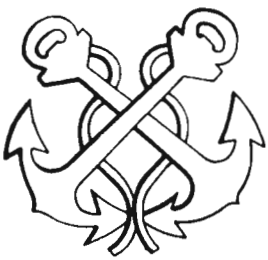
ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ
1954

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΤΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

ΧΡΥΣΟΥΝ ΜΕΤΑΛΛΙΟΝ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ



ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟΝ ΚΕΙΜΕΝΟΝ

ΔΗΜΟΣΙΩΝ ΣΧΟΛΩΝ

ΥΠΟΥΡΓΕΙΟΝ ΝΑΥΤΙΛΙΑΣ - ΜΕΤΑΦΟΡΩΝ - ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

ΕΚΔΟΣΕΙΣ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΤΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

(Διὰ Μηχανικοὺς)

Μαθηματικὰ
Πυρηνικὴ Φυσικὴ
Ἀγγλικὰ
Τεχνικὴ Μηχανικὴ Α, Β.
Θερμοδυναμικὴ
Τεχνολογία Μηχανουργικῶν Ὑλικῶν (Μεταλλογνωσία - Μεταλλοτεχνία)
Λέβητες Α, Β.
Ἀτμομηχαναὶ (Παλινδρομικαὶ - Στρόβιλοι)
Μ.Ε.Κ.
Ἠλεκτροτεχνία
Μηχανήματα Σκάφους
Ψυκτικαὶ Ἐγκαταστάσεις
Ναυπηγία
Καύσιμα - Λιπαντικὰ
Μηχανουργικὴ Τεχνολογία
Τεχνικὴ Ὁρολογία Πλοίου
Τηλεκίνησις καὶ αὐτοματισμὸς συγχρόνων πλοίων
Ἠλεκτρονικὰ

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

Ὁ Εὐγένιος Εὐγενίδης, ἱδρυτὴς καὶ χορηγὸς τοῦ «Ἱδρύματος Εὐγενίδου» προεῖδεν ἐνωρίτατα καὶ ἐσχημάτισε τὴν βαθεῖαν πεποίθησιν ὅτι ἀναγκαῖον παράγοντα διὰ τὴν πρόοδον τοῦ ἔθνους θὰ ἀπετέλει ἡ ἀρτία κατάρτισις τῶν τεχνικῶν μας ἐν συνδυασμῷ πρὸς τὴν ἠθικὴν ἀγωγὴν αὐτῶν.

Τὴν πεποίθησίν του αὐτὴν τὴν μετέτρεψεν εἰς γενναιόφρονα πρᾶξιν εὐεργεσίας, ὅταν ἐκληροδότησε σεβαστὸν ποσὸν διὰ τὴν σύστασιν Ἱδρύματος, ποὺ θὰ εἶχεν σκοπὸν νὰ συμβάλλῃ εἰς τὴν τεχνικὴν ἐκπαίδευσιν τῶν νέων τῆς Ἑλλάδος.

Διὰ τοῦ Β. Διατάγματος τῆς 10ης Φεβρουαρίου 1956, συνεστήθη τὸ Ἵδρυμα Εὐγενίδου καὶ κατὰ τὴν ἐπιθυμίαν τοῦ διαθέτου ἐτέθη ὑπὸ τὴν διοίκησιν τῆς ἀδελφῆς του Κυρίας Μαρ. Σίμου. Ἀπὸ τὴν στιγμὴν ἐκείνην ἤρχισαν πραγματοποιούμενοι οἱ σκοποί, ποὺ ὡραματίσθη ὁ Εὐγένιος Εὐγενίδης καὶ συγχρόνως ἡ πλήρωσις μιᾶς ἀπὸ τὰς βασικωτέρας ἀνάγκας τοῦ ἐθνικοῦ μας βίου.

* * *

Κατὰ τὴν κλιμάκωσιν τῶν σκοπῶν του, τὸ Ἵδρυμα προέταξε τὴν ἔκδοσιν τεχνικῶν βιβλίων τόσον διὰ λόγους θεωρητικοὺς ὅσον καὶ πρακτικούς. Ἐκρίθη, πράγματι, ὅτι ἀπετέλει πρωταρχικὴν ἀνάγκην ὁ ἐφοδιασμὸς τῶν μαθητῶν μὲ σειρὰς βιβλίων, αἱ ὁποῖαι θὰ ἔθετον ὀρθὰ θεμέλια εἰς τὴν παιδείαν των καὶ αἱ ὁποῖαι θὰ ἀπετέλουν συγχρόνως πολύτιμον βιβλιοθήκην διὰ κάθε τεχνικόν.

Εἰδικώτερον, ὅσον ἀφορᾷ εἰς τὰ ἐκπαιδευτικὰ βιβλία τῶν μαθητῶν τῶν Δημοσίων Σχολῶν Ἐμπορικοῦ Ναυτικοῦ, τὸ Ἵδρυμα ἀνέλαβε τὴν ἔκδοσίν των ἐν πλήρει καὶ στενῇ συνεργασίᾳ μετὰ τῆς Διευθύνσεως Ναυτικῆς Ἐκπαιδεύσεως τοῦ Ὑπουργείου Ἐμπορικῆς Ναυτιλίας, ὑπὸ τὴν ἐποπτείαν τοῦ ὁποίου ὑπάγονται αἱ Σχολαὶ αὗται.

Ἡ ἀνάθεσις εἰς τὸ Ἵδρυμα ἐγένετο δυνάμει τῆς ὑπ' ἀριθ. 61288/5031, 9ης Αὐγούστου 1966, ἀποφάσεως τοῦ Ὑπουργοῦ Ἐμπορικῆς Ναυτιλίας δι' ἧς συνεκροτήθη καὶ ἡ Ἐπιτροπὴ Ἐκδόσεων.

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

Κύριος σκοπὸς τῶν ἐκδόσεων αὐτῶν εἶναι ἡ παροχὴ πρὸς τοὺς μαθητὰς τῶν ναυτικῶν σχολῶν τῶν ἀναγκαίων ἐκπαιδευτικῶν κειμένων, τὰ ὁποῖα ἀντιστοιχοῦν πρὸς τὰ ἐν ταῖς Σχολαῖς διδασκόμενα μαθήματα.

Ἐν τούτοις ἐλήφθη πρόνοια, ὥστε τὰ βιβλία νὰ εἶναι γενικώτερον χρήσιμα δι' ὅλους τοὺς ἀξιωματικοὺς τοῦ Ἐμπορικοῦ Ναυτικοῦ, τοὺς ἀσκοῦντας ἤδη τὸ ἐπάγγελμα καὶ ἐξελισσομένους εἰς τὴν ἱεραρχίαν τοῦ κλάδου των.

* * *

Οἱ συγγραφεῖς καὶ ἡ Ἐπιτροπὴ Ἐκδόσεων τοῦ Ἱδρύματος κατέβαλον κάθε προσπάθειαν, ὥστε τὰ βιβλία νὰ εἶναι ἐπιστημονικῶς ἄρτια ἀλλὰ καὶ προσηρμοσμένα εἰς τὰς ἀνάγκας καὶ τὰς δυνατότητας τῶν μαθητῶν. Δι' αὐτὸ καὶ τὰ βιβλία αὐτὰ ἔχουν γραφῆ εἰς ἁπλῆν γλῶσσαν καὶ ἀνάλογον πρὸς τὴν στάθμην τῆς ἐκπαιδεύσεως διὰ τὴν ὁποίαν προορίζεται ἑκάστη σειρὰ τῶν βιβλίων. Ἡ τιμὴ τῶν βιβλίων ὡρίσθη τόσον χαμηλή, ὥστε νὰ εἶναι προσιτὰ καὶ εἰς τοὺς πλέον ἀπόρους μαθητάς.

Οὕτω προσφέρονται εἰς τὸ εὐρὺ κοινὸν τῶν καθηγητῶν καὶ τῶν μαθητῶν τῆς ναυτικῆς μας ἐκπαιδεύσεως καὶ εἰς ὅλους τοὺς ἀξιωματικοὺς τοῦ Ε.Ν. αἱ ἐκδόσεις τοῦ Ἱδρύματος, τῶν ὁποίων ἡ συμβολὴ εἰς τὴν πραγματοποίησιν τοῦ σκοποῦ τοῦ Εὐγενίου Εὐγενίδου ἐλπίζεται νὰ εἶναι μεγάλη.

ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΕΚΔΟΣΕΩΝ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

Ἀλέξανδρος Ι. Παππᾶς, Ὀμ. Καθηγητὴς ΕΜΠ, Πρόεδρος.
Χρυσόστομος Φ. Καβουνίδης, Διπλ. Μηχ. - Ἠλ. ΕΜΠ, Ἐπίτιμος Διοικητὴς Ο.Τ.Ε., Ἀντιπρόεδρος
Μιχαήλ Γ. Ἀγγελόπουλος, Τακτικὸς Καθηγητὴς ΕΜΠ, τ. Διοικητὴς ΔΕΗ.
Ἑλλάδιος Σίδερης, Ὑποναύαρχος Μηχ. (ἐ.ἀ.).
Παναγιώτης Λυκούδης, Πλοίαρχος Λ.Σ., Γεν. Δευθ. Ναυτ. Ἐκπ. Υ.Ε.Ν.
Σύμβουλος ἐπὶ τῶν ἐκδόσεων τοῦ Ἱδρύματος **Κωνστ. Α. Μανάφης**, Καθηγητὴς Φιλοσοφικῆς Σχολῆς Παν/μίου Ἀθηνῶν
Γραμματεὺς τῆς Ἐπιτροπῆς, **Δημοσθένης Π. Μεγαρίτης**.

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΤΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

Α. Γ. ΠΑΠΑΠΑΥΛΟΥ

ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΑΘΗΝΑ
1981

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Ἡ Τεχνικὴ θερμοδυναμικὴ εἶναι ἐκ τῶν σπουδαιοτέρων μαθημάτων διὰ τοὺς μηχανολόγους μηχανικοὺς καὶ τοὺς μηχανικοὺς ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων. Εἰς τὴν Θερμοδυναμικὴν ἐξετάζονται οἱ νόμοι, οἱ ὁποῖοι διέπουν τὰς ἀλλαγὰς καταστάσεως τῶν ἀερίων καὶ τῶν ἀτμῶν καὶ ἐφαρμόζονται περαιτέρω κατὰ τὴν λειτουργίαν τῶν μηχανῶν ἐσωτερικῆς καύσεως καὶ τῶν ἀτμομηχανῶν. Ἐπίσης μελετῶνται αἱ πραγματικαὶ μεταβολαὶ ἐν συγκρίσει πρὸς τὰς ἰδανικὰς καὶ συνάγονται τὰ ἀπαραίτητα συμπεράσματα διὰ τὴν ἀποδοτικωτέραν λειτουργίαν τῶν θερμικῶν ἐγκαταστάσεων: Τοῦτο, διότι ἡ καλὴ γνῶσις ὑπὸ τοῦ ἐπιβλέποντος μηχανικοῦ τοῦ τρόπου λειτουργίας καὶ τῶν ὅρων καλυτέρας ἀποδόσεως τῶν μηχανῶν καὶ μηχανημάτων ἐγγυᾶται τὴν καλὴν συντήρησιν καὶ τὴν οἰκονομικωτέραν ἐκμετάλλευσιν τῶν θερμικῶν ἐγκαταστάσεων.

Ἡ διάρθρωσις τῆς ὕλης καὶ ἡ σειρὰ τῶν κεφαλαίων τοῦ παρόντος βιβλίου ἔγινε κατὰ τρόπον, ὥστε μὲ τὴν διδασκαλίαν τῶν ἐξ πρώτων κεφαλαίων εἰς τὴν Α' τάξιν τῶν Δημοσίων Σχολῶν Ἐμπορικοῦ Ναυτικοῦ νὰ προετοιμάζωνται πλήρως οἱ μαθηταί, διὰ νὰ δύνανται νὰ παρακολουθήσουν εἰς τὴν Β' τάξιν τὴν διδασκαλίαν τῶν εἰδικῶν μαθημάτων Ἀτμολεβήτων, Ἀτμομηχανῶν καὶ Μηχανῶν Ἐσωτερικῆς Καύσεως.

Ἀσκήσεις καὶ παραδείγματα ὑπάρχουν εἰς ἕκαστον κεφάλαιον, ὥστε νὰ ὑποβοηθῆται ὁ μαθητὴς εἰς τὴν κατανόησιν τῆς ὕλης καὶ τὴν ἐφαρμογὴν τῶν ὅσων διδάσκεται. Οἱ ἀπαιτούμενοι πίνακες καὶ διαγράμματα διὰ τὴν ἐπίλυσιν ἀσκήσεων ἔχουν περιληφθῆ εἰς ἰδιαίτερον τεῦχος τῶν ἐκδόσεων τοῦ Εὐγενιδείου Ἱδρύματος μὲ τίτλον ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ. ΠΙΝΑΚΕΣ - ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ.

Ὡρισμένα τμήματα τῆς ὕλης ἐγράφησαν διὰ μικροτέρων τυπογραφικῶν στοιχείων (ψιλῶν)· ταῦτα δύναται ὁ διδάσκων νὰ παραλείψη, χωρὶς νὰ διακόπτεται ἡ ἐννοιολογικὴ συνέχεια τῆς ὕλης.

Ἀνεξαρτήτως τοῦ σκοποῦ, διὰ τὸν ὁποῖον ἐγράφη τὸ βιβλίον αὐτό, πιστεύω ὅτι θὰ ἀποτελέση ἐπίσης σημαντικὸν βοήθημα καὶ διὰ τοὺς τεχνικοὺς ἀξιωματικοὺς τοῦ Πολεμικοῦ Ναυτικοῦ, τοὺς ἀξιωματικοὺς μηχανικοὺς τοῦ Ἐμπορικοῦ Ναυτικοῦ, καὶ τοὺς μηχανολόγους μηχανικοὺς ἐν γένει.

Εἰς τὴν ΣΧΟΛΗΝ ΝΑΥΤΙΚΩΝ ΔΟΚΙΜΩΝ, εἰς τὴν ὁποίαν ἐφοίτησα ἐπὶ πενταετίαν ὡς μαθητὴς καὶ ἐδίδαξα ἐπὶ 22 ἔτη ὡς καθηγητὴς *Θερμοδυναμικῆς*, ἀφιερώνω τὸ παρὸν εἰς ἔνδειξιν εὐγνωμοσύνης.

Α.Γ. ΠΑΠΑΠΑΥΛΟΥ
Ὑποναύαρχος Μηχανικὸς ἐ.ἀ.

ΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

ДРУКА СУЧАСНА
1954

ΠΙΝΑΞ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΜΕΡΟΣ ΠΡΩΤΟΝ

ΚΕΦ. 1 **Εἰσαγωγὴ — Τεχνικοὶ ὅροι**

1 - 1 Γενικὰ 1
1 - 2 Πίεσις 1
1 - 3 Κενὸν 3
1 - 4 Μηχανικὴ ἐνέργεια - Θερμικὴ ἐνέργεια 4
1 - 5 Δυναμικὴ ἐνέργεια 5
1 - 6 Κινητικὴ ἐνέργεια 6
1 - 7 Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια 7
1 - 8 Μηχανικὸν ἔργον 8
1 - 9 Ἔργον ροῆς 9
1 - 10 Ἰσχὺς - Ἵππος 9
1 - 11 Ἀσκήσεις 10
(Ἰσότητες 1 - 7)

ΚΕΦ. 2 **Θερμότης — Θερμοκρασία**

2 - 1 Θερμικὴ μηχανὴ 12
2 - 2 Θερμοδυναμικὰ μέσα 12
2 - 3 Χαρακτηριστικὰ θερμοδυναμικῶν μέσων 13
2 - 4 Θερμότης - Θερμοκρασία 13
2 - 5 Ἐπίδρασις τῆς θερμότητος ἐπὶ τῆς θερμοκρασίας. Λανθάνουσα καὶ αἰσθητὴ θερμότης 15
2 - 6 Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἀερίων 17
2 - 7 Μέτρησις θερμοκρασίας. Σχετικὴ καὶ ἀπόλυτος θερμοκρασία 18
2 - 8 Εἰδικὸς ὄγκος καὶ εἰδικὸν βάρος 19
2 - 9 Εἰδικὴ θερμότης. Μονάδες θερμότητος 20
2 - 10 Εἰδικὴ θερμότης ἀερίων 21
2 - 11 Σχέσις μεταξὺ θερμότητος, εἰδικῆς θερμότητος καὶ θερμοκρασίας 22
2 - 12 Πρῶτος θερμοδυναμικὸς Νόμος. Μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος 24
2 - 13 Μετάδοσις θερμότητος 26
2 - 14 Ἀγωγιμότης. Νόμος τοῦ Fourrier 27
2 - 15 Μετάδοσις θερμότητος δι' ἀγωγῆς μέσω σειρᾶς τοιχωμάτων 30
2 - 16 Μετάδοσις θερμότητος διὰ μεταφορᾶς 31
2 - 17 Μετάδοσις θερμότητος μέσω τοιχώματος, ποὺ διαχωρίζει δύο ρευστὰ 33
2 - 18 Μεταφορὰ θερμότητος καὶ ἐπικρατοῦσαι θερμοκρασίαι εἰς κύλινδρον μηχανῆς Ντῆζελ 35
2 - 19 Τιμαὶ τοῦ συντελεστοῦ ρευστοῦ καὶ τοῦ U 36
2 - 20 Μεταφορὰ θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας 38
2 - 21 Ἀσκήσεις 39
(Ἰσότητες 8 - 24)

ΚΕΦ. 3 **Ἀέρια — Νόμοι ἀερίων — Μίγματα ἀερίων**

3 - 1 Τέλεια ἀέρια. Φυσικὰ ἀέρια 41
3 - 2 Νόμος Boyle καὶ Mariotte 41
3 - 3 Νόμος τοῦ Charles ἢ τοῦ Gay - Lussac 42
3 - 4 Συνδυασμὸς Νόμων Boyle καὶ Lussac 43
3 - 5 Χαρακτηριστικὴ σταθερὰ ἀερίου 44

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

3 - 6 Χαρακτηριστική ἰσότης ἀερίων 45
3 - 7 Νόμος τοῦ Regnault 46
3 - 8 Νόμος τοῦ Joule 46
3 - 9 Νόμος τοῦ Avogadro 48
3 - 10 Λιβρομόριον καὶ Κιλομόριον (Mol) 49
3 - 11 Διεθνὴς σταθερὰ τῶν ἀερίων 50
3 - 12 Ὀγκομετρικὴ θερμότης. Σταθερὰ γ ἀερίων 50
3 - 13 Κινητικὴ θεωρία τῶν ἀερίων. Βαθμὸς ἐλευθερίας κινήσεως τῶν μορίων τῶν ἀερίων 51
3 - 14 Καθορισμὸς τῆς τιμῆς τοῦ Κυ τῶν ἀερίων 53
3 - 15 Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τῆς μοριακῆς θερμότητος 54
3 - 16 Μίγματα ἀερίων. Νόμος τοῦ Dalton 56
3 - 17 Εὕρεσις μερικῶν πιέσεων μίγματος ἀερίων, ὅταν δίδεται ἡ ὁλική.. 57
3 - 18 Ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος. Χαρακτηριστικὴ σταθερά, εἰδικαὶ θερμότητες μίγματος ἀερίων 59
3 - 19 Ἀσκήσεις 61
(Ἰσότητες 25 - 41)

ΚΕΦ. 4 Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων

4 - 1 Γενικὰ 62
4 - 2 Ἰσότης διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας εἰς λειτουργίαν ἄνευ ροῆς..... 63
4 - 3 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 64
4 - 4 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν..... 69
4 - 5 Γενικὴ ἰσότης ἔργου κατὰ τὴν ἀλλαγὴν καταστάσεων ἀερίων 69
4 - 6 Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἢ ἰσόθερμος ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων..... 70
4 - 7 Ὑπερβολικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίου..... 72
4 - 8 Μαθηματικὴ ἀπόδειξις ἔργου ὑπερβολικῆς ἀλλαγῆς 72
4 - 9 Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων 73
4 - 10 Πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων 78
4 - 11 Εὕρεσις ἔργου πολυτροπικῆς καὶ ἰσοεντροπικῆς ἀλλαγῆς 79
4 - 12 Σύγκρισις ἀδιαβατικῆς, ἰσοθερμοκρασιακῆς καὶ πολυτροπικῆς καμπύλης 80
4 - 13 Καθορισμὸς τῆς τιμῆς τοῦ ἐκθέτου Κ 81
4 - 14 Ἐλευθέρα ἄνευ ἀντιστάσεως ἐκτόνωσις ἀερίου 81
4 - 15 Ἀσκήσεις 84
(Ἰσότητες 42 - 64)

ΚΕΦ. 5 Θερμικοὶ κύκλοι

5 - 1 Γενικὰ 85
5 - 2 Ἰδανικὴ ἀπόδοσις θερμικοῦ κύκλου 87
5 - 3 Θερμοδυναμικὴ ἀναστρεψιμότης 87
5 - 4 Ἀναστρεψιμότης καὶ θερμοδυναμικαὶ ἀλλαγαὶ καταστάσεως 90
5 - 5 Κύκλος τοῦ Carnot 91
5 - 6 Ἰδανικὸς ἢ θεωρητικὸς κύκλος Otto 96
5 - 7 Ἰδανικὸς ἢ θεωρητικὸς κύκλος Diesel 100
5 - 8 Ἰδανικὸς ἢ θεωρητικὸς μικτὸς κύκλος Dual 104
5 - 9 Κύκλος τοῦ Joule 107
5 - 10 Ἀσκήσεις 109
(Ἰσότητες 65 - 72)

ΚΕΦ. 6 Ὑδρατμοὶ

6 - 1 Γενικὰ περὶ ἀτμῶν. Αἱ τέσσαρες καταστάσεις ἑνὸς σώματος..... 111
6 - 2 Σχηματισμὸς ὑδρατμοῦ. Ὑγρός, ξηρός, ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς 113
6 - 3 Αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος. Ὁλικὴ θερμότης ὕδατος 115
6 - 4 Βαθμὸς ξηρότητος ἢ τίτλος ὑγροῦ ὑδρατμοῦ 116

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

6 - 5 Λανθάνουσα θερμότης ὑδρατμοῦ 116
6 - 6 Ὁλική θερμότης ὑδρατμοῦ 117
6 - 7 Χρῆσις πινάκων ξηροῦ ὑδρατμοῦ. Ὑπολογισμὸς θερμότητος ἀτμοποιήσεως τοῦ ὕδατος 118
6 - 8 Ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς 119
6 - 9 Εἰδικὸς ὄγκος ὑδρατμοῦ 120
6 - 10 Ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως 122
6 - 11 Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ὑδρατμοῦ 124
6 - 12 Θερμικὸν περιεχόμενον ἢ ἐνθαλπία 125
6 - 13 Ἀσκήσεις 126
(Ἰσότητες 73 - 83)

ΚΕΦ. 7 Ἐντροπία

7 - 1 Ἔννοια τῆς ἐντροπίας 128
7 - 2 Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως εἰς διάγραμμα T - S 129
7 - 3 Κύκλος Carnot εἰς διάγραμμα T - S 130
7 - 4 Μετατρέψιμος καὶ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια 131
7 - 5 Ἡ ἐντροπία ὡς δείκτης τῆς μὴ μετατρεψίμου ἐνεργείας 133
7 - 6 Μαθηματικὴ ἔκφρασις τῆς ἐντροπίας 136
7 - 7 Ἀλλαγὴ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον καὶ σταθερὰν πίεσιν 137
7 - 8 Ἰσοθερμοκρασιακὴ καὶ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ ἀερίου 137
7 - 9 Πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίου 137
7 - 10 Μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας ἀερίου κατὰ τὰς διαφόρους ἀλλαγὰς καταστάσεως (Ἀνακεφαλαίωσις) 138
7 - 11 Ἐντροπία ὕδατος 138
7 - 12 Ἐντροπία ἀτμοποιήσεως. Ἐντροπία ξηροῦ καὶ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ 139
7 - 13 Ἐντροπία ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ 139
7 - 14 Γραφικὴ παράστασις τῶν ἀλλαγῶν καταστάσεως ἀερίων εἰς ἄξονας T - S 141
7 - 15 Κύκλος Otto - Diesel καὶ Μικτὸς εἰς ἄξονας T - S 144
7 - 16 Σύγκρισις κύκλων Carnot καὶ Diesel 144
7 - 17 Σύγκρισις κύκλων Otto καὶ Diesel 146
(Ἰσότητες 84 - 98)

ΚΕΦ. 8 Διαγράμματα ὑδρατμοῦ. Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ὑδρατμοῦ

8 - 1 Διάγραμμα ὑδρατμοῦ - Ἐντροπίας - Θερμοκρασίας (T - S) 148
8 - 2 Διάγραμμα P, υ — Διάγραμμα ι - S 151
8 - 3 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμῶν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 152
8 - 4 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμῶν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 154
8 - 5 Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ 154
8 - 6 Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ 157
8 - 7 Στραγγαλισμὸς ὑδρατμοῦ 159
8 - 8 Παράστασις θερμότητος ὕδατος, λανθανούσης θερμότητος, ὁλικῆς θερμότητος καὶ θερμότητος ὑπερθερμάνσεως ὑδρατμοῦ εἰς διάγραμμα T - S 161
8 - 9 Γραμμαὶ σταθερᾶς πιέσεως, σταθεροῦ ὄγκου, σταθερᾶς ὁλικῆς θερμότητος εἰς διάγραμμα T - S 162
8 - 10 Διάγραμμα Mollier (ι — S) ὑδρατμοῦ - Περιγραφὴ - Χρῆσις 163
8 - 11 Μέτρησις βαθμοῦ ξηρότητος ὑδρατμοῦ 169
(Ἰσότητες 99 - 104)

ΚΕΦ. 9 Μῖγμα ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ

9 - 1 Γενικὰ 173
9 - 2 Μερικαὶ πιέσεις ἀέρος - ὑδρατμοῦ 174
9 - 3 Ἀπόλυτος ὑγρασία - Σχετικὴ ὑγρασία 174

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΗ 1954

9 - 4 Σημεῖον δρόσου (Dew point) 176
9 - 5 Εὕρεσις ὑγρασίας ἀέρος (ψυχρομετρία) 178
9 - 6 Ὁλική θερμότης ἢ ἐνθαλπία μίγματος ἀέρος - ὑδρατμοῦ 181
9 - 7 Κορεσμὸς ὑπὸ σταθερὰν ἀνθαλπίαν 182
9 - 8 Ψυχρομετρικὸν διάγραμμα 183
9 - 9 Ἀσκήσεις 187
(Ἰσότητες 105 - 114)

ΚΕΦ. 10 **Καῦσις καὶ ἀτμολέβητες**

10 - 1 Γενικὰ περὶ πετρελαίου ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων. Ἀνωτέρα καὶ κατωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης 188
10 - 2 Ἐξισώσεις καύσεως ἄνθρακος, ὑδρογόνου καὶ θείου 190
10 - 3 Ἐξισώσεις καύσεως μονοξειδίου τοῦ ἄνθρακος (CO) 191
10 - 4 Μετατροπὴ ὀγκομετρικῆς ἀναλύσεως καυσαερίων εἰς ἀνάλυσιν βάρους 192
10 - 5 Ὑπολογισμὸς τῆς θεωρητικῶς ἀπαιτουμένης ποσότητος ἀέρος διὰ τὴν καῦσιν ἑνὸς καυσίμου 193
10 - 6 Ὑπολογισμὸς βάρους καυσαερίων ἀνὰ μονάδα βάρους καιομένου καυσίμου 194
10 - 7 Ὑπολογισμὸς βάρους τοῦ ἐπὶ πλέον χορηγουμένου ἀέρος 195
10 - 8 Ὑπολογισμὸς τῆς ἀποβαλλομένης θερμότητος μὲ τὰ καυσαέρια ... 197
10 - 9 Καῦσις ἀερίων καυσίμων κατ' ὄγκον 198
10 - 10 Ἀτμολέβητες - Ἀπόδοσις - Ὀρολογία 200
10 - 11 Θερμικὸν ἰσοζύγιον λέβητος 202
10 - 12 Ἀσκήσεις 207
(Ἰσότητες 115 - 145)

ΚΕΦ. 11 **Κύκλοι μηχανῶν ὑδρατμοῦ**

11 - 1 Γενικὰ 208
11 - 2 Βασικὰ ἐξαρτήματα διὰ πραγματοποίησιν τοῦ κύκλου Rankine .. 208
11 - 3 Παράστασις κύκλου Rankine εἰς ἄξονας T - S καὶ P - υ 210
11 - 4 Παράστασις κύκλου Rankine εἰς διάγραμμα Mollier 212
11 - 5 Κύκλος Rankine μὲ ἀναθέρμανσιν 214
11 - 6 Ἀναθερμαινόμενος κύκλος Rankine εἰς διάγραμμα ι - S καὶ T - S 216
11 - 7 Αὐτοθερμαινόμενος κύκλος Rankine 219
11 - 8 Ἄλλαι τροποποιήσεις εἰς τὸν τυπικὸν κύκλον Rankine 221
11 - 9 Γενικὰ συμπεράσματα ἐπὶ τῶν ὅρων βελτιώσεως ἀποδόσεως κύκλου Rankine 222
11 - 10 Παραγωγὴ ὑδρατμοῦ ἄνω τοῦ κριτικοῦ σημείου 224
11 - 11 Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ. Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος .. 226
(Ἰσότητες 146 - 158)

ΚΕΦ. 12 **Παλινδρομικὴ ἀτμομηχανὴ**

12 - 1 Γενικὰ 228
12 - 2 Κύκλος Rankine μὲ ἀτελῆ ἐκτόνωσιν καὶ ἄνευ ἐκτονώσεως 228
12 - 3 Εὕρεσις ἀποδόσεως κύκλου Rankine μὲ ἀτελῆ ἐκτόνωσιν καὶ ἄνευ ἐκτονώσεως 230
12 - 4 Θεωρητικὸν διάγραμμα παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς 233
12 - 5 Μέση ἐνεργὸς πίεσις (Μ.Ε.Π.) 234
12 - 6 Ὑπολογισμὸς τῆς μέσης ἐνεργοῦ πιέσεως ἀπὸ τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς 236
12 - 7 Πρακτικαὶ ἀπώλειαι εἰς κύλινδρον παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς... 239
12 - 8 Πραγματικὸν διάγραμμα - Ὑπολογισμὸς βάρους ἀτμοῦ εἰς τὸν κύλινδρον 241
12 - 9 Καμπύλη κορεσμοῦ 244

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΕΩΝ 1954

12 - 10 Πλεονεκτήματα χρήσεως ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ εἰς παλινδρομικὴν μηχανὴν 245
12 - 11 Σύγκρισις θεωρητικοῦ καὶ πραγματικοῦ διαγράμματος 246
12 - 12 Ἱπποδύναμις - Ἀπόδοσις 247
12 - 13 Ἀτμομηχαναὶ πολλαπλῆς ἐκτονώσεως 250
(Ἰσότητες 159 - 179)

ΚΕΦ. 13 Ἀκροφύσια —Ἀτμοστρόβιλοι

13 - 1 Εἰσαγωγὴ 253
13 - 2 Σταθερὰ ροή. Ἰσότης συνεχείας ροῆς 254
13 - 3 Σχῆμα ἀκροφυσίου ὅπως καθορίζεται ἀπὸ τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ ρευστοῦ 255
13 - 4 Κρίσιμος πίεσις καὶ ταχύτης 258
13 - 5 Ὑπολογισμὸς ταχύτητος ὑδρατμοῦ καὶ ἀερίου κατὰ τὴν δίοδον μέσω ἀκροφυσίου 260
13 - 6 Ὑπολογισμὸς διατομῆς λαιμοῦ καὶ διατομῆς ἐξόδου ἀκροφυσίου 263
13 - 7 Ἀποτελέσματα τριβῶν τοῦ ὑδρατμοῦ 264
13 - 8 Ἀπομάστευσις 266
13 - 9 Δεύτερος θερμικὸς ὑπολογισμὸς ἀπομαστεύσεως 270
13 - 10 Ἐπιλογὴ σημείων ἀπομαστεύσεως ἀτμοστροβίλου. Θερμοκρασία τροφοδοτικοῦ ὕδατος διὰ καλυτέραν ἀπόδοσιν 273
13 - 11 Ἐσωτερικὴ ἰσχύς. Ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις ἀτμοστροβίλου 275
13 - 12 Πραγματικὸν ἔργον. Πραγματικὴ ἀπόδοσις στροβίλου 279
13 - 13 Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος. Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ... 281
(Ἰσότητες 180 - 213)

ΚΕΦ. 14 Ἀεροσυμπιεσταὶ

14 - 1 Εἰσαγωγὴ 284
14 - 2 Παλινδρομικὸς συμπιεστὴς 284
14 - 3 Ἰδανικὸν διάγραμμα συμπιεστοῦ ἁπλῆς φάσεως. Ἔργον συμπιέσεως. Θεωρητικὴ ἰσχὺς διὰ κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ 287
14 - 4 Σημασία τῆς τιμῆς τοῦ ἐκθέτου Κ τῆς συμπιέσεως 289
14 - 5 Συμπιεστὴς δύο φάσεων. Ἐνδιάμεσος ψῦξις 290
14 - 6 Ὅροι μεγίστης ἀποδόσεως ἀεροσυμπιεστῶν 293
14 - 7 Ἀεροσυμπιεστὴς τριῶν φάσεων 295
14 - 8 Ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις συμπιεστοῦ 296
14 - 9 Ἀπόδοσις συμπιεστοῦ 299
14 - 10 Στροβιλοσυμπιεσταὶ (Turbo - Compressors) 299
14 - 11 Ἀσκήσεις 300
(Ἰσότητες 214 - 234)

ΚΕΦ. 15 Μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως (Μ.Ε.Κ.)

15 - 1 Εἰσαγωγὴ 301
15 - 2 Ἰσχὺς - Μέση ἐνεργὸς πίεσις 301
15 - 3 Ἀπόδοσις Μ.Ε.Κ. 302
15 - 4 Εἰδικὴ κατανάλωσις καυσίμου. Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος... 303
15 - 5 Θερμικὸν ἰσοζύγιον Μ.Ε.Κ. 305
15 - 6 Ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις Μ.Ε.Κ. 308
15 - 7 Ἀποτέλεσμα τῆς μεταβολῆς τῆς εἰδικῆς θερμότητος 310
15 - 8 Γενικὰ περὶ ἀεριοστροβίλων 310
(Ἰσότητες 235 - 247)

ΚΕΦ. 16 Ψυκτικοὶ κύκλοι

16 - 1 Γενικὰ 313
16 - 2 Ἰδανικὴ ψῦξις. Ἀντίστροφος κύκλος Carnot 313

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

16 - 3 Ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα. Ψυκτικὸς τόννος. Συντελεστὴς λειτουργίας ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως 316
16 - 4 Μηχανικὴ ψῦξις διὰ συμπιέσεως ἀτμῶν - ἀναστρεφόμενος κύκλος Rankine 318
16 - 5 Βασικὰ ἐξαρτήματα διὰ τὴν πραγματοποίησιν ψυκτικοῦ κύκλου διὰ συμπιέσεως 320
16 - 6 Ὑγροποίησις ἀερίων καὶ ἀτμῶν. Ψυκτικοὶ φορεῖς 322
16 - 7 Ἀμμωνία, Freon 12 καὶ Freon 22 323
16 - 8 Λανθάνουσα θερμότης καὶ ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα 325
16 - 9 Διάγραμμα πιέσεως - ὁλικῆς θερμότητος ἢ ἐνθαλπίας (P - i) ψυκτικῶν φορέων. Κύκλος λειτουργίας (Ὑπερθέρμανσις καὶ Ὑπόψυξις) .. 326
16 - 10 Τυπικὸς κύκλος Freon 12 330
16 - 11 Σύστημα ψύξεως δι' ἀπορροφήσεως ἀτμῶν 334
16 - 12 Ἀσκήσεις 335
(Ἰσότητες 248 - 252)

ΚΕΦ. 17 **Κλιματισμὸς ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος**

17 - 1 Εἰσαγωγὴ 337
17 - 2 Θεωρία τοῦ κλιματισμοῦ 337
17 - 3 Θερμότης τοῦ ἀέρος. Ψυχρομετρικὸν διάγραμμα 338
17 - 4 Κίνησις τοῦ ἀέρος 341
17 - 5 Ἰσοζύγιον θερμότητος τοῦ ἀνθρωπίνου σώματος 341
17 - 6 Αἴσθημα ἀνέσεως. Ἐνεργὸς θερμοκρασία. Κλιματισμὸς κατὰ τὸν χειμῶνα. Κλιματισμὸς κατὰ τὸ θέρος 343
17 - 7 Βασικὸς κύκλος κλιματισμοῦ διὰ ψῦξιν εἰς διαμέρισμα πλοίου ... 346
17 - 8 Διάγραμμα ἀνέσεως - Ζώνη ἀνέσεως χειμῶνος - Ζώνη ἀνέσεως θέρους 348
17 - 9 Ἀσκήσεις 351

ΚΕΦ. 18 **Ἐξαρτήματα μεταφορᾶς θερμότητος**

18 - 1 Γενικὰ 352
18 - 2 Μέση διαφορὰ θερμοκρασίας 353
18 - 3 Παράλληλος καὶ ἀντίστροφος ροὴ 354
18 - 4 Μεταφορὰ θερμότητος μὲ παράλληλον καὶ ἀντίστροφον ροὴν 355
(Ἰσότητες 253 - 254)

ΚΕΦ. 19 **Περιγραφὴ ἐγκαταστάσεως ἀτμοκινήτου πλοίου. Ροὴ ὑδρατμοῦ καὶ ἰσοζύγιον θερμότητος**

19 - 1 Γενικὰ 362
19 - 2 Μηχανήματα τῆς ἐγκαταστάσεως 362
19 - 3 Σωληνώσεις 364
19 - 4 Χαρακτηριστικὰ τοῦ πλοίου, ὅταν τοῦτο πλέῃ μὲ κανονικὴν πλήρη ἰσχύν 364
19 - 5 Ροὴ ὑδρατμοῦ καὶ ἰσολογισμὸς θερμότητος 365
19 - 6 Ροὴ ὑδρατμοῦ, ὅταν τὸ πλοῖον πλέῃ μὲ μεγίστην ἰσχύν 370
19 - 7 Ροὴ ὑδρατμοῦ, ὅταν τὸ πλοῖον πλέῃ μὲ μεγίστην ἰσχὺν καὶ γίνεται καθαρισμὸς δεξαμενῶν φορτίου Butterworth 371
19 - 8 Ροὴ ὑδρατμοῦ, ὅταν τὸ πλοῖον πλέῃ μὲ μεγίστην ἰσχὺν καὶ γίνεται θέρμανσις τοῦ ὑγροῦ φορτίου του 371
19 - 9 Ροὴ ὑδρατμοῦ. Πλοῖον εἰς τὸν λιμένα. Ἐκφόρτωσις ὑγροῦ φορτίου 371

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΗ 1954

ΜΕΡΟΣ ΠΡΩΤΟΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 1

ΕΙΣΑΓΩΓΗ – ΤΕΧΝΙΚΟΙ ΟΡΟΙ

1·1 Γενικά.

Θερμοδυναμική γενικῶς εἶναι ὁ κλάδος τῆς Φυσικῆς, ὁ ὁποῖος ἐξετάζει καὶ μελετᾶ διαφόρους μορφὰς ἐνεργείας καὶ ἰδιαιτέρως τοὺς νόμους μετατροπῆς τῆς θερμικῆς εἰς ἄλλας μορφὰς ἐνεργείας καὶ ἀντιστρόφως.

Εἰδικώτερον ἡ Θερμοδυναμικὴ ἐξετάζει τὴν συμπεριφορὰν τῶν ἀερίων καὶ ἀτμῶν ὑπὸ διαφόρους θερμοκρασίας καὶ πιέσεις βάσει τῶν ἀποτελεσμάτων πειραματικῶν νόμων τῆς Φυσικῆς. Ἡ συμπεριφορὰ τῶν ἀερίων καὶ ἀτμῶν εἰς διαφόρους θερμοκρασίας καὶ πιέσεις ἐφαρμόζονται εἰς προβλήματα, τὰ ὁποῖα ἀνακύπτουν κατὰ τὸν ὑπολογισμὸν καὶ τὴν λειτουργίαν τῶν Λεβήτων, τῶν Ἀτμομηχανῶν, τῶν Μηχανῶν Ἐσωτερικῆς Καύσεως, τῶν Ψυκτικῶν μηχανῶν καὶ τῶν Ἀεροσυμπιεστῶν.

Ἡ ἐφαρμογὴ τῶν ἀρχῶν τῆς Θερμοδυναμικῆς εἰς μηχανολογικὰ προβλήματα ὁδηγεῖ τὸν μηχανικὸν εἰς τοὺς ὑπολογισμούς του, βοηθεῖ αὐτὸν εἰς τὴν πλήρη κατανόησιν τοῦ λειτουργικοῦ μέρους μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς καὶ τὸν καθιστᾶ ἱκανὸν εἰς τὸ νὰ ἐπιτυγχάνῃ τὴν μετατροπὴν τῆς θερμικῆς ἐνεργείας (καυσίμου) εἰς μηχανικὴν κατὰ τὸν ἀποδοτικώτερον τρόπον. Ἡ Θερμοδυναμικὴ ἑπομένως εἶναι ἐκ τῶν βασικωτέρων μαθημάτων διὰ τοὺς μηχανικούς, ἡ δὲ γνῶσις αὐτῆς διαχωρίζει τὸν μηχανικὸν ἀπὸ τὸν τεχνίτην.

Εἰς τὸ παρὸν βιβλίον τονίζονται ἰδιαιτέρως τὰ θέματα, ποὺ ἀφοροῦν εἰς τὰς Θερμικὰς Μηχανάς, ἐξ οὗ καὶ ὁ τίτλος *Τεχνικὴ Θερμοδυναμική*.

1·2 Πίεσις.

Πίεσις καλεῖται ἡ δύναμις ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας. Εἰς τὴν περίπτωσιν ἀερίων ἢ ἀτμῶν ἡ πίεσις εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς συνεχοῦς προσ-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

κρούσεως κινουμένων μορίων ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ χώρου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκονται, ἑπομένως εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ πίεσις θὰ εἶναι ἀνάλογος μὲ τὸν ἀριθμόν, τὴν μᾶζαν καὶ τὴν κινητικότητα τῶν μορίων τῶν ἀερίων ἢ τῶν ἀτμῶν.

Ἡ πίεσις παρίσταται μὲ τὸ γράμμα P καὶ συνήθως ἐκφράζεται εἰς kg ἀνὰ cm^2 (kg/cm^2) ἢ εἰς lb ἀνὰ in^2 (lb/in^2). Ἐπειδὴ εἰς τὸ Τεχνικὸν σύστημα μονάδων ὡς μονὰς μήκους λαμβάνεται τὸ μέτρον (m) ἢ ὁ ποὺς (ft), πολλάκις ἡ πίεσις ἀπὸ kg/cm^2 μετατρέπεται εἰς kg/m^2 καὶ ἀπὸ lb/in^2 εἰς lb/ft^2. Οἱ μηχανικοὶ ἐκφράζουν ἐπίσης τὴν πίεσιν μὲ ὅρους ἰσοδυνάμου στήλης ἑνὸς ὑγροῦ ὡς π.χ. εἰς ἑκατοστὰ ἢ ἴντσας ὑδραργύρου καὶ εἰς ἑκατοστὰ ἢ μέτρα στήλης ὕδατος.

Ἡ τυπικὴ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἰς τὴν ἐπιφάνειαν θαλάσσης ἔχει καθορισθῆ εἰς 76 cm ἢ 29,92 in ὑδραργυρικῆς στήλης, ποὺ ἰσοδυναμεῖ μὲ 1,033 kg/cm^2 καὶ 14,7 lb/in^2 ἢ 10,33 m καὶ 33,9 ft στήλης ὕδατος.

Διὰ προβλήματα, ποὺ ἔχουν σχέσιν μὲ τὰς τεχνικὰς ἐφαρμογὰς γενικῶς, ὡς μονὰς πιέσεως λαμβάνεται ἡ *τεχνικὴ ἀτμόσφαιρα*, ἡ ὁποία ἰσοῦται πρὸς 1 kg/cm^2. Εἰς τὸ ἀγγλικὸν σύστημα πολλάκις ἀντὶ 14,7 λαμβάνεται 15 lb/in^2.

Τὰ πλεῖστα ὄργανα μετρήσεως πιέσεων μετροῦν πιέσεις μὲ ἀφετηρίαν τὴν μίαν τεχνικὴν ἀτμόσφαιραν. Ἡ μετρουμένη οὕτω πίεσις λέγεται *μανομετρικὴ πίεσις*.

Ἡ πίεσις, ὅταν μετρῆται μὲ ἀφετηρίαν τὸ τέλειον κενὸν (δηλαδὴ πίεσις μηδέν), ὀνομάζεται *ἀπόλυτος πίεσις*, ἐνῶ, ὅταν μετρῆται μὲ ἀφετηρίαν τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, ὀνομάζεται *μανομετρική*. *Ὅλαι αἱ θερμοδυναμικαὶ ἰσότητες καὶ ὑπολογισμοί, εἰς τοὺς ὁποίους ὑπάρχει καὶ τὸ μέγεθος πίεσις, ἀφοροῦν εἰς τὴν ἀπόλυτον πίεσιν.*

Τὰς *μανομετρικὰς πιέσεις* τὰ *θλιβόμετρα* τὰς μετροῦν συνήθως εἰς kg/cm^2 ἢ lb/in^2. Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς ἀπολύτου πιέσεως ὑφίσταται ἡ σχέσις :

Ἀπόλυτος πίεσις = Θλιβομετρικὴ πίεσις + Ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις

ἤτοι :

$$P_{\text{ἀπολ.}} = P_{\text{θλ}} + 1 \text{ ata} \qquad (1)$$

Παράδειγμα 1ον.

Πίεσις 12 kg/cm^2 ἐξασκεῖται ἐπὶ ἐπιφανείας 2 m^2. Ποία ἡ ὁλικὴ δύναμις ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας;

Λύσις:

Ἐκφράζομεν τὴν πίεσιν εἰς kg/m^2 ἀντὶ kg/cm^2

ΔΡΑΧΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

$P = 12 \times 10\,000 = 120\,000\ kg/m^2$.
Ἡ ἐπιφάνεια $A = 2\ in^2$. Ἑπομένως $P \cdot A = 120\,000 \times 2 = 240\,000\ kg$.
Ἔλεγχος διαστάσεων : $\frac{kg}{m^2} \cdot m^2 = kg$.

Παράδειγμα 2ον.

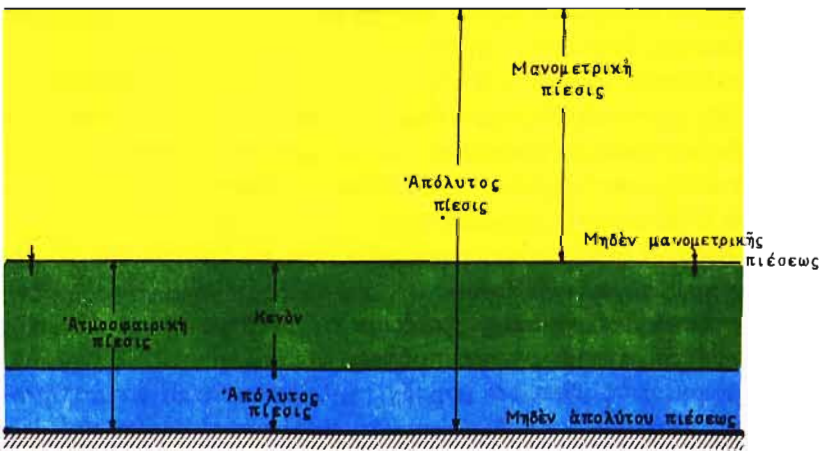
Τὸ ἔμβολον ἀτμομηχανῆς ἔχει ἐπιφάνειαν $2\ ft^2$. Ἐπ' αὐτοῦ ὁ ἀτμὸς ἐξασκεῖ πίεσιν $120\ lb/in^2$. Ποία ἡ ὁλικὴ δύναμις ἐπὶ τοῦ ἐμβόλου;

Λύσις:

Μετατρέπομεν τὴν πίεσιν εἰς lb/ft^2 ἀντὶ lb/in^2, οὕτω:
$P = 120 \times 144 = 17\,280\ lb/ft^2$. Ἡ ἐπιφάνεια $A = 2\ ft^2$.
Ἑπομένως $P \cdot A = 17\,280 \times 2 = 34\,560\ lb$.
Ἔλεγχος διαστάσεων : $\frac{lb}{ft^2} \cdot ft^2 = lb$.

1·3 Κενόν.

Πιέσεις κάτω τῆς ἀτμοσφαιρικῆς μετροῦνται μὲ ὄργανα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζονται *κενόμετρα* καὶ ἔχουν ἐνδείξεις εἰς cm ἢ in στήλης ὑδραργύρου. Τὸ κενόμετρον, ὅταν εἶναι συνδεδεμένον μὲ δοχεῖον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχει πίεσις ἀτμοσφαιρική, θὰ δεικνύῃ μηδέν. Ὅταν ὅμως εἶναι συνδεδεμένον μὲ δοχεῖον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχει τέλειον κενόν, θὰ δεικνύῃ 76 cm ἢ 29,92 in ὑδραργύρου. Αὐτὰ ὑπὸ τὴν προϋ-



Σχ. 1·3.

πόθεσιν ὅτι ἐξωτερικῶς ἐπικρατοῦν τυπικαὶ συνθῆκαι ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως. Κάθε ἔνδειξις ἑπομένως ἑνὸς κενομέτρου φανερώνει πτῶσιν πιέσεως κάτω τῆς ἀτμοσφαιρικῆς. Εἰς τὰ πλοῖα ἡ πτῶσις αὐτὴ τῆς πιέσε-

ως ὀνομάζεται *κενόν*. Διὰ νὰ εὑρεθῆ ἡ ἀπόλυτος πίεσις ἐντὸς τοῦ δοχείου ἰσχύει ἡ ἰσότης :

Ἀπόλυτος πίεσις = Ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις - Κενόν

$$P_{\text{ἀπολ.}} = 1 \text{ ata} - \text{κενὸν} \qquad (2)$$

Τὸ σχῆμα 1·3 παριστᾶ γραφικῶς τὰς διαφόρους σχέσεις πιέσεων, ὡς ἀνεπτύχθησαν εἰς τὰς παραγράφους 1·2 καὶ 1·3.

Παράδειγμα.

Θλιβόμετρον συνδεδεμένον μὲ ἀτμοστρόβιλον δεικνύει πίεσιν εἰσαγωγῆς ἀτμοῦ 380 lb/in². Κενόμετρον συνδεδεμένον μὲ τὴν ἐξαγωγὴν τοῦ ἀτμοστροβίλου δεικνύει κενὸν 28 in Hg. Τὸ βαρόμετρον εἰς τὴν γέφυραν τοῦ πλοίου δεικνύει 30,1 in Hg.

Νὰ εὑρεθῆ: α) Ἡ ἀπόλυτος πίεσις εἰσαγωγῆς τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν ἀτμοστρόβιλον. β) Ἡ ἀπόλυτος πίεσις ἐξαγωγῆς τοῦ ἀτμοῦ ἀπὸ τὸν ἀτμοστρόβιλον.

Λύσις:

α) $1 \text{ in Hg} = \dfrac{14,7}{29,92} = 0,491 \text{ lb/in}^2.$

$30,1 \text{ in Hg} = 30,1 \times 0,491 = 14,8 \text{ lb/in}^2.$

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (1) ἔχομεν:

$P = 380 + 14,8 = 394,8 \text{ lb/in}^2$ ἀπολ.

β) Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (2) ἔχομεν $P = 30,1 - 28 = 2,1$ in Hg ἀπολ.

1·4 Μηχανικὴ ἐνέργεια. Θερμικὴ ἐνέργεια.

Ἐνέργεια καθορίζεται ὡς μία φυσικὴ ἰδιότης, ἡ ὁποία περικλείεται ἐντὸς σώματος, ἀναλόγως τῆς θέσεώς του καὶ τῆς καταστάσεώς του. Τὸ σῶμα δυνατὸν νὰ εἶναι καὶ μόριον ἢ ἄτομον ἢ καὶ σύστημα σωμάτων. Ὑπάρχουν πολλαὶ *μορφαὶ ἐνεργείας*, αἱ ὁποῖαι εἶναι δυνατὸν νὰ μετατραποῦν ἡ μία εἰς τὴν ἄλλην. Οὕτως, ἔχομεν τὴν *μηχανικὴν ἐνέργειαν*, τὴν *θερμικὴν ἐνέργειαν*, τὴν *ἠλεκτρικὴν ἐνέργειαν*, τὴν *χημικὴν ἐνέργειαν*, τὴν *ἀτομικὴν ἐνέργειαν* κ.λπ.

Ἡ ἐνέργεια ἑρμηνεύεται σαφέστερον ἀπὸ τὸ ἀποτέλεσμά της ὡς *ἱκανότης πρὸς παραγωγὴν ἔργου*.

Εἰς τὴν Θερμοδυναμικὴν ἐξετάζομεν τὴν μετατροπὴν τῆς θερμικῆς ἐνεργείας εἰς μηχανικὴν καὶ ἀντιστρόφως.

Ἡ ἐνέργεια ὑφ' ὅλας τὰς μορφάς της διακρίνεται εἰς δύο κατηγορίας : α) *Ἐνέργεια ἐν ἀποθηκεύσει* καὶ β) *μεταβιβαζομένη ἐνέργεια* (ἐνέργεια ἐν μεταφορᾷ). Μεταβιβαζομένη ἐνέργεια εἶναι μία μεταβατικὴ μορφὴ ἐνεργείας ἐνδιάμεσος μεταξὺ δύο ἢ περισσοτέρων ἐν ἀποθηκεύσει μορφῶν ἐνεργείας. Ὁλόκληρος ἡ μεταβιβαζομένη ἐνέργεια ξεκινᾶ καὶ προφανῶς καταλήγει εἰς μίαν ἀπὸ τὰς πολλὰς ἐν ἀποθηκεύσει μορφὰς ἐνεργείας.

ΔΡΑΧΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

Π.χ. ἔστω ὅτι ἔχομεν ἓν σῶμα εὑρισκόμενον ἐν ἀκινησία εἰς ὡρισμένον ὕψος ἀπὸ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐδάφους. Τὸ σῶμα αὐτὸ περικλείει ἐνέργειαν δυναμικῆς μορφῆς, ἡ ὁποία ὅμως δὲν ἐκδηλοῦται. Ἄρα ἡ ἐνέργεια αὐτὴ εἶναι τρόπον τινὰ ἀποθηκευμένη ἐντὸς τοῦ σώματος. Ἐὰν ὅμως δι' οἱανδήποτε αἰτίαν τὸ σῶμα κινηθῇ πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἐδάφους, τότε ἔχομεν μεταβιβαζομένην μορφὴν ἐνεργείας, ἡ ὁποία παράγει μηχανικὸν ἔργον, ὁπότε ἡ μεταβιβαζομένη ἐνέργεια καταλήγει εἰς ἐν ἀποθηκεύσει.

Ἐντὸς ἑνὸς συστήματος σωμάτων ἡ ἐν ἀποθηκεύσει ἐνέργεια εὑρίσκεται βασικῶς παροῦσα ὑπὸ κινητικὴν ἢ δυναμικὴν μορφὴν ἢ ἀμφοτέρας. Μία ἄλλη μέθοδος ταξινομήσεως τῆς ἐνεργείας βασίζεται ἐπὶ τοῦ μεγέθους τῶν ἀντικειμένων, ποὺ ἀποτελοῦν τὸ ἐξεταζόμενον σύστημα. *Ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἔχει σχέσιν μὲ τὴν θέσιν ἢ κίνησιν ὑλικῶν σωμάτων, εἶναι Μηχανικὴ ἐνέργεια.*

Ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἔχει σχέσιν μὲ τὴν κίνησιν καὶ τὰς μεταξύ των θέσεις τῶν μορίων τῶν σωμάτων, ὀνομάζεται Θερμικὴ ἐνέργεια.

Ἡ θερμικὴ ἐνέργεια χαρακτηρίζεται ἀπὸ τὴν δυνατότητά της νὰ μεταφέρεται ἀπὸ σώματος εἰς σῶμα βασικῶς λόγω διαφορᾶς θερμοκρασίας (ὁ ὅρος αὐτὸς θὰ ἀναπτυχθῇ βραδύτερον). Ἡ μηχανικὴ ἐνέργεια δὲν ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν.

1·5 Δυναμικὴ ἐνέργεια.

Εἶναι ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία εὑρίσκεται ἀποθηκευμένη ἐντὸς ἑνὸς συστήματος, λόγω τῶν τάσεων ποὺ ὑπάρχουν ἐντὸς αὐτοῦ ἢ εἶναι ἀποθηκευμένη ἐντὸς ἑνὸς σώματος λόγω τῆς θέσεώς του. Οὕτω δυναμικὴ ἐνέργεια ἀποθηκεύεται ἐντὸς ἐλατηρίου ἢ ὑπάρχει ἐντὸς σώματος, ποὺ εὑρίσκεται εἰς ὡρισμένον ὕψος ἄνωθεν τοῦ ἐδάφους, ὡς ἐλέχθη εἰς τὸ προηγούμενον παράδειγμα.

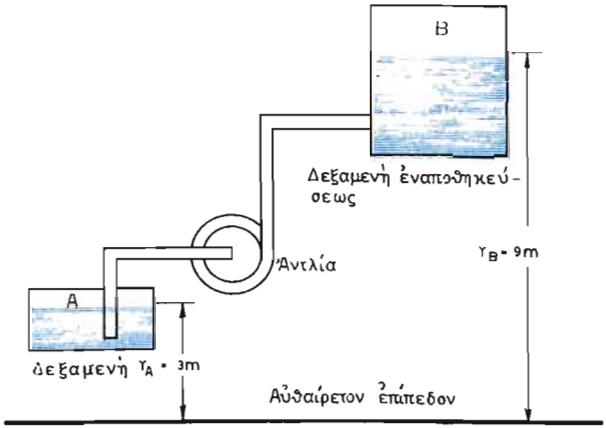
Τὸ μηχανικὸν ἔργον W προσδιορίζεται ἀπὸ τὴν δύναμιν ἐπὶ τὴν ἀπόστασιν, εἰς τὴν ὁποίαν αὐτὴ μετακινεῖται. Ἔργον, ἀντιθέτως πρὸς τὴν βαρύτητα, εἶναι ἴσον μὲ τὸ βάρος ἑνὸς σώματος ἐπὶ τὴν κατακόρυφον ἀπόστασιν, εἰς τὴν ὁποίαν τοῦτο μετακινεῖται. Ἑπομένως, ἐὰν B εἶναι τὸ βάρος τοῦ σώματος εἰς kg ἢ lb, Υ ἡ κάθετος ἀπόστασις (ἀνύψωσις) τοῦ σώματος ἄνω ἑνὸς αὐθαιρέτου ἐπιπέδου εἰς m ἢ ft, τότε:

Ἔργον: $\mathbf{W = B \cdot Y}$ (kgm ἢ ftlb), (3)

ἢ $\mathbf{W = Y}$ kgm ἢ ftlb ἀνὰ μονάδα βάρους τοῦ σώματος (4)

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

Βεβαίως ἡ ἐπιλογὴ ἑνὸς αὐθαιρέτου ἐπιπέδου ἀρχῆς ὁδηγεῖ εἰς μέτρησιν δυναμικῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία εἶναι σχετικὴ μᾶλλον παρὰ ἀπόλυτος.



Σχ. 1·5.

Παράδειγμα.

Ποία ἡ διαφορὰ δυναμικῆς ἐνεργείας ἀνὰ kg ὑγροῦ εἰς τὰς δεξαμενὰς A καὶ B τοῦ σχήματος 1·5;

Λύσις:

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (4) ἔχομεν: $W = Y$.

Ἑπομένως $W_A = 3\,kgm \quad W_B = 9\,kgm$

$$W_B - W_A = 9 - 3 = 6\,kgm.$$

1·6 Κινητικὴ ἐνέργεια.

Εἶναι ἡ ἐνέργεια, ἡ ὁποία εἶναι ἀποθηκευμένη ἐντὸς ἑνὸς συστήματος λόγω τῆς σχετικῆς κινήσεως μεταξὺ σωμάτων, ποὺ ἀποτελοῦν τὸ σύστημα. Εἰς τὸ βιβλίον αὐτὸ μὲ τὸν ὅρον κινητικὴ ἐνέργεια θὰ ἐννοοῦμεν τὴν ἐν ἀποθηκεύσει μηχανικὴν ἐνέργειαν, ἡ ὁποία εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς ταχύτητος ἑνὸς σώματος σχετικὰ μὲ τὴν γῆν.

Ἀπὸ τὴν Φυσικὴν γνωρίζομεν ὅτι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἑνὸς σώματος εἶναι:

$$K_E = \frac{MV^2}{2} \tag{5}$$

ὅπου: M ἡ μᾶζα τοῦ σώματος καὶ V ἡ ταχύτης του σχετικὰ μὲ τὴν γῆν εἰς m/sec ἢ ft/sec. Ἐπίσης ἀπὸ τὴν Φυσικὴν γνωρίζομεν ὅτι $M = \frac{B}{g}$, ὅπου B εἶναι τὸ βάρος τοῦ σώματος εἰς kg ἢ lb καὶ g ἡ ἐπιτάχυνσις τῆς βαρύτητος εἰς m/sec^2 ἢ ft/sec^2.

Ἑπομένως ἡ ἰσότης (5) γράφεται :

$$K_E = \frac{BV^2}{2g} \qquad (6)$$

Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια, ποὺ κατέχει ἓν σῶμα ἀνὰ μονάδα βάρους, εἶναι :

$$K_E = \frac{V^2}{2g} \qquad (7)$$

Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια μετρεῖται εἰς kgm ἢ ftlb.

Παράδειγμα 1ον.

Σῶμα βάρους 5 kg ἔχει ταχύτητα 300 m/sec. Ποία ἡ κινητικὴ ἐνέργειά του;

Λύσις:

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (6) ἔχομεν:

$$K_E = \frac{B \cdot V^2}{2g} = \frac{5 \times (300)^2}{2 \times 9{,}81} = 22\,833{,}8 \text{ kgm}.$$

Ἔλεγχος διαστάσεων : $\frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{sec}^2}{\text{m/sec}^2} = \text{kgm}.$

Παράδειγμα 2ον.

Ἀτμὸς ρέει εἰς σωλῆνα μὲ ταχύτητα 100 ft/sec. Ποία ἡ κινητικὴ ἐνέργειά του ἀνὰ lb βάρους;

Λύσις:

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (7) ἔχομεν:

$$K_E = \frac{V^2}{2g} = \frac{(100)^2}{2 \times 32{,}2} = 155 \text{ ftlb}.$$

Ἔλεγχος διαστάσεων : $\frac{\text{lbft}^2/\text{sec}^2}{\text{ft/sec}^2} = \text{ftlb}.$

1·7 Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια.

Εἰς τὰς δύο προηγουμένας παραγράφους ἀνεφέρθη ἡ σημασία τῆς κινητικῆς καὶ δυναμικῆς ἐνεργείας ἐν σχέσει πρὸς τὴν θέσιν καὶ κίνησιν ὑλικῶν σωμάτων.

Ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἑνὸς σώματος εἶναι τὸ ἀποτέλεσμα τῆς δυναμικῆς καὶ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας, αἱ ὁποῖαι ἔχουν σχέσιν μὲ τὰ μόρια, ποὺ ἀποτελοῦν τὸ σῶμα.

Δεδομένου δὲ ὅτι τὴν μορφὴν αὐτὴν τῆς ἐνεργείας τὴν ὀνομάζομεν θερμικὴν (παράγρ. 1·4), ἕπεται ὅτι *ἐσωτερικὴ ἐνέργεια εἶναι ἡ θερμικὴ ἐνέργεια ἡ ἀποθηκευμένη ἐντὸς ἑνὸς σώματος.*

Ἡ ἐσωτερικὴ δυναμικὴ ἐνέργεια εἶναι ἀποτέλεσμα τῶν δυνάμεων ἕλξεως, ποὺ ὑπάρχουν μεταξὺ τῶν μορίων. Τὸ μέγεθος τῶν δυνάμεων αὐτῶν ἀποτελεῖ συνάρτησιν τῶν μαζῶν τῶν μορίων καὶ τῆς μεταξύ των ἀποστάσεως. Ἑπομένως, ἐὰν εἰς ἓν σῶμα μεταβληθῇ τὸ μεταξὺ

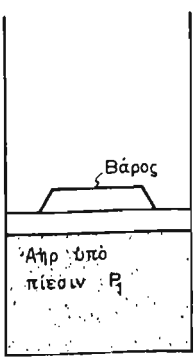
τῶν μορίων του διάστημα, θὰ προκύψη μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς δυναμικῆς ἐνεργείας τοῦ σώματος.

Ἡ μεταβολὴ αὐτὴ εἶναι ἐμφανής, ὅταν τὸ σῶμα ἀλλάσση κατάστασιν. Οὕτως ἀπαιτεῖται π.χ. σημαντικὸν ποσὸν ἐνεργείας διὰ τὴν ἀτμοποίησιν τοῦ ὕδατος. Ἡ ἐνέργεια αὐτὴ δαπανᾶται διὰ τὴν μεταβολὴν τῆς πολὺ μικρᾶς ἀποστάσεως τῶν μορίων τοῦ ὕδατος εἰς τὴν ἀρκετὰ μεγάλην, ἡ ὁποία ὑπάρχει εἰς τὰ μόρια τοῦ ἀτμοῦ καὶ ἀποθηκεύεται ὡς *ἐσωτερικὴ θερμικὴ ἐνέργεια* εἰς τὸν ὑδρατμόν.

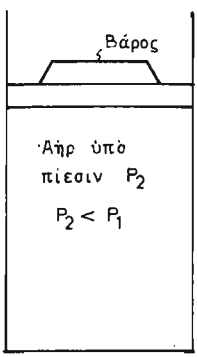
Ἡ ἐσωτερικὴ κινητικὴ ἐνέργεια εἶναι συνάρτησις τῆς ταχύτητος τῶν μορίων.

1·8 Μηχανικὸν ἔργον.

Μηχανικὸν ἔργον εἶναι *μεταβιβαζομένη μηχανικὴ ἐνέργεια*. Ἡ μεταβιβαζομένη ἐνέργεια εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς μετακινήσεως μιᾶς δυνάμεως εἰς μίαν ἀπόστασιν, ὡς ἀνεφέρθη καὶ εἰς τὴν παράγραφον 1·5.



Σχ. 1·8 α.



Σχ. 1·8 β.

Ἔστω ὅτι ἐντὸς καθέτου κυλίνδρου ὑπάρχει ἀὴρ ὑπὸ ὑψηλὴν πίεσιν καὶ ἔμβολον μὲ ἓν βάρος ἐπ' αὐτοῦ (σχ. 1·8α). Ἐὰν τὸ ἔμβολον ἀφεθῆ ἐλεύθερον, θὰ ἀνυψωθῆ λόγω τῆς πιέσεως, ἕως ὅτου ἀποκτηθῆ ἰσορροπία (σχ. 1·8β). Παρατηροῦμεν ὅτι μία δύναμις ἐνήργησεν ἐπὶ μίαν ἀπόστασιν καὶ παρήχθη μηχανικὸν ἔργον καὶ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ἐνῶ ἀρχικῶς ὑπῆρχε ὡς ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἀποθηκευμένη εἰς τὸν ἀέρα εὑρίσκεται τώρα τρόπον τινὰ ἀποθηκευμένη ὡς μηχανικὴ δυναμικὴ ἐνέργεια εἰς τὴν μᾶζαν τοῦ σώματος, τοῦ εὑρισκομένου ἐπὶ τοῦ ἐμβόλου.

Ἡ Τεχνικὴ Θερμοδυναμικὴ ἐνδιαφέρεται ἰδιαιτέρως διὰ τὸ μηχανικὸν ἔργον καὶ ὁ κύριος σκοπός της εἶναι ἡ βελτίωσις τῶν μεθόδων, ὥστε νὰ ἀποκτᾶται τὸ μέγιστον δυνατὸν ἔργον ἀπὸ μίαν διαθέσιμον ἐνέργειαν ἢ νὰ ἀποκτᾶται τὸ ἐπιθυμητὸν ἀποτέλεσμα μὲ τὴν ἐλαχίστην δυνατὴν δαπάνην ἔργου.

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΡΑΦΕΩΝ 1954

Τὸ μηχανικὸν ἔργον εἰς τὸ τεχνικὸν σύστημα μονάδων μετρεῖται εἰς χιλιογραμμόμετρα (kgm) ἢ ποδόλιβρα (ftlb).

1·9 Ἔργον ροῆς.

Ἔργον ροῆς καλεῖται ἡ ἀπαιτουμένη ἐνέργεια διὰ τὴν διατήρησιν τῆς συνεχοῦς ροῆς ἑνὸς ρευστοῦ. Εἶναι μηχανικῆς φύσεως καὶ ἀποθηκευμένη εἰς τὸ κινούμενον ρευστόν.

Τὸ ἔργον ροῆς ἀριθμητικῶς ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον τοῦ ὄγκου τοῦ μετακινουμένου ρευστοῦ ἐπὶ τὴν πίεσιν, ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται ἐπ' αὐτοῦ, μὲ ἀποτέλεσμα τὴν ροήν. Ἤτοι :

Ἔργον ροῆς $= W = P \cdot U = (kg/m^2) \cdot m^3 = kgm$

ἢ $W = P \cdot U = (lb/ft^2) \cdot ft^3 = ftlb.$

Τὸ γινόμενον ἑπομένως τῆς πιέσεως ἐπὶ τὸν ὄγκον ἔχει διάστασιν μηχανικοῦ ἔργου, ἀλλὰ εἶναι ἔργον μόνον ἐφ' ὅσον ὑπάρχει ροή.

Παράδειγμα.

Ἐντὸς κυλίνδρου μηχανῆς ὑπάρχει ἀέριον ὑπὸ πίεσιν $P = 12\ kg/cm^2$. Ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου A εἶναι $30\ cm^2$. Τὸ ἔμβολον ὑπὸ τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου μετακινεῖται εἰς ἀπόστασιν $L = 50\ cm$.

Ζητεῖται: α) Τὸ παραχθὲν μηχανικὸν ἔργον. β) Τὸ ἔργον ροῆς.

Λύσις:

α) Γνωρίζομεν ὅτι τὸ μηχανικὸν ἔργον W = Δύναμις × Ἀπόστασις.

Μετακινουμένη δύναμις $= P \cdot A = 12 \times 30 = 360\ kg \left(\frac{kg}{cm^2} \cdot cm^2 = kg\right)$

Διανυθεῖσα ἀπόστασις $= L = 50\ cm = 0{,}5\ m$

καὶ ἔργον $W = 360 \times 0{,}5 = 180\ kgm.$

β) Γνωρίζομεν ὅτι τὸ ἔργον ροῆς $W = P \cdot U$,

ὅπου: U ὁ ὄγκος μετακινουμένου ἀερίου = ἐπιφάνεια ἐμβόλου × Διαδρομὴν $= A \cdot L$ καὶ $U = 30 \times 50 = 1500\ cm^3$. Ἔλεγχος διαστάσεων : $cm^2 \cdot cm = cm^3$.

$W = P \cdot U = 12 \times 1500 = 18\,000\ kgcm$. Ἔλεγχος διαστάσεων : $\frac{kg}{cm^2} \cdot cm^3 = kgcm$

ἢ $W = \frac{18\,000}{100} = 180\ kgm$. Ἔλεγχος διαστάσεων : $\frac{kgcm}{cm/m} = kgm.$

1·10 Ἰσχύς. Ἵππος.

Ἰσχὺς εἶναι τὸ παραγόμενον ἔργον εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου.

Ἤτοι : $\text{Ἰσχὺς} = \frac{\text{παραχθὲν ἔργον}}{\text{ἀνὰ δευτερόλεπτον}}$.

Διὰ νὰ καθορισθῇ ἡ ἰσχὺς μιᾶς μηχανῆς πρέπει νὰ προβῶμεν εἰς δύο μετρήσεις: Μίαν τοῦ παραχθέντος ἔργου καὶ μίαν τοῦ ἀπαιτηθέν-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

τος χρόνου πρὸς τοῦτο. Μονὰς ἰσχύος εἰς τὸ τεχνικὸν σύστημα εἶναι ὁ ἵππος (HP). Εἰς τὸ διεθνὲς μετρικὸν τεχνικὸν σύστημα ἔχομεν τὸν μετρικὸν ἵππον:

1 HP ἰσοῦται μὲ 75 kgm/sec ἢ 4500 kgm/min ἢ 270 000 kgm/h.

Εἰς τὸ ἀγγλικὸν τεχνικὸν σύστημα ἔχομεν τὸν ἀγγλικὸν ἵππον: 1 HP ἰσοῦται μὲ 550 ftlb/sec ἢ 33 000 ftlb/min ἢ 1 980 000 ftlb/h.

Μία μηχανὴ δηλαδὴ ποὺ παράγει ἔργον 270 000 kgm εἰς μίαν ὥραν ἢ 4500 kgm εἰς ἕνα λεπτὸν ἔχει ἰσχὺν ἑνὸς ἵππου κ.ο.κ.

Ὁ μετρικὸς ἵππος καὶ ὁ ἀγγλικὸς ἵππος δὲν εἶναι ἀκριβῶς ἴσοι.

Οὕτως: 1 μετρικὸς HP = 0,9863 τοῦ ἀγγλικοῦ ἢ
1 ἀγγλικὸς HP = 1,014 μετρικοί.

Εἰς πρακτικὰς ὅμως ἐφαρμογὰς δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν ἡ διαφορὰ αὐτή.

Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς ἀποδόσεως μιᾶς μηχανῆς ἔχει εἰσαχθῆ καὶ ὁ ὅρος *ὡριαῖος ἵππος*. Ὡριαῖος ἵππος καλεῖται τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παράγει μία μηχανὴ ἰσχύος ἑνὸς ἵππου ἐργαζομένη ἐπὶ μίαν ὥραν, ὅπερ εἶναι 270 000 kgm ἢ 1 980 000 ftlb. Ὅπως θὰ ἐξηγηθῆ βραδύτερον, συγκρίνοντες τὸ ἔργον αὐτὸ μὲ τὴν κατανάλωσιν καυσίμου τῆς μηχανῆς ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον εὑρίσκομεν τὴν ἀπόδοσιν.

Παράδειγμα.

Μηχανὴ παράγει ἔργον 90 000 kgm εἰς χρόνον ἑνὸς λεπτοῦ. Πόσων ἵππων εἶναι;

Λύσις:

1 HP = 4500 kgm/min, ἑπομένως ἡ μηχανὴ εἶναι $\frac{90\,000}{4500} = 20$ ἵππων.

Ἔλεγχος διαστάσεων: $\frac{\text{kgm/min}}{\text{kgm/min}\cdot\text{HP}} = \text{HP}.$

Σημείωσις: Παρατηροῦμεν ἀπὸ τὸ παράδειγμα αὐτὸ ὅτι εἰς τὴν ἔννοιαν τοῦ ἵππου δὲν ὑπεισέρχεται ὁ χρόνος. Εἶναι σοβαρώτατον τεχνικὸν λάθος νὰ λέγεται ἵππος ἀνὰ λεπτόν, δευτερόλεπτον ἢ ὥραν.

Ἐπίσης δὲν πρέπει νὰ γίνεται σύγχυσις μὲ τὸν ὡριαῖον ἵππον, ὁ ὁποῖος χρησιμοποιεῖται εἰς μίαν μηχανὴν ὡς μονὰς συγκρίσεως τῆς ἀποδιδομένης πρὸς τὴν καταναλισκομένην ἐνέργειαν. Ὡς ἀναφέρεται καὶ εἰς παράγραφον 1·10, ὁ ὡριαῖος ἵππος ἐκφράζει τὸ ἔργον, ποὺ δίδει μία μηχανὴ ἑνὸς ἵππου ἐπὶ μίαν ὥραν καὶ δὲν ἔχει τὴν ἔννοιαν ἵπποι ἀνὰ ὥραν.

1·11 Ἀσκήσεις.

1) Μία ἀντλία καταθλίβει ἐντὸς ἀτμολέβητος πλοίου ὕδωρ πιέσεως 700 lb/in² ἀπολύτου, θερμοκρασίας 280°F καὶ εἰδικοῦ ὄγκου 0,00174 ft³/lb.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ἀπὸ τὸν λέβητα ἐξέρχεται ὑδρατμὸς πιέσεως 600 lb/in², θερμοκρασίας 580° F καὶ εἰδικοῦ ὄγκου 0,8753 ft³/lb.

Ζητεῖται τὸ ἔργον ροῆς εἰς ftlb: α) Τοῦ εἰσερχομένου ὕδατος. β) Τοῦ ἐξερχομένου ἀπὸ τὸν λέβητα ὑδρατμοῦ.

[*Ἀπ.:* α) 1753,92 ftlb. β) 77 525,9 ftlb]

2) Ὑδρατμὸς ὑψηλῆς πιέσεως εἰσέρχεται εἰς ἀγωγὸν μὲ ταχύτητα 125 m/sec καὶ ἐξέρχεται μὲ ταχύτητα 1000 m/sec. Πόσην κινητικὴν ἐνέργειαν ἐκέρδισεν ὁ ὑδρατμός, ἀνὰ kg βάρους. [*Ἀπ.:* 50 172 kgm]

3) Ἡ ἰσχὺς μιᾶς βενζινομηχανῆς εἶναι 2 160 000 kgm/h. Ἡ κατανάλωσις τῆς μηχανῆς εἶναι 1,6 kg βενζίνης ἀνὰ ὥραν.

Ζητεῖται: α) Ἡ ἱπποδύναμις καὶ β) ἡ κατανάλωσις ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον.

[*Ἀπ.:* α) 8 HP. β) 200 g ἀνὰ ὡριαῖον HP].

4) Ζητεῖται ἡ ἀπόλυτος πίεσις ἀναρροφήσεως μηχανῆς φορτηγοῦ αὐτοκινήτου εἰς lb/in² καὶ in Hg. Τὸ αὐτοκίνητον κινεῖται εἰς ὑψόμετρον (βουνό), εἰς τὸ ὁποῖον ἡ βαρομετρικὴ πίεσις εἶναι 13,5 lb/in². Τὸ μανόμετρον ἀναρροφήσεως δεικνύει κενὸν 20 in Hg. [*Ἀπ.:* 3,7 lb/in² ἢ 7,5 in Hg]

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 2

ΘΕΡΜΟΤΗΣ - ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

2·1 Θερμικὴ μηχανή.

Ὡς ἤδη ἀνεφέρθη, ἡ Θερμοδυναμικὴ ἐξετάζει τὴν μετατροπὴν τῆς θερμικῆς ἐνεργείας εἰς μηχανικὴν καὶ ἀντιστρόφως. Ἡ μετατροπὴ αὐτὴ ἐκτελεῖται μέσω μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς. Ἑπομένως *θερμικὴ μηχανὴ εἶναι ἐκείνη, ἡ ὁποία μετατρέπει τμῆμα τῆς εἰς αὐτὴν χορηγουμένης θερμικῆς ἐνεργείας εἰς μηχανικὴν* ἢ ἀντιστρόφως: *μετατρέπει τὸ καταβαλλόμενον ἔργον (μηχανικὴ ἐνέργεια) ἢ τμῆμα τούτου εἰς θερμικὴν ἐνέργειαν.*

2·2 Θερμοδυναμικὰ μέσα.

Ἡ μετατροπὴ τῆς θερμικῆς ἐνεργείας εἰς μηχανικὴν διὰ τῆς θερμικῆς μηχανῆς πραγματοποιεῖται τῇ βοηθείᾳ ἑνὸς θερμοδυναμικοῦ μέσου ἢ φορέως.

Θερμοδυναμικὸν μέσον γενικῶς εἶναι τὸ ρευστὸν ἐκεῖνο, τὸ ὁποῖον λαμβάνει, μεταφέρει καὶ μεταδίδει ἐνέργειαν εἰς θερμοδυναμικὸν σύστημα.

Τὸ χρησιμοποιούμενον ρευστὸν δυνατὸν νὰ εἶναι εἰς κατάστασιν ὑγροῦ, ἀτμοῦ ἢ ἀερίου καὶ δυνατὸν νὰ λαμβάνῃ διαφόρους μορφὰς ἐντὸς τοῦ συστήματος ποὺ κυκλοφορεῖ. Τὸ ὕδωρ (ὑδρατμὸς) εἶναι ἓν ἐκ τῶν πλέον χαρακτηριστικῶν θερμοδυναμικῶν μέσων, τὸ ὁποῖον ἐπιβεβαιώνει τοῦτο. Τὸ ὕδωρ ὡς ὑγρὸν π.χ. εἰσέρχεται εἰς τὸν λέβητα. Ἐκεῖ διὰ θερμάνσεως μετατρέπεται εἰς ὑδρατμὸν καὶ ἐν συνεχείᾳ μέσω καταλλήλου σωληνώσεως (ἀτμαγωγῶν) ὁδηγεῖται εἰς τὴν ἀτμομηχανήν, ὅπου μέρος τῆς θερμικῆς ἐνεργείας, ποὺ μεταφέρει ὁ ὑδρατμός, μετατρέπεται εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν. Ὁ ὑδρατμὸς ἐξερχόμενος τῆς ἀτμομηχανῆς φθάνει εἰς συμπυκνωτήν, ὑγροποιεῖται καὶ ὁδηγεῖται ὡς ὕδωρ ἐκ νέου εἰς τὸν ἀτμολέβητα.

Ἐὰν ὁ ὑδρατμὸς κατὰ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸν ἀτμολέβητα θερμανθῇ ἔτι περαιτέρω (εἰς τὸν ὑπερθερμαντῆρα), ὥστε ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν νὰ αὐξηθῇ ἡ θερμοκρασία του, τότε πλησιάζει τὰ χαρακτηριστικὰ ἀερίου.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Διὰ τὸν μηχανικὸν πλοίου, ὁ ἀτμὸς ὁρίζεται ὡς μερικὴ ἐξάτμισις ὑγροῦ, ποὺ ἀποτελεῖται ἀπὸ καθαρὸν τρόπον τινὰ ἀέριον, ποὺ περιέχει ἐν αἰωρήσει σταγονίδια ὑγροῦ, ἀπὸ τὸ ὁποῖον προέρχεται. Ἐὰν τὰ σταγονίδια αὐτὰ ἐξατμισθοῦν πλήρως, τὸ σῶμα ἀπὸ κατάστασιν ἀτμοῦ μεταπίπτει εἰς κατάστασιν ἀερίου.

Γενικῶς, ἀτμὸς ὀνομάζεται τὸ σῶμα, ποὺ δύναται νὰ ὑγροποιηθῇ μὲ μικρὰς μεταβολὰς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας, ἐνῶ τὸ ἀέριον ὑγροποιεῖται μὲ μεγάλας μεταβολὰς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας.

Ὁ ἀτμὸς δὲν συμπεριφέρεται κατὰ τὸν αὐτὸν τρόπον μὲ τὸ ἀέριον, ὅσον ἀφορᾶ εἰς τὰς θερμοδυναμικὰς ἰδιότητάς του. Εἶναι σῶμα, ποὺ δύναται νὰ ὑποστῇ ἔτι περαιτέρω ἐξάτμισιν ἢ συμπύκνωσιν μὲ θέρμανσιν ἢ ψῦξιν, ἀκόμη καὶ ἄνευ μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας καὶ τῆς πιέσεως. Οἱ Νόμοι, ποὺ διέπουν τὰ ἀέρια, δὲν ἐφαρμόζονται εἰς τοὺς ἀτμούς.

Εἰς τὰς ἐγκαταστάσεις πλοίων ὡς ἀτμὸς νοεῖται ὁ ὑδρατμός, ὁ ὁποῖος χρησιμοποιεῖται εἰς τὰς ἀτμομηχανάς, καὶ τὸ Freon, ἡ ἀμμωνία, τὸ διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος κ.λπ., τὰ ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰς ψυκτικὰς μηχανάς. Ὁ ἀὴρ ὡς κοινὸν θερμοδυναμικὸν μέσον νοεῖται ὡς ἀέριον καὶ χρησιμοποιεῖται εἰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως καὶ τοὺς ἀεροσυμπιεστάς.

2·3 Χαρακτηριστικὰ θερμοδυναμικῶν μέσων.

Ἡ κατάστασις ἑνὸς θερμοδυναμικοῦ μέσου εἰς οἱονδήποτε σημεῖον μιᾶς θερμικῆς ἐγκαταστάσεως δύναται νὰ καθορισθῇ, ἐὰν εἶναι γνωστὰ τὰ χαρακτηριστικά του εἰς τὸ σημεῖον αὐτό. Τὰ χαρακτηριστικά του αὐτὰ ὀνομάζονται *θερμοδυναμικαὶ ἰδιότητες*.

Εἰς τὸν ὅρον θερμοδυναμικαὶ ἰδιότητες περιέχονται: ἡ θερμοκρασία, ἡ πίεσις, ὁ εἰδικὸς ὄγκος, ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια, τὸ θερμικὸν περιεχόμενον ἢ ἐνθαλπία καὶ ἡ ἐντροπία. Ἐκ τούτων ἔχομεν ἤδη ἐξετάσει τὴν πίεσιν (παράγρ. 1·2) καὶ τὴν ἐσωτερικὴν ἐνέργειαν (παράγρ. 1·7). Ἀμέσως κατωτέρω θὰ ἐξετάσωμεν τὸν εἰδικὸν ὄγκον καὶ τὴν θερμοκρασίαν, ἐνῶ τὸ θερμικὸν περιεχόμενον (ἐνθαλπία) καὶ ἡ ἐντροπία θὰ ἐξετασθοῦν βραδύτερον.

2·4 Θερμότης. Θερμοκρασία.

Ἐξετάσαμεν ἤδη τοὺς ὅρους *μηχανικὴ ἐνέργεια* καὶ *θερμικὴ ἐνέργεια* καὶ ἐξηγήσαμεν ὅτι μηχανικὸν ἔργον εἶναι *μεταβιβαζομένη μηχα-*

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

νική ἐνέργεια. Κατὰ τὸν αὐτὸν τρόπον ὁ ὅρος *θερμότης*, ὑπὸ τὴν ἔννοιαν ποὺ χρησιμοποιεῖται εἰς τὴν θερμοδυναμικήν, εἶναι μεταβιβαζομένη θερμικὴ ἐνέργεια μεταξὺ δύο *ἐν ἀποθηκεύσει* θερμικῶν μορφῶν ἐνεργείας. Τὸ ἀντίστοιχον λοιπὸν τοῦ ἔργου εἰς τὴν μηχανικὴν ἐνέργειαν εἶναι ἡ θερμότης εἰς τὴν θερμικὴν ἐνέργειαν. Διὰ νὰ λάβωμεν ἑπομένως μηχανικὸν ἔργον ἀπὸ τὴν θερμικὴν ἐνέργειαν πρέπει νὰ ὑπάρχῃ ροὴ θερμικῆς ἐνεργείας (θερμότης). *Θερμοκρασία* εἶναι τὸ μέτρον, τὸ ὁποῖον καθορίζει τὴν στάθμην ἢ τρόπον τινὰ τὴν ποιότητα τῆς διαθεσίμου θερμικῆς ἐνεργείας.

Ἡ ροὴ τῆς θερμικῆς ἐνεργείας ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν *θερμοκρασίαν*. Θερμικὴ ἐνέργεια ρέει πάντοτε ἀπὸ περιοχὴν ὑψηλῆς στάθμης (ὑψηλῆς θερμοκρασίας) πρὸς περιοχὴν χαμηλῆς στάθμης (χαμηλῆς θερμοκρασίας). Τότε μόνον ἔχομεν μεταβιβαζομένην θερμικὴν ἐνέργειαν, δηλαδὴ θερμότητα, ἡ ὁποία ἰσοδυναμεῖ μὲ μηχανικὸν ἔργον.

Βραδύτερον θὰ ἐξηγηθῇ ὅτι δὲν μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον ὁλόκληρον τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ἀλλὰ μέρος μόνον αὐτοῦ. Ὅσον ὅμως περισσοτέραν ροὴν θερμικῆς ἐνεργείας, δηλαδὴ θερμότητος, ἔχομεν, τόσον περισσότερον μηχανικὸν ἔργον λαμβάνομεν. Ἀφοῦ ὅμως ἡ ροὴ τῆς θερμικῆς ἐνεργείας ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν διαφορὰν στάθμης, δηλαδὴ τὴν διαφορὰν θερμοκρασίας μεταξὺ τῶν δύο περιοχῶν, καὶ ἡ τιμὴ τῆς χαμηλῆς στάθμης ἢ χαμηλῆς θερμοκρασίας δὲν δύναται νὰ κατέλθῃ ἑνὸς ὡρισμένου ὁρίου (θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντος), ἕπεται ὅτι ἡ ποσότης τῆς θερμικῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία δύναται νὰ μεταβληθῇ εἰς ἔργον, θὰ ἐξαρτᾶται βασικῶς ἀπὸ τὴν ὑψηλὴν στάθμην τῆς θερμοκρασίας. Ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία τῆς πηγῆς, ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἡ θερμικὴ ἐνέργεια ρέει εἰς ἄλλην ψυχροτέραν περιοχήν, τόσον περισσοτέραν θερμότητα ἢ μηχανικὸν ἔργον λαμβάνομεν. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συνάγεται, ὡς ἤδη ἀνεφέρθη, ὅτι ὁ ὅρος θερμοκρασία καθορίζει τὴν ποιότητα τῆς διαθεσίμου θερμικῆς ἐνεργείας, ὅσον ἀφορᾶ εἰς τὴν δυνατότητα μετατροπῆς της εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν.

Εἶναι βασικὸν νὰ γίνῃ ἀντιληπτὴ ἡ διαφορὰ μεταξὺ θερμότητος (μεταβιβαζομένης θερμικῆς ἐνεργείας) καὶ ἐσωτερικῆς ἐνεργείας (θερμικὴ ἐνέργεια ἐν ἀποθηκεύσει).

Ἔστω ὅτι ἔχομεν σιδηρᾶν ράβδον, ἡ ὁποία ἐθερμάνθη εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν καὶ μικρὰν δεξαμενὴν μὲ ὕδωρ θερμοκρασίας περιβάλλοντος. Ἐὰν βυθίσωμεν τὴν θερμὴν ράβδον ἐντὸς τοῦ ὕδατος, παρατηρεῖται ἐλάττωσις τῆς θερμοκρασίας τῆς ράβδου καὶ αὔξησις τῆς θερμοκρα-

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΚΡΙΟΥ 1954

σίας τοῦ ὕδατος. Μετὰ πάροδον χρόνου ἡ ράβδος καὶ τὸ ὕδωρ θὰ ἀποκτήσουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν καὶ ἡ ροὴ τῆς θερμικῆς ἐνεργείας σταματᾶ. Ἓν ποσὸν θερμικῆς ἐνεργείας, ποὺ ἦτο ἀποθηκευμένον εἰς τὴν σιδηρᾶν ράβδον εἶναι τώρα ἀποθηκευμένον εἰς τὸ ὕδωρ. Μόλις ἐξισωθοῦν αἱ θερμοκρασίαι ἀμφοτέρων τῶν σωμάτων, σταματᾶ καὶ ἡ μεταφορὰ θερμότητος καὶ ὁλόκληρος ἡ θερμικὴ ἐνέργεια εὑρίσκεται ἐν ἀποθηκεύσει. Εἰς τὸ ἀνωτέρω παράδειγμα ἡ αὔξησις τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας (ἢ θερμικῆς ἐνεργείας) τοῦ ὕδατος ἰσοῦται μὲ τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τῆς ράβδου.

Ἐὰν μεταξὺ ἑνὸς θερμοῦ καὶ ἑνὸς ψυχροῦ σώματος τοποθετηθῇ καταλλήλως θερμικὴ μηχανή, ἓν μέρος τῆς ἐν ροῇ θερμικῆς ἐνεργείας μετατρέπεται εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν (μηχανικὸν ἔργον).

2·5 Ἐπίδρασις τῆς θερμότητος ἐπὶ τῆς θερμοκρασίας. Λανθάνουσα καὶ αἰσθητὴ θερμότης.

Εἶναι φανερὸν ὅτι ἐφ' ὅσον ἓν σῶμα δέχεται θερμότητα, ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργειά του (ἡ θερμικὴ) αὐξάνει· τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος, πλὴν ὅμως δὲν συμβαίνει τοῦτο εἰς ὅλας τὰς περιπτώσεις. Ἐσωτερικὴ ἢ θερμικὴ ἐνέργεια ἑνὸς σώματος εἶναι, ὡς γνωρίζομεν, ἀποτέλεσμα τῆς δυναμικῆς καὶ κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων. Τὰ μόρια ἑνὸς σώματος κινοῦνται ἐλευθέρως πρὸς ὅλας τὰς κατευθύνσεις ἀνεξαρτήτως ἐὰν τὸ σῶμα εἶναι στερεόν, ὑγρὸν

Σχ. 2·5.

ἢ ἀέριον. Ἡ δραστηριότης ὅμως αὐτὴ τῶν μορίων, ἡ ὁποία προέρχεται ἐκ τῆς ἐλευθέρας κινήσεώς των, εἶναι ἐντελῶς διαφορετικὴ εἰς τὰς τρεῖς καταστάσεις.

Οὕτως εἰς τὸ σχῆμα 2·5 (α) βλέπομεν ὅτι τὰ μόρια τοῦ στερεοῦ πάγου εἶναι πολὺ πλησίον τὸ ἓν πρὸς τὸ ἄλλο καὶ ἡ κίνησίς των εἶναι σχετικῶς βραδεῖα. Ἐὰν ὁ πάγος θερμανθῇ, μετατρέπεται εἰς ὕδωρ, ὁπότε τὰ μόρια ἀπομακρύνονται μεταξύ των καὶ καταλαμβάνουν μεγαλύτερον χῶρον [σχ. 2·5 (β)], ὅπου βλέπομεν ὅτι τὸν αὐτὸν χῶρον καταλαμβάνουν ὀλιγώτερα μόρια ἀπὸ προηγουμένως.

Διὰ τὴν διάσπασιν αὐτὴν τῶν δυνάμεων ἕλξεως τῶν μορίων ἀπαιτεῖται βεβαίως ποσὸν ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον, κατὰ τὰ γνωστά, παραμένει ἐν ἀποθηκεύσει ὡς θερμικὴ ἐνέργεια εἰς τὸ ὕδωρ καὶ εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς δυναμικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων. Κατὰ τὴν φάσιν αὐτὴν ὁ πάγος μετατρέπεται εἰς ὕδωρ ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν 0^0 βαθμῶν Κελσίου ἢ 32^0 Φαρενάιτ.

Ἐὰν τώρα θερμανθῇ τὸ ὕδωρ ἀκόμη περισσότερον, κατ' ἀρχὰς ἡ ταχύτης τῶν μορίων ὡς καὶ ἡ θερμοκρασία αὐξάνει. Ἐν συνεχείᾳ, τόσον ἡ ταχύτης τῶν μορίων ὅσον καὶ ἡ θερμοκρασία παραμένουν σταθερά, μολονότι συνεχίζεται ἡ θέρμανσις, ὁπότε αἱ δυνάμεις ἕλξεως τῶν μορίων διασπῶνται ἔτι περαιτέρω καὶ τὰ μόρια ἀπομακρύνονται περισσότερον τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο καὶ ἀποτελοῦν τὴν ἀερίαν κατάστασιν τοῦ ὕδατος (ὑδρατμὸς) [σχ. 2·5 (γ)].

Διὰ τὴν διάσπασιν τῶν δυνάμεων ἕλξεως τῶν μορίων τοῦ ὕδατος ἀπαιτεῖται ἐπίσης σημαντικὸν ποσὸν ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον παραμένει ἐν ἀποθηκεύσει ἐντὸς τοῦ ὑδρατμοῦ ὑπὸ μορφὴν θερμικῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς δυναμικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων.

Ὅταν τὸ ὕδωρ ἀποκτήσῃ τὴν ἀερίαν κατάστασιν (πλήρης ἀτμοποίησις) καὶ τὰ μόριά του εὑρεθοῦν εἰς μεγάλην ἀπόστασιν τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο, ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια αὐτῶν δὲν ὑφίσταται καὶ κάθε περαιτέρω θέρμανσις ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν αὔξησιν τῆς ταχύτητος τῶν μορίων.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ αὔξησις τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας (ἢ θερμικῆς) τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων του. Βάσει τῶν ἀνωτέρω δυνάμεθα πλέον νὰ ἐξηγήσωμεν καλύτερον τὸν ὅρον *θερμοκρασία*.

Ἀπὸ τὴν στιγμήν, ποὺ ὁ πάγος ἀρχίζει νὰ τήκεται καὶ τὰ μόριά του ἀπομακρύνονται τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο, ἕως ὅτου λάβῃ πλήρως τὴν μορφὴν ὑγροῦ, οὐδεμία αὔξησις τῆς θερμοκρασίας παρατηρεῖται.

Τὸ ἴδιον συμβαίνει καὶ ἀπὸ τὴν στιγμήν, ποὺ ἀρχίζει ἡ ἀτμοποίησις τοῦ ὕδατος καὶ τὰ μόριά του ἀπομακρύνονται τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο, ἕως ὅτου τὸ ὕδωρ ἀτμοποιηθῇ πλήρως. Ἐκ τούτου συμπεραίνεται ὅτι,

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΙΛΟΥ 1954

ἐφ' ὅσον ἡ αὔξησις τῆς θερμικῆς ἐνεργείας ἑνὸς σώματος εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς διασπάσεως τῶν δυνάμεων ἕλξεως τῶν μορίων του, ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος δὲν αὐξάνει. Ἡ κατὰ τὴν φάσιν αὐτὴν ἀπορροφουμένη θερμότης λέγεται *λανθάνουσα θερμότης* καὶ τὸ φαινόμενον αὐτὸ παρατηρεῖται μόνον, ὅταν ἓν σῶμα ἀλλάσσῃ κατάστασιν.

Ἡ λανθάνουσα θερμότης, ἡ ὁποία ἀπορροφεῖται ἀπὸ ἓν σῶμα διὰ νὰ μεταβληθῇ ἀπὸ στερεὸν εἰς ὑγρόν, ὀνομάζεται *λανθάνουσα θερμότης τήξεως*, ἐνῶ ἐκείνη, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ νὰ μεταβληθῇ ἀπὸ ὑγρὸν εἰς ἀτμὸν (ἀέριον), ὀνομάζεται *λανθάνουσα θερμότης ἀτμοποιήσεως*.

Κατὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ ὕδατος καὶ μέχρι τῆς ἐνάρξεως τῆς ἀτμοποιήσεώς του παρατηρεῖται αὔξησις τῆς ταχύτητος τῶν μορίων τοῦ ὕδατος. Ἐπίσης θέρμανσις τοῦ ὑδρατμοῦ (ὡς ἀερίου) ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν αὔξησιν τῆς ταχύτητος τῶν μορίων του. Καὶ εἰς τὰς δύο αὐτὰς περιπτώσεις ἡ αὔξησις τῆς θερμικῆς ἐνεργείας εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ θερμοκρασία καὶ τοῦ ὕδατος καὶ τοῦ ὑδρατμοῦ αὐξάνει καὶ ἡ ἀπορροφηθεῖσα θερμότης ὀνομάζεται *αἰσθητή*.

Αὔξησις ἑπομένως τῆς ταχύτητος τῶν μορίων ἑνὸς σώματος σημαίνει καὶ αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας του.

Κατόπιν τῶν ἀνωτέρω δυνάμεθα πλέον σαφῶς νὰ διαχωρίσωμεν τὰς ἐννοίας θερμικὴ ἐνέργεια, θερμότης καὶ θερμοκρασία.

α) *Θερμικὴ ἐνέργεια* εἶναι ἡ κινητικὴ καὶ ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων ἑνὸς σώματος καὶ εὑρίσκεται ἐν ἀποθηκεύσει ἐντὸς αὐτοῦ.

β) *Θερμότης* εἶναι μεταβιβαζομένη θερμικὴ ἐνέργεια.

γ) *Θερμοκρασία* εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς δραστηριότητος (ταχύτητος) τῶν μορίων ἑνὸς σώματος.

2·6 Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἀερίων.

Τὰ μόρια τῶν ἀερίων γενικῶς εὑρίσκονται εἰς μεγάλην ἀπόστασιν μεταξύ των. Ἡ δυναμικὴ ἐνέργειά των εἶναι ἐλαχίστη καὶ δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν, ὁπότε ὡς ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἑνὸς ἀερίου νοεῖται μόνον ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων του. Οὕτω λέγομεν: *θερμικὴ ἢ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἀερίου εἶναι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων του.* Ἑπομένως, ἐὰν M ἡ μᾶζα τῶν μορίων ἀερίου καὶ V ἡ ταχύτης αὐτῶν τότε: Κινητικὴ ἐνέργεια μορίων = ἐσωτερικὴ ἢ θερμικὴ ἐνέργεια ἀερίου = $= \frac{MV^2}{2}$. Ἐκ τῆς ἰσότητος αὐτῆς ἐμφαίνεται ὅτι ἡ θερμικὴ ἐνέργεια

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

ἑνὸς ἀερίου ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς ταχύτητος τῶν μορίων του, δηλαδὴ ἐκ τῆς θερμοκρασίας του.

2·7 Μέτρησις θερμοκρασίας. Σχετικὴ καὶ ἀπόλυτος θερμοκρασία.

Ἡ θερμοκρασία μετρεῖται συμβατικῶς μὲ θερμόμετρα βαθμολογημένα εἰς βαθμοὺς Κελσίου (^{0}C) ἢ βαθμοὺς Φαρενάιτ (^{0}F). Ἀμφότερα βαθμολογοῦνται μὲ βάσιν τὰ σημεῖα πήξεως καὶ βρασμοῦ τοῦ ὕδατος εἰς κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Καὶ τὸ μὲν Κελσίου ἔχει βαθμολογίαν ἀπὸ μηδὲν (σημεῖον πήξεως) ἕως 100 (σημεῖον βρασμοῦ), ἐνῶ τὸ Φαρενάιτ ἔχει ἀντιστοίχως 32 καὶ 212. Ἑπομένως 100 βαθμοὶ Κελσίου ἰσοδυναμοῦν μὲ 180 βαθμοὺς Φαρενάιτ, ἤτοι: $1^0\,C \rightarrow 1{,}8^0\,F$. Διὰ τὴν μετατροπὴν βαθμῶν Κελσίου εἰς Φαρενάιτ καὶ ἀντιστρόφως ἔχομεν τὰς σχέσεις :

$$C^0 = (F^0 - 32)\ \frac{5}{9} \quad \text{καὶ} \quad {}^0F = C^0 \cdot \frac{9}{5} + 32 \qquad (8)$$

(Πίναξ 11 Παραρτήματος)

Ἀμφότεραι αἱ θερμομετρικαὶ αὐταὶ κλίμακες ἔχουν ἐντελῶς συμβατικὸν χαρακτῆρα. Αἱ οὕτω λαμβανόμεναι θερμοκρασίαι ὀνομάζονται *σχετικαὶ* καὶ ἔχουν σύμβολον τὸ t.

Ἡ θερμοκρασία ὅμως συνδέεται μὲ τὴν περιεχομένην ἐσωτερικὴν ἐνέργειαν, δεδομένου ὅτι ἡ πρόσδοσις ἐνεργείας εἰς ἓν σῶμα ὑπὸ μορφὴν θερμότητος ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα ἐν γένει τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας του. Ἐὰν λοιπὸν ἡ θερμοκρασία χρησιμοποιηθῇ ὡς παράγων μετρήσεως τῆς θερμικῆς ἐνεργείας, εἶναι βασικὸν νὰ καθορισθῇ ὡς ἀφετηρία μετρήσεως τῆς θερμοκρασίας τὸ σημεῖον ἐκεῖνο, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ περιεχομένη εἰς τὸ σῶμα ἐνέργεια εἶναι μηδέν. Ἐὰν λάβωμεν ἓν ἀέριον, τοῦ ὁποίου ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια εἶναι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων του, αὐτὴ θὰ μηδενισθῇ, ὅταν ἡ ταχύτης τῶν μορίων μηδενισθῇ. Ὡς ἐκ τούτου ὡς ἀπόλυτον μηδὲν θερμοκρασίας γενικῶς λαμβάνεται ἡ θερμοκρασία, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ ταχύτης τῶν μορίων ἑνὸς ἀερίου μηδενίζεται. Ἡ θερμοκρασία αὐτὴ εἶναι περίπου -273^0 C ἢ -460^0 F.

Θερμοκρασία μετρουμένη μὲ βάσιν τὸ ἀπόλυτον μηδέν, ὀνομάζεται *ἀπόλυτος θερμοκρασία*. Ἡ σχέσις μεταξὺ ἀπολύτου καὶ σχετικῆς θερμοκρασίας θὰ εἶναι :

$$T = t + 273 \text{ ἢ } T = t + 460 \qquad (9)$$

ἐὰν t εἶναι βαθμοὶ Κελσίου καὶ Φαρενάιτ ἀντιστοίχως. Ἡ ἀπόλυτος θερ-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

μοκρασία Κελσίου ὀνομάζεται καὶ θερμοκρασία Kelvin (^{0}K) καὶ ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία Φαρενάιτ ὀνομάζεται καὶ θερμοκρασία Rankine (^{0}R).

2·8 Εἰδικὸς ὄγκος καὶ εἰδικὸν βάρος.

Εἰδικὸν βάρος σώματος εἶναι τὸ βάρος τοῦ σώματος ἀνὰ μονάδα ὄγκου αὐτοῦ καὶ συνήθως ἐκφράζεται εἰς kg/m^3 ἢ lb/ft^3.

Ὁ ἀριθμός, ὁ ὁποῖος ἐκφράζει τὸ εἰδικὸν βάρος ἑνὸς σώματος, σημαίνει ἐπίσης καὶ πόσας φορὰς εἶναι βαρύτερον τὸ σῶμα ἀπὸ ἴσον ὄγκον ὕδατος.

Εἰδικὸς ὄγκος σώματος εἶναι ὁ ὄγκος, ποὺ καταλαμβάνει ἡ μονὰς βάρους τοῦ σώματος, δηλαδὴ εἶναι τὸ ἀντίστροφον τοῦ εἰδικοῦ βάρους. Διὰ σώματα δὲ ἐκφράζεται εἰς m^3/kg ἢ ft^3/lb.

Ὁ εἰδικὸς ὄγκος καὶ τὸ εἰδικὸν βάρος καθορίζουν τὴν αὐτὴν ἰδιότητα ἑνὸς σώματος. Καὶ τὰ δύο εἶναι συνάρτησις τῆς μοριακῆς συγκεντρώσεως καὶ τοῦ μοριακοῦ βάρους τοῦ σώματος.

Μὲ σταθερὸν μοριακὸν βάρος, ὑψηλὴ τιμὴ τοῦ εἰδικοῦ βάρους σημαίνει μόρια πολὺ πλησίον (συμπαγῆ) τὸ ἓν πρὸς τὸ ἄλλο, ὅπως συμβαίνει μὲ τὰ στερεὰ ἢ ὑγρὰ σώματα. Ἀφ' ἑτέρου ὑψηλὴ τιμὴ εἰδικοῦ ὄγκου σημαίνει μόρια πολὺ ἀπομεμακρυσμένα μεταξύ των, πρᾶγμα, τὸ ὁποῖον χαρακτηρίζει τοὺς ἀτμοὺς καὶ τὰ ἀέρια.

$$\text{ὄγκος} \times \text{εἰδ. βάρος} = \text{βάρος} \quad \text{ἢ} \quad \frac{\text{ὄγκος}}{\text{εἰδ. ὄγκος}} = \text{Βάρος}.$$

Συνήθως διὰ τὰ στερεὰ καὶ τὰ ὑγρὰ χρησιμοποιεῖται περισσότερον τὸ εἰδικὸν βάρος, ἐνῶ διὰ τὰ ἀέρια καὶ τοὺς ἀτμοὺς ὁ εἰδικὸς ὄγκος.

Τὸ εἰδικὸν βάρος τῶν ὑγρῶν λόγω διαστολῆς ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν· διὰ τοῦτο πάντοτε δίδεται εἰς ἀντίστοιχον θερμοκρασίαν. Π.χ. ἡ χορήγησις πετρελαίου εἰς τὰ πλοῖα γίνεται μὲ εἰδικὸν βάρος πετρελαίου θερμοκρασίας 15^0C ἢ 60^0F. Ἐὰν τὸ παραλαμβανόμενον πετρέλαιον ἔχῃ ἄλλην θερμοκρασίαν, πρέπει νὰ γίνῃ ἀναγωγὴ τοῦ εἰδικοῦ βάρους τοῦ πετρελαίου εἰς τὴν θερμοκρασίαν, μὲ τὴν ὁποίαν τοῦτο παραλαμβάνεται.

Προκειμένου περὶ ἀερίων ὁ εἰδικὸς ὄγκος ἐπηρεάζεται καὶ ἀπὸ τὴν πίεσιν καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν. Ὀρθότερος ἑπομένως εἶναι ὁ ὁρισμός: *Εἰδικὸς ὄγκος ἀερίου εἶναι ὁ ὄγκος ἀνὰ μονάδα βάρους αὐτοῦ ὑπὸ ὡρισμένην πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν.*

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΚΗΛΟΥ 1954

Παράδειγμα.

Νὰ εὑρεθῆ τὸ βάρος 5840 ft^3 πετρελαίου εἰς ἀγγλικοὺς τόννους. Τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ πετρελαίου εἰς τὴν ἀντίστοιχον θερμοκρασίαν εἶναι 0,86.

Λύσις:

Τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ ὕδατος εἶναι 62,4 lb/ft^3, ἑπομένως τοῦ πετρελαίου θὰ εἶναι $62,4 \times 0,86$ lb/ft^3.

1 ἀγγλικὸς τόννος* = 2240 lb, ἑπομένως τὸ ζητούμενον βάρος:

$$B = \frac{5840 \times 62,4 \times 0,86}{2240} = 139,9 \text{ τόννοι ἀγγλικοί.}$$

(διαστάσεις $\dfrac{ft^3 \dfrac{lb}{ft^3}}{\dfrac{lb}{ton}}$ = ἀγγλικοὶ τόννοι).

2·9 Εἰδικὴ θερμότης. Μονάδες θερμότητος.

Εἰδικὴ θερμότης ἑνὸς σώματος εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπαιτεῖ ἡ μονὰς τοῦ βάρους τοῦ σώματος διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του κατὰ ἕνα βαθμόν.

Εἰς τὴν τεχνικὴν θερμοδυναμικὴν γίνεται δεκτὸν γενικῶς ὅτι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος ἰσοῦται μὲ τὴν μονάδα καὶ οὕτως ἔχομεν τὰς κάτωθι μονάδας θερμότητος :

α) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χρειάζεται 1 kg ὕδατος διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του κατὰ 1^0 C, ὀνομάζεται kcal (κιλοκαλορὶ ἢ θερμίς).

β) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χρειάζεται 1 lb ὕδατος διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του κατὰ 1^0 F ὀνομάζεται BTU (British Thermal Unit).

γ) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χρειάζεται 1 lb ὕδατος διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του 1^0 C, ὀνομάζεται *λιβροκαλορὶ* lbcal ἢ CHU (Centigrade Heat Unit).

Ἡ διάστασις τῆς εἰδικῆς θερμότητος εἶναι kcal/kg^{0}C ἢ BTU/lb^{0}F ἢ lbcal/lb^{0}C.

Σημείωσις: Πραγματικῶς ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τῆς μονάδος βάρους τοῦ ὕδατος κατὰ ἕνα βαθμὸν μεταβάλλεται ἐλαφρῶς μὲ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ὕδατος.

Ἡ φυσικὴ τιμὴ τῆς kcal εἶναι: Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ

---

* Ἴδε πίνακα 17 Παραρτήματος.

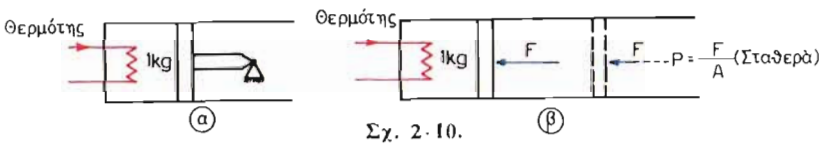
ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΣ 1954

χρειάζεται 1 kg ὕδατος διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του ἀπὸ 14,5°C εἰς 15,5°C ὑπὸ τυπικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Οὕτως ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος, ἐνῶ εἰς τοὺς μηδὲν βαθμοὺς Κελσίου εἶναι 1,00786, εἰς τοὺς 15°C ἰσοῦται μὲ τὴν μονάδα, εἰς τοὺς 50°C εἶναι 0,99887, εἰς τοὺς 100°C εἶναι 1,00728 κ.ο.κ.

Ἡ μικρὰ αὐτὴ διαφορὰ δὲν λαμβάνεται συνήθως ὑπ' ὄψιν εἰς τὰ προβλήματα τῶν μηχανικῶν ναυτικῶν μηχανῶν.

2·10 Εἰδικὴ θερμότης ἀερίων.

Ἐνῶ τὰ στερεὰ καὶ ὑγρὰ ἔχουν μίαν τιμὴν εἰδικῆς θερμότητος, τὰ ἀέρια ἔχουν δύο τιμὰς ἀναλόγως μὲ τὸν τρόπον, μὲ τὸν ὁποῖον θερμαίνονται. Ἓν ἀέριον δύναται νὰ θερμανθῆ ἄνευ μεταβολῆς τοῦ ὄγκου (ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον) ἢ νὰ θερμανθῆ μὲ αὔξησιν τοῦ ὄγκου του (ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν). Οἱ δύο αὐτοὶ τρόποι θερμάνσεως δύνανται νὰ παρασταθοῦν ὡς πραγματοποιούμενοι εἰς ἕνα κύλινδρον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου παλινδρομεῖ ἔμβολον ἄνευ τριβῶν (σχ. 2·10).



Σχ. 2·10.

Εἰς τὸ σχῆμα ἐμφαίνεται ἡ μηχανικὴ διάταξις τῶν τρόπων θερμάνσεως αὐτοῦ τοῦ ἀερίου. Διὰ τὴν θέρμανσιν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον τὸ ἔμβολον πρέπει νὰ κρατῆται ἀκίνητον (θέσις α). Διὰ τὴν θέρμανσιν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τὸ ἔμβολον ἐπιφανείας Α πρέπει νὰ εἶναι ἐλεύθερον νὰ κινηθῆ ἐναντίον μιᾶς σταθερᾶς δυνάμεως F (θέσις β).

Ἔστω ὅτι ἕκαστος κύλινδρος περιέχει 1 kg ἀερίου ὑπὸ τὴν αὐτὴν ἀρχικὴν θερμοκρασίαν T_1. Ἐὰν χορηγηθῆ θερμότης, ἕως ὅτου ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου καὶ εἰς τοὺς δύο κυλίνδρους ἀνέλθη εἰς T_2, θὰ εὑρεθῆ ὅτι ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης διὰ τὴν αὐτὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας θὰ εἶναι ἀρκετὰ μεγαλυτέρα εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς θερμάνσεως ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἀπὸ ὅ,τι θὰ ἦτο εἰς τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον.

Ὅλη ἡ θερμότης, ἡ ὁποία προσετέθη εἰς τὸ ἀέριον κατὰ τὴν θέρμανσίν του ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, καταλήγει ὡς ἐσωτερικὴ ἐνέργεια καὶ ἐν τῷ συνόλῳ της ἐπιδρᾷ εἰς τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου. Ἡ θερμότης ἡ χορηγουμένη ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν διαιρεῖται εἰς

δύο: Εἰς ἐκείνην, ποὺ αὐξάνει τὴν ἐσωτερικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἀερίου, ὡς ἐμφαίνεται ἐκ τῆς αὐξήσεως τῆς θερμοκρασίας, καὶ εἰς ἐκείνην, ποὺ μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον, ὅπως δεικνύει ἡ μετακίνησις τοῦ ἐμβόλου ἐναντίον τῆς σταθερᾶς δυνάμεως F (σχ. 2·10).

Ἑπομένως διὰ τὴν αὐτὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας χρειάζεται νὰ χορηγηθῇ περισσοτέρα θερμότης εἰς τὸ ἀέριον, ὅταν θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἀπὸ ἐκείνην, ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται διὰ τὴν θέρμανσιν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω αὐτονόητον εἶναι ὅτι:

α) Ἡ *εἰδικὴ θερμότης* ἀερίου ἔχει δύο τιμάς: μίαν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, ποὺ θὰ παρίσταται διὰ τοῦ C_v καὶ μίαν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ποὺ θὰ παρίσταται διὰ τοῦ C_p.

β) Ἡ διαφορά:

$C_p - C_v$ εἰς kcal/kg°C ἢ BTU/lb °F ἢ lbcal/lb °C

παριστᾶ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον ἀνὰ μονάδα βάρους καὶ ἀνὰ βαθμὸν θερμοκρασίας, ὅταν ἓν ἀέριον θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

γ) Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου, δηλαδὴ τοῦ ποσοῦ τῆς θερμικῆς ἐνεργείας, ποὺ προστίθεται ἢ ἀφαιρεῖται ἀπὸ αὐτό, εἶναι ἡ ἰδία καὶ εἰς τὰς δύο περιπτώσεις. Ἀνὰ μονάδα βάρους καὶ ἀνὰ βαθμὸν θερμοκρασίας ἰσοῦται πάντοτε μὲ C_v, ἀνεξαρτήτως τοῦ τρόπου θερμάνσεως τοῦ ἀερίου.

2·11 Σχέσις μεταξὺ θερμότητος, εἰδικῆς θερμότητος καὶ θερμοκρασίας.

Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος H, ποὺ χορηγεῖται εἰς σῶμα βάρους B, ὅταν ἡ θερμοκρασία του ἀπὸ t_1 ἀνέρχεται εἰς t_2 καὶ ἔχῃ εἰδικὴν θερμότητα C, δίδεται ἐκ τῆς σχέσεως:

$$H = C \cdot B(t_2 - t_1) \tag{10}$$

Ἐὰν τὸ θερμαινόμενον σῶμα εἶναι ἀέριον, τότε ἡ ἰσότης (10) λαμβάνει τὴν μορφήν:

$$H = C_v B (t_2 - t_1) \tag{11}$$

ἢ

$$H = C_p B (t_2 - t_1) \tag{12}$$

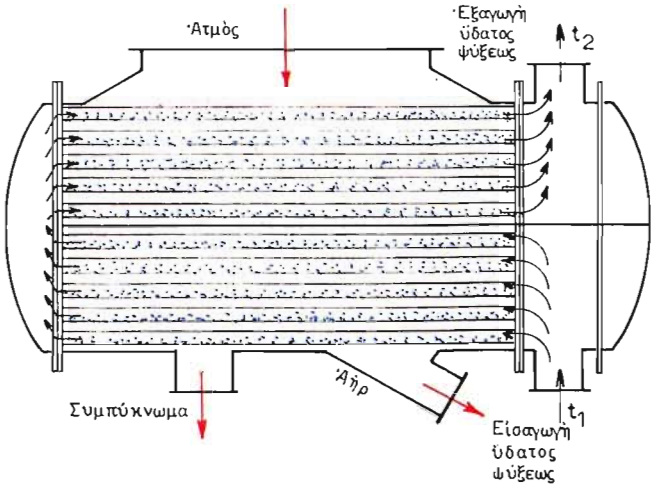
ἐφ' ὅσον τὸ ἀέριον θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἢ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀντιστοίχως.

Εἰς τὴν περίπτωσιν ὅμως τῆς θερμάνσεως τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἡ χορηγηθεῖσα εἰς αὐτὸ θερμότης καταλήγει ἐν τῷ συνόλῳ της

εἰς ἐσωτερικὴν ἐνέργειαν ἐν ἀποθηκεύσει, ἑπομένως θὰ ἰσοῦται μὲ τὴν αὔξησιν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου E:

$$E = C_v B (t_2 - t_1) \qquad (13)$$

Ἡ ἰσότης (13) εἶναι γενική, παριστᾶ δηλαδὴ τὴν αὔξησιν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας ἑνὸς ἀερίου βάρους B, τοῦ ὁποίου ἡ θερμοκρασία ἀπὸ t_1 ἀνῆλθεν εἰς t_2 ἀνεξαρτήτως τρόπου θερμάνσεως. Ἐὰν εἰς τὸ ἀέριον χορηγῆται ποσὸν θερμότητος H κατὰ τιμὴν μεγαλυτέραν τῆς



Σχ. 2·11.

τοῦ E (ὅπως π.χ. εἰς τὴν θέρμανσιν ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν), τότε ἡ διαφορὰ H — E θὰ παριστᾶ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον κατὰ τὸν τρόπον αὐτὸν τῆς θερμάνσεως.

Παράδειγμα 1ον.

15 λίβραι ἑνὸς σώματος θερμαίνονται ἀπὸ θερμοκρασίας 65° F εἰς θερμοκρασίαν 360° Kelvin. Ἐὰν ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ σώματος εἶναι 0,3, ποῖον τὸ χορηγηθὲν εἰς τὸ σῶμα ποσὸν θερμότητος;

Λύσις:

Δεδομένα $B = 15\ \text{lb}, \quad t_1 = 65^\circ\text{F}, \quad T_2 = 360^\circ\text{K}, \quad C = 0{,}3$

$t_2 = T_2 - 273 = 360 - 273 = 87^\circ\text{C}$ καὶ

$$^\circ\text{F} = {}^\circ\text{C} \cdot \frac{9}{5} + 32 = 87\,\frac{9}{5} + 32 = 188{,}6^\circ\text{F}.$$

Ἐφαρμόζοντες τὴν ἰσότητα (10) ἔχομεν $H = C \cdot B\ (t_2 - t_1)$

ἢ $H = 0{,}3 \times 15\ (188{,}6 - 65) = 556{,}2\ \text{BTU}$ ἢ $\left(\frac{\text{BTU}}{\text{lb}\ ^\circ\text{F}} \cdot \text{lb}\ ^\circ\text{F} = \text{BTU}\right)$

Παράδειγμα 2ον.

Ἀτμὸς ἀπὸ τὴν ἐξαγωγὴν μιᾶς μηχανῆς εἰσέρχεται ἐντὸς συμπυκνωτοῦ. Τὸ θαλάσσιον ὕδωρ, ποὺ χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν συμπύκνωσιν τοῦ ὑδρατμοῦ, εἰσέρχεται εἰς τὸν συμπυκνωτὴν μὲ θερμοκρασίαν 60° F καὶ ἐξέρχεται μὲ θερμοκρασίαν 80° F. Ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ θαλασσίου ὕδατος εἶναι 0,96 BTU/lb° F.

Ἐὰν εἰς τὸν συμπυκνωτὴν κυκλοφοροῦν 40 000 lb θαλασσίου ὕδατος ἀνὰ λεπτόν, ζητεῖται ἡ ἀπορροφουμένη θερμότης ἀπὸ τὸ ὕδωρ ψύξεως εἰς BTU/min.

Λύσις:

Ἡ διάταξις ἑνὸς παρομοίου ἐξαρτήματος (συμπυκνωτοῦ ἀτμοῦ), ἡ ὁποία εἶναι βασικὴ εἰς ἐγκατάστασιν ἀτμοκινήτου πλοίου, ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 2·11.

Ἡ ἀπορροφηθεῖσα θερμότης ἀπὸ τὸ ὕδωρ κυκλοφορίας θὰ εἶναι:

$$H = C \cdot B\,(t_2 - t_1) = 0{,}96 \times 40\,000\,(80 - 60) = 768\,000 \text{ BTU/min.}$$

$$\text{Διαστάσεις} = \frac{\text{BTU}}{\text{lb}\,^{\circ}\text{F}} \cdot \frac{\text{lb}}{\text{min}} \cdot {}^{\circ}\text{F} = \text{BTU/min.}$$

Παράδειγμα 3ον.

4 kg ἑνὸς ἀερίου θερμαίνονται ἀπὸ θερμοκρασίαν 17° C εἰς θερμοκρασίαν 89° C, ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἶναι 0,17 καὶ ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἶναι 0,24.

Ζητεῖται: α) Τὸ χορηγούμενον εἰς τὸ ἀέριον ποσὸν θερμότητος, ὅταν τοῦτο θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. β) Πόση θερμότης μετατρέπεται εἰς ἔργον, ὅταν τὸ ἀέριον θερμανθῇ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν;

Λύσις:

Δεδομένα $B = 4$ kg, $t_1 = 17^{\circ}$C, $t_2 = 89^{\circ}$C, $C_p = 0{,}24$, $C_v = 0{,}17$.

α) Ἐκ τῆς ἰσότητος (12) ἔχομεν $H_1 = C_p \cdot B\,(t_2 - t_1)$,

$$H_1 = 0{,}24 \times 4\,(89 - 17) = 69{,}12 \text{ kcal.} \left(\frac{\text{kcal}}{\text{kg}\,^{\circ}\text{C}} \cdot \text{kg} \cdot {}^{\circ}\text{C} = \text{kcal}\right).$$

β) Ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἔχομεν:

$$H_2 = C_v \cdot B\,(t_2 - t_1), \quad H_2 = 0{,}17 \times 4\,(89 - 17) = 48{,}96 \text{ kcal.}$$

γ) Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου E, ὅταν τοῦτο ἐθερμάνθη ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, εἶναι $E = C_v \cdot B\,(t_2 - t_1)$, ἤτοι 48,96 kcal. Ἑπομένως:

$$W = H - E = 69{,}12 - 48{,}96 = 20{,}16 \text{ kcal.}$$

2·12 Πρῶτος θερμοδυναμικὸς Νόμος. Μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος.

Ἐκ τῆς Φυσικῆς γνωρίζομεν ὅτι:

Ἡ ἐνέργεια οὔτε γεννᾶται, οὔτε καταστρέφεται, ἀλλὰ μόνον ἀλλάσσει μορφήν.

Μετατροπὴ τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας εἰς θερμικὴν διὰ τοῦ φαινομένου τῆς τριβῆς ἐμφανίζεται συχνὰ εἰς τὴν πρᾶξιν. Ἁπλοῦν παράδειγμα εἶναι ἡ βαθμιαία αὔξησις τῆς θερμοκρασίας τριβέως, ὅταν ὁ ἐπ' αὐ-

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

τοῦ ἄξων ἀρχίζη νὰ περιστρέφεται. Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐνεργείας εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι ἀνεπιθύμητος ἀλλὰ καὶ ἀναπόφευκτος.

Τὴν Θερμοδυναμικὴν ἐνδιαφέρει ἰδιαιτέρως ἡ μετατροπὴ τῆς θερμικῆς ἐνεργείας εἰς μηχανικὴν καὶ ἀντιστρόφως. Ἀλλὰ τὸ ἐνδιαφέρον της ἔγκειται κυρίως εἰς τὴν ἐπίτευξιν χρησίμων καὶ ἐπιθυμητῶν ἀποτελεσμάτων.

Τὸ ἔτος 1845 ὁ Joule διὰ πειραμάτων ἠρεύνησε τὴν σχέσιν μεταξὺ μηχανικῆς ἐνεργείας (kgm ἢ ftlb) καὶ θερμικῆς ἐνεργείας (kcal, BTU, lbcal) καὶ εὗρεν ὅτι :

1 kcal	ἰσοδυναμεῖ	μὲ	427 kgm
1 BTU	»	μὲ	778 ftlb
1 lbcal	»	μὲ	1400 ftlb.

Οἱ ἀριθμοὶ 427, 778 καὶ 1400 καλοῦνται *μηχανικὸν ἰσοδύναμον* τῆς θερμότητος, τὸ ὁποῖον παρίσταται μὲ τὸ γράμμα J. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει τὸ πρῶτον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα: *θερμικὴ καὶ μηχανικὴ ἐνέργεια μετατρέπονται ἀμοιβαίως ἡ μία πρὸς τὴν ἄλλην καὶ ἐὰν H ποσὸν θερμικῆς ἐνεργείας μετατραπῇ εἰς μηχανικήν, τότε θὰ λάβωμεν μηχανικὴν ἐνέργειαν* $W = H \cdot J$.

Παράδειγμα 1ον.

Νὰ εὑρεθῇ τὸ ἰσοδύναμον τοῦ ὡριαίου ἵππου : α) Εἰς kcal β) Εἰς BTU καὶ γ) εἰς lbcal.

Λύσις :

α) Γνωρίζομεν ὅτι 1 ὡριαῖος HP = 270 000 kgm.

Ἑπομένως 1 ὡριαῖος HP $= \frac{270\,000}{427} = 632$ kcal.

β) Γνωρίζομεν ὅτι 1 ὡριαῖος HP = 1 980 000 ftlb.

1 ὡριαῖος HP $= \frac{1\,980\,000}{778} = 2545$ BTU.

γ) 1 ὡριαῖος HP $= \frac{1\,980\,000}{1400} = 1414$ lbcal.

Σημείωσις : Ἡ ἔκφρασις τοῦ ὡριαίου ἵππου μὲ ὅρους θερμότητος σημαίνει ὅτι ἡ μηχανὴ ἑνὸς ἵππου εἰς μίαν ὥραν μεταβάλλει εἰς ἔργον 632 kcal ἢ 2545 BTU ἢ 1414 lbcal.

Παράδειγμα 2ον.

Ἓν κιλοβαττώριον (kWh) μὲ πόσας: α) kcal καὶ β) BTU ἀντιστοιχεῖ;

α) 1 HP = 746 W = 632 kcal/h

καὶ 1 W $= \frac{632}{746} =$ kcal/h .

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

$$1\ \text{kW} = 1000\ \text{W} = \frac{632 \times 1000}{746} = 847\ \text{kcal/h}$$

ἤ 1 κιλοβαττώριον (kWh) = 847 kcal.

β) 1 HP = 746 W = 2545 BTU/h

$$1\ \text{W} = \frac{2545}{746}\ \text{BTU/h}.$$

$$1\ \text{kW} = 1000\ \text{W} = \frac{2545 \times 1000}{746} = 3412\ \text{BTU/h} \quad \text{ἤ} \quad 1\ \text{kWh} = 3\,412\ \text{BTU}$$

Παράδειγμα 3ον.

Εἰς ἀτμοστρόβιλον χορηγοῦνται 20 000 lb ἀτμοῦ ἀνὰ ὥραν. Ὁ ἀτμοστρόβιλος μετατρέπει εἰς ἔργον 400 BTU ἀνὰ lb χορηγουμένου ἀτμοῦ.

Ζητεῖται: α) Τὸ παραγόμενον μηχανικὸν ἔργον ἀνὰ lb ἀτμοῦ εἰς ftlb. β) Ἡ ἰσχὺς τοῦ στροβίλου εἰς HP. γ) Ἡ ἰσχὺς τοῦ στροβίλου εἰς kW.

Λύσις:

α) $\frac{W}{J} = 400$ BTU ἀνὰ lb καὶ $W = 400 \times 778 = 311\,200$ ftlb ἀνὰ lb ἀτμοῦ.

β) 1 HP = 2545 BTU/h ἑπομένως ἡ ζητουμένη ἰσχύς:

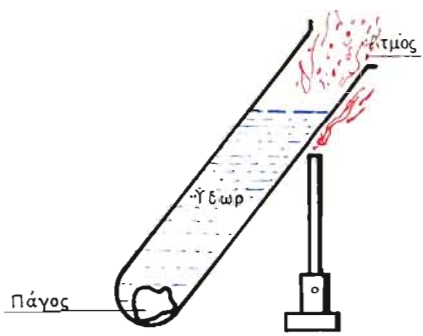
$$HP = \frac{20\,000 \times 400}{2545} = 3140. \left(\text{Διαστάσεις} = \frac{\frac{lb}{h} \cdot \frac{BTU}{lb}}{\frac{BTU}{h \cdot HP}} = HP\right)$$

γ) 1 kW = 1,341 HP καὶ

$$kW = \frac{3140}{1{,}341} = 2345. \left(\text{Διαστάσεις} = \frac{HP}{\frac{HP}{kW}} = kW\right).$$

2·13 Μετάδοσις θερμότητος.

Ἡ θερμότης γενικῶς μεταδίδεται ἀπὸ σώματος εἰς σῶμα ἢ καὶ μεταξὺ τῶν μορίων τοῦ αὐτοῦ σώματος, ἐφ' ὅσον ὑπάρχει διαφορὰ θερμοκρασίας.



Σχ. 2·13.

Ὑπάρχουν τρεῖς μέθοδοι μεταδόσεως θερμότητος: Δι' *ἀγωγῆς*, δι' *ἀκτινοβολίας* καὶ διὰ *μεταφορᾶς*.

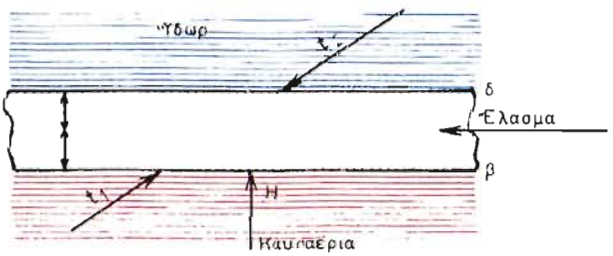
Εἰς τὴν μετάδοσιν *δι' ἀγωγῆς* ἡ θερμότης ρέει μεταξὺ τῶν μορίων ἑνὸς σώματος καὶ ἀπὸ σώματος εἰς σῶμα, ὅταν αὐτὰ εὑρίσκωνται ἐν ἐπαφῇ. Δι' ἀγωγῆς ἡ θερμότης μεταδίδεται κυρίως εἰς τὰ στερεὰ σώματα, ὀλιγώτερον εἰς τὰ ὑγρὰ καὶ ἐλάχιστα εἰς τὰ ἀέρια.

Εἰς τὴν μετάδοσιν δι' *ἀκτινοβολίας* ἡ θερμότης μεταδίδεται μεταξὺ σωμάτων εὑρισκομένων εἰς ἀπόστασιν τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο.

Εἰς τὴν διὰ *μεταφορᾶς* μεταδίδεται δι' ἑνὸς ρευστοῦ, τὸ ὁποῖον ρέει καὶ συνοδεύεται πάντοτε ἀπὸ ἐσωτερικὴν ἀνάμιξιν τοῦ ρευστοῦ. Ἡ μετάδοσις θερμότητος δι' ἀγωγῆς ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὸ σῶμα, μέσω τοῦ ὁποίου μεταδίδεται. Ὑπάρχουν καλοὶ ἀγωγοὶ τῆς θερμότητος, ὅπως π.χ. τὰ μέταλλα καὶ κακοὶ ἀγωγοί, ὅπως π.χ. τὰ ὑγρὰ καὶ ἀκόμη περισσότερον τὰ ἀέρια. Τὸ ὕδωρ εἶναι κακὸς ἀγωγὸς τῆς θερμότητος. Τοῦτο ἀποδεικνύεται ὡς ἑξῆς (σχ. 2·13) :
Ἐντὸς δοκιμαστικοῦ σωλῆνος πλήρους ὕδατος ὑπάρχει τεμάχιον πάγου, στερεωμένον εἰς τὸν πυθμένα. Τὸ ὕδωρ θερμαινόμενον εἰς τὸ ἄνω μέρος τοῦ σωλῆνος ἀρχίζει νὰ ἐξατμίζεται, ὅταν ἡ θερμοκρασία του ἀνέλθῃ εἰς 100^0 C, ἐνῶ ὁ πάγος εἰς τὸν πυθμένα καὶ τὸ πέριξ ὕδωρ παραμένει εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ 0^0 C.

2·14 Ἀγωγιμότης. Νόμος τοῦ Fourrier.

Ἔστω ἐπίπεδον ἔλασμα (σχ. 2·14) λέβητος, τὸ ὁποῖον λαμβάνει θερμότητα ἀπὸ τὴν ἑστίαν (πλευρὰ α, β) καὶ τὴν μεταδίδει εἰς τὸ ὕδωρ (πλευρὰ γ, δ). Ἡ θερμότης διὰ νὰ μεταφερθῇ ἀπὸ τὴν ἑστίαν εἰς τὸ ὕδωρ διέρχεται δι' ἀγωγῆς μέσω τοῦ ἐλάσματος.



Σχ. 2·14.

Ἐὰν αἱ θερμοκρασίαι εἰς τὰς δύο ἐπιφανείας τοῦ ἐλάσματος t_1 καὶ t_2 (καὶ ἑπομένως καὶ αἱ ἐνδιάμεσοι ἐντὸς τοῦ ἐλάσματος) δὲν μεταβάλλωνται μὲ τὸν χρόνον, τότε ἡ ἐντὸς τοῦ ἐλάσματος θερμικὴ ἐνέργεια θὰ παραμένῃ σταθερά. Τὸ ἔλασμα τότε εὑρίσκεται εἰς *θερμικὴν ἰσορροπίαν* καὶ ἡ δίοδος θερμότητος μέσω αὐτοῦ ἔχει τιμὴν σταθεράν. Αὐτὸ σημαίνει ὅτι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ εἰσέρχεται εἰς ὡρισμένον χρόνον ἀπὸ τὴν πλευρὰν α, β, ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν γ, δ εἰς τὸν αὐτὸν χρόνον.

Ὅταν ἐκπληροῦνται αἱ ἀνωτέρω προϋποθέσεις, οἱ νόμοι μεταδόσεως τῆς θερμότητος ἁπλοποιοῦνται.

Βασικῶς, ἐὰν τὸ τμῆμα τοῦ ἐλάσματος τοῦ λέβητος ἔχη ἐπιφανείας ἐπιπέδους καὶ παραλλήλους καὶ εἶναι ἀπὸ ὁμοιογενὲς ὑλικόν, ἡ μεταδιδομένη δι' ἀγωγῆς μέσω αὐτοῦ θερμότης θὰ εἶναι :

α) Ἀνάλογος τῆς διαφορᾶς θερμοκρασίας τῶν δύο πλευρῶν τοῦ ἐλάσματος ($t_1 - t_2$).

β) Ἀνάλογος τοῦ χρόνου θ, ποὺ διαρκεῖ ἡ θέρμανσις.

γ) Ἀνάλογος τῆς θερμαινομένης ἐπιφανείας Α τοῦ ἐλάσματος.

δ) Ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ πάχους Χ.

ε) Ἀνάλογος πρὸς τὸν συντελεστὴν θερμικῆς ἀγωγιμότητος Κ, ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν φύσιν τοῦ ὑλικοῦ.

Τὰ ἀνωτέρω διεπίστωσε καὶ διετύπωσεν εἰς νόμον ὁ Fourrier.

Βάσει τῶν ἀνωτέρω, ἐὰν Η εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ διέρχεται ἀπὸ τοίχωμα ἐπιφανείας Α, πάχους Χ καὶ συντελεστοῦ θερμικῆς ἀγωγιμότητος Κ, θὰ ἰσχύη ἡ σχέσις :

$$H = \frac{K \cdot A \cdot \theta \ (t_1 - t_2)}{X} \qquad (14)$$

Ὁ συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος Κ ἐκφράζει τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ διέρχεται ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας τοῦ ὑλικοῦ, ἀνὰ μονάδα χρόνου, ἀνὰ μονάδα πάχους καὶ διὰ διαφορὰν θερμοκρασίας ἑνὸς βαθμοῦ. Ὡς εἶναι φανερόν, ὁ συντελεστὴς αὐτὸς (μὲ βάσιν τὸν ὁρισμόν του) δύναται νὰ ἐκφράζεται εἰς διαφόρους καταλλήλους μονάδας π.χ. εἰς kcal ἀνὰ m^2 ἐπιφανείας, ἀνὰ m πάχους, ἀνὰ ὥραν καὶ ἀνὰ βαθμὸν ^0C διαφορᾶς θερμοκρασίας ἢ εἰς BTU ἀνὰ ft^2 ἐπιφανείας, ἀνὰ ft πάχους, ἀνὰ ὥραν καὶ ἀνὰ βαθμὸν ^0F διαφορᾶς θερμοκρασίας κ.ο.κ. Ἑπομένως αἱ διαστάσεις τοῦ Κ θὰ εἶναι kcal/m, h, ^0C ἢ BTU/ft, h, ^0F.

Μεγάλη προσοχὴ πρέπει νὰ δίδεται εἰς τὴν ἰσότητα (14), ὥστε αἱ διαστάσεις τῶν λοιπῶν στοιχείων τῆς ἰσότητος νὰ λαμβάνωνται ἀναλόγως πρὸς τὴν διάστασιν τοῦ Κ, π.χ. ἐὰν K = kcal/m, h, ^0C, τότε εἰς τὴν ἰσότητα (14) τὸ Α θὰ ληφθῆ εἰς m^2, τὸ θ εἰς ὥρας, τὸ $t_1 - t_2$ εἰς βαθμοὺς Κελσίου καὶ τὸ Χ εἰς m.

Τὸ ἀντίστροφον τῆς θερμικῆς ἀγωγιμότητος ὀνομάζεται *θερμικὴ ἀντίστασις :* $\frac{1}{K} = R_K$.

Ἡ ἰσότης (14) διὰ $A = 1$ καὶ $\theta = 1$ θὰ γραφῆ :

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

$$H = \frac{K\,(t_1 - t_2)}{X} \qquad (15)$$

ἢ $$H \cdot \frac{1}{K} = \frac{t_1 - t_2}{X} \quad \text{καὶ} \quad H = \frac{t_1 - t_2}{X \cdot R_K} \qquad (16)$$

Αἱ ἰσότητες (14) (15) καὶ (16) δύναται νὰ χρησιμοποιηθοῦν εἰς τὴν πρᾶξιν μὲ ἀρκετὴν προσέγγισιν καὶ εἰς τοιχώματα μὴ ἐπίπεδα, ὅταν τὸ πάχος των εἶναι μικρὸν ἐν σχέσει πρὸς τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος (π.χ. εἰς τοὺς κυλινδρικοὺς θαλάμους καὶ τὰ ἡμισφαιρικὰ πώματα τῶν λεβήτων κ.λπ.).

Προκειμένου περὶ σωλήνων ἡ κατωτέρω ἰσότης δίδει ὀρθότερα ἀποτελέσματα :

$$H = K \cdot 2\pi L \frac{t_2 - t_1}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \qquad (17)$$

ὅπου : r_1 εἶναι ἡ ἐξωτερικὴ διάμετρος σωλῆνος, r_2 ἡ ἐσωτερικὴ διάμετρος σωλῆνος, ln ὁ νεπέρειος λογάριθμος, t_2 ἡ ἐσωτερικὴ θερμοκρασία σωλῆνος, t_1 ἡ ἐξωτερικὴ θερμοκρασία σωλῆνος, L τὸ μῆκος σωλῆνος, $\pi = 3{,}14$ καὶ K ὁ συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος.

Ἡ ἰσότης (17) εἶναι ἰδιαιτέρως χρήσιμος κατὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῶν ἀπωλειῶν εἰς σωλῆνας μὲ θερμικὰς μονώσεις.

Τιμαὶ τῶν συντελεστῶν K θερμικῆς ἀγωγιμότητος διὰ διάφορα σώματα δίδονται εἰς τὸν Πίνακα 9 τοῦ Παραρτήματος.

Παράδειγμα 1ον.

Αἱ θερμοκρασίαι εἰς τὰς δύο πλευρὰς τοιχώματος ἐκ χυτοσιδήρου εἶναι 60°C καὶ 62°C ἀντιστοίχως. Ἡ ἐπιφάνεια τοῦ τοιχώματος εἶναι 2 m² καὶ τὸ πάχος του 20 mm. Ζητεῖται τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, τὸ ὁποῖον θὰ διέλθῃ ἀπὸ τὸ τοίχωμα εἰς μίαν ὥραν.

Λύσις:

Ἀπὸ τὸν Πίνακα 9 τοῦ Παραρτήματος λαμβάνομεν $K = 50$ kcal/m, h, °C. Χρησιμοποιοῦντες τὴν ἰσότητα (14) διὰ $\theta = 1$ ἔχομεν:

$$H = \frac{50 \times 2\,(62 - 60)}{0{,}020} = 10\,000 \text{ kcal/h} \qquad \left(\frac{\text{kcal}}{\text{mh}\,^\circ\text{C}} \cdot \frac{\text{m}^2 \cdot {}^\circ\text{C}}{\text{m}} = \text{kcal/h}\right)$$

Παράδειγμα 2ον.

Μέσω τῶν χαλκίνων τοιχωμάτων ἑνὸς λέβητος σιδηροδρόμου πάχους 0,5 in μεταδίδονται ἀνὰ ὥραν καὶ ἀνὰ ft² ἐπιφανείας 100 000 BTU. Ποία ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας μεταξὺ τῆς πλευρᾶς τοῦ λέβητος πρὸς τὴν ἑστίαν ἀπὸ ἐκείνης, ποὺ κυκλοφορεῖ τὸ ὕδωρ ;

Λύσις:

Διὰ τὸν χαλκὸν $K = 200$ BTU/ft, h, °F (Πίναξ 9 Παραρτήματος).
Ἐκ τῆς ἰσότητος (15) λαμβάνομεν:

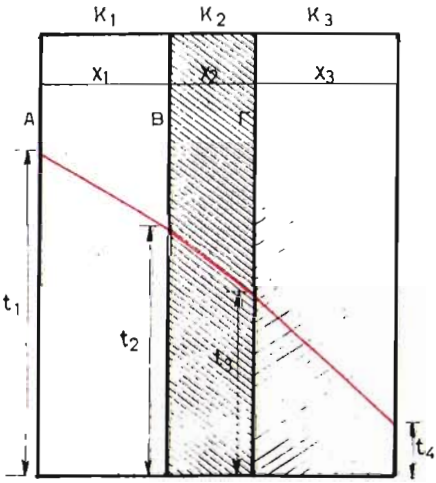
ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

$$100\,000 = 200 \times \frac{t_1 - t_2}{\frac{0,5}{12}} \quad \text{ἢ} \quad t_1 - t_2 = \frac{100\,000}{200} \times \frac{0,5}{12} = 21^{\circ}\mathrm{F}$$

$$\left(\text{Διαστάσεις: } \frac{(\mathrm{BTU/ft^2, h}) \cdot \mathrm{ft}}{\mathrm{BTU/(ft, h, {}^{\circ}F)}} = {}^{\circ}\mathrm{F}\right).$$

2·15 Μετάδοσις θερμότητος δι' ἀγωγῆς μέσω σειρᾶς τοιχωμάτων.

Ἔστω ὅτι ἓν σῶμα (σχ. 2·15) ἔχει τοίχωμα ἀποτελούμενον ἀπὸ τρεῖς σειρὰς πλακῶν Α, Β καὶ Γ διαφορετικοῦ ὑλικοῦ, πάχους X_1, X_2, X_3 καὶ συντελεστοῦ θερμικῆς ἀγωγιμότητος K_1, K_2, K_3.



Σχ. 2·15.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι προσφορώτερον ὁ ὑπολογισμὸς μεταδόσεως θερμότητος νὰ γίνεται ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας ἀνὰ ὥραν.

Εἰς τὸ σχῆμα, t_1 εἶναι ἡ ὑψηλὴ θερμοκρασία εἰς τὴν μίαν πλευρὰν πλακὸς Α, t_2 ἡ θερμοκρασία μεταξὺ πλακὸς Α καὶ Β, t_3 ἡ θερμοκρασία μεταξὺ πλακὸς Β καὶ Γ καὶ t_4 εἶναι ἡ θερμοκρασία τῆς ἐξωτερικῆς πλευρᾶς τῆς πλακὸς Γ.

Ὡς εἶναι φανερόν, ἓν ποσὸν θερμότητος Η, ποὺ θὰ διέλθη ἀπὸ τὴν πλάκα Α, θὰ διέλθη ἐν συνεχείᾳ ἀπὸ τὴν Β καὶ τέλος ἀπὸ τὴν Γ.

Οὕτως ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας καὶ ἀνὰ ὥραν ἐκ τῆς ἰσότητος (15) θὰ ἔχωμεν:

$$H = \frac{K_1\,(t_1 - t_2)}{X_1} \quad \text{ἢ} \quad t_1 - t_2 = H \cdot \frac{X_1}{K_1} \quad \text{διὰ τὴν πλάκα Α}$$

$$H = \frac{K_2\,(t_2 - t_3)}{X_2} \quad \text{ἢ} \quad t_2 - t_3 = H \cdot \frac{X_2}{K_2} \quad \text{διὰ τὴν πλάκα Β}$$

$$H = \frac{K_3\,(t_3 - t_4)}{X_3} \quad \text{ἢ} \quad t_3 - t_4 = H \cdot \frac{X_3}{K_3} \quad \text{διὰ τὴν πλάκα Γ}$$

Προσθέτομεν κατὰ μέλη καὶ ἔχομεν:

$$t_1 - t_4 = H\left(\frac{X_1}{K_1} + \frac{X_2}{K_2} + \frac{X_3}{K_3}\right) \quad \text{καὶ}$$

$$H = \frac{t_1 - t_4}{\frac{X_1}{K_1} + \frac{X_2}{K_2} + \frac{X_3}{K_3}} \tag{18}$$

Ἐὰν τὸ τοίχωμα ἦτο μὲ δύο πλάκας διαφορετικοῦ ὑλικοῦ, τότε:

$$H = \frac{t_1 - t_3}{\frac{X_1}{K_1} + \frac{X_2}{K_2}} \tag{19}$$

Ἑπομένως ἀπὸ τὰς ἰσότητας (18) καὶ (19) παρατηροῦμεν ὅτι ἡ μεταδοθεῖσα δι' ἀγωγῆς θερμότης μέσω σειρᾶς πλακῶν διαφορετικοῦ ὑλικοῦ ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας ἀνὰ ὥραν εὑρίσκεται, ἐὰν διαιρέσωμεν τὴν διαφορὰν *ἐσωτερικὴ μεῖον ἐξωτερικὴ θερμοκρασία* διὰ τοῦ ἀθροίσματος τῶν λόγων $\frac{X}{K}$ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν πλακῶν.

Παράδειγμα.

Τοίχωμα ψυκτικοῦ θαλάμου ἔχει ἐπιφάνειαν 240 ft². Ἀποτελεῖται ἀπὸ φελλὸν πάχους 6 in, ποὺ ἐσωτερικῶς καὶ ἐξωτερικῶς ἐπενδύεται μὲ ξύλον πάχους 1 in.

Ὁ συντελεστὴς K θερμικῆς ἀγωγιμότητος τοῦ φελλοῦ εἶναι 0,29 καὶ τοῦ ξύλου 1,45 εἰς BTU ἀνὰ ft² ἐπιφ. ἀνὰ ὥραν καὶ ἀνὰ in πάχους.

Ζητεῖται ἡ εἰσροὴ θερμότητος ἐκ τοῦ περιβάλλοντος ἐντὸς τοῦ ψυκτικοῦ θαλάμου ἀνὰ 24ωρον, ἐὰν ἡ διαφορὰ μεταξὺ θερμοκρασίας ἐσωτερικῶς τοῦ θαλάμου καὶ τοῦ περιβάλλοντος ἐξωτερικῶς εἶναι 52° F.

Λύσις:

Χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (18), ἐφ' ὅσον ἔχομεν τρεῖς σειρᾶς πλακῶν (φελλόν, ξύλον ἐσωτερικῶς, ξύλον ἐξωτερικῶς).

Εἰς τὴν ἰσότητα αὐτὴν καὶ βάσει τῶν διαστάσεων τοῦ K, ὅπως δίδονται εἰς τὸ πρόβλημα, πρέπει τὸ μὲν πάχος νὰ ληφθῇ εἰς in, ἐνῶ ἡ ἐπιφάνεια εἰς ft².

$$\text{Οὕτως } H = \frac{52}{\frac{1}{1{,}45} + \frac{6}{0{,}29} + \frac{1}{1{,}45}} = 2{,}37 \text{ BTU ἀνὰ ft² ἐπιφανείας ἀνὰ ὥραν.}$$

Πολλαπλασιάζομεν ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν 240 ft² καὶ ἐπὶ 24 ὥρας καὶ εὑρίσκομεν τὸ ζητούμενον ἤτοι:

$$H = 2{,}37 \times 240 \times 24 = 13651 \text{ BTU ἀνὰ 24ωρον.}$$

2·16 Μετάδοσις θερμότητος διὰ μεταφορᾶς.

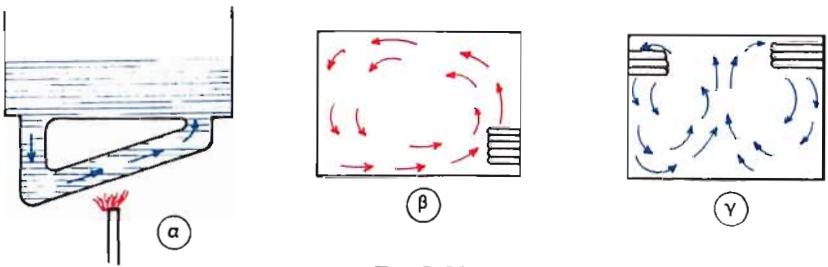
Οὕτω καλεῖται ἡ μεταφορὰ ἢ ἡ ροὴ τῆς θερμικῆς ἐνεργείας τῇ βοηθείᾳ κινουμένου ρευστοῦ, τὸ ὁποῖον ἀναμιγνύεται.

Ἡ κίνησις αὐτὴ τοῦ ρευστοῦ κατὰ τρόπον, ὥστε ἓν μέρος του νὰ ἀναμιγνύεται μὲ ἄλλο, εἶναι ἢ φυσική, λόγω διαφορᾶς πυκνότητος τῶν

μερῶν τοῦ ρευστοῦ, ποὺ προέρχεται ἀπὸ τὴν διαφορετικὴν θερμοκρασίαν, ποὺ ἐπικρατεῖ ἐντὸς αὐτοῦ, ἢ βεβιασμένη, ὅταν ἡ κίνησις τοῦ ρευστοῦ προκαλῆται διὰ μηχανικῶν μέσων.

Καὶ εἰς τὰς δύο περιπτώσεις ὑπάρχει καὶ μεταφορὰ θερμότητος δι' ἀγωγῆς μεταξὺ μιᾶς στερεᾶς ἐπιφανείας καὶ τοῦ ρευστοῦ.

Εἰς τὰς ἐμπειρικὰς σταθεράς, ποὺ χρησιμοποιοῦνται διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς θερμότητος δι' ἀγωγῆς εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτήν, ἔχει ὑπολογισθῆ καὶ ἡ ἐπίδρασις τῆς διὰ μεταφορᾶς μεταδόσεως τῆς θερμότητος μέσω τοῦ ρευστοῦ. Εἰς τὸ σχῆμα 2·16 ἔχομεν τρία παραδείγματα μεταδόσεως θερμότητος διὰ μεταφορᾶς.



Σχ. 2·16.

Εἰς τὸ σχῆμα 2·16 (α) ἔχομεν δοχεῖον, τὸ ὁποῖον ἔχει εἰς τὸν πυθμένα συνδεδεμένον σωλῆνα ὑπὸ κλίσιν. Ὅταν θερμαίνεται τὸ ἐντὸς τοῦ δοχείου ὕδωρ, τὰ πλησιέστερα πρὸς τὴν πυρὰν σωματίδια τοῦ ὕδατος καθίστανται εἰδικῶς ἐλαφρότερα καὶ ἀνέρχονται, ἐνῶ τὰ εὑρισκόμενα ἄνω, ὡς βαρύτερα, κινοῦνται πρὸς τὰ κάτω διὰ νὰ τὰ ἀντικαταστήσουν. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον δημιουργοῦνται *ρεύματα μεταφορᾶς*, ἕως ὅτου τὸ ὕδωρ τοῦ δοχείου καὶ τοῦ σωλῆνος θερμανθῆ σχεδὸν ὁμοιομόρφως λόγω τῆς κυκλοφορίας του. Αὐτὴ εἶναι ἡ ἀρχὴ λειτουργίας ἑνὸς ὑδραυλωτοῦ λέβητος.

Εἰς τὸ σχῆμα 2·16 (β) παρίσταται ἡ θέρμανσις τοῦ ἀέρος ἐντὸς δωματίου διὰ μεταφορᾶς τῆς θερμότητος. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ ἑστία ἢ τὸ θερμὸν σῶμα τοποθετεῖται πλησίον τοῦ πατώματος τοῦ δωματίου. Ὁ θερμὸς ἀὴρ ἀνέρχεται, ὁ ψυχρὸς κατέρχεται καὶ οὕτω κυκλοφορεῖ ἐντὸς τοῦ δωματίου μεταδίδων θερμότητα διὰ μεταφορᾶς.

Εἰς τὸ σχῆμα 2·16 (γ) ἔχομεν ψῦξιν τοῦ ἀέρος ἑνὸς δωματίου διὰ μεταφορᾶς. Τὰ ψυκτικὰ σώματα (π.χ. σωληνώσεις) τοποθετοῦν-

ΔΡΥΑΝΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

ται τώρα πλησίον τῆς ὀροφῆς τοῦ δωματίου ὁ ψυχρότερος ἀὴρ κατέρχεται, ὁ θερμότερος ἀνέρχεται κ.ο.κ.

2·17 Μετάδοσις θερμότητος μέσω τοιχώματος, ποὺ διαχωρίζει δύο ρευστά.

Ἡ ἰσότης (14) τοῦ Fourrier δὲν δύναται νὰ χρησιμοποιηθῆ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτήν, ποὺ πρέπει νὰ εὕρωμεν τὴν μεταφερομένην θερμότητα ἀπὸ κινούμενον ρευστὸν εἰς στερεὰν ἐπιφάνειαν (καὶ ἀντιστρόφως) ἢ ἀπὸ ρευστὸν εἰς ρευστόν, ὅταν αὐτὰ διαχωρίζωνται ἀπὸ στερεὸν τοίχωμα.

Ἡ θερμότης μεταφέρεται ἀπὸ τὸ θερμότερον ρευστὸν πρὸς τὸ στερεὸν δι' ἀγωγῆς καὶ διὰ μεταφορᾶς καὶ πιθανὸν καὶ δι' ἀκτινοβολίας, διέρχεται τὸ στερεὸν τοίχωμα δι' ἀγωγῆς καὶ μεταδίδεται πρὸς τὸ ψυχρότερον ὑγρὸν δι' ἀγωγῆς καὶ μεταφορᾶς.

Ὅταν ἓν ρευστὸν εὑρίσκεται ἐν κινήσει καὶ εἰς ἐπαφὴν μὲ στερεὰν ἐπιφάνειαν, τότε σχηματίζεται πάντοτε ἐπ' αὐτῆς μία λεπτὴ *μεμβράνη τοῦ ρευστοῦ*, ἡ ὁποία παραμένει σχεδὸν ἀκίνητος. Μέσω αὐτῆς τῆς μεμβράνης ρευστοῦ πρέπει νὰ διέλθη ἡ θερμότης, ὥστε νὰ μεταφερθῆ ἀπὸ τὸ στερεὸν ἢ πρὸς τὸ στερεὸν σῶμα. Τὸ πάχος τῆς μεμβράνης εἶναι λεπτὸν καὶ μεταβάλλεται ἀναλόγως τοῦ ἰξώδους ρευστοῦ καὶ τοῦ τρόπου ροῆς αὐτοῦ. Ὅταν ἡ κίνησις τοῦ ρευστοῦ εἶναι ἤρεμος καὶ φυσική, τὸ πάχος φθάνει τὸ 1 mm, ἐλαττοῦται δέ, ἐὰν ἡ κίνησις τοῦ ρευστοῦ εἶναι βεβιασμένη καὶ στροβιλώδης.

Δεδομένου ὅτι τὸ ἀκριβὲς πάχος τῆς μεμβράνης εἰς πολλὰς περιπτώσεις δὲν δύναται νὰ μετρηθῆ, ἡ εὐκολία, μὲ τὴν ὁποίαν ἡ θερμότης μεταδίδεται μέσω αὐτῆς, ὀνομάζεται *συντελεστὴς ἐπιφανείας* ἢ *συντελεστὴς μεμβράνης ρευστοῦ.*

Συντελεστὴς μεμβράνης εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ διέρχεται μέσω αὐτῆς δι' ἓν ὡρισμένον ρευστὸν ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας ἀνὰ ὥραν καὶ διὰ διαφορὰν θερμοκρασίας ἑνὸς βαθμοῦ μεταξὺ τοιχώματος καὶ ρευστοῦ.

Ἐὰν κ εἶναι ὁ συντελεστὴς μεμβράνης τοῦ ρευστοῦ, τότε ἡ διάστασις αὐτοῦ ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ θὰ εἶναι :

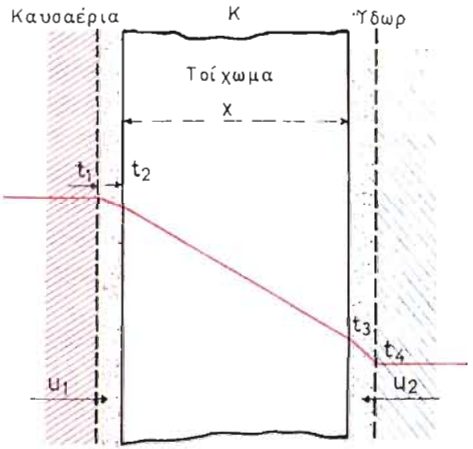
$$\text{kcal/h, m}^2\text{, }^0\text{C} \quad \text{ἢ} \quad \text{BTU/h, ft}^2\text{, }^0\text{F.}$$

Διὰ τὴν εὕρεσιν τώρα τῆς θερμότητος, ποὺ μεταφέρεται ἀπὸ τὴν στερεὰν ἐπιφάνειαν πρὸς τὸ ρευστὸν καὶ ἀντιστρόφως, ἐφαρμόζεται ἡ ἰσότης τοῦ Newton:

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

$$H = \kappa \cdot A \cdot \theta \, (t_1 - t_2) \qquad (20)$$

ὅπου κ ὁ συντελεστὴς μεμβράνης εἰς kcal/h, m^2, ^0C (ἢ BTU/h, ft^2, ^0F), A ἡ θερμαινομένη ἐπιφάνεια εἰς m^2 (ἢ ft^2), θ ὁ χρόνος εἰς ὥρας, t_1 ἡ ὑψηλὴ θερμοκρασία ρευστοῦ ἢ τοιχώματος εἰς ^0C (ἢ ^0F) καὶ t_2 ἡ χαμηλὴ θερμοκρασία ρευστοῦ ἢ τοιχώματος εἰς ^0C (ἢ ^0F).



Σχ. 2·17.

Ἔστω τώρα ὅτι τὸ σχῆμα 2·17 παριστᾶ τοίχωμα λέβητος, ποὺ διαχωρίζει δύο ρευστὰ μὲ τὰ καυσαέρια ὑψηλῆς θερμοκρασίας t_1, ποὺ θερμαίνουν, καὶ τὸ ὕδωρ χαμηλῆς θερμοκρασίας t_4, ποὺ θερμαίνεται. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ θερμοκρασία, καθὼς ἡ θερμότης διέρχεται μέσω τῆς μεμβράνης τῶν καυσαερίων, ἀπὸ t_1 πίπτει εἰς t_2 (ἐρυθρὰ γραμμή), ἐν συνεχείᾳ ἐντὸς τοῦ τοιχώματος ἀπὸ t_2 πίπτει εἰς t_3 καὶ τέλος ἐντὸς τῆς μεμβράνης τοῦ ὕδατος ἀπὸ t_3 πίπτει εἰς t_4, ἡ ὁποία εἶναι καὶ ἡ τελικὴ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος.

Ὑπολογίζομεν τώρα τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ θὰ μεταφερθῇ ἀπὸ τὰ καυσαέρια εἰς τὸ ὕδωρ, ἔστω διὰ μίαν ὥραν καὶ ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας ($\theta = 1$ καὶ $A = 1$).

α) Ἀπὸ τὰ καυσαέρια εἰς τοίχωμα λέβητος:

$$H = \kappa_1 \cdot (t_1 - t_2) \quad \text{(ἰσότης 20).}$$

β) Διὰ μέσου τοῦ τοιχώματος τοῦ λέβητος:

$$H = \frac{K\,(t_2 - t_3)}{X} \quad \text{(ἰσότης 15).}$$

γ) Ἀπὸ τοίχωμα λέβητος εἰς ὕδωρ:

$$H = \kappa_2\,(t_3 - t_4) \quad \text{(ἰσότης 20).}$$

Εἰς τὰς ἰσότητας αὐτὰς τὸ κ_1 εἶναι ὁ συντελεστὴς μεμβράνης τῶν καυσαερίων, κ_2 ὁ συντελεστὴς μεμβράνης τοῦ ὕδατος, K ὁ συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος τοῦ τοιχώματος καὶ X τὸ πάχος αὐτοῦ. Ἀπὸ τὰς ἰσότητας τώρα τῶν α), β) καὶ γ) εὑρίσκομεν τὸν *ὁλικὸν συντελεστὴν μεταφορᾶς θερμότητος U*:

ΔΡΑΧΜΑ ΣΥΓΚΗΛΟΥ 1954

$$U = \frac{1}{\frac{1}{\kappa_1} + \frac{X}{K} + \frac{1}{\kappa_2}} \quad \text{εἰς kcal/h, m}^2\text{, }^0\text{C ἢ BTU/h, ft}^2\text{, }^0\text{F} \qquad (21)$$

Διὰ τῆς χρήσεως τοῦ συντελεστοῦ U ἡ θερμότης, ἡ ὁποία ἀπὸ τὰ καυσαέρια θὰ μεταδίδεται εἰς τὸ ὕδωρ, δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος:

$$\mathbf{H = U \cdot A \cdot \theta\ (t_1 - t_4)} \qquad (22)$$

Ἑπομένως, διὰ νὰ ὑπολογισθῆ ἡ θερμότης, ἡ ὁποία ἀπὸ ρευστὸν μεταδίδεται εἰς ρευστὸν μέσω στερεοῦ τοιχώματος, πολλαπλασιάζομεν τὴν θερμαινομένην ἐπιφάνειαν ἐπὶ τὸν χρόνον εἰς ὥρας, ἐπὶ τὴν διαφορὰν θερμοκρασίας τῶν δύο ρευστῶν καὶ τέλος ἐπὶ τὸν ὁλικὸν συντελεστὴν μεταφορᾶς θερμότητος.

Σημείωσις: Εὕρεσις τοῦ U.

Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ συντελεστοῦ U αἱ ἰσότητες τῶν α), β) καὶ γ) τῆς προηγουμένης παραγράφου γράφονται ὡς κάτωθι:

$$t_1 - t_2 = \frac{H}{\varkappa_1}, \qquad t_2 - t_3 = H \cdot \frac{X}{K} \qquad \text{καὶ} \qquad t_3 - t_4 = \frac{H}{\varkappa_2}.$$

Προσθέτοντες τὰς ἰσότητας αὐτὰς κατὰ μέλη λαμβάνομεν:

$$t_1 - t_4 = \frac{H}{\varkappa_1} + H \cdot \frac{X}{K} + \frac{H}{\varkappa_2} \qquad \text{ἢ}$$

$$t_1 - t_4 = H\ \left(\frac{1}{\varkappa_1} + \frac{X}{K} + \frac{1}{\varkappa_2}\right) \quad \text{καὶ} \quad H = \frac{t_1 - t_4}{\frac{1}{\varkappa_1} + \frac{X}{K} + \frac{1}{\varkappa_2}}$$

καὶ ἐὰν $U = \dfrac{1}{\frac{1}{\varkappa_1} + \frac{X}{K} + \frac{1}{\varkappa_2}}$, θὰ ἔχωμεν:

$$H = U\ (t_1 - t_4)$$

ἀνὰ μονάδα ἐπιφανείας ἀνὰ ὥραν, ὁπότε διὰ A θερμαινομένην ἐπιφάνειαν καὶ θ ὥρας ἔχομεν τὴν ἰσότητα (22), ἤτοι:

$$\mathbf{H = U \cdot A \cdot \theta\ (t_1 - t_4)}. \qquad (22)$$

2·18 Μεταφορὰ θερμότητος καὶ ἐπικρατοῦσαι θερμοκρασίαι εἰς κύλινδρον μηχανῆς Ντῆζελ.

Ἡ μεγίστη θερμοκρασία εἰς τὴν μηχανὴν Ντῆζελ παρατηρεῖται εἰς τὸ τέλος τῆς καύσεως καὶ ἀνέρχεται περίπου εἰς 1600^0 C.

Ἡ καῦσις ὅμως γίνεται πολὺ ταχέως, ὥστε αὐτὴ δὲν ἐπιδρᾶ εἰς τὸ ἔμβολον καὶ τὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου. Ἡ μέση θερμοκρασία τῶν καυσαερίων, ποὺ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν, εἶναι περίπου 620^0 C. (Ἀπὸ δίχρονον μηχανὴν τύπου B. & W.). Ὁ κύλινδρος ὅμως εἶναι κατεσκευασμένος ἀπὸ χυτοσίδηρον, εἰς τὸν ὁποῖον, ὡς γνωστόν, ἄρ-

χεται ἐλάττωσις τῆς ἀντοχῆς του εἰς τοὺς 300° C, ἐνῶ συγχρόνως τὸ ἔλαιον λιπάνσεως χάνει τὰς λιπαντικὰς ἰδιότητας εἰς τὰς ὑψηλὰς αὐτὰς θερμοκρασίας. Εἶναι ἑπομένως ἀπαραίτητος ἡ ὕπαρξις συστήματος ψύξεως τοῦ κυλίνδρου καὶ τοῦ ἐμβόλου.

Ἡ ψῦξις γίνεται διὰ κυκλοφορίας ὕδατος ἢ ἐλαίου ψύξεως μέσω τοῦ διωστῆρος εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ἐμβόλου καὶ διὰ κυκλοφορίας ὕδατος ψύξεως πέριξ τῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου.

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος ψύξεως τηρῆται εἰς τοὺς 70° C περίπου, τότε δυνάμεθα νὰ ἐμποδίσωμεν τὴν θερμοκρασίαν τῶν ἐσωτερικῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου νὰ ὑπερβῇ τοὺς 300° C. Τοῦτο ὅμως θὰ ἦτο ἀδύνατον ἄνευ τῆς *ὑπάρξεως τῆς μεμβράνης τῶν ρευστῶν*, περὶ τῆς ὁποίας ὡμιλήσαμεν.

Ἔστω ὅτι τὸ σχῆμα 2·17 παριστᾶ τοίχωμα χυτοσιδηροῦ κυλίνδρου Ντῆζελ πάχους 7 cm. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν αἱ διάφοροι τιμαὶ θερμοκρασιῶν εἶναι :

$$t_1 = 620^0\,C, \quad t_2 = 300^0\,C, \quad t_3 = 150^0\,C \quad \text{καὶ} \quad t_4 = 70^0\,C.$$

Βλέπομεν δηλαδὴ ὅτι ἀπὸ θερμοκρασίαν 620° C τῶν καυσαερίων κατερχόμεθα εἰς θερμοκρασίαν 70° C τοῦ ὕδατος χάρις εἰς τὴν ὕπαρξιν δύο μεμβρανῶν τῶν ρευστῶν, εἰς τὰς ὁποίας ἔχομεν πτῶσιν θερμοκρασίας 320° C εἰς τὴν μεμβράνην τῶν καυσαερίων καὶ 80° C εἰς τὴν μεμβράνην τοῦ ὕδατος. Ἐὰν δὲν ὑπῆρχον αἱ μεμβράναι τῶν ρευστῶν, τότε τὸ πάχος τοῦ κυλίνδρου ὑπολογίζεται ὅτι πρέπει νὰ εἶναι περίπου 26 cm διὰ θερμοκρασίας 620° C καυσαερίων καὶ 70° C ὕδατος ψύξεως.

2·19 Τιμαὶ τοῦ συντελεστοῦ ρευστοῦ καὶ τοῦ U.

Αἱ τιμαὶ τοῦ συντελεστοῦ μεμβράνης τοῦ ρευστοῦ καὶ τοῦ U φανερὸν εἶναι ὅτι μεταβάλλονται ἀναλόγως τῶν περιστάσεων καὶ τῶν ρευστῶν. Διὰ τοιχώματα λεβήτων, ἀτμαγωγοὺς καὶ λοιπὰς παρομοίας ἐγκαταστάσεις ἡ τιμὴ τοῦ U πρέπει νὰ εἶναι μικρά, ὥστε αἱ ἀπώλειαι θερμότητος νὰ ἐλαττωθοῦν εἰς τὸ ἐλάχιστον.

Εἰς τὴν ἀντίστασιν τῆς ροῆς θερμότητος ὑποβοηθοῦν πολύ, ὡς προανεφέρθη, αἱ μεμβράναι τοῦ ρευστοῦ. Ἑπομένως, ὅταν ἡ ροὴ θερμότητος πρέπει νὰ ἔχῃ χαμηλὴν τιμήν, τότε ὅσον τὸ δυνατὸν χαμηλότεραι τιμαὶ τοῦ συντελεστοῦ μεμβράνης τοῦ ρευστοῦ εἶναι εὐνοϊκαί. Ἐξ ἄλλου ὅμως ὁ σκοπὸς ἑνὸς ἐναλλακτῆρος θερμότητος εἶναι ἡ μεταφορὰ θερμότητος ἀπὸ ἓν ρευστὸν εἰς ἄλλο, ἑπομένως εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ τιμὴ τοῦ U συμφέρει νὰ εἶναι μεγάλη. Γενικῶς ἡ ἀντίστασις, ποὺ προσφέρουν οἱ αὐλοὶ ἑνὸς ἐναλλακτῆρος θερμότητος εἰς τὴν μεταφορὰν τῆς θερμότητος, εἶναι μικρὰ καὶ ἑπομένως βασικῶς αὐτὴ ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὸν συντελεστὴν μεμβρά-

ΔΡΥΑΝΑ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

νης τοῦ ρευστοῦ. Ἡ ἀπόδοσις ἑπομένως ἑνὸς τοιούτου ἐξαρτήματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ εἶδος τῶν ρευστῶν, ποὺ κυκλοφοροῦν.

Τὰ ἀέρια λόγω τῆς μικρᾶς πυκνότητός των ἔχουν καὶ τοὺς μικροτέρους συντελεστὰς μεμβράνης. Χαρακτηριστικαὶ τιμαὶ διὰ τὸν ἀέρα εἶναι 1 ἕως 5 εἰς φυσικὸν ἐλκυσμὸν καὶ φθάνει τὸ 30 εἰς ὑψηλὰς ταχύτητας αὐτοῦ. Οἱ συντελεσταὶ μεμβράνης τῶν ὑγρῶν ἔχουν μεγάλας διαφοράς. Αἱ τιμαὶ διὰ λιπαντικὰ ἔλαια καὶ πετρέλαιον κυμαίνονται ἀπὸ 30 ἕως 70, ἐνῶ διὰ τὸ ὕδωρ ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας φθάνει τὸ 800.

Ὕδωρ, ποὺ κυκλοφορεῖ εἰς δέσμην αὐλῶν, ἔχει συντελεστὴν μεμβράνης ἀπὸ 1000 ἕως 2000, ἐνῶ δι' ὑδρατμόν, ποὺ συμπυκνοῦται ἐπὶ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας τῶν αὐλῶν συμπυκνωτοῦ, ἡ τιμὴ κυμαίνεται μεταξὺ 1000 ἕως 4000. Ἡ μέση τιμὴ τοῦ U διὰ συμπυκνωτὴν ἀτμοῦ εἶναι περίπου 600, διὰ ψυκτῆρα ἐλαίου 40 καὶ διὰ προθερμαντῆρα ἀέρος λέβητος 5 BTU ἀνὰ h ἀνὰ ft² ἀνὰ °F.

Παράδειγμα.

Ζητεῖται τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ διέρχεται ἀπὸ τὰ καυσαέρια εἰς τὸ ὕδωρ ψύξεως μηχανῆς Ντῆζελ ἀνὰ m² ἐπιφανείας ἀνὰ ὥραν, ἐὰν ἡ θερμοκρασία τῶν καυσαερίων εἶναι 620°C, τοῦ ὕδατος ψύξεως 70 °C, τὸ πάχος τοῦ κυλίνδρου ἐκ χυτοσιδήρου εἶναι 7 cm καὶ ὁ συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος τοῦ κυλίνδρου 45 kcal/m, h, °C.

Οἱ συντελεσταὶ μεμβράνης καυσαερίων καὶ ὕδατος ἀντιστοίχως εἶναι 300 καὶ 1200 kcal/m², h, °C. Ποῖον θὰ ἔπρεπε νὰ εἶναι τὸ πάχος τοῦ κυλίνδρου, ἐὰν δὲν ἐσχηματίζοντο αἱ μεμβράναι ρευστοῦ διὰ τὴν αὐτὴν διαφορὰν θερμοκρασίας;

Λύσις:

Ἀναφερόμενοι εἰς τὸ σχῆμα 2·17:

α) Ἐφαρμόζομεν τὴν ἰσότητα (22):

$$H = U \cdot A \cdot \theta \ (t_1 - t_4) \quad (\text{ὅπου } A = 1, \ \theta = 1, \ t_1 = 620 \ \text{καὶ} \ t_4 = 70^0 \text{ C}).$$

Ἀλλὰ ἐκ τῆς ἰσότητος (21) ἔχομεν: $U = \dfrac{1}{\dfrac{1}{\varkappa_1} + \dfrac{X}{K} + \dfrac{1}{\varkappa_2}}$

ὅπου $\varkappa_1 = 300$, $\varkappa_2 = 1200$, $X = 0{,}07$ m καὶ $K = 45$

καὶ $U = \dfrac{1}{\dfrac{1}{300} + \dfrac{0{,}07}{45} + \dfrac{1}{1200}} = 175$ kcal/m², h, °C

ἑπομένως $H = 175\ (620 - 70) = 96\,250$ kcal/m², h.

β) Ἡ ροὴ μέσω τοῦ τοιχώματος δίδεται ὑπὸ τῆς ἰσότητος (15):

$$H = \frac{K\ (t_2 - t_3)}{X},$$

ὅπου $H = 96\,250$ kcal/m², h $K = 45$ kcal/m, h, °C, $t_2 = 620$ °C, $t_3 = 70$ °C.
Ζητεῖται τὸ X:

$$96\,250 = \frac{45 \times (620 - 70)}{X} \quad \text{καὶ} \quad X = 0{,}26 \text{ m περίπου.}$$

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

2·20 Μεταφορὰ θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας.

Θερμότης μεταφέρεται ὄχι μόνον δι' ἐπαφῆς ἀλλὰ καὶ δι' ἀκτινοβολίας, δηλαδὴ ἄνευ τῆς χρησιμοποιήσεως μεταφορικοῦ μέσου. Ἡ ἀκτινοβολία ὀφείλεται εἰς ἠλεκτρομαγνητικὰ κύματα ὅμοια μὲ τὰ τοῦ φωτὸς ἀλλὰ μὲ διαφορετικὸν μῆκος.

Τὰ κύματα αὐτὰ ἀκτινοβολίας θερμότητος διέρχονται τὸν χῶρον τοῦ διαστήματος καὶ κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἡ γῆ θερμαίνεται ἀπὸ τὸν ἥλιον. Εἶναι χαρακτηριστικὸν ὅτι κατὰ τὸν χειμῶνα καὶ ὅταν ὁ ἀὴρ εἶναι ψυχρός, αἰσθανόμεθα θερμὰς τὰς ἀκτῖνας τοῦ ἡλίου.

Ἡ ἀκτινοβολουμένη θερμότης μεταδίδεται καὶ μέσω τοῦ κενοῦ, δὲν εὑρίσκει δὲ ἀντίστασιν, ὅταν διέρχεται μέσω ἀερίων. Τὰ ἀέρια, ὅταν εὑρίσκωνται μακρὰν τοῦ σημείου ὑγροποιήσεώς των, ἐπιτρέπουν τὴν μέσω αὐτῶν δίοδον τῆς θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας, χωρὶς νὰ τὴν ἀπορροφοῦν, πρᾶγμα ποὺ θὰ εἶχεν ὡς ἀποτέλεσμα τὴν ἐλάττωσιν τῆς πυκνότητός των. Ἀντιθέτως, τὰ ὑγρὰ καὶ ἰδιαιτέρως τὰ στερεὰ σώματα ἀπορροφοῦν τὴν ἀκτινοβολουμένην θερμότητα εἰς ποσότητας μικροτέρας ἢ μεγαλυτέρας ἀναλόγως τῆς φύσεως αὐτῶν.

Εἰς τὴν πραγματικότητα διὰ τὰ ὑγρὰ καὶ τὰ στερεὰ ἡ ἀκτινοβολουμένη θερμότης χωρίζεται εἰς ἐκείνην πού :

α) Ἀπορροφοῦν.

β) Ἀνακλοῦν.

γ) Μεταφέρεται μέσω αὐτῶν.

Βάσει τῶν ἀνωτέρω ἓν σῶμα ὀνομάζεται *λευκόν*, ὅταν ἀνακλᾶ ὅλας τὰς ἀκτῖνας, ποὺ πίπτουν ἐπ' αὐτοῦ, καὶ *μέλαν*, ὅταν ἀπορροφῇ ὅλας τὰς ἀκτῖνας καὶ οὐδεμίαν ἀνακλᾶ.

Ἡ ἀκτινοβολία μέσω στερεᾶς ἢ ὑγρᾶς ἐπιφανείας δίδεται ἀπὸ τὴν ἰσότητα :

$$\mathbf{H_A = \Sigma \cdot A \cdot E \cdot T^4} \quad \text{BTU/h} \tag{23}$$

ὅπου Σ εἶναι ἡ σταθερὰ τοῦ Stefan - Boltzmann $(0{,}172 \times 10^{-8})$ BTU/h, ft², ⁰R. Τὸ E εἶναι ὁ συντελεστὴς *ἐκπομπῆς ἀκτινοβολίας*, ὁ ὁποῖος ἔχει ὡς μεγίστην τιμὴν τὴν μονάδα (διὰ μέλαν σῶμα), A εἶναι ἡ ἐπιφάνεια τοῦ σώματος εἰς ft² καὶ T οἱ βαθμοὶ θερμοκρασίας Rankine.

Ὁ συντελεστὴς E ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν κατάστασιν τῆς ἐπιφανείας καὶ τὸ χρῶμα τοῦ σώματος. Τὸ μέλαν σῶμα ἔχει $E = 1$, τὸ φαιὸν $E < 1$. Τὰ σώματα ἀκτινοβολοῦν θερμότητα ἀνεξαρτήτως ἐὰν ἔχουν ὑψηλὴν ἢ χαμηλὴν θερμοκρασίαν. Τὸ εἰς ὑψηλοτέραν ὅμως θερμοκρασίαν σῶμα,

ΔΡΥΑΝΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

ἐφ' ὅσον οἱ ἄλλοι παράγοντες εἶναι οἱ αὐτοί, ἀκτινοβολεῖ περισσοτέραν θερμότητα ἀπὸ τὸ ἄλλο. Ἐὰν δύο σώματα θερμοκρασίας T_1 καὶ T_2 ἀντιστοίχως εὑρίσκωνται τὸ ἓν πλησίον τοῦ ἄλλου, τότε ἡ καθαρὰ ἐναλλαγὴ τῆς ἀκτινοβολουμένης θερμότητος δίδεται ὑπὸ τῆς ἰσότητος:

$$H_A = K_\alpha \cdot \Sigma \cdot A\,(T_1^4 - T_2^4) \text{ BTU/h} \qquad (24)$$

ὅπου K μία σταθερὰ ἀδιάστατος, ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ παράγοντας ὡς ἡ γωνία προσπτώσεως τῶν ἀκτίνων εἰς τὸ σῶμα καὶ ἀπὸ τὴν διαφορὰν τοῦ σώματος ἐν σχέσει μὲ τὸ μέλαν σῶμα.

Ἡ τιμὴ τοῦ K εἶναι ἴση ἢ μικροτέρα τῆς μονάδος, ὁ δὲ καθορισμὸς της εἶναι διὰ λίαν εἰδικευμένους εἰς τὸ θέμα Τεχνικούς.

2·21 Ἀσκήσεις.

1) Νὰ εὑρεθῇ εἰς ποίαν θερμοκρασίαν οἱ βαθμοὶ Κελσίου καὶ Φαρενάιτ συμπίπτουν καὶ κατ' ἀπόλυτον τιμὴν καὶ κατὰ σημεῖον. (*Ἀπ.*: − 40)

2) Νὰ εὑρεθῇ ἡ σχέσις μεταξὺ kcal, BTU, lbcal.
(*Ἀπ.*: 1 kcal = 3,967 BTU, 1 kcal = 2,2 lbcal, 1 lbcal = 1,8 BTU)

3) Ὁ πρῶτος μηχανικὸς πλοίου διὰ νὰ εὕρῃ τὴν θερμοκρασίαν τῶν καυσαερίων, ποὺ ἐξήρχοντο ἀπὸ τὴν καπνοδόχον τοῦ λέβητος, ἐφήρμοσεν τὴν ἑξῆς μέθοδον: Ἐκρέμασε τεμάχιον χαλκοῦ (εἰδ. θερμότης 0,095) βάρους 4 lb ἐντὸς τῆς καπνοδόχου ἐπὶ ἀρκετὸν χρόνον, ὥστε νὰ λάβῃ τοῦτο τὴν θερμοκρασίαν τῶν καυσαερίων καὶ ἐν συνεχείᾳ τὸ ἐβύθισεν ἐντὸς ξυλίνου κάδου μὲ ὕδωρ θερμοκρασίας 68° F. Ἐὰν ἡ ἰσορρόπησις θερμοκρασιῶν ὕδατος καὶ χαλκοῦ ἔγινε εἰς τοὺς 90° F, ποία ἡ θερμοκρασία τῶν καυσαερίων; Βάρος ὕδατος 7,2 lb.
(*Ἀπ.*: 506,9° F)

4) Ἐντὸς δοχείου, ποὺ περιεῖχεν 22,5 lb ὕδατος θερμοκρασίας 72° F, ἐρρίφθησαν 2 lb πάγου. Μετὰ τὴν τῆξιν τοῦ πάγου ἡ θερμοκρασία τοῦ συνολικοῦ ὕδατος τοῦ δοχείου ἦτο 55° F. Ζητεῖται ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία τοῦ πάγου, ὅταν ἡ εἰδικὴ θερμότης αὐτοῦ εἶναι 0,5 καὶ ἡ λανθάνουσα θερμότης τήξεως ἀπὸ 32° F εἰς ὕδωρ 32° F εἶναι 144 BTU ἀνὰ lb. (*Ἀπ.*: t = −16,5° F)

5) Νὰ εὑρεθῇ τὸ βάρος 6800 ft³ πετρελαίου λεβήτων καὶ θερμοκρασίας 60° F, εἰς ἀγγλικοὺς τόννους. Τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ πετρελαίου εἰς τὴν θερμοκρασίαν τῶν 60° F εἶναι 24 API. (*Ἀπ.*: 172,38 ἀγγλικοὶ τόννοι)

6) Ἀτμοστρόβιλος ἀναπτύσσει ἰσχὺν 200 HP, ἐνῶ μετατρέπει εἰς ἔργον 100 kcal ἐξ ἑκάστου kg ὑδρατμοῦ, ὁ ὁποῖος εἰσέρχεται εἰς αὐτόν. Ζητεῖται τὸ βάρος εἰς kg/h τοῦ εἰς τὸν ἀτμοστρόβιλον εἰσερχομένου ὑδρατμοῦ.
(*Ἀπ.*: 1264)

7) Ζητεῖται τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ διέρχεται ἀνὰ ὥραν μέσω τοιχώματος ἐκ τσιμέντου μήκους 20 ft, ὕψους 8 ft καὶ πάχους 10 in. Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος εἶναι 1 BTU/h, ft, °F. Ἡ θερμοκρασία τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφανείας εἶναι 5° F καὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ τοιχώματος 45° F.
(*Ἀπ.*: 7680 BTU)

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΣ 1954

8) Διὰ τὸ τοίχωμα τῆς ἀσκήσεως (7) οἱ συντελεσταὶ μεμβράνης ἐξωτερικῶς καὶ ἐσωτερικῶς εἶναι ἀντιστοίχως 6 καὶ 1,5 BTU/h, ft², °F. Ἡ ἐξωτερικὴ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἶναι —3° F καὶ ἡ ἐσωτερικὴ 77° F. Ζητεῖται: α) Ὁ ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς τῆς θερμότητος καὶ β) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ διέρχεται μέσω τοῦ τοιχώματος, ἀνὰ ὥραν.

(*Ἀπ.*: α) 0,6 BTU/h, ft², °F. β) 7680 BTU)

9) Νὰ ὑπολογισθῇ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ διέρχεται ἀνὰ ὥραν μέσω πλακὸς ἐπιφανείας 2 m², πάχους 2 cm μὲ διαφορὰν θερμοκρασίας 5° C, ἐὰν K = 1,5 kcal/h, m², °C ἀνὰ cm πάχους. (*Ἀπ.*: — 7,5 kcal)

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 3

ΑΕΡΙΑ – ΝΟΜΟΙ ΑΕΡΙΩΝ – ΜΙΓΜΑΤΑ ΑΕΡΙΩΝ

3·1 Τέλεια ἀέρια. Φυσικὰ ἀέρια.

Ἡ συμπεριφορὰ τῶν ἀερίων εἰς διαφόρους θερμοκρασίας καὶ πιέσεις βασίζεται εἰς ὡρισμένους Νόμους τῆς Φυσικῆς, οἱ ὁποῖοι καλοῦνται *Νόμοι τῶν Ἀερίων*. Τοὺς νόμους αὐτοὺς θὰ ἐξετάσωμεν ἐν συνεχείᾳ.

Ἓν ἀέριον ὀνομάζεται ἰδανικὸν ἢ τέλειον, ὅταν ὑπακούῃ πλήρως εἰς τοὺς Νόμους τῶν Ἀερίων καὶ ἔχῃ ἀμεταβλήτους εἰδικὰς θερμότητας.

Τέλεια ἀέρια δὲν ὑπάρχουν. Τὰ εἰς θερμικὰς μηχανὰς χρησιμοποιούμενα ἀέρια ὀνομάζονται *φυσικὰ* ἢ *πραγματικὰ ἀέρια*.

Οἱ νόμοι τῶν τελείων ἀερίων ἐφαρμόζονται εἰς τὴν πρᾶξιν καὶ διὰ τὰ φυσικὰ ἀέρια μὲ σχετικὴν προσέγγισιν. Ἡ ἀκρίβεια τοῦ ὑπολογισμοῦ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον τὰ ἀέρια αὐτὰ εὑρίσκονται μακρότερον τοῦ σημείου ὑγροποιήσεώς των καὶ αἱ διαφοραὶ θερμοκρασιῶν δὲν εἶναι πολὺ μεγάλαι.

Ἓν ἐκ τῶν πλέον κοινῶν *θερμοδυναμικῶν μέσων* ἐκ τῶν χρησιμοποιουμένων εἰς τὰς θερμικὰς μηχανὰς εἶναι, ὡς ἐλέχθη ἤδη, ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀήρ. Τοῦτο θὰ τὸ διαπιστώσωμεν βραδύτερον κατὰ τὴν ἐξέτασιν λειτουργίας τῶν Μηχανῶν Ἐσωτερικῆς Καύσεως καὶ τῶν Ἀεροσυμπιεστῶν.

3·2 Νόμος Boyle καὶ Mariotte.

Ὁ Boyle καὶ ὁ Mariotte ἀνεκάλυψαν ὅτι: *Ἐὰν ἡ ἀπόλυτος πίεσις ἑνὸς ἀερίου μεταβάλλεται, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία του παραμένει σταθερά, τότε μεταβάλλεται καὶ ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου οὕτως, ὥστε τὸ γινόμενον τῆς πιέσεως ἐπὶ τὸν ὄγκον νὰ παραμένῃ πάντοτε σταθερόν.*

Ἑπομένως, ἐὰν ἓν ἀέριον ἔχῃ ἀρχικὴν ἀπόλυτον πίεσιν P_1 καὶ ὄγκον U_1 καὶ *ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν T* ἡ πίεσις μεταβληθῇ εἰς P_2, τότε ὁ ὄγκος θὰ γίνῃ U_2 κατὰ τρόπον, ὥστε: $P_1 \cdot U_1 = P_2 \cdot U_2$. Δηλαδή, ἐὰν ἓν ἀέριον ἔχῃ T = σταθερόν, τότε καὶ $P \cdot U =$ σταθ. Ὁ Νόμος αὐτὸς εἰς τὴν πρᾶξιν καὶ διὰ μεγάλας διαφορὰς πιέσεων παρουσιάζει ἀποκλίσεις μέχρι 5%, αἱ ὁποῖαι ὅμως δὲν λαμβάνονται ὑπ' ὄψιν εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς τῶν ναυτικῶν μηχανῶν.

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΙΟΥ 1954

3·3 Νόμος τοῦ Charles ἢ τοῦ Gay - Lussac.

Ὁ Charles τὸ ἔτος 1787 καὶ ὁ Gay - Lussac ἀνεξαρτήτως τοῦ πρώτου, τὸ ἔτος 1802, ἀνεκάλυψαν ὅτι: *ἐὰν ἡ πίεσις P ἑνὸς ἀερίου παραμένη σταθερά, ὁ ὄγκος του U μεταβάλλεται ἀναλόγως τῆς μεταβολῆς τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας του T.* Δηλαδὴ ἐὰν P = σταθερὸν καὶ $\frac{U}{T}$ = σταθερὸν ἢ $\frac{U_1}{T_1} = \frac{U_2}{T_2} = \frac{U_3}{T_3}$.

Αὐτοὶ ἀπέδειξαν ὅτι ὅλα τὰ ἀέρια ἔχουν τὸν αὐτὸν συντελεστὴν διαστολῆς καὶ ὅτι διὰ κάθε βαθμὸν Κελσίου, κατὰ τὸν ὁποῖον μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία ἑνὸς ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ὁ ὄγκος του μεταβάλλεται κατὰ τὸ $\frac{1}{273}$ τοῦ ὄγκου, ποὺ ἔχει τὸ ἀέριον εἰς 0^0 C. Διὰ κάθε βαθμὸν Φαρενάιτ ὁ ὄγκος του μεταβάλλεται κατὰ $\frac{1}{460}$ τοῦ ὄγκου, ποὺ ἔχει εἰς τοὺς 0^0 F ἢ κατὰ τὸ $\frac{1}{492}$ τοῦ ὄγκου του εἰς τοὺς 32^0 F.

Οὕτως, ἐὰν U_0 εἶναι ὁ ὄγκος ἀερίου εἰς θερμοκρασίαν 0^0C, t ἡ αὔξησις ἢ ἐλάττωσις τῆς θερμοκρασίας του ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ U ὁ νέος ὄγκος τοῦ ἀερίου, τότε:

$$U = U_0 + U_0 \cdot \frac{t}{273} \quad \text{ἢ} \quad U = U_0\left(1 + \frac{t}{273}\right) \tag{25}$$

Ἡ ἰσότης (25) διὰ βαθμοὺς Φαρενάιτ θὰ ἔχῃ τὴν μορφήν:

$$U = U_0\left(1 + \frac{t}{460}\right) \quad \text{ἢ} \quad U = U_{32}\left(1 + \frac{t-32}{492}\right) \tag{26}$$

Παρατηροῦμεν ἀπὸ τὰς ἰσότητας (25) καὶ (26) ὅτι, ἐὰν $t = -273\,^0$C ἢ $t = -460\,^0$F, ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου θεωρητικῶς μηδενίζεται. Οὕτω βάσει τοῦ Νόμου αὐτοῦ ἔχομεν ἓν ἄλλο χαρακτηριστικὸν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀπολύτου μηδενός, τὸ ὁποῖον εἶναι:

Ἀπόλυτον μηδὲν θερμοκρασίας εἶναι ἡ θερμοκρασία, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ ὄγκος ἑνὸς ἀερίου θεωρητικῶς μηδενίζεται.

Εἰς τὴν πραγματικότητα μηδενίζεται ἡ ταχύτης τῶν μορίων τῶν ἀερίων, ὡς ἀνεφέρθη εἰς τὴν παράγραφον 2·7.

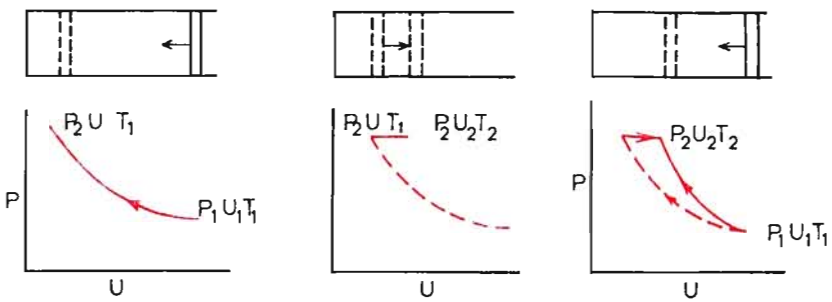
Καὶ ὁ νόμος αὐτὸς διὰ μεγάλας διαφορὰς θερμοκρασιῶν παρουσιάζει ἀποκλίσεις μέχρι 5%, αἱ ὁποῖαι ὅμως δὲν λαμβάνονται ὑπ' ὄψιν εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς τῶν ναυτικῶν μηχανῶν.

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

3·4 Συνδυασμὸς Νόμων Boyle καὶ Lussac.

Ἕκαστος τῶν δύο αὐτῶν νόμων θεωρεῖ τὴν πίεσιν, τὸν ὄγκον καὶ τὴν θερμοκρασίαν ἑνὸς ἀερίου καὶ ἐξετάζει πῶς μεταβάλλονται τὰ δύο χαρακτηριστικά, ὅταν τὸ τρίτον παραμένη σταθερόν. Ἐὰν ὅμως μεταβάλλωνται καὶ τὰ τρία, τὸ P, τὸ U καὶ τὸ T, τότε διὰ νὰ καθορισθῇ ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ἀερίου εἶναι ἀπαραίτητος ὁ συνδυασμὸς τῶν δύο νόμων.

Ἔστω εἰς τὸ σχῆμα 3·4α εἰς κύλινδρος, ὁ ὁποῖος εἶναι ἀεροστεγὴς καὶ περιέχει τὸ αὐτὸ πάντοτε βάρος ἀερίου. Τὸ ἀέριον ἔχει ἀρχικῶς ἀπόλυτον πίεσιν P_1, ὄγκον U_1, ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T_1 καὶ συμπιέζεται οὕτως, ὥστε ἡ πίεσις, ὁ ὄγκος καὶ ἡ θερμοκρασία νὰ λάβουν τελικὰς τιμὰς P_2, U_2, T_2 (σχ. 3·4γ). Ἂς δεχθῶμεν ὅτι διὰ νὰ λάβῃ τὸ ἀέριον τὴν τελικὴν κατάστασίν του διέρχεται διὰ δύο φάσεων, ἐκ τῶν ὁποίων ἡ μία στηρίζεται εἰς τὸν Νόμον Boyle, ἡ δὲ ἄλλη εἰς τὸν νόμον Lussac.



Σχ. 3·4 α. Σχ. 3·4 β. Σχ. 3·4 γ.

Κατ' ἀρχὰς συμπιέζεται τὸ ἀέριον διὰ μετακινήσεως τοῦ ἐμβόλου πρὸς τὰ ἀριστερὰ (σχ. 3·4α), ὥστε νὰ λάβῃ τὴν τελικὴν πίεσίν του P_2 *ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν* T_1, ὁπότε ὁ ὄγκος του θὰ εἶναι U. Κανονικῶς ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου θὰ ἔπρεπε νὰ αὐξηθῇ, ἐφ' ὅσον τοῦτο συμπιέζεται· διὰ νὰ μὴ συμβῇ αὐτό, ψύχεται κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς συμπιέσεως. Ἡ μεταβολὴ αὐτὴ τῆς πιέσεως καὶ τοῦ ὄγκου ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν παρίσταται ὑπὸ μιᾶς καμπύλης εἰς δύο ὀρθογωνίους ἄξονας, εἰς τοὺς ὁποίους ὁ κάθετος παριστᾷ τὴν πίεσιν P καὶ ὁ ὁριζόντιος τὸν ὄγκον U. Οὕτως, εἰς τὸ σχῆμα 3·4α βλέπομεν ὅτι ἀρχικῶς τὸ ἀέριον ἔχει χαρακτηριστικὰ P_1, U_1, T_1 καὶ τελικῶς P_2, U καὶ T_1. Ἑπομένως κατὰ τὸν νόμον Boyle: $P_1 \cdot U_1 = P_2 \cdot U$ (α).

Τώρα παρέχεται θερμότης εἰς τὸ ἀέριον, αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία του εἰς T_2, ἐνῶ συγχρόνως τὸ ἔμβολον μετακινεῖται πρὸς τὰ δεξιά, ὥστε ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου νὰ παραμείνη σταθερὰ P_2 (σχ. 3·4β). Ὁ ὄγκος του τότε κατὰ τὸν νόμον τοῦ Lussac ἀπὸ U θὰ γίνη U_2 κατὰ τρόπον, ὥστε $\frac{U_2}{T_2} = \frac{U}{T_1}$ (β). Λαμβάνοντες τὴν τιμὴν τοῦ U ἀπὸ τὴν ἰσότητα (β) καὶ ἀντικαθιστῶντες αὐτὴν εἰς τὴν (α) εὑρίσκομεν τὴν ἰσότητα :

$$\frac{P_1 \cdot U_1}{T_1} = \frac{P_2 \cdot U_2}{T_2} \qquad (27)$$

ἡ ὁποία εἶναι συνδυασμὸς τῶν Νόμων Boyle καὶ Lussac καὶ λέγει ὅτι: *ὁ λόγος* $\frac{P \cdot U}{T}$ *ἑνὸς ἀερίου παραμένει πάντοτε σταθερός, ἐφ' ὅσον τὸ βάρος τοῦ ἀερίου ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου δὲν μεταβάλλεται κατὰ τὴν μεταβολὴν τῶν P, U καὶ T.* Τὸ αὐτὸ ἀποτέλεσμα δηλαδὴ θὰ εἴχομεν, ἐὰν τὸ ἀέριον ὑφίστατο ἀπ' εὐθείας συμπίεσιν ἀπὸ P_1, U_1 καὶ T_1 εἰς P_2, U_2 καὶ T_2, ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 3·4γ.

Ἐπαναλαμβάνεται ὅτι διὰ νὰ ἰσχύη ἡ ἰσότης (27) δὲν πρέπει κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν ἢ συμπίεσιν ἑνὸς ἀερίου ἐντὸς κυλίνδρου οὔτε νὰ ἐξέρχεται οὔτε νὰ εἰσέρχεται ἐπὶ πλέον ἀέριον εἰς τὸν κύλινδρον. Ἡ ἰσότης αὐτὴ εἰς τὴν πρᾶξιν ἰσχύει μόνον δι' ἀέρια καὶ ὄχι δι' ἀτμοὺς ἀπὸ τὴν στιγμήν, ποὺ κλείει ἡ βαλβὶς τῆς εἰσαγωγῆς τοῦ κυλίνδρου μιᾶς μηχανῆς, ἕως ὅτου ἀνοίξη ἡ βαλβὶς ἐξαγωγῆς. Δὲν ἰσχύει δι' ἀτμούς, διότι οἱ νόμοι τῶν ἀερίων, ὡς ἀνεφέρθη εἰς παράγραφον 2·2, δὲν ἰσχύουν διὰ τοὺς ἀτμούς.

3·5 Χαρακτηριστικὴ σταθερὰ ἀερίου.

Ἐὰν εἰς τὸν κύλινδρον τοῦ σχήματος 3·4α ὑπάρχη ἀέριον βάρους 1 kg ἢ 1 lb, τότε ὁ ὄγκος υ τῆς μονάδος βάρους τοῦ ἀερίου θὰ ἦτο ὁ εἰδικὸς ὄγκος αὐτοῦ, ὁπότε ἡ ἰσότης (27) θὰ ἐλάμβανε τὴν μορφήν :

$$\frac{P_1 \cdot \upsilon_1}{T_1} = \frac{P_2 \cdot \upsilon_2}{T_2} \quad \text{ἢ} \quad \frac{P \cdot \upsilon}{T} = \text{σταθερόν.}$$

Δεδομένου ὅμως ὅτι κάθε ἀέριον ὑπὸ ὡρισμένην πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν ἔχει ἰδίαν τιμὴν εἰδικοῦ ὄγκου, ἡ σταθερὰ τιμὴ τοῦ λόγου $\frac{P \cdot \upsilon}{T}$ θὰ ἀφορᾶ μόνον εἰς ἓν συγκεκριμένον ἀέριον. Ἕνεκα τούτου ἡ σταθερὰ αὐτὴ ὀνομάζεται *χαρακτηριστικὴ σταθερὰ τοῦ ἀερίου* καὶ παρίσταται μὲ τὸ γράμμα R, ἤτοι :

$$\frac{P \cdot \upsilon}{T} = R \qquad (28)$$

ὅπου P εἶναι ἡ πίεσις εἰς kg/m^2 ἢ lb/ft^2, υ ὁ εἰδικὸς ὄγκος εἰς m^3/kg ἢ ft^3/lb, T ἡ θερμοκρασία εἰς βαθμοὺς ^0K ἢ ^0R.

Ἡ διάστασις ἑπομένως τοῦ R εἶναι: kgm/kg^0K ἢ $ftlb/lb^0R$ ἢ $ftlb/lb^0K$.

Θὰ ἀποδείξωμεν ἀργότερον ὅτι τὸ R ἑνὸς ἀερίου παριστᾶ τὸ ἔργον, ποὺ δίδει ἡ μονὰς βάρους τοῦ ἀερίου, ὅταν τοῦτο θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ ἡ θερμοκρασία του αὐξάνη κατὰ ἕνα βαθμόν (παράγρ. 4·4).

Ἐὰν ἑπομένως ἡ ὡς ἄνω τιμὴ τοῦ R διαιρεθῇ διὰ τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος J, τότε ἡ διάστασις αὐτοῦ δύναται νὰ εἶναι ἐπίσης: $kcal/kg^0K$ ἢ BTU/lb^0R ἢ $lbcal/lb^0K$. Δεδομένου ὅμως ὅτι: καὶ ἡ διαφορὰ $C_p - C_\upsilon$ ἔχει τὴν αὐτὴν διάστασιν [παράγρ. 2·10 (β)] καὶ παριστᾶ καὶ αὐτὴ τὴν θερμότητα, ποὺ μετατρέπεται εἰς ἔργον ἀνὰ μονάδα βάρους καὶ ἀνὰ βαθμὸν θερμοκρασίας ἑνὸς ἀερίου, ὅταν τοῦτο θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, εἶναι φανερὸν ὅτι $R = C_p - C_\upsilon$ (ἐὰν τὸ R λαμβάνεται εἰς μονάδας θερμότητος), ἢ $\frac{R}{J} = C_p - C_\upsilon$ (ἐὰν τὸ R λαμβάνεται εἰς μονάδας ἔργου).

3·6 Χαρακτηριστικὴ ἰσότης ἀερίων.

Ἐκ τῆς ἰσότητος (28) ἔχομεν $P \cdot \upsilon = R \cdot T$. Ἐὰν πολλαπλασιάσωμεν ἀμφότερα τὰ μέλη τῆς ἰσότητος μὲ τὸ βάρος B τοῦ ἀερίου, θὰ ἔχωμεν: $P \cdot \upsilon \cdot B = B \cdot R \cdot T$, ἀλλὰ $\upsilon \cdot B =$ εἰδικὸς ὄγκος ἐπὶ βάρος $=$ ὄγκος $= U$, καὶ

$$\mathbf{P \cdot U = B \cdot R \cdot T} \qquad (29)$$

Ἡ ἰσότης (29) ὀνομάζεται *χαρακτηριστικὴ ἰσότης τῶν τελείων ἀερίων* καὶ ἐφαρμόζεται εἰς τὴν πρᾶξιν μὲ μεγάλην προσέγγισιν καὶ διὰ τὰ φυσικὰ ἀέρια.

Εἰς τὴν ἰσότητα αὐτήν, ἐὰν μεταβληθῇ ἡ πίεσις καὶ ὁ ὄγκος, τότε μεταβάλλεται καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου, ὥστε νὰ εἶναι πάντοτε $P_1 \cdot U_1 = B \cdot R \cdot T_1$ ἢ $P_2 \cdot U_2 = B \cdot R \cdot T_2$ κ.ο.κ. Αὐτὴ βεβαίως ἰσχύει μόνον, ἐφ' ὅσον τὸ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου βάρος τοῦ ἀερίου δὲν μεταβάλλεται.

Ἐνταῦθα τὸ $P = kg/m^2$ ἢ lb/ft^2, τὸ $U = m^3$ ἢ ft^3, τὸ $B = kg$ ἢ lb, τὸ $T =$ βαθμοὶ Kelvin ἢ Rankine καὶ τὸ $R = kgm/kg^0K$ ἢ $ftlb/lb^0R$ ἢ $ftlb/lb^0K$.

3·7 Νόμος τοῦ Regnault.

Ὁ νόμος αὐτὸς λέγει ὅτι *αἱ εἰδικαὶ θερμότητες C_p καὶ C_υ ἑνὸς ἀερίου εἶναι σταθεραὶ ἀνεξαρτήτως πιέσεως ἢ θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου* καὶ ἰσχύει μόνον διὰ τὰ τέλεια ἀέρια.

Ὁ λόγος τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων εἶναι μία ἐνδιαφέρουσα σταθερὰ εἰς τὴν Θερμοδυναμικὴν καὶ παρίσταται μὲ τὸ γράμμα γ, δηλαδὴ $\frac{C_p}{C_\upsilon} = \gamma$. Εἰς τὴν πρᾶξιν αἱ εἰδικαὶ θερμότητες τῶν ἀερίων ἐνῶ δὲν ἐπηρεάζονται αἰσθητῶς ἀπὸ τὴν πίεσιν, αὐξάνουν μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου.

Εἰς τὸν Πίνακα 3·7·1 ἐμφαίνεται ἡ μεταβολὴ C_p καὶ C_υ τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος, ὅταν αὐξάνῃ ἡ θερμοκρασία του.

ΠΙΝΑΞ 3·7·1

Θερμοκρασία βαθμοὶ Rankine	C_p	C_υ	$\gamma = \frac{C_p}{C_\upsilon}$
400	0,2390	0,1700	1,405
492	0,2400	0,1710	1,403
600	0,2406	0,1721	1,398
800	0,2436	0,1751	1,391
1100	0,2488	0,1803	1,380
1500	0,2644	0,1959	1,350
2000	0,2775	0,2090	1,328
3000	0,2931	0,2246	1,305
4000	0,3018	0,2333	1,294
5000	0,3075	0,2389	1,287

Ἐκ τοῦ πίνακος τούτου παρατηρεῖται ὅτι διὰ μεγάλας διαφορὰς θερμοκρασίας ὁ νόμος τοῦ Regnault παρουσιάζει ἐκτροπὰς μέχρις 25%. Ὅταν ἑπομένως εἰς τοὺς θερμικοὺς ὑπολογισμοὺς τὰ C_p καὶ C_υ ἑνὸς ἀερίου λαμβάνωνται σταθερά, τὸ σφάλμα διὰ μὴ μεγάλας διαφορὰς θερμοκρασιῶν δὲν ἐπηρεάζει τὸ ἀποτέλεσμα. Εἰς μεγάλας ὅμως διαφορὰς θερμοκρασιῶν, ὅπως π.χ. εἰς τὰς παρατηρουμένας κατὰ τὴν λειτουργίαν τῶν μηχανῶν Ντῆζελ, ἡ μεταβολὴ τοῦ C_p καὶ C_υ δημιουργεῖ προβλήματα ὑπολογισμοῦ.

3·8 Νόμος τοῦ Joule.

Ὁ Νόμος αὐτὸς λέγει ὅτι *ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἑνὸς ἀερίου εἶναι συνάρτησις τῆς θερμοκρασίας του.*

Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας εἶναι ἀνάλογος μὲ τὴν μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας. Ἑπομένως μεταβολὴ ἐσωτερικῆς ἐνεργείας εἶναι :

$$E = \text{μία σταθερὰ} \times (T_2 - T_1).$$

Ἡ σταθερὰ αὐτὴ εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον C_υ, ἤτοι διὰ 1 kg ἢ lb ἀερίου θὰ εἶναι: $E = C_\upsilon (T_2 - T_1)$ καὶ διὰ βάρος B: $E = C_\upsilon B (T_2 - T_1)$, ἥτις εἶναι ἡ ἀναφερθεῖσα εἰς τὴν παράγραφον 2·11 ἰσότης (13).

Δεδομένου τώρα ὅτι ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἑνὸς ἀερίου εἶναι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων αὐτοῦ (παράγρ. 2·6), ἕπεται ὅτι ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια θὰ εἶναι μηδέν, ἐὰν μηδενισθῇ ἡ ταχύτης τῶν μορίων· τοῦτο συμβαίνει εἰς τὸ ἀπόλυτον μηδὲν θερμοκρασίας.

Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ἑνὸς ἀερίου ἀπολύτου θερμοκρασίας T θὰ εἶναι:

$$\mathbf{E = C_\upsilon \cdot T} \quad \text{ἀνὰ μονάδα βάρους αὐτοῦ,} \qquad (30)$$

καὶ διὰ βάρος B $\quad \mathbf{E = C_\upsilon BT} \qquad (31)$

Παράδειγμα 1ον.

Ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ εἰς φυσικὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν (Φ.Θ.Π. = πίεσις ἀτμοσφαιρικὴ καὶ θερμοκρασία 0° C ἢ 32° F) ἔχει εἰδικὸν ὄγκον 0,78 m^3/kg.

Ποῖος ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀέρος εἰς πίεσιν 12 kg/cm^2 ἀπόλυτον καὶ θερμοκρασίαν 60° C ;

Λύσις:

Ἐφαρμόζοντες τὴν ἰσότητα (27) ἔχομεν:

$\frac{P_1 \upsilon_1}{T_1} = \frac{P_2 \upsilon_2}{T_2}$ τὸ $P_1 = 1\ kg/cm^2$, $T_1 = 273°\ K$, $P_2 = 12\ kg/cm^2$, $T_2 = 333°\ K$ καὶ τὸ $\upsilon_1 = 0{,}78\ m^3/kg$· ζητεῖται τὸ υ_2.

$$\upsilon_2 = \frac{P_1 \cdot \upsilon_1 \cdot T_2}{P_2 \cdot T_1} = \frac{1 \times 0{,}78 \times 333}{12 \times 273} = 0{,}079\ m^3/kg.$$

$$\text{Διαστάσεις :} \quad \frac{\frac{kg}{cm^2} \cdot \frac{m^3}{kg} \cdot {}^\circ K}{\frac{kg}{cm^2} \cdot {}^\circ K} = m^3/kg$$

Παράδειγμα 2ον.

Ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ εἰς Φ.Θ.Π. ἔχει εἰδικὸν ὄγκον 12,39 ft^3/lb. Ποία ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ αὐτοῦ ;

Λύσις:

Ἔχομεν $\frac{P \cdot \upsilon}{T} = R$, ἴδε ἰσότητα (28), ὅπου $P = 14{,}7 \times 144\ lb/ft^2$

$$\upsilon = 12{,}39\ ft^3/lb \text{ καὶ } T = 492^0\ R \text{ καὶ } R = \frac{14{,}7 \times 144 \times 12{,}39}{492} =$$

$$= 53{,}2\ ftlb/lb^0\ R \cdot \left[\frac{\frac{lb}{ft^2} \cdot \frac{ft^3}{lb}}{^0R} = ftlb/lb^0\ R \right]$$

Παράδειγμα 3ον.

Ὁ ὄγκος χώρου ὑποδοχῆς ἐπιβατῶν πλοίου (σαλόνι) εἶναι 750 m^3. Ὅλος ὁ ἀὴρ αὐτοῦ ἀντικαθίσταται ἀνὰ ἡμίσειαν ὥραν. Διὰ νὰ αἰσθάνωνται ἄνετα οἱ ἐπιβάται, ὁ εἰσερχόμενος ἀὴρ πρέπει νὰ ἔχῃ θερμοκρασίαν 25° C, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος τῆς ἀτμοσφαίρας ἔχει θερμοκρασίαν 30° C.

Ζητεῖται: α) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ πρέπει νὰ ἀφαιρῆται ἀνὰ ὥραν ἀπὸ τὸν ἀέρα, πρὶν εἰσέλθῃ εἰς τὸ σαλόνι τοῦ πλοίου καὶ β) τὸ ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος εἰς ἵππους. Ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀέρος εἰς Φ.Θ.Π. εἶναι 0,78 m^3/kg τὸ $C_p = 0{,}24$.

Λύσις:

Ὄγκος τοῦ χορηγουμένου ἀέρος ἀνὰ ὥραν = 2 × 750 = 1500 m^3, (Εἰς πίεσιν ἀτμοσφαιρικὴν καὶ t = 25°C). Εὑρίσκομεν τὸν εἰδικὸν ὄγκον αὐτοῦ.

Ἐφ' ὅσον P = σταθερόν, τότε $\frac{\upsilon_1}{T_1} = \frac{\upsilon_2}{T_2}$,

ὅπου $\upsilon_1 = 0{,}78\ m^3/kg$ $T_1 = 273^0K$ $T_2 = 298^0K$

καὶ $\upsilon_2 = \frac{0{,}78}{273} \times 298 = 0{,}85\ m^3/kg.$

Τὸ βάρος B τοῦ εἰσερχομένου ἀέρος θὰ εἶναι:

$$B = \frac{\text{ὄγκος}}{\text{εἰδ. ὄγκος}} = \frac{1500}{0{,}85} = 1764{,}4 \text{ kg ἀέρος ἀνὰ ὥραν.}$$

α) Ἡ ἀφαιρουμένη θερμότης εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (12):

$$H = C_p \cdot B\ (t_2 - t_1) = 0{,}24 \times 1764{,}4\ (30 - 25) = 2117{,}3 \text{ kcal/h.}$$

β) Γνωρίζομεν ὅτι 1 HP = 632 kcal/h, ἑπομένως τὸ ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος αὐτῆς εἰς ἵππους θὰ εἶναι: $\frac{2117{,}3}{632} = 3{,}2$ HP περίπου.

Σημείωσις: Ἐλέγξατε τὰ ἀποτελέσματα α) καὶ β) μὲ διαστάσεις.

3·9 Νόμος τοῦ Avogadro.

Ὁ νόμος αὐτὸς λέγει ὅτι: *Ἴσοι ὄγκοι διαφόρων ἀερίων, ἐφ' ὅσον εὑρίσκονται ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν, περιέχουν τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν μορίων.* Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι τὰ μοριακὰ βάρη τῶν ἀερίων εἶναι ἀνάλογα τῶν πυκνοτήτων των.

Ἐπὶ τῆς ἀρχῆς αὐτῆς στηρίζεται ἡ μετατροπὴ τῆς ὀγκομετρικῆς ἀναλύσεως ἑνὸς ἀερίου εἰς ἀνάλυσιν βάρους, ὡς θὰ ἐξετασθῇ βραδύτερον.

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

3·10 Λιβρομόριον καὶ Κιλομόριον (Mol).

Ἐὰν M εἶναι τὸ μοριακὸν βάρος ἀερίου καὶ ρ ἡ πυκνότης του εἰς Φ.Θ.Π., τότε βάσει τοῦ Νόμου τοῦ Avogadro ὁ λόγος $\frac{M}{\rho}$ εἶναι σταθερὸς δι' ὅλα τὰ ἀέρια καὶ εὑρέθη ὅτι ἰσοῦται μὲ 358, ἐὰν τὸ ρ εἶναι lb/ft^3, ἢ 22,4, ἐὰν τὸ ρ εἶναι kg/m^3.

Ἐὰν εἰς τὸν λόγον $\frac{M}{\rho} = 358$ τὸ ρ εἶναι lb/ft^3 εἰς Φ.Θ.Π., τότε ὁ ἀριθμὸς 358 παριστᾶ ὄγκον ἑνὸς ἀερίου εἰς ft^3 εἰς φυσικὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν, τοῦ ὁποίου τὸ βάρος εἰς lb εἶναι ἴσον μὲ τὸν ἀριθμόν, ποὺ ἐκφράζει τὸ μοριακὸν βάρος του.

Ἐπίσης, ἐὰν εἰς τὸν λόγον $\frac{M}{\rho} = 22,4$ τὸ ρ εἶναι kg/m^3 εἰς Φ.Θ.Π., τότε ὁ ἀριθμὸς 22,4 παριστᾶ ὄγκον ἑνὸς ἀερίου εἰς Φ.Θ.Π., τοῦ ὁποίου τὸ βάρος εἰς kg εἶναι ἴσον μὲ τὸν ἀριθμόν, ποὺ ἐκφράζει τὸ μοριακὸν βάρος του [διότι $lb/(lb/ft^3) = ft^3$ ἢ $kg/(kg/m^3) = m^3$].

Παραδείγματος χάριν διὰ τὸ ὀξυγόνον, ποὺ ἔχει μοριακὸν βάρος M = 32 καὶ τὸ ὑδρογόνον μὲ M = 2, θὰ ἰσχύῃ ὅτι :

32 lb ὀξυγόνου εἰς Φ.Θ.Π. καταλαμβάνουν ὄγκον 358 ft^3 ἢ
32 kg ὀξυγόνου εἰς Φ.Θ.Π. καταλαμβάνουν ὄγκον 22,4 m^3 ἢ
2 lb ὑδρογόνου εἰς Φ.Θ.Π. καταλαμβάνουν ὄγκον 358 ft^3 ἢ
2 kg ὑδρογόνου εἰς Φ.Θ.Π. καταλαμβάνουν ὄγκον 22,4 m^3.

Οἱ ἀριθμοὶ αὐτοὶ 358 ἢ 22,4 μᾶς δίδουν μίαν νέαν ὀγκομετρικὴν μονάδα γνωστὴν ὡς Mol, τὴν ὁποίαν θὰ παριστῶμεν μὲ τὸ γράμμα $\bar{U}$ καὶ τὸ μὲν 358 ὀνομάζεται lbMol (λιβρομόριον), ἐνῶ τὸ 22,4 kgMol (κιλομόριον).

Παράδειγμα.

Νὰ εὑρεθῇ ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀζώτου εἰς φυσικὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν εἰς m^3/kg καὶ ft^3/lb.

Λύσις :

Ὅπως καὶ ὅλα τὰ ἀέρια εἰς Φ.Θ.Π. ἔτσι καὶ τὸ ἄζωτον ἔχει ὄγκον 358 ft^3, ὅταν ἔχῃ βάρος 28 lb (ὅσον τὸ μοριακὸν βάρος του) ἢ 22,4 m^3, ἐὰν εἶχε βάρος 28 kg.

Ἑπομένως ὁ ζητούμενος εἰδικὸς ὄγκος εἰς Φ.Θ.Π. εἶναι :

$$\frac{358}{28} = 12,78\ ft^3/lb \quad ἢ \quad \frac{22,4}{28} = 0,8\ m^3/kg.$$

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

3·11 Διεθνὴς σταθερὰ τῶν ἀερίων.

Ἐὰν P εἶναι πίεσις ἀτμοσφαιρικὴ εἰς kg/m² ἢ lb/ft² καὶ T ἡ ἀπόλυτος φυσικὴ θερμοκρασία (273°K ἢ 492°R) καὶ υ = ὁ εἰδικὸς ὄγκος ἑνὸς ἀερίου ἐπίσης εἰς Φ.Θ.Π. (εἰς m³/kg ἢ ft³/lb), τότε, ὡς γνωστόν, ὁ λόγος $\frac{P \cdot \upsilon}{T}$ = σταθερὸς = R = ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ ἑνὸς ἀερίου (ἰσότης 28).

Ἐὰν τώρα λάβωμεν τυχὸν ἀέριον μοριακοῦ βάρους M, θὰ ἰσχύη ἡ σχέσις $\frac{P \cdot \upsilon \cdot M}{T} = M \cdot R$. Ἀλλὰ γνωρίζομεν ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ γινόμενον $\upsilon \cdot M = \overline{U}$ = Mol = 358 ἢ 22,4 καὶ ἰσχύει δι' ὅλα τὰ ἀέρια. Ἑπομένως ἐκ τούτου συνάγεται ὅτι καὶ τὸ γινόμενον $M \cdot R$ = Σταθερὸν θὰ ἰσχύη δι' ὅλα τὰ ἀέρια.

Τὸ γινόμενον αὐτὸ καλεῖται *διεθνὴς σταθερὰ τῶν ἀερίων* καὶ παρίσταται μὲ τὸ γράμμα C.

Ἡ τιμὴ τῆς σταθερᾶς C δι' ὅλα τὰ ἀέρια εἶναι C = 1,986 εἰς μονάδας θερμότητος καὶ ἔχει διάστασιν θερμότης ἀνὰ Mol ἀνὰ βαθμὸν θερμοκρασίας (kcal/Mol °K ἢ BTU/Mol °R ἢ lbcal/Mol °K)

ἢ C = 1,986 × 427 = 848 kgm/Mol °K.
ἢ C = 1,986 × 778 = 1545 ftlb/Mol °R
ἢ C = 1,986 × 1400 = 2783 ftlb/Mol °K.

Παράδειγμα.

Ζητεῖται: α) Ὁ εἰδικὸς ὄγκος ὑδρογόνου εἰς m³/kg εἰς Φ.Θ.Π καὶ β) ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερά του εἰς kgm/kg °K.

Λύσις:

α) kgMol ὑδρογόνου = 22,41 m³ εἰς Φ.Θ.Π. καὶ ἔχει βάρος 2 kg, ἑπομένως ὁ ζητούμενος εἰδικὸς ὄγκος θὰ εἶναι:

$$\upsilon = \frac{22,41}{2} = 11,2 \frac{m^3}{kg}.$$

β) Ἡ διεθνὴς σταθερὰ C = M · R = 1,986 kcal/Mol °K
ἢ M · R = 1,986 × 427 = 848 kgm/Mol °K.

Τὸ M = 2, ὁπότε $R = \frac{848}{2} = 424$ kgm/kg °K.

3·12 Ὀγκομετρικὴ θερμότης. Σταθερὰ γ ἀερίων.

Ὀγκομετρικὴ θερμότης εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χρειάζεται ἓν Mol ἀερίου διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του κατὰ ἕνα βαθμόν.

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Ἐπειδὴ 1 Mol ζυγίζει εἰς kg ἢ lb ὅσον ὁ ἀριθμός, ποὺ ἐκφράζει τὸ μοριακὸν βάρος τῶν ἀερίων του, δι' αὐτὸ ἡ ὀγκομετρικὴ θερμότης ὀνομάζεται καὶ *μοριακὴ θερμότης*.

Ἐὰν K_p εἶναι ἡ ὀγκομετρικὴ θερμότης ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, K_υ ἡ ὀγκομετρικὴ θερμότης ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον καὶ M τὸ μοριακὸν βάρος, τότε ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τῆς ὀγκομετρικῆς καὶ εἰδικῆς θερμότητος συνάγεται ὅτι $K_p = MC_p$ καὶ $K_\upsilon = MC_\upsilon$.

Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ διαφορὰ $K_p - K_\upsilon$ δίδει τὴν τιμὴν τῆς διεθνοῦς σταθερᾶς διότι :

$$\mathbf{K_p - K_\upsilon = M(C_p - C_\upsilon) = M \cdot R = C = 1{,}986} \qquad (32)$$

Ἐπίσης : $\dfrac{K_p}{K_\upsilon} = \dfrac{MC_p}{MC_\upsilon} = \dfrac{C_p}{C_\upsilon} = \gamma.$

Ἡ τιμὴ αὐτὴ τοῦ γ μᾶς ἐνδιαφέρει ὅλως ἰδιαιτέρως διὰ τὰ ἀέρια, ὡς θὰ ἐξηγηθῆ ἀργότερον εἰς τὰ περὶ ἀδιαβατικῆς ἀλλαγῆς (παράγρ. 4·9) καὶ ἔχει εὑρεθῆ ὅτι γενικῶς :

$\gamma = 1{,}67$ διὰ μονατομικὰ ἀέρια
$\gamma = 1{,}4$ διὰ διατομικὰ ἀέρια καὶ
$\gamma = 1{,}33$ διὰ τριατομικὰ ἀέρια.

3·13 Κινητικὴ θεωρία τῶν ἀερίων. Βαθμὸς ἐλευθερίας κινήσεως τῶν μορίων τῶν ἀερίων.

Ἡ κινητικὴ θεωρία τῶν ἀερίων δέχεται ὅτι κάθε ποσότης ἀερίου ἀποτελεῖται ἀπὸ μέγαν ἀριθμὸν ἀπειροελαχίστων μερῶν, τὰ ὁποῖα καλοῦνται *μόρια*. Τὰ μόρια κινοῦνται μὲ ὑψηλὰς ταχύτητας καὶ συγκρούονται μεταξύ των ὡς καὶ μὲ τὰ τοιχώματα τοῦ δοχείου, ἐντὸς τοῦ ὁποίου εὑρίσκεται τὸ ἀέριον.

Τὰ μόρια εἶναι ἀπολύτως ἐλαστικὰ καὶ ἀναπηδοῦν μὲ τὴν αὐτὴν ταχύτητα ἔπειτα ἀπὸ ἑκάστην σύγκρουσιν.

Ἡ ταχύτης τῶν μορίων ὀφείλεται εἰς τὴν θερμοκρασίαν καὶ αὐξάνει μὲ αὐτήν· *ἑπομένως θερμικὴ ἢ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια εἶναι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων τῶν ἀερίων*. Ἡ δύναμις ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου, ἡ ὁποία εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς κρούσεως τῶν μορίων αὐτοῦ εἶναι ἡ αἰτία, ποὺ προκαλεῖ τὸ φαινόμενον τῆς πιέσεως. Αὐτὴ αὐξάνει μὲ τὴν ταχύτητα τῶν μορίων καὶ ἑπομένως μὲ τὴν θερμοκρασίαν τῶν ἀερίων. Ἡ ταχύτης τῶν μορίων αὐτῶν εἶναι ἐξαιρετικῶς μεγάλη, ἐξαρτᾶται δὲ ἀπὸ τὸν τύπον τοῦ ἀερίου καὶ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν του.

Ἡ ταχύτης τῶν μορίων εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς εἶναι μηδέν.

Ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τῶν ἀερίων εἶναι συνυφασμένη μὲ τὴν δρα-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

στηριότητα τῶν μορίων. Ἡ δραστηριότης τῶν μορίων συνίσταται εἰς τὰς ἑξῆς τρεῖς μορφὰς κινήσεως:

α) Τὰς τυχαίας μεταφορικὰς κινήσεις ἑνὸς ἑκάστου μορίου.

β) Τὴν περιστροφὴν ἑκάστου μορίου πέριξ τοῦ κέντρου τῆς μάζης του.

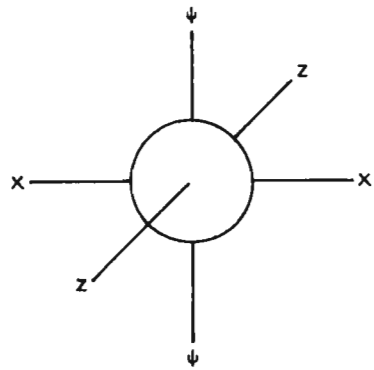
γ) Τὴν παλμικὴν κίνησιν τῶν ἀτόμων τῶν μορίων.

Αἱ τρεῖς αὐταὶ μορφαὶ ἀποτελοῦν τὴν ὁλικὴν ἐσωτερικὴν κινητικὴν ἐνέργειαν ἑνὸς ἀερίου. Τὰ ἀέρια ἐπειδὴ εἶναι σώματα, τὰ μόρια τῶν ὁποίων ἀπέχουν τόσον μεταξύ των, ὥστε νὰ θεωρῆται ὅτι ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων εἶναι μηδέν, ἐξετάζονται μὲ βάσιν τὴν ἐλευθερίαν κινήσεως τῶν μορίων των, ὡς κατωτέρω ἐκτίθεται:

Μονατομικὸν ἀέριον.

Ἓν μονατομικὸν ἀέριον ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓν ἄτομον ἀνὰ μόριον (σχ. 3·13α).

Τὸ μόριον αὐτὸ εἰς κάποιαν θερμοκρασίαν ἄνω τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς θὰ ἔχῃ κίνησιν μεταφορικὴν ἐντὸς τῶν 3 καθέτων ἐπιπέδων τοῦ χώρου XX, ΨΨ, ZZ.



Σχ. 3·13 α.

Ἡ κίνησις αὐτὴ ὀνομάζεται *μεταφορικὸς βαθμὸς ἐλευθερίας.*

Εἶναι τώρα προφανὲς ὅτι τὰ μονατομικὰ ἀέρια οὐδεμίαν ἀξιόλογον ἐνέργειαν περιστροφικοῦ τύπου ἔχουν. Ἡ ἐξήγησις τοῦ φαινομένου στηρίζεται ἐπὶ τῆς δομῆς τοῦ ἀτόμου. Σχεδὸν ὅλη ἡ μᾶζα τοῦ ἀτόμου εἶναι συγκεντρωμένη εἰς τὸν μεγάλης πυκνότητος πυρῆνα καὶ τὸ μονατομικὸν ἀέριον δύναται νὰ θεωρηθῇ ὡς *μᾶζα-σημεῖον*. Λόγῳ τῆς μεταφορικῆς κινήσεως τὰ μόρια θὰ προκαλοῦν κρούσεις. Δεδομένου ὅμως ὅτι τὰ μονατομικὰ ἀέρια εἶναι «σημεῖα» μάζης, ταῦτα θὰ ἀναπηδοῦν μετὰ τὴν κροῦσιν, χωρὶς νὰ πραγματοποιῆται περιστροφή.

Ὁ μηχανισμὸς εἶναι ἀνάλογος μὲ τὴν κροῦσιν τῶν σφαιρῶν μπιλιάρδου, ὅταν ἡ γραμμὴ τῆς κινήσεως συμπίπτῃ μὲ τὴν γραμμὴν τῶν κέντρων τῶν σφαιρῶν.

Τέλος ἓν μονατομικὸν ἀέριον δὲν δύναται νὰ ἔχῃ οἱανδήποτε ἐνέργειαν παλμικοῦ τύπου, διότι διὰ νὰ ὑπάρξῃ παλμικὴ κίνησις χρειάζεται ἡ παρουσία δύο τουλάχιστον ἀτόμων ἀνὰ μόριον, τὰ ὁποῖα ἄλλοτε θὰ πλησιάζουν καὶ ἄλλοτε θὰ τείνουν νὰ ἀπομακρυνθοῦν.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συμπεραίνεται ὅτι τὸ μόριον ἑνὸς μονατομικοῦ ἀερίου ἔχει μόνον τρεῖς μεταφορικὰς ἐλευθερίας κινήσεως εἰς τὸν χῶρον.

Διατομικὸν ἀέριον.

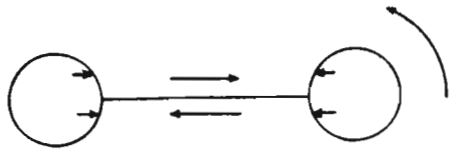
Τὸ διατομικὸν ἀέριον ἔχει δομὴν ὡς αὐτὴ τοῦ σχήματος 3·13β. Ἀπο-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΚΛΟΥ 1954

τελεῖται δηλαδὴ ἀπὸ δύο ἄτομα ἀνὰ μόριον, τὰ ὁποῖα συνδέονται μεταξύ των σταθερῶς ἐν εἴδει βαρῶν γυμναστικῆς. Ὁ τύπος αὐτὸς τοῦ μορίου δύναται νὰ περιλαμβάνη τὰς κάτωθι ἐλευθέρας κινήσεις:

α) Τρεῖς μεταφορικὰς εἰς τὸν χῶρον, κατὰ τοὺς ἄξονας X X, Ψ'Ψ', Z Z.

β) Δύο περιστροφικὰς πέριξ τοῦ ἄξονος συνδέσεως τῶν ἀτόμων.



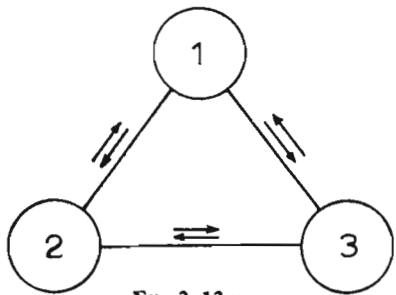
Σχ. 3·13 β.

γ) Παλμικὰς κινήσεις, αἱ ὁποῖαι μεταβάλλουν τὴν ἀπόστασιν τῶν ἀτόμων τῶν μορίων.

Οὕτως, ἓν διατομικὸν ἀέριον ἔχει πέντε ἐλευθερίας κινήσεως (3 μεταφορικὰς καὶ 2 περιστροφικὰς) καὶ ἐπὶ πλέον τὰς παλμικὰς κινήσεις τοῦ μορίου του.

Τριατομικὸν ἀέριον.

Ἓν τριατομικὸν ἀέριον ἀποτελεῖται ἀπὸ τρία ἄτομα ἀνὰ μόριον, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὸν σχηματισμὸν τοῦ σχήματος 3·13 γ. Τὸ μόριον τοῦ ἀερίου τούτου ἔχει τὰς κάτωθι ἐλευθερίας κινήσεως:



Σχ. 3·13 γ.

α) Τρεῖς μεταφορικάς.

β) Τρεῖς περιστροφικάς, ἀνὰ μίαν πέριξ τῶν ἀξόνων συνδέσεως τῶν μορίων 1,2, 1,3 καὶ 2,3.

γ) Ἐπὶ πλέον παλμικὰς κινήσεις, αἱ ὁποῖαι τείνουν νὰ πλησιάσουν ἢ ἀπομακρύνουν τὰ ἄτομα τῶν μορίων.

3·14 Καθορισμὸς τῆς τιμῆς τοῦ K_v τῶν ἀερίων.

Ἀποδεικνύεται διὰ τῆς κινητικῆς θεωρίας τῶν ἀερίων ὅτι ἡ τιμὴ τῆς μοριακῆς θερμότητος ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον K_v δι' ἑκάστην ἐλευθερίαν κινήσεως τοῦ μορίου ἑνὸς ἀερίου ἰσοῦται μέ:

$$K_v = \frac{C}{2} \qquad (33)$$

ὅπου C ἡ διεθνὴς σταθερά.

Ἡ τιμὴ τοῦ K_v θὰ εἶναι προφανῶς διαφορετικὴ διὰ τὰ μονατομικά, διατομικά, τριατομικὰ κ.λπ. ἀέρια. Οὕτω:

α) *Μονατομικὰ ἀέρια:* Ἔχουν τρεῖς μεταφορικοὺς βαθμοὺς ἐλευθερίας, ἑπομένως: $K_v = \frac{1,98}{2} \times 3 = 2,97$, ἡ ὁποία λαμβάνεται

ἴση μὲ 3 (ἡ τιμὴ αὐτὴ συμφωνεῖ μὲ πειράματα). Ἑπομένως ἡ ὀγκομετρικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ὅλων τῶν μονατομικῶν ἀερίων εἶναι: $K_\upsilon = 3$.

β) *Διατομικὰ ἀέρια:* Ἔχουν τρεῖς μεταφορικοὺς βαθμοὺς ἐλευθερίας, δύο περιστροφικὰς καὶ ἐπὶ πλέον δύνανται τὰ ἄτομα τῶν μορίων νὰ ἔχουν παλμικὰς κινήσεις, αἱ ὁποῖαι ὅμως δὲν παρουσιάζονται εἰς συνήθεις τιμὰς θερμοκρασιῶν, ἤτοι:

$$K_\upsilon = \frac{1,98}{2} \times 5 = 4,95 \quad \text{ἢ} \quad K_\upsilon = 5.$$

Ἑπομένως τὸ K_υ ὅλων τῶν διατομικῶν ἀερίων θὰ λαμβάνεται ἴσον μὲ 5.

γ) *Τριατομικὰ ἀέρια:* Τὰ μόρια των ἔχουν ἐντὸς τῶν συνήθων τιμῶν θερμοκρασιῶν ἓξ βαθμοὺς ἐλευθερίας, τρεῖς μεταφορικὰς καὶ τρεῖς περιστροφικάς. Ἤτοι:

$$K_\upsilon = \frac{1,98}{2} \times 6 = 5,95 \quad \text{ἢ} \quad K_\upsilon = 6.$$

Ἑπομένως ἡ τιμὴ τοῦ K_υ δι' ὅλα τὰ τριατομικὰ ἀέρια θὰ λαμβάνεται ἴση μὲ 6.

Παράδειγμα.

Νὰ εὑρεθοῦν αἱ τιμαὶ C_p καὶ C_υ τοῦ ὀξυγόνου.

Λύσις:

Τὸ ὀξυγόνον ὡς διατομικὸν στοιχεῖον ἔχει $K_\upsilon = 5$. Τὸ μοριακὸν βάρος του εἶναι $M = 32$, ἑπομένως $C_\upsilon = \frac{5}{32} = 0,1562$.

Ἀλλὰ γνωρίζομεν ἐκ τῆς ἰσότητος (32) ὅτι:

$$K_p - K_\upsilon = 1,986 \quad \text{ἢ} \quad K_p = 6,986, \quad \text{ἄρα καὶ} \quad C_p = \frac{6,986}{32} = 0,2058.$$

3·15 Ἐπίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τῆς μοριακῆς θερμότητος.

Εἰς τὴν παράγραφον 3·14 ἀνεφέρθη ὅτι τὸ K_υ τῶν ἀερίων ὑπολογίζεται βάσει τῆς κινητικῆς θεωρίας τῶν ἀερίων καὶ εἶναι ἴσον μὲ 3 διὰ τὰ μονατομικά, 5 διὰ τὰ διατομικὰ καὶ 6 διὰ τὰ τριατομικὰ ἀέρια.

Αἱ τιμαὶ ὅμως αὐταὶ ἰσχύουν δι' ὡρισμένα μόνον ὅρια θερμοκρασιῶν. Ἐντελῶς διαφορετικὰ ἀποτελέσματα λαμβάνονται, ἐὰν τὰ ἀέρια ἐξετάζωνται ἐπὶ εὐρέων ὁρίων θερμοκρασιῶν. Ἡ καμπύλη τοῦ σχήματος 3·15 δεικνύει τὴν μεταβολὴν τοῦ K_υ τοῦ διατομικοῦ ἀερίου Ὑδρογόνου μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας (τὸ ἐστιγμένον μέρος τῆς καμπύλης εἶναι φανταστικόν).

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Παρατηροῦμεν ἀπὸ τὸ σχῆμα ὅτι ἡ καμπύλη φαίνεται νὰ ἀρχίζη ἀπὸ τὸ ἀπόλυτον μηδὲν θερμοκρασίας καὶ τὸ K_υ αὐξάνει μὲ τὴν θερμοκρασίαν μέχρι τοῦ σημείου b. Κατὰ τὸ τμῆμα bc τὸ K_υ παραμένει σταθερὸν καὶ ἴσον μὲ $\frac{3}{2}$ C (C ἡ διεθνὴς σταθερά). Αὐτὴ εἶναι ἡ τιμὴ τοῦ K_υ διὰ τὰ μονατομικὰ ἀέρια. Ἀπὸ τὸ c ἕως τὸ d ἡ τιμὴ τοῦ K_υ αὐξάνει μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας.

Κατὰ τὸ τμῆμα de τὸ K_υ παραμένει σταθερὸν καὶ ἴσον μὲ $\frac{5}{2}$ C, ἡ ὁποία εἶναι ἡ τιμὴ τοῦ K_υ τῶν διατομικῶν ἀερίων. Ἀπὸ τὸ e ἕως τὸ f τὸ K_υ αὐξάνει πάλιν, καθὼς ἀνέρχεται ἡ θερμοκρασία, καὶ φθάνει, ὡς δεικνύεται ἀπὸ τὸ ἐστιγμένον τμῆμα τῆς καμπύλης, εἰς τὴν τιμὴν $\frac{7}{2}$ C, ἡ ὁποία εἶναι ἡ πιθανὴ τιμὴ τοῦ K_υ δι' ἓν τριατομικὸν ἀέριον.

Ἡ ἐξήγησις τῆς μεταβολῆς αὐτῆς τοῦ K_υ, ὡς παρίσταται διὰ τῆς καμ-

Σχ. 3·15.

πύλης τοῦ σχήματος 3·15, εἶναι ἡ ἀκόλουθος:

Εἰς τὸ ἀπόλυτον μηδὲν θερμοκρασίας τὰ μόρια τοῦ ἀερίου εὑρίσκονται ἐν ἀκινησίᾳ.

Μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας ἄρχεται ἡ μεταφορικὴ κίνησις, ἡ ὁποία ἔχει πλήρως ἀναπτυχθῆ εἰς τὸ σημεῖον b. Ἀπὸ τὸ b ἕως τὸ c τὸ ὑδρογόνον ἔχει τρεῖς μόνον μεταφορικοὺς βαθμοὺς ἐλευθερίας (περίπτωσις μονατομικοῦ ἀερίου) καὶ ἑπομένως τὸ $K_\upsilon = \frac{3}{2}$ C. Ἀπὸ τὸ σημεῖον c ἄρχεται ἡ περιστροφικὴ κίνησις τῶν μορίων τοῦ ὑδρογόνου, ἡ ὁποία ἔχει πλήρως ἀναπτυχθῆ εἰς τὸ σημεῖον d. Ἀπὸ τὸ d ἕως τὸ e τὸ ἀέριον ἔχει τρεῖς μεταφορικοὺς καὶ δύο περιστροφικοὺς βαθμοὺς ἐλευθερίας (περίπτωσις διατομικοῦ ἀερίου) καὶ ἑπομένως $K_\upsilon = \frac{5}{2}$ C. Ἀπὸ τὸ σημεῖον e ἀρχίζει ἡ παλμικὴ κίνησις τῶν ἀτόμων τῶν μορίων καὶ ὁ βαθμὸς ἐλευθερίας κινήσεως αὐ-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΗ 1954

ξάνει, ἕως ὅτου φθάση τὸν ἀριθμὸν 7 (τριατομικὸν ἀέριον) καὶ ἑπομένως:

$$K_v = \frac{7}{2} C.$$

Παρατηροῦμεν ὅτι τὸ ὁριζόντιον τμῆμα de καλύπτει εὖρος θερμοκρασιῶν ἀπὸ 260° K ἕως 600° K. Ἐντὸς τοῦ εὔρους αὐτοῦ οἱ διάφοροι πειραματισταὶ (ὅπως Boyle, Lussac, Regnault), ἐξετέλεσαν τὰ πειράματά των καὶ διετύπωσαν τοὺς Νόμους των.

Ἑπομένως οἱ Νόμοι αὐτοὶ εἰς μεγάλας διαφορὰς θερμοκρασιῶν παρουσιάζουν ἀποκλίσεις, ἰδιαιτέρως δὲ ὁ τοῦ Regnault.

Τὰ μονατομικὰ ὅμως ἀέρια, ὅπως π.χ. τὸ ἀργόν, τὸ ἥλιον, ὡς ἔχοντα μόνον τρεῖς βαθμοὺς ἐλευθερίας κινήσεως ἔχουν σταθερὸν K_v καὶ ἑπομένως C_p καὶ C_v ἀνεξαρτήτως θερμοκρασίας. Συμπεριφέρονται ἑπομένως ὡς ἰδανικὰ ἀέρια καὶ οἱ Νόμοι τῶν ἀερίων ἐφαρμόζονται εἰς αὐτὰ μὲ ἀκρίβειαν.

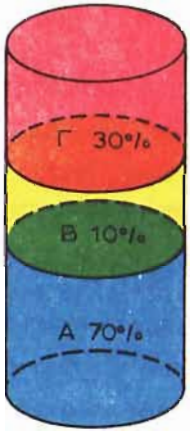
Δι' ἓν διατομικὸν ἀέριον κατόπιν πειραμάτων εὑρέθη ἡ κατωτέρω σχέσις μεταβολῆς τοῦ K_v μὲ τὴν θερμοκρασίαν:

$$\mathbf{K_v = 4{,}95 + 0{,}00017\,T} \qquad (34)$$

ὅπου: T εἶναι βαθμοὶ Kelvin.

3·16 Μίγματα ἀερίων. Νόμος τοῦ Dalton.

Ἡ ἐμφάνισις μιγμάτων ἀερίων εἰς τὰς ναυτικὰς μηχανὰς εἶναι συχνοτάτη. Ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀήρ, βασικὸν στοιχεῖον λειτουργίας τῶν περισσοτέρων μηχανῶν, εἶναι καὶ αὐτὸς μῖγμα ἀερίων.



Σχ. 3·16.

Εἰς τὰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ λαμβάνει θερμότητα ἀπὸ τὸ καύσιμον καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν μηχανὴν (ἀφοῦ μεταδώση ἐνέργειαν εἰς αὐτήν) ὡς καυσαέριον.

Εἰς τοὺς λέβητας ὁ ἀὴρ εἶναι ἀπαραίτητος διὰ τὴν ἀπελευθέρωσιν τῆς θερμικῆς ἐνεργείας τοῦ καυσίμου. Τὸ μῖγμα ἀέρος-καυσίμου ἀποτελεῖ τὰ καυσαέρια, τὰ ὁποῖα ἀφοῦ μεταδώσουν θερμότητα εἰς τὸ ὕδωρ καὶ ὑδρατμόν, ἐξέρχονται ἀπὸ τὴν καπνοδόχον τοῦ λέβητος εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν.

Εἰς ἀμφοτέρας τὰς ἀνωτέρω περιπτώσεις ἡ ἀνάλυσις τῶν καυσαερίων μᾶς καθορίζει, ἐὰν ἡ ἀπελευθέρωσις τῆς θερμικῆς ἐνεργείας ἀπὸ τὸ καύσιμον ἔγινε καλῶς.

Οἱ περισσότεροι ὑπολογισμοὶ ἐπὶ τῶν μιγμάτων ἀερίων στηρίζονται εἰς τὸν Νόμον τοῦ Dalton, ὁ ὁποῖος λέγει ὅτι:

Ἡ ὁλικὴ πίεσις μίγματος ἀερίων ἰσοῦται μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν μερικῶν

πιέσεων τῶν ἀερίων, ποὺ τὸ ἀποτελοῦν, ὅταν ἕκαστον ἀπὸ αὐτὰ καταλάβῃ τὸν ὄγκον τοῦ μίγματος ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

Ἔστω ὅτι τὸ σχῆμα 3·16 παριστᾶ δοχεῖον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχουν τρία ἀέρια Α, Β καὶ Γ καὶ ὑπὸ θερμοκρασίαν Τ ἡ πίεσις τοῦ μίγματος εἶναι P_μ. Ἐὰν τώρα τὸ ἀέριον Α καταλάβῃ τὸν ὄγκον τοῦ δοχείου μόνον του ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν Τ, ἡ πίεσις εἰς τὸ δοχεῖον θὰ εἶναι P_A (μερικὴ πίεσις τοῦ ἀερίου Α).

Ὁμοίως P_B καὶ P_Γ θὰ εἶναι αἱ μερικαὶ πιέσεις τῶν ἀερίων Β καὶ Γ, ἐὰν χωριστὰ ἕκαστον καταλάβῃ τὸν ὄγκον τοῦ δοχείου ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν πάντοτε Τ.

Κατὰ τὸν Νόμον τοῦ Dalton θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις :

$$\mathbf{P_\mu = P_A + P_B + P_\Gamma} \qquad (35)$$

3·17 Εὕρεσις μερικῶν πιέσεων μίγματος ἀερίων, ὅταν δίδεται ἡ ὁλική.

Οἱ Νόμοι τῶν ἀερίων ἐφαρμόζονται καὶ εἰς τὰ μίγματα ἀερίων, ἑπομένως ἡ χαρακτηριστικὴ ἰσότης (29), ἤτοι $PU = BRT$ ἰσχύει καὶ διὰ μῖγμα ἀερίων, ὅταν ἡ πίεσις, ὁ ὄγκος, τὸ βάρος, ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ καὶ ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία εἶναι στοιχεῖα τοῦ μίγματος.

Ἔστω τώρα ὅτι ἓν μῖγμα ἀποτελεῖται ἀπὸ τρία ἀέρια καὶ ἔστω P_1, P_2, P_3 αἱ μερικαὶ αὐτῶν πιέσεις, ὅταν καταλάβουν αὐτὰ ἕκαστον χωριστὰ τὸν ὄγκον U τοῦ μίγματος εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν Τ.

Αἱ χαρακτηριστικαὶ ἰσότητες τοῦ μίγματος καὶ ἑνὸς ἑκάστου τῶν τριῶν ἀερίων θὰ εἶναι :

$$\left.\begin{array}{ll} PU = BRT & \text{(διὰ τὸ μῖγμα)} \\ P_1U = B_1R_1T & \text{(διὰ τὸ ἀέριον Α)} \\ P_2U = B_2R_2T & \text{(διὰ τὸ ἀέριον Β)} \\ P_3U = B_3R_3T & \text{(διὰ τὸ ἀέριον Γ)} \end{array}\right\} \qquad (\alpha)$$

Διαιροῦμεν κατὰ μέλη ἑκάστην τῶν ἰσοτήτων τῶν ἐπὶ μέρους ἀερίων διὰ τῆς ἰσότητος τοῦ μίγματος καὶ λαμβάνομεν :

$$\frac{P_1}{P} = \frac{B_1}{B} \cdot \frac{R_1}{R} \quad \text{ἢ} \quad \frac{P_2}{P} = \frac{B_2}{B} \cdot \frac{R_2}{R} \quad \text{καὶ} \quad \frac{P_3}{P} = \frac{B_3}{B} \cdot \frac{R_3}{R}. \qquad (\beta)$$

Ἀφοῦ ὅμως εἰς Β βάρος τοῦ μίγματος ἔχομεν B_1 βάρος τοῦ ἀερίου Α, εἰς τὰ 100 βάρη μίγματος θὰ ἔχωμεν : $\frac{B_1 \cdot 100}{B}$, ἡ ὁποία εἶναι ἡ

ἑκατοστιαία ἀνάλυσις τοῦ ἀερίου A εἰς τὸ μῖγμα καὶ γράφεται :

$$\frac{B_1 \cdot 100}{B} = \%\, B_1 \quad \text{ἑπομένως} \quad \frac{B_1}{B} = \frac{\%\, B_1}{100}.$$

Ἐπίσης θὰ ἔχωμεν :

$$\frac{B_2}{B} = \frac{\%\, B_2}{100} \quad \text{καὶ} \quad \frac{B_3}{B} = \frac{\%\, B_3}{100}.$$

Ἀντικαθιστῶμεν τὰς τιμὰς αὐτὰς εἰς τὰς (β) καὶ λύοντες ὡς πρὸς P_1, P_2, P_3 ἔχομεν :

$$\mathbf{P_1 = P \cdot \frac{\%\, B_1}{100} \cdot \frac{R_1}{R}}, \quad \mathbf{P_2 = P \cdot \frac{\%\, B_2}{100} \cdot \frac{R_2}{R}}, \quad \mathbf{P_3 = P \cdot \frac{\%\, B_3}{100} \cdot \frac{R_3}{R}} \qquad (36)$$

Μὲ τὰς ἰσότητας (36) εὑρίσκομεν τὰς μερικὰς πιέσεις μίγματος ἀερίου, ὅταν γνωρίζωμεν τὴν ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν κατὰ βάρος ἀνάλυσιν αὐτοῦ.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὰς μερικὰς πιέσεις βάσει τῆς ὀγκομετρικῆς ἀναλύσεως τοῦ μίγματος σκεπτόμεθα ὡς ἑξῆς :

Ἔστω ὅτι ἕκαστον ἐπὶ μέρους ἀέριον ἀποχωρίζεται καὶ συμπιέζεται ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν τοῦ μίγματος T εἰς τὴν πίεσιν τοῦ μίγματος P, τότε ἡ χαρακτηριστικὴ ἰσότης ἑκάστου θὰ λάβῃ τὴν μορφήν :

$$\left.\begin{array}{l} PU_1 = B_1R_1T \ \text{(διὰ τὸ ἀέριον A)} \\ PU_2 = B_2R_2T \ \text{(διὰ τὸ ἀέριον B)} \\ PU_3 = B_3R_3T \ \text{(διὰ τὸ ἀέριον Γ)} \end{array}\right\} \qquad (γ)$$

Ἐκ τῶν ἰσοτήτων (α) καὶ (γ) ἔχομεν :

$$U_1 = \frac{B_1R_1T}{P} \quad \text{καὶ} \quad U = \frac{B_1R_1T}{P_1} \quad \text{(διὰ τὸ ἀέριον A)}$$

$$U_2 = \frac{B_2R_2T}{P} \quad \text{καὶ} \quad U = \frac{B_2R_2T}{P_2} \quad \text{(διὰ τὸ ἀέριον B)}$$

$$U_3 = \frac{B_3R_3T}{P} \quad \text{καὶ} \quad U = \frac{B_3R_3T}{P_3} \quad \text{(διὰ τὸ ἀέριον Γ)}$$

Διαιροῦμεν κατὰ μέλη ἀνὰ δύο ἰσότητας τοῦ αὐτοῦ ἀερίου καὶ ἔχομεν :

$$\frac{U_1}{U} = \frac{P_1}{P}, \quad \frac{U_2}{U} = \frac{P_2}{P}, \quad \frac{U_3}{U} = \frac{P_3}{P} \qquad (δ)$$

$$\text{ἀλλὰ} \quad \frac{U_1}{U} = \frac{\%\, U_1}{100} \quad \text{ἢ} \quad \frac{U_2}{U} = \frac{\%\, U_2}{100} \quad \text{ἢ} \quad \frac{U_3}{U} = \frac{\%\, U_3}{100}.$$

Ἀντικαθιστῶντες τὰς τιμὰς αὐτὰς εἰς τὰς (δ) λαμβάνομεν :

$$\mathbf{P_1 = \frac{\%\, U_1}{100} \cdot P}, \quad \mathbf{P_2 = \frac{\%\, U_2}{100} \cdot P}, \quad \mathbf{P_3 = \frac{\%\, U_3}{100} \cdot P} \qquad (37)$$

ΔΡΥΑΝΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Μὲ τὰς ἰσότητας (37) εὑρίσκομεν τὰς μερικὰς πιέσεις, ὅταν γνωρίζωμεν τὴν ὀγκομετρικὴν ἀνάλυσιν τοῦ μίγματος.

Παράδειγμα.

Ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ ἀποτελεῖται κατ' ὄγκον ἀπὸ 21% ὀξυγόνον καὶ 79% ἄζωτον. Νὰ εὑρεθοῦν αἱ μερικαὶ πιέσεις τῶν στοιχείων αὐτῶν εἰς τυπικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν 760 mm Hg.

Λύσις:

Ἔχομεν τὴν ἰσότητα Dalton:

$P_\mu = P_1 + P_2$ εἰς τὴν ὁποίαν $P_\mu = 760$ mm Hg, $P_1 =$ τοῦ ὀξυγόνου, $P_2 =$ τοῦ ἀζώτου.

Ἐκ τῶν ἰσοτήτων (37) ἔχομεν:

$$P_1 = \frac{21}{100} \times 760 = 159{,}6 \text{ mm Hg}$$

$$P_2 = \frac{79}{100} \times 760 = 600{,}6 \text{ mm Hg}$$

3·18 Ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος. Χαρακτηριστικὴ σταθερά, εἰδικαὶ θερμότητες μίγματος ἀερίων.

α) Τὸ ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος μίγματος ἀερίων δίδεται ἐκ τῆς σχέσεως:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{100}\,(\%\mathbf{U_1}\cdot\mathbf{M_1} + \%\,\mathbf{U_2}\cdot\mathbf{M_2} + \%\,\mathbf{U_3}\cdot\mathbf{M_3}, \tag{38}$$

$$\text{ἢ}\quad \mathbf{M} = \frac{100}{\dfrac{\%\,\mathbf{B_1}}{\mathbf{M_1}} + \dfrac{\%\,\mathbf{B_2}}{\mathbf{M_2}} + \dfrac{\%\,\mathbf{B_3}}{\mathbf{M_3}}} \tag{39}$$

Ἡ ἰσότης (38) ἐφαρμόζεται, ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις τοῦ μίγματος, καὶ ἡ ἰσότης (39), ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ ἀνάλυσις κατὰ βάρος. M_1, M_2, M_3, εἶναι τὰ μοριακὰ βάρη τῶν ἐπὶ μέρους ἀερίων, ποὺ ἀποτελοῦν τὸ μῖγμα.

β) Ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ τοῦ μίγματος R εὑρίσκεται ἀφοῦ πρῶτα ὑπολογισθῇ τὸ ἰσοδύναμον βάρος M, ὁπότε θὰ εἶναι:

$R = \dfrac{C}{M}$ (C εἶναι ἡ διεθνὴς σταθερὰ $= 1{,}986$).

γ) Αἱ εἰδικαὶ θερμότητες τοῦ μίγματος εὑρίσκονται συναρτήσει τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων τῶν ἀερίων, ποὺ τὸ ἀποτελοῦν, καὶ τῆς κατὰ βάρος ἀναλογίας, ἤτοι:

$$\mathbf{C_\upsilon} = \frac{\mathbf{B_1C_{\upsilon 1} + B_2C_{\upsilon 2} + B_3C_{\upsilon 3}}}{\mathbf{B}} \tag{40}$$

$$\mathbf{C_p} = \frac{\mathbf{B_1C_{p1} + B_2C_{p2} + B_3C_{p3}}}{\mathbf{B}} \tag{41}$$

Εἰς τὰς ἰσότητας (40) καὶ (41) τὸ B εἶναι τὸ βάρος τοῦ μίγματος καὶ τὰ B_1, B_2, B_3 τὰ βάρη τῶν ἀερίων τοῦ μίγματος· τὸ $B = B_1 + B_2 + B_3$.

3·19 Ἀπόδειξις ἰσοτήτων (38) καὶ (39).

Ἔστω ὅτι μῖγμα ἀερίων ἀποτελεῖται ἀπὸ τρία ἀέρια A, B, Γ, καὶ ὅτι αὐτὰ καταλαμβάνουν ὄγκους U_1, U_2, U_3 εἰς ἓν Mol μίγματος εἰς φυσικὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν, τότε: $U_1 + U_2 + U_3 = 358$ (α)

Ἐὰν M_1, M_2, M_3 εἶναι τὰ μοριακὰ βάρη τῶν ἀερίων A, B, Γ καὶ B_1, B_2, B_3 τὰ βάρη αὐτῶν εἰς ἓν Mol τοῦ μίγματος, ἔχομεν:

$$B_1 = \frac{U_1}{358} \cdot M_1 \qquad B_2 = \frac{U_2}{358} \cdot M_2 \qquad \text{καὶ } B_3 = \frac{U_3}{358} \cdot M_3$$

τὸ ὁλικὸν βάρος τοῦ μίγματος εἰς ἓν Mol θὰ εἶναι τὸ ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος αὐτοῦ M ἢ $B_1 + B_2 + B_3 = M$

$$\text{καὶ } M = \frac{U_1}{358} \cdot M_1 + \frac{U_2}{358} \cdot M_2 + \frac{U_3}{358} \cdot M_3$$

$$\text{ἢ } M = \frac{1}{100}\left(\frac{U_1 \cdot 100}{358} M_1 + \frac{U_2 \cdot 100}{358} M_2 + \frac{U_3 \cdot 100}{358} \cdot M_3\right)$$

$$\text{καὶ } M = \frac{1}{100}\left(\%\, U_1 \cdot M_1 + \%\, U_2 \cdot M_2 + \%\, U_3 \cdot M_3\right) \qquad (38)$$

Ἐὰν δίδεται ἡ κατὰ βάρος ἀνάλυσις τοῦ μίγματος, τότε βάσει τῶν ἀναλογιῶν ἀφοῦ B_1 βάρος τοῦ ἀερίου A ἀντιστοιχεῖ εἰς M βάρος μίγματος, θὰ εἶναι:

$$\%\, B_1 = \frac{B_1}{M} \cdot 100 \quad \text{ἐπίσης} \quad \%\, B_2 = \frac{B_2}{M} \cdot 100 \quad \text{καὶ} \quad \%\, B_3 = \frac{B_3}{M} \cdot 100.$$

$$\text{Ἀλλὰ } \frac{B_1}{M_1} = \frac{U_1}{358} \quad \text{ἢ} \quad U_1 = \frac{B_1 \cdot 358}{M_1} = \frac{\%\, B_1 M}{100 \cdot M_1} \cdot 358$$

ὁμοίως U_2 θὰ εἶναι $U_2 = \frac{\%\, B_2 M}{100 \cdot M_2} \cdot 358$ καὶ $U_3 = \frac{\%\, B_3 M}{100} \cdot 358.$

Ἀντικαθιστῶμεν τὰς τιμὰς εἰς τὴν ἰσότητα (α) καὶ ἔχομεν:

$$\frac{\%\, B_1}{100 \cdot M_1} M \cdot 358 + \frac{\%\, B_2}{100 \cdot M_2} M \cdot 358 + \frac{\%\, B_3}{100 \cdot M_3} M \cdot 358 = 358$$

καὶ ἐκ ταύτης λαμβάνεται ἡ σχέσις (39):

$$M = \frac{100}{\dfrac{\%\, B_1}{M_1} + \dfrac{\%\, B_2}{M_2} + \dfrac{\%\, B_3}{M_3}}$$

Παράδειγμα 1ον.

Ἐὰν ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ θεωρηθῇ ὡς μῖγμα ἀερίων ὀξυγόνου καὶ ἀζώτου μὲ ἀνάλυσιν 21% καὶ 79% κατ' ὄγκον καὶ 23% καὶ 77% κατὰ βάρος, νὰ εὑρεθῇ τὸ ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος αὐτοῦ εἰς ἀμφοτέρας τὰς περιπτώσεις.

Λύσις:

Ἔχομεν διὰ χρήσεως τῆς ἰσότητος (38):

ΔΡΥΑΝΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

$$M = \frac{1}{100}(21 \times 32 + 79 \times 28) = 28{,}84.$$

Διὰ τῆς χρήσεως τῆς ἰσότητος (39):

$$M = \frac{100}{\frac{23}{32} + \frac{77}{28}} = 28{,}8.$$

Παράδειγμα 2ον.

Μῖγμα ἀερίου βάρους 1 kg ἀποτελεῖται ἀπὸ 0,7 kg ἄζωτον, 0,2 kg ὀξυγόνον καὶ 0,1 kg ἀργόν. Ποία ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον τοῦ μίγματος ;

Λύσις :

Ἐκ τῆς ἰσότητος (40) ἔχομεν :

$$C_\upsilon = \frac{0{,}7\, C_{\upsilon 1} + 0{,}2\, C_{\upsilon 2} + 0{,}1\, C_{\upsilon 3}}{1}$$

τοῦ ἀζώτου $C_{\upsilon 1} = \frac{5}{28} = 0{,}178$ (διατομικὸν)

τοῦ ὀξυγόνου $C_{\upsilon 2} = \frac{5}{32} = 0{,}156$ (διατομικὸν)

τοῦ ἀργοῦ $C_{\upsilon 3} = \frac{3}{40} = 0{,}075$ (μονατομικὸν)

καὶ $C_\upsilon = 0{,}7 \times 0{,}178 + 0{,}2 \times 156 + 0{,}1 \times 0{,}075 = 0{,}1633.$

Μοριακὰ βάρη στοιχείων χρησιμοποιουμένων εἰς τὴν θερμοδυναμικὴν βλ. εἰς τὸν Πίνακα 10 τοῦ Παραρτήματος.

3·20 Ἀσκήσεις.

1) Ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ τοῦ ἀέρος, εἶναι 53,3 ftlb/lb°F. Νὰ εὑρεθῇ εἰς kgm/kg°C καὶ εἰς ft lb/lb°C. (*Ἀπ.:* 29,27 - 96)

2) Ἀεροφυλάκιον, ποὺ ἔχει ὄγκον $1 m^3$, πληροῦται μὲ ἀέρα μανομετρικῆς πιέσεως $2 kg/cm^2$ εἰς θερμοκρασίαν 40°C. Ζητεῖται ὁ εἰδικὸς ὄγκος καὶ τὸ ὁλικὸν βάρος τοῦ ἐντὸς τοῦ δοχείου ἀέρος, ἐὰν R = 29,27 kgm/kg°K. (*Ἀπ.:* 0,458 - 2,4)

3) Ἀέριον βάρους 0,2 lb συμπιέζεται ἐντὸς κυλίνδρου. Ὁ ἀρχικὸς ὄγκος του πρὸ τῆς συμπιέσεως ἦτο $1{,}8\ ft^3$ καὶ ὁ τελικὸς ὄγκος μετὰ τὴν συμπίεσιν $0{,}32\ ft^3$. Ἡ ἀρχικὴ πίεσις ἦτο $14{,}8\ lb/in^2$ ἀπόλ. καὶ ἡ τελικὴ $100\ lb/in^2$ ἀπόλ. Ἐὰν ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία ἦτο 90°F, ζητεῖται: α) Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου μετὰ τὴν συμπίεσιν εἰς °F. β) Ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀερίου πρὸ τῆς συμπιέσεως εἰς ft^3/lb. γ) Ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ τοῦ ἀερίου εἰς ftlb/lb°R. (*Ἀπ.:* 200° - 9 - 34,9)

4) Ζητεῖται ὁ εἰδικὸς ὄγκος ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος εἰς ft^3/lb εἰς Φ.Θ.Π. καὶ ἡ σταθερὰ αὐτοῦ R εἰς kgm/kg°K εἰς ftlb/lb°R καὶ ftlb/lb°K.

(*Ἀπ.:* 12,39 - 29,27 - 53,3 - 96)

5) Νὰ εὑρεθοῦν αἱ τιμαὶ τῶν C_p καὶ C_υ τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος.

(*Ἀπ.:* 0,24 - 0,17)

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 4ον

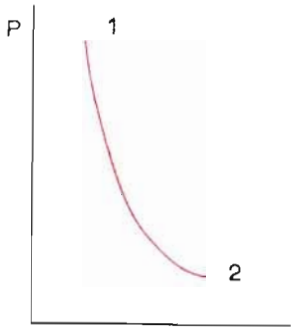
ΑΛΛΑΓΑΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΣ ΑΕΡΙΩΝ

4·1 Γενικά.

Ἡ κατάστασις ἑνὸς ἀερίου χαρακτηρίζεται βασικῶς ἀπὸ τὴν πίεσιν, τὸν ὄγκον καὶ τὴν θερμοκρασίαν του. Τὰ λοιπὰ χαρακτηριστικὰ (παράγρ. 2·3) εἶναι συνάρτησις τῶν ἀνωτέρω.

Ἐὰν αἱ τιμαὶ τῶν P_1, U_1 T_1 ἑνὸς ἀερίου μεταβληθοῦν εἰς P_2, U_2, T_2, τότε λέγομεν ὅτι τὸ ἀέριον ἀλλάσσει κατάστασιν.

Ἡ θερμοδυναμικὴ αὐτὴ ἀλλαγὴ ἀπὸ τὴν κατάστασιν 1 ἕως τὴν κατάστασιν 2 (σχ. 4.1) παρίσταται γραφικῶς διὰ δύο ὀρθογωνίων ἀξόνων μὲ μίαν γραμμήν, ἡ ὁποία ὀνομάζεται *γραμμὴ ἀλλαγῆς καταστάσεως*.



Σχ. 4·1.

Ἡ ἐπίλυσις πολλῶν θερμοδυναμικῶν προβλημάτων ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν καθορισμὸν τῆς ἀρχικῆς καὶ τελικῆς καταστάσεως τοῦ ἀερίου καὶ τὴν γνῶσιν τοῦ εἴδους τῆς λειτουργίας, ποὺ ἠκολουθήθη κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτήν. Ὅπως ἔχομεν ἀναφέρει, τὰ χαρακτηριστικὰ τῶν ἀερίων ἔχουν τιμὰς αὐτοτελεῖς καὶ στιγμιαίας, πρᾶγμα ποὺ σημαίνει ὅτι αἱ ἀριθμητικαὶ τιμαί των εἶναι ἀνεξάρτητοι τῆς προηγουμένης θέσεως τοῦ ἀερίου, ἐνῶ ἡ θερμότης καὶ τὸ ἔργον εἶναι ἀμφότερα συναρτήσεις καὶ αἱ ἀριθμητικαὶ τιμαί των ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὸν τρόπον τῆς ἀλλαγῆς, ποὺ ἔλαβεν χώραν. Ἡ πίεσις καὶ ἡ θερμοκρασία π.χ. μετροῦνται εἰς οἱανδήποτε στιγμὴν καὶ θέσιν εὑρίσκεται τὸ ἀέριον, ἐνῶ διὰ νὰ ὑπολογισθῆ ἡ θερμότης καὶ τὸ ἔργον πρέπει νὰ εἶναι γνωστὸς ὁ τρόπος, μὲ τὸν ὁποῖον ἔγινε ἡ ἀλλαγή.

Μία γενικὴ ἀρχή, ποὺ ἀκολουθεῖται εἰς τὴν Θερμοδυναμικήν, εἶναι ὁ καθορισμὸς καὶ ἡ ἔρευνα μιᾶς ἰδανικῆς καταστάσεως καὶ ἐν συνεχείᾳ ἡ σύγκρισις μὲ ἓν πραγματικὸν μηχάνημα, ποὺ ἐργάζεται ὑπὸ παρομοίαν ἀλλὰ πραγματικὴν κατάστασιν. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον καθορί-

ΔΡΥΧΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

ζεται συγκριτικῶς ἡ ἀπόδοσις τοῦ μηχανήματος μεταξὺ ἰδανικῆς καὶ πραγματικῆς λειτουργίας.

Εἰς τὴν Θερμοδυναμικὴν αἱ *ἰδανικαὶ λειτουργίαι* ὀνομάζονται καὶ *ἀναστρέψιμοι.*

Ἐὰν ἓν ἀέριον ἀλλάξῃ κατάστασιν ἀπὸ (1) εἰς (2), ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ θὰ εἶναι ἀναστρέψιμος, ἐὰν μετὰ τὴν συμπλήρωσίν της δύναται νὰ ἀναστραφῇ κατὰ τρόπον, ὥστε τὸ ἀέριον νὰ ἐπανέλθῃ ἀπὸ τὴν (2) εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του (1) ἀκολουθοῦν ἀντιστρόφως ἀκριβῶς τὸ ἴδιον ἴχνος.

Μία ἀναστρέψιμος λειτουργία ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν ἀλλαγὴν καταστάσεως τοῦ ἀερίου κατὰ τρόπον ὁμαλὸν μὲ κανονικὴν σειρὰν καὶ μὲ τὰ χαρακτηριστικά του νὰ μεταβάλλωνται μὲ μίαν καθωρισμένην μεταξύ των σχέσιν. Ἰδιαιτέρου ἐνδιαφέροντος εἶναι αἱ ἀναστρέψιμοι ἀλλαγαί, εἰς τὰς ὁποίας παραμένει σταθερὸν ἓν χαρακτηριστικὸν τοῦ ἀερίου.

Ἡ ἀναστρεψιμότης θὰ ἐξετασθῇ λεπτομερέστερον βραδύτερον. Πρὸς τὸ παρὸν σημειώνομεν ὅτι ὑπὸ τὸν ὅρον *ἀναστρέψιμον* ἐννοοῦμεν, ὡς ἐλέχθη, ἰδανικὴν λειτουργίαν καὶ ἔχει τὴν αὐτὴν ἔννοιαν πρὸς τὸν ὅρον *ἄνευ τριβῶν,* ὁ ὁποῖος χρησιμοποιεῖται εἰς τὰς μηχανάς.

4·2 Ἰσότης διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας εἰς λειτουργίαν ἄνευ ροῆς.

Διὰ τοὺς μηχανικοὺς τῶν Ναυτικῶν μηχανῶν δύο εἶναι αἱ κύριαι θερμοδυναμικαὶ λειτουργίαι βασικοῦ ἐνδιαφέροντος: α) Ἄνευ ροῆς β) σταθερᾶς ροῆς.

Πρὸς τὸ παρὸν θὰ ἐξετάσωμεν τὴν ἄνευ ροῆς λειτουργίαν. Κατ' αὐτὴν τὸ ἀέριον ἢ ὁ ἀτμὸς δὲν ἐξέρχεται τοῦ χώρου, ὅπου λαμβάνει χώραν ἡ ἀλλαγὴ καταστάσεως, ἀλλὰ οὔτε καὶ εἰσέρχεται ἐπὶ πλέον ποσότης ἐντὸς αὐτοῦ. Ἀλλαγὴ ἄνευ ροῆς λαμβάνει χώραν εἰς παλινδρομικοὺς ἀεροσυμπιεστάς, παλινδρομικὰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως, καὶ εἰς παλινδρομικὰς ἀτμομηχανὰς (μὲ ὑδρατμὸν) καὶ κατὰ τὸν χρόνον, ποὺ εἶναι κλειστὰ ἀμφότεραι αἱ βαλβῖδες εἰσαγωγῆς καὶ ἐξαγωγῆς.

Εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς ἀλλαγῆς ἄνευ ροῆς ἔχομεν τὴν ἰσότητα διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας ἤτοι:

$$E_1 + H_{1,2} = E_2 + \frac{W_{1,2}}{J} \quad \text{ἢ} \quad H_{1,2} = (E_2 - E_1) + \frac{W_{1,2}}{J}$$

ὅπου: E_1 ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τοῦ ἀερίου πρὸ τῆς ἀλλαγῆς, $H_{1,2}$ τὸ χορηγηθὲν ποσὸν θερμότητος εἰς τὸ ἀέριον κατὰ τὴν ἀλλαγὴν ἀπὸ

1 εἰς 2, E_2 ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τοῦ ἀερίου μετὰ τὴν ἀλλαγὴν καὶ $W_{1,2}$ τὸ παραχθὲν ὑπὸ τοῦ ἀερίου ἔργον κατὰ τὴν ἀλλαγὴν ἀπὸ 1 εἰς 2. Ἡ ἰσότης αὐτὴ λέγει ὅτι ἓν χορηγηθὲν ποσὸν θερμότητος κατὰ τὴν ἀλλαγὴν ἀπὸ 1 εἰς 2, τὸ $H_{1,2}$, θὰ ἰσοῦται μὲ τὴν μεταβολὴν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου $E_2 - E_1$, σὺν τὸ ἔργον ποὺ παρήχθη ἀπὸ 1 εἰς 2.

Τὴν ἀνωτέρω ἰσότητα διὰ λόγους ἁπλουστεύσεως θὰ τὴν γράφωμεν ὡς ἑξῆς :

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{W}}{\mathbf{J}} + \mathbf{E} \qquad (42)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (42) ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας E τοῦ ἀερίου ἰσοῦται, ὡς ἔχομεν ἤδη ἀναφέρει (παράγρ. 3·8) μέ :

$$E = C_v B (T_2 - T_1)$$

Τὸ ἔργον W ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν τρόπον, ποὺ ἐπραγματοποιήθη ἡ ἀλλαγὴ καταστάσεως τοῦ ἀερίου.

Ἡ ἰσότης (42) εὑρίσκει ἐφαρμογὴν εἰς ὅλας τὰς ἀλλαγὰς καταστάσεως *ἄνευ ροῆς*, ἰδανικὰς ἢ πραγματικὰς καὶ μὲ οἱονδήποτε ἐργαζόμενον θερμοδυναμικὸν μέσον (π.χ. ἀέριον ἢ ἀτμόν).

Αἱ ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων, ποὺ θὰ ἐξετασθοῦν ἐν συνεχείᾳ, εἶναι ἑπτά :

α) Ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον.
β) Ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.
γ) Ἰσοθερμοκρασιακὴ (ἢ ἰσόθερμος) ἀλλαγὴ καταστάσεως.
δ) Ὑπερβολικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως.
ε) Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως.
στ) Πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως.
ζ) Ἐλευθέρα ἄνευ ἀντιστάσεως ἀλλαγὴ καταστάσεως.

Εἰς ὅλας αὐτὰς τὰς ἀλλαγὰς ἄνευ ροῆς ἰσχύει ἐπίσης ἡ ἰσότης (27) τοῦ συνδυασμοῦ Νόμων Boyle - Lussac :

$$\frac{P_1 U_1}{T_1} = \frac{P_2 U_2}{T_2}$$

ἀλλὰ μόνον δι' ἀέρια καὶ ὄχι δι' ἀτμούς.

4·3 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον.

Εἶναι ἐκείνη, κατὰ τὴν ὁποίαν ἀπὸ τὰ τρία χαρακτηριστικὰ P, U καὶ T τοῦ ἀερίου, ὁ ὄγκος U παραμένει σταθερός, ἐνῶ μεταβάλλεται ἡ πίεσις καὶ ἡ θερμοκρασία.

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Ἐκ τῆς σχέσεως :

$$\frac{P_1U_1}{T_1} = \frac{P_2U_2}{T_2}$$

ἐὰν $U_1 = U_2 =$ σταθερόν, θὰ ἔχωμεν :

$$\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2} \qquad (43)$$

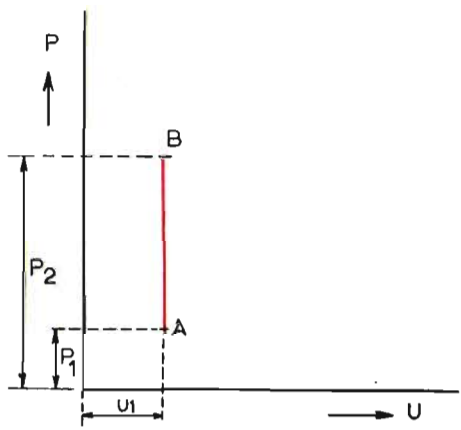
Ἑπομένως, *ὅταν ὁ ὄγκος ἑνὸς ἀερίου παραμένη σταθερός, αἱ πιέσεις μεταβάλλονται ἀνάλογα μὲ τὴν μεταβολὴν τῶν ἀπολύτων θερμοκρασιῶν.*

Ἔστω τώρα ὅτι θερμαίνεται ἓν ἀέριον ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον καὶ χορηγεῖται εἰς αὐτὸ H ποσὸν θερμότητος, τότε ἐκ τῆς ἰσότητος (11) θὰ εἶναι :

$$H = C_\upsilon B\ (t_2 - t_1).$$

Ἐφαρμόζομεν τὴν ἰσότητα (42), $H = \frac{W}{J} + E$. Τὸ ἔργον W εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν θὰ ἰσοῦται μὲ μηδὲν ($W = 0$), διότι, ἐφ' ὅσον ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου παραμένει σταθερός, δὲν ὑπάρχει μετακίνησις δυνάμεως εἰς ὡρισμένην ἀπόστασιν. Κατὰ τὴν θέρμανσιν ἑπομένως τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον τὸ $H = E = C_\upsilon B\ (t_2 - t_1)$. Ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι :

Ὅταν ἓν ἀέριον θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, ὁλόκληρον τὸ χορηγούμενον εἰς αὐτὸ ποσὸν θερμότητος παραμένει ἐντὸς τοῦ ἀερίου ὡς αὔξησις τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας αὐτοῦ.



Σχ. 4·3.

Ἐὰν τώρα λάβωμεν δύο ὀρθογωνίους ἄξονας, εἰς τοὺς ὁποίους ὑπὸ κλίμακα παρίστανται αἱ πιέσεις P (εἰς τὸν κάθετον) καὶ οἱ ὄγκοι U (εἰς τὸν ὁριζόντιον), τότε τὸ σημεῖον A (σχ. 4·3) παριστᾶ κατάστασιν ἀερίου πιέσεως P_1 καὶ ὄγκου U_1. Ἡ θέρμανσις τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον παρίσταται εἰς τοὺς ἄξονας αὐτοὺς ἀπὸ τὴν κάθετον AB καὶ τὸ σημεῖον B θὰ παριστᾶ τὴν τελικὴν κατάστασιν τοῦ ἀερίου πιέσεως P_2, ἀλλὰ ὄγκου πάλιν U_1.

Ἡ περίπτωσις αὐτὴ θερμάνσεως ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον παρουσιάζεται εἰς τὴν πρᾶξιν εἰς τὰς μηχανὰς τὰς λεγομένας *σταθεροῦ ὄγκου* ἢ *ἐκρήξεως*, αἱ ὁποῖαι κατὰ κανόνα εἶναι αἱ βενζινομηχαναί.

Παράδειγμα.

Ἐντὸς κυλίνδρου θερμαίνεται ἀέριον ἥλιον βάρους 0,5 kg ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. Ἡ ἀρχικὴ πίεσις καὶ θερμοκρασία τοῦ ἡλίου εἶναι 2 kg/cm² καὶ 30°C. Ἐὰν ἡ τελικὴ πίεσις τοῦ ἡλίου ἀνέλθη εἰς τὰ 4 kg/cm², ποία ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας αὐτοῦ;

Λύσις:

Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας E θὰ εἶναι $E = C_v B (t_2 - t_1)$, ἰσότης (13). Ἐκ τῶν στοιχείων τῆς ἰσότητος αὐτῆς ἔχομεν ὡς δεδομένα: B = 0,5 kg καὶ $t_1 = 30°C$. Εὑρίσκομεν τὸ C_v καὶ t_2.

Ἐκ τῆς ἰσότητος (43) λαμβάνομεν : $\frac{2}{303} = \frac{4}{T_2}$ καὶ $T_2 = \frac{303 \times 4}{2}$ ἢ

$$T_2 = 606°K \quad \text{ἢ} \quad t_2 = 606 - 273 = 323\,°C.$$

Τὸ ἥλιον εἶναι μονατομικὸν ἀέριον, ἑπομένως $K_v = 3$ καὶ τὸ μοριακὸν βάρος του εἶναι 4 (ἴδε Πίνακα 10), ἑπομένως $C_v = \frac{K_v}{M} = \frac{3}{4} = 0{,}75$ καὶ

$$E = 0{,}75 \times 0{,}5\,(325 - 30) = 109{,}8 \text{ kcal} \left(\frac{\text{kcal}}{\text{kg}°\text{C}} \cdot \text{kg}°\text{C} = \text{kcal}\right)$$

4·4 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

Αὐτὴ συμβαίνει, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία καὶ ὁ ὄγκος ἑνὸς ἀερίου, ἐνῶ ἡ πίεσις παραμένει σταθερά. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ἡ σχέσις $\frac{U_1}{T_1} = \frac{U_2}{T_2}$ (Νόμος Gay - Lussac). Οἱ ὄγκοι μεταβάλλονται ἀνάλογα μὲ τὴν μεταβολὴν τῶν ἀπολύτων θερμοκρασιῶν.

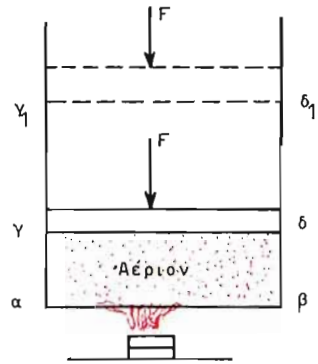
Ἐὰν θερμαίνεται ἓν ἀέριον ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, τότε, κατὰ τὰ γνωστά, τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος H (ἰσότης 12) θὰ εἶναι $H = C_p \cdot B\,(t_2 - t_1)$. Ἐφαρμόζοντες τὴν ἰσότητα (42) $H = \frac{W}{J} + E$ εὑρίσκομεν τὸ παραγόμενον ἔργον ὑπὸ τοῦ ἀερίου :

$$\mathbf{W = (H - E)\,J} \qquad (44)$$

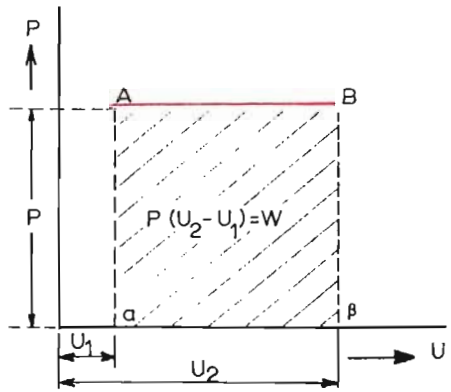
Κατὰ τὴν θέρμανσιν ἑπομένως *ἑνὸς ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἓν μέρος ἀπὸ τὴν χορηγουμένην θερμότητα μεταβάλλεται εἰς ἔργον, ἐνῶ τὸ ὑπόλοιπον παραμένει ἐντὸς τοῦ ἀερίου καὶ τοῦ αὐξάνει τὴν ἐσωτερικὴν ἐνέργειαν κατὰ ποσὸν* $E = C_v B\,(T_2 - T_1)$.

Ἔστω τώρα ὅτι ἔχομεν ἕνα κύλινδρον (σχ. 4·3α), ἐντὸς τοῦ ὁποίου ὑπάρχει ἔμβολον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἐξασκεῖται σταθερὰ δύνα-

μις F καὶ ἔστω ὅτι τὸ σύστημα εὑρίσκεται ἐν ἰσορροπία. Τότε, κατὰ τὰ γνωστά, ἡ ἐξασκουμένη πίεσις εἰς τὸ σύστημα θὰ εἶναι: $P = \frac{F}{A}$, ὅπου Α εἶναι ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου. Ὑποθέτομεν ὅτι χορηγοῦμεν



Σχ. 4·3 α.



Σχ. 4·3 β.

θερμότητα εἰς τὸ ἀέριον, τὸ ὁποῖον οὕτως ἐκτονούμενον μετακινεῖ πρὸς τὰ ἄνω τὸ ἐλεύθερον ἔμβολον, ἕως ὅτου τὸ ἀέριον καταλάβῃ τὸν ὄγκον $\alpha\beta\gamma_1\delta_1 = U_2$.

Κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ἡ πίεσις δὲν μετεβλήθη, ἐφ' ὅσον τὸ F καὶ A παραμένουν σταθερά. Ἔχομεν δηλαδὴ μίαν ἀλλαγὴν καταστάσεως τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

Κατὰ τὴν ἀλλαγὴν ὅμως αὐτὴν ἔχομεν παραγωγὴν μηχανικοῦ ἔργου:

$$W = \text{Δύναμις } F \times \text{Μετακίνησις } \delta\delta_1 = F \cdot \delta\delta_1 = P \cdot A \cdot \delta\delta_1.$$

Ἀλλὰ τὸ γινόμενον $A \cdot \delta\delta_1 =$ Ὄγκος κυλίνδρου $\gamma\,\delta\,\delta_1\,\gamma_1 = U_2 - U_1$. Ἑπομένως καί:

$$\mathbf{W = P\,(U_2 - U_1)} \qquad (45)$$

Ἐπειδὴ ὅμως $PU_2 = BRT_2$ καὶ $PU_1 = BRT_1$ [ἐκ τῆς ἰσότητος (29)] ἡ ἰσότης (45) λαμβάνει καὶ τὴν μορφήν:

$$\mathbf{W = BR\,(T_2 - T_1)} \qquad (46)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (46) ἐὰν $T_2 - T_1 = 1$ καὶ $B = 1$, θὰ εἶναι καὶ $W = R$. Δηλαδή, *ἡ σταθερὰ ἑνὸς ἀερίου παριστᾶ τὸ ἔργον, ποὺ δίδει ἡ μονὰς βάρους ἑνὸς ἀερίου, ὅταν τοῦτο θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία του κατὰ ἕνα βαθμόν.*

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

Εἰς ὀρθογωνίους ἄξονας P, U ἡ ἀλλαγὴ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν παρίσταται ὑπὸ τῆς ὁριζοντίας γραμμῆς AB (σχ. 4·3 β).

Εἰς αὐτὴν τὸ σημεῖον A εἶναι ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ἀερίου πιέσεως P καὶ ὄγκου U_1 καὶ εἰς τὸ B ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ἀερίου πιέσεως πάλιν P, ἀλλὰ ὄγκου U_2. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἐπιφάνεια κάτω τῆς γραμμῆς AB ἰσοῦται μὲ $P(U_2 - U_1)$, τὸ ὁποῖον, ὅπως ἐδείξαμεν, εἶναι τὸ παραγόμενον ἔργον.

Ἐκ τούτου συνάγεται ὅτι : *εἰς ἄξονας P, U ἡ ἐπιφάνεια κάτωθεν τῆς γραμμῆς, ποὺ παριστᾶ τὴν ἀλλαγὴν καταστάσεως ἑνὸς ἀερίου, μᾶς δίδει τὸ ἔργον, ποὺ λαμβάνεται ἀπὸ τὸ ἀέριον εἰς ἐκτόνωσιν ἢ ποὺ δίδεται εἰς τὸ ἀέριον κατὰ τὴν συμπίεσιν.*

Ἐκ τῆς ἰσότητος (42) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας :

$$H = \frac{W}{J} + E$$

καὶ ἐὰν ἀντικαταστήσωμεν τὰς τιμὰς H, W καὶ E, ὡς διετυπώθησαν ἀνωτέρω, λαμβάνομεν :

$$C_p B (T_2 - T_1) = \frac{BR (T_2 - T_1)}{J} + C_v B (T_2 - T_1) \qquad \text{καὶ}$$

$$C_p = \frac{R}{J} + C_v \quad \text{καὶ} \quad R = (C_p - C_v) J \qquad (47)$$

Οὕτως εὑρίσκεται κατ' ἄλλον τρόπον ἡ τιμὴ τῆς σταθερᾶς R συναρτήσει τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ἀερίου, ὡς διετυπώθη καὶ εἰς παράγραφον 3·5.

Ἡ περίπτωσις τῆς θερμάνσεως ἑνὸς ἀερίου, ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν παρουσιάζεται εἰς τὴν πρᾶξιν εἰς τὰς μηχανὰς Diesel.

Παράδειγμα.

Ἀέριον βάρους 2 kg θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 42,7 kg/cm² ἀπὸ θερμοκρασίας 75°C εἰς θερμοκρασίαν 1815°C. Ὁ ἀρχικὸς ὄγκος του εἶναι 0,2 m³ καὶ ὁ τελικὸς 1,2 m³. Ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον $C_v = 0,17$. Ζητεῖται: α) Τὸ παραγόμενον ἔργον καὶ β) ἡ χορηγηθεῖσα θερμότης εἰς αὐτό.

Λύσις:

α) Τὸ παραγόμενον ἔργον δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (45): $W = P (U_2 - U_1)$, ὅπου $P = 42,7 \text{ kg/cm}^2 = 42,7 \times 10\,000 = 427\,000 \text{ kg/m}^2$, $U_2 = 1,2 \text{ m}^3$ καὶ $U_1 = 0,2 \text{m}^3$. Ἑπομένως: $W = 427\,000 (1,2 - 0,2) = 427\,000 \text{ kgm} \left(\frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \cdot \text{m}^3 = \text{kgm}\right)$.

β) Χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (42) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ H, ἤτοι $H = \frac{W}{J} + E$.

ΔΡΥΑΝΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

$$E = C_v B (t_2 - t_1) = 0{,}17 \times 2 \ (1815 - 75) = 591{,}6 \text{ kcal} \quad \text{καὶ}$$

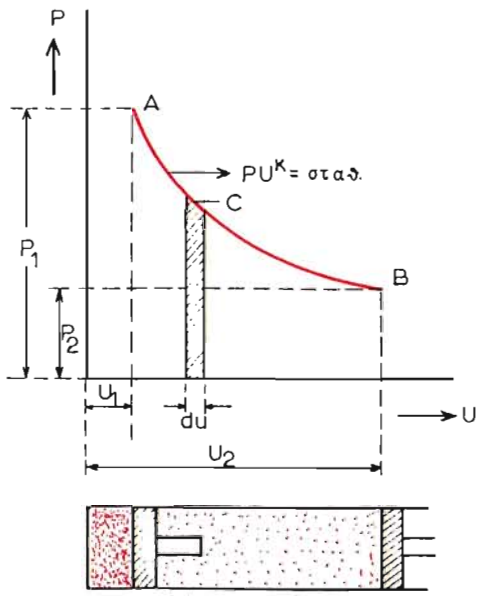
$$H = \frac{427\,000}{427} + 591{,}6 = 1000 + 591{,}6 = 1591{,}6 \text{ kcal.}$$

4·5 Γενικὴ ἰσότης ἔργου κατὰ τὴν ἀλλαγὴν καταστάσεως ἀερίων.

Ἓν ἀέριον εἶναι δυνατὸν νὰ θερμαίνεται ἐντὸς κυλίνδρου κατὰ οἱονδήποτε γενικὸν τρόπον, ὥστε οὔτε ἡ πίεσις οὔτε ὁ ὄγκος του νὰ παραμένουν σταθερά.

Ἔστω ὅτι εἰς τὸ σχῆμα 4·5 τὸ A παριστᾶ ἀέριον πιέσεως P_1 καὶ ὄγκου U_1 καὶ ὅτι τοῦτο θερμαινόμενον ἐντὸς κυλίνδρου κατὰ ἀκαθόριστον τρόπον αὐξάνει τὸν ὄγκον του εἰς U_2, ἐνῶ συγχρόνως μεταβάλλεται καὶ ἡ πίεσίς του.

Καθὼς τὸ ἔμβολον μετακινεῖται, μετροῦμεν εἰς διαφόρους θέσεις τὰς τιμὰς P καὶ U καὶ ὑπὸ κλίμακα τὰς τοποθετοῦμεν εἰς τοὺς ἀντιστοίχους ἄξονας, ὁπότε λαμβάνεται ἡ καμπύλη AB. Ἡ καμπύλη αὐτὴ παριστᾶ τὴν ἀλλαγὴν τῆς καταστάσεως τοῦ ἀερίου ἀπὸ A (P_1, U_1) εἰς B (P_2, U_2).



Σχ. 4·5.

Ἡ ἐξίσωσις τῆς καμπύλης αὐτῆς δὲν εἶναι ἀκόμη γνωστή· ἔστω ὅμως ὅτι ἀκολουθεῖ τὸν Νόμον PU^K σταθερόν, ὅπου K εἶναι μία σταθερά, ἐξαρτωμένη ἀπὸ τὸν τρόπον, μὲ τὸν ὁποῖον ἔγινε ἡ ἐκτόνωσις τοῦ ἀερίου. Τὸ ἔργον, τὸ ὁποῖον παρήγαγε τὸ ἀέριον κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν, παρίσταται ὑπὸ τῆς ἐπιφανείας κάτωθεν τῆς καμπύλης AB.

Ἔστω εἰς τὸ σημεῖον C μία πολὺ μικρὰ ὀρθογώνιος ἐπὶ μέρους ἐπιφάνεια, τῆς ὁποίας τὸ ὕψος εἶναι P καὶ ἡ βάσις ἐλαχίστη dU (διαφορικὸν τοῦ U). Ἡ ἐπιφάνεια τῆς λωρίδος αὐτῆς θὰ εἶναι ἴση μὲ $P \cdot dU$, ἡ δὲ ὁλικὴ ἐπιφάνεια κάτω τῆς καμπύλης AB, ἡ ὁποία θὰ παριστᾶ καὶ τὸ παραχθὲν ὑπὸ τοῦ ἀερίου ἔργον, θὰ εἶναι :

$$W = \int_{U_1}^{U_2} PdU \qquad (48)$$

Ἡ ἰσότης (48) εἶναι ἡ γενικὴ μαθηματικὴ ἔκφρασις τοῦ ἔργου, ποὺ λαμ-

ΔΡΥΧΝΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

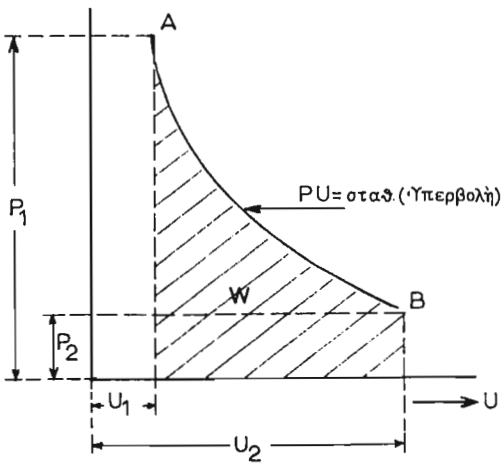
βάνεται ἀπὸ ἐκτόνωσιν ἀερίου ἢ ἀτμοῦ ἀπὸ ὄγκον U_1 εἰς ὄγκον U_2 καὶ ἰσχύει δι' οἱονδήποτε τύπον ἐκτονώσεως ἢ συμπιέσεως.

4·6 Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἢ ἰσόθερμος ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων.

Ὅταν μεταβάλλεται ἡ πίεσις καὶ ὁ ὄγκος ἑνὸς ἀερίου, ἐνῶ παραμένει ἡ θερμοκρασία του σταθερά, ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ τοῦ ἀερίου ὀνομάζεται ἰσοθερμοκρασιακή.

Κατὰ τὸν Νόμον τῶν Boyle - Mariotte (παράγρ. 3·2), ὅταν ἡ θερμοκρασία T ἑνὸς ἀερίου παραμένη σταθερά, τότε τὸ γινόμενον $P \cdot U =$ σταθερόν. Ἡ σχέσις αὐτὴ πιέσεως καὶ ὄγκου μᾶς ἐπιτρέπει νὰ χαράξωμεν τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν εἰς δύο ἄξονας ὀρθογωνίους P,U (σχ. 4·6).

Εἰς τὸ σχῆμα τὸ σημεῖον A παριστᾶ τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν τοῦ ἀερίου (P_1,U_1) καὶ τὸ σημεῖον B τὴν τελικὴν (P_2,U_2). Καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς ἐκτονώσεως, ἡ ὁποία παρίσταται ὑπὸ τῆς καμπύλης AB, ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερά, ἐπίσης καὶ τὸ γινόμενον $P \cdot U$ παραμένει σταθερόν. Ἀπὸ τὰ Μαθηματικὰ εἶναι γνωστὸν ὅτι ἡ καμπύλη, ποὺ χαράσσεται ὑπὸ αὐτοὺς τοὺς ὅρους (δηλαδὴ $P \cdot U =$ σταθ.), ὀνομάζεται *ὑπερβολή*· ὡς ἐκ τούτου ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ ὀνομάζεται ἐπίσης *ὑπερβολικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως*.



Σχ. 4·6.

Ἡ ὑπὸ τὴν καμπύλην AB ἐπιφάνεια δίδει τὸ ἔργον, ποὺ λαμβάνεται ἀπὸ τὸ ἀέριον κατὰ τὴν ἐκτόνωσίν του αὐτήν. Τοῦτο εἶναι :

$$W = P_1 \cdot U_1 \cdot \ln \frac{U_2}{U_1} \qquad (49)$$

Ὁ λόγος $\frac{U_2}{U_1} = \frac{\text{ὄγκος ἀερίου εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως}}{\text{ὄγκος ἀερίου εἰς τὴν ἔναρξιν τῆς ἐκτονώσεως}}$ ὀνομάζεται *βαθμὸς ἐκτονώσεως τοῦ ἀερίου*.

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Ἐὰν τὸ ἀέριον ἐκ τῆς καταστάσεως B μετέβαινεν εἰς τὴν A, προφανῶς θὰ ὑφίστατο συμπίεσιν, ὁπότε ὁ λόγος :

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{\text{ὄγκος εἰς τὴν ἔναρξιν τῆς συμπιέσεως}}{\text{ὄγκος εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως}}$$

ὀνομάζεται *βαθμὸς συμπιέσεως*.

Παρατηροῦμεν ὅτι οἱ ὅροι *βαθμὸς ἐκτονώσεως* καὶ *βαθμὸς συμπιέσεως* παριστοῦν τὸ αὐτὸ μέγεθος $\frac{U_2}{U_1}$, τὸ ὁποῖον παρίσταται συνήθως μὲ τὸ γράμμα r.

Ἄρα ἡ ἰσότης (49) γράφεται ἐπίσης καί :

$$\mathbf{W = P_1 U_1 l_n\, r} \tag{50}$$

Ἐπειδὴ ὅμως $P_1 \cdot U_1 = BRT_1$ θὰ εἶναι καί :

$$\mathbf{W = BRT_1 l_n\, r} \tag{51}$$

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος εἰς τὸ ἀέριον κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (42) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας :

$$H = \frac{W}{J} + E$$

Ἀλλὰ $E = C_v B (T_2 - T_1)$. Ἀφοῦ ὅμως ἡ ἐκτόνωσις εἶναι ἰσοθερμοκρασιακή, τότε $T_2 = T_1$ ἑπομένως καὶ $E = 0$.

Τοῦτο σημαίνει ὅτι κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ἡ ἐσωτερικὴ ἢ θερμικὴ ἐνέργεια τοῦ ἀερίου δὲν μεταβάλλεται, ἀλλὰ παραμένει σταθερά. Ἐκ τούτου ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ ὀνομάζεται καὶ *ἰσόθερμος*. Ἐξ αὐτῶν προκύπτει ὅτι :

$$\mathbf{H = \frac{W}{J}} \quad \text{ἢ} \quad \mathbf{H = \frac{P_1 \cdot U_1 l_n\, r}{J}} \tag{52}$$

Κατὰ τὴν ἰσοθερμοκρασιακὴν ἑπομένως *ἀλλαγὴν καταστάσεως ἀερίου ὁλόκληρον τὸ εἰς αὐτὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος μετατρέπεται εἰς ἔργον.*

Ἡ ἰσόθερμος λειτουργία πρέπει νὰ πραγματοποιῆται πολὺ βραδέως, ὥστε νὰ δίδεται ὁ ἀπαιτούμενος χρόνος διὰ τὴν μεταφορὰν θερμότητος ἀπὸ ἢ πρὸς τὸ ἀέριον.

Κατὰ τὴν ἰσόθερμον συμπίεσιν τὸ δαπανώμενον ἔργον μετατρέπεται εἰς θερμότητα, ἡ ὁποία τείνει νὰ αὐξήσῃ τὴν ἐσωτερικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἀερίου, ἑπομένως καὶ τὴν θερμοκρασίαν του.

Διὰ νὰ τηρηθῇ ἑπομένως σταθερὰ ἡ θερμοκρασία εἶναι ἀπαραίτη-

τος ἡ ἀφαίρεσις τῆς θερμότητος αὐτῆς ἀπὸ τὸ ἀέριον κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς συμπιέσεως· διὰ νὰ ἐπιτευχθῆ ὅμως αὐτὴ εἶναι ἀπαραίτητος ἡ κυκλοφορία ὕδατος ψύξεως πέριξ ἑνὸς κυλίνδρου συμπιέσεως.

Οἱ ἀεροσυμπιεσταὶ ὑπολογίζονται θεωρητικῶς μὲ ἰσόθερμον συμπίεσιν. Εἰς τὴν πρᾶξιν ὅμως ἡ θερμοκρασία δὲν δύναται νὰ τηρηθῆ τελείως σταθερὰ παρὰ μόνον εἰς τὴν περίπτωσιν συμπυκνώσεως ἀτμοῦ κατὰ τὴν συμπίεσιν, ἢ τῆς ἐξατμίσεως ὑγροῦ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν.

4·7 Ὑπερβολικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίου.

Ὑπερβολικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως εἶναι ἐκείνη, ποὺ, ὅταν χαραχθῆ εἰς ἄξονας P,U, μᾶς δίδει μίαν καμπύλην ὑπερβολὴν ἀκολουθοῦσαν τὸν Νόμον : $P \cdot U =$ σταθερόν.

Ὅταν ὅμως ἡ πίεσις καὶ ὁ ὄγκος ἑνὸς ἀερίου μεταβάλλωνται κατὰ τρόπον, ὥστε τὸ γινόμενον αὐτῶν νὰ εἶναι σταθερόν, τότε καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου θὰ παραμένη σταθερὰ (Νόμος Boyle). Ἑπομένως ἡ ὑπερβολικὴ καὶ ἰσοθερμοκρασιακὴ ἀλλαγὴ εἶναι διὰ τὰ ἀέρια ἴδιαι καὶ αἱ ἀλλαγαὶ καταστάσεως τῶν ἀερίων ἀπὸ ἑπτὰ γίνονται ἕξ.

Ὅ,τι ἰσχύει διὰ τὴν ἰσοθερμοκρασιακὴν ἀλλαγήν, ἰσχύει καὶ διὰ τὴν ὑπερβολικὴν ἀλλαγὴν καταστάσεως προκειμένου ὅμως δι' ἀέρια μόνον καὶ ὄχι δι' ἀτμούς.

4·8 Μαθηματικὴ ἀπόδειξις ἔργου ὑπερβολικῆς ἀλλαγῆς.

Ἡ μαθηματικὴ ἔκφρασις τοῦ ἔργου δι' ὅλας τὰς μορφὰς ἐκτονώσεων δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (48)

$W = \int_{U_1}^{U_2} P dU$. Λύομεν τὸ ὁλοκλήρωμα αὐτὸ μὲ βάσιν ὅτι εἰς τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ἡ καμπύλη ἐκτονώσεως (σχ. 4·5) ἀκολουθεῖ τὸν Νόμον $P \cdot U =$ σταθερόν, ὁπότε :

$W = \int_{U_1}^{U_2} P \cdot U \cdot \frac{dU}{U}$ (πολλαπλασιάζομεν καὶ διαιροῦμεν διὰ U)

$W = P \cdot U \int_{U_1}^{U_2} \frac{dU}{U}$ (τὸ PU ὡς σταθερὸν τίθεται ἐκτὸς τοῦ ὁλοκληρώματος), ἀλλὰ $\frac{dU}{U} = d l_n U$ καὶ

$W = P \cdot U \int_{U_1}^{U_2} d l_n U$ ἑπομένως $W = P \cdot U \, [l_n U]_{U_1}^{U_2} = P \cdot U (l_n U_2 - l_n U_1)$ ἢ

$$W = P \cdot U l_n \frac{U_2}{U_1}, \text{ ἀλλὰ } P \cdot U = P_1 \cdot U_1, \text{ ἄρα}$$

$W = P_1 \cdot U_1 l_n \frac{U_2}{U_1}$, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (49).

Ἐάν ἡ ἀλλαγὴ ἦτο ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, τότε:

$$W = \int_{U_1}^{U_2} PdU = P \int_{U_1}^{U_2} dU = P[U]_{U_1}^{U_2}$$

καὶ $W = P(U_2 - U_1)$, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (45).

Παράδειγμα.

Ἀὴρ ἐκτονοῦται εἰς κύλινδρον μηχανῆς ἰσοθερμοκρασιακῶς ἀπὸ ὄγκον $0{,}2 m^3$ καὶ πίεσιν $10 kg/cm^2$ εἰς πίεσιν $1 kg/cm^2$. Ποῖον τὸ παραχθὲν ἔργον ὑπὸ τοῦ ἀέρος;

Λύσις:

Τὸ ἔργον δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (50). Δηλαδὴ $W = P_1 \cdot U_1 \cdot l_n r$, ὅπου

$$P_1 = 10 \ kg/cm^2 \quad ἢ \quad 100\,000 \ kg/m^2$$

$$U_1 = 0{,}2 m^3 \quad τὸ \quad r = \frac{U_2}{U_1} \quad ἄγνωστον.$$

Ἐπειδὴ ἡ ἐκτόνωσις εἶναι ἰσοθερμοκρασιακή, ἔχομεν:

$$P_1 \cdot U_1 = P_2 \cdot U_2 \quad ἢ \quad \frac{U_2}{U_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{10}{1} = 10. \quad Ἐπομένως:$$

$W = 100\,000 \times 0{,}2 \cdot l_n \cdot 10$ ἀλλὰ $l_n \cdot 10 = 2{,}3$ (ἀπὸ πίνακα 16 Νεπερείων λογαρίθμων) καὶ

$$W = 100\,000 \times 0{,}2 \times 2{,}3 = 46\,000 \ kgm \left(\frac{kg}{m^2} \cdot m^3 = kgm \right).$$

4·9 Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων.

Ἀδιαβατικὴ ἢ *ἀδιάθερμος* ἀλλαγὴ καταστάσεως ἑνὸς ἀερίου εἶναι ἐκείνη, ἡ ὁποία ἔχει τὰ ἑξῆς δύο χαρακτηριστικά:

α) Θερμότης ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγὴν οὔτε χορηγεῖται οὔτε ἀφαιρεῖται ἀπὸ τὸ ἀέριον κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτήν.

β) Καθὼς τὸ ἀέριον ἐκτονοῦται, παράγει ἔργον.

Ἡ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγή, ἐφ' ὅσον πραγματοποιεῖται ἄνευ τριβῶν, εἶναι ἰδανικὴ ἢ ἀναστρέψιμος.

Ὡς θὰ ἐξηγηθῆ ἀργότερον, εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ *ἐντροπία τοῦ ἀερίου* τηρεῖται σταθερά, ὁπότε ἡ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ ὀνομάζεται καὶ *ἰσοτροπική*.

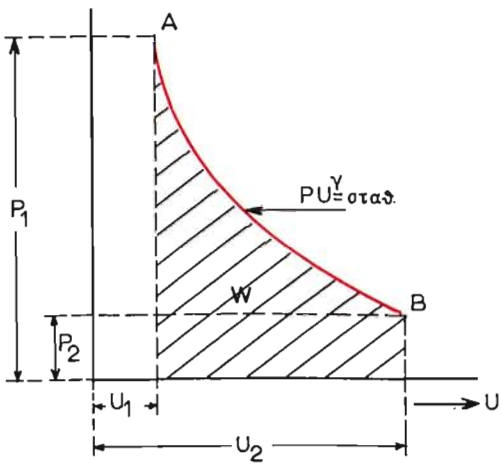
Ἄρα μὲ τὸν ὅρον ἰσοτροπικὴ ἐννοοῦμεν ἰδανικὴν ἄνευ τριβῶν (ἀναστρέψιμον) ἀδιαβατικὴν ἀλλαγήν.

Ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις δύναται νὰ πραγματοποιηθῆ εἰς μίαν μηχανήν, ἐὰν δὲν διέρχεται θερμότης μέσω τῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίν-

δρου καὶ παράγεται ἔργον, καθὼς τὸ ἀέριον ἐκτονοῦται. Ἐπειδὴ δὲν χορηγεῖται θερμότης εἰς τὸ ἀέριον, τὸ ἔργον θὰ παράγεται εἰς βάρος τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου. Ἑπομένως κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν θὰ ἔχωμεν πτῶσιν θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου, ἐνῶ κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν θὰ ἔχωμεν αὔξησιν αὐτῆς.

Ἡ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ χαράσσεται εἰς δύο ἄξονας P, U καὶ ἡ καμπύλη της ἀκολουθεῖ τὸν Νόμον $P \cdot U^{\gamma} =$ σταθ. (σχ. 4·9α), ὅπου $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, ὡς θὰ ἀποδείξωμεν ἐν συνεχείᾳ.

Διὰ νὰ πραγματοποιηθῇ μία ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ ἀπαιτεῖται εἰς τὴν πρᾶξιν μεγάλη ταχύτης τοῦ ἐμβόλου τῆς μηχανῆς, ὥστε νὰ περιορίζεται εἰς τὸ ἐλάχιστον ἡ μέσω τῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου μετάδοσις θερμότητος.



Σχ. 4·9α.

Παραγόμενον ἔργον : Ἡ ἐπιφάνεια κάτωθεν τῆς καμπύλης AB (σχ. 4·9α) παριστᾶ τὸ παραγόμενον ἔργον κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν ἀπὸ A εἰς B ἢ τὸ δαπανώμενον κατὰ τὴν συμπίεσιν ἀπὸ B ἕως A.

Μαθηματικῶς ἀποδεικνύεται (παράγρ. 4·11), ὅτι τοῦτο εἶναι :

$$\mathbf{W = \frac{P_1 \cdot U_1 - P_2 \cdot U_2}{\gamma - 1}} \qquad (53)$$

ἀλλὰ $P_1U_1 = BRT_1$ καὶ $P_2U_2 = BRT_2$· ἑπομένως καί :

$$W = \frac{BR(T_1 - T_2)}{\gamma - 1} \tag{54}$$

Ἡ ἐλάττωσις τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν θὰ εἶναι :
$-E = C_v B(T_1 - T_2)$, ἑπομένως μία ἄλλη ἰσότης τοῦ παραγομένου ἔργου θὰ εἶναι :

$$W = C_v B(T_1 - T_2) \cdot J \tag{55}$$

Ἄλλαι ἰσότητες, ποὺ ἰσχύουν κατὰ τὴν ἀδιαβατικήν.

Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἀλλαγὴν μεταβάλλεται ἡ πίεσις, ὁ ὄγκος καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου· ἑπομένως ἐνταῦθα ἰσχύει ἡ ἰσότης (27) :

$$\frac{P_1 \cdot U_1}{T_1} = \frac{P_2 \cdot U_2}{T_2} \tag{α}$$

ἔχομεν ἐπίσης

$$P_1 \cdot U_1^{\gamma} = P_2 \cdot U_2^{\gamma} \tag{β}$$

Ἐκ τῆς (α) ἔχομεν :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{U_2}{U_1} \cdot \frac{T_1}{T_2} = r \cdot \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{U_2}{U_1} = \text{βαθμὸς ἐκτονώσεως} = r \right)$$

Ἐκ τῆς (β) ἔχομεν :

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{U_2}{U_1} \right)^{\gamma} = r^{\gamma}$$

Ἑπομένως :

$$r \cdot \frac{T_1}{T_2} = r^{\gamma} \quad \text{ἢ} \quad \frac{T_1}{T_2} = r^{\gamma - 1} \tag{56}$$

Μία παρομοία ἰσότης λαμβάνεται ἐκ τῶν (α) καὶ (β) μὲ ὅρους πιέσεως, ἤτοι :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \tag{57}$$

Ἡ ἰσότης (56) ἐκφράζει ὅτι : *εἰς μίαν ἀδιαβατικὴν ἀλλαγὴν ὁ λόγος ὑψηλὴ ἀπόλυτος θερμοκρασία πρὸς χαμηλὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν ἰσοῦται μὲ τὸν βαθμὸν ἐκτονώσεως ἢ συμπιέσεως ὑψούμενον εἰς τὴν δύναμιν* $(\gamma - 1)$.

Ἀπόδειξις ὅτι $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$: Ἐφαρμόζομεν τὴν ἰσότητα (42) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας $H = \frac{W}{J} + E$.

Ἀλλὰ εἰς ἀδιαβατικὴν ἀλλαγὴν $H = 0$,

$W = \frac{BR(T_1 - T_2)}{\gamma - 1}$ καὶ $E = C_v B(T_2 - T_1)$ ἑπομένως θὰ εἶναι:

$$0 = \frac{BR(T_1 - T_2)}{(\gamma - 1)J} + C_\upsilon B(T_2 - T_1) \qquad \text{ἢ}$$

$$\frac{BR(T_2 - T_1)}{(\gamma - 1)\cdot J} = C_\upsilon B(T_2 - T_1) \qquad \text{καὶ}$$

$$\frac{R}{(\gamma - 1)J} = C_\upsilon \text{ ἀλλὰ τὸ } R = (C_p - C_\upsilon)J$$

$$\text{ἑπομένως } \frac{(C_p - C_\upsilon)J}{(\gamma - 1)J} = C_\upsilon \quad \text{καὶ} \quad \gamma = \frac{C_p}{C_\upsilon} \text{ ὅ.ἔ.δ.}$$

Παράδειγμα 1ον.

0,2 kg διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος ἐκτονοῦνται ἀδιαβατικῶς ἐντὸς κυλίνδρου μηχανῆς μὲ τὰ ἑξῆς δεδομένα: $T_1 = 1200^oK$, $T_2 = 550^oK$· τὸ K_υ τοῦ CO_2 λαμβάνεται ἴσον μὲ 7,3. Ζητεῖται τὸ παραγόμενον ἔργον ὑπὸ τοῦ CO_2 κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν αὐτὴν ἐκτόνωσιν.

Λύσις:

Ἐκ τῆς ἰσότητος (54) ἔχομεν:

$$W = \frac{BR(T_1 - T_2)}{\gamma - 1}, \text{ ὅπου } B = 0{,}2 \text{ kg}, \ T_1 = 1200^oK \text{ καὶ}$$

$T_2 = 550^oK$, εὑρίσκομεν τὸ R καὶ τὸ γ.

$$R = \frac{C}{M}\cdot 427 = \frac{1{,}986}{44} \times 427 = 19{,}25 \frac{kgm}{kg^oK}$$

$$C_\upsilon = \frac{K_\upsilon}{M} = \frac{7{,}3}{44} = 0{,}165 \text{ τὸ } C_p = \frac{K_p}{M} = \frac{7{,}3 + 1{,}968}{M} = 0{,}216$$

$$\text{καὶ } \gamma = \frac{C_p}{C_\upsilon} = \frac{0{,}216}{0{,}165} = 1{,}3.$$

$$\text{Ἑπομένως } W = \frac{0{,}2 \times 19{,}25\,(1200 - 550)}{1{,}3 - 1} = 8341{,}6 \text{ kgm.}$$

(Νὰ ἐλεγχθοῦν αἱ διαστάσεις).

Παράδειγμα 2ον.

4 ft^3 ἀερίου θερμοκρασίας 20^oC καὶ πιέσεως 14,7 lb/in^2 συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς εἰς τὸ 1/5 τοῦ ὄγκου του. Ζητεῖται: α) Τὸ βάρος τοῦ ἀερίου. β) Ἡ πίεσις καὶ θερμοκρασία εἰς τὸ τέλος τῆς ἀδιαβατικῆς συμπιέσεως. γ) Τὸ καταναλωθὲν ἔργον συμπιέσεως. δ) Ἡ θερμότης, ποὺ ἀποβάλλεται, ἐὰν τὸ ἀέριον ψυχθῆ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως καὶ μέχρι τῆς ἀρχικῆς θερμοκρασίας του 20° C. ε) Ἡ πίεσις μετὰ τὴν ψῦξιν. Δίδεται $C_p = 0{,}2404$, $C_\upsilon = 0{,}1718$.

Λύσις:

$$\text{Ἔχομεν } \gamma = \frac{C_p}{C_\upsilon} = \frac{0{,}2404}{0{,}1718} = 1{,}4.$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (47) ἔχομεν:

$$R = (C_p - C_\upsilon)\,J = (0{,}2404 - 0{,}1718)\ 1400 = 96 \text{ ftlb/lb } ^oK.$$

$$\text{α) Τὸ βάρος τοῦ ἀερίου εἶναι } B = \frac{P_1U_1}{RT_1} = \frac{14{,}7 \times 144 \times 4}{96 \times 293} = 0{,}301 \text{ lb.}$$

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

β) Ἐὰν P_1, U_1, T_1 ἡ ἀρχικὴ πίεσις, ὄγκος, θερμοκρασία καὶ P_2, U_2, T_2 αἱ τιμαὶ μετὰ τὴν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν, θὰ εἶναι $P_2U_2^{\gamma} = P_1U_1^{\gamma}$ ἢ

$$P_2 = P_1\left(\frac{U_1}{U_2}\right)^{\gamma} = 14{,}7 \times 5^{1{,}4}$$

λογ. P_2 = λογ. 14,7 + 1,4 λογ. 5 = 2,1459 καὶ $P_2 = 139{,}93\ \mathrm{lb/in^2}$.

Ἐπίσης ἐκ τῆς ἰσότητος (56) ἔχομεν $\frac{T_2}{T_1} = r^{\gamma-1}$ ἢ $T_2 = 293.5^{0,4}$ καὶ τῇ βοηθείᾳ λογαρίθμων εὑρίσκομεν $T_2 = 557{,}8^{\circ}\,K$ ἢ $t_2 = 557{,}8 - 273 = 284{,}8^{\circ}\,C$.

γ) Τὸ καταναλωθὲν ἔργον κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν 1,2 (σχ. 4.9β) εἶναι :

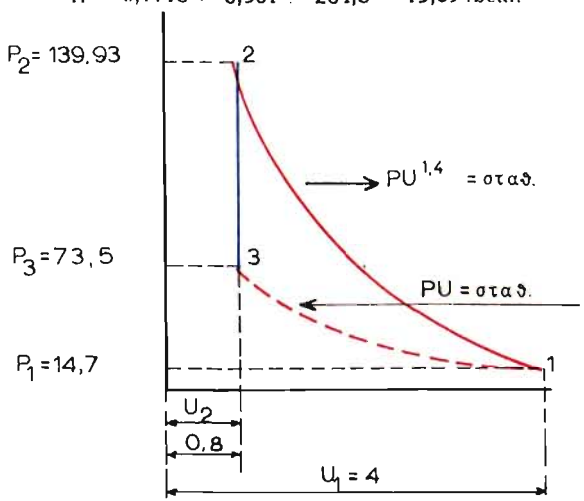
$$W = \frac{P_1U_1 - P_2U_2}{\gamma - 1} \quad \text{ἢ} \quad W = \frac{144(14{,}7 \times 4 - 139{,}93 \times 0{,}8)}{1{,}4 - 1} = -19\,132 \ \text{ftlb.}$$

Τὸ ἰσοδύναμον τοῦ ἔργου αὐτοῦ εἰς θερμότητα θὰ εἶναι καὶ ἡ αὔξησις τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου E, ἤτοι $E = \frac{19\,132}{1400} = 13{,}67$ lbcal.

Ὅταν εἶναι γνωστὸν τὸ E, ἡ τελικὴ θερμοκρασία εἰς τὸ σημεῖον 2 εὑρίσκεται ἐπίσης καὶ ἐκ τῆς σχέσεως $E = C_v B\ (t_2 - t_1)$.

δ) Ἡ θερμότης, ποὺ ἀποβάλλεται κατὰ τὴν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 2,3 ψῦξιν τοῦ ἀερίου, εἶναι :

$$H = C_v B\ (t_2 - t_3), \quad \text{ὅπου} \quad t_3 = t_1 = 20^{\circ}C \quad \text{καὶ}$$
$$H = 0{,}1718 \times 0{,}301 \times 264{,}8 = 13{,}69 \ \text{lbcal.}$$



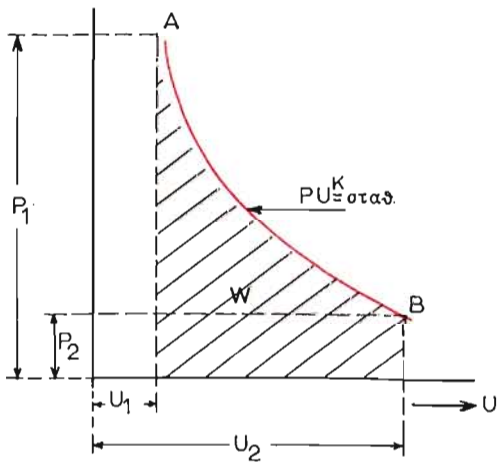
Σχ. 4·9β.

ε) Ἡ τελικὴ πίεσις P_3 μετὰ τὴν ψῦξιν εὑρίσκεται ἐκ τῆς σχέσεως $P_1 \cdot U_1 = P_3 \cdot U_3$ διότι τὰ σημεῖα 1 καὶ 3 θὰ εὑρίσκωνται ἐπὶ τῆς ἰσοθερμοκρασιακῆς καμπύλης 1,3, (ἀφοῦ $t_1 = t_3 = 20^{\circ}C$) καὶ $P_3 = \frac{14{,}7 \times 4}{0{,}8} = 73{,}5\ \mathrm{lb/in^2}$.

4·10 Πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίων.

Εἰς τοὺς δύο τύπους ἀλλαγῶν καταστάσεως, ποὺ ἐξητάσαμεν προηγουμένως, ἡ μὲν ἰσοθερμοκρασιακὴ ἀπαιτεῖ ἰδανικοὺς ὅρους ἐναλλαγῶν θερμότητος μεταξὺ τοῦ ἀερίου καὶ τοῦ περιβάλλοντος, ἐνῶ ἡ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ δὲν ἀπαιτεῖ ἐναλλαγὴν θερμότητος. Εἰς τὴν πρᾶξιν οὐδεμία τῶν ἰδανικῶν αὐτῶν ἀλλαγῶν δύναται νὰ πραγματοποιηθῇ πλήρως.

Εἰς τὰς ἐν λειτουργίᾳ μηχανὰς αἱ πραγματικαὶ ἀλλαγαὶ παρίστανται ὑπὸ καμπυλῶν, αἱ ὁποῖαι πίπτουν μεταξὺ τῶν δύο αὐτῶν ἄκρων. Μία τοιαύτη πραγματικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίου ὀνο-



Σχ. 4·10.

μάζεται *πολυτροπικὴ ἀλλαγή*, ἡ δὲ καμπύλη της ἀκολουθεῖ τὸν Νόμον $P \cdot U^K =$ σταθερόν, ὅπου ἡ σταθερὰ K ἔχει συνήθως τιμὴν μεταξὺ 1 καὶ γ. Ὅλαι αἱ ἄλλαι ἀλλαγαὶ καταστάσεως, αἱ ὁποῖαι ἐξητάσθησαν προηγουμένως, δύναται νὰ χαρακτηρισθοῦν ὡς εἰδικαὶ περιπτώσεις τῆς πολυτροπικῆς, διότι :

διὰ $K = 0$ ἔχομεν $PU^0 =$ σταθ. ἢ $P =$ σταθ.

διὰ $K = 1$ ἔχομεν $PU^1 =$ σταθ. ἢ $PU =$ σταθ.

διὰ $K = \gamma$ ἔχομεν $PU^\gamma =$ σταθ.

διὰ $K = \infty$ ἔχομεν $PU^\infty =$ σταθ. ἢ $P^{\frac{1}{\infty}} \cdot U =$ σταθ. ἢ $U =$ σταθερόν.

Ἰσότητες πολυτροπικῆς: Πολλαὶ ἰσότητες τῆς ἀδιαβατικῆς ἰσχύουν καὶ διὰ τὴν πολυτροπικήν, ἐὰν ἀντικατασταθῇ τὸ γ ὑπὸ τοῦ K. Οὕτως τὸ ἔργον :

$$W = \frac{P_1U_1 - P_2U_2}{K-1} \quad \text{ἢ} \tag{58}$$

$$W = \frac{BR\,(T_1 - T_2)}{K-1} \tag{59}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = r^{K-1} \tag{60}$$

$$\text{ἢ} \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} \tag{61}$$

Καὶ εἰς τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ἰσχύει ἡ ἰσότης (27):

$$\frac{P_1U_1}{T_1} = \frac{P_2U_2}{T_2}$$

Εἰς τὴν πολυτροπικὴν ἀλλαγὴν ἡ θερμότης, ποὺ χορηγεῖται εἰς τὸ ἀέριον H, εὑρίσκεται μέσω τῆς ἰσότητος (42) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας :

$$H = \frac{W}{J} + E \quad \text{ἢ} \quad H = \frac{P_1U_1 - P_2U_2}{(K-1)J} + C_v\,B(T_2 - T_1) \tag{62}$$

$$\text{ἢ} \quad H = \frac{BR(T_1 - T_2)}{(K-1)J} + C_v\,B(T_2 - T_1) \tag{63}$$

4·11 Εὕρεσις ἔργου πολυτροπικῆς καὶ ἰσοεντροπικῆς ἀλλαγῆς.

Ἡ πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀκολουθεῖ τὸν Νόμον $PU^K =$ σταθερὸν (σχ. 4·5).

Ἡ μαθηματικὴ ἔκφρασις τοῦ ἔργου δι' ὅλας τὰς ἀλλαγὰς καταστάσεως δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (48).

ἤτοι $W = \int_{U_1}^{U_2} PdU$. Πολλαπλασιάζομεν καὶ διαιροῦμεν διὰ U^K καί :

$W = \int_{U_1}^{U_2} PU^K \cdot \frac{dU}{U^K}$. Ἐπειδὴ τὸ PU^K εἶναι σταθερόν, θὰ εἶναι :

$$W = PU^K \int_{U_1}^{U_2} \frac{dU}{U^K} \quad \text{ἢ} \quad W = PU^K \int_{U_1}^{U_2} U^{-K} \cdot dU$$

$$\text{καὶ} \quad W = PU^K \int_{U_1}^{U_2} \frac{(1-K)\cdot U^{-K} \cdot dU}{1-K}$$

$$W = \frac{PU^K}{1-K} \int_{U_1}^{U_2} dU^{1-K} \quad \text{καὶ}$$

$$W = \frac{PU^K}{1-K}\left[U^{1-K}\right]_{U_1}^{U_2} = \frac{PU^K}{1-K}\left(U_2^{1-K} - U_1^{1-K}\right).$$

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΓΝΙΩΣΗ 1954

Ἀλλὰ $PU^K = P_1U_1^K = P_2U_2^K$. Ἑπομένως, ἐὰν πολλαπλασιάσωμεν ἀναλόγως, ἔχομεν :

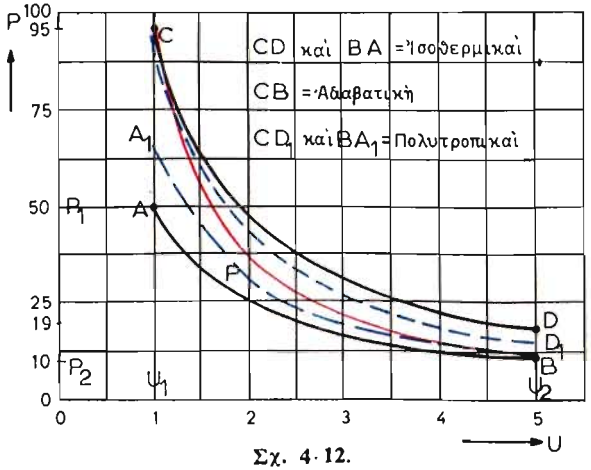
$$W = \frac{P_1U_1 - P_2U_2}{K - 1}$$, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (58).

Ἐὰν ἐπαναλάβωμεν τὰς αὐτὰς πράξεις θέτοντες τὴν τιμὴν K ἴσην μὲ γ, θὰ εὕρωμεν: $$W = \frac{P_1U_1 - P_2U_2}{\gamma - 1}$$, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (53).

4·12 Σύγκρισις ἀδιαβατικῆς, ἰσοθερμοκρασιακῆς καὶ πολυτροπικῆς καμπύλης.

Εἰς τὸ σχῆμα 4·12 ἡ καμπύλη AB παριστᾶ ἰσοθερμοκρασιακὴν (ἢ ὑπερβολικὴν) ἐκτόνωσιν ἑνὸς ἀερίου μὲ γινόμενον PU = σταθερὰ = 50.

Διὰ τὸ αὐτὸ ἀέριον ἀλλὰ μὲ διαφορετικὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν χαράσσεται παρομοία ἰσόθερμος, ἡ CD. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον δυνά-



Σχ. 4·12.

μεθα νὰ χαράξωμεν οἱονδήποτε ἀριθμὸν ἰσοθερμικῶν ἀλλαγῶν αὐξάνοντες τὴν ἐσωτερικὴν ἐνέργειάν του.

Μὲ τὸν αὐτὸν τώρα βαθμὸν ἐκτονώσεως $\frac{U_2}{U_1} = \frac{5}{1} = 5$, ἐὰν χαραχθῇ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις, αὐτὴ θὰ παρίσταται ὑπὸ τῆς καμπύλης CB.

Εἰς τὴν ἀδιαβατικὴν αὐτὴν ἐκτόνωσιν τὸ ἔργον παράγεται εἰς βάρος τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου, ἑπομένως ἡ τελικὴ πίεσις

καὶ θερμοκρασία πίπτουν κάτω τῶν ἀντιστοίχων τῆς ἰσοθέρμου ἐκτονώσεως διὰ τὴν αὐτὴν μεταβολὴν τοῦ ὄγκου. Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν BC τὸ ἔργον, ποὺ δίδεται εἰς τὸ ἀέριον, μετατρέπεται εἰς θερμότητα. Οὕτως αὐξάνεται ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τοῦ ἀερίου μὲ ἀποτέλεσμα τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας καὶ τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου. Κατὰ τὴν ἀντίστοιχον ἰσόθερμον συμπίεσιν μεταξὺ τῶν αὐτῶν ὄγκων ἀπὸ B εἰς τὸ A ἡ παραγόμενη θερμότης τῆς συμπιέσεως πρέπει νὰ ἀφαιρῆται διὰ νὰ τηρῆται ἡ θερμοκρασία σταθερά· ἑπομένως ἡ καμπύλη τῆς ἰσοθέρμου θὰ εἶναι κάτωθεν τῆς ἀδιαβατικῆς. Γενικῶς: *ἡ ἀδιαβατικὴ καμπύλη ἔχει περισσότερον ἀπότομον κλίσιν ἀπὸ τὴν ἰσοθερμοκρασιακὴν καὶ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν καὶ κατὰ τὴν συμπίεσιν.*

Ἡ πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ $PU^K = \text{σταθ.}$ $(K < \gamma)$ παρίσταται διὰ τῆς ἐστιγμένης καμπύλης CD_1 (ἐκτόνωσις) καὶ BA_1 (συμπίεσις) καὶ πλησιάζει τὴν ἰσόθερμον ἢ τὴν ἀδιαβατικὴν ἀναλόγως πρὸς τὴν τιμὴν τοῦ ἐκθέτου K.

4·13 Καθορισμὸς τῆς τιμῆς τοῦ ἐκθέτου K.

Ἐὰν αἱ ἀρχικαὶ καὶ τελικαὶ πιέσεις τῆς πολυτροπικῆς ἀλλαγῆς $P \cdot U^K = \text{σταθ.}$ εἶναι γνωσταί, ἡ τιμὴ τοῦ K εὑρίσκεται ἀπὸ τοὺς λογαρίθμους τῶν τιμῶν αὐτῶν καὶ εἶναι:

$$K = \frac{\text{λογ.}\,\dfrac{P_2}{P_1}}{\text{λογ.}\,\dfrac{U_1}{U_2}}$$

Ἔστω $P_1U_1^K = P_2U_2^K$ λαμβάνομεν τοὺς λογαρίθμους ἀμφοτέρων τῶν μελῶν τῆς ἰσότητος:

$$\text{λογ. } P_1 + K\,\text{λογ. } U_1 = \text{λογ. } P_2 + K\,\text{λογ. } U_2$$

$$K\,\text{λογ. } U_1 - K\,\text{λογ. } U_2 = \text{λογ. } P_2 - \text{λογ. } P_1$$

$$K \cdot \frac{\text{λογ. } U_1}{\text{λογ. } U_2} = \frac{\text{λογ. } P_2}{\text{λογ. } P_1}$$

$$\mathbf{K} = \frac{\text{λογ.}\,\dfrac{P_2}{P_1}}{\text{λογ.}\,\dfrac{U_1}{U_2}} \qquad (64)$$

Διὰ τὸν ἐκθέτην γ τῆς ἀδιαβατικῆς θὰ ἰσχύῃ ἡ αὐτὴ ἰσότης, ἐὰν ἀντὶ K λάβωμεν γ.

4·14 Ἐλευθέρα ἄνευ ἀντιστάσεως ἐκτόνωσις ἀερίου.

Ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ δὲν παρουσιάζει ἐνδιαφέρον εἰς τὰ ἀέρια, ἀλλὰ εἰς τοὺς ἀτμοὺς ὑπὸ τὴν ὀνομασίαν *στραγγαλισμός*.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

Κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν οὔτε δίδεται οὔτε ἀφαιρεῖται θερμότης ἀπὸ τὸ ἀέριον μέσω ἐξωτερικῆς πηγῆς, ἀλλὰ οὔτε καὶ ἔργον ἐξωτερικὸν παράγεται. Ἑπομένως ἐφαρμόζοντες τὴν ἰσότητα διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας $H = \frac{W}{J} + E$ καὶ ἀφοῦ $H = 0$ καὶ $W = 0$, θὰ ἔχωμεν καὶ:

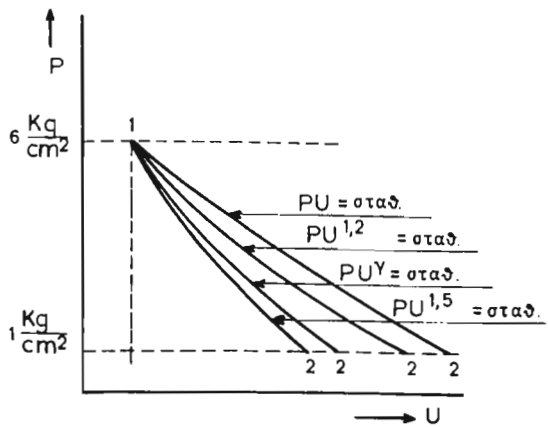
$$E = C_v B (T_2 - T_1) = 0 \quad \text{ἢ} \quad T_2 - T_1 = 0 \quad \text{ἢ} \quad T_2 = T_1.$$

Θεωρητικῶς δὲν ἔχομεν πτῶσιν θερμοκρασίας εἰς τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ἑνὸς τελείου ἀερίου.

Ἂν καὶ εἰς τὴν ἐλευθέραν, ἄνευ ἀντιστάσεως, ἀλλαγὴν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου τηρεῖται, ὡς ἐλέχθη, σταθερά, ἐν τούτοις αὐτὴ διαφέρει βασικῶς καὶ ἀπὸ τὴν ἰσόθερμον καὶ ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικήν, διότι δὲν παράγεται ἐξωτερικὸν ἔργον κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτήν.

Παράδειγμα.

1 kg ἀέρος ἐκτονοῦται ἐντὸς κυλίνδρου ἀπὸ ἀρχικὴν θερμοκρασίαν 100° C καὶ πίεσιν 6 kg/cm² ἀπόλ. εἰς πίεσιν 1 kg/cm² ἀπόλ. κατὰ τὰς ἑξῆς τέσσαρας ἀλλαγάς: α) $P \cdot U$ = σταθερόν. β) $P \cdot U^{\gamma}$ = σταθερόν, γ) $P \cdot U^{1,2}$ = σταθερόν. δ) $P \cdot U^{1,5}$ = σταθερὸν (σχ. 4·14). Ζητεῖται δι' ἑκάστην ἀλλαγὴν ἡ παράστασις αὐτῆς εἰς



Σχ. 4·14.

ἄξονας P,U, τὸ παραγόμενον ἔργον, ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀέρος καὶ ἡ θερμότης, ποὺ χορηγεῖται. Ποῖα συμπεράσματα ἐξάγονται ἐκ τῶν ἀποτελεσμάτων; (Διὰ τὸν ἀέρα R = 29,2 kgm/kg °K, C_v = 0,17 καὶ γ = 1,4).

Λύσις:

α) Ἐκ τῆς ἰσότητος (51) ἔχομεν:

$$W = BRT_1 \ln \frac{U_2}{U_1} = BRT_1 \ln \frac{P_1}{P_2} = 29{,}2 \times 373 \times 1{,}79 = 19\,495{,}9 \text{ kgm}.$$

$$H = \frac{W}{J} = \frac{19\,495{,}9}{427} = 45{,}6 \text{ kcal}. \quad \text{Τὸ } E = 0.$$

β) Ἐκ τῆς ἰσότητος (57) ἔχομεν:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 6^{\frac{1,4-1}{1,4}} \quad \text{ἢ} \quad \frac{T_1}{T_2} = 1,7 \quad \text{καὶ}$$

$$T_2 = \frac{T_1}{1,7} = \frac{373}{1,7} = 219^0\ K$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (54)

$$W = \frac{BR(T_1 - T_2)}{\gamma - 1} = \frac{29,2\,(373-219)}{0,4} = 11\,242\ \text{kgm} \quad \text{ἢ}$$

$$W = \frac{11\,242}{427} = 26,2\ \text{kcal} \quad \text{τὸ}\ H = 0.$$

$$E = C_v\, B(T_2 - T_1) = 0,17\,(219-373) = -26,2\ \text{kcal}.$$

γ) $$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}} = 6^{\frac{1,2-1}{1,2}} \quad \text{ἢ}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = 1,35 \ \text{καὶ}\ T_2 = \frac{373}{1,35} = 276^0\ K$$

$$W = \frac{BR\,(T_1 - T_2)}{K-1} = \frac{29,2\,(373-276)}{0,2} = 14\,162\ \text{kgm}$$

$$E = 0,17\,(276-373) = -16,49\ \text{kcal}$$

$$H = \frac{W}{J} + E = \frac{14\,162}{427} - 16,49 \quad \text{καὶ}$$

$$H = 33,16 - 16,49 = 13,67\ \text{kcal}.$$

δ) $$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1,5-1}{1,5}} = 6^{\frac{1,5-1}{1,5}} \quad \text{καὶ}\ T_2 = 205^0\ K$$

$$W = \frac{29,2\,(373-205)}{0,5} = 9811,2\ \text{kgm}$$

$$E = 0,17\,(205-373) = -28,56\ \text{kcal}$$

$$H = \frac{W}{J} + E = \frac{9811,2}{427} - 28,56 \quad \text{καὶ}$$

$$H = 22,98 - 28,56 = -5,58\ \text{kcal}.$$

Συμπέρασμα: Εἰς τὴν περίπτωσιν α) (ἰσόθερμον) ἔχομεν τὸ μεγαλύτερον ποσὸν παραγομένου ἔργου. Πρέπει ὅμως νὰ χορηγῆται εἰς τὸ ἀέριον ποσὸν θερμότητος ἴσον μὲ τὸ παραγόμενον ἔργον.

Εἰς τὴν περίπτωσιν β) (ἀδιαβατικὴν) τὸ ἔργον προέρχεται μόνον ἀπὸ τὴν ἐσωτερικὴν ἐνέργειαν τοῦ ἀερίου. Ὡς ἐκ τούτου ἡ ἐκτόνωσις αὐτὴ εἶναι ἡ πλέον συμφέρουσα διὰ μίαν μηχανήν.

Εἰς τὴν περίπτωσιν γ) (πολυτροπικὴν $K < \gamma$) τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι μεγαλύτερον τῆς μεταβολῆς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου. Ἑπομένως τὸ ἀέριον λαμβάνει θερμότητα ἀπὸ τὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου ἢ ἐξ ἄλλης πηγῆς καθὼς ἐκτονοῦται.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

Εἰς τὴν περίπτωσιν δ) (πολυτροπικὴν $K > \gamma$) τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι μικρότερον τῆς μεταβολῆς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου, ἐπομένως κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν θερμότης ἀποβάλλεται ἐκ τοῦ ἀερίου πρὸς τὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου.

4·15 Ἀσκήσεις.

1) Ὁ ὄγκος καὶ ἡ θερμοκρασία ἑνὸς ἀερίου εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς ἐκτονώσεως εἶναι 0,2 ft^3 καὶ 360°F ἀντιστοίχως καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως εἶναι 0,85 ft^3 καὶ 72°F. Ἐὰν ἡ ἐκτόνωσις ἀκολουθῇ τὸν Νόμον $P \cdot U^K =$ σταθερόν, ζητεῖται ἡ τιμὴ τοῦ K.
(*Ἀπ.:* K = 1,29)

2) Ὁ βαθμὸς συμπιέσεως μιᾶς βενζινομηχανῆς εἶναι 8,6 πρὸς 1. Εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς συμπιέσεως ἡ πίεσις εἶναι 14 lb/in^2 ἀπολ. καὶ ἡ θερμοκρασία 82°F. Ἐὰν ἡ συμπίεσις ἀκολουθῇ τὸν νόμον $P \cdot U^{1,36} =$ σταθ., ζητεῖται ἡ πίεσις καὶ ἡ θερμοκρασία εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως. (*Ἀπ.:* 261,2 lb/in^2, 716° F)

3) Βάρος 0,1 lb ἀερίου ἔχει ὄγκον 0,5 ft^3 καὶ ἐκτονοῦται ἐντὸς κυλίνδρου μηχανῆς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 150 lb/in^2 μέχρις ὄγκου 1 ft^3. Ἐν συνεχείᾳ τὸ ἀέριον ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου μέχρις ὄγκου 5 ft^3. Ἐάν :

$$C_p = 198 \text{ ftlb/lb } ^0\text{F} \quad \text{καὶ} \quad C_U = 144 \text{ ftlb/lb } ^0\text{F}$$

ζητεῖται : α) Ἡ χάραξις τῶν μεταβολῶν αὐτῶν εἰς ἄξονας P,U. β) Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου εἰς τὸ τέλος τῆς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἐκτονώσεως, τὸ χορηγηθὲν ποσὸν θερμότητος καὶ τὸ παραχθὲν ἔργον. γ) Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου εἰς τὸ τέλος τῆς ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως καὶ τὸ παραχθὲν ἔργον.
(*Ἀπ.:* 3540° F, 50,9 BTU, 10 800 ftlb, 1728°F, 26 093 ftlb)

4) Ὄγκος 3 ft^3 ὑδρογόνου πιέσεως 15 lb/in^2 ἀπολύτου, θερμοκρασίας 18°C συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς εἰς πίεσιν 200 lb/in^2 ἀπόλ. Ἐν συνεχείᾳ τὸ ὑδρογόνον ἐκτονοῦται ἰσοθερμικῶς μέχρι τοῦ ἀρχικοῦ ὄγκου του 3 ft^3. Ζητεῖται : α) Ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου μετὰ τὴν ἰσόθερμον ἐκτόνωσιν. β) Τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος κατὰ τὴν ἰσόθερμον ἐκτόνωσιν. γ) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ πρέπει νὰ ἀφαιρεθῇ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἀπὸ τὸ ὑδρογόνον μετὰ τὴν ἐκτόνωσιν, ὥστε ἡ πίεσίς του νὰ κατέλθῃ εἰς τὴν ἀρχικὴν 15 lb/in^2. δ) Ἡ παράστασις τῶν μεταβολῶν αὐτῶν εἰς ἄξονας P, U.
(*Ἀπ.:* α = 31,75 lb/in^2 ἀπόλ. β = 18,03 lbcal γ = 12,68 lbcal)

[Προσοχὴ διὰ τὰς ἀπαντήσεις α) καὶ γ) ὑπάρχουν δύο τρόποι λύσεως, νὰ χρησιμοποιηθοῦν ἀμφότεροι].

5) Ἐὰν ἓν ἀέριον ἐκτονοῦται ὑπερβολικῶς, τότε θὰ δώσῃ περισσότερον ἔργον, ὅταν τοῦ χορηγηθοῦν :

2000 BTU ἀνὰ lb ἢ 1000 lbcal ἀνὰ lb ἢ 500 kcal ἀνὰ kg;
(*Ἀπ.:* Ἐὰν τοῦ χορηγηθοῦν 2000 BTU ἀνὰ lb)

ΔΡΥΑΝΑ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 5

ΘΕΡΜΙΚΟΙ ΚΥΚΛΟΙ

5·1 Γενικά.

Διὰ νὰ λειτουργήση μία μηχανή, ποὺ θὰ μετατρέπη συνεχῶς τὴν θερμικὴν εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν, εἶναι βασικῶς ἀπαραίτητον νὰ ἀποκαθίσταται περιοδικῶς εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του τὸ ἐργαζόμενον θερμοδυναμικὸν μέσον (π.χ. ἀέριον ἢ ἀτμός).

Τὸ ἐργαζόμενον μέσον (ἀέριον ἢ ἀτμὸς) ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου μιᾶς μηχανῆς ὑφίσταται σειρὰν ἀλλαγῶν καταστάσεων, ποὺ ἀποτελοῦν ἓν κλειστὸν κύκλωμα, εἰς τὸ τέλος τοῦ ὁποίου τὸ ἀέριον ἔχει ἐπανέλθει εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του καὶ τὸ κύκλωμα ἐπαναλαμβάνεται.

Ἐὰν ἀντὶ τῶν ἀλλαγῶν αὐτῶν ἐπραγματοποιεῖτο μία μόνον ἀλλαγή, οὐδὲν θετικὸν ἔργον θὰ παρεῖχεν ἡ μηχανή. Τοῦτο καθίσταται φανερόν, ἐὰν ὡς παράδειγμα λάβωμεν τὴν ἰσοθερμοκρασιακὴν ἐκτόνωσιν ἑνὸς ἀερίου (παράγρ. 4·6), κατὰ τὴν ὁποίαν ὁλόκληρον τὸ ποσὸν τῆς χορηγουμένης θερμότητος μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον. Συγχρόνως ὅμως τὸ ἀέριον ἐκτονοῦται ἀπὸ ὑψηλὴν εἰς χαμηλὴν πίεσιν. Διὰ νὰ ἐπανέλθη τὸ ἀέριον εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του (P,U, T), θὰ ἀπαιτηθῆ κατανάλωσις μηχανικοῦ ἔργου ἐπὶ τοῦ ἀερίου, καὶ τὸ τελικὸν κέρδος θὰ εἶναι μηδέν.

Τὸ κλειστὸν κύκλωμα λειτουργίας ἢ ὁ κύκλος μιᾶς μηχανῆς ὀνομάζεται *θερμοδυναμικὸς* ἢ *θερμικὸς κύκλος μηχανῆς*. Ὁ τύπος μιᾶς μηχανῆς ἔχει σχέσιν μὲ τὸν τύπον τοῦ θερμικοῦ κύκλου της. Ἡ ἀνάπτυξις ἑνὸς θερμικοῦ κύκλου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τοὺς κάτωθι βασικοὺς παράγοντας :

α) Ἓν θερμοδυναμικὸν ἐργαζόμενον μέσον.

β) Μίαν μηχανήν.

γ) Μίαν ὑψηλῆς θερμοκρασίας πηγὴν θερμικῆς ἐνεργείας.

δ) Μίαν χαμηλῆς θερμοκρασίας δεξαμενὴν - συλλέκτην θερμικῆς ἐνεργείας.

ε) Μίαν ἀντλίαν.

στ) Ἐὰν ὁ θερμικὸς κύκλος εἶναι κλειστὸς ἢ ἀνοικτός.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

Τὸ ἐργαζόμενον θερμοδυναμικὸν μέσον δύναται νὰ εἶναι ὑγρόν, ἀτμὸς ἢ ἀέριον καὶ εἶναι ὁ φορεὺς τῆς ἐνεργείας εἰς ὁλόκληρον τὸν κύκλον.

Αἱ ἐγκαταστάσεις ὑδρατμοῦ π.χ. ἔχουν ὕδωρ ὡς ἐργαζόμενον μέσον, ἐνῶ αἱ μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως ἔχουν βασικῶς ἀέρα.

Ἡ *μηχανὴ* εἶναι ἓν σύνολον ἐξαρτημάτων, ποὺ μετατρέπει τὴν θερμικὴν ἐνέργειαν εἰς μηχανικήν· ἡ μηχανὴ δύναται νὰ εἶναι *παλινδρομικὴ* (ἀτμομηχανὴ ἢ μηχανὴ ἐσωτερικῆς καύσεως) ἢ *περιστροφικὴ* (ἀτμοστρόβιλος ἢ ἀεριοστρόβιλος).

Ἡ *πηγὴ θερμικῆς ἐνεργείας* εὑρισκομένη εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν, ὅπως π.χ. τὰ παράγωγα καύσεως ἐντὸς τῆς ἑστίας λέβητος, τροφοδοτεῖ μὲ ἐνέργειαν (ὑπὸ μορφὴν θερμότητος) τὸ ἐργαζόμενον θερμοδυναμικὸν μέσον.

Ἡ *δεξαμενὴ-συλλέκτης* δέχεται ἐνέργειαν (ὑπὸ μορφὴν θερμότητος) ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον θερμοδυναμικὸν μέσον καὶ εἶναι ἡ ἀτμόσφαιρα διὰ τὰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως ἢ ἡ θάλασσα διὰ τὰ ἀτμοκίνητα πλοῖα.

Ἡ *ἀντλία* χρησιμεύει διὰ νὰ μετακινῇ τὸ ἐργαζόμενον μέσον ἀπὸ τὴν χαμηλὴν πίεσιν τῆς ἐγκαταστάσεως εἰς τὴν ὑψηλήν. Ἡ ἀντλία εἶναι βασικώτατον ἐξάρτημα κυρίως εἰς τὰς περιστρεφομένας μηχανάς, ὅπως π.χ. οἱ ἀτμοστρόβιλοι, ἐντὸς τῶν ὁποίων ὁ ἀτμὸς ἐκτονοῦται ἀπὸ ὑψηλὴν εἰς χαμηλὴν πίεσιν, ὁπότε ἡ ἀντλία εἶναι ἀπαραίτητος διὰ νὰ ἐπαναφέρῃ τὸ ἐργαζόμενον μέσον (ὡς ὕδωρ πλέον) εἰς τὴν ὑψηλὴν πίεσιν.

Εἰς τὰς παλινδρομικὰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως, ἐπειδὴ ὅλος ὁ κύκλος πραγματοποιεῖται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου, αἱ ἴδιαι αἱ μηχαναὶ δροῦν καὶ ὡς ἀντλίαι. Εἰς τὰς μηχανὰς ἑπομένως αὐτὰς ἡ ἀντλία· ὡς βασικὴ προϋπόθεσις τοῦ κύκλου δὲν ὑπάρχει.

Ἀνοικτὸς κύκλος· ὑπὸ τὴν ὀνομασίαν αὐτὴν εἰς τὴν Θερμοδυναμικὴν ἐννοεῖται ὁ κύκλος, εἰς τὸν ὁποῖον ἡ ἀτμόσφαιρα χρησιμοποιεῖται διὰ νὰ συμπληρωθῇ ἤ, ὅπως ἄλλως λέγομεν διὰ νὰ κλείσῃ ὁ κύκλος. Οὕτω π.χ. εἰς μίαν μηχανὴν ἐσωτερικῆς καύσεως, εἰς τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ διὰ τὴν καῦσιν, τὰ καυσαέρια ἐπιστρέφουν πάλιν εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν, ὅπου καὶ κλείει ὁ κύκλος.

Κλειστὸς κύκλος εἶναι ἐκεῖνος, εἰς τὸν ὁποῖον τὸ ἐργαζόμενον μέσον οὐδέποτε ἐγκαταλείπει τὸ σύστημα (ἐκτὸς τῶν ἀναποφεύκτων διαρροῶν), ὅπως π.χ. συμβαίνει εἰς μίαν ἐγκατάστασιν ἀτμοῦ εἰς πλοῖον.

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Οἱ θεωρητικοὶ θερμικοὶ κύκλοι τῶν μηχανῶν ἐσωτερικῆς καύσεως ὑπολογίζονται ἐπίσης ὡς *κλειστοί*.

5·2 Ἰδανικὴ ἀπόδοσις θερμικοῦ κύκλου.

Κατὰ τὴν ἀνάπτυξιν τοῦ κύκλου μιᾶς θερμικῆς ἐγκαταστάσεως τὸ ἐργαζόμενον μέσον λαμβάνει εἰς μίαν ὡρισμένην φάσιν ἓν ποσὸν θερμότητος. Μέρος τῆς θερμότητος αὐτῆς μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον ἐντὸς τῆς μηχανῆς, ἐνῶ τὸ ὑπόλοιπον ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον εἰς τὴν δεξαμενὴν - συλλέκτην (ἀτμόσφαιραν ἢ θάλασσαν) καὶ οὕτω κλείει ὁ θερμικὸς κύκλος, δηλαδὴ τὸ ἐργαζόμενον μέσον ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του καὶ ὁ κύκλος ἐπαναλαμβάνεται.

Ἐὰν δεχθῶμεν ὅτι οὐδεμία ἀπώλεια θερμικὴ ὑπάρχει κατὰ τὴν πραγματοποίησιν ἑνὸς θερμικοῦ κύκλου καὶ ἐάν:

H_1 εἶναι τὸ χορηγηθὲν εἰς τὸ ἐργαζόμενον μέσον ποσὸν θερμότητος καὶ H_2 ἡ ἀποβληθεῖσα ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον θερμότης, τότε ἡ διαφορὰ $H_1 - H_2$ θὰ εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον ἢ $W = H_1 - H_2$ (εἰς μονάδας θερμότητος). Ἡ ἀπόδοσις η_θ τῆς ἐγκαταστάσεως ἀνὰ κύκλον λειτουργίας θὰ εἶναι ὁ λόγος:

$$\eta_\theta = \frac{\text{λαμβανόμενον ἔργον}}{\text{δαπανηθεῖσα θερμότης}} \quad \text{ἢ}$$

$$\eta_\theta = \frac{\text{χορηγηθεῖσα θερμότης} - \text{ἀποβληθεῖσα θερμότης}}{\text{χορηγηθεῖσα θερμότης}} \quad \text{ἢ}$$

$$\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1} \qquad (65)$$

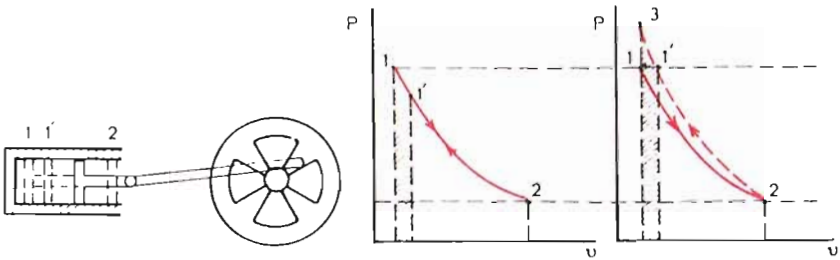
Ἡ ἰσότης (65) εἶναι ἡ γενικὴ ἰσότης, διὰ τῆς ὁποίας ὑπολογίζεται ἡ ἰδανικὴ θερμικὴ ἀπόδοσις οἱουδήποτε θερμικοῦ κύκλου.

5·3 Θερμοδυναμικὴ ἀναστρεψιμότης.

Εἰς τὴν παράγραφον 4·1 ἀνεφέρθη ὅτι μὲ τὸν ὅρον *ἀναστρέψιμον* ἐννοοῦμεν μίαν ἰδανικὴν θερμοδυναμικὴν λειτουργίαν. Ἡ λειτουργία αὐτή, ὡς ἰδανική, θὰ εἶχεν ὡς ἀποτέλεσμα τὴν καλυτέραν ἀπόδοσιν τῆς μηχανῆς, ἐὰν βεβαίως ἠδύνατο νὰ πραγματοποιηθῆ. Ἐὰν ἀποδειχθῆ ὅτι μία ἰδανικὴ μηχανὴ δὲν δύναται νὰ ἔχη ἀπόδοσιν 100%, τότε ἀκόμη περισσότερον δὲν θὰ δύναται νὰ ἔχη τὴν ἀπόδοσιν αὐτὴν μία

πραγματικὴ μηχανή, ἡ ὁποία, ὡς εἶναι αὐτονόητον, θὰ ἔχῃ ἀπόδοσιν μικροτέραν τῆς ἰδανικῆς.

Τὴν ἀναστρεψιμότητα δυνάμεθα νὰ κατατάξωμεν εἰς δύο κατηγορίας : *μηχανικὴν* καὶ *θερμικήν*.



Σχ. 5·3 α. Σχ. 5·3 β. Σχ. 5·3 γ.

Μηχανικὴ ἀναστρεψιμότης.

Ἔστω ὅτι τὸ σχῆμα 5·3 α παριστᾶ κύλινδρον μηχανῆς, τῆς ὁποίας τὸ ἔμβολον μὲ κατάλληλον μηχανισμὸν συνδέεται μὲ ἕνα σφόνδυλον.

Ἐὰν δὲν ὑπάρχουν τριβαὶ εἰς τὰ κινούμενα μέρη τῆς μηχανῆς, τότε ὅλον τὸν ἔργον ἀπὸ 1 εἰς 2 (σχ. 5·3β) τῆς ἐκτονώσεως τοῦ ἀερίου ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου θὰ ἀποθηκεύεται ὡς κινητικὴ ἐνέργεια εἰς τὸν σφόνδυλον κατὰ τὴν πρὸς τὰ δεξιὰ κίνησιν τοῦ ἐμβόλου.

Κατὰ τὴν ἀναστροφὴν τῆς πορείας τοῦ ἐμβόλου πρὸς τὰ ἀριστερά, ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ σφονδύλου ἐπιστρέφει εἰς τὸ ἀέριον, ὁπότε καὶ ὁ μηχανισμὸς καὶ τὸ ἀέριον ἀκολουθοῦν τὸν αὐτὸν δρόμον ἐπιστροφῆς καὶ καταλήγουν εἰς τὸ ἀρχικὸν σημεῖον, ἀπὸ τὸ ὁποῖον καὶ ἐξεκίνησαν (σημεῖον 1, σχ. 5·3 α καὶ 5·3β).

Τοῦτο εἶναι τυπικὸν παράδειγμα τῆς λεγομένης ἐξωτερικῆς ἀναστρεψιμότητος.

Ἐὰν ὅμως ὑπάρχουν τριβαὶ εἰς τὸν μηχανισμόν, τότε μέρος τῆς ἐνεργείας, ἡ ὁποία ἔπρεπε νὰ μεταβληθῇ εἰς μηχανικὸν ἔργον, θὰ μεταβάλλεται εἰς ἄχρηστον θερμότητα. Ἡ θερμότης αὐτὴ μεταδίδεται εἰς τὸ περιβάλλον ἢ ἀποθηκεύεται εἰς τὸ μεταλλικὸν ὑλικὸν τοῦ μηχανισμοῦ. Τώρα ἡ ἐν ἀποθηκεύσει κινητικὴ ἐνέργεια εἰς τὸν σφόνδυλον εἶναι μικροτέρα ἀπὸ ὅ,τι ἦτο προηγουμένως. Ἑπομένως κατὰ τὴν ἀναστροφὴν πορείας οὔτε τὸ ἔμβολον οὔτε τὸ ἀέριον θὰ καταλήξουν εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν των 1, ἀλλὰ θὰ φθάσουν χαμηλότερα, ἔστω

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

εἰς τὸ 1', καίτοι ἀκολουθεῖται ὁ αὐτὸς δρόμος ἐπιστροφῆς ἀπὸ τὸ 2 πρὸς τὸ 1 (σχ. 5·3β).

Λόγω ἑπομένως τῶν τριβῶν τοῦ μηχανισμοῦ ἡ ἀναστρεψιμότης δὲν πραγματοποιεῖται. Διὰ νὰ συμπληρωθῆ ἡ λειτουργία, πρέπει νὰ προστεθῆ ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγὴν ἡ ἐπὶ πλέον ἀπαιτουμένη ἐνέργεια. Κάτι δηλαδὴ πρέπει νὰ ἀλλάξη ἐξωτερικῶς τοῦ συστήματος.

Ἔστω τώρα ὅτι ὁ μηχανισμὸς εἶναι ἄνευ τριβῶν, δηλαδὴ τὸ μὲν σύστημα εἶναι ἐξωτερικῶς ἀναστρέψιμον, ἀλλὰ ὑπάρχουν τριβαὶ εἰς τὸ ἀέριον, καθὼς συμπιέζεται ἀπὸ 2 εἰς 1. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι φανερὸν ὅτι κατὰ τὴν συμπίεσιν τὸ ἀέριον ἐκτὸς τῆς ἐνεργείας, ποὺ θὰ ἀποθηκεύη λόγω τοῦ ἔργου συμπιέσεως, θὰ θερμαίνεται ἐπίσης λόγω τῶν τριβῶν. Τότε καὶ ὁ δρόμος ἐπιστροφῆς εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν μεταβάλλεται ἀπὸ 2-1 εἰς 2-1' ἢ 2-3 (σχ. 5·3γ) καὶ τὸ ἀέριον δὲν ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του 1, ὁπότε πάλιν δὲν πραγματοποιεῖται ἡ ἀναστρεψιμότης.

Ἐὰν τὸ ἀέριον φθάση εἰς τὴν κατάστασιν 1' ἀντὶ τῆς 1, τότε καὶ ὁ μηχανισμὸς δὲν ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν του.

Διὰ νὰ καταλάβη τὸ ἀέριον τὸν αὐτὸν ἀρχικὸν ὄγκον (σημεῖον 3), ὁπότε ὁ μηχανισμὸς ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν θέσιν του, πρέπει νὰ δοθῆ εἰς τὸν μηχανισμὸν ἐπὶ πλέον ποσὸν ἐνεργείας, ὥστε, ἀντὶ τῆς πιέσεως τοῦ σημείου 1, νὰ δυνηθῆ νὰ ἀναβιβάζη τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου εἰς τὴν ἀντίστοιχον τοῦ 3. Ὡς συμπέρασμα τῶν ἀνωτέρω προκύπτει ὅτι: *Ἀναστρεψιμότης σημαίνει ἐπιστροφὴ εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν διὰ τῆς αὐτῆς ἀρχικῆς ὁδοῦ, χωρὶς τίποτε νὰ ἀλλάξη ἐξωτερικῶς τοῦ συστήματος. Μὴ ἀναστρεψιμότης* ἐξ ἄλλου *σημαίνει ἐλάττωσιν τοῦ χρησίμου ἔργου*, ὡς τοῦτο δεικνύεται εἰς τὸ γραμμοσκιασμένον τμῆμα τῶν σχημάτων 5·3β καὶ 5·3γ.

Θερμικὴ ἀναστρεψιμότης.

Διὰ νὰ εἶναι ἓν φαινόμενον θερμικῶς ἀναστρέψιμον θὰ πρέπει νὰ ἰσχύη ἡ αὐτὴ ὡς προηγουμένως ἀρχή, δηλαδὴ *ἐπαναφορὰ τοῦ θερμανθέντος ἀερίου εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του, ἄνευ οὐδεμιᾶς μεταβολῆς τοῦ συστήματος, ποὺ περιβάλλει τὸ θερμοδυναμικὸν μέσον (ἀέριον).*

Ἑπομένως διὰ νὰ ὑπάρχη θερμικὴ ἀναστρεψιμότης θὰ πρέπει τὸ θερμαῖνον σῶμα καὶ τὸ θερμαινόμενον ἀέριον νὰ ἔχουν εἰς οἱανδήποτε στιγμὴν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμαίνοντος σώματος εἶναι μεγαλυτέρα

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΙΟΥ 1954

ἀπὸ τὴν τοῦ θερμαινομένου ἀερίου, τότε θερμότης μεταφέρεται ἀπὸ τὸ πρῶτον εἰς τὸ δεύτερον. Ὅταν ὅμως ἀναστραφῆ ἡ λειτουργία, θερμότης θὰ πρέπει νὰ ἐπιστραφῆ ἀπὸ τὸ ἀέριον εἰς τὸ θερμὸν σῶμα, πρᾶγμα τὸ ὁποῖον εἶναι ἀδύνατον, διότι τοῦτο εὑρίσκεται εἰς ὑψηλοτέραν θερμοκρασίαν.

Ἐφ' ὅσον ἀφαιρεθῆ τὸ θερμὸν σῶμα καὶ εἰς τὴν θέσιν του τοποθετηθῆ ψυχρὸν μικροτέρας θερμοκρασίας τῆς τοῦ ἀερίου, τότε θερμότης θὰ μεταφερθῆ ἀπὸ τὸ δεύτερον εἰς τὸ πρῶτον. Ἡ ἀλλαγὴ ὅμως εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δὲν θὰ εἶναι ἀναστρέψιμος, διότι ἐπῆλθε μεταβολὴ (ἀπὸ θερμὸν εἰς ψυχρὸν σῶμα) εἰς τὸ σύστημα, ποὺ περιβάλλει τὸ θερμοδυναμικὸν μέσον.

Διὰ νὰ τηρῆται ἐπίσης ὁ ὅρος τῆς θερμικῆς ἀναστρεψιμότητος πρέπει τὸ ἀέριον νὰ συμπιέζεται καὶ νὰ ἐκτονοῦται ἄνευ ἐσωτερικῶν τριβῶν. Ἐκ τῶν ἀνωτέρω καθίσταται φανερὸν ὅτι : *ἡ ἰδανικὴ ἢ ἀναστρέψιμος ἀλλαγὴ εἶναι καθαρῶς ὑποθετική, διότι, διὰ νὰ πραγματοποιηθῆ, ἀπαιτεῖται ἔλλειψις παντελῶς «τριβῶν» εἰς τὸ σύστημα καὶ δὲν πρέπει νὰ ὑπάρχη διαφορὰ θερμοκρασίας μεταξὺ θερμαίνοντος καὶ θερμαινομένου σώματος.*

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω συμπεραίνεται ὅτι ἰδανικὴ ἢ ἀναστρέψιμος ἀλλαγὴ δὲν δύναται νὰ πραγματοποιηθῆ εἰς τὴν πρᾶξιν.

5·4 Ἀναστρεψιμότης καὶ θερμοδυναμικαὶ ἀλλαγαὶ καταστάσεως.

Ἂς ἐξετάσωμεν ἑκάστην θερμοδυναμικὴν ἀλλαγήν, διὰ νὰ ἴδωμεν πῶς δυνάμεθα νὰ τὴν πλησιάσωμεν πρὸς τὴν ἀναστρέψιμον.

α) *Ἀδιαβατική*. Εἰς αὐτὴν δὲν ὑπάρχει μεταφορὰ θερμότητος ἀπὸ ἢ εἰς ἐξωτερικὴν πηγὴν ἐκ τοῦ ἐργαζομένου μέσου, ἑπομένως, ἐὰν δὲν ὑπάρχουν ἐσωτερικαὶ τριβαί, ἡ ἀλλαγὴ θὰ εἶναι θερμοδυναμικῶς ἀναστρέψιμος.

β) *Ἰσόθερμος*. Κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ἡ μεταφορὰ θερμότητος ἀπὸ τὴν θερμὴν πηγὴν εἰς τὸ ἐργαζόμενον μέσον γίνεται ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν. Ἐὰν δεχθῶμεν ὅτι καὶ ἡ θερμαίνουσα πηγὴ καὶ τὸ θερμαινόμενον μέσον ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ εἶναι θεωρητικῶς ἀναστρέψιμος.

γ) *Σταθερὰ πίεσις, Σταθερὸς ὄγκος. Πολυτροπική*. Οὐδεμία ἀπὸ τὰς ἀλλαγὰς αὐτὰς εἶναι ἀναστρέψιμος. Δύναται ὅμως νὰ πλησιάσουν τὴν ἀναστρέψιμον, ἐὰν δὲν ὑπάρχουν ἐσωτερικαὶ τριβαὶ εἰς τὸ ἐργαζό-

ΔΡΥΣΑ ΣΥΓΓΙΟΥ 1954

μενον μέσον καὶ ἐὰν ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας μεταξὺ θερμῆς πηγῆς καὶ θερμαινομένου μέσου εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν μικροτέρα.

Εἰς τὴν πρᾶξιν καταβάλλεται πάντοτε προσπάθεια, ὅπως τὸ θερμαινόμενον ἀέριον εὑρίσκεται εἰς τὴν ὑψηλοτέραν δυνατὴν θερμοκρασίαν, ὅταν λσμβάνη τὴν θερμότητα καὶ εἰς τὴν χαμηλοτέραν δυνατήν, ὅταν ἀποβάλλη θερμότητα.

δ) *Ἐλευθέρα ἄνευ ἀντιστάσεως ἀλλαγὴ ἢ στραγγαλισμός.* Ἡ ἀλλαγὴ αὐτή, ἡ ὁποία κυρίως χαρακτηρίζεται ἀπὸ τριβάς, οὔτε εἶναι, οὔτε δύναται ὑπὸ οἱασδήποτε συνθήκας νὰ γίνη ἀναστρέψιμος. Οὐδέποτε δηλαδὴ ἀέριον ἢ ἀτμὸς δύναται νὰ ἐπανέλθη εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του διὰ στραγγαλισμοῦ.

Ἡ ἐντροπία ἑνὸς συστήματος (Κεφάλ. 7), ποὺ ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀναστρεψίμους ἀλλαγάς, δὲν μεταβάλλεται, ἐνῶ ἡ ἐντροπία συστήματος μὲ μὴ ἀναστρεψίμους ἀλλαγὰς καταστάσεως αὐξάνει. Τοῦτο ἐπηρεάζει τὴν ἀπόδοσιν τοῦ συστήματος, ὡς θὰ ἐξηγηθῇ βραδύτερον.

Εἷς θεωρητικὸς θερμικὸς κύκλος μὲ ἀναστρεψίμους ἀλλαγὰς καταστάσεως εἶναι ὁ κύκλος τοῦ Carnot.

5·5 Κύκλος τοῦ Carnot.

Ὁ κύκλος αὐτὸς ἐπενοήθη ὑπὸ τοῦ Carnot τὸ ἔτος 1824.

Ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀναστρεψίμους ἀλλαγὰς καταστάσεως καὶ ὡς ἐκ τούτου ἔχει τὴν μεγίστην δυνατὴν θερμικὴν ἀπόδοσιν ἀπὸ οἱονδήποτε ἄλλον κύκλον.

Ὁ κύκλος ἀρχίζει ἀπὸ τὸ σημεῖον α (σχ. 5·5). Ὁ κύλινδρος περιέχει ποσότητα ἀέρος ἀπολύτου θερμοκρασίας T_1, πιέσεως P_1 καὶ ὄγκου U_1. Μία πηγὴ θερμότητος καὶ θερμοκρασίας T_1 τοποθετεῖται εἰς τὸ ἄκρον τοῦ κυλίνδρου καὶ ὁ ἀὴρ ἐκτονοῦται ἰσοθερμικῶς κατὰ τὴν ab, ἐνῶ συγχρόνως θερμότης ρέει ἀπὸ τὸ θερμὸν σῶμα εἰς τὸν ἀέρα.

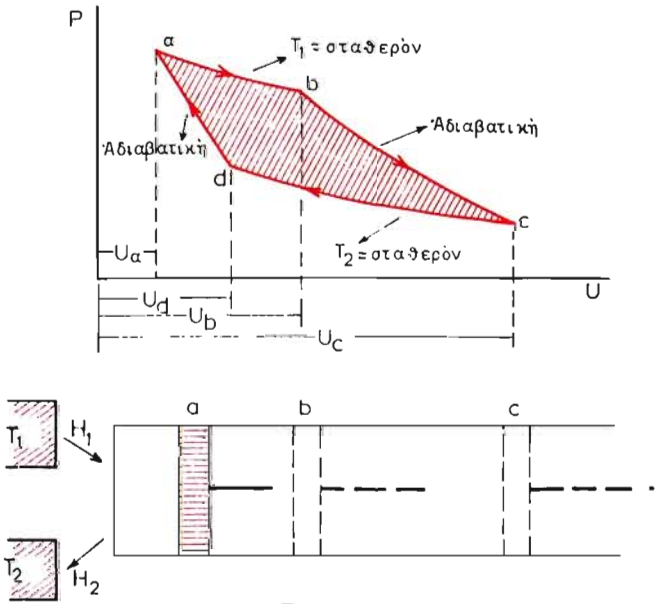
Καθὼς ὁ ἀὴρ ἐκτονοῦται, ὠθεῖ τὸ ἔμβολον πρὸς τὰ δεξιὰ καὶ οὕτω πραγματοποιεῖται μηχανικὸν ἔργον. Εἰς τὸ σημεῖον b ἀφαιρεῖται τὸ θερμὸν σῶμα ἀπὸ τὸ ἄκρον τοῦ κυλίνδρου καὶ ὁ ἀὴρ συνεχίζει νὰ ἐκτονοῦται κατὰ τὴν bc ἀδιαβατικῶς, ἐνῶ τὸ ἔμβολον συνεχίζει τὴν πρὸς τὰ δεξιὰ πορείαν του καὶ τὸ ἔργον παράγεται εἰς βάρος τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀέρος. Ἡ θερμοκρασία του πίπτει εἰς T_2, ἐνῶ ἡ πίεσις γίνεται P_2 καὶ ὁ ὄγκος U_2 (σημεῖον c).

Τοποθετεῖται τώρα ἐν ψυχρὸν σῶμα εἰς τὸ ἄκρον τοῦ κυλίνδρου θερμοκρασίας T_2 καὶ τὸ ἔμβολον ἀναστρέφει πορείαν συμπιέζον τὸν

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ἀέρα. Κατ' ἀρχὰς ἡ συμπίεσις (ἰσοθερμικὴ) γίνεται κατὰ τὴν καμπύλην cd.

Πρὸς τοῦτο θερμότης ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸν ἀέρα εἰς τὸ ψυχρὸν σῶμα. Εἰς τὸ σημεῖον d τὸ ψυχρὸν σῶμα ἀφαιρεῖται, τὸ ἔμβολον συνεχίζει τὴν πρὸς τὰ ἀριστερὰ πορείαν του καὶ ὁ ἀὴρ συμπιέζεται κατὰ τὴν



Σχ. 5·5.

da *ἀδιαβατικῶς* καὶ ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του T_1, P_1, U_1 καὶ ὁ κύκλος συμπληροῦται.

Τονίζεται ὅτι θερμότης παρέχεται καὶ ἀφαιρεῖται ἀπὸ τὸν ἀέρα μόνον κατὰ τὰς ἰσοθερμικὰς ἀλλαγὰς ab καὶ cd ἀντιστοίχως. Οὐδεμία μετάδοσις θερμότητος πραγματοποιεῖται κατὰ τὰς ἀδιαβατικὰς ἀλλαγάς.

Εὕρεσις τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως. Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις οἱουδήποτε θερμοδυναμικοῦ κύκλου εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (65), δηλαδὴ $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}$ καὶ ἀποδεικνύεται ὅτι διὰ τὸν κύκλον Carnot εἶναι :

$$\eta_\theta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (66)$$

Ἀπόδειξις ἰσότητος (66).

Ἔστω $P_1 \cdot U_1 \cdot T_1$ ἡ κατάστασις τοῦ ἀέρος εἰς τὸ α

$P_2 \cdot U_2 \cdot T_2$ ἡ κατάστασις τοῦ ἀέρος εἰς τὸ c

καὶ $r = \frac{U_b}{U_\alpha}$ = βαθμὸς ἰσοθερμοκρασιακῆς ἐκτονώσεως.

Ἐὰν $\frac{U_c}{U_d}$ = βαθμὸς ἰσοθερμικῆς συμπιέσεως cd, θὰ εἶναι : $\frac{U_c}{U_d} = \frac{U_b}{U_\alpha} = r$

διότι ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν ἔχομεν :

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{U_c}{U_b}\right)^{\gamma-1} \quad \text{(Ἰσότης 56)}\cdot$$

ἐπίσης ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν da ἔχομεν :

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{U_d}{U_\alpha}\right)^{\gamma-1}$$

ἑπομένως καί :

$$\frac{U_c}{U_b} = \frac{U_d}{U_\alpha} \quad \text{ἢ} \quad \frac{U_b}{U_\alpha} = \frac{U_c}{U_d} = r.$$

Ὁ βαθμὸς ἑπομένως ἐκτονώσεως μιᾶς μηχανῆς εἶναι ὁ αὐτὸς μὲ τὸν βαθμὸν συμπιέσεως.

Τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος H_1 ἀπὸ α εἰς b θὰ εἶναι ἴσον μὲ τὸ παραγόμενον ἔργον, ἀφοῦ ἡ ἐκτόνωσις εἶναι ἰσοθερμική (Ἰσότης 50), ἤτοι $H_1 = P_1U_1 l_n\, r = BRT_1 l_n\, r$.

Ἐπίσης ἡ θερμότης H_2, ποὺ ἀποβάλλεται κατὰ τὴν ἰσόθερμον συμπίεσιν cd, θὰ ἰσοῦται μὲ τὸ ἔργον συμπιέσεως, ἤτοι :

$$H_2 = P_2U_2 l_n\, r = BRT_2 l_n\, r.$$

Ἀντικαθιστῶμεν τὰς τιμὰς H_1 καὶ H_2 εἰς τὴν ἰσότητα (65) καὶ ἔχομεν :

$$\eta_\theta = \frac{BRT_1 l_n\, r - BRT_2 l_n\, r}{BRT_1 l_n\, r}$$

$$\eta_\theta = \frac{BR l_n\, r\,(T_1 - T_2)}{BRT_1 l_n\, r}$$

$$\eta_\theta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad \text{(Ἰσότης 66)}$$

Ἡ ἰσότης (66) μᾶς δίδει τὴν ἀπόδοσιν τοῦ κύκλου Carnot καὶ εἶναι ἡ μεγίστη δυνατή, ἡ ὁποία δύναται νὰ ἀποκτηθῇ μὲ οἱονδήποτε ἄλλον κύκλον ἰδανικὸν ἢ πραγματικόν.

Διερεύνησις τῆς ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Carnot.

Ἡ ἰσότης (66) γράφεται καί :

$\eta_\theta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, ἐκ τῆς ὁποίας φαίνεται ὅτι ἡ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου αὐξάνει, αὐξανομένου τοῦ T_1 καὶ ἐλαττουμένου τοῦ T_2, θὰ εἶναι δέ : $\eta_\theta = 1$ ἢ ἀπόδοσις 100%, ἐὰν $T_2 = 0$.

Παρατηροῦμεν δηλαδὴ ὅτι μηχανὴ μὲ ἀναστρεψίμους ἀλλαγὰς καταστάσεως, ἡ ὁποία ἔχει θερμικὴν ἀπόδοσιν μεγαλυτέραν ἀπὸ κάθε ἄλλην μηχανήν, διὰ νὰ ἔχη 100% ἀπόδοσιν, πρέπει ἡ θερμότης νὰ ἀποβάλλεται εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενός. Πρᾶγμα ἀδύνατον.

Εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ τιμὴ τοῦ T_2 εἶναι περιωρισμένη καὶ δεδομένου ὅτι ἡ θερμότης ἀποβάλλεται εἰς τὸ περιβάλλον, ἡ τιμὴ τοῦ T_2 πρέπει νὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς θερμοκρασίας τοῦ περιβάλλοντος. Ἡ αὔξησις τῆς τιμῆς τοῦ T_1, δηλαδὴ τῆς θερμοκρασίας, μὲ τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ἡ θερμότης, εἶναι ἡ τάσις τῶν κατασκευαστῶν ὅλων τῶν μηχανῶν, ἀλλὰ εἶναι καὶ συνάρτησις τῆς ἀντοχῆς τῶν μετάλλων. Σήμερον εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ μηχανὴ Diesel ἐργάζεται μὲ τὴν ὑψηλοτέραν τιμὴν T_1 καὶ ὁ ἀεριοστρόβιλος μὲ τὴν χαμηλοτέραν· διὰ τοῦτο αἱ δύο αὐταὶ μηχαναὶ εἶναι τὰ ἄκρα ὅρια μεγίστου καὶ ἐλαχίστου τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως τῶν μηχανῶν ἐν τῇ πράξει. Ἐκ τῆς ἰσότητος (66) ἀποδεικνύεται ἐπίσης ὅτι ἡ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου Carnot ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰς θερμοκρασίας, ποὺ χορηγεῖται καὶ ἀποβάλλεται ἡ θερμότης, καὶ εἶναι ἀνεξάρτητος τῶν λοιπῶν ἰδιοτήτων τοῦ ἐργαζομένου θερμοδυναμικοῦ μέσου.

Μηχανικὸν ἔργον.

Τὸ παραγόμενον μηχανικὸν ἔργον ἀνὰ κύκλον δίδεται ὑπὸ τῆς ἐπιφανείας abcd τοῦ σχήματος 5 5, εἶναι δὲ $W = H_1 - H_2$ ἢ

$$W = BR l_n r (T_1 - T_2) \tag{67}$$

Τὸ μέγιστον δυνατὸν ποσὸν θερμότητος, ποὺ δύναται μία μηχανὴ νὰ μετατρέψη εἰς ἔργον, θὰ εἶναι :

$$W = H_1 \cdot \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1}\right) \tag{68}$$

Δεδομένου ὅτι εἰς τὴν ἰσότητα (68) τὸ $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ οὐδέποτε ἰσοῦται μὲ τὴν μονάδα ἀλλὰ πάντοτε μὲ κλάσμα αὐτῆς, ἔχομεν τὴν διατύπωσιν τοῦ δευτέρου θερμοδυναμικοῦ ἀξιώματος εἰδικῶς ἐφηρμοσμένου εἰς τὰς θερμικὰς μηχανάς, τὸ ὁποῖον λέγει ὅτι :

Οὐδεμία μηχανὴ πραγματικὴ ἢ ἰδανικὴ λειτουργοῦσα μὲ ἕνα θερμοδυναμικὸν κύκλον δύναται νὰ μετατρέψη ὁλόκληρον τὴν εἰς τὸν κύκλον χορηγουμένην θερμότητα εἰς μηχανικὸν ἔργον.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΙΟΥ 1954

Ἀνακεφαλαίωσις.

Ἐκ τοῦ κύκλου Carnot ἔχομεν τὰ κάτωθι βασικὰ συμπεράσματα ἐπὶ τῶν θερμικῶν μηχανῶν :

α) Οὐδεμία θερμικὴ μηχανὴ εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχῃ μεγαλυτέραν ἀπόδοσιν, ἀπὸ ἐκείνην ποὺ ἐργάζεται μὲ κύκλον μὲ ἀναστρεψίμους ἀλλαγάς.

β) Ἡ ἀπόδοσις ἑνὸς ἀναστρεψίμου κύκλου ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰς θερμοκρασίας, ὅπου χορηγεῖται καὶ ἀποβάλλεται ἡ θερμότης, καὶ ἐκ τούτου ἕπεται ὅτι :

γ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις ὅλων τῶν μηχανῶν μὲ ἀναστρεψίμους κύκλους θὰ εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὰς αὐτὰς τιμὰς τοῦ T_1 καὶ T_2.

δ) Οὐδεμία θερμικὴ μηχανὴ δύναται νὰ ἔχῃ ἀπόδοσιν 100%.

ε) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις μιᾶς μηχανῆς εἶναι συνάρτησις τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως τοῦ κύκλου, μὲ τὸν ὁποῖον ἐργάζεται ἡ μηχανή.

Ἐφαρμογὴ κύκλου Carnot εἰς τὴν πρᾶξιν.

Λειτουργία μιᾶς μηχανῆς μὲ κύκλον Carnot δὲν εἶναι δυνατὴ εἰς τὴν πρᾶξιν, διότι τὸ ἔμβολον κατὰ τὴν ἰσόθερμον ἀλλαγὴν πρέπει νὰ κινῆται πολὺ ἀργά, ἐνῶ κατὰ τὸ ὑπόλοιπον τῆς διαδρομῆς διὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἀλλαγὴν πολὺ γρήγορα (παράγρ. 4·6 καὶ 4·9). Τοῦτο εἶναι ἀνεφάρμοστον. Ἐπίσης τὸ διάγραμμα P, U τοῦ κύκλου Carnot εἶναι πολὺ στενόμακρον. Τοῦτο ἀπαιτεῖ μεγάλην διαδρομὴν ἐμβόλου διὰ νὰ πραγματοποιηθῇ, μὲ ἀποτέλεσμα τὸ περισσότερον παραγόμενον ἔργον νὰ ἀπορροφῆται ἀπὸ τὰς τριβὰς τῶν κινουμένων μερῶν τῆς μηχανῆς. Τὰ θεωρητικὰ ὅμως συμπεράσματα τοῦ Carnot εἶναι ἐκεῖνα, ποὺ ἐβοήθησαν εἰς τὴν πραγματοποίησιν τῶν διαφόρων κύκλων τῶν ἐν λειτουργίᾳ σήμερον μηχανῶν (Otto, Diesel, κ.λπ.), τοὺς ὁποίους θὰ ἐξετάσωμεν ἐν συνεχείᾳ.

Παράδειγμα.

Ἐγκατάστασις λέβητος παράγει ἀτμὸν θερμοκρασίας 350° C. Ὁ ἀτμὸς μεταφέρει εἰς τὴν μηχανὴν θερμότητα ἴσην μὲ 250 000 kcal/h. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἱπποδύναμις μιᾶς ἰδανικῆς μηχανῆς Carnot, ἡ ὁποία χρησιμοποιεῖ τὴν θερμότητα αὐτήν, ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντος, δηλαδὴ τοῦ διαθεσίμου ὕδατος ψύξεως τοῦ ἀτμοῦ κατὰ τὴν ἐξαγωγήν του ἀπὸ τὴν μηχανήν, εἶναι 25° C. Μὲ τί ἰσοῦται τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀποβάλλεται μὲ τὸ ὕδωρ ψύξεως ;

Λύσις:

Ἡ θερμότης, ἡ ὁποία θὰ μετατρέπεται εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν ἀνὰ ὥραν θὰ

εἶναι, ἐκ τῆς ἰσότητος (68):

$$W = 250\,000 \left(\frac{623 - 298}{623} \right) = 130\,000 \text{ kcal/h}$$

ἀλλὰ 1 HP = 632 kcal/h ἐπομένως ἡ ἱπποδύναμις τῆς μηχανῆς εἶναι:

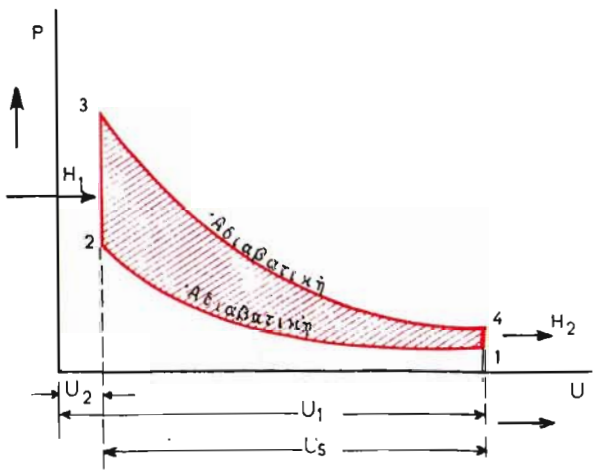
$$\frac{130\,000}{632} = 205{,}6 \text{ HP}$$

Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης μὲ τὸ ὕδωρ ψύξεως θὰ εἶναι:

$$H_2 = 250\,000 \times \frac{298}{623} = 120\,000 \text{ kcal/h.}$$

5·6 Ἰδανικὸς ἢ θεωρητικὸς κύκλος Otto.

Ὁ κύκλος αὐτὸς ἐτέθη εἰς ἐφαρμογὴν ὑπὸ τοῦ Nicholas Otto τὸ ἔτος 1862 εἰς μίαν 4χρονον μηχανὴν ἀναφλέξεως τῇ βοηθείᾳ σπινθῆρος. Λόγῳ τῆς ἁπλότητός της καὶ τῆς μεγαλυτέρας ταχύτητος ἡ μηχανὴ Otto ἐπεβλήθη τῶν μέχρι τότε ἄλλων μηχανῶν, αἱ ὁποῖαι ἐργάζονται μὲ βάσιν ἄλλους κύκλους. Σήμερον ὅλαι αἱ βενζινοκίνητοι μηχαναὶ αὐτοκινήτων, παλινδρομικαὶ βενζινομηχαναὶ ἀεροπλάνων καὶ πολλαὶ ἄλλαι μικρότεραι μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως, δι' ἀναφλέξεως τῇ βοηθείᾳ σπινθῆρος, ἐργάζονται μὲ βάσιν τὸν κύκλον Otto.



Σχ. 5·6α.

Ὁ ἰδανικὸς κύκλος ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 5·6α. Εἶναι *κλειστός*, δηλαδὴ τὸ ἐργαζόμενον μέσον (ἀὴρ) θεωρεῖται ὅτι παραμένει πάντοτε ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου, ἐνῶ ἡ πραγματικὴ μηχανὴ ἐργάζεται μὲ ἀνοικτὸν

κύκλον, εἰς τὸν ὁποῖον τὸ μῖγμα ἀέρος-καυσίμου εἰσέρχεται καὶ ἐξέρχεται περιοδικῶς ἀπὸ τὸν κύλινδρον. Εἰς τὸ σημεῖον 1 (σχ. 5·6α) ὁ κύλινδρος εἶναι πλήρης ἀέρος καταστάσεως P_1, U_1, T_1.

Τὸ ἔμβολον ἀνέρχεται καὶ συμπιέζει τὸν ἀέρα κατὰ τὴν 1-2 ἀδιαβατικῶς, ἕως ὅτου ὁ ἀὴρ καταλάβῃ τὸν ὄγκον τῶν διακένων. Λόγω τῆς ἀδιαβατικῆς αὐτῆς συμπιέσεως ἡ πίεσις καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος ἀνέρχεται εἰς P_2, T_2, ἐνῶ ὁ ὄγκος τῶν διακένων εἶναι U_2. (Ὁ ὄγκος U_S ὀνομάζεται *ὄγκος διαδρομῆς* καὶ εἶναι $U_1 = U_S + U_2$).

Εἰς τὸ σημεῖον 2 τοποθετεῖται ἓν θερμὸν σῶμα εἰς τὸ ἄκρον τοῦ κυλίνδρου καὶ ὁ ἀὴρ θερμαίνεται κατὰ τὴν 2-3 ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, μὲ ἀποτέλεσμα αὔξησιν τῆς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας τοῦ ἀέρος εἰς P_3, T_3, ἐνῶ ὁ ὄγκος παραμένει σταθερὸς $U_3 = U_2$. Ἀφαιρεῖται ἐν συνεχείᾳ τὸ θερμὸν σῶμα καὶ κατερχομένου τοῦ ἐμβόλου ὁ ἀὴρ ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς κατὰ τὴν 3-4 μὲ ἀποτέλεσμα πτῶσιν τῆς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας εἰς P_4, T_4, ἐνῶ ὁ ὄγκος αὐξάνει εἰς U_4.

Εἰς τὸ σημεῖον 4 τοποθετεῖται ἓν ψυχρὸν σῶμα εἰς τὸ ἄκρον τοῦ κυλίνδρου, ὁ ἀὴρ ἀποβάλλει θερμότητα ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον $U_4 = U_1$, καὶ ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του τοῦ σημείου 1, ἤτοι P_1, U_1, T_1.

Ἡ ἐπιφάνεια 1, 2, 3, 4 τοῦ διαγράμματος εἶναι τὸ λαμβανόμενον ἔργον ἀνὰ κύκλον.

Ὁ βαθμὸς συμπιέσεως $= \frac{U_1}{U_2}$ ἰσοῦται μὲ τὸν βαθμὸν ἐκτονώσεως $\frac{U_4}{U_3} = r$.

Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου η_θ ἰσοῦται μέ:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \qquad (69)$$

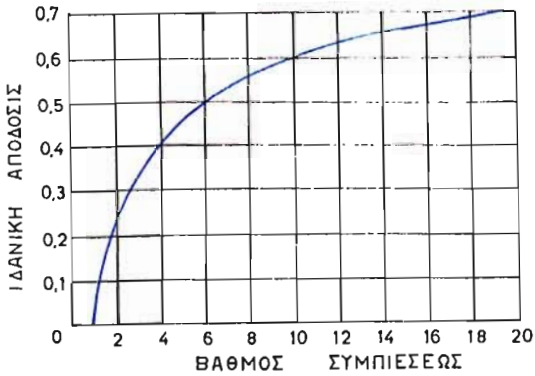
ὅπου $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$.

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα αὐτὴν βλέπομεν ὅτι *ἡ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου Otto ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν βαθμὸν συμπιέσεως καὶ αὐξάνει, ἐφ' ὅσον αὐξηθῇ ὁ βαθμὸς συμπιέσεως*. Εἰς τὰς μηχανὰς αὐτὰς ὁ βαθμὸς συμπιέσεως διὰ τεχνικοὺς λόγους δὲν δύναται νὰ αὐξηθῇ πολύ· κυμαίνεται δὲ μεταξὺ 7 ἕως 10.

Εἰς τὸ σχῆμα 5·6β ἔχει χαραχθῇ μία καμπύλη, ἡ ὁποία δεικνύει τὴν αὔξησιν τῆς ἰδανικῆς ἀποδόσεως μὲ τὴν αὔξησιν τοῦ βαθμοῦ συμπιέσεως.

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

Ὁ κύκλος Otto ὀνομάζεται καὶ *κύκλος σταθεροῦ ὄγκου*, διότι ἡ θερμότης χορηγεῖται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, ἢ *κύκλος ἐκρήξεως*, διότι ἡ θερμότης χορηγεῖται ἀκαριαίως.



Σχ. 5·6β.

Εὕρεσις ἀποδόσεως κύκλου Otto.

Ἡ ἰδανικὴ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (65), ἤτοι :

$$\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}.$$

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 5·6 α ἔχομεν :

$H_1 = C_\upsilon B (T_3 - T_2)$ καὶ $H_2 = C_\upsilon B (T_4 - T_1)$, ἑπομένως καὶ

$$\eta_\theta = \frac{C_\upsilon B (T_3 - T_2) - C_\upsilon B (T_4 - T_1)}{C_\upsilon B (T_3 - T_2)} \quad \text{καὶ} \quad \eta_\theta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \qquad (\alpha)$$

Ἀντικαθιστῶμεν εἰς τὴν (α) τὴν θερμοκρασίαν T_4 συναρτήσει τῆς T_3 καὶ τὴν θερμοκρασίαν T_1 συναρτήσει τῆς T_2. Πρὸς τοῦτο ἔχομεν ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν 3-4, ὅτι:

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{U_4}{U_3}\right)^{\gamma-1} = r^{\gamma-1} \quad \text{καὶ} \quad T_4 = \frac{T_3}{r^{\gamma-1}}.$$

Ἐπίσης ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν 1 - 2 λαμβάνομεν ὅτι:

$$T_1 = \frac{T_2}{r^{\gamma-1}}.$$

Ἀντικαθιστῶμεν εἰς τὴν ἰσότητα (α) καὶ ἔχομεν :

$$\eta_\theta = 1 - \frac{\dfrac{T_3}{r^{\gamma-1}} - \dfrac{T_2}{r^{\gamma-1}}}{T_3 - T_2} \quad \text{ἢ} \quad \eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \qquad (\text{Ἰσότης } 69)$$

ΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

Παράδειγμα.

Κατὰ τὴν ἔναρξιν τῆς διαδρομῆς συμπιέσεως εἰς μηχανὴν κύκλου Otto ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος εἶναι 1 kg/cm² ἀπόλ., ἡ θερμοκρασία του 20° C καὶ ὁ ὄγκος 0,9 m³/kg. Εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως ὁ ὄγκος εἶναι 0,1 m³/kg. Ἡ χορηγουμένη θερμότης εἰς τὸν κύκλον εἶναι 200 kcal/kg. Ζητεῖται: α) Ὁ Βαθμὸς συμπιέσεως. β) Αἱ πιέσεις καὶ θερμοκρασίαι εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως, ἐκρήξεως καὶ ἐκτονώσεως. γ) Ἡ ἀποβληθεῖσα θερμότης. δ) Ἡ θερμότης, ἡ ὁποία μετεβλήθη εἰς ἔργον ἀνὰ κύκλον. ε) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου ἐπὶ τοῖς ἑκατόν. στ) Ἡ ἀνάπτυσσομένη ἱπποδύναμις ἀπὸ τὴν μηχανήν, ἐὰν πραγματοποιοῦνται 100 κύκλοι ἀνὰ λεπτὸν μὲ βάρος ἀέρος 0,2 kg. Διὰ τὸν ἀέρα $C_v = 0,17$ καὶ τὸ $\gamma = 1,4$.

Λύσις:

Ἀναφερόμενοι εἰς τὸ σχῆμα 5·6α ἔχομεν δεδομένα:

$$P_1 = 1\ kg/cm^2 \qquad U_1 = 0,9\ m^3/kg \qquad T_1 = 20^\circ C \qquad U_2 = 0,1\ m^3/kg$$

$$H_1 = 200\ kcal/kg \qquad U_2 = U_3 \quad \text{καὶ} \quad U_4 = U_1.$$

α) Ὁ βαθμὸς συμπιέσεως $= \dfrac{U_1}{U_2} = \dfrac{0,9}{0,1} = 9.$

β) Εὑρίσκομεν πρῶτα τὸ P_2 καὶ T_2. Ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν 1 - 2 ἔχομεν:

$$P_1 \cdot U_1^\gamma = P_2 \cdot U_2^\gamma \qquad \text{καὶ} \qquad \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{U_1}{U_2}\right)^{1,4} = 9^{1,4}$$

$$\text{ἢ} \quad \frac{P_2}{1} = 9^{1,4} \qquad \text{καὶ} \qquad P_2 = 21,67\ kg/cm^2.$$

$$\text{Τὸ} \quad \frac{T_2}{T_1} = r^{\gamma-1} \quad \text{ἢ} \quad T_2 = 293 \times 9^{0,4} \quad \text{καὶ} \quad T_2 = 705,6\ ^\circ K.$$

Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς T_3 ἔχομεν $H_1 = C_v\,(T_3 - T_2)$ ἀνὰ μονάδα βάρους ἀέρος, ὁπότε:

$$T_3 = \frac{H_1}{C_v} + T_2 = \frac{200}{0,17} + 705,6 \qquad \text{καὶ} \qquad T_3 = 1882^\circ\ K.$$

Διὰ τὴν εὕρεσιν ἐκ τῆς P_3 τῆς ἀλλαγῆς ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 2 - 3, ἔχομεν:

$$\frac{P_3}{T_3} = \frac{P_2}{T_2} \qquad \text{καὶ} \qquad P_3 = 1882 \times \frac{21,67}{705,6} \qquad \text{ἢ} \qquad P_3 = 57,8\ kg/cm^2\ \text{ἀπόλ.}$$

Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς P_4 ἔχομεν τὴν ἰσότητα:

$$P_3 \cdot U_3^\gamma = P_4 \cdot U_4^\gamma \quad \text{καὶ} \quad P_4 = P_3\left(\frac{U_3}{U_4}\right)^\gamma = 57,8 \times \left(\frac{1}{9}\right)^{1,4} \quad \text{καὶ} \quad P_4 = 2,67\ kg/cm^2.$$

Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς T_4 ἔχομεν τὴν σχέσιν:

$$\frac{P_3 U_3}{T_3} = \frac{P_4 U_4}{T_4} \quad \text{καὶ} \quad T_4 = \frac{P_4 \cdot U_4 \cdot T_3}{P_3 \cdot U_3} = \frac{2,67 \times 0,9 \times 1882}{57,8 \times 0,1} \quad \text{καὶ} \quad T_4 = 781,6^\circ K.$$

γ) Ἡ ἀποβληθεῖσα θερμότης $H_2 = C_v\,(T_4 - T_1) = 0,17\,(781,6 - 293)$

καὶ $H_2 = 83,06\ kcal/kg.$

δ) Θερμότης, ἡ ὁποία μετετράπη εἰς ἔργον ἀνὰ κύκλον:

$$W = H_1 - H_2 = 200 - 83,06 = 116,94\ kcal/kg.$$

ΔΡΥΑΔΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

ε) Ἡ ἀπόδοσις $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1} = \frac{200 - 83{,}06}{200} = 0{,}584$ ἢ $58{,}4\,\%$.

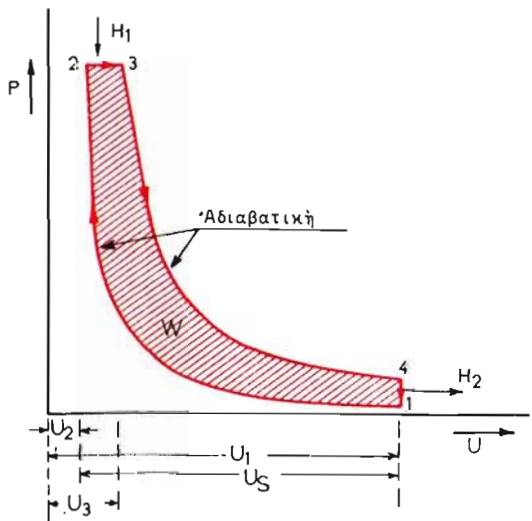
Ἐπίσης $\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} = 1 - \frac{1}{9^{0,4}} = 0{,}584$ ἢ $\eta_\theta = 58{,}4\,\%$.

στ) Ἡ ἀναπτυσσομένη ἱπποδύναμις διὰ 0,2 kg ἀέρος καὶ 100 κύκλους ἀνὰ λεπτὸν θὰ εἶναι :

$$HP = \frac{0{,}2 \times 116{,}94 \times 100 \times 60}{632} = 222\ HP.$$

5·7 Ἰδανικὸς ἢ θεωρητικὸς κύκλος Diesel.

Ὁ κύκλος αὐτὸς (σχ. 5·7) ἐτέθη εἰς ἐφαρμογὴν ὑπὸ τοῦ Rudolph Diesel περὶ τὸ ἔτος 1900. Ὁ κύκλος λέγεται καὶ *σταθερᾶς πιέσεως* ἢ *κύκλος καύσεως*, διότι ἡ θερμότης χορηγεῖται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Μὲ τὸν κύκλον αὐτὸν ἐργάζονται σήμερον πλεῖσται μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως διαφόρων ἱπποδυνάμεων καὶ χρήσεων.



Σχ. 5·7.

Εἰς τὸ σημεῖον 1 ὁ κύλινδρος εἶναι πλήρης ἀέρος καταστάσεως P_1, U_1, T_1. Ἀνέρχεται τὸ ἔμβολον κατὰ τὸν ὄγκον διαδρομῆς U_S καὶ ὁ ἀὴρ συμπιέζεται κατὰ τὴν 1 - 2 ἀδιαβατικῶς μὲ αὔξησιν πιέσεως καὶ θερμοκρασίας, ἐνῶ καταλαμβάνει τὸν ὄγκον τῶν διακένων. Οὕτως ἡ κατάστασις τοῦ ἀέρος εἰς τὸ σημεῖον 2 θὰ εἶναι P_2, U_2, T_2. Κατερχομένου τοῦ ἐμβόλου χορηγεῖται κατ' ἀρχὰς θερμότης εἰς τὸν ἀέρα ὑπὸ σταθε-

ρὰν πίεσιν κατὰ τὴν 2-3. Εἰς τὸ σημεῖον 3, τὸ ὁποῖον λέγεται *σημεῖον ἀποκοπῆς*, σταματᾶ ἡ θέρμανσις τοῦ ἀέρος καὶ συνεχίζει αὐτὸς τὴν ἐκτόνωσίν του 3-4 ἀδιαβατικῶς. Εἰς τὸ σημεῖον 3 ἡ κατάστασις τοῦ ἀέρος θὰ εἶναι P_3, U_3, T_3 ($P_3 = P_2$) καὶ εἰς τὸ σημεῖον 4 θὰ εἶναι P_4, U_4 καὶ T_4.

Ὅταν τὸ ἔμβολον φθάση πάλιν εἰς τὸ κατώτερον σημεῖον τῆς διαδρομῆς του, ἀφαιρεῖται θερμότης ἀπὸ τὸν ἀέρα ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 4 - 1, ὁ ἀὴρ ἐπανέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασίν του P_1, U_1, T_1 καὶ ὁ κύκλος ἐπαναλαμβάνεται.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 5·7 παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου U_1 εἶναι ἄθροισμα τοῦ ὄγκου διαδρομῆς U_S καὶ τοῦ ὄγκου τῶν διακένων U_2 ἤτοι $U_1 = U_S + U_2$. Ἐπίσης $U_1 = U_4$. Ἡ ἐπιφάνεια τοῦ διαγράμματος 1, 2, 3, 4 εἶναι τὸ ἔργον ἀνὰ κύκλον τῆς μηχανῆς.

Ἐὰν τώρα ὁ λόγος $\frac{U_S + U_2}{U_2} = \frac{U_1}{U_2} = r =$ βαθμὸς συμπιέσεως καὶ ὁ λόγος $\frac{U_3}{U_2} = \frac{\text{ὄγκος καύσεως}}{\text{ὄγκου διακένων}} = \rho =$ βαθμὸς καύσεως, ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἰδανικὴ θερμικὴ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου η_θ εἶναι :

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \cdot \frac{\rho^\gamma - 1}{\gamma(\rho - 1)} \qquad (70)$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (70) ἐμφαίνεται ὅτι ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς Diesel αὐξάνει μὲ τὴν αὔξησιν τοῦ βαθμοῦ συμπιέσεως, ὅπως συμβαίνει καὶ εἰς τὸν κύκλον Otto. Ἡ ἀπόδοσις ὅμως τοῦ κύκλου Diesel ἐπηρεάζεται καὶ ἀπὸ τὸν βαθμὸν καύσεως ρ, δηλαδὴ τοῦ φορτίου τῆς μηχανῆς, ἀπὸ τὸ ὁποῖον δὲν ἐπηρεάζεται ὁ κύκλος Otto. Ἐὰν ἐκ τῆς ἰσότητος (70) ὑπολογίσωμεν τὴν παράγωγον ὡς πρὸς ρ μὲ σταθερὸν r καὶ ἐξισώσωμεν αὐτὴν μὲ τὸ μηδέν, εὑρίσκεται ὅτι διὰ μέγιστον ἀποδόσεως η_θ ἡ τιμὴ τοῦ ρ πρέπει νὰ ἰσοῦται μὲ τὴν μονάδα. Ὅταν ὅμως τὸ ρ ἐλαττοῦται μὲ ὅριον τὴν μονάδα, πλησιάζομεν τὴν ἀπόδοσιν τοῦ κύκλου Otto.

Δεδομένου ὅτι τὸ ρ εἶναι πάντοτε μεγαλύτερον τῆς μονάδος, συμπεραίνομεν ὅτι : *διὰ τὸν αὐτὸν βαθμὸν συμπιέσεως ὁ κύκλος Otto ἔχει μεγαλυτέραν ἀπόδοσιν τοῦ κύκλου Diesel.*

Ὁ κύκλος ὅμως Diesel, ἐπειδὴ συμπιέζει μόνον ἀέρα καὶ ὄχι μῖγμα καυσίμου καὶ ἀέρος, δύναται νὰ ἔχη πολὺ μεγαλύτερον βαθμὸν συμπιέσεως τοῦ κύκλου Otto. Ὁ μεγαλύτερος βαθμὸς συμπιέσεως ὑπερκαλύπτει τὴν μείωσιν τῆς ἀποδόσεως τῆς Diesel, λόγω τοῦ ὅτι

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

τὸ ρ εἶναι μεγαλύτερον τῆς μονάδος. Ὅπως θὰ ἀποδείξωμεν καὶ μὲ τὸ ἀκολουθοῦν παράδειγμα, μὲ τὴν αὔξησιν τῆς χορηγουμένης θερμότητος (ἐπομένως καὶ τοῦ ρ) ἔχομεν ἐλάττωσιν τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως εἰς τὴν μηχανὴν Diesel. Ὅσον ὅμως περισσοτέρα θερμότης χορηγεῖται εἰς μίαν μηχανὴν ἀνὰ κύκλον, τόσον αὐξάνει τὸ ὠφέλιμον ἔργον. Τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν κατασκευὴν μικροτέρου μεγέθους μηχανῆς διὰ μίαν δεδομένην ἱπποδύναμιν. Εἰς τὴν πρᾶξιν γίνεται ἕνας *συμβιβασμὸς* μεταξὺ ἀποδόσεως καὶ μεγέθους μηχανῆς.

Εὕρεσις ἀποδόσεως κύκλου Diesel.

Ἡ ἰδανικὴ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (65) ἢ

$$\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}.$$

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 5·7 ἔχομεν:

$$H_1 = C_p B\,(T_3 - T_2) \quad \text{καὶ} \quad H_2 = C_v B\,(T_4 - T_1).$$

ἐπομένως καὶ

$$\eta_\theta = \frac{C_p B\,(T_3 - T_2) - C_v B\,(T_4 - T_1)}{C_p B\,(T_3 - T_2)} \quad \text{ἢ} \quad \eta_\theta = 1 - \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \qquad (\alpha)$$

Διὰ νὰ φέρωμεν τὴν ἰσότητα (α) εἰς τὴν τελικὴν μορφήν της ἐκφράζομεν ὅλας τὰς θερμοκρασίας μὲ βάσιν μίαν, ἔστω τὴν T_3. Δι' ἁπλοποίησιν πράξεων ἔστω ὅτι ὁ ὄγκος διακένων $U_2 = 1$.

Τότε: ὁ βαθμὸς συμπιέσεως $= \frac{U_1}{U_2} = U_1 = U_4 = r$ καὶ ὁ βαθμὸς καύσεως $= \frac{U_3}{U_2} = U_3 = \rho$.

Ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν 3-4 ἔχομεν τὴν σχέσιν:

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{U_4}{U_3}\right)^{\gamma-1} \quad \text{ἢ} \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{r}{\rho}\right)^{\gamma-1} \quad \text{καὶ} \quad T_4 = \frac{T_3 \cdot \rho^{\gamma-1}}{r^{\gamma-1}} \qquad (\beta)$$

Ἀπὸ τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀλλαγὴν 2-3 ἔχομεν τὴν σχέσιν:

$$\frac{U_2}{T_2} = \frac{U_3}{T_3} \quad \text{ἢ} \quad T_2 = T_3 \cdot \frac{U_2}{U_3} \quad \text{καὶ} \quad T_2 = \frac{T_3}{\rho} \qquad (\gamma)$$

Ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν 1-2 ἔχομεν τὴν σχέσιν $\frac{T_2}{T_1} = r^{\gamma-1}$.

Ἀντικαθιστῶμεν εἰς τὴν ἰσότητα (γ) τὴν T_2 καὶ ἔχομεν:

$$\frac{T_3}{\rho \cdot T_1} = r^{\gamma-1} \quad \text{καὶ} \quad T_1 = \frac{T_3}{\rho \cdot r^{\gamma-1}} \qquad (\delta)$$

Ἀντικαθιστῶντες τὰς τιμὰς τῶν ἰσοτήτων (β), (γ) καὶ (δ) εἰς τὴν ἰσότητα (α), ἔχομεν:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{\gamma} \; \frac{\dfrac{T_3 \cdot \rho^{\gamma-1}}{r^{\gamma-1}} - \dfrac{T_3}{\rho \cdot r^{\gamma-1}}}{T_3 - \dfrac{T_3}{\rho}}$$

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

Ἐκτελοῦντες τὰς πράξεις λαμβάνομεν :

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \cdot \frac{(\rho^\gamma - 1)}{\gamma(\rho - 1)}$$, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (70).

Παράδειγμα.

Κατὰ τὴν ἔναρξιν τῆς διαδρομῆς συμπιέσεως εἰς μηχανὴν κύκλου Diesel ὁ ἀὴρ ἔχει πίεσιν 1kg/cm² ἀπόλ., θερμοκρασίαν 20°C καὶ ὄγκον 0,9m³/kg. Ἐὰν ὁ βαθμὸς συμπιέσεως εἶναι 15 καὶ τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος 200 kcal/kg, ζητοῦνται : α) Αἱ θερμοκρασίαι καὶ πιέσεις εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως, εἰς τὸ τέλος τῆς καύσεως καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως. β) Ἡ ἀποβληθεῖσα θερμότης. γ) Ἡ θερμότης, ποὺ μετατρέπεται εἰς ἔργον ἀνὰ κύκλον. δ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν καὶ ὁ βαθμὸς καύσεως τῆς μηχανῆς. ε) Ἡ ἀναπτυσσομένη ἱπποδύναμις ἀπὸ τὴν μηχανήν, ἐὰν πραγματοποιοῦνται 100 κύκλοι ἀνὰ λεπτὸν μὲ βάρος ἀέρος 0,2 kg. στ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις καὶ ὁ βαθμὸς καύσεως τῆς μηχανῆς μὲ τὰ αὐτὰ δεδομένα ἀλλὰ μὲ χορηγουμένην θερμότητα κατὰ τὴν καῦσιν 300 kcal/kg.

Διὰ τὸν ἀέρα $C_p = 0{,}24$ καὶ $\gamma = 1{,}4$.

Λύσις :

Ἀναφερόμενοι εἰς τὸ σχῆμα 5·7 ἔχομεν δεδομένα :

$P_1 = 1$ kg/cm² ἀπόλ., $U_1 = 0{,}9$ m³/kg $t_1 = 20°C$, $\frac{U_1}{U_2} = r = 15$

$H_1 = 200$ kcal/kg καὶ $U_4 = U_1$.

α) $U_2 = \frac{U_1}{15} = \frac{0{,}9}{15} = 0{,}06$ m³/kg.

$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{U_1}{U_2}\right)^{1.4}$ καὶ $P_2 = 1 \times 15^{1,4}$ ἢ $P_2 = 44{,}3$ kg/cm².

$\frac{T_2}{T_1} = r^{\gamma-1}$ καὶ $T_2 = 293 \times 15^{0,4}$ ἢ $T_2 = 865{,}56°K$

$P_3 = P_2$ ἢ $P_3 = 44{,}3$ kg/cm².

$T_3 = T_2 + \frac{H_1}{C_p} = 865{,}65 + \frac{200}{0{,}24}$ καὶ $T_3 = 1698{,}89°K$

$\frac{U_3}{T_3} = \frac{U_2}{T_2}$ καὶ $U_3 = 0{,}06 \times \frac{1698{,}89}{865{,}56}$ καὶ $U_3 = 0{,}1$ m³/kg.

$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{U_4}{U_3}\right)^{\gamma-1}$ ἢ $T_4 = 1698{,}89 \left(\frac{0{,}1}{0{,}9}\right)^{0,4}$ καὶ $T_4 = 705{,}45°K$.

$P_4 = P_1 \left(\frac{T_4}{T_1}\right)$ καὶ $P_4 = 1 \times \frac{705{,}45}{293}$ καὶ $P_4 = 2{,}04$ kg/cm².

β) $H_2 = C_U (T_4 - T_1) = 0{,}17\ (705{,}45 - 293)$ καὶ $H_2 = 70{,}11$ kcal.

γ) $W = H_1 - H_2 = 200 - 70{,}11$ καὶ $W = 129{,}89$ kcal/kg.

δ) $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1} = \frac{200 - 70{,}11}{200} = 0{,}649$ καὶ $\eta_\theta = 64{,}9\ \%$.

Ὁ βαθμὸς καύσεως $\rho = \frac{U_3}{U_2} = \frac{0{,}1}{0{,}06}$ καὶ $\rho = 1{,}6$.

ε) $HP = \frac{0,2 \times 129,89 \times 100 \times 60}{632} = 246,6$ HP.

στ) $T'_3 = T_2 + \frac{H'_1}{C_P} = 865,56 + \frac{300}{0,24}$ καὶ $T'_3 = 2115,56°K$

$U'_3 = U_2 \cdot \frac{T'_3}{T_2} = 0,06 \times \frac{2115,56}{865,56}$ καὶ $U'_3 = 0,146$ m³kg.

$\frac{T'_3}{T'_4} = \left(\frac{U_4}{U'_3}\right)^{\gamma-1}$ ἢ $T'_4 = 2115,56 \times \left(\frac{0,146}{0,9}\right)^{0,4}$ καὶ $T'_4 = 1022°K$.

$H'_2 = C_U (T'_4 - T_1) = 0,17(1022 - 293)$ καὶ $H'_2 = 123,9$ kcal.

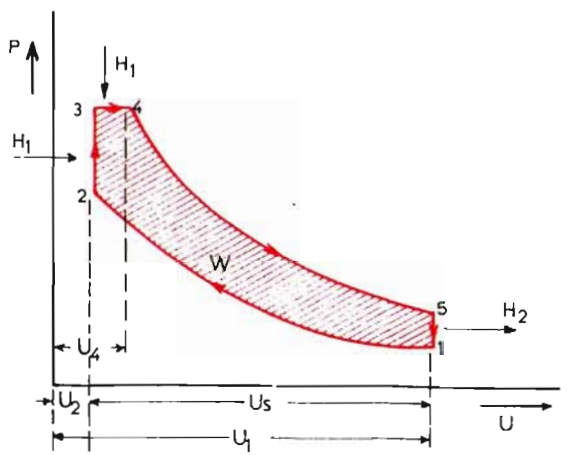
$\eta_\theta = \frac{H'_1 - H'_2}{H'_1} = \frac{300-123,93}{300} = 0,5869$ καὶ $\eta_\theta = 58,69\%$

$\rho' = \frac{U'_3}{U_2} = \frac{0,146}{0,06}$ καὶ $\rho' = 2,43$.

Παρατηροῦμεν ὅτι μὲ τὴν αὔξησιν τοῦ ρ ἀπὸ 1,6 εἰς 2,43 λόγω αὐξήσεως τῆς χορηγουμένης θερμότητος ἀνὰ κύκλον, ἡ ἀπόδοσις ἀπὸ 64,9% κατῆλθεν εἰς 58,69%.

5·8 Ἰδανικὸς ἢ θεωρητικὸς μικτὸς κύκλος Dual.

Ὁ μικτὸς ἢ Dual κύκλος, γνωστὸς καὶ ὡς κύκλος Sabathe, εἶναι συνδυασμὸς τῶν κύκλων Otto καὶ Diesel. Αὐτὸς συμπιέζει τὸν ἀέρα κατὰ τὴν 1-2 ἀδιαβατικῶς (σχ. 5·8) καὶ ἐν συνεχείᾳ μέρος τῆς θερ-



Σχ. 5·8.

μότητος H_1 χορηγεῖται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 2-3 καὶ μέρος αὐτῆς χορηγεῖται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 3-4.

Ἐν συνεχεία ὁ ἀὴρ ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς κατὰ τὴν 4 - 5 καὶ τέλος ἀφαιρεῖται θερμότης H_2 ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον κατὰ τὴν 5 - 1.

Αἱ πλεῖσται τῶν μηχανῶν Diesel μεγάλης ταχύτητος σήμερον ἐργάζονται μὲ βάσιν τὸν κύκλον αὐτὸν καὶ ὀνομάζονται *μηχαναὶ ἀναφλέξεως διὰ συμπιέσεως* κατ' ἀντιδιαστολὴν μὲ τὰς *μηχανὰς ἐκρήξεως*, αἱ ὁποῖαι ὀνομάζονται μηχαναὶ ἀναφλέξεως τῇ βοηθείᾳ ἠλεκτρικοῦ σπινθῆρος.

Ἡ ταχύτης τοῦ ἐμβόλου καὶ τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ καυσίμου εἶναι οἱ παράγοντες ἐκεῖνοι, ποὺ κυρίως ἐπηρεάζουν τὴν διαφορὰν μεταξὺ τοῦ πραγματικοῦ κύκλου Diesel καὶ τοῦ μικτοῦ κύκλου.

Ἐὰν ὁ βαθμὸς συμπιέσεως $= \dfrac{U_3 + U_2}{U_2} = \dfrac{U_1}{U_2} = r$

ὁ βαθμὸς καύσεως $= \dfrac{U_4}{U_3} = \rho$

καὶ ὁ βαθμὸς ἐκρήξεως $= \dfrac{P_3}{P_2} = \alpha$,

ἡ ἰδανικὴ θερμικὴ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου η_θ εἶναι :

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \cdot \frac{(\alpha\rho^\gamma - 1)}{(\alpha - 1) + \alpha \cdot \gamma\,(\rho - 1)} \qquad (71)$$

Ἐὰν εἰς τὴν ἰσότητα (71) τὸ $\alpha = 1$, τότε καταλήγομεν εἰς τὴν ἰσότητα (70) τοῦ κύκλου Diesel. Ἐὰν τὸ $\rho = 1$, καταλήγομεν εἰς τὴν ἰσότητα (69) τοῦ κύκλου Otto.

Μὲ τὸν μικτὸν κύκλον πραγματοποιοῦνται βαθμοὶ συμπιέσεως μεγαλύτεροι τοῦ κύκλου Otto, ἀλλὰ μικρότεροι τοῦ κύκλου Diesel.

Εὕρεσις ἀποδόσεως μικτοῦ κύκλου.

Ἔστω ὅτι ὁ ὄγκος τῶν διακένων $U_2 = U_3 = 1$.

Τότε $\dfrac{U_1}{U_2} = r$ καὶ $U_1 = r$. Ἐπίσης $\dfrac{U_4}{U_3} = \rho$ ἢ $U_4 = \rho$

καὶ $\dfrac{U_5}{U_4} = \dfrac{U_1}{U_4} = \dfrac{r}{\rho}$.

Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν ἰσότητα (65), ἤτοι :

$\eta_\theta = \dfrac{H_1 - H_2}{H_1}$. Ἀπὸ τὸ σχῆμα 5·8 ἔχομεν :

$H_1 = C_v\, B\, (T_3 - T_2) + C_p\, B\, (T_4 - T_3)$ καὶ $H_2 = C_v\, B\, (T_5 - T_1)$ καὶ

$$\eta_\theta = \frac{C_\upsilon B\,(T_3 - T_2) + C_p\,B\,(T_4 - T_3) - C_\upsilon B\,(T_5 - T_1)}{C_\upsilon B\,(T_3 - T_2) + C_p\,B\,(T_4 - T_3)}$$

$$\eta_\theta = 1 - \frac{C_\upsilon\,(T_5 - T_1)}{C_\upsilon\,(T_3 - T_2) + C_p\,(T_4 - T_3)}$$

$$\eta_\theta = 1 - \frac{(T_5 - T_1)}{(T_3 - T_2) + \gamma\,(T_4 - T_3)}. \qquad (\beta)$$

Ἐκφράζομεν ὅλας τὰς θερμοκρασίας εἰς τὴν ἰσότητα (β) βάσει τῆς T_3.

Ἀπὸ τὴν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 2-3 τὸ $\frac{P_3}{P_2} = \frac{T_3}{T_2} = \alpha$ καὶ $T_2 = \frac{T_3}{\alpha}$.

Ἀπὸ τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 3-4 τὸ $\frac{U_4}{U_3} = \frac{T_4}{T_3} = \rho$ καὶ $T_4 = \rho \cdot T_3$.

Ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν 1-2 τὸ $\frac{T_2}{T_1} = r^{\gamma-1}$ ἢ $T_1 = \frac{T_2}{r^{\gamma-1}}$ καὶ $T_1 = \frac{T_3}{\alpha \cdot r^{\gamma-1}}$

Ἀπὸ τὴν ἀδιαβατικὴν 4-5 τὸ $\frac{T_4}{T_5} = \left(\frac{r}{\rho}\right)^{\gamma-1}$ καὶ

$$T_5 = \frac{T_4 \cdot \rho^{\gamma-1}}{r^{\gamma-1}} \quad \text{καὶ} \quad T_5 = \frac{T_3 \cdot \rho^{\gamma}}{r^{\gamma-1}}.$$

Ἡ ἰσότης (β) λαμβάνει τώρα τὴν μορφήν:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{\dfrac{T_3\,\rho^{\gamma}}{r^{\gamma-1}} - \dfrac{T_3}{\alpha r^{\gamma-1}}}{T_3 - \dfrac{T_3}{\alpha} + \gamma\,(\rho T_3 - T_3)}$$ καὶ ἐκ ταύτης καταλήγομεν:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \cdot \frac{(\alpha\rho^{\gamma} - 1)}{(\alpha - 1) + \alpha\gamma(\rho - 1)}$$ ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (71).

Παράδειγμα.

Κατὰ τὴν ἔναρξιν τῆς συμπιέσεως ἑνὸς ἰδανικοῦ μικτοῦ κύκλου ὁ ἀὴρ ἔχει πίεσιν 1 kg/cm² ἀπολ., θερμοκρασίαν 20°C καὶ ὄγκον 0,9 m³/kg. Βαθμὸς συμπιέσεως 12. Θερμότης χορηγεῖται 100 kcal/kg ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον καὶ 100 kcal/kg ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

Νὰ εὑρεθοῦν: α) Αἱ θερμοκρασίαι καὶ αἱ πιέσεις εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως, εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκρήξεως, εἰς τὸ τέλος τῆς καύσεως καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως. β) Ἡ ἀποβληθεῖσα θερμότης. γ) Ἡ θερμότης, ἡ ὁποία μετεβλήθη εἰς μηχανικὸν ἔργον. δ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν καὶ ὁ βαθμὸς καύσεως. ε) Ἡ ἀναπτυσσομένη ἱπποδύναμις, ἐὰν ἡ μηχανὴ πραγματοποιῇ 100 κύκλους ἀνὰ λεπτὸν μὲ βάρος ἀέρος 0,2 kg.

Διὰ τὸν ἀέρα $R = 29{,}2$ kgm/kg°K, $C_p = 0{,}24$, $C_\upsilon = 0{,}17$, $\gamma = 1{,}4$.

Λύσις:

Ἀναφερόμενοι εἰς τὸ σχῆμα 5·8 ἔχομεν δεδομένα:

$$P_1 = 1\ \text{kg/cm}^2, \quad U_1 = 0{,}9\ \text{m}^3/\text{kg} \quad t_1 = 20°\text{C}, \quad \frac{U_1}{U_2} = r = 12, \quad U_1 = U_5.$$

$H_\upsilon = 100\,kcal/kg$ καὶ $H_p = 100\,kcal/kg$ ἤτοι

$H_1 = H_\upsilon + H_p = 200\,kcal/kg$

α) $P_2 = P_1\left(\frac{U_1}{U_2}\right)^\gamma = 1 \times 12^{1,4}$ καὶ $P_2 = 32,4\,kg/cm^2$

$T_2 = T_1\left(\frac{U_1}{U_2}\right)^{\gamma-1} = 293 \times 12^{0,4}$ καὶ $T_2 = 791,6^o\,K.$

$T_3 = T_2 + \frac{H_\upsilon}{C_\upsilon} = 791,6 + \frac{100}{0,17}$ καὶ $T_3 = 1379,8^o\,K.$

$U_3 = \frac{U_5}{r} = \frac{0,9}{12}$ καὶ $U_3 = 0,075\,m^3/kg$

$P_3 = P_2 \cdot \frac{T_3}{T_2} = 32,4 \times \frac{1379,8}{791,6}$ καὶ $P_3 = 56,4\,kg/cm^2$

$P_4 = P_3$ ἢ $P_4 = 56,4\,kg/cm^2.$

$T_4 = T_3 + \frac{H_p}{C_p} = 1379,8 + \frac{100}{0,24}$ καὶ $T_4 = 1796,4^o\,K$

$U_4 = U_3 \cdot \frac{T_4}{T_3} = 0,075 \times \frac{1796,4}{1379,8}$ καὶ $U_4 = 0,09\,m^3/kg$

$P_4U_4^\gamma = P_5U_5^\gamma$ καὶ $P_5 = P_4\left(\frac{U_4}{U_5}\right)^\gamma = 56,4 \times \left(\frac{0,09}{0,9}\right)^{1,4}$ καὶ

$P_5 = 2,24\,kg/cm^2$. Ἀπὸ τὴν ἀλλαγὴν 5 - 1 λαμβάνομεν :

$\frac{P_5}{T_5} = \frac{P_1}{T_1}$ καὶ $T_5 = T_1 \cdot \frac{P_5}{P_1} = 293 \times \frac{2,24}{1}$ καὶ $T_5 = 654,32^o\,K.$

β) $H_2 = C_\upsilon(T_5 - T_1) = 0,17(654,32 - 293)$ καὶ $H_2 = 61,42\,kcal.$

γ) $W = H_1 - H_2 = 200 - 61,42 = 138,58\,kcal/kg.$

δ) $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1} = \frac{200 - 61,42}{200} = 0,6929$ καὶ $\eta_\theta = 69,29\%.$

ε) $HP = \frac{W \cdot 0,2 \times 100 \times 60}{632} = \frac{138,58 \times 0,2 \times 100 \times 60}{632} = 263,12\,HP.$

Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸν κύκλον αὐτὸν ἔχομεν ἀπόδοσιν μεγαλυτέραν τοῦ Otto καὶ Diesel μὲ τὸ αὐτὸ συνολικῶς χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος καὶ τὰς αὐτὰς ἀρχικὰς καταστάσεις.

Τοῦτο ἔδει νὰ ἀνεμένετο λόγω τοῦ ὅτι ἐλήφθη ἐνταῦθα μεγαλύτερος βαθμὸς συμπιέσεως τοῦ Otto, ἐνῶ ἐχορηγήθη μικρότερον ποσὸν θερμότητος ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τῆς τοῦ Diesel.

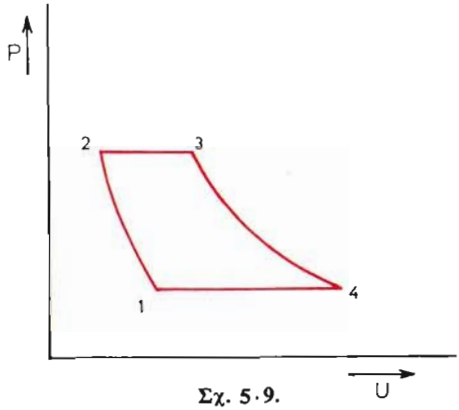
5·9 Κύκλος τοῦ Joule.

Ὁ κύκλος τοῦ Joule ἢ κύκλος Brayton εἶναι ὁ κύκλος σταθερᾶς πιέσεως, ὁ ὁποῖος ἔχει ἐφαρμογὴν εἰς τοὺς ἀεριοστροβίλους.

Αὐτὸς ἐξετάζεται κατ' ἀρχὴν ὡς κλειστὸς κύκλος, δηλαδὴ μὲ τὸ

θερμοδυναμικὸν ἐργαζόμενον μέσον νὰ παραμένῃ ἐντὸς τῆς μηχανῆς.

Ὁ κύκλος (σχ. 5·9) ἄρχεται ἀπὸ τὸ σημεῖον 1 καὶ ἀὴρ συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς μέχρι τὸ 2. Ἀπὸ τὴν κατάστασιν 2 ἕως 3 χορηγεῖται θερμότης εἰς τὸν ἀέρα ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Ἀπὸ τὴν κατάστασιν 3 ἕως 4 ὁ ἀὴρ ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς καὶ ἐν συνεχείᾳ ἀποβάλλεται θερμότης κατὰ τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 4-1.



Σχ. 5·9.

Ἡ χορηγουμένη θερμότης $H_1 = C_p (T_3 - T_2)$.

Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης $H_2 = C_p (T_4 - T_1)$.

Τὸ παραγόμενον ἔργον θὰ εἶναι $W = H_1 - H_2$ (εἰς μονάδας θερμότητος) καὶ ἡ ἀπόδοσις $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}$.

Ἀποδεικνύεται ὅτι :

$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_1}{T_2} \qquad (72)$$

$$\eta_\theta = \frac{C_p (T_3 - T_2) - C_p (T_4 - T_1)}{C_p (T_3 - T_2)} \quad \text{καὶ} \quad \eta_\theta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Ἀπὸ τὰς ἀδιαβατικὰς ἀλλαγὰς 3-4 καὶ 1-2 μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (57) ἔχομεν ὅτι:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \text{καὶ} \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

καὶ δεδομένου ὅτι $P_4 = P_1$ καὶ $P_3 = P_2$ θὰ εἶναι καὶ $\frac{T_4}{T_3} = \frac{T_1}{T_2}$.

Ἑπομένως καὶ $\frac{T_4}{T_3} - 1 = \frac{T_1}{T_2} - 1$ ἢ $\frac{T_4 - T_1}{T_1} = \frac{T_3 - T_2}{T_2}$ ἢ $\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{T_1}{T_2}$, ἑπομένως $\eta_\theta = 1 - \frac{T_1}{T_2}$, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (72).

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (72) παρατηροῦμεν ὅτι ὁ κύκλος Joule καὶ Otto ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμικὴν ἀπόδοσιν διὰ τὰς αὐτὰς τιμὰς T_1 καὶ T_2.

Εἰς τὴν πρᾶξιν ὅμως οἱ ἀεριοστρόβιλοι ἔχουν μικρὰν θερμικὴν ἀπόδοσιν λόγω μικρῶν σχετικῶς τιμῶν τοῦ βαθμοῦ συμπιέσεως καὶ τῶν θερμοκρασιῶν, ποὺ εἶναι ἐπιτρεπταὶ εἰς τὰς μηχανὰς αὐτοῦ τοῦ τύπου, ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸ παράδειγμα.

Παράδειγμα.

Εἰς ἰδανικὸν κύκλον Joule ἀὴρ συμπιέζεται ἀπὸ ἀρχικὴν πίεσιν 1 kg/cm² ἀπόλ. εἰς πίεσιν 6 kg/cm² ἀπόλ. Ὁ ἀρχικὸς εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀέρος εἶναι 0,9 m³/kg.

Ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία του εἶναι 20° C. Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος μετὰ τὴν συμπίεσιν εἶναι 250° C, ἐνῶ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως εἶναι 520° C :

Ζητεῖται : α) Ἡ χορηγουμένη θερμότης εἰς kcal/kg. β) Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης εἰς kcal/kg. γ) Τὸ παραγόμενον ἔργον ἀνὰ κύκλον εἰς kcal/kg. δ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις ἐπὶ τοῖς ἑκατόν. ε) Ἡ ἀναπτυσσομένη ἱπποδύναμις διὰ μηχανήν, ποὺ πραγματοποιεῖ 100 κύκλους ἀνὰ λεπτὸν μὲ βάρος ἀέρος 0,2 kg.

Διὰ τὸν ἀέρα $R = 29{,}27$ kgm/kg°K, $C_p = 0{,}24$ καὶ $\gamma = 1{,}4$.

Λύσις:

Ἀναφερόμενοι εἰς τὸ σχῆμα 5·8 ἔχομεν δεδομένα :
$P_1 = 1$ kg/cm², $P_2 = 6$ kg/cm², $U_1 = 0{,}9$ m³/kg, $T_1 = 293°K$, $T_2 = 523°K$ καὶ $T_4 = 793°$ K.

$$\text{Εὑρίσκομεν τὴν } T_3 = T_4 \cdot \left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 793\left(\frac{6}{1}\right)^{0{,}286}$$

$$\text{καὶ } T_3 = 1323{,}78°\ K.$$

α) Ἡ χορηγουμένη θερμότης $H_1 = C_p\,(T_3 - T_2) = 0{,}24\,(1323{,}78 - 523)$

καὶ $H_1 = 192{,}18$ kcal/kg.

β) Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης $H_2 = C_p\,(T_4 - T_1) = 0{,}24\,(793 - 293)$

καὶ $H_2 = 120$ kcal/kg.

γ) Τὸ παραγόμενον ἔργον $W = H_1 - H_2 = 192{,}18 - 120 = 72{,}18$ kcal/kg.

δ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις $\eta_\theta = \dfrac{H_1 - H_2}{H_1} = \dfrac{72{,}18}{192{,}18} = 0{,}37$ ἢ 37%.

ε) Ἡ ἀναπτυσσομένη ἱπποδύναμις $HP = \dfrac{0{,}2 \times 72{,}18 \times 60 \times 100}{632} = 137$ HP.

Σημείωσις : Παρατηροῦμεν πόσον μικρὰν θερμικὴν ἀπόδοσιν ἔχει ὁ κύκλος αὐτὸς συγκρινόμενος μὲ τοὺς προηγουμένους τρεῖς. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸν χαμηλὸν λόγον τῶν πιέσεων $\dfrac{P_2}{P_1} = 6$ τοῦ κύκλου καὶ τῶν μικροτέρων ἀναπτυσσομένων θερμοκρασιῶν.

5·10 Ἀσκήσεις.

1) Ἀὴρ βάρους 0,5 kg χρησιμοποιεῖται ὡς ἐργαζόμενον θερμοδυναμικὸν μέσον εἰς μηχανὴν Carnot. Κατὰ τὴν ἀρχὴν τῆς ἀδιαβατικῆς συμπιέσεως ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἶναι 320° K καὶ ἡ πίεσις 3 kg/cm² ἀπόλ. Ἡ πίεσις εἰς τὸ τέλος τῆς ἀδιαβατικῆς συμπιέσεως εἶναι 12 kg/cm² ἀπόλ. καὶ βαθμὸς ἰσοθερμοκρασιακῆς ἐκτονώσεως r = 2.

Ζητεῖται: α) Ἡ πίεσις, ὄγκος καὶ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἰς ὅλα τὰ σημεῖα τοῦ τέλους ἑκάστης ἀλλαγῆς καταστάσεως τοῦ κύκλου. β) Ἡ χορηγουμένη θερμότης

εἰς kcal/kg. γ) Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης εἰς kcal/kg. δ) Τὸ παραγόμενον ἔργον ἀνὰ κύκλον. ε) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις ἐπὶ τοῖς ἑκατόν. στ) Ἡ ἱπποδύναμις τῆς μηχανῆς, ἐὰν αὐτὴ πραγματοποιῇ 500 κύκλους ἀνὰ λεπτόν. Δίδεται $R = 29,27$ kgm/kg°K καὶ $\gamma = 1,4$.

(*Ἀπ.*: Μὲ βάσιν τὸ σχῆμα 5·5 εὑρίσκομεν :

α) $P_d = 3$ kg/cm². $T_d = 320°$ K $U_d = 0,1561$ m³
$P_\alpha = 12$ kg/cm² $T_\alpha = 475,8°$ K $U_\alpha = 0,0580$ m³
$P_b = 6$ kg/cm² $T_b = 475,8°$ K $U_b = 0,1160$ m³
$P_c = 1,5$ kg/cm² $T_c = 320°$ K $U_c = 0,3126$ m³

β) $H_1 = 22,45$ kcal/kg
γ) $H_2 = 15,20$ kcal/kg
δ) $W = 7,25$ kcal/kg
ε) $\eta_\theta = 32,3\%$
στ) HP = 169)

2) Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου Otto μὲ ὅρους θερμοκρασίας καὶ νὰ ὑπολογισθῇ αὐτὴ μὲ στοιχεῖα τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 5·6.

(*Ἀπ.*: Ἀναφερόμενοι εἰς τὸ σχῆμα 5·4 : $\eta_\theta = 1 - \frac{T_1}{T_2}$ καὶ $\eta_\theta = 58,4\%$)

3) Ὁ κύλινδρος βενζινομηχανῆς ἔχει διάμετρον 2,48 in. Ἡ διαδρομὴ ἐμβόλου εἶναι 3,74 in καὶ ὁ βαθμὸς συμπιέσεως 5,7.

Εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς συμπιέσεως ἡ πίεσις εἶναι 14 lb/in² ἀπόλ. καὶ ἡ θερμοκρασία 25° C. Εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως ἡ πίεσις εἶναι 160 lb/in² καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἐκρήξεως ἡ πίεσις εἶναι 440 lb/in².

Ζητεῖται: ἡ κατὰ τὴν ἔκρηξιν χορηγουμένη θερμότης ($R = 100$ ftlb/lb°K καὶ $C_v = 0,21$). (*Ἀπ.*: $H = 0,1540$ lbcal)

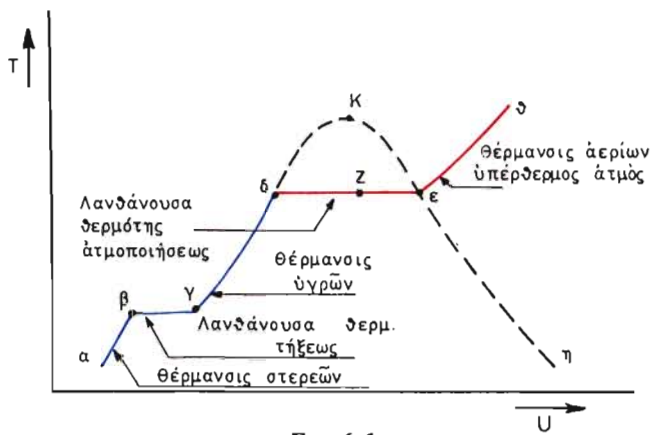
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 6

ΥΔΡΑΤΜΟΙ

6·1 Γενικὰ περὶ ἀτμῶν. Αἱ τέσσαρες καταστάσεις ἑνὸς σώματος.

Εἰς τὴν φύσιν ἓν σῶμα δύναται νὰ ὑφίσταται εἰς μίαν τῶν τεσσάρων καταστάσεων ἀναλόγως μὲ τὴν πίεσιν καὶ τὴν θερμοκρασίαν, εἰς τὰς ὁποίας τοῦτο εὑρίσκεται, δηλαδὴ νὰ εἶναι *στερεόν*, *ὑγρόν*, *ἀτμὸς* καὶ *ἀέριον*.

Ἔστω ὅτι ἓν ὑλικὸν εἰς πολὺ χαμηλὴν θερμοκρασίαν εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν στερεοῦ σώματος. Ἐὰν θερμανθῇ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἡ θερμοκρασία του θὰ ἀρχίση νὰ ἀνέρχεται, ἕως ὅτου φθάση εἰς τὸ σημεῖον τήξεως τοῦ σώματος. Τοῦτο παρίσταται ἀπὸ τὴν γραμμὴν α-β εἰς διάγραμμα μὲ ἄξονας θερμοκρασία-ὄγκος(σχ. 6·1). Ἐὰν συνεχί-



Σχ. 6·1.

σωμεν τὴν θέρμανσιν, ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερὰ καὶ ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὸ σῶμα ἡ λανθάνουσα θερμότης τήξεως. Ἡ μεταβολὴ αὐτὴ παρίσταται διὰ τῆς γραμμῆς σταθερᾶς θερμοκρασίας β-γ.

Εἰς τὸ σημεῖον γ τὸ σῶμα εἶναι εἰς κατάστασιν ὑγράν. Ἡ γραμμὴ γ-δ παριστᾶ τὴν θέρμανσιν τοῦ ὑγροῦ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἕως ὅτου ἀποκτηθῇ ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως εἰς τὸ σημεῖον δ.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Εἰς τὸ σημεῖον δ ἄρχεται ἡ ἀτμοποίησις ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν, ἕως ὅτου τὸ σῶμα μεταβληθῇ εἰς ἀέριον εἰς τὸ σημεῖον ε. Ἡ γραμμὴ δ-ε παριστᾶ τὴν ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν χορήγησιν θερμότητος ἢ ἄλλως τὴν λανθάνουσαν θερμότητα ἀτμοποιήσεως. Μεταξὺ τῶν σημείων δ καὶ ε τὸ σῶμα εἶναι εἰς κατάστασιν ἀτμοῦ. Περιέχει δηλαδὴ ἐν αἰωρήσει σταγονίδια ὑγροῦ, ἀπὸ τὸ ὁποῖον προέρχεται. Τὸ ποσὸν τῶν σταγονιδίων ὑγροῦ ἐν αἰωρήσει εἰς ἓν σημεῖον ἐπὶ τῆς γραμμῆς δ-ε καθορίζει τὴν ὑγρότητα τοῦ ἀτμοῦ.

Ἡ ξηρότης τοῦ ἀτμοῦ, γνωστὴ ὡς *βαθμὸς ξηρότητος* ἢ *τίτλος τοῦ ἀτμοῦ*, παρίσταται μὲ τὸ σύμβολον χ. Ἐὰν χ εἶναι ὁ βαθμὸς ξηρότητος εἰς ἓν σημεῖον Z (σχ. 6·1), τότε $\chi = \frac{\text{Βάρος ξηροῦ ἀερίου}}{\text{Βάρος ὑγροῦ ἀτμοῦ}} =$ = Βάρος ξηροῦ ἀερίου ἀνὰ kg ἢ lb τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ.

Εἰς τὸ σημεῖον ε ὁ ἀτμὸς εἶναι 100% ξηρὸς καὶ εἰς ὡρισμένας περιπτώσεις δύναται νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀέριον. Εἰς τὴν κατάστασιν αὐτὴν ε ὀνομάζεται ἐπίσης ξηρὸς κεκορεσμένος ἀτμός.

Ἡ περαιτέρω θέρμανσις ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν παρίσταται εἰς τὸ σχῆμα ὑπὸ τῆς γραμμῆς ε-θ, καλεῖται *ὑπερθέρμανσις* καὶ τὸσῶμα μεταπίπτει εἰς τὴν κατάστασιν τοῦ ἀερίου. Ὡς ἀέριον τώρα ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τῶν ἀερίων καὶ ἔχει χαρακτηριστικὰ ὡς τὸ R, C_p, C_v καὶ γ, ποὺ παραμένουν σταθερὰ ἐντὸς ὡρισμένων ὁρίων μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας.

Τὰ διάφορα σημεῖα τῆς γραμμῆς αβγδεθ παριστοῦν τὴν κατάστασιν τοῦ σώματος κατὰ τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν θέρμανσίν του. Παρατηροῦμεν ὅτι ἔχομεν μεγάλην αὔξησιν ὄγκου κατὰ τὴν φάσιν τῆς τήξεως καὶ ἀτμοποιήσεως. Ἐὰν εἰς τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 6·1 χαραχθοῦν παρόμοιαι γραμμαὶ θερμάνσεως ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν μὲ διαφορετικὰς τιμὰς πιέσεων, τότε θὰ εὑρεθῇ ὅτι τὰ διάφορα σημεῖα ἀντίστοιχα τῶν δ καὶ ε κεῖνται ἐπὶ τῆς αὐτῆς καμπύλης, ὡς αὐτὴ δεικνύεται ἐστιγμένη εἰς τὸ σχῆμα. Ἐντὸς τῆς ἐπιφανείας, ἡ ὁποία περικλείεται ἀπὸ τὴν καμπύλην γδΚεη ἔχομεν κατάστασιν ἀτμοῦ, τὸ δὲ σημεῖον Κ εἰς τὴν κορυφὴν τῆς καμπύλης ὀνομάζεται *κριτικὸν σημεῖον*.

Ἡ ἀπόστασις μεταξὺ τῶν δύο σκελῶν τῆς καμπύλης εἰς οἱανδήποτε τιμὴν τοῦ Τ δίδει τὴν λανθάνουσαν θερμότητα ἀτμοποιήσεως διὰ τὴν θερμοκρασίαν αὐτήν. Ἑπομένως εἰς τὸ κριτικὸν σημεῖον Κ ἡ λανθάνουσα θερμότης εἶναι μηδέν. Ἄνωθεν τοῦ σημείου αὐτοῦ δὲν δύ-

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΝΙΩΣΤΑ 1954

ναται νὰ ὑπάρξη κατάστασις ἀτμοῦ καὶ τὸ σῶμα μετατρέπεται κατ' εὐθεῖαν ἀπὸ ὑγρὸν εἰς ἀέριον, χωρὶς νὰ διέλθη τὴν φάσιν τοῦ ἀτμοῦ.

Ὅταν χορηγῆται ἢ ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸν ἀτμὸν θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα αὔξησιν ἢ ἐλάττωσιν τοῦ βαθμοῦ ξηρότητος, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερά· ἑπομένως δὲν ἔχουν ἐφαρμογὴν εἰς ἀτμοὺς χαρακτηριστικὰ ὡς C_p, C_v, R ἢ γ. *Οἱ νόμοι* δηλαδὴ *τῶν ἀερίων δὲν ἐφαρμόζονται εἰς τοὺς ἀτμούς.* Τὰ διάφορα χαρακτηριστικὰ τῶν ἀτμῶν εἰς εὐρέα ὅρια θερμοκρασιῶν καὶ πιέσεων ἔχουν μετρηθῆ πειραματικῶς καὶ ἔχουν ἀναγραφῆ εἰς εἰδικοὺς πίνακας δι' ὅλους τοὺς ἀτμούς, ποὺ χρησιμοποιοῦνται εἰς τὴν βιομηχανίαν (ἰδὲ Παράρτημα Θερμοδυναμικῆς πίνακες καὶ διαγράμματα).

6·2 Σχηματισμὸς ὑδρατμοῦ. Ὑγρός, ξηρός, ὑπέρθερμος ὑδρατμός.

Ὁ ὑδρατμὸς ἔχει τεραστίαν ἐφαρμογὴν εἰς τὰ πλοῖα, διότι πλεῖστα κύρια καὶ βοηθητικὰ μηχανήματα κινοῦνται μὲ ὑδρατμόν.

Ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως τοῦ ὕδατος ὅπως καὶ κάθε ὑγροῦ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν πίεσιν. Εἰς τυπικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν 1,033 kg/cm^2 τὸ ὕδωρ, ὡς γνωστόν, βράζει εἰς τοὺς 100^0C ἢ 212^0F. Ἡ τιμὴ τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς ἀνέρχεται ἢ κατέρχεται, ἐφ' ὅσον ἡ πίεσις, εἰς τὴν ὁποίαν εὑρίσκεται τὸ ὕδωρ, εἶναι μεγαλυτέρα ἢ μικροτέρα τῆς ἀτμοσφαιρικῆς. Δι' ἑκάστην ἑπομένως τιμὴν πιέσεως ὑπάρχει μία καθωρισμένη θερμοκρασία, ἡ ὁποία ὀνομάζεται *θερμοκρασία βρασμοῦ* ἢ *θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως* ἢ *θερμοκρασία κορεσμοῦ.*

Γενικῶς, ὅταν ἓν ὑγρὸν εὑρίσκεται εἰς θερμοκρασίαν βρασμοῦ, λέγομεν ὅτι εἶναι εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ.

Εἰς τὸ σχῆμα 6·2 παρίσταται ἡ παραγωγὴ ὑδρατμοῦ ὑπὸ συνθήκας, αἱ ὁποῖαι ἐπικρατοῦν ἐντὸς λέβητος πλοίου.

Ἔστω ὅτι ἐντὸς κυλίνδρου ἓν ἔμβολον ἐπιφανείας A (σχ. 6·2), ἄνωθεν τοῦ ὁποίου ἐφαρμόζεται μία σταθερὰ δύναμις F. Κάτωθεν τοῦ ἐμβόλου ὑπάρχει ποσότης 1 kg ὕδατος ἀρχικῆς θερμοκρασίας 0^0C. Τὸ ὕδωρ τοῦτο θὰ εὑρίσκεται ὑπὸ πίεσιν $P_1 = \frac{F}{A}$. Ἐὰν θερμάνωμεν τὸ ὕδωρ, θὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του καὶ θὰ αὐξηθῆ κατά τι ὁ ὄγκος του. Ἡ αὔξησις αὐτὴ τοῦ ὄγκου θὰ ὑποχρεώση τὸ ἔμβολον νὰ μετακινηθῆ πρὸς τὰ ἄνω, μὲ ἀποτέλεσμα παραγωγὴν μηχανικοῦ ἔργου λόγω τῆς μετακινήσεως τῆς δυνάμεως F.

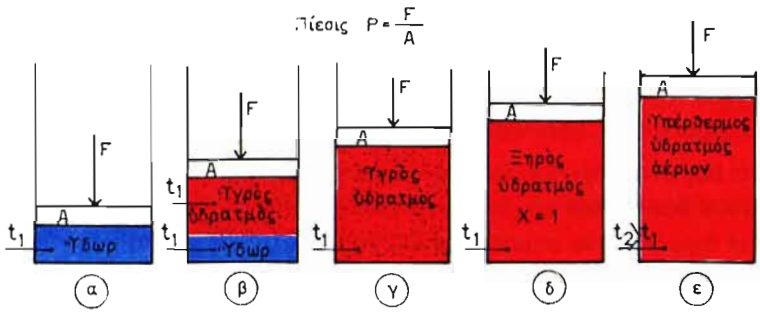
Τὸ ἔργον ὅμως τοῦτο δὲν εἶναι παρὰ μικρὸν κλάσμα τῆς θερμό-

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

τητος, ποὺ χορηγεῖται εἰς τὸ ὕδωρ διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του εἰς ἐκείνην τοῦ βρασμοῦ, καὶ συνήθως δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν.

Ὑγρὸς ὑδρατμός.

Ἔστω ὅτι εἰς τὴν πίεσιν P_1 ἀντιστοιχεῖ θερμοκρασία βρασμοῦ t_1. Ὅταν τὸ ὕδωρ ἀποκτήση τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν [σχ. 6.2(α)], ἀρχίζει νὰ ἀτμοποιῆται (ἐὰν ἐξακολουθῇ ἡ θέρμανσις ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν), ἐνῶ δὲν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία του. Ἀποτέλεσμα τῆς



Σχ. 6·2.

ἀτμοποιήσεως εἶναι ἡ αὔξησις τοῦ ὄγκου καὶ ἑπομένως καὶ ἡ πρὸς τὰ ἄνω μετακίνησις τοῦ ἐμβόλου (σχ. 6·2β).

Ἐφ' ὅσον τὸ ὕδωρ δὲν ἔχει ἐξατμισθῆ πλήρως, ὁ παραγόμενος ὑδρατμὸς εἶναι ὑγρὸς καὶ περιέχει ἐν αἰωρήσει μικρὰ σταγονίδια ὕδατος. Αὐτὸς εἶναι ὁ ὑπὸ τῶν λεβήτων τῶν πλοίων (ἄνευ ὑπερθερμαντῆρος) παραγόμενος ἀτμός.

Διὰ νὰ εὑρεθοῦν ἀπὸ πίνακας τὰ διάφορα χαρακτηριστικὰ ἑνὸς ὑγροῦ ἀτμοῦ, πρέπει νὰ γνωρίζωμεν τὴν πιεσίν του P (ἢ τὴν θερμοκρασίαν του) καὶ τὸν βαθμὸν ξηρότητος αὐτοῦ χ.

Ξηρὸς ὑδρατμός.

Εἰς τὸ γ τοῦ σχήματος 6·2 ἔχομεν ὑγρὸν ὑδρατμὸν καὶ ἐφ' ὅσον ἐξακολουθῶμεν νὰ θερμαίνωμεν, τότε ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν θὰ ἀτμοποιηθοῦν ἓν πρὸς ἓν ὅλα τὰ ἐν αἰωρήσει σταγονίδια καὶ ὁ ὑδρατμὸς θὰ μετατραπῇ εἰς ξηρόν. Εἰς τὸ δ ἔχομεν κατάστασιν ξηροῦ ὑδρατμοῦ. Εἰς τὸν ξηρὸν ὑδρατμόν: α) Οὐδὲν σταγονίδιον ὕδατος ὑπάρχει ἐν αἰωρήσει. β) Ὁ βαθμὸς ξηρότητός του $\chi = 1$. γ) Ἡ θερμοκρασία του εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ ἐκείνην τοῦ κορεσμοῦ.

Διὰ νὰ εὑρεθοῦν ἀπὸ πίνακας τὰ διάφορα χαρακτηριστικὰ ἑνὸς ξηροῦ ἀτμοῦ, πρέπει νὰ γνωρίζωμεν τὴν πίεσίν του ἢ τὴν θερμοκρασίαν του. Εὐνόητον τυγχάνει ἐκ τῶν ἀνωτέρω ὅτι ἡ ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν, ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως τοῦ ὕδατος, ἡ θερμοκρασία ὑγροῦ ὑδρατμοῦ καὶ ἡ θερμοκρασία ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἶναι ἡ αὐτή.

Ὑπέρθερμος ὑδρατμός.

Ἐφ' ὅσον ἐξακολουθήση ἡ θέρμανσις, ὁ ξηρὸς ὑδρατμὸς μετατρέπεται εἰς ὑπέρθερμον (ἀέριος κατάστασις). Ἡ θερμοκρασία δηλαδὴ αὐξάνει ἄνωθεν ἐκείνης τοῦ κορεσμοῦ, ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸ ε τοῦ σχήματος 6·2.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὰ χαρακτηριστικὰ ἑνὸς ὑπερθέρμου ἀτμοῦ ἀπὸ πίνακας, πρέπει νὰ γνωρίζωμεν τὴν πίεσιν καὶ τὴν θερμοκρασίαν του.

Αἱ φάσεις α καὶ β (σχ. 6·2) σχηματισμοῦ ὑδρατμοῦ λαμβάνουν χώραν ἐντὸς τοῦ ἀτμοθαλάμου καὶ τῶν ἀτμογόνων αὐλῶν τοῦ λέβητος ἑνὸς πλοίου, ἐνῶ αἱ φάσεις γ, δ καὶ ε λαμβάνουν χώραν ἐντὸς ἰδιαιτέρου ἐξαρτήματος τοῦ λέβητος, ποὺ λέγεται *ὑπερθερμαντήρ*.

Εἰς τὴν πρᾶξιν δὲν ὑφίσταται ξηρὸς ὑδρατμός, ἀλλὰ ὑγρὸς ἢ ὑπέρθερμος. Ὁ ξηρὸς ἀτμὸς γενικὰ εἶναι μία στιγμιαία μεταβατικὴ κατάστασις ὑγροῦ ἀτμοῦ πρὸς ὑπέρθερμον.

Παρατηροῦμεν εἰς τὸ σχῆμα 6·2 ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ὑδρατμοῦ αὐξάνει ἀπὸ φάσεως εἰς φάσιν ἀνερχομένου τοῦ ἐμβόλου ἀναλόγως, μὲ ἀποτέλεσμα παραγωγὴν μηχανικοῦ ἔργου λόγω τῆς μετακινήσεως τῆς δυνάμεως F πρὸς τὰ ἄνω.

6·3 Αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος. Ὁλικὴ θερμότης ὕδατος.

Ἡ μέτρησις τῆς περιεχομένης θερμότητος εἰς ὕδωρ ἢ εἰς ὑδρατμὸν γίνεται μὲ τὴν ὑπόθεσιν ὅτι ὕδωρ θερμοκρασίας 0^0 C ἢ 32^0 F δὲν περιέχει καθόλου θερμότητα. Ἑπομένως ἐὰν t_1 εἶναι ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως τοῦ ὕδατος, ὡς εἰς περίπτωσιν α τοῦ σχήματος 6·2, θὰ ἔχωμεν :

Ὁλικὴ θερμότης ὕδατος $= C\ (t_1 - 0)$ εἰς kcal, ἐὰν t_1 εἶναι εἰς βαθμοὺς ^{0}C ἢ $= C(t_1 - 32)$ εἰς BTU, ἐὰν t_1 εἶναι εἰς βαθμοὺς ^{0}F, ὅπου C εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος.

Διὰ μηχανολογικοὺς ὑπολογισμοὺς δεχόμεθα ὅτι ὑπάρχει ἀρκετὴ ἀκρίβεια, ἐὰν διὰ τὸ ὕδωρ λάβωμεν τὴν τιμὴν τοῦ C ἴσην μὲ τὴν μονάδα, ὁπότε ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος : α) θὰ ἰσοῦται μὲ τὴν θερμοκρασίαν του εἰς μονάδας ἑκατονταβάθμου διὰ 1 kg ἢ β) θὰ ἰσοῦ-

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΙΟΥ 1954

ται μὲ τὴν θερμοκρασίαν του μεῖον 32 εἰς μονάδας Φαρενάιτ, διὰ 1 lb.

Ἀπὸ μετρήσεις εὑρέθη ὅτι ὑπάρχει ἐλαφρὰ μεταβολὴ τῆς εἰδικῆς θερμότητος τοῦ ὕδατος διὰ μεγάλας μεταβολὰς θερμοκρασίας. Ἡ μεταβολὴ αὐτὴ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν εἰς τὰς τιμὰς τῆς θερμότητος, ποὺ δίδονται εἰς τοὺς πίνακας ὑδρατμῶν (ἰδὲ Παράρτημα). Εἰς τοὺς πίνακας αὐτοὺς μὲ τὸ σύμβολον ρ ἀναφέρεται ἡ αἰσθητὴ θερμότης τοῦ ὕδατος εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ, δηλαδὴ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας 1 kg (ἢ 1 lb) ὕδατος ἀπὸ θερμοκρασίαν 0^0 C (ἢ 32^0 F) εἰς τὴν θερμοκρασίαν ἀτμοποιήσεως t_1, ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν πίεσιν.

Ἡ τιμὴ τοῦ ρ εἰς τυπικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν εἶναι 100 kcal/kg ἢ 180 BTU/lb.

6·4 Βαθμὸς ξηρότητος ἢ τίτλος ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

Γνωρίζομεν ὅτι βαθμὸς ξηρότητος ἢ τίτλος ὑγροῦ ὑδρατμοῦ εἶναι τὸ ποσὸν τοῦ καθαροῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ περιέχει 1 kg (ἢ 1 lb) ὑγροῦ ὑδρατμοῦ καὶ παρίσταται μὲ τὸ γράμμα χ (παράγρ. 6·1).

Οὕτω χ=0,9 σημαίνει ὅτι τὰ 0,9 τοῦ ὕδατος ἔχουν ἀτμοποιηθῆ πλήρως, ἐνῶ τὸ ὑπόλοιπον 0,1 εἶναι σταγονίδια ὕδατος ἐν αἰωρήσει ἐντὸς τοῦ ὑδρατμοῦ. Ἐὰν δηλαδὴ χ εἶναι ὁ βαθμὸς ξηρότητος ἑνὸς ὑγροῦ ὑδρατμοῦ, 1 − χ εἶναι ἡ εἰς αὐτὸν περιεχομένη ὑγρασία ὑπὸ μορφὴν σταγονιδίων κατὰ βάρος. Ὁ ξηρὸς ὑδρατμὸς ἔχει τιμὴν χ ἴσην μὲ τὴν μονάδα, ἐνῶ ὕδωρ εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ ἔχει χ ἴσον μὲ τὸ μηδέν.

6·5 Λανθάνουσα θερμότης ὑδρατμοῦ.

Εἰς τὸ σχῆμα 6·2 εἴδομεν ὅτι μόλις τὸ ὕδωρ ἀποκτήση τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ t_1 εἰς φάσιν α, ἀρχίζει ἡ ἀτμοποίησις ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν μέχρι τῆς φάσεως δ. Ἡ θερμότης, ἡ ὁποία ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὸ ὕδωρ κατὰ τὴν ἀτμοποίησίν του ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν, λέγεται *λανθάνουσα θερμότης ἀτμοποιήσεως*. Εἰς τοὺς πίνακας τῶν ὑδρατμῶν μὲ τὸ σύμβολον λ παρίσταται ἡ λανθάνουσα θερμότης ξηροῦ ὑδρατμοῦ, δηλαδὴ *τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν μετατροπὴν 1 kg (ἢ 1 lb) ὕδατος ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ εἰς ξηρὸν ὑδρατμὸν τῆς αὐτῆς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας.*

Ἡ τιμὴ τῆς λανθανούσης θερμότητος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν πίεσιν. Ἐλαττοῦται ὅσον ἡ πίεσις αὐξάνει καὶ μηδενίζεται εἰς τὴν κριτικὴν

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

πίεσιν, ἡ ὁποία διὰ τὸ ὕδωρ εἶναι 225,2 kg/cm² (ἢ 3206,2 lb/in²).

Ἡ τιμὴ τῆς λανθανούσης θερμότητος τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ φανερὸν εἶναι ὅτι θὰ εἶναι κλάσμα ἐκείνης τοῦ ξηροῦ τῆς αὐτῆς πιέσεως, θὰ ἰσοῦται δὲ μὲ τὸ γινόμενον $\chi \cdot \lambda$, ὅπου χ εἶναι ὁ βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

Ἡ τιμὴ τοῦ λ εἰς τυπικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν εἶναι 539 kcal/kg ἢ 970,4 BTU/lb.

6·6 Ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ.

Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπαιτεῖται εἰς ὡρισμένην πίεσιν διὰ τὴν ἀτμοποίησιν 1 kg (ἢ 1 lb) ὕδατος ἀπὸ θερμοκρασίαν 0° C (ἢ 32° F) καλεῖται *ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ* καὶ παρίσταται μὲ τὸ γράμμα ι.

Οὕτω διὰ νὰ γίνῃ ὁ ἀτμὸς ὑγρός, ὡς εἰς τὸ γ τοῦ σχήματος 6·2, ἀπαιτεῖται ποσὸν θερμότητος ρ, διὰ νὰ ἀνέλθῃ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος ἀπὸ τοὺς 0° C εἰς τοὺς t_1 τοῦ βρασμοῦ καὶ ποσὸν $(\chi \cdot \lambda)$ λανθανούσης θερμότητος, διὰ νὰ μετατραπῇ τὸ ὕδωρ εἰς ὑγρὸν ἀτμόν· ἑπομένως ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑγροῦ ὑδρατμοῦ εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$\iota = \rho + \chi \cdot \lambda \qquad (73)$$

Διὰ νὰ μετατραπῇ 1 kg ὕδατος εἰς ξηρὸν ὑδρατμόν, πρέπει νὰ ἀπορροφήσῃ ρ αἰσθητὴν θερμότητα, διὰ νὰ ἀρχίσῃ ἡ ἀτμοποίησις, καὶ λ λανθάνουσαν θερμότητα, ὥστε ὁ ἀτμὸς νὰ γίνῃ ξηρὸς (δ τοῦ σχ. 6·2). Ἑπομένως ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$\iota = \rho + \lambda \qquad (74)$$

Μόλις ὁ ἀτμὸς γίνῃ ξηρός, διὰ περαιτέρω θερμάνσεως μετατρέπεται εἰς ὑπέρθερμον δι' αὐξήσεως τῆς θερμοκρασίας του (ε τοῦ σχ. 6·2).

Ἡ θέρμανσις γίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, δεδομένου δὲ ὅτι ὁ ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς ὑπάγεται εἰς τὴν κατηγορίαν τῶν ἀερίων, τὸ ποσὸν τῆς ἐπὶ πλέον χορηγηθείσης θερμότητος εἰς 1 kg (ἢ 1 lb) ξηροῦ ὑδρατμοῦ διὰ νὰ μετατραπῇ εἰς ὑπέρθερμον θὰ ἰσοῦται μὲ $C_p\,(t_2 - t_1)$, ὅπου :

C_p εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τοῦ ὑπερθέρμου ἀτμοῦ, t_2 ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑπερθέρμου ἀτμοῦ, t_1 ἡ θερμοκρασία τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ τῆς αὐτῆς πιέσεως μὲ τὸν ὑπέρθερμον.

Ἑπομένως ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$\iota = \rho + \lambda + C_p\,(t_2 - t_1) \qquad (75)$$

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΝΙΩΝ 1954

Τὸ C_p τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ, ἐκτὸς ἐὰν ἄλλως ἀναφέρεται, θὰ λαμβάνεται $C_p = 0,55$.

6·7 Χρῆσις πινάκων ξηροῦ ὑδρατμοῦ. Ὑπολογισμὸς θερμότητος ἀτμοποιήσεως τοῦ ὕδατος.

Πίνακες ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς μετρικὸν καὶ ἀγγλικὸν σύστημα μονάδων δίδονται εἰς τὸ παράρτημα *Πίνακες καὶ Διαγράμματα Θερμοδυναμικῆς* (Ἔκδοσις Ἱδρύματος Εὐγενίδου).

Τῇ βοηθείᾳ τῶν πινάκων ὑπολογίζονται αἱ διάφοροι ἰδιότητες τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς οἱανδήποτε κατάστασιν καὶ ἐὰν εὑρίσκεται αὐτός.

Οἱ πίνακες αὐτοὶ εἶναι πραγματικοὶ καὶ ἐξήχθησαν διὰ πειραμάτων ἐπὶ ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς διαφόρους θερμοκρασίας καὶ πιέσεις.

Αἱ ἀναγραφόμεναι εἰς τοὺς πίνακας πιέσεις εἶναι ἀπόλυτοι, ἤτοι κατὰ μίαν ἀτμόσφαιραν ($15\ lb/in^2$ ἢ $1\ kg/cm^2$) μεγαλύτεραι τῶν θλιβομετρικῶν (μανομετρικῶν). Οἱ πίνακες ξηροῦ ὑδρατμοῦ δίδουν τιμὰς τῆς ἀπολύτου πιέσεως, τῆς θερμοκρασίας ἀτμοποιήσεως, τοῦ ρ καὶ λ καὶ τοῦ ι ξηροῦ ὑδρατμοῦ, ὡς ἐπίσης τὸν εἰδικὸν ὄγκον αὐτοῦ εἰς m^3/kg ἢ ft^3/lb. Ἐπίσης οἱ πίνακες αὐτοὶ δυνατὸν νὰ περιέχουν καὶ τιμὰς εἰδικοῦ ὄγκου ὕδατος εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ ὡς καὶ τιμὰς *ἐσωτερικῆς ἐνεργείας* καὶ *ἐντροπίας* τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ. (Οἱ ὅροι αὐτοὶ ἐπεξηγοῦνται εἰς παράγραφον 6·11 καὶ Κεφάλαιον 7 ἀντιστοίχως). Διὰ νὰ εὑρεθῇ τὸ ἀπαιτούμενον ποσὸν θερμότητος μετατροπῆς εἰς ὑδρατμὸν 1 kg ἢ 1 lb ὕδατος ὑπὸ ὡρισμένην θερμοκρασίαν καὶ εἰς ὡρισμένην πίεσιν, εὑρίσκεται πρῶτον ἡ ὁλικὴ θερμότης ι τοῦ ὑδρατμοῦ διὰ τῆς χρήσεως τῶν ἰσοτήτων (73), (74) ἢ (75) ἀναλόγως (μὲ τὴν βοήθειαν τῶν πινάκων) καὶ ἐν συνεχείᾳ ἀφαιρεῖται τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ ἀρχικῶς περιεῖχεν τὸ ὕδωρ μὲ βάσιν τὴν ἀρχικὴν θερμοκρασίαν του (παράγρ. 6·3).

Παράδειγμα 1ον.

Ζητεῖται ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑγροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως $10\ kg/cm^2$ ἀπολύτου καὶ βαθμοῦ ξηρότητος $\chi = 0,9$.

Λύσις:

Ἐκ τῆς ἰσότητος (73) ἔχομεν $\iota = \rho + \chi \cdot \lambda$.

Διὰ τῆς χρήσεως τοῦ Πίνακος 1 τοῦ Παραρτήματος λαμβάνομεν διὰ πίεσιν $10\ kg/cm^2$ τὸ $\rho = 181,1$ καὶ τὸ $\lambda = 481,9$ ἐνῶ τὸ $\chi = 0,9$ (δίδεται).

Ἑπομένως $\iota = 181,1 + 0,9 \times 481,9 = 614,81\ kcal/kg$.

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Παράδειγμα 2ον.

Ζητεῖται τὸ ἀπαιτούμενον ποσὸν θερμότητος διὰ τὴν μετατροπὴν 1 lb ὕδατος θερμοκρασίας 320° F εἰς ὑδρατμὸν πιέσεως 585 lb/in² θλιβομετρικῆς καὶ θερμοκρασίας 786,4° F.

Λύσις:

Μετατρέπομεν κατὰ πρῶτον τὴν θλιβομετρικὴν πίεσιν εἰς ἀπόλυτον, ἤτοι $P = 585 + 15 = 600$ lb/in². Ἀπὸ τὸν Πίνακα 2 τοῦ Παραρτήματος βλέπομεν ὅτι ἡ ἀντίστοιχος θερμοκρασία ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἶναι 486,4° F· ἑπομένως ὁ ὑδρατμὸς τοῦ προβλήματος εἶναι ὑπέρθερμος.

Εὑρίσκομεν πρῶτον τὴν ὁλικὴν αὐτοῦ θερμότητα (ἰσότης 75) :

$$\iota = \rho + \lambda + C_p (t_2 - t_1).$$

Ἀπὸ τοὺς πίνακας λαμβάνομεν $\rho + \lambda = 1211$, $t_1 = 486{,}4°$ F.

Ἐπίσης ἔχομεν $t_2 = 786{,}4°$ F (δίδεται) καὶ $C_p = 0{,}55$· ἑπομένως :

$$\iota = 1211 + 0{,}55\,(786{,}4 - 486{,}4) = 1376 \text{ BTU/lb}.$$

Τὸ ἀρχικὸν ποσὸν θερμότητος, ποὺ περιέχει τὸ ὕδωρ, θὰ εἶναι :

$$(t_{\upsilon\delta} - 32) = 320 - 32 = 288 \text{ BTU/lb} \quad (\text{παράγρ. } 6\cdot3).$$

Ἑπομένως τὸ ζητούμενον ποσὸν θερμότητος :

$$H = 1376 - 288 = 1088 \text{ BTU/lb}.$$

6·8 Ὑπέρθερμος ὑδρατμός.

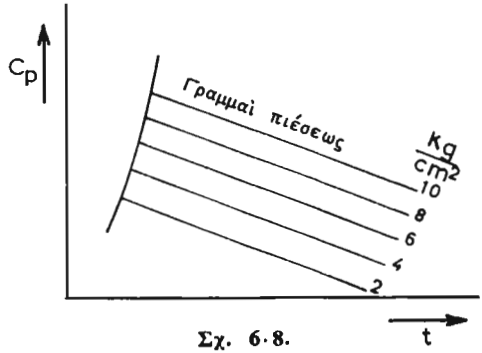
Γνωρίζομεν ὅτι ὁ ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς παράγεται διὰ περαιτέρω θερμάνσεως τοῦ ξηροῦ (ἐντὸς τοῦ ὑπερθερμαντῆρος τοῦ λέβητος) καὶ ἡ θερμοκρασία του ἑπομένως εἶναι μεγαλυτέρα τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ τῆς αὐτῆς πιέσεως (παράγρ. 6·2). Διὰ τὴν εὕρεσιν τῶν διαφόρων χαρακτηριστικῶν τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ τῇ βοηθείᾳ πινάκων ἢ διαγραμμάτων εἶναι ἀπαραίτητος ἡ γνῶσις δύο στοιχείων του, τῆς πιέσεως καὶ τῆς θερμοκρασίας του.

Ἡ ὁλικὴ θερμότης ι τοῦ ὑπερθέρμου δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (76), ἤτοι $\iota = \rho + \lambda + C_p (t_2 - t_1)$.

Ἡ διαφορὰ $t_2 - t_1$ (δηλαδὴ τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὑπερθέρμου καὶ ἐκείνης τοῦ ξηροῦ ἀτμοῦ τῆς αὐτῆς πιέσεως) ὀνομάζεται *θερμοκρασία ὑπερθερμάνσεως*. Τὸ δὲ ἐπὶ πλέον ποσὸν θερμότητος, ποὺ δίδεται εἰς τὸν ξηρὸν διὰ νὰ μεταβληθῇ εἰς ὑπέρθερμον ὑδρατμόν, δηλαδὴ τὸ γινόμενον $C_p (t_2 - t_1)$ λέγεται *θερμότης ὑπερθερμάνσεως*. Ἡ εἰδικὴ θερμότης C_p τοῦ ὑπερθέρμου ἐλαττοῦται μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας καὶ αὐξάνεται μὲ τὴν αὔξησιν τῆς πιέσεως τοῦ ὑδρατμοῦ ὡς διαγραμματικῶς παρίσταται εἰς τὸ σχῆμα 6·8. Ἡ τιμὴ τοῦ C_p δι' ὑπέρθερμον

ὑδρατμὸν κυμαίνεται ἀπὸ 0,48 ἕως 0,65 μὲ μίαν μέσην τιμὴν 0,55.

Εἰς τοὺς Πίνακας 3 καὶ 4 τοῦ Παραρτήματος δίδονται τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ ὑπερθέρμου, δηλαδὴ ἡ ὁλικὴ θερμότης, ὁ εἰδικὸς ὄγκος καὶ ἡ ἐντροπία μὲ βάσιν τὴν πίεσιν καὶ τὴν θερμοκρασίαν.



Σχ. 6·8.

Μὲ τὴν βοήθειαν τῶν Πινάκων 1 καὶ 3 ἢ 2 καὶ 4 τοῦ Παραρτήματος εὑρίσκεται τὸ C_p τοῦ ὑπερθέρμου ἀτμοῦ, διότι ἀπὸ τὴν ἰσότητα (75) ἔχομεν :

$$C_p = \frac{i_{\text{ὑπερ.}} - i_{\text{ξηροῦ}}}{t_2 - t_1} \qquad (76)$$

Τὰς τιμὰς $i_{\text{ξηροῦ}}$, $i_{\text{ὑπερ.}}$ καὶ τὸ t_1 τὸ λαμβάνομεν ἀπὸ τοὺς ἀντιστοίχους πίνακας, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία t_2 τοῦ ὑπερθέρμου εἶναι γνωστή.

Οἱ νόμοι τῶν ἀερίων ἐφαρμόζονται καὶ εἰς τὸν ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν μὲ ἀρκετὴν προσέγγισιν, ἡ ὁποία καλύπτει τὰς ἀνάγκας τῶν πρακτικῶν ἐφαρμογῶν.

Παράδειγμα.

Ζητεῖται τὸ C_p ὑπερθέρμου ἀτμοῦ πιέσεως 30 kg/cm² ἀπολύτου καὶ θερμοκρασίας 450° C.

Λύσις :

Ἐκ τῆς ἰσότητος (76) ἔχομεν :

$$C_p = \frac{i_{\text{ὑπερ.}} - i_{\text{ξηροῦ}}}{t_2 - t_1}$$

Ἀπὸ τὸν Πίνακα 1 τοῦ Παραρτήματος λαμβάνομεν $i_{\text{ξηροῦ}} = 669{,}7$ καὶ $t_1 = 232{,}76$.

Ἀπὸ τὸν Πίνακα 3 τοῦ Παραρτήματος ἔχομεν $i_{\text{ὑπερ.}} = 797{,}7$, τὸ $t_2 = 450$ (δίδεται).

Ἑπομένως $$C_p = \frac{797{,}7 - 669{,}7}{450 - 232{,}76} = 0{,}589.$$

6·9 Εἰδικὸς ὄγκος ὑδρατμοῦ.

α) Ξηρὸς ὑδρατμός.

Ὁ εἰδικὸς ὄγκος ξηροῦ ὑδρατμοῦ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν πίεσίν του καὶ ὑπολογίζεται πειραματικῶς. Ἐκφράζεται εἰς m³/kg ἢ ft³/lb καὶ

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

εὑρίσκεται εἰς εἰδικὴν στήλην εἰς τοὺς Πίνακας 1 καὶ 2 (Παράρτημα).

Ἐὰν υ_α ὁ εἰδικὸς ὄγκος ξηροῦ ὑδρατμοῦ, τότε $\frac{1}{\upsilon_\alpha}$ = ἡ πυκνότης τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς kg/m^3 ἢ lb/ft^3.

β) Ὑγρὸς ὑδρατμός.

Ἐὰν ὁ ὑδρατμὸς εἶναι ὑγρὸς βαθμοῦ ξηρότητος χ, τότε 1 kg ὑδρατμοῦ θὰ εἶναι μῖγμα χ βάρους ξηροῦ ὑδρατμοῦ καὶ $1-\chi$ σταγονιδίων ὕδατος ἐν αἰωρήσει, ὁπότε :

Ὄγκος 1 kg ὑγροῦ ὑδρατμοῦ = ὄγκος περιεχομένου ξηροῦ ἀτμοῦ + ὄγκος σταγονιδίων ὕδατος.

Ἑπομένως ὄγκος 1 kg ὑγροῦ ὑδρατμοῦ $= \chi \cdot \upsilon_\alpha + (1-\chi)\upsilon_\upsilon$, ὅπου υ_υ = ὄγκος 1 kg ὕδατος ἀντιστοίχου θερμοκρασίας καὶ πιέσεως.

Εἰς τὰς ἐν χρήσει πιέσεις τῶν λεβήτων τῶν πλοίων ὁ ὄγκος υ_υ 1 kg ὕδατος εἶναι πολὺ μικρὸς συγκρινόμενος μὲ τὸν ἀντίστοιχον ὄγκον υ_α τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ (ἰδὲ Πίνακα 5 Παραρτήματος).

Ἑπομένως ἡ σχέσις $(1-\chi)\,\upsilon_\upsilon$ εἶναι ποσότης ἀμελητέα διὰ πρακτικὰς ἐφαρμογὰς καὶ δύναται νὰ παραλειφθῇ, ὁπότε :

Ὁ εἰδικὸς ὄγκος ὑγροῦ ὑδρατμοῦ εἶναι :

$$\upsilon_{\text{ὑγροῦ}} = \chi \cdot \upsilon_\alpha \,. \tag{77}$$

Ἡ πυκνότης τότε τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ θὰ εἶναι ἴση μὲ τὸ κλάσμα $\frac{1}{\chi \cdot \upsilon_\alpha}$.

γ) Ὑπέρθερμος ὑδρατμός.

Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου ὑπερθέρμου ἀτμοῦ ἐφαρμόζομεν τὴν ἰσότητα :

$$\frac{\upsilon_\alpha}{T_1} = \frac{\upsilon}{T_2} \tag{78}$$

ὅπου υ_α εἶναι εἰδικὸς ὄγκος ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_1 καὶ ἀπολύτου θερμοκρασίας T_1, υ εἶναι ὁ ζητούμενος εἰδικὸς ὄγκος ὑπερθέρμου τῆς αὐτῆς πιέσεως P_1 καὶ ἀπολύτου θερμοκρασίας T_2. Ἡ ἰσότης αὐτὴ (νόμος Gay - Lussac) ἐφαρμόζεται, διότι ὁ ξηρὸς ἀτμὸς θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ μετατρέπεται εἰς ὑπέρθερμον, δεδομένου δὲ ὅτι εἰς ἀμφοτέρους οὐδὲν σταγονιδιον ὕδατος εὑρίσκεται ἐν αἰωρήσει, ἐφαρμόζονται οἱ νόμοι τῶν ἀερίων σε μεγάλην προσέγγισιν. Ἡ ἰσότης (78) δίδει περισσότερον ἀκριβῆ ἀποτέλεσμα διὰ μεγάλους βαθμοὺς ὑπερ-

θερμάνσεως καὶ ὄχι λίαν ὑψηλὰς πιέσεις. Διὰ μικροὺς βαθμοὺς ὑπερθερμάνσεως καὶ ὑψηλὰς πιέσεις τὰ λαμβανόμενα ἀποτελέσματα δὲν εἶναι ἀκριβῆ.

Ἀκριβέστερα ἀποτελέσματα δίδουν διάφοροι πειραματικαὶ ἰσότητες, ὡς τοῦ Callendar :

$$U - 0{,}016 = \frac{0{,}1101 \cdot J \cdot T}{P} - 1{,}192 \left(\frac{273}{T}\right)^{\frac{10}{3}}$$

ἢ τοῦ Dally : $U = \dfrac{2{,}244\,(\iota_{\text{ὑπερ.}} - 464)}{P} + 0{,}123,$

τὰς ὁποίας ἁπλῶς ἀναγράφομεν πρὸς πληροφορίαν.

Διὰ τοὺς σκοποὺς τοῦ παρόντος βιβλίου ὁ εἰδικὸς ὄγκος ὑπερθέρμου ἀτμοῦ θὰ εὑρίσκεται ἢ διὰ τῆς χρησιμοποιήσεως τῆς ἰσότητος (78) ἢ μὲ τὴν βοήθειαν τῶν Πινάκων 3 καὶ 4 τοῦ Παραρτήματος.

Παράδειγμα.

Ζητεῖται ὁ εἰδικὸς ὄγκος ὑδρατμοῦ πιέσεως 10 kg/cm² ἀπολύτου: α) Ἐὰν εἶναι ξηρός. β) Ἐὰν εἶναι ὑγρός, $\chi = 0{,}9$ καὶ γ) ἐὰν εἶναι ὑπέρθερμος θερμοκρασίας 380°C.

Λύσις :

α) Ἀπὸ τὸν Πίνακα 1 (Παράρτημα) εὑρίσκομεν ὅτι εἰς πίεσιν 10 kg/cm² ὁ ξηρὸς ὑδρατμὸς ἔχει εἰδικὸν ὄγκον : $\upsilon_\alpha = 0{,}1981\ m^3/kg$.

β) Ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ ἐκ τῆς ἰσότητος (77) θὰ εἶναι :

$$\upsilon_{\text{ὑγροῦ}} = \chi \cdot \upsilon_\alpha = 0{,}9 \times 0{,}1981 = 0{,}1782\ m^3/kg.$$

γ) Ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὑπερθέρμου ἐκ τῆς ἰσότητος (78) θὰ εἶναι :

$$\upsilon = \frac{\upsilon_\alpha}{T_1} \cdot T_2 = \frac{0{,}1981}{452} \times 653 = 0{,}2883\ m^3/kg.$$

Ἐκ τοῦ Πίνακος 3 τοῦ Παραρτήματος εὑρίσκεται ὅτι ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὑπερθέρμου ὡς ἄνω εἶναι 0,3028 m³/kg, ἡ ὁποία εἶναι καὶ ἡ ἀκριβὴς τιμή.

Ἐκ τοῦ ὡς ἄνω παραδείγματος καταδεικνύεται ὅτι ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν ὁ ὑπέρθερμος ἔχει μεγαλύτερον εἰδικὸν ὄγκον τοῦ ξηροῦ καὶ ὁ ξηρὸς μεγαλύτερον εἰδικὸν ὄγκον τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

6·10 Ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως.

Εἰς τὴν παράγραφον 6·2 ἀνεφέρθη ὁ τρόπος σχηματισμοῦ ὑδρατμοῦ ἑνὸς ἀτμολέβητος ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν P_1.

Ἔστω ὅτι ὁ ὄγκος 1 kg ὕδατος θερμοκρασίας κορεσμοῦ t_1 (α τοῦ σχ. 6·2) θερμαίνεται. Παρατηροῦμεν ὅτι μὲ τὴν ἔναρξιν τῆς ἀτμοποιήσεως ὁ ὄγκος τοῦ παραγομένου ἀτμοῦ αὐξάνει σημαντικῶς ἐν σχέ-

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΕΝΙΑ 1954

σει μὲ τὸν ὄγκον τοῦ ὕδατος (φάσεις β, γ, δ, καὶ ε τοῦ σχ. 6·2). Μὲ τὴν αὔξησιν ὅμως αὐτὴν τοῦ ὄγκου τὸ ἔμβολον ἀνέρχεται καὶ ἡ δύναμις F μετακινεῖται πρὸς τὰ ἄνω. Τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα παραγωγὴν μηχανικοῦ ἔργου, ποὺ ὀνομάζεται *ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως*.

Ἐὰν υ_υ εἶναι ὁ ἀρχικὸς ὄγκος 1 kg ὕδατος εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ ὑπὸ πίεσιν P_1 (α, σχ. 6·2) καὶ υ_α ὁ ὄγκος 1 kg παραχθέντος ξηροῦ ὑδρατμοῦ ὑπὸ πίεσιν ἐπίσης P_1 (δ, σχ. 6·2), τότε τὸ ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως θὰ ἰσοῦται μὲ τὸ γινόμενον $P_1 \cdot (\upsilon_\alpha - \upsilon_\upsilon)$ εἰς μονάδας ἔργου ἢ $\frac{P_1(\upsilon_\alpha - \upsilon_\upsilon)}{J}$ εἰς μονάδας θερμότητος.

Εἰς τὰς ἐν χρήσει πιέσεις τῶν λεβήτων τῶν πλοίων ὁ ὄγκος υ_υ τοῦ ὕδατος εἶναι πολὺ μικρὸς συγκρινόμενος μὲ τὸν ὄγκον υ_α τοῦ ὑδρατμοῦ καὶ δύναται νὰ παραλειφθῇ, ὁπότε :

Ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως :

$$\xi = \frac{P \cdot \upsilon_\alpha}{J} \tag{79}$$

εἰς μονάδας θερμότητος.

Ἡ ἰσότης (79) ἰσχύει καὶ δι' ὑγρὸν καὶ δι' ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν καὶ θὰ εἶναι :

$$\xi = \frac{P \cdot \chi\upsilon_\alpha}{J} \tag{80}$$

δι' ὑγρὸν ὑδρατμὸν

καὶ δι' ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν $\xi = \frac{P\upsilon}{J}$ (81)

Ἡ θερμότης, ποὺ μετατρέπεται εἰς ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως διὰ τὸν ὑγρὸν καὶ ξηρὸν ὑδρατμόν, εἶναι μέρος τῆς λανθανούσης θερμότητος καὶ συχνὰ καλεῖται *ἐξωτερικὴ λανθάνουσα θερμότης*. Οὕτως ἡ λανθάνουσα θερμότης τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ λ ἀποτελεῖται ἀπὸ τὴν ἐσωτερικὴν λανθάνουσαν θερμότητα λ_ε, ἡ ὁποία παραμένει ἐντὸς τοῦ ὑδρατμοῦ ὡς θερμικὴ ἐνέργεια καὶ ἀπὸ τὴν ἐξωτερικὴν λανθάνουσαν θερμότητα ξ, ἡ ὁποία μετατρέπεται εἰς μηχανικὴν ἐνέργειαν ἢ $\lambda = \lambda_\varepsilon + \xi$. Εἰς τὸν ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν εἰς ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως μετατρέπεται καὶ ἓν μέρος τῆς θερμότητος ὑπερθερμάνσεως.

Παράδειγμα.

Νὰ εὑρεθῇ τὸ ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως καὶ ἡ ἐσωτερικὴ λανθάνουσα θερμότης ξηροῦ, ὑγροῦ καὶ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ καταστάσεως μὲ τὰ δεδομένα τοῦ

παραδείγματος τῆς παραγράφου 6·9. Πόσαι kcal ἀνὰ kg ὑπερθέρμου μετατρέπονται εἰς ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως ἀπὸ τὴν θερμότητα ὑπερθερμάνσεως αὐτοῦ;

Λύσις :

α) Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (79) :

$$\xi = \frac{P \cdot \upsilon_\alpha}{J} = \frac{10 \times 10\,000 \times 0{,}1981}{427} = 46{,}15 \text{ kcal/kg.}$$

$\lambda_\varepsilon = \lambda - \xi = 481{,}80 - 46{,}15 = 435{,}65$ kcal/kg. (Τὸ λ εὑρίσκεται ἀπὸ τὸν Πίνακα 1 τοῦ Παραρτήματος).

$$\beta)\ \xi = \frac{P \cdot \chi\upsilon_\alpha}{J} = \frac{10 \times 10\,000 \times 0{,}1782}{427} = 41{,}73 \text{ kcal/kg.}$$

$$\chi\lambda_\varepsilon = \chi \cdot \lambda - \xi = 0{,}9 \times 481{,}8 - 41{,}73 = 391{,}89 \text{ kcal/kg.}$$

$$\gamma)\ \xi = \frac{P \cdot \upsilon}{J} = \frac{10 \times 10\,000 \times 0{,}3028}{427} = 70{,}9 \text{ kcal/kg}$$

λ_ε = ὡς τοῦ α.

Ἐκ τῆς θερμότητος ὑπερθερμάνσεως μετατρέπεται εἰς ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως ἡ διαφορὰ 70,90 – 46,15 = 24,75 kcal/kg.

6·11 Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ὑδρατμοῦ.

Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ὑδρατμοῦ εἶναι ὡς καὶ διὰ τὰ ἀέρια ἡ θερμικὴ ἐνέργεια τοῦ ὑδρατμοῦ. Γνωρίζομεν ὅτι διὰ τὴν ἀτμοποίησιν 1 kg ἢ 1 lb ὕδατος ἀπὸ 0^0 C ἢ 32^0 F ἀπαιτεῖται ἓν ποσὸν θερμότητος ι, τὸ ὁποῖον καλεῖται καὶ *ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑδρατμοῦ.*

Κατὰ τὴν ἀτμοποίησιν ὅμως τοῦ ὕδατος ἓν μέρος τῆς θερμότητος αὐτῆς μετεβλήθη εἰς ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως ξ, ὡς ἀπεδείχθη εἰς τὴν παράγραφον 6·10. Ἑπομένως τὸ καθαρὸν ποσὸν τῆς θερμικῆς ἐνεργείας E, ἢ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τῶν ὑδρατμῶν θὰ εἶναι :

$$\mathbf{E} = \iota - \xi \tag{82}$$

ὅπου $\iota = \rho + \lambda$ καὶ $\xi = \frac{P\upsilon_\alpha}{J}$ διὰ ξηρὸν ὑδρατμὸν

ἢ $\iota = \rho + \chi\lambda$ καὶ $\xi = \frac{P \cdot \chi\upsilon_\alpha}{J}$ δι' ὑγρὸν ὑδρατμὸν

καὶ $\iota = \rho + \lambda + C_p\,(t_2 - t_1)$ καὶ $\xi = \frac{P \cdot \upsilon}{J}$ δι' ὑπέρθερμον ὑδρατμόν.

Ἐὰν 1 kg ὑδρατμοῦ ἐσωτερικῆς ἐνεργείας E_1 θερμανθῇ καὶ ἐκτονωθῇ ἐντὸς κυλίνδρου μηχανῆς, μέχρις ὅτου ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργειά του

γίνη E_2, τότε ἡ ἀλλαγὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας E θὰ ἰσοῦται μὲ $E = E_2 - E_1$. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν αἱ τιμαὶ E_1 καὶ E_2 δέον νὰ εὑρεθοῦν ἑκάστη μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (82).

Ἐὰν ἐφαρμόσωμεν τὴν ἰσότητα (42) (διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας) εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν θὰ ἔχωμεν :

Ἀπορροφηθεῖσα θερμότης κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν } = { Ἐξωτερικὸν ἔργον ποὺ δίδεται ἐπὶ τοῦ ἐμβόλου } + { Μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ὑδρατμοῦ.

ἢ

$$H = \frac{W}{J} + (E_2 - E_1) \qquad (83)$$

Παράδειγμα.

Ζητεῖται ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ὑδρατμοῦ καταστάσεως μὲ τὰ δεδομένα τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 6·9.

Λύσις :

Ἔχομεν $E = \iota - \xi$ (Ἰσότης 82).

α) $\iota = \rho + \lambda = 663$ (ἐκ τῶν Πινάκων 1 τοῦ Παραρτήματος), τὸ $\xi = 46{,}15$ (παράδειγμα παραγρ. 6 · 10).

Ἑπομένως $E = \iota - \xi = 663 - 46{,}15 = 616{,}85$.

β) $\iota = \rho + \chi \cdot \lambda = 181{,}2 + 0{,}9 \times 481{,}8 = 614{,}82$ τὸ $\xi = 41{,}73$ καὶ

$E = 614{,}82 - 41{,}73 = 562{,}09$ kcal/kg.

γ) $\iota = \rho + \lambda + C_p\,(t_2 - t_1) = 663 + 0{,}5\,(380 - 179) = 763{,}5$ τὸ $\xi = 70{,}9$.

καὶ $E = 763{,}5 - 70{,}9 = 692{,}6$ kcal/kg.

6·12 Θερμικὸν περιεχόμενον ἢ Ἐνθαλπία.

Γνωρίζομεν ὅτι διὰ μίαν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀλλαγὴν καταστάσεως τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι :

$W = P\,(\upsilon_2 - \upsilon_1)$ ἢ $W = P\upsilon_2 - P\upsilon_1 = P_2\upsilon_2 - P_1\upsilon_1$ (ὅπου $P_1 = P_2$).

Ἀντικαθιστῶντες εἰς τὴν ἰσότητα (83) λαμβάνομεν :

$$H = \frac{P_2\upsilon_2 - P_1\upsilon_1}{J} + E_2 - E_1, \quad \text{ἢ}$$

$$H = \left(E_2 + \frac{P_2\upsilon_2}{J}\right) - \left(E_1 + \frac{P_1\upsilon_1}{J}\right).$$

Ἀλλὰ διὰ 1 kg ἢ 1 lb ὑδρατμοῦ τὸ ἄθροισμα :

$E_2 + \frac{P_2\upsilon_2}{J} = \iota_2$ καὶ τὸ $E_1 + \frac{P_1\upsilon_1}{J} = \iota_1$ (παράγρ. 6·11)

Ἑπομένως διὰ μίαν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν μεταβολὴν θὰ ἔχωμεν:

$$H = \iota_2 - \iota_1$$

ἀνὰ kg ἢ ἀνὰ lb ὑδρατμοῦ.

Ἡ ἰσότης αὐτὴ μετρεῖ τὴν μεταβολὴν τοῦ θερμικοῦ περιεχομένου (ἢ τῆς ἐνθαλπίας) τοῦ ὑδρατμοῦ.

Προκειμένου περὶ ἀερίου ἡ μεταβολὴ τοῦ θερμικοῦ περιεχομένου του δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (12), ἡ ὁποία ἀνὰ kg ἢ lb ἀερίου θὰ εἶναι:

$$H = C_p\ (t_2 - t_1).$$

Γενικῶς προκειμένου περὶ ὑδρατμοῦ *θερμικὸν περιεχόμενον ἢ ἐνθαλπία ὑδρατμοῦ εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης του, ἡ ὁποία εἶναι ἄθροισμα τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας του καὶ τοῦ ἐξωτερικοῦ ἔργου ἀτμοποιήσεως.*

Παράδειγμα.

Δύο λέβητες τροφοδοτοῦν μὲ ὑδρατμὸν ἀτμαγωγὸν σωλῆνα εἰς πίεσιν 20 kg/cm² ἀπολύτου. Ὁ πρῶτος λέβης τροφοδοτεῖται μὲ ὕδωρ 15°C καὶ ὁ δεύτερος μὲ ὕδωρ 70°C. Ἀμφότεροι παράγουν 3000 kg ἀτμοῦ ἀνὰ ὥραν μὲ $\chi = 0{,}8$ ὁ πρῶτος καὶ $\chi = 0{,}9$ ὁ δεύτερος. Νὰ εὑρεθῇ: α) Τὸ ποσὸν θερμότητος εἰς kcal ἀνὰ ὥραν, ποὺ ἀπαιτεῖται δι' ἕκαστον λέβητα.

β) Ὁ βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ κοινοῦ ἀτμαγωγοῦ σωλῆνος, ἐὰν δὲν ληφθοῦν ὑπ' ὄψιν θερμικαὶ ἀπώλειαι.

Λύσις:

α) Ἀπαιτούμενον ποσὸν θερμότητος διὰ τὸν πρῶτον λέβητα:

$$H_1 = (\rho + \chi\lambda - 15) \times 3000 = (215{,}8 + 0{,}8 \times 452{,}7 - 15) \times 3000$$

καὶ $H_1 = 1\,688\,880$ kcal/h.

Διὰ τὸν δεύτερον λέβητα:

$$H_2 = (\rho + \chi\lambda - 70) \times 3000 = (215{,}8 + 0{,}9 \times 452{,}7 - 70) \times 3000$$

καὶ $H_2 = 1\,165\,990$ kcal/h.

Παρατηροῦμεν ὅτι ὁ πρῶτος λέβης ἀπαιτεῖ περισσοτέραν θερμότητα, μολονότι ὁ ἀτμὸς ποὺ παράγει ἔχει μικρότερον βαθμὸν ξηρότητος. Τοῦτο, ὡς εἶναι εὐνόητον, ὀφείλεται εἰς τὴν μὴ προθέρμανσιν τοῦ ὕδατος τροφοδοτήσεως.

β) Εἰς τὸν ἀτμαγωγὸν σωλῆνα εἰσέρχονται 6000 kg ἀτμοῦ ἀνὰ ὥραν συνολικῶς ὁλικῆς θερμότητος:

$$H = (215{,}8 + 0{,}8 \times 452{,}7 + 215{,}8 + 0{,}9 \times 452{,}7) \times 3000 = 3\,603\,570 \text{ kcal/h}.$$

Ἑπομένως ἡ ὁλικὴ θερμότης ι τοῦ ἐντὸς τοῦ ἀτμαγωγοῦ ἀτμοῦ θὰ εἶναι:

$$\iota = \frac{3\,603\,570}{6000} = 600{,}6 \text{ kcal/kg} \quad \text{ἢ} \quad 215{,}8 + \chi \cdot 452{,}7 = 600{,}6 \quad \text{καὶ} \quad \chi = 0{,}85.$$

6·13 Ἀσκήσεις.

1) Νὰ ὑπολογισθῇ τὸ ἀπαιτούμενον ποσὸν θερμότητος διὰ τὴν παραγωγὴν 12,712 m³ ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως 10 kg/cm² θλιβομετρικῆς ἀπὸ ὕδωρ θερμοκρασίας 103,8° C. (*Ἀπ.* 39 200 kcal)

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

2) Νὰ εὑρεθοῦν ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ εἰς kcal/kg πιέσεως 40 kg/cm² θλιβομετρικῆς, ὅταν : α) Εἶναι ξηρός. β) Ὑγρὸς βαθμοῦ ξηρότητος 0,92. γ) Ὑπέρθερμος θερμοκρασίας 351° C. (*Ἀπ.* α) = 668,9 β) = 637,22 γ) = 718,9)

3) Ζητεῖται τὸ C_p ὑπερθέρμου ἀτμοῦ πιέσεως 300 lb/in² ἀπολύτου καὶ θερμοκρασίας 600° F. (*Ἀπ.* C_p = 0,6)

4) Ζητεῖται ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας ὑδρατμοῦ, ὁ ὁποῖος ἀπὸ ὑπέρθερμος πιέσεως 18 kg/cm² καὶ θερμοκρασίας 400° C ἔγινε ξηρὸς πιέσεως 2 kg/cm². (*Ἀπ.* 99,5 kcal/kg)

5) Νὰ εὑρεθῆ τὸ ἀπαιτούμενον ποσὸν καυσίμου διὰ τὴν παραγωγὴν 1100m³ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ πιέσεως 30 kg/cm² ἀπολύτου θερμοκρασίας 450° C, ὅταν τὸ ὕδωρ τροφοδοτήσεως τοῦ λέβητος ἔχη θερμοκρασίαν 60° C. Ποία ἡ ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν οἰκονομία εἰς καύσιμον, ἐὰν διπλασιασθῆ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος τροφοδοτήσεως ;

Δίδεται θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου 10 000 kcal/kg. Ἀπόδοσις λέβητος 85%. (*Ἀπ.* 867 kg - 8%)

ΔΡΑΧΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 7

ΕΝΤΡΟΠΙΑ

7·1 Ἔννοια τῆς ἐντροπίας.

Ἔχει ἤδη ἀναφερθῆ ὅτι τὸ μηχανικὸν ἔργον εἰς μίαν ἄνευ ροῆς ἀλλαγὴν παρίσταται γραφικῶς διὰ μιᾶς ἐπιφανείας εἰς διάγραμμα μὲ ἄξονας P,U. Εἰς τὸ διάγραμμα αὐτὸ ὡς τεταγμένη λαμβάνεται ἡ ἀπόλυτος πίεσις, ἡ ὁποία εἶναι ἓν μηχανικὸν δυναμικόν, ποὺ προκαλεῖ τὴν παραγωγὴν μηχανικοῦ ἔργου καὶ εἶναι ἀνεξάρτητος τοῦ βάρους δι' ἓν δεδομένον ἐργαζόμενον μέσον (π.χ. ἀέριον ἢ ἀτμόν). Εἶναι ἑπομένως λογικὴ συνέπεια ὅτι καὶ ἡ θερμότης θὰ δύναται νὰ παρασταθῆ γραφικῶς ὡς ἐπιφάνεια εἰς ἓν ἄλλο διάγραμμα.

Εἰς τὸ διάγραμμα αὐτὸ ὡς τεταγμένη εἶναι λογικὸν νὰ ἐκλεγῆ ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία, ἡ ὁποία ἐπίσης εἶναι ἀνεξάρτητος τοῦ βάρους καὶ ἔχει τὸ χαρακτηριστικὸν ἑνὸς θερμικοῦ δυναμικοῦ, ποὺ προκαλεῖ ροὴν τῆς θερμότητος.

Ἡ ἐκλογὴ τοῦ δευτέρου παράγοντος διὰ τὸ διάγραμμα, τοῦ ὁποίου ἡ ἐπιφάνεια θὰ παριστᾶ θερμότητα, δὲν εἶναι τόσον εὔκολος.

Συμπερασματικῶς ὁ δεύτερος αὐτὸς παράγων διὰ τὸν ἄξονα τῶν τετμημένων, θὰ πρέπει νὰ εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸ βάρος καὶ θὰ πρέπει νὰ ἔχη εἰδικὰς καὶ ὁλικὰς τιμάς, ὅπως ὁ ὄγκος εἰς τὸ διάγραμμα P,U.

Ὁ παράγων αὐτός, ποὺ χρειαζόμεθα καὶ ποὺ θὰ πληροῖ τὰς προϋποθέσεις αὐτάς, εἶναι γνωστὸς ὡς *ἐντροπία* καὶ παρίσταται μὲ τὸ γράμμα S.

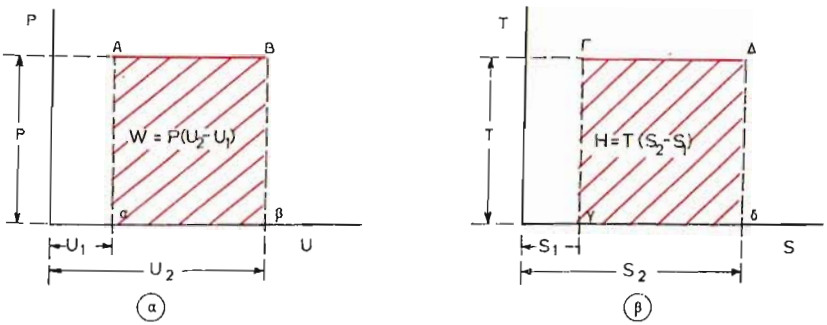
Βάσει τῶν ἀνωτέρω ἔχομεν τώρα ἓν διάγραμμα μὲ ἄξονας T - S [σχ. 7·1 (β)], εἰς τὸ ὁποῖον μία ἀναστρέψιμος ἰσοθερμοκρασιακὴ ἀλλαγὴ παρίσταται ὑπὸ τῆς ὁριζοντίας εὐθείας ΓΔ, ὅπως ὑπὸ τῆς ὁριζοντίας AB παρίσταται ἡ ἀλλαγὴ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἰς τὸ διάγραμμα P, U [σχ. 7·1(α)].

Παρατηροῦμεν ἀπὸ τὸ σχῆμα 7·1 ὅτι :

α) Εἰς τὸ διάγραμμα P, U τὸ γινόμενον σταθερὰ ἀπόλυτος πίεσις ἐπὶ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου = $P(U_2 - U_1) = W$ = Μηχανικὸν ἔργον = ἐπιφάνεια ΑΒβα.

β) Εἰς τὸ διάγραμμα T - S τὸ γινόμενον
σταθερὰ ἀπόλυτος θερμοκρασία × μεταβολὴν τῆς ἐντροπίας =
$T(S_2 - S_1)$ = Θερμότης = Ἐπιφάνεια Γ Δ δ γ.

γ) Ἐὰν ἡ ἀλλαγὴ πραγματοποιῆται ἀπὸ Γ εἰς Δ, τότε τὸ Η θὰ



Σχ. 7·1.

παριστᾶ χορηγηθεῖσαν θερμότητα, ἐνῶ ἀπὸ Δ εἰς Γ θὰ παριστᾶ ἀφαιρεθεῖσαν θερμότητα.

δ) Ἐφ' ὅσον χορηγεῖται εἰς θερμοδυναμικὸν μέσον θερμότης, ἡ ἐντροπία του αὐξάνει, ἐνῶ, ὅταν ἀφαιρῆται θερμότης, ἡ ἐντροπία του ἐλαττοῦται.

ε) Εἰς τὴν ἰσοθερμοκρασιακὴν ἀλλαγὴν ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας ἰσοῦται μέ :

$$S_2 - S_1 = \frac{H}{T} \qquad (84)$$

Ἡ διάστασις, ἑπομένως, τῆς ἐντροπίας εἶναι θερμότης ἀνὰ βαθμὸν θερμοκρασίας (^0K ἢ ^0R) εἰς ὁλικὴν τιμὴν ἢ θερμότης ἀνὰ μονάδα βάρους ἀνὰ βαθμὸν θερμοκρασίας (^0K ἢ ^0R) εἰς εἰδικὴν τιμήν.

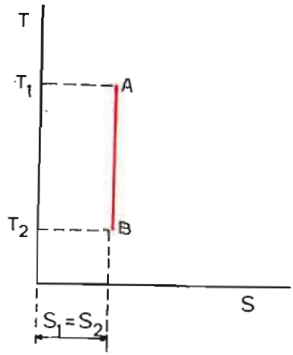
7·2 Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως εἰς διάγραμμα T - S.

Ἐκ τῆς ἰσότητος $S_2 - S_1 = \frac{H}{T}$ παρατηροῦμεν ὅτι, ἐὰν $H = 0$, τότε $S_2 - S_1 = 0$ ἢ $S_2 = S_1$, ὅπερ σημαίνει ὅτι δὲν ὑπάρχει μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας.

Τοιαύτη ὅμως περίπτωσις ἀλλαγῆς καταστάσεως, κατὰ τὴν ὁποίαν θερμότης οὔτε δίδεται οὔτε ἀφαιρεῖται ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγήν, εἶναι ἡ ἀναστρέψιμος (ἄνευ τριβῶν) ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως·

ἑπομένως κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ἡ ἐντροπία παραμένει σταθερὰ καὶ ἡ *ἀδιαβατικὴ* καλεῖται καὶ *ἰσοτροπικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως* (παράγρ. 4·9).

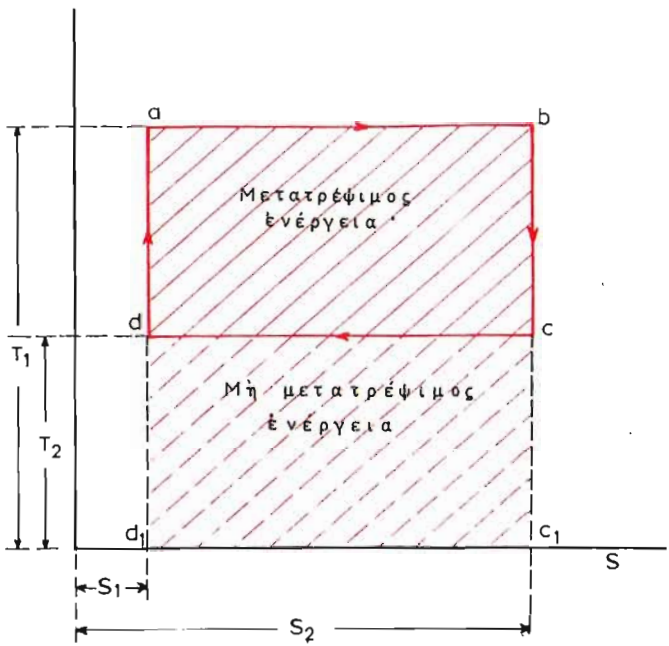
Ὡς εἶναι φανερόν, εἰς τὸ διάγραμμα T - S (σχ. 7·2) ἡ κάθετος AB εἰς τὸν ἄξονα τῆς ἐντροπίας θὰ παριστᾶ τὴν ἀδιαβατικὴν ἀλλαγήν, ἀπὸ A εἰς B τὴν ἐκτόνωσιν καὶ ἀπὸ B εἰς A τὴν συμπίεσιν.



Σχ. 7·2.

7·3 Κύκλος Carnot εἰς διάγραμμα T - S.

Ὅπως ἤδη ἀνεφέρθη (παράγρ. 5·5), ὁ κύκλος Carnot ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ἰσοθερμοκρασιακὰς καὶ δύο ἀδιαβατικὰς ἀλλαγὰς καταστάσεως. Ὁ κύκλος αὐτὸς θὰ παρίσταται ἑπομένως εἰς ἄξονας T - S, ὡς δεικνύεται εἰς τὸ σχῆμα 7·3.



Σχ. 7·3.

Εἰς τὸ σχῆμα: ab εἶναι ἡ χορήγησις θερμότητος ὑπὸ σταθερὰν

θερμοκρασίαν T_1, bc ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις, cd ἡ ἀφαίρεσις θερμότητος ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν T_2 καὶ da ἡ ἀδιαβατικὴ συμπίεσις.

Τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος ἀνὰ κύκλον δίδεται ἐκ τῆς ἐπιφανείας abc_1d_1 ἢ $H_1 = T_1 (S_2 - S_1)$. Τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ ἀποβάλλεται ἀνὰ κύκλον, δίδεται ὑπὸ τῆς ἐπιφανείας cdd_1c_1 ἢ $H_2 = T_2 (S_2 - S_1)$.

Γνωρίζομεν ὅτι ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις ἑνὸς θερμικοῦ κύκλου γενικῶς εἶναι :

$$\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}, \quad \text{ἐπομένως} \quad \eta_\theta = \frac{T_1 (S_2 - S_1) - T_2 (S_2 - S_1)}{T_1 (S_2 - S_1)} \quad \text{ἢ}$$

$$\eta_\theta = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$ ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (66) (παράγρ. 5·5).

Ἡ ἐπιφάνεια $abcd =$ ἐπιφ. $abc_1d_1 -$ ἐπιφ. $cdd_1c_1 = H_1 - H_2$ παριστᾶ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον ἀνὰ κύκλον.

7·4 Μετατρέψιμος καὶ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια.

Ἡ κυριωτέρα προσπάθεια ἑνὸς μηχανικοῦ, ποὺ ἀσχολεῖται μὲ θερμικὰς μηχανάς, εἶναι νὰ ἀποκτήσῃ τὸ μέγιστον δυνατὸν μηχανικὸν ἔργον ἀπὸ τὴν χορηγουμένην θερμικὴν ἐνέργειαν εἰς μίαν μηχανὴν ἢ νὰ δαπανήσῃ τὸ ἐλάχιστον δυνατὸν μηχανικὸν ἔργον διὰ τὴν ἐπίτευξιν ἑνὸς ἀντικειμενικοῦ σκοποῦ του (ὡς π.χ. ἡ συμπίεσις ἀέρος ἐντὸς ἀεροσυμπιεστῶν).

Ἤδη γνωρίζομεν ὅτι ἡ μηχανὴ Carnot μὲ ἀναστρεψίμους ἀλλαγὰς καταστάσεως ἔχει τὴν μεγαλυτέραν δυνατὴν θερμικὴν ἀπόδοσιν, διότι χορηγεῖται εἰς αὐτὴν θερμότης ὑπὸ σταθερὰν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν T_1 (ἴσην μὲ τὴν θερμαίνουσαν πηγὴν) καὶ ἀποβάλλει θερμότητα ὑπὸ σταθερὰν χαμηλὴν θερμοκρασίαν T_2 (ἴσην μὲ ἐκείνην τοῦ συλλέκτου). Γενικῶς οὐδεὶς ἀπὸ τοὺς γνωστοὺς ἐν λειτουργίᾳ κύκλους μηχανῶν δύναται νὰ λειτουργήσῃ μὲ τὴν ἀρχὴν τοῦ Carnot, καταβάλλεται ὅμως προσπάθεια ὅπως τὸ ἐργαζόμενον μέσον εἶναι εἰς ὅσον τὸ δυνατὸν ὑψηλοτέραν θερμοκρασίαν, ὅταν τοῦτο δέχεται θερμότητα, καὶ εἰς ὅσον τὸ δυνατὸν χαμηλοτέραν θερμοκρασίαν, ὅταν τοῦτο ἀποβάλῃ θερμότητα. Αἱ ἀρχαὶ δηλαδὴ τοῦ κύκλου Carnot ἀναγνωρίζονται καὶ δίδουν τὴν κατεύθυνσιν εἰς τὸν ὑπολογισμὸν τῶν κύκλων ἐν τῇ πράξει.

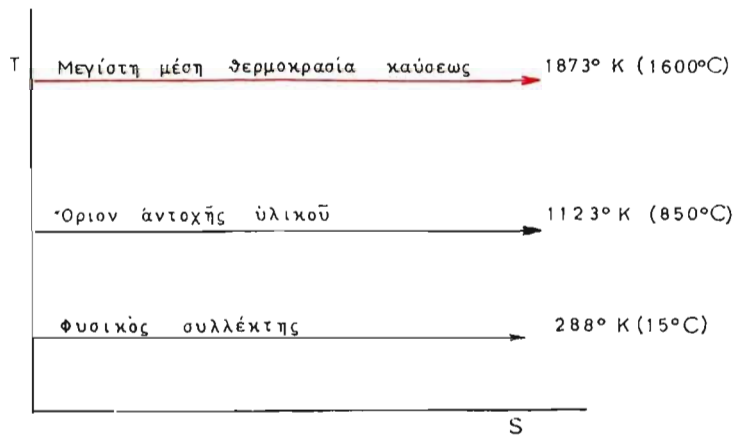
Εἰς τοὺς περισσοτέρους ἐκ τῶν θεωρητικῶν κύκλων τῶν ἐν λειτουρ-

γία μηχανῶν αἱ φάσεις συμπιέσεως καὶ ἐκτονώσεως εἶναι ἀδιαβατικαὶ (ὡς καὶ εἰς Carnot, διότι τοῦτο εἶναι συμφερώτερον - βλ. παράδειγμα παραγρ. 4·14).

Ὁ συλλέκτης τῆς ἀποβαλλομένης θερμότητος εἶναι εἰς τὴν πρᾶξιν ὁ ἀὴρ τῆς ἀτμοσφαίρας, οἱ ὠκεανοί, ποταμοί, λίμναι κ.λπ. Τοῦτο σημαίνει ὅτι εἰς τὴν πρᾶξιν διαθέτομεν τὴν σταθερὰν (περίπου) θερμοκρασίαν T_2, ποὺ ἀπαιτεῖ ὁ Carnot εἰς τὸν συλλέκτην τῆς ἀποβαλλομένης θερμότητος.

Ἡ θερμοκρασία ὅμως αὐτὴ εἶναι κατὰ μέσον ὅρον τῆς τάξεως 288° K ἢ 520° R (15° C ἢ 60° F), ἀλλὰ αἱ πλεῖσται ἐν λειτουργίᾳ μηχαναὶ διὰ μηχανικοὺς λόγους ἔχουν θερμοκρασίαν ἐξαγωγῆς πολὺ ὑψηλοτέραν ἀπὸ τὴν τιμὴν αὐτήν.

Ἡ ἀπαιτουμένη θερμικὴ ἐνέργεια διὰ πολλοὺς τῶν συνήθων κύκλων τῶν μηχανῶν λαμβάνεται ἀπὸ τὴν καῦσιν καυσίμων μὲ ὑδρογονάνθρακας. Μέγισται ὑψηλαὶ θερμοκρασίαι 1600° C ἢ 3000° F δύνανται νὰ ἀποκτηθοῦν, ἀλλὰ ὄχι νὰ διατηρηθοῦν, ὅπως ἀπαιτεῖ ὁ Carnot,



Σχ. 7·4.

ἐπὶ σταθερᾶς βάσεως, λόγω τεχνικῶν προβλημάτων, ὅπως π.χ. ἡ ἀντοχὴ τοῦ ὑλικοῦ τῶν μηχανῶν. Μολονότι θερμοκρασίαι μεγίστης καύσεως τοῦ εἴδους αὐτοῦ εἶναι κοιναί, τὰ καλύτερα εἰδικὰ κράματα ἀντοχῆς εἰς ὑψηλὰς θερμοκρασίας δὲν ἀντέχουν εἰς λειτουργίαν ὑπὸ συνεχῆ ὑψηλὴν θερμοκρασίαν μεγαλυτέραν τῶν 800° ἕως 850° C (ἢ 1500° F).

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ὡς ἐκ τούτου, εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ μεγίστη ἐν χρήσει ὑψηλὴ θερμοκρασία τοῦ ἐργαζομένου μέσου κυμαίνεται περὶ τοὺς 850° C περίπου.

Εἰς τὸ σχῆμα 7·4 ἐμφαίνονται τὰ ὅρια θερμοκρασιῶν ἑνὸς κύκλου μηχανῆς. Βάσει τῶν ἀνωτέρω ὁρίων θερμοκρασιῶν ἔχομεν ἓν ἀκόμη μέτρον συγκρίσεως τῶν διαφόρων κύκλων. Τὸ μέτρον αὐτὸ δεικνύει τὴν θεωρητικὴν ἱκανότητα ἑνὸς κύκλου εἰς τὸ νὰ μετατρέπῃ τὴν χορηγουμένην εἰς αὐτὸ θερμότητα εἰς μηχανικὸν ἔργον. Ἡ ποσότης αὐτὴ ὀνομάζεται *μετατρέψιμος ἐνέργεια.*

Μετατρέψιμος ἐνέργεια ἑνὸς θερμοδυναμικοῦ κύκλου εἶναι τὸ τμῆμα ἐκεῖνο ἐκ τῆς χορηγουμένης εἰς αὐτὸν θερμικῆς ἐνεργείας, τὸ ὁποῖον θεωρητικῶς δύναται νὰ μετατραπῇ εἰς μηχανικὸν ἔργον.

Κατ' ἀκολουθίαν *μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια ἑνὸς θερμοδυναμικοῦ κύκλου εἶναι τὸ τμῆμα ἐκεῖνο τῆς θερμικῆς ἐνεργείας, ποὺ ὑποχρεωτικῶς θὰ ἀποβάλλεται εἰς τὸν συλλέκτην χαμηλῆς θερμοκρασίας (ἀτμόσφαιρα κ.λπ.), ὑπὸ τὴν ἐπικρατοῦσαν μέσην θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος, καὶ ἐκ τοῦ ὁποίου οὔτε ἐλάχιστον ποσοστὸν δύναται νὰ μετατραπῇ εἰς μηχανικὸν ἔργον, ἐκτὸς ἐὰν ἐξευρεθῇ συλλέκτης μὲ μικροτέραν θερμοκρασίαν.*

Εἰς τὸν κύκλον Carnot (σχ. 7·3) ἡ μετατρέψιμος ἐνέργεια παρίσταται διὰ τῆς ἐπιφανείας abcd καὶ ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια διὰ τῆς ἐπιφανείας dcc_1d_1. Εἰς τὴν πρᾶξιν ὅμως τὸ ποσὸν τοῦ πραγματικῶς λαμβανομένου μηχανικοῦ ἔργου ἀπὸ ποσὸν θερμότητος H_1 εἶναι πάντοτε μικρότερον τῆς μετατρεψίμου ἐνεργείας.

7·5 Ἡ ἐντροπία ὡς δείκτης τῆς μὴ μετατρεψίμου ἐνεργείας.

Ἐκ τοῦ κύκλου Carnot ἔχομεν τὴν σχέσιν :

$$\frac{H_1}{T_1} = \frac{H_2}{T_2} \tag{85}$$

ἢ

$$H_2 = T_2\left(\frac{H_1}{T_1}\right) \tag{86}$$

Ἀλλὰ εἰς τὴν ἰσότητα (86) τὸ $H_2 =$ ἐπιφ. $dcc_1d_1 =$ Μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια (σχ. 7·3) καὶ τὸ $\frac{H_1}{T_1} = S_2 - S_1 =$ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας τοῦ συστήματος κατὰ τὴν χορήγησιν θερμότητος.

Ἐπειδὴ ὅμως ἡ θερμοκρασία T_2 τῆς θερμικῆς δεξαμενῆς συλλέκτου κατωτέρας θερμοκρασίας εἶναι ἡ προκαθωρισμένη τοῦ περιβάλλοντος (σχ. 7·4), ἕπεται ὅτι τὸ ποσὸν τῆς μὴ μετατρεψίμου ἐνεργείας ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ μέγεθος $S_2 - S_1$. Ὅσον δηλαδὴ αὐξάνει ἡ ἐντροπία κατὰ

τὴν χορήγησιν θερμότητος εἰς τὸ ἐργαζόμενον μέσον, τόσον αὐξάνει ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια καὶ ἑπομένως ἐλαττοῦται ἀναλόγως ἡ μετατρέψιμος, ἡ ὁποία εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ θὰ δύναται νὰ μετατραπῇ εἰς μηχανικὸν ἔργον.

Ἡ ἐντροπία, ἑπομένως, εἶναι μία ἰδιότης, ποὺ χαρακτηρίζει τὴν μὴ μετατρέψιμον εἰς μηχανικὸν ἔργον, τὴν ἄχρηστον δηλαδὴ ἐνέργειαν. Πολλαπλασιάζοντες τὴν μεταβολὴν τῆς ἐντροπίας κατὰ τὴν χορήγησιν θερμότητος ἐπὶ τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν τοῦ συλλέκτου χαμηλῆς θερμοκρασίας εὑρίσκομεν τὴν μὴ μετατρέψιμον ἐνέργειαν (ἰδὲ καὶ ἰσότητα 86).

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (85) παρατηροῦμεν ὅτι ἡ αὔξησις τῆς ἐντροπίας $\frac{H_1}{T_1}$ κατὰ τὴν χορήγησιν τῆς θερμότητος, δηλαδὴ τῆς ἐντροπίας, ποὺ λαμβάνεται ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον ἐκ τοῦ περιβάλλοντος, ἰσοῦται μὲ τὴν ἐλάττωσιν $\frac{H_2}{T_2}$, ἐκείνην δηλαδή, ποὺ τὸ ἐργαζόμενον μέσον ἐπιστρέφει εἰς τὸ περιβάλλον. Τοῦτο ὅμως ἰσχύει μόνον εἰς τὸν κύκλον Carnot καὶ γενικῶς εἰς ἀναστρεψίμους ἀλλαγὰς καταστάσεως. Εἰς τὴν πρᾶξιν μὲ μὴ ἀναστρεψίμους ἀλλαγὰς καταστάσεως (λόγω τριβῶν κ.λπ.) ἡ αὔξησις τῆς ἐντροπίας τοῦ περιβάλλοντος κατὰ τὴν ἀποβολὴν θερμότητος εἶναι μεγαλυτέρα τῆς αὐξήσεως, ἡ ὁποία παρατηρεῖται εἰς τὸ ἐργαζόμενον μέσον κατὰ τὴν χορήγησιν. Ἑπομένως ἓν σύστημα δίδει εἰς τὸ περιβάλλον περισσοτέραν ἐντροπίαν ἀπὸ ὅ,τι λαμβάνει. Ἡ ἐντροπία ἑπομένως γενικῶς, ὅπως ὁ χρόνος, εἶναι μιᾶς διευθύνσεως καὶ πάντοτε αὐξάνει. Αὔξησις τῆς ἐντροπίας σημαίνει ἐλάττωσιν τῆς μετατρεψίμου θερμικῆς ἐνεργείας καὶ αὐτὸ εἶναι ἡ τάσις τῆς φύσεως: *νόμος τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνεργείας*.

Ἐνέργειαι ὡς ἡ κινητική, δυναμικὴ καὶ ἠλεκτρικὴ ἀνήκουν εἰς τὰς μετατρεψίμους ἐνεργείας, διότι μὲ τελείαν μηχανὴν ὅλαι αὐταὶ αἱ ἐνέργειαι μετατρέπονται 100% εἰς μηχανικὸν ἔργον.

Τελικῶς ὅμως ὅλη ἡ ἀναπτυσσομένη μετατρέψιμος ἐνέργεια καταλήγει εἰς μὴ μετατρέψιμον. Ὅλον τὸ πραγματικῶς παραγόμενον ἔργον διασκορπίζεται λόγω τριβῶν καὶ μετατρέπεται εἰς μὴ μετατρέψιμον ἐνέργειαν ἐντὸς τοῦ περιβάλλοντος.

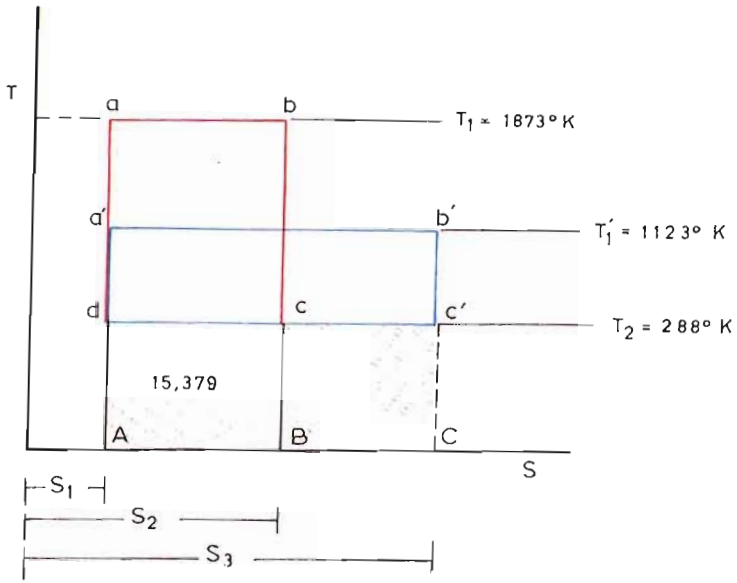
Τὰ ἑκατομμύρια ἱπποδυνάμεως, ποὺ παράγονται ἀπὸ αὐτοκινήτους μηχανάς, καταλήγουν εἰς τὴν δεξαμενὴν τοῦ περιβάλλοντος μέσω τριβῶν μεταξὺ τῶν ὀχημάτων καὶ τοῦ ἀέρος καὶ τριβῶν ἐντὸς τῶν

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

μηχανῶν, ἐνῶ τὸ ὑπόλοιπον τῆς προσδιδομένης ἐνεργείας ἀπὸ τὸ καύσιμον καταλήγει εἰς τὸ περιβάλλον μέσω τῆς ἐξαγωγῆς. Ἡ ἐνέργεια ἑπομένως ὑψηλῆς στάθμης συνεχῶς ὑποβαθμίζεται.

Παράδειγμα.

Νὰ εὑρεθῆ : α) Ἡ μετατρέψιμος ἐνέργεια εἰς kcal/kg δι' ἕνα κύκλον Carnot, ὅταν $T_1 = 1873^0$ K, $T_2 = 288^0$ K καὶ χορηγουμένη θερμότης $H_1 = 100$ kcal/kg.



Σχ. 7·5.

β) Νὰ ὑπολογισθῆ ἡ ἐλάττωσις τῆς μετατρεψίμου ἐνεργείας εἰς kcal/kg, ἐὰν τὸ T_1 ἐλαττωθῆ εἰς 1123^0 K, ἐνῶ οἱ λοιποὶ ὅροι παραμένουν οἱ αὐτοί.

Λύσις :

Ἐκ τοῦ σχήματος 7·5 ἔχομεν : $T_1 = 1873^0$ K, $T'_1 = 1123^0$ K, $T_2 = 288^0$ K.

$H_1 = 100$ kcal/kg = ἐπιφ.ΛαbB καὶ H_1 = ἐπιφ.Αα'b'c.

α) Ὅταν χορηγῆται θερμότης ἀπὸ α ἕως b, θὰ ἔχωμεν :

$$S_2 - S_1 = \frac{H_1}{T_1} = \frac{100}{1873} = 0{,}0534 \text{ kcal/kg } ^0\text{K}.$$

Ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια θὰ εἶναι ἡ ἐπιφάνεια :

$dcAB = H_2 = T_2 (S_2 - S_1)$ καὶ $H_2 = 288 \times 0{,}0534 = 15{,}379$ kcal/kg.

Ἡ μετατρέψιμος ἐνέργεια εἶναι ἡ ἐπιφάνεια :

$$abcd = 100 - 15{,}379 = 84{,}621 \text{ kcal/kg}.$$

β) Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας θα εἶναι :

$$S_3 - S_1 = \frac{H_1}{T_1} \qquad \text{καὶ} \qquad S_3 - S_1 = \frac{100}{1123} = 0{,}0891 \text{ kcal/kg } ^{\circ}\text{K}.$$

Ἡ θερμότης χορηγεῖται τώρα ἀπὸ α' εἰς b' καὶ ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια εἶναι ἡ ἐπιφάνεια :

$$dc'cA = (S_3 - S_1) \cdot T_2 = 288 \times 0{,}0891 = 25{,}66 \text{ kcal/kg}.$$

Ἡ μετατρέψιμος ἐνέργεια εἶναι ἡ ἐπιφάνεια :

$$\alpha'b'c'd = 100 - 25{,}66 = 74{,}34 \text{ kcal/kg}.$$

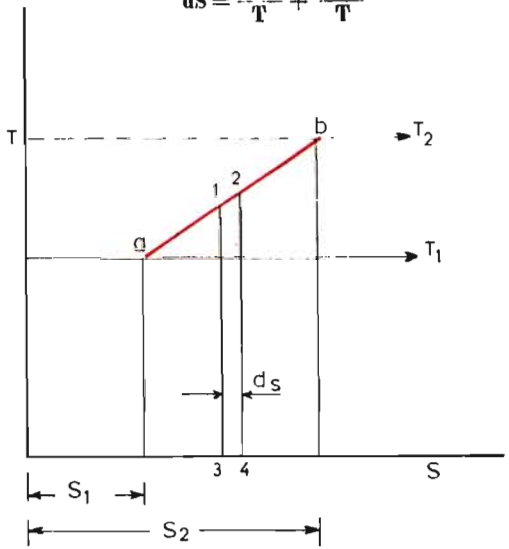
Ἑπομένως λόγω μεγαλυτέρας τιμῆς τῆς ἐντροπίας εἰς τὴν β) περίπτωσιν ἔναντι τῆς α) ἡ μετατρέψιμος ἐνέργεια ἐλαττοῦται κατὰ 84,621 − 74,34 = 10,281 kcal/kg τοῦ ἐργαζομένου μέσου.

7·6 Μαθηματικὴ ἔκφρασις τῆς ἐντροπίας.

Εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους ἐξητάσθη ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας ὑπὸ ἰσοθερμοκρασιακὰς ἀλλαγὰς καταστάσεως (ἰσότης 84).

Γενικῶς διὰ μίαν ἀλλαγὴν καταστάσεως, εἰς τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ποσὸν θερμότητος dH καὶ λόγω τριβῶν τὸ ἐργαζόμενον μέσον ἀπορροφεῖ θερμότητα dQ, ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας dS δίδεται ἐκ τῆς σχέσεως :

$$\mathbf{dS = \frac{dH}{T} + \frac{dQ}{T}} \tag{87}$$



Σχ. 7·6.

Ἐὰν δεχθῶμεν ἰδανικὰς ἄνευ τριβῶν μεταβολάς, τότε dQ = 0 καὶ ἡ ἰσότης (87) λαμβάνει τὴν μορφήν :

$$\mathbf{dS = \frac{dH}{T}} \tag{88}$$

Εἰς τὸ σχῆμα 7·6 ἐμφαίνεται μία ἀλλαγὴ καταστάσεως ab, εἰς τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ποσὸν θερμότητος H μὲ ἀποτέλεσμα τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας ἀπὸ T_1 εἰς T_2.

Δι' ἐλαχίστην πρόσδοσιν θερμότητος dH κατὰ τὴν 1-2 ἡ θερμοκρασία θεωρεῖται σταθερὰ T, ὁπότε :

$$dH = \text{ἐπιφ. } 1\text{-}2\text{-}3\text{-}4 = TdS \quad \text{ἢ} \quad dS = \frac{dH}{T} \quad \text{καὶ} \quad \int_{S_1}^{S_2} dS = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dH}{T}$$

$$\text{ἢ} \quad S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dH}{T} \tag{89}$$

Μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (89) εὑρίσκονται αἱ σχέσεις τῆς μεταβολῆς ἐντροπίας μὲ τὴν θερμοκρασίαν εἰς τὰς διαφόρους ἀλλαγὰς καταστάσεως, ὡς θὰ ἐξετάσωμεν κατωτέρω ἀπὸ παράγραφον 7·7 ἕως καὶ 7·10.

7·7 Ἀλλαγὴ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον καὶ σταθερὰν πίεσιν.

Ἔχομεν : $H = C_U(T_2 - T_1)$ διὰ μονάδα βάρους ἀερίου καὶ $dH = C_U \cdot dT$.

Ἀντικαθιστῶμεν τὴν τιμὴν εἰς τὴν ἰσότητα (89) καὶ ἔχομεν :

$$S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \cdot C_U \cdot \frac{dT}{T} = C_U \int_{T_1}^{T_2} d\ell_n T$$

$$\text{καὶ :} \quad S_2 - S_1 = C_U \ell_n \frac{T_2}{T_1} \tag{90}$$

Δεδομένου ὅτι εἰς τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀλλαγὴν καταστάσεως ἔχομεν ὅτι $H = C_p (T_2 - T_1)$ μὲ τὰς αὐτὰς ὡς προηγουμένως πράξεις καταλήγομεν ὅτι :

$$S_2 - S_1 = C_p \ell_n \frac{T_2}{T_1} \tag{91}$$

7·8 Ἰσοθερμοκρασιακὴ καὶ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ ἀερίου.

Ὅταν τὸ T εἶναι σταθερόν, τότε ἡ ἰσότης (89) λαμβάνει τὴν μορφήν·

$$S_2 - S_1 = \frac{1}{T} \int dH \quad \text{ἢ} \quad S_2 - S_1 = \frac{H}{T},$$

ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (84) (παράγρ. 7·1).

Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἀλλαγὴν τὸ $dH = 0$, ἑπομένως ἡ ἰσότης (89) λαμβάνει τὴν μορφήν:

$$S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{0}{T} \quad \text{ἢ} \quad S_2 - S_1 = 0 \quad \text{καὶ} \quad S_2 = S_1.$$

Ἑπομένως ἡ ἀδιαβατική, ἐφ' ὅσον δὲν ὑπάρχουν τριβαί, εἶναι καὶ ἰσοτροπική.

7·9 Πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ἀερίου.

Κατὰ τὴν πολυτροπικὴν ἀλλαγὴν καταστάσεως ἔχομεν :

$$H = \frac{W}{J} + E \quad \text{ἢ} \quad dH = \frac{dW}{J} + dE$$

Ἀλλὰ $dW = Pdv$ καὶ $dE = C_v\, dT$ (ἀνὰ μονάδα βάρους)

$$dH = \frac{Pdv}{J} + C_v \cdot dT \quad \text{ἢ} \quad dH = \frac{P \cdot v}{J} \cdot \frac{dv}{v} + C_v \cdot T \cdot \frac{dT}{T}$$

$$\text{ἢ} \quad \frac{dH}{T} = \frac{P \cdot v}{J \cdot T} \cdot \frac{dv}{v} + C_v \cdot \frac{dT}{T} \quad \text{ἀλλὰ} \quad \frac{P \cdot v}{T} = R$$

$$\text{καὶ} \quad \frac{dH}{T} = dS, \quad \text{ἑπομένως} \quad dS = \frac{R}{J} \cdot \frac{dv}{v} + C_v \cdot \frac{dT}{T}$$

$$\text{καὶ} \quad \int_{S_1}^{S_2} dS = \frac{R}{J} \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} + C_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} \quad \text{ἢ}$$

$$\mathbf{S_2 - S_1 = \frac{R}{J}\, l_n \frac{v_2}{v_1} + C_v\, l_n \frac{T_2}{T_1}} \qquad (92)$$

7·10 Μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας ἀερίου κατὰ τὰς διαφόρους ἀλλαγὰς καταστάσεως (Ἀνακεφαλαίωσις).

Ὡς ἀπεδείχθη εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους, αἱ κάτωθι ἰσότητες δίδουν τὰς μεταβολὰς τῆς ἐντροπίας ἑνὸς ἀερίου :

α) Ἀλλαγὴ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον: $S_2 - S_1 = C_v\, l_n \frac{T_2}{T_1}$ (90)

β) Ἀλλαγὴ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν: $S_2 - S_1 = C_p\, l_n \frac{T_2}{T_1}$ (91)

γ) Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἀλλαγή: $S_2 - S_1 = \frac{H}{T}$ (84)

δ) Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγή: $S_2 - S_1 = 0$ ἢ $S_2 = S_1$

ε) Πολυτροπικὴ ἀλλαγή: $S_2 - S_1 = \frac{R}{J}\, l_n \frac{v_2}{v_1} + C_v\, l_n \frac{T_2}{T_1}$ (92)

7·11 Ἐντροπία ὕδατος.

Διὰ τὸ ὕδωρ, ὡς ἐξητάσαμεν καὶ εἰς παράγραφον 6·3, γίνεται παραδεκτὸν ὅτι εἰς θερμοκρασίαν 273° K ἢ 492° R δὲν περιέχει καθόλου θερμότητα. Μὲ τὴν βάσιν αὐτὴν μετρεῖται καὶ ἡ ἐντροπία τοῦ ὕδατος καὶ θεωρεῖται ὅτι ἡ τιμή της εἶναι μηδὲν εἰς τὴν ἀνωτέρω θερμοκρασίαν. Προκειμένου ἑπομένως δι' ὕδωρ καὶ ὑδρατμὸν δὲν μετροῦμεν μεταβολὴν ἐντροπίας, ἀλλὰ ἐντροπίαν συνολικῶς ἄνω τῶν θερμοκρασιῶν 273° K ἢ 492° R. Οὕτως, ἐὰν S_v = ἐντροπία ὕδατος καὶ $T_1 = 273°$ K ἢ 492° R καὶ δεδομένου ὅτι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος λαμβάνεται ἴση μὲ τὴν μονάδα, τότε μὲ βάσιν τὰς ἰσότητας (90) ἢ (91) θὰ εἶναι:

$$S_\upsilon = l_n \frac{T}{273} \tag{93}$$

ἢ $$S_\upsilon = l_n \frac{T}{492} \tag{94}$$

7·12 Ἐντροπία ἀτμοποιήσεως. Ἐντροπία ξηροῦ καὶ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

Κατὰ τὴν ἀτμοποίησιν τοῦ ὕδατος ἡ θερμότης χορηγεῖται ὑπὸ ἀπόλυτον σταθερὰν θερμοκρασίαν, ἔστω T_1. Ἀπὸ τὴν ἔναρξιν ὅμως τῆς ἀτμοποιήσεως καὶ ἕως ὅτου ὁ ἀτμὸς γίνῃ ξηρός, χορηγεῖται ἡ λανθάνουσα θερμότης λ_1 (παράγρ. 6·5).

Ἑπομένως ἐὰν S_α = ἐντροπία ἀτμοποιήσεως, τότε μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (84) θὰ ἔχωμεν :

$$S_\alpha = \frac{\lambda_1}{T_1} \tag{95}$$

Φανερὸν συμπέρασμα τῶν ἀνωτέρω εἶναι ὅτι ἐὰν S_ξ εἶναι ἡ ἐντροπία ξηροῦ ὑδρατμοῦ καὶ S_α ἡ ἐντροπία ὑγροῦ ὑδρατμοῦ, θὰ ἰσχύουν αἱ σχέσεις :

$$S_\xi = l_n \frac{T_1}{273} + \frac{\lambda_1}{T_1} \tag{96}$$

καὶ $$S_\alpha = l_n \frac{T_1}{273} + \frac{\chi_1 \lambda_1}{T_1} \tag{97}$$

ὅπου χ_1 εἶναι ὁ βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ καὶ T_1 ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως.

7·13 Ἐντροπία ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ.

Ἀπὸ τὴν κατάστασιν τοῦ ξηροῦ καὶ περαιτέρω γίνεται παραδεκτὸν μὲ μεγάλην προσέγγισιν ὅτι ὁ ὑπέρθερμος ἀτμὸς συμπεριφέρεται ὡς ἀέριον, ἐνῶ ἡ μεταβολὴ λαμβάνει χώραν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

Ἑπομένως ἡ περαιτέρω αὔξησις τῆς ἐντροπίας τοῦ ὑδρατμοῦ ἀπὸ ξηρὸν εἰς ὑπέρθερμον θὰ δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (91) ἤτοι $C_p\, l_n \frac{T_2}{T_1}$, ὅπου C_p εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, T_2 ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία τοῦ ὑπερθέρμου καὶ T_1 ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ τῆς αὐτῆς πιέσεως.

Ἑπομένως, ἐὰν S εἶναι ἡ ἐντροπία τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ, τότε:

$$S = l_n \frac{T_1}{273} + \frac{\lambda_1}{T_1} + C_p l_n \frac{T_2}{T_1} \tag{98}$$

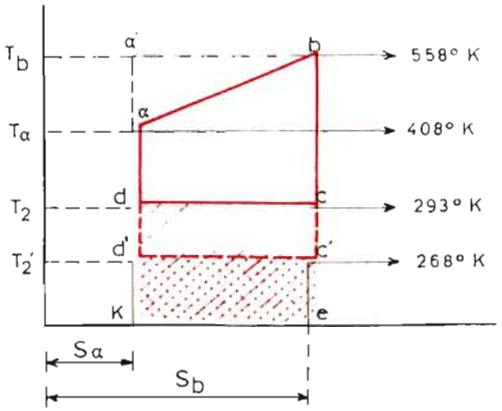
ΔΡΥΑΝΑ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

Παράδειγμα 1ον.

1 kg ἀέρος θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἰς κλειστὸν σύστημα ἀπὸ $t_\alpha = 135^0$ C εἰς $t_b = 285^0$ C (σχ. 7·13).

Ζητεῖται: α) Ἡ χορηγουμένη θερμότης. β) Ἡ ἀλλαγὴ τῆς ἐντροπίας. γ) Ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια διὰ θερμοκρασίαν συλλέκτου θερμότητος κατωτέρας θερμοκρασίας 20^0 C καὶ -5^0C. δ) Αἱ τιμαὶ $\frac{H_2}{T_2}$ διὰ $t_2 = 20^0$ C καὶ $t_2 = -5^0$ C καὶ ε) τὸ μέγιστον δυνατὸν ἔργον, ποὺ δυνάμεθα νὰ λάβωμεν ἀπὸ τὴν χορηγηθεῖσαν θερμότητα εἰς τὸν ἀέρα, ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ συλλέκτου θερμότητος κατωτέρας θερμοκρασίας εἶναι: $t_2 = 20^0$ C.

Διὰ τὸν ἀέρα $C_p = 0{,}24$.



Σχ. 7·13.

Λύσις:

α) $H_1 = C_p (T_b - T_\alpha) = 0{,}24\ (558 - 408)$ ἢ $H_1 = 36$ kcal/kg

β) $S_b - S_\alpha = C_p\, l_n \frac{T_b}{T_\alpha} = 0{,}24\, l_n \frac{558}{408}$ ἢ

$$S_b - S_\alpha = 0{,}24 \times 0{,}3075 = 0{,}0738 \text{ kcal/kg}^0 \text{ K}$$

γ) Μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια διὰ $T_2 = 293^0$ K

$H_2 = (S_b - S_\alpha) \cdot T_2 = 0{,}0738 \times 293 = 21{,}523$ kcal/kg (ἡ ἐπιφάνεια dcek) καὶ διὰ $T_2' = 268^0$ K θὰ εἶναι:

$$H'_2 = 0{,}0738 \times 268 = 19{,}778 \text{ kcal/kg (ἐπιφάνεια c'd'κe).}$$

δ) Ἡ τιμὴ $\frac{H_2}{T_2} = \frac{21{,}523}{293} = \frac{19{,}778}{268} = 0{,}0738$ kcal/kg^0 K.

Ἑπομένως ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης εἰς τὸν συλλέκτην θερμότητος κατωτέρας θερμοκρασίας διαιρουμένη διὰ τῆς σταθερᾶς θερμοκρασίας τοῦ συλλέκτου μᾶς δίδει πάντοτε τὴν αὔξησιν τῆς ἐντροπίας τοῦ συλλέκτου.

ε) Τὸ μέγιστον δυνατὸν ἔργον, ποὺ δυνάμεθα νὰ ἀποκτήσωμεν ἀπὸ τὸ $H_1 = 36$ kcal/kg διὰ $T_2 = 293^0$ K, θὰ εἶναι $36 - 21{,}523 = 14{,}447$ kcal/kg.

Σημείωσις: Ἡ χορήγησις θερμότητος εἰς τὸν ἀέρα ὑπὸ P = σταθ. παρίσταται εἰς τὸ σχῆμα διὰ τῆς ab μὲ μεγίστην θερμοκρασίαν $T_b = 558^0$ K.

Ἐὰν ἡ χορηγουμένη θερμότης ἐδίδετο συνεχῶς ὑπὸ σταθερὰν μεγίστην θερμοκρασίαν T_b κατὰ τὴν α'b, τότε ὁλόκληρος ἡ ἐπὶ πλέον θερμότης α'αb θὰ ἦτο μετατρέψιμος. Ἐπίσης δι' ἐλάττωσιν τοῦ T_2 εἰς T'_2 ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια ἐλαττοῦ-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΚΗΛΟΥ 1954

ται. Ἑπομένως *θερμότης δέον νὰ χορηγῆται εἰς τὸ σύστημα μὲ τὴν μεγίστην δυνατὴν θερμοκρασίαν καὶ νὰ ἀποβάλλεται ἀπὸ αὐτὸ μὲ τὴν ἐλαχίστην δυνατήν.*

Παράδειγμα 2ον.

Τροφοδοτικὸν ὕδωρ λεβήτων (εἰδικὴ θερμότης C = 1) εἰς ποσότητα 100 kg ἀνὰ λεπτὸν προθερμαίνεται ἐντὸς προθερμαντῆρος ἀπὸ 60° C εἰς 115° C μέσω καυσαερίων (C_p = 0,25), τὰ ὁποῖα εἰσέρχονται εἰς τὸν προθερμαντῆρα μὲ θερμοκρασίαν 230° C. Βάρος εἰσερχομένων καυσαερίων 200 kg/min.

Νὰ εὑρεθῆ: α) Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας καὶ β) ἡ ἀπώλεια μετατρεψίμου ἐνεργείας ἑκάστου ρευστοῦ, ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντος (συλλέκτης θερμότητος κατωτέρας θερμοκρασίας) εἶναι 20° C. (Ὁ προθερμαντὴρ θεωρεῖται ὅτι ἔχει καλὴν μόνωσιν καὶ δὲν ἐξέρχεται ἢ εἰσέρχεται μέσω αὐτοῦ θερμότης ἀπὸ τὸ περιβάλλον κατὰ τὴν ροὴν τοῦ ρευστοῦ).

Λύσις:

Τὸ ὕδωρ ἀπορροφεῖ θερμότητα $H_\upsilon = 100\,(115 - 60)$ ἢ $H_\upsilon = 5500$ kcal/min. Ἡ θερμότης αὐτὴ δίδεται εἰς τὸ ὕδωρ ἀπὸ τὰ καυσαέρια, ἑπομένως:

$$-5500 = 200 \times 0{,}25\ (t_2 - 230)$$

καὶ $t_2 = 120°$ C (θερμοκρασία ἐξερχομένων καυσαερίων).

Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας ΔS θὰ εἶναι:

Διὰ τὸ ὕδωρ: $\Delta S_\upsilon = 100 \times l_n \dfrac{388}{333} = +\ 14{,}84$ kcal/°K (αὔξησις).

Διὰ τὰ καυσαέρια: $\Delta S_\alpha = 200 \times 0{,}25\, l_n \dfrac{393}{503}$ ἢ

$$\Delta S_\alpha = -200 \times 0{,}25\, l_n \frac{503}{393} = -12{,}72 \text{ kcal/°K (ἐλάττωσις).}$$

Παρατηροῦμεν ὅτι ὑπάρχει μία αὔξησις τῆς ἐντροπίας ΔS εἰς τὸ σύστημα (ὕδωρ + καυσαέρια): ΔS = 14,840 − 12,72 = 2,12 kcal/°K. Ἀποτέλεσμα τῆς αὐξήσεως αὐτῆς τῆς ἐντροπίας τοῦ συστήματος εἶναι ἡ ἐλάττωσις τῆς μετατρεψίμου ἐνεργείας. Οὕτως ἐκ τῶν 5500 kcal/min, ποὺ ἀφαιροῦνται ἀπὸ τὰ καυσαέρια, ἀφαιρεῖται μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια 293 × (− 12,72) = − 3724,96 καὶ μετατρέψιμος − 5500 + 3724,96 = − 1775,04 kcal/min.

Ἐκ τῶν 5500 kcal, ποὺ ἀπορροφεῖ τὸ ὕδωρ, εἶναι μὴ μετατρέψιμος: 293 × 14,85 = 4353 καὶ μετατρέψιμος: 5500 − 4353 = 1147 kcal/min.

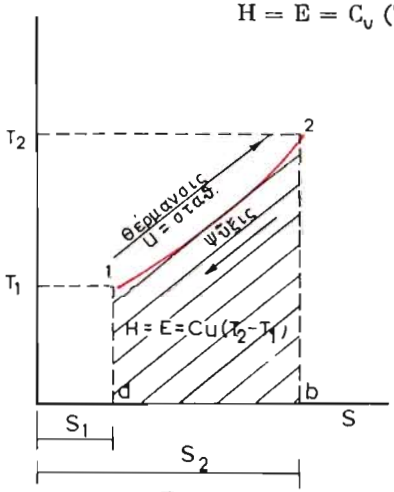
Ἑπομένως, ἐνῶ τὰ καυσαέρια δίδουν 1775,04 kcal/min μετατρεψίμου ἐνεργείας, ἡ αὔξησις τῆς μετατρεψίμου ἐνεργείας εἰς τὸ ὕδωρ εἶναι μόνον 1147 kcal/min. Ἡ ἐλάττωσις αὐτὴ εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς αὐξήσεως τῆς ἐντροπίας τοῦ συστήματος.

7·14 Γραφικὴ παράστασις τῶν ἀλλαγῶν καταστάσεως ἀερίων εἰς ἄξονας T - S.

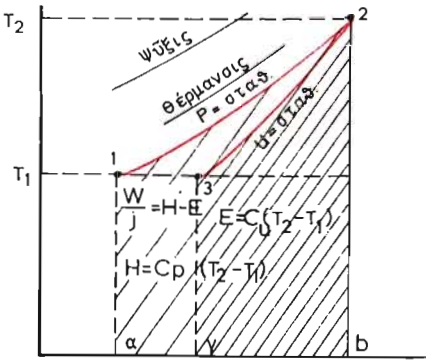
α) Ἀλλαγὴ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. Χαράσσεται ἡ καμπύλη 1-2 (σχ. 7·14α) βάσει τῆς σχέσεως τῆς ἰσότητος (90).

Ἡ ἐπιφάνεια 1-2-α-b παριστᾶ τὸ χορηγούμενον (θέρμανσις) ἢ τὸ ἀφαιρούμενον (ψῦξις) ποσὸν θερμότητος κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν καὶ εἶναι:

$$H = E = C_v\,(T_2 - T_1) \text{ ἀνὰ kg ἢ lb ἀερίου.}$$



Σχ. 7·14 α.



Σχ. 7·14 β.

β) Ἀλλαγὴ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Χαράσσεται ἡ καμπύλη 1-2 (σχ. 7·14β) βάσει τῆς σχέσεως τῆς ἰσότητος (91).

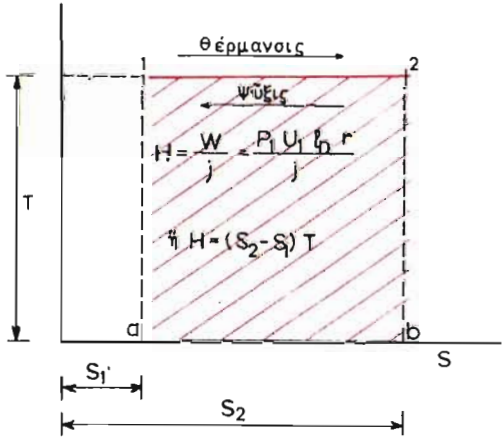
Ἡ ἐπιφάνεια 1-2-α-b παριστᾶ τὸ ἀνὰ μονάδα βάρους χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος $H = C_p\,(T_2 - T_1)$.

Ἡ ἐπιφάνεια 2-3-γ-b παριστᾶ τὴν μεταβολὴν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου $E = C_v\,(T_2 - T_1)$ καὶ ἡ ἐπιφάνεια 1-2-3-γ-α παριστᾶ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον·

$$\frac{W}{J} = H - E.$$

γ) Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἢ ὑπερβολικὴ ἀλλαγή. Εἶναι ἡ ὁριζοντία 1-2, μὲ T = σταθ.

Ἡ ἐπιφάνεια 1-2-a-b (σχ. 7·14γ) παριστᾶ τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος (θέρμανσις) ἢ τὸ ἀφαιρούμενον (ψῦξις) ἀπὸ τὸ ἀέριον καὶ εἶναι:



Σχ. 7·14 γ.

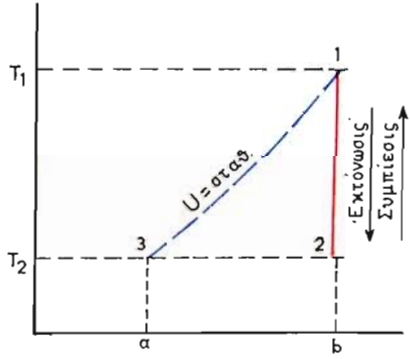
$$H = \frac{W}{J} = \frac{P_1 v_1 l_n r}{J} = \frac{R T_1 l_n r}{J} \text{ ἀνὰ μονάδα βάρους.}$$

Ἐπίσης $H = (S_2 - S_1)T$.

δ) *Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγή.*

Αὐτή, ἐφ' ὅσον εἶναι ἀναστρέψιμος (ἄνευ τριβῶν), εἶναι καὶ ἰσοτροπικὴ $S_2 = S_1$. Παρίσταται ὑπὸ τῆς καθέτου 1 - 2 εἰς τὸν ἄξονα τῆς ἐντροπίας (σχ. 7·14 δ).

Ἡ ἐπιφάνεια 1-3-α-b παριστᾶ τὴν μεταβολὴν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας (ἀνὰ μονάδα βάρους) $C_v (T_1 - T_2)$ τοῦ ἀερίου λόγω τῆς ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως, ἤτοι τὸ παραγόμενον ἔργον. Ἤτοι :

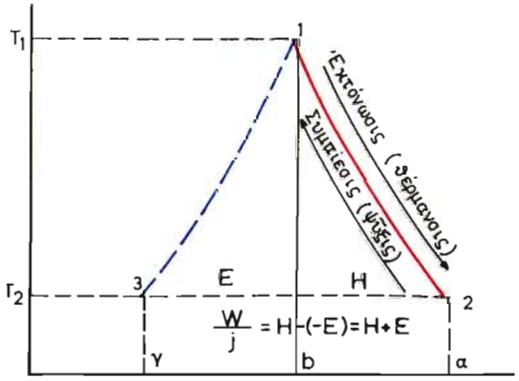


Σχ. 7·14 δ.

$$\frac{W}{J} = \text{ἐπιφ. } 1\text{-}3\text{-}\alpha\text{-}b = C_v (T_1 - T_2) = \frac{P_1 v_1 - P_2 v_2}{(\gamma - 1) J} = \frac{R (T_1 - T_2)}{(\gamma - 1) J}$$

ε) *Πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ* $PU^K =$ *σταθ. (ὅπου* $1 < K < \gamma$*).*

Ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ παρίσταται ὑπὸ τῆς καμπύλης 1 - 2 καὶ χαράσσεται βάσει τῆς σχέσεως τῆς ἰσότητος (92). Ἐὰν $1 < K < \gamma$, τότε, ὡς ἔχομεν ἀναφέρει (βλ. παράδειγμα παραγρ. 4·14), τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι μεγαλύτερον τῆς μεταβολῆς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου, ἑπομένως τὸ ἀέριον κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν θερμαίνεται (ἀπὸ τοιχώματα κυλίνδρου ἢ ἄλλην



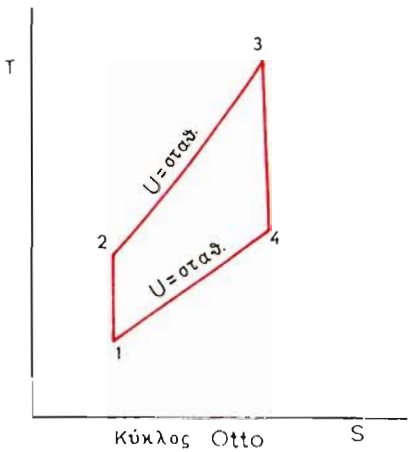
Σχ. 7·14 ε.

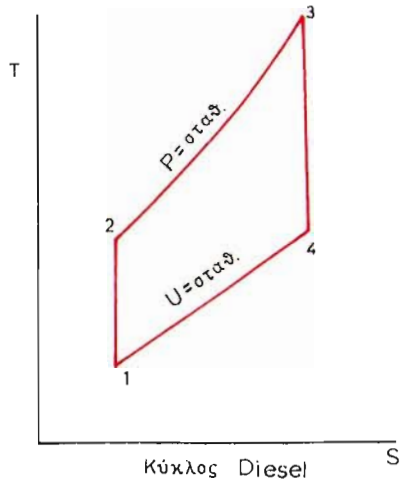
πηγήν). Εἰς τὸ σχῆμα 7·14 ε ἡ ἐπιφάνεια 1-2-α-b παριστᾶ τὸ χορηγηθὲν ποσὸν θερμότητος (θέρμανσις) κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν καὶ ἡ ἐπιφάνεια 1-3-γ-b

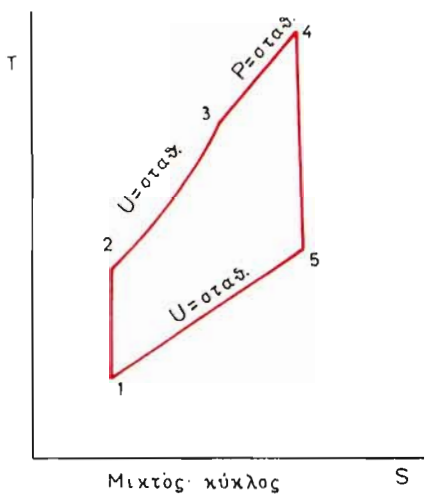
τὴν μεταβολὴν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου, ἡ ὁποία εἶναι ἀρνητική, διότι $T_2 < T_1$· τὸ ἔργον $\frac{W}{J} = H - (-E) = H + E =$ ἐπιφ. 1-2-α-γ.

7·15 Κύκλος Otto - Diesel καὶ Μικτὸς εἰς ἄξονας T - S.

Κατόπιν τῶν ἐκτεθέντων εἰς προηγουμένην παράγραφον, ἡ παράστασις τῶν κύκλων Otto - Diesel καὶ Μικτοῦ εἰς ἄξονας T - S εἶναι







Σχ. 7·15.

αὐτονόητος. Οἱ κύκλοι αὐτοὶ ἐμφαίνονται εἰς τὸ σχῆμα 7·15.

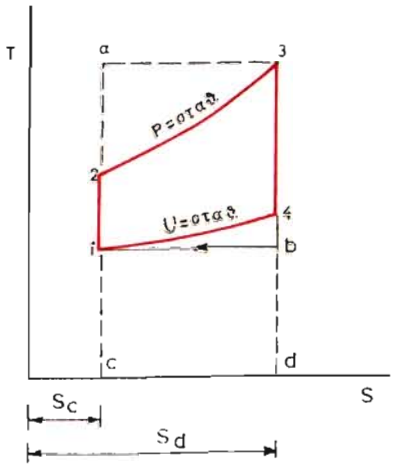
Ἀπὸ τὸ σχῆμα παρατηροῦμεν ὅτι ὁ βαθμὸς συμπιέσεως ἀπὸ 1 εἰς 2 τῶν κύκλων εἶναι μεγαλύτερος εἰς τὴν Diesel καὶ μικρότερος εἰς τὸν Otto.

7·16 Σύγκρισις κύκλων Carnot καὶ Diesel.

Ἐκ τοῦ σχήματος 7·16 δυνάμεθα νὰ συγκρίνωμεν τοὺς κύκλους Carnot καὶ Diesel μὲ βάσιν τὰ αὐτὰ ἄκραῖα ὅρια θερμοκρασίας, ἤτοι: T_3 (ὑψηλὴ) καὶ T_1 (χαμηλὴ) οὕτω:

ΚΥΚΛΟΣ	Diesel (ἐπιφάνειαι)	Carnot (ἐπιφάνειαι)
Χορηγουμένη θερμότης	2, 3, d, c	α, 3, d, c
Μετατρέψιμος ἐνέργεια	2, 3, b, 1	α, 3, b, 1
Μέγιστον ἔργον	2, 3, b, 1	α, 3, b, 1
Μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια	1, b, d, c	1, b, d, c

Μὲ τὴν σύγκρισιν αὐτὴν βλέπομεν ὅτι μετατρέψιμος ἐνέργεια, καὶ ὡς ἐκ τούτου λαμβανόμενον ἔργον, θυσιάζεται εἰς οἱονδήποτε κύκλον, εἰς τὸν ὁποῖον ἡ χορήγησις θερμότητος δὲν γίνεται ὑπὸ σταθερὰν τιμὴν τῆς ὑψηλοτέρας θερμοκρασίας (ἀπώλεια ἐπιφ. 2, α, 3 μετατρεψίμου ἐνεργείας). Ἐπίσης αἱ μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως ὄχι μόνον δὲν εἶναι ἱκαναὶ νὰ δέχωνται θερμότητα ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν, ἀλλὰ οὔτε νὰ ἀποβάλλουν θερμότητα ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν.



Σχ. 7·16.

Οὕτως, ἐνῷ ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια εἶναι ἡ αὐτὴ διὰ τοὺς κύκλους Carnot καὶ Diesel, εἰς τὸν Diesel ἔχομεν ἕνα ποσὸν μετατρεψίμου ἐνεργείας, τὴν ἐπιφάνειαν 4 b 1, τὴν ὁποίαν ὁ κύκλος δὲν δύναται νὰ χρησιμοποιήση λόγω τῆς ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἀποβολῆς θερμότητος.

Παράδειγμα.

1 kg ἀέρος (C_p = 0,24) χρησιμοποιεῖται ὡς ἐργαζόμενον μέσον εἰς μηχανὴν ἐργαζομένην μὲ κύκλους α, 3, b, 1 (σχ. 7·16) ἢ 1, 2, 3, 4 ἢ 1, 2, 3, b ἐὰν T_2 = = 800° K, T_3 = 1500° K, T_4 = 623° K καὶ T_1 = 293° K (θερμοκρασία περιβάλλοντος). Νὰ συγκριθοῦν οἱ τρεῖς κύκλοι, ὅσον ἀφορᾶ εἰς τὴν χορηγουμένην θερμότητα, ἀποβαλλομένην θερμότητα, παραγόμενον ἔργον, μετατρέψιμον ἐνέργειαν, μὴ μετατρέψιμον ἐνέργειαν καὶ θερμικὴν ἀπόδοσιν.

Λύσις :

'Η αὔξησις τῆς ἐντροπίας $S_d - S_c = C_p \, l_n \frac{T_3}{T_2} = 0{,}24 \, l_n \frac{1500}{800}$ ἢ

$$S_d - S_c = 0{,}1602 \text{ kcal ἀνὰ kg ἀνὰ } ^0K$$

	Κύκλος α,3,b,1 Carnot		Κύκλος 1,2,3,4 Diesel		Κύκλος 1,2,3,b	
	kcal/kg	ἐπι-φάνεια	kcal/kg	ἐπι-φάνεια	kcal/kg	ἐπι-φάνεια
Χορηγουμένη θερμότης	240,3	α3cd	168	23dc	168	23dc
'Αποβαλλομένη θερμότης	46,9	1bdc	56	41cd	46,9	1bdc
Μηχανικὸν ἔργον $\frac{W}{J}$	193,4	1α3b	112	1234	121,1	123b
Μετατρέψιμος ἐνέργεια	193,4	1α3b	121,1	123b	121,1	123b
Μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια	46,9	1bdc	46,9	1bdc	46,9	1bdc
Θερμικὴ ἀπόδοσις %	80,5	—	66,6	—	72,3	—

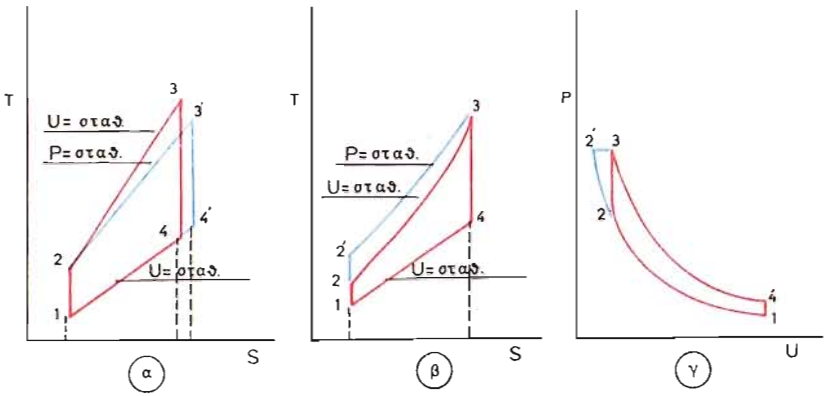
'Από τὰ ἀποτελέσματα τοῦ ἀνωτέρω πίνακος τὰ συμπεράσματα εἶναι εὐκόλως νοητά.

7·17 Σύγκρισις κύκλων Otto καὶ Diesel.

'Η χάραξις τῶν κύκλων Otto καὶ Diesel εἰς κοινοὺς ἄξονας T-S δίδει μίαν εἰκόνα συγκρίσεως τῶν δύο κύκλων. Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸ σχῆμα 7·17(α) οἱ δύο κύκλοι ἔχουν γραφῆ μὲ τὸν αὐτὸν βαθμὸν συμπιέσεως ἀπὸ 1 εἰς 2 καὶ τὸ αὐτὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος. Δηλαδὴ ἡ ἐπιφάνεια κάτωθεν τῆς ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ἀλλαγῆς 2 - 3 (κύκλος Otto) εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐπιφάνειαν κάτωθεν τῆς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀλλαγῆς 2 - 3' (κύκλος Diesel). 'Από τὸ σχῆμα βλέπομεν ὅτι ὁ Diesel ἀποβάλλει περισσοτέραν θερμότητα (ἐπιφάνεια κάτωθεν τοῦ 1 - 4') ἀπὸ τοῦ κύκλου Otto (ἐπιφάνεια κάτωθεν τοῦ 1 - 4). Μία ἀπόδειξις ὅτι ὁ κύκλος Otto ἔχει μεγαλυτέραν ἀπόδοσιν διὰ τὸν αὐτὸν βαθμὸν συμπιέσεως.

Εἰς τὴν πρᾶξιν ὅμως, ὡς γνωστόν, ὁ κύκλος Diesel ἔχει μεγαλύτερον βαθμὸν συμπιέσεως. Οὕτως, εἰς τὸ σχῆμα 7·17(β) καὶ 7·17(γ) ἔχουν χαραχθῆ διὰ τὴν αὐτὴν τελικὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν (σημεῖον 3) μετὰ τὴν χορήγησιν θερμότητος καὶ μὲ τὸν Diesel νὰ ἔχη μεγαλύτερον βαθμὸν συμπιέσεως τοῦ Otto. Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὴν

περίπτωσιν αὐτὴν ὁ Diesel δίδει μεγαλύτερον ἔργον τοῦ Otto κατὰ τὴν ἐπιφάνειαν 2, 2′, 3, ἐνῶ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀποβάλλε-



Σχ. 7·17.

ται εἰς ἀμφοτέρους τοὺς κύκλους, εἶναι τὸ ἴδιον [ἐπιφάνεια κάτωθεν τῆς 1, 4, σχ. 7·17(β)].

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 8

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΥΔΡΑΤΜΟΥ
ΑΛΛΑΓΑΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΣ ΥΔΡΑΤΜΟΥ

8·1 Διάγραμμα ὑδρατμοῦ - Ἐντροπίας - Θερμοκρασίας (T - S).

Κύριον χαρακτηριστικὸν εἰς ἓν διάγραμμα ὑδρατμοῦ εἶναι ἡ παράστασις εἰς αὐτὸ ὡς βασικῶν τῶν γραμμῶν *ὕδατος εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ* $\chi = 0$ καὶ *ξηροῦ κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ* $\chi = 1$.

Διαγράμματα τοῦ εἴδους αὐτοῦ χρήσιμα δι' ἐπίλυσιν προβλημάτων σχετικῶν μὲ ὑδρατμὸν χαράσσονται μὲ ἄξονας T - S ἢ P, U ἢ ι - S ἢ ι - T κ.λπ.

Αἱ βασικαὶ γραμμαὶ $\chi = 0$ καὶ $\chi = 1$ χαράσσονται μὲ βάσιν τὰς γνωστὰς ἰδιότητας ὑδρατμοῦ, ὡς ἐξητάσθησαν εἰς τὸ Κεφάλαιον 6 ἢ τὰς τιμάς, ποὺ λαμβάνονται ἀπὸ τοὺς πίνακας ὑδρατμοῦ (βλ. Παράρτημα).

Ἂς ἐξετάσωμεν τὴν χάραξιν ἑνὸς διαγράμματος, ἔστω τοῦ T - S (Ἀπόλυτος θερμοκρασία - Ἐντροπία).

Ἔστω 1 kg ὕδατος πιέσεως P_1 καὶ ἀπολύτου θερμοκρασίας κορεσμοῦ T_1. Μὲ βάσιν ὅτι εἰς τοὺς 273^0 K ἡ ἐντροπία ὕδατος εἶναι μηδέν, θὰ εἶναι $S_{\upsilon 1} = l_n \frac{T_1}{273}$ (ἰσότης 93).

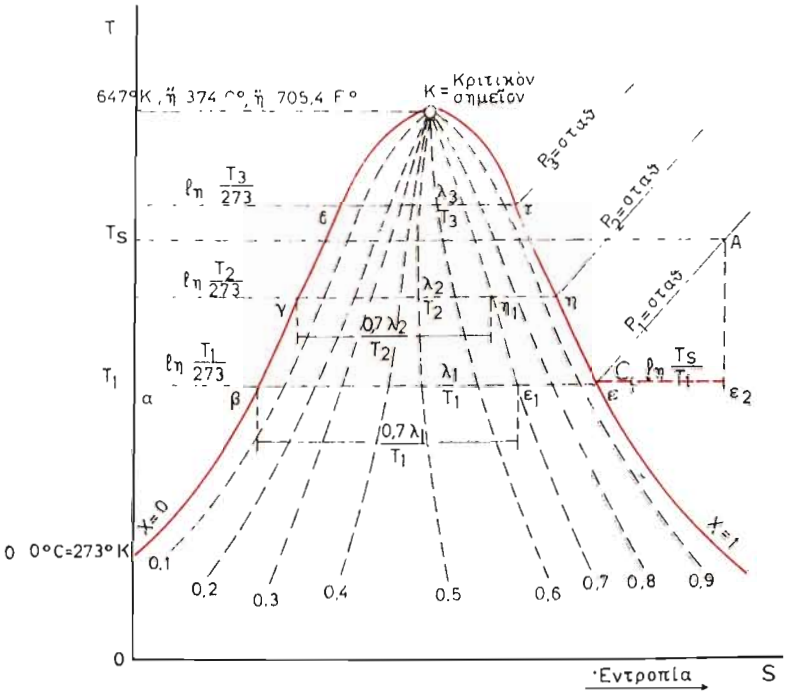
Ἔστω ὅτι ἡ τιμὴ αὐτὴ τοῦ $S_{\upsilon 1}$ παρίσταται (μὲ κατάλληλον κλίμακα) ὑπὸ τῆς εὐθείας αβ (σχ. 8·1). Φανερὸν εἶναι ὅτι τὸ σημεῖον β θὰ κεῖται ἐπὶ τῆς γραμμῆς ὕδατος $\chi = 0$.

Ἐὰν κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον θεωρήσωμεν ὅτι τὸ ὕδωρ εἰς πιέσεις P_2, P_3 κ.λπ. ἔχει ἀντιστοίχως θερμοκρασίαν ἀτμοποιήσεως T_2, T_3 κ.λπ., εὑρίσκομεν διαφόρους τιμὰς S_υ, αἱ ὁποῖαι δίδουν σημεῖα γ, δ κ.λπ., τὰ ὁποῖα κεῖνται ἐπὶ τῆς γραμμῆς ὕδατος $\chi = 0$.

Ἐξετάζομεν ἐν συνεχείᾳ ξηρὸν ὑδρατμὸν πιέσεως P_1. Κατὰ τὴν ἐξάτμισιν ἡ ἀλλαγὴ τῆς ἐντροπίας τοῦ ὑδρατμοῦ θὰ εἶναι $\frac{\lambda_1}{T_1}$ μονάδες ἐντροπίας (ἰσότης 95).

Ἐὰν ἡ μεταβολὴ αὐτὴ παρασταθῇ ὑπὸ κλίμακα δι' εὐθείας μή-

κους β-ε ἐπὶ τοῦ διαγράμματος, τότε τὸ σημεῖον ε θὰ παριστᾶ ξηρὸν ὑδρατμὸν πιέσεως P_1. Καθ' ὅμοιον τρόπον τὰ σημεῖα η καὶ τ θὰ παριστοῦν ξηρὸν ὑδρατμὸν πιέσεως ἀντιστοίχως P_2 καὶ P_3.



Σχ. 8·1.

Οὕτω χαράσσεται ἡ γραμμὴ ξηροῦ ὑδρατμοῦ $\chi = 1$. Ἡ ὁριζοντία ἀπόστασις τῆς καμπύλης ταύτης ἀπὸ τὸν ἄξονα T θὰ παριστᾶ τὴν ἐντροπίαν ξηροῦ ὑδρατμοῦ : $S_\xi = l_n \frac{T_1}{273} + \frac{\lambda_1}{T_1}$ (ἰσότης 96).

Ἐὰν ὁ ὑδρατμὸς εἰς πίεσιν P_1 εἶναι ὑγρὸς βαθμοῦ ξηρότητος ἔστω $\chi = 0,7$, τότε ἡ ἐντροπία ἐξατμίσεως θὰ εἶναι $\frac{0,7 \cdot \lambda_1}{T_1}$. Ἐὰν ἡ τιμὴ αὐτὴ παρίσταται ὑπὸ τῆς εὐθείας β-ε_1 ἐπὶ τοῦ διαγράμματος, τότε τὸ σημεῖον ε_1 εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς γραμμῆς $\chi = 0,7$.

Κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον εὑρίσκομεν τὸ σημεῖον η_1, τὸ ὁποῖον εἶναι καὶ αὐτὸ σημεῖον τῆς γραμμῆς $\chi = 0,7$ καὶ οὕτω συνεχίζοντες χαράσ-

σομεν ὁλόκληρον τὴν γραμμήν, ἡ ὁποία θὰ παριστᾶ ὑγρὸν ὑδρατμὸν $\chi = 0,7$.

Καθ' ὅμοιον τρόπον χαράσσονται ὅλαι αἱ γραμμαὶ εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ ἀπὸ $\chi = 0,1$ ἕως $\chi = 0,9$, ὅπως ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 8·1.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα εἶναι φανερὸν ὅτι ὁ βαθμὸς ξηρότητος χ ἰσοῦται ἐπίσης μὲ τὸν λόγον: $\chi = \frac{\beta\varepsilon_1}{\beta\varepsilon} = 0,7$.

Ἔστω τώρα 1 kg ξηροῦ ὑδρατμοῦ καταστάσεως ὡς σημεῖον ε τοῦ διαγράμματος θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν P_1 καὶ μετατρέπεται ἀπὸ ξηρὸς θερμοκρασίας T_1 εἰς ὑπέρθερμον ἀπολύτου θερμοκρασίας T_s· τότε ἡ αὔξησις τῆς ἐντροπίας του λόγω ὑπερθερμάνσεως θὰ εἶναι: $C_p \ln \frac{T_s}{T_1}$ (ἰσότης 91).

Ἐὰν παρασταθῆ ἡ αὔξησις αὐτὴ τῆς ἐντροπίας ἐπὶ τοῦ διαγράμματος ὑπὸ τῆς εὐθείας $\varepsilon - \varepsilon_2$ καὶ φέρωμεν ἀπὸ τοῦ σημείου T_s (ἐπὶ τοῦ ἄξονος T) μίαν ὁριζοντίαν καὶ ἀπὸ τὸ σημεῖον ε_2 μίαν κάθετον γραμμήν, αὐταὶ τέμνονται εἰς τὸ σημεῖον A.

Τὸ σημεῖον A θὰ παριστᾶ ὑπέρθερμον ἀτμὸν πιέσεως P_1 καὶ θερμοκρασίας T_s. Ἐὰν ἐπαναλάβωμεν τὸ αὐτὸ δι' ἄλλας τιμὰς τῆς T_s μὲ τὴν αὐτὴν σταθερὰν πίεσιν P_1 καὶ θερμοκρασίαν T_1, θὰ λάβωμεν διάφορα σημεῖα τῆς γραμμῆς εA, ἡ ὁποία θὰ εἶναι ἡ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀλλαγὴ τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ. Παρόμοιαι γραμμαὶ σταθερᾶς πιέσεως ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ δύνανται νὰ χαραχθοῦν καθ' ὅμοιον τρόπον εἰς διάφορα σημεῖα τῆς γραμμῆς $\chi = 1$, ὅπως π.χ. εἰς τὸ η, τ κ.λπ.

Παρατηροῦμεν ὅτι τὰ σημεῖα, ποὺ εὑρίσκονται μεταξὺ τῶν καμπυλῶν $\chi = 0$ καὶ $\chi = 1$, εἶναι ἡ περιοχὴ τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ, ἐνῶ δεξιὰ τῆς γραμμῆς $\chi = 1$ εἶναι ἡ περιοχὴ τοῦ ὑπερθέρμου.

Αἱ δύο γραμμαὶ $\chi = 0$ καὶ $\chi = 1$ πλησιάζουν ἡ μία τὴν ἄλλην καὶ τελικῶς ἑνοῦνται ὁμαλῶς εἰς τὸ σημεῖον K, ὅπερ ὀνομάζεται *κριτικὸν σημεῖον*.

Εἰς τὸ σημεῖον αὐτὸ αἱ θερμοδυναμικαὶ ἰδιότητες (ὡς P, t, υ, S, ι) ὕδατος εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ καὶ ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἶναι αἱ αὐταὶ (παράγρ. 6·1).

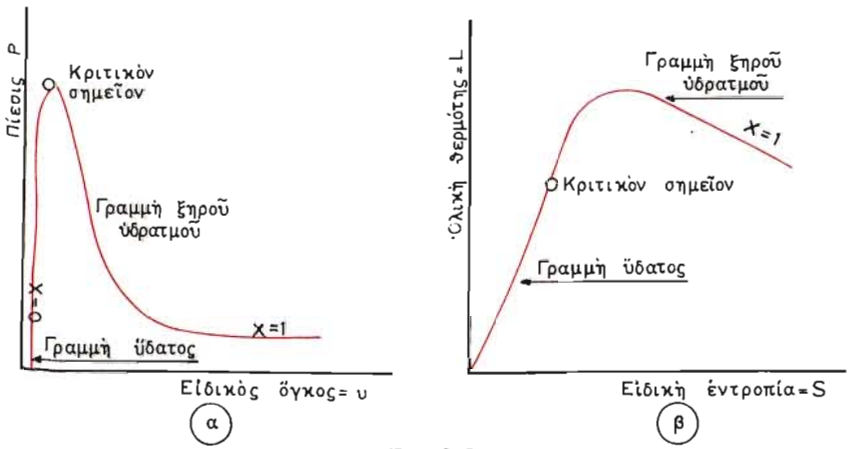
Ἄλλο χαρακτηριστικὸν τοῦ κριτικοῦ σημείου εἶναι ὅτι οὐδέποτε ἀέριον δύναται νὰ ὑγροποιηθῆ ὅσον καὶ ἐὰν αὐξηθῆ ἡ πίεσίς του, ἐὰν ἡ θερμοκρασία του δὲν κατέλθη κάτω τῆς κριτικῆς. Διὰ τὸν ὑδρα-

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

τμὸν ἡ κριτικὴ πίεσις εἶναι 225 kg/cm² (3206 lb/in²) καὶ ἡ κριτικὴ θερμοκρασία 374⁰ C (705,4⁰ F).

8·2 Διάγραμμα P-υ — Διάγραμμα ι-S.

Εἰς τὸ σχῆμα 8·2 (α καὶ β) ἐμφαίνονται αἱ χαρακτηριστικαὶ γραμμαὶ ὕδατος εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ χ = 0 καὶ ξηροῦ ὑδρατμοῦ χ = 1 εἰς ἄξονας P-υ (Πιέσεως-Εἰδικοῦ ὄγκου) καὶ ι-S (Ὁλικῆς θερμότητος καὶ Εἰδικῆς ἐντροπίας). Τὰ διαγράμματα αὐτὰ χαράσσονται εὐκόλως



Σχ. 8·2.

τῆ βοηθεία τῶν πινάκων ὕδατος καὶ ξηροῦ ὑδρατμοῦ, ἀπὸ τοὺς ὁποίους λαμβάνομεν τὰς τιμὰς τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου ὕδατος καὶ ξηροῦ ὑδρατμοῦ συναρτήσει τῆς πιέσεως [σχ. 8·2(α)] ἢ τιμὰς εἰδικῆς ἐντροπίας συναρτήσει τῆς ὁλικῆς θερμότητος [(σχ. 8·2(β)].

Γενικῶς *οὐδὲν διάγραμμα οἱουδήποτε ἀτμοῦ ἔχει πραγματικὴν σημασίαν, ἐὰν δὲν ἔχουν χαραχθῆ εἰς αὐτὸ αἱ γραμμαὶ κορεσμοῦ.* Εἶναι βασικὸν διὰ τὸν σπουδαστὴν νὰ γνωρίζη τὸ πῶς ἐμφανίζονται αἱ γραμμαὶ αὐταὶ εἰς ἕκαστον διάγραμμα.

Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὸ διάγραμμα ι-S τὸ κριτικὸν σημεῖον δὲν εὑρίσκεται εἰς τὴν κορυφὴν *τοῦ θόλου τοῦ ὑδρατμοῦ,* ὅπως εἰς τὰ ἄλλα διαγράμματα.

Τὸ διάγραμμα αὐτὸ εἶναι γνωστὸν ὡς διάγραμμα Mollier, εἶναι πολὺ χρήσιμον ἰδία διὰ προβλήματα μὲ ροὴν ἀτμοῦ καὶ θὰ ἐξετασθῆ λεπτομερῶς βραδύτερον (παράγρ. 8·10).

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

8·3 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμῶν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον.

Ἔστω 1 kg ὑδρατμοῦ πιέσεως P_1 καὶ βαθμοῦ ξηρότητος χ_1, ὁ ὁποῖος θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον μέχρι πιέσεως P_2.

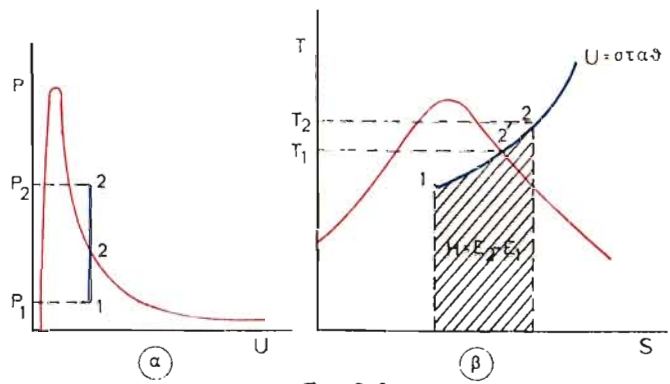
Ἔστω ὅτι μετὰ τὴν θέρμανσιν αὐτὴν ὁ ὑδρατμὸς παραμένει ὑγρὸς ἀγνώστου βαθμοῦ ξηρότητος χ_2. Τότε ἰσχύει ἡ σχέσις :

$$\chi_1 \upsilon_1 = \chi_2 \upsilon_2 \quad \text{ἢ} \quad \chi_2 = \frac{\chi_1 \cdot \upsilon_1}{\upsilon_2} \tag{99}$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (99) τό : υ_1 εἶναι ὁ εἰδικὸς ὄγκος ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_1 καὶ υ_2 ὁ εἰδικὸς ὄγκος ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_2.

Αἱ τιμαὶ υ_1 καὶ υ_2 λαμβάνονται ἀπὸ τοὺς πίνακας ὑδρατμοῦ. Ἐὰν τὸ χ_2 εὑρεθῇ ἴσον μὲ τὴν μονάδα, τότε ὁ ἀτμὸς μετὰ τὴν θέρμανσιν θὰ εἶναι ξηρός· ἐὰν εὑρεθῇ $\chi_2 > 1$, τότε ὁ ὑδρατμὸς μετὰ τὴν θέρμανσιν θὰ εἶναι ὑπέρθερμος, ὁπότε ἡ θερμοκρασία του μὲ ὄχι μεγάλην ἀκρίβειαν εὑρίσκεται ἐκ τῆς σχέσεως : $\frac{\upsilon_2}{T_2} = \frac{\upsilon_s}{T_s}$

ὅπου υ_2 εἶναι ὁ εἰδικὸς ὄγκος ξηροῦ ὑδρατμοῦ τελικῆς πιέσεως P_2. υ_s ὁ εἰδικὸς ὄγκος ὑπερθέρμου ἀτμοῦ τῆς αὐτῆς πιέσεως P_2. T_2 ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_2 καὶ T_s ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ὑπερθέρμου ἀτμοῦ πιέσεως P_2.



Σχ. 8·3.

Αἱ τιμαὶ υ_2 καὶ T_2 λαμβάνονται ἀπὸ τοὺς πίνακας ὑδρατμοῦ. Τὸ υ_s εἶναι ἴσον μὲ τὸν ἀρχικὸν ὄγκον $\chi_1 \upsilon_1$ καὶ οὕτως εὑρίσκεται τὸ T_s.

Ἀκριβεστέρα τιμὴ τοῦ T_s εὑρίσκεται ἀπὸ τοὺς πίνακας ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ μὲ γνωστὴν πίεσιν καὶ εἰδικὸν ὄγκον.

Ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ παρίσταται ὑπὸ τῆς γραμμῆς 1, 2', 2 εἰς τὸ διάγραμμα P-υ ἢ T-S [σχ. 8·3 (α) καὶ 8·3(β)].

Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ χορηγουμένου ποσοῦ θερμότητος κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (83) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας ἄνευ ροῆς, δηλαδή: $H = \frac{W}{J} + (E_2 - E_1)$.

Δεδομένου ὅμως ὅτι κατὰ τὴν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον θέρμανσιν θὰ εἶναι $W = 0$ θὰ ἔχωμεν:

$$H = E_2 - E_1 \qquad (100)$$

Ἡ θερμότης αὐτὴ παρίσταται ὑπὸ τῆς γραμμοσκιασμένης ἐπιφανείας κάτωθεν τῆς γραμμῆς 1, 2', 2 εἰς τοὺς ἄξονας T-S [σχ. 8·3(β)].

Ἐὰν ἀντὶ θερμάνσεως εἴχαμεν ψῦξιν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, ἡ μεταβολὴ θὰ ἦτο ἡ 2, 2', 1 τοῦ σχήματος 8·3.

Παράδειγμα.

1kg ὑγροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως 2 kg/cm² καὶ $\chi = 0{,}4$ θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἰς πίεσιν 10 kg/cm².

Ζητεῖται: α) Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ καὶ β) τὸ χορηγηθὲν ποσὸν θερμότητος εἰς kcal ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ.

Λύσις:

α) Ἔχομεν $\chi_1 \upsilon_1 = \chi_2 \upsilon_2$ (ἰσότης 99) ἢ $0{,}4 \times 0{,}9016 = \chi_2 \cdot 0{,}198$ ἢ $\chi_2 = \frac{0{,}3606}{0{,}198}$, ὅπερ εἶναι μεγαλύτερον τῆς μονάδος, ἑπομένως ὁ ἀτμὸς θὰ εἶναι ὑπέρθερμος.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὴν θερμοκρασίαν του χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (78):

$$\frac{\upsilon_\alpha}{T_1} = \frac{\upsilon}{T_2} \quad \text{ἢ} \quad \frac{0{,}198}{452} = \frac{0{,}3606}{T_2} \quad \text{καὶ} \quad T_2 = 823^0\ K \quad \text{ἢ} \quad t_2 = 550^0\ C.$$

(Ἀπὸ τὸν Πίνακα 3 ὑπερθέρμου παρατηροῦμεν ὅτι διὰ πίεσιν 10 kg/cm² ἀπόλυτον καὶ δι' εἰδικὸν ὄγκον 0,3610 m³/kg, τιμὴ ἡ ὁποία πλησιάζει τὴν 0,3606, ὁ ἀτμὸς ἔχει θερμοκρασίαν 500° C).

β) Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ χορηγουμένου ποσοῦ θερμότητος χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (100), ἤτοι: $H = E_2 - E_1$

καὶ $E_2 = i_2 - \frac{P_2 \upsilon}{J} = 829 - \frac{100\,000 \times 0{,}3606}{427} = 744{,}6$ kcal/kg

καὶ $E_1 = i_1 - \frac{P_1 \upsilon}{J} = \rho_1 + \chi_1 \lambda_1 - \frac{P \upsilon}{J}$

ἢ $E_1 = 119{,}87 + 0{,}4 \times 525{,}9 - \frac{20\,000 \times 0{,}3606}{427} = 313{,}4$ kcal/kg

καὶ $H = 744{,}6 - 313{,}4 = 431{,}2$ kcal/kg.

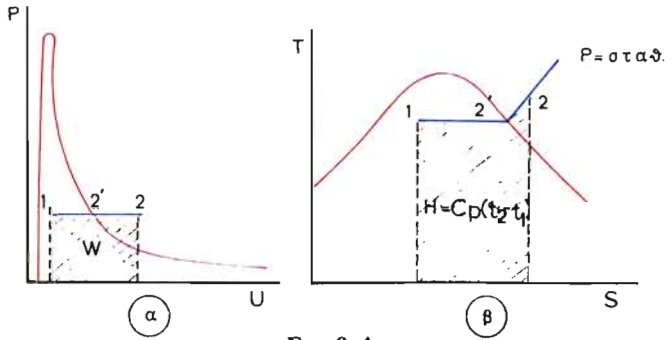
(Τὸ i_2 λαμβάνεται ἀπὸ τὸν Πίνακα 3 διὰ $P = 10$ kg/cm² καὶ $t = 500$).

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

8·4 Ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

Ἔστω ὅτι 1 kg ὑγροῦ ἀτμοῦ πιέσεως P_1 καὶ βαθμοῦ ξηρότητος χ_1 θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

Κατ' ἀρχὰς ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς θερμαινόμενος καθίσταται ξηρότερος, ἐν συνεχείᾳ ξηρὸς καὶ τέλος ὑπέρθερμος. Ἡ μεταβολὴ αὐτὴ παρίσταται διὰ τῆς γραμμῆς 1, 2', 2 εἰς τοὺς ἄξονας P-υ καὶ τοὺς ἄξονας T-S τῶν σχημάτων 8·4(α) καὶ 8·4(β).



Σχ. 8·4.

Παρατηροῦμεν ὅτι μέχρις ὅτου ὁ ὑδρατμὸς μεταβληθῇ εἰς ξηρόν, ἡ σταθερὰ πίεσις εἶναι καὶ σταθερὰ θερμοκρασία (τμῆμα 1-2' τῆς γραμμῆς).

Ἡ ἐπιφάνεια κάτωθεν τῆς 1, 2', 2 εἰς τοὺς ἄξονας P-υ παριστᾶ τὸ μηχανικὸν ἔργον W, τὸ ὁποῖον, ὅπως καὶ εἰς τὰ ἀέρια, ἰσοῦται μὲ $W = P(\upsilon_2 - \upsilon_1)$.

Τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος H, παρίσταται ὑπὸ τῆς ἐπιφανείας κάτωθεν τῆς γραμμῆς 1, 2', 2 εἰς τοὺς ἄξονας T-S καὶ εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος $H = \iota_2 - \iota_1$ ὅπου: ι_2 εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑδρατμοῦ μετὰ τὴν θέρμανσιν καὶ ι_1 ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ἀτμοῦ πρὸ τῆς θερμάνσεως.

8·5 Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ.

Ἡ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ ἀκολουθεῖ τὴν αὐτὴν ἀρχὴν τῶν ἀερίων ἤτοι, *θερμότης οὔτε δίδεται οὔτε ἀφαιρεῖται ἀπὸ τὸν ὑδρατμόν, κατὰ τὴν ἀλλαγὴν καὶ κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν παράγεται μηχανικὸν ἔργον εἰς βάρος τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ὑδρατμοῦ.* Τὸ παραγόμενον μηχανικὸν ἔργον εἰς τοὺς ἄξο-

νας P - υ δίδεται ὑπὸ τῆς ἐπιφανείας κάτωθεν τῆς καμπύλης 1, 2', 2 [σχ. 8·5(γ)] καὶ ἑπομένως ἰσχύει ἡ αὐτὴ ἰσότης (53) ὡς καὶ εἰς τὰ ἀέρια, ἤτοι $W = \frac{P_1 \upsilon_1 - P_2 \upsilon_2}{\gamma - 1}$. (Ἀνὰ μονάδα βάρους ὑδρατμοῦ).

- Διὰ τὸν ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν $\gamma = 1{,}3$ (καμπύλη 1 - 2'). Ἡ δὲ ἀκριβὴς τιμὴ τοῦ γ δι' ὑγρὸν ὑδρατμὸν δίδεται ἐκ τῆς σχέσεως $\gamma = 1{,}035 + 0{,}1 \cdot \chi$· ἑπομένως διὰ $\chi = 1$ (ξηρὸς ὑδρατμὸς) θὰ εἶναι $\gamma = 1{,}135$, ἡ ὁποία μὲ ἀρκετὴν προσέγγισιν λαμβάνεται καὶ διὰ τὸν ὑγρὸν [καμπύλη 2' - 2, σχ. 8·5(α)].

Ἡ ὁριακὴ γραμμὴ $\chi = 1$ ξηροῦ ἀτμοῦ εἰς τοὺς ἄξονας P - υ κατὰ τὸν Zeuner ἀκολουθεῖ τὴν σχέσιν $P\upsilon^{\frac{16}{15}} = P\upsilon^{1{,}067} =$ σταθ.

Ἐφαρμόζοντες τὴν ἰσότητα (83) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας ἄνευ ροῆς ἤτοι: $H = \frac{W}{J} + (E_2 - E_1)$ καὶ δεδομένου ὅτι ἐνταῦθα $H = 0$ θὰ εἶναι καί:

$$W = (E_1 - E_2)\, J \qquad (101)$$

Εἰς τὸ διάγραμμα T - S ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις ἄνευ τριβῶν θὰ παρίσταται ἀπὸ τὴν κάθετον εἰς τὸν ἄξονα ἐντροπίας, τὴν 1, 2', 2.

Καὶ ἀπὸ τὰ δύο διαγράμματα βλέπομεν ὅτι ὁ ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς ἐκτονούμενος ἀδιαβατικῶς γίνεται πρῶτον ξηρὸς καὶ ἐν συνεχείᾳ ὑγρός.

Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ εὑρίσκεται εἴτε τῇ βοηθείᾳ διαγράμματος T - S ἢ ι - S ἢ δι' ὑπολογισμοῦ ἐξισώσεως τῆς ἐντροπίας ἤτοι:

Ἐντροπία ὑπερθέρμου εἰς σημεῖον 1 = Ἐντροπία ὑγροῦ ὑδρατμοῦ εἰς σημεῖον 2

$$\text{ἢ} \quad l_n \frac{T_1}{273} + \frac{\lambda_1}{T_1} + C_p\, l_n \frac{T_S}{T_1} = l_n \frac{T_2}{273} + \frac{\chi_2 \lambda_2}{T_2} \qquad (102)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα αὐτὴν θὰ εἶναι:

T_1 ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_1

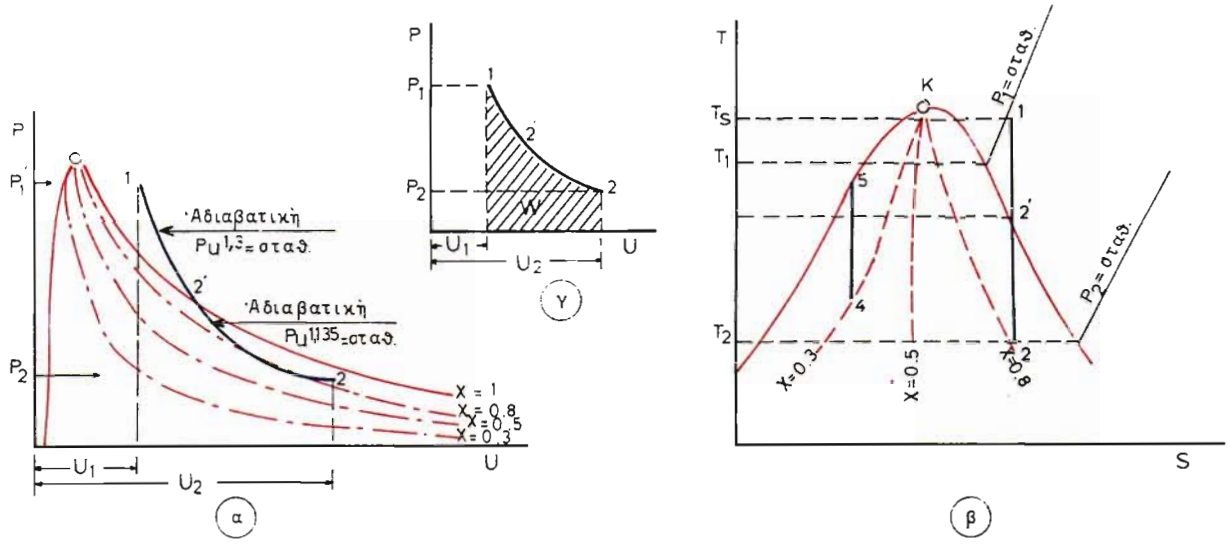
λ_1 ἡ λανθάνουσα θερμοκρασία ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_1

T_S ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ πιέσεως P_1

T_2 ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ὑγροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_2

λ_2 ἡ λανθάνουσα θερμότης ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_2

χ_2 ὁ βαθμὸς ξηρότητος ὑγροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_2.


P
P1
P2
C
1
2
2'
Αδιαβατική
PU^1,3 = σταθ.
Αδιαβατική
PU^1,135 = σταθ.
X = 1
X = 0.8
X = 0.5
X = 0.3
U
U1
U2
α
P
P1
P2
1
2
W
U1
U2
U
γ
T
TS
T1
T2
K
C
P1 = σταθ.
P2 = σταθ.
1
2'
2
5
4
X=0.3
X=0.5
X=0.8
S
β

Σχ. 8·5.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἡ T_s εἶναι γνωστή, τὰ λοιπὰ στοιχεῖα εὑρίσκονται ἐκ τῶν πινάκων ὑδρατμοῦ καὶ οὕτω ὑπολογίζεται τὸ χ_2.

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα T - S παρατηροῦμεν ἐπίσης ὅτι, ἐὰν συμπιεσθῇ ὑγρὸς ὑδρατμὸς ἀδιαβατικῶς, τότε, ἐὰν τὸ $\chi > 0,5$, ὁ ἀτμὸς συμπιεζόμενος γίνεται ξηρὸς ἢ ὑπέρθερμος (γραμμὴ 2, 2', 1).

Ἐὰν ὅμως $\chi < 0,5$, τότε ὁ ὑδρατμὸς ὑγροποιεῖται (γραμμὴ 4 - 5).

Παράδειγμα.

Ἀτμὸς ὑπέρθερμος ($C_p = 0,58$) πιέσεως 27 kg/cm² ἀπόλ. καὶ θερμοκρασίας 400° C ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς εἰς πίεσιν 1 kg/cm².

Ζητεῖται : α) Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ μετὰ τὴν ἐκτόνωσιν. β) Τὸ παραγόμενον μηχανικὸν ἔργον εἰς kcal ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ.

Λύσις :

Μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (102) καὶ τὴν βοήθειαν τῶν πινάκων ὑδρατμοῦ ἔχομεν :

$$\alpha)\ l_n \frac{500}{273} + \frac{436,6}{500} + 0,58 \cdot l_n \frac{673}{500} = l_n \frac{372}{273} + \frac{\chi_2 \cdot 539,4}{372}$$

$$l_n\, 1,84 + 0,873 + 0,58 \cdot l_n\, 1,34 = l_n\, 1,36 + 1,46 \cdot \chi_2$$

$$0,6098 + 0,873 + 0,58 \times 0,2927 = 0,3075 + 1,46 \cdot \chi_2 \quad \text{καὶ} \quad \chi_2 = 0,923$$

β) Ἔχομεν ἐκ τῆς ἰσότητος (101) : $W = (E_1 - E_2)\, J$

$$\text{τὸ} \quad E_2 = 772 \frac{270\,000 \times 0,1131}{427} = 700,5 \text{ kcal/kg}$$

$$E_2 = 99,09 + 0,92 \times 539,4 \frac{10\,000 \times 0,92 \times 1,725}{427}$$

$$E_2 = 595,33 - 37,10 = 558,23 \text{ kcal/kg}$$

$$\text{καὶ} \quad \frac{W}{J} = 700,5 - 558,23 = 142,27 \text{ kcal/kg.}$$

8·6 Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ.

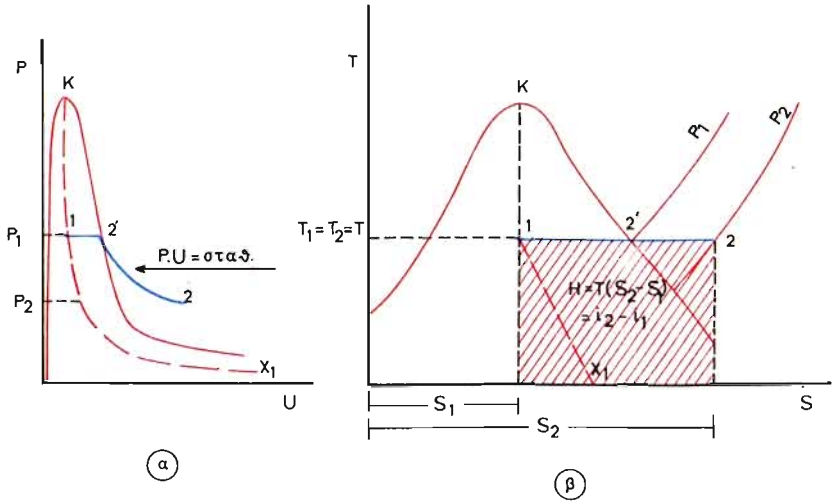
Ἔστω ὅτι ἀτμὸς πιέσεως P_1 καὶ βαθμοῦ ξηρότητος χ_1 (σχ. 8·6) θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν. Ἡ μεταβολὴ αὐτή, ἕως ὅτου ὁ ὑδρατμὸς γίνῃ ξηρὸς (γραμμὴ 1 - 2'), εἶναι καὶ σταθερᾶς πιέσεως.

Ὅταν ὁ ἀτμὸς ὑπερθερμανθῇ, θὰ συμπεριφέρεται περίπου ὡς ἀέριον καὶ θὰ ἀκολουθῇ τὸν νόμον Boyle, δηλαδὴ τὸ τμῆμα τῆς καμπύλης 2' - 2 (εἰς τοὺς ἄξονας P, υ) θὰ εἶναι ὑπερβολή, ἤτοι τὸ γινόμενον $P \cdot \upsilon =$ σταθ.

Εἰς τοὺς ἄξονας T - S ἡ ἐπιφάνεια κάτωθεν τῆς εὐθείας 1 - 2 παριστᾶ τὸ χορηγηθὲν ποσὸν θερμότητος, δηλαδὴ $H = T\,(S_2 - S_1) = i_2 - i_1$

Τὸ παραγόμενον ἔργον εἰς τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν τοῦ ὑδρατμοῦ δὲν

ἰσοῦται μὲ τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος, ὅπως συμβαίνει μὲ τὰ ἀέρια, διότι λόγω τῆς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν μεταβολῆς 1, 2′ ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τοῦ ὑδρατμοῦ μεταβάλλεται (ἐνῶ εἰς τὰ ἀέρια κατὰ τὴν



Σχ. 8·6.

ἰσοθερμοκρασιακὴν ἀλλαγὴν παραμένει σταθερά), ἑπομένως τὸ ἔργον εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (83) διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας, ἤτοι :

$$H = \frac{W}{J} + (E_2 - E_1) \quad \text{ἢ}$$

$$\frac{W}{J} = H - (E_2 - E_1).$$

Παράδειγμα.

Ἀτμὸς ἀρχικῶς ὑγρὸς πιέσεως 16 kg/cm² ἀπολύτου καὶ $\chi = 0{,}8$ ἐκτονοῦται ἰσοθερμοκρασιακῶς μέχρι πιέσεως 2 kg/cm² ἀπολύτου, καὶ μεταβάλλεται εἰς ὑπέρθερμον.

Ζητεῖται : Τὸ παραγόμενον ἔργον ὑπὸ τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν εἰς kcal ἀνὰ kg.

Λύσις :

Ἔχομεν : $\frac{W}{J} = H - (E_2 - E_1).$

Ἀλλὰ $H = i_2 - i_1$

Τὸ $\iota_2 = 685,4$ (ἀπὸ τοὺς πίνακας ὑπερθέρμου διὰ $P = 2\,kg/cm^2$ καὶ $t = 200^\circ C$).
Τὸ $\iota_1 = 203.9 + 0,8 \times 463,2 = 574,4$ καὶ $H = 685,4 - 574,4 = 110,9\,kcal/kg$.

$$\text{Τὸ } E_2 = 685,4 - \frac{20\,000 \times 1,102}{427} = 685,4 - 51,6 = 633,8.$$

$$\text{Τὸ } E_1 = 574,4 - \frac{160\,000 \times 0,8 \times 0,1262}{427} = 574,4 - 47,2 = 527,2$$

καὶ $\frac{W}{J} = 110,9 - (633,8 - 527,2) = 4,3\,kcal/kg.$

Παρατηροῦμεν τὴν διαφορὰν τῆς ἀλλαγῆς αὐτῆς, συγκρινομένην μὲ τὰ ἀέρια, εἰς τὰ ὁποῖα, ὡς γνωστόν, ὁλόκληρον τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον.

8·7 Στραγγαλισμὸς ὑδρατμοῦ.

Στραγγαλισμὸς εἶναι μία ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ μὲ δύο χαρακτηριστικά :

α) Θερμότης οὔτε δίδεται οὔτε ἀφαιρεῖται ἀπὸ τὸν ὑδρατμὸν (ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγὴν) κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν.

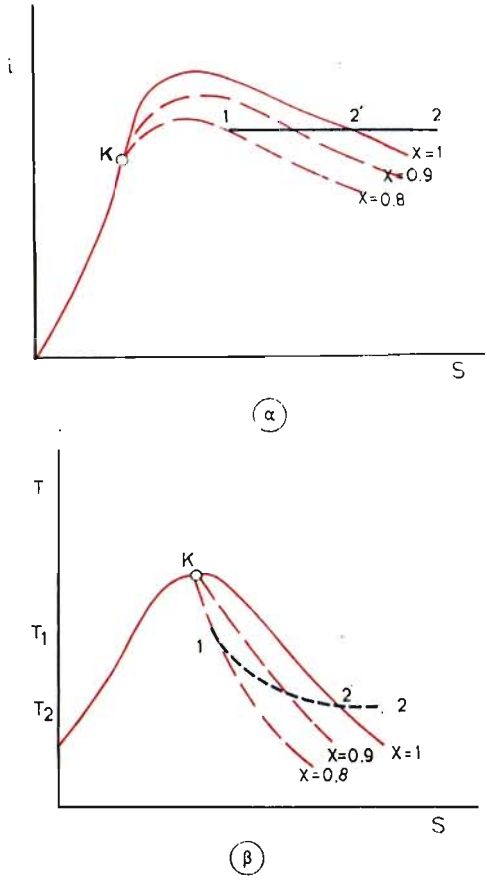
β) Οὐδὲν μηχανικὸν ἔργον παράγεται κατὰ τὸν στραγγαλισμόν. Ἀποτέλεσμα τῶν ἀνωτέρω εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης (ἢ ἐνθαλπία) τοῦ ὑδρατμοῦ νὰ παραμένη σταθερὰ κατὰ τὴν μεταβολὴν αὐτήν, ἑπομένως ὁ στραγγαλισμὸς εἰς τὸ διάγραμμα ι - S (ἐνθαλπίας - ἐντροπίας, ἰδὲ παράγρ. 8·10) θὰ παρίσταται ὑπὸ τῆς εὐθείας 1, 2′, 2 καθέτου εἰς τὸν ἄξονα τῆς ἐνθαλπίας [σχ. 8·7 (α)].

Κατὰ τὸν στραγγαλισμὸν ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ πίπτει, ἡ αἰσθητὴ θερμότης καὶ ἡ θερμοκρασία αὐτοῦ ἐλαττοῦται καὶ αὐξάνεται ἀναλόγως ἡ λανθάνουσα θερμότης μὲ ἀποτέλεσμα περαιτέρω ἐξάτμισιν τῶν ἐν αἰωρήσει σταγονιδίων. Τοῦτο σημαίνει ὅτι ὁ ὑδρατμὸς καθίσταται ὁλονὲν ξηρότερος, καθὼς στραγγαλίζεται. Ὅταν ὁ ὑδρατμὸς γίνη ξηρὸς (σημεῖον 2′), διὰ περαιτέρω στραγγαλισμοῦ καθίσταται ὑπέρθερμος (σημεῖον 2) εἰς τὴν χαμηλὴν πίεσιν.

Εἰς τὸ διάγραμμα T - S [σχ. 8·7 (β)] ὁ στραγγαλισμὸς παρίσταται ὑπὸ τῆς ἐστιγμένης γραμμῆς 1, 2′, 2, διότι ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ ὡς μὴ ἀναστρέψιμος δὲν δύναται νὰ παρασταθῇ εἰς τὸ διάγραμμα.

Ἡ ἐπιφάνεια κάτωθεν τῆς 1, 2′, 2 εἰς τὸ T - S δὲν παριστᾶ θερμότητα χορηγηθεῖσαν εἰς τὸν ὑδρατμὸν ἀπὸ ἐξωτερικήν τινα πηγήν, ἀλλὰ παριστᾶ ἐσωτερικὴν ὑπερθέρμανσιν τοῦ ὑδρατμοῦ λόγω τριβῶν. Ἀκριβῶς δὲ λόγω τῶν τριβῶν ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ εἶναι ἀναστρέψιμος. Στραγγαλισμὸς ὑδρατμοῦ εἰς τὴν πρᾶξιν παρατη-

ρεῖται εἰς μειωτῆρας πιέσεως, βαλβῖδας, θυρίδας κυλίνδρων καὶ λοιπὰς στενὰς διόδους, ποὺ προκαλοῦν τριβὰς εἰς αὐτόν. Ὁ στραγγαλισμὸς εἶναι μία βασικὴ μεταβολὴ εἰς τὸν κύκλον λειτουργίας τῶν ψυκτικῶν μηχανῶν (Κεφάλ. 16). Εἰς ὅλας ὅμως τὰς λοιπὰς περιπτώσεις πρέπει νὰ ἀποφεύγεται, διότι στραγγαλισμὸς ὑδρατμοῦ σημαίνει καὶ ἐλάττωσιν τοῦ μέσω αὐτοῦ λαμβανομένου μηχανικοῦ ἔργου, ὡς θὰ ἐξηγηθῇ βραδύτερον (παράγρ. 8·10, παράδειγμα 3ον).



Σχ. 8·7.

Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ λόγω στραγγαλισμοῦ εὑρίσκεται κυρίως μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ διαγράμματος i-S καὶ ἀναλυτικῶς ὡς κάτωθι :

Ἔστω P_1, χ_1 ἡ ἀρχικὴ γνωστὴ κατάστασις ἑνὸς ὑδρατμοῦ, ὁ ὁποῖος διερχόμενος μέσω μειωτῆρος ὑφίσταται πτῶσιν πιέσεως εἰς P_2. Ἐὰν ὑποθέσωμεν ὅτι μετὰ τὸν στραγγαλισμὸν ὁ ὑδρατμὸς θὰ παραμείνῃ ὑγρὸς ἀγνώστου τιμῆς τοῦ χ_2, τότε ἔχομεν :

$$i_1 = i_2 \quad \text{ἢ} \quad \rho_1 + \chi_1\lambda_1 = \rho_2 + \chi_2\lambda_2 \tag{103}$$

Εἰς τὴν ἰσότητα αὐτὴν τὰ ρ_1, λ_1, ρ_2 καὶ λ_2 λαμβάνονται ἀπὸ τοὺς πίνακας ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς πιέσεις P_1 καὶ P_2 ἀντιστοίχως, τὸ χ_1 εἶναι δεδομένον καὶ οὕτω παραμένει μόνος ἄγνωστος τὸ χ_2

$$\text{ἢ} \quad \chi_2 = \frac{\rho_1 + \chi_1\lambda_1 - \rho_2}{\lambda_2}$$

Ἐὰν εὑρεθῇ χ_2 μεγαλύτερον τῆς μονάδος, τότε ὁ ὑδρατμὸς μετεβλήθη εἰς ὑπέρθερμον, ὁπότε ἡ ἰσότης (103) λαμβάνει τὴν μορφήν :

$$\rho_1 + \chi_1\lambda_1 = \rho_2 + \lambda_2 + C_p\,(t_s - t_2) \qquad (104)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (104) τὸ t_s εἶναι ἡ ζητουμένη θερμοκρασία τοῦ ὑπερθέρμου καὶ t_2 ἡ θερμοκρασία τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως P_2, ἡ ὁποία λαμβάνεται ἀπὸ τοὺς πίνακας ὁμοῦ μὲ τὰς τιμὰς ρ_1, λ_1, ρ_2, λ_2. Τὸ χ_1 εἶναι δεδομένον καὶ τὸ $C_p = 0{,}48$ (κατὰ προσέγγισιν).

Παράδειγμα.

Ἀτμὸς ὑγρὸς πιέσεως 30 kg/cm² ἀπολ. καὶ βαθμοῦ ξηρότητος 0,96 διέρχεται μέσω μειωτῆρος καὶ ἡ πίεσίς του ἐλαττοῦται εἰς 5 kg/cm² ἀπολ.

Ζητεῖται : α) Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ καὶ β) ποία θὰ ἦτο ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ, ἐὰν οὗτος ἐξήρχετο τοῦ μειωτῆρος μὲ πίεσιν 1 kg/cm² ἀπολ.

Λύσις :

α) Ἐκ τῆς ἰσότητος (103) τῇ βοηθείᾳ τοῦ Πίνακος 1 ὑδρατμοῦ ἔχομεν :

$$239{,}5 + 0{,}96 \times 430{,}2 = 152{,}1 + \chi_2 \cdot 503{,}7$$

$$\text{καὶ} \quad \chi_2 = \frac{239{,}5 + 412{,}9 - 152{,}1}{503{,}7} = \frac{500{,}3}{503{,}7} \quad \text{ἢ} \quad \chi_2 = 0{,}993.$$

β) Μὲ τὴν αὐτὴν ἰσότητα ἔχομεν :

$$239{,}5 + 0{,}96 \times 430{,}2 = 99{,}12 + \chi_2 \cdot 539{,}4$$

$$\chi_2 = \frac{239{,}5 + 412{,}9 - 99{,}12}{539{,}4} = \frac{553{,}3}{539{,}4} \quad \text{ἢ} \quad \chi_2 = 1{,}025$$

Ἐφ' ὅσον τὸ χ_2 εὑρέθη μεγαλύτερον τῆς μονάδος, ὁ ὑδρατμὸς κατέστη ὑπέρθερμος μετὰ τὸν στραγγαλισμὸν καὶ χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (104),

$$\text{ἤτοι} \quad 239{,}5 + 0{,}96 \times 430{,}2 = 638{,}5 + 0{,}5\,(t_s - 99)$$

$$t_s = \frac{239{,}5 + 412{,}9 - 638{,}5 + 49{,}5}{0{,}5} = \frac{63{,}4}{0{,}5} \quad \text{ἢ} \quad t_s = 126{,}8^{\circ}\text{C}.$$

8·8 Παράστασις θερμότητος ὕδατος, λανθανούσης θερμότητος, ὁλικῆς θερμότητος καὶ θερμότητος ὑπερθερμάνσεως ὑδρατμοῦ εἰς διάγραμμα T - S.

Ὅπως ἤδη γνωρίζομεν, ἡ σημασία τοῦ διαγράμματος T - S ἔγκειται εἰς τὸ ὅτι τὰ ποσὰ θερμότητος, τὰ ὁποῖα χορηγοῦνται ἢ ἀφαιροῦνται κατὰ τὰς ἀναστρεψίμους ἀλλαγάς, εἶναι ἴσα μὲ τὰς ἐπιφανείας κάτωθεν τῶν ἀντιστοίχων καμπυλῶν. Κατόπιν τούτου εἶναι φανερὸν ὅτι τὸ διάγραμμα αὐτὸ δὲν πρέπει νὰ περικόπτεται, δηλαδὴ ἡ κλῖμαξ τῶν θερμοκρασιῶν πρέπει νὰ ἀρχίζῃ ἀπὸ τὸ ἀπόλυτον μηδέν.

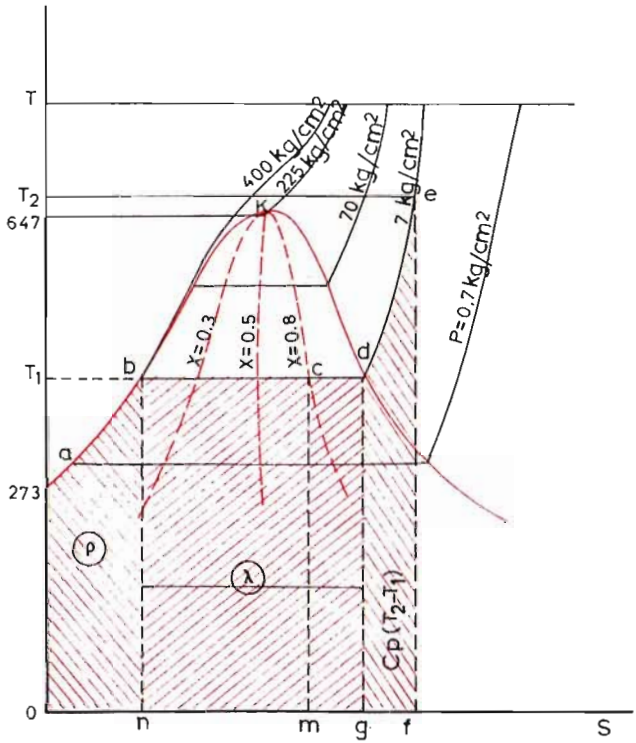
Εἰς τὸ σχῆμα 8·8 ἔχομεν :

Ἐπιφάνεια oabn = ρ

Ἐπιφάνεια bdgn = λ

Ἐπιφάνεια defg = $C_p\,(T_2 - T_1)$.

Ἐπιφάνεια oabdef = Ὁλικὴ θερμότης ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ σημείου e.
Ἐπιφάνεια oabdg = Ὁλικὴ θερμότης ξηροῦ ὑδρατμοῦ σημείου d.
Ἐπιφάνεια oabcm = Ὁλικὴ θερμότης ὑγροῦ ὑδρατμοῦ σημείου c.



Σχ. 8·8.

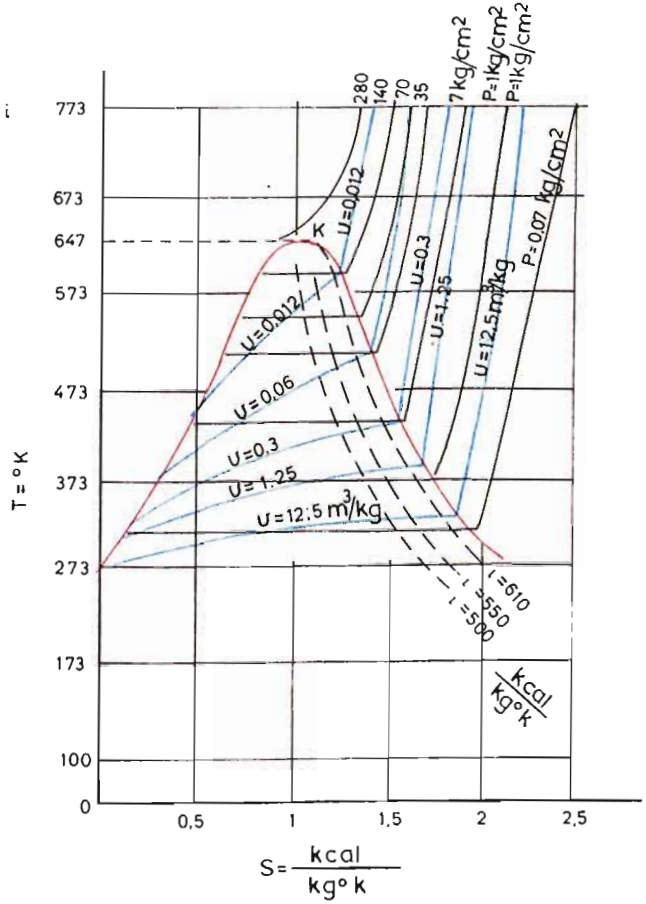
Ἀπὸ τὸ ἀνωτέρω διάγραμμα βλέπομεν ἐπίσης ὅτι ἡ ἐπιφάνεια, ποὺ παριστᾶ τὴν λανθάνουσαν θερμότητα ἀτμοποιήσεως λ, ἐλαττοῦται συνεχῶς, καθὼς πλησιάζομεν εἰς τὸ κριτικὸν σημεῖον K, καὶ τέλος μηδενίζεται, ὅταν φθάσωμεν εἰς αὐτό, δηλαδὴ εἰς θερμοκρασίαν 374° C (647° K) καὶ πίεσιν 225 kg/cm².

8·9 Γραμμαὶ σταθερᾶς πιέσεως, σταθεροῦ ὄγκου, σταθερᾶς ὁλικῆς θερμότητος εἰς διάγραμμα T - S.

Εἰς τὸ σχῆμα 8·9 ἔχομεν διάγραμμα T - S, εἰς τὸ ὁποῖον εἶναι χαραγμέναι αἱ γραμμαὶ σταθερᾶς πιέσεως (πλήρεις γραμμαί), σταθεροῦ ὄγκου (μπλὲ) καὶ σταθερᾶς ὁλικῆς θερμότητος (διακεκομμέναι).

Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ αἱ γραμμαὶ σταθερᾶς πιέσεως εἶναι εὐθεῖαι ὁριζόντιαι καὶ εἰς περιοχὴν τοῦ ὑπερθέρμου·

καμπύλαι. Αἱ γραμμαὶ σταθεροῦ ὄγκου εἶναι καμπύλαι εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ, ὡς ἐπίσης καμπύλαι καὶ εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὑπερθέρμου, ἀλλὰ περισσότερον κάθετοι ἀπὸ ἐκείνας τῆς σταθερᾶς πιέσεως. Αἱ καμπύλαι



Σχ. 8·9.

σταθερᾶς ὁλικῆς θερμότητος ι = 500 kcal/kg ἢ ι = 550 ἢ ι = 610 ἐμφαίνονται ἐπίσης εἰς τὸ διάγραμμα.

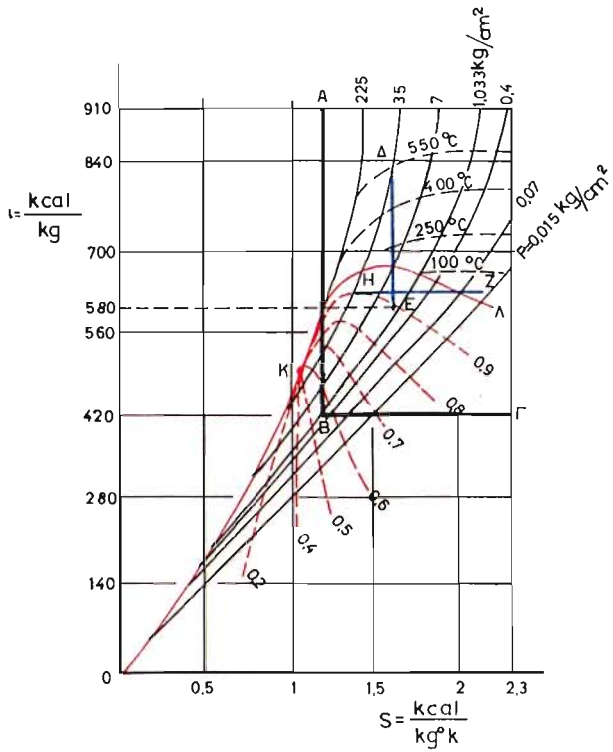
8·10 Διάγραμμα Mollier (ι - S) ὑδρατμοῦ - Περιγραφή - Χρῆσις.

Τὸ διάγραμμα ι-S (ὁλικῆς θερμότητος - ἐντροπίας) ἢ διάγραμμα Mollier ἔχει εὐρυτάτην χρῆσιν εἰς προβλήματα ὑδρατμοῦ ἰδίως εἰς ἀδιαβατικὰς ἀλλαγὰς καὶ στραγγαλισμόν.

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

Ὁ κάθετος ἄξων (σχ. 8·10α) μετρεῖ τὴν ὁλικὴν θερμότητα ἢ ἐνθαλπίαν τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς kcal ἀνὰ kg καὶ ὁ ὁριζόντιος τὴν ἐντροπίαν εἰς kcal/kg °K.

Ἐπὶ τῆς ὁριακῆς γραμμῆς ΟΚΛ (ἐρυθρὰ) τὸ σημεῖον Κ εἶναι τὸ κριτικὸν σημεῖον ὕδατος ὑδρατμοῦ, τὸ τμῆμα ΟΚ παριστᾶ ὕδωρ εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ (χ = 0) καὶ τὸ τμῆμα ΚΛ ξηροῦ ὑδρατμοῦ (χ = 1)·



Σχ. 8·10α.

Κάτωθεν τῆς ΚΛ εἶναι ἡ περιοχὴ τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ, εἰς τὴν ὁποίαν χαράσσονται αἱ γραμμαὶ σταθεροῦ χ, ὅπως χ = 0,9, χ = 0,8, χ = 0,7 κ.λπ.

Ἄνωθεν τῆς ΚΛ εἶναι ἡ περιοχὴ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ, εἰς τὴν ὁποίαν χαράσσονται αἱ καμπύλαι σταθερᾶς θερμοκρασίας, ὅπως 100° C, 250° C, 400° C κ.λπ.

Αἱ γραμμαὶ σταθερᾶς θερμοκρασίας εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὑγροῦ

ὑδρατμοῦ εἶναι αἱ αὐταὶ μὲ τὰς γραμμὰς σταθερᾶς πιέσεως. Αἱ γραμμαὶ σταθερᾶς πιέσεως $P = 0{,}015\ kg/cm^2$ ἢ $P = 1{,}033\ kg/cm^2$ ἢ $P = 7\ kg/cm^2$ κ.λπ. εἶναι εὐθεῖαι γραμμαὶ εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὑγροῦ καὶ ἐλ χφρῶς καμπύλαι εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ. Ἡ χρῆσις τοῦ διαγράμματος εἶναι ἁπλῆ.

Κατωτέρω θὰ δώσωμεν δύο παραδείγματα ἀδιαβατικῆς ἀλλαγῆς καὶ στραγγαλισμοῦ ὑδρατμοῦ ἐπὶ τοῦ σχήματος 8·10α.

Περίπτωσις 1η.

Ἔστω ὅτι ἔχομεν ὑδρατμὸν πιέσεως $35\ kg/cm^2$ καὶ θερμοκρασίας 550^0 C.

Ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς εἰς τὸ διάγραμμα θὰ παρίσταται ὑπὸ τοῦ σημείου τομῆς τῆς γραμμῆς σταθερᾶς πιέσεως $P = 35\ kg/cm^2$ καὶ σταθερᾶς θερμοκρασίας $t = 550^0$ C (σημεῖον Δ). Ἔστω ὅτι ὁ ὑδρατμὸς ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς (ἄνευ τριβῶν) μέχρις ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως $1{,}033\ kg/cm^2$. Ἡ ἀδιαβατικὴ αὐτὴ ἀλλαγὴ θὰ παρίσταται ὑπὸ τῆς καθέτου ΔΕ εἰς τὸ διάγραμμα, εἰς τὸ ὁποῖον καὶ ἀναγινώσκομεν ὅτι :

α) Ὁ ὑδρατμὸς εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως ἔγινεν ὑγρὸς μὲ $\chi = 0{,}9$.

β) Ἡ ἐνθαλπία τοῦ ὑδρατμοῦ πρὸ τῆς ἐκτονώσεως ἦτο 840 kcal/kg καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως 580 kcal/kg. Ἑπομένως ἔχομεν μίαν θερμικὴν πτῶσιν :

$$\iota_1 - \iota_2 = 840 - 580 = 260\ kcal/kg.$$

Ἡ θερμικὴ αὐτὴ πτῶσις μετρεῖ τὸ θεωρητικὸν ἔργον τοῦ κύκλου Rankine τῶν ἀτμομηχανῶν, ὡς θὰ ἐξηγηθῇ βραδύτερον (Κεφάλ. 11).

γ) Ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑδρατμοῦ ἀπὸ 550^0 C εἶναι μετὰ τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως 100^0 C.

Περίπτωσις 2α.

Ἔστω ὅτι ἔχομεν ὑδρατμὸν πιέσεως $7\ kg/cm^2$ καὶ $\chi = 0{,}9$. Ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς εἰς τὸ διάγραμμα θὰ παρίσταται ὑπὸ τοῦ σημείου τομῆς τῆς γραμμῆς σταθερᾶς πιέσεως $P = 7\ kg/cm^2$ καὶ τῆς γραμμῆς σταθεροῦ βαθμοῦ ξηρότητος $\chi = 0{,}9$ (σημεῖον Η). Ἔστω ὅτι ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς διέρχεται μέσω μειωτῆρος πιέσεως καὶ ὑφίσταται στραγγαλισμόν.

Ὁ στραγγαλισμὸς (παράγρ. 8·7), ἐπειδὴ ἔχει σταθερὰν ἐνθαλπίαν, θὰ παρίσταται εἰς τὸ διάγραμμα ἀπὸ μίαν ὁριζοντίαν γραμμὴν κάθετον εἰς τὸν ἄξονα τῆς ἐνθαλπίας, ὅπως ἡ HZ. Παρατηροῦμεν ἀπὸ

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

τὸ διάγραμμα ὅτι ὅσον ὁ ἀτμὸς στραγγαλίζεται κατὰ μῆκος τῆς HZ, τόσον :

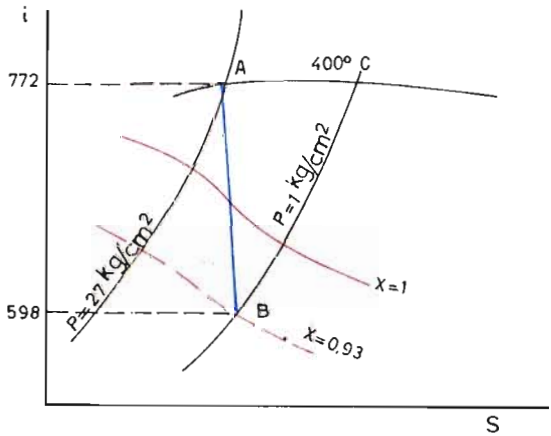
α) Ἐλαττοῦται ἡ πίεσίς του, β) ἐλαττοῦται ἡ θερμοκρασία του, γ) γίνεται ὁλονὲν ξηρότερος ἢ τέλος καὶ ὑπέρθερμος εἰς τὴν χαμηλὴν πίεσιν, ὡς ἐμφαίνεται ἀπὸ τὸ σημεῖον Z. Συνήθως τὸ διάγραμμα Mollier δίδεται ἐν μεγεθύνσει μόνον κατὰ τὸ τμῆμα, ποὺ περικλείεται ἀπὸ τὰς καθέτους γραμμὰς AB καὶ ΒΓ (σχ. 8·10α), δεδομένου ὅτι τὸ τμῆμα αὐτὸ εἶναι τὸ κυρίως ἐνδιαφέρον τοὺς μηχανικοὺς διὰ προβλήματα σχέσιν ἔχοντα μὲ παλινδρομικὰς ἀτμομηχανὰς καὶ ἀτμοστροβίλους. Τοιαῦτα διαγράμματα δι' ἀσκήσεις ὑπάρχουν (καὶ εἰς μετρικὸν καὶ εἰς ἀγγλικὸν σύστημα μονάδων) εἰς τὸ Παράρτημα Θερμοδυναμικῆς «Πίνακες καὶ Διαγράμματα».

Παράδειγμα 1ον.

Νὰ λυθῇ τὸ παράδειγμα τῆς παραγράφου 8·5 μὲ χρῆσιν τοῦ διαγράμματος Mollier ὡς πρὸς τὴν ἐρώτησιν α) καὶ νὰ εὑρεθῇ ἡ θερμικὴ πτῶσις τοῦ ἀτμοῦ.

Λύσις :

Χρησιμοποιοῦμεν τὸ πλῆρες διάγραμμα Mollier, ποὺ ὑπάρχει εἰς τὸ Παράρτημα καὶ ἡ λύσις ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 8·10 β.



Σχ. 8·10 β.

Ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ δίδεται διὰ τοῦ σημείου A, σημεῖον τομῆς τῶν γραμμῶν $P = 27$ kg/cm² καὶ $t = 400°$ C.

Ἡ τελικὴ κατάστασις δίδεται διὰ τοῦ σημείου B, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ κάθετος ἀπὸ τὸ A εἰς τὸν ἄξονα S τέμνει τὴν γραμμὴν πιέσεως 1 kg/cm².

ΔΡΥΚΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα λαμβάνομεν: $\chi = 0{,}93$ μετὰ τὴν ἐκτόνωσιν καὶ θερμικὴν πτῶσιν $= i_1 - i_2 = 772 - 598 = 174$ kcal/kg.

Συγκρίνοντες τὴν θερμικὴν πτῶσιν ἢ μεταβολὴν τῆς ἐνθαλπίας μὲ τὴν μεταβολὴν τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀτμοῦ, ποὺ εἶναι 142,27 kcal/kg (ὡς παράδειγμα παραγ. 8·5), βλέπομεν ὅτι ἡ θερμικὴ πτῶσις εἶναι μεγαλυτέρα.

Ἡ θερμικὴ πτῶσις εἶναι τὸ ἔργον τοῦ κύκλου Rankine, ὡς θὰ ἐξηγηθῇ βραδύτερον, ἐνῶ, ὡς προανεφέραμεν, ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας δίδει τὸ ἔργον τῆς ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως.

Παράδειγμα 2ον.

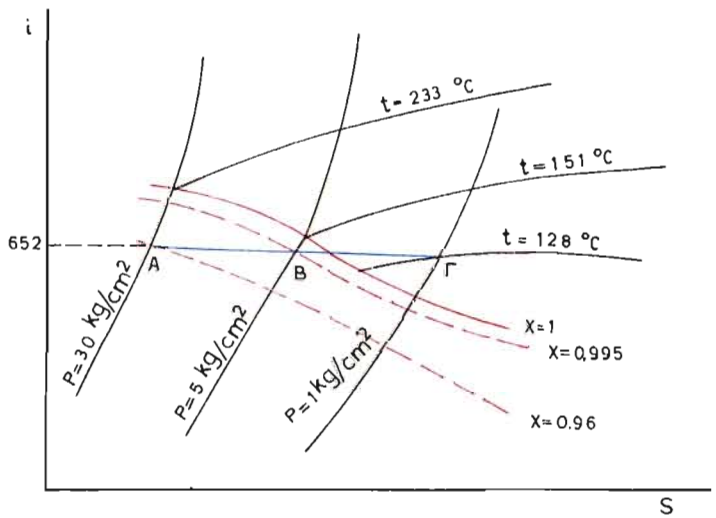
Νὰ λυθῇ τὸ παράδειγμα τῆς παραγράφου 8·7 μὲ χρῆσιν τοῦ διαγράμματος Mollier.

Λύσις :

Ἡ λύσις ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 8·10 γ.

Τὸ σημεῖον Α εἶναι ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ σημεῖον τομῆς τῶν γραμμῶν $p = 30$ kg/cm² καὶ $\chi = 0{,}96$.

Ὁ ἀτμὸς στραγγαλιζόμενος ἔχει σταθερὸν ι. Φέρεται ἡ ὁριζοντία γραμμὴ ΑΒΓ καὶ τὸ σημεῖον Β παριστᾶ τὸν ἀτμόν, ὁ ὁποῖος, ὅταν ἐξέρχεται τοῦ μειω-



Σχ. 8·10 γ.

τῆρος, ἔχει πίεσιν 5 kg/cm², ὁπότε εἶναι ὑγρὸς μὲ $\chi = 0{,}993$ καὶ τὸ σημεῖον Γ τὸν ἀτμὸν μὲ τελικὴν πίεσιν 1 kg/cm², ὁπότε ὑπερθερμαίνεται μὲ $t = 128°$ C.

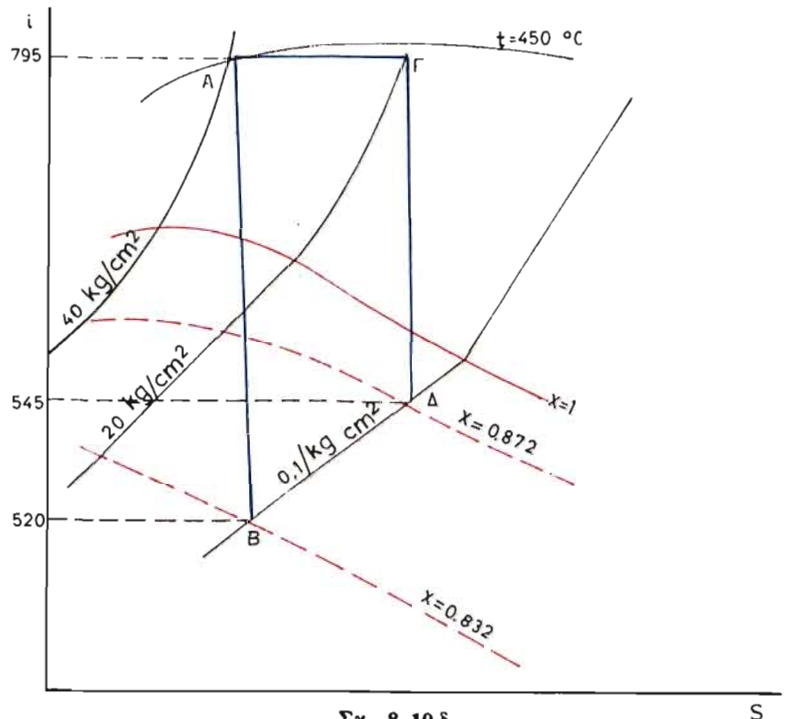
Παρατηροῦμεν ἐπίσης ἀπὸ τὸ διάγραμμα ὅτι τὸ σταθερὸν ι ἰσοῦται μὲ 652 kcal/kg καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ εἶναι 233° C εἰς τὸ Α, 151° C εἰς τὸ Β καὶ 128° C εἰς τὸ Γ.

Παράδειγμα 3ον.

Ἀτμοστρόβιλος πετρελαιοφόρου πλοίου ἐργάζεται εἰς πλήρη ἰσχὺν μὲ ἀτμὸν πιέσεως 40 kg/cm² ἀπολύτου καὶ θερμοκρασίας 450° C. Ὁ πλοίαρχος τοῦ πλοίου ἐζήτησεν ἐλάττωσιν τῆς ταχύτητος καὶ ὁ α' μηχανικὸς διέταξε τὴν μείωσιν τῆς παροχῆς τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸν στρόβιλον διὰ μερικοῦ κλεισίματος τῆς κυρίας βαλβῖδος (χειριστηρίου) εἰσαγωγῆς ἀτμοῦ εἰς τὴν μηχανήν, ὁπότε ἡ πίεσις κατῆλθεν εἰς 20 kg/cm² ἀπολ. Ποῖον θὰ εἶναι τὸ ἀποτέλεσμα τῆς διαταγῆς τοῦ α' μηχανικοῦ, ὅσον ἀφορᾶ εἰς τὸ παραγόμενον ἔργον ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸν ἀτμοστρόβιλον, ἐὰν ἡ τελικὴ πίεσις ἐξαγωγῆς τοῦ ἀτμοῦ ἀπὸ αὐτὸν εἶναι 0,1 kg/cm²;

Λύσις :

α) Ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ πρὸ τοῦ στραγγαλισμοῦ παρίσταται διὰ τοῦ σημείου Α εἰς τὸ διάγραμμα Mollier (σχ. 8·10 δ). Τὸ θεωρητικὸν ἔργον ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ εἰς τὸν στρόβιλον δίδεται ἀπὸ τὴν θερμικὴν πτῶσιν αὐτοῦ κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἀλλαγὴν ΑΒ, δηλαδὴ 795 − 520 = 275 kcal/kg.



Σχ. 8·10 δ.

β) Λόγω τοῦ κλεισίματος τῆς βαλβῖδος ὁ ἀτμὸς ὑπέστη στραγγαλισμὸν ἀπὸ πίεσιν 40 kg/cm² εἰς πίεσιν 20 kg/cm² (ὁριζοντία γραμμὴ ΑΓ). Εἰσερχόμενος ἐν συνε-

χεία εἰς τὸν στρόβιλον θὰ προσφέρῃ θεωρητικὸν ἔργον ἴσον μὲ τὴν θερμικὴν πτῶσιν κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἀλλαγὴν ΓΔ, ἤτοι 795 – 545 = 250 kcal/kg.

γ) Ἐκ τῶν ἀνωτέρω ἀποδεικνύεται ὅτι ἔχομεν ἀπώλειαν ἔργου λόγω κλεισίματος τῆς κυρίας βαλβῖδος ἀτμοῦ 275 – 250 = 25 kcal ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ.

Ὡς συμπέρασμα ἐπομένως καταλήγομεν ὅτι πρέπει νὰ ἀποφεύγεται ἡ μείωσις τῆς ταχύτητος τοῦ στροβίλου μὲ στραγγαλισμὸν τοῦ ἀτμοῦ, διότι θὰ ἔχωμεν ἀπώλειαν ἔργου καὶ ἐπομένως αὔξησιν τῆς καταναλώσεως.

8·11 Μέτρησις βαθμοῦ ξηρότητος ὑδρατμοῦ.

Ἡ μέτρησις τοῦ βαθμοῦ ξηρότητος ὑδρατμοῦ δύναται νὰ γίνῃ μὲ τρεῖς μεθόδους :

α) Διὰ τοῦ στραγγαλιστικοῦ θερμιδομέτρου. β) Διὰ τοῦ ἀποχωριστικοῦ θερμιδομέτρου. γ) Διὰ τοῦ θερμιδομέτρου - Βυτίου.

α) *Στραγγαλιστικὸν θερμιδόμετρον.*

Ἡ χρῆσις τοῦ ἐξαρτήματος αὐτοῦ βασίζεται εἰς τὴν ἀρχὴν ὅτι *ἀτμὸς στραγγαλιζόμενος ἔχει σταθερὰν ἐνθαλπίαν.*

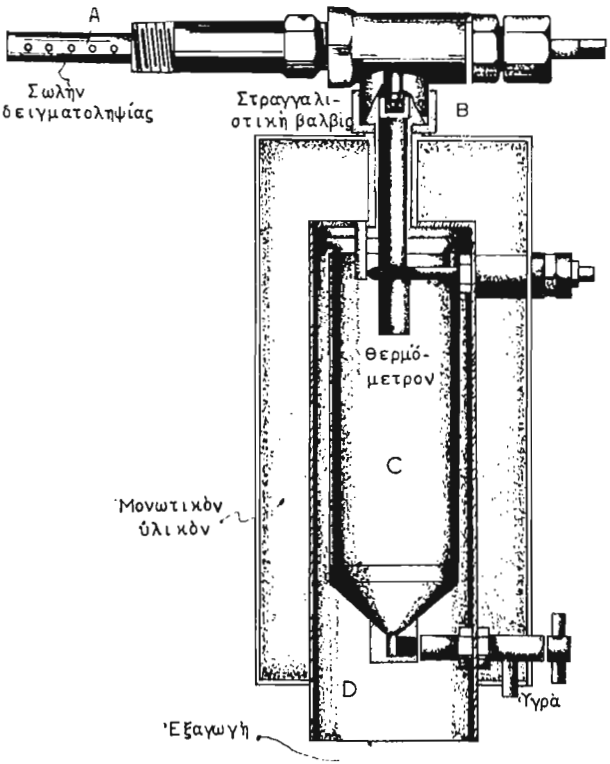
Ὑδρατμὸς ἀπὸ τὸν ἀτμαγωγὸν τοῦ λέβητος εἰσέρχεται εἰς τὸν σωλῆνα δειγματοληψίας A (σχ. 8·11α), στραγγαλίζεται μέσω τῆς βαλβῖδος B, εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου χιτωνίου C καὶ ὁδηγεῖται εἰς τὴν ἐξαγωγὴν διερχόμενος ἀπὸ τὸ ἄνω μέρος τοῦ χιτωνίου πρὸς τὸν ἐξωτερικὸν κύλινδρον D καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ κάτω μέρος. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ὁ θερμὸς ἀτμός, ποὺ κυκλοφορεῖ πέριξ τοῦ χιτωνίου, ἐμποδίζει θερμικὰς ἀπωλείας. Ἡ πίεσις μετὰ τὸν στραγγαλισμὸν εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική. Πρὶν γίνουν αἱ ἀναγνώσεις εἰς τὸ θερμιδόμετρον, ὁ ὑδρατμὸς πρέπει νὰ ἀφεθῇ νὰ κυκλοφορήσῃ εἰς τὸ ἐξάρτημα ἐπὶ ἀνάλογον χρόνον, ὥστε νὰ θερμανθῇ τοῦτο ὁμοιομόρφως καὶ ἡ θερμοκρασία νὰ παραμένῃ σταθερά.

Ἡ μέτρησις τοῦ βαθμοῦ ξηρότητος διὰ τῆς μεθόδου αὐτῆς εἶναι δυνατὴ μόνον, ἐὰν ὁ ἀτμὸς μετὰ τὸν στραγγαλισμὸν ὑπερθερμανθῇ. Ἐὰν ὁ ἀτμὸς εἶναι πολὺ ὑγρὸς ἀρχικῶς, ὥστε νὰ παραμένῃ πάλιν ὑγρὸς μετὰ τὸν στραγγαλισμόν, ἡ θερμοκρασία του εἰς τὸ θερμιδόμετρον τοῦ ἐξαρτήματος θὰ εἶναι 100° C, ἐφ' ὅσον ἡ πίεσις μετὰ τὸν στραγγαλισμὸν εἶναι ἀτμοσφαιρική. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ βαθμὸς ξηρότητος εὑρίσκεται μὲ τὴν μέθοδον β ἢ γ.

Ἐὰν μετὰ τὸν στραγγαλισμὸν ὁ ἀτμὸς ὑπερθερμανθῇ, τότε ὁ βαθμὸς ξηρότητος εὑρίσκεται διὰ τῆς χρήσεως τῆς ἰσότητος (104), ἤτοι $\rho_1 + \chi_1\lambda_1 = \rho_2 + \lambda_2 + C_p\,(t_s - t_2)$, εἰς τὴν ὁποίαν τὰ ρ_1, λ_1 λαμβάνονται ἀπὸ τοὺς πίνακας εἰς τὴν πίεσιν λέβητος P_1, τὰ ρ_2, λ_2, t_2 λαμβάνονται ἀπὸ τοὺς πίνακας εἰς τὴν πίεσιν P_2 μετὰ τὸν στραγγαλισμόν, τὸ $C_p = 0{,}48$ καὶ τὸ t_s ἀναγινώσκεται ἀπὸ τὸ θερμόμετρον τοῦ ἐξαρτήματος. Οὕτω παραμένει μόνος ἄγνωστος εἰς τὴν ἰσότητα τὸ χ_1.

Ἡ εὕρεσις τοῦ βαθμοῦ ξηρότητος μὲ τὴν μέθοδον αὐτὴν εἶναι δυνατὴ καὶ μὲ τὴν χρῆσιν τοῦ διαγράμματος Mollier. Οὕτως, ἔχοντες τὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν τοῦ ὑπερθέρμου ἀτμοῦ μετὰ τὸν στραγγαλισμόν, εὑρίσκομεν ἓν σημεῖον (ἔστω τὸ Γ, σχ. 8·10γ) ἐπὶ τοῦ διαγράμματος, τὸ ὁποῖον θὰ

δίδη τὴν κατάστασιν τοῦ ὑδρατμοῦ μετὰ τὸν στραγγαλισμόν. Φέρομεν κατόπιν ὁριζοντίαν γραμμὴν πρὸς τὰ ἀριστερά, ἕως ὅτου συναντήσωμεν εἰς τὸ διάγραμμα τὴν γραμμὴν πιέσεως τοῦ λέβητος (ἔστω σημεῖον A, σχ. 8·10γ),



Σχ. 8·11α.

ὁπότε ἀναγινώσκεται ἐπὶ τοῦ διαγράμματος ὁ βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑδρατμοῦ.

β) *Ἀποχωριστικὸν θερμιδόμετρον.*

Ἐὰν ὁ ὑδρατμὸς εἶναι ἀρκετὰ ὑγρός, ὥστε νὰ μὴ εἶναι δυνατὴ ἡ χρησιμοποίησις τῆς μεθόδου α, τότε ὁ βαθμὸς ξηρότητος δύναται νὰ εὑρεθῇ διὰ τῆς χρήσεως τοῦ ἀποχωριστικοῦ θερμιδομέτρου (σχ. 8·11β).

Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕνα ἀγωγὸν διπλοῦ τοιχώματος, ἐσωτερικῶς τοῦ ὁποίου τοποθετεῖται μεταλλικὸς διάτρητος κώδων.

Ὁ ὑδρατμὸς μέσω τῆς βαλβῖδος B εἰσέρχεται εἰς τὸ θερμιδόμετρον, προσκρούει εἰς τὸν κώδωνα A καὶ κατέρχεται πρὸς τὰ κάτω. Ἐν συνεχείᾳ ἀνερχόμενος εἰσέρχεται εἰς τὸ ἐξωτερικὸν τοίχωμα C καὶ ἀκολούθως ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν ἐξαγωγὴν D.

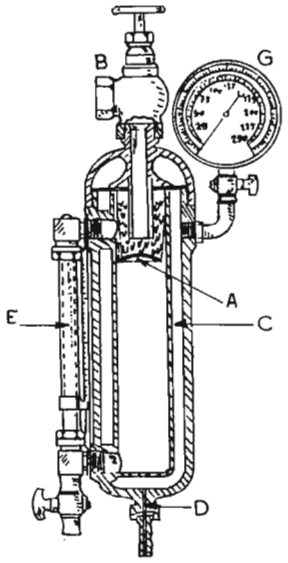
Μὲ τὴν κίνησιν αὐτὴν τοῦ ὑδρατμοῦ τὰ ἐν αἰωρήσει οταγονίδια τοῦ ὕδατος ἀποχωρίζονται ἀπὸ αὐτὸν καὶ συλλέγονται εἰς τὸν πυθμένα τοῦ ἐσωτερικοῦ τοιχώματος, τὸ ὁποῖον συνδέεται μὲ τὴν ὑδροδείκτην Ε, ἐπὶ τοῦ ὁποίου καὶ ἀναγινώσκεται τὸ βάρος αὐτῶν.

Τὸ βάρος τοῦ ἀτμοῦ, ποὺ ἐξῆλθεν ἀπὸ τὴν ἐξαγωγὴν D, καθορίζεται διὰ τῆς συμπυκνώσεώς του ἐντὸς ὕδατος προκαθοριζομένου βάρους.

Διὰ ταχεῖαν ἀνάγνωσιν (ὄχι τόσον ἀκριβῆ) ἡ ροὴ τοῦ ἀτμοῦ δύναται νὰ καθορισθῆ ἀπὸ ἓν θλιβόμετρον G, τὸ ὁποῖον φέρει καὶ δευτέραν κλίμακα, δεικνύουσαν ἀπ' εὐθείας τὸ βάρος τοῦ ἀτμοῦ, ποὺ ρέει εἰς ὡρισμένον χρόνον.

Ἐὰν τώρα $B_υ$ εἶναι τὸ βάρος ὕδατος, ποὺ ἀφηρέθη ἀπὸ τὸν ὑδρατμὸν εἰς ὡρισμένον χρόνον, $B_α$ τὸ βάρος ὑδρατμοῦ, τὸ ὁποῖον διῆλθεν εἰς ὡρισμένον χρόνον καὶ χ ὁ ζητούμενος βαθμὸς ξηρότητος, τότε :

$$\chi = \frac{B_\alpha}{B_\alpha + B_\upsilon}.$$



Σχ. 8·11 β.

Ἡ μέθοδος αὐτὴ προϋποθέτει βεβαίως ὅτι ὁ ἐξερχόμενος τοῦ θερμιδομέτρου ἀτμὸς εἶναι ξηρός. Ἐὰν ὁ ἀτμὸς εἶναι ὑγρὸς κάτω ἀπὸ χ = 0,95, ἡ ἀκριβὴς εὕρεσις τοῦ χ γίνεται διὰ συνδυασμοῦ ἀποχωριστικοῦ καὶ στραγγαλιστικοῦ θερμιδομέτρου (ἰδὲ κατωτέρω παράδειγμα).

γ) *Θερμιδόμετρον - Βυτίον.*

Κατὰ τὴν μέθοδον αὐτὴν ὁ ὑδρατμὸς συμπυκνοῦται ἐντὸς ψυχροῦ ὕδατος γνωστοῦ βάρους περικλειομένου ἐντὸς ξυλίνου βυτίου εὑρισκομένου ἐπὶ πλάστιγγος.

Ὁ βαθμὸς ξηρότητος τότε ὑπολογίζεται διὰ μετρήσεως τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὕδατος πρὸ καὶ μετὰ τὴν συμπύκνωσιν τοῦ ὑδρατμοῦ καὶ διὰ μετρήσεως τοῦ βάρους τοῦ συμπυκνωθέντος ἀτμοῦ. Οὕτως, ἐάν :

B_α εἶναι τὸ βάρος συμπυκνωθέντος ὑδρατμοῦ, χ ὁ ζητούμενος βαθμὸς ξηρότητος, B_υ τὸ βάρος τοῦ ὕδατος ἐντὸς τοῦ βυτίου ἀρχικῶς, t_1 ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία τοῦ ψυχροῦ ὕδατος εἰς °C, t_2 ἡ τελικὴ θερμοκρασία ὕδατος καὶ συμπυκνωθέντος ἀτμοῦ εἰς °C, θὰ εἶναι :

Θερμότης ἀπορροφηθεῖσα ἀπὸ τὸ ὕδωρ = Θερμότης ἀπολεσθεῖσα ἀπὸ τὸν ὑδρατμὸν ἢ : $B_\upsilon (t_2 - t_1) = B_\alpha (\rho + \chi \cdot \lambda - t_2)$.

Εἰς τὴν ἰσότητα αὐτὴν τὰ πάντα εἶναι γνωστὰ πλὴν τοῦ χ. Ἡ μέθοδος αὐτὴ εἶναι τόσον ἀκριβεστέρα, ὅσον μεγαλυτέρας ποσότητας ὑδρατμοῦ καὶ

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΝΙΟΥ 1954

ψυχροῦ ὕδατος χρησιμοποιοῦμεν. Ἐπίσης ἡ τελικὴ θερμοκρασία t_2 δὲν πρέπει νὰ εἶναι πολὺ ὑψηλή.

Ἀπὸ τὰς τρεῖς μεθόδους ἀκριβεστέρα εἶναι ἡ τοῦ στραγγαλιστικοῦ θερμιδομέτρου.

Παράδειγμα.

Ὑγρὸς ὑδρατμὸς διέρχεται πρῶτον ἀπὸ ἀποχωριστικὸν θερμιδόμετρον καὶ ἐν συνεχείᾳ ἀπὸ στραγγαλιστικὸν θερμιδόμετρον. Ἐγίνοντο αἱ κάτωθι μετρήσεις :

α) Θερμοκρασία ὑδρατμοῦ εἰς τὸν ἀτμαγωγὸν 170° C.

β) Θερμοκρασία ὑδρατμοῦ μετὰ τὸν στραγγαλισμόν του εἰς ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν 108° C.

γ) Βάρος σταγονιδίων ὕδατος, ποὺ παρέμειναν εἰς τὸ ἀποχωριστικὸν θερμιδόμετρον 0,035 kg/min.

δ) Βάρος ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸ στραγγαλιστικὸν θερμιδόμετρον 0,81 kg/min.

Ζητεῖται : Ὁ ἀρχικὸς βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑδρατμοῦ.

Λύσις :

Ἡ πίεσις κορεσμοῦ, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τοὺς 170° C, εἶναι 8 kg/cm² (πολὺ πλησίον).

Ἔστω χ ὁ βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑδρατμοῦ, ὅταν ἐξερχόμενος τοῦ ἀποχωριστικοῦ εἰσέρχεται εἰς τὸ στραγγαλιστικὸν θερμιδόμετρον, ὁπότε θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις :

$$171{,}3 + \chi \cdot 489{,}5 = 639 + 0{,}48 \times (108 - 100) \quad \text{ἢ} \quad \chi = 0{,}96.$$

Ἑπομένως τὸ βάρος τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ ἄνευ σταγονιδίων ὕδατος, ποὺ θὰ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸ ἀποχωριστικὸν θερμιδόμετρον, θὰ εἶναι :

$$0{,}81 \times 0{,}96 = 0{,}778 \text{ kg/min}.$$

Τὸ σύνολον τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ ἀποχωριστικοῦ θερμιδομέτρου, θὰ εἶναι ἴσον μὲ $0{,}035 + 0{,}81 = 0{,}845$ kg/min.

Ἀπὸ τὴν ποσότητα αὐτὴν τὰ 0,778 εἶναι ξηρὸς ὑδρατμὸς καὶ τὰ ὑπόλοιπα σταγονίδια ὕδατος.

Ἑπομένως ὁ ζητούμενος ἀρχικὸς βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι :

$$\frac{0{,}778}{0{,}845} = 0{,}92.$$

Ἄσκησις.

Ἀτμολέβης πλοίου παράγει ἀτμὸν πιέσεως 30 kg/cm². Αὐτὸς ἐρχόμενος μέσω τοῦ στραγγαλιστικοῦ θερμιδομέτρου (σχ. 8·11 α) στραγγαλίζεται εἰς ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμομέτρου τοῦ θερμιδομέτρου ἀνέρχεται εἰς 128° C.

Ζητεῖται : ὁ βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑπὸ τοῦ λέβητος παραγομένου ἀτμοῦ. α) Δι' ὑπολογισμοῦ. β) Διὰ χρήσεως τοῦ διαγράμματος Mollier.

(*Ἀπ.* : χ = 0,96.)

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 9

ΜΙΓΜΑ ΑΕΡΟΣ ΚΑΙ ΥΔΡΑΤΜΟΥ

9·1 Γενικά.

Ὑπάρχουν περιπτώσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ὁ μηχανικὸς πρέπει νὰ ἀσχοληθῇ μὲ μῖγμα ἀερίου καὶ ἀτμοῦ.

Παράδειγμα τὸ μῖγμα ἀέρος καὶ ἀτμῶν βενζίνης, ποὺ παρασκευάζεται εἰς τὸ καρμπυρατὲρ μιᾶς βενζινομηχανῆς. Ἐπίσης εἰς τὰ καυσαέρια τὰ δημιουργούμενα ἐκ τῆς καύσεως τῶν καυσίμων μὲ ὑδρογονάνθρακας ὑπάρχει σχετικῶς μέγα ποσοστὸν ὑδρατμῶν, οἱ ὁποῖοι συμπυκνοῦνται κατὰ μέγα μέρος, ὅταν τὰ καυσαέρια ψυχθοῦν εἰς ἀτμοσφαιρικὰς θερμοκρασίας.

Γενικῶς εἰς μῖγμα ἀερίου - ἀτμοῦ ἡ ποσότης τοῦ περιεχομένου ἀτμοῦ δύναται νὰ μεταβάλλεται εἴτε διὰ μερικῆς ἀποβολῆς τοῦ ἀτμοῦ λόγω συμπυκνώσεως εἴτε διὰ προσθήκης ἐπὶ πλέον ἀτμοῦ λόγω περαιτέρω ἐξατμίσεως τοῦ ὑγροῦ, ἀπὸ τὸ ὁποῖον αὐτὸς προέρχεται.

Ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ εἶναι, ὡς γνωστόν, μῖγμα ἀερίων καὶ ὑδρατμῶν. Εἰς τὸ μῖγμα αὐτὸ τὸ ὀξυγόνον καὶ τὸ ἄζωτον ἀπαντῶνται εἰς ἀναλογίαν τόσον μεγάλην, ὥστε τὰ ἄλλα ἀέρια (ὅπως CO_2, H_2 κ.λπ.) δὲν λαμβάνονται ὑπ' ὄψιν.

Συνήθως ἡ παρουσία τῶν ὑδρατμῶν εἰς τὸν ἀέρα δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν κατὰ τοὺς ὑπολογισμοὺς μὲ βάσιν τοὺς νόμους τῶν ἀερίων (Boyle καὶ Gay-Lussac). Εἰς πολλὰς ὅμως περιπτώσεις, ὅπως π.χ. εἰς τὸν κλιματισμόν, εἰς τὰς ψυκτικὰς ἐγκαταστάσεις καὶ εἰς τοὺς συμπυκνωτὰς ὑδρατμοῦ ἀτμομηχανῶν, ἡ παρουσία ὑδρατμοῦ εἰς τὸν ἀέρα (ἢ ἡ παρουσία ἀέρος εἰς τὸν ὑδρατμὸν) ἔχει σημασίαν. Ὡς ἐκ τούτου πρέπει νὰ ἐξετάζωνται καὶ ἐρευνῶνται αἱ κατάλληλοι ἰσότητες, αἱ ὁποῖαι θὰ ἐπιλύουν τὰ σχετικὰ προβλήματα.

Βασικῶς, ἐπειδὴ αἱ ἀναλογίαι τοῦ ἀζώτου καὶ τοῦ ὀξυγόνου εἰς τὸν ἀέρα εἶναι σταθεραί, ὁ ἀὴρ ὡς μῖγμα ἀερίου - ἀτμοῦ θεωρεῖται ὅτι ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο συστατικὰ μόνον : τὸν *ξηρὸν ἀέρα* καὶ τὸν *ὑδρατμόν*, τὸν ὁποῖον περιέχει.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

9·2 Μερικαὶ πιέσεις ἀέρος - ὑδρατμοῦ.

Εἰς μῖγμα ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ ὑπὸ χαμηλὰς πιέσεις ἐφαρμόζεται ἐπίσης καὶ ὁ Νόμος τοῦ Dalton (παράγρ. 3·16). Οὕτω διὰ τὴν ἀτμόσφαιραν ἰσχύει ἡ σχέσις :

Ἀτμοσφαιρικὴ ἢ βαρομετρικὴ πίεσις =
Μερικὴ πίεσις ξηροῦ ἀέρος + Μερικὴ πίεσις ὑδρατμοῦ ἢ

$$\mathbf{P_B = P_\alpha + P_\upsilon \ldots} \qquad (105)$$

Ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ P_υ δὲν δύναται νὰ εἶναι μεγαλυτέρα, ἀπὸ ἐκείνην ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος. Εἰς τὴν πραγματικότητα ἡ πίεσις θὰ εἶναι κατά τι μικροτέρα, ὥστε ἡ ἐξάτμισις τῶν ὑδάτων νὰ συνεχίζεται καί, ἐφ' ὅσον δὲν πίπτει ἡ θερμοκρασία, ὁ ὑδρατμὸς θὰ χρειασθῇ ἓν ἀόριστον χρονικὸν διάστημα διὰ νὰ κορέση τὸν ἀέρα ἢ ἐπὶ τὸ ἀκριβέστερον τὸν χῶρον. Οἱ ὑδρατμοὶ εἰς τὸν ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα εὑρίσκονται ὑπὸ πολὺ χαμηλὰς πιέσεις. Τὰ χαρακτηριστικά των καὶ αἱ ἰδιότητές των δίδονται ἀπὸ πίνακας ὑδρατμοῦ ἢ κατάλληλα διαγράμματα (ἰδὲ Παράρτημα).

9·3 Ἀπόλυτος ὑγρασία - Σχετικὴ ὑγρασία.

Ὑπὸ τὰς ἐπικρατούσας ἀτμοσφαιρικὰς θερμοκρασίας συνήθως ὁ ὑδρατμὸς εἰς τὸ μῖγμα ἀέρος - ὑδρατμοῦ εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν ὑπερθέρμου.

Οἱ νόμοι τῶν ἀερίων δύνανται νὰ ἐφαρμοσθοῦν εἰς τὸν ὑδρατμόν, ὅταν αὐτὸς εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν ξηροῦ ἢ ὑπερθέρμου καὶ μὲ ἀρκετὴν ἀκρίβειαν μέχρις ἀπολύτου πιέσεως 5 lb/in² (0,35 kg/cm²).

Ἔστω B_υ τὸ βάρος ὑδρατμοῦ εἰς τὸ μῖγμα, P_υ ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ, R_υ ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ τοῦ ὑδρατμοῦ, U_μ ὁ ὁλικὸς ὄγκος μίγματος ἀέρος - ὑδρατμοῦ, T_μ ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία τοῦ μίγματος.

Τότε βάσει τοῦ Νόμου τοῦ Dalton καὶ τῆς χαρακτηριστικῆς ἰσότητος τῶν ἀερίων θὰ ἰσχύη ἡ σχέσις : $P_\upsilon U_\mu = B_\upsilon R_\upsilon \cdot T_\mu$ καί :

$$\mathbf{B_\upsilon = \frac{P_\upsilon U_\mu}{R_\upsilon \cdot T_\mu}} \qquad (106)$$

Ἡ ἰσότης (106) διὰ τὸν ξηρὸν ἀέρα θὰ ἔχη τὴν μορφήν :

$$\mathbf{B_\alpha = \frac{P_\alpha U_\mu}{R_\alpha \cdot T_\mu}} \qquad (107)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (107) B_α εἶναι τὸ βάρος ξηροῦ ἀέρος τοῦ μίγματος, P_α ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ἀέρος εἰς τὸ μῖγμα, R_α ἡ χαρακτηριστικὴ σταθερὰ τοῦ ἀέρος.

Διαιροῦμεν κατὰ μέλη τὰς ἰσότητας (106) καὶ (107), ὁπότε

$$\frac{B_\upsilon}{B_\alpha} = \frac{R_\alpha}{R_\upsilon} \cdot \frac{P_\upsilon}{P_\alpha}.$$

Ἀλλὰ τὸ $R_\alpha = 29{,}27$ καὶ τὸ $R_\upsilon = 47$ εἰς kgm/kg °K, ὁπότε:

$$\frac{B_\upsilon}{B_\alpha} = \frac{29{,}27}{47} \cdot \frac{P_\upsilon}{P_\alpha} \quad \text{ἢ} \quad \frac{B_\upsilon}{B_\alpha} = \frac{0{,}622\, P_\upsilon}{P_\alpha}.$$

Ἀλλὰ ἐκ τῆς ἰσότητος (105) ἔχομεν $P_\alpha = P_B - P_\upsilon$, ὁπότε:

$$\frac{B_\upsilon}{B_\alpha} = \frac{0{,}622 \cdot P_\upsilon}{P_B - P_\upsilon}$$

καὶ ἐὰν $B_\alpha = 1$ kg (ἢ 1 lb), τότε:

$$\mathbf{B_\upsilon = \frac{0{,}622 \cdot P_\upsilon}{P_B - P_\upsilon}} \qquad (108)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (108) τὸ B_υ παριστᾶ τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς kg (ἢ λίβρας), ποὺ περιέχεται ἀνὰ kg (ἢ lb) ξηροῦ ἀέρος. Τοῦτο ὀνομάζεται *ἀπόλυτος ὑγρασία τοῦ ἀέρος*, τὴν ὁποίαν θὰ παριστῶμεν μὲ τὰ γράμματα Α.Υ.

Ἐπειδή, ὡς γνωστόν, 1 kg ἰσοῦται μὲ 1000 g καὶ 1 lb ἰσοῦται μὲ 7000 κόκκους, πολλαπλασιάζοντες τὴν ἰσότητα (108) ἐπὶ 1000 ἔχομεν:

$$\mathbf{A.Y = B_\upsilon = \frac{622 \cdot P_\upsilon}{P_B - P_\upsilon}} \qquad (109)$$

καὶ πολλαπλασιάζοντες τὴν ἰσότητα (108) ἐπὶ 7000 ἔχομεν:

$$\mathbf{A.Y = B_\upsilon = \frac{4354 \cdot P_\upsilon}{P_B - P_\upsilon}} \qquad (110)$$

Μὲ τὴν ἰσότητα (109) εὑρίσκομεν τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν εἰς γραμμάρια ὑγρασίας ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος καὶ μὲ τὴν ἰσότητα (110) τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν εἰς κόκκους ὑγρασίας ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος.

Αἱ πιέσεις λαμβάνονται εἰς kg/cm² ἀπολ. ἢ mm Hg εἰς τὴν ἰσότητα (109) καὶ lb/in² ἀπολ. ἢ in Hg εἰς τὴν ἰσότητα (110).

Μὲ τὸν ὅρον *σχετικὴ ὑγρασία* (Σ.Υ.) καθορίζομεν τὸ πηλῖκον:

$$\text{Σ.Υ.} = \frac{\text{Βάρος ὑδρατμοῦ, ὁ ὁποῖος πράγματι περιέχεται ἀνὰ μονάδα ὄγκου ἀέρος εἰς θερμοκρασίαν t}}{\text{Βάρος ὑδρατμοῦ ἀνὰ μονάδα ὄγκου εἰς κορεσμὸν εἰς θερμοκρασίαν t}}$$

Ὁ παρονομαστὴς εἶναι δηλαδὴ τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς θερμοκρασίαν t.

Ἔστω P_s ἡ μερικὴ πίεσις ὑδρατμοῦ εἰς κατάστασιν ξηροῦ κεκορεσμένου εἰς θερμοκρασίαν T_μ

υ_s ὁ εἰδικὸς ὄγκος ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς πίεσιν P_s

ρ_s τὸ εἰδικὸν βάρος ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς πίεσιν P_s

P_υ ἡ μερικὴ πίεσις εἰς τὰς ἐπικρατούσας συνθήκας καὶ θερμοκρασίαν T_μ

υ_υ ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς πίεσιν P_υ

ρ_υ τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς πίεσιν P_υ.

Τότε δεδομένου ὅτι ἡ θερμοκρασία T_μ εἶναι ἡ αὐτή, θὰ ἰσχύη ἡ σχέσις $P_s \cdot \upsilon_s = P_\upsilon \cdot \upsilon_\upsilon$ ἢ

$\frac{P_\upsilon}{P_s} = \frac{\upsilon_s}{\upsilon_\upsilon}$, ἀλλὰ $\upsilon_s = \frac{1}{\rho_s}$ καὶ $\upsilon_\upsilon = \frac{1}{\rho_\upsilon}$, ὁπότε $\frac{P_\upsilon}{P_s} = \frac{\rho_\upsilon}{\rho_s}$.

Ὁ λόγος ὅμως $\frac{\rho_\upsilon}{\rho_s}$ μᾶς δίδει τὴν Σ.Υ. κατὰ τὸν ὁρισμὸν ὡς ἀνωτέρω, ἑπομένως:

$$\Sigma.Y = \frac{P_\upsilon}{P_s} \qquad (111)$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (111) ἐξάγεται τὸ συμπέρασμα ὅτι: *ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος εὑρίσκεται, ἐὰν διαιρεθῇ ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς μίγματος ἀέρος - ὑδρατμοῦ καὶ εἰς θερμοκρασίαν T_μ διὰ τῆς πιέσεως τοῦ ξηροῦ κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν T_μ τοῦ μίγματος.*

9·4 Σημεῖον δρόσου (Dew point).

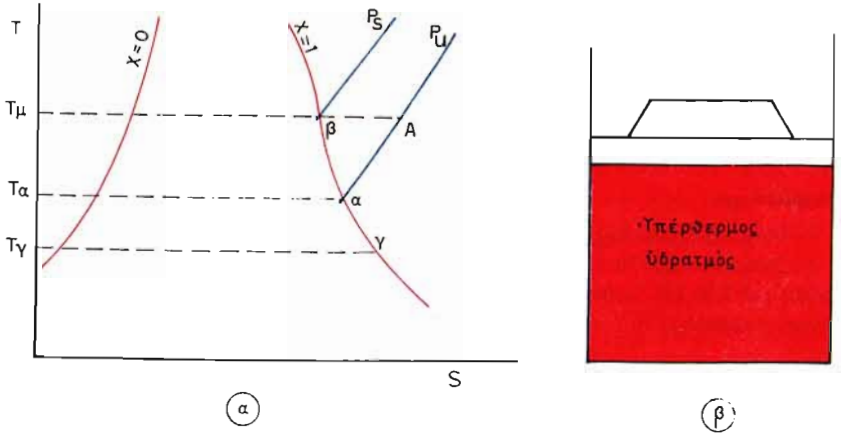
Ἔστω ὅτι ἐντὸς δοχείου [σχ. 9·4 (β)] ὑπάρχει ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς θερμοκρασίας T_μ. Αὐτὸς παρίσταται διὰ τοῦ σημείου Λ εἰς τὸ διάγραμμα T-S [σχ. 9·4 (α)].

Ἔστω ὅτι ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς ψύχεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν κατὰ τὸ ἴχνος Λα, ὁπότε εἰς τὸ σημεῖον α θὰ μετατραπῇ εἰς ξηρόν. Ἐὰν ἀφαιρεθῇ περαιτέρω θερμότης, τότε μέρος τοῦ ὑδρατμοῦ θὰ συμπυκνωθῇ.

Τὸ σημεῖον α εἶναι τὸ *ὁριακὸν σημεῖον* συμπυκνώσεως καὶ καλεῖται *σημεῖον δρόσου* (dew point). Ἑπομένως κάθε ὑπέρθερμος ἀτμὸς ἔχει ἓν σημεῖον δρόσου, τὸ ὁποῖον ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν κατά-

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

στασιν τοῦ ἀτμοῦ. Ὅπως προανεφέρθη, ὁ ὑδρατμὸς εὑρίσκεται εἰς τὸν ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα συνήθως εἰς κατάστασιν ὑπερθέρμου. Ἐὰν ὁ ἀὴρ ψυχθῆ ὑπὸ σταθερὰν ὁλικὴν πίεσιν, ὁ ὑδρατμὸς ψύχεται ὑπὸ σταθερὰν ὁλικὴν πίεσιν ἐπίσης καὶ οὕτως ἀποκτᾶται ἡ θερμοκρασία, κάτωθεν τῆς ὁποίας θὰ ἐπέλθη ἡ συμπύκνωσις τοῦ ὑδρατμοῦ.



Σχ. 9·4.

Παρατηροῦμεν εἰς τὸ σχῆμα ὅτι τὸ σημεῖον Α παριστᾶ κατάστασιν ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ εἰς τὸν ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα εἰς θερμοκρασίαν μίγματος T_μ καὶ μερικὴν πίεσιν P_υ.

Ὁ λόγος $\frac{P_\upsilon}{P_s}$ μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (111) μᾶς δίδει τὴν σχετιτὴν ὑγρασίαν τοῦ ἀέρος, ὁποῖος περιέχει ὑδρατμὸν καταστάσεως σημείου Α.

Ἐὰν ὁ ὑδρατμὸς εὑρίσκεται εἰς τὸ μῖγμα εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν T_μ (σημεῖον β), τότε ἡ μερικὴ αὐτοῦ πίεσις θὰ εἶναι: $P_\upsilon = P_s$ (τοῦ ξηροῦ), ὁπότε ἡ σχετικὴ ὑγρασία θὰ εἶναι: $\Sigma.Υ. = \frac{P_s}{P_s} = 100\%$.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ μῖγμα περιέχει τὸ μέγιστον δυνατὸν βάρος ὑδρατμοῦ ὑπὸ θερμοκρασίαν T_μ.

Ἐὰν ὁ ἀὴρ ψύχεται ὑπὸ σταθερὰν ὁλικὴν πίεσιν, θὰ ψύχεται ἐπίσης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ ὁ ἐντὸς αὐτοῦ ὑδρατμὸς (ἀπὸ σημείου Α πρὸς α, σχ. 9·4). Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ σχετικὴ ὑγρα-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

σία τοῦ ἀέρος συνεχῶς αὐξάνει (διότι ἐλαττοῦται ἡ τιμὴ τοῦ P_s εἰς τὴν ἰσότητα 111), ἐνῶ ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία παραμένει σταθερά, διότι τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ ἀνὰ kg ἢ lb ἀέρος δὲν μετεβλήθη. Μόλις ὅμως ἀποκτηθῆ τὸ σημεῖον δρόσου εἰς σημεῖον α καὶ θερμοκρασίαν T_α, ὁπότε ἡ Σ.Υ. = 100% (διότι $P_\upsilon = P_s$), κάθε περαιτέρω μείωσις τῆς θερμοκρασίας, ἔστω εἰς T_γ, θὰ προκαλέση μερικὴν συμπύκνωσιν τοῦ ὑδρατμοῦ καὶ ἑπομένως ἐλάττωσιν τῆς ἀπολύτου ὑγρασίας του, ἐνῶ ἡ Σ.Υ. θὰ παραμείνη εἰς τὸ 100% (σημεῖον γ).

Διὰ νὰ ἐλαττωθῆ ἡ Σ.Υ. θὰ πρέπει νὰ θερμανθῆ τὸ μῖγμα καὶ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του (ἰδὲ παράδειγμα παραγρ. 9·8).

Παράδειγμα.

Ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ ἔχει θερμοκρασίαν 30° C μὲ βαρομετρικὴν πίεσιν 760 mm Hg. Ζητεῖται: α) Τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ περιέχεται εἰς 120 m³ τοῦ ἀέρος αὐτοῦ, μὲ Σ.Υ. 100% (κορεσμὸς) καὶ μὲ Σ.Υ. 60%. β) Τὸ σημεῖον δρόσου καὶ ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία μὲ Σ.Υ. 60%.

Λύσις:

Δεδομένα: $P_B = 760$ mm Hg, $t = 30°$ C, $U = 120$ m³.

α) Ἀπὸ τὸν Πίνακα 5 τοῦ Παραρτήματος ἔχομεν ὅτι διὰ $t = 30°$ C ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἶναι $\upsilon_\alpha = 32{,}93$ m³/kg.

Ἑπομένως διὰ Σ.Υ. = 100% τὸ $B_\upsilon = \dfrac{120}{32{,}93} = 3{,}6$ kg ὑδρατμοῦ.

Εἰς τὴν θερμοκρασίαν τῶν 30° C ἡ πίεσις κορεσμοῦ τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι $P_s = 0{,}04325$ kg/cm² ἀπολ. (Πίναξ 5 Παραρτήματος).

Ἑπομένως $\dfrac{P_\upsilon}{P_s} = 0{,}6$ (Ἰσότης 111).

$P_\upsilon = 0{,}6 \times 0{,}04325$ καὶ $P_\upsilon = 0{,}02595$ kg/cm² ἀπολ.

Ἀλλὰ ἐκ τῆς ἰσότητος (106) ἔχομεν:

$$B_\upsilon = \frac{0{,}02595 \times 10\,000 \times 120}{47 \times 303} \quad \text{καὶ} \quad B_\upsilon = 2{,}189 \text{ kg ὑδρατμοῦ μὲ Σ.Υ. } 60\%.$$

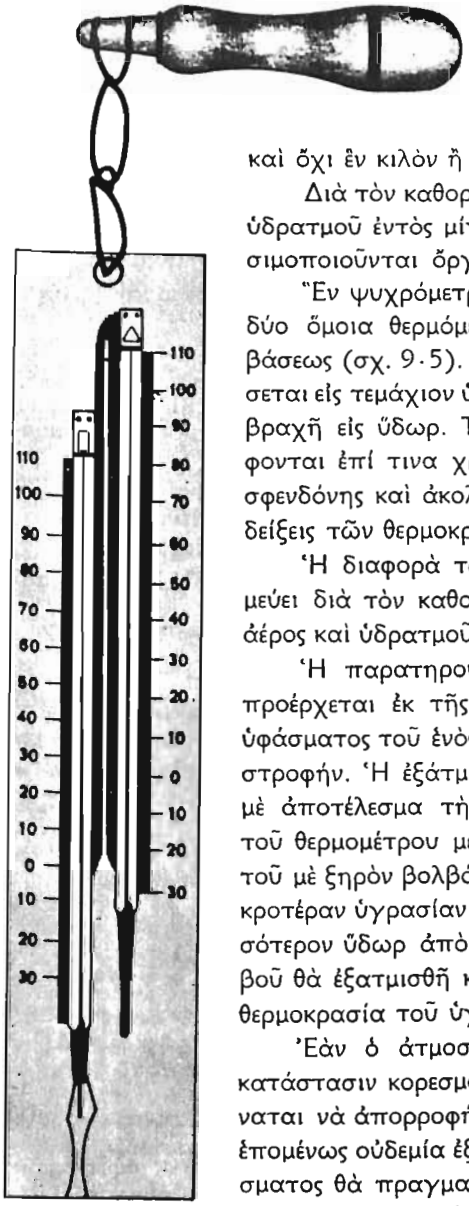
β) Τὸ σημεῖον δρόσου διὰ $P_\upsilon = 0{,}02595$ kg/cm² εἶναι 21,2° C (ἀπὸ τοὺς πίνακας). Ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (109) καὶ εἶναι:

$$\text{Α.Υ.} = \frac{622 \times 0{,}02595}{1{,}033 - 0{,}02595} = 16{,}02 \text{ g ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.}$$

9·5 Εὕρεσις ὑγρασίας ἀέρος (ψυχρομετρία).

Διὰ προβλήματα ἀναφερόμενα εἰς μῖγμα ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος - ὑδρατμοῦ ἔχει καθιερωθῆ ὅπως κατὰ τὸν ὑπολογισμὸν ὡρισμένων στοιχείων, ὡς ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία, ἡ ἐνθαλπία κ.λπ. λαμβάνεται

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954



Σχ. 9·5.

ὡς βάσις μονὰς βάρους (kg ἢ lb) ξηροῦ ἀέρος, εἰς τὴν ὁποίαν προστίθεται ἡ περιεχομένη ποσότης ὑδρατμοῦ καὶ ὄχι ἓν κιλὸν ἢ μία λίβρα μίγματος.

Διὰ τὸν καθορισμὸν τῆς μερικῆς πιέσεως τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς μίγματος ἀέρος - ὑδρατμοῦ χρησιμοποιοῦνται ὄργανα γνωστὰ ὡς *ψυχρόμετρα*.

Ἓν ψυχρόμετρον ἀποτελεῖται βασικῶς ἀπὸ δύο ὅμοια θερμόμετρα στερεωμένα ἐπὶ ξυλίνης βάσεως (σχ. 9·5). Ὁ βολβὸς τοῦ ἑνὸς περιτυλίσσεται εἰς τεμάχιον ὑφάσματος, τὸ ὁποῖον ἔχει διαβραχῆ εἰς ὕδωρ. Τὰ δύο θερμόμετρα περιστρέφονται ἐπί τινα χρόνον διὰ τῆς χειρὸς ἐν εἴδει σφενδόνης καὶ ἀκολούθως ἀναγινώσκονται αἱ ἐνδείξεις τῶν θερμοκρασιῶν τῶν δύο θερμομέτρων.

Ἡ διαφορὰ τῶν δύο θερμοκρασιῶν χρησιμεύει διὰ τὸν καθορισμὸν τῶν μερικῶν πιέσεων ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ καὶ τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρος.

Ἡ παρατηρουμένη διαφορὰ ἀναγνώσεως προέρχεται ἐκ τῆς ἐξατμίσεως τοῦ ὕδατος τοῦ ὑφάσματος τοῦ ἑνὸς θερμομέτρου κατὰ τὴν περιστροφήν. Ἡ ἐξάτμισις προκαλεῖ σχετικὴν ψῦξιν μὲ ἀποτέλεσμα τὴν πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ θερμομέτρου μὲ ὑγρὸν βολβόν, κάτω ἐκείνης τοῦ μὲ ξηρὸν βολβόν. Εἶναι φανερὸν ὅτι ὅσον μικροτέραν ὑγρασίαν περιέχει ὁ ἀήρ, τόσον περισσότερον ὕδωρ ἀπὸ τὸ ὕφασμα τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ θὰ ἐξατμισθῆ καὶ ἑπομένως θὰ ἐλαττωθῆ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ ἀναλόγως.

Ἐὰν ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ (Σ.Υ. 100 %), τότε δὲν δύναται νὰ ἀπορροφήση περαιτέρω ὑγρασίαν καὶ ἑπομένως οὐδεμία ἐξάτμισις τοῦ ὕδατος τοῦ ὑφάσματος θὰ πραγματοποιηθῆ. Ἀποτέλεσμα τούτου θὰ εἶναι ἡ αὐτὴ ἔνδειξις τῶν δύο θερμομέτρων.

Ἡ ἀκρίβεια τοῦ ψυχρομέτρου ἐξαρτᾶται ἀπὸ

τὴν ταχύτητα τοῦ ἀέρος, καθὼς αὐτὸς διέρχεται διὰ τοῦ ὑγροῦ ὑφάσματος. Ἡ μεγίστη παραδεκτὴ εἶναι 360 m/min (1200 ft/min). Ἐπίσης τὸ ὑγρὸν ὕφασμα πρέπει νὰ εἶναι καθαρὸν καὶ ἀπηλλαγμένον ἀπὸ κόνιν ἢ ἄλλας ἀκαθαρσίας.

Ἔστω τώρα ὅτι P_B εἶναι ἡ βαρομετρικὴ πίεσις τῆς ἀτμοσφαίρας, $t_υ$ ἡ θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ, $t_ξ$ ἡ θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ, $P_κ$ ἡ πίεσις ὑδρατμοῦ εἰς κορεσμόν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμοκρασίαν $t_υ$ τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ (λαμβάνεται ἀπὸ τοὺς πίνακας).

Τότε ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν $P_υ$ εὑρίσκεται ἐκ τῆς σχέσεως :

$$P_υ = P_κ - \frac{P_B\,(t_ξ - t_υ)}{1500} \qquad (112)$$

Ἡ ἰσότης (112) μὲ μονάδας ἀγγλοσαξωνικὰς λαμβάνει τὴν μορφήν:

$$P_υ = P_κ - \frac{P_B\,(t_ξ - t_υ)}{2700} \qquad (113)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (112) αἱ πιέσεις καὶ θερμοκρασίαι λαμβάνονται εἰς kg/cm² ἢ mm Hg καὶ Κελσίου, εἰς τὴν ἰσότητα (113) λαμβάνονται εἰς lb/in² ἢ in Hg καὶ Φαρενάιτ.

Παράδειγμα.

Μὲ βαρομετρικὴν πίεσιν 760 mm Hg καὶ ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα μὲ θερμοκρασίαν ξηροῦ βολβοῦ 25° C καὶ ὑγροῦ βολβοῦ 19° C νὰ καθορισθῆ: α) Ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν ἀέρα. β) Ἡ σχετικὴ ὑγρασία. γ) Ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία εἰς γραμμάρια ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος. δ) Τὸ σημεῖον δρόσου.

Λύσις :

α) Ἐκ τῆς ἰσότητος (112) ἔχομεν :

$$P_υ = P_κ - \frac{P_B\,(t_ξ - t_υ)}{1500}$$

ὅπου $P_B = 760$ mm Hg, $t_ξ = 25°$ C καὶ $t_υ = 19°$ C.

Ἀπὸ τοὺς πίνακας τοῦ Παραρτήματος λαμβάνομεν διὰ $t = 19°$ C τὸ $P_κ = 16{,}5$ mm Hg, ὁπότε $P_υ = 16{,}5 - \frac{760\,(25-19)}{1500}$ καὶ $P_υ = 13{,}5$ mm Hg.

β) Ἐκ τῆς ἰσότητος (111) ἔχομεν Σ.Υ. $= \frac{P_υ}{P_s}$. Τὸ $P_υ$ εὑρέθη ἀνωτέρω καὶ εἶναι $P_υ = 13{,}5$ mm Hg. Τὸ P_s λαμβάνεται ἀπὸ τὸν Πίνακα 5 εἰς θερμοκρασίαν $t = 25°$ C καὶ εἶναι $P_s = 23{,}7$ mm Hg, ὁπότε:

$$Σ.Υ. = \frac{13{,}5}{23{,}7} = 0{,}57 \text{ ἢ } 57\%.$$

ΔΡΥΑΝΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

γ) Ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (109) καὶ εἶναι :

$$A.Y. = \frac{622 \cdot P_\upsilon}{P_B - P_\upsilon} = \frac{622 \times 13,5}{760 - 13,5} = 11,24 \text{ g ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.}$$

δ) Τὸ σημεῖον δρόσου, δηλαδὴ ἡ θερμοκρασία κορεσμοῦ εἰς τὴν μερικὴν πίεσιν τοῦ ὑδρατμοῦ $P_\upsilon = 13,5$ mm Hg, εὑρίσκεται ἀπὸ τοὺς πίνακας καὶ εἶναι $t = 16^\circ$ C.

9·6 Ὁλικὴ θερμότης ἢ ἐνθαλπία μίγματος ἀέρος - ὑδρατμοῦ.

Ἡ ὁλικὴ θερμότης ἢ ἐνθαλπία τοῦ μίγματος ἀέρος - ὑδρατμοῦ λαμβάνεται ἀνὰ kg (ἢ lb) ξηροῦ ἀέρος συνυπολογιζομένης τῆς εἰς αὐτὴν περιεχομένης ποσότητος ὑδρατμοῦ, ἡ ὁποία συνήθως αὐξομειώνεται δι' ἐξατμίσεως ἢ συμπυκνώσεως. Ἐνταῦθα ὡς μηδὲν τῆς ὁλικῆς θερμότητος λαμβάνεται καὶ διὰ τὸν ἀέρα ὅπως καὶ διὰ τὸν ὑδρατμὸν ἡ θερμοκρασία τοῦ μηδενὸς Κελσίου (εἰς τὸ ἀγγλοσαξωνικὸν σύστημα λαμβάνεται τὸ μηδὲν Φαρενάιτ). Διὰ τὸν ὑδρατμὸν ἡ ὁλικὴ θερμότης λαμβάνεται ἐκ τῶν σχετικῶν πινάκων τοῦ Παραρτήματος.

Οὕτως, ἐὰν

B_υ εἶναι τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ ἀνὰ kg (ἢ lb) ξηροῦ ἀέρος,

ι ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ καὶ εἰς ἀτμοσφαιρικὴν θερμοκρασίαν t_ξ (εἰς kcal ἀνὰ kg ἢ BTU ἀνὰ lb),

t_ξ ἡ θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ (εἰς ^{0}C ἢ ^{0}F),

ι_μ ἡ ἐνθαλπία τοῦ μίγματος ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ (εἰς kcal/kg ἢ BTU/lb),

C_p ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τοῦ ἀέρος (συνήθως 0,24), τότε κατὰ τὰ ἀνωτέρω θὰ ἰσχύη ἡ σχέσις :

$$\iota_\mu = C_p \cdot t_\xi + B_\upsilon \cdot \iota \qquad (114)$$

Παράδειγμα.

Νὰ εὑρεθῆ ἡ ἐνθαλπία μίγματος ἀέρος ὑδρατμοῦ εἰς kcal ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος, ἐὰν ἡ θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ $t_\xi = 18^\circ$ C καὶ ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία A.Y. = 13g ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.

Λύσις :

Ἐκ τῆς ἰσότητος (114) ἔχομεν $\iota_\mu = 0,24 \cdot t_\xi + B_\upsilon \cdot \iota$.

Ἐνταῦθα $t_\xi = 18^\circ$ C, $B_\upsilon = 0,013$ kg καὶ $\iota = 605,1$ (ἀπὸ τὸν Πίνακα 5).

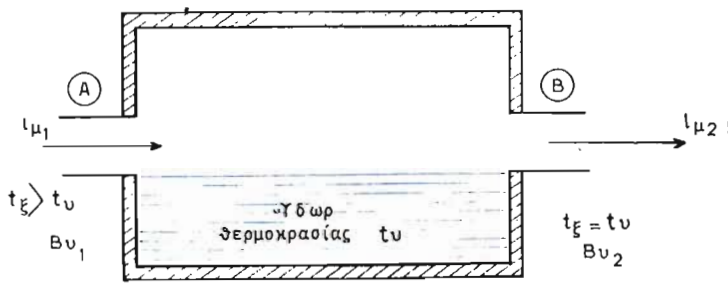
Ἑπομένως :

$$\iota_\mu = 0,24 \times 18 + 0,013 \times 605,1 = 12,1 \text{ kcal ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.}$$

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΔΗ 1954

9·7 Κορεσμὸς ὑπὸ σταθερὰν ἐνθαλπίαν.

Ἔστω μία συσκευὴ ὡς τοῦ σχήματος 9·7 ἀποτελουμένη ἀπὸ ἕνα θερμικῶς μεμονωμένον χῶρον, ποὺ περιέχει ὕδωρ θερμοκρασίας $t_υ$ ἴσης μὲ τὴν θερμοκρασίαν $t_υ$ τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ τοῦ εἰσερχομένου ἀπὸ τὸ σημεῖον Α εἰς τὸν χῶρον ἀέρος. Ἐὰν ὁ εἰσερχόμενος ἀὴρ δὲν εἶναι εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ, ὁπότε ἡ θερμοκρασία $t_ξ$ θὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς $t_υ$, καὶ ἐὰν ὑπάρχη ἀρκετὸν ὕδωρ εἰς τὸν χῶρον, τότε ὁ ἀὴρ κατὰ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸ σημεῖον Β θὰ εἶναι εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ.



Σχ. 9·7.

Δηλαδὴ ἡ θερμοκρασία τοῦ ξηροῦ βολβοῦ $t_ξ$ θὰ κατέλθη εἰς ἐκείνην τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ $t_υ$ καὶ θὰ εἶναι $t_ξ = t_υ$. Κατὰ τὴν ὕγρανσιν αὐτὴν τοῦ ἀέρος ἡ ἐνθαλπία τοῦ μίγματος ἀέρος-ὑδρατμοῦ δὲν μεταβάλλεται. Θὰ εἶναι δηλαδὴ $ι_{μ_1} = ι_{μ_2}$, διότι ἡ θερμότης, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ἐξάτμισιν τοῦ ὕδατος, ὥστε τὸ βάρος ὑγρασίας ἀνὰ kg (ἢ lb) ξηροῦ ἀέρος ἀπὸ $B_{υ_1}$ εἰς τὴν εἴσοδον νὰ ἀνέλθη εἰς $B_{υ_2}$ κατὰ τὴν ἔξοδον, λαμβάνεται μὲν ἀπὸ τὸν εἰσερχόμενον ἀέρα, ἀλλὰ αὐτὴ ἐπιστρέφεται εἰς αὐτὸν ὑπὸ μορφὴν λανθανούσης θερμότητος τοῦ ἐξατμιζομένου ὕδατος (βάρους $B_{υ_2} - B_{υ_1}$), τὸ ὁποῖον ὅμως περιέχεται εἰς τὸ μῖγμα κατὰ τὴν ἔξοδον τοῦ ἀέρος ἀπὸ τὸ Β. Ἰσχύει δηλαδὴ ἡ ἰσότης :

Θερμότης, ἡ ὁποία χάνεται ἀπὸ τὸν ἀέρα, διὰ νὰ κατέλθη ἡ θερμοκρασία ἀπὸ $t_ξ$ εἰς $t_υ$	=	Λανθάνουσα θερμότης ἐξατμιζομένου ὕδατος εἰς θερμοκρασίαν $t_υ$

Ἑπομένως θὰ εἶναι $ι_{μ_1} = ι_{μ_2}$.

Ὁ κορεσμὸς δηλαδὴ τοῦ ἀέρος μὲ ὑδρατμὸν πραγματοποιεῖται ὑπὸ σταθερὰν ἐνθαλπίαν. Ἡ ἀλλαγὴ σταθερᾶς ἐνθαλπίας σημαίνει σταθερὰν θερμοκρασίαν ὑγροῦ βολβοῦ τοῦ ἀέρος, διότι, ὡς ἐμφαίνεται

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΙΑ 1954

καὶ εἰς τὸ σχῆμα 9·7, τὸ t_υ τοῦ ἀέρος εἶναι τὸ αὐτὸ καὶ κατὰ τὴν εἴσοδον καὶ κατὰ τὴν ἔξοδον αὐτοῦ.

9·8 Ψυχρομετρικὸν διάγραμμα.

Ἡ κατασκευὴ ἑνὸς ψυχρομετρικοῦ διαγράμματος, ὡς αὐτὸ τοῦ σχήματος 9·8α εἶναι ἁπλῆ. Ὁ ὁριζόντιος ἄξων παριστᾶ θερμοκρασίας ἀτμοσφαιρικὰς ξηροῦ βολβοῦ καὶ ὁ κάθετος ἄξων τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν τοῦ ἀέρος, δηλαδὴ τὸ βάρος ὑγρασίας ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.

Διὰ τὴν χάραξιν τοῦ διαγράμματος λαμβάνεται ὡς βάσις ἡ τυπικὴ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις 760 mm Hg.

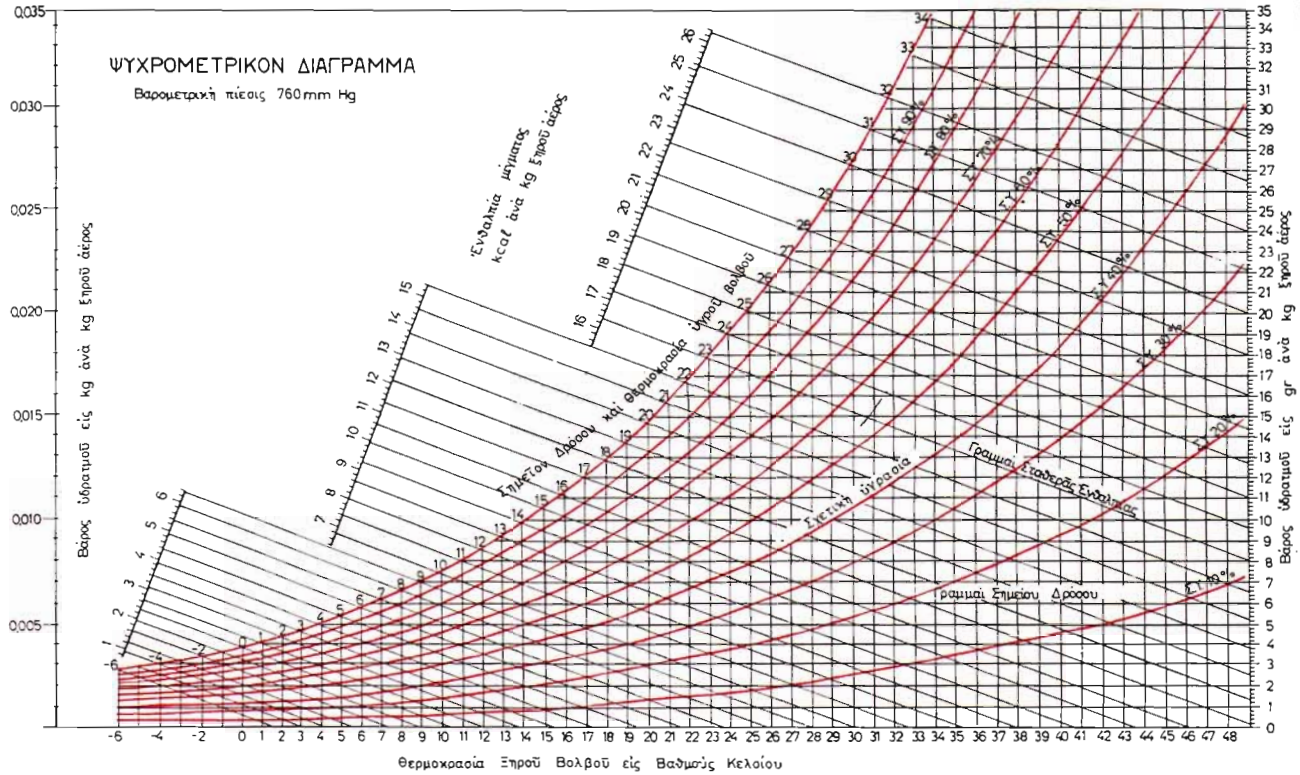
Χαράσσεται πρῶτον ἡ γραμμὴ 100% σχετικῆς ὑγρασίας. Πρὸς τοῦτο χρησιμοποιοῦμεν τὴν ἰσότητα (109), δηλαδὴ $B_\upsilon = \frac{622 \cdot P_\upsilon}{P_B - P_\upsilon}$ καὶ εὑρίσκομεν τιμὰς τῶν B_υ μὲ $P_B = 760$ mm Hg καὶ P_υ τὰς διαφόρους πιέσεις κορεσμοῦ (ἀπὸ τοὺς πίνακας ὑδρατμοῦ τοῦ Παραρτήματος) μὲ διαδοχικὰς τιμὰς θερμοκρασιῶν, ὡς αὐταὶ ἀναγράφονται εἰς τὸν ὁριζόντιον ἄξονα. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον εὑρίσκονται τὰ διάφορα σημεῖα τῆς καμπύλης Σ.Υ. = 100%. Αἱ ὑπόλοιποι ἐπιθυμηταὶ γραμμαὶ σχετικῆς ὑγρασίας χαράσσονται κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον καὶ μὲ διαδοχικὰς τιμὰς θερμοκρασίας μὲ τὴν βοήθειαν τῆς ἰσότητος (109), ἀφοῦ προηγουμένως ἡ τιμὴ τοῦ P_υ καθορισθῇ ἀπὸ τὴν ἰσότητα (111), ἤτοι Σ.Υ. $= \frac{P_\upsilon}{P_s}$. Εἰς τὴν ἰσότητα αὐτὴν ὡς Σ.Υ. τίθεται ἡ ἐπιθυμητὴ τιμή, ἔστω π.χ. 0,5 (δηλαδὴ 50%), ἐνῶ τὸ P_s εὑρίσκεται ἀπὸ τοὺς πίνακας εἰς τὴν ἀντίστοιχον θερμοκρασίαν.

Αἱ γραμμαὶ σταθερᾶς ἐνθαλπίας καὶ ἑπομένως καὶ σταθερᾶς θερμοκρασίας ὑγροῦ βολβοῦ χαράσσονται μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (114), ἤτοι : $\iota_\mu = 0{,}24 \cdot t_\xi + B_\upsilon \cdot \iota$.

Διὰ τῆς ἰσότητος αὐτῆς εὑρίσκομεν πρῶτον τὸ ι_μ διὰ μίαν θερμοκρασίαν, ἔστω π.χ. $t_\xi = 20^0$ C ἐπὶ τῆς γραμμῆς κορεσμοῦ (Σ.Υ. 100%) καὶ κατόπιν μὲ τὴν αὐτὴν τιμὴν τοῦ ι_μ καὶ θερμοκρασίαν ἔστω $t_\xi = 30^0$ C εὑρίσκομεν τὴν νέαν τιμὴν τοῦ B_υ.

Οὕτω καθορίζονται δύο σημεῖα μὲ τὴν αὐτὴν ἐνθαλπίαν, τὰ ὁποῖα, ὅταν ἑνωθοῦν, μᾶς δίδουν τὴν αἰτουμένην γραμμὴν σταθερᾶς ἐνθαλπίας.

Ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν γραμμὴν αὐτὴν τῆς σταθερᾶς ἐνθαλπίας, θὰ εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ


ΨΥΧΡΟΜΕΤΡΙΚΟΝ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ
Βαρομετρική πίεσις 760 mm Hg
Βάρος ὑδρατμοῦ εἰς kg ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος
Ἐνθαλπία μίγματος kcal ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος
Σημεῖον Δρόσου καὶ θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ
Σχετικὴ ὑγρασία
Γραμμαὶ Σταθερᾶς Ἐνθαλπίας
γραμμαὶ Σημείου Δρόσου
Βάρος ὑδρατμοῦ εἰς gr ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος
Θερμοκρασία Ξηροῦ Βολβοῦ εἰς Βαθμοὺς Κελσίου

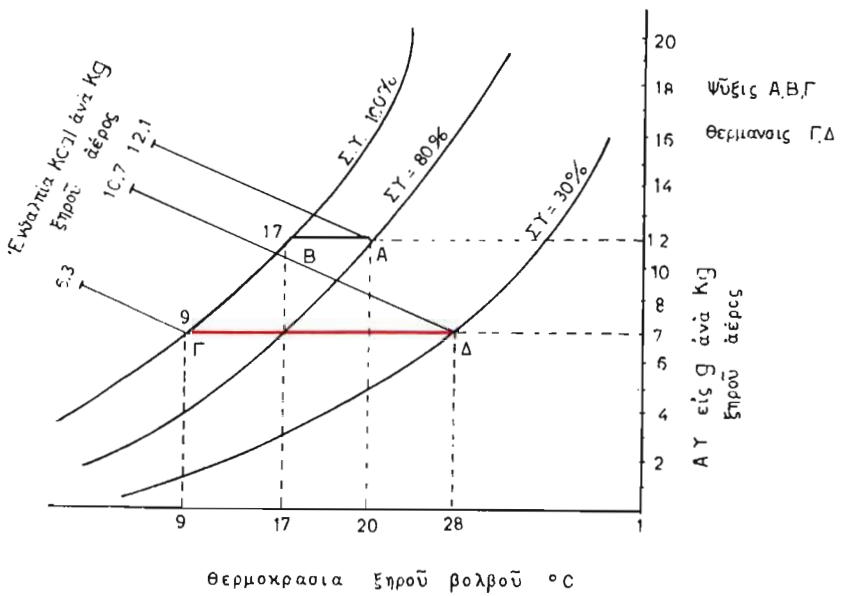
Σχ. 9.8α.

πρώτου σημείου (ἐνταῦθα 20° C), διότι εἰς τὸν κορεσμὸν αἱ θερμοκρασίαι ξηροῦ βολβοῦ, ὑγροῦ βολβοῦ καὶ σημείου δρόσου συμπίπτουν. Κατὰ τὸν αὐτὸν τρόπον χαράσσεται καὶ τὸ διάγραμμα μὲ μονάδας ἀγγλοσαξωνικοῦ συστήματος.

Τὰ ψυχρομετρικὰ διαγράμματα εἶναι ἀκριβῆ διὰ μίαν μόνον βαρομετρικὴν πίεσιν. Διὰ φυσικὰς μικρομεταβολὰς τῆς βαρομετρικῆς πιέσεως εἰς μίαν περιοχήν, τὰ προκαλούμενα λάθη εἶναι ἀσήμαντα. Διὰ ναυτικὰς ὑπηρεσίας, αἱ ὁποῖαι κατὰ τεκμήριον εὑρίσκονται εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς θαλάσσης τὰ δύο ψυχρομετρικὰ διαγράμματα, ποὺ ὑπάρχουν εἰς τὸ Παράρτημα, ἓν εἰς μονάδας μετρικοῦ συστήματος καὶ ἕτερον εἰς ἀγγλοσαξωνικάς, εἶναι ἐπαρκῆ διὰ προβλήματα μιγμάτων ἀέρος - ὑδρατμοῦ.

Παράδειγμα 1ον.

Ἀὴρ ἔχει θερμοκρασίαν ξηροῦ βολβοῦ 20° C καὶ Σ.Υ. 80%. Ψύχεται εἰς τοὺς 9° C καὶ ἐν συνεχείᾳ θερμαίνεται εἰς τοὺς 28° C.



Σχ. 9·8 β.

Ζητεῖται : α) Ἡ ἐλάττωσις τῆς ὑγρασίας κατὰ τὴν ψῦξιν εἰς g ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος. β) Ἡ τελικὴ Σ.Υ. τοῦ ἀέρος. γ) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀφαιρεῖται

κατὰ τὴν ψῦξιν. δ) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χορηγεῖται κατὰ τὴν θέρμανσιν εἰς kcal ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.

Χρησιμοποιοῦμεν τὸ ψυχρομετρικὸν διάγραμμα (Ἰδὲ Παράρτημα). Ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ἀέρος εἶναι ἡ τοῦ σημείου Α μὲ $t_\xi = 20^0$ C καὶ Σ.Υ. = 80% (σχ. 9·8 β).

α) Κατὰ τὴν ψῦξιν τοῦ ἀέρος μέχρις 9^0 C ἀποκτᾶται πρῶτον ἡ θερμοκρασία τοῦ σημείου δρόσου εἰς τὸ Β (ἀλλαγὴ Α, Β), ἡ ὁποία εἶναι 17^0 C.

Ἐν συνεχείᾳ καὶ ἐνῶ ψύχεται ὁ ἀὴρ μέχρι τοὺς 9^0 C, συμπυκνοῦται μέρος τοῦ εἰς αὐτὸν περιεχομένου ὑδρατμοῦ καὶ ἡ Α.Υ. ἀπὸ 12 g (ἀρχικὴ σημείου Α) κατέρχεται εἰς 7 (τοῦ σημείου Γ), δηλαδὴ ἔχομεν ἐλάττωσιν ὑγρασίας 5 g ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.

β) Ἡ κατάστασις τοῦ ἀέρος μετὰ τὴν θέρμανσιν εἰς τοὺς 28^0 C εἶναι ἡ τοῦ σημείου Δ. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ Α.Υ. παραμένει σταθερὰ εἰς τὰ 7 g ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος, ἐνῶ ἡ Σ.Υ. εἶναι 30%.

γ) Ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης διὰ τὴν ψῦξιν εἶναι ἡ διαφορὰ τῆς ἐνθαλπίας τοῦ μίγματος εἰς τὸ σημεῖον Α, μεῖον ἐκείνης τοῦ σημείου Γ ἢ 12,1 — 6,3 = 5,8 kcal ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.

δ) Ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης διὰ τὴν θέρμανσιν εἶναι ἡ διαφορὰ τῆς ἐνθαλπίας τοῦ σημείου Δ, μεῖον τὴν ἐνθαλπίαν τοῦ σημείου Γ, ἤτοι 10,7 – 6,3 = 4,4 kcal ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.

Σημείωσις: Τὸ παράδειγμα αὐτὸ εἶναι ἓν τυπικὸν πρόβλημα κλιματισμοῦ, ὅταν ἀπαιτῆται ἐλάττωσις τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρος τῆς ἀτμοσφαίρας καὶ ἐν συνεχείᾳ θέρμανσις αὐτοῦ διὰ κυκλοφορίαν εἰς κλειστοὺς χώρους.

Παράδειγμα 2ον.

Ὁ συμπυκνωτὴς (ψυγεῖον) ὑδρατμοῦ ἀτμοστροβίλου πλοίου ἐργάζεται ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας μὲ κενὸν 28,2 Hg, ὅταν ἡ βαρομετρικὴ πίεσις εἶναι 29,2'' Hg.

Ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑδρατμοῦ ἐξαγωγῆς ἀπὸ τὸν ἀτμοστρόβιλον εἰς τὸν συμπυκνωτὴν εἶναι 75^0 F.

Ζητεῖται: τὸ βάρος τοῦ ἀέρος, ὁ ὁποῖος εἰσέρχεται εἰς τὸν συμπυκνωτὴν ἀνὰ lb εἰσερχομένου ὑδρατμοῦ.

Λύσις :

α) Ἡ ἀπόλυτος πίεσις P ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ θὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν διαφορὰν P = ἀτμοσφ. πίεσις – κενὸν = 29,2 – 28,2 = 1'' Hg. Ἐὰν εἰς τὸν συμπυκνωτὴν ὑπῆρχεν μόνον ὑδρατμός, τότε ἡ πίεσις ἐντὸς αὐτοῦ ἔπρεπε νὰ ἦτο 0,873 Hg ἀντίστοιχος τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὑδρατμοῦ τῶν 75^0 F (ἐκ τοῦ Πίνακος 6). Ἑπομένως ἡ λόγω τοῦ ἀέρος μερικὴ πίεσις ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ θὰ εἶναι $P_\alpha = P_B - P_\upsilon$ ἢ $P_\alpha = 1{,}000 - 0{,}873 = 0{,}127''$ Hg.

Ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ εἰσερχομένου ὑδρατμοῦ εἰς τὸν συμπυκνωτὴν ὑπὸ πίεσιν 0,873'' Hg εἶναι 743 ft^3/lb (ἀπὸ τοὺς πίνακας).

Ὁ αὐτὸς ὄγκος εἶναι καὶ τοῦ εἰσερχομένου ἀέρος ἀνὰ lb ὑδρατμοῦ ὑπὸ πίεσιν 0,127'' Hg (Νόμος Dalton), ὁπότε ἐκ τῆς ἰσότητος (29) $P \cdot U = BRT$ εὑρίσκομεν τὸ ζητούμενον βάρος ἀέρος ἢ $B = \frac{P \cdot U}{R \cdot T} = \frac{0{,}491 \times 0{,}127 \times 144 \times 743}{53{,}3 \times 535}$ καὶ B = 0,23 lb ἀέρος ἀνὰ lb ὑδρατμοῦ.

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

9·9 Ἀσκήσεις.

1) Ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ ἔχει θερμοκρασίαν 76° F εἰς πίεσιν βαρομετρικὴν 30 in Hg.

Ζητεῖται : α) Τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ περιέχεται εἰς 1440 ft^3 τοῦ ἀέρος αὐτοῦ μὲ Σ.Υ. 100% (κορεσμὸς) καὶ μὲ Σ.Υ. 60%. β) Τὸ σημεῖον δρόσου καὶ ἡ Α.Υ. μὲ Σ.Υ. 60%.

(*Ἀπ.* : α) $B_υ = 2$ lb, ἢ 1,19 lb. β) Σ.Δ. = 61° F. Α.Υ. = 80,3 κόκκοι ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος)

2) Μὲ βαρομετρικὴν πίεσιν 30'' Hg καὶ ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα μὲ θερμοκρασίαν ξηροῦ βολβοῦ 85° F καὶ ὑγροῦ βολβοῦ 75° F νὰ καθορισθῆ : α) Ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν ἀέρα. β) Ἡ σχετικὴ ὑγρασία. γ) Ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία εἰς κόκκους ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος. δ) Τὸ σημεῖον δρόσου.

(*Ἀπ.* : α) $P_υ = 0{,}762$ in Hg. β) Σ.Υ. = 63%. γ) Α.Υ. = 113,4 κόκκοι ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος. δ) Σ.Δ. = 71° F)

3) Νὰ εὑρεθῆ ἡ ἐνθαλπία μίγματος ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ ἄνευ χρήσεως ψυχρομετρικοῦ διαγράμματος εἰς BTU ἀνὰ lb ἀέρος, ἐὰν $t_ξ = 90°$ F καὶ Α.Υ. = 50 κόκκοι ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος.

(*Ἀπ.* : $ι_μ = 29{,}18$ BTU ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος)

4) Ἀὴρ ἔχει θερμοκρασίαν ξηροῦ βολβοῦ $t_ξ = 70°$ F καὶ Σ.Υ. = 90%, ψύχεται εἰς τοὺς 50° F καὶ ἐν συνεχείᾳ θερμαίνεται εἰς τοὺς 85° F.

Ζητεῖται : α) Ἡ ἐλάττωσις τῆς ὑγρασίας κατὰ τὴν ψῦξιν εἰς κόκκους ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος. β) Ἡ τελικὴ Σ.Υ. τοῦ ἀέρος. γ) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀφαιρεῖται κατὰ τὴν ψῦξιν. δ) Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χορηγεῖται κατὰ τὴν θέρμανσιν.

(*Ἀπ.* : α) 48 κόκκοι ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος. β) Σ.Υ. = 30%. γ) 11,7 BTU ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος. δ) 8 BTU ἀνὰ lb ξηροῦ ἀέρος)

5) Νὰ εὑρεθῆ τὸ βάρος ἀέρος, ὁ ὁποῖος ἀναλογεῖ εἰς μίαν λίβραν ὑδρατμοῦ, ἐὰν ἡ ὁλικὴ πίεσις τοῦ μίγματος ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ εἶναι 0,8 in Hg καὶ ἡ θερμοκρασία εἶναι 70° F. (*Ἀπ.* : 0,132 lb)

6) Μῖγμα ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ θερμαίνεται ἐντὸς κλειστοῦ λέβητος. Μὲ τὴν θέρμανσιν ἡ πίεσις ἀνέρχεται εἰς 5 kg/cm^2 ἀπολ. καὶ ἡ θερμοκρασία εἰς 143° C.

Ζητεῖται : α) Τὸ βάρος ἀέρος ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ. β) Ἡ πίεσις εἰς τὸν λέβητα, ὅταν ἡ θερμοκρασία αὐξηθῆ εἰς τοὺς 179° C καὶ ὑπάρχῃ ἀκόμη μία ποσότης ὕδατος ἐντὸς τοῦ λέβητος. (*Ἀπ.* : α) = 0,387 kg, β) = 11,09 kg/cm^2)

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 10

ΚΑΥΣΙΣ ΚΑΙ ΑΤΜΟΛΕΒΗΤΕΣ

10·1 Γενικὰ περὶ πετρελαίου ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων. Ἀνωτέρα καὶ κατωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης.

Τὸ πετρέλαιον διὰ ναυτικὰς ἐγκαταστάσεις πρέπει νὰ ἔχη ὡρισμένα χαρακτηριστικά, ὥστε νὰ καίεται ἀποδοτικῶς. Πρέπει νὰ εἶναι ἐλεύθερον ὑγρασίας καὶ καθιζημάτων, νὰ εἶναι χαμηλῆς περιεκτικότητος εἰς θεῖον, ἱκανὸν νὰ ψεκάζεται ἱκανοποιητικῶς μὲ σχετικὴν προθέρμανσιν καὶ νὰ μὴ ἀλλοιώνεται, ὅταν ἀποθηκεύεται ἐντὸς δεξαμενῶν ἢ νὰ ρυπαίνη τοὺς προθερμαντῆρας πετρελαίου.

Τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ πετρελαίου μετρεῖται κατὰ τὰ ἀμερικανικὰ πρότυπα εἰς API (American Petroleum Institute).

Τὸ μέτρον τῆς κλίμακος API εἶναι τοιοῦτον, ὥστε 10 βαθμοὶ ἰσοδυναμοῦν μὲ τὸ εἰδικὸν βάρος τῆς μονάδος (1). Ἐὰν οἱ βαθμοὶ API εἶναι περισσότεροι ἀπὸ 10, τότε τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ πετρελαίου εἶναι μικρότερον τῆς μονάδος. Ἐὰν οἱ βαθμοὶ API εἶναι κάτω τοῦ 10, τότε τὸ εἰδικὸν βάρος εἶναι μεγαλύτερον τῆς μονάδος (ἰδὲ Παράρτημα Πίναξ 8).

Ἡ σχέσις τῶν βαθμῶν API μὲ τὸ εἰδικὸν βάρος δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$\textbf{Βαθμὸς API} = \frac{\textbf{141,5}}{\textbf{Εἰδικὸν βάρος 60/60}} \textbf{131,5} \qquad (115)$$

Ὁ παρονομαστὴς σημαίνει τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ πετρελαίου εἰς τοὺς 60^0 F ἐν συγκρίσει μὲ ὕδωρ 60^0 F.

Ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ πετρελαίου εἰς kcal ἀνὰ kg (ἢ BTU ἀνὰ lb) χαρακτηρίζεται ὡς ἀνωτέρα ἢ κατωτέρα.

Ἀνωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὴν τελείαν καῦσιν τοῦ πετρελαίου, ὅταν τὰ παράγωγα τῆς καύσεως ψυχθοῦν μέχρι τῆς ἀρχικῆς θερμοκρασίας τοῦ καυσίμου, καὶ μὲ πλήρη συμπύκνωσιν ὅλης τῆς ὑγρασίας, ποὺ εὑρίσκεται ἐντὸς τῶν καυσαερίων λόγω τῆς καύσεως τοῦ ὑδρογόνου τοῦ πετρελαίου.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

Κατωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης εἶναι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὴν τελείαν καῦσιν τοῦ πετρελαίου, ὅταν τὰ καυσαέρια ψύχωνται εἰς τὴν ἀρχικὴν θερμοκρασίαν τοῦ καυσίμου, ἀλλὰ μὲ τὴν παραδοχὴν ὅτι τὸ ἐντὸς τῶν καυσαερίων H_2O, ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὴν καῦσιν τοῦ ὑδρογόνου καὶ τὸ H_2O τῆς τυχὸν ὑγρασίας τοῦ πετρελαίου, δὲν συμπυκνοῦται, ἀλλὰ παραμένει εἰς αὐτὰ ὡς ὑδρατμός. Δεχόμεθα δηλαδὴ ὅτι ἡ λανθάνουσα θερμότης τοῦ εἰς τὰ καυσαέρια ὑδρατμοῦ ἀποβάλλεται καὶ δὲν χρησιμοποιεῖται διὰ θέρμανσιν. Ἑπομένως, ἐὰν ἀπὸ τὴν ἀνωτέραν θερμαντικὴν ἱκανότητα ἀφαιρέσωμεν τὴν λανθάνουσαν θερμότητα τοῦ εἰς τὰ καυσαέρια περιεχομένου ὑδρατμοῦ (ἀνὰ μονάδα βάρους καιομένου καυσίμου), εὑρίσκομεν τὴν κατωτέραν θερμαντικὴν ἱκανότητα. Ἡ ἀνωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης χρησιμοποιεῖται συνήθως εἰς Ἀμερικὴν καὶ ἡ κατωτέρα ἐν Εὐρώπῃ. Ὅταν συγκρίνωμεν θερμικὰς ἀποδόσεις μηχανῶν γενικῶς, πρέπει νὰ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ χρησιμοποίησις τῆς κατωτέρας θερμαντικῆς ἱκανότητος καυσίμου δίδει μεγαλυτέρας ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν τιμάς, ἀπὸ ἐκείνας ποὺ λαμβάνονται, ὅταν χρησιμοποιηθῇ ἡ ἀνωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης.

Ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης ὑγροῦ καυσίμου ἔχει σχέσιν μὲ τὸ εἰδικὸν βάρος αὐτοῦ.

Ἡ κατωτέρω ἰσότης (116) δίδει ἱκανοποιητικὰς τιμὰς τῆς ἀνωτέρας θερμαντικῆς ἱκανότητος (Α.Θ.Ι.) ὑγροῦ καυσίμου εἰς BTU ἀνὰ lb, ἐὰν ἔχωμεν τὸ εἰδικὸν βάρος εἰς Α.Ρ.Ι. μὲ τιμὰς τοῦ Πίνακος 8 τοῦ Παραρτήματος:

$$\text{Α.Θ.Ι.} = 17601 + (53{,}1 \times \text{Α.Ρ.Ι.}) \qquad (116)$$

Πολλαπλασιάζοντες τὴν τιμὴν τῆς ἰσότητος (116) ἐπὶ 0,556 ἔχομεν τὴν Α.Θ.Ι. εἰς kcal ἀνὰ kg.

Ἡ κατωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης (Κ.Θ.Ι.) εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος:

$$\text{Κ.Θ.Ι.} = \text{Α.Θ.Ι.} - 1055\,(9H_2 + Y) \text{ εἰς BTU ἀνὰ lb} \qquad (117)$$

ἢ $$\text{Κ.Θ.Ι.} = \text{Α.Θ.Ι.} - 590\,(9H_2 + Y) \text{ εἰς kcal ἀνὰ kg} \qquad (118)$$

Εἰς τὰς ἰσότητας (117) καὶ (118) τὸ H_2 καὶ Y εἶναι ἡ περιεκτικότης κατὰ βάρος εἰς ὑδρογόνον καὶ ὑγρασίαν ἀντιστοίχως εἰς 1 lb ἢ kg καυσίμου ἀναλόγως.

Σημεῖον ἀναφλέξεως (flash point) ἑνὸς ὑγροῦ καυσίμου εἶναι ἡ θερμοκρασία, εἰς τὴν ὁποίαν οἱ παραγόμενοι ὑπὸ τοῦ καυσίμου ἀτμοὶ

ἀναφλέγονται στιγμιαίως, ὅταν πλησιάσωμεν γυμνὴν φλόγα πλησίον τῆς ἐπιφανείας τοῦ καυσίμου.

Σημεῖον καύσεως (fire point) εἶναι ἡ θερμοκρασία, εἰς τὴν ὁποίαν οἱ ἀτμοὶ τοῦ καυσίμου ἀναφλέγονται καὶ ἐξακολουθοῦν καιόμενοι. Τὰ σημεῖα ἀναφλέξεως καὶ καύσεως ἔχουν ἰδιαιτέραν σημασίαν διὰ τὴν ἀσφάλειαν τοῦ καυσίμου κατὰ τὴν ἀποθήκευσιν καὶ μεταφοράν του.

Τὸ ἰξῶδες (viscosity) τοῦ πετρελαίου μετρεῖται εἰς S.S.U. (Saybolt Seconds Universal) ἢ εἰς S.S.F. (Saybolt Seconds Furol).

Ἡ μετάγγισις καὶ ἡ ψέκασις τοῦ πετρελαίου διὰ τὴν καῦσιν ἐξαρτῶνται ἀπ' εὐθείας ἐκ τοῦ ἰξώδους αὐτοῦ.

Ἡ ναυτικὴ πεῖρα ἔχει δείξει ὅτι ἡ μεγίστη τιμὴ τοῦ ἰξώδους τοῦ πετρελαίου δι' ἄντλησιν εἶναι 475 S.S.U. εἰς τὴν ἀναρρόφησιν τῆς ἀντλίας καὶ δι' ἱκανοποιητικὴν ψέκασιν εἶναι 135 S.S.U.

10·2 Ἐξισώσεις καύσεως, ἄνθρακος, ὑδρογόνου καὶ θείου.

Αἱ χημικαὶ ἰσότητες τῆς καύσεως τοῦ ἄνθρακος, C, τοῦ ὑδρογόνου, H_2, τοῦ θείου, S, μετὰ τοῦ ὀξυγόνου, O_2, ὡς καὶ ἡ ἀποδιδομένη θερμότης εἶναι ὡς κάτωθι :

$$C + O_2 = CO_2 + 8080 \quad \text{kcal ἀνὰ kg τοῦ C (14 500 BTU/lb)*} \qquad (119)$$

$$2H_2 + O_2 = 2H_2O + 34\,500 \quad \text{kcal ἀνὰ kg τοῦ } H_2 \text{ (62 000 BTU/lb)} \qquad (120)$$

$$S + O_2 = SO_2 + 2220 \quad \text{kcal ἀνὰ kg τοῦ S (4000 BTU/lb)} \qquad (121)$$

Ἐὰν ὁ C καῇ ἀτελῶς πρὸς CO, τότε ἡ χημικὴ ἰσότης εἶναι :

$$2C + O_2 = 2CO + 2420 \quad \text{kcal ἀνὰ kg τοῦ C (4350 BTU/lb)} \qquad (122)$$

Ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω ἰσότητας καὶ μὲ βάσιν τὰ μοριακὰ βάρη (ἰδὲ Πίνακα 10 Παραρτήματος) εὑρίσκεται τὸ ἀπαιτούμενον ὀξυγόνον διὰ τὴν καῦσιν τῆς μονάδος βάρους ἑνὸς καυσίμου συστατικοῦ. Οὕτως :

α) Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (119) ἔχομεν :

$12 + 32 = 44$ ἢ $1 + 2{,}66 = 3{,}66$. Δηλαδὴ 1 kg ἄνθρακος ἀπαιτεῖ διὰ τελείαν καῦσιν 2,66 kg ὀξυγόνου καὶ παράγει 3,66 kg CO_2.

β) Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (120) ἔχομεν :

$4 + 32 = 36$ ἢ $1 + 8 = 9$. Δηλαδὴ 1 kg H_2 ἀπαιτεῖ διὰ νὰ καῇ 8 kg O_2 καὶ δίδει 9 kg H_2O ὑπὸ μορφὴν ὑδρατμῶν. Οἱ παραγόμενοι δηλαδὴ ὑδρατμοὶ εἶναι ἐννέα φορὲς βαρύτεροι ἀπὸ τὸ καιόμενον

---

* Ἡ ἰσότης (119) σημαίνει ὅτι 1 kg ἄνθρακος καιόμενον πρὸς CO_2 ἀποδίδει 8080 kcal ἢ 1 lb ἄνθρακος καιομένη πρὸς CO_2 ἀποδίδει 14 500 BTU. Τὸ αὐτὸ ἰσχύει καὶ διὰ τὰς ἄλλας ἰσότητας (120) (121) κ.λπ.

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

H_2. Ἐὰν H_2 τὸ καιόμενον ὑδρογόνον κατὰ βάρος, τότε τὸ βάρος τῶν παραγομένων ὑδρατμῶν θὰ εἶναι $9\,H_2$.

γ) Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (121) ἔχομεν:

$$32 + 32 = 64 \quad \text{ἢ} \quad 1 + 1 = 2.$$

Ἤτοι 1 kg S ἀπαιτεῖ διὰ νὰ καῇ 1 kg O_2 καὶ δίδει 2 kg SO_2.

δ) Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (122) ἔχομεν:

$$24 + 32 = 56 \quad \text{ἢ} \quad 1 + 1{,}33 = 2{,}33.$$

Ἤτοι 1 kg C ἑνούμενον μὲ 1,33 kg O_2 δίδει 2,33 kg CO.

10·3 Ἐξισώσεις καύσεως μονοξειδίου τοῦ ἄνθρακος (CO).

Ἐὰν ἓν καύσιμον ἀποτελῆται κυρίως ἀπὸ ἄνθρακα καὶ ὑδρογόνον, εἰς περίπτωσιν κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ χορηγούμενος διὰ τὴν καῦσιν ἀὴρ δὲν ἐπαρκεῖ διὰ τὴν τελείαν καῦσιν, τότε τὸ H_2 ὡς πλέον χημικῶς ἐνεργὸν ἀπὸ τὸν C λαμβάνει ἀπὸ τὸν ἀέρα ὅλον τὸ O_2, ποὺ χρειάζεται διὰ νὰ καῇ πρὸς H_2O, καὶ ἀφίνει τὸν C νὰ ἑνωθῇ μὲ τὸ ὑπόλοιπον O_2.

Ἐν περιπτώσει μὴ ἐπαρκοῦς ὀξυγόνου πρὸς σχηματισμὸν CO_2, ὁ C ἑνοῦται μὲ ὅσον O_2 ὑπάρχει, ὥστε νὰ σχηματισθῇ CO. Οὕτως:

$$2C + O_2 = 2CO \quad \text{ἢ} \quad 24 + 32 = 56 \quad \text{ἢ}$$

$$\mathbf{1\ kg\ C + 1{,}33\ kg\ O_2 = 2{,}33\ kg\ CO + 2420}\ \text{kcal ἀνὰ kg} \qquad (123)$$

Δεδομένου ὅτι ἀπὸ τὴν καῦσιν 1 kg C πρὸς CO_2 λαμβάνομεν 8080 kcal (ἰσότης 119), ἔχομεν ἀπώλειαν θερμαντικῆς ἱκανότητος $8080 - 2420 = 5660$ kcal ἀνὰ kg, ἐὰν ὁ C καῇ πρὸς CO.

Τὸ CO δύναται περαιτέρω ἑνούμενον μὲ O_2 νὰ καῇ πρὸς CO_2 οὕτως:

$$\mathbf{2CO + O_2 = 2CO_2} \qquad (124)$$

$$\text{ἢ} \quad 56 + 32 = 88$$

$$\text{ἢ} \quad \mathbf{1\ kg\ CO + 0{,}571\ kg\ O_2 = 1{,}571\ kg\ CO_2 + 2429}\ \text{kcal} \qquad (125)$$

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (123) παρατηροῦμεν ὅτι διὰ τῆς καύσεως 1 kg C πρὸς 2,33 kg CO λαμβάνομεν 2420 kcal. Ἐὰν τώρα συμπληρωθῇ ἡ καῦσις τῶν 2,33 kg CO πρὸς CO_2 λαμβάνομεν τὰς ὑπολοίπους 5660 kcal (διότι 1 kg CO καιόμενον CO_2 ἀποδίδει 2429 ὡς ἰσότης 125) κατὰ τρόπον, ὥστε τὸ ἄθροισμα αὐτῶν $5660 + 2420$ νὰ μᾶς δίδει τὰς 8080 kcal, ποὺ λαμβάνομεν, ἐὰν καῇ ἀπ' εὐθείας 1 kg C πρὸς CO_2.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

10·4 Μετατροπὴ ὀγκομετρικῆς ἀναλύσεως καυσαερίων εἰς ἀνάλυσιν βάρους.

Ἡ ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις καυσαερίου μετατρέπεται εἰς ἀνάλυσιν ἀνὰ μονάδα ὄγκου. Ὡς μονὰς ὄγκου λαμβάνεται τὸ Mol. Γνωρίζομεν ὅτι 1 Mol ἀερίου εἰς φυσικὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν ζυγίζει τόσα kg ὅσα ὁ ἀριθμός, ποὺ ἐκφράζει τὸ μοριακὸν βάρος του (παράγρ. 3·10). Ἑπομένως διὰ πολλαπλασιασμοῦ τοῦ ἐπὶ μέρους ὄγκου ἑκάστου συστατικοῦ ἀνὰ Mol καυσαερίου ἐπὶ τὸ μοριακὸν βάρος του μετατρέπομεν τὴν ἀνάλυσιν ὄγκων εἰς ἀνάλυσιν βάρους.

Ἔστω ὡς παράδειγμα καυσαέριον, ποὺ ἔχει ὀγκομετρικὴν ἀνάλυσιν $CO_2 = 10\ \%$, $O_2 = 8\%$, $CO = 2\%$ καὶ $N_2 = 80\%$. Ἡ ἀνάλυσις αὐτὴ ἀνὰ μονάδα ὄγκου ἔστω ἀνὰ Mol θὰ εἶναι διὰ $CO_2 = 0{,}10$, διὰ $O_2 = 0{,}08$, διὰ $CO = 0{,}02$ καὶ διὰ $N_2 = 0{,}80$. Ἀφοῦ τώρα 1 Mol τοῦ CO_2 ζυγίζει 44 kg (ὅσον τὸ μοριακὸν βάρος του), τὸ 0,10 θὰ ζυγίζῃ $0{,}10 \times 44 = 4{,}4$ kg. Τὸ αὐτὸ ἰσχύει καὶ διὰ τὰ ἄλλα συστατικά. Πρὸς εὐκολίαν καταρτίζεται ὁ Πίναξ 10·4, ἐκ τοῦ ὁποίου ἐμφαίνονται ὁ μηχανισμὸς τῆς μετατροπῆς τῆς ὀγκομετρικῆς ἀναλύσεως ἀερίου εἰς ἀνάλυσιν βάρους.

ΠΙΝΑΞ 10·4

Μετατροπὴ ὀγκομετρικῆς εἰς ἀνάλυσιν βάρους

Συστατικὰ (a)	Ὄγκοι συστατικῶν ἀνὰ Mol καυσαερίων (b)	Μοριακὸν βάρος (c)	Βάρος συστατικῶν ἀνὰ Mol καυσαερίου εἰς kg Στήλην b × c	Βάρος συστατικῶν ἀνὰ kg καυσαερίου $\frac{b \times c}{M}$
CO_2	0,10	44	4,40	0,1471
O_2	0,08	32	2,56	0,0187
CO	0,02	28	0,56	0,0856
N_2	0,80	28	22,40	0,7486
	1,00		M = 29,92 (Ἄθροισμα)	1,000

ΔΡΥΣΗΜΑ ΣΥΓΚΗΛΟΥ 1954

10·5 Ὑπολογισμὸς τῆς θεωρητικῶς ἀπαιτουμένης ποσότητος ἀέρος διὰ τὴν καῦσιν ἑνὸς καυσίμου.

Ἡ ἐλαχίστη θεωρητικὴ ποσότης ἀέρος, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν τελείαν καῦσιν 1 kg καυσίμου εὑρίσκεται, ἐὰν εἶναι γνωστὴ ἡ χημικὴ ἀνάλυσις κατὰ βάρος τοῦ καυσίμου καὶ μὲ βάσιν τὰς ἐξισώσεις καύσεως (παράγρ. 10·2).

Ὡς παράδειγμα ἔστω ἡ χημικὴ ἀνάλυσις ἑνὸς τυπικοῦ ναυτικοῦ καυσίμου ἀνὰ kg ὡς κάτωθι :

$$C = 0{,}830, \quad H_2 = 0{,}150, \quad O_2 = 0{,}002, \quad N_2 = 0{,}002, \quad S = 0{,}016.$$

Ζητεῖται ἡ θεωρητικὴ ποσότης τοῦ ἀπαιτουμένου ἀέρος διὰ τὴν τελείαν καῦσιν τοῦ καυσίμου.

Πρὸς εὐκολίαν τοῦ ὑπολογισμοῦ καταρτίζεται ὁ Πίναξ 10·5 ὡς κάτωθι :

ΠΙΝΑΞ 10·5

Συστατικὰ (a)	Ἀπαιτούμενον O_2 ἀνὰ kg συστατικῶν (b)	Βάρος συστατικῶν ἀνὰ kg καυσίμου (c)	Ἀπαιτούμενον O_2 ἀνὰ kg καυσίμου στήλη b × c (d)	Παράγωγα καύσεως			
				CO_2	H_2O	N_2	SO_2
C	2,66	0,830	+2,2078	3,0378	—	—	—
H_2	8	0,150	+1,2000	—	1,350	—	—
O_2	—	0,002	— 0,0020	—	—	—	—
N_2	—	0,002	—	—	—	0,002	—
S	1	0,016	+0,0160	—	—	—	0,032
		1,000	3,4218				

Παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὴν τετάρτην στήλην d διὰ νὰ εὑρεθῇ τὸ ἀπαιτούμενον O_2 δι' 1 kg καυσίμου προστίθεται τὸ ἀπαιτούμενον ὀξυγόνον διὰ τὴν καῦσιν τῶν ἐπὶ μέρους συστατικῶν, δηλαδή:

$$2{,}2078 + 1{,}2000 + 0{,}0160 = 3{,}4238$$

καὶ ἀπὸ τὸ ἄθροισμα ἀφαιρεῖται τὸ ὀξυγόνον, ποὺ ὑπάρχει ἐντὸς τοῦ καυσίμου, δηλαδή :

$$3{,}4238 - 0{,}0020 = 3{,}4218 \text{ kg}.$$

Γνωρίζομεν τώρα ὅτι κατὰ βάρος ὁ ἀὴρ εἶναι 23% O_2 καὶ 77% N_2. Ἑπομένως ἀπαιτουμένη θεωρητικῶς

$$\text{ποσότης ἀέρος} = \frac{3{,}4218 \times 100}{23} = 14{,}89 \text{ kg.}$$

Εἰς τὴν πρᾶξιν διὰ τεχνικοὺς λόγους καὶ διὰ νὰ ἐπιτευχθῇ καλὴ καῦσις ἀπαιτεῖται χορήγησις ἀέρος πλέον τῆς θεωρητικῆς ποσότητος.

Τὰ παράγωγα καύσεως (ἕνωσις τῶν στοιχείων μὲ τὸ θεωρητικῶς ἀπαιτούμενον O_2) θὰ εἶναι τὸ ἐπὶ μέρους ἄθροισμα δι' ἕκαστον συστατικὸν τῶν στηλῶν b καὶ c. Εἰς τὸ ἀνωτέρω παράδειγμα θὰ ὑπάρχῃ ἐντὸς αὐτῶν καὶ τὸ N_2 τοῦ καυσίμου.

Ἐκ τοῦ Πίνακος 10·5 εὐκόλως ἐξάγεται ἡ ἰσότης, ἡ ὁποία δίδει τὸ βάρος τῆς θεωρητικῆς ποσότητος ἀέρος :

$$\textbf{Βάρος ἀέρος} = \frac{100}{23}(8H_2 + 2{,}66\ C + S - O_2) \qquad (126)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα αὐτὴν τὰ στοιχεῖα C, H_2, S καὶ O_2 εἶναι τὸ βάρος τῶν συστατικῶν ἀνὰ kg καυσίμου.

10·6 Ὑπολογισμὸς βάρους καυσαερίων ἀνὰ μονάδα βάρους καιομένου καυσίμου.

Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν αὐτὸν ὑπολογίζομεν προηγουμένως τὸ βάρος τοῦ C, ποὺ περιέχεται εἰς τὴν μονάδα βάρους καυσαερίων.

Μετατρέπομεν τὴν ὀγκομετρικὴν ἀνάλυσιν τῶν καυσαερίων εἰς ἀνάλυσιν βάρους (παράγρ. 10·4). Ὁ C τῶν καυσαερίων θὰ ὑπάρχῃ ἐντὸς τοῦ CO_2 καὶ CO.

Ἀπὸ τὰς χημικὰς ἰσότητας καύσεως (παράγρ. 10·2) ἐξάγεται ὅτι 1 kg CO_2 περιέχει $\frac{12}{44}$ τοῦ kg C καὶ 1 kg CO περιέχει $\frac{12}{28}$ kg C.

Ἑπομένως, ἐὰν παραστήσωμεν μὲ CO_2 τὸ βάρος τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος καὶ CO τὸ βάρος τοῦ μονοξειδίου τοῦ ἄνθρακος, ποὺ περιέχεται εἰς 1 kg ἢ 1 lb καυσαερίου, τότε τὸ βάρος ἄνθρακος ἀνὰ μονάδα βάρους καυσαερίων θὰ εὑρίσκεται ἀπὸ τὸ ἄθροισμα :

$$\frac{12}{44}CO_2 + \frac{12}{28}CO.$$

Ἀπὸ τὴν χημικὴ ἀνάλυσιν ἀνὰ kg καυσίμου γνωρίζομεν τὴν περιεκτικότητα αὐτοῦ εἰς C. Ἔστω ὅτι αὐτὴ εἶναι $C_κ$.

Ἐὰν διαιρέσωμεν τὸ βάρος τοῦ ἄνθρακος ἀνὰ μονάδα καυσίμου

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

διὰ τοῦ βάρους τοῦ ἄνθρακος, ποὺ περιέχεται εἰς τὴν μονάδα βάρους τῶν καυσαερίων, εὑρίσκομεν τὸ βάρος τῶν καυσαερίων B ἀνὰ μονάδα βάρους καιομένου καυσίμου, ἤτοι :

$$B = \frac{C_K}{\frac{12}{44} CO_2 + \frac{12}{28} CO} \qquad (127)$$

ἢ

$$B = \frac{C_K}{0{,}273\, CO_2 + 0{,}429\, CO} \qquad (128)$$

10·7 Ὑπολογισμὸς βάρους τοῦ ἐπὶ πλέον χορηγουμένου ἀέρος.

Τὸ βάρος τοῦ ἐπὶ πλέον τῆς θεωρητικῆς ποσότητος χορηγουμένου ἀέρος εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν κατὰ βάρος ἀνάλυσιν τῶν καυσαερίων μὲ βάσιν τὸ ἐλεύθερον ὀξυγόνον, ποὺ εὑρίσκεται εἰς αὐτά.

Οὕτως, ἐάν :

B εἶναι τὸ βάρος καυσαερίων ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου καὶ O_2 τὸ βάρος ὀξυγόνου ἀνὰ kg καυσαερίων, τότε τὸ βάρος τοῦ ἐπὶ πλέον θεωρητικοῦ ἀέρος εἶναι :

$$\textbf{Βάρος ἐπὶ πλέον ἀέρος} = \frac{B \cdot O_2 \cdot 100}{23} \qquad (129)$$

Εἰς περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὰ καυσαέρια περιέχουν καὶ CO, τότε τὸ O_2, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν καῦσιν του CO πρὸς CO_2, πρέπει νὰ ἀφαιρῆται ἀπὸ τὸ O_2 τῆς ἰσότητος (129).

Διὰ τὴν καῦσιν CO ποσότητος μονοξειδίου τοῦ ἄνθρακος κατὰ βάρος πρὸς CO_2 ἀπαιτεῖται $O_2 = 0{,}571$ CO.

Ἑπομένως ἡ ἰσότης (129) θὰ λάβῃ τὴν μορφήν :

$$\textbf{Βάρος ἐπὶ πλέον ἀέρος} = \frac{B\,(O_2 - 0{,}571 \cdot CO) \cdot 100}{23} \qquad (130)$$

Παράδειγμα.

Πετρέλαιον ἀτμολεβήτων πλοίου καὶ ἡ ἀνάλυσις τῶν καυσαερίων διὰ τῆς συσκευῆς Orsat (περὶ ἀναλύσεως τῶν καυσαερίων ὡς καὶ τῶν χρησιμοποιουμένων συσκευῶν βλέπε : Ναυτικοὶ Ἀτμολέβητες, τόμος Β', ἔκδοσις Ἱδρύματος Εὐγενίδου) εἶναι ὡς κάτωθι :

Ἀνάλυσις καυσίμου κατὰ βάρος	Ἀνάλυσις καυσαερίων ὀγκομετρικὴ (Orsat)
C = 0,8700	CO_2 = 11%
H_2 = 0,1200	CO = 2%
N_2 = 0,0020	O_2 = 4,1%
S = 0,0020	N_2 = 82,9%
O_2 = 0,0060	

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ζητεῖται: α) Ἡ ἀπαιτουμένη θεωρητικῶς ποσότης ἀέρος καύσεως. β) Τὸ βάρος τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνὰ kg καυσίμου. γ) Τὸ ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν τῆς χορηγουμένης ἐπὶ πλέον θεωρητικῆς ποσότητος ἀέρος.

Λύσις:

α) Διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ ἀέρος διὰ τελείαν καῦσιν καταρτίζομεν τὸν Πίνακα 10·7·1.

ΠΙΝΑΞ 10·7·1

Συστατικά	Συστατικὰ ἀνὰ kg καυσίμου	Ὀξυγόνον ἀνὰ kg συστατικοῦ	Ὀξυγόνον ἀνὰ kg καυσίμου	Παράγωγα καύσεως διὰ τελείαν καῦσιν			
				CO_2	H_2O	SO_2	N_2
C	0,8700	2,66	+2,3142	3,1842	—	—	—
H_2	0,1200	8	+0,9600	—	1,08	—	—
N_2	0,0020	—	—	—	—	—	10,9360
S	0,0020	1	+0,0020	—	—	0.0040	—
O_2	0,0060	—	−0,0060	—	—	—	—
	1,0000		3,27				

Διὰ 3,27 O_2 ἀπαιτεῖται ἀὴρ $= \frac{3,27 \times 100}{23} = 14,2$ kg ἀνὰ kg καυσίμου.

Εἰς τὸν ἀέρα αὐτὸν περιέχεται $N_2 = \frac{77 \times 14,2}{100} = 10,934$. Εἰς τὰ παράγωγα καύσεως διὰ τελείαν καῦσιν θὰ ὑπάρχῃ $N_2 = 10,934 + 0,0020 = 10,936$.

Σύνολον καυσαερίων τελείας καύσεως ἀνὰ kg καυσίμου:

$$3,1842 + 1,08 + 0,0040 + 10,936 = 15,20.$$

β) Μετατρέπομεν τὴν ἀνάλυσιν ὄγκου τῶν ξηρῶν καυσαερίων εἰς ἀνάλυσιν βάρους, ὡς εἰς Πίνακα 10·7·2.

ΠΙΝΑΞ 10·7·2

Συστατικὰ	Ὄγκος ἀνὰ Mol καυσαερίου	Μοριακὰ βάρη	Ἀναλογία βαρῶν	Βάρος ἀνὰ kg καυσαερίου
CO_2	0,1100	44	4,84	0,161
CO	0,0200	28	0,56	0,018
O_2	0,0410	32	1,31	0,045
N_2	0,8290	28	23,21	0,776
	1,0000		M=29,92	1,000

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΚΛΟΥ 1954

Ἐκ τῆς ἰσότητος (128) εὑρίσκεται ὅτι τὸ βάρος ξηρῶν καυσαερίων ἀνὰ kg καυσίμου θὰ εἶναι :

$$B = \frac{0,87}{0,273 \times 0,161 + 0,429 \times 0,018} = \frac{0,87}{0,0516} = 16,7 \text{ kg.}$$

γ) Ἡ ἐπὶ πλέον χορηγουμένη ποσότης ἀέρος ἐκ τῆς ἰσότητος (130) εἶναι :

$$\frac{16,7\,(0,045 - 0,571 \times 0,018) \times 100}{23} = 2,6 \text{ kg.}$$

Ἑπομένως χορηγεῖται ἀὴρ ἐπὶ πλέον ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν $= \frac{2,6 \times 100}{14,2} = 18,2\%$.

Σημείωσις : Ἡ ἐπὶ πλέον χορηγουμένη ποσότης ἀέρος εὑρίσκεται ἐπίσης ὡς κάτωθι : Μὲ βάσιν τὸ N_2 τῶν καυσαερίων ἀνὰ kg καυσίμου εὑρίσκεται τὸ σύνολον τοῦ χορηγηθέντος ἀέρος $= \frac{0,776 \times 16,7 \times 100}{77} = 16,8$.

Ἀπὸ αὐτὸ ἀφαιρεῖται ἡ θεωρητικὴ ἀπαιτουμένη ποσότης ἀέρος διὰ τελείαν καῦσιν, ἡ ὁποία εὑρέθη 14,2, δηλαδὴ 16,8 − 14,2 = 2,6 kg περίσσεια ἀέρος.

10·8 Ὑπολογισμὸς τῆς ἀποβαλλομένης θερμότητος μὲ τὰ καυσαέρια.

Μετατρέπομεν πρῶτον τὴν ὀγκομετρικὴν ἀνάλυσιν τῶν καυσαερίων εἰς ἀνάλυσιν βάρους, ὡς ὁ Πίναξ 10·4.

Εὑρίσκεται ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν τῶν καυσαερίων μὲ βάσιν τὸ ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος αὐτῶν M : $C_p = \frac{K_p}{M}$.

(Τὸ C_p τῶν καυσαερίων δύναται μὲ ἀρκετὴν ἀκρίβειαν νὰ λαμβάνεται ἴσον μὲ $C_p = 0,24$). Ἡ ἀπαγομένη θερμότης μὲ τὰ ξηρὰ καυσαέρια Q_1 θὰ εἶναι :

$$Q_1 = C_p \cdot B_1\,(t_2 - t_1) \tag{131}$$

ὅπου: t_2 εἶναι ἡ θερμοκρασία τῶν καυσαερίων, t_1 ἡ θερμοκρασία ἀέρος, ποὺ χορηγεῖται διὰ τὴν καῦσιν καὶ B_1 τὸ βάρος τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνὰ kg καυσίμου.

Ἡ ἀπαγομένη θερμότης Q_2 ἀπὸ τοὺς ὑδρατμοὺς τῶν καυσαερίων δίδεται ἐκ τῆς σχέσεως :

$$Q_2 = B_2\,(\iota_1 - \rho_2) \tag{132}$$

ὅπου: B_2 τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου, ι_1 ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑπερθέρμου ἀτμοῦ θερμοκρασίας t_2 (ὅσης καὶ τῶν ξηρῶν καυσαερίων) καὶ πιέσεως 0,07 kg/cm² (ἢ 1 lb/in²) ὅση περίπου εἶναι ἡ μερικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸ μῖγμα καυσαερίων καὶ ρ_2 ἡ αἰσθητὴ θερμότης ἀντιστοιχοῦσα εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ καυσίμου, ὅπως τοῦτο καταθλίβεται εἰς τοὺς καυστῆρας.

Σημείωσις: Ἡ τιμὴ ι_1 ὑπολογίζεται μὲ τὴν βοήθειαν πινάκων

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ὑδρατμῶν (ἰδὲ Παράρτημα). Ἐὰν πάντως δὲν διατίθενται πίνακες διὰ τόσον χαμηλὴν πίεσιν, λαμβάνεται τὸ ι_1 εἰς μεγαλυτέραν πίεσιν (μέχρις 1 kg/cm²). Ἡ διαφορὰ τιμῆς τοῦ ι_1 εἶναι μικρὰ καὶ δὲν ἐπηρεάζει σοβαρῶς τὸ ἀποτέλεσμα.

π.χ. Διὰ $P = 0{,}07$ kg/cm² καὶ $t_2 = 250$ τὸ $\iota_1 = 710{,}6$ kcal.
Διὰ $P = 1$ kg/cm² καὶ $t_2 = 250$ τὸ $\iota_1 = 709{,}9$ kcal.

Παράδειγμα.

Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ ἀπαγομένη μὲ τὰ καυσαέρια θερμότης ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου, ὡς ταῦτα εὑρέθησαν εἰς παράδειγμα παραγράφου 10·7, ἐὰν ἐξέρχωνται τῆς καπνοδόχου μὲ θερμοκρασίαν 250°C, ὁ ἀήρ, ποὺ χορηγεῖται διὰ τὴν καῦσιν, ἔχῃ θερμοκρασίαν 30°C καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ πετρελαίου, ὅπως τοῦτο καταθλίβεται εἰς τοὺς καυστῆρας, εἶναι ἐπίσης 30° C.

Λύσις :

Ἐκ τῆς ἰσότητος (131) ἔχομεν: α) Διὰ ξηρὰ καυσαέρια $Q_1 = B_1 \cdot C_p (\iota_2 - \iota_1)$. Εἰς τὸ παράδειγμα παραγράφου 10·7 εὑρέθη $B = 16{,}7$ καὶ τὸ ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος τῶν καυσαερίων $M = 29{,}92$.

Ἑπομένως $C_p = \dfrac{K_p}{M} = \dfrac{6{,}986}{M} = 0{,}233$ ἑπομένως :

$Q_1 = 16{,}7 \times 0{,}233\,(250 - 30) = 856$ kcal ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου.

β) Δι' ὑδρατμὸν ἀπὸ τὴν καῦσιν τοῦ H_2: $Q_2 = B_2\,(\iota_1 - \rho_2)$.

Τὸ B_2 εὑρέθη ὅτι εἶναι 1,08 (παράδειγμα παραγράφου 10·7), τὸ ι_1 διὰ $P = 0{,}07$ kg/cm² καὶ $t = 250°$ C (εὑρίσκεται ἀπὸ τοὺς πίνακας τοῦ Παραρτήματος) $\iota_1 = 710{,}6$, τὸ $\rho_2 = 30$ (ὅσον ἡ θερμοκρασία πετρελαίου εἰς °C) καὶ $Q_2 = 1{,}08 \times (710{,}6 - 30) = 842$ kcal ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου.

Ἤτοι σύνολον $Q = Q_1 + Q_2 = 856 + 842 = 1698$ kcal ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου.

10·9 Καῦσις ἀερίων καυσίμων κατ' ὄγκον.

Αἱ χημικαὶ ἰσότητες τῶν καυσίμων ἀερίων ἰσχύουν καὶ ἐὰν ληφθῇ ὡς βάσις ὄγκος ἀερίου ἀντὶ βάρους. Οὕτω :

α) Δι' ὑδρογόνον (H_2): $2H_2 + O_2 = 2H_2O$ ἢ

$$\mathbf{2\,m^3\,H_2 + 1\,m^3\,O_2 = 2\,m^3\,H_2O} \qquad (133)$$

ἢ 2 Mol $H_2 + 1$ Mol $O_2 = 2$ Mol H_2O.

1 m³ H_2 ἔχει 3055 kcal ἀνωτέραν θερμαντικὴν ἱκανότητα καὶ 2555 kcal κατωτέραν. Χρειάζεται 0,5 m³ O_2 διὰ νὰ καῇ καὶ ἀποδίδει 1 m³ H_2O παράγωγον καύσεως.

β) Διὰ μονοξείδιον τοῦ ἄνθρακος (CO):

$2CO + O_2 = 2CO_2$ ἢ

$$\mathbf{2\,m^3\,CO + 1\,m^3\,O_2 = 2\,m^3\,CO_2} \qquad (134)$$

ἢ 2 Mol CO + 1 Mol $O_2 = 2$ Mol CO_2.

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

1 m^3 CO ἔχει 3040 kcal θερμαντικὴν ἱκανότητα. Χρειάζεται 0,5 m^3 O_2 διὰ νὰ καῆ καὶ ἀποδίδει 1 m^3 CO_2 ὡς παράγωγον καύσεως.

γ) Διὰ μεθάνιον (CH_4) :

$$CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O$$

ἢ $\mathbf{1\,m^3\,CH_4 + 2\,m^3\,O_2 = 1\,m^3\,CO_2 + 2\,m^3\,H_2O}$ (135)

ἢ $1\,Mol\,CH_4 + 2\,Mol\,O_2 = 1\,Mol\,CO_2 + 2\,Mol\,H_2O$

1 m^3 CH_4 ἔχει 9470 kcal ἀνωτέραν θερμαντικὴν ἱκανότητα καὶ 8464 kcal κατωτέραν. Χρειάζεται 2 m^3 O_2 διὰ νὰ καῆ καὶ ἀποδίδει 1 m^3 CO_2 καὶ 2 m^3 H_2O ὡς παράγωγα καύσεως.

δ) Δι' αἰθυλένιον (C_2H_4) :

$$C_2H_4 + 3O_2 = 2CO_2 + 2H_2O$$

ἢ $\mathbf{1\,m^3\,C_2H_4 + 3\,m^3\,O_2 = 2\,m^3\,CO_2 + 2\,m^3\,H_2O}$ (136)

ἢ $1\,Mol\,C_2H_4 + 3\,Mol\,O_2 = 2\,Mol\,CO_2 + 2\,Mol\,H_2O$.

1 m^3 C_2H_4 ἔχει 14890 kcal ἀνωτέραν θερμαντικὴν ἱκανότητα καὶ 13880 kcal κατωτέραν. Χρειάζεται 3 m^3 O_2 διὰ νὰ καῆ καὶ ἀποδίδει 2 m^3 CO_2 καὶ 2 m^3 H_2O ὡς παράγωγα καύσεως.

Αἱ θερμαντικαὶ ἱκανότητες ὡς δίδονται διὰ τὰ ἀνωτέρω καύσιμα ἀέρια ἀνὰ μονάδα ὄγκου λαμβάνονται μὲ βάσιν 1 m^3 εἰς φυσικὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν (0°C καὶ 1 ata).

Παράδειγμα.

Ἡ ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις ἑνὸς φυσικοῦ ἀερίου (εἰς Φ.Θ.Π.) εἶναι 15,1% CO, 43,2% H_2, 23,1% CH_4, 3,4% CO_2, 3,4% C_2H_4 καὶ 11,8% N_2. Μία ἀεριομηχανὴ τὸ χρησιμοποιεῖ ὡς καύσιμον ἀέριον μὲ ἀνάμιξιν μὲ ἀέρα κατὰ 50% περισσότερον τῆς ἀπαιτουμένης θεωρητικῆς ποσότητος.

ΠΙΝΑΞ 10·9

Συστατικὰ (a)	Ὄγκοι ἀνὰ m^3 ἀερίου (b)	Ἀπαιτούμενον O_2 ἀνὰ m^3 συστατικοῦ (c)	Ἀπαιτούμενον O_2 ἀνὰ m^3 ἀερίου στήλη $d = b \times c$	Θερμαντικὴ ἱκανότης ἀνὰ m^3 συστατικοῦ kcal (e)	Θερμαντικὴ ἱκανότης ἀνὰ m^3 ἀερίου στήλη $f = b \times e$
CO	0,151	0,5	0,075	3040	459,04
H_2	0,432	0,5	0,216	3055	1319,76
CH_4	0,231	2	0,462	9470	2187,57
CO_2	0,034	—	—	—	—
C_2H_4	0,034	3	0,102	14890	506,26
N_2	0,118	—	—	—	—
	1,000		0,855 m^3		4472,63

Ζητεῖται : α) Ὁ λόγος ἀέρος-καυσίμου ἀερίου ὡς τοῦτο καίεται. β) Ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης ἀνὰ m^3 μίγματος, ὡς τοῦτο εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον.

Λύσις :

Ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης καὶ τὸ ἀπαιτούμενον O_2 ἀνὰ m^3 ἀερίου εὑρίσκεται ἀπὸ τὸν Πίνακα 10·9, εἰς σελίδα 199.

Ἡ ἀπαιτουμένη θεωρητικὴ ποσότης ἀέρος διὰ τὴν καῦσιν εἶναι :

$$\frac{0{,}855 \times 100}{21} = 4{,}07 \text{ m}^3$$

ἀέρος ἀνὰ m^3 καυσίμου ἀερίου.

Ὁ χορηγούμενος ἀὴρ εἶναι 50% πλέον τῆς θεωρητικῆς ποσότητος, ἤτοι $1{,}5 \times 4{,}07 = 6{,}4$ m^3 ἀνὰ m^3 καυσίμου ἀερίου. Ἑπομένως ἡ ἀναλογία καυσίμου ἀερίου-ἀέρος θὰ εἶναι 1 : 6,12.

Ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης ἀνὰ m^3 μίγματος, ὡς τοῦτο εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον, θὰ εἶναι $\frac{4472{,}63}{1 + 6{,}4} = 604$ kcal.

10·10 Ἀτμολέβητες - Ἀπόδοσις - Ὁρολογία.

Δεδομένου ὅτι ὑπάρχουν διάφοροι τύποι λεβήτων καὶ παρατηρεῖται σχετικὴ ἀτέλεια εἰς ὁμοιόμορφον ὀνοματολογίαν σχετικῶς μὲ τοὺς λέβητας, δίδονται αἱ κάτωθι βασικαὶ ὁρολογίαι, ποὺ βασίζονται ἐπὶ τοῦ American Society of Mechanical Engineers Power Test Code καὶ τοῦ Bureau of Ships Manual.

Ἕνας ἵππος (1 HP) καθορίζεται ὡς θερμαινομένη ἐπιφάνεια 10 ft^2 ἢ ἡ ἀνὰ ὥραν παραγωγὴ 34,5 lb ξηροῦ κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας 212^0 F ἀπὸ τροφοδοτικὸν ὕδωρ τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας 212^0 F. Οὐδεμία σχέσις ὑπάρχει μεταξὺ τῶν HP τῆς μηχανῆς καὶ ἐκείνων τοῦ λέβητος.

Ἱκανότης λέβητος (boiler capacity) εἶναι ἡ θερμότης, ποὺ ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὸ ὕδωρ καὶ τὸν ὑδρατμὸν εἰς BTU ἢ kcal ἀνὰ ὥραν.

Ὁλικὴ θερμαινομένη ἐπιφάνεια εἶναι τὸ τμῆμα ἐκεῖνο τῆς ἐπιφανείας τοῦ λέβητος, ποὺ ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν ἀπὸ τὴν μίαν πλευρὰν μὲ τὰ καυσαέρια (ποὺ θερμαίνουν) καὶ ἀπὸ τὴν ἄλλην πλευρὰν μὲ τὸ ὕδωρ ἢ ὑδρατμὸν (ποὺ θερμαίνονται).

Ἡ θερμαινομένη δηλαδὴ ἐπιφάνεια εἶναι τὸ ἄθροισμα τῆς ἐπιφανείας ἀτμοπαραγωγῆς (generating surface), τῆς ἐπιφανείας ὑπερθερμαντῆρος (superheater surface) καὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ οἰκονομητῆρος (economizer surface). Ἡ θερμαινομένη ἐπιφάνεια μετρεῖται ἐπὶ τῆς πλευρᾶς, ποὺ κυκλοφοροῦν τὰ καυσαέρια.

Ὁλικὸς ὄγκος ἑστίας (total furnace volume) εἶναι ὁ ὄγκος καύσεως τῆς ἑστίας μέχρι τῆς πρώτης σειρᾶς τῶν αὐλῶν τοῦ λέβητος.

Ἡ πραγματικὴ ἐξατμιστικὴ ἱκανότης (actual evaporation) εἶναι ἡ ἀτμοπαραγωγὴ εἰς kg ἢ lb ἀτμοῦ ἀνὰ ὥραν, ἀλλὰ εἶναι βασικὸν νὰ εἶναι γνωστὴ ἡ κατάστασις τοῦ παραγομένου ὑδρατμοῦ διὰ νὰ ἔχῃ αὐτὴ σημασίαν.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Συντελεστὴς ἀτμοποιήσεως (factor of evaporation) εἶναι ὁ λόγος τῆς ἀπορροφουμένης θερμότητος ἀνὰ kg ἢ lb ὑδρατμοῦ διὰ τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ἀτμοποίησιν 1 kg ἢ lb ὕδατος ἀπὸ 100° C ἢ 212° F εἰς ξηρὸν ὑδρατμὸν τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας. Δηλαδὴ διὰ τῆς λανθανούσης θερμότητος εἰς ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, πού, ὡς γνωστόν, εἶναι 539 kcal ἢ 970,4 BTU.

Ἑπομένως ὁ συντελεστὴς ἀτμοποιήσεως Σα θὰ ἰσοῦται μέ:

$$\Sigma_\alpha = \frac{\iota_1 - \rho_2}{539} \text{ (μὲ βάσιν kcal) ἢ } \Sigma_\alpha = \frac{\iota_1 - \rho_2}{970,4} \text{ (μὲ βάσιν BTU)} \quad (137)$$

ὅπου ι_1 εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ παραγομένου ἀτμοῦ ὑπὸ τοῦ ἀτμολέβητος καὶ ρ_2 ἡ περιεχομένη θερμότης εἰς τὸ ὕδωρ τροφοδοτήσεως τοῦ λέβητος.

Διὰ πολλαπλασιασμοῦ τοῦ συντελεστοῦ ἐξατμίσεως ἐπὶ τὴν πραγματικὴν ἐξατμιστικὴν ἱκανότητα ἑνὸς λέβητος λαμβάνομεν τὸ *ἰσοδύναμον ἀτμοποιήσεως*. Τοῦτο μᾶς δίδει ἓν μέτρον συγκρίσεως δι' ὅλους τοὺς ἀτμολέβητας καὶ καθορίζει τὸ ποσὸν τῆς ἀτμοπαραγωγῆς μὲ τὴν αὐτὴν βάσιν, δηλαδὴ ἀπὸ ὕδωρ 100° C ἢ 212° F εἰς ξηρὸν ὑδρατμὸν τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας.

Θερμότης ἑστίας (furnace heat release rate) εἶναι ἡ ἀναπτυσσομένη θερμότης ἀνὰ m^3 ἢ ft^3 ὄγκου ἑστίας. Εὑρίσκεται διὰ διαιρέσεως τοῦ γινομένου καιομένου καυσίμου ἀνὰ ὥραν ἐπὶ τὴν θερμαντικὴν ἱκανότητα τοῦ καυσίμου διὰ τοῦ ὁλικοῦ ὄγκου τῆς ἑστίας εἰς m^3 ἢ ft^3.

Ἀπόδοσις ἀτμολέβητος (boiler efficiency) εἶναι ὁ λόγος τῆς ἀπορροφουμένης θερμότητος ἀπὸ τὸ ὕδωρ καὶ τὸν ὑδρατμὸν εἰς ὡρισμένον χρόνον διὰ τῆς θερμότητος, ἡ ὁποία χορηγεῖται ὑπὸ τοῦ καυσίμου εἰς τὸν λέβητα κατὰ τὸν αὐτὸν χρόνον, ἤτοι:

$$\eta_\lambda = \frac{(\iota_1 - \rho_2)\, B_\alpha}{B_\kappa \cdot \Theta} \quad (138)$$

ὅπου: η_λ εἶναι ἡ ἀπόδοσις τοῦ λέβητος, B_α τὸ βάρος παραγομένου ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὥραν εἰς kg ἢ lb, B_κ τὸ βάρος καιομένου καυσίμου εἰς kg ἢ lb, Θ ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ καυσίμου, ι_1 ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ παραγομένου ὑπὸ τοῦ λέβητος ὑδρατμοῦ καὶ ρ_2 ἡ περιεχομένη θερμότης εἰς τὸ ὕδωρ τροφοδοτήσεως τοῦ λέβητος.

Ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης Θ λαμβάνεται ὡς ἡ ἀνωτάτη εἰς Ἀμερικὴν καὶ ἡ κατωτάτη εἰς Εὐρώπην.

Παράδειγμα.

Λέβης παράγει 100 000 kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὥραν πιέσεως 50 kg/cm² ἀπολύτου καὶ θερμοκρασίας 500° C. Θερμοκρασία τοῦ ὕδατος τροφοδοτήσεως 160° C. Θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου 10 000 kcal ἀνὰ kg.

Κατανάλωσις καυσίμου 9500 kg ἀνὰ ὥραν. Ὄγκος ἑστίας 40 m^3.

Ζητεῖται: α) Ἡ ἱκανότης τοῦ λέβητος εἰς kcal ἀνὰ ὥραν. β) Ὁ συντελεστὴς ἀτμοποιήσεως. γ) Τὸ ἰσοδύναμον ἀτμοποιήσεως εἰς kg ἀνὰ ὥραν. δ) Ἡ θερμότης ἑστίας εἰς kcal ἀνὰ ὥραν ἀνὰ m^3. ε) Ἡ ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν ἀπόδοσις τοῦ λέβητος.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Λύσις :

Ἀπὸ τὸν Πίνακα 3 ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ τοῦ Παραρτήματος λαμβάνομεν : $\iota_1 = 819{,}5$ kcal ἀνὰ kg. Τὸ $\rho_2 = 160$ kcal,

α) Ἱκανότης λέβητος $= 100\,000\,(819{,}5 - 160) = 65\,950\,000$ kcal.

β) Συντελεστὴς ἀτμοποιήσεως $\Sigma_\alpha = \dfrac{819{,}5 - 160}{539} = 1{,}22.$

γ) Ἰσοδύναμον ἀτμοποιήσεως $= 100\,000 \times 1{,}22 = 122\,000$ kg ἀνὰ ὥραν.

δ) Θερμότης ἑστίας $= \dfrac{9500 \times 10\,000}{40} = 2\,375\,000$ kcal/h, m^3.

ε) Ἀπόδοσις λέβητος $= \dfrac{100\,000\,(819{,}5 - 160)}{9500 \times 10\,000} = 0{,}69$ ἢ 69%.

10.11 Θερμικὸν ἰσοζύγιον λέβητος.

Διὰ νὰ τηρῆται ἡ ἀπόδοσις ἑνὸς λέβητος εἰς τὸ ὑψηλότερον δυνατὸν ἐπίπεδον ἀπαιτεῖται μία ἀξιόπιστος μέθοδος ἐλέγχου τῶν διαφόρων μεταβλητῶν, ποὺ ὑπεισέρχονται κατὰ τὴν λειτουργίαν. Τὸ θερμικὸν ἰσοζύγιον τοῦ ἀτμολέβητος ἐξυπηρετεῖ τὸν σκοπὸν αὐτόν.

Δι' ἕνα πετρελαιολέβητα ἀπαιτοῦνται οἱ κάτωθι ἔλεγχοι καὶ μετρήσεις διὰ τὸν καταρτισμὸν τοῦ *θερμικοῦ ἰσοζυγίου* (heat balance).

α) Ὁλικὸν βάρος παραγομένου ὑδρατμοῦ εἰς καθωρισμένον χρόνον.

β) Μέση θερμοκρασία καὶ πίεσις τοῦ παραγομένου ὑδρατμοῦ καὶ μέση θερμοκρασία καὶ πίεσις τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος.

γ) Βάρος τοῦ καταναλωθέντος καυσίμου κατὰ τὴν δοκιμήν.

δ) Χημικὴ ἀνάλυσις τοῦ καυσίμου καὶ θερμαντικὴ ἱκανότης αὐτοῦ.

ε) Μέση ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις τῶν καυσαερίων κατὰ τὴν τελικὴν ἔξοδόν των πρὸς τὴν ἀτμόσφαιραν.

στ) Θερμοκρασία τῶν ἐξερχομένων καυσαερίων.

η) Ἡ σχετικὴ ὑγρασία, ἡ βαρομετρικὴ πίεσις καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος, ποὺ χορηγεῖται διὰ τὴν καῦσιν.

θ) Ἡ θερμοκρασία τοῦ καυσίμου, ὅπως εἰσέρχεται εἰς τοὺς καυστῆρας.

Ὁ πίναξ τοῦ θερμικοῦ ἰσοζυγίου ἑνὸς λέβητος περιλαμβάνει :

α) Θερμότητα, ποὺ ἀπορροφεῖται ἀπὸ ὕδωρ καὶ ὑδρατμὸν ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου· δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$Q = \frac{B_\alpha\,(\iota_1 - \rho_2)}{B_\kappa} \qquad (139)$$

ὅπου : B_α εἶναι ὁ παραγόμενος ὑπὸ τοῦ λέβητος ὑδρατμὸς εἰς kg ἢ lb ἀνὰ ὥραν, ι_1 ἡ ὁλικὴ θερμότης παραγομένου ὑδρατμοῦ, ρ_2 ἡ θερμότης ὕδατος τροφοδοτήσεως καὶ B_κ τὸ βάρος καιομένου πετρελαίου εἰς kg ἢ lb ἀνὰ ὥραν.

β) Θερμότητα ἀπολεσθεῖσαν μὲ τὰ ἀέρια καύσεως. Αὐτὴ δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (131) ἤτοι :

$$Q_1 = B_1 C_p\,(t_2 - t_1) \text{ kcal ἀνὰ kg καυσίμου (ἢ BTU ἀνὰ lb)}$$

ὅπου : B_1 εἶναι τὸ βάρος τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνὰ kg ἢ lb καιομένου

καυσίμου εἰς kg ἢ lb, C_p ἡ μέση εἰδικὴ θερμότης τῶν καυσαερίων $= \frac{K_p}{M}$ (ὅπου M εἶναι τὸ ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος τῶν καυσαερίων, ἡ τιμὴ τῆς C_p δύναται νὰ λαμβάνεται 0,24 μὲ ἱκανοποιητικὴν προσέγγισιν), t_1 ἡ θερμοκρασία τοῦ χορηγουμένου ἀέρος διὰ τὴν καῦσιν °C ἢ °F, t_2 ἡ θερμοκρασία τῶν ἐξερχομένων καυσαερίων °C ἢ °F.

γ) Θερμότητα ἀπολεσθεῖσαν μὲ τοὺς ὑδρατμοὺς λόγω καύσεως τοῦ ὑδρογόνου, ποὺ περιέχεται εἰς τὸ καύσιμον. Δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$Q_2 = 9H_2 (\iota_2 - \rho_3) \qquad (140)$$

ὅπου : H_2 εἶναι τὸ βάρος τοῦ ὑδρογόνου ἀνὰ kg καιομένου καυσίμου, ι_2 ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ πιέσεως 0,07 kg/cm² (1 lb/in²) καὶ θερμοκρασίας ἴσης μὲ τῶν ξηρῶν καυσαερίων (ἰδὲ καὶ σημείωσιν τῆς παραγράφου 10·8), ρ_3 ἡ αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος, ἀντιστοιχοῦσα εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ καυσίμου, ὅταν καταθλίβεται εἰς τοὺς καυστῆρας.

δ) Θερμότητα ἀπολεσθεῖσαν μὲ τοὺς ὑδρατμοὺς λόγω ὑγρασίας ἐντὸς τοῦ καυσίμου. Δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος:

$$Q_3 = \frac{B_\upsilon}{1 - B_\upsilon} (\iota_2 - \rho_3) \qquad (141)$$

ὅπου : B_υ εἶναι τὸ βάρος τῆς ὑγρασίας εἰς kg ἢ lb ἀνὰ kg ἢ lb καυσίμου ὡς τοῦτο παραλαμβάνεται.

Ὁ λόγος $\frac{B_\upsilon}{1 - B_\upsilon}$ = Βάρος ὑγρασίας, ποὺ ἀντιστοιχεῖ ἀνὰ kg *ξηροῦ* καιομένου καυσίμου καὶ ι_2 καὶ ρ_3 ὡς ἀνωτέρω.

ε) Θερμότητα ἀπολεσθεῖσαν μὲ τοὺς ὑδρατμοὺς λόγω ὑγρασίας ἐντὸς τοῦ ἀέρος, ποὺ χορηγεῖται διὰ τὴν καῦσιν. Δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$Q_4 = B_\alpha \cdot B_\upsilon (\iota_2 - \iota_3) \text{ kcal ἀνὰ kg καυσίμου (ἢ BTU ἀνὰ lb)} \qquad (142)$$

ὅπου : B_α εἶναι τὸ βάρος τοῦ ἀέρος, ποὺ χορηγεῖται πραγματικῶς ἀνὰ kg ἢ lb καυσίμου, B_υ τὸ βάρος ὑγρασίας εἰς kg ἢ lb ἀνὰ kg ἢ lb ξηροῦ ἀέρος, ποὺ χορηγεῖται διὰ τὴν καῦσιν, ι_3 ἡ ὁλικὴ θερμότης ξηροῦ ἀτμοῦ, ποὺ ἔχει θερμοκρασίαν ἴσην μὲ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ χορηγουμένου ἀέρος.

Σημείωσις : Κανονικὰ εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν ἐφ' ὅσον $t_\xi > t_\upsilon$ (ἰδὲ παραγρ. 9·5) ὁ ὑδρατμὸς εἶναι ὑπέρθερμος· ἄρα ἡ τιμὴ τοῦ ι_3 εἶναι ἐλαφρῶς μεγαλυτέρα τῆς ἀντιστοίχου τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ. Ἡ διαφορὰ ὅμως αὐτὴ δὲν ἐπηρεάζει τὸν ὑπολογισμόν.

στ) Θερμότητα ἀπολεσθεῖσαν λόγω ἀτελοῦς καύσεως.

Δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$Q_5 = C_\kappa \left(\frac{CO}{CO_2 + CO}\right) 10\,100 \text{ BTU ἀνὰ lb καυσίμου} \qquad (143)$$

$$Q_5 = C_\kappa \left(\frac{CO}{CO_2 + CO}\right) 5660 \text{ kcal ἀνὰ kg καυσίμου} \qquad (144)$$

ὅπου : C_κ εἶναι τὸ βάρος τοῦ C εἰς lb ἢ kg ἀναλόγως ἀνὰ lb ἢ kg καυσίμου. Τὰ CO_2 καὶ CO εἶναι ἡ ὀγκομετρικὴ ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν περιεκτικότης τῶν στοιχείων αὐτῶν εἰς τὰ καυσαέρια (μετρεῖται μὲ τὴν συσκευὴν Orsat),

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

10 100 BTU ἢ 5660 kcal εἶναι ἡ ἀπώλεια θερμότητος ἀνὰ lb ἢ kg ἄνθρακος, ποὺ καίεται ἀτελῶς εἰς CO.

ζ) Θερμότητα ἀπολεσθεῖσαν ἐξ ἀκτινοβολίας ἢ ἄλλων λόγων μὴ δυναμένη νὰ μετρηθῇ.

Δίδεται ἀπὸ τὸν τύπον :

$$Q_6 = \Theta - (Q + Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5) \qquad (145)$$

ὅπου : Θ εἶναι ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ καυσίμου ἀνωτάτη ἢ κατωτάτη ἀναλόγως τῆς συμφωνίας.

Παράδειγμα.

Κατὰ τὰς δοκιμὰς ἑνὸς πετρελαιολέβητος ἐλήφθησαν αἱ κάτωθι μετρήσεις :

1)	Διάρκεια δοκιμῆς	1 h
2)	Παραγωγὴ ὑδρατμοῦ	90 000 kg
3)	Μέση θερμοκρασία ὑδρατμοῦ εἰς ἔξοδον ὑπερθερμαντῆρος	400° C
4)	Πίεσις ὑδρατμοῦ εἰς ἔξοδον ὑπερθερμαντῆρος	40 kg/cm² ἀπολ.
5)	Θερμοκρασία ὕδατος τροφοδοτήσεως	120° C
6)	Πίεσις ὕδατος τροφοδοτήσεως	47 kg/cm² ἀπολ.
7)	Κατανάλωσις καυσίμου	7040 kg
8)	Θερμοκρασία ἐξόδου καυσαερίων	230° C
9)	Θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ ἀέρος καύσεως	28° C
10)	Θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ ἀέρος καύσεως	21° C
11)	Βαρομετρικὴ πίεσις εἰς χῶρον δοκιμῶν	760 mm Hg
12)	Θερμοκρασία καυσίμου, ὅπως χορηγεῖται εἰς καυστῆρας	30° C

13) Ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις καυσαερίων μὲ συσκευὴν Orsat :

$CO_2 = 11{,}34\%$, $CO = 0{,}71\%$, $O_2 = 5{,}06\%$, $N_2 = 82{,}89\%$.

14) Ἡ χημικὴ ἀνάλυσις κατὰ βάρος ἀνὰ kg τοῦ καυσίμου ὡς τοῦτο καίεται εἶναι :

$C = 0{,}8095$, $H_2 = 0{,}1143$, $N_2 = 0{,}0048$, $S = 0{,}0143$

$O_2 = 0{,}0095$, Ὑγρασία $= 0{,}0476$, Τέφρα = μηδέν.

15) Ἡ ἀνωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης (ΛΘΙ) εἶναι 10 850 kcal ἀνὰ kg ξηροῦ καυσίμου.

Ζητεῖται : Τὸ θερμικὸν ἰσοζύγιον τοῦ λέβητος μὲ βάσιν τὴν κατωτέραν θερμαντικὴν ἱκανότητα τοῦ καυσίμου καὶ ἡ ἀπόδοσις τοῦ λέβητος.

Λύσις :

Προεργασία : Τὸ θερμικὸν ἰσοζύγιον καταρτίζεται ἀνὰ kg ξηροῦ καυσίμου. Πρὸς τοῦτο τὴν ἀνάλυσιν (14) τοῦ καυσίμου, ὡς καίεται, τὴν μετατρέπομεν εἰς *ξηρὸν καύσιμον*. Ἕκαστον kg καυσίμου περιέχει 0,047 6 ὑγρασίαν. Διαιροῦντες ἑπομένως ἕκαστον τῶν συστατικῶν διὰ τῆς διαφορᾶς 1 − 0,047 6 μετατρέπομεν τὴν ἀνάλυσιν εἰς *ξηρὰν βάσιν*· π.χ. $\frac{0{,}809\,5}{1 - 0{,}0476} = 0{,}850\,0$ kg C ἀνὰ kg καυσίμου. Οὕτως ἡ ἀνάλυσις (14) λαμβάνει τὴν μορφήν :

$C = 0{,}85$, $H_2 = 0{,}12$, $N_2 = 0{,}005\,0$, $S = 0{,}015\,0$, $O_2 = 0{,}01$. Μετατρέπομεν τώρα τὴν ὀγκομετρικὴν ἀνάλυσιν τῶν καυσαερίων εἰς ἀνάλυσιν βάρους. Μὲ βά-

ΔΡΥΣΗ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

σιν τὸν Πίνακα 10·4 καὶ τὰ δεδομένα τοῦ προβλήματος ἡ κατὰ βάρος ἀνάλυσις τῶν καυσαερίων εὑρίσκεται :

$$CO_2 = 0{,}1662, \quad CO = 0{,}0066, \quad O_2 = 0{,}054, \quad N_2 = 0{,}7732.$$

Καὶ τὸ ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος $M = 30$.

Ἑπομένως C_p τοῦ καυσαερίου θὰ εἶναι :

$$C_p = \frac{K_p}{30} = \frac{6{,}986}{30} \quad \text{ἢ} \quad C_p = 0{,}233.$$

Μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (126) εὑρίσκομεν τὸν θεωρητικὸν ἀέρα καύσεως ἤτοι:

$$\text{Βάρος} = \frac{100}{23}(8 \times 0{,}12 + 2{,}66 \times 0{,}85 + 0{,}0150 - 0{,}01) = 14{,}03 \text{ kg}.$$

Μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (128) εὑρίσκομεν τὸ βάρος τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνὰ kg καυσίμου, ἤτοι :

$$B = \frac{0{,}85}{(0{,}273 \times 0{,}1662) + (0{,}429 \times 0{,}0066)} = 17{,}65 \text{ kg}.$$

Μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (130) εὑρίσκομεν τὸ ἐπὶ πλέον χορηγούμενον βάρος

$$\text{ἀέρος} = \frac{17{,}65\ [0{,}054 - (0{,}571 \times 0{,}0066)] \times 100}{23} = 3{,}92 \text{ kg}$$

Ἑπομένως συνολικῶς χορηγεῖται εἰς τὸ καύσιμον ἀὴρ $= 14{,}03 + 3{,}92 = 17{,}95$ kg.

Μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (118) εὑρίσκομεν τὴν κατωτέραν θερμαντικὴν ἱκανότητα τοῦ καυσίμου, ἤτοι : $K\Theta I = 10\,850 - 590\,(9H + Y)$ ἀνὰ kg ξηροῦ καυσίμου.

Τὸ ὑδρογόνον εἶναι 0,12 καὶ ἡ ὑγρασία ἀνὰ kg ξηροῦ καυσίμου θὰ εἶναι :

$$\frac{0{,}0476}{1 - 0{,}0476} = 0{,}049.$$

Ἑπομένως $K\Theta I = 10\,850 - 590 \times (9 \times 0{,}12 + 0{,}049) = 10\,184$ kcal/kg.

Προχωροῦμεν τώρα εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς διὰ τὸν καταρτισμὸν τοῦ θερμικοῦ ἰσοζυγίου τοῦ λέβητος.

α) Θερμότης ἀπορροφηθεῖσα ἀπὸ ὕδωρ καὶ ὑδρατμὸν ἀνὰ kg καυσίμου (ἰσότης 139).

$$Q = \frac{B_\alpha\,(i_1 - \rho_2)}{B_K}, \quad \text{τὸ} \quad B_\alpha = 90\,000 \text{ kg}, \quad B_K = 7040 \text{ kg},$$

$i_1 = 766{,}8$ (ἀπὸ τοὺς πίνακας), τὸ $\rho_2 = 120$ kcal καὶ

$$Q = \frac{90000 \times (766{,}8 - 120)}{7040} = 8268{,}76 \text{ kcal ἀνὰ kg καυσίμου.}$$

Σημείωσις : Τὸ ρ_2 ἐφ' ὅσον ἀπαιτεῖται ἀπόλυτος ἀκρίβεια (δὲν εἶναι ἀπαραίτητος) εἶναι ἴσον :

$$\rho_2 = 120 + \frac{P \cdot v}{J},$$

ὅπου : P εἶναι ἡ διαφορὰ τῆς πιέσεως τοῦ ὕδατος τροφοδοτήσεως ἀπὸ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν καὶ v ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὕδατος εἰς τὴν ἀντίστοιχον πίεσιν. Εἰς τὸ πρόβλημα $P = 47 - 1 = 46$ kg/cm² καὶ $v = 0{,}0012\,6$ (ἀπὸ τὸν Πίνακα 7 τοῦ Παραρτήματος) ἢ

$$\rho_2 = 120 + \frac{46 \times 10\,000 \times 0{,}0012\,6}{427} = 120 + 1{,}14 = 121{,}14 \text{ kcal}.$$

ΔΡΥΑΔΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

β) Θερμότης ἀπολεσθεῖσα μὲ τὰ ἀέρια καύσεως (Ἰσότης 131).

$$Q_1 = BC_p\,(t_2 - t_1),$$

ὅπου $B = 17,65$ $C_p = 0,233$ $t_2 = 230^0\,C$ $t_1 = 28^0\,C$ ἢ

$$Q_1 = 17,65 \times 0,233 \times (230 - 28) = 830,71 \text{ kcal ἀνὰ kg.}$$

γ) Θερμότης ἀπολεσθεῖσα μὲ ὑδρατμοὺς λόγω τοῦ H_2 τοῦ καυσίμου (Ἰσότης 140) :

$Q_2 = 9H_2(\iota_2 - \rho_3)$ ὅπου $H_2 = 0,12$ τὸ ι_2 διὰ πίεσιν 0,07 kg/cm² εἶναι $\iota_2 = 614,1 + 0,5 \times (230 - 38,6) = 709,8$ kcal/kg καὶ $\rho_3 = 30$ kcal καὶ $Q_2 = 9 \times 0,12 \times (709,8 - 30) = 734,18$ kcal ἀνὰ kg καυσίμου.

δ) Θερμότης ἀπολεσθεῖσα μὲ ὑδρατμοὺς λόγω ὑγρασίας καυσίμου (Ἰσότης 141) ἤτοι $Q_3 = \dfrac{B_\upsilon}{1 - B_\upsilon}\,(\iota_2 - \rho_3)$

$$Q_3 = \frac{0,0476}{1 - 0,0476} \times (709,8 - 30) = 33,9 \text{ kcal ἀνὰ kg καυσίμου.}$$

ε) Θερμότης ἀπολεσθεῖσα μὲ ὑδρατμοὺς λόγω ὑγρασίας ἀέρος (Ἰσότης 142).

$Q_4 = B_\alpha \times B_\upsilon\,(\iota_2 - \iota_3)$ ἐνταῦθα $B_\alpha = 17,95$, $\iota_2 = 709,8$

Τὸ $\iota_3 = 609,5$ kcal ἀνὰ kg (ἀπὸ τοὺς Πίνακας τοῦ Παραρτήματος) τὸ B_α διὰ τὸν ἀέρα $t_\xi = 28^0\,C$ καὶ $t_\upsilon = 21^0\,C$ εὑρίσκεται ἀπὸ τὸ ψυχρομετρικὸν διάγραμμα ὅτι εἶναι $B_\upsilon = 0,0134$ kg ἀνὰ kg ξηροῦ ἀέρος.

Ἑπομένως :

$$Q_4 = 17,95 \times 0,0134 \times (709,8 - 609) = 24,05 \text{ kcal ἀνὰ kg καυσίμου.}$$

στ) Θερμότης ἀπολεσθεῖσα λόγω ἀτελοῦς καύσεως (Ἰσότης 144).

$$Q_5 = 0,85 \times \left(\frac{0,71}{11,34 + 0,71)}\right) \times 5660 = 283,4 \text{ kcal ἀνὰ kg καυσίμου.}$$

(Συνεχίζεται εἰς σελίδα 207)

ΠΙΝΑΞ 10·11 ΘΕΡΜΙΚΟΥ ΙΣΟΖΥΓΙΟΥ ΤΟΥ ΛΕΒΗΤΟΣ

α/α	Ἀνάλυσις	ἀνὰ kcal καυσίμου	Ἐπὶ τοῖς %
1	Κέρδος ἀπὸ ὕδωρ καὶ ὑδρατμὸν	8268,76	81,10
2	Ἀπώλεια λόγω ξηρῶν καυσαερίων	830,71	8,20
3	Ἀπώλεια λόγω ὑδρατμῶν ὑδρογόνου καυσίμου	734,18	7,30
4	Ἀπώλεια λόγω ὑγρασίας καυσίμου	33,9	0,30
5	Ἀπώλεια λόγω ὑγρασίας ἀέρος καύσεως	24,05	0,21
6	Ἀπώλεια λόγω ἀτελοῦς καύσεως	283,40	2,80
7	Ἀπώλεια ἐξ ἀκτινοβολίας κ.λπ.	9,00	0,09
8	Κατωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου	10 184	100%

Ἡ ἀπόδοσις τοῦ λέβητος εἶναι 81,1% ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸν ἀνωτέρω πίνακα.

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ζ) Θερμότης ἀπολεσθεῖσα ἐξ ἀκτινοβολίας κ.λπ. (Ἰσότης 144).

$Q_6 = 10\,184 - (8268{,}76 + 830{,}71 + 734{,}18 + 33{,}9 + 24{,}05 + 283{,}4) =$
$= 9$ kcal ἀνὰ kg.

Καταρτίζεται τώρα ὁ Πίναξ 10·11 θερμικοῦ ἰσοζυγίου, ὡς οὗτος ἐμφαίνηται εἰς σελίδα 206 (ἐτοποθετήθη οὕτω λόγω χώρου).

10·12 Ἀσκήσεις.

1) Ἡ ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις κατ' ὄγκον εἰς καυσαέρια ἑνὸς ἀτμολέβητος ἐλήφθη μὲ συσκευὴν Orsat ὡς κάτωθι: 10,5% CO_2, 1% CO, 8% O_2, 80,5% N_2. Ἡ ἀνάλυσις τοῦ καυσίμου ὅπως καίεται εἶναι:

82% C, 4,2% H_2, 4,8% O_2, 9% ἄλλαι οὐσίαι μὴ καύσιμοι.

Τὰ καυσαέρια ἐξερχόμενα τῆς καπνοδόχου ἔχουν θερμοκρασίαν 340° C, ὁ χορηγούμενος ἀὴρ καύσεως 40° C, καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ καυσίμου εἰς καυστῆρας 50° C.

Ζητεῖται: α) Ἡ ἀπαγομένη θερμότης μὲ τὰ καυσαέρια. β) Ἡ ἀπαγομένη θερμότης μὲ τὸν ἐπὶ πλέον τῆς θεωρητικῆς χορηγούμενον ἀέρα. γ) Ἡ ἀπώλεια θερμότητος λόγω ἀτελοῦς καύσεως.

(*Ἀπ.*: $\alpha = 1483$ kcal, $\beta = 461$ kcal, $\gamma = 404$ kcal)

2) Ἡ ἀνάλυσις καυσίμου κατὰ βάρος εἶναι 85,5% C, 11,9% H_2, 1,6% O_2 καὶ 1% ἀκαθαρσίαι. Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν περιεκτικότης CO_2 εἰς τὰ καυσαέρια: α) Ἐὰν ἡ χορηγουμένη ποσότης ἀέρος διὰ τὴν καῦσιν εἶναι ἡ θεωρητική. β) Ἐὰν χορηγῆται ἐπὶ πλέον ἀὴρ 25% ἢ 50% ἢ 75%.

(*Ἀπ.*: $\alpha = 20{,}94\%$ $\beta = 16{,}97\%$ 14,28% 12,31%),

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 11

ΚΥΚΛΟΙ ΜΗΧΑΝΩΝ ΥΔΡΑΤΜΟΥ

11·1 Γενικά.

Δύο κατηγορίαι μηχανῶν ὑδρατμοῦ χρησιμοποιοῦνται εἰς τὰ πλοῖα εἴτε ὡς προωστήριοι εἴτε διὰ τὴν κίνησιν βοηθητικῶν μηχανημάτων. Αὐταὶ εἶναι: Αἱ *παλινδρομικαὶ* καὶ οἱ *στρόβιλοι*.

Κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη ἡ παλινδρομικὴ μηχανὴ ἐξετοπίσθη ὑπὸ τοῦ στροβίλου εἰς πολλὰς ἐφαρμογάς, εἰς τὰς ὁποίας ἀπαιτεῖται ὑψηλὴ ἰσχύς.

Ὁ ἀτμοστρόβιλος εἰς μεγάλας ἱπποδυνάμεις ἔχει μεγαλυτέραν ἀπόδοσιν, εἶναι μικρότερος εἰς μέγεθος, ἐλαφρότερος καὶ ἀπαιτεῖ ὀλιγωτέραν παρακολούθησιν.

Εἰς ἐφαρμογὰς ὅμως, ὅπου ἀπαιτεῖται μεγάλη εὐκαμψία εἰς ἀλλαγὰς ταχύτητος καὶ πλήρης ἰσχὺς εἰς τὴν κίνησιν τοῦ *ἀνάποδα* (π.χ. εἰς Ρυμουλκά), ἡ παλινδρομικὴ μηχανὴ εἶναι ἰδανική.

Ὁ κύκλος λειτουργίας τῆς ἀτμομηχανῆς (παλινδρομικῆς ἢ στροβίλου) εἶναι ὁ τοῦ Rankine.

11·2 Βασικὰ ἐξαρτήματα διὰ πραγματοποίησιν τοῦ κύκλου Rankine.

Τὰ ἀπαραίτητα ἐξαρτήματα διὰ τὴν πραγματοποίησιν τοῦ κύκλου ὑδρατμοῦ Rankine ἐμφανίζονται εἰς τὸ σχῆμα 11·2. Εἰς τὴν θέσιν τοῦ ἀτμοστροβίλου δύναται νὰ τοποθετηθῇ παλινδρομικὴ μηχανή.

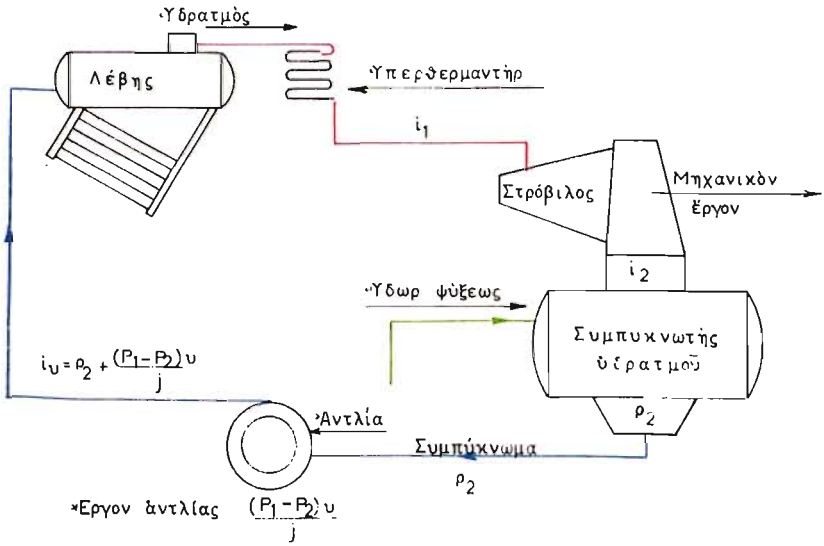
Ἡ τροφοδοτικὴ ἀντλία ἀναρροφεῖ ὕδωρ ἀπὸ τὸν συμπυκνωτήν, ἀναβιβάζει τὴν πίεσίν του ἀδιαβατικῶς καὶ τὸ καταθλίβει εἰς τὸν λέβητα. Ἐντὸς τοῦ λέβητος χορηγεῖται θερμότης εἰς τὸ ὕδωρ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ἕως ὅτου τὸ ὕδωρ ἀτμοποιηθῇ εἰς ὑπέρθερμον ὑδρατμόν. Ὁ ὑδρατμὸς ὁδηγεῖται ἐν συνεχείᾳ εἰς τὴν μηχανὴν (παλινδρομικὴν ἢ στρόβιλον), ἐντὸς τῆς ὁποίας ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς, μέχρις ὅτου ἡ τελικὴ πίεσίς του φθάση ἐκείνην τοῦ συμπυκνωτοῦ.

Ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ ὁ ὑδρατμὸς ἀποβάλλει θερμότητα καὶ μετατρέπεται εἰς τὴν ἔξοδον τοῦ συμπυκνωτοῦ εἰς ὕδωρ καταστά-

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΙΟΥ 1954

σεως κορεσμοῦ. Ἐν συνεχείᾳ τῇ βοηθείᾳ τῆς ἀντλίας, καταθλίβεται ἐκ νέου εἰς τὸν λέβητα.

Εἰς τὸ σχῆμα 11·2 παρατηροῦμεν ὅτι τὸ συμπύκνωμα εἰς



Σχ. 11·2.

κατάστασιν κορεσμοῦ καὶ αἰσθητὴν θερμότητα ρ_2 ἀναρροφεῖται ἀπὸ τὴν ἀντλίαν, συμπιέζεται ἐν συνεχείᾳ καὶ ἡ πίεσίς του ἀνέρχεται εἰς ἐκείνην τοῦ λέβητος P_1.

Τὸ ἔργον τῆς ἀντλίας εἶναι:

$$W = \frac{(P_1 - P_2)\,U}{J} \qquad (146)$$

ὅπου: U εἶναι ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὕδατος ὑπὸ τὴν πίεσιν τοῦ λέβητος, P_1 ἡ πίεσις τοῦ λέβητος καὶ P_2 ἡ πίεσις τοῦ συμπυκνωτοῦ.

Εἰς τὴν ἐξαγωγὴν τῆς ἀντλίας τὸ θερμικὸν περιεχόμενον τοῦ ὕδατος i_U εἶναι:

$$i_U = \rho_2 + \frac{(P_1 - P_2)\,U}{J} \qquad (147)$$

Κατὰ τὴν εἴσοδόν του δηλαδὴ εἰς τὸν λέβητα τὸ ὕδωρ ἔχει ὁλικὴν θερμότητα ἴσην μὲ τὸ ἄθροισμα τῆς αἰσθητῆς θερμότητός του σὺν τὸ ἔργον ἀντλίας.

Ἀπὸ τὸ θεωρητικὸν ἔργον τὸ παραγόμενον ὑπὸ τοῦ ἀτμοῦ κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν εἰς τὴν μηχανήν, πρέπει νὰ ἀφαιρῆται

τὸ ἔργον τῆς ἀντλίας, διὰ νὰ ὑπολογισθῆ τὸ ἔργον τοῦ κύκλου. Τὸ ἔργον αὐτὸ τῆς ἀντλίας εἶναι συνήθως πολὺ μικρὸν καὶ δύναται κατὰ κανόνα νὰ παραλειφθῆ τόσον κατὰ τὸν ὑπολογισμὸν τοῦ θεωρητικοῦ ἔργου τοῦ κύκλου ὅσον καὶ κατὰ τὸν ὑπολογισμὸν τοῦ θερμικοῦ περιεχομένου τοῦ ὕδατος, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὸν λέβητα. Τὸ θερμικὸν περιεχόμενον τοῦ ὕδατος λαμβάνεται ἴσον μὲ τὴν αἰσθητὴν θερμότητα ρ_2.

Εἰς ἐγκαταστάσεις ὅμως λίαν ὑψηλῶν πιέσεων, ἰδίως ὅταν ὁ λέβης ἐργάζεται ὑπὸ πιέσεις, ποὺ πλησιάζουν τὴν κριτικήν, τὸ ἔργον τῆς ἀντλίας πρέπει νὰ ὑπολογίζεται, διότι ἀποκτᾶ τιμήν, τὸ μέγεθος τῆς ὁποίας εἶναι κλάσμα τοῦ ἔργου τῆς μηχανῆς ὑπολογίσιμον.

11·3 Παράστασις κύκλου Rankine εἰς ἄξονας T-S καὶ P-υ.

Θερμικὴ ἀπόδοσις.

Ὁ κύκλος Rankine εἰς διάγραμμα T-S καὶ P-υ παρίσταται ὡς εἰς τὸ σχῆμα 11·3.

Ὁ κύκλος ἀρχίζει ἀπὸ τὸ σημεῖον 3, τὸ ὁποῖον παριστᾶ τὸ ὕδωρ τοῦ συμπυκνωτοῦ εἰς τὴν χαμηλὴν πίεσιν P_2 καὶ εἰς τὴν ἀντίστοιχον χαμηλὴν θερμοκρασίαν T_2. Ἡ πίεσις τοῦ ὑγροῦ ἀνέρχεται εἰς τὴν ὑψηλὴν πίεσιν P_1 (τοῦ λέβητος) δι' ἀδιαβατικῆς συμπιέσεως αὐτοῦ ὑπὸ τῆς ἀντλίας κατὰ τὴν 3-4'.

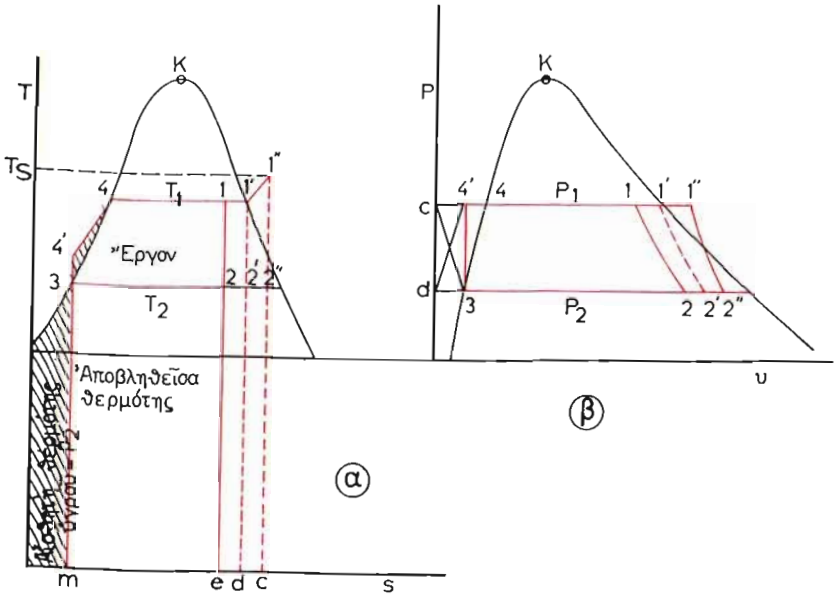
Παρατηροῦμεν ὅτι ἀποτέλεσμα τῆς συμπιέσεως αὐτῆς εἶναι ἡ μικρὰ αὔξησις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὕδατος (3-4' εἰς T-S), ἐνῶ ὁ ὄγκος παραμένει πρακτικὰ σταθερὸς (3-4' εἰς διάγραμμα P-υ).

Τὸ ἔργον τῆς ἀντλίας παρίσταται ὑπὸ τῆς ἐπιφανείας 3-4', c-d, εἰς τὸ διάγραμμα P-υ (ἡ ἐπιφάνεια αὐτὴ εἰς τὸ σχῆμα παρίσταται ἐν μεγεθύνσει διὰ λόγους καλυτέρας παραστάσεως). Τὸ ἐμβαδόν της εἶναι $(P_1 - P_2) \cdot \upsilon$.

Ἀπὸ τὸ σημεῖον 4' ἕως τὸ 4 τὸ ὕδωρ λαμβάνει αἰσθητὴν θερμότητα ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν P_1 τοῦ λέβητος καὶ ἐν συνεχείᾳ λανθάνουσαν θερμότητα καὶ ἀτμοποιεῖται (ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν) εἰς ὑγρὸν ἀτμὸν (σημεῖον 1) ἢ ξηρὸν ὑδρατμὸν (σημεῖον 1') ἢ τοῦ χορηγεῖται ἐπὶ πλέον θερμότης ὑπερθερμάνσεως καὶ ὑπερθερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν P_1 μέχρι θερμοκρασίας T_s (σημεῖον 1'').

Ἀπὸ τὰ σημεῖα 1 ἢ 1′ ἢ 1″ ὁ ὑδρατμὸς ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς (ἐντὸς τῆς μηχανῆς), μέχρι τῶν σημείων 2 ἢ 2′ ἢ 2″

Τέλος ὁ ὑδρατμὸς ἀπὸ τὰ σημεῖα 2 ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν P_2



Σχ. 11·3.

καὶ θερμοκρασίαν T_2 ἀποβάλλει ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ τὴν λανθάνουσαν θερμότητά του καὶ ὑγροποιεῖται (σημεῖον 3).

Ἀπόδοσις τοῦ κύκλου.

Ἡ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου αὐτοῦ εὑρίσκεται ἐπίσης ἐκ τῆς σχέσεως: $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}$.

Ἡ ἀποβληθεῖσα θερμότης ἰσοῦται πρὸς τὴν λανθάνουσαν θερμότητα ἀπὸ 2 ἕως 3 ἢ $H_2 = \chi_2 \lambda_2$ (ἐπιφάνεια 2-e-m-3 εἰς τὸ διάγρ. T-S).

Τὸ ὕδωρ εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ λέβητος μὲ θερμότητα ρ_3 ($\rho_2 = \rho_3$) (δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν τὸ ἔργον τῆς ἀντλίας) καὶ μετατρέπεται εἰς ὑδρατμὸν ὁλικῆς θερμότητος ι_1.

Ἑπομένως ἡ χορηγηθεῖσα θερμότης $H_1 = \iota_1 - \rho_2$ (ἐπιφάνεια 1-e-m-3-4) καὶ ἡ ἀπόδοσις $\eta_\theta = \frac{\iota_1 - \rho_2 - \chi_2 \lambda_2}{\iota_1 - \rho_2}$ ἢ

$$\eta_\theta = \frac{\iota_1 - \iota_2}{\iota_1 - \rho_2} \qquad (148)$$

ὅπου: ι_1 εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης ἀτμοῦ, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὴν μηχανήν, ι_2 ἡ ὁλικὴ θερμότης ἀτμοῦ, ὅταν ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν μηχανήν, ρ_2 ἡ αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς τὴν πίεσιν P_2 τοῦ συμπυκνωτοῦ.

Ὁ ἀριθμητὴς τοῦ κλάσματος τῆς ἰσότητος (148), ἤτοι $(\iota_1 - \iota_2)$ παριστᾶ, ὡς γνωστόν, τὸ παραγόμενον ἔργον.

Ἑπομένως τὸ ἔργον τοῦ κύκλου Rankine ἰσοῦται μὲ τὴν ὁλικὴν θερμικὴν πτῶσιν κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν ἀπὸ τὸ σημεῖον 1 εἰς τὸ σημεῖον 2.

11·4 Παράστασις κύκλου Rankine εἰς διάγραμμα Mollier.

Ὁ τυπικὸς κύκλος Rankine εἰς τὸ διάγραμμα Mollier (ι-S) ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 11·4 καὶ εἶναι ὁ 1-2-3-4.

Ἀπὸ 3 ἕως 4 ἐντὸς τοῦ λέβητος τὸ ὕδωρ ἀπορροφεῖ αἰσθητὴν θερμότητα, ὥστε τοῦτο νὰ ἀποκτήσῃ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ βρασμοῦ t_1 ἀντίστοιχον μὲ τὴν πίεσιν P_1 τοῦ λέβητος. Ἀπὸ τὸ σημεῖον 4 ἀρχίζει ἡ ἀτμοποίησις καὶ ἕως τὸ σημεῖον 1' ἀπορροφεῖ τὸ ὕδωρ ὅλην τὴν λανθάνουσαν θερμότητα καὶ μετατρέπεται εἰς ξηρὸν ὑδρατμόν.

Ἀπὸ τὸ 1' ἕως 1 χορηγεῖται εἰς τὸν ἀτμὸν ἡ θερμότης ὑπερθερμάνσεως ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν P_1.

Μὲ ὁλικὴν θερμότητα ι_1 ἀντίστοιχον τοῦ σημείου 1 ὁ ὑδρατμὸς εἰσέρχεται εἰς τὴν μηχανὴν καὶ ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς κατὰ τὴν 1-2 μέχρι τῆς τελικῆς πιέσεως P_2.

Ἀπὸ τὸ σημεῖον 2 ἕως 3 ὁ ὑδρατμὸς ἀποβάλλει τὴν λανθάνουσαν θερμότητά του ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ καὶ ὑγροποιεῖται.

Τὸ παραγόμενον ἔργον τοῦ κύκλου εἶναι ἡ θερμικὴ πτῶσις $\iota_1 - \iota_2$, ἡ ὁποία ἀναγινώσκεται ἀπ' εὐθείας ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῆς ὁλικῆς θερμότητος ι.

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα ἀναγινώσκονται ἐπίσης:

α) Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὴν ἐξαγωγὴν (σημεῖον 2).

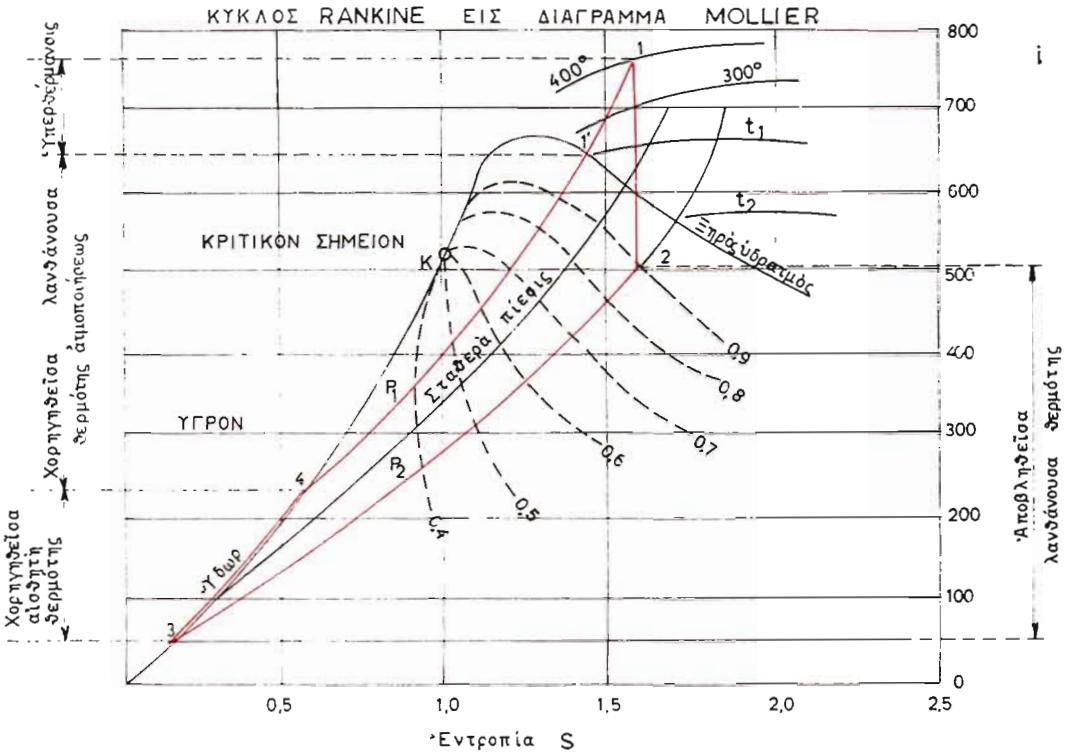
β) Ἡ θερμοκρασία ὑδρατμοῦ ἐξαγωγῆς t_2, ἡ ὁποία θὰ εἶναι ἀντίστοιχος τοῦ P_2.

γ) Τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ ἀπορροφεῖ τὸ ὕδωρ διὰ νὰ ἀτμοποιηθῇ ἢ ποὺ ἀποβάλλει διὰ νὰ συμπυκνωθῇ.

Παράδειγμα.

Εἰς ἕνα τυπικὸν κύκλον Rankine, ὁ ὁποῖος ἐργάζεται μὲ ὑδρατμὸν πιέσεως 40 kg/cm², μὲ θερμοκρασίαν 400° C (ἀπὸ τὸν λέβητα) καὶ μὲ πίεσιν 0,05 kg/cm² εἰς τὸν συμπυκνωτήν, νὰ εὑρεθῇ: α) Τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος. β) Τὸ ἀποβαλλόμενον ποσὸν θερμότητος. γ) Τὸ παραγόμενον ἔργον. δ) Ἡ θερμικὴ

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954


ΚΥΚΛΟΣ RANKINE ΕΙΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ MOLLIER
ΚΡΙΤΙΚΟΝ ΣΗΜΕΙΟΝ
ΥΓΡΟΝ
Σταθερά πίεσις
Ξηρός ύδρατμός
400°
300°
t1
t2
K
1
2
3
4
1'
P1
P2
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
Υγρό
Χορηγηδείσα αιοδητή θερμότης
Χορηγηδείσα λανθάνουσα θερμότης ατμοποιήσεως
Χορηγηδείσα λανθάνουσα θερμότης
Αποβληθείσα λανθάνουσα θερμότης
i
800
700
600
500
400
300
200
100
0
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5
Εντροπία S

Σχ. 11·4.

ἀπόδοσις. ε) Τὸ ἔργον τῆς ἀντλίας. στ) Ἡ μέση θερμοκρασία, κατὰ τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ἡ θερμότης. η) Ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια.

Λύσις :

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα Mollier ἢ τοὺς πίνακας ὑδρατμοῦ (ἰδὲ Παράρτημα) λάμβάνομεν τὰς κάτωθι τιμάς : $\iota_1 = 766{,}8$ kcal, $\iota_2 = 492$ kcal, $\rho_2 = 32{,}5$.

Ἐντροπία ἀτμοῦ $S_\alpha = 1{,}6175$, Ἐντροπία ὕδατος $S_\upsilon = 0{,}1123$ (ἀπὸ τὸν Πίνακα 7 τοῦ Παραρτήματος δι' ἀναγωγῆς εἰς $t = 32{,}5\,^0$C ὕδατος).

α) Τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος $H_1 = \iota_1 - \rho_2 = 766{,}8 - 32{,}5 = 734{,}3$ kcal/kg.

β) Τὸ ἀποβαλλόμενον ποσὸν θερμότητος $H_2 = \iota_2 - \rho_2 = 492 - 32{,}5 = 459{,}5$ kcal/kg.

γ) Τὸ παραγόμενον ἔργον $\iota_1 - \iota_2 = 766{,}8 - 492 = 274{,}8$ kcal/kg

ἢ $H_1 - H_2 = 734{,}3 - 459{,}5 = 274{,}8$ kcal/kg.

δ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις $= \dfrac{\iota_1 - \iota_2}{\iota_1 - \rho_2} = \dfrac{766{,}8 - 492}{766{,}8 - 32{,}5} = 0{,}37$ ἢ 37 %

ἢ $= \dfrac{H_1 - H_2}{H_1} = \dfrac{734{,}3 - 459{,}5}{734{,}3} = 0{,}37.$

ε) Τὸ ἔργον ἀντλίας ἐκ τῆς ἰσότητος (147) εἶναι $W = \dfrac{(P_1 - P_2)\,\upsilon}{J}$ εἰς kcal ἀνὰ kg, ὅπου $P_1 = 40$ kg/cm², $P_2 = 0{,}05$ kg/cm² καὶ υ ὁ εἰδικὸς ὄγκος ὕδατος εἰς θερμοκρασίαν τροφοδοτήσεως 32,5°C καὶ $\upsilon = 0{,}001$ m³/kg (ἀπὸ τὸν Πίνακα 7)

ἢ $W = \dfrac{(40 - 0{,}05)\ 10\,000 \times 0{,}001}{427} = 0{,}9$ kcal/kg.

στ) Ἡ μέση θερμοκρασία T, κατὰ τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ἡ θερμότης, εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (84) $(S_\alpha - S_\upsilon) \cdot T = H_1$

καὶ $T = \dfrac{H_1}{S_\alpha - S_\upsilon} = \dfrac{734{,}3}{1{,}6175 - 0{,}1123} = 489{,}5^0$ K

ἢ $t = 489{,}5 - 273 = 216{,}5^0$ C.

ζ) Μὲ θερμοκρασίαν περιβάλλοντος 15° C ἡ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια θὰ ἰσοῦται μὲ $(S_\alpha - S_\upsilon) \cdot T_2 = (1{,}6175 - 0{,}1123) \times 288 = 433{,}44$ kcal ἀνὰ kg (ἰδὲ παράγρ. 7·5).

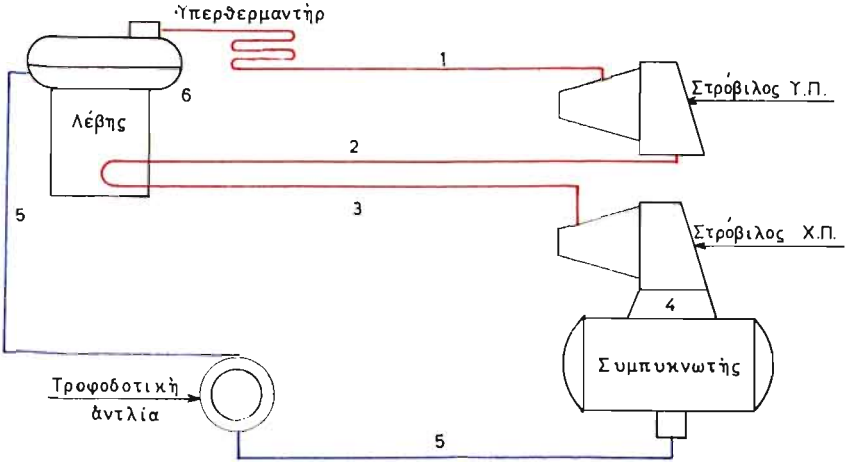
11·5 Κύκλος Rankine μὲ ἀναθέρμανσιν.

Ὁ τυπικὸς κύκλος Rankine, ὡς περιεγράφη εἰς προηγουμένας παραγράφους, εἶναι δυνατὸν νὰ ὑποστῇ τροποποιήσεις καὶ νὰ μετατραπῇ π.χ. εἰς *κύκλον Rankine μὲ ἀναθέρμανσιν*. Εἰς τὸν κύκλον αὐτὸν ὁ ὑδρατμὸς λαμβάνεται ἀπὸ μίαν ἐπιθυμητὴ διαβάθμισιν ἑνὸς ἀτμοστροβίλου (συνήθως ὅταν ἡ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ξηροῦ) καὶ ὁδηγεῖται ἐκ νέου εἰς τὸν λέβητα, ἀναθερμαίνεται καὶ καθίσταται πάλιν ὑπέρθερμος.

Μία διάταξις τοῦ εἴδους αὐτοῦ δι' ἀναθέρμανσιν τοῦ ὑδρατμοῦ ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 11·5.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ὁ ὑδρατμὸς ὑψηλῆς πιέσεως, ὑπέρθερμος, εἰσέρχεται εἰς τὸν στρόβιλον ὑψηλῆς πιέσεως (σημεῖον 1), ἐκτονοῦται καὶ ἐξερχόμενος ἀπὸ αὐτὸν ὁδηγεῖται πάλιν εἰς τὸν λέβητα (σημεῖον 2), ὅπου ὑπερ-



Σχ. 11·5.

θερμαίνεται ἐκ νέου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Ὁδηγεῖται ἐν συνεχείᾳ εἰς τὸν στρόβιλον χαμηλῆς πιέσεως (σημεῖον 3) καὶ συμπληρώνει τὴν ἐκτόνωσίν του μέχρι τῆς τελικῆς πιέσεως (σημεῖον 4). Τέλος ὁ ὑδρατμὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν συμπυκνωτήν, ὑγροποιεῖται καὶ ὁδηγεῖται μέσω τῆς ἀντλίας τροφοδοτήσεως εἰς τὸν λέβητα (σημεῖον 5). Τὸ ὕδωρ ἀπορροφεῖ κατ' ἀρχὰς ἐντὸς τοῦ λέβητος αἰσθητὴν θερμότητα καὶ ἡ θερμοκρασία του ἀνέρχεται εἰς ἐκείνην τοῦ βρασμοῦ (σημεῖον 6)· ἐν συνεχείᾳ ἀτμοποιεῖται, εἰσέρχεται εἰς τὸν ὑπερθερμαντῆρα καὶ ἐκεῖθεν ὁδηγεῖται ἐκ νέου εἰς τὸν στρόβιλον Υ.Π.

Τὰ ἀποτελέσματα τῆς ἀναθερμάνσεως τοῦ ἀτμοῦ εἶναι :

α) Αὔξησις τοῦ παραγομένου ἔργου ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ.

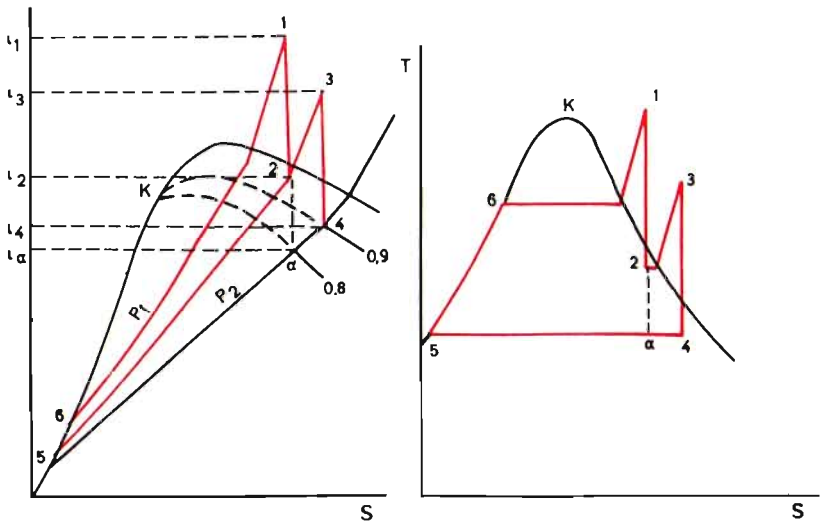
β) Ὁ ὑδρατμὸς ἔχει ὑψηλὸν βαθμὸν ξηρότητος εἰς τὰς τελευταίας διαβαθμίσεις τοῦ στροβίλου Χ.Π. καὶ οὕτως ἀποφεύγονται αἱ μηχανικαὶ διαβρώσεις ἀπὸ τὰ ἐν αἰωρήσει σταγονίδια ὕδατος τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

γ) Ἐλαττοῦνται αἱ ἀπώλειαι λόγω τριβῶν τοῦ ὑδρατμοῦ, αἱ ὁποῖαι εἶναι τόσον μεγαλύτεραι, ὅσον ὁ ὑδρατμὸς εἶναι ὑγρότερος.

δ) Μικρὰ βελτίωσις τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως (περίπου 1%), ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν βαθμὸν τῆς ἀναθερμάνσεως εἰς τὴν πίεσιν, ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἐκτελεῖται ἡ ἀναθέρμανοις.

11·6 Ἀναθερμαινόμενος κύκλος Rankine εἰς διάγραμμα ι-S καὶ T-S.

Εἰς τὸ σχῆμα 11·6α παρίσταται ὁ ἀναθερμαινόμενος κύκλος Rankine εἰς ἄξονας ι-S καὶ T-S.



Σχ. 11·6α.

Τὰ σημεῖα 1, 2, 3 κ.λπ. ἀντιστοιχοῦν μὲ ἐκεῖνα τοῦ σχήματος 11·5. Ἡ ἀλλαγὴ 5-6 εἶναι ἡ θέρμανσις τοῦ ὕδατος ἐντὸς τοῦ λέβητος πρὸς ἀπόκτησιν τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ εἰς τὴν πίεσιν τοῦ λέβητος. Ἡ ἀλλαγὴ 6-1 εἶναι ἡ ἀτμοποίησις καὶ ὑπερθέρμανσις, ἡ 1-2 ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις ἐντὸς τοῦ στροβίλου Υ.Π. Ἡ ἀλλαγὴ 2-3 εἶναι ἡ ἀναθέρμανσις καὶ ἐκ νέου ὑπερθέρμανσις τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ λέβητος. Ἡ ἀλλαγὴ 3-4 εἶναι ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ στροβίλου τῆς Χ.Π. καὶ τέλος ἡ ἀλλαγὴ 4-5 ἡ συμπύκνωσις τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ (δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν τὸ ἔργον τῆς ἀντλίας).

Θερμική ἀπόδοσις.

Ἡ θερμική ἀπόδοσις εἶναι: $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}$.

Ἡ χορηγουμένη θερμότης θὰ εἶναι τὸ ἄθροισμα τῆς θερμότητος, ποὺ χορηγεῖται εἰς τὸ ὕδωρ ἐντὸς τοῦ λέβητος, καὶ τοῦ ὑπερθερμαντῆρος καὶ τῆς θερμότητος ἀναθερμάνσεως, δηλαδή:

$$H_1 = (\iota_1 - \rho_5) + (\iota_3 - \iota_2).$$

Ἡ ἀποβληθεῖσα θερμότης $H_2 = \iota_4 - \rho_5$. Ἑπομένως:

$$\eta_\theta = \frac{(\iota_1 - \rho_5) + (\iota_3 - \iota_2) - (\iota_4 - \rho_5)}{(\iota_1 - \rho_5) + (\iota_3 - \iota_2)} \quad \text{καὶ}$$

$$\eta_\theta = \frac{(\iota_1 - \iota_2) + (\iota_3 - \iota_4)}{(\iota_1 - \rho_5) + (\iota_3 - \iota_2)} \tag{149}$$

Ὁ ἀριθμητὴς κλάσματος, δηλαδὴ τὸ ἄθροισμα τῶν θερμικῶν πτώσεων τοῦ ἀτμοῦ πρὸ καὶ μετὰ τὴν ἀναθέρμανσιν, μᾶς δίδει τὸ παραγόμενον ἔργον, ἤτοι:

$$W = (\iota_1 - \iota_2) + (\iota_3 - \iota_4) \tag{150}$$

Σύγκρισις μὲ τυπικὸν κύκλον Rankine.

Μὲ τυπικὸν κύκλον ἄνευ ἀναθερμάνσεως ἡ ἐκτόνωσις ἐντὸς τοῦ στροβίλου θὰ ἦτο ἡ 1-α (σχ. 11·6α). Ὁ ὑδρατμὸς εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως (σημεῖον α) εἶναι ὑγρότερος ἀπὸ τὸν κύκλον μὲ ἀναθέρμανσιν (σημεῖον 4).

Τὸ παραγόμενον ἔργον εἰς τὸν τυπικὸν κύκλον εἶναι $W = \iota_1 - \iota_\alpha$ καὶ εἶναι μικρότερον ἐκείνου τῆς ἰσότητος (150), ὡς ἐμφαίνεται καὶ εἰς τὸ σχῆμα 11·6α.

Τέλος ἡ ἀπόδοσις τοῦ τυπικοῦ κύκλου θὰ εἶναι ὡς ἡ ἰσότης (148), ἤτοι $\eta_\theta = \frac{\iota_1 - \iota_\alpha}{\iota_1 - \rho_5}$ (ρ_5 εἶναι ἡ αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν πίεσιν P_2 τοῦ συμπυκνωτοῦ).

Παράδειγμα.

Εἰς ἀναθερμαινόμενον ἰδανικὸν κύκλον Rankine ὁ ὑδρατμὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν στρόβιλον μὲ πίεσιν 50 kg/cm² καὶ θερμοκρασίαν 450°C. Μετὰ τὴν ἐκτόνωσίν του ἐντὸς τοῦ στροβίλου μέχρι πιέσεως 5 kg/cm² ὁ ὑδρατμὸς ὁδηγεῖται ἐκ νέου εἰς τὸν λέβητα καὶ ἀναθερμαίνεται μέχρι θερμοκρασίας 350°C. Ἡ πίεσις τοῦ συμπυκνωτοῦ εἶναι 0,08 kg/cm².

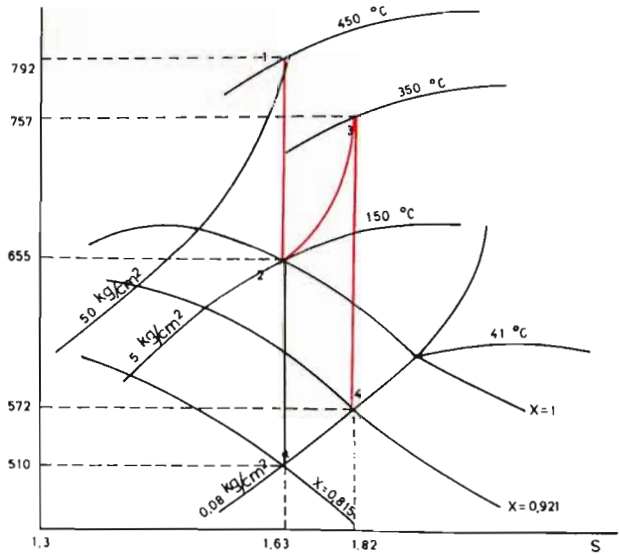
ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ζητεῖται διὰ χρήσεως τοῦ διαγράμματος Mollier καὶ πινάκων:

α) Ἡ χορηγουμένη θερμότης. β) Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης. γ) Τὸ παραγόμενον ἔργον. δ) Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις. ε) Ἡ μέση θερμοκρασία, μὲ τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ἡ θερμότης. στ) Ἡ σύγκρισις παραγομένου ἔργου, θερμικῆς ἀποδόσεως καὶ μέσης θερμοκρασίας, ἐὰν ὁ κύκλος ἦτο τυπικὸς κύκλος Rankine ἄνευ ἀναθερμάνσεως.

Λύσις:

Ἐπὶ τοῦ διαγράμματος Mollier (βλ. Παράρτημα πινάκων) χαράσσεται ὁ κύκλος ὡς εἰς τὸ σχῆμα 11·6β.



Σχ. 11·6β.

ὅπου: 1-2 εἶναι ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις πρὸ τῆς ἀναθερμάνσεως, 2-3 ἡ ἀναθέρμανσις, 3-4 ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις μετὰ τὴν ἀναθέρμανσιν καὶ 1-α ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις εἰς τυπικὸν κύκλον.

α) Χορηγουμένη θερμότης $H_1 = (i_1 - \rho_4) + (i_3 - i_2) = (792 - 41) + (757 - 655)$ καὶ $H_1 = 853$ kcal ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ.

β) Ἀποβαλλομένη θερμότης $H_2 = i_4 - \rho_4 = 572 - 41$ καὶ $H_2 = 531$ kcal ἀνὰ kg.

γ) Παραγόμενον ἔργον $W = H_1 - H_2 = 853 - 531$ καὶ $W = 322$ kcal ἀνὰ kg.

ἢ $W = (i_1 - i_2) + (i_3 - i_4) = (792 - 655) + (757 - 572) = 322$ kcal/kg.

δ) Θερμικὴ ἀπόδοσις $\eta_\theta = \dfrac{(i_1 - i_2) + (i_3 - i_4)}{(i_1 - \rho_4) + (i_3 - i_2)} = \dfrac{322}{751 + 102} = \dfrac{322}{853} = 0{,}3775$

ἢ $\eta_\theta = 37{,}75\,\%$.

ΔΡΥΧΝΑ ΣΥΓΓΝΩΣΗ 1954

Ἐπίσης $\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1} = \frac{322}{853} = 37{,}75\%$.

ε) Μέση θερμοκρασία, μὲ τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ἡ θερμότης:

$$t_\mu = \frac{H_1}{S_3 - S_\upsilon} - 273,$$

ὅπου: S_3 εἶναι ἡ ἐντροπία ὑδρατμοῦ εἰς σημεῖον $3 = 1{,}82$ (ἀπὸ τὸ διάγραμμα), S_υ ἡ ἐντροπία ὕδατος εἰς 41° C $= 0{,}1365$ (ἀπὸ τὸν Πίνακα 7), H_1 ἡ χορηγουμένη θερμότης $= 853$ kcal/kg καὶ

$$t_\mu = \frac{853}{1{,}82 - 0{,}1365} - 273 = \frac{853}{1{,}7} - 273 \quad \text{καὶ} \quad t_\mu = 228{,}7^\circ \text{ C}.$$

στ) Εἰς τὸν τυπικὸν κύκλον Rankine ἄνευ ἀναθερμάνσεως θὰ εἶναι:

Παραγόμενον ἔργον $W = i_1 - i_\alpha = 792 - 510$ καὶ $W = 282$ kcal.

Ἡ ἀπόδοσις $\eta_\theta = \frac{282}{792 - 41} = \frac{282}{751} = 0{,}3754$ ἢ $\eta_\theta = 37{,}54\%$.

Ἡ μέση θερμοκρασία $t_\mu = \frac{H_1}{S_1 - S_\upsilon} - 273$, ὅπου: $H_1 = 751$ kcal/kg

$S_1 = 1{,}63$ (ἀπὸ τὸ διάγραμμα). $S_\upsilon = 0{,}1365$

$$\text{καὶ} \quad t_\mu = \frac{751}{1{,}63 - 0{,}1365} - 273 = \frac{751}{1{,}5} - 273 = 227^\circ \text{ C}.$$

11·7 Αὐτοαναθερμαινόμενος κύκλος Rankine.

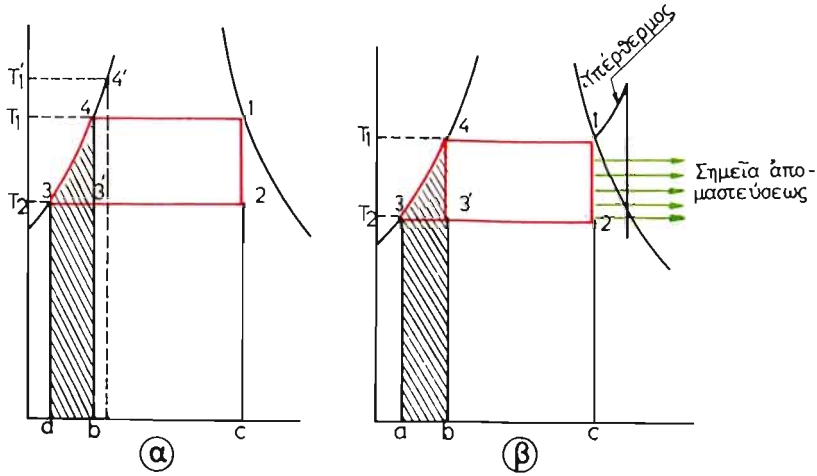
Εἰς τὸ σχῆμα 11·7, παρατηροῦμεν ὅτι ὁ κύκλος Rankine (α) 1-2-3-4 θὰ ἠδύνατο νὰ μετατραπῆ εἰς κύκλον Carnot (β) 1-2-3'-4, ἐὰν ἐμηδενίζετο ἡ γραμμοσκιασμένη ἐπιφάνεια 3-4-b-α.

Ἡ ἐπιφάνεια αὐτὴ παριστᾶ, ὡς γνωστόν, τὴν αἰσθητὴν θερμότητα, ποὺ ἀπορροφεῖ τὸ ὕδωρ ἐντὸς τοῦ λέβητος διὰ νὰ ἀνέλθη ἡ θερμοκρασία του ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν χαμηλῆς πιέσεως P_2 τοῦ συμπυκνωτοῦ εἰς τὴν θερμοκρασίαν τῆς ὑψηλῆς πιέσεως P_1 τοῦ λέβητος. Ἑπομένως εἰς τὸν τυπικὸν καὶ τὸν ἀναθερμαινόμενον κύκλον Rankine (παράγρ. 11·2 καὶ 11·5) ψυχρὸν ὕδωρ καταθλίβεται ἐντὸς τοῦ θερμοῦ ὕδατος τοῦ λέβητος κατὰ τρόπον ἀντιοικονομικὸν (μὴ ἀναστρέψιμον).

Διὰ νὰ μηδενισθῆ ὅμως ἢ διὰ νὰ ἐλαττωθῆ εἰς τὸ ἐλάχιστον ἡ ἐπιφάνεια 3-4-b-α, θὰ πρέπει τὸ εἰσερχόμενον ἐντὸς τοῦ λέβητος ὕδωρ νὰ ἔχη θερμοκρασίαν ἴσην ἢ ὅσον τὸ δυνατὸν πλησιεστέραν μὲ τὴν T_1.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 11·7 παρατηροῦμεν ἐπίσης ὅτι ὅσον ἡ πίεσις τοῦ λέβητος αὐξάνει, τόσον αὐξάνει καὶ ἡ θερμοκρασία T_1 (π.χ. ἡ T_1' ἀντίστοιχος τοῦ σημείου 4'), μὲ ἀποτέλεσμα οἱ δύο κύκλοι νὰ ἀπομακρύνωνται ἀκόμη περισσότερον ὁ εἷς ἀπὸ τὸν ἄλλον.

Ὅσον ὅμως ὁ κύκλος Rankine ἀπομακρύνεται τοῦ κύκλου Carnot, τόσον μικροτέραν ἀπόδοσιν θὰ ἔχῃ, δεδομένου ὅτι ὁ δεύτερος ἔχει τὴν μεγίστην θερμικὴν ἀπόδοσιν.



Σχ. 11·7.

Ἐὰν ὑπῆρχε τρόπος τὸ τροφοδοτικὸν ὕδωρ νὰ θερμαίνεται εἰς θερμοκρασίαν ἴσην μὲ τὴν τοῦ λέβητος καὶ μὲ ἐναλλαγὰς θερμότητος (κατὰ ἀναστρέψιμον τρόπον), αἱ ὁποῖαι θὰ ἐπραγματοποιοῦντο ἐντὸς τοῦ κύκλου (ὄχι ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγήν), τότε ὁ κύκλος Rankine θὰ εἰργάζετο ὡς κύκλος Carnot μὲ ἀνάλογον αὔξησιν τῆς ἀποδόσεως.

Μὲ αὐτὴν τὴν σκέψιν ἐπενοήθη ὁ *αὐτοαναθερμαινόμενος κύκλος Rankine*. Παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἐπιφάνεια 3 - 2 - c - α εἶναι ἡ θερμότης, ποὺ ἀποβάλλεται ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ. Ἐὰν ἑπομένως ἕνα μέρος τοῦ ὑδρατμοῦ ἐξαγωγῆς ἀπὸ τὴν μηχανὴν ὡδηγεῖτο εἰς προθερμαντῆρα τροφοδοτικοῦ ὕδατος, ἡ θερμότης, ποὺ παρίσταται ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν 3 - 3' - b - α, θὰ παρέμενεν ἐντὸς τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος καὶ δὲν θὰ ἐχάνετο εἰς τὸν συμπυκνωτήν.

Ἐπὶ πλέον, ἐὰν δι' ἀπομαστεύσεως ἀφηρεῖτο ἀκόμη ἐνωρίτερον ὑδρατμὸς διὰ προθέρμανσιν κατὰ μῆκος τῆς ἐκτονώσεως 1 - 2, τὸ τροφοδοτικὸν ὕδωρ θὰ ἠδύνατο νὰ ἀποκτήσῃ ἢ πλησιάσῃ τὴν θερμοκρασίαν τῆς ἀτμοποιήσεως T_1 εἰς βάρος τοῦ μηχανικοῦ ἔργου, ποὺ παρίσταται ὑπὸ τοῦ τριγώνου 3 - 4 - 3'.

Θεωρητικῶς ἀπαιτεῖται ἀπεριόριστος ἀριθμὸς ἀπομαστεύσεων διὰ νὰ ἐπιτευχθῆ τοῦτο κατὰ τρόπον ἀναστρέψιμον. Εἰς τὴν πρᾶξιν ὅμως ἀπεδείχθη ὅτι τρεῖς ἕως τέσσαρες προθερμαντῆρες τοποθετημένοι κλιμακωτὰ παρουσιάζουν ἤδη ἀρκετὴν δυσκολίαν εἰς τὴν ἐγκατάστασιν ἑνὸς πλοίου. Ἐπίσης, ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος δι' ἀναθερμάνσεως ἀνέλθη ἄνω τῶν 200°C, ἡ ἀπώλεια ἔργου εἰς τὴν μηχανὴν εἶναι σημαντική, λόγω τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ ἀπὸ αὐτήν, ἐνῶ συγχρόνως ἡ ὑψηλὴ αὐτὴ θερμοκρασία καθιστᾶ προβληματικὴν τὴν ἐκμετάλλευσιν τῆς θερμότητος τῶν καυσαερίων διὰ προθερμάνσεως τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος μέσω *οἰκονομητήρων* τοῦ λέβητος.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δύναται νὰ καταργηθῆ ὁ οἰκονομητὴρ καὶ νὰ ἀντικατασταθῆ ὑπὸ προθερμαντῆρος ἀέρος, ὁπότε ἐκμεταλλευόμεθα τὴν θερμότητα τῶν καυσαερίων διὰ προθέρμανσιν τοῦ ἀέρος τῆς καύσεως μὲ ἀνάλογον αὔξησιν τῆς ἀποδόσεως τοῦ λέβητος.

Εἰς συγχρόνους ἐγκαταστάσεις ἀτμοστροβίλων πλοίων ὑπάρχουν τρεῖς ἕως τέσσαρες ἀπομαστεύσεις ὡς ἀνωτέρω μὲ ἀποτέλεσμα τὴν βελτίωσιν τῆς ἀποδόσεως (Κεφάλ. 13).

Εἰς ἐγκαταστάσεις ξηρᾶς μὲ λίαν ὑψηλὰς πιέσεις καὶ θερμοκρασίας ὑδρατμοῦ, τὰ σημεῖα ἀπομαστεύσεως εἶναι περισσότερα ἀπὸ τέσσαρα. Παράδειγμα ἡ σύγχρονος ἐγκατάστασις σταθμοῦ ἠλεκτροπαραγωγῆς εἰς Φιλαδέλφειαν Η.Π.Α. μὲ παραγωγὴν 275 000 kW. Χρησιμοποιεῖται ὑδρατμὸς πιέσεως 5000 lb/in², θερμοκρασίας 1200° F. Ὑπάρχουν ἐννέα ἀπομαστεύσεις διὰ προθέρμανσιν τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος (ἡ θερμοκρασία τοῦ τροφ. ὕδατος φθάνει τοὺς 550° F) καὶ δύο ἀναθερμάνσεις ὑδρατμοῦ, ἑκάστη μέχρι 1050° F.

11·8 Ἄλλαι τροποποιήσεις εἰς τὸν τυπικὸν κύκλον Rankine.

Εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους ἀνεφέρθη ὅτι ἐκτὸς τοῦ τυπικοῦ κύκλου Rankine (σχ. 11·2 καὶ 11·3) ὑπάρχει ὁ ἀναθερμαινόμενος κύκλος Rankine (σχ. 11·5 καὶ 11·6) καὶ ὁ αὐτοαναθερμαινόμενος κύκλος (σχ. 11·7).

Δύναται ἐπίσης νὰ πραγματοποιηθῆ κύκλος Rankine, ὁ ὁποῖος νὰ συνδυάζη ἀναθέρμανσιν καὶ αὐτοαναθέρμανσιν.

Εἰς ὅλους τοὺς προηγουμένους κύκλους Rankine, οἱ ὁποῖοι καλοῦνται καὶ *πλήρους ἐκτονώσεως*, ὁ ὑδρατμὸς ἐκτονοῦται εἰς τὴν

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

μικροτέραν δυνατὴν πίεσιν τοῦ κύκλου, ἐνῶ συγχρόνως δίδει χρήσιμον ἔργον.

Ὁ ἀτμοστρόβιλος εἶναι ἱκανὸς νὰ ἐκμεταλλευθῆ τὴν πλήρη αὐτὴν ἐκτόνωσιν, ἐνῶ ἡ παλινδρομικὴ μηχανὴ ὄχι.

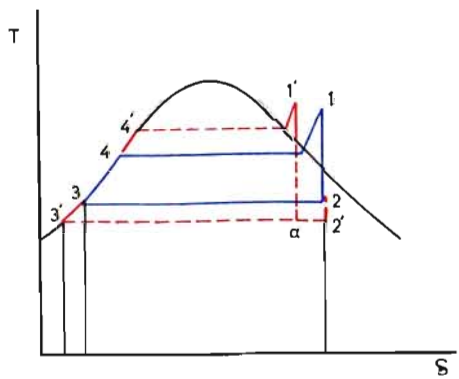
Οὕτω, διὰ τὴν παλινδρομικὴν ἀτμομηχανὴν ὁ τυπικὸς κύκλος Rankine *πλήρους ἐκτονώσεως*, μετατρέπεται εἰς κύκλον Rankine *ἀτελοῦς ἐκτονώσεως* ἢ εἰς κύκλον Rankine *ἄνευ ἐκτονώσεως*. Οἱ κύκλοι αὐτοὶ περιγράφονται εἰς τὸ Κεφάλαιον 12.

11·9 Γενικὰ συμπεράσματα ἐπὶ τῶν ὅρων βελτιώσεως ἀποδόσεως κύκλου Rankine.

Γενικῶς ἔχει ἀποδειχθῆ ὅτι, ὅταν μὲ ὡρισμένας τροποποιήσεις βελτιοῦται ἡ ἀπόδοσις τοῦ ἰδανικοῦ κύκλου μιᾶς μηχανῆς, τότε μὲ τὰς αὐτὰς τροποποιήσεις βελτιοῦται ἡ ἀπόδοσις καὶ τοῦ πραγματικοῦ κύκλου της.

Διὰ τὸν τυπικὸν κύκλον Rankine μία ἀριθμητικὴ ἔρευνα τῆς ἰσότητος (148) ἀποδεικνύει ὅτι αἱ κάτωθι μετατροπαὶ βελτιώνουν τὴν ἀπόδοσίν του.

α) Ἐὰν ἡ θερμοκρασία (καὶ ἑπομένως ἡ πίεσις) τοῦ ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ ὑδρατμοῦ ἐλαττωθῆ π.χ. ἀπὸ 2 εἰς 2′, (σχ. 11·9), ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης θὰ ἐλαττωθῆ καὶ τὸ ἔργον θὰ αὐξηθῆ κατὰ τὴν ἐπιφάνειαν 2 - 2′ - 3′ - 3.



Σχ. 11·9.

Ὡς ἤδη ἔχομεν προαναφέρει, ἡ θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντος καθορίζει τὸ μέγιστον δυνατὸν τῆς βελτιώσεως εἰς τὸ σημεῖον αὐτό.

Οἱ διάφοροι τύποι συμπυκνωτῶν ὑδρατμοῦ εἶναι τόσον καλὰ ὑπολογισμένοι, ὥστε θεωρεῖται ὅτι οἱ κατασκευασταί των ἔχουν ἐξαντλήσει μᾶλλον ὅλας τὰς δυνατότητας περαιτέρω βελτιώσεως τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως εἰς τὴν φάσιν αὐτὴν τοῦ κύκλου.

Πάντως εἶναι ἐνδιαφέρον νὰ τονισθῆ ὅτι ἐγκαταστάσεις μὲ συμπυκνωτὰς ὑδρατμοῦ ἐργάζονται μὲ καλυτέραν ἀπόδοσιν κατὰ τὸν χειμῶνα λόγω τῆς μικροτέρας θερμοκρασίας τοῦ ὕδατος κυκλοφορίας ψύξεως. Εἰς συγκεκριμένην ἐγκατάστασιν ἔχει μετρηθῆ αὔξησις κατὰ 10% τῆς παραγομένης ἰσχύος κατὰ τὸν χειμῶνα (πίεσις συμπυκνωτοῦ 1 in Hg), ἀπὸ ἐκείνην τοῦ θέρους (πίεσις συμπυκνωτοῦ 2,5 in Hg).

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

ΠΙΝΑΞ 11·9·1

Ἰδανικὴ ἀπόδοσις κύκλου Rankine ἀνὰ lb ὑδρατμοῦ

Κατάστασις εἰσερχομένου ἀτμοῦ	P = lb/in²	100	200	300	500	750	1000	1500	2000	3000	3206,2	4000	5500
Ξηρὸς κεκορεσμένος	W = BTU/lb	325	367	390	417	436	444	449	444	395	332	—	—
	η_θ	0,285	0,319	0,338	0,361	0,378	0,388	0,401	0,408	0,406	0,389	—	—
Ὑπέρθερμος 750° F	W = BTU/lb	423	455	482	505	521	529	533	527	491	480	397	306
	η_θ	0,312	0,337	0,358	0,378	0,393	0,404	0,416	0,424	0,427	0,427	0,412	0,388
Ὑπέρθερμος 1000° F	W = BTU/lb	498	537	558	586	604	616	629	636	636	635	629	606
	η_θ	0,336	0,363	0,378	0,398	0,412	0,423	0,436	0,446	0,456	0,458	0,463	0,466
Ὑπέρθερμος 1500° F	W = BTU/lb	671	723	745	775	795	810	829	839	852	853	857	861
	η_θ	0,383	0,413	0,426	0,443	0,455	0,465	0,478	0,486	0,408	0,499	0,505	0,514

ΤΑΡΥΗΑ ΕΛΛΗΝΙΚΟΥ ΕΛΕΥΘΕΡΙΑΣ 1821

β) Ἐὰν ἡ πίεσις τοῦ λέβητος ἀνυψοῦται (μὲ τὴν αὐτὴν τελικὴν θερμοκρασίαν), τότε ἡ γραμμὴ ἀτμοποιήσεως ἀνυψοῦται ἀπὸ τὴν 4-1 ἕως τὴν 4'-1 καὶ τὸ παραγόμενον ἔργον 1'-α-3'-4' εἶναι μεγαλύτερον τοῦ 1-2'-3'-4 (σχ. 11·9).

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν βεβαίως χορηγεῖται καὶ περισσοτέρα θερμότης εἰς τὸν κύκλον, τὸ μεγαλύτερον ποσοστὸν τῆς ὁποίας μετατρέπεται εἰς ἔργον.

Κατόπιν τούτου ἀπεδείχθη ὅτι ἐγκαταστάσεις μὲ μεγαλυτέρας πιέσεις ἔχουν καλυτέραν ἀπόδοσιν ἀπὸ αὐτὰς μὲ μικροτέρας πιέσεις.

Πάντως εἰς περίπτωσιν ὑψηλῶν πιέσεων αὐξάνεται ἡ αἰσθητὴ θερμότης καὶ ἐλαττοῦται ἡ λανθάνουσα κατὰ τὴν ἀτμοποίησιν τοῦ ὕδατος. Οὕτως ὁ κύκλος Rankine ἀπομακρύνεται ἀκόμη περισσότερον τοῦ κύκλου Carnot. Περαιτέρω βελτίωσις τῆς ἀποδόσεως ἐπιτυγχάνεται, ὅταν ὁ κύκλος μετατραπῇ εἰς αὐτοαναθερμαινόμενον (παράγρ. 11·7).

γ) Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑδρατμοῦ αὐξηθῇ, τότε χρῆσις ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ ἀντὶ ξηροῦ ἢ ὑγροῦ μὲ τὰ αὐτὰ ὅρια πιέσεως βελτιώνει τὴν ἀπόδοσιν τοῦ κύκλου Rankine. Εἰς τὴν περίπτωσιν μάλιστα αὐτὴν ἡ βελτίωσις τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως τοῦ πραγματικοῦ κύκλου εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν ἀντίστοιχον τοῦ θεωρητικοῦ κύκλου.

Μικρὰ σταγονίδια ὕδατος κινούμενα ἐντὸς τοῦ ὑδρατμοῦ μὲ μεγάλην ταχύτητα κατὰ μῆκος τῶν πτερυγίων τοῦ στροβίλου, ἐκτὸς τοῦ ὅτι ἔχουν διαβρωτικὴν ἱκανότητα αὐξάνουν καὶ τὰς ἀπωλείας λόγω τριβῶν.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 11·9 παρατηροῦμεν ὅτι ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ πίεσις διὰ μίαν δεδομένην ἀρχικὴν θερμοκρασίαν, τόσον ὑγρότερος εἶναι ὁ ὑδρατμὸς εἰς τὴν ἐξαγωγήν. (Τὸ σημεῖον α συγκρινόμενον μὲ τὸ σημεῖον 2'). Ἑπομένως εἰς ὑψηλοτέρας πιέσεις ἡ ὑπερθέρμανσις εἶναι ἀκόμη περισσότερον ἐπιθυμητή, ὥστε ὁ ὑδρατμὸς νὰ μὴ εἶναι πολὺ ὑγρὸς εἰς τὰς τελευταίας διαβαθμίσεις χαμηλῶν πιέσεων ἑνὸς ἀτμοστροβίλου.

Ἡ χρῆσις ὑπερθέρμου ἀτμοῦ καὶ εἰς τὴν παλινδρομικὴν μηχανὴν βελτιώνει τὴν ἀπόδοσίν της, διότι ἐλαττοῦνται αἱ θερμικαὶ ἀπώλειαι (παράγρ. 12·10).

Ὁ Πίναξ 11·9·1 δίδει χαρακτηριστικὰ στοιχεῖα τῆς ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Rankine συναρτήσει πιέσεως καὶ θερμοκρασίας τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὴν εἰσαγωγὴν μὲ πίεσιν τοῦ συμπυκνωτοῦ 0,5 lb/in^2.

11·10 Παραγωγὴ ὑδρατμοῦ ἄνω τοῦ κριτικοῦ σημείου.

Εἶναι δυνατὴ ἡ παραγωγὴ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ ἀπὸ ὕδωρ, χωρὶς νὰ μεσολαβήσῃ ἡ φάσις τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

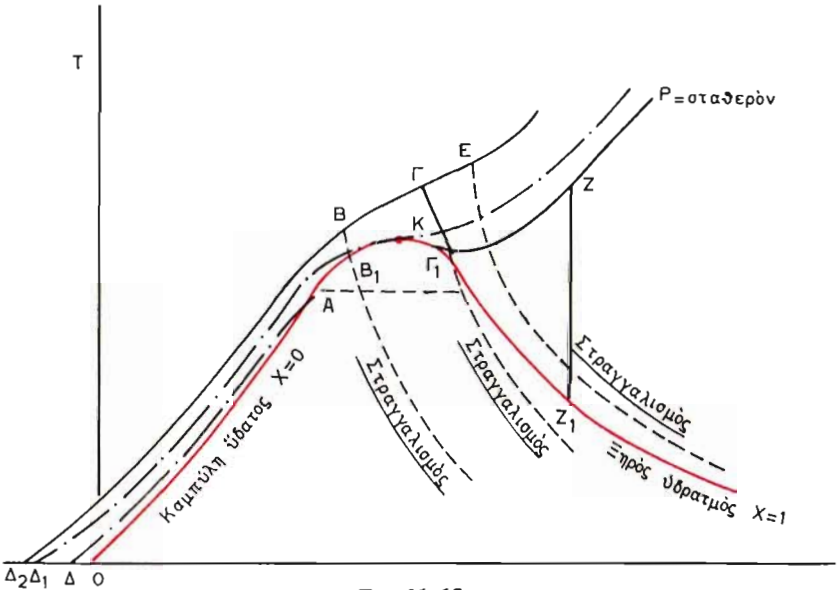
Πρὸς τοῦτο πρέπει νὰ ἀνέλθῃ ἡ πίεσις τοῦ ὕδατος ὀλίγον ἄνωθεν τῆς κριτικῆς πιέσεως (225 kg/cm^2) καὶ ἐν συνεχείᾳ νὰ θερμανθῇ ἄνω τῆς κρισίμου θερμοκρασίας 374° C.

Ἡ φάσις αὐτὴ παρίσταται ἀπὸ τὸ σχῆμα 11·10 καὶ διετυπώθη ὑπὸ τοῦ Schule.

Ἐὰν τὸ ὕδωρ θερμαίνεται μὲ συνεχῆ αὔξησιν τῆς πιέσεώς του οὕτως,

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

ὥστε ἡ θερμοκρασία του εἰς οἱανδήποτε φάσιν νὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν τοῦ κορεσμοῦ ἀνάλογος μὲ τὴν πίεσιν, ποὺ ἐπικρατεῖ τὴν στιγμὴν αὐτήν, τότε ἡ φάσις θὰ διέρχεται ἐπὶ τῆς καμπύλης ΟΑΚ τοῦ ὕδατος (ὕδωρ εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ $\chi = 0$).



Σχ. 11·10.

Ἐὰν ἡ πίεσις τοῦ ὕδατος ἔχῃ μίαν τιμήν, ἔστω P_1 μικροτέραν τῆς κριτικῆς, καὶ ἀρχικὴν θερμοκρασίαν μικροτέραν τοῦ κορεσμοῦ καὶ ἐν συνεχείᾳ τὸ ὕδωρ θερμαίνεται, τότε ἡ φάσις θὰ διέρχεται ἐπὶ τῆς καμπύλης ΔΑ.

Ἡ καμπύλη αὐτὴ συναντᾶ τὴν καμπύλην ὕδατος $\chi = 0$ εἰς ἓν σημεῖον Α, εἰς τὸ ὁποῖον ἡ θερμοκρασία εἶναι ἐκείνη τοῦ βρασμοῦ καὶ ἀντίστοιχος τῆς πιέσεως P_1.

Περαιτέρω θέρμανσις ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα ἀτμοποίησιν τοῦ ὕδατος κατὰ τὸν συνήθη τρόπον κατὰ μῆκος τῆς ὁριζοντίας γραμμῆς ἀπὸ τὸ Α.

Ἐὰν ἡ πίεσις τοῦ ὕδατος ἀνέλθῃ πρῶτον εἰς τὴν κριτικὴν $p_κ$ καὶ μετὰ τοῦτο θερμανθῇ, ἡ κατάστασίς του κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς θερμάνσεως θὰ δεικνύεται ἀπὸ τὰ σημεῖα τῆς καμπύλης $Δ_1$Κ.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ καμπύλη $Δ_1$Κ μόλις ἐγγίζει τὴν ὁριακὴν γραμμὴν ΟΚΛ εἰς τὸ σημεῖον Κ, καὶ ἀπὸ τὸ σημεῖον αὐτὸ παράγεται ὑπέρθερμος ὑδρατμός, χωρὶς αὐτὸς νὰ διέλθῃ πρῶτον ἀπὸ τὴν φάσιν τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

Ἐὰν φέρωμεν τὸ ὕδωρ εἰς πίεσιν ἀνωτέραν τῆς κριτικῆς καὶ τὸ θερμάνωμεν ἐν συνεχείᾳ, τότε ἡ φάσις ἀκολουθεῖ τὴν γραμμὴν $Δ_2$ΒΓ καὶ τὸ

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

ὕδωρ μετατρέπεται εἰς ὑπέρθερμον ὑδρατμόν, χωρὶς νὰ ὑπάρχῃ καθωρισμένον σημεῖον, εἰς τὸ ὁποῖον σταματᾶ ἡ ὑγρὰ καὶ ἄρχεται ἡ ἀέριος κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον παράγεται ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς χωρὶς τὸ φαινόμενον τοῦ βρασμοῦ, τὸ ὁποῖον ὀφείλεται εἰς τὴν ἐνδιάμεσον φάσιν τοῦ ὑγροῦ ὑδρατμοῦ.

Ἐπειδὴ ἡ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι τώρα πολὺ ὑψηλὴ διὰ πρακτικὴν χρῆσιν, δύναται νὰ ἐλαττωθῇ διὰ στραγγαλισμοῦ, κατὰ τὴν διάρκειαν τοῦ ὁποίου ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ἀτμοῦ παραμένει σταθερά.

Ἡ ἐπιτυχὴς ἐκλογὴ ὅμως τοῦ σημείου, ποὺ θὰ ἀρχίσῃ ὁ στραγγαλισμὸς τοῦ ἀτμοῦ, εἶναι βασικὸν στοιχεῖον. Ἐὰν ὁ στραγγαλισμὸς ἀρχίσῃ εἰς τὸ σημεῖον B, τότε ἡ ἀλλαγὴ αὐτὴ BB_1 συναντᾶ τὴν γραμμὴν τοῦ ὕδατος εἰς τὸ B_1 καὶ ἑπομένως ὁ ὑδρατμὸς θὰ ὑγροποιηθῇ τελείως.

Ἐὰν ὁ στραγγαλισμὸς ἀρχίσῃ εἰς τὸ Γ, τότε ἡ γραμμὴ στραγγαλισμοῦ συναντᾶ τὴν γραμμὴν ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸ $Γ_1$ καὶ ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς δύναται ἐν συνεχείᾳ ἀπὸ τὸ $Γ_1$ νὰ ἐκτονωθῇ ἐντὸς ἀτμοστροβίλου.

Ἐὰν ὅμως ἀπὸ τὸ σημεῖον $Γ_1$ τοῦ σχήματος χαράξωμεν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν, θὰ παρατηρήσωμεν ὅτι ὁ ὑδρατμὸς ταχέως θὰ μεταβληθῇ καὶ εἰς πολὺ ὑγρόν. Θὰ πρέπει ἑπομένως νὰ ἀναθερμανθῇ καὶ ὑπερθερμανθῇ ἐκ νέου κατὰ τὴν γραμμὴν σταθερᾶς πιέσεως $Γ_1Z$ καὶ ἐν συνεχείᾳ ἀπὸ τὸ σημεῖον Z νὰ ἐκτονωθῇ ἐντὸς τοῦ στροβίλου ἀδιαβατικῶς κατὰ τὴν ZZ_1. Ἐὰν ὁ στραγγαλισμὸς ἤρχιζεν ἀπὸ τὸ σημεῖον E, τότε ὁ ὑδρατμὸς οὐδέποτε θὰ μετεβάλετο εἰς ὑγρὸν κατὰ τὸν στραγγαλισμόν.

11·11 Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ. Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος.

Εἰς μίαν θερμικὴν ἐγκατάστασιν ὑδρατμοῦ *εἰδικὴ κατανάλωσις εἶναι τὸ ποσὸν τοῦ ἀπαιτουμένου ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον ἢ ἀνὰ κιλοβαττώριον.* Οὕτως, ἐάν :

W εἶναι τὸ ἔργον εἰς kcal ἀνὰ kg ἢ BTU ἀνὰ lb ὑδρατμοῦ, ποὺ δίδει ἡ ἐγκατάστασις, καὶ $E_κ$ ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ, θὰ εἶναι :

$$E_κ = \frac{632}{W} = \text{kg ὑδρατμοῦ/HP, h} \qquad (151)$$

ἢ

$$E_κ = \frac{860}{W} = \text{kg ὑδρατμοῦ/kW, h} \qquad (152)$$

ἢ

$$E_κ = \frac{2545}{W} = \text{lb ὑδρατμοῦ/HP, h} \qquad (153)$$

ἢ

$$E_κ = \frac{3413}{W} = \text{lb ὑδρατμοῦ/kW, h} \qquad (154)$$

Ἡ ἀπόδοσις δύο μηχανῶν δύναται νὰ συγκριθῇ μὲ βάσιν τὴν εἰδικὴν κατανάλωσιν ὑδρατμοῦ μόνον ἐὰν χρησιμοποιοῦν ὑδρατμὸν τῆς αὐτῆς ποιότητος.

ΔΡΑΧΜΑ ΣΥΓΕΝΙΑΣ 1954

Διὰ νὰ συγκρίνωμεν ἀτμομηχανὰς ἀνεξαρτήτως τῆς ποιότητος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὴν εἰσαγωγὴν ἀλλὰ καὶ ἀτμομηχανὰς μὲ ἄλλους τύπους μηχανῶν, χρησιμοποιοῦμεν τὴν *εἰδικὴν κατανάλωσιν θερμότητος*, ἡ ὁποία εὑρίσκεται, ἐὰν ἀντικατασταθῇ ὁ παρονομαστὴς W τῶν ἀνωτέρω ἰσοτήτων διὰ τῶν ἀποδόσεων ἑκάστης μηχανῆς, ὡς αὐταὶ ἀναφέρονται εἰς τὴν παράγραφον 12·12, 13·11 καὶ 13·12 (ἰδὲ καὶ παράδειγμα παραγρ. 12·12).

Οὕτως, ἐὰν : h_K εἶναι ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος καὶ η ἡ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς θὰ ἰσχύουν αἱ κάτωθι ἰσότητες :

$$h_K = \frac{632}{\eta} = \text{kcal/HP, h} \tag{155}$$

ἢ $$h_K = \frac{860}{\eta} = \text{kcal/kW, h} \tag{156}$$

ἢ $$h_K = \frac{2545}{\eta} = \text{BTU/HP, h} \tag{157}$$

ἢ $$h_K = \frac{3413}{\eta} = \text{BTU/kW, h} \tag{158}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 12

ΠΑΛΙΝΔΡΟΜΙΚΗ ΑΤΜΟΜΗΧΑΝΗ

12·1 Γενικά.

Αἱ παλινδρομικαὶ ἀτμομηχαναὶ ἦσαν αἱ πρῶται, ποὺ ἀνεπτύχθησαν ἐπιτυχῶς. Δι' ἱπποδυνάμεις ὅμως ἄνω τῶν 750 HP δὲν δύνανται νὰ συναγωνισθοῦν (ὡς πρὸς τὴν θερμικὴν ἀπόδοσιν) τὸν ἀτμοστρόβιλον, ἀλλὰ οὔτε καὶ τὰς Μ.Ε.Κ. (ἰδὲ παράγρ. 11·1).

Οὕτως, ἡ παλινδρομικὴ ἀτμομηχανὴ ὡς κινητηρία μηχανὴ πλοίων ἐξετοπίσθη εἰς μεγάλην ἔκτασιν.

Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις πάντως δὲν εἶναι πάντοτε τὸ βασικὸν κριτήριον μιᾶς μηχανικῆς ἐγκαταστάσεως. Ἐὰν ὁ ἐφοδιασμὸς δι' ἑνὸς εὐθηνοῦ καυσίμου εἶναι εὔκολος ἢ ἐὰν ὑδρατμὸς χρησιμοποιῆται ὡς ἐργαζόμενον θερμοδυναμικὸν μέσον, ἡ χρῆσις παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς δικαιολογεῖται λαμβανομένου ὑπ' ὄψιν ὅτι :

α) Παρουσιάζει μεγάλην εὐκαμψίαν εἰς ἀλλαγὰς ταχύτητος.

β) Δίδει πλήρη ἰσχὺν καὶ κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ *ἀνάποδα*.

γ) Χρησιμοποιεῖ οἱονδήποτε καύσιμον.

δ) Εἶναι εὔκολος εἰς ἐπισκευὰς καὶ δὲν ἀπαιτεῖ λίαν εἰδικευμένον προσωπικόν.

ε) Τὸ κόστος τῶν ἀπαιτουμένων μηχανημάτων εἶναι χαμηλόν.

Ἡ παλινδρομικὴ ἀτμομηχανὴ ὡς κινητηρία ἐργάζεται μὲ βάσιν τὸν τροποποιημένον κύκλον Rankine μὲ ὄχι πλήρη ἐκτόνωσιν τοῦ ὑδρατμοῦ. Παλινδρομικαὶ ἀντλίαι, βαροῦλκα κ.λπ., εἰς τὰ ὁποῖα ἀπαιτεῖται ἡ διατήρησις τῆς μεγίστης πιέσεως κατὰ τὴν διάρκειαν ὅλης τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου, ἐργάζονται μὲ τροποποιημένον κύκλον Rankine ἄνευ ἐκτονώσεως (παράγρ. 11·8).

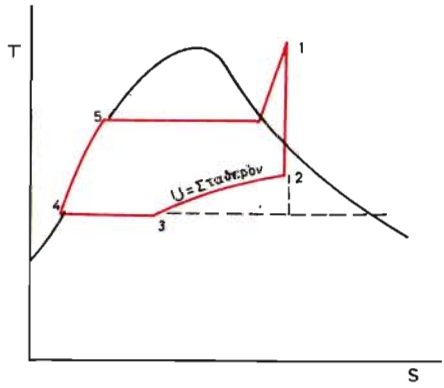
12·2 Κύκλος Rankine μὲ ἀτελῆ ἐκτόνωσιν καὶ ἄνευ ἐκτονώσεως.

Οἱ διάφοροι τύποι τοῦ κύκλου Rankine, ποὺ περιεγράφησαν εἰς τὸ Κεφάλαιον 11, εἶναι κύκλοι πλήρους ἐκτονώσεως τοῦ ἀτμοῦ μέχρι τῆς τελικῆς πιέσεως τοῦ συμπυκνωτοῦ.

Ὁ ἀτμοστρόβιλος εἶναι ἱκανὸς νὰ ἐκμεταλλευθῇ αὐτὴν τὴν πλήρη ἐκτόνωσιν, ἐνῶ ἡ παλινδρομικὴ ἀτμομηχανὴ ὄχι.

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Διὰ πλήρη ἐκτόνωσιν ἡ παλινδρομικὴ μηχανὴ θὰ ἔπρεπε νὰ κατασκευασθῆ μὲ μεγάλην ἐπιφάνειαν καὶ μεγάλην διαδρομὴν ἐμβόλου, διὰ νὰ δυνηθῆ νὰ ὑποδεχθῆ τὸν ὑδρατμὸν τῆς λίαν χαμηλῆς πιέσεως τοῦ συμπυκνωτοῦ ἀλλὰ μὲ μέγαν ὄγκον. Τὸ μέγεθος αὐτῆς τῆς μηχανῆς καὶ ἐὰν ἀκόμη δὲν ἐτίθετο ζήτημα χώρου ἢ βάρους, θὰ εἶχεν ὡς ἀποτέλεσμα τὴν σημαντικὴν αὔξησιν τῶν ἀπωλειῶν εἰς τριβὰς εἰς τὰ κινούμενα μέρη της. Αἱ ἀπώλειαι αὐταὶ λόγω τριβῶν ὑπερβαίνουν τὸ χρήσιμον ἔργον, ποὺ θὰ ἐλαμβάνετο, ἐὰν ὁ ὑδρατμὸς ἐξετονοῦτο πλήρως. Πλήρης ἑπομένως ἐκτόνωσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὴν παλινδρομικὴν ἀτμομηχανὴν εἶναι ἀντιοικονομικὴ καὶ ὡς ἐκ τούτου τὸ μέγιστον θεωρητικὸν ἔργον αὐτῆς δίδεται ἀπὸ τὸν τροποποιημένον κύκλον Rankine μὲ ἀτελῆ ἐκτόνωσιν.



Σχ. 12·2α.

Ὁ κύκλος Rankine μὲ ἀτελῆ ἐκτόνωσιν παρίσταται εἰς τὸ σχῆμα 12·2α.

Θερμότης χορηγεῖται εἰς τὸν κύκλον ἀπὸ τὸ σημεῖον 4 ἕως τὸ 1. Ἡ ἐκτόνωσις πραγματοποιεῖται εἰς τὴν μηχανὴν ἀπὸ τὸ 1 ἕως τὸ 2. Ἀπὸ τὸ σημεῖον 2 θεωρεῖται ὅτι ὁ ὑδρατμὸς ψύχεται κατὰ τὴν 2-3 ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον μέχρι τῆς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας τοῦ συμπυκνωτοῦ. Ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ ψύχεται ὁ ὑδρατμὸς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καὶ ὑγροποιεῖται κατὰ τὴν 3-4.

Ἡ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου εὑρίσκεται ὅτι εἶναι :

$$\eta_\theta = \frac{\text{παραγόμενον ἔργον}}{\text{χορηγηθεῖσα θερμότης}} \quad \text{ἢ}$$

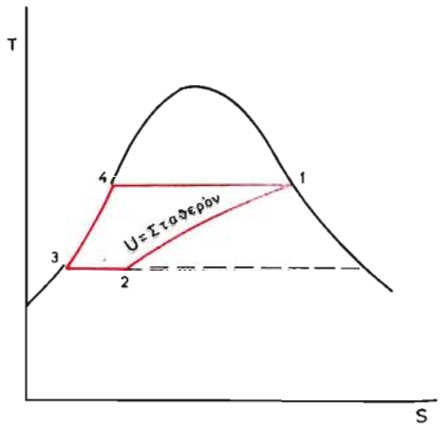
$$\eta_\theta = \frac{(\iota_1 - \iota_2) + \dfrac{(P_2 - P_3)\upsilon}{J}}{\iota_1 - \rho_3} \qquad (159)$$

ὅπου : ι_1 εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν εἰσαγωγὴν εἰς τὴν μηχανήν· ι_2 καὶ P_2 ἡ ὁλικὴ θερμότης καὶ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως· ρ_3 ἡ αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος εἰς τὴν πίεσιν P_3 τοῦ συμπυκνωτοῦ καὶ υ ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως.

Ὁ κύκλος Rankine ἄνευ ἐκτονώσεως (σχ. 12·2β) ὁμοιάζει μὲ ἐκεῖ-

νον τῆς ἀτελοῦς ἐκτονώσεως μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι εἰς τὸν πρῶτον δὲν ὑπάρχει ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις.

Ὁ ὑδρατμὸς εἰς παλινδρομικὴν ἀτμομηχανήν, ποὺ κινεῖ ἀντλίαν ἢ βαροῦλκον, εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον καὶ διατηρεῖ σταθερὰν πίεσιν καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου. Μετὰ τὸ τέλος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου ἀνοίγει ἀποτόμως ἡ θυρὶς ἐξαγωγῆς καὶ δὲν ἀφίνεται χρόνος δι' ἐκτόνωσιν τοῦ ὑδρατμοῦ.



Σχ. 12·2β.

Θερμότης χορηγεῖται εἰς τὸν κύκλον ἀπὸ τὸ σημεῖον 3 ἕως τὸ 1 καὶ θερμότης ἀφαιρεῖται πρῶτον ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον κατὰ τὴν 1-2 καὶ ἐν συνεχείᾳ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ κατὰ τὴν 2-2, ὁπότε ὁ ἀτμὸς ὑγροποιεῖται.

Εἰς τὸν κύκλον αὐτὸν οὐδέποτε χρησιμοποιεῖται ὑπέρθερμος ὑδρατμός, δεδομένου ὅτι δὲν ὑπάρχει ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις.

Τὸ παραγόμενον ἔργον ὑπὸ τοῦ κύκλου εἰς kcal ἀνὰ kg ἢ BTU ἀνὰ lb εἶναι :

$$W = \frac{\upsilon\,(P_1 - P_2)}{J}$$

καὶ ἡ ἀπόδοσις :

$$\eta_\theta = \frac{\dfrac{\upsilon\,(P_1 - P_2)}{J}}{(\iota_1 - \rho_2)} \qquad (160)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (160) P_1 εἶναι ἡ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν εἰσαγωγὴν εἰς τὴν μηχανήν· ρ_2 ἡ αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος εἰς τὴν πίεσιν τοῦ συμπυκνωτοῦ P_2 καὶ υ ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν 1 - 2.

12·3 Εὕρεσις ἀποδόσεως κύκλου Rankine μὲ ἀτελῆ ἐκτόνωσιν καὶ ἄνευ ἐκτονώσεως.

α) Μὲ ἀτελῆ ἐκτόνωσιν ἔχομεν :

$$\eta_\theta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}.$$

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 12·2α : $H_1 = \iota_1 - \rho_3$ kcal ἀνὰ kg ἢ BTU ἀνὰ lb (τὸ $\rho_4 = \rho_3$).

Ἡ ἀφαιρουμένη θερμότης H_2 εἶναι τὸ ἄθροισμα ἐκείνης, ποὺ ἀφαι-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΔΗ 1954

ρεῖται κατὰ τὴν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 2-3 ψῦξιν καὶ ἰσοῦται μὲ $E_2 - E_3$ (παράγρ. 8·3) καὶ ἐκείνης τῆς συμπυκνώσεως κατὰ τὴν 3-4, ἡ ὁποία εἶναι ἡ λανθάνουσα τοῦ ὑγροῦ καὶ ἰσοῦται μὲ $\chi_3\lambda_3$ (παράγρ. 6·5), ἤτοι:

$$H_2 = (E_2 - E_3) + \chi_3 \lambda_3.$$

Παραγόμενον ἔργον:

$$W = H_1 - H_2 = (\iota_1 - \rho_3) - (E_2 - E_3) - \chi_3 \lambda_3$$

$W = \iota_1 - (\rho_3 + \chi_3 \lambda_3) - E_2 + E_3$. Προσθέτομεν καὶ ἀφαιροῦμεν τὸ $\frac{P_2 \upsilon_2}{J}$,

ὁπότε $$W = \iota_1 - \iota_3 + \frac{P_2 \upsilon_2}{J} - \frac{P_3 \upsilon_3}{J} - E_2 + E_3$$

ἀλλὰ τὸ $$-\iota_3 = -E_3 - \frac{P_3 \upsilon_3}{J} \quad \text{καὶ} \quad -\iota_2 = -\frac{P_2 \upsilon_2}{J} - E_2$$

καὶ δεδομένου ὅτι $\upsilon_2 = \upsilon_3 = \upsilon$ καταλήγομεν ὅτι:

$$W = (\iota_1 - \iota_2) + \frac{(P_2 - P_3)\upsilon}{J}.$$

Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις:

$$\eta_\theta = \frac{(\iota_1 - \iota_2) + \frac{(P_2 - P_3)\upsilon}{J}}{\iota_1 - \rho_3}$$

ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (159).

β) Κατὰ τὸν αὐτὸν ὡς ἄνω τρόπον εὑρίσκεται καὶ ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις τοῦ κύκλου ἄνευ ἐκτονώσεως (σχ. 12·2β), ὅπου τὸ $H_1 = \iota_1 - \rho_2$ (τὸ $\rho_2 = \rho_3$),

τὸ $H_2 = (E_1 - E_2) + \chi_2 \lambda_2$,

τὸ $W = H_1 - H_2 = \iota_1 - (\rho_2 + \chi_2\lambda_2) - (E_1 - E_2)$ ἢ

$$W = \iota_1 - \iota_2 - E_1 + E_2 + \frac{P_1 \upsilon_1}{J} - \frac{P_1 \upsilon_1}{J}$$

ἀλλὰ $$\iota_2 = E_2 + \frac{P_2 \upsilon_2}{J} \quad \text{καὶ} \quad -\iota_1 = -E_1 - \frac{P_1 \upsilon_1}{J}$$

ὁπότε $$W = \iota_1 - E_2 - \frac{P_2 \upsilon_2}{J} - \iota_1 + E_2 + \frac{P_1 \upsilon_1}{J}$$

ἀλλὰ $\upsilon_1 = \upsilon_2 = \upsilon$

καὶ $$W = \frac{\upsilon (P_1 - P_2)}{J}$$

καὶ ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις

$$\eta_\theta = \frac{\frac{\upsilon (P_1 - P_2)}{J}}{\iota_1 - \rho_2}$$

ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (160).

Παράδειγμα 1ον.

Μία παλινδρομικὴ ἀτμομηχανὴ ἐργάζεται μὲ ὑδρατμὸν ξηρὸν κεκορεσμένον εἰς τὴν εἰσαγωγὴν πιέσεως 10 kg/cm² ἀπολ.

Ὁ ὑδρατμὸς ἐκτονοῦται ἀδιαβατικῶς ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου μέχρι πιέσεως

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΙΩΣΗ 1954

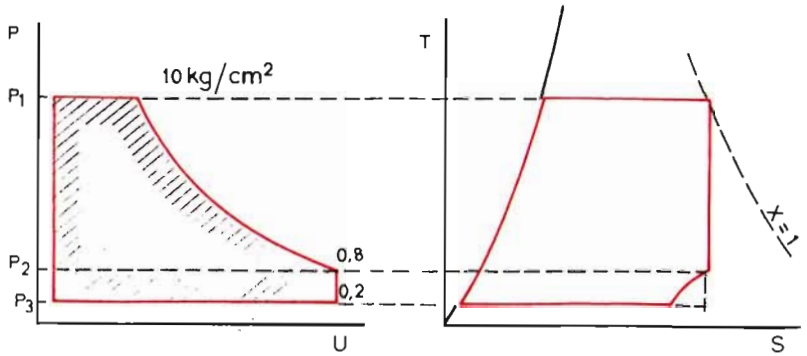
0,8 kg/cm² ἀπόλ. Τελική πίεσις ἐξαγωγῆς εἰς τὸν συμπυκνωτὴν 0,2 kg/cm². Ἡ εἰδική κατανάλωσις τῆς μηχανῆς εἶναι 7 kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον.

Ζητεῖται: α) Ἡ χάραξις τοῦ θεωρητικοῦ διαγράμματος εἰς ἄξονας P - υ καὶ T - S. β) Τὸ θεωρητικὸν ἔργον εἰς kcal ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ καθὼς καὶ ἡ θεωρητικὴ ἀπόδοσις καὶ γ) τὸ πραγματικὸν ἔργον εἰς kcal ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ.

Λύσις :

α) Τὸ διάγραμμα εἰς ἄξονας P - υ καὶ T - S ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 12·3α.

β) Ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς πίεσιν $P_1 = 10$ kg/cm² εἶναι $\iota_1 = 663$ kcal/kg· ἡ αἰσθητὴ θερμότης εἰς πίεσιν $P_3 = 0,2$ kg/cm² εἶναι $\rho_3 = 59.6$ kcal/kg (Πίναξ 1. Παραρτήματος).



Σχ. 12·3α.

Ἡ ὁλικὴ θερμότης εἰς πίεσιν $P_2 = 0,8$ kg/cm² καὶ ὁ βαθμὸς ξηρότητος τοῦ ὑδρατμοῦ μετὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν εἶναι $\iota_2 = 560$ kcal/kg καὶ $\chi_2 = 0,861$ (ἀπὸ διάγραμμα Mollier Παραρτήματος).

Ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως εἶναι:

$$\chi_2 \cdot \upsilon_2 = 0,861 \times 2,125 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Τὸ παραγόμενον θεωρητικὸν ἔργον :

$$W = \iota_1 - \iota_2 + \frac{(P_2 - P_3)\upsilon}{J} \quad \text{(ἐκ τῆς ἰσότητος 159)}$$

$$\text{ἢ} \quad W = 663 - 560 + \frac{10\,000\,(0,8 - 0,2) \times 0,861 \times 2,125}{427}$$

$$\text{ἢ} \quad W = 128,7 \text{ kcal/kg}.$$

Ἡ ἀπόδοσις $\eta_\theta = \dfrac{W}{(\iota_1 - \rho_3)} = \dfrac{128,7}{663 - 59,6} = 0,213$ ἢ 21,3%.

γ) Τὸ παραγόμενον πραγματικὸν ἔργον μὲ εἰδικὴν κατανάλωσιν 7 kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον θὰ εἶναι ἐκ τῆς ἰσότητος (151):

$$W = \frac{632}{7} = 90,3 \text{ kcal/kg ὑδρατμοῦ}.$$

ΔΡΥΣΗ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

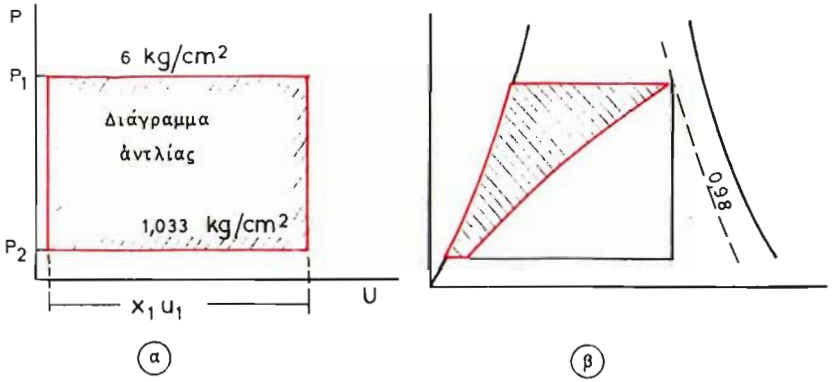
Παράδειγμα 2ον.

Μία ἀντλία κινεῖται μὲ παλινδρομικὴν ἀτμομηχανὴν ἄνευ ἐκτονώσεως (ἱππάριον). Ὁ ὑδρατμὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον μὲ πίεσιν 6 kg/cm² καὶ βαθμὸν ξηρότητος 0,98. Ἡ ἐξαγωγὴ τοῦ ὑδρατμοῦ λαμβάνει χώραν εἰς ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις εἶναι 28 kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον.

Ζητεῖται : α) Ἡ χάραξις τοῦ θεωρητικοῦ διαγράμματος εἰς ἄξονας P - υ καὶ T - S. β) Τὸ θεωρητικὸν ἔργον εἰς kcal/kg ὑδρατμοῦ καὶ γ) τὸ πραγματικὸν ἔργον εἰς kcal/kg ὑδρατμοῦ.

Λύσις :

α) Τὸ διάγραμμα εἰς ἄξονας P - υ καὶ T - S ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 12·3β.



Σχ. 12·3β.

β) Τὸ θεωρητικὸν ἔργον δίδεται ὑπὸ τῆς ἰσότητος :

$$W = \frac{\upsilon\,(P_1 - P_2)}{J} \quad \text{εἰς kcal/kg}$$

ὅπου : υ εἶναι ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ εἰς πίεσιν P_1, ἴσος μὲ $\chi_1\,\upsilon_1 = 0{,}98 \times 0{,}3213$

καὶ $$W = \frac{0{,}98 \times 0{,}3213\ (6 - 1{,}033) \times 10\,000}{427} = 36{,}5 \text{ kcal/kg ὑδρατμοῦ.}$$

γ) Δεδομένου ὅτι ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις εἶναι 28 kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον τὸ πραγματικὸν ἔργον ἐκ τῆς ἰσότητος (151) θὰ εἶναι :

$$W = \frac{632}{28} = 26 \text{ kcal/kg ὑδρατμοῦ.}$$

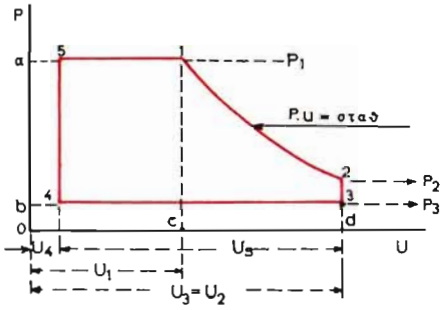
12·4 Θεωρητικὸν διάγραμμα παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς.

Τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα τῆς παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 12·4.

ΔΡΥΣΗΜΑ ΣΥΓΚΗΛΟΥ 1954

Ὁ ὑδρατμὸς θεωρεῖται ὅτι εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον μὲ πίεσιν P_1 ἴσην μὲ τὴν τοῦ λέβητος.

Ἡ εἰσροὴ τοῦ ἀτμοῦ 5 ἕως 1 γίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Ἀπὸ τὸ 1 ἕως τὸ 2 ἔχομεν ἐκτόνωσιν ὑπερβολικὴν $P \cdot U =$ σταθερόν.



Σχ. 12·4.

Εἰς τὸ σημεῖον 2 τὸ ἔμβολον ἔχει φθάσει εἰς τὸ κάτω ἄκρον τῆς διαδρομῆς του, ἐνῶ ἡ πίεσις P_2 πίπτει ἀποτόμως εἰς τὴν πίεσιν P_3 ἀντιθλίψεως τοῦ συμπυκνωτοῦ. Ἀπὸ τὸ 3 ἕως τὸ 4 ὁ ὑδρατμὸς ἐξάγεται εἰς τὸν συμπυκνωτήν. Εἰς τὸ σημεῖον 4 τὸ ἔμβολον φθάνει εἰς τὸ Α.Ν.Σ. (ἄνω νεκρὸν σημεῖον) καὶ ἀτμὸς εἰσάγεται ἐκ νέου ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου μὲ ἀποτέλεσμα τὴν ἀπότομον ὕψωσιν τῆς πιέσεως μέχρι τῆς τοῦ λέβητος P_1 καὶ ἡ λειτουργία ἐπαναλαμβάνεται.

Εἰς τὸ σχῆμα ἐμφαίνονται οἱ ὄγκοι ὡς ἀκολούθως:

$U_3 = U_2$ εἶναι ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου, U_1 ὁ ὄγκος εἰσροῆς, U_4 ὁ ὄγκος διακένων, U_5 ὁ ὄγκος διαδρομῆς.

Ὁ βαθμὸς ἐκτονώσεως ἀπὸ τὸ 1 ἕως 2 εἶναι ὁ λόγος $r = \frac{U_2}{U_1}$.

Τὸ ἀντίστροφον τοῦ βαθμοῦ ἐκτονώσεως, ἤτοι $\frac{1}{r} = \frac{U_1}{U_2}$, καλεῖται *βαθμὸς εἰσροῆς*.

Τὸ παραγόμενον ἔργον ἀνὰ κύκλον $W =$ ἐπιφ. 1, 2, 3, 4, 5 ἢ $W =$ ἐπιφ. α, 1, c, o + ἐπιφ. 1, 2, d, c − ἐπιφ. 3, b, o, d − ἐπιφ. α, 5, 4, b

$$W = P_1U_1 + P_1U_1 \, l_n \, r - P_3 \cdot U_3 - (P_1 - P_3) \cdot U_4 \quad \text{ἢ}$$

$$\mathbf{W = P_1U_1 \, (1 + l_n \, r) - P_3U_3 - (P_1 - P_3) \, U_4} \qquad (161)$$

Ἐὰν ὁ ὄγκος τῶν διακένων τοῦ κυλίνδρου εἶναι πολὺ μικρός, ὥστε νὰ μὴ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν, τότε:

$$\mathbf{W = P_1U_1 \, (1 + l_n \, r) - P_3U_3} \qquad (162)$$

12·5 Μέση ἐνεργὸς πίεσις (Μ.Ε.Π.).

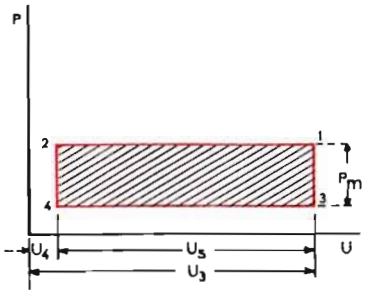
Ὅπως ἀνεφέρθη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, τὸ ἔργον,

ποὺ παράγεται κατὰ τὴν συμπλήρωσιν μιᾶς στροφῆς ἢ διαγράμματος τῆς παλινδρομικῆς μηχανῆς, δίδεται ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν 5, 1, 2, 3, 4 τοῦ σχήματος 12·4. Ἡ ἐπιφάνεια αὐτὴ θὰ δύναται νὰ ἀντικατασταθῆ ὑπὸ ἄλλης περικλειομένης ἐντὸς ὀρθογωνίου, ὡς σχῆμα 12·5.

Τὸ μῆκος τοῦ ὀρθογωνίου εἶναι ὁ ὄγκος διαδρομῆς U_s, ὁ ὁποῖος εἶναι ἴσος μὲ $U_s = U_3 - U_4$.

Τὸ ὕψος τοῦ ὀρθογωνίου αὐτοῦ εἶναι μία πίεσις P_m, ἡ ὁποία ὀνομάζεται *μέση ἐνεργὸς πίεσις* (Μ.Ε.Π.).

Δεδομένου ὅτι τὸ ὀρθογώνιον ἔχει τὴν αὐτὴν ἐπιφάνειαν, ὅπως τὸ διάγραμμα σχήματος 12·4, θὰ παριστᾶ αὐτὸ ἐπίσης τὸ ἔργον W.



Σχ. 12·5.

Ἑπομένως ἡ Μ.Ε.Π. εἶναι ἡ πίεσις, ἡ ὁποία ἐπενεργοῦσα σταθερὰ εἰς *μίαν διαδρομὴν* τοῦ ἐμβόλου ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα νὰ πραγματοποιῆ τὸ ἔμβολον ἔργον ἴσον μὲ ἓν πλῆρες διάγραμμα.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 12·5 εἶναι φανερὸν ὅτι :

$$\mathbf{P_m = \frac{W}{U_s}} \qquad (163)$$

ἢ P_m* $= \dfrac{\text{Ἔργον ἀνὰ διάγραμμα εἰς kgm (ἢ ftlb)}}{\text{Ὄγκος διαδρομῆς εἰς m}^3\text{ (ἢ ft}^3\text{)}} = \dfrac{\text{kg}}{\text{m}^2}\left(\text{ἢ } \dfrac{\text{lb}}{\text{ft}^2}\right)$

Ὁ ὄγκος διαδρομῆς :

$$\mathbf{U_s = \frac{\pi}{4} D^2 \cdot L} \quad (\text{εἰς m}^3 \text{ ἢ ft}^3) \qquad (164)$$

ὅπου: D εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ κυλίνδρου εἰς m ἢ ft καὶ L τὸ μῆκος διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου εἰς m ἢ ft.

Ἐκ τῆς ἰσότητος (163) ἔχομεν ἐπίσης ὅτι $W = P_m \cdot U_s$.

Ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω ἰσότητας, αἱ ὁποῖαι ἰσχύουν διὰ παλινδρομικὰς μηχανὰς οἱουδήποτε τύπου (ἀτμοῦ ἢ ἐσωτερικῆς καύσεως), εἶναι φανερὸν ὅτι ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ μέση ἐνεργὸς πίεσις, τόσον

* Ἐὰν τὸ ἔργον λαμβάνεται εἰς kgcm, τότε ὁ ὄγκος λαμβάνεται εἰς cm^3, ὁπότε ἡ P_m εὑρίσκεται εἰς kg/cm^2.

περισσότερον ἔργον λαμβάνεται ἀπὸ μίαν μηχανὴν ὡρισμένου μεγέθους (τιμῆς τοῦ U_s).

Δεδομένου τώρα ὅτι τὸ κόστος μιᾶς μηχανῆς ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὸ βάρος τοῦ χρησιμοποιουμένου ὑλικοῦ, μεγάλη τιμὴ τῆς P_m εἶναι ἐπιθυμητή. Κατόπιν τούτου εἶναι ἀμφίβολον, ἐὰν ἡ μηχανὴ Carnot (σχ. 5·3) ἐργαζομένη ὡς ἐσωτερικῆς καύσεως θὰ ἦτο χρήσιμος εἰς τὴν πρᾶξιν ἀκόμη καὶ ἐὰν ἠδύνατο νὰ κατασκευασθῇ, διότι ἡ P_m εἰς τὸν κύκλον αὐτὸν εἶναι τόσον μικρά, ὥστε τὸ μέγεθος τῆς μηχανῆς συγκρινόμενον μὲ τὰς συγχρόνους μηχανὰς θὰ ἦτο πολὺ μεγάλο.

Ἐπίσης εἰς μίαν μηχανὴν πρέπει νὰ γίνεται σύγκρισις τῆς Μ.Ε.Π. καὶ τῆς μεγίστης πιέσεως τοῦ κύκλου.

Τὰ διάφορα ἐξαρτήματα τῆς μηχανῆς πρέπει νὰ ὑπολογίζωνται μὲ βάσιν τὰς μεγαλυτέρας δυνάμεις, ποὺ θὰ ἐπενεργοῦν ἐπ' αὐτῶν καὶ αἱ ὁποῖαι θὰ εἶναι σχετικαὶ μὲ τὴν μεγίστην πίεσιν. Ἑπομένως καὶ ἐὰν ἡ P_m ἑνὸς κύκλου μηχανῆς εἶναι σχετικῶς μεγάλη, ὁ κύκλος δυνατὸν νὰ εἶναι πρακτικῶς ἀνεφάρμοστος, ἐὰν καὶ ἡ μεγίστη πίεσίς του εἶναι πολὺ μεγάλη ἐν συγκρίσει μὲ τὴν Μ.Ε.Π., διότι λίαν ὑψηλὴ μεγίστη πίεσις ἀπαιτεῖ καὶ ὀγκώδη ἐξαρτήματα μηχανῆς.

Οὕτως ἡ μέση ἐνεργὸς πίεσις εἶναι ἓν σημαντικὸν χαρακτηριστικὸν τῶν κύκλων τῶν μηχανῶν, ὅταν αὐτοὶ ἐξετάζωνται ἀπὸ πρακτικῆς πλευρᾶς.

12·6 Ὑπολογισμὸς τῆς μέσης ἐνεργοῦ πιέσεως ἀπὸ τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς.

Εἰς τὸ σχῆμα 12·6 ἐμφαίνεται τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα τῆς παλινδρομικῆς μηχανῆς μὲ διάκενον, ἀντίθλιψιν, ἀτελῆ ἐκτόνωσιν καὶ συμπίεσιν. Εἶναι σύνηθες νὰ διακόπτεται ἡ ἐξαγωγὴ τοῦ ὑδρατμοῦ ἀπὸ τὸν κύλινδρον πρὸ τοῦ τέλους τῆς διαδρομῆς ἐξαγωγῆς καὶ νὰ συμπιέζεται ὁ παραμένων ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ὑδρατμός.

Ὁ λόγος τῆς συμπιέσεως εἶναι καὶ λειτουργικὸς (ὁμαλὴ ἀναστροφὴ τοῦ ἐμβόλου) καὶ θερμοδυναμικός, διότι ἐλαττοῦται ἡ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ.

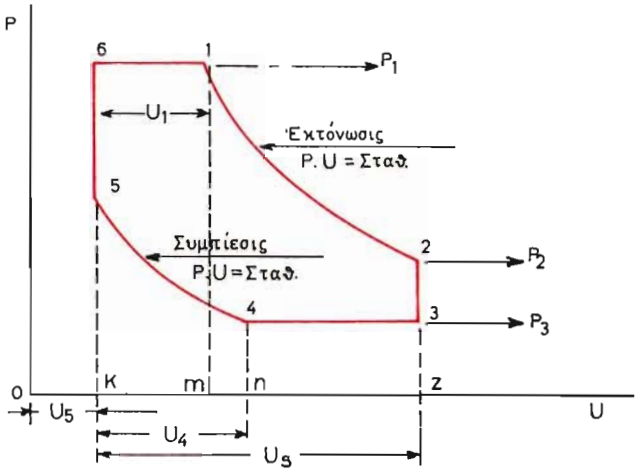
Εἰς τὸ σχῆμα 12·6 ἔχομεν :

P_1 εἶναι ἡ πίεσις εἰσαγωγῆς (ἡ τοῦ λέβητος)· P_2 ἡ τελικὴ πίεσις ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου· P_3 ἡ πίεσις ἀντιθλίψεως (συμπυκνω-

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

τοῦ)· U_s ὁ ὄγκος διαδρομῆς· U_1 ὁ ὄγκος εἰσροῆς· U_4 ὁ ὄγκος συμπιέσεως· U_5 ὁ ὄγκος διακένων. Αἱ πιέσεις λαμβάνονται εἰς kg/m^2 (ἢ lb/ft^2) καὶ οἱ ὄγκοι εἰς m^3 (ἢ ft^3).

Ὁ λόγος $\frac{U_s}{U_1} = r =$ βαθμὸς ἐκτονώσεως ἢ $U_1 = \frac{U_s}{r}$.



Σχ. 12·6.

Συνήθως οἱ ὄγκοι U_5 (διακένων) καὶ U_4 (συμπιέσεως) ἐκφράζονται συναρτήσει τοῦ ὄγκου διαδρομῆς, ἤτοι:

$$\frac{U_5}{U_s} = \alpha \quad \text{ἢ} \quad U_5 = \alpha \cdot U_s \quad \text{ἐπίσης}$$

$$\frac{U_4}{U_s} = b \quad \text{ἢ} \quad U_4 = b \cdot U_s .$$

Ἡ τιμὴ τῆς Μ.Ε.Π. εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (163), ἐὰν διαιρεθῇ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ διαγράμματος (λαμβανομένη εἰς kgm ἢ ftlb) διὰ τοῦ ὄγκου διαδρομῆς U_s (εἰς m^3 ἢ ft^3), ἤτοι:

$$P_m = \frac{\text{ἐπιφάνεια } 1, 2, 3, 4, 5, 6}{U_s} = \frac{kg}{m^2} \left(\text{ἢ } \frac{lb}{ft^2}\right).$$

Εὑρίσκεται δὲ ὅτι:

$$P_m = P_1 \left[\frac{1}{r} + \left(\frac{1}{r} + \alpha\right) l_n \frac{1+\alpha}{\frac{1}{r} + \alpha}\right] - P_2 \left[(1-b) + (\alpha + b)\, l_n \frac{\alpha + b}{\alpha}\right] \tag{165}$$

Ἐὰν δὲν ληφθῆ ὑπ' ὄψιν ἡ συμπίεσις, τότε τὸ διάγραμμα θὰ ἔχη τὴν μορφὴν τοῦ σχήματος 12·4 καὶ θὰ εἶναι $U_4 = 0$, ὁπότε καὶ $b = 0$. Τότε ἡ ἰσότης (165) θὰ λάβη τὴν μορφήν:

$$P_m = P_1 \left[\frac{1}{r} + \left(\frac{1}{r} + \alpha \right) l_n \frac{1 + \alpha}{\frac{1}{r} + \alpha} \right] - P_3 \qquad (166)$$

Ἐὰν δὲν ληφθῆ ὑπ' ὄψιν οὔτε συμπίεσις οὔτε καὶ διάκενον, ὁπότε καὶ $U_5 = 0$ καὶ $\alpha = 0$, ἡ ἰσότης (166) μετατρέπεται εἰς:

$$P_m = \frac{P_1}{r} (1 + l_n r) - P_3 \qquad (167)$$

Ἐὰν δὲν ληφθῆ ὑπ' ὄψιν οὔτε ἀντίθλιψις, δηλαδὴ καὶ $P_3 = 0$, ἡ ἰσότης (167) θὰ λάβη τὴν μορφήν:

$$P_m = \frac{P_1 (1 + l_n r)}{r} \qquad (168)$$

Ἀπόδειξις τῆς ἰσότητος (165).

Ἔχομεν $\quad P_m = \dfrac{\text{ἐπιφ. } 1, 2, 3, 4, 5, 6}{U_s}$

ἢ $\quad P_m = \dfrac{\text{ἐπιφ. } 6, 1, m, K + \text{ἐπιφ. } 1, 2, Z, m - \text{ἐπιφ. } 3, 4, n, Z - \text{ἐπιφ. } 4, 5\ K, n,}{U_s}$

ἢ $\quad P_m = \dfrac{P_1 \cdot U_1 + P_1 (U_1 + U_5)\, l_n \dfrac{U_s + U_5}{U_1 + U_5} - P_3 (U_s - U_4) - P_3 \cdot (U_4 + U_5)\, l_n \dfrac{U_4 + U_5}{U_5}}{U_s}$

Ἀντικαθιστῶμεν τοὺς ὄγκους U_1, U_4, U_5 συναρτήσει τοῦ U_s καὶ ἔχομεν:

$$P_m = \frac{P_1 \cdot \frac{U_s}{r} + P_1 \left(\frac{U_s}{r} + \alpha U_s \right) l_n \dfrac{U_s + \alpha U_s}{\frac{U_s}{r} + \alpha U_s} - P_3 (U_s - b \cdot U_s) - P_3 (b U_s + \alpha U_s)\, l_n \dfrac{b U_s + \alpha U_s}{\alpha U_s}}{U_s}$$

Διαιροῦμεν ἀριθμητὴν καὶ παρονομαστὴν διὰ τοῦ U_s καὶ ἔχομεν:

$$P_m = \left[\frac{P_1}{r} + P_1 \left(\frac{1}{r} + \alpha \right) \cdot l_n \frac{1 + \alpha}{\frac{1}{r} + \alpha} - P_3 (1 - b) - P_3 \left[(1 - b) + (\alpha + b)\, l_n \frac{\alpha + b}{\alpha} \right] \right.,$$

ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἰσότης (165).

Παράδειγμα.

Μία παλινδρομικὴ ἀτμομηχανὴ τροφοδοτεῖται μὲ ὑδρατμὸν 9 kg/cm² θλιβ. Ἡ ἀποκοπὴ λαμβάνει χώραν, ὅταν τὸ ἔμβολον ἔχη διανύσει τὰ 0,45 τῆς δια-

ΔΡΥΧΝΑ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

δρομῆς του. Ὁ ὄγκος διακένων εἶναι τὸ 0,1 τοῦ ὄγκου διαδρομῆς. Ἡ ἐξαγωγὴ κλείει, ὅταν τὸ ἔμβολον ἔχῃ διανύσει τὰ 0,88 τῆς διαδρομῆς ἐξαγωγῆς.

Ἡ τελικὴ πίεσις ἐξαγωγῆς εἶναι 0,4 kg/cm^2 ἀπολ.

Ζητεῖται ἡ P_m, ὅταν ἡ ἐκτόνωσις καὶ ἡ συμπίεσις ἀκολουθῇ τὸν νόμον $P \cdot U =$ σταθερόν.

Λύσις :

Ἀναφερόμενοι εἰς τὸ σχῆμα 12·6 καὶ δεχόμενοι ὄγκον διαδρομῆς ἴσον μὲ τὴν μονάδα, δηλαδὴ $U_s = 1\ cm^3$, θὰ εἶναι :

$$U_1 = 0{,}45, \quad U_5 = 0{,}1, \quad U_4 = 0{,}12\ cm^3$$

$$P_1 = 10\ kg/cm^2 \text{ ἀπολ.} \quad \text{καὶ} \quad P_2 = 0{,}4\ kg/cm^2.$$

α) Ἡ ἐπιφάνεια εἰσροῆς $6, 1, m, K = 10 \times 0{,}45 = 4{,}5$

β) Ἡ ἐπιφάνεια ἐκτονώσεως $1, 2, Z, m = 10 \times 0{,}55 \cdot l_n \dfrac{1{,}1}{0{,}55} = 3{,}795$

γ) Συνολικὴ ἐπιφάνεια $6, 1, 2, Z, K =$ Ἄθροισμα $\alpha + \beta = 8{,}295$ 8,295

δ) Ἐπιφάνεια συμπιέσεως $4, 5, K, n = 0{,}4 \times 0{,}22\, l_n \dfrac{0{,}22}{0{,}1} = 0{,}0618$

ε) Ἐπιφάνεια ἐξαγωγῆς $3, 4, n, Z = 0{,}4 \times 0{,}88 = 0{,}352$

στ) Συνολικὴ ἐπιφάνεια $5, 4, 3, Z, K =$ Ἄθροισμα $\delta + \varepsilon = 0{,}413$ 0,413

ζ) Ἐπιφάνεια ἔργου $1, 2, 3, 4, 5, 6 =$ Διαφορὰ $\gamma - \sigma\tau =$ 7,882

καὶ $P_m = \dfrac{W}{U_s} = \dfrac{7{,}882}{1} = 7{,}882\ kg/cm^2 \left(\dfrac{kgcm}{cm^3} = kg/cm^2\right)$

12·7 Πρακτικαὶ ἀπώλειαι εἰς κύλινδρον παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς.

Τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς εἰς τὸ σχῆμα 12·6 χαράσσεται, χωρὶς νὰ λαμβάνωνται ὑπ' ὄψιν αἱ θερμικαὶ καὶ ἄλλαι ἀπώλειαι, ποὺ λαμβάνουν χώραν ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου τῆς μηχανῆς. Τοῦτο προϋποθέτει ἀπότομον ἄνοιγμα καὶ κλείσιμον τῶν θυρίδων (εἰσαγωγῆς καὶ ἐξαγωγῆς), νὰ μὴ ὑπάρχῃ πτῶσις πιέσεως κατὰ τὴν εἰσροὴν λόγω ἀρχικῆς συμπυκνώσεως τοῦ ὑδρατμοῦ, ὁ ὁποῖος ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου, νὰ μὴ ὑφίσταται ὁ ὑδρατμὸς στραγγαλισμὸν κατὰ τὴν δίοδόν του ἀπὸ τὰς θυρίδας καὶ νὰ μὴ ὑπάρχουν θερμικαὶ ἀπώλειαι μέσω τῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου.

Αἱ πρακτικαὶ ἀπώλειαι εἰς τὸν κύλινδρον μιᾶς ἀτμομηχανῆς κατὰ τὴν λειτουργίαν εἶναι αἱ κάτωθι :

α) *Ἀπώλειαι λόγω τοιχωμάτων κυλίνδρου.*

Κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν τοῦ ὑδρατμοῦ ἡ θερμοκρασία του ἐλαττοῦται. Τὰ τοιχώματα ἑπομένως τοῦ κυλίνδρου καὶ τὸ ἔμβολον ἔρχονται εἰς ἐπαφὴν μὲ ὑδρατμόν, τοῦ ὁποίου ἡ θερμοκρασία μεταβάλλεται περιοδικῶς, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία τῶν μεταλλικῶν ἐπιφανειῶν δὲν παρουσιάζει τὴν αὐτὴν διακύμανσιν μὲ ἐκείνην τοῦ ὑδρατμοῦ.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Μετὰ ἀπὸ ὡρισμένον χρόνον λειτουργίας πραγματοποιεῖται μία κατάστασις ἰσορροπίας καὶ τὰ τοιχώματα ἔχουν μίαν μέσην θερμοκρασίαν, ἡ ὁποία κεῖται εἰς τὸ μέσον περίπου τῶν δύο ἀκραίων θερμοκρασιῶν τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν εἰσαγωγὴν καὶ ἐξαγωγήν.

Ὁ εἰσερχόμενος ὑδρατμὸς ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὰ τοιχώματα μικροτέρας θερμοκρασίας, ψύχεται καί, ἐὰν εἶναι ξηρὸς ἢ ἐλαφρῶς ὑπέρθερμος, ὑφίσταται μίαν μερικὴν συμπύκνωσιν. Τὸ φαινόμενον αὐτὸ ὀνομάζεται *ἀρχικὴ συμπύκνωσις*. Τὸ κλάσμα τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ συμπυκνοῦται, ὀνομάζεται *ἀπολεσθεῖσα ποσότης*, ἡ ὁποία δύναται νὰ φθάσῃ τὸ 40 % τοῦ εἰσερχομένου ὑδρατμοῦ.

Ἡ ἀρχικὴ συμπύκνωσις ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα ἐλάττωσιν τοῦ ὄγκου καὶ ἑπομένως ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι μικρότερος εἰς τὸ τέλος τῆς εἰσροῆς λόγω τῶν ἐπιδράσεων τῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου.

Ἀπὸ τὴν θερμότητα, ποὺ μετεδόθη εἰς τὰ τοιχώματα ἀπὸ τὸν ὑδρατμὸν κατὰ τὴν εἰσροήν, μέρος ἐπιστρέφεται καὶ ἀναθερμαίνει τὸν ὑδρατμόν, καθὼς αὐτὸς ἐκτονοῦται (διότι τότε ἡ θερμοκρασία του κατέρχεται κάτω τῆς τῶν τοιχωμάτων) καὶ μέρος ἀποβάλλεται μέσω τῶν τοιχωμάτων εἰς τὸ περιβάλλον.

Αἱ ἀπώλειαι τοιχωμάτων λαμβανόμεναι ὡς ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν τοῦ ἰδανικοῦ ἔργου τῆς μηχανῆς αὐξάνουν μὲ τὸν χρόνον παραμονῆς τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου καὶ μὲ τὴν αὔξησιν τῶν λόγων τῆς ἐπιφανείας τῶν ἐσωτερικῶν τοιχωμάτων διὰ τοῦ ὄγκου τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ αὐτὰ περιέχουν.

Ἑπομένως αἱ ἀπώλειαι τοιχωμάτων εἶναι μικρότεραι εἰς μεγάλας καὶ ὑψηλῆς ταχύτητος μηχανάς.

β) *Ἀπώλειαι λόγω στραγγαλισμοῦ.*

Δεδομένου ὅτι ὑδρατμὸς εἰσέρχεται ἢ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν κύλινδρον μέσω θυρίδων μικρᾶς σχετικῶς ἐπιφανείας καὶ μία οἱαδήποτε βαλβὶς ἀπαιτεῖ ὡρισμένον χρονικὸν διάστημα διὰ νὰ ἀνοίξῃ, ὁ ὑδρατμὸς ὑφίσταται στραγγαλισμὸν μὲ ἀποτέλεσμα ἀπωλείας πιέσεως καὶ ἔργου.

Διὰ νὰ ἐξασφαλισθῇ πλῆρες ἄνοιγμα τῶν θυρίδων κατὰ τὴν εἰσαγωγὴν καὶ ἐξαγωγὴν τοῦ ὑδρατμοῦ, ὅταν τὸ ἔμβολον εὑρίσκεται εἰς τὰ νεκρὰ αὐτοῦ σημεῖα (καὶ πρόκειται νὰ ἀναστρέψῃ πορείαν), ἡ εἰσαγωγὴ καὶ ἡ ἐξαγωγὴ τῶν ὑδρατμῶν ἀνοίγουν, πρὶν ἢ τὸ ἔμβολον φθάσῃ εἰς τὸ ἀντίστοιχον νεκρὸν σημεῖον καὶ οὕτως ἔχομεν τὰς φάσεις *προεισαγωγὴ* καὶ *προεξαγωγή*.

Αἱ ἀπώλειαι στραγγαλισμοῦ αὐξάνουν, ὅσον αὐξάνει ἡ ταχύτης τῆς μηχανῆς, διότι ἐλαττοῦται ὁ διατιθέμενος χρόνος δι' εἰσαγωγὴν καὶ ἐξαγωγὴν τοῦ ὑδρατμοῦ.

γ) *Ἀπώλειαι διακένων.*

Ὅπως κάθε παλινδρομικὴ μηχανὴ οὕτω καὶ ἡ ἀτμομηχανὴ πρέπει νὰ ἔχῃ ἕνα χῶρον διακένων διὰ λόγους ἀσφαλείας λειτουργίας. Ἐὰν ἡ μηχανὴ ἠδύνατο νὰ κατασκευασθῇ ἄνευ διακένων, τότε ὁ κύλινδρος θὰ ἐξεκενοῦτο τελείως ἀπὸ ὑδρατμὸν καὶ ἡ πίεσις ἐσωτερικῶς θὰ ἤλλασσεν ἀκα-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ριαίως ἀπὸ ἐκείνην τοῦ συμπυκνωτοῦ, εἰς ἐκείνην τῆς εἰσαγωγῆς, ὅπως γίνεται παραδεκτὸν εἰς τὸν θεωρητικὸν κύκλον.

Εἰς τὴν πραγματικὴν μηχανὴν τὸ διάκενον θὰ πρέπει νὰ εἶναι πλῆρες ὑδρατμοῦ τῆς πιέσεως τοῦ συμπυκνωτοῦ, ὑποτίθεται δηλαδὴ ὅτι ἡ ἐξαγωγὴ παραμένει ἀνοικτή, μέχρις ὅτου τὸ ἔμβολον φθάση εἰς τὸ νεκρὸν σημεῖον του. (Θὰ ἴδωμεν ὅτι τοῦτο δὲν συμβαίνει εἰς τὴν πραγματικότητα, ἀλλὰ ἡ ἐξαγωγὴ κλείει ὀλίγον ἐνωρίτερον καὶ οὕτως ὁ παραμένων ἐντὸς τοῦ διακένου ὑδρατμὸς συμπιέζεται).

Ὅταν ἡ εἰσαγωγὴ ἀνοίξη, ἀτμὸς ὑψηλῆς πιέσεως εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου, ποὺ ὑπάρχει χαμηλὴ πίεσις, ἐνῶ ἔργον δὲν παράγεται κατὰ τὴν φάσιν αὐτήν. Οὕτως ἔχομεν ἀπώλειαν ἔργου, λόγω ἐκτονώσεως τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τῶν διακένων.

Ἡ ἀπώλεια λόγω διακένων δύναται νὰ ἀποφευχθῆ, ἐὰν ἡ θυρὶς ἐξαγωγῆς κλείση πρὸ τοῦ τέλους τῆς διαδρομῆς ἐξαγωγῆς καὶ συμπιεσθῆ ὁ παραμένων ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ὑδρατμὸς εἰς τὴν πίεσιν εἰσαγωγῆς.

Ὁ συμπιεζόμενος ὑδρατμὸς δίδει ἐπὶ πλέον ἕτερον πλεονέκτημα, διότι χρησιμεύει ὡς *προσκεφάλαιον* διὰ τὸ ἔμβολον κατὰ τὴν ἀναστροφήν, βοηθεῖ τὴν ἐπιβράδυνσιν τῆς ἐπιταχύνσεως καὶ ἐν συνεχείᾳ τὴν αὔξησιν αὐτῆς μετὰ τὴν ἀναστροφήν.

Τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἐκτονώσεως θὰ εἶναι ἄθροισμα τοῦ ὑδρατμοῦ, ὁ ὁποῖος παρέμεινεν ἐντὸς τῶν διακένων κατὰ τὴν συμπίεσιν, καὶ ἐκείνου ποὺ εἰσῆλθεν εἰς τὸν κύλινδρον κατὰ τὴν εἰσροήν.

Εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ πίεσις τοῦ συμπιεζομένου ὑδρατμοῦ δὲν φθάνει ἐκείνην τῆς εἰσαγωγῆς, ὥστε πάντοτε ὑπάρχει ἀπώλεια ἔργου λόγω διακένων.

Ὁ συμπιεζόμενος ἀτμὸς κατὰ τὴν ἀρχὴν τῆς συμπιέσεως ἔχει μέγαν βαθμὸν ξηρότητος, μεγαλύτερον ἀπὸ ἐκεῖνον ποὺ δείχνει ὁ θεωρητικὸς κύκλος, διότι κατὰ τὴν λειτουργίαν τῆς μηχανῆς καὶ περὶ τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως ὁ ἀτμὸς ἀναθερμαίνεται ἀπὸ τὰ τοιχώματα.

Εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως ὁ ὑδρατμὸς θεωρεῖται ὅτι εἶναι ξηρὸς καὶ οὕτω δύναται νὰ ὑπολογισθῆ τὸ βάρος του μὲ βάσιν τὸν ὄγκον του καὶ τὴν πίεσίν του εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως.

12·8 Πραγματικὸν διάγραμμα - Ὑπολογισμὸς βάρους ἀτμοῦ εἰς τὸν κύλινδρον.

Τὸ πραγματικὸν διάγραμμα μιᾶς παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς λαμβάνεται μὲ τὴν βοήθειαν ἐξαρτήματος, γνωστοῦ ὡς *δυναμοδείκτου*.

Ὁ τυπικὸς δυναμοδείκτης ἀποτελεῖται ἀπὸ περιστρεφόμενον τύμπανον, ἐπὶ τοῦ ὁποίου τοποθετεῖται λευκὸς χάρτης.

Τὸ τύμπανον περιστρέφεται πρὸς τὰ δεξιὰ καὶ ἀριστερὰ κινούμενον εἰς φάσιν μὲ τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου μὲ τὴν βοήθειαν νήματος, ποὺ εἶναι συνδεδεμένον μὲ τὸ τύμπανον καὶ τὸν διωστῆρα.

Ἡ πίεσις, ποὺ ἐπικρατεῖ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου, καταγράφεται ἐπὶ τοῦ χάρτου τοῦ τυμπάνου μέσω γραφίδος (μολύβι), τὸ ὁποῖον κινεῖται κατακορύφως ἀναλόγως πρὸς τὴν πίεσιν τοῦ ὑδρατμοῦ. Ἡ κίνησις αὐτὴ εἶναι

ΔΡΥΣΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ἀποτέλεσμα τῆς κινήσεως ἑνὸς μικροῦ ἐμβόλου, τοῦ *δυναμοδείκτου*, ποὺ κινεῖται ἐντὸς τοῦ κυλινδρίσκου του *κόντρα* πρὸς τὴν πίεσιν ἑνὸς ἐλατηρίου, γνωστοῦ ὡς *ἐλατήριον τοῦ δυναμοδείκτου*.

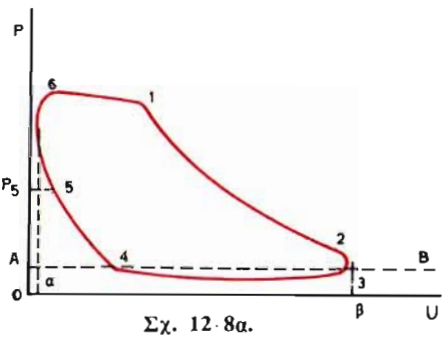
Τὸ ἔμβολον αὐτὸ τοῦ δυναμοδείκτου μὲ καταλλήλους μηχανισμοὺς συνδέεται μὲ τὴν γραφίδα. Ὁ ὑδρατμὸς διὰ καταλλήλου συνδέσεως μέσω τῶν κρουνῶν δυναμοδείκτου, ποὺ ὑπάρχουν ἐπὶ τοῦ κυρίου κυλίνδρου τῆς μηχανῆς, εἰσέρχεται κάτωθεν τοῦ ἐμβόλου τοῦ δυναμοδείκτου. Οὕτως ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ κυρίου κυλίνδρου μεταδίδεται εἰς τὴν γραφίδα καὶ καταγράφεται ἐπὶ τοῦ χάρτου τοῦ τυμπάνου.

Οἱ κρουνοί, ποὺ συνδέουν τὸν κύλινδρον τοῦ δυναμοδείκτου μὲ τὸν κύλινδρον τῆς μηχανῆς, εἶναι τρίστομοι καὶ οὕτως ὁ δυναμοδείκτης συνδέεται ἐναλλὰξ μὲ τὸ ἄνω ἢ τὸ κάτω ἄκρον τοῦ κυλίνδρου τῆς μηχανῆς ἢ μὲ τὴν ἀτμόσφαιραν.

Εἶναι φανερὸν ὅτι τὸ μῆκος τῆς κατακορύφου διαδρομῆς τῆς γραφίδος εἶναι συνάρτησις τῆς πιέσεως τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου καὶ τῆς ἀντιστάσεως τοῦ ἐλατηρίου, ἡ ὁποία εἶναι γνωστὴ ὡς *κλῖμαξ ἐλατηρίου τοῦ δυναμοδείκτου*, ποὺ συνήθως δίδεται εἰς μῆκος ἀνὰ πίεσιν.

Π.χ. κλῖμαξ 1 cm ἀνὰ 5 kg/cm² σημαίνει ὅτι διὰ νὰ μετακινηθῇ ἡ γραφὶς ἐπὶ τοῦ τυμπάνου καθέτως εἰς μῆκος 1 cm, ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου τῆς μηχανῆς πρέπει νὰ εἶναι 5 kg/cm².

Εἰς τὸ σχῆμα 12·8α ἐμφαίνεται πραγματικὸν δυναμοδεικτικὸν διάγραμμα.



Σχ. 12·8α.

Λαμβάνεται τὸ διάγραμμα μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ δυναμοδείκτου. Ἐν συνεχείᾳ φέρονται οἱ δύο ἄξονες ὡς κάτωθι :

Μὲ βάσιν τὴν γραμμὴν ΑΒ, ποὺ παριστᾶ τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, λαμβάνομεν καὶ τὴν ἀπόστασιν ΟΑ = 1 ἀτμόσφαιρα, βάσει τῆς κλίμακος τοῦ ἐλατηρίου καὶ οὕτως ἔχομεν τὸν ἄξονα τῶν ὄγκων.

Τὸ μῆκος τώρα αβ τοῦ διαγράμματος παριστᾶ τὸν ὄγκον διαδρομῆς U_s τοῦ κυλίνδρου, τὸν ὁποῖον ὑπολογίζομεν μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (164).

Ἑπομένως ἡ κλῖμαξ τῶν ὄγκων θὰ εἶναι ὁ λόγος : $\frac{U_s}{\text{Μῆκος αβ}}$.

Μὲ βάσιν τώρα τὴν κλίμακα τοῦ ὄγκου καὶ τὸν γνωστὸν ὄγκον τῶν διακένων τοῦ κυλίνδρου ἔχομεν τὸ τμῆμα Οα ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν ὄγκων, ποὺ θὰ παριστᾶ τὸ διάκενον.

Οὕτω χαράσσεται καὶ ὁ ἄξων τῶν πιέσεων. Ἐπὶ τῶν χαραχθέντων τώρα ἀξόνων καὶ εἰς οἱονδήποτε σημεῖον τοῦ διαγράμματος δύναται νὰ ἀναγνωσθῇ καὶ ἡ πίεσις καὶ ὁ ὄγκος τοῦ ὑδρατμοῦ.

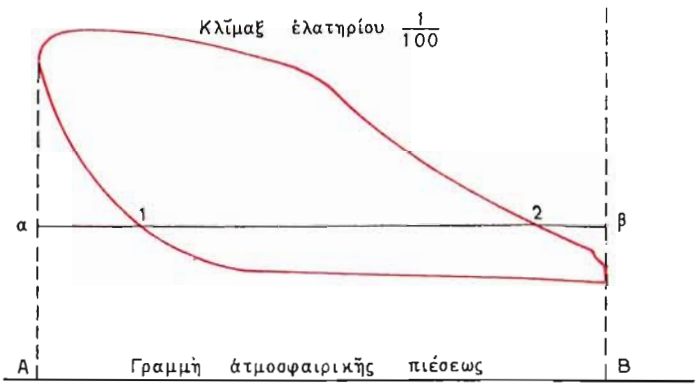
ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΗ 1954

Διὰ νὰ εὕρωμεν τώρα τὸ βάρος τοῦ ἀτμοῦ κατὰ τὴν συμπίεσιν, λαμβάνομεν ἓν σημεῖον 5 εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως, ὅπου δεχόμεθα ὅτι ὁ ἀτμὸς θὰ εἶναι ξηρός.

Ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν πιέσεων ἀναγινώσκομεν πίεσιν P_5, ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν ὄγκων τὸν ὄγκον U_5 καὶ ἀπὸ τοὺς πίνακας εἰς πίεσιν P_5 εὑρίσκομεν τὸν εἰδικὸν ὄγκον τοῦ ὑδρατμοῦ αὐτοῦ, ὁπότε τὸ βάρος του θὰ εἶναι ὁ λόγος :

$$B_1 = \frac{\text{Ὄγκος } U_5}{\text{Εἰδικὸς ὄγκος}}.$$

Διὰ νὰ εὕρωμε τὸν ἀτμόν, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον κατὰ τὴν εἰσροήν, πρέπει νὰ μετρηθῇ εἰς ὡρισμένον χρόνον, ἔστω 1 ὥραν, τὸ συμ-



Σχ. 12·8β.

πύκνωμα ἐντὸς μιᾶς δεξαμενῆς καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν διαδρομῶν τοῦ ἐμβόλου εἰς τὸν ἴδιον χρόνον, ὁπότε τὸ βάρος τοῦ ἀτμοῦ εἰσροῆς ἀνὰ διαδρομὴν B_2 θὰ λαμβάνεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$B_2 = \frac{\text{Βάρος συμπυκνωθέντος ὑδρατμοῦ εἰς μίαν ὥραν}}{\text{Ἀριθμὸς διαδρομῶν ἐμβόλου εἰς μίαν ὥραν}}.$$

Ἑπομένως τὸ ὁλικὸν βάρος ἀτμοῦ Β ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου τῆς μηχανῆς κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἐκτονώσεως θὰ εἶναι :

$$B = B_1 + B_2.$$

Παράδειγμα.

Εἰς τὸν κύλινδρον ὑψηλῆς πιέσεως ἀτμομηχανῆς διαμέτρου 28 in, διαδρομῆς ἐμβόλου 3 ft, ἐλήφθη δυναμοδεικτικὸν διάγραμμα μὲ κλίμακα ἐλατηρίου :

$$1 \text{ in} = 100 \frac{\text{lb}}{\text{in}^2} \left(\text{ἢ } \frac{1}{100}\right).$$

Ζητεῖται τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ χορηγεῖται εἰς τὸν κύλινδρον ἀνὰ διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου, ἐὰν ὑποτεθῇ ὅτι περὶ τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως ὁ ὑδρατμὸς εἶναι εἰς κατάστασιν ξηροῦ κεκορεσμένου.

ΔΡΥΧΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Λύσις :

Ἔστω ὅτι τὸ ληφθὲν δυναμοδεικτικὸν διάγραμμα ἀπὸ τὸν κύλινδρον εἶναι τὸ τοῦ σχήματος 12·8β καὶ AB εἶναι ἡ γραμμὴ τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

Φέρομεν τὴν αβ παράλληλον τῆς AB, ἡ ὁποία τέμνει τὴν γραμμὴν συμπιέσεως εἰς τὸ σημεῖον 1 καὶ τὴν γραμμὴν ἐκτονώσεως (πλησίον τοῦ τέλους) εἰς τὸ σημεῖον 2. Τὸ μῆκος α - 2 θὰ παριστᾶ τὸν ὄγκον τοῦ ἀτμοῦ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν καὶ τὸ μῆκος α - 1 τὸν ὄγκον τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ παραμένει κατὰ τὴν συμπίεσιν (ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν Αα = Ββ).

Τὸ τμῆμα ἑπομένως 1 - 2 θὰ παριστᾶ τὸν ὄγκον τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ ἐχορηγήθη εἰς τὸν κύλινδρον κατὰ τὴν εἰσροήν, εἰς πίεσιν Αα.

Ἐπὶ τοῦ διαγράμματος τώρα μετροῦμεν :

Μῆκος $A\alpha = 0{,}9$ in ἢ $P = 0{,}9 \times 100 = 90$ lb/in² θλιβομετρικὴ ἢ $P = 105$ lb/in² ἀπολ.

Τὸ μῆκος αb = ὄγκος διαδρομῆς = 2,97 in.

Ὁ ὄγκος διαδρομῆς $= \frac{\pi}{4} D^2 \cdot L = 0{,}7854 \times \left(\frac{28}{12}\right)^2 \times 3 = 12{,}69$ ft³.

Ἑπομένως ἡ κλῖμαξ ὄγκων εἶναι $\frac{12{,}69}{2{,}97} = 4{,}2$ ft³/in.

Τὸ μῆκος ἀπὸ 1 ἕως 2 = 1,98 in. Ἑπομένως ὁ ὄγκος τοῦ χορηγηθέντος ἀτμοῦ εἶναι $1{,}98 \times 4{,}2 = 8{,}316$ ft³.

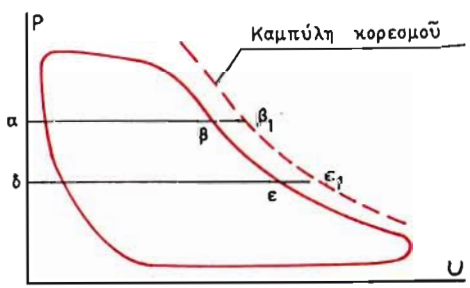
Ἀπὸ τὸν Πίνακα 2 Παραρτήματος εὑρίσκομεν ὅτι ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ εἰς πίεσιν 105 lb/in² εἶναι 4,23 ft³/lb, ἑπομένως τὸ βάρος του θὰ εἶναι :

$$B = \frac{8{,}316}{4{,}23} = 1{,}96 \text{ lb.}$$

12·9 Καμπύλη κορεσμοῦ.

Λαμβάνεται μὲ τὸν δυναμοδείκτην τὸ πραγματικὸν διάγραμμα (σχ. 12·9) καὶ ἐν συνεχείᾳ χαράσσονται οἱ ἄξονες P - υ καὶ ὑπολογίζεται τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν κύλινδρον, ὡς ἀνεφέρθη εἰς παράγραφον 12·8.

Ἔστω ὅτι ἔχομεν νὰ εὕρωμεν τὸ σημεῖον β_1, δηλαδὴ τὸν ὄγκον ποὺ θὰ εἶχεν ὁ ὑδρατμὸς ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου, ἐὰν ἦτο ξηρὸς εἰς πίεσιν ἀντίστοιχον τοῦ σημείου α (σχ. 12·9).



Σχ. 12·9.

Ἐφ' ὅσον γνωρίζομεν τὸ βάρος B τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸ σημεῖον β, τότε ἀπὸ τοὺς πίνακας εἰς τὴν ἀντίστοιχον πίεσιν λαμβάνομεν τὸν εἰδικὸν ὄγκον τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ υ_β, ὁπότε ὁ ζητούμενος ὄγκος, ὁ ὁποῖος θὰ ἀντιστοιχῇ μὲ τὸ μῆκος $\alpha\beta_1$ θὰ εἶναι τὸ γινόμενον $B \times \upsilon_\beta$.

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΕΝΙΑ 1954

Μὲ τὴν αὐτὴν σκέψιν τὸ τμῆμα $\delta\varepsilon_1$ = μὲ ὄγκον $B \times \upsilon_\varepsilon$. Οὕτως εὑρίσκομεν τὰ διάφορα σημεῖα καὶ χαράσσομεν τὴν καμπύλην κορεσμοῦ, ἡ ὁποία θὰ μᾶς δίδη τὸν ὄγκον τοῦ ὑδρατμοῦ, ἐὰν αὐτὸς ἦτο ξηρὸς καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς ἐκτονώσεως.

Ὅταν χαραχθῇ ἡ καμπύλη κορεσμοῦ, εὑρίσκομεν τὸν βαθμὸν ξηρότητος χ τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν, διότι, ὡς εἶναι φανερόν, θὰ εἶναι :

$$\chi = \frac{\alpha b}{\alpha b_1} \text{ (διὰ τὸ σημεῖον β)}$$

$$\text{ἢ} \quad \chi = \frac{\delta\varepsilon}{\delta\varepsilon_1} \text{ (διὰ τὸ σημεῖον ε).}$$

Ἡ ἀπόστασις $\beta\beta_1$ ἢ $\varepsilon\varepsilon_1$ κ.λπ. ὀνομάζεται *ἀπολεσθεῖσα ποσότης* καὶ εἶναι ἓν μέτρον τοῦ ἔργου, ποὺ χάνεται λόγω ἀρχικῆς συμπυκνώσεως τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου.

12·10 Πλεονεκτήματα χρήσεως ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ εἰς παλινδρομικὴν μηχανήν.

Ἡ σημασία τῆς αὐξήσεως τῆς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας εἰς τὴν ἀπόδοσιν τοῦ κύκλου Rankine (ἑπομένως καὶ τοῦ κύκλου τῆς παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς) ἀνεφέρθη εἰς τὴν παράγραφον 11·9.

Ἡ χρῆσις ὅμως ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ εἰς τὴν παλινδρομικὴν ἀτμομηχανήν, ἀνεξαρτήτως τῆς μικρᾶς βελτιώσεως τῆς ἀποδόσεως λόγω αὐξήσεως τῆς θερμοκρασίας, παρουσιάζει δύο ἕτερα σοβαρὰ πλεονεκτήματα βασικὰ διὰ τὴν μηχανήν :

α) Δὲν ὑφίσταται ἀρχικὴ συμπύκνωσις ὑδρατμοῦ.

β) Ἐλαττώνονται σημαντικῶς αἱ θερμικαὶ ἀπώλειαι τῶν τοιχωμάτων.

Ὅταν ξηρὸς ἢ σχεδὸν ξηρὸς ὑδρατμὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον τῆς μηχανῆς, ὑφίσταται ἀρχικὴν συμπύκνωσιν κατὰ τὴν εἰσροήν. Ὁ ὄγκος του ἐλαττοῦται ἀναλόγως κατὰ τὴν *ἀπολεσθεῖσαν ποσότητα*, σταγονίδια ὕδατος σχηματίζονται, τὰ ὁποῖα κατέρχονται πρὸς τὰ κάτω ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου καὶ γενικὰ ὑγρὸς ὑδρατμὸς ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὰ τοιχώματα. Τὸ τμῆμα τοῦ ἀτμοῦ, ποὺ συμπυκνοῦται, ἀποβάλλει τὴν λανθάνουσαν θερμότητά του, ποὺ εἶναι τῆς τάξεως τῶν 480 kcal διὰ μίαν πίεσιν 10 kg/cm² ἀπολ. Ἡ θερμότης αὐτὴ μεταβιβάζεται εἰς τὰ τοιχώματα ἔστω καὶ ἐὰν ὑπάρχει μικρὰ διαφορὰ θερμοκρασίας ὑδρατμοῦ καὶ τοιχωμάτων.

Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ ἡ λειτουργία εἶναι ἐντελῶς διαφορετικὴ μὲ τὴν προϋπόθεσιν ὅτι ἡ θερμοκρασία

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

τῶν τοιχωμάτων εἶναι μεγαλυτέρα τῆς τοῦ κορεσμοῦ. Μὲ ἀρκετὴν ὑπερθέρμανσιν τοῦτο συμβαίνει πάντοτε.

Ὁ ὑπέρθερμος ψύχεται ὁμοίως ἀπὸ τὰ τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου, ἡ θερμότης ὅμως ποὺ θὰ ἀπολέση αὐτὸς εἶναι ἀνάλογος τῆς εἰδικῆς θερμότητός του, ἡ ὁποία εἶναι περίπου 0,5 kcal/kg °C. Καὶ ἐὰν ἀκόμη ἡ θερμοκρασία του ἐλαττωθῆ κατὰ 100 °C, ἡ θερμότης, ποὺ χάνει ἀνὰ kg, εἶναι $0,5 \times 100 = 50$ kcal, δηλαδὴ τὸ 1/10 ἐκείνης τοῦ ξηροῦ ὑδρατμοῦ. Ὁ ὄγκος τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ ἐλαττοῦται μὲ τὴν ψῦξιν εἰς ἐλαχίστην ποσότητα συγκρινόμενος μὲ τὴν *ἀπολεσθεῖσαν ποσότητα* τοῦ ξηροῦ καὶ τὸ σπουδαιότερον, ὁ ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς ὡς ὑπαγόμενος εἰς τὴν κατηγορίαν τῶν ἀερίων εἶναι κακὸς ἀγωγὸς τῆς θερμότητος, ὁ δὲ συντελεστὴς τῆς θερμικῆς ἀγωγιμότητός του εἶναι εἴκοσιν φορὰς μικρότερος ἐκείνης τοῦ ὕδατος, διότι ἡ σχηματιζομένη *μεμβράνη ρευστοῦ* (παράγρ. 2·17) σχηματίζει ἐσωτερικὴν μόνωσιν εἰς τὸν κύλινδρον.

Διὰ πειραμάτων ἔχουν εὑρεθῆ αἱ κάτωθι τιμαὶ συντελεστοῦ μεμβράνης δι' ἀτμομηχανάς :

α) Διὰ κεκορεσμένον ὑδρατμὸν ἀπὸ 1000 ἕως 4000 kcal/m², h² °C.

β) Δι' ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν ἀπὸ 10 ἕως 40 kcal ἀντιστοίχως.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω καθίσταται φανερὸν ὅτι διὰ τὴν αὐτὴν διαφορὰν θερμοκρασίας ἡ ροὴ θερμότητος πρὸς τὰ τοιχώματα θὰ εἶναι πολὺ μικροτέρα μὲ ὑπέρθερμον παρὰ μὲ κεκορεσμένον ὑδρατμόν.

12·11 Σύγκρισις θεωρητικοῦ καὶ πραγματικοῦ διαγράμματος.

Ἡ διαφορὰ μεταξὺ τοῦ θεωρητικοῦ καὶ τοῦ πραγματικοῦ διαγράμματος εἶναι μία μέτρησις τῶν ἀπωλειῶν τῆς μηχανῆς εἰς τὸν κύλινδρον.

Εἶναι προφανὲς ὅτι διὰ νὰ ὑπάρχη μέτρον συγκρίσεως, τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα πρέπει νὰ χαραχθῆ διὰ βάρος ὑδρατμοῦ Β ἴσον μὲ ἐκεῖνον, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὴν μηχανὴν ἀνὰ διαδρομὴν κατὰ τὴν λειτουργίαν (παράγρ. 12·8).

Ὁ λόγος τῶν ἐπιφανειῶν τῶν δύο διαγραμμάτων εἶναι *ὁ συντελεστὴς διαγράμματος*, ὁ ὁποῖος μετρεῖ καὶ τὴν ἀπόδοσιν τοῦ κυλίνδρου.

Εἰς τὸ σχῆμα 12·11 εἰκονίζονται καὶ τὰ δύο διαγράμματα, τὸ πραγματικὸν ἐντὸς τοῦ θεωρητικοῦ.

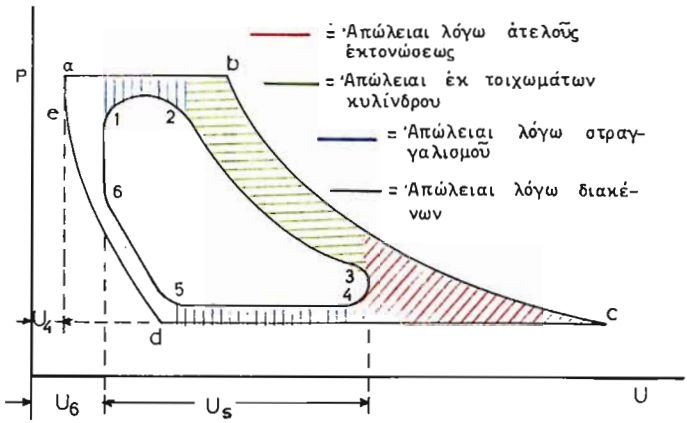
Τὸ δυναμοδεικτικὸν διάγραμμα 1, 2, 3, 4, 5, 6, λαμβάνεται μὲ τὸν δυναμοδείκτην. Χαράσσονται οἱ δύο ἄξονες P-v καὶ εὑρίσκεται τὸ βάρος τοῦ ἀτμοῦ συμπιέσεως καὶ τῆς εἰσροῆς, ὡς ἀνεφέρθη εἰς τὴν παράγραφον 12·8.

Οὕτως, ὁ ὄγκος U_e θὰ παριστᾶ τὸ πραγματικὸν διάκενον τοῦ κυλίνδρου.

Ἡ χάραξις τοῦ θεωρητικοῦ διαγράμματος γίνεται μὲ βάσιν τὸ βάρος Β τοῦ εἰσερχομένου ἀτμοῦ ἀνὰ διαδρομὴν κατὰ τὴν εἰσροὴν καὶ εἰς πίεσιν

ΔΡΥΧΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

ἴσην μὲ τὴν τοῦ λέβητος. Τὸ θεωρητικὸν διάκενον $υ_4$ λαμβάνεται ἴσον μὲ τὸν ὄγκον, ποὺ θὰ ἔχη ὁ ἀτμὸς ποὺ συμπιέζεται, ἐὰν ἡ πίεσίς του εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως εἶναι ἴση μὲ ἐκείνην τοῦ λέβητος. Φέρομεν ὁριζοντίαν



Σχ. 12·11.

dc εἰς ὕψος ἀπὸ τὸν ἄξονα τῶν ὄγκων ἴσον μὲ τὴν πίεσιν τοῦ συμπυκνωτοῦ καὶ τὴν ab ἴσην μὲ τὸν ὄγκον ἀτμοῦ εἰσροῆς καὶ εἰς ὕψος ἀπὸ τὸν ἄξονα τῶν ὄγκων ἴσον μὲ τὴν πίεσιν τοῦ λέβητος. Ἀπὸ τὰ α καὶ b χαράσσομεν δύο καμπύλας PU = σταθ., τὴν ad (παριστᾶ τὴν συμπίεσιν ἀπὸ d εἰς α) καὶ τὴν bc, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἐκτόνωσις καὶ χαράσσεται πλήρης. Οὕτω τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα εἶναι τὸ α b c d e α.

Διὰ συγκρίσεως τῶν ἐπιφανειῶν τῶν δύο διαγραμμάτων μετροῦμεν τὰς ἀπωλείας, ὡς ἀναφέρονται εἰς τὸ σχῆμα 12·11.

12·12 Ἱπποδύναμις - Ἀπόδοσις.

Ἡ ἐνδεικτικὴ ἱπποδύναμις μιᾶς παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς δίδεται μὲ μετρικὸν σύστημα μονάδων ἐκ τῆς σχέσεως :

$$\mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{2P_m\,LAN}}{\mathbf{4500}} \quad \text{ἢ} \qquad (169)$$

$$\mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{P_m\,AV}}{\mathbf{4500}} \qquad (170)$$

ὅπου : P_m εἰς kg/cm²· L ἡ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου εἰς m· A ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου εἰς cm²· N αἱ στροφαὶ ἀνὰ min· V ἡ ταχύτης τοῦ ἐμβόλου εἰς m/min.

Μὲ ἀγγλικὸν σύστημα μονάδων θὰ ἔχωμεν :

$$IHP = \frac{2P_m\,LAN}{33\,000} \quad \text{ἢ} \tag{171}$$

$$IHP = \frac{P_m\,AV}{33\,000} \tag{172}$$

ὅπου: P_m εἰς lb/in²· L εἰς ft· A εἰς in²· N εἰς στρ./min καὶ V εἰς ft/min.

Ἐὰν ἡ P_m εὑρίσκεται ἐκ τοῦ θεωρητικοῦ διαγράμματος, ὡς ἀναφέρεται εἰς τὴν παράγραφον 12·6, τότε ἡ εὑρισκομένη IHP (indicated horse power) εἶναι ἡ θεωρητική.

Ἡ πραγματικὴ IHP εὑρίσκεται μὲ βάσιν τὴν P_m τοῦ πραγματικοῦ διαγράμματος, ἡ ὁποία δίδεται ἐκ τῆς σχέσεως:

$$P_m = \frac{\textbf{Ἐπιφάνεια πραγματικοῦ διαγράμματος}}{\textbf{Μῆκος διαγράμ.} \times \textbf{κλῖμαξ ἐλατηρίου δυναμοδείκτου}} \tag{173}$$

Ὁ λόγος $\frac{\text{πραγματικὴ IHP}}{\text{θεωρητικὴ IHP}}$ μετρεῖ τὰς θερμικὰς ἀπωλείας τοῦ κυλίνδρου· εἶναι δηλαδὴ ἴσος μὲ τὸν συντελεστὴν διαγράμματος.

Ἡ πραγματικὴ P_m εὑρίσκεται ἐπίσης ἐὰν ἡ θεωρητικὴ μέση πίεσις πολλαπλασιασθῇ ἐπὶ τὸν συντελεστὴν διαγράμματος.

Ἐνδεικτικὴ ἀπόδοσις:

Ἡ ἐνδεικτικὴ ἀπόδοσις θὰ εἶναι:

$$\eta_e = \frac{IHP \times 632}{B\,(\iota_1 - \rho_2)} \quad \text{ἢ} \quad \left(\eta_e = \frac{IHP \times 2545}{B\,(\iota_1 - \rho_2)}\right) \tag{174}$$

ὅπου: IHP εἶναι ἡ ἐνδεικτικὴ ἱπποδύναμις ἀπὸ τὸ πραγματικὸν διάγραμμα· B τὸ βάρος τοῦ χορηγουμένου ἀτμοῦ ἀνὰ ὥραν εἰς kg (ἢ lb)· $\iota_1 - \rho_2$ ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης διὰ παραγωγὴν 1 kg (ἢ 1 lb) ὑδρατμοῦ.

Ὁλικὴ ἀπόδοσις:

Ἡ ὁλικὴ ἀπόδοσις τῆς ἐγκαταστάσεως τοῦ ἀτμοῦ (συμπεριλαμβανομένου καὶ τοῦ λέβητος) εἶναι:

$$\eta = \frac{BHP \cdot 632}{B_K \cdot \Theta} \quad \left(\text{ἢ} \quad \eta = \frac{BHP \cdot 2545}{B_K \cdot \Theta}\right) \tag{175}$$

ὅπου: BHP (brake horse power) εἶναι ἡ πραγματικὴ ἱπποδύναμις τῆς μηχανῆς μετρουμένη ἐπὶ τοῦ ἄξονος· B_K ἡ κατανάλωσις καυσίμου εἰς τὸν λέβητα εἰς kg (ἢ lb) ἀνὰ ὥραν· Θ ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ καυσίμου εἰς kcal/kg (ἢ BTU/lb). Ὡς θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου λαμβάνεται συνήθως ἡ κατωτέρα, ἐκτὸς ἐὰν ἄλλως ὁρισθῇ.

ΔΡΑΧΜΑ ΣΥΓΕΝΙΔΗ 1954

Μηχανική ἀπόδοσις :

Ἡ διαφορὰ IHP – BHP εἶναι ἡ ἱπποδύναμις, ἡ ὁποία χάνεται εἰς τριβὰς καὶ ὁ λόγος :

$$\eta_{\mu} = \frac{\mathbf{BHP}}{\mathbf{IHP}} \qquad (176)$$

εἶναι ἡ μηχανικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς.

Σχετικὴ ἀπόδοσις :

Εἶναι ἐκείνη ποὺ λαμβάνεται διὰ συγκρίσεως τῆς ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Rankine (Ἰσότης 148) καὶ τῆς ἐνδεικτικῆς ἀποδόσεως τῆς μηχανῆς (Ἰσότης 174), ἤτοι :

$$\textbf{Σχετικὴ ἀπόδοσις} = \eta_{\sigma} = \frac{\textbf{Ἐνδεικτικὴ ἀπόδοσις}}{\textbf{Ἀπόδοσις κύκλου Rankine}} \qquad (177)$$

Παράδειγμα.

Εἰς μίαν παλινδρομικὴν ἀτμομηχανὴν ἐλήφθησαν αἱ κάτωθι μετρήσεις κατὰ τὴν διάρκειαν δοκιμῶν.

Στροφαὶ	= 140 ἀνὰ min
Ἐπιφάνεια δυναμοδεικτικοῦ διαγράμματος	= 20 cm²
Μῆκος δυναμοδεικτικοῦ διαγράμματος	= 8 cm
Κλῖμαξ ἐλατηρίου δυναμοδείκτου	= 0,5 cm ἀνὰ kg/cm²
Πίεσις καὶ θερμοκρασία ἀτμοῦ εἰσαγωγῆς	= 12 kg/cm², 250 °C
Κατανάλωσις καυσίμου εἰς τὸν λέβητα	= 0,6 kg ἀνὰ ὡριαῖον πραγματικὸν ἵππον
Κατωτέρα θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου	= 10 000 kcal/kg
Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ	= 7 kg ἀνὰ ἐνδεικτικὸν ὡριαῖον ἵππον
Κενὸν ψυγείου	= 70%
Στοιχεῖα Μηχανῆς = Διαδρομὴ 1 m, ἐπιφάνεια ἐμβόλου	1200 cm²
Μηχανικὴ ἀπόδοσις	= 90%

Νὰ εὑρεθῆ : α) IHP. β) BHP. γ) Ἡ ἐνδεικτικὴ ἀπόδοσις. δ) Ἡ ἀπόδοσις Rankine. ε) Ἡ σχετικὴ ἀπόδοσις. στ) Ἡ ὁλικὴ ἀπόδοσις. η) Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος εἰς kcal ἀνὰ IHP καὶ kcal ἀνὰ BHP.

Λύσις :

Εὑρίσκεται πρῶτον ἡ P_m ἐκ τῆς ἰσότητος (173) :

$$P_m = \frac{20}{8 \times 0{,}5} = 5 \text{ kg/cm}^2.$$

α) Τὴν IHP ἐκ τῆς ἰσότητος (169)

$$IHP = \frac{2P_m LAN}{4500} = \frac{2 \times 5 \times 1 \times 1200 \times 140}{4500} = 373{,}33 \text{ HP}.$$

β) $\frac{BHP}{IHP} = 0{,}9$ (ἰσότης 176) καὶ $BHP = 0{,}9 \times 373{,}33 = 335{,}99$ HP.

ΔΡΥΧΝΑ ΣΥΓΚΛΟΥ 1954

γ) Τὴν ἐνδεκτικὴν ἀπόδοσιν ἐκ τῆς ἰσότητος (174):

$$\eta_e = \frac{IHP \times 632}{B\,(\iota_1 - \rho_2)} = \frac{1 \times 632}{7\,(701{,}1 - 68{,}6\ )} = 0{,}144 \quad \text{ἢ} \quad 14{,}4\%.$$

Τὸ ι_1 (ἀπὸ τὸν Πίνακα 3), τὸ ρ_2 ἀπὸ τὸν Πίνακα 1 διὰ πίεσιν συμπυκνωτοῦ $100 - 70 = 30\%$ ἢ 0,3 kg/cm², ἀπολ.

δ) Ἡ ἀπόδοσις Rankine ἐκ τῆς ἰσότητος (148):

$$\eta_\theta = \frac{\iota_1 - \iota_2}{\iota_1 - \rho_2} = \frac{701{,}1 - 546{,}1}{701{,}1 - 68{,}6} = 0{,}232 \quad \text{ἢ} \quad 23{,}2\%$$

(τὸ ι_2 λαμβάνεται ἀπὸ τὸ διάγραμμα Mollier διὰ $P_2 = 0{,}3$ kg/cm²).

ε) Ἡ σχετικὴ ἀπόδοσις ἐκ τῆς ἰσότητος (177):

$$\eta_\sigma = \frac{14{,}4}{23{,}2} = 0{,}62 \quad \text{ἢ} \quad 62\%.$$

στ) Ἡ ὁλικὴ ἀπόδοσις ἐκ τῆς ἰσότητος (175):

$$\eta = \frac{1 \times 632}{0{,}6 \times 10\,000} = 0{,}105 \quad \text{ἢ} \quad 10{,}5\%.$$

η) Ἐκ τῆς ἰσότητος (155) ἔχομεν ὅτι ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος:

$$h_\kappa = \frac{632}{\eta_e} = \frac{632}{0{,}144} = 4388{,}8 \text{ kcal ἀνὰ ὡριαῖον ἐνδεικτικὸν ἵππον} \quad \text{ἢ}$$

$$h_\kappa = \frac{632}{\eta} = \frac{632}{0{,}105} = 6019 \text{ kcal ἀνὰ ὡριαῖον πραγματικὸν ἵππον.}$$

12·13 Ἀτμομηχαναὶ πολλαπλῆς ἐκτονώσεως.

Αἱ ἀτμομηχαναὶ κατασκευάζονται συνήθως μὲ δύο, τρεῖς ἢ τέσσαρας κυλίνδρους ἐν σειρᾷ μὲ τὰ ἔμβολά των συνδεδεμένα εἰς κοινὸν ἄξονα. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἐπιτυγχάνεται:

α) Ἡ ἐκτόνωσις τοῦ ὑδρατμοῦ ἀπὸ πίεσιν λέβητος εἰς πίεσιν συμπυκνωτοῦ νὰ κατανέμεται εἰς περισσοτέρους τοῦ ἑνὸς κυλίνδρους μὲ ἀποτέλεσμα τὴν μικροτέραν διαφορὰν θερμοκρασίας εἰσαγωγῆς καὶ ἐξαγωγῆς ὑδρατμοῦ, πρᾶγμα ποὺ ἐλαττώνει τὴν ἀρχικὴν συμπύκνωσιν.

β) Καλυτέρα ζυγοστάθμησις καὶ ὁμαλωτέρα ροπὴ στρέψεως ἐπὶ τοῦ στροφαλοφόρου ἄξονος.

γ) Εἶναι δυνατὴ ἡ ἀναθέρμανσις τοῦ ὑδρατμοῦ ἀπὸ κυλίνδρου εἰς κύλινδρον.

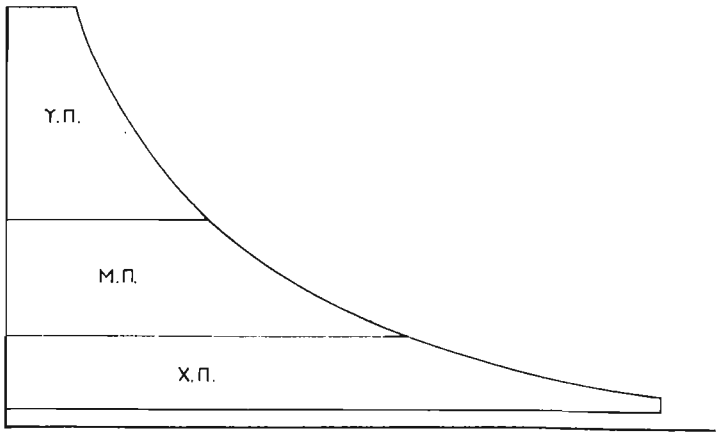
δ) Ὁ ὑπολογισμὸς τῆς μηχανῆς εἶναι εὐνοϊκώτερος, διότι ὁ κύλινδρος Υ.Π. κατασκευάζεται μικρὸς καὶ ἰσχυρὸς λόγω τῆς ὑψηλῆς πιέσεως τοῦ ὑδρατμοῦ, ἐνῶ ὁ κύλινδρος Χ.Π. γίνεται μεγάλος διὰ νὰ ὑποδεχθῇ τὸν μικρᾶς πιέσεως καὶ μεγάλου ὄγκου ὑδρατμόν, ἀλλὰ ὄχι τόσον ἰσχυρᾶς κατασκευῆς ὅσον ὁ κύλινδρος Υ.Π.

Τὸ διάγραμμα μηχανῆς τριπλῆς ἐκτονώσεως εἰς ἄξονας P-υ ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 12·13. Ἡ πίεσις ἐξαγωγῆς ἀπὸ τὸν κύλινδρον Υ.Π. εἶναι εἰσαγωγῆς διὰ τὸν κύλινδρον τῆς Μ.Π. καὶ οὕτω καθ' ἑξῆς.

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

Ἡ μηχανὴ κατασκευάζεται κατὰ τρόπον, ὥστε τὸ συνολικὸν ἔργον νὰ ἰσομοιράζεται εἰς ὅλους τοὺς κυλίνδρους.

Αἱ διαστάσεις τῶν ἐνδιαμέσων κυλίνδρων μεταξὺ Υ.Π. καὶ Χ.Π. εἶναι



Σχ. 12·13.

συνήθως τοιαῦται, ὥστε οἱ λόγοι τῶν ὄγκων δύο διαδοχικῶν κυλίνδρων νὰ εἶναι ἴσοι, δηλαδή :

$$\frac{\text{Ὄγκος κυλίνδρου Υ.Π.}}{\text{Ὄγκος κυλίνδρου Μ.Π.}} = \frac{\text{Ὄγκος κυλίνδρου Μ.Π.}}{\text{Ὄγκος κυλίνδρου Χ.Π.}} \qquad (178)$$

Δεδομένου ὅτι ἡ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου εἶναι ἡ αὐτὴ δι' ὅλους τοὺς κυλίνδρους, ἡ ἰσότης (178) θὰ λάβῃ τὴν μορφήν :

$$\frac{d^2}{\delta^2} = \frac{\delta^2}{D^2} \quad \text{ἢ} \quad \frac{d}{\delta} = \frac{\delta}{D} \quad \text{ἢ} \quad \delta = \sqrt{d \cdot D} \qquad (179)$$

ὅπου : d εἶναι ἡ διάμετρος κυλίνδρου Υ.Π.· δ ἡ διάμετρος κυλίνδρου Μ.Π. καὶ D ἡ διάμετρος κυλίνδρου Χ.Π.

Παράδειγμα.

Μηχανὴ τρικύλινδρος τριπλῆς ἐκτονώσεως ἔχει 3000 IHP μὲ μέσην ταχύτητα ἐμβόλου 800 ft/min. Πίεσιν ἀτμοῦ εἰσαγωγῆς 210 lb/in² ἀπολ. Πίεσιν ἀντιθλίψεως 4 lb/in² ἀπολ. Ἀποκοπὴν εἰς κύλινδρον Υ.Π. 0,5 τῆς διαδρομῆς. Ὁλικὸς βαθμὸς ἐκτονώσεως r = 14. Ὁλικὸς συντελεστὴς διαγράμματος 0,7 μὲ βάσιν θεωρητικὸν διάγραμμα ἄνευ διακένων καὶ ἄνευ συμπιέσεως.

Ζητεῖται : α) Ἡ διάμετρος τῶν κυλίνδρων τῆς μηχανῆς. β) Ἡ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου. γ) Ὁ ἀριθμὸς στροφῶν ἀνὰ λεπτόν.

Λύσις :

Τὸ ὁλικὸν διάγραμμα τῆς μηχανῆς εἶναι τὸ τοῦ σχήματος 12·13. Εὑρίσκομεν τὴν P_{mi}, ἡ ὁποία θὰ εἶναι τὰ 0,7 τῆς θεωρητικῆς μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (167) ἤτοι :

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

$$P_m = \left[\frac{P_1}{r} (1 + l_n r) - P_3 \right] 0,7$$

$$P_m = \left[\frac{210}{14} (1 + l_n 14) - 0,4 \right] 0,7$$

$$P_m = 35,41 \text{ lb/in}^2 \text{ ἀπολ.}$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (172) ἔχομεν :

$$IHP = \frac{P_m AV}{33000} \quad \text{ἢ} \quad 3000 \times 33000 = 35,41 \times 0,7854 \times D^2 \times 800,$$

ἐκ τῆς ὁποίας εὑρίσκεται D = διάμετρος κυλίνδρου Χ.Π. = 66,7 in.

$$\text{Ὁ βαθμὸς ἐκτονώσεως} = \frac{\text{ὄγκος εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως.}}{\text{ὄγκος εἰς τὴν ἔναρξιν τῆς ἐκτονώσεως}} \quad \text{ἢ}$$

$$r = \frac{\text{ὄγκος κυλίνδρου Χ.Π.}}{\text{ὄγκος κυλίνδρου Υ.Π. μέχρι σημείου ἀποκοπῆς}}$$

$$= \frac{0,7854 \times D^2 \times L}{0,5 \times 0,7854 \times d^2 \times L}$$

$$\text{ἢ} \quad 14 = \frac{D^2}{0,5 \times d^2} \quad \text{ἢ} \quad d = \frac{66,7^2}{0,5 \times 14} \quad \text{καὶ} \quad d = 25,22 \text{ in.}$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος τώρα (179) εὑρίσκεται καὶ ἡ διάμετρος τοῦ κυλίνδρου Μ.Π.

$$\text{ἢ} \quad \delta = \sqrt{25,22 \times 66,7} = 41,01 \text{ in.}$$

Πρακτικὴ διάμετρος θὰ εἶναι Υ.Π. = $25\frac{1}{4}$ in, Μ.Π. = 41 in, Χ.Π. = 67 in.

α) Μία κατάλληλος τιμὴ τῆς διαδρομῆς εἶναι νὰ εἶναι ἴση ἢ ἐλαφρῶς μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν διάμετρον τοῦ κυλίνδρου Μ.Π. ἢ L = 42 in = 3 1/2 ft.

γ) Ἡ ταχύτης τοῦ ἐμβόλου V = 2 · L · N. Ἐὰν N εἰς στροφὰς ἀνὰ λεπτόν, θὰ

$$\text{εἶναι} \quad N = \frac{800}{2 \times 3,5} = 114 \text{ στροφαὶ ἀνὰ λεπτόν.}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 13

ΑΚΡΟΦΥΣΙΑ — ΑΤΜΟΣΤΡΟΒΙΛΟΙ

13·1 Εἰσαγωγή.

Οἱ ἀτμοστρόβιλοι καταλαμβάνουν ἐξέχουσαν θέσιν εἰς ἐγκαταστάσεις πλοίων ἀλλὰ καὶ ξηρᾶς. Χρησιμοποιοῦνται καὶ ὡς κύριαι μηχαναὶ προώσεως καὶ ὡς βοηθητικαὶ διὰ κίνησιν μηχανημάτων.

Οἱ στρόβιλοι παρουσιάζουν τὰ ἑξῆς πλεονεκτήματα ἔναντι τῶν παλινδρομικῶν μηχανῶν:

α) Δίδουν ἀπ' εὐθείας περιστροφικὴν κίνησιν καὶ ὁμαλωτέραν ροπὴν στρέψεως εἰς τὸν στροφαλοφόρον ἄξονα.

β) Δὲν ὑπάρχουν ἐσωτερικαὶ τριβαί· ὥστε δὲν ἀπαιτεῖται ἐσωτερικὴ λίπανσις καὶ βεβαίως δὲν ὑπάρχει κίνδυνος ρυπάνσεως τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος, ὅπως συμβαίνει μὲ τὰς παλινδρομικὰς μηχανάς.

γ) Τὸ βάρος τῆς μηχανῆς μὲ στρόβιλον εἶναι σημαντικῶς μικρότερον, ἰδίως εἰς ὑψηλὰς ἱπποδυνάμεις.

Ταυτοχρόνως ὅμως οἱ στρόβιλοι ἔχουν τὰ ἑξῆς μειονεκτήματα:

α) Ἡ ἐγκατάστασις συστήματος συμπυκνώσεως ὑδρατμοῦ εἶναι μεγαλυτέρα καὶ ἀπαιτεῖ μεγαλυτέραν ἰσχὺν εἰς βοηθητικὰ μηχανήματα λόγω τοῦ ὑψηλοτέρου κενοῦ.

β) Πτερύγια, στροφεῖον καὶ κέλυφος πρέπει νὰ εἶναι κατεσκευασμένα ἀπὸ εἰδικὸν ὑλικόν, ποὺ νὰ ἀντέχῃ εἰς τὰς ὑψηλὰς θερμοκρασίας τοῦ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ.

γ) Ἀπαιτεῖται ὕπαρξις ἰδιαιτέρου στροβίλου διὰ τὴν κίνησιν τοῦ *ἀνάποδα*, ἡ ἰσχὺς τοῦ ὁποίου ἀντιστοιχεῖ εἰς 40 ἕως 60% αὐτῆς τοῦ στροβίλου τοῦ *πρόσω*. Ὁ στρόβιλος τοῦ *ἀνάποδα* τοποθετεῖται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἄξονος μὲ τὸν στρόβιλον τοῦ *πρόσω* καὶ κινεῖται ὑπ' αὐτοῦ *νεκρὰ* κατὰ τὴν κίνησιν τοῦ πρόσω μὲ ἀνάλογον ἀπώλειαν ἔργου.

δ) Εἶναι ἀπαραίτητος ἡ ὕπαρξις μειωτήρων στροφῶν, ὥστε ὁ μὲν στρόβιλος νὰ εἶναι πολύστροφος δι' ὑψηλὴν ἀπόδοσιν καὶ μικρότερον βάρος, ἡ δὲ ἕλιξ νὰ εἶναι ἀργόστροφος διὰ μεγαλυτέραν ἀπόδοσιν.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

Οἱ στρόβιλοι διαιροῦνται κυρίως εἰς στροβίλους *δράσεως* καὶ στροβίλους *ἀντιδράσεως*.

Ἐξ αὐτῶν οἱ δράσεως διαιροῦνται εἰς τύπους De Laval μὲ ἕνα τροχὸν κινητῶν πτερυγίων, εἰς τύπους Curtis μὲ διαβαθμίσεις ταχύτητος καὶ εἰς τύπον Rateau μὲ διαβαθμίσεις πιέσεως.

Οἱ ἀντιδράσεως ὀνομάζονται καὶ Parson ἀπὸ τὸ ὄνομα τοῦ κατασκευαστοῦ των.

13·2 Σταθερὰ ροή. Ἰσότης συνεχείας ροῆς.

Σταθερὰ ροὴ καλεῖται ἡ συνεχὴς ροή, κατὰ τὴν ὁποίαν αἱ ἰδιότητες καὶ ἡ ταχύτης τοῦ ρευστοῦ παραμένουν σταθεραὶ εἰς οἱονδήποτε σημεῖον τοῦ ἀγωγοῦ ροῆς.

Κατὰ τὴν σταθερὰν ροὴν πρέπει νὰ τηροῦνται οἱ κάτωθι δύο ὅροι :

α) Εἰς οἱανδήποτε διατομὴν τοῦ συστήματος ροῆς ὅλαι αἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ (π.χ. πίεσις, εἰδικὸς ὄγκος κ.λπ.) δὲν μεταβάλλονται καὶ ἡ μέση ταχύτης προχωρήσεως μέσω τῆς διατομῆς παραμένει σταθερά.

β) Τὸ ὁλικὸν βάρος τοῦ ρευστοῦ, ποὺ περιέχεται ἐντὸς τοῦ συστήματος ροῆς παραμένει πάντοτε σταθερόν. Δι' ἕκαστον kg ρευστοῦ, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸ σύστημα ἀνὰ μονάδα χρόνου, πρέπει νὰ ὑπάρχῃ μία σύγχρονος ἐξαγωγὴ 1 kg ρευστοῦ εἰς τὸν ἴδιον χρόνον.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει τὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ἰσότης συνεχείας ροῆς, ἡ ὁποία δίδει τὸ βάρος τοῦ ρευστοῦ, ποὺ διέρχεται ἀπὸ μίαν διατομὴν τοῦ ἀγωγοῦ, εἶναι :

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{V}}{\upsilon} \text{ kg/sec} \quad \text{ἢ} \quad \text{lb/sec} \tag{180}$$

ὅπου : A εἶναι ἡ ἐπιφάνεια διατομῆς τοῦ ἀγωγοῦ εἰς m^2 ἢ ft^2· V ἡ μέση ταχύτης μέσω τῆς διατομῆς A εἰς m/sec ἢ ft/sec καὶ υ ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ρευστοῦ εἰς m^3/kg ἢ ft^3/lb.

Εἰς οἱανδήποτε διατομὴν τοῦ ἀγωγοῦ ἡ ἐπιφάνεια A εἶναι σταθερά, ἑπομένως σταθερὰ θὰ εἶναι ἡ ταχύτης V καὶ ὁ εἰδικὸς ὄγκος υ, ἐφ' ὅσον τηρεῖται ὁ ὅρος τῆς σταθερᾶς ροῆς. Ἑπομένως καὶ τὸ βάρος B τοῦ ρευστοῦ, ποὺ θὰ διέρχεται ἀπὸ τὴν διατομήν, θὰ εἶναι σταθερὸν εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου.

Δεδομένου ὅτι ἡ ροὴ εἶναι συνεχής, δὲν θὰ ὑπάρχῃ αὔξησις

ΔΡΥΝΑ ΣΥΓΓΙΟΥ 1954

ἢ ἐλάττωσις τοῦ βάρους μεταξὺ δύο διατομῶν τῶν ἀγωγῶν, ἑπομένως τὸ βάρος τοῦ ρευστοῦ θὰ εἶναι τὸ ἴδιον δι' ὅλας τὰς διατομάς, ὁπότε :

$$B_1 = B_2 = B_3 \ldots = B_\nu$$

$$\text{ἢ} \quad B = \frac{A_1 V_1}{\upsilon_1} = \frac{A_2 V_2}{\upsilon_2} = \frac{A_3 V_3}{\upsilon_3} \ldots \frac{A_\mu \cdot V_\mu}{\upsilon_\mu} \qquad (181)$$

Εἰς τὴν σταθερὰν δηλαδὴ ροὴν τὸ βάρος τοῦ ρευστοῦ εἶναι σταθερὸν δι' ὅλον τὸ σύστημα, ἐνῶ αἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ (εἰδ. ὄγκος, πίεσις κ.λπ.) καὶ ἡ ταχύτης ἔχει μίαν τιμὴν σταθερὰν δι' ἑκάστην διατομὴν τοῦ ἀγωγοῦ.

13·3 Σχῆμα ἀκροφυσίου ὅπως καθορίζεται ἀπὸ τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ ρευστοῦ.

Γενικῶς ἀκροφύσιον (ἢ *προφύσιον*) ἀτμοστροβίλου καλεῖται ἀγωγὸς μὴ σταθερᾶς διατομῆς, μέσω τοῦ ὁποίου διερχόμενος ὁ ὑδρατμὸς ὑφίσταται ἐκτόνωσιν ἀδιαβατικήν, ἡ πίεσίς του πίπτει καὶ μέρος τῆς θερμικῆς ἐνεργείας του μετατρέπεται εἰς κινητικήν.

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα συνεχείας ροῆς (180) παρατηροῦμεν ὅτι ἡ διατομὴ Α δι' ἕνα σταθερὸν βάρος Β ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν λόγον :

$$\frac{\text{ταχύτης}}{\text{εἰδικὸς ὄγκος}} = \frac{V}{\upsilon}.$$

Ἐφ' ὅσον δηλαδὴ ὁ λόγος αὐτὸς αὐξάνει, ἡ διατομὴ ἐλαττοῦται καὶ ἀντιστρόφως, ὅταν ἐλαττοῦται ὁ λόγος $\frac{V}{\upsilon}$, ἡ διατομὴ αὐξάνει.

Τὸ σχῆμα τοῦ ἀκροφυσίου θὰ εἶναι συγκλινούσης διατομῆς, ἐὰν ἡ αὔξησις τοῦ V εἶναι πολλαπλασία τοῦ υ, ἢ ἀποκλινούσης, ἐὰν ἡ αὔξησις τοῦ υ εἶναι πολλαπλασία τοῦ V.

Δι' ὑδρατμὸν (καὶ ἀέριον) μὲ πτῶσιν τῆς πιέσεως καὶ ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν μέσω τοῦ ἀκροφυσίου ἔχομεν αὔξησιν καὶ τῆς ταχύτητος καὶ τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου.

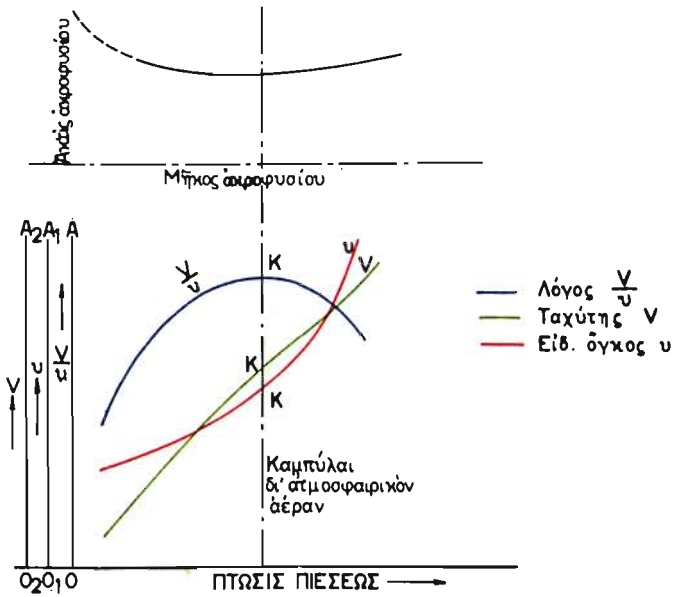
Κατὰ τὴν ἔναρξιν ὅμως τῆς ἐκτονώσεως ἡ ταχύτης αὐξάνεται περισσότερον ἀπὸ τὴν αὔξησιν τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου, ἑπομένως ὁ λόγος $\frac{V}{\upsilon}$ τείνει αὐξανόμενος, ἡ διατομὴ Α συγκλίνει καὶ τὸ τμῆμα αὐτὸ τοῦ ἀκροφυσίου εἶναι συγκλῖνον.

Ἐν συνεχείᾳ ὅμως, καθὼς ὁ ἀτμὸς ἐκτονοῦται, ἡ αὔξησις τοῦ

εἰδικοῦ ὄγκου εἶναι πολλαπλασία τῆς ταχύτητος καὶ ὁ λόγος $\frac{V}{\upsilon}$ τείνει ἐλαττούμενος· ἑπομένως ἡ διατομὴ Α ἀρχίζει νὰ ἀποκλίνη καὶ τὸ τμῆμα τοῦ ἀκροφυσίου μεταβάλλεται εἰς ἀποκλῖνον.

Τὰ ἀνωτέρω παρίστανται γραφικῶς εἰς τὸ σχῆμα 13·3α.

Ὁ ὁριζόντιος ἄξων παριστᾶ πτῶσιν πιέσεως κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ τόξου.



Σχ. 13·3α.

Ἐπὶ τοῦ καθέτου ἄξονος ΟΑ ὑπὸ κλίμακα ἔχομεν τιμὰς τοῦ λόγου $\frac{V}{\upsilon}$, ἐπὶ τοῦ ἄξονος O_1A_1 τιμὰς τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου υ καὶ ἐπὶ τοῦ ἄξονος O_2A_2 τιμὰς τῆς ταχύτητος V.

Παρατηροῦμεν ὅτι μέχρι τοῦ σημείου Κ ὁ λόγος $\frac{V}{\upsilon}$ αὐξάνει (διότι ἡ ταχύτης V αὐξάνει πολλαπλασίως τῆς αὐξήσεως τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου υ) καὶ ἐν συνεχείᾳ ἐλαττοῦται. Ἀναλόγως μεταβάλλεται καὶ ἡ ἀκτὶς τοῦ ἀκροφυσίου.

Δι' ἀτμοὺς ἑπομένως καὶ ἀέρια τὸ ἀκροφύσιον θὰ εἶναι ἢ συγκλῖνον

ἢ συγκλῖνον - ἀποκλῖνον ἀναλόγως μὲ τὴν ἐπιθυμητὴν πτῶσιν πιέσεως (σχ. 13·3β).

Ἡ χρῆσις ἑνὸς συγκλίνοντος ἀκροφυσίου δι' ἀτμοὺς καὶ ἀέρια κατὰ συνέπειαν περιορίζεται μόνον διὰ τὰς περιπτώσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ὁ λόγος $\frac{V}{v}$ αὐξάνει.

Ἓν ἀκροφύσιον ὑδρατμοῦ, ὅπως χρησιμοποιεῖται εἰς ἀτμοστρόβιλον, πρέπει νὰ εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν μικροτέρου μήκους διὰ τοὺς ἑξῆς λόγους :

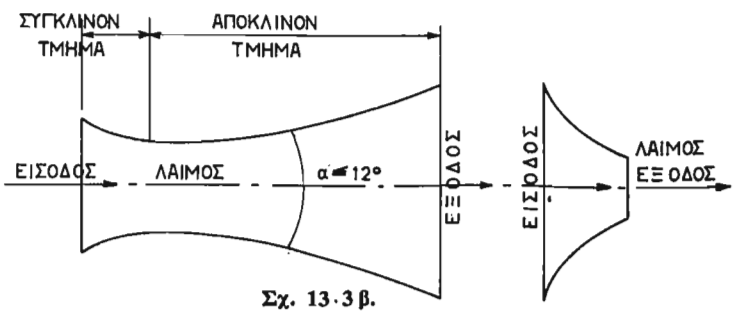
α) Αἱ ἀπώλειαι λόγω τριβῶν τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὰ τοιχώματα τοῦ ἀκροφυσίου αὐξάνουν μὲ τὸ μῆκος του.

β) Ὁ διατιθέμενος χῶρος διὰ τὰ ἀκροφύσια εἰς ἕνα ἀτμοστρόβιλον πρέπει νὰ εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν μικρότερος.

γ) Αἱ ἀκριβεῖς καμπύλαι τοῦ ἰδανικοῦ ἀκροφυσίου δυσκόλως κατασκευάζονται ἀπὸ τὰ κοπτικὰ μηχανήματα, ὅταν τοῦτο ἔχῃ μέγα μῆκος.

Διὰ τοὺς ἀνωτέρω λόγους ἡ διατομὴ (πλαγία ὄψις) ἑνὸς πραγματικοῦ ἀκροφυσίου ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓν καμπύλον τμῆμα, ἀπὸ τὴν εἴσοδον ἕως τὸν λαιμὸν (ἢ ἐλαχίστην ἐπιφάνειαν ροῆς) καὶ ἓν εὐθύγραμμον κωνικὸν ἀπὸ τὸν λαιμὸν ἕως τὴν ἔξοδον.

Διὰ νὰ μὴ πραγματοποιῆται ἐπίσης ὑπερβολικὸς στροβιλισμὸς



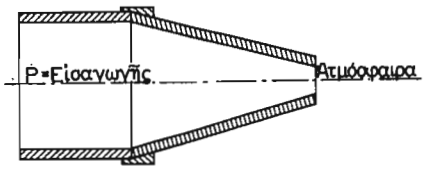
Σχ. 13·3β.

εἰς τὸ ἀποκλῖνον τμῆμα, ἡ γωνία ἀποκλίσεως δὲν πρέπει νὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῶν 12 μοιρῶν.

Ἡ ἐγκαρσία διατομὴ τοῦ ἀκροφυσίου (σχ. 13·3β) δύναται νὰ εἶναι περιφέρεια, τετράγωνον ἢ ὀρθογώνιον.

Ἐὰν τὸ ρευστόν, ποὺ ρέει μέσω τοῦ ἀκροφυσίου, εἶναι ὑγρόν,

τότε ἡ μεταβολὴ τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου του μὲ τὴν πτῶσιν τῆς πιέσεως εἶναι ἀμελητέα καὶ ἡ ἰσότης (180) λαμβάνει τὴν μορφὴν $B \cdot \upsilon = A \cdot V$, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ γινόμενον $B \cdot \upsilon$ εἶναι σταθερόν. Ἑπομένως εἶναι φανερὸν ὅτι διὰ τὰ ὑγρὰ αὔξησις τῆς ταχύτητος V εἶναι ἀποτέλεσμα ἐλαττώσεως τῆς διατομῆς A.



Σχ. 13·3γ.

Ἓν ἀκροφύσιον ἑπομένως ὑγροῦ εἶναι πάντοτε συγκλῖνον.

Εἰς ἓν συγκριμένον ἀκροφύσιον δι' ὑγρά, ὡς τὸ τοῦ σχήματος 13·3γ (ποὺ χρησιμοποιοῦνται εἰς σωλῆνας ἐκτοξεύσεως ὕδατος ἐναντίον πυρκαϊῶν), τὸ ὁποῖον ἔχει καθωρισμένην ἐπιφάνειαν ἐξόδου τοῦ ὑγροῦ καὶ ἡ πίεσις ἐξαγωγῆς εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική, ἡ αὔξησις τῆς ταχύτητος καὶ τοῦ διερχομένου βάρους τοῦ ὑγροῦ ἐπιτυγχάνεται δι' αὐξήσεως τῆς πιέσεως εἰσαγωγῆς P εἰς τὸ ἀκροφύσιον.

13·4 Κρίσιμος πίεσις καὶ ταχύτης.

Ὡς ἀνεφέρθη εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ἓν ἀκροφύσιον συγκλῖνον χρησιμοποιεῖται διὰ συμπιεζόμενα ρευστὰ (ἀτμὸς—ἀέρια) μόνον εἰς τὰς περιπτώσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ὁ λόγος $\frac{V}{\upsilon}$ αὐξάνει.

Δι' ἀτμοὺς καὶ ἀέρια ἡ μεγίστη πτῶσις πιέσεως, ποὺ θὰ πραγματοποιηθῇ ἐντὸς συγκλίνοντος ἀκροφυσίου, ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὰς ἰδιότητας τοῦ ἀερίου ἢ ἀτμοῦ καὶ εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς ὁλικῆς διαφορᾶς πιέσεως, ποὺ ἐπικρατεῖ μεταξὺ εἰσαγωγῆς καὶ ἐξαγωγῆς τοῦ ἀκροφυσίου.

Δι' οἱονδήποτε συμπιεζόμενον ρευστὸν δύναται νὰ κατασκευασθοῦν καμπύλαι παρόμοιαι τοῦ σχήματος 13·3α, καὶ μὲ τὴν προυπόθεσιν ὅτι ἔχομεν σταθερὰν πίεσιν ἐξαγωγῆς (π.χ. 1 ἀτμόσφαιρα), ἐνῶ προοδευτικῶς αὐξάνεται ἡ πίεσις εἰσαγωγῆς.

Ἀνάλυσις τῶν καμπυλῶν αὐτῶν θὰ ἀποδείξῃ ὅτι :

α) Εἰς μίαν ὡρισμένην πίεσιν εἰσαγωγῆς ὁ λόγος $\frac{V}{\upsilon}$ ἔχει τὴν μεγίστην δυνατὴν τιμήν.

β) Ἡ πίεσις $P_κ$, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ λόγος $\frac{V}{\upsilon}$ ἀποκτᾶ τὴν μεγί-

στην τιμήν, ἔχει πάντοτε λόγον σταθερὸν μὲ τὴν τιμὴν P_1 τῆς πιέσεως εἰσαγωγῆς, δηλαδὴ $\frac{P_\kappa}{P_1} = \sigma\tau\alpha\theta.$

γ) Ἡ τιμὴ τοῦ λόγου $\frac{P_\kappa}{P_1}$ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ εἶδος τοῦ ἀτμοῦ ἢ ἀερίου, ποὺ διέρχεται μέσω τοῦ ἀκροφυσίου.

Ἡ πίεσις P_κ, ποὺ ἐπικρατεῖ εἰς τὴν ἐλαχίστην διατομήν A_κ (ἢ λαιμὸν) τοῦ ἀκροφυσίου ὀνομάζεται *κρίσιμος πίεσις* καὶ ὁ λόγος $\frac{P_\kappa}{P_1}$ ὀνομάζεται *κρίσιμος λόγος*.

Μολονότι ἡ τιμὴ τοῦ P_κ εἶναι μεταβλητή, ὁ κρίσιμος λόγος εἶναι σταθερὸς καὶ ἀποτελεῖ χαρακτηριστικὸν τοῦ ρευστοῦ. Ὁ λόγος αὐτὸς ἀποδεικνύεται ὅτι ἰσοῦται μέ:

$$\frac{P_\kappa}{P_1} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \qquad (182)$$

Μὲ βάσιν τώρα ὅτι ὁ ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς ἔχει $\gamma = 1{,}3$· ὁ ὑγρὸς ὑδρατμὸς ἔχει $\gamma = 1{,}13$ καὶ ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ $\gamma = 1{,}4$ θὰ ἔχωμεν.

Δι' ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν (ἀρχικὴ κατάστασις):

$$\frac{P_\kappa}{P_1} = 0{,}55 \qquad (183)$$

Δι' ὑγρὸν ὑδρατμόν:

$$\frac{P_\kappa}{P_1} = 0{,}58 \qquad (184)$$

Δι' ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα:

$$\frac{P_\kappa}{P_1} = 0{,}58 \qquad (185)$$

Ἐὰν τὸ ἀκροφύσιον εἶναι μόνον συγκλῖνον, ἡ P_κ θὰ εἶναι εἰς τὴν ἔξοδον τοῦ ἀκροφυσίου (δηλαδὴ τὴν ἐλαχίστην διατομήν). Ἐὰν τὸ ἀκροφύσιον εἶναι συγκλῖνον - ἀποκλῖνον, ἡ P_κ θὰ εἶναι εἰς τὸν λαιμόν, δηλαδὴ πάλιν εἰς τὴν ἐλαχίστην διατομήν.

Κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ροὴν τοῦ ρευστοῦ ἐντὸς τοῦ ἀκροφυσίου καὶ τὴν μετατροπὴν μέρους τῆς θερμικῆς εἰς κινητικὴν ἐνέργειαν, ἡ ταχύτης, ποὺ ἀποκτᾶται εἰς τὸν λαιμὸν τοῦ ἀκροφυσίου καὶ μὲ πτῶσιν πιέσεως ἀπὸ P_1 εἰς τὴν κρίσιμον P_κ, ὀνομάζεται *κρίσιμος ταχύτης* V_κ.

Ἡ τιμὴ τῆς V_κ εἶναι περίπου ἴση μὲ τὴν ταχύτητα διαδόσεως

τοῦ ἤχου ἐντὸς τοῦ ρευστοῦ αὐτοῦ εἰς τὴν κρίσιμον κατάστασιν πιέσεως καὶ ὄγκου (P_κ καὶ υ_κ) καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζεται *κρίσιμος* ἢ *ἠχητικὴ ταχύτης*.

13·5 Ὑπολογισμὸς ταχύτητος ὑδρατμοῦ καὶ ἀερίου κατὰ τὴν δίοδον μέσω ἀκροφυσίου.

Ἀέριον : Ἔστω ὅτι 1 kg ἀερίου εἰσέρχεται ἐντὸς ἀκροφυσίου (σχ. 13·3β) μὲ ἀρχικὴν ταχύτητα V_1 καὶ ἐξέρχεται μὲ τελικὴν ταχύτητα V_2. Γνωστοῦ ὄντος ὅτι ἡ κινητικὴ ἐνέργεια 1 kg ἀερίου ταχύτητος V εἶναι $\frac{V^2}{2g}$, ἰσότης (7), ἡ αὔξησις τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου θὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν διαφοράν :

$$\frac{V_2^2}{2g} - \frac{V_1^2}{2g}.$$

Ἡ αὔξησις αὐτὴ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀερίου θὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν μεταβολὴν τοῦ θερμικοῦ περιεχομένου του, ἡ ὁποία εἶναι ἴση μὲ $C_p\,(T_1 - T_2) \cdot J$ (ἰδὲ παράγρ. 6·12) εἰς μονάδας ἔργου, ἐὰν T_1 εἶναι ἡ θερμοκρασία εἰσόδου τοῦ ἀερίου εἰς τὸ ἀκροφύσιον καὶ T_2 ἡ θερμοκρασία ἐξόδου :

Ἑπομένως θὰ ἰσχύῃ ἡ σχέσις :

$$\frac{V_2^2}{2g} - \frac{V_1^2}{2g} = C_p\,(T_1 - T_2) \cdot J \qquad (186)$$

Συνήθως ἡ ταχύτης V_1 εἰσόδου ἀερίου ἢ ὑδρατμοῦ ἐντὸς ἀκροφυσίου εἶναι πολὺ μικρὰ συγκρινομένη μὲ τὴν ταχύτητα V_2 καὶ δύναται νὰ παραλειφθῇ, ὁπότε ἡ ἰσότης (186) λαμβάνει τὴν μορφήν :

$$\frac{V^2}{2g} = C_p\,(T_1 - T_2) \cdot J \quad (\text{ὅπου } V = \text{τελικὴ ταχύτης ἐξόδου})$$

$$\text{ἢ} \quad V = \sqrt{2g \cdot J \cdot C_p\,(T_1 - T_2)} \qquad (187)$$

Ὑδρατμός : Τὰ ἀνωτέρω ἰσχύουν καὶ δι' ὑδρατμόν, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ἡ μεταβολὴ τοῦ θερμικοῦ περιεχομένου του ἢ ἄλλως ἡ θερμικὴ πτῶσις του λόγω τῆς ἐντὸς τοῦ ἀκροφυσίου ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως θὰ εἶναι $\iota_1 - \iota_2$, ὅπου : ι_1 εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης κατὰ τὴν εἴσοδον καὶ ι_2 ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἔξοδον ἀπὸ τὸ ἀκροφύσιον.

Ἑπομένως διὰ τὸν ὑδρατμὸν ἰσχύει ἀντιστοίχως ἡ ἰσότης :

$$\frac{V^2}{2g} = (\iota_1 - \iota_2)\,J \quad \text{ἢ} \quad V = \sqrt{2g \cdot J\,(\iota_1 - \iota_2)} \qquad (188)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (188), ἐὰν ἡ θερμικὴ πτῶσις $\iota_1 - \iota_2$ εἶναι kcal/kg, τότε $g = 9{,}81$ m/sec² καὶ $J = 427$ kgm/kcal, ὁπότε ἀντικαθιστῶντες λαμβάνομεν :

$$V = 91{,}5 \sqrt{\iota_1 - \iota_2} \quad \text{εἰς m/sec} \qquad (189)$$

Ἐὰν ἡ θερμικὴ πτῶσις $\iota_1 - \iota_2$ εἶναι BTU/lb, τότε $g = 32{,}2$ ft/sec² καὶ $J = 778$ ftlb/BTU, ὁπότε λαμβάνομεν :

$$V = 224 \sqrt{\iota_1 - \iota_2} \quad \text{εἰς ft/sec} \qquad (190)$$

Ἐὰν ἡ θερμικὴ πτῶσις $\iota_1 - \iota_2$ εἶναι lbcal/lb, τότε $g = 32{,}2$ ft/sec² καὶ $J = 1400$ ftlb/lbcal, ὁπότε λαμβάνομεν :

$$V = 300 \sqrt{\iota_1 - \iota_2} \quad \text{εἰς ft/sec} \qquad (191)$$

Εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ ταχύτης τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ εὑρίσκεται ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω ἰσότητας, εἶναι κατά τι μικροτέρα λόγω τῶν τριβῶν τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν δίοδόν του μέσω τοῦ ἀκροφυσίου ἰδίως εἰς τὸ ἀποκλῖνον τμῆμα αὐτοῦ. Ἀποτέλεσμα τῶν τριβῶν εἶναι ἡ ἀναθέρμανσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς βάρος τῆς κινητικῆς ἐνεργείας του. Ἡ πραγματικὴ θερμικὴ πτῶσις, ἡ ὁποία καὶ μετατρέπεται εἰς κινητικὴν ἐνέργειαν, εἶναι κατὰ 10 ἕως 15% μικροτέρα τῆς $(\iota_1 - \iota_2)$, θὰ ἔχῃ δηλαδὴ τιμὴν $K(\iota_1 - \iota_2)$, ὅπου $K = 0{,}85$ ἕως $0{,}9$.

Παράδειγμα 1ον.

Ἀὴρ εἰσέρχεται εἰς ἀεριοστρόβιλον μέσω ἀκροφυσίου. Θερμοκρασία ἀέρος 600°C καὶ 470°C κατὰ τὴν εἰσαγωγὴν καὶ ἐξαγωγὴν ἀπὸ τὰ ἀκροφύσια ἀντιστοίχως. Ἡ ταχύτης εἰσαγωγῆς τοῦ ἀέρος εἰς τὸ ἀκροφύσιον εἶναι ἀμελητέα.

Ζητεῖται : α) Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια εἰς kcal/kg. β) Ἡ ταχύτης τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸ ἀκροφύσιον.

Λύσις:

α) $$\frac{V^2}{2g \cdot J} = C_p (T_1 - T_2) = 0{,}24 \times (600 - 470)$$

καὶ $$\frac{V^2}{2g \cdot J} = 31{,}2 \text{ kcal/kg.}$$

β) $V = \sqrt{2 \times 9{,}81 \times 427 \times 31{,}2}$ ἢ $V = 91{,}5 \sqrt{31{,}2} = 511{,}48$ m/sec.

Παράδειγμα 2ον.

Ὑδρατμὸς εἰσέρχεται εἰς ἀτμοστρόβιλον μέσω ἀκροφυσίου. Ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ $P_1 = 40$ kg/cm² καὶ $t_1 = 400°$ C. Πίεσις ἐξαγωγῆς ἀπὸ τὸ ἀκροφύσιον $P_2 = 0{,}1$ kg/cm².

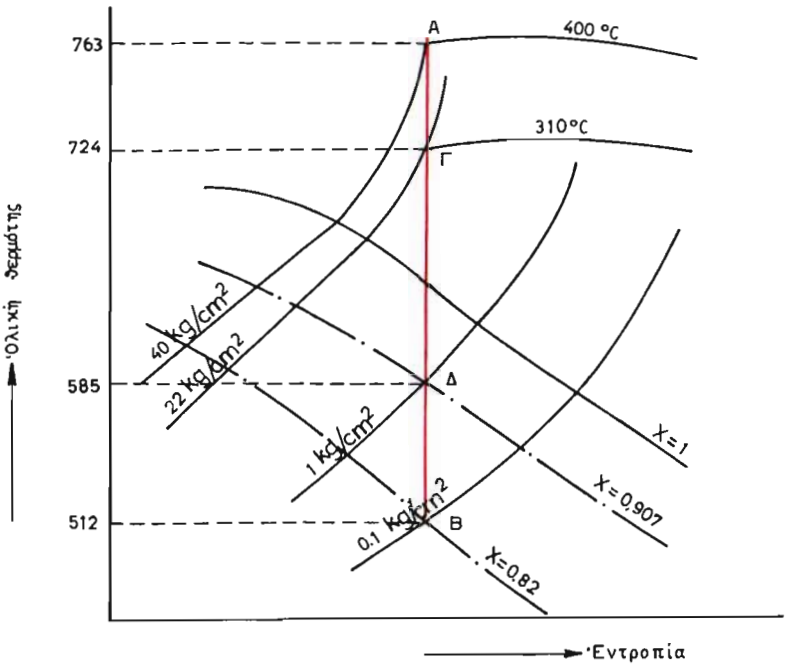
Ζητεῖται : α) Ἡ κρίσιμος πίεσις P_K. β) Ἡ μορφὴ τοῦ ἀκροφυσίου. γ) Ἡ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν λαιμὸν τοῦ ἀκροφυσίου. δ) Ἡ κρίσιμος ταχύτης. ε) Ἡ ταχύτης ἐξόδου ὑδρατμοῦ ἀπὸ τὸ ἀκροφύσιον. στ) Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ

ὑδρατμοῦ, ὅταν ἐξέρχεται τοῦ ἀκροφυσίου. Τριβαὶ δὲν λαμβάνονται ὑπ' ὄψιν.

Λύσις :

Χρησιμοποιοῦμεν τὸ διάγραμμα Mollier καὶ ἀναγινώσκομεν τὰ διάφορα στοιχεῖα, ὡς ἐμφαίνονται εἰς τὸ σχῆμα (13·5).

α) Ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι ὑπέρθερμος, ἐπομένως ἐκ τῆς ἰσότητος (183) $P_κ = 0,55 \times 40$ ἢ $P_κ = 22\ kg/cm^2$.



Σχ. 13·5.

β) Τὸ ἀκροφύσιον εἶναι συγκλῖνον - ἀποκλῖνον, ἀφοῦ $P_κ > P_2$.

γ) Ἡ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν λαιμὸν εὑρίσκεται εἰς τὸ διάγραμμα Mollier (σημεῖον Γ) καὶ εἶναι ὑπέρθερμος $P_κ = 22\ kg/cm^2$ καὶ $t = 310^0\ C$ (σχ. 13·5).

δ) Ἡ κρίσιμος ταχύτης εἶναι $V_κ = 91,5\ \sqrt{763 - 724}$

ἢ $V_κ = 91,5\ \sqrt{39} = 571\ m/sec.$

ε) Ἡ ταχύτης ἐξόδου εἶναι $V_{τελ} = 91,5\ \sqrt{763 - 512}$

ἢ $V_{τελ} = 91,5\ \sqrt{251} = 1449,3\ m/sec.$

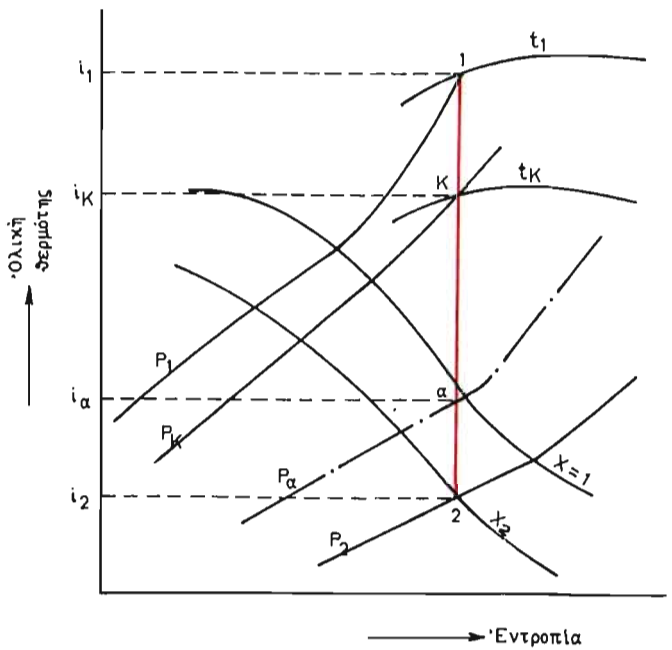
στ') Ἡ τελικὴ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ λαμβάνεται ἐκ τοῦ διαγράμματος Mollier (σημεῖον B) καὶ εἶναι ὑγρὸς $P_2 = 0,1\ kg/cm^2$ καὶ $χ = 0,82$.

13·6 Ὑπολογισμὸς διατομῆς λαιμοῦ καὶ διατομῆς ἐξόδου ἀκροφυσίου.

Αἱ διαστάσεις ἑνὸς ἀκροφυσίου ὑπολογίζονται συνήθως ἀνὰ μονάδα βάρους διερχομένου ὑδρατμοῦ τῇ βοηθείᾳ τῆς ἰσότητος συνεχείας ροῆς.

Οὕτως ἔστω : P_1 ἡ ἀρχικὴ πίεσις ὑδρατμοῦ εἰσαγωγῆς· i_1 ἡ ἀρχικὴ ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ· P_K ἡ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν λαιμόν, ἡ ὁποία ἔχει τιμὴν 0,55 P_1 δι' ὑπέρθερμον καὶ 0,58 P_1 δι' ὑγρὸν ὑδρατμόν· i_K ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ εἰς τὴν πίεσιν P_K καὶ P_2 ἡ πίεσις ὑδρατμοῦ τῆς ἐξόδου ἀκροφυσίου· i_2 ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ εἰς ἔξοδον· A_K ἡ ἐπιφάνεια ἐγκαρσίας διατομῆς λαιμοῦ· A_2 ἡ ἐπιφάνεια ἐγκαρσίας διατομῆς ἐξόδου τοῦ ἀκροφυσίου.

Χρησιμοποιοῦντες τὸ διάγραμμα Mollier φέρομεν ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν τοῦ ἀτμοῦ 1 (σχ. 13·6) μίαν κάθετον μέχρι τῆς τελικῆς πιέσεως P_2, ἤτοι μέχρι τοῦ σημείου 2. Ἀπὸ τὸ διάγραμμα ἔχομεν τὰς τιμὰς i_1, i_K, i_2 καὶ χ_2.



Σχ. 13·6.

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα ἢ τοὺς πίνακας τοῦ Παραρτήματος ἔχομεν τὰς τιμὰς v_K καὶ v_2 ἀναλόγως μὲ τὴν κατάστασιν καὶ πίεσιν τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὰ σημεῖα K καὶ 2. Οὕτως :

α) *Διὰ τὸν λαιμόν:*

$$V_\kappa = 91{,}5\sqrt{\iota_1 - \iota_\kappa} \text{ m/sec} \quad \text{καὶ ἐκ τῆς ἰσότητος (180)}$$

$$\text{ἐὰν} \quad B = 1 \text{ kg/sec} \quad \text{θὰ εἶναι:} \quad A_\kappa = \frac{\upsilon_\kappa}{V_\kappa} \text{ m}^2 \qquad (192)$$

β) *Διὰ τὴν ἔξοδον:*

$$V_{\tau\varepsilon\lambda} = 91{,}5\sqrt{\iota_1 - \iota_2} \text{ m/sec} \quad \text{καὶ} \quad A = \frac{\chi_2 \upsilon_2}{V_{\tau\varepsilon\lambda}} \text{ m}^2 \qquad (193)$$

γ) *Διὰ μίαν οἱανδήποτε διατομήν, εἰς τὴν ὁποίαν ἡ πίεσις εἶναι P_a:*

$$V_\alpha = 91{,}5\sqrt{\iota_1 - \iota_\alpha} \text{ m/sec} \quad \text{καὶ} \quad A_\alpha = \frac{\chi_\alpha \upsilon_\alpha}{V_\alpha} \text{ m}^2 \qquad (194)$$

Παράδειγμα.

Εἰς τὸ ἀκροφύσιον, ἀπὸ τὸ ὁποῖον διέρχεται ὁ ὑδρατμός, ὡς εἰς παράδειγμα 2 παράγραφος 13·5, νὰ ὑπολογισθοῦν ἀνὰ kg διερχομένου ὑδρατμοῦ ἀνὰ sec: α) ἡ διατομὴ τοῦ λαιμοῦ, β) τῆς ἐξόδου καὶ γ) ἡ διατομή, ὅταν ἡ πίεσις εἶναι 1 kg/cm².

Λύσις:

α) Ἡ διατομὴ λαιμοῦ ἐκ τῆς ἰσότητος (192) εἶναι:

$$A_\kappa = \frac{\upsilon_\kappa}{V_\kappa}.$$ Ἡ V_κ (εὑρέθη εἰς παράδειγμα 2, παράγρ. 13·5) ὅτι εἶναι:

$V_\kappa = 571$ m/sec τὸ $\upsilon_\kappa = 0{,}1182$ m³/kg (ἀπὸ Πίνακα 3 διὰ $P = 22$ kg/cm² καὶ $t = 350^0$ C).

$$\text{καὶ} \quad A_\kappa = \frac{0{,}1182}{613} = 0{,}000207 \text{ m}^2.$$

β) Ἡ διατομὴ ἐξόδου ἐκ τῆς ἰσότητος (193) εἶναι:

$$A = \frac{\chi_2 \upsilon_2}{V_{\tau\varepsilon\lambda}} = \frac{0{,}82 \times 14{,}95}{1449{,}3} = 0{,}0084 \text{ m}^2$$

(τὸ $\upsilon_2 = 14{,}95$ m³/kg ἀπὸ τοὺς πίνακας, $V = 1449{,}3$ m/sec ἀπὸ παράδειγμα 2 παραγρ. 13·5 καὶ $\chi_2 = 0{,}82$ ἀπὸ τὸ διάγραμμα).

γ) Ἡ διατομὴ εἰς πίεσιν 1 kg/cm². Ἐκ τῆς ἰσότητος (194) ἔχομεν:

$$A_\alpha = \frac{\chi_\alpha \upsilon_\alpha}{V_\alpha} \quad \text{τὸ} \quad V_\alpha = 91{,}5\sqrt{763 - 585} = 1220{,}6 \text{ m/sec περίπου}$$

τὸ $\chi_\alpha = 0{,}907$ ἀπὸ τὸ διάγραμμα (σημεῖον Δ εἰς σχ. 13·5)
καὶ $\upsilon_\alpha = 1{,}727$ m³/kg (ἀπὸ τὸν Πίνακα 1 τοῦ Παραρτήματος)

$$\text{καὶ} \quad A_\alpha = \frac{0{,}907 \times 1{,}727}{1220{,}6} = 0{,}00128 \text{ m}^2$$

13·7 Ἀποτελέσματα τριβῶν τοῦ ὑδρατμοῦ.

Ὁ ὑδρατμὸς ὁδηγεῖται ἐντὸς τοῦ ἀτμοστροβίλου μέσω σειρᾶς ἀκροφυσίων ἢ σειρᾶς σταθερῶν πτερυγίων, τὰ ὁποῖα ἔχουν τοιαύτην

ΔΡΑΧΜΑ ΣΥΓΕΝΙΔΗΣ 1954

διάταξιν, ὥστε ἡ πλαγία τομή των νὰ ἔχη σχῆμα ἀκροφυσίου. Λόγω τῆς μεγάλης ταχύτητος τοῦ ὑδρατμοῦ, ἡ ὁποία ἀναπτύσσεται ἐντὸς ἑνὸς ἀκροφυσίου, αἱ ἀπώλειαι ἐκ τριβῶν εἶναι ἀναπόφευκτοι. Τὸ μεγαλύτερον μέρος τῶν τριβῶν εἰς ἀκροφύσιον συγκλῖνον-ἀποκλῖνον πραγματοποιεῖται εἰς τὸ ἀποκλῖνον τμῆμα, δηλαδὴ μεταξὺ λαιμοῦ καὶ ἐξόδου.

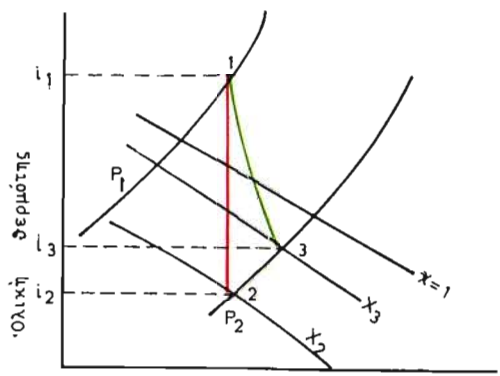
Τὸ ἀποτέλεσμα τῆς τριβῆς εἶναι ἡ ἐλάττωσις τῆς θερμικῆς πτώσεως κατὰ 10 ἕως 15% περίπου, ὁπότε αἱ ἀντίστοιχοι ἰσότητες τῶν ταχυτήτων (παράγ. 13·5) θὰ ἔχουν τὴν μορφήν :

$$V = 91{,}5 \sqrt{K(\iota_1 - \iota_2)} \quad \text{εἰς m/sec} \tag{195}$$

$$V = 224 \sqrt{K(\iota_1 - \iota_2)} \quad \text{εἰς ft/sec} \tag{196}$$

$$V = 300 \sqrt{K(\iota_1 - \iota_2)} \quad \text{εἰς ft/sec} \tag{197}$$

ὅπου : K εἶναι ὁ συντελεστὴς ἀπωλειῶν λόγω τριβῶν = 0,85 ἕως 0,9. Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια, ἡ ὁποία χάνεται λόγω τριβῶν, μετατρέπεται εἰς θερμότητα μὲ ἀποτέλεσμα τὴν ἀναθέρμανσιν τοῦ ὑδρατμοῦ. Ἡ ἀναθέρμανσις αὐτὴ ἐπηρεάζει τὴν τελικὴν κατάστασιν τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸ ἀκροφύσιον. Τοῦτο ἐμφαίνεται ἐπὶ τοῦ διαγράμματος Mollier (σχ. 13·7). Τὸ σημεῖον 1 εἶναι ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ καὶ τὸ 2 ἡ τελικὴ μετὰ ἀπὸ ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν ἄνευ τριβῶν. Ἐὰν ὑπάρχουν τριβαὶ καὶ ὁ συντελεστὴς τριβῆς K = 0,9, τότε λαμβάνεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῶν ι τὸ ι_3 κατὰ τρόπον, ὥστε $\iota_1 - \iota_3 = 0{,}9\,(\iota_1 - \iota_2)$.



Σχ. 13·7.

Ἐπειδὴ ἡ τελικὴ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ μὲ τριβὰς ἢ ἄνευ τριβῶν θὰ εἶναι πάντοτε ἡ αὐτὴ P_2, φέρομεν ἀπὸ τὸ ι_3 μίαν ὁριζοντίαν, ἕως ὅτου συναντήση τὴν P_2 εἰς τὸ σημεῖον 3. Τὸ σημεῖον αὐτὸ θὰ εἶναι ἡ πραγματικὴ τελικὴ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸ ἀκροφύσιον.

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ὑδρατμὸς λόγω ἀναθερμάνσεως ἔγινε ξηρότερος (τὸ $\chi_3 > \chi_2$).

Ἡ διαφορὰ $\iota_3 - \iota_2$ μᾶς δίδει καὶ τὰς θερμικὰς ἀπωλείας λόγω τριβῶν τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν ἐκτόνωσιν. Ἡ πραγματικὴ ἐκτόνωσις ἐπίσης τοῦ ὑδρατμοῦ θὰ εἶναι ἐκείνη τῆς 1-3, δηλαδὴ δὲν εἶναι πλέον ἰσοτροπική.

13·8 Ἀπομάστευσις.

Ἀπομάστευσις εἶναι ἡ λειτουργία, κατὰ τὴν ὁποίαν ἀφαιρεῖται ποσότης ὑδρατμοῦ ἀπὸ ὡρισμένας διαβαθμίσεις τοῦ ἀτμοστροβίλου καὶ χρησιμοποιεῖται δι' ἀναθέρμανσιν τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος ἢ εἰς βραστῆρας πρὸς παραγωγὴν τροφοδοτικοῦ ὕδατος ἐκ τῆς θαλάσσης κ.λπ.

Ἡ ἐγκατάστασις τότε ἐργάζεται μὲ βάσιν τὸν αὐτοαναθερμαινόμενον κύκλον Rankine, ὅπως ἀνεπτύχθη εἰς τὴν παράγραφον 11·7.

Ἀποτέλεσμα τῆς ἀπομαστεύσεως εἶναι :

α) Ἐλάττωσις τοῦ παραγομένου ἔργου ὑπὸ τοῦ ἀτμοστροβίλου λόγω τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ.

β) Τροφοδότησις τοῦ λέβητος μὲ ὕδωρ ὑψηλοτέρας θερμοκρασίας.

γ) Βελτίωσις τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως.

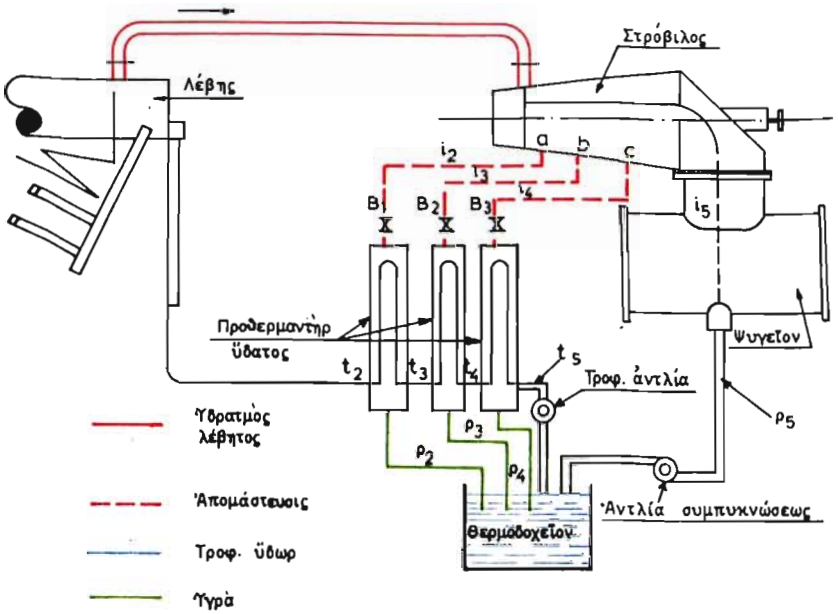
Εἰς τὸ σχῆμα 13·8α παρίσταται διαγραμματικῶς μία ἐγκατάστασις ἀτμοστροβίλου μὲ τρεῖς ἀπομαστεύσεις. Ὁ ἀπομαστευόμενος ὑδρατμὸς κυκλοφορεῖ πέριξ τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος ἐντὸς τῶν προθερμαντήρων καὶ ἀποβάλλει τὴν θερμότητά του εἰς τὸ ὕδωρ ὑγροποιούμενος καὶ ἐν συνεχείᾳ ὡς συμπύκνωμα *(ὑγρὰ)* ὁδηγεῖται εἰς τὸ θερμοδοχεῖον.

Ἔστω ὅτι ι_1 εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑπὸ τοῦ λέβητος παραγομένου ὑδρατμοῦ· ι_5 ἡ ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ εἰς τὴν ἐξαγωγὴν τοῦ ἀτμοστροβίλου· ι_2, ι_3, ι_4 ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὰ σημεῖα ἀπομαστεύσεως α, b καὶ c ἀτμοστροβίλου.

Τὸ βάρος τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ ὑπολογίζεται νὰ εἶναι ὅσον ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ θερμαινομένου ὕδατος εἰς ἐκείνην τοῦ θερμαίνοντος ὑδρατμοῦ. Ἔστω B_1, B_2, B_3 τὸ βάρος τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ ἀντιστοίχως εἰς τὰ α, b καὶ c ἀνὰ kg θερμαινομένου ὕδατος, ὁπότε :

Θερμότης ἀπολεσθεῖσα ἀπὸ ὑδρατμὸν = Θερμότης ἀπορροφηθεῖσα ἀπὸ ὕδωρ ἢ $\mathbf{B_1 (\iota_2 - \rho_2) = h_2 - h_3}$ (198)

ὅπου : B_1 εἶναι τὸ βάρος τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ ἀπὸ ἀπομάστευσιν εἰς σημεῖον α· i_2 ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ εἰς σημεῖον α· ρ_2 ἡ αἰσθητὴ θερμότης τοῦ ὑγροποιηθέντος ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ προθερμαντῆρος· h_2 ἡ θερμότης ποὺ περιέχεται εἰς 1 kg τροφοδοτικοῦ ὕδατος, ὅταν ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν τρίτον προ-



Σχ. 13·8α.

θερμαντῆρα h_3 ἡ θερμότης ποὺ περιέχεται εἰς 1 kg τροφοδοτικοῦ ὕδατος, ὅταν τοῦτο εἰσέρχεται εἰς τὸν τρίτον προθερμαντῆρα καὶ ἀφοῦ ἔχει διέλθει μέσω τοῦ δευτέρου προθερμαντῆρος.

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (198) ἔχομεν : $B_1 = \dfrac{h_2 - h_3}{i_2 - \rho_2}$.

Κατὰ τὸν αὐτὸν τρόπον θὰ εἶναι :

$$B_2 = \frac{h_3 - h_4}{i_3 - \rho_3} \quad \text{καὶ} \quad B_3 = \frac{h_4 - h_5}{i_4 - \rho_4}.$$

Τὸ βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν στρόβιλον ἀνὰ kg τροφοδοτικοῦ ὕδατος θὰ εἶναι :

Ἀπὸ τὴν εἰσαγωγὴν μέχρι τῆς ἀπομαστεύσεως σημείου α $1\ kg$
Ἀπὸ διαβάθμισιν α ἕως b $1 - B_1\ kg$
Ἀπὸ διαβάθμισιν b ἕως c $1 - B_1 - B_2\ kg$
Ἀπὸ διαβάθμισιν c ἕως ἐξαγωγὴν $1 - B_1 - B_2 - B_3\ kg$

Παραγόμενον ἔργον ἀνὰ kg τροφοδοτικοῦ ὕδατος θὰ εἶναι τὸ ἄθροισμα: $W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4$ εἰς kcal/kg.

$W_1 =$ Ἀπὸ εἰσαγωγὴν ἕως ἀπομάστευσιν $\alpha = (\iota_1 - \iota_2)$.
$W_2 =$ Ἀπὸ διαβάθμισιν α ἕως b $= (\iota_2 - \iota_3)\ (1 - B_1)$.
$W_3 =$ Ἀπὸ διαβάθμισιν b ἕως c $= (\iota_3 - \iota_4)\ (1 - B_1 - B_2)$.
$W_4 =$ Ἀπὸ διαβάθμ. c ἕως ἐξαγωγὴν $= (\iota_4 - \iota_5)\ (1 - B_1 - B_2 - B_3)$.

Ἡ χορηγουμένη θερμότης ἀνὰ kg τροφοδοτικοῦ ὕδατος ἐντὸς τοῦ λέβητος εἶναι $\iota_1 - \rho_2$.

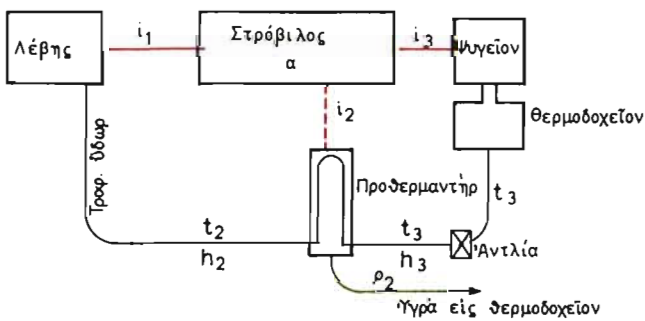
Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις θὰ εἶναι ὁ λόγος:

$$\textbf{Ἀπόδοσις} = \frac{\textbf{Παραγόμενον ἔργον ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ}}{\textbf{Χορηγουμένη θερμότης ἀνὰ kg τροφοδ. ὕδατος}} = \frac{W}{\iota_1 - \rho_2} \quad (199)$$

Παράδειγμα.

Ἀτμοστρόβιλος ἐργάζεται μὲ τὰ ἑξῆς δεδομένα: Πίεσις εἰσαγωγῆς 30 kg/cm² ἀπόλ. Θερμοκρασία εἰσερχομένου ὑδρατμοῦ 400° C. Πίεσις ἐξαγωγῆς 0,05 kg/cm².

Ζητεῖται: ἡ ἰδανικὴ ἀπόδοσις τῆς ἐγκαταστάσεως: α) Ἄνευ ἀπομαστεύσεως καὶ β) ἐὰν ἀπομαστευθῇ κατάλληλον βάρος ὑδρατμοῦ διὰ προθέρμανσιν τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος εἰς διαβάθμισιν τοῦ ἀτμοστροβίλου, εἰς τὴν ὁποίαν ἡ πίεσις εἶναι 2 kg/cm².



Σχ. 13·8 β.

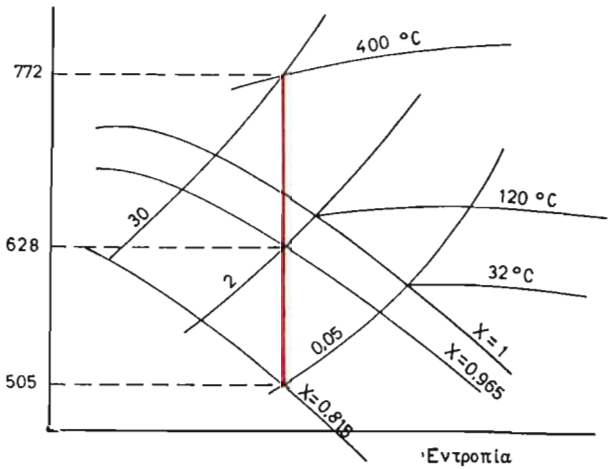
Εἰς τὸ σχῆμα 13·8β ἐμφαίνεται διαγραμματικῶς ἡ διάταξις τῆς ἐγκαταστάσεως καὶ εἰς τὸ σχῆμα 13·8γ αἱ διάφοροι τιμαί, αἱ ὁποῖαι λαμβάνονται ἀπὸ τὸ διάγραμμα Mollier διὰ τὴν λύσιν τῆς ἀσκήσεως.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Οὕτως, ἔχομεν : $\iota_1 = 772$ kcal, $\iota_2 = 628$ kcal, $\iota_3 = 505$ kcal, $h_2 = t_2 = 120$ kcal καὶ $h_3 = t_3 = 32$ kcal.

Λύσις :

α) Ἡ ἀπόδοσις ἄνευ ἀπομαστεύσεως δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (148) τοῦ τυπικοῦ κύκλου Rankine : $\eta_\theta = \frac{\iota_1 - \iota_3}{\iota_1 - \rho_2} = \frac{772 - 505}{772 - 32} = \frac{267}{740} = 0{,}36$ ἢ 36 %.



Σχ. 13·8 γ.

Παραγόμενον ἔργον $= \iota_1 - \iota_3 = 267$ kcal ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ.

β) Μὲ ἀπομάστευσιν : Εὑρίσκομεν πρῶτον τὸ βάρος τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ ἀνὰ kg τροφοδοτικοῦ ὕδατος ὡς ἡ ἰσότης (198), ἔχομεν :

$$B = \frac{h_2 - h_3}{\iota_2 - \rho_2} = \frac{120 - 32}{628 - 120} = 0{,}172 \text{ kg}.$$

Δηλαδὴ 0,1535 kg ὑδρατμοῦ πρέπει νὰ ἀπομαστεύωνται ἀπὸ τὸν στρόβιλον ἀνὰ kg τροφοδοτικοῦ ὕδατος, ὥστε ἡ θερμοκρασία αὐτοῦ ἐντὸς τοῦ προθερμαντῆρος ἀπὸ 32° C ποὺ εἶναι, ὅταν ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν συμπυκνωτήν, νὰ ἀνέλθη εἰς ἐκείνην τοῦ ἀπομαστευομένου ὑδρατμοῦ τῶν 120° C.

Τὸ παραγόμενον ἔργον μὲ ἀπομάστευσιν θὰ εἶναι :

$W = \iota_1 - \iota_2 + (\iota_2 - \iota_3)\ (1 - B) = 772 - 628 + (628 - 505)\ (1 - 0{,}172)$ καὶ $W = 248$ kcal ἀνὰ kg. Τοῦτο εἶναι μικρότερον τοῦ εὑρεθέντος ἄνευ ἀπομαστεύσεως.

Ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (199) κ

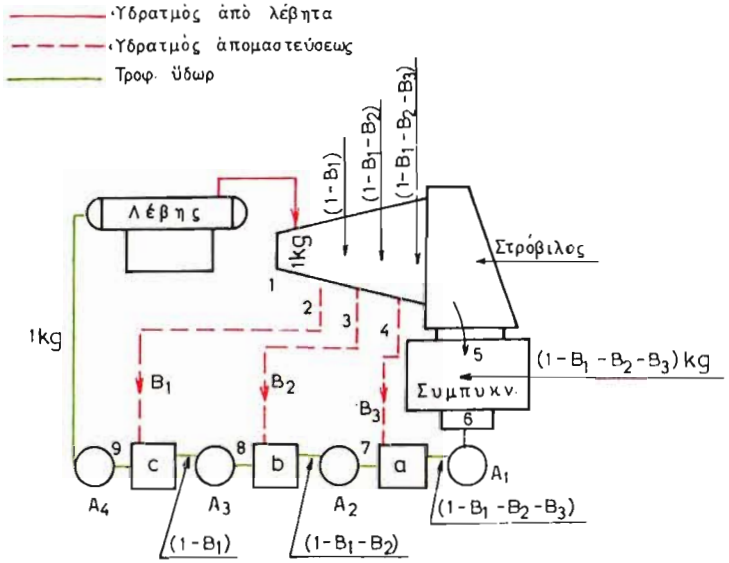
$$\eta_\theta = \frac{W}{\iota_1 - \rho_2} = \frac{248}{772 - 120} = 0{,}38 \text{ ἢ } 38\,\%,$$

ἡ ὁποία εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ἄνευ ἀπομαστεύσεως.

13·9 Δεύτερος θερμικός ὑπολογισμός ἀπομαστεύσεως.

Εἰς τὸν θερμικὸν ὑπολογισμὸν τῆς ἀπομαστεύσεως, ὡς ἀνεφέρθη εἰς τὴν παράγραφον 13·8, γίνεται παραδεκτὸν ὅτι τὸ συμπύκνωμα τοῦ ὑδρατμοῦ ἀπὸ τοὺς προθερμαντῆρας καταλήγει ὡς *ὑγρὰ* εἰς τὸ θερμοδοχεῖον καὶ ἀναμιγνύεται μὲ τὸ συμπύκνωμα τοῦ κυρίου συμπυκνωτοῦ.

Ἄλλη διάταξις ἀπομαστεύσεως εἶναι ἡ τοῦ σχήματος 19·9α καὶ 13·9β.



Σχ. 13·9 α.

Εἰς τὸ σχῆμα 13·9α ἐμφαίνεται διαγραμματικῶς ὁ αὐτοαναθερμαινόμενος κύκλος Rankine μὲ τρεῖς ἀπομαστεύσεις καὶ μὲ προθερμαντῆρας ἀναμίξεως, ἐντὸς τῶν ὁποίων ὁ προθερμαινόμενος ὑδρατμὸς ὑγροποιεῖται καὶ ἀναμιγνύεται μὲ τὸ θερμαινόμενον ὕδωρ. Εἰς τὸ σχῆμα 13·9β ἐμφαίνεται τὸ διάγραμμα T - S τοῦ κύκλου. (Τὸ ἔργον ἀντλιῶν 6,6' - 7,7' κ.λπ. εἰς τὸ σχῆμα δεικνύεται ἐκ μεγεθύνσει).

Ἔστω ὅτι 1 kg ὑδρατμοῦ εἰσέρχεται εἰς τὸν στρόβιλον εἰς τὴν εἰσαγωγὴν (σημεῖον 1). Εἰς τὸ σημεῖον 2 ἀπομαστεύεται βάρος B_1 τοῦ kg ὑδρατμοῦ διὰ τὴν προθέρμανσιν τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος, εἰς τὸ σημεῖον 3 ἀπομαστεύεται βάρος B_2 καὶ εἰς τὸ σημεῖον 4 βάρος B_3 ἀπὸ ἕκαστον kg ὑδρατμοῦ.

Οὕτως ἀπὸ τὴν εἰσαγωγὴν μέχρι σημείου 2 ρέει 1 kg ὑδρατμοῦ.

Ἀπὸ σημεῖον 2 ἕως 3 ρέει $1 - B_1$ kg ὑδρατμοῦ.

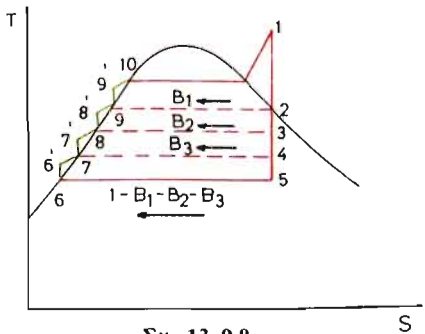
Ἀπὸ σημεῖον 3 ἕως 4 ρέει $1 - B_1 - B_2$ kg ὑδρατμοῦ καὶ ἀπὸ σημεῖον 4 ἕως ἐξαγωγὴν 5 κυκλοφορεῖ $1 - B_1 - B_2 - B_3$ kg ὑδρατμοῦ.

Εἰς τὸν συμπυκνωτὴν δηλαδὴ εἰσέρχεται διὰ συμπύκνωσιν βάρος

$1 - B_1 - B_2 - B_3$ τοῦ kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ kg ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸν στρόβιλον.

Ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς συμπυκνοῦται (σημεῖον 6) καὶ τὸ συμπύκνωμα καταθλίβεται ἀπὸ τὴν ἀντλίαν A_1 πρὸς τὸν πρῶτον προθερμαντῆρα (α), ἐντὸς τοῦ ὁποίου τὸ ὕδωρ ἀναμιγνύεται μὲ τὸν ὑδρατμὸν ἀπομαστεύσεως ἀπὸ τὸ σημεῖον 4 καὶ προθερμαίνεται (ἀπὸ τὸ 6 εἰς τὸ 7).

Δεδομένου ὅτι οἱ προθερμαντῆρες εἶναι τύπου ἀναμίξεως, τὸ βάρος B_3 ὑδρατμοῦ, ποὺ ἀπομαστεύεται ἀπὸ τὸ σημεῖον A, ἀναμιγνύεται μὲ τὸ βάρος $(1 - B_1 - B_2 - B_3)$ kg συμπυκνώματος, ποὺ ἐπιστρέφει ἀπὸ τὸν συμπυκνωτήν.



Σχ. 13·9 β.

Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἡ ἀντλία A_2 καταθλίβει πρὸς τὸ προθερμαντῆρα (b) βάρος ὕδατος $(1 - B_1 - B_2)$ kg, τὸ ὁποῖον ἀναμιγνυόμενον μὲ βάρος B_2 ὑδρατμοῦ ἀπὸ τὴν ἀπομάστευσιν 3 προθερμαίνεται ἀπὸ τὸ 7 εἰς τὸ 8. Ἐν συνεχείᾳ ἡ ἀντλία A_3 καταθλίβει εἰς τὸν προθερμαντῆρα (c) βάρος ὕδατος $(1 - B_1)$ kg, τὸ ὁποῖον μὲ τὴν σειράν του ἀναμιγνύεται μὲ βάρος B_1 ὑδρατμοῦ ἀπὸ τὴν ἀπομάστευσιν 2 καὶ προθερμαίνεται ἀπὸ τὸ 8 εἰς τὸ 9. Τέλος ἡ ἀντλία A_4 καταθλίβει 1 kg ὕδατος ἐντὸς τοῦ λέβητος καὶ τὸ ὕδωρ ἀπὸ τὸ σημεῖον 9 ἀποκτᾶ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ 10 (σχ. 13·9β) ἐντὸς τοῦ λέβητος καὶ ἐν συνεχείᾳ ἀτμοποιεῖται καὶ ὡς ὑδρατμὸς βάρους 1 kg εἰσέρχεται εἰς τὸν στρόβιλον.

Θερμικὸς ὑπολογισμός. Ἀπόδοσις.

Ἔχομεν: Θερμότης ἀπορροφηθεῖσα ἀπὸ ὕδωρ = Θερμότης χορηγηθεῖσα ἀπὸ ὑδρατμόν, ὁπότε:

α) Προθερμαντὴρ (α) $(1 - B_1 - B_2 - B_3)(h_7 - h_6) = B_3(i_4 - h_7)$.

β) Προθερμαντὴρ (b) $(1 - B_1 - B_2)(h_8 - h_7) = B_2(i_3 - h_8)$.

γ) Προθερμαντὴρ (c) $(1 - B_1)(h_9 - h_8) = B_1(i_2 - h_9)$,

ὅπου h_7, h_8 κ.λπ. ἡ θερμότης ὕδατος καὶ συμπυκνωθέντος ὑδρατμοῦ ἀπομαστεύσεως εἰς τὰ ἀντίστοιχα σημεῖα. Ἀπὸ τὰς ἰσότητας αὐτὰς ὑπολογίζεται τὸ βάρος B_3, B_2 ἢ B_1 τοῦ ἀπομαστευομένου ἀτμοῦ. Εὑρίσκεται πρῶτον ἡ τιμὴ τοῦ B_1 ἀπὸ τὴν γ καὶ ἐν συνεχείᾳ τοῦ B_2 ἀπὸ τὴν β καὶ τέλος τοῦ B_3 ἀπὸ τὴν α.

Τὸ ὁλικὸν παραγόμενον ἔργον τοῦ κύκλου W θὰ εἶναι:

$$W = (i_1 - i_2) + (1 - B_1)(i_2 - i_3) + (1 - B_1 - B_2)(i_3 - i_4) + (1 - B_1 - B_2 - B_3)(i_4 - i_5)$$

εἰς kcal/kg εἰσερχομένου ὑδρατμοῦ εἰς τὸν στρόβιλον.

Τὸ χορηγούμενον ποσὸν θερμότητος ἐντὸς τοῦ λέβητος εἰς 1 kg ὑδρατμοῦ

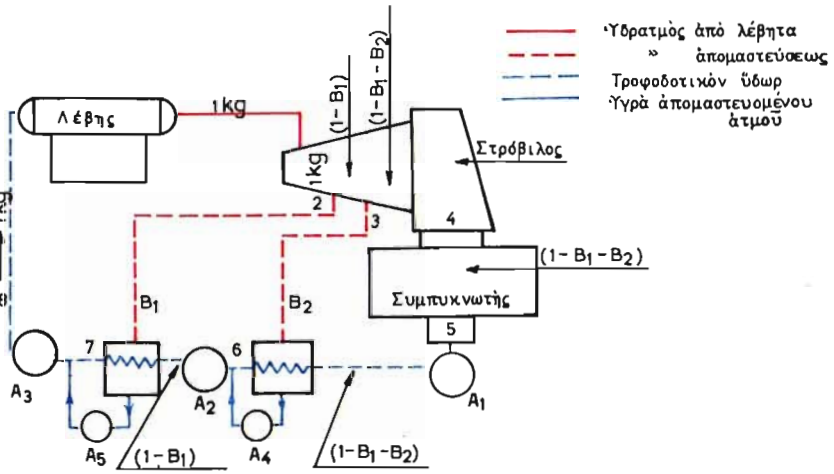
εἶναι ἴσον μὲ $\iota_1 - \rho_9$ (τὸ $h_9 = \rho_9$) καὶ ἡ ἀπόδοσις :

$$\eta_\theta = \frac{W}{\iota_1 - \rho_9}. \quad \text{(ἰσότης 199)}$$

Δι' ἀκριβέστερον ὑπολογισμὸν ἀπὸ τὸ εὑρεθὲν ἀνωτέρω ἔργον W δέον νὰ ἀφαιρεθῇ τὸ συνολικὸν ἔργον τῶν ἀντλιῶν A_1, A_2, A_3 καὶ A_4, τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται τῇ βοηθείᾳ τῆς ἰσότητος (146) καὶ εἶναι :

$$\Sigma WA = \frac{\upsilon(P_1 - P_6)}{J} \text{ εἰς kcal/kg,}$$

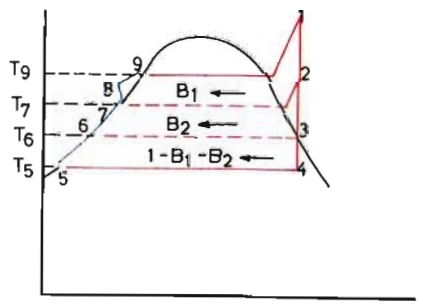
ὅπου : υ εἶναι ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ὕδατος εἰς κατάστασιν σημείου 6.



Σχ. 13·9γ.

Ἕτερος τύπος ἀπομαστεύσεως.

Εἰς τὸ σχῆμα 13·9γ ἔχομεν μίαν ἄλλην ἐγκατάστασιν ἀτμοστροβίλου μὲ δύο ἀπομαστεύσεις. Εἰς αὐτὴν ὁ ἀπομαστευόμενος ὑδρατμὸς συμπυκνοῦται ἐντὸς τῶν προθερμαντήρων καὶ δὲν ἀναμιγνύεται μὲ τὸ τροφοδοτικὸν ὕδωρ ἐντὸς αὐτῶν, ἀλλὰ καταθλίβεται τῇ βοηθείᾳ τῶν ἀντλιῶν A_4 καὶ A_5 εἰς τὸ τροφοδοτικὸν δίκτυον.



Σχ. 13·9δ.

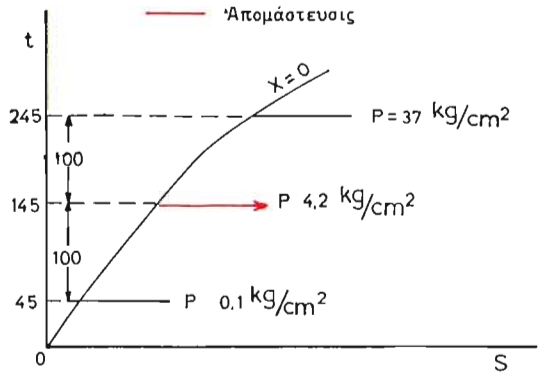
Ὁ θερμικὸς ὑπολογισμὸς καὶ ἡ ἀπόδοσις εὑρίσκεται κατὰ τὸν αὐτὸν τρόπον ὡς καὶ διὰ τὴν ἐγκατάστασιν τοῦ σχήματος 13·9α. Ὡς ἔργον ἀντλιῶν δύναται νὰ ληφθῇ ἐπίσης ὑπ' ὄψιν μόνον τῆς κυρίας τροφοδοτικῆς A_3, ἡ ὁποία καλύπτει τὸ 85% περίπου τοῦ ἔργου ὅλων τῶν ἀντλιῶν.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Εἰς τὸ σχῆμα 13·9δ ἐμφαίνεται τὸ διάγραμμα T-S τοῦ αὐτοθερμαινομένου αὐτοῦ κύκλου.

13·10 Ἐπιλογὴ σημείων ἀπομαστεύσεως ἀτμοστροβίλου. Θερμοκρασία τροφοδοτικοῦ ὕδατος διὰ καλυτέραν ἀπόδοσιν.

Ἀπὸ ἀποτελέσματα ὑπολογισμῶν καὶ δοκιμῶν ἔχει ἀποδειχθῆ ὅτι δι' ἕνα ἀριθμὸν προθερμαντήρων εἰς ἐγκατάστασιν αὐτοαναθερμαινομένου κύκλου ἡ καλυτέρα ἀπόδοσις ἀποκτᾶται, ὅταν ἡ αὔξησις τῆς θερμοκρασίας εἶναι περίπου ἡ αὐτὴ δι' ἕκαστον προθερμαντῆρα.



Σχ. 13·10α.

Οὕτω διὰ τὴν ἐγκατάστασιν τοῦ σχήματος 13·9γ μὲ δύο ἀπομαστεύσεις χωρίζομεν εἰς τρία ἴσα μέρη τὴν ἀπόστασιν τῆς T_9 (σχ. 13·9δ), ἡ ὁποία εἶναι ἡ θερμοκρασία κορεσμοῦ τοῦ ὕδατος εἰς τὴν πίεσιν τοῦ λέβητος, ἀπὸ τὴν T_5, ἡ ὁποία εἶναι ἡ θερμοκρασία κορεσμοῦ εἰς τὴν πίεσιν τοῦ συμπυκνωτοῦ. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον εὑρίσκονται αἱ θερμοκρασίαι T_6 καὶ T_7, αἱ ὁποῖαι καθορίζουν τὰς θερμοκρασίας τῶν δύο ἀπομαστεύσεων. Αἱ πιέσεις κορεσμοῦ, ποὺ ἀντιστοιχοῦν εἰς τὰς θερμοκρασίας αὐτάς, καθορίζουν μὲ τὴν σειράν των τὰ σημεῖα εἰς τὸν ἀτμοστρόβιλον μὲ τὴν μεγίστην συμφέρουσαν πίεσιν ἀπομαστεύσεως.

Δι' ἐγκατάστασιν μὲ μίαν ἀπομάστευσιν καὶ ἕνα προθερμαντῆρα ἡ θερμοκρασία, ποὺ διαιρεῖ τὰ δύο ἄκρα εἰς δύο ἴσα μέρη, καθορίζει ἐπίσης τὸ σημεῖον ἀπομαστεύσεως.

Παραδείγματος χάριν διὰ πίεσιν λέβητος 37 kg/cm² ἀπολ. καὶ πίεσιν συμπυκνωτοῦ 0,1 kg/cm² ἔχομεν ἀντιστοίχως θερμοκρασίας κορεσμοῦ 245° C καὶ 45° C.

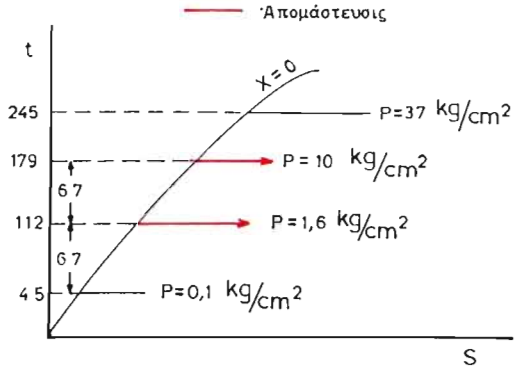
Ἑπομένως ἡ θερμοκρασία ἀπομαστεύσεως θὰ εἶναι :

$$\frac{245-45}{2}+45=145^{\circ}\,\mathrm{C}.$$

Εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν ἀντιστοιχεῖ πίεσις 4,2 kg/cm² ἀπολ., ἡ

ὁποία καθορίζει τὸ σημεῖον ἀπομαστεύσεως ἀπὸ τὸν στρόβιλον (σχ. 13·10α).

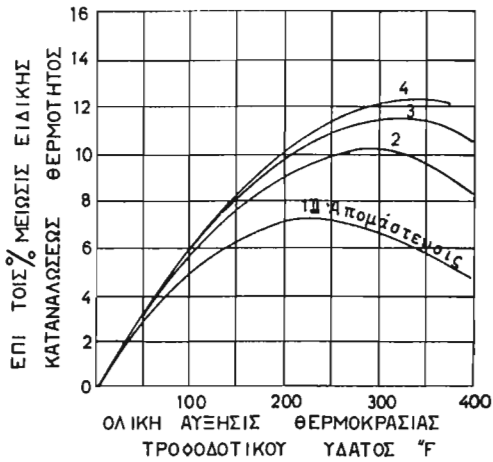
Ἐὰν εἰς τὸ ἀνωτέρω παράδειγμα εἴχαμεν δύο ἀπομαστεύσεις, τότε ἔχομεν $\frac{245 - 45}{3} = 66{,}6$ ἢ περίπου 67. Τότε ἡ πρώτη ἀπομάστευσις θὰ γίνῃ εἰς πίεσιν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς θερμοκρασίαν 67 + 45 = 112°C, ἥτις



Σχ. 13·10β.

ἀντιστοιχεῖ εἰς πίεσιν 1,6 kg/cm² ἀπολ. καὶ ἡ δευτέρα ἀπομάστευσις εἰς πίεσιν, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς θερμοκρασίαν 112 + 67 = 179° C, ἤτοι 10 kg/cm² ἀπολ. (σχ 13·10β).

Ὁ ἀριθμὸς τῶν χρησιμοποιουμένων ἀπομαστεύσεων ἐπηρεάζεται καθαρῶς ἀπὸ τὸν οἰκονομικὸν παράγοντα. Ὅπως ἤδη ἀνεφέραμεν (παράγρ. 11·7), ὁ ἀριθμὸς τῶν ἀπομαστεύσεων εἰς πραγματικὰς ἐγκαταστάσεις ποικίλλει ἀπὸ μίαν ἕως ἐννέα. Ἡ μία ἀπομάστευσις βελτιώνει ἀρκετὰ τὴν θερμικὴν ἀπόδοσιν καὶ ἑπομένως δικαιολογεῖ οἱανδήποτε ἐπὶ πλέον δαπάνην τῆς ἀρχικῆς ἐγκαταστάσεως.



Σχ. 13·10γ.

Τὸ κέρδος μὲ τὴν προσθήκην δευτέρας ἀπομαστεύσεως δὲν εἶναι τοῦ αὐτοῦ ὕψους μὲ τὸ κέρδος τῆς πρώτης κ.ο.κ.

ΔΡΥΣΗΜΑ ΣΥΓΕΝΗ 1954

Πάντως ὁ οἰκονομικὸς ἀριθμὸς τῶν ἀπομαστεύσεων αὐξάνει, ὅσον αὐξάνει ἡ ἀρχικὴ πίεσις καὶ θερμοκρασία τοῦ ὑδρατμοῦ. Διὰ πίεσιν 600 lb/in² ἀπολ. τέσσαρες ἀπομαστεύσεις δίδουν ἱκανοποιητικὸν ἀποτέλεσμα.

Εἰς τὸ σχῆμα 13·10γ ἐμφαίνεται ἡ ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν μείωσις τῆς ἀπαιτουμένης εἰδικῆς καταναλώσεως θερμότητος μὲ τὴν αὔξησιν τῶν ἀπομαστεύσεων, καθὼς καὶ ἡ μεγίστη θερμοκρασία προθερμάνσεως, ποὺ δίδει οἰκονομικώτερα ἀποτελέσματα εἰς μίαν ἐγκατάστασιν, ἡ ὁποία χρησιμοποιεῖ ὑδρατμὸν πιέσεως 1250 lb/in² καὶ θερμοκρασίας 950° F καὶ πίεσιν εἰς τὸν συμπυκνωτὴν 1 lb/in² ἀπολ.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 13·10γ παρατηροῦμεν ὅτι μὲ μίαν ἀπομάστευσιν ἔχομεν ἐλάττωσιν εἰδικῆς καταναλώσεως θερμότητος (BTU/HPh) περίπου 7,5%, ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος εἰς τὸν πρῶτον προθερμαντῆρα ἀνέλθῃ εἰς τοὺς 220° F περίπου, ἐνῶ μὲ τέσσαρας ἀπομαστεύσεις τὸ κέρδος ἀνέρχεται εἰς 12,3 % περίπου, ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος εἰς τὸν τέταρτον προθερμαντῆρα ἀνέλθῃ εἰς τοὺς 340° F περίπου.

13·11 Ἐσωτερικὴ ἰσχύς. Ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις ἀτμοστροβίλου.

Εἰς τὴν παράγραφον 12·12 ἀνεφέρθη ἡ ἐνδεικτικὴ ἱπποδύναμις καὶ ἡ ἐνδεικτικὴ ἀπόδοσις μιᾶς παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς. Εἰς ἕνα ἀτμοστρόβιλον ἡ ἀντίστοιχος ἐνδεικτικὴ ἢ ἄλλως ὀνομαζομένη *ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις* αὐτοῦ θὰ εἶναι ὁ λόγος :

$$\eta_e = \frac{\textbf{Παραγόμενον ἔργον ἀνὰ μονάδα βάρους ὑδρατμοῦ}}{\textbf{Διατιθεμένη ἐνέργεια εἰς τὸν στρόβιλον ἀνὰ μον. βάρ. ὑδρατμοῦ}} \quad (200)$$

Τὸ παραγόμενον ἔργον εἶναι ἡ θερμότης, ποὺ μετατρέπεται εἰς μηχανικὸν ἔργον ἐντὸς τοῦ στροβίλου ἀνὰ kg ἢ lb ὑδρατμοῦ λαμβανομένων ὑπ' ὄψιν ὅλων τῶν θερμικῶν ἀπωλειῶν ἐντὸς αὐτοῦ.

Ἡ διατιθεμένη εἰς τὸν στρόβιλον ἐνέργεια εἶναι ἡ θεωρητικὴ θερμικὴ πτῶσις λόγω τῆς ἰσοεντροπικῆς (ἀδιαβατικῆς) ἐκτονώσεως (κύκλου Rankine) ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν τοῦ ἀτμοῦ, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὸν στρόβιλον, μέχρι τῆς πιέσεως ἐξαγωγῆς.

Αἱ διάφοροι θερμικαὶ ἀπώλειαι ἐντὸς τοῦ ἀτμοστροβίλου προέρχονται ἐκ στραγγαλισμοῦ τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὸ χειριστήριον (ἐπιστόμιον εἰσαγωγῆς), ἐκ τριβῶν τοῦ ἀτμοῦ ἐντὸς τῶν ἀκροφυσίων καὶ πτερυγίων, ἐξ ἀκτινοβολίας καὶ ἐκ τῆς ταχύτητος, ποὺ ἔχει ὁ ὑδρατμός, καθὼς ἐξέρχεται τοῦ στροβίλου πρὸς τὸν συμπυκνωτήν.

Λόγω τῶν ἀνωτέρω ἡ κατάστασις τοῦ ὑδρατμοῦ μεταβάλλεται, καθὼς αὐτὸς διέρχεται μέσω τοῦ στροβίλου ἀπὸ τὴν εἰσαγωγὴν εἰς τὴν ἐξαγωγήν.

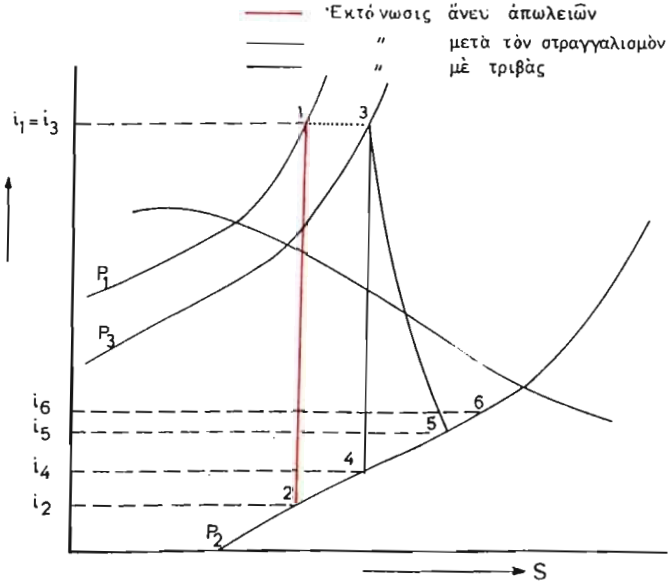
Διατιθεμένη ἐνέργεια.

Ἐὰν ἔχωμεν εἰς τὸ διάγραμμα Mollier (σχ. 13·11α) τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν τοῦ ὑδρατμοῦ πρὸ τοῦ ἐπιστομίου εἰσαγωγῆς εἰς τὸ σημεῖον 1, τότε ἐὰν δὲν εἴχαμεν οὐδεμίαν θερμικὴν ἀπώλειαν, ἡ ἰσοεντροπικὴ 1-2 μᾶς δίδει τὴν διατιθεμένην ἐνέργειαν εἰς τὸν στρόβιλον ἀνὰ μονάδα βάρους ὑδρατμοῦ· θὰ εἶναι δὲ ἡ θερμικὴ πτῶσις $\iota_1 - \iota_2$.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ἀπώλεια λόγω στραγγαλισμοῦ.

Ἐὰν ὁ ὑδρατμὸς στραγγαλισθῆ κατὰ τὴν εἴσοδόν του εἰς τὸν στρόβιλον καὶ ἡ πίεσις ἀπὸ P_1 κατέλθη εἰς P_3, ἡ ἀλλαγή, ἐπειδὴ εἶναι σταθερᾶς ὁλικῆς θερμότητος, θὰ παρίσταται ὑπὸ τῆς ὁριζοντίας 1-3. Ἐὰν ἐν συνεχείᾳ ἐκτονωθῆ ὁ ὑδρατμὸς ἐντὸς τοῦ στροβίλου ἄνευ ἄλλης ἀπωλείας, τότε ἡ ἐκτόνωσις ἀκολουθεῖ τὴν ἰσοεντροπικὴν 3-4.



Σχ. 13·11 α.

Ἡ θερμικὴ ἀπώλεια λόγω στραγγαλισμοῦ δίδεται ἐκ τῆς διαφορᾶς $i_4 - i_2$.

Ἄλλαι ἐσωτερικαὶ ἀπώλειαι.

Ἐπειδή, ὡς γνωστόν, εἰς τὴν πρᾶξιν λόγω τριβῶν ἡ ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις δὲν εἶναι καὶ ἰσοεντροπική, ἡ πραγματικὴ ἐκτόνωσις θὰ εἶναι ἡ 3-5. Ὁ ὑδρατμὸς δηλαδὴ ἀναθερμαίνεται λόγω τριβῶν κατὰ τὴν διοδόν του ἀπὸ ἀκροφύσια καὶ πτερύγια ἐντὸς τοῦ ἀτμοστροβίλου.

Ἡ τελικὴ κατάστασίς του θὰ εἶναι ἡ τοῦ σημείου 5 (ἰδὲ παράγρ. 13·7), τὸ ὁποῖον θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς τελικῆς πιέσεως P_2 τῆς ἐξαγωγῆς καὶ ὀνομάζεται *τελικὸν σημεῖον καταστάσεως ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἐξαγωγήν*. Ἡ θερμικὴ ἀπώλεια λόγω ἀναθερμάνσεως κ.λπ. θὰ εἶναι ἡ διαφορὰ $i_5 - i_4$.

Ἀπώλεια λόγω ταχύτητος τοῦ ὑδρατμοῦ ἐξαγωγῆς.

Ὁ ὑδρατμὸς καταστάσεως ὡς ὁ τοῦ σημείου 5 ἐξερχόμενος ἀπὸ τὸν ἀτμοστρόβιλον πρὸς τὸν συμπυκνωτὴν ἔχει ὑπολογίσιμον συνήθως ταχύτητα.

ΔΡΥΣΗ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

. Ἡ κινητικὴ ἐνέργεια, ἡ ὁποία ὀφείλεται εἰς τὴν ταχύτητα αὐτὴν ὀνομάζεται *ἀπώλεια ἐξαγωγῆς*, διότι δὲν δύναται πλέον νὰ χρησιμοποιηθῇ.

Ἐὰν V εἶναι ἡ ταχύτης τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὴν ἐξαγωγήν, τότε:

$$\frac{V^2}{2g \cdot J} = \text{Ἀπώλεια ἐξαγωγῆς εἰς kcal/kg} \quad \text{ἢ} \quad \text{BTU/lb.}$$

Ἐὰν λάβωμεν ἐπὶ τοῦ διαγράμματος τὴν διαφορὰν $\iota_6 - \iota_5$ ἴσην μὲ τὴν ἀπώλειαν ἐξαγωγῆς, ἔχομεν ἐπὶ τῆς τελικῆς πιέσεως τὸ σημεῖον 6, τὸ ὁποῖον ὀνομάζεται *σημεῖον ἐξαγωγῆς* καὶ τὸ ὁποῖον καθορίζει τὸ θερμικὸν περιεχόμενον τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸν συμπυκνωτήν.

Παραγόμενον ἔργον.

Τὸ πραγματικῶς παραγόμενον ἔργον W ὑπὸ τοῦ στροβίλου ἀνὰ μονάδα βάρους ὑδρατμοῦ θὰ εἶναι:

$$\frac{W}{J} = (\iota_3 - \iota_5) - \frac{V^2}{2g \cdot J} \quad \text{ἢ} \quad \frac{W}{J} = \iota_3 - \iota_6 \tag{201}$$

Ἐσωτερικὴ ἰσχύς.

Ἐὰν εἶναι γνωστὴ ἡ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ B εἰς ὡρισμένον χρόνον, εὑρίσκεται εὐκόλως ἡ ἐσωτερικὴ ἰσχὺς εἰς ἵππους ἐκ τῆς ἰσότητος:

$$\mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{B \cdot W \cdot J}}{\mathbf{4500}} \tag{202}$$

$$\text{ἢ} \quad \mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{B \cdot W \cdot 60}}{\mathbf{632}} \tag{203}$$

$$\mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{B \cdot W \cdot J}}{\mathbf{33\,000}} \tag{204}$$

$$\text{ἢ} \quad \mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{B \cdot W \cdot 60}}{\mathbf{2545}} \tag{205}$$

Εἰς τὰς ἰσότητας (202) καὶ (203) τὸ B λαμβάνεται εἰς kg/min, τὸ W εἰς kcal/kg καὶ J = 427 kgm/kcal.

Εἰς τὰς ἰσότητας (204) καὶ (205) τὸ B λαμβάνεται εἰς lb/min, τὸ W εἰς BTU/lb καὶ J = 778 ftlb/BTU.

Ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις.

Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ καὶ μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (200) ἡ ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις τοῦ στροβίλου δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος:

$$\eta_e = \frac{\iota_3 - \iota_6}{\iota_1 - \iota_2}. \tag{206}$$

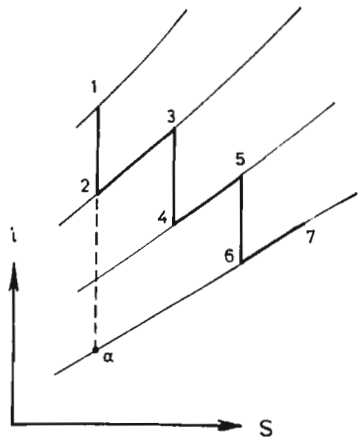
Συντελεστὴς ἀναθερμάνσεως.

Εἰς στροβίλους μὲ πολλὰς διαβαθμίσεις λόγω τριβῶν, ὑφίσταται ὁ ὑδρατμὸς ἀναθέρμανσιν εἰς βάρος τῆς κινητικῆς ἐνεργείας του. Τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα αὔξησιν τῆς ἐντροπίας του καὶ μετατόπισιν τῆς θερμικῆς πτώσεως δεξιώτερα εἰς τὸ διάγραμμα Mollier, ὅπως φαίνεται ἐν μεγεθύνσει εἰς τὸ σχῆμα 13·11β. Δεδομένου ὅτι αἱ γραμμαὶ πιέσεως εἰς τὸ διάγραμμα ἀποκλί-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

νουν μὲ τὴν αὔξησιν ἐντροπίας, τὸ ἄθροισμα τῶν θερμικῶν πτώσεων ἀπὸ 1 ἕως 2, σὺν 3 ἕως 4, σὺν 5 ἕως 6 εἶναι μεγαλύτερον τοῦ 1 - α.

Ὁ λόγος τοῦ ἀθροίσματος τῶν θερμικῶν πτώσεων εἰς τὰς διαφόρους διαβαθμίσεις διὰ τῆς θερμικῆς πτώσεως 1 - α λέγεται *συντελεστὴς ἀναθερμάνσεως* καὶ ἔχει τιμὴν μεγαλυτέραν τῆς μονάδος, περίπου 1,05 διὰ μεγάλους στροβίλους. Γενικῶς ἡ τιμὴ τοῦ συντελεστοῦ ἀναθερμάνσεως ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀρχικὴν θερμοκρασίαν, τὴν διατιθεμένην εἰς τὸν στρόβιλον ἐνέργειαν καὶ τὸν ἀριθμὸν τῶν διαβαθμίσεων. Μολονότι μὲ τὴν ἀναθέρμανσιν αὐτὴν ἐμφανίζεται μεγαλυτέρα ἡ συνολικὴ θερμικὴ πτῶσις, ἑπομένως καὶ τὸ παραγόμενον ἔργον, *μὴ ἀναστρέψιμοι* μεταβολαὶ αὐτοῦ τοῦ εἴδους συνδέονται πάντοτε μὲ αὔξησιν ἐντροπίας καὶ ἑπομένως αὔξησιν τῆς μὴ μετατρεψίμου ἐνεργείας, δηλαδὴ τῆς τελικῆς ἀποβαλλομένης θερμότητος ἀπὸ τὸν στρόβιλον.



Σχ. 13·11 β.

Παράδειγμα.

Πρὸ τοῦ ἐπιστομίου εἰσαγωγῆς εἰς τὸν στρόβιλον ἡ πίεσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι 40 kg/cm² καὶ ἡ θερμοκρασία του 400° C. Μετὰ τὸ ἐπιστόμιον ἡ πίεσις πίπτει εἰς 30 kg/cm² (πίεσις εἰσαγωγῆς). Εἰς τὸν στρόβιλον εἰσέρχονται 1800 kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ λεπτόν. Κενὸν συμπυκνωτοῦ 90%, ταχύτης ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἐξαγωγὴν 320 m/sec. Βαθμὸς ξηρότητος ὑδρατμοῦ εἰς τὸ τέλος τῆς ἐκτονώσεως $\chi = 0,9$.

Ζητεῖται : Ὁ καθορισμὸς τῶν θερμικῶν ἀπωλειῶν, ἡ ἐσωτερικὴ ἱπποδύναμις καὶ ἡ ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις τοῦ στροβίλου.

Λύσις :

Χρησιμοποιοῦντες τὸ διάγραμμα Mollier μὲ βάσιν τὸ σχῆμα 13·11α εὑρίσκομεν:

α) Διατιθεμένη ἐνέργεια $= i_1 - i_2 = 768 - 512 = 256$ kcal/kg ὑδρατμοῦ.

β) Ἀπώλεια λόγω στραγγαλισμοῦ $= i_4 - i_2 = 522 - 512 = 10$ kcal/kg.

γ) Ἀπώλεια ἐξαγωγῆς $= \dfrac{V^2}{2g \cdot J} = \dfrac{320^2}{2 \times 9,81 \times 427} = 12$ kcal/kg.

δ) Ἄλλαι ἐσωτερικαὶ ἀπώλειαι $= i_5 - i_4 = 560 - 522 = 38$ kcal/kg.

ε) Τὸ θερμικὸν περιεχόμενον τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν ἐξαγωγὴν (σημεῖον 6) εἶναι $i_6 = i_5 + \dfrac{V^2}{2g \cdot J} = 560 + 12 = 572$ kcal/kg.

στ) Ἐσωτερικὸν ἔργον $\frac{W}{J} = i_3 - i_6 = 768 - 572 = 196$ kcal/kg ὑδρατμοῦ.

η) Ἐσωτερικὴ ἱπποδύναμις $IHP = \frac{196 \times 1800 \times 427}{4500} = 33\,477$ HP.

θ) Ἡ ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις $\eta_e = \frac{i_3 - i_6}{i_1 - i_2} = \frac{196}{256} = 0{,}76$ ἢ 76%.

13·12 Πραγματικὸν ἔργον. Πραγματικὴ ἀπόδοσις στροβίλου.

Τὸ πραγματικὸν ἔργον τοῦ στροβίλου μετρεῖται ἐπὶ τοῦ ἄξονος αὐτοῦ. Τοῦτο θὰ εἶναι μικρότερον τοῦ ἐσωτερικοῦ ἔργου $i_3 - i_6$ (σχ. 13·11α) κατὰ ποσὸν ἴσον μὲ τὰς μηχανικὰς ἀπωλείας τοῦ στροβίλου. Αἱ ἀπώλειαι αὐταὶ περιλαμβάνουν τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον διὰ τὴν ὑπερνίκησιν τῶν τριβῶν τοῦ κυρίου ἄξονος καὶ τῶν ὡστικῶν τριβέων, ὡς καὶ διὰ τὴν κίνησιν παρασιτικῶν ἐξαρτημάτων, ὅπως ρυθμιστῶν καὶ ἐνσωματωμένων ἀντλιῶν ἐλαίου.

Αἱ ἀπώλειαι αὐταὶ εἶναι ἀνάλογοι μὲ τὴν ταχύτητα τοῦ στροβίλου καὶ παραμένουν σχεδὸν σταθεραὶ δι' ὅλα τὰ φορτία εἰς στροβίλους σταθερᾶς ταχύτητος. Εἰς στροβίλους ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων μὲ μεγάλας περιστροφικὰς ταχύτητας αἱ μηχανικαὶ ἀπώλειαι ἀνέρχονται εἰς 2% τοῦ ἐσωτερικοῦ ἔργου διὰ πλήρη ἰσχύν.

Ἐὰν W εἶναι τὸ πραγματικὸν ἔργον (kgm ἢ ftlb), B ἡ ροὴ ὑδρατμοῦ εἰς kg ἢ lb ἀνὰ ὥραν καὶ SHP ἡ πραγματικὴ ἱπποδύναμις (ἀτραακτόιππος), τότε θὰ εἶναι :

$$\mathbf{SHP} = \frac{\mathbf{W \times B}}{\mathbf{J \times 632}} \tag{207}$$

$$\text{ἢ} \quad \mathbf{SHP} = \frac{\mathbf{W \times B}}{\mathbf{J \times 2545}} \tag{208}$$

Ἡ μηχανικὴ ἀπόδοσις ἑνὸς στροβίλου εἶναι ὁ λόγος :

$$\eta_\mu = \frac{\mathbf{SHP}}{\mathbf{IHP}} \quad \text{ἢ} \quad \left(\eta_\mu = \frac{\mathbf{W}}{\mathbf{J\,(i_3 - i_6)}}\right) \tag{209}$$

Αἱ τιμαὶ τῆς IHP λαμβάνονται μὲ βάσιν τὰς ἰσότητας ἀπὸ (202) ἕως (205).

Ἡ πραγματικὴ ἀπόδοσις ἑνὸς στροβίλου εἶναι ὁ λόγος :

$$\eta_\pi = \frac{\textbf{Πραγματικὸν ἔργον ἐπὶ τοῦ ἄξονος}}{\textbf{Διατιθεμένη ἐνέργεια εἰς στρόβιλον}} = \frac{\mathbf{W}}{\mathbf{J\,(i_1 - i_2)}} \tag{210}$$

Ἐὰν διαιρέσωμεν τὸν ἀριθμητὴν καὶ παρονομαστὴν τῆς ἰσότητος (209) διὰ $(i_1 - i_2)$, εὑρίσκομεν :

$$\eta_\mu = \frac{\eta_\pi}{\eta_e} \quad \text{ἢ} \quad \eta_\pi = \eta_\mu \cdot \eta_e \tag{211}$$

ὅπου η_μ εἶναι ἡ μηχανικὴ ἀπόδοσις, ὡς ἡ ἰσότης (209), καὶ η_e εἶναι ἡ ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις ὡς ἡ ἰσότης (206).

Ἡ πραγματικὴ ἀπόδοσις τοῦ στροβίλου συνδυάζει τὴν θερμοδυναμικὴν καὶ μηχανικὴν ἱκανότητα ἑνὸς στροβίλου.

Αἱ μηχανικαὶ ἀπώλειαι οὐδεμίαν ἐπίδρασιν ἀσκοῦν εἰς τὴν κατάστασιν

τοῦ ὑδρατμοῦ ἐντὸς τοῦ στροβίλου καὶ οὐδέποτε πρέπει νὰ σημειοῦται ἐπὶ τοῦ διαγράμματος Mollier.

Σημείωσις :

Συχνάκις ὡς Shaft Horse Power (SHP) μετρεῖται ἡ ἰσχὺς ἑνὸς ναυτικοῦ ἀτμοστροβίλου ὡς λαμβάνεται μετὰ τοὺς μειωτῆρας στροφῶν. Τότε ἡ ἱπποδύναμις, ποὺ λαμβάνεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ στροβίλου πρὸ τῶν μειωτήρων, χαρακτηρίζεται ὡς Brake Horse Power (BHP).

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ τιμὴ τῆς SHP εἶναι μικροτέρα τῆς BHP λόγω τῶν μηχανικῶν ἀπωλειῶν τῶν μειωτήρων. Εἰς ἕνα ναυτικὸν ἀτμοστρόβιλον αἱ συνολικαὶ μηχανικαὶ ἀπώλειαι συμπεριλαμβανομένων καὶ ἐκείνων τῶν μειωτήρων ἀνέρχονται εἰς 5 % περίπου.

Παράδειγμα.

Ἐγκατάστασις ἀτμοστροβίλου μὲ μειωτῆρας εἰς πλοῖον ἔχει πλήρη ἰσχὺν 50 000 ἀτρακτοΐππους (SHP) μὲ 200 στρ./min τοῦ ἑλικοφόρου ἄξονος. Ἡ μηχανικὴ ἀπόδοσις τῆς ἐγκαταστάσεως μὲ τοὺς ὅρους αὐτοὺς εἶναι 95 %. Εἰς τὰς 80 στρ./min ἡ ἱπποδύναμις κατέρχεται εἰς τοὺς 3300 HP, ὁπότε ὁ εἰσερχόμενος ὑδρατμὸς εἶναι 13 000 kg ἀνὰ ὥραν, πιέσεως 30 kg/cm² ἀπολ. καὶ θερμοκρασίας 350° C.

Ὁ ὑδρατμὸς ἐξέρχεται τοῦ στροβίλου πρὸς τὸν συμπυκνωτὴν μὲ πίεσιν 0,05 kg/cm²

Ζητοῦνται διὰ τὰς 80 στρ./min : α) Αἱ μηχανικαὶ ἀπώλειαι εἰς HP. β) Ἡ μηχανικὴ ἀπόδοσις. γ) Ἡ πραγματικὴ ἀπόδοσις μετὰ τοὺς μειωτῆρας. δ) Ἡ ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις.

Λύσις :

α) Ἔχομεν : $\eta_\mu = \frac{SHP}{IHP}$ ἢ $0{,}95 = \frac{50\,000}{IHP}$ καὶ $IHP = 52\,630$ (διὰ 200 στροφάς).

Ἡ ἀπώλεια εἰς HP λόγω τριβῶν θὰ εἶναι :

$$IHP - SHP = 52\,630 - 50\,000 = 2630 \text{ HP διὰ 200 στρ./min.}$$

Ἡ ἀπώλεια τριβῶν εἰς HP εἰς τὰς 80 στροφὰς θὰ εἶναι :

$$\frac{2630 \times 80}{200} = 1052 \text{ HP.}$$

β) Ἡ ἐσωτερικὴ ἱπποδύναμις εἰς τὰς 80 στροφὰς εἶναι :

$$3300 + 1052 = 4352 \text{ IHP}$$

καὶ $\eta_\mu = \frac{3300}{4352} = 0{,}758$ ἢ 75,8% (Ἰσότης 209).

γ) Ἀπὸ τὸ διάγραμμα Mollier εὑρίσκομεν διὰ $P_1 = 30$ kg/cm², $t = 350°$ C καὶ $P_2 = 0{,}05$ kg/cm², θερμικὴν πτῶσιν $i_1 - i_2 = 745 - 492 = 253$ kcal/kg.

Τὸ πραγματικὸν ἔργον ἐπὶ τοῦ ἄξονος :

$$\frac{W}{J} = \frac{632 \cdot SHP}{B} = \frac{632 \times 3300}{13\,000} = 160 \text{ kcal/kg περίπου}$$

ΔΡΥΑΝΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

καὶ $\eta_\pi = \frac{160}{253} = 0{,}633$ ἢ 63,3% (ἰσότης 210).

δ) Ἡ ἐσωτερικὴ ἀπόδοσις εἶναι :

$$\eta_e = \frac{63{,}3}{75{,}8} = 0{,}833 \quad \text{ἢ} \quad 83{,}3\,\% \text{ (ἰσότης 211)}$$

ἢ τὸ ἐσωτερικὸν ἔργον τοῦ στροβίλου (τὸ $\iota_3 - \iota_6$ τοῦ σχήματος 13·11α) θὰ εἶναι ἴσον μέ :

$$\frac{W}{J} = \frac{632 \cdot IHP}{B} = \frac{632 \times 4352}{13\,000} = 211{,}5 \text{ kcal/kg}$$

καὶ $\eta_e = \frac{211{,}5}{253} = 0{,}833$ ἢ 83,3% (ἰσότης 206).

13·13 Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος. Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ. Ρύθμισις ταχύτητος.

Δύο ἄλλα κριτήρια, ποὺ σχετίζονται μὲ τὴν λειτουργίαν καὶ τὴν ἀπόδοσιν ἑνὸς ἀτμοστροβίλου, εἶναι : Ἡ *εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος* καὶ ἡ *εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ.*

Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος εἶναι *τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ καταναλίσκει ὁ στρόβιλος ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον.* Ἐὰν h εἶναι ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος kcal (ἢ BTU) ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον· B ἡ ροὴ ὑδρατμοῦ εἰς kg (ἢ lb) ἀνὰ ὥραν· ι_1 ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ὑδρατμοῦ κατὰ τὴν εἰσαγωγὴν kcal/kg (ἢ BTU/lb)· ρ_2 ἡ αἰσθητὴ θερμότης συμπυκνώματος εἰς τὴν πίεσιν τοῦ συμπυκνωτοῦ καὶ HP ἡ ἰσχὺς τοῦ στροβίλου εἰς ἵππους, τότε θὰ εἶναι :

$$\mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}\,(\iota_1 - \rho_2)}{\mathbf{HP}} \text{ kcal (ἢ BTU) ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον} \qquad (212)$$

Ἡ τιμὴ τοῦ h ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ σημεῖον, ποὺ μετρεῖται τὸ HP εἰς τὸν στρόβιλον, δηλαδὴ ἐὰν εἶναι IHP ἢ BHP ἢ SHP. Τοῦτο πρέπει νὰ καθορίζεται.

Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος ἐξαρτᾶται καὶ ἀπὸ τὸν κύκλον λειτουργίας καὶ ἀπὸ τὴν ἀπόδοσιν τοῦ στροβίλου. Εἶναι ἓν μέγεθος συγκρίσεως στροβίλου δι' ὡρισμένους ὅρους εἰσαγωγῆς καὶ ἐξαγωγῆς καὶ παρουσιάζει οἰκονομικὸν ἐνδιαφέρον, διότι ἀντανακλᾶ εἰς τὸ κόστος τοῦ καυσίμου ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον.

Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ (ἢ εἰδικὴ κατανάλωσις ὕδατος) εἶναι *τὸ ποσὸν τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ καταναλίσκει ὁ στρόβιλος ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον.*

Ἐὰν β εἶναι ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ· B ἡ ροὴ ὑδρατμοῦ μέσω τοῦ στροβίλου εἰς kg ἢ lb/h καὶ HP ἡ ἰσχὺς τοῦ στροβίλου εἰς ἵππους, τότε θὰ εἶναι :

$$\boldsymbol{\beta} = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{HP}} = \text{kg ἀνα ὡριαῖον ἵππον (ἢ lb ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον)} \qquad (213)$$

Τονίζεται ἡ διαφορὰ τοῦ ὅρου *εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ β,* ποὺ εἶναι kg ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον καὶ τοῦ ὅρου *ροὴ ὑδρατμοῦ B,* ποὺ εἶναι kg/h.

Ἡ ἐλάττωσις τῆς ταχύτητος ἑνὸς ἀτμοστροβίλου δὲν πρέπει κατ' ἀρχὴν νὰ γίνεται διὰ στραγγαλισμοῦ, δηλαδὴ μὲ ἐλάττωσιν τῆς πιέσεως. Ὁ στραγγαλισμός, ὡς γνωστόν, εἶναι θερμοδυναμικὴ ἀλλαγὴ μὴ ἀναστρέψιμος, αὐξάνει τὴν ἐντροπίαν καὶ ἐλαττώνει τὴν μετατρέψιμον ἐνέργειαν, μὲ ἀποτέλεσμα αὔξησιν τῆς εἰδικῆς καταναλώσεως θερμότητος. Βεβαίως ἡ μέθοδος αὐτὴ εἶναι πρακτικῶς εὔκολος ἀλλὰ ἀντιοικονομική.

Μία ἄλλη μέθοδος αὐξομειώσεως ἱπποδυνάμεως εἶναι ἡ χρησιμοποίησις μικροτέρου ἢ μεγαλυτέρου ἀριθμοῦ ἀκροφυσίων διὰ τὴν εἰσαγωγὴν ὑδρατμοῦ εἰς τὴν πρώτην διαβάθμισιν. Τοῦτο ἰσχύει, ὅταν ὑπάρχῃ τροχὸς δράσεως (τύπου Curtis) εἰς τὸν στρόβιλον καὶ εἶναι εἷς ἐκ τῶν λόγων, ποὺ συνιστᾶ τὴν χρησιμοποίησιν διαβαθμίσεως δράσεως εἰς τὴν εἰσαγωγὴν ἑνὸς ἀτμοστροβίλου.

Μία τρίτη μέθοδος, ποὺ ἐφαρμόζεται εἰς οἱονδήποτε τύπον στροβίλου, εἶναι ἡ εἰσαγωγὴ ὑδρατμοῦ ἀπ' εὐθείας εἰς διαβαθμίσεις μικροτέρας πιέσεως διὰ παρακάμψεως (by - pass) τῶν διαβαθμίσεων ὑψηλοτέρων πιέσεων.

Γενικῶς πρέπει νὰ καταβάλωμεν κάθε προσπάθειαν, ὥστε ἡ πίεσις εἰσαγωγῆς ὑδρατμοῦ εἰς τὸν στρόβιλον νὰ εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν πλησιεστέρα εἰς τὴν πίεσιν τοῦ κυρίου ἀτμαγωγοῦ καὶ νὰ ἀποφεύγωμεν τὸν στραγγαλισμὸν εἰς τὰ ἐπιστόμια τῶν ἀκροφυσίων διατηροῦντες αὐτὰ ἢ ἐντελῶς ἀνοικτὰ ἢ ἐντελῶς κλειστά.

Παράδειγμα.

Εἰς ἀτμοστρόβιλον Α εἰσέρχεται ὑδρατμὸς πιέσεως 40 kg/cm² ἀπολ. καὶ θερμοκρασίας 400° C μὲ πίεσιν ἐξαγωγῆς 0,05 kg/cm² ἀπολ. Εἰς ἀτμοστρόβιλον Β εἰσέρχεται ὑδρατμὸς πιέσεως 20 kg/cm² ἀπολ. καὶ θερμοκρασίας 350° C μὲ πίεσιν ἐξαγωγῆς 0,1 kg/cm² ἀπολ. Ἡ πραγματικὴ ἱπποδύναμις καὶ τῶν δύο εἶναι 40 000 BHP. Ἡ πραγματικὴ ἀπόδοσις τοῦ Α εἶναι 76 % καὶ τοῦ Β εἶναι 79 %.

Νὰ εὑρεθῇ : ἡ ροὴ ὑδρατμοῦ, ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος καὶ ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ διὰ τοὺς ἀνωτέρω δύο στροβίλους.

Λύσις :

α) *Διὰ τὸν στρόβιλον Α :*

Διὰ $P_1 = 40$ kg/cm², $t_1 = 400°$ C καὶ $P_2 = 0{,}05$ kg/cm² λαμβάνομεν ἀπὸ τὸ διάγραμμα Mollier (μὲ βάσιν τὸ σχῆμα 13·11α)

$$i_1 = 768 \text{ kcal}, \quad i_2 = 493 \text{ kcal} \quad \text{καὶ} \quad \rho_2 = 33 \text{ kcal}.$$

Τὸ $i_1 - i_2 = 768 - 493 = 275$ kcal/kg.

Ἐκ τῆς ἰσότητος (210) εὑρίσκομεν τὸ πραγματικὸν ἔργον, ἤτοι ;

$$\eta_\pi = \frac{W}{J(i_1 - i_2)} \quad \text{ἢ} \quad 0{,}76 = \frac{W}{J \cdot 275}$$

$$\text{καὶ} \quad \frac{W}{J} = 0{,}76 \times 275 = 209 \text{ kcal/kg}.$$

$$\text{Τώρα} \quad BHP = \frac{B \cdot 209}{632}, \text{ ὅπου } B \text{ εἶναι ἡ ροὴ ὑδρατμοῦ εἰς kg/h}$$

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

$$\text{ἢ} \quad 40\,000 = \frac{B \cdot 209}{632} \quad \text{καὶ} \quad B = 120\,957 \text{ kg/h περίπου.}$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (212) εὑρίσκομεν τὴν εἰδικὴν κατανάλωσιν θερμότητος ἤτοι :

$$h = \frac{120\,957\,(768 - 33)}{40\,000} \quad \text{ἢ} \quad = 2223{,}98 \text{ kcal ἀνὰ ὡριαῖον BHP.}$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (213) εὑρίσκομεν τὴν εἰδικὴν κατανάλωσιν ὑδρατμοῦ, ἤτοι :

$$\beta = \frac{120\,957}{40\,000} = 3{,}006 \text{ kg ἀνὰ ὡριαῖον BHP.}$$

β) *Διὰ τὸν στρόβιλον B :*

Διὰ $P_1 = 20$ kg/cm², $t = 350^0$ C καὶ $P_2 = 0{,}1$ kg/cm² εὑρίσκομεν ἀπὸ τὸ διάγραμμα Mollier :

$i_1 = 750$ kcal, $i_2 = 527$ kcal, $\rho_2 = 45$ kcal καὶ $i_1 - i_2 = 223$ kcal.

Τὸ πραγματικὸν ἔργον $\frac{W}{J} = 0{,}79 \times 223 = 176{,}17$ kcal.

Ἡ ροὴ ὑδρατμοῦ $B = \frac{40\,000 \times 632}{176{,}17} = 143\,498$ kg/h.

Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος :

$$h = \frac{143\,498\,(750 - 45)}{40\,000} = 2467{,}5 \text{ kcal ἀνὰ ὡριαῖον BHP.}$$

Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ :

$$\beta = \frac{143\,498}{40\,000} = 3{,}5 \text{ kg ἀνὰ ὡριαῖον BHP.}$$

Συγκρίνοντες τὰς δύο ἀνωτέρω μηχανὰς παρατηροῦμεν ὅτι μολονότι εἶναι τῆς αὐτῆς ἰσχύος, ἡ B ἔχει μεγαλυτέραν κατανάλωσιν τῆς A ἀνὰ ὡριαῖον BHP. Τοῦτο συμβαίνει, διότι ἡ A ἐργάζεται μὲ ὑψηλοτέραν τιμὴν P_1 καὶ t_1 ὑδρατμοῦ καὶ μὲ μικροτέραν τιμὴν P_2.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 14

ΑΕΡΟΣΥΜΠΙΕΣΤΑΙ

14·1 Εἰσαγωγή.

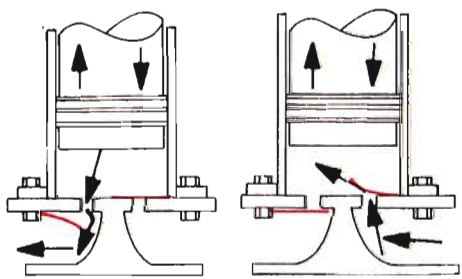
Ὁ ἀὴρ ὑψηλῆς πιέσεως ἔχει εὐρυτάτην χρῆσιν εἰς πλοῖα καὶ βιομηχανικὰς ἐγκαταστάσεις. Χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν ἐκκίνησιν μηχανῶν Diesel, διὰ τὴν λειτουργίαν ἐργαλείων ἀέρος, ὡς π.χ. ἀερόσφυρα, ἀεροδράπανα, κίνησιν μηχανῶν ἐντὸς ὀρυχείου κ.λ.π.

Ὅλαι αὐταὶ αἱ χρήσεις προϋποθέτουν τὴν ὕπαρξιν ἱκανῆς ποσότητος ἀέρος καθωρισμένης ὑψηλῆς πιέσεως.

14·2 Παλινδρομικὸς σύμπιεστής.

Ὁ παλινδρομικὸς συμπιεστὴς εἶναι εἰς γενικὴν χρῆσιν διὰ τὴν συμπίεσιν τοῦ ἀέρος. Ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕνα κύλινδρον καὶ ἔμβολον. Ὁ κύλινδρος ἔχει καταλλήλους βαλβῖδας διὰ τὴν ἀναρρόφησιν καὶ κατάθλιψιν τοῦ ἀέρος (σχ. 14·2 α).

Ἡ λειτουργία τοῦ συμπιεστοῦ ἐμφαίνεται μὲ σειρὰν διαγραμμάτων εἰς τὰ σχήματα 14·2 β ἕως καὶ 14·2 στ.



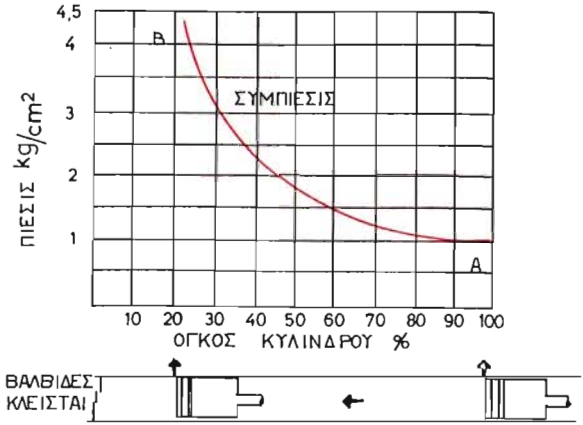
Σχ. 14·2 α.

Εἰς τὸ σχῆμα 14·2 β ὑποτίθεται ὅτι ἡ πίεσις ἀναρροφήσεως εἶναι 1 ατα καὶ ἡ πίεσις καταθλίψεως τοῦ ἀέρος 4,5 ατα. Γίνεται ἐπίσης παραδεκτὸν ὅτι δὲν ὑπάρχει ἀπώλεια πιέσεως εἰς τὰς βαλβῖδας. Τὸ ἔμβολον ἐκκινεῖ ἀπὸ τὴν ἀρχὴν τῆς πρὸς τὰ ἄνω διαδρομῆς συμπιέσεως (σημεῖον Α), ὅταν ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου εἶναι 100 %. Εἰς τὸ σημεῖον αὐτὸ ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου εἶναι ἴση μὲ ἐκείνην τῆς ἀναρροφήσεως, 1 ατα. Ἡ καμπύλη ΑΒ τῆς συμπιέσεως δεικνύει τὸ πῶς ἀνέρχεται ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου, ἐνῶ τὸ ἔμβολον ἀνέρχεται. Εἰς τὸ σημεῖον Β ἡ πίεσις εἶναι ἴση μὲ ἐκείνην τῆς καταθλίψεως. Ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου ἔχει ἐλαττωθῆ περίπου εἰς τὸ 20 % καὶ ἀμφότεραι αἱ βαλβῖδες ἀναρροφήσεως καὶ καταθλίψεως εἶναι κλεισταί.

Εἰς τὸ σχῆμα 14·2 γ, ὅταν ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ἀνέλθη εἰς ἐκείνην τῆς καταθλίψεως, ἡ βαλβὶς ἐξαγωγῆς ἀνοίγει καὶ ὁ ἀὴρ καταθλίβεται ἐντὸς εἰδικοῦ ἀεροφυλακίου διὰ περαιτέρω χρῆσιν. Τοῦτο παρίσταται διὰ τῆς

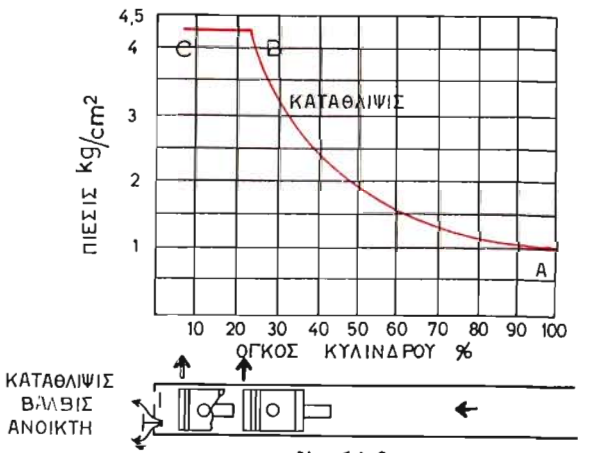
ΔΡΥΚΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥΣ 1954

ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀλλαγῆς BC. Ὁ ὄγκος τώρα τοῦ κυλίνδρου ἔχει ἐλαττωθῆ εἰς ἐκεῖνον τῶν διακένων, περίπου 4%.



Σχ. 14·2 β.

Εἰς τὸ σχῆμα 14·2 ὁ, τὸ ἔμβολον ἀντιστρέφει πορείαν καὶ ἡ βαλβὶς ἐξαγωγῆς κλείει. Ὁ ἀήρ ὑψηλῆς πιέσεως, ποὺ ἔχει παγιδευθῆ εἰς τὸν ὄγκον διακένων, ἐκτονοῦται ἐκ νέου, ὡς ἐμφαίνεται διὰ τῆς καμπύλης CD.

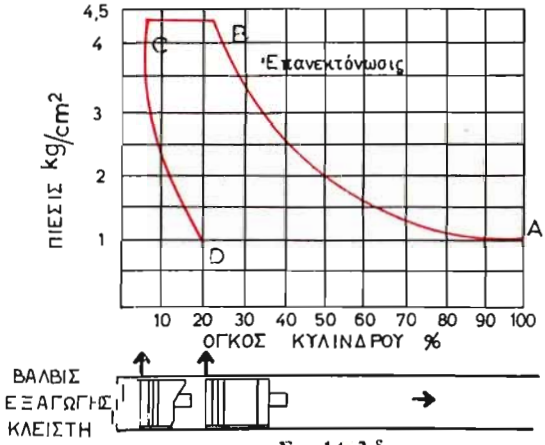


Σχ. 14·2 γ.

Τὸ διάκενον τοῦ συμπιεστοῦ πρέπει νὰ εἶναι ὅσον τὸ δυνατὸν μικρότερον, διότι ἡ ἐπανεκτόνωσις αὐτὴ τοῦ ἀέρος σημαίνει ἀπώλειαν τῆς ἱκανότητος τοῦ συμπιεστοῦ. Ἐὰν ἦτο δυνατὴ ἡ κατασκευὴ συμπιεστοῦ μὲ μηδὲν διάκενον, δὲν θὰ ὑπῆρχεν ἐπανεκτόνωσις καὶ ἡ γραμμὴ CD θὰ ἦτο κάθετος.

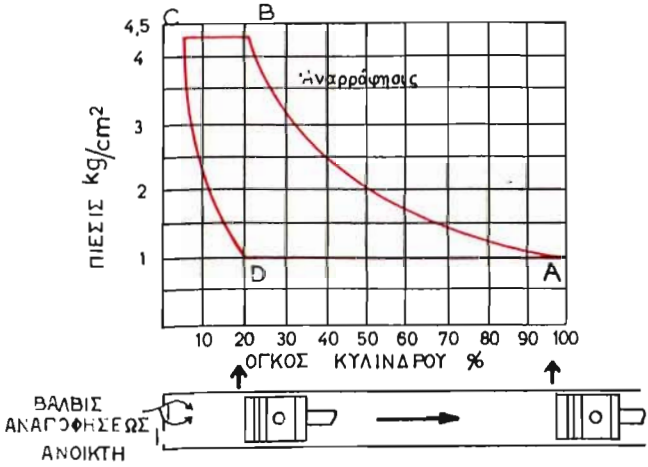
ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

Εἰς τὸ σχῆμα 14·2 ε, ἐνῶ τὸ ἔμβολον ἐξακολουθεῖ τὴν πρὸς τὰ κάτω διαδρομήν του, ἡ βαλβὶς ἀναρροφήσεως ἀνοίγει καὶ ἀὴρ εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ



Σχ. 14·2 δ.

κυλίνδρου κατὰ τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν DA. Ὁ κύκλος τώρα ἔχει συμπληρωθῆ.

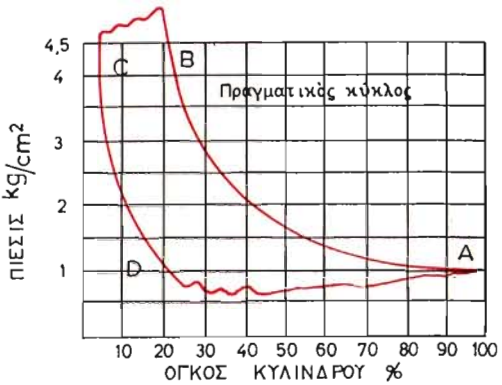


Σχ. 14·2 ε.

Εἰς τὸ σχῆμα 14·2στ ἐμφαίνεται τὸ πραγματικὸν διάγραμμα ἑνὸς συμπιεστοῦ. Παρατηροῦμεν ὅτι αἱ γραμμαὶ ἀναρροφήσεως καὶ καταθλίψεως δὲν εἶναι εὐθεῖαι· τοῦτο εἶναι ἀποτέλεσμα στροβιλισμοῦ καὶ στραγγαλισμοῦ τοῦ ἀέρος, καθὼς διέρχεται μέσω τῶν βαλβίδων. Ἡ γραμμὴ καταθλίψεως κεῖται

ΔΡΥΧΝΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

ἄνωθεν τῆς θεωρητικῆς, διότι ἡ πίεσις ἐντὸς τῶν κυλίνδρων πρέπει νὰ ὑπερβῇ ἐκείνην τῆς καταθλίψεως, διὰ νὰ ὑποχρεώση τὴν βαλβῖδα καταθλίψεως νὰ ἀνοίξη.



Σχ. 14·2 στ.

Ἐπίσης ἡ γραμμὴ ἀναρροφήσεως κεῖται κάτωθεν τῆς θεωρητικῆς, διότι ἡ πίεσις ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου πρέπει νὰ πέση κάτωθεν τῆς ἀναρροφήσεως, διὰ νὰ δυνηθῇ νὰ ἀνοίξη ἡ βαλβὶς ἀναρροφήσεως.

14·3 Ἰδανικὸν διάγραμμα συμπιεστοῦ ἁπλῆς φάσεως. Ἔργον συμπιέσεως. Θεωρητικὴ ἰσχὺς διὰ κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ.

Τὸ ἰδανικὸν διάγραμμα τοῦ συμπιεστοῦ ἁπλῆς φάσεως (μονοκυλίνδρου) ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 14·3.

Εἰς αὐτὸ ὑποτίθεται ὅτι ὁ τέλειος συμπιεστὴς δὲν εἶχει διάκενον, ἐργάζεται χωρὶς τριβάς, δὲν στραγγαλίζεται ὁ ἀὴρ εἰς τὰς βαλβῖδας, ἡ ἀναρρόφησις καὶ ἡ κατάθλιψις εἰς τὸ διάγραμμα εἶναι εὐθεῖαι ὁριζόντιαι καὶ ἡ συμπίεσις εἶναι θερμοδυναμικῶς ἀναστρέψιμος.

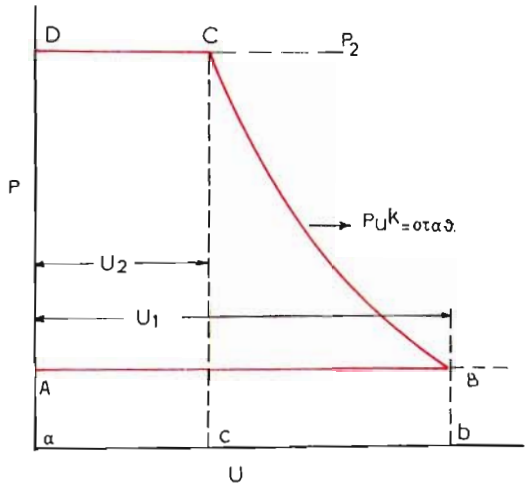
Ἀρχίζομεν ἀπὸ τὸ σημεῖον A μὲ μηδὲν ὄγκον κυλίνδρου καὶ ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου κατὰ τὴν διαδρομὴν ἀναρροφήσεως AB ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, θερμοκρασίαν καὶ εἰδικὸν ὄγκον. Ἡ συμπίεσις ἀρχίζει ἀπὸ τὸ B καὶ συνεχίζεται πολυτροπικῶς κατὰ τὴν BC. Εἰς τὸ C ἡ πίεσις γίνεται ἴση μὲ ἐκείνην τῆς ἀεροφιάλης καὶ ἀρχίζει ἡ κατάθλιψις τοῦ ἀέρος.

Τὸ ὑπόλοιπον δηλαδὴ τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου ἀπὸ C ἕως D χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν ἐξαγωγὴν τοῦ ἀέρος ἀπὸ τὸν κύλινδρον ὑπὸ σταθερὰν πάλιν πίεσιν, θερμοκρασίαν καὶ εἰδικὸν ὄγκον. Εἰς τὸ D ὁ κύλινδρος εἶναι τελείως κενὸς καὶ ἕτοιμος διὰ τὴν ἔναρξιν τοῦ κύκλου.

Ἔστω P_1 καὶ U_1 ἡ πίεσις καὶ ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν ἔναρξιν τῆς συμπιέσεως (σημεῖον B) καὶ P_2 καὶ U_2 ἡ πίεσις καὶ ὁ ὄγκος εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως (σημεῖον C).

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΚΡΙΟΥ 1954

Ἡ γραμμὴ συμπιέσεως BC ἀκολουθεῖ τὸν νόμον PU^K = σταθερόν. Τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστρῦ δίδεται ὑπὸ τῆς ἐπιφανείας ABCD (σχ. 14·3).



Σχ. 14·3.

Ὑπολογισμὸς ἔργου. Τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον W ἀνὰ κύκλον διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ εἶναι ἡ ἐπιφάνεια :

ABCD = ἐπιφ. CBbc + ἐπιφ. DCca − ἐπιφ. ABba

ἀλλὰ ἐπιφ. CBbc = $\frac{P_2U_2 - P_1U_1}{K-1}$ ἢ ἐπιφ. DCca = $P_2 \cdot U_2$ καὶ ἐπιφ. ABba = $P_1 \cdot U_1$.

Ἑπομένως ἐπιφάνεια ABCD = $\frac{P_2U_2 - P_1U_1}{K-1} + P_2U_2 - P_1U_1$

ἢ ἐπιφάνεια **ABCD** = $\frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K-1}}$ **($P_2U_2 - P_1U_1$)** (214)

ἢ ἐπιφάνεια ABCD = $\frac{K}{K-1} \cdot P_1U_1 \left(\frac{P_2U_2}{P_1U_1} - 1\right)$

ἀλλὰ $P_1U_1^K = P_2U_2^K$ ἢ $\frac{U_2}{U_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{-\frac{1}{K}}$

καὶ ἑπομένως ἡ ἐπιφάνεια :

ABCD = ἔργον = W = $\frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K-1}} \cdot \mathbf{P_1U_1} \left[\left(\frac{\mathbf{P_2}}{\mathbf{P_1}}\right)^{\frac{K-1}{K}} - \mathbf{1}\right]$ (215)

Ἐὰν ἡ συμπίεσις ἦτο ἀδιαβατική, τότε ἰσχύει ἡ αὐτὴ ἰσότης τοῦ ἔργου (215) ἐὰν K = γ, ὅπου :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1{,}4 \quad \text{δι' ἀέρα.}$$

ΔΡΥΣΗ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

Τὸ ἔργον W δύναται νὰ ὑπολογισθῆ καὶ μὲ ὅρους θερμοκρασιῶν. Οὕτως, ἐὰν εἰς τὴν ἰσότητα (214) θέσωμεν ἀντὶ τοῦ P_2U_2 τὸ ἴσον του BRT_2, καὶ ἀντὶ τοῦ P_1U_1 τὸ ἴσον του BRT_1, λαμβάνομεν :

$$W = \frac{K}{K-1} \cdot BR\,(T_2 - T_1) \tag{216}$$

$$\text{ἢ} \quad W = \frac{K}{K-1} BRT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} - 1 \right] \tag{217}$$

Ὑπολογισμὸς θεωρητικῆς ἰσχύος.

Ἐὰν ὁ συμπιεστὴς πραγματοποιῆ N κύκλους ἀνὰ λεπτόν, τότε ἡ ἀπαιτουμένη θεωρητικὴ ἱππoδύναμις διὰ τὴν κίνησίν του θὰ εἶναι :

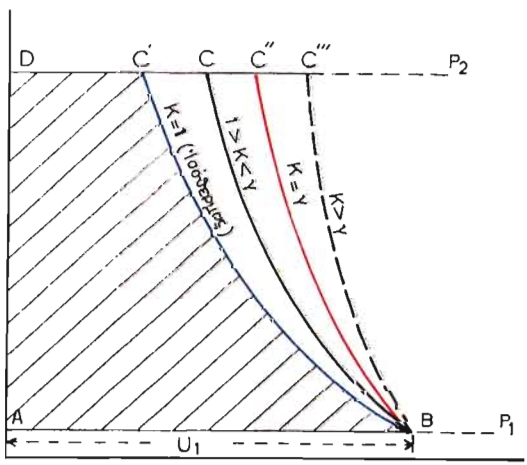
$$HP = \frac{W \cdot N}{4500} \tag{218}$$

$$\text{ἢ} \quad HP = \frac{W \cdot N}{33\,000} \tag{219}$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (218) τὸ W λαμβάνεται εἰς kgm ἀνὰ κύκλον καὶ εἰς τὴν ἰσότητα (219) εἰς ftlb ἀνὰ κύκλον.

14·4 Σημασία τῆς τιμῆς τοῦ ἐκθέτου K τῆς συμπιέσεως.

Ἡ σημασία ἐπὶ τοῦ ἰδανικοῦ κύκλου τῆς τιμῆς K τοῦ ἐκθέτου συμπιέσεως ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 14·4.



Σχ. 14·4.

Εἶναι φυσικὸν μεταξὺ δύο συμπιέσεων νὰ εἶναι προτιμητέα ἐκείνη, ποὺ ἀπαιτεῖ ὀλιγώτερον ἔργον διὰ τὴν πραγματοποίησίν της.

Τὸ σημεῖον B εἶναι ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν ἔναρξιν τῆς συμπιέσεως, ἀρχικῆς συμπιέσεως P_1 καὶ ὄγκου U_1. Συμπιέζομεν τώρα τὸν ἀέρα κατὰ διαφόρους τρόπους μέχρι τελικῆς πιέσεως P_2. Οὕτως ἔχομεν :

α) Ἰσόθερμον συμπίεσιν τὴν BC′ (PU = σταθ.). Ὁ ἀὴρ εἰς τὸ σημεῖον C′ ἔχει τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν μὲ τὴν ἀρχικὴν τοῦ σημείου B.

β) Ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν BC″ (PU^{γ} = σταθ.). Ὁ ἀὴρ εἰς τὸ σημεῖον C″ ἔχει μεγαλυτέραν θερμοκρασίαν τῆς τοῦ C′. Ἑπομένως τὸ σημεῖον C″ ἐπειδὴ κεῖται ἐπὶ τῆς αὐτῆς τελικῆς πιέσεως P_2, θὰ ἀντιστοιχῇ εἰς μεγαλύτερον ὄγκον, ἄρα θὰ κεῖται δεξιὰ τοῦ C′.

γ) Πολυτροπικὴ συμπίεσις BC (PU^{K} = σταθ.), ὅπου ὁ ἐκθέτης K εἶναι μεγαλύτερος τῆς μονάδος ἀλλὰ μικρότερος τοῦ $\gamma = 1{,}4$ ἤτοι $1 < K < \gamma$.

Κατὰ τὴν ἀλλαγὴν αὐτὴν ὁ ἀὴρ συμπιέζεται, ἐνῶ διέρχεται θερμότης ἔξω τῶν τοιχωμάτων ὄχι ὅμως εἰς ποσότητα, ὥστε νὰ διατηρῆται ἡ θερμοκρασία σταθερά. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἰς τὸ σημεῖον C εἶναι μεγαλυτέρα τῆς τοῦ C′ καὶ μικροτέρα τῆς τοῦ C″, ἑπομένως ἡ καμπύλη BC εὑρίσκεται μεταξὺ τῆς ἰσοθέρμου καὶ τῆς ἀδιαβατικῆς.

δ) Πολυτροπικὴ συμπίεσις BC‴ (PU^{K} = σταθ.), ὅπου $K > \gamma$.

Κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς συμπιέσεως αὐτῆς θερμότης εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ ἀέρος μέσω τῶν τοιχωμάτων τοῦ κυλίνδρου, ἑπομένως ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἰς τὸ C‴ θὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς τοῦ C″, ἑπομένως τὸ σημεῖον C‴ ἐπειδὴ κεῖται ἐπὶ τῆς αὐτῆς τελικῆς πιέσεως θὰ ἀντιστοιχῇ εἰς μεγαλύτερον ὄγκον καὶ ἡ καμπύλη BC‴ θὰ κεῖται ἐξωτερικῶς τῆς BC″.

Ἐκ τοῦ σχήματος εὐκόλως συμπεραίνομεν ὅτι ἡ συμπίεσις, ποὺ ἀπαιτεῖ ὀλιγώτερον ἔργον διὰ τὴν πραγματοποίησίν της, εἶναι ἡ ἰσόθερμος καὶ μετὰ ἀπὸ αὐτὴν ἡ πολυτροπικὴ ἀλλὰ μὲ $K < \gamma$. Ἡ ψῦξις ἑπομένως τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν συμπίεσίν του ἐντὸς ἀεροσυμπιεστῶν εἶναι σοβαρὸς παράγων οἰκονομίας.

14·5 Συμπιεστὴς δύο φάσεων. Ἐνδιάμεσος ψῦξις.

Εἰς τὴν πρᾶξιν, λαμβανομένης ὑπ' ὄψιν καὶ τῆς μεγάλης ταχύτητος τοῦ ἐμβόλου, δὲν εἶναι δυνατὴ ἡ ἐπίτευξις ἰσοθέρμου συμπιέσεως. Γίνεται ὅμως κάθε δυνατὴ προσπάθεια ἀπὸ τοὺς κατασκευαστὰς ἀεροσυμπιεστῶν νὰ τὴν πλησιάσουν.

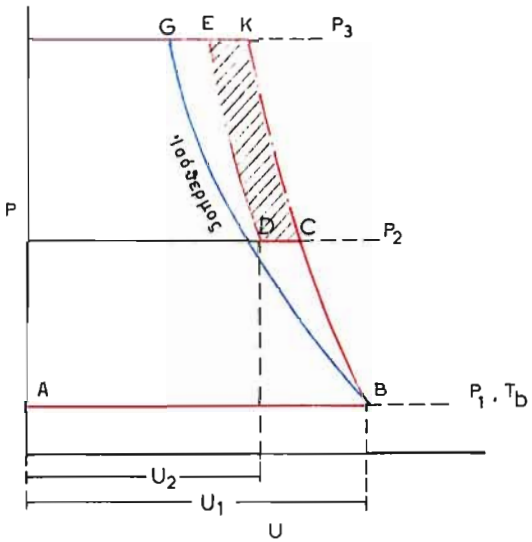
Ἐὰν ὁ συμπιεστὴς εἶναι μονοκύλινδρος (ἁπλῆς φάσεως) καὶ ψεκάζεται ὕδωρ ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς συμπιέσεως, αὐτὸ ἐξατμιζόμενον θὰ ἀπορροφῇ θερμότητα ἀπὸ τὸν ἀέρα καὶ θὰ τοῦ ἐλαττώνῃ τὴν θερμοκρασίαν κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς συμπιέσεως, ὁπότε ἡ καμπύλη συμπιέσεως θὰ κεῖται μεταξὺ τῆς ἰσοθέρμου καὶ ἀδιαβατικῆς, θὰ εἶναι δηλαδὴ ἡ BC ἀντὶ τῆς BC″ (σχ. 14·4), ἡ ὁποία θὰ ἦτο ἡ συμπίεσις ἄνευ ψεκασμοῦ ὕδατος. Ἡ τιμὴ τοῦ K δύναται νὰ φθάσῃ τὸ 1,2 μὲ τὸν τρόπον αὐτόν. Ἐὰν ὁ κύλινδρος ψύχεται διὰ κυκλοφορίας ὕδατος πέριξ αὐτοῦ, ἡ τιμὴ τοῦ K κυμαίνεται ἀπὸ 1,35 ἕως 1,25 διὰ λίαν ἀποδοτικὴν ψῦξιν. Εἰς συμπιεστὴν δύο ἢ περισσοτέρων φάσεων ἐφαρμόζεται ἡ ἀρχὴ τῆς *ἐνδιαμέσου ψύξεως*.

Ἡ ἐνδιάμεσος ψῦξις ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα καὶ τὴν ἐλάττωσιν τοῦ ὁλικοῦ

ΔΡΥΝΑ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

ἀπαιτουμένου ἔργου διὰ τὴν συμπίεσιν τοῦ ἀέρος, ὡς ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 14·5.

Οὕτως ἀὴρ ἀρχικῆς καταστάσεως P_1, U_1 καὶ T_1 (σημεῖον B) συμπιέζεται εἰς τὸν πρῶτον κύλινδρον ἔστω ἀδιαβατικῶς κατὰ τὴν BC, ἡ πίεσίς του ἀνέρχεται εἰς P_2, ἡ θερμοκρασία του εἰς T_C καὶ ὁ ὄγκος του γίνεται U_C.



Σχ. 14·5.

Ἐν συνεχείᾳ ὁ ἀὴρ διέρχεται μέσω ψυκτῆρος καὶ ψύχεται ὑπὸ σταθεραν πίεσιν κατὰ τὴν CD καὶ οὕτως ἐλαττοῦται ὁ ὄγκος του ἀπὸ U_C εἰς U_2 καὶ ἡ θερμοκρασία του ἀπὸ T_C εἰς T_2 (τοῦ σημείου D).

Μετὰ τὴν ψῦξιν ὁ ἀὴρ μὲ πίεσιν P_2, ὄγκον U_2 καὶ θερμοκρασίαν T_2 εἰσέρχεται εἰς τὸν ἑπόμενον κύλινδρον, ἐντὸς τοῦ ὁποίου καὶ συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς κατὰ τὴν DE. Εἰς τὸ σημεῖον E ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος ἀνέρχεται εἰς P_3 καὶ ἡ θερμοκρασία του εἰς T_3.

Συνήθως μετὰ τὴν τελικὴν συμπίεσίν του ὁ ἀήρ, πρὶν εἰσέλθῃ εἰς τὸ ἀεροφυλάκιον, διέρχεται μέσω ψυκτῆρος καὶ ψύχεται ἐκ νέου.

Ἐὰν δὲν ἐγίνετο ἐνδιάμεσος ψῦξις, τότε ἡ συμπίεσις θὰ ἠκολούθει τὴν ἀδιαβατικὴν καμπύλην BK, ἐνῶ μὲ τὴν ἐνδιάμεσον ψῦξιν ἡ συμπίεσις εἶναι ἡ BC καὶ ἐν συνεχείᾳ ἡ DE. Ἑπομένως, μὲ τὴν ἐνδιάμεσον ψῦξιν ἔχομεν κέρδος εἰς τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον συμπιέσεως ἴσον μὲ τὴν ἐπιφάνειαν CDEK.

Ἐὰν λόγω τῆς ψύξεως ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος T_2 μετὰ τὴν συμπίεσιν εἰς τὸν πρῶτον κύλινδρον ἦτο ἴση μὲ τὴν ἀρχικὴν T_1 (πρὸ τῆς συμπιέσεως), τότε λέγομεν ὅτι ἔχομεν *ἐνδιάμεσον ψῦξιν τελείαν*. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ σημεῖον D μετὰ τὴν ψῦξιν θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς ἰσοθερμικῆς

καμπύλης BG. Τοῦτο βεβαίως εἶναι ἐπιθυμητόν, ἀλλὰ δὲν ἐπιτυγχάνεται εἰς τὴν πρᾶξιν.

Τὸ ὁλικὸν ἔργον W, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ, θὰ εἶναι τὸ ἄθροισμα τοῦ ἀπαιτουμένου ἔργου ἀνὰ κύλινδρον (Ἰσότης 215), ἤτοι :

$$\text{Διὰ τὸν κύλινδρον τῆς Χ.Π.} = W_1 = \frac{K}{K-1} P_1U_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 1\right]$$

$$\text{Διὰ τὸν κύλινδρον τῆς Υ.Π.} = W_2 = \frac{K}{K-1} \cdot P_2U_2 \left[\left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 1\right]$$

καὶ

$$\mathbf{W = W_1 + W_2 = \frac{K}{K-1} P_1U_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 1\right] + \frac{K}{K-1} P_2U_2 \left[\left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 1\right]} \qquad (220)$$

Ἐὰν αἱ συμπιέσεις εἶναι ἀδιαβατικαί, τότε $K = \gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1{,}4$.

Ἐὰν ἡ ἐνδιάμεσος ψῦξις ἦτο τελεία, τότε τὰ σημεῖα B καὶ D θὰ εὑρίσκοντο ἐπὶ τῆς ἰσοθέρμου καμπύλης BG, ὁπότε θὰ ἦτο :
$P_1U_1 = P_2U_2$ καὶ ἡ ἰσότης (220) θὰ ἐλάμβανε τὴν μορφήν :

$$\mathbf{W = \frac{K}{K-1} \cdot P_1U_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} + \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 2\right]} \qquad (221)$$

$$\text{ἢ} \quad \mathbf{W = \frac{K}{K-1} BRT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} + \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 2\right]} \qquad (222)$$

Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς θεωρητικῆς ἀπαιτουμένης ἱπποδυνάμεως ἰσχύουν αἱ ἰσότητες (218) ἢ (219) ἀναλόγως.

Εὕρεσις ἀποβαλλομένης θερμότητος κατὰ τὴν ἐνδιάμεσον ψῦξιν.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 14·5 ἔχομεν ὅτι :

α) Κατάστασις ἀέρος εἰς τὴν ἀναρρόφησιν εἰς σημεῖον B εἶναι P_1, U_1, T_1.

β) Κατάστασις ἀέρος εἰς τὸ σημεῖον C εἶναι P_2, U_C, T_C.

γ) Κατάστασις ἀέρος εἰς τὸ σημεῖον D εἶναι P_2, U_2, T_2.

Ἔστω B τὸ βάρος τοῦ ἀέρος, ποὺ συμπιέζεται ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου ἀνὰ κύκλον.

Ἐκ τῆς ἰσότητος $P_1U_1 = BRT_1$ εὑρίσκομεν τὸ βάρος B.

Ἐκ τῆς ἰσότητος $P_1U_1^K = P_2U_C^K$ εὑρίσκομεν τὸν ὄγκον U_C.

Ἐκ τῆς ἰσότητος $P_2U_C = BRT_C$ εὑρίσκομεν τὴν θερμοκρασίαν T_C

Ἀπὸ τὴν ἀλλαγὴν CD (σταθερὰ πίεσις) ἔχομεν τὴν σχέσιν $\frac{U_C}{T_C} = \frac{U_2}{T_2}$ ἐκ τῆς ὁποίας εὑρίσκομεν τὴν T_2.

Τέλος ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης κατὰ τὴν ἐνδιάμεσον ψῦξιν CD θὰ εἶναι μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (12) :

$$H = C_p \cdot B\,(T_C - T_2)$$

14·6 Ὅροι μεγίστης ἀποδόσεως ἀεροσυμπιεστῶν.

Ἔστω συμπιεστὴς δύο φάσεων (σχ. 14·5), εἰς τὸν ὁποῖον τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον διὰ τὴν συμπίεσιν θὰ εἶναι μικρότερον, ἐὰν ἡ ἐνδιάμεσος ψῦξις εἶναι τελεία, ὁπότε τὸ σημεῖον D θὰ εὑρίσκεται ἐπὶ τῆς ἰσοθέρμου καμπύλης.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον δίδεται ὑπὸ τῆς ἰσότητος (221), ἤτοι :

$$W = \frac{K}{K-1} P_1U_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} + \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 2 \right]$$

Δεδομένου ὅτι τὸ γινόμενον $\frac{K}{K-1} \cdot P_1U_1$ εἶναι σταθερὸς ἀριθμός, τὸ ἔργον W θὰ εἶναι ἐλάχιστον, ἐὰν ἡ παράστασις

$\psi = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} + \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}}$ ἔχῃ τιμὴν ἐλαχίστην.

Ἀποδεικνύεται (ἰδὲ σημείωσιν σ. 294) ὅτι ἡ παράστασις αὐτὴ ἔχει τιμὴν ἐλαχίστην, ἐὰν ἡ $P_2 = \sqrt{P_1 \cdot P_3}$ ἢ

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_2} \tag{223}$$

Διὰ νὰ εἶναι δηλαδὴ τὸ W ἐλάχιστον, πρέπει ὁ λόγος τῶν πιέσεων ἀμφοτέρων τῶν κυλίνδρων νὰ εἶναι ὁ αὐτός, ὁπότε ἡ ἰσότης (221) τοῦ ἔργου θὰ λάβῃ τελικῶς τὴν μορφήν :

$$W = \frac{2K}{K-1} \cdot P_1U_1 \cdot \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 1 \right] \tag{224}$$

ἢ $$W = \frac{2K}{K-1} \cdot BRT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 1 \right] \tag{225}$$

Ἑπομένως διὰ μεγίστην ἀπόδοσιν ἀεροσυμπιεστῶν δέον νὰ τηρῶνται αἱ κάτωθι προϋποθέσεις.

α) Ἐνδιάμεσος ψῦξις τελεία, ἤτοι ὁ ἀὴρ νὰ ψύχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν θερμοκρασίαν του μεταξὺ τῶν δύο φάσεων.

β) Ὁ λόγος τῶν πιέσεων εἰς ἀμφοτέρους τοὺς κυλίνδρους νὰ εἶναι ὁ αὐτός.

γ) Τὸ ἔργον, ποὺ δαπανᾶται εἰς ἑκάστην φάσιν, νὰ εἶναι τὸ αὐτό. Τὰ ἀνωτέρω ἐφαρμόζονται ἐπίσης καὶ εἰς ἀεροσυμπιεστὴν πολλαπλῆς φάσεως.

Δεδομένου τώρα ὅτι συνήθως αἱ πιέσεις P_1 καὶ P_3 εἶναι γνωσταὶ καὶ ὅτι ἐκ τῆς ἰσότητος (223) ἐξάγεται ὅτι $\frac{P_2}{P_1} = \sqrt{\frac{P_3}{P_1}}$, δι' ἀντικαταστάσεως εἰς τὴν ἰσότητα (224) εὑρίσκομεν ὅτι τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον εἶναι :

$$W = \frac{2K}{K-1} P_1U_1 \left[\left(\frac{P_3}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{2K}} - 1 \right] \tag{226}$$

$$\text{ἢ} \quad W = \frac{2K}{K-1} BRT_1 \left[\left(\frac{P_3}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{2K}} - 1 \right] \tag{227}$$

Σημείωσις :

Διὰ τὴν ἀπόδειξιν τῆς σχέσεως τῆς ἰσότητος (223), ἤτοι $\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_2}$,

ἔχομεν: $\psi = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} + \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}}$ ἢ $\psi = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\alpha} + \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\alpha}$,

ἐὰν $\alpha = \frac{K-1}{K}$

Δεδομένου ὅτι τὰ P_1 καὶ P_3 εἶναι σταθεραὶ τιμαί, διότι τὸ μὲν P_1 εἶναι ἡ πίεσις ἀναρροφήσεως (συνήθως ἀτμοσφαιρική) καὶ P_3 ἡ τελική πίεσις, ποὺ εἶναι ἡ ἐπιθυμητή, διαφορίζομεν τὴν ἀνωτέρω συνάρτησιν ὡς πρὸς P_2, ὁπότε ἔχομεν :

$$\frac{d\psi}{dP_2} = \alpha P_1^{-\alpha} \cdot P_2^{\alpha-1} - \alpha P_3^{\alpha} \cdot P_2^{-\alpha-1}.$$

Ἐξισώνομεν τὸν παράγωγον μὲ τὸ μηδέν, ὁπότε :

$$\alpha P_1^{-\alpha} \cdot P_2^{\alpha-1} - \alpha P_3^{\alpha} \cdot P_2^{-\alpha-1} = 0$$

$$\text{καὶ} \quad P_1^{-\alpha} \cdot P_2^{-\alpha-1} = P_3^{\alpha} \cdot P_2^{-\alpha-1}$$

$$\text{ἢ} \quad \frac{P_2^{\alpha-1}}{P_1^{\alpha}} = \frac{P_3^{\alpha}}{P_2^{\alpha+1}}$$

$$\frac{P_2^{\alpha}}{P_1^{2} \cdot P_2} = \frac{P_3^{\alpha}}{P_2^{\alpha} \cdot P_2}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_2} \quad \text{ἢ} \quad P_2 = \sqrt{P_1 \cdot P_3} \quad \text{ὅ.ἔ.δ.}$$

Παράδειγμα.

Ἀεροσυμπιεστὴς δύο φάσεων πρέπει νὰ καταθλίβῃ ἀέρα εἰς τελικὴν πίεσιν 800 lb/in². Οἱ κύλινδροι ἔχουν τὴν αὐτὴν διαδρομήν. Ἡ ἐνδιάμεσος ψῦξις εἶναι τελεία καὶ ὁ ἀὴρ εἰς τὸν ψυκτῆρα ψύχεται εἰς τὴν ἀτμοσφαιρικὴν θερμοκρασίαν 15° C. α) Νὰ καθορισθῇ ὁ λόγος τῶν διαμέτρων τῶν κυλίνδρων, ὥστε τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ νὰ εἶναι τὸ ἐλάχιστον. β) Νὰ εὑρεθῇ τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον διὰ τὴν συμπίεσιν καὶ κατάθλιψιν 1 lb ἀέρος.

Ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις νὰ ληφθῇ ἴση μὲ 15 lb/in² καὶ ἡ συμπίεσις ἀδιαβατική.

Λύσις:

α) Ἐφ' ὅσον ἡ ἐνδιάμεσος ψῦξις εἶναι τελεία καὶ ἡ συμπίεσις ἀδιαβατική, τὸ διάγραμμα τοῦ συμπιεστοῦ εἶναι τὸ σχῆμα 14·6. Δι' ἐλάχιστον ἔργον θὰ εἶναι :

$$P_2 = \sqrt{P_1 \cdot P_3} = \sqrt{15 \times 800} = 109{,}544 \text{ lb/in}^2$$

$$\text{τὸ} \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{109{,}544}{15} = 7{,}3.$$

ΔΡΥΧΝΑ ΣΥΓΚΡΙΣΟΥ 1954

Ἐφ' ὅσον ἡ διαδρομὴ τῶν ἐμβόλων ἑκάστου κυλίνδρου εἶναι ἡ αὐτή, θὰ εἶναι :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{U_1}{U_2} = \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^2 = 7{,}3 \text{ (} d_1 \text{ καὶ } d_2 \text{ αἱ διάμετροι τῶν κυλίνδρων).}$$

$$\text{ἢ} \qquad \frac{d_1}{d_2} = \sqrt{7{,}3} = 2{,}7.$$

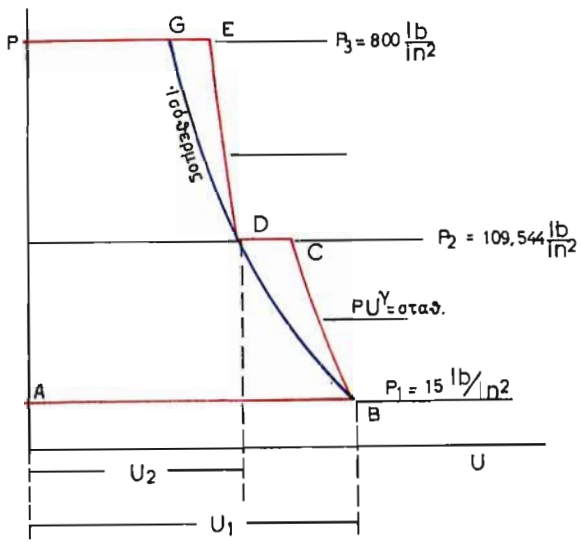
β) Τὸ ἀπαιτούμενον ἐλάχιστον ἔργον δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (227) καὶ διὰ $B = 1$ lb καὶ συμπίεσιν ἀδιαβατικὴν θὰ εἶναι :

$$W = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \cdot RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1\right]$$

Διὰ τὸν ἀέρα $\gamma = 1{,}4$ $\qquad R = 96$ ftlb/lb°K

$$\text{καὶ} \qquad W = \frac{2{,}8}{0{,}4} \times 96 \times 288 \left[\left(\frac{800}{15}\right)^{\frac{1{,}4-1}{2 \times 1{,}4}} - 1\right]$$

καὶ $\qquad W = 148\,030$ ftlb.



Σχ. 14·6.

14·7 Ἀεροσυμπιεστὴς τριῶν φάσεων.

Εἰς τὸν ἀεροσυμπιεστὴν τριῶν φάσεων ὁ ὄγκος U_1 τοῦ ἀναρροφουμένου ἀέρος μὲ ἀπόλυτον πίεσιν P_1 καὶ θερμοκρασίαν T_1 συμπιέζεται εἰς πίεσιν P_2 εἰς τὸν κύλινδρον χαμηλῆς πιέσεως. Ἐν συνεχείᾳ ὁ ἀὴρ διέρχεται μέσω ψυκτῆρος καὶ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ψύχεται, ὥστε ἡ θερμοκρασία T_2 μὲ ἐνδιάμεσον ψῦξιν τελείαν νὰ κατέλθῃ εἰς T_1 (ἐπὶ τῆς ἰσοθέρμου) καὶ ὁ ὄγκος του νὰ γίνῃ U_2. Ὁ ἀὴρ τώρα μὲ ἀρχικὴν πίεσιν P_2, ὄγκον U_2 καὶ θερμοκρασίαν

T_1 ὁδηγεῖται εἰς τὸν κύλινδρον μέσης πιέσεως, συμπιέζεται εἰς πίεσιν P_2 καὶ εἰσέρχεται εἰς ἕτερον ψυκτῆρα, ὅπου ψύχεται καὶ ἡ θερμοκρασία του ἀπὸ T_2 κατέρχεται εἰς τὴν ἀρχικὴν T_1, ἐνῶ ὁ ὄγκος του γίνεται U_3.

Μὲ πίεσιν τώρα P_3, ὄγκον U_3 καὶ θερμοκρασίαν T_1 ὁ ἀὴρ ὁδηγεῖται εἰς τὸν τρίτον κύλινδρον ὑψηλῆς πιέσεως συμπιέζεται εἰς τὴν τελικὴν πίεσιν P_4 καὶ συνήθως μέσω τρίτου ψυκτῆρος ὁδηγεῖται εἰς τὸ ἀεροφυλάκιον.

Δεδομένου ὅτι $P_1U_1 = P_2U_2 = P_3U_3$, τὸ ἀπαιτούμενον τώρα ἔργον θὰ εἶναι :

$$W = \frac{K}{K-1} P_1U_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} + \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{\frac{K-1}{K}} + \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 3 \right] \quad (228)$$

Δι' ἐλάχιστον ἔργον θὰ πρέπει πάλιν νὰ εἶναι :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_2} = \frac{P_4}{P_3} = \sqrt[3]{\frac{P_4}{P_1}}$$

ὁπότε ἡ ἰσότης (228) λαμβάνει τὴν μορφήν :

$$W = \frac{3K}{K-1} P_1U_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} - 1 \right] \quad (229)$$

ἢ $$W = \frac{3K}{K-1} P_1U_1 \left[\left(\frac{P_4}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{3K}} - 1 \right] \quad (230)$$

14·8 Ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις συμπιεστοῦ.

Ἡ ἱκανότης ἑνὸς συμπιεστοῦ εἶναι συνάρτησις τοῦ ὄγκου τοῦ ἀέρος, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον κατὰ τὴν διαδρομὴν ἀναρροφήσεως.

Ἔστω ὅτι ἔχομεν συμπιεστὴν ἁπλῆς φάσεως μὲ διάκενον. Τὸ ἰδανικὸν διάγραμμα λειτουργίας του εἶναι ὡς εἰς σχῆμα 14·8.

Ἀπὸ τὴν ἐξέτασιν τοῦ διαγράμματος αὐτοῦ παρατηροῦμεν ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ εἰσερχομένου ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος κατὰ τὴν διαδρομὴν ἀναρροφήσεως εἶναι ἴσος μὲ $U_1 - U_4$ καὶ μικρότερος τοῦ ὄγκου U_5 τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου. Τοῦτο ὀφείλεται, ὡς προανεφέρθη (παράγρ. 14·2), εἰς τὸν ἀέρα ὑψηλῆς πιέσεως, ποὺ ἔχει παραμείνει ἐντὸς τοῦ ὄγκου διακένων κατὰ τὴν διαδρομὴν καταθλίψεως τοῦ ἐμβόλου καὶ ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἱκανότητος συμπιεστοῦ.

Ἡ ἐλάττωσις αὐτὴ τῆς ἱκανότητος ἐκφράζεται ὡς *ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις* καὶ εἶναι ὁ λόγος :

$$\eta_o = \frac{\text{Ὄγκος εἰσερχομένου ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος εἰς τὸν κύλινδρον}}{\text{Ὄγκος διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου}}$$

(ἰδὲ ἰσότητα 232 καὶ παράδειγμα).

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 14·8 ἔχομεν :

$$\eta_o = \frac{(U_1 - U_5) - (U_4 - U_5)}{(U_1 - U_5)} .$$

Ἀλλὰ ἐκ τῆς $P_5U_5^K = P_4U_4^K$ λαμβάνομεν :

$$U_4 = U_3\left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{\frac{1}{K}} = U_3\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{K}} \quad (\text{σχ. } 14\cdot 8)$$

ὁπότε :

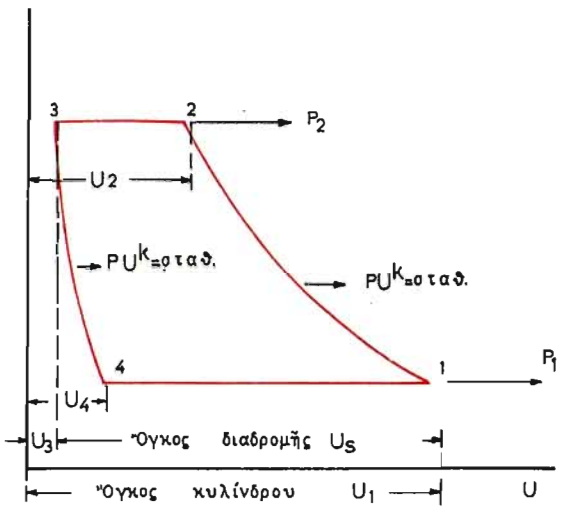
$$\eta_o = \frac{(U_1 - U_3) - U_3\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{K}} + U_3}{(U_1 - U_3)} = \frac{(U_1 - U_3) - U_3\left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{K}} - 1\right]}{U_1 - U_3}$$

$$\text{ἢ} \quad \eta_o = 1 - \frac{U_3}{U_1 - U_3}\left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{K}} - 1\right]$$

Ὁ λόγος $\frac{U_3}{U_1 - U_3} = \frac{\text{ὄγκος διακένων}}{\text{ὄγκος διαδρομῆς}} = \delta$, καλεῖται *λόγος διακένων* καὶ θὰ εἶναι :

$$\eta_o = 1 - \delta\left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{K}} - 1\right] \qquad (231)$$

Παρατηροῦμεν ἐκ τῆς ἰσότητος (231) ὅτι ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις ἐξαρτᾶται ἐκ τοῦ λόγου διακένων δ καὶ ἐκ τοῦ λόγου τῶν πιέσεων.



Σχ. 14·8.

Ὅσον αὐξάνει ὁ λόγος πιέσεων, τόσον μικρότερος πρέπει νὰ εἶναι ὁ λόγος διακένων, διὰ νὰ μὴ ἐλαττοῦται ἡ ἀπόδοσις. Εἰς τὴν πρᾶξιν αἱ τιμαὶ τοῦ λόγου διακένων κυμαίνονται ἀπὸ 3% εἰς μερικοὺς μεγάλους παλινδρομικοὺς συμπιεστὰς καὶ πλέον τοῦ 12% εἰς ἄλλους. Αἱ περισσότεραι τιμαὶ κυμαίνονται ἀπὸ 8 ἕως 12 %.

Ἐὰν π.χ. εἰς τὴν ἰσότητα (231) ἡ τιμὴ τοῦ δ εἶναι 4%, ἡ $P_2 = 56$ lb/in² ἀπολ., ἡ $P_1 = 14$ lb/in² ἀπολ. καὶ $K = 1,3$, τότε θὰ εἶναι:

$$\eta_o = 1 - 0,04\left[\left(\frac{56}{14}\right)^{\frac{1}{1,3}} - 1\right] = 0,924 \quad \text{ἢ} \quad 92,4\%.$$

Ἡ πραγματικὴ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις συμπιεστοῦ εἶναι μικροτέρα τῆς φαινομενικῆς, ἡ ὁποία λαμβάνεται ἐκ τῆς ἰσότητος (231) καὶ τοῦτο λόγῳ διαρροῶν τοῦ ἀέρος, καθὼς διέρχεται μέσω τῶν βαλβίδων καὶ τοῦ ἐμβόλου καὶ λόγῳ θερμάνσεως τοῦ εἰσερχομένου ἀέρος κατὰ τὴν ἀναρρόφησιν ἐξ αἰτίας ἀναμίξεως αὐτοῦ μὲ τὸν ἀέρα διακένων.

Ἡ πραγματικὴ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις ὑπολογίζεται μὲ βάσιν τὸ βάρος τοῦ καταθλιβομένου ἀέρος ἀπὸ τοῦ συμπιεστοῦ ἀνὰ διαδρομὴν ἢ εἰς ὡρισμένον χρόνον, ὅταν αὐτὸς μετατραπῇ εἰς ὄγκον *ἐλευθέρου ἀέρος* εἰς συνθήκας πιέσεως καὶ θερμοκρασίας ἀναρροφήσεως.

Ἐλεύθερος ἀὴρ εἶναι ἀὴρ ὑπὸ κανονικὰς ἀτμοσφαιρικὰς συνθήκας εἰς μίαν ὡρισμένην γεωγραφικὴν περιοχήν. Ὡρισμένος ὄγκος ἐλευθέρου ἀέρος εἰς ὕψος 2000 m δὲν ἔχει τὴν αὐτὴν μᾶζαν μὲ ἴσον ὄγκον ἀέρος εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς θαλάσσης, διότι, ὡς γνωστόν, εἰς μεγαλύτερα ὕψη ἡ βαρομετρικὴ πίεσις εἶναι μικροτέρα. Οὕτως, ἡ πραγματικὴ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις δίδεται ἐκ τῆς σχέσεως:

$$\eta_o = \frac{\textbf{ὄγκος καταθλιβομένου ἐλευθέρου ἀέρος ἀνὰ λεπτὸν εἰς πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν ἀναρροφήσεως}}{\textbf{ὄγκος διαδρομῆς ἐμβόλου συμπιεστοῦ ἀνὰ λεπτὸν}} \qquad (232)$$

Παράδειγμα.

Ὁ ὄγκος διαδρομῆς συμπιεστοῦ εἶναι 10 m³/min. Ἡ πίεσις ἀέρος ἀναρροφήσεως εἶναι 1 kg/cm² καὶ ἡ θερμοκρασία του 15° C.

Ὁ συμπιεστὴς εἰς 70 sec ἀναβιβάζει τὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν τοῦ ἀέρος ἐνὸς ἀεροφυλακίου ὄγκου 1,5 m³ εἰς πίεσιν 7 kg/cm² θλιβομετρικὴν καὶ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος ἀπὸ 20° C εἰς 40° C.

Ζητεῖται: α) Τὸ βάρος τοῦ καταθλιβομένου ἀέρος ὑπὸ τοῦ συμπιεστοῦ ἀνὰ λεπτόν. β) Ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις τοῦ συμπιεστοῦ (ἡ σταθερὰ R = 29,3 kgm/kg°C).

Λύσις:

α) Ἐκ τῆς ἰσότητος (29) ἤτοι PU = BRT, ἔχομεν:

$$B \text{ τελικὸν} = \frac{8 \times 10\,000 \times 1,5}{29,3 \times 313} = 13 \text{ kg}$$

$$B \text{ ἀρχικὸν} = \frac{1,033 \times 10\,000 \times 1,5}{29,3 \times 293} = 1,8 \text{ kg.}$$

Ἑπομένως τὸ βάρος τοῦ καταθλιβομένου ἀέρος εἰς 70 sec θὰ εἶναι ἡ διαφορὰ $13 - 1,8 = 11,2$ kg καὶ εἰς 1 min $B = \frac{60}{70} \times 11,2 = 9,6$ kg/min.

β) Μετατρέπομεν τὸ βάρος τοῦ καταθλιβομένου ἀέρος ἀνὰ min εἰς ὄγκον ἐλευθέρου ἀέρος ὑπὸ συνθήκας ἀναρροφήσεως, οὕτω:

ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΕΝΙΑ 1954

$$U = \frac{BRT}{P} = \frac{9,6 \times 29,2 \times 288}{10\,000} = 8,072 \text{ m}^3/\text{min}$$

ὁπότε ἐκ τῆς ἰσότητος (232) ἔχομεν ὅτι ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις :

$$\eta_o = \frac{8,072}{10} = 0,8072 \quad \text{ἢ} \quad 80,72\,\%.$$

14·9 Ἀπόδοσις συμπιεστοῦ.

Χαμηλὴ βαρομετρικὴ πίεσις καὶ ὑψηλὴ θερμοκρασία (ὅπως συμβαίνει εἰς τὰς τροπικὰς χώρας) ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν ἐλάττωσιν τῆς ἱκανότητος τοῦ συμπιεστοῦ λόγω ἐλαττώσεως τῆς καταθλιβομένης μάζης ἀέρος.

Ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις, ὅταν ἀναφέρεται εἰς τυπικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, ἐλαττοῦται κατὰ 3% περίπου διὰ κάθε 300 m (1000 ft) ὕψους ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς θαλάσσης καὶ κατὰ 1% ἀνὰ 5° C αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀναρροφουμένου ἀέρος. Ἡ θεωρητικὴ ἀπαιτουμένη ἰσχὺς διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ εὑρίσκεται μὲ βάσιν τὸ θεωρητικὸν διάγραμμα ὡς αἱ ἰσότητες (218) καὶ (219).

Εἰς ἕνα συμπιεστὴν ἡ ἀπαιτουμένη ἰσχὺς χορηγεῖται ἀπὸ ἐξωτερικὸν κινητῆρα, ὁ ὁποῖος δύναται νὰ εἶναι ἠλεκτρικός, ἀτμομηχανὴ ἢ Μ.Ε.Κ.

Ἡ ἱπποδύναμις, ποὺ πραγματικῶς λαμβάνει ὁ συμπιεστὴς ἀπὸ τὸν κινητῆρα διὰ τὴν κίνησίν του, εἶναι ἡ πραγματικὴ ἱπποδύναμις τοῦ συμπιεστοῦ (Brake Horse Power). Λόγω τῶν τριβῶν ἡ πραγματικὴ ἱπποδύναμις εἶναι πάντοτε μεγαλυτέρα τῆς θεωρητικῆς ἢ τῆς ἐνδεικτικῆς.

Ἡ ἐνδεικτικὴ ἀπαιτουμένη ἱπποδύναμις τοῦ συμπιεστοῦ δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$\mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{P_m LAN}}{\mathbf{4500}} \tag{233}$$

$$\mathbf{IHP} = \frac{\mathbf{P_m LAN}}{\mathbf{88\,000}} \tag{234}$$

ὅπου P_m εἶναι ἡ μέση ἐνεργὸς πίεσις, ὡς αὐτὴ εὑρίσκεται ἐκ τοῦ δυναμοδεικτικοῦ διαγράμματος τοῦ συμπιεστοῦ εἰς kg/cm² (ἢ lb/in²)· L ἡ διαδρομὴ ἐμβόλου εἰς m (ἢ ft)· A ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου εἰς cm² (ἢ in²)· N ὁ ἀριθμὸς κύκλων ἀνὰ λεπτὸν (ἢ ὁ ἀριθμὸς στροφῶν ἀνὰ λεπτὸν εἰς ἀεροσυμπιεστὰς ἁπλῆς ἐνεργείας).

Αἱ ἐντὸς παρενθέσεων διαστάσεις ἀφοροῦν εἰς τὴν ἰσότητα (234). Διὰ μηχανὴν ἄνευ τριβῶν ἡ BHP καὶ IHP θὰ ἦσαν ἴσαι.

Εἰς πραγματικὸν συμπιεστὴν ἡ διαφορὰ IHP – BHP εἶναι ἡ ἱπποδύναμις, ποὺ χάνεται λόγω τριβῶν, καὶ ὁ λόγος $\frac{IHP}{BHP}$ εἶναι ἡ μηχανικὴ ἀπόδοσις τοῦ συμπιεστοῦ.

14·10 Στροβιλοσυμπιεσταὶ (Turbo - Compressors).

Αὐτοὶ λαμβάνουν τὴν θέσιν τῶν συνήθων παλινδρομικῶν, ἰδίως, ὅταν χρειάζεται μέγας ὄγκος ἀέρος ἄνω τῶν 1000 m³/min καὶ διὰ πιέσεις κατα-

θλίψεως ἀπὸ 5 ἕως 7 kg/cm², ὅπως ἀπαιτεῖται εἰς ἐγκαταστάσεις ὀρυχείων καὶ κίνησιν διαφόρων ἐργαλείων ἀέρος.

Οἱ στροβιλοφυσητῆρες (Turbo - Blowers) ἔχουν μικρὸν βαθμὸν συμπιέσεως μὲ παροχὴν ἀπὸ 15 m³ ἀέρος ἀνὰ λεπτὸν καὶ ἄνω, εἶναι κατάλληλοι εἰς πολλὰς ἐφαρμογάς, ὅπως π.χ. δι' ἀέρα ἐκκαπνισμοῦ αὐλῶν λεβήτων, διὰ τὴν παροχὴν ἀέρος σαρώσεως καὶ ὑπερπληρώσεως εἰς μηχανὰς Diesel κ.λπ.

Ἡ ἀρχὴ λειτουργίας ἑνὸς στροβιλοσυμπιεστοῦ βασίζεται εἰς τὴν μετατροπὴν τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τοῦ ἀέρος εἰς δυναμικήν, ὅταν ἀὴρ μεγάλης ταχύτητος ὁδηγῆται μέσω πτερυγίων, τὰ ὁποῖα ἔχουν μορφὴν ἀποκλίνοντος ἀκροφυσίου, μὲ ἀποτέλεσμα, νὰ ἐλαττώνεται ἡ ταχύτης καὶ νὰ αὐξάνεται ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος, καθὼς αὐτὸς διέρχεται μέσω τοῦ ἀποκλίνοντος ἀκροφυσίου.

Συνήθως οἱ στροβιλοσυμπιεσταὶ εἶναι πολλαπλῶν φάσεων καὶ κατάλληλοι διὰ μεγάλους ὄγκους ἀέρος ὄχι ὅμως καὶ δι' ὑψηλὰς πιέσεις.

14·11 Ἀσκήσεις.

1) Νὰ εὑρεθῇ ἡ ἀπαιτουμένη ἱπποδύναμις διὰ τὴν κίνησιν ἀεροσυμπιεστοῦ, ὁ ὁποῖος ἀναρροφεῖ ἀέρα ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως καὶ θερμοκρασίας 15° C καὶ τὸν συμπιέζει εἰς 6 ἀτμοσφαίρας. Μὲ τὴν πίεσιν αὐτὴν ὁ ἀὴρ ὁδηγεῖται ἐντὸς τοῦ ἀεροφυλακίου. Βάρος καταθλιβομένου ἀέρος 9 kg/min. Ἡ συμπίεσις ἀκολουθεῖ τὸν νόμον $PU^{1,25}$ = σταθ. Ἡ μηχανικὴ ἀπόδοσις συμπιεστοῦ 80%. (*Ἀπ.*: 45 HP)

2) Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ διάμετρος τοῦ κυλίνδρου καὶ ἡ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου ἐντὸς συμπιεστοῦ διπλῆς ἐνεργείας 50 IHP, ὁ ὁποῖος ἀναρροφεῖ ἀέρα πιέσεως 15 lb/in² ἀπολ. καὶ θερμοκρασίας 60° F καὶ τὸν καταθλίβει εἰς πίεσιν 90 lb/in² ἀπολ. Ὁ νόμος συμπιέσεως εἶναι $PU^{1,3}$ = σταθ.

Στροφαὶ 100/min. Μέση ταχύτης ἐμβόλου 500 ft/min. Διάκενον δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν. (*Ἀπ.*: Διάμετρος 11,58 in. Διαδρομὴ 2,5 ft)

3) Ἀὴρ ὑπὸ πίεσιν 1 kg/cm² ἀπολ. καὶ θερμοκρασίαν 10°C ἀναρροφεῖται ἀπὸ τὸν κύλινδρον χαμηλῆς πιέσεως συμπιεστοῦ δύο φάσεων καὶ συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς μέχρι πιέσεως 6,5 kg/cm² ἀπολ. Μετὰ τὴν συμπίεσίν του ὁ ἀὴρ ψύχεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἰς τοὺς 20° C καὶ ὁδηγεῖται εἰς τὸν κύλινδρον ὑψηλῆς πιέσεως, ἐντὸς τοῦ ὁποίου συμπιέζεται ἐκ νέου μέχρι πιέσεως 39 kg/cm² ἀπολ. καὶ ἐν συνεχείᾳ καταθλίβεται μὲ τὴν πίεσιν αὐτὴν ἐντὸς τοῦ ἀεροφυλακίου.

Ὄγκος ἀπορροφουμένου ἀέρος ὑπὸ συνθήκας ἀναρροφήσεως 23 m³/h.

Ζητεῖται ἡ ἀπαιτουμένη ἱπποδύναμις διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ. (*Ἀπ.*: 4,3 HP).

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 15

ΜΗΧΑΝΑΙ ΕΣΩΤΕΡΙΚΗΣ ΚΑΥΣΕΩΣ (Μ.Ε.Κ.)

15·1 Εἰσαγωγή.

Αἱ Μ.Ε.Κ. σήμερον εἶναι αἱ πλέον διαδεδομέναι προωστήριαι ὡς κύριαι μηχαναὶ εἰς τὸ Ἐμπορικὸν Ναυτικόν.

Ἤδη εἰς προηγούμενα κεφάλαια ἐξητάσαμεν τοὺς θεωρητικοὺς κύκλους Otto, Diesel, Dual καὶ Joule (Κεφάλ. 5). Αἱ ἐπικρατοῦσαι θερμοκρασίαι καὶ ἡ ροὴ θερμότητος μέσω τῶν τοιχωμάτων ὡς καὶ ἡ σύγκρισις τῆς ἀποδόσεως τῶν διαφόρων κύκλων ἐξητάσθησαν ἐπίσης (παράγρ. 2·18, 7·16 καὶ 7·17).

Τὰ πραγματικὰ διαγράμματα καὶ ἡ περιγραφὴ τῶν διχρόνων ἢ τετραχρόνων μηχανῶν δὲν ἐξετάζονται ἐνταῦθα, ἐπειδὴ ἀναφέρονται εἰς τὸ εἰδικὸν μάθημα τῶν Μ.Ε.Κ.

15·2 Ἰσχύς. Μέση ἐνεργὸς πίεσις.

Ἡ ἱπποδύναμις μιᾶς Μ.Ε.Κ. εὑρίσκεται συναρτήσει τοῦ μεγέθους καὶ τῆς ταχύτητος τῆς μηχανῆς ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$\mathbf{HP} = \frac{\mathbf{N \cdot P_m \cdot L \cdot A \cdot \eta}}{\mathbf{4500}} \qquad (235)$$

ἢ

$$\mathbf{HP} = \frac{\mathbf{N \cdot P_m \cdot L \cdot A \cdot \eta}}{\mathbf{33\,000}} \qquad (236)$$

Εἰς τὰς ἀνωτέρω ἰσότητας :

N εἶναι ὁ ἀριθμὸς τῶν κυλίνδρων τῆς μηχανῆς.

P_m ἡ μέση ἐνεργὸς πίεσις εἰς kg/cm^2 (ἢ lb/in^2).

L τὸ μῆκος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου εἰς m (ἢ ft).

A ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου εἰς cm^2 (ἢ in^2).

η ὁ ἀριθμὸς τῶν ἐργαζομένων διαδρομῶν, αἱ ὁποῖαι ἀποδίδουν ἔργον ἀνὰ min. Αἱ ἐντὸς παρενθέσεως διαστάσεις ἰσχύουν διὰ τὴν ἰσότητα (236).

Ἡ μέση ἐνεργὸς πίεσις P_m, ἐφ' ὅσον διατηρηθῇ σταθερὰ καθ' ὅλην τὴν ἐργαζομένην διαδρομήν, θὰ παραγάγῃ ἔργον ἴσον μὲ τὸν κύκλον τῆς μηχανῆς (παράγρ. 12·5).

Αἱ διαδρομαὶ η τοῦ ἐμβόλου ποὺ ἀποδίδουν ἔργον εἶναι ἴσαι :

α) Μὲ τὸν ἀριθμὸν στροφῶν εἰς μίαν δίχρονον ἁπλῆς ἐνεργείας μηχανήν.

β) Μὲ τὸ διπλάσιον τοῦ ἀριθμοῦ στροφῶν εἰς μίαν δίχρονον διπλῆς ἐνεργείας μηχανήν.

γ) Μὲ τὸ ἥμισυ τοῦ ἀριθμοῦ στροφῶν εἰς μίαν τετράχρονον ἁπλῆς ἐνεργείας μηχανήν.

Μὲ τὰς ἰσότητας (235) καὶ (236) εὑρίσκομεν τὴν ἐνδεικτικὴν ἱπποδύναμιν μιᾶς μηχανῆς. Τὴν ἐνδεικτικὴν P_m τὴν λαμβάνομεν ἀπὸ τὸ δυναμοδεικτικὸν διάγραμμα τῆς μηχανῆς.

Ἐὰν εἰς τὰς ἰσότητας αὐτὰς τεθῇ ὡς τιμὴ τῆς HP ἡ πραγματικὴ ἱπποδύναμις (BHP), ἡ ὁποία μετρεῖται ἐπὶ τοῦ ἄξονος τῆς μηχανῆς, τότε εὑρίσκεται μία τιμὴ P_m, ἡ ὁποία λέγεται *πραγματικὴ μέση πίεσις*.

Ἀπὸ τὴν ἰσότητα (163) ἔχομεν ὅτι :

$$P_m = \frac{\text{παραγόμενον ἔργον ἀνὰ κύκλον}}{\text{ὄγκος διαδρομῆς ἐμβόλου}}$$

, ἑπομένως ἡ P_m μᾶς δίδει ἐπίσης καὶ τὸ παραγόμενον ἔργον ἀνὰ μονάδα ὄγκου διαδρομῆς μιᾶς μηχανῆς.

Δεδομένου τώρα ὅτι αἱ διάφοροι μηχαναὶ διαφέρουν ἡ μία ἀπὸ τὴν ἄλλην ὡς πρὸς τὴν ταχύτητα λειτουργίας, τὴν διάμετρον, τὴν διαδρομὴν καὶ τὸν ἀριθμὸν κυλίνδρων, ἡ P_m θεωρεῖται ὡς χαρακτηριστικὸν μέτρον τῆς ἱκανότητος μιᾶς μηχανῆς διὰ παραγωγὴν ἰσχύος.

15·3 Ἀπόδοσις Μ.Ε.Κ.

Γενικῶς, ὡς ἤδη ἔχομεν ἀναφέρει (ἰσότης 65), θερμικὴ ἀπόδοσις μηχανῆς εἶναι ὁ λόγος :

$$\eta_\theta = \frac{\text{θερμικὴ ἐνέργεια ποὺ μετετράπη εἰς χρήσιμον ἔργον}}{\text{χορηγηθεῖσα θερμικὴ ἐνέργεια}}$$

ὅπου ἀριθμητὴς καὶ παρονομαστὴς λαμβάνονται κατὰ τὴν αὐτὴν χρονικὴν περίοδον καὶ εἰς τὰς αὐτὰς μονάδας.

Οὕτως, εὑρίσκομεν τὴν ἐνδεικτικήν, ὁλικήν, μηχανικὴν καὶ σχετικὴν ἀπόδοσιν ὡς κατωτέρω :

α) Ἡ *ἐνδεικτικὴ θερμικὴ ἀπόδοσις* εὑρίσκεται μὲ βάσιν τὴν ἐνδεικτικὴν ἱπποδύναμιν.

$$\eta_e = \frac{\mathbf{IHP \cdot 632}}{\mathbf{B \cdot \Theta}} \qquad (237)$$

$$\text{ἢ} \quad \eta_e = \frac{\mathbf{IHP \cdot 2545}}{\mathbf{B \cdot \Theta}} \tag{238}$$

ὅπου : IHP εἶναι ἡ ἐνδεικτικὴ ἱπποδύναμις τῆς μηχανῆς.

B ἡ κατανάλωσις τοῦ καυσίμου εἰς kg (ἢ lb) ἀνὰ ὥραν.

Θ ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ καυσίμου εἰς kcal ἀνὰ kg (ἢ BTU ἀνὰ lb). Αἱ ἐντὸς παρενθέσεως διαστάσεις ἀφοροῦν τὴν ἰσότητα 238.

β) Ἡ *ὁλικὴ ἀπόδοσις η* μὲ βάσιν τὴν πραγματικὴν ἱπποδύναμιν

$$\eta = \frac{\mathbf{BHP \cdot 632}}{\mathbf{B \cdot \Theta}} \tag{239}$$

$$\text{ἢ} \quad \eta = \frac{\mathbf{BHP \cdot 2545}}{\mathbf{B \cdot \Theta}} \tag{240}$$

ὅπου : BHP εἶναι ἡ πραγματικὴ ἱπποδύναμις τῆς μηχανῆς.

γ) *Μηχανικὴ ἀπόδοσις.*

Ὡς γνωστόν, ἡ διαφορὰ IHP – BHP εἶναι ἡ ἱπποδύναμις ποὺ χάνεται εἰς τριβὰς καὶ διὰ τὴν μηχανικὴν ἀπόδοσιν ἰσχύει ἡ ἰσότης (176), ἡ ὁποία εἶναι γενικὴ δι' ὅλας τὰς μηχανάς, ἤτοι : $\eta_\mu = \frac{BHP}{IHP}$.

δ) *Σχετικὴ ἀπόδοσις.*

Καὶ ἐνταῦθα θὰ ἰσχύη ἡ ἰσότης (177), ἤτοι :

$$\eta_\sigma = \frac{\eta_e}{\eta_\theta} = \frac{\text{ἐνδεικτικὴ ἀπόδοσις}}{\text{ἰδανικὴ θερμικὴ ἀπόδοσις}}$$

μὲ βάσιν τὴν ἐνδεικτικὴν ἀπόδοσιν

$$\text{ἢ} \quad \eta_\sigma = \frac{\eta}{\eta_\theta} = \frac{\text{ὁλικὴ ἀπόδοσις}}{\text{ἰδανικὴ θερμικὴ ἀπόδοσις}} \tag{241}$$

μὲ βάσιν τὴν ὁλικὴν ἀπόδοσιν.

15·4 Εἰδικὴ κατανάλωσις καυσίμου. Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος.

Κατὰ τὰς δοκιμὰς τῶν μηχανῶν εἰς τὴν πρᾶξιν περισσότερον χρησιμοποιοῦνται οἱ ὅροι *εἰδικὴ κατανάλωσις καυσίμου* (κατανάλωσις ἀνὰ ὡριαῖον ἵππον) παρὰ θερμικὴ ἀπόδοσις. Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις καυσίμου β ἀνὰ ὡριαῖον ἐνδεικτικὸν καὶ ὡριαῖον πραγματικὸν ἵππον εἶναι ἀντιστοίχως :

$$\beta = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{IHP}} \quad \text{ἢ} \quad \beta = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{BHP}} \tag{242}$$

ὅπου : B εἶναι ἡ κατανάλωσις καυσίμου εἰς kg ἢ lb ἀνὰ ὥραν.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Αἱ ἰσότητες (242) ἐν συνδυασμῷ μὲ τὰς ἰσότητας (237) ἕως καὶ (240) λαμβάνουν ἐπίσης τὴν μορφήν :

$$\beta = \frac{632}{\Theta \cdot \eta_e} \quad \text{ἢ} \quad \beta = \frac{2545}{\Theta \cdot \eta_e} \quad \text{(ἀναλόγως τῶν μονάδων)} \quad (243)$$

καὶ $$\beta = \frac{632}{\Theta \cdot \eta} \quad \text{ἢ} \quad \beta = \frac{2545}{\Theta \cdot \eta} \quad \text{(ἀναλόγως τῶν μονάδων)} \quad (244)$$

Ἡ κατανάλωσις θερμότητος h_κ εὑρίσκεται ἀπὸ τὰς ἰσότητας (155) καὶ (157) (παράγρ. 11·11) καὶ εἶναι :

$$h_\kappa = \frac{632}{\eta_e} \quad \left(\text{ἢ} \quad h_\kappa = \frac{2545}{\eta_e}\right) \quad (245)$$

$$\text{ἢ} \quad h_\kappa = \frac{632}{\eta} \quad \left(\text{ἢ} \quad h_\kappa = \frac{2545}{\eta}\right) \quad (246)$$

Ἡ (245) ἐκφράζεται εἰς kcal (ἢ BTU) ἀνὰ ὡριαῖον ἐνδεικτικὸν ἵππον καὶ ἡ (246) ἀνὰ ὡριαῖον πραγματικὸν ἵππον.

Παράδειγμα 1ον.

Ζητεῖται ἡ μέση πραγματικὴ πίεσις βενζινομηχανῆς 6κυλίνδρου, τετραχρόνου, 3000 στρ./min καὶ ἰσχύος 80 BHP. Διάμετρος κυλίνδρου 3,25 in καὶ διαδρομὴ 4 in.

Λύσις :

Ἐκ τῆς ἰσότητος 236 ἔχομεν : $P_m = \frac{BHP \cdot 33\,000}{N \cdot L \cdot A \cdot \eta}$.

Ἐπειδὴ ἡ μηχανὴ εἶναι τετράχρονος : $\eta = \frac{3000}{2} = 1500$

καὶ $$P_m = \frac{80 \times 33\,000}{6 \times \frac{4}{12} \times \frac{3{,}14}{4} (3{,}25)^2 \times 1500} = 106 \text{ lb/in}^2$$

Παράδειγμα 2ον.

Μηχανὴ Ντῆζελ ἔχει εἰδικὴν κατανάλωσιν καυσίμου 150 g ἀνὰ ὡριαῖον BHP. Θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ καυσίμου 10 000 kcal/kg.

Ζητεῖται ἡ ὁλικὴ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς καὶ ἐκ τῆς ἀποδόσεως ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος.

Λύσις :

Ἐκ τῆς ἰσότητος (239) ἔχομεν ὅτι ἡ ὁλικὴ ἀπόδοσις εἶναι :

$$\eta = \frac{1 \times 632}{0{,}15 \times 10\,000} = 0{,}421 \quad \text{ἢ} \quad 42{,}1\ \%.$$

Ἐκ τῆς ἰσότητος (245) ἔχομεν εἰδικὴν κατανάλωσιν θερμότητος :

$$h_\kappa = \frac{632}{0{,}421} = 1500 \text{ kcal/BHP}.$$

Παράδειγμα 3ον.

Μηχανὴ Ντῆζελ ἔχει ὁλικὴν ἀπόδοσιν 40%. Τὸ καύσιμον ποὺ καταναλίσκει εἶναι θερμαντικῆς ἱκανότητος 10 000 kcal/kg.

Ζητεῖται : ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις καυσίμου τῆς μηχανῆς ἀνὰ ὡριαῖον BHP.

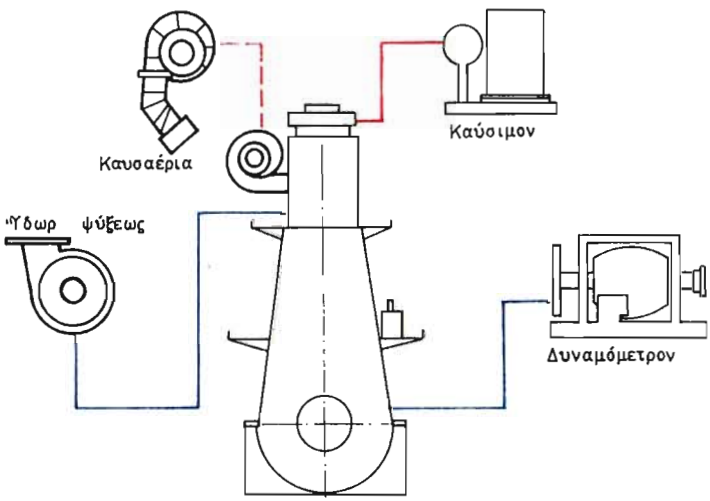
Λύσις :

Ἐκ τῆς ἰσότητος (244) ἔχομεν :

$$\beta = \frac{632}{10\,000 \times 0{,}4} = \frac{632}{4000} = 0{,}158 \quad \text{ἢ} \quad 158 \text{ g ἀνὰ ὡριαῖον BHP.}$$

15·5 Θερμικὸν ἰσοζύγιον ΜΕΚ

Ἔστω ὅτι ἔχομεν μίαν ἐγκατάστασιν ΜΕΚ (σχ. 15·5). Ἐνέργεια



Σχ. 15·5.

εἰσάγεται ἐντὸς τῆς μηχανῆς ὑπὸ μορφὴν πετρελαίου. Ἐνέργεια ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸ θερμαινόμενον ὕδωρ ψύξεως καὶ τὰ θερμὰ καυσαέρια. Μηχανικὴ ἐνέργεια ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὸ δυναμόμετρον.

α) *Εἰσαγομένη ἐνέργεια.*

Ἔστω ὅτι B εἶναι τὸ βάρος τοῦ καταναλισκομένου ὑπὸ τῆς μηχανῆς καυσίμου ἀνὰ λεπτὸν εἰς kg (ἢ lb) καὶ Θ ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ καυσίμου kcal ἀνὰ kg (ἢ BTU ἀνὰ lb).

Ἡ εἰσαγομένη ἐνέργεια = B · Θ. εἰς kcal/min (ἢ BTU/min).

β) *Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ ὕδωρ ψύξεως.*

Ἔστω ὅτι B_U εἶναι τὸ βάρος κυκλοφοροῦντος ὕδατος ψύξεως ἀνὰ λεπτὸν εἰς kg (ἢ lb)· t_1 ἡ θερμοκρασία εἰσαγωγῆς ὕδατος ψύξεως εἰς °C (ἢ °F)·

t_2 ἡ θερμοκρασία ἐξαγωγῆς ὕδατος ψύξεως εἰς °C (ἢ °F). Τότε ἡ ἀποβαλλομένη ἐνέργεια μὲ τὸ ὕδωρ ψύξεως = B_U $(t_2 - t_1)$ εἰς kcal (ἢ BTU/min).

γ) *Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ τὰ θερμὰ καυσαέρια.*

Αὐτὴ ὑπολογίζεται, ὡς ἔχει ἤδη ἀναφερθῆ εἰς τὴν παράγραφον 10·8.

δ) *Ἡ ἀποδιδομένη ἐνέργεια.*

Εἶναι ἡ BHP τῆς μηχανῆς, ἡ ὁποία μετρεῖται τῇ βοηθείᾳ τοῦ δυναμομέτρου. Μετατρέπεται εἰς kcal (ἢ BTU) ἀνὰ λεπτόν, ἤτοι :

$$\frac{BHP \cdot 632}{60} = kcal/min \quad ἢ \quad \frac{BHP \cdot 2545}{60} = BTU/min.$$

ε) *Ἀποβαλλομένη ἐνέργεια δι' ἀκτινοβολίας κ.λπ.*

Αὐτὴ δὲν ὑπολογίζεται, εὑρίσκεται δι' ἀφαιρέσεως ὅλων τῶν ἀπωλειῶν ἐκ τῆς χορηγουμένης ἐνεργείας, ὀφείλεται δὲ εἰς ἀκτινοβολίαν καὶ τυχὸν ἄκαυστα συστατικὰ ἐντὸς τῶν καυσαερίων.

Βάσει τῶν ἀνωτέρω καταρτίζεται ὁ Πίναξ 15·5·1 ἰσοζυγίου θερμότητος.

ΠΙΝΑΞ 15·5·1

Ἰσοζύγιον θερμότητος ΜΕΚ (Βάσις χρονικὴ ἀνὰ λεπτόν)

1	Ἐνέργεια χορηγουμένη μὲ τὸ καύσιμον	kcal	100 %
2	Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ τὸ ὕδωρ ψύξεως	kcal	– %
3	Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ τὰ καυσαέρια	kcal	– %
4	Ἀποδιδομένη ἐνέργεια εἰς δυναμόμετρον	kcal	– %
5	Ἀποβαλλομένη ἐνέργεια δι' ἀκτινοβολίας κ.λπ. εἶναι ἡ διαφορὰ 1 – (2 + 3 + 4)	kcal	– %
	Ἄθροισμα	2+3+4+5	100 %

αράδειγμα.

Κατὰ τὰς δοκιμὰς παραλαβῆς μιᾶς μηχανῆς Diesel εἰς τὸ δοκιμαστήριον τοῦ ἐργοστασίου κατασκευῆς ἐγίνοντο αἱ κάτωθι μετρήσεις :

Κατανάλωσις πετρελαίου 100 lb/min. Κυκλοφορία ὕδατος ψύξεως 16 200 lb/min. Αὔξησις θερμοκρασίας ὕδατος κυκλοφορίας 25° F.

BHP (μετρηθεῖσα ἐπὶ τοῦ δυναμομέτρου) 17 500. Μέση θερμοκρασία καυσαερίων 812°F. Θερμοκρασία ἀέρος εἰσαγωγῆς 60°F. Θερμοκρασία, μὲ τὴν ὁποίαν ψεκάζεται τὸ καύσιμον, 60°F. Ἡ ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις τῶν καυσαερίων εἶναι :

CO_2 = 11,34 % CO = 0,71 % O_2 = 5,06 % καὶ N_2 = 82,89 %.

Ἡ θερμαντικὴ ἱκανότης τοῦ καυσίμου εἶναι 18 500 BTU/lb. Τὸ καύσιμον περιέχει κατὰ βάρος 0,85 C καὶ 0,12 H.

Ζητεῖται : α) Τὸ θερμικὸν ἰσοζύγιον τῆς μηχανῆς. β) Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις καυσίμου. γ) Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος.

ΔΡΥΑΔΑ ΣΥΓΓΡΑΦΩΝ 1954

Λύσις :

α) Χορηγουμένη ἐνέργεια : 100 × 18 500 = 1 850 000 BTU/min.

β) Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ ὕδωρ κυκλοφορίας : 16 200 × 25 = 405 000 BTU/min.

γ) Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ τὰ καυσαέρια.

Μετατρέπομεν τὴν ὀγκομετρικὴν ἀνάλυσιν τῶν καυσαερίων εἰς ἀνάλυσιν βάρους (παράγρ. 10·4).

Συστατικὰ	Ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις	Μ.Β.	Ἀναλογία βαρῶν	Ἀνάλυσις κατὰ βάρος
CO_2	0,1134	44	4,9896	0,1662
CO	0,0071	28	0,1988	0,0066
O_2	0,0506	32	1,6192	0,0540
N_2	0,8289	28	23,2092	0,7732
	1,0000		30,0168	1,0000

Εὑρίσκομεν τὸ βάρος τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνὰ lb καιομένου καυσίμου μὲ βάσιν τὴν ἰσότητα (128) ἤτοι :

$$B_K = \frac{0,85}{0,273 \times 0,1662 + 0,49 \times 0,0066} = 17,65 \text{ lb.}$$

Ἡ θερμότης ἡ ἀποβαλλομένη μὲ ξηρὰ καυσαέρια ἀνὰ lb καυσίμου εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (131) καὶ εἶναι :

$Q_1 = C_p \cdot B_K \ (t_2 - t_1) = 0,24 \times 17,65 \ (812 - 62) = 3177$ BTU/lb καυσίμου.

Ἡ θερμότης ἡ ἀποβαλλομένη μὲ H_2O τῶν καυσαερίων εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (132) καὶ εἶναι ἴση μέ :

$Q_2 = B_2 \ (i_1 - \rho_2)$ ὅπου $B_2 = 9 \cdot H = 9 \times 0,12 = 1,08$ lb ὑδρατμοῦ ἀνὰ lb καυσίμου· τὸ $i_1 = 1150 + 0,5 \ (812 - 212) = 1450$ BTU/lb

καὶ τὸ $\rho_2 = 62 - 32 = 30$ BTU/lb

ὁπότε $Q_2 = 1,08 \ (1450 - 30) = 1533,6$ BTU.

Συνολικῶς ἀποβαλλομένη θερμότης μὲ καυσαέρια εἶναι τὸ ἄθροισμα :

$Q = Q_1 + Q_2 = 3177 + 1533,6 = 4710,6$ BTU ἀνὰ lb καιομένου καυσίμου ἢ $Q = 4710,6 \times 100 = 471\,060$ BTU/min.

δ) Ἀποδιδομένη ἐνέργεια εἶναι : $\dfrac{17\,500 \times 2545}{60} = 741\,974$ BTU/min.

ε) Ἀποβαλλομένη ἐνέργεια δι' ἀκτινοβολίας εἶναι ἴση μέ :

$1\,850\,000 - (405\,000 + 471\,060 + 741\,974) = 231\,966$ BTU/min.

ΠΙΝΑΞ 15·5·2

Ἰσολογισμοῦ θερμότητος (Ὑπολογισμὸς εἰς χρόνον ἀνὰ min)

1 Χορηγουμένη ἐνέργεια μὲ καύσιμον	1 850 000 BTU	100 %
2 Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ ὕδωρ ψύξεως	450 000 BTU	21,89 %
3 Ἐνέργεια ἀποβαλλομένη μὲ καυσαέρια	471 060 BTU	25,4 %
4 Ἀποδιδομένη ἐνέργεια	741 974 BTU	40,1 %
5 Ἀποβαλλομένη ἐνέργεια δι' ἀκτινοβολίας κ.λπ.	231 966 BTU	12,61 %
	Σύνολον : 2 + 3 + 4 + 5 =	100 %

Ἐκ τοῦ Πίνακος 15·5·2 παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἀπόδοσις τῆς μηχανῆς Ντῆζελ κυμαίνεται εἰς τὰ 40 %. Ἡ ἀπόδοσις αὐτὴ εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ οἱανδήποτε ἄλλην θερμικὴν μηχανὴν ἐν τῇ πράξει.

Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις καυσίμου τῆς μηχανῆς εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (242) καὶ εἶναι :

$$\beta = \frac{100 \times 60}{17\,500} = 0{,}342 \text{ lb ἀνὰ ὡριαῖον BHP.}$$

Ἡ εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος (245) καὶ εἶναι :

$$h_\kappa = \frac{2545}{0{,}401} = 6347 \text{ BTU ἀνὰ ὡριαῖον BHP.}$$

Συνήθως εἰς ἓν πλοῖον ΜΕΚ τὰ ὑψηλῆς θερμοκρασίας καυσαέρια ἐξαγωγῆς χρησιμοποιοῦνται ὡς καύσιμον εἰς βοηθητικὸν λέβητα διὰ τὴν παραγωγὴν ὑδρατμοῦ, χρησιμοποιουμένου εἰς βοηθητικὰς χρήσεις καὶ κίνησιν στροβιλοκινήτων βοηθητικῶν μηχανημάτων.

15·6 Ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις ΜΕΚ

Ὑπάρχουν διάφορα αἴτια, ποὺ ἐπιδροῦν εἰς τὴν ἀπώλειαν ἰσχύος τῶν ΜΕΚ, ὅπως π.χ. αἱ μηχανικαὶ τριβαί, τὸ ὅτι ἡ καῦσις δὲν εἶναι ἀκαριαία ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον εἰς τὸν κύκλον Otto, οὔτε ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἰς τὸν κύκλον Diesel. Ἐπίσης τὸ γεγονὸς ὅτι ἡ καῦσις δὲν εἶναι τελεία, μερικὰ ἄκαυστα στοιχεῖα ἐξέρχονται μὲ τὴν ἐξαγωγήν. Ἄλλος παράγων ἀπωλείας εἶναι ὁ χρόνος καὶ τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον διὰ τὴν ἄντλησιν τοῦ ἐργαζομένου μέσου ἐντὸς καὶ ἐκτὸς τοῦ κυλίνδρου, ἀπώλεια ἡ ὁποία γίνεται μεγαλυτέρα εἰς ὑψηλὰς ταχύτητας. Εἰς πολυκυλίνδρους μηχανὰς ἐπίσης ἡ ὕπαρξις τοῦ κοινοῦ ὀχετοῦ μὲ τὰς ἀτελείας του ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα ἀπωλείας ὀφειλομένας εἰς τὴν μὴ διανομὴν τῆς αὐτῆς ἀναλογίας ἀέρος-καυσίμου εἰς ἕκαστον κύλινδρον.

Ἐφ' ὅσον ὅλοι οἱ ἄλλοι παράγοντες παραμένουν οἱ αὐτοί, ἡ ἰσχὺς μιᾶς ΜΕΚ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ βάρος τοῦ μίγματος καυσίμου-ἀέρος (εἰς τὴν ὀρθὴν ἀναλογίαν), ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον. Οἱαδήποτε αἰτία, ἡ ὁποία προκαλεῖ ἐλάττωσιν τοῦ βάρους τοῦ εἰσερχομένου καυσίμου εἰς τὴν

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

μηχανήν, ἐλαττώνει καὶ τὴν ἰσχὺν τῆς μηχανῆς κάτω τῶν ὁρίων, ποὺ δύναται αὐτὴ νὰ ἐργασθῆ. Οὕτως :

α) Εἰς τὴν πραγματικὴν μηχανὴν ἡ τριβὴ τοῦ ἀέρος καὶ ὁ στραγγαλισμός του πέριξ τῶν βαλβίδων καὶ διόδων ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα πίεσιν ἀναρροφήσεως μικροτέραν τῆς ἀτμοσφαιρικῆς καὶ ἑπομένως τὸ βάρος $\left(B = \frac{PU}{RT}\right)$ τοῦ εἰσερχομένου ἀέρος θὰ εἶναι μικρότερον, ἀπὸ ἐκεῖνον τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

β) Αἱ ἐσωτερικαὶ ἐπιφάνειαι τῶν διόδων τῆς μηχανῆς εἶναι σχετικῶς θερμαὶ καὶ ἑπομένως τὸ εἰσερχόμενον μῖγμα (ἢ ὁ ἀὴρ) θερμαίνεται, καθὼς εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον. Ἀποτέλεσμα τῆς αὐξήσεως αὐτῆς τῆς θερμοκρασίας του εἶναι καὶ ἡ διαστολή, ἡ αὔξησις δηλαδὴ τοῦ ὄγκου του (Νόμος Gay-Lussac) καὶ ἑπομένως ἐλάττωσις τοῦ βάρους του δι' ἕνα ὡρισμένον ὄγκον, ποὺ δύναται ὁ ἀὴρ (ἢ τὸ μῖγμα) νὰ καταλάβη.

γ) Τὰ ἀέρια τῆς καύσεως, τὰ ὁποῖα ἔχουν παραμείνει ἐντὸς τῶν διακένων τοῦ κυλίνδρου, εὑρίσκονται εἰς πίεσιν ἀνωτέραν τῆς ἀτμοσφαιρικῆς εἰς τὸ τέλος τῆς διαδρομῆς ἐξαγωγῆς καὶ θὰ πρέπει ἑπομένως νὰ ἐκτονωθοῦν εἰς τὴν πίεσιν εἰσαγωγῆς, πρὶν εἰσέλθη νέον μῖγμα ἢ ἀὴρ εἰς τὸν κύλινδρον.

δ) Ἡ πίεσις τῆς ἀτμοσφαίρας ἐλαττοῦται μὲ τὴν αὔξησιν τοῦ ὑψομέτρου καὶ ἑπομένως τὸ βάρος μίγματος (ἢ ἀέρος) θὰ εἶναι μικρότερον ἀπὸ ἐκεῖνο, ποὺ θὰ εἰσήρχετο εἰς μηχανὴν εὑρισκομένην εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς θαλάσσης.

Βάσει τῶν ἀνωτέρω ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις μιᾶς μηχανῆς ἐσωτερικῆς καύσεως καθορίζεται ὡς ὁ λόγος :

$$\eta_o = \frac{\textbf{Βάρος ἀέρος ἀναρροφουμένου ὑπὸ τῆς μηχανῆς εἰς ὄγκον διαδρομῆς } U_s}{\textbf{Βάρος ἀέρος ποὺ θὰ ἠδύνατο νὰ καταλάβη τὸν αὐτὸν ὄγκον εἰς } P_\alpha \textbf{ καὶ } T_\alpha} \quad (247)$$

ὅπου P_α καὶ T_α ἀντιστοίχως ἡ πίεσις καὶ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος εἰς τὴν εἰσαγωγήν.

Ἡ τιμὴ τοῦ παρονομαστοῦ ἐκ τῆς ἰσότητος (29) εἶναι : $B = \frac{P_\alpha U_s}{RT_\alpha}$.

Αἱ τιμαὶ τοῦ ἀριθμητοῦ καὶ τοῦ παρονομαστοῦ εἰς τὴν ἰσότητα (247) πρέπει νὰ ἐκφράζωνται μὲ τὰς αὐτὰς μονάδας καὶ εἰς τὸν αὐτὸν χρόνον.

Συνήθως λαμβάνεται βάρος ἀέρος ἀνὰ κύκλον ἢ ἀνὰ λεπτόν. Ὁ ὄγκος διαδρομῆς U_s ἀνὰ κύκλον εἶναι, ὡς γνωστόν, ὁ ὄγκος εἰς μίαν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου. Ὁ ἀριθμὸς αὐτὸς πολλαπλασιαζόμενος μὲ τὸν ἀριθμὸν τῶν κύκλων ἀνὰ λεπτὸν μᾶς δίδει τὸν ὄγκον διαδρομῆς U_s ἀνὰ λεπτόν.

Εἰς μίαν ὡρισμένην μηχανὴν ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὴν ταχύτητα. Ἐὰν π.χ. ἡ ρύθμισις τῶν βαλβίδων μιᾶς μηχανῆς εἶναι τοιαύτη, ὥστε νὰ ἔχωμεν μεγίστην ὀγκομετρικὴν ἀπόδοσιν εἰς τὰς 1200 στρ. /min, τότε, κατὰ γενικὸν κανόνα, ἐφ' ὅσον αὐξηθῆ ἡ ταχύτης, ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις θὰ ἐλαττωθῆ λόγω αὐξήσεως τοῦ στραγγαλισμοῦ τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν εἰσαγωγήν.

Ἡ ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις μιᾶς μηχανῆς, ὡς εὑρίσκεται διὰ τῆς ἰσότητος (247), δύναται νὰ γίνη μεγαλυτέρα τῆς μονάδος, ἐφ' ὅσον χρησιμο-

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ποιηθῆ ἡ ὑπερτροφοδότησις τῆς μηχανῆς, δηλαδὴ χρησιμοποιηθῆ στροβιλοφυσητήρ, ὁ ὁποῖος θὰ καταθλίβη εἰς τὴν ἀναρρόφησιν τῆς μηχανῆς ἀέρα ὑπὸ πίεσιν μεγαλυτέραν τῆς ἀτμοσφαιρικῆς.

Ἡ σημασία τῆς ὀγκομετρικῆς ἀποδόσεως μιᾶς μηχανῆς ΜΕΚ γίνεται περισσότερον ἀντιληπτή, ἐὰν ληφθῆ ὑπ' ὄψιν ὅτι μία μηχανὴ μὲ ὑπερτροφοδότησιν ἔχει ἰσχὺν 15 ἕως 20% μεγαλυτέραν ἀπὸ ἄλλην ἄνευ ὑπερτροφοδοτήσεως καὶ μὲ τὰ αὐτὰ κατὰ τὰ ἄλλα χαρακτηριστικά.

15·7 Ἀποτέλεσμα τῆς μεταβολῆς τῆς εἰδικῆς θερμότητος.

Εἴδομεν εἰς παράγραφον 3·15 ὅτι, ἐφ' ὅσον τὰ ἄκρα ὅρια θερμοκρασιῶν εἶναι μεγάλα, ὅπως συμβαίνει εἰς τὰς μηχανὰς Ντῆζελ, ἡ ὀγκομετρικὴ θερμότης, καὶ ἑπομένως καὶ ἡ εἰδικὴ θερμότης τῶν καυσαερίων, δὲν εἶναι σταθερά, ἀλλὰ αὐξάνεται μὲ τὴν θερμοκρασίαν.

Ἡ αὔξησις αὐτὴ τῆς εἰδικῆς θερμότητος ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν ἐλάττωσιν τῆς θερμικῆς ἀποδόσεως καὶ τῆς P_m εἰς τὰς μηχανὰς Ντῆζελ.

Ἡ εἰδικὴ θερμότης αὐξάνει περισσότερον κατὰ τὴν περίοδον τῆς καύσεως ἀπὸ τὴν περίοδον τῆς συμπιέσεως καὶ παραμένει ὑψηλὴ κατὰ τὴν περίοδον τῆς ἐκτονώσεως. Ἐπίσης ἡ εἰδικὴ θερμότης τῶν παραγώγων τῆς καύσεως CO_2 καὶ H_2O εἶναι μεγαλυτέρα τῆς τοῦ ἀέρος πρὸ τῆς καύσεως, ἀκόμη καὶ μὲ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

Εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς τοῦ κύκλου μιᾶς μηχανῆς εἶναι κυρίως χρήσιμος ἡ μέση εἰδικὴ θερμότης μεταξὺ δύο τιμῶν θερμοκρασιῶν καὶ ὄχι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ρευστοῦ εἰς μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν.

Τὸ ἀποτέλεσμα τῆς αὐξήσεως τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων μὲ τὴν θερμοκρασίαν εἶναι ὅτι δι' ἓν ὡρισμένον ποσὸν θερμότητος (ἢ καυσίμου), ποὺ χορηγεῖται ἀνὰ κύκλον, αἱ λαμβανόμεναι θερμοκρασίαι θὰ εἶναι μικρότεραι ἀπὸ τὰς ὑπολογισθείσας εἰς τοὺς τυπικοὺς κύκλους ἀέρος (Κεφάλ. 5). Κατ' ἀκολουθίαν ἡ πίεσις, μετὰ τὴν ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον καῦσιν, καὶ ὁ ὄγκος, μετὰ τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν καῦσιν, θὰ εἶναι μικρότερα ἀπὸ τὰ ὑπολογισθέντα εἰς τὸν τυπικὸν κύκλον ἀέρος.

Ἐπίσης ἡ τιμὴ τοῦ ἐκθέτου τῆς ἀδιαβατικῆς μειοῦται καὶ ἐνῶ διὰ τὸν ψυχρὸν ἀέρα εἶναι $\gamma = 1,4$, διὰ τὸν θερμὸν ἀέρα καὶ καυσαέρια κατέρχεται εἰς 1,3.

Ἀποτέλεσμα τῶν ἀνωτέρω εἶναι ὅτι ἡ P_m, τὸ ἔργον ἀνὰ κύκλον καὶ ἡ θερμικὴ ἀπόδοσις ἐλαττοῦνται μὲ τὴν αὔξησιν τῆς εἰδικῆς θερμότητος.

Ἡ μεταβολὴ τῆς εἰδικῆς θερμότητος εἶναι ὁ σπουδαιότερος παράγων τῆς διαφορᾶς εἰς τοὺς ὑπολογισμοὺς μεταξὺ τῶν τυπικῶν διαγραμμάτων κύκλου ἀέρος καὶ τοῦ κύκλου ἀέρος - καυσίμου. Ἡ διαφορὰ αὐξάνει, ὅσον περισσότερον καύσιμον χορηγεῖται εἰς τὸν κύκλον. Οὕτως, εἰς ἐλαφρὰ φορτία αἱ διαφοραὶ εἶναι μικραί, ἐνῶ εἰς πλήρη φορτία εἶναι μεγαλύτεραι.

15·8 Γενικὰ περὶ ἀεριοστροβίλων.

Ὁ ἀεριοστρόβιλος ἔχει πολλὰ πλεονεκτήματα. Δι' ὡρισμένας ὅμως ἐφαρμογὰς τὸ βασικὸν μειονέκτημά του εἶναι ἡ χαμηλὴ θερμικὴ ἀπόδοσίς

ΔΡΥΧΑ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

του, ἂν συγκριθῆ μὲ τὰς ἄλλας ΜΕΚ ἢ μὲ τὰς συγχρόνους ὑψηλῆς πιέσεως καὶ ὑψηλῆς θερμοκρασίας ἐγκαταστάσεις ἀτμοστροβίλων.

Ὁ λόγος τῆς χαμηλῆς ἀποδόσεως εἶναι ὅτι τὰ ὑλικὰ τῆς κατασκευῆς του δὲν εἶναι ἀκόμη εἰς θέσιν νὰ ἀνταπεξέλθουν εἰς λίαν ὑψηλὰς συνεχεῖς θερμοκρασίας.

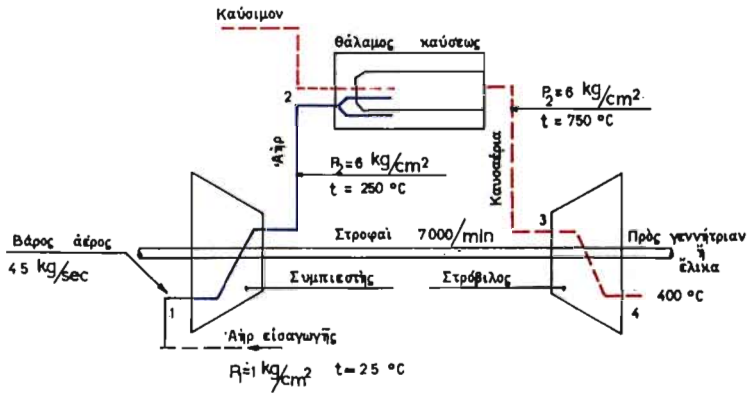
Διὰ τὴν καλὴν ἀπόδοσιν τοῦ ἀεριοστροβίλου θὰ πρέπει :

α) Ἡ θερμοκρασία εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς ἐκτονώσεως νὰ εἶναι ὑψηλὴ (πρὸ ὀλίγων ἀκόμη ἐτῶν ἡ μεγίστη ἐπιτρεπομένη ἦτο 420° ἕως 480° C).

β) Ἡ ἀπόδοσις τοῦ συμπιεστοῦ νὰ εἶναι λίαν ὑψηλή.

Ἡ ἀνάπτυξις τῆς μεταλλουργίας, κατὰ τὰ τελευταῖα ἔτη (χρησιμοποίησις κράματος κοβαλτιοχρωμίου - νικελιοχάλυβος διὰ τὰ πτερύγια τοῦ στροβίλου) ἐπιτρέπουν τὴν πραγματοποίησιν μεγαλυτέρων θερμοκρασιῶν, 600°C καὶ ἐνίοτε 800°C ἢ καὶ 1000°C, ἐφ' ὅσον εἶναι παραδεκτὴ ἡ μικρὰ ζωὴ τοῦ μηχανήματος, ὅπως π.χ. διὰ στρατιωτικοὺς σκοπούς.

Σήμερον ἔχει ἐπιτευχθῆ ἡ κατασκευὴ ἑνὸς στροβιλοσυμπιεστοῦ ἀξονικῆς ροῆς λίαν ὑψηλῆς ἀποδόσεως καὶ τοῦτο συνέτεινεν εἰς τὴν εὐρυτέραν χρῆσιν τῶν ἀεριοστροβίλων. Εἰς βοηθητικὰ μηχανήματα ὁ ἀεριοστρόβιλος ἔχει εὐρεῖαν χρῆσιν, ὅπως π.χ. οἱ στροβιλοφυσητῆρες διὰ τὴν ὑπερτροφοδότησιν τῶν παλινδρομικῶν ΜΕΚ. Οἱ στροβιλοφυσητῆρες αὐτοὶ κινοῦνται ἀπὸ τὰ καυσαέρια ἐξαγωγῆς τῆς κυρίας μηχανῆς.



Σχ. 15·8α.

Ἡ χρησιμοποίησις ἀεριοστροβίλων ἐπιβάλλεται εἰς μέρη, ὅπου δὲν ὑπάρχει ἀρκετὸν ὕδωρ διὰ ψῦξιν τῶν μηχανῶν ἢ ὅπου ἡ ἀπλότης τοῦ μηχανήματος προηγεῖται τῆς ἀποδόσεως.

Ἡ λειτουργία μιᾶς ἁπλῆς ἐγκαταστάσεως ἀεριοστροβίλου εἶναι ὡς κάτωθι (μὲ ἀριθμητικὰ δεδομένα μηχανῆς 5700 BHP) :

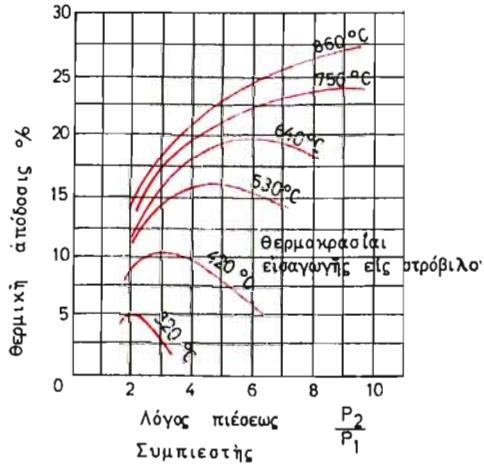
Περὶ τὰ 45 kg ἀέρος ἀνὰ sec εἰσέρχονται ἐντὸς τοῦ στροβιλοσυμπιεστοῦ

καταστάσεως σημείου 1 (σχ. 15·8α) μὲ πίεσιν $P_1 = 1\ kg/cm^2$ καὶ θερμοκρασίαν 25° C.

Μετὰ τὴν συμπίεσιν (σημεῖον 2) εἰς πίεσιν περίπου $P_2 = 6\ kg/cm^2$ καὶ θερμοκρασίαν 250° C περίπου, ὁ ἀὴρ εἰσέρχεται εἰς τὸν θάλαμον καύσεως, ὅπου ἓν μέρος εἰσέρχεται ἐσωτερικῶς τοῦ θαλάμου διὰ τὴν καῦσιν τοῦ καυσίμου καὶ ἓν ἄλλο πέριξ τοῦ θαλάμου, διὰ νὰ μὴ ἀνέρχεται ἡ θερμοκρασία τῆς καύσεως πέραν τῶν ἐπιτρεπομένων ὁρίων. Τὸ καύσιμον ψεκάζεται ἐντὸς τοῦ θαλάμου καύσεως. Κατὰ τὴν καῦσιν ἡ θερμοκρασία ἀνέρχεται εἰς 750°C περίπου (1400° F) καὶ ἐν συνεχείᾳ ὁ ἀὴρ (καὶ ἀέρια καύσεως) εἰσέρχονται εἰς τὸν ἀεριοστρόβιλον (σημεῖον 3) καὶ ἐνεργεῖ ἀκριβῶς, ὅπως ὁ ὑδρατμὸς εἰς τὸν ἀτμοστρόβιλον.

Ἡ θερμοκρασία ἐξαγωγῆς τῶν καυσαερίων εἶναι 400°C περίπου (σημεῖον 4). Στροφαὶ τοῦ μηχανήματος περίπου 7000/min.

Τὸ ἔργον, ποὺ δίδει ὁ ἀεριοστρόβιλος, δέον νὰ εἶναι ἀρκετόν, ὥστε νὰ κινῆ καὶ τὸν συμπιεστὴν καὶ μίαν γεννήτριαν ἢ ἕλικα. Φανερὸν εἶναι ὅτι ἡ ἐκκίνησις τοῦ ἀεριοστροβίλου ἀπαιτεῖ μίαν ἄλλην ἐξωτερικὴν ἰσχύν.



Σχ. 15·8β.

Ὁ κύκλος λειτουργίας τοῦ ἀεριοστροβίλου εἶναι τοῦ Joule (ἢ Brayton) καὶ ἐξητάσθη εἰς τὴν παράγραφον 5·9. Ἡ ἀπόδοσις τοῦ πραγματικοῦ κύκλου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὰ ὅρια θερμοκρασιῶν ἐν συνδυασμῷ μὲ τὸν λόγον τῶν πιέσεων $\frac{P_2}{P_1}$ εἰς τὸν συμπιεστήν.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 15·8β παρατηροῦμεν ὅτι δι' ἑκάστην τιμὴν θερμοκρασίας εἰσαγωγῆς εἰς τὸν ἀεριοστρόβιλον ὑπάρχει μία τιμὴ τοῦ $\frac{P_2}{P_1}$, ἡ ὁποία δίδει τὴν μεγίστην θερμικὴν ἀπόδοσιν τῆς μηχανῆς.

Ἑπομένως, ἡ πραγματικὴ θερμικὴ ἀπόδοσις τοῦ ἀεριοστροβίλου δὲν αὐξάνει ἀπεριορίστως, ὅσον αὐξάνει ὁ λόγος τῶν πιέσεων, ὅπως συμβαίνει εἰς τὸν ἰδανικὸν θεωρητικὸν κύκλον.

ΔΡΥΙΝΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 16

ΨΥΚΤΙΚΟΙ ΚΥΚΛΟΙ

16·1 Γενικά.

Τεχνητὴ ψῦξις εἶναι ἡ ἱκανότης διατηρήσεως τῆς θερμοκρασίας ἑνὸς σώματος κάτω τῆς θερμοκρασίας τῆς ἀτμοσφαίρας.

Τὸ σῶμα δυνατὸν νὰ εἶναι ἀήρ, ὁ ὁποῖος ψύχεται εἰς ἓν σύστημα κλιματισμοῦ, τὸ περιεχόμενον ἑνὸς ψυκτικοῦ θαλάμου ἢ δοχεῖον παραγωγῆς πάγου. Εἰς τὴν πρακτικὴν ἐφαρμογήν της ἡ τεχνητὴ ψῦξις ἔχει σκοπὸν *τὴν ἐπίτευξιν χαμηλῆς θερμοκρασίας ἀλλὰ καὶ τὴν διατήρησίν της.*

Ἐὰν τοποθετήσωμεν ἓν δοχεῖον μὲ ὕδωρ ἐπὶ μιᾶς κολώνας πάγου, τότε ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος κατέρχεται κάτω τῆς θερμοκρασίας τοῦ περιβάλλοντος καὶ διατηρεῖται χαμηλή, ὅσον ὑπάρχει πάγος.

Πάντως ἔστω καὶ ἐὰν διαθέσωμεν ἀπεριόριστον ποσότητα πάγου, ἡ χαμηλοτέρα θερμοκρασία τοῦ ὕδατος τοῦ δοχείου θὰ εἶναι ἐκείνη τοῦ πάγου.

Ὅταν τὸ ὕδωρ ἀποκτήση τὴν θερμοκρασίαν τοῦ πάγου, παύει καὶ ἡ ροὴ θερμότητος ἀπὸ αὐτὸ πρὸς τὸν πάγον λόγω μὴ ὑπάρξεως διαφορᾶς θερμοκρασίας. Ἑπομένως, τὸ ὕδωρ δὲν δύναται νὰ παγώση, διότι ἀπαιτεῖται πρὸς τοῦτο ἀφαίρεσις καὶ ἄλλης θερμότητος ἀπὸ αὐτό, τῆς *λανθανούσης θερμότητος πήξεως.*

Εἶναι ἑπομένως φανερὸν ὅτι τὸ ἀνωτέρω σύστημα εἶναι ἄχρηστον, ὅταν ἀντικειμενικὸς σκοπὸς εἶναι ἡ παραγωγὴ πάγου ἢ ἀπόκτησις θερμοκρασίας κάτω ἐκείνης τοῦ πάγου.

Ἀμφότεροι οἱ ἀντικειμενικοὶ σκοποὶ ἐπιτυγχάνονται διὰ τῆς χρησιμοποιήσεως ἑνὸς καταλλήλου *ψυκτικοῦ κύκλου.*

16·2 Ἰδανικὴ ψῦξις. Ἀντίστροφος κύκλος Carnot.

Συμφώνως πρὸς τὸν δεύτερον θερμοδυναμικὸν νόμον θερμότης ἀφ' ἑαυτῆς οὐδέποτε ρέει ἀπὸ μίαν περιοχὴν εἰς ἄλλην, ἡ ὁποία εὑρίσκεται εἰς ὑψηλοτέραν θερμοκρασίαν.

Ὁ ἀντικειμενικὸς σκοπὸς ἑνὸς ψυκτικοῦ κύκλου εἶναι *νὰ ἀπορροφῇ θερμότητα ἀπὸ σῶμα, ποὺ εὑρίσκεται εἰς χαμηλὴν θερμοκρασίαν καὶ νὰ τὴν ἀποβάλλη εἰς ἄλλο σῶμα, ποὺ εὑρίσκεται εἰς ὑψηλοτέραν θερμοκρασίαν.* Διὰ

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

νὰ ἐπιτευχθῆ τοῦτο ἀπαιτεῖται δαπάνη ἐνεργείας, ἡ ὁποία ἄλλοτε δαπανᾶται ὡς μηχανικὸν ἔργον καὶ ἄλλοτε ὡς θερμότης.

Ἡ μεταφορὰ αὐτὴ τῆς θερμότητος ἀπὸ χαμηλὴν εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν πραγματοποιεῖται ὑπὸ διαφόρων κύκλων, εἰς τοὺς ὁποίους τὸ ἐργαζόμενον μέσον ἢ ὀρθότερον ὁ *ψυκτικὸς φορεὺς* εὑρίσκεται ἐναλλὰξ εἰς χαμηλὰς καὶ ὑψηλὰς θερμοκρασίας.

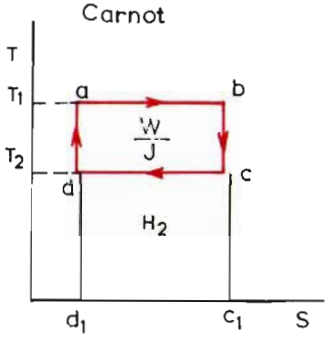
Ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ ψυκτικοῦ φορέως εἶναι μικροτέρα ἀπὸ ἐκείνην τοῦ σώματος, ποὺ θέλομεν νὰ ψύξωμεν, τότε θερμότης ἀπὸ τὸ σῶμα ρέει πρὸς τὸν ψυκτικὸν φορέα. Ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ ψυκτικοῦ φορέως εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὴν περιβάλλουσαν ἀτμόσφαιραν, τότε θερμότης ἀποβάλλεται πρὸς τὸ περιβάλλον.

Εἰς τὰ πλεῖστα τῶν ψυκτικῶν συστημάτων ἡ μεταβολὴ αὐτὴ τῆς θερμοκρασίας τοῦ ψυκτικοῦ φορέως πραγματοποιεῖται διὰ καταναλώσεως μηχανικῆς ἐνεργείας, δηλαδὴ διὰ δαπάνης ἔργου ἐπὶ τοῦ ψυκτικοῦ φορέως.

Οὕτως, αἱ ἐναλλαγαὶ ἐνεργείας εἰς ἕνα ψυκτικὸν κύκλον λαμβάνουν χώραν κατὰ ἀντίθετον σειρὰν ἀπὸ τὰς ἀντιστοίχους ἐναλλαγὰς ἑνὸς κύκλου κινητηρίας μηχανῆς καὶ διὰ τοῦτο συχνὰ ἓν ψυκτικὸν σύστημα ὀνομάζεται καὶ *ἀντλία θερμότητος*.

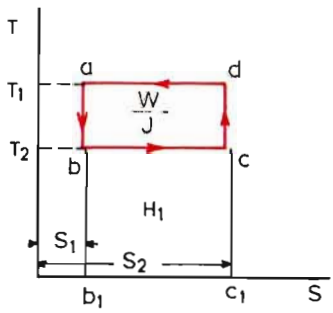
Ἡ ἀντιστροφὴ τῆς σειρᾶς τῶν ἀλλαγῶν εἰς ἕνα κύκλον Carnot δίδει μίαν ἐξαιρετικὴν εἰκόνα τῶν βασικῶν ἀπαιτήσεων οἱουδήποτε συστήματος μηχανικῆς ψύξεως.

Κανονικὸς κύκλος Carnot



Σχ. 16·2α.

Ἀντίστροφος κύκλος Carnot



Σχ. 16·2β.

Εἰς τὸ σχῆμα 16·2α ἔχομεν τὸν κανονικὸν κύκλον Carnot. Θερμότης λαμβάνεται ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον ὑπὸ ὑψηλὴν θερμοκρασίαν T_1 κατὰ μῆκος τῆς ἀλλαγῆς ab, καὶ ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον ὑπὸ χαμηλὴν θερμοκρασίαν T_2 κατὰ τὴν cd.

Τὸ ἔργον W/J τοῦ κύκλου αὐτοῦ εἶναι, ὡς γνωστόν, ἡ διαφορά:

$$\frac{W}{J} = \text{χορηγηθεῖσα θερμότης} - \text{ἀποβληθεῖσα θερμότης} = H_1 - H_2.$$

Εἰς τὸ σχῆμα 16·2β ἔχομεν τὸν ἴδιον κύκλον Carnot, ἀλλὰ μὲ θερ-

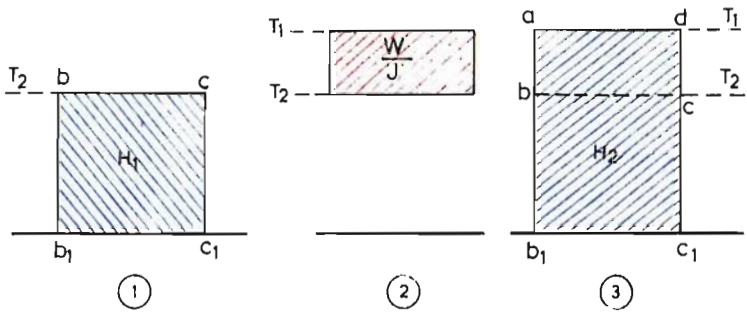
μοδυναμικὰς ἀλλαγάς, ποὺ πραγματοποιοῦνται κατ' ἀντίστροφον σειράν. Εἰς τὸν ἀντίστροφον κύκλον θερμότης ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον κατὰ τὴν ἀλλαγὴν bc ὑπὸ χαμηλὴν θερμοκρασίαν T_2 (σχ. 16·2β).

Ἡ θερμότης αὐτὴ καταθλίβεται εἰς τὴν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν T_1 μέσω τῆς ἀδιαβατικῆς συμπιέσεως cd καὶ ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον εἰς τὴν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν T_1 κατὰ τὴν ἀλλαγὴν da. Ἡ ἀλλαγὴ ab παριστᾶ τὴν *ἰσοεντροπικὴν ἐκτόνωσιν* διὰ νὰ κλείση ὁ κύκλος.

Σημειοῦται ὅτι εἰς ἀμφοτέρους τοὺς κύκλους τὸ H_1 καὶ H_2 παριστοῦν χορηγηθεῖσαν καὶ ἀποβληθεῖσαν θερμότητα, μολονότι αἱ ἐπιφάνειαι, ποὺ παριστοῦν τὰ ποσὰ αὐτά, ἔχουν *ἀνταλλαγῆ* λόγω τοῦ ἀντιστρόφου τῶν κύκλων.

Εἰς τὸν κύκλον τοῦ σχήματος 16·2β παράγεται χρήσιμον ἔργον ἀπὸ τὸ ἐργαζόμενον μέσον κατὰ τὴν ἰσοεντροπικὴν ab καὶ ἰσοθερμοκρασιακὴν bc, ἀλλὰ τὸ οὕτω παραγόμενον ἔργον εἶναι μικρότερον ἀπὸ ἐκεῖνο, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὰς ἀντιστοίχους ἀλλαγὰς συμπιέσεως cd καὶ da.

Κατόπιν τούτου ἀπαιτεῖται ἡ χορήγησις ἔργου ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγὴν διὰ τὴν πραγματοποίησιν τοῦ ἀντιστρόφου κύκλου.



Σχ. 16·2γ.

Εἰς τὸ σχῆμα 16·2γ ἐμφαίνονται τὰ σχετικὰ μεγέθη τῶν ἀπαιτουμένων ποσῶν ἐνεργείας. Οὕτως, εἰς τὸ (1) εἶναι ἡ ἐπιφάνεια bcc_1b_1 ποὺ παριστᾶ τὴν ἐνέργειαν, ποὺ λαμβάνομεν λόγω τῶν ἀλλαγῶν ab καὶ bc. Εἰς τὸ (3) εἶναι ἡ ἐπιφάνεια ab_1c_1d, ποὺ παριστᾶ τὴν ἀπαιτουμένην ἐνέργειαν διὰ τὰς ἀλλαγὰς cd καὶ da. Ἑπομένως διὰ νὰ πραγματοποιηθῆ ὁ κύκλος ἀπαιτεῖται νὰ δοθῆ ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγὴν ἐνέργεια ὑπὸ μορφὴν μηχανικοῦ ἔργου (ἢ θερμότητος) ἴσον μὲ τὴν ἐπιφάνειαν (2) τοῦ σχήματος 16·2γ.

Οὕτω δι' ἕνα ἀναστρεφόμενον κύκλον τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον W/J διὰ τὴν πραγματοποίησίν του ἰσοῦται μέ :

$$\frac{W}{J} = H_2 - H_1 \qquad (248)$$

Συμπεράσματα.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτουν τὰ ἑξῆς συμπεράσματα, ποὺ μᾶς δίδει ὁ ἰδανικὸς ψυκτικὸς κύκλος Carnot :

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

α) Ἡ θερμότης ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὸν κύκλον ὑπὸ σταθερὰν χαμηλὴν θερμοκρασίαν καὶ ἀντλεῖται μέσω μιᾶς ἰσοεντροπικῆς συμπιέσεως εἰς τὴν περιοχὴν ὑψηλῆς θερμοκρασίας.

β) Ἡ θερμότης ἀποβάλλεται ὑπὸ σταθερὰν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν καὶ μέσω μιᾶς ἰσοεντροπικῆς ἐκτονώσεως κλείει ὁ κύκλος.

γ) Διὰ νὰ πραγματοποιηθῇ ὁ κύκλος ἀπαιτεῖται ἡ δαπάνη ἐνεργείας ἀπὸ ἐξωτερικὴν πηγήν.

16·3 Ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα. Ψυκτικὸς τόννος. Συντελεστὴς λειτουργίας ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως.

Ἀποτέλεσμα τῆς πραγματοποιήσεως ἑνὸς ψυκτικοῦ κύκλου εἶναι ἡ ἀφαίρεσις θερμότητος ἀπὸ μίαν περιοχὴν χαμηλῆς θερμοκρασίας. Τὴν ἀφαιρουμένην αὐτὴν θερμότητα ἀπορροφεῖ τὸ ἐργαζόμενον μέσον, δηλαδὴ ὁ ψυκτικὸς φορεύς, ὅπως θὰ ἐξηγηθῇ λεπτομερέστατα βραδύτερον.

Οὕτως, εἰς τὸ σχῆμα 16·2β καὶ 16·2γ(3) ἡ ἐπιφάνεια $bcb_1c_1 = H_1$ παριστᾶ τὸ χρήσιμον ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα, ποὺ πραγματοποιεῖ ὁ κύκλος. Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀπορροφεῖται (ἀπὸ τὴν περιοχὴν χαμηλῆς θερμοκρασίας) ἀνὰ μονάδα βάρους ψυκτικοῦ φορέως, ποὺ κυκλοφορεῖ εἰς τὸν κύκλον, ὀνομάζεται *ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα (ΨΑ)*.

Ὁ ἀντικειμενικὸς σκοπὸς τῶν κύκλων λειτουργίας τῶν κινητηρίων μηχανῶν εἶναι ἡ παραγωγὴ τοῦ μηχανικοῦ ἔργου καὶ ἡ ἱκανότης τῶν συστημάτων αὐτῶν μετρεῖται μὲ τὸ παραγόμενον ἔργον ἀνὰ μονάδα χρόνου ἢ εἰς ἵππους.

Ἡ ψυκτικὴ ἱκανότης ἑνὸς συστήματος μετρεῖται μὲ τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ δύναται νὰ ἀφαιρέση εἰς ὡρισμένον χρόνον ἀπὸ ἓν σῶμα χαμηλῆς θερμοκρασίας. Οὕτως, ἡ ἱκανότης ἑνὸς ψυκτικοῦ συστήματος μετρεῖται εἰς ψυκτικοὺς τόννους.

Ψυκτικὸς τόννος (ΨΤ) εἶναι μονὰς ψυκτικῆς ἱκανότητος καὶ ἀντιπροσωπεύει ἀφαίρεσιν θερμότητος 288 000 BTU εἰς ἓν 24ωρον.

Ἡ μονὰς αὐτὴ καθωρίσθη ἀπὸ τὴν American Society of Refrigerating Engineers ὡς ἑξῆς :

Ἡ λανθάνουσα θερμότης τήξεως τοῦ πάγου ἀπὸ θερμοκρασίαν 32°F εἰς ὕδωρ 32°F εἶναι 144 BTU. Εἰς τόννος πάγου ἔχει 2000 lb (short-ton)· ἑπομένως εἰς τόννος πάγου χρειάζεται 144 × 2000 = 288 000 BTU διὰ νὰ τακῇ ἀπὸ θερμοκρασίαν 32°F εἰς ὕδωρ 32°F.

Φυσικὸν ἐπακόλουθον τῶν ἀνωτέρω εἶναι ὁ ΨΤ νὰ ἰσοῦται ἐπίσης μὲ 12 000 BTU/h ἢ 200 BTU/min. Μία ψυκτικὴ ἐγκατάστασις, ποὺ ἀφαιρεῖ

ἀπὸ τοὺς ψυκτικοὺς θαλάμους 200 BTU/min ἢ 12000 BTU/h ἢ 288000 BTU ἀνὰ 24ωρον λέγομεν ὅτι εἶναι ἱκανότητος ἑνὸς ψυκτικοῦ τόννου.

Ἡ συμπεριφορὰ ἑνὸς κύκλου ἢ συστήματος κρίνεται μὲ βάσιν τὴν ἱκανότητά του εἰς τὴν πραγματοποίησιν τοῦ σκοποῦ του. Ἡ ἀπόδοσις τῶν κινητηρίων κύκλων, ὡς ἐξητάσθησαν εἰς τὸ Κεφάλαιον 5, δίδεται ἐκ τῆς ἰσότητος (65) ἤτοι :

$$\eta_\theta = \frac{\text{θερμότης ποὺ μετατρέπεται εἰς ἔργον}}{\text{χορηγηθεῖσα θερμότης}}.$$

Ἡ ἀπόδοσις αὐτή, ὡς εἴδομεν, εἶναι εἷς συντελεστής, ὁ ὁποῖος πολλαπλασιαζόμενος ἐπὶ τὴν χορηγηθεῖσαν ἐνέργειαν, δίδει τὸ χρήσιμον ἀποτέλεσμα, ποὺ πρέπει νὰ ἀναμένεται ἀπὸ τὸν κύκλον.

Ἡ συμπεριφορὰ ἑνὸς ψυκτικοῦ κύκλου καθορίζεται μὲ παρομοίαν βάσιν, ἤτοι μὲ ἕνα συντελεστήν, ὁ ὁποῖος εὑρίσκεται διὰ τῆς διαιρέσεως τοῦ χρησίμου ἀποτελέσματος τοῦ κύκλου, ποὺ εἶναι τὸ *ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα*, διὰ τῆς ἐνεργείας ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται διὰ νὰ ἐπιτευχθῇ αὐτό.

Ὁ συντελεστὴς αὐτὸς ὀνομάζεται *συντελεστὴς λειτουργίας (ΣΛ)* τοῦ κύκλου καὶ εἶναι :

$$\Sigma\Lambda = \frac{\text{ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα}}{\text{ἀπαιτούμενον ἔργον}} = \frac{J\,(\Psi A)}{W} \qquad (249)$$

Διὰ τὸν ἀναστρεφόμενον κύκλον Carnot ὁ ΣΛ καθορίζεται μὲ ὅρους θερμοκρασίας μόνον. Πράγματι ἐκ τοῦ σχήματος 16·2β ἔχομεν :

$$\Psi A = \text{ἐπιφάνεια } bcc_1b_1 = T_2\,(S_2 - S_1)$$

$$\frac{W}{J} = \text{ἐπιφάνεια } abcd = (T_1 - T_2)\,(S_2 - S_1).$$

Ἑπομένως $$\Sigma\Lambda = \frac{T_2(S_2 - S_1)}{(T_1 - T_2)\,(S_2 - S_1)} \quad \text{ἢ}$$

$$\Sigma\Lambda = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \qquad (250)$$

Εἰς τοὺς ψυκτικοὺς κύκλους, ἰδανικοὺς καὶ πρακτικούς, ποὺ θὰ ἐξετασθοῦν περαιτέρω, θὰ ἴδωμεν πῶς καθορίζεται τὸ ΨΑ καὶ τὸ δαπανώμενον μηχανικὸν ἔργον, τὸ ὁποῖον διὰ κύκλους μηχανικῆς ψύξεως εἶναι τὸ ἀπαιτούμενον διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ, ποὺ θὰ συμπιέση τὸν ψυκτικὸν φορέα ἀπὸ τὴν χαμηλὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν εἰς τὴν ὑψηλὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

Παράδειγμα.

Ψυκτική ἐγκατάστασις ἀφαιρεῖ ἀπὸ τοὺς ψυκτικοὺς θαλάμους 10 000 BTU/min. Εἰς τὸ κύκλωμα κυκλοφοροῦν 170 lb ψυκτικοῦ φορέως ἀνὰ λεπτὸν καὶ ἡ ἀπαιτουμένη ἱπποδύναμις διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ εἶναι 60 HP. Ὁ ψυκτικὸς φορεὺς ἀφαιρεῖ θερμότητα ἀπὸ περιοχὴν (ψυκτικοὺς θαλάμους) θερμοκρασίας 20° F καὶ τὴν ἀποβάλλει εἰς περιοχὴν θερμοκρασίας 80° F (περιβάλλον).

Ζητεῖται : α) Ἡ ἱκανότης τῆς ἐγκαταστάσεως εἰς ΨΤ. β) Τὸ ΨΑ εἰς BTU/lb. γ) Ὁ ΣΛ τῆς πραγματικῆς ἐγκαταστάσεως. δ) Ὁ ΣΛ, ἐὰν ἡ ψῦξις ἦτο ἰδανικὴ κύκλου Carnot.

Λύσις

α) Ἱκανότης ψύξεως $= \dfrac{\text{ἀπορροφουμένη θερμότης BTU/min}}{\text{200 BTU/min ἀνὰ ΨΤ}} = \dfrac{10000}{200} = 50$ ΨΤ

β) ΨΑ $= \dfrac{\text{ἀπορροφουμένη θερμότης BTU/min}}{\text{βάρος ψυκτικοῦ φορέως εἰς lb/min}} = \dfrac{10000}{170}$ ἢ ΨΑ $= 58{,}8$ BTU/lb

γ) Ἀπαιτούμενον μηχανικὸν ἔργον $\dfrac{W}{J} = \dfrac{\text{HP} \cdot 2545}{\text{βάρος ψυκτικοῦ φορέως ἀνὰ min} \times 60}$

ἢ $\dfrac{W}{J} = \dfrac{60 \times 2\,545}{170 \times 60} = 14{,}97$ BTU/lb ψυκτικοῦ φορέως

ΣΛ $= \dfrac{\text{ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα}}{\text{ἀπαιτούμενον ἔργον εἰς μονάδας θερμότητος}} = \dfrac{58{,}8}{14{,}97}$ ἢ ΣΛ $= 3{,}93$

δ) $$\text{ΣΛ Carnot} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

$$T_2 = 20 + 460 = 480^\circ \text{ F} \qquad T_1 = 80 + 460 = 540^\circ \text{ F}$$

$$\text{καὶ} \qquad \text{ΣΛ Carnot} = \frac{480}{540 - 480} = 8$$

16·4 Μηχανικὴ ψῦξις διὰ συμπιέσεως ἀτμῶν. Ἀναστρεφόμενος κύκλος Rankine.

Εἰς τὸν ἀναστρεφόμενον κύκλον Carnot καθωρίσθησαν αἱ προϋποθέσεις διὰ τὴν ἐπίτευξιν τῆς πλέον ἀποδοτικῆς ψύξεως, δηλαδὴ μὲ τὸν μέγιστον συντελεστὴν λειτουργίας. Διὰ νὰ ἐπιτευχθῇ ἡ ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν ἀπορρόφησις καὶ ἀποβολὴ θερμότητος ἀπὸ τὸν ψυκτικὸν φορέα (ὡς ὁρίζει ὁ Carnot), πρέπει ὁ φορεὺς νὰ εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν ἀτμοῦ καὶ ποτὲ εἰς κατάστασιν ἀερίου.

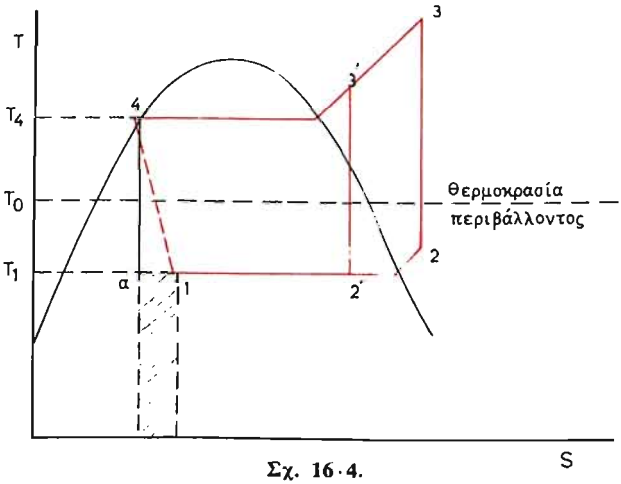
Ὁ ἀντίστροφος κύκλος Rankine εἶναι ἡ βάσις, ἐπὶ τῆς ὁποίας πραγματοποιεῖται εἰς τὴν πρᾶξιν ὁ πρακτικὸς κύκλος ψύξεως διὰ συμπιέσεως ἀτμῶν, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 16·4.

Εἰς τὸν ἀντίστροφον κύκλον Rankine ἀπορροφεῖται λανθάνουσα θερμότης ἀπὸ τὸν ψυκτικὸν φορέα ὑπὸ σταθερὰν χαμηλὴν θερμοκρασίαν (ἀλλαγὴ 1-2′) καὶ μὲ ἀποτέλεσμα τὴν αὔξησιν τοῦ βαθμοῦ ξηρότητος ἑνὸς καταλλήλου ἀτμοῦ, ὁ ὁποῖος χρησιμοποιεῖται πρὸς τὸν σκοπὸν αὐτόν.

Ἐν συνεχείᾳ ὁ ἀτμὸς συμπιέζεται μέσω συμπιεστοῦ ἀδιαβατικῶς (ὅπως εἰς κύκλον Carnot) κατὰ τὴν 2′-3′. Ἡ τελικὴ πίεσις μετὰ τὴν ἀδιαβατικὴν

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

συμπίεσιν πρέπει νὰ εἶναι τόση, ὥστε ἡ θερμοκρασία κορεσμοῦ (T_4 εἰς τὸ σχῆμα), ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν πίεσιν αὐτήν, νὰ εἶναι ἀρκετὰ ὑψηλοτέρα ἀπὸ ἐκείνην τοῦ περιβάλλοντος (T_0 εἰς τὸ σχῆμα).



Σχ. 16·4.

Τοῦτο εἶναι βασικὸν εἰς ἕνα ψυκτικὸν κύκλον, ὥστε ὁ ψυκτικὸς φορεὺς νὰ δύναται νὰ ἀποβάλλη θερμότητα εἰς τὸ περιβάλλον.

Ἀπὸ τὸ σημεῖον 3' (τέλος τῆς συμπιέσεως) ὁ ψυκτικὸς φορεὺς ἀποβάλλει θερμότητα πρὸς τὸ περιβάλλον, πρῶτον τὴν αἰσθητὴν ὑπερθερμάνσεως καὶ ἐν συνεχείᾳ τὴν λανθάνουσαν, ἕως ὅτου ὑγροποιηθῆ εἰς σημεῖον 4 (ἀλλαγὴ 3' - 4).

Διὰ νὰ κλείση ὁ κύκλος ἀντὶ τῆς ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως 4 - α (ὅπως εἰς Carnot), ἡ ὁποία εἰς τὴν πρᾶξιν ἐπιτυγχάνεται δυσχερῶς, ἐκτελεῖται στραγγαλισμὸς τοῦ ὑγροῦ μέσω ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος (ἀλλαγὴ 4 - 1).

Οὕτως ἡ χαμηλὴ θερμοκρασία T_1 (εἰς τὸ σχῆμα) ρυθμίζεται ἀναλόγως μὲ τὴν τελικὴν πίεσιν μέσω μειωτῆρος πιέσεως, ὁ ὁποῖος ἀντικαθιστᾶ τὸ ἔμβολον καὶ τὸν κύλινδρον, ποὺ θὰ ἐχρειάζετο διὰ νὰ ἐπιτευχθῆ ἡ ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ 4 - α.

Εἰς τὴν πρᾶξιν διὰ λόγους ἀσφαλείας λειτουργίας τῆς ἐγκαταστάσεως καὶ διὰ νὰ ἀποφευχθῆ ὁ κίνδυνος εἰσόδου εἰς τὸν συμπιεστὴν μεγάλης ποσότητος ὑγροῦ ἀτμοῦ χαμηλῆς πιέσεως, ὁ ψυκτικὸς φορεὺς ὑπερθερμαίνεται ἐλαφρῶς, πρὶν εἰσέλθη εἰς τὸν συμπιεστὴν (σημεῖον 2) καὶ οὕτως ἡ ἀδιαβατικὴ συμπίεσις θὰ εἶναι ἡ 2 - 3 ἀντὶ τῆς 2' - 3'.

Τὸ ΨΑ $= H_1 = i_3 - i_1 =$ kcal/kg (ἢ BTU/lb).

Ἀποβληθεῖσα θερμότης $H_2 = i_3 - i_4$ kcal/kg (ἢ BTU/lb).

Ἀπαιτούμενον ἔργον $\frac{W}{J} = H_2 - H_1 = (i_3 - i_4) - (i_2 - i_1)$.

Ἐπειδὴ ὅμως ἀπὸ τὸ 4 ἕως τὸ 1 ἔχομεν στραγγαλισμόν, θὰ εἶναι $\iota_4 = \iota_1$ (σταθερὰ ὁλικὴ θερμότης, παράγρ. 8·7).

Ἑπομένως $\frac{W}{J} = (\iota_3 - \iota_4) - (\iota_2 - \iota_4)$ καὶ ἀπαιτούμενον ἔργον :

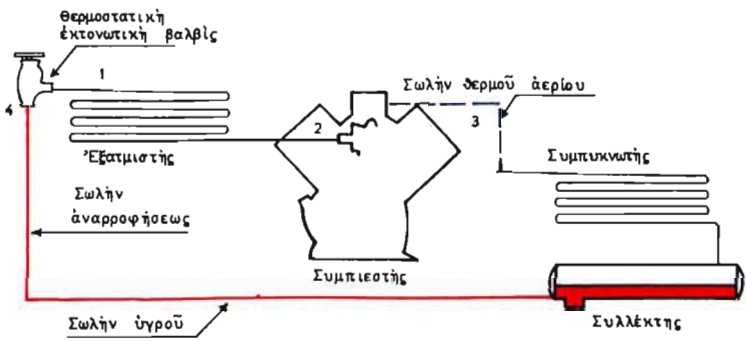
$$\frac{W}{J} = \iota_3 - \iota_2 \text{ kcal/kg} \quad (\text{ἢ BTU/lb})$$

καὶ ὁ $$\Sigma\Lambda = \frac{\iota_2 - \iota_1}{\iota_3 - \iota_2}$$

16·5 Βασικὰ ἐξαρτήματα διὰ τὴν πραγματοποίησιν ψυκτικοῦ κύκλου διὰ συμπιέσεως.

Τὰ βασικὰ ἐξαρτήματα διὰ τὴν πραγματοποίησιν ψυκτικοῦ κύκλου διὰ συμπιέσεως εἶναι :

Ὁ *συμπιεστής*· ὁ *συμπυκνωτὴς* μὲ τὸν συλλέκτην ὑγροῦ· ἡ *ἐκτονωτικὴ βαλβὶς* καὶ ὁ *ἐξατμιστής*, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 16·5.



Σχ. 16·5.

Ἡ ὅλη λειτουργία τοῦ συστήματος γίνεται ὡς κάτωθι : (οἱ ἀριθμοὶ τοῦ σχήματος 16·5 εἶναι ἀντίστοιχοι μὲ τοῦ σχήματος 16·4 τοῦ ἀντιστρόφου κύκλου Rankine). Εἰς τὸ σημεῖον 2 ὁ συμπιεστὴς ἀναρροφεῖ ψυκτικὸν φορέα καὶ τὸν συμπιέζει ἀδιαβατικῶς μὲ ἀποτέλεσμα αὔξησιν τῆς πιέσεώς του τόσον, ὥστε ἡ θερμοκρασία κορεσμοῦ τοῦ φορέως (ἀντίστοιχος τῆς πιέσεως αὐτῆς) νὰ εἶναι ἀρκετὰ μεγαλυτέρα τῆς τοῦ περιβάλλοντος (σημεῖον 3). Τὸ θερμὸν ὑψηλῆς πιέσεως ἀέριον εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ, πέριξ τοῦ ὁποίου κυκλοφορεῖ ὕδωρ ἢ ἀήρ χαμηλοτέρας θερμοκρασίας τῆς τοῦ ψυκτικοῦ φορέως, ὁπότε αὐτὸς ἀποβάλλει τὴν θερμότητα ὑπερθερμάνσεως καὶ τὴν λανθάνουσα θερμότητά του καὶ ὑγροποιεῖται ἐντὸς τοῦ συλλέκτου.

Ἀπὸ τὸν συλλέκτην τὸ ὑγρὸν ὑψηλῆς σχετικῶς θερμοκρασίας καὶ πιέσεως ὁδηγεῖται πρὸ τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος (σημεῖον 4). Ὁ ὑγρὸς τώρα

ψυκτικὸς φορεὺς διερχόμενος διὰ τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος ὑφίσταται στραγγαλισμόν, μερικὴν ἀτμοποίησιν ἐντὸς τῆς βαλβῖδος (ἀλλαγὴ 4-1) καὶ εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ ἐξατμιστοῦ (σημεῖον 1) εἰς κατάστασιν λίαν ὑγροῦ ὑδρατμοῦ μὲ περίπου $\chi = 0,2$.

Ἓν μέρος δηλαδὴ τῆς λανθανούσης θερμότητος ἀτμοποιήσεως ἀπορροφεῖται ἐντὸς τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος. Τὸ μέρος αὐτὸ τῆς λανθανούσης θερμότητος παρίσταται διὰ τῆς γραμμοσκιασμένης ἐπιφανείας κάτωθεν τῆς γραμμῆς α-1 εἰς τὸ σχῆμα 16·4. Τὸ τμῆμα αὐτὸ δὲν δίδει ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα ἀλλὰ εἶναι ἐκεῖνο, ποὺ προκαλεῖ πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ψυκτικοῦ φορέως ἀπὸ τὴν ἀντίστοιχον τῆς ὑψηλῆς πιέσεως εἰς ἐκείνην τῆς χαμηλῆς πιέσεως.

Ἀπὸ τὸ σημεῖον 1 ὁ ψυκτικὸς φορεύς, ὡς ἀτμός, εὑρισκόμενος εἰς θερμοκρασίαν κατωτέραν τῆς τοῦ ψυκτικοῦ θαλάμου ἀπορροφεῖ λανθάνουσαν θερμότητα καὶ ὅσον προχωρεῖ καθίσταται ξηρότερος ἀτμός, ξηρὸς ἀτμὸς καὶ τέλος ἀπορροφεῖ καὶ μικρὸν ποσὸν θερμότητος ὑπερθερμάνσεως, ὥστε εἰς τὸ σημεῖον 2, ποὺ θὰ εἰσέλθη εἰς τὸν συμπιεστήν, νὰ εἶναι ἐλαφρῶς ὑπέρθερμος.

Ὡς ἀνεφέραμεν καὶ εἰς τὴν προηγουμένην παράγραφον, ἡ μικρὴ αὐτὴ ὑπερθέρμανσις κρίνεται ἀπαραίτητος διὰ λόγους ἀσφαλείας διὰ νὰ ἐξασφαλίζεται ὅτι δὲν θὰ εἰσέλθη ἐντὸς τοῦ συμπιεστοῦ πολὺ ὑγρὸς ἀτμὸς μὲ κίνδυνον ὑγροποιήσεώς του κατὰ τὴν συμπίεσιν μὲ ὅλα τὰ ἐπακόλουθα ζημιῶν.

Ἡ λειτουργία τῆς θερμοστατικῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος βασίζεται εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ψυκτικοῦ φορέως εἰς τὸ σημεῖον 2.

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τείνη νὰ αὐξηθῆ, τότε ἀνοίγει ἡ βαλβὶς καὶ ἐπιτρέπει περισσότερον ψυκτικὸν φορέα νὰ εἰσέλθη εἰς τὸν ἐξατμιστήν.

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τείνη νὰ ἐλαττωθῆ, τότε κλείει ἡ ἐκτονωτικὴ βαλβὶς καὶ ὀλιγωτέρα ποσότης ψυκτικοῦ φορέως εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστήν, ἕως ὅτου ἐπιτευχθῆ κατάστασις ἰσορροπίας.

Λεπτομέρειαι περὶ τῆς λειτουργίας τῆς βαλβῖδος εἶναι ἐκτὸς τοῦ σκοποῦ τοῦ παρόντος βιβλίου καὶ ἀναφέρονται εἰς τὰς ψυκτικὰς μηχανὰς ὡς ἰδιαίτερον μάθημα.

Πάντως, ἀνακεφαλαιοῦντες, ἀπὸ θερμοδυναμικῆς πλευρᾶς εἴδομεν ὅτι :

Ὁ σκοπὸς τοῦ *συμπιεστοῦ* εἶναι :

α) Νὰ ἀπορροφῆ τὸν ψυκτικὸν φορέα εἰς χαμηλὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν καὶ νὰ τὸν καταθλίβη εἰς ὑψηλὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν.

β) Νὰ διατηρῆ χαμηλὴν τὴν πίεσιν τοῦ ψυκτικοῦ φορέως ὡς ἀτμοῦ ἐντὸς τοῦ ἐξατμιστοῦ κατὰ τρόπον, ὥστε ἡ θερμοκρασία του νὰ εἶναι καὶ νὰ διατηρῆται μικροτέρα τῆς τοῦ ψυκτικοῦ θαλάμου.

γ) Νὰ κυκλοφορῆ τὸν ψυκτικὸν φορέα εἰς τὸ σύστημα.

Ὁ σκοπὸς τοῦ *συμπυκνωτοῦ* εἶναι νὰ ἐξέρχεται μέσω αὐτοῦ ἡ θερμότης ἀπὸ τὸ σύστημα εἰς τὸ περιβάλλον (ὑψηλὴ θερμοκρασία).

Ὁ σκοπὸς τῆς *ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος* εἶναι νὰ ἐλαττώνη τὴν πίεσιν καὶ θερμοκρασίαν τοῦ ψυκτικοῦ φορέως, πρὶν αὐτὸς εἰσέλθη εἰς τὸν ἐξα-

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΙΟΥ 1954

τμιστήν, καὶ νὰ διατηρῇ κανονικὴν ροὴν αὐτοῦ ἀναλόγως τῶν ἀναγκῶν τοῦ φορτίου.

Ὁ σκοπὸς τοῦ *ἐξατμιστοῦ* εἶναι νὰ ἀπορροφῆται μέσω αὐτοῦ ἡ θερμότης ἐντὸς τοῦ συστήματος (χαμηλὴ θερμοκρασία).

16·6 Ὑγροποίησις ἀερίων καὶ ἀτμῶν. Ψυκτικοὶ φορεῖς.

Τὸ ἐργαζόμενον μέσον εἰς ἕνα ψυκτικὸν κύκλον ὀνομάζεται *ψυκτικὸς φορεύς*. Ἀπὸ πρακτικῆς πλευρᾶς δυνάμεθα νὰ ὁρίσωμεν ὅτι: *Ψυκτικὸς φορεὺς εἶναι ρευστόν, ποὺ ἀπορροφεῖ θερμότητα δι' ἀτμοποιήσεώς του εἰς χαμηλὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν καὶ ἀποβάλλει θερμότητα διὰ συμπυκνώσεώς του εἰς ὑψηλοτέραν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν.* Αἱ θερμοδυναμικαὶ ἰδιότητες, ὅπως ἐξητάσθησαν εἰς τοὺς ὑδρατμούς, δηλαδὴ ὁλικὴ θερμότης (ἐνθαλπία), λανθάνουσα θερμότης, βαθμὸς ξηρότητος, εἰδικὸς ὄγκος, πίεσις, θερμοκρασία καὶ ἐντροπία, ἰσχύουν καὶ διὰ τοὺς ψυκτικοὺς φορεῖς τοὺς εὑρισκομένους εἰς κατάστασιν ἀτμοῦ. Ἡ μόνη διαφορὰ εἶναι ὅτι, ἐνῶ διὰ τὸν ὑδρατμὸν ὡς ἀρχὴ μετρήσεως τῆς θερμότητος καὶ ἐντροπίας λαμβάνεται ὕδωρ θερμοκρασίας 0^0 C ἢ 32^0 F, προκειμένου περὶ ψυκτικῶν φορέων ὡς τοιαύτη θερμοκρασία λαμβάνεται τὸ -40^0 C, εἰς τὸ ὁποῖον, ὡς γνωστόν, ἀντιστοιχεῖ -40^0 F.

Δηλαδὴ ψυκτικὸς φορεὺς εἰς κατάστασιν ὑγροῦ, θερμοκρασίας -40^0 C θεωρεῖται ὅτι δὲν περιέχει καθόλου θερμότητα καὶ ἔχει μηδὲν ἐντροπίαν.

Βασικὸν χαρακτηριστικὸν ἑνὸς ψυκτικοῦ φορέως εἶναι ἡ ἱκανότης του νὰ δύναται νὰ ὑγροποιηθῇ ὑπὸ συνθήκας θερμοκρασίας τοῦ περιβάλλοντος.

Ἀπὸ τὴν Φυσικὴν εἶναι γνωστὸν ὅτι οὐδὲν ἀέριον ὑγροποιεῖται, ἐὰν ἡ θερμοκρασία του δὲν κατέλθῃ κάτωθεν τῆς *κριτικῆς* (ἰδὲ καὶ παράγρ. 8·1). Διὰ νὰ εἶναι ἑπομένως εὔκολος ἡ συμπύκνωσις ἑνὸς ψυκτικοῦ φορέως εἶναι βασικὸν νὰ ἔχῃ αὐτὸς ὑψηλὴν κριτικὴν θερμοκρασίαν.

Οὕτω τὸ ὑδρογόνον μὲ κριτικὴν θερμοκρασίαν -241^0C εἶναι ἀδύνατον νὰ ὑγροποιηθῇ ὑπὸ ἀτμοσφαιρικὰς συνθήκας θερμοκρασιῶν, ὅσον καὶ ἐὰν συμπιεσθῇ, διότι ἡ θερμοκρασία του πρέπει νὰ κατέλθῃ κάτω τῶν -241^0C, ἐνῶ ἡ ἀμμωνία μὲ κριτικὴν θερμοκρασίαν $+130^0$C ὑγροποιεῖται εὐκόλως.

Γενικῶς εἷς καλὸς ψυκτικὸς φορεὺς δὲν πρέπει νὰ ἐπιδρᾷ διαβρωτι-

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

κῶς εἰς τὰς σωληνώσεις, συμπιεστὴν κ.λπ., πρέπει νὰ εἶναι ἀβλαβὴς εἰς τοὺς ἀνθρώπους καὶ τὰ τρόφιμα, νὰ μὴ ἀπαιτῇ ὑψηλὰς πιέσεις διὰ τὴν συμπύκνωσίν του, ἐνῶ συγχρόνως ὁ ὄγκος τοῦ συμπιεστοῦ ἀνὰ ψυκτικὸν τόννον νὰ εἶναι μικρός, δηλαδὴ ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ψυκτικοῦ φορέως νὰ εἶναι μικρὸς εἰς χαμηλὴν θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν.

Τέλος ὁ ψυκτικὸς φορεὺς πρέπει νὰ μὴ ἀναφλέγεται, νὰ ἔχῃ μεγάλην λανθάνουσαν θερμότητα ἀτμοποιήσεως καὶ νὰ ἔχῃ θετικὴν πίεσιν (ἄνω τῆς ἀτμοσφαιρικῆς) εἰς χαμηλὰς θερμοκρασίας.

Διὰ νὰ εἶναι δυνατὴ ἡ σύγκρισις, τὰ χαρακτηριστικὰ τῶν ψυκτικῶν φορέων καθορίζονται μὲ βάσιν 5^0F χαμηλὴν θερμοκρασίαν ἀτμοποιήσεως καὶ 86^0F ὑψηλὴν θερμοκρασίαν συμπυκνώσεως.

Εἰς τὸν Πίνακα 12 τοῦ Παραρτήματος ἀναφέρονται οἱ πλέον ἐν χρήσει ψυκτικοὶ φορεῖς καὶ τὰ χαρακτηριστικά των.

Τρεῖς ἀπὸ τοὺς πλέον ἐνδιαφέροντας ψυκτικοὺς φορεῖς εἶναι ἡ ἀμμωνία, τὸ Freon 12 καὶ τὸ Freon 22.

16·7 Ἀμμωνία, Freon 12 καὶ Freon 22.

Ἀμμωνία

Ἡ ἀμμωνία μὲ τὴν μεγαλυτέραν λανθάνουσαν θερμότητα ἀπὸ ὅλους τοὺς ψυκτικοὺς φορεῖς εἶναι κατάλληλος ψυκτικὸς φορεὺς καὶ διὰ τὰς μεγάλας βιομηχανικὰς ἐγκαταστάσεις ψύξεως. Ἔχει ἰσχυρὰν χαρακτηριστικὴν ὀσμήν, ἐπιδρᾷ βλαβερῶς εἰς τὸ ἀναπνευστικὸν σύστημα καὶ τοὺς ὀφθαλμοὺς καὶ εἶναι λίαν τοξική. Εἰς τὴν φυσικὴν κατάστασίν της ἡ ἀμμωνία εἶναι ἀτμός, διαλύεται δὲ ἐντὸς ὕδατος εἰς μεγάλας ποσότητας. Χρησιμοποιεῖται ἐπίσης εἰς ψυκτικὰς ἐγκαταστάσεις, ὅπου ὁ κύκλος γίνεται δι' ἀπορροφήσεως καὶ ὄχι διὰ συμπιέσεως ἀτμοῦ (παράγρ. 16·11).

Εἰς συνήθεις ἀτμοσφαιρικὰς θερμοκρασίας ἡ ἀμμωνία ὡς ἀτμὸς ἢ ἀέριον δὲν καίεται εἰς τὸν ἀέρα, ὅταν ὅμως θερμανθῇ, καίεται μὲ πρασινοκιτρίνην φλόγα. Ὅταν θερμανθῇ εἰς θερμοκρασίαν ἄνω τῶν 1600^0F, διασπᾶται εἰς τὰ συστατικά της (ἄζωτον καὶ ὑδρογόνον) καὶ ὑπὸ ὡρισμένας συνθήκας τὰ ἀέρια αὐτὰ σχηματίζουν χαρακτηριστικὸν ἐκρηκτικὸν μῖγμα ἀζώτου, ὑδρογόνου καὶ ἀτμῶν ἀμμωνίας, τὸ ὁποῖον ἔχει προκαλέσει πολλάκις ἰσχυρὰς ἐκρήξεις εἰς ψυκτικὰς ἐγκαταστάσεις μὲ ἀμμωνίαν.

Ἀτμὸς ἀμμωνίας οὐδέποτε πρέπει νὰ ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν μὲ ἐρυθροπυρωμένον μέταλλον ἢ κοινὴν φλόγα, διότι ὑπάρχει κίνδυνος νὰ γίνῃ διάσπασις τῶν ἀτμῶν, ἀνάφλεξις τῶν ἐκ τῆς διασπάσεως ἀερίων καὶ ἔκρηξις.

Ἡ ἀμμωνία εἴτε ὑγρὰ εἴτε ὡς ἀτμὸς δὲν ἐπιδρᾷ χημικῶς ἐπὶ ὀρειχάλκου ἢ παρομοίων κραμάτων. Ἐὰν ὅμως περιέχῃ καὶ ὑδρατμοὺς ὕδατος, παράγεται ὑδροξείδιον τῆς ἀμμωνίας, ποὺ εἶναι λίαν διαβρωτικὸν διὰ τὸν χαλκόν, ὀρείχαλκον καὶ ὀλιγώτερον διὰ τὸν χάλυβα.

Πάντως διὰ πρακτικὰς ἐφαρμογὰς γίνεται παραδεκτὸν ὅτι ὁ χάλυψ

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

καὶ ὁ σίδηρος δὲν ἐπηρεάζονται αἰσθητῶς. Οἱ ἀτμοὶ τῆς ἀμμωνίας εἶναι πολὺ ἐλαφροὶ καὶ διαφεύγουν εὐκόλως ἀπὸ μὴ στεγανὰς ἑνώσεις, διὰ τοῦτο ἰδιαιτέρα προσοχὴ πρέπει νὰ δίδεται εἰς τοὺς συνδέσμους τῶν διαφόρων σωληνώσεων.

Δεδομένου ὅτι ἡ ἀμμωνία ἔχει δυσάρεστον καὶ δριμεῖαν ὀσμήν, ἡ ἐλαχίστη διαρροὴ γίνεται ἀντιληπτή, ἀλλὰ ὁ ἐντοπισμός της δὲν εἶναι εὔκολος. Πάντοτε πρέπει νὰ ὑπάρχη διαθέσιμον ὕδωρ μὲ κατάλληλον σωλῆνα, ὥστε νὰ ρίπτεται ὕδωρ καὶ νὰ ἀπορροφῆται ἡ ἀμμωνία, ὅταν ἐντοπισθῆ σημαντικὴ διαρροή.

Ἡ ἀμμωνία ἔχει εἰς τοὺς 5°F εἰδικὸν ὄγκον 8,150 ft^3/lb, πίεσιν 34,27 lb/in^2 ἀπολ. καὶ λανθάνουσαν θερμότητα 565 BTU/lb.

Ἡ κριτικὴ πίεσίς της εἶναι 1651 lb/in^2, ἡ κριτικὴ θερμοκρασία της εἶναι + 266°F καὶ ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ εἰς ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν −28°F. Εἰς τὸν Πίνακα 13 τοῦ Παρατήματος δίδονται τὰ χαρακτηριστικὰ τῆς ἀμμωνίας εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ.

Freon 12.

Εἰς ἀπὸ τοὺς πλέον ἐν χρήσει συγχρόνους ψυκτικοὺς φορεῖς εἰς οἰκιακὰ ψυγεῖα, βιομηχανικὰς ἐγκαταστάσεις ψύξεως, κλιματισμοῦ καὶ ἰδίως εἰς ψυκτικὰς ἐγκαταστάσεις πλοίων εἶναι τὸ Freon 12. Τὸ χημικὸν ὄνομα εἶναι διχλωροδιφθορομεθάνιον (CCl_2F_2), ἔχει δὲ διαφόρους βιομηχανικὰς ὀνομασίας μὲ ἐπικρατεστέραν τὸ Freon 12.

Εἶναι ἄχρουν, σχεδὸν ἄοσμον, δὲν εἶναι δηλητηριῶδες, οὔτε εὔφλεκτον, δὲν εἶναι διαβρωτικὸν καὶ θεωρεῖται ὡς ὁ *καλύτερος* ψυκτικὸς φορεὺς ἰδίως δι' ἐγκαταστάσεις, ὅπου τὸ προσωπικὸν δὲν εἶναι πολὺ εἰδικευμένον.

Εἰς ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν τὸ F12 ἔχει θερμοκρασίαν βρασμοῦ −21,6°F, εἰς τοὺς 5°F ἔχει λανθάνουσαν θερμότητα ἀτμοποιήσεως 69,5 BTU/lb, πίεσιν 26,5 lb/in^2 ἀπολ. καὶ εἰδικὸν ὄγκον 1,485 ft^3/lb. Ἡ κριτικὴ πίεσις εἶναι 582 lb/in^2 καὶ ἡ κριτικὴ θερμοκρασία του 232,6°F. Εἰς τὸν Πίνακα 14 τοῦ Παραρτήματος δίδονται τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ Freon 12 εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ.

Freon 22.

Τοῦτο ἀνήκει εἰς τὴν αὐτὴν κατηγορίαν ψυκτικῶν φορέων μὲ τὸ Freon 12 ἔχει ὅλα τὰ πλεονεκτήματά του, ἀλλὰ διαφέρει εἰς ὡρισμένα χαρακτηριστικά.

Τὸ χημικὸν ὄνομά του εἶναι μονοχλωριοδιφθορομεθάνιον ($CHClF_2$).

Εἰς ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν τὸ F 22 ἔχει σημεῖον βρασμοῦ −41,4°F. Οὕτως, ἐὰν εἰς μίαν ἐγκατάστασιν ψύξεως ἀπαιτῆται θερμοκρασία −40°F, τὸ F 22 πλεονεκτεῖ ἔναντι τοῦ F 12, διότι τὸ σύστημα θὰ λειτουργῆ εἰς τὴν χαμηλὴν πίεσιν μὲ ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, ἐνῶ μὲ τοὺς αὐτοὺς ὅρους τὸ F 12 εἰς τὴν χαμηλὴν πίεσιν θὰ λειτουργῆ μὲ πίεσιν πολὺ κάτω τῆς ἀτμοσφαιρικῆς (ἐν κενῷ). Ἐὰν ὑπάρχη διαρροὴ εἰς τὴν χαμηλὴν πίεσιν, τότε ὁ ἀὴρ τοῦ περιβάλλοντος καὶ ἡ ὑγρασία θὰ εἰσέλθη ἐντὸς τοῦ συστήματος ποὺ λειτουργεῖ μὲ F 12, ἐνῶ τοῦτο δὲν θὰ συμβῆ μὲ τὸ F 22.

ΔΡΥΝΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ἑπομένως, μολονότι ἀκριβότερον προτιμᾶται εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ F 22 ἀπὸ τὸ F 12.

Τὰ ἄλλα χαρακτηριστικὰ τοῦ F 22 εἶναι :

Εἰς τοὺς 5°F ἔχει εἰδικὸν ὄγκον : 1,246 ft^3/lb, πίεσιν 43 lb/in^2 καὶ λανθάνουσα θερμότητα 93,5 BTU/lb.

Συγκρίνοντες τὴν ἀμμωνίαν, τὰ F 12 καὶ F 22 ἀπὸ πλευρᾶς εἰδικοῦ ὄγκου εἰς τοὺς 5°F, βλέπομεν ὅτι ὁ ὄγκος συμπιεστοῦ διὰ τὸ αὐτὸ βάρος κυκλοφορίας ψυκτικοῦ φορέως εἶναι πολὺ μεγαλύτερος μὲ ἀμμωνίαν, ἐνῶ ὁ μικρότερος ὄγκος συμπιεστοῦ εἶναι μὲ F 22. Εἰς τὸν Πίνακα 15 τοῦ Παραρτήματος ἐμφαίνονται τὰ χαρακτηριστικὰ τεσσάρων ἐκ τῶν πλέον ἐν χρήσει ψυκτικῶν φορέων τῆς ὁμάδος Freon.

Ἐκ τούτων τὸ F 12 εἶναι τὸ πλέον ἐν χρήσει, ἐνῶ τὸ F 22 χρησιμοποιεῖται, ὅταν ἀπαιτοῦνται πολὺ χαμηλαὶ θερμοκρασίαι καὶ θάλαμοι ταχείας καταψύξεως. Τὸ F 11 εἶναι Freon χαμηλῆς πιέσεως καὶ χρησιμοποιεῖται εἰς μεγάλας μονάδας κλιματισμοῦ, ποὺ χρησιμοποιοῦν κεντρόφυγας συμπιεστάς. Τὸ Freon 113 εἶναι πολὺ χαμηλῆς πιέσεως καὶ χρησιμοποιεῖται μὲ κεντρόφυγας συμπιεστὰς εἰς ἐγκαταστάσεις κλιματισμοῦ μεγάλης ἱκανότητος εἰς ψυκτικοὺς τόννους.

16·8 Λανθάνουσα θερμότης καὶ ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα.

Εἶναι φανερὸν ὅτι ὅσον μεγαλυτέραν λανθάνουσαν θερμότητα ἀτμοποιήσεως (λ) εἰς τὴν χαμηλὴν θερμοκρασίαν ἔχει εἷς ψυκτικὸς φορεύς, τόσον μεγαλύτερον ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα (ΨΑ) θὰ δίδη.

Δὲν μετατρέπεται ὅμως ὁλόκληρος ἡ λανθάνουσα θερμότης εἰς ΨΑ. Ἕν μέρος αὐτῆς ἀπορροφεῖται κατὰ τὴν δίοδον τοῦ ὑγροῦ ψυκτικοῦ φορέως μέσω τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος. Ἡ λανθάνουσα αὐτὴ θερμότης ἀπορροφεῖται ἀπὸ τὸ ἴδιον τὸ ὑγρόν. Μέρος δηλαδὴ τῆς αἰσθητῆς θερμότητος τοῦ ὑγροῦ μεταβάλλεται εἰς λανθάνουσαν ἀτμοποιήσεως, ἐνῶ ἡ ὁλικὴ θερμότης παραμένει σταθερά, διότι τὸ ὑγρὸν ὑφίσταται στραγγαλισμόν. Ἀποτέλεσμα τούτου εἶναι ἡ αὔξησις τοῦ βαθμοῦ ξηρότητος τοῦ φορέως ἀπὸ $\chi = 0$ (ὑγρὸν εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ) εἰς περίπου $\chi = 0,2$ καὶ ἡ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας του εἰς ἐκείνην τῆς χαμηλῆς πιέσεως.

Ὡς πολὺ ὑγρὸς ἀτμὸς μὲ περίπου $\chi = 0,2$ εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστήν, ἀπορροφεῖ τὰ ὑπόλοιπα 0,8 τῆς λανθανούσης θερμότητος, ἀτμοποιεῖται πλήρως καὶ τέλος ὑφίσταται μικρὰν ὑπερθέρμανσιν.

Ἑπομένως $ΨΑ = 0,8 \cdot λ +$ θερμότης ὑπερθερμάνσεως.

Ἡ θερμότης ὑπερθερμάνσεως εἶναι πολὺ μικρὰ καὶ ἐλάχιστον ρόλον παίζει εἰς τὸ ΨΑ. Ἐκεῖνο ποὺ ἐνδιαφέρει εἶναι ἡ λανθάνουσα θερμότης.

Π.χ. εἰς μίαν ἐγκατάστασιν κλιματισμοῦ μὲ F12, χαμηλὴν πίεσιν 37 lb/in² ἀπολ. καὶ ὑπερθέρμανσιν 10°F, τὸ ΨΑ εὑρίσκεται ὅτι εἶναι 61,29 BTU/lb. Ἐκ τούτων αἱ 60 BTU ὀφείλονται εἰς τὴν λανθάνουσαν θερμότητα καὶ μόνον αἱ 1,29 BTU/lb ὀφείλονται εἰς τὴν θερμότητα ὑπερθερμάνσεως.

Παράδειγμα.

Εἰς ψυκτικὴν ἐγκατάστασιν μὲ ἀμμωνίαν ἡ θερμοκρασία τῆς ὑγρᾶς ἀμμωνίας εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ πρὸ τοῦ ἐκτονωτοῦ εἶναι 76°F, μετὰ τὸν ἐκτονωτὴν ἡ θερμοκρασία πίπτει εἰς τοὺς 10°F καὶ ἐν συνεχείᾳ ἡ ἀμμωνία εἰς κατάστασιν πολὺ ὑγροῦ ἀτμοῦ εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστήν, ἀπὸ τὸν ὁποῖον καὶ ἐξέρχεται εἰς κατάστασιν ξηροῦ ὑδρατμοῦ.

Ζητεῖται: α) Ἡ λανθάνουσα θερμότης ἀτμοποιήσεως καὶ τὸ ΨΑ. β) Ὁ βαθμὸς ξηρότητος τῆς ἀμμωνίας, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστήν.

Λύσις:

α) Ἀπὸ τὸν Πίνακα 13 τοῦ Παραρτήματος παρατηροῦμεν ὅτι εἰς θερμοκρασίαν 76°F ἡ πίεσις εἶναι 128,3 lb/in² θλιβ. καὶ ἡ θερμότης τῆς ὑγρᾶς ἀμμωνίας ρ = 127,4 BTU/lb. Μετὰ τὸν στραγγαλισμὸν μέσω τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος καὶ πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας εἰς 10°F ἡ πίεσις εἶναι 23,8 lb/in² θλιβ. Εἰς τὴν πίεσιν αὐτὴν εὑρίσκεται ἀπὸ τοὺς πίνακας ὅτι ἡ λανθάνουσα θερμότης ἀτμοποιήσεως εἶναι: λ = 561,1 BTU/lb.

Διὰ νὰ εὕρωμεν τὸ ΨΑ σκεπτόμεθα ὡς ἑξῆς:

Ἡ θερμότης τῆς ὑγρᾶς ἀμμωνίας εἰς t = 10°F εἶναι ρ = 53,8 BTU/lb (ἀπὸ τοὺς πίνακας) ἐνῶ, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστήν, ἡ ὁλικὴ θερμότης τῆς ἀμμωνίας πρέπει νὰ εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν πρὸ τοῦ στραγγαλισμοῦ, ἤτοι 127,4 BTU/lb.

Τοῦτο σημαίνει ὅτι 127,4 − 53,8 = 73,6 BTU/lb λανθανούσης θερμότητος ἀπερροφήθη ἐντὸς τοῦ ἐκτονωτοῦ ἀπὸ τὸ ἴδιον τὸ ὑγρὸν (μὲ ἀποτέλεσμα τὴν ψῦξιν του), χωρὶς αὐτὴ νὰ δίδη ΨΑ.

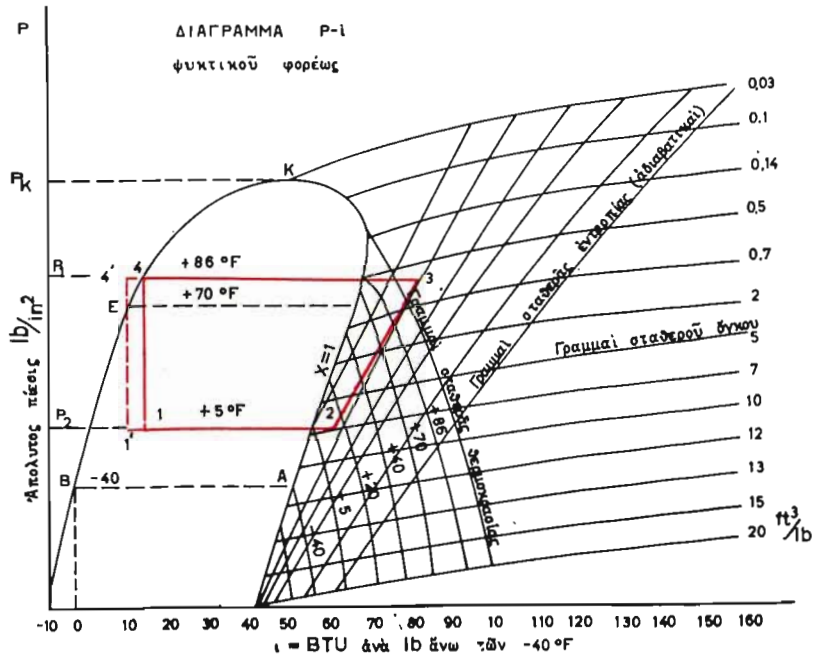
Ἑπομένως ΨΑ = 561,1 − 73,6 = 487,5 BTU/lb.

β) Ὁ βαθμὸς ξηρότητος τῆς ἀμμωνίας, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστήν, θὰ εἶναι: $\chi = \frac{73,6}{561,1} = 0,133$. Δηλαδὴ εἰς τὸν ἐξατμιστὴν ἡ ἀμμωνία εἰσέρχεται σχεδὸν εἰς ὑγρὰν κατάστασιν (ἀλλὰ μὲ t = 10°F).

16·9 Διάγραμμα πιέσεως - ὁλικῆς θερμότητος ἢ ἐνθαλπίας (P - ι) ψυκτικῶν φορέων. Κύκλος λειτουργίας (Ὑπερθέρμανσις καὶ Ὑπόψυξις).

Προκειμένου περὶ θερμικῶν ὑπολογισμῶν ψυκτικῶν ἐγκαταστάσεων διὰ συμπιέσεως ἀτμοῦ, ἐξυπηρετεῖ περισσότερον τὸ διάγραμμα πιέσεως-ἐνθαλπίας τοῦ ἀτμοῦ, ὁ ὁποῖος χρησιμοποιεῖται ὡς ψυκτικὸς φορεὺς εἰς τὴν ἐγκατάστασιν, ὅπως τὸ διάγραμμα Mollier (ι - S)

ἐξυπηρετεῖ τοὺς θερμικοὺς ὑπολογισμοὺς τῶν κινητηρίων ἀτμομηχανῶν. Εἰς τὸ σχῆμα 16·9 παρίσταται σχεδιάγραμμα ἑνὸς διαγράμματος P - ι, ὡς τοῦτο διαγράφεται δι' ὅλους τοὺς ψυκτικοὺς φορεῖς. Λεπτομερὲς διάγραμμα P - ι δι' ὑπολογισμοὺς εἰδικῶς διὰ Freon 12 εὑρίσκεται εἰς τὸ Παράρτημα.



Σχ. 16·9

Ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα, ὁ κάθετος ἄξων παριστᾶ ἀπολύτους πιέσεις εἰς lb/in² καὶ ὁ ὁριζόντιος ἄξων τὴν ἐνθαλπίαν ι τοῦ ψυκτικοῦ φορέως εἰς BTU/lb ἄνω τῶν —40°F.

Ἡ ὁριακὴ γραμμὴ εἰς τὸ ἀριστερὸν σκέλος παριστᾶ ὑγροποιημένον ψυκτικὸν φορέα εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ καὶ εἰς τὸ δεξιὸν τὸν ψυκτικὸν φορέα ὡς ἀτμὸν ξηρόν. Αἱ γραμμαὶ σταθερᾶς ἐντροπίας (ἀδιαβατικὴ ἀλλαγή) εἶναι ἐλαφραὶ καμπύλαι καὶ σχηματίζουν ὀξεῖαν γωνίαν μὲ τὸν ὁριζόντιον ἄξονα.

Αἱ γραμμαὶ σταθεροῦ ὄγκου εἶναι γραμμαὶ σχεδὸν ὁριζόντιαι μὲ ἐλαφρὰν καμπύλωσιν.

ΔΡΥΝΑ ΣΥΓΕΝΙΔΗ 1954

Αἱ γραμμαὶ σταθερᾶς θερμοκρασίας εἶναι καμπύλαι, αἱ ὁποῖαι σταματοῦν ἐπὶ τοῦ σκέλους τῆς ὁριακῆς γραμμῆς $\chi = 1$ καὶ εἶναι σχεδὸν κάθετοι ἐπὶ τοῦ ὁριζοντίου ἄξονος.

Δεδομένου ὅτι ξηρὸς ἀτμὸς καὶ ὑγρὸν (εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ) τῆς αὐτῆς πιέσεως ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ ἐπὶ τῆς ὁριακῆς γραμμῆς $\chi = 0$ εὑρίσκεται, ἐὰν ἀπὸ τὸ ἐπιθυμητὸν σημεῖον φέρωμεν ὁριζοντίαν γραμμὴν μέχρι τοῦ σκέλους $\chi = 1$, ἐπὶ τοῦ ὁποίου καὶ ἀναγινώσκομεν τὴν θερμοκρασίαν.

Βλέπομεν εἰς τὸ διάγραμμα ὅτι εἰς τὸ σημεῖον A ἔχομεν κατάστασιν ψυκτικοῦ φορέως ξηρὸς ἀτμὸς $t = -40^0F$ καὶ ἔναντι, εἰς τὸ σημεῖον B, ἔχομεν ὑγρὸν ψυκτικὸν φορέα μὲ ἐπίσης : $t = -40^0F$.

Παρατηροῦμεν ὅτι, ἐὰν ἀπὸ τὸ σημεῖον B φέρωμεν κάθετον ἐπὶ τοῦ ὁριζοντίου ἄξονος, διαβάζομεν ἐνθαλπίαν μηδὲν καὶ τοῦτο, διότι, ὡς προανεφέρθη, ἡ θερμότης τῶν ψυκτικῶν φορέων μετρεῖται ἀπὸ -40^0F (ἢ -40^0C) καὶ ἄνω, ὅπως ἀντιστοίχως διὰ τὸν ὑδρατμὸν μετρεῖται ἀπὸ τοὺς 32^0F (ἢ 0^0C) καὶ ἄνω.

Ὁ κύκλος λειτουργίας ψύξεως διὰ συμπιέσεως ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀλλαγὰς καταστάσεως, ἕνα στραγγαλισμὸν καὶ μίαν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν.

Οὕτως, εἰς τὸ σημεῖον 4 τοῦ σχήματος 16·9 ἔχομεν ἕνα ψυκτικὸν φορέα εἰς κατάστασιν ὑγροῦ μὲ $t = 86^0F$ καὶ πίεσιν P_1 ὑψηλήν.

Ἡ κάθετος 4 - 1 (σταθερὰ ὁλικὴ θερμότης) παριστᾶ τὴν δίοδον τοῦ ὑγροῦ μέσω τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος, στραγγαλισμὸν αὐτοῦ, πτῶσιν τῆς πιέσεως εἰς P_2, πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας εἰς 5^0F καὶ αὔξησιν τοῦ χ εἰς περίπου $\chi = 0,2$ (εἰς σημεῖον 1).

Εἰς τὸ σημεῖον 1 ὁ πολὺ ὑγρὸς ἀτμὸς εἰσέρχεται ἐντὸς τοῦ ἐξατμιστοῦ, ἀπορροφεῖ λανθάνουσαν θερμότητα (ὑπὸ P καὶ t σταθερά), γίνεται ξηρὸς ἀτμὸς καὶ ἐξακολουθεῖ ἡ κυκλοφορία ἐντὸς τοῦ θαλάμου, ἕως ὅτου ὁ ἀτμὸς καταστῇ ἐλαφρῶς ὑπέρθερμος (σημεῖον 2). Εἰς τὸ σημεῖον 2, ὡς φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα, ἡ θερμοκρασία εἶναι περὶ τοὺς 15^0F, ἄρα ὁ ψυκτικὸς φορεὺς ὑπερεθερμάνθη κατὰ 10^0F.

Τὸν σκοπὸν τῆς ὑπερθερμάνσεως τὸν ἐξηγήσαμεν καὶ εἰς προηγουμένην παράγραφον καὶ τὸν ἐπαναλαμβάνομεν: Μολονότι ἡ ὑπερθέρμανσις οὐδὲν ἢ ἐλάχιστον κέρδος δίδει ἀπὸ πλευρᾶς ΨΑ, εἶναι ἀπαραίτητος, διότι δι' αὐτῆς ἐξασφαλίζεται ἡ ἀσφαλὴς λειτουργία τῆς ἐγκαταστάσεως εἰς ὅτι ἀφορᾶ εἰς τὴν εἴσοδον *ὑγροῦ* ἐντὸς τοῦ συμπιεστοῦ. Ἐὰν ἡ συμπίεσις ἤρχιζεν ἀπὸ τὴν ὑγρὰν περιοχήν, οὐδεὶς

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΙΛΟΥ 1954

ἔλεγχος θὰ ὑπῆρχεν ὅσον ἀφορᾶ εἰς τὸν βαθμὸν ξηρότητος τοῦ ψυκτικοῦ φορέως, ποὺ θὰ εἰσήρχετο εἰς τὸν συμπιεστὴν καὶ θὰ ὑφίστατο πιθανότης σοβαρῶν βλαβῶν μέχρι καὶ θραύσεως τοῦ συμπιεστοῦ, ἐὰν εἰσήρχετο πολὺ ὑγρὸν ἐντὸς αὐτοῦ.

Κατὰ τὴν 2 ἕως 3 ὁ ψυκτικὸς φορεὺς ὡς ἀέριον πλέον συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς καὶ ἡ πίεσίς του φθάνει τὴν ἀρχικὴν P_1. Ἀπὸ τὸ σημεῖον 3 ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ὁ ψυκτικὸς φορεὺς εἰσέρχεται εἰς τὸν συμπυκνωτήν, ἀποβάλλει πρῶτον τὴν θερμότητα ὑπερθερμάνσεως, ἐν συνεχείᾳ τὴν λανθάνουσαν συμπυκνώσεως ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν P_1 καὶ $t = 86^0F$ (σχ. 16·9) καὶ ὑγροποιεῖται εἰς τὸ σημεῖον 4, ὁπότε ὁ κύκλος ἐπαναλαμβάνεται.

Ὑπόψυξις.

Εἰς τὸ σημεῖον 4 ὁ ψυκτικὸς φορεὺς εἶναι εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ, δηλαδὴ ἔχει θερμοκρασίαν βρασμοῦ ἀντίστοιχον μὲ τὴν πίεσίν του καὶ οὕτως εἰς τὴν κατάστασιν αὐτήν, μόλις εἰσέλθῃ εἰς τὴν ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα καὶ *ἐντὸς* αὐτῆς, ὑφίσταται μερικὴν ἐξάτμισιν καὶ πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας του.

Ἐὰν ὅμως εἰς μίαν ἐγκατάστασιν ἡ ἀπόστασις μεταξὺ συλλέκτου ὑγροῦ καὶ ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος εἶναι τόση, ὥστε λόγω τριβῶν κ.λπ. νὰ ἐπέρχεται πτῶσις πιέσεως τοῦ ὑγροῦ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος, ὁ ὁποῖος ὁδηγεῖ εἰς τὴν ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα, τότε ὑπάρχει κίνδυνος ἡ μερικὴ ἐξάτμισις τοῦ ὑγροῦ νὰ ἀρχίσῃ ἐντὸς τοῦ σωλῆνος, ἐνῶ δὲν ἔχει ἀκόμη φθάσῃ τοῦτο εἰς τὴν ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα. Τοῦτο εἶναι σοβαρὰ ἀνωμαλία καὶ ἀπώλεια τῆς ἐγκαταστάσεως καὶ ἀντιμετωπίζεται μὲ *ὑπόψυξιν*.

Μὲ τὴν ὑπόψυξιν ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ ἐντὸς τοῦ συλλέκτου κατέρχεται εἰς τὴν θερμοκρασίαν ἐκείνην, ἡ ὁποία εἶναι ἀντίστοιχος τῆς πιέσεως, ποὺ θὰ ἔχῃ τὸ ὑγρόν, μόλις εἶναι ἕτοιμον νὰ εἰσέλθῃ εἰς τὴν ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον ἀποφεύγεται ἡ μερικὴ ἀτμοποίησις ἐντὸς τοῦ σωλῆνος.

Εἰς τὸ σχῆμα 16·9 τὸ σημεῖον 4′ παριστᾶ ὑγρὸν θερμοκρασίας 70^0F, ἤτοι ἐγένετο ὑπόψυξις $86 - 70 = 16^0F$.

Τὸ σημεῖον E παριστᾶ τὸ ὑγρὸν εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὴν ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα, ὁπότε ὁ στραγγαλισμὸς ἐντὸς αὐτῆς γίνεται κατὰ τὴν E - 1′.

ΔΡΥΝΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα.

Ἡ διαφορὰ τῆς ὁλικῆς θερμότητος εἰς τὸ (2) καὶ ἐκείνης τοῦ σημείου (1) μᾶς δίδει τὸ ΨΑ, ἤτοι $ΨΑ = ι_2 - ι_1$ εἰς BTU/lb· αἱ τιμαὶ τῶν ι λαμβάνονται ἀπ' εὐθείας ἐπὶ τοῦ ὁριζοντίου ἄξονος. Παρατηροῦμεν ὅτι μία μικρὰ ὑπόψυξις βελτιώνει τὸ ΨΑ.

Ἀπαιτούμενον ἔργον.

Ἡ διαφορὰ τῆς ὁλικῆς θερμότητος εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως καὶ τῆς ὁλικῆς θερμότητος εἰς τὴν ἔναρξιν αὐτῆς μᾶς δίδει τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον συμπιεστοῦ, ἤτοι :

$$\frac{W}{J} = ι_3 - ι_2 \quad \text{εἰς BTU/lb} \tag{251}$$

Συντελεστὴς λειτουργίας.

$$\text{Εἶναι ὁ λόγος } ΣΛ = \frac{ΨΑ}{\text{ἀπαιτούμενον ἔργον}} = \frac{ι_2 - ι_1}{ι_3 - ι_2} \tag{252}$$

Ἀποβαλλομένη θερμότης.

Εἶναι ἡ διαφορὰ $ι_3 - ι_4$ ἢ $ι_3 - ι_4'$ εἰς BTU/lb ψυκτικοῦ φορέως.

16·10 Τυπικὸς κύκλος Freon 12.

Ἡ ἱκανότης ἑνὸς ψυκτικοῦ κύκλου ἀνεξαρτήτως τῶν ψυκτικῶν φορέων, ποὺ χρησιμοποιεῖ, καὶ διὰ λόγους συγκρίσεως μετρεῖται εἰς *τυπικοὺς* (*Standard*) *ψυκτικοὺς τόννους*. Ἡ τιμὴ τοῦ τυπικοῦ ψυκτικοῦ τόννου εἶναι ὡς καθωρίσθη εἰς τὴν παράγραφον 16·3, δηλαδὴ 12000 BTU/h ἢ 200 BTU/min, μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ὁ τυπικὸς ψυκτικὸς τόννος λαμβάνεται μὲ βάσιν ὅτι ἡ χαμηλὴ θερμοκρασία τῆς ἐξατμίσεως τοῦ ψυκτικοῦ φορέως εἶναι 5°F καὶ ἡ ὑψηλὴ θερμοκρασία συμπυκνώσεως τοῦ ψυκτικοῦ φορέως 86°F. Ἐφ' ὅσον κατὰ τὴν λειτουργίαν ἀλλάξουν αἱ τιμαὶ τῶν θερμοκρασιῶν αὐτῶν, μεταβάλλεται καὶ ἡ ἱκανότης τῆς ἐγκαταστάσεως.

Ὁ ψυκτικὸς κύκλος, ποὺ ἐργάζεται μὲ τὰς αὐτὰς θερμοκρασίας 5°F καὶ 86°F, ὀνομάζεται *τυπικὸς κύκλος* (*Standard*) *λειτουργίας*.

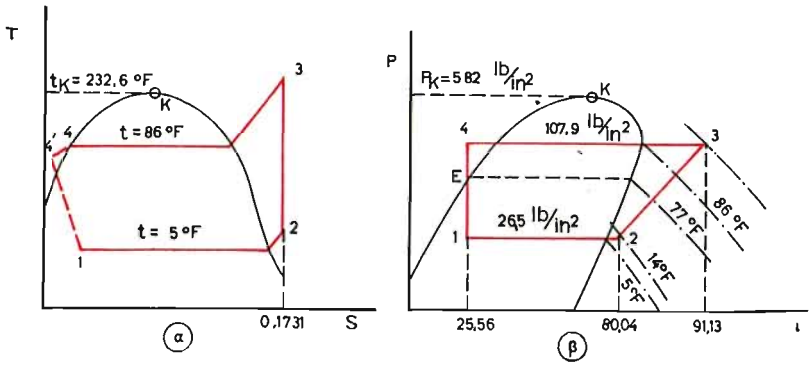
Εἰς τὸ σχῆμα 16·10α φαίνονται ὁ τυπικὸς κύκλος λειτουργίας μὲ Freon 12 εἰς ἄξονας T-S καὶ P-ι.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα βλέπομεν ὅτι ὁ τυπικὸς κύκλος τοῦ Freon 12 χαράσσεται μὲ θερμοκρασίαν ἐξατμίσεως 5°F, εἰς τὴν ὁποίαν ἀντιστοι-

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

χεῖ πίεσις 26,5 lb/in² ἀπολ., καὶ θερμοκρασία συμπυκνώσεως 86°F, εἰς τὴν ὁποίαν ἀντιστοιχεῖ πίεσις 107,9 lb/in² ἀπολ.

Ἐπίσης μὲ βάσιν τὰς θερμοκρασίας αὐτὰς δυνάμεθα νὰ ἔχωμεν καὶ ὑπερθέρμανσιν καὶ ὑπόψυξιν.



Σχ. 16·10α.

Ἀπὸ τὸ σχῆμα 16·10α παρατηροῦμεν ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν ὑπερθέρμανσιν 9°F καὶ ὑπόψυξιν ἐπίσης 9°F. Ἐπίσης βλέπομεν ὅτι τὸ F 12 εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστὴν μὲ $i_1 = 25{,}56$ BTU/lb καὶ ἐξέρχεται μὲ $i_2 = 80{,}04$ BTU/lb.

Παράδειγμα 1ον.

Εἰς ψυκτικὴν ἐγκατάστασιν κυκλοφοροῦν 23 lb/min Freon 12. Ἡ πίεσίς του ἐντὸς τοῦ ἐξατμιστοῦ εἶναι 50 lb/in² ἀπολ. καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ F 12 εἰς τὴν ἀναρρόφησιν τοῦ συμπιεστοῦ εἶναι 50°F. Ἡ πίεσις εἰς τὸν συμπυκνωτὴν εἶναι 120 lb/in² ἀπολ. καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροποιημένου F 12, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὴν ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα, εἶναι 86°F.

Ζητεῖται : α) Ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως εἰς °F. β) Ἡ θερμοκρασία συμπυκνώσεως. γ) Τὸ ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα. δ) Ἡ ἱκανότης τῆς ἐγκαταστάσεως εἰς ψυκτικοὺς τόννους. ε) Ἡ ἀπαιτουμένη ἰσχὺς εἰς HP διὰ τὴν συμπίεσιν τοῦ F 12. στ) Ὁ συντελεστὴς λειτουργίας.

Λύσις :

Ὁ κύκλος λειτουργίας τῆς ψυκτικῆς εἰς διάγραμμα P - i εἶναι ὡς φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 16·10β.

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα P - i τοῦ Freon 12 (ἰδὲ Παράρτημα) ἔχομεν :

$i_4 = i_1 = 27{,}72$ BTU/lb.

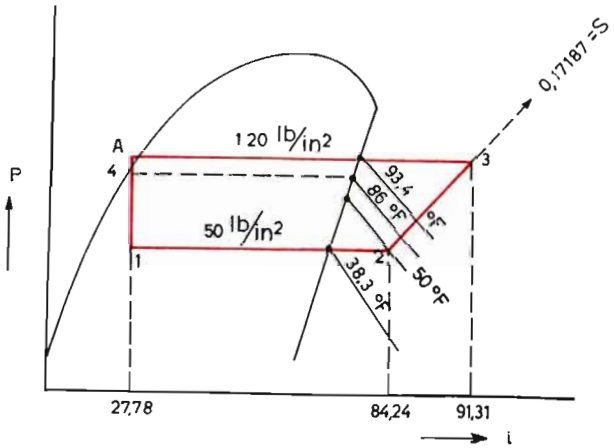
Ἐντροπία S_2 = Ἐντροπία $S_3 = 0{,}17187$ (2 ἕως 3 εἶναι ἀδιαβατικὴ συμπίεσις).

$i_2 = 84{,}24$ BTU/lb καὶ $i_3 = 91{,}31$ BTU/lb.

Οὕτως, ἀπαντήσεις τοῦ προβλήματος εἶναι :

α) Θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως 38,3°F (ἀπὸ διάγραμμα).

β) Θερμοκρασία συμπυκνώσεως 93,4°F.



Σχ. 16·10β.

Ἑπομένως, ὅταν τὸ F 12 εἰσέρχεται εἰς ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα μὲ $t = 86\,°F$, εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν ὑποψύξεως (σημεῖον 4).

γ) Τὸ ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα θὰ εἶναι :

$i_2 - i_1 = 84{,}24 - 27{,}72 = 56{,}52$ BTU/lb κυκλοφοροῦντος Freon 12.

δ) Ἀπὸ τοὺς ψυκτικοὺς θαλάμους τὸ Freon 12 ἀπορροφεῖ :

$23 \times 56{,}52 = 1299{,}96$ BTU/min. Ἀλλὰ 1 ΨΤ = 200 BTU/min.

Ἑπομένως ἡ ἱκανότης τῆς ἐγκαταστάσεως $= \dfrac{1299{,}96}{200} = 6{,}5$ ψυκτικοὶ τόννοι.

ε) Ἔργον συμπιέσεως $\dfrac{W}{J} = i_3 - i_2 = 91{,}31 - 84{,}24$

ἢ $\dfrac{W}{J} = 7{,}07$ BTU/lb κυκλοφοροῦντος F 12.

Ἡ ἀπαιτουμένη ἰσχὺς $= 23 \times 7{,}07 = 162{,}61$ BTU/min. Γνωρίζομεν ὅτι 1 HP = 2545 BTU/h.

Ἑπομένως ἀπαιτουμένη ἰσχὺς $= \dfrac{162{,}61 \times 60}{2545} = 3{,}83$ HP.

στ) Ὁ συντελεστὴς λειτουργίας $= \dfrac{\text{ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα}}{\text{ἀπαιτούμενον ἔργον}} = \dfrac{i_2 - i_1}{i_3 - i_2} =$

$$= \frac{84{,}24 - 27{,}72}{91{,}31 - 84{,}24} = 7{,}99.$$

Παράδειγμα 2ον.

Μία ψυκτική ἐγκατάστασις μὲ Freon 12 πρέπει νὰ ἔχη ἱκανότητα 50 τόννων, ὅταν λειτουργῆ μὲ τὸν τυπικὸν κύκλον, ἤτοι 5°F θερμοκρασία ἐξατμίσεως, 86°F θερμοκρασία συμπυκνώσεως. Ἡ ἐγκατάστασις ἐργάζεται μὲ 9° F ὑπερθέρμανσιν τοῦ F 12 κατὰ τὴν ἀναρρόφησίν του ἀπὸ τὸν συμπιεστὴν καὶ ὑπόψυξιν 9° F μετὰ τὴν συμπύκνωσιν.

Ζητεῖται : α) Τὸ ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα. β) Τὸ βάρος τοῦ κυκλοφοροῦντος F 12 ἀνὰ λεπτόν. γ) Τὸ δαπανώμενον ἔργον BTU/lb. δ) Ὁ συντελεστὴς λειτουργίας. ε) Οἱ ἀπαιτούμενοι ἵπποι ἀνὰ ψυκτικὸν τόννον. στ) Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης εἰς συμπυκνωτὴν BTU/min. ζ) Ὁ ὄγκος διαδρομῆς τοῦ συμπιεστοῦ εἰς ft^3/min ἀνὰ ψυκτικὸν τόννον.

Λύσις :

Ἀπὸ πίνακας τοῦ F 12 ἢ τὸ διάγραμμα P - ι ἔχομεν ὅτι εἰς t = 5°F ἀντιστοιχεῖ πίεσις 26,51 lb/in^2 ἀπολ. καὶ εἰς t = 86°F ἀντιστοιχεῖ πίεσις 107,9 lb/in^2 ἀπολ., ἐντροπία $S_2 = S_3 = 0{,}1731$ BTU/lb°F (ἰδὲ καὶ σχ. 16·10α). $\iota_1 = \iota_4 = 25{,}56$ BTU/lb (ἀπὸ τὸ διάγραμμα), $\iota_2 = 80{,}04$ καὶ $\iota_3 = 91{,}13$ BTU/lb.

Οὕτως, ἀπαντήσεις τοῦ προβλήματος εἶναι :

α) Ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα :

$$\Psi A = 80{,}04 - 25{,}56 = 54{,}48 \text{ BTU/lb κυκλοφοροῦντος F 12.}$$

$$\text{Βάρος τοῦ F 12} = \frac{\text{θερμότης ἀπὸ F 12 ἀνὰ λεπτὸν}}{\text{ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα}}.$$

Ἐπειδὴ 1 ΨΤ = 200 BTU/min καὶ ἡ ἱκανότης τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι 50 ΨΤ, τότε ἡ ἀπορροφουμένη θερμότης ἀπὸ F 12 θὰ εἶναι 200 × 50 = 10 000 BTU/min.

$$\text{Ἑπομένως βάρος F 12} = \frac{10\,000}{54{,}48} = 183{,}6 \text{ lb/min.}$$

γ) Δαπανώμενον ἔργον $= \iota_3 - \iota_2 = 91{,}13 - 80{,}04 = 11{,}09$ BTU/lb.

δ) Συντελεστὴς λειτουργίας : $\dfrac{\iota_2 - \iota_1}{\iota_3 - \iota_2} = \dfrac{54{,}48}{11{,}09} = 4{,}91.$

Ἡ ἰσχὺς τῆς ψυκτικῆς θὰ εἶναι τὸ γινόμενον τοῦ βάρους εἰς lb τοῦ F 12 ἀνὰ λεπτὸν ἐπὶ τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον ἀνὰ lb, ἤτοι :

$$\text{ἰσχὺς} = 183{,}6 \times 11{,}09 = \text{BTU/min} \quad \text{ἢ} \quad 183{,}6 \times 11{,}09 \times 60 = \text{BTU/h.}$$

Τὸ ἀνωτέρω γινόμενον θὰ εἶναι ἡ ἰσχὺς διὰ 50 ψυκτικοὺς τόννους ἢ

$$\frac{183{,}6 \times 11{,}09 \times 60}{50} = \text{BTU/h ἀνὰ ψυκτικὸν τόννον καὶ ἀφοῦ}$$

1 HP = 2545 BTU/h θὰ εἶναι :

$$\frac{183{,}6 \times 11{,}09 \times 60}{50 \times 2545} = 0{,}96 \text{ HP ἀνὰ ψυκτικὸν τόννον.}$$

στ) Ἀποβαλλομένη θερμότης εἰς συμπυκνωτὴν = βάρος F 12 × $(\iota_3 - \iota_4)$ = = 183,6 (91,13 − 25,56) = 12 040 BTU/min.

ζ) Ὄγκος διαδρομῆς = βάρος F 12 ἀνὰ λεπτὸν × εἰδ. ὄγκος = ft^3/min τοῦ

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

συμπιεστοῦ. Ὁ εἰδικὸς ὄγκος τοῦ F 12 εἰς πίεσιν 26,5 lb/in² καὶ t = 14°F εἶναι 1,516 ft³/lb (ἀπὸ πίνακας ἢ τὸ διάγραμμα).

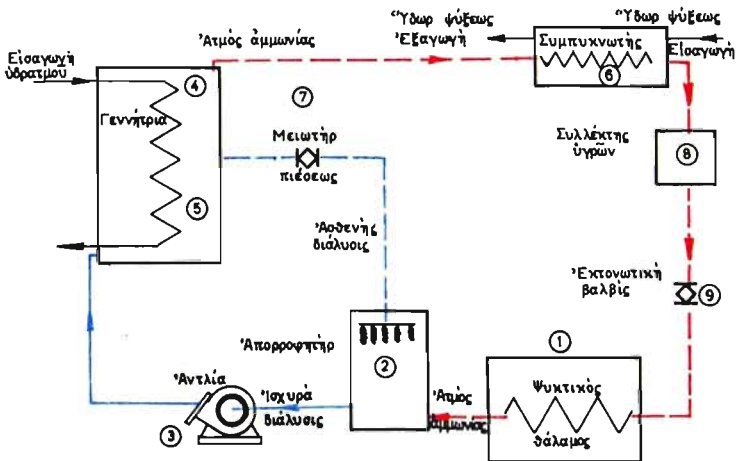
Καὶ ἐὰν θέλωμεν ὄγκον συμπιεστοῦ ἀνὰ λεπτόν, ἀνὰ ψυκτικὸν τόννον, διαιροῦμεν διὰ τῆς ἱκανότητος τῆς ψυκτικῆς εἰς ΨΤ ἤτοι :

$$\text{Ὄγκος διαδρομῆς} = \frac{183{,}6 \times 1{,}516}{50} = 5{,}57\ \text{ft}^3/\text{min ἀνὰ ΨΤ.}$$

16·11 Σύστημα ψύξεως δι' ἀπορροφήσεως ἀτμῶν.

Ἡ βασικὴ διαφορὰ μεταξὺ μηχανικῆς ψύξεως διὰ συμπιέσεως ἀτμῶν καὶ ἐκείνης δι' ἀπορροφήσεως εἶναι ἡ μορφή, μὲ τὴν ὁποίαν χορηγεῖται ἡ ἀπαιτουμένη ἐνέργεια διὰ τὴν ψῦξιν.

Οὕτως, ἐνῶ, ὡς προανεφέρθη εἰς τὰς προηγουμένας παραγράφους, τὸ διὰ συμπιέσεως σύστημα χρησιμοποιεῖ μηχανικὸν ἔργον, τὸ δι' ἀπορροφήσεως σύστημα χρησιμοποιεῖ θερμότητα διὰ παραγωγὴν ψύξεως.



Σχ. 16·11.

Εἰς τὸ σύστημα δι' ἀπορροφήσεως ὁ ψυκτικὸς φορεὺς εἰς τὴν χαμηλὴν θερμοκρασίαν, καὶ ἀφοῦ ἐξέλθη ἀπὸ τὸν ἐξατμιστήν, διαλύεται ἐντὸς ἑνὸς δευτερεύοντος ἐργαζομένου ρευστοῦ, γνωστοῦ ὡς *ἀπορροφητικόν*. Ἐν συνεχείᾳ ἡ ὑγρὰ αὐτὴ διάλυσις καταθλίβεται μέσω ἀντλίας εἰς τὴν ὑψηλὴν πίεσιν τοῦ συμπυκνωτοῦ.

Ἓν σύστημα αὐτοῦ τοῦ εἴδους φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 16·11 καὶ χρησιμοποιεῖ ὡς πρωτεύοντα ψυκτικὸν φορέα τὴν ἀμμωνίαν καὶ ὡς ἀπορροφητικὸν τὸ ὕδωρ.

Ἡ λειτουργία γίνεται ὡς ἀκολούθως :

Ἀτμοὶ ἀμμωνίας, ὅταν ἐξέλθουν ἀπὸ τὸν ἐξατμιστὴν (1), εἰσέρχονται ἐντὸς τοῦ ἀπορροφητῆρος (2). Ἐντὸς τοῦ ἀπορροφητῆρος ψεκάζεται

ἀσθενὴς διάλυσις ἐνύδρου ἀμμωνίας, ἡ ὁποία ἀπορροφεῖ τοὺς εἰσερχομένους ἀτμοὺς ἀμμωνίας καὶ ἐξέρχεται ἐκ τοῦ ἀπορροφητῆρος ὡς ἰσχυρὰ διάλυσις ἐνύδρου ἀμμωνίας.

Μὲ τὴν βοήθειαν τῆς ἀντλίας (3) ἡ ἰσχυρὰ διάλυσις ἐνύδρου ἀμμωνίας ἀναρροφεῖται ἀπὸ τὸν χαμηλῆς πιέσεως ἀπορροφητῆρα (2) καὶ καταθλίβεται ἐντὸς τοῦ θαλάμου (5), ὁ ὁποῖος εἶναι ἡ ὑψηλῆς πιέσεως *γεννήτρια*.

Εἰς τὴν γεννήτριαν χρησιμοποιεῖται σωλήνωσις μὲ ὑδρατμὸν (ἢ καὶ ἄλλη πηγὴ θερμότητος) διὰ τὴν θέρμανσιν τῆς διαλύσεως.

Ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ τῆς διαλύσεως εἶναι μικροτέρα ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ τοῦ ὕδατος καὶ πάντως μεγαλυτέρα ἀπὸ τῆς ἀμμωνίας ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν.

Ἑπομένως μὲ τὴν θέρμανσιν ἀποχωρίζεται ἡ ἀμμωνία ἀπὸ τὴν διάλυσιν καὶ ἀπὸ τὸ ἄνω μέρος τῆς γεννητρίας ὁδηγοῦνται οἱ ἀτμοὶ πρὸς τὸν συμπυκνωτὴν (6) διὰ συμπύκνωσιν. Ἡ ἀσθενὴς τώρα διάλυσις τῆς ἐνύδρου ἀμμωνίας μέσω τοῦ μειωτῆρος πιέσεως (7) ἐπιστρέφει εἰς τὸν ἀπορροφητῆρα (2).

Ἀπὸ τὸν συμπυκνωτὴν ἡ ἀμμωνία συλλέγεται ὡς ὑγρὸν ἐντὸς τοῦ συλλέκτου (8), ἐν συνεχείᾳ διέρχεται μέσω τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβῖδος (9), ὑφίσταται στραγγαλισμόν, πτῶσιν πιέσεως καὶ θερμοκρασίας καὶ τέλος εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐξατμιστήν. Ἐντὸς τοῦ ἐξατμιστοῦ ἡ ἀμμωνία ἀτμοποιεῖται, ἀπορροφεῖ θερμότητα ἀπὸ τοὺς ψυκτικοὺς θαλάμους καὶ οὕτω κλείει ὁ κύκλος.

Μολονότι κάποια μηχανικὴ ἐνέργεια χρειάζεται διὰ τὴν κίνησιν τῆς ἀντλίας, τὸ μέγεθος αὐτῆς εἶναι πολὺ μικρὸν συγκρινόμενον μὲ τὸ μέγεθος ἐκείνης, ἡ ὁποία ἀπαιτεῖται εἰς τὸ σύστημα διὰ συμπιέσεως ἀτμῶν.

16·12 Ἀσκήσεις.

1) Μία ψυκτικὴ ἐγκατάστασις ἔχει ἱκανότητα 25 ψυκτικῶν τόννων. Αὐτὴ ἀπροβάλλει θερμότητα ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ 6560 BTU/min.

Ζητεῖται: α) Τὸ ποσὸν τῆς ἀπορροφουμένης θερμότητος ἀπὸ τὸν ψυκτικὸν φορέα εἰς BTU/min. β) Τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον εἰς BTU/min. γ) Ὁ συντελεστὴς λειτουργίας τῆς ἐγκαταστάσεως.

(*Ἀπ.*: α) 5000 BTU/min. β) 1560 BTU/min. γ) 3,3)

2) Εἰς ψυκτικὴν ἐγκατάστασιν παραγωγῆς πάγου κυκλοφοροῦν 213,5 lb Freon 12 ἀνὰ λεπτόν. Ἡ πίεσις ἐξατμίσεως εἶναι 30 lb/in² ἀπολ. καὶ ἡ πίεσις συμπυκνώσεως εἶναι 110 lb/in² ἀπολ. Ἡ θερμοκρασία τοῦ F 12 κατὰ τὴν εἴσοδόν του εἰς τὸν συμπιεστὴν εἶναι 20°F καὶ ἡ θερμοκρασία του κατὰ τὴν εἴσοδον εἰς τὴν ἐκτονωτικὴν βαλβῖδα 80°F.

Ἡ ἐγκατάστασις παράγει πάγον θερμοκρασίας 30°F ἀπὸ ὕδωρ θερμοκρασίας 55°F. Μὲ συμπίεσιν ἰσοεντροπικὴν νὰ εὑρεθοῦν: α) Ἡ ἐνθαλπία τοῦ F 12, ὅταν εἰσέρχεται καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν ἐξατμιστὴν καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς συμπιέσεως εἰς BTU/lb. β) Τὸ ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα BTU/lb. γ) Τὸ ἀπαιτούμενον ἔργον συμπιέ-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

σεως BTU/lb. δ) Ὁ συντελεστὴς λειτουργίας. ε) Ἡ ἀπαιτουμένη ἰσχὺς εἰς HP διὰ τὴν κίνησιν τοῦ συμπιεστοῦ. στ) Ἡ ἱκανότης τῆς ἐγκαταστάσεως εἰς ψυκτικοὺς τόννους. η) Ἡ παραγομένη ποσότης πάγου τῆς ἐγκαταστάσεως διὰ συνεχῆ λειτουργίαν ἐπὶ 24ωρον.

(*Ἀπ.:* α) 26,28 – 80,73 – 91,02 BTU/lb. β) 54,45 BTU/lb. γ) 10,29 BTU/lb. δ) 5,29. ε) 51,8 HP. στ) 58,1 ψυκτικοὶ τόννοι. ζ) 100 000 lb/24ωρον)

ΔΡΥΣΗ ΕΥΓΕΝΙΟΥ 1954

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 17

ΚΛΙΜΑΤΙΣΜΟΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟΥ ΑΕΡΟΣ

17·1 Εἰσαγωγή.

Κλιματισμὸς γενικῶς σημαίνει προετοιμασίαν τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος οὕτως, ὥστε νὰ διατηρῆται ἐντὸς κλειστοῦ χώρου καθαρὸς καὶ εἰς καθωρισμένην θερμοκρασίαν καὶ ὑγρασίαν.

Ὁ κλιματισμὸς περιλαμβάνει θέρμανσιν, ψῦξιν, ὕγρανσιν, ξήρανσιν, κυκλοφορίαν καὶ φιλτράρισμα τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος.

Ἐντὸς ἑνὸς ἐπιβατηγοῦ πλοίου π.χ. ὁ κύριος σκοπὸς κλιματισμοῦ εἶναι νὰ δημιουργῆ συνθήκας ἀνέσεως εἰς τοὺς ἐπιβάτας καὶ τὸ πλήρωμα.

Ἐκτὸς ὅμως τῆς ἀνέσεως καὶ ἡ ἀπόδοσις τοῦ ἀνθρωπίνου παράγοντος ἐλαττοῦται, ὅταν ἡ θερμοκρασία καὶ ἡ ὑγρασία, ποὺ περιέχει ὁ ἀήρ, αὐξηθοῦν ἄνωθεν ὡρισμένων ὁρίων.

Ὁ κλιματισμὸς ἐπίσης εἶναι ἀπαραίτητος διὰ τὴν προστασίαν ὡρισμένων συσκευῶν καὶ ἰδίως ἠλεκτρικῶν καὶ ἠλεκτρονικῶν ἐξαρτημάτων.

17·2 Θεωρία τοῦ κλιματισμοῦ.

Ἡ ἀνθρωπίνη ἄνεσις ἐπηρεάζεται εἰς μέγα ποσοστὸν ἀπὸ τὸ ποσὸν τῆς ὑγρασίας, ποὺ ὑπάρχει ἐντὸς τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος. Ἡ κοινὴ ἔκφρασις *δὲν εἶναι ἡ ζέστη, ἀλλὰ ἡ ὑγρασία* εἶναι μία ἔνδειξις τῆς λαϊκῆς ἀναγνωρίσεως διὰ τὴν δυσφορίαν, ποὺ προκαλεῖ ὁ ὑγρὸς ἀὴρ κατὰ τὰς θερμὰς ἡμέρας. Βεβαίως καὶ ὁ πολὺ ξηρὸς ἀὴρ ἔχει ἀνεπιθυμήτους ἐπιδράσεις ἐπὶ τοῦ ἀνθρωπίνου σώματος.

Ἀὴρ κεκορεσμένος.

Ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ περιέχει μεταβαλλομένην ποσότητα ὑδρατμῶν καὶ μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας τὸ ποσὸν τῆς ὑγρασίας, ποὺ δύναται αὐτὸς νὰ ἀπορροφήση, αὐξάνει. Δι' ἑκάστην τιμὴν ὅμως θερμοκρασίας ὑπάρχει ὡρισμένον ὅριον ποσότητος ὑγρασίας, ποὺ ὁ ἀὴρ δύναται νὰ ἀπορροφήση. Ὅταν ὁ ἀὴρ εἰς δεδομένην θερμοκρασίαν περιέχη αὐτὸ τὸ μέγιστον τῆς ὑγρασίας, ὀνομάζεται *κεκορεσμένος ἀήρ*.

Σημεῖον Δρόσου — Ἀπόλυτος Ὑγρασία — Σχετικὴ Ὑγρασία.

Τὸ σημεῖον κορεσμοῦ τοῦ ἀέρος ὀνομάζεται *σημεῖον δρόσου* (παράγρ. 9·4). Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ κεκορεσμένου ἀέρος κατέλθη εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ σημείου δρόσου, μέρος ἀπὸ τοὺς ὑδρατμοὺς τοῦ ἀέρος συμπυκνοῦται. Ἐξητάσαμεν ἤδη εἰς τὸ Κεφάλαιον 9 τοὺς δρους *ἀπόλυτος ὑγρασία* καὶ *σχετικὴ ὑγρασία* τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος (παράγρ. 9·3)· ἐπαναλαμβάνομεν ὅτι : *ἀπόλυτος ὑγρασία (ΑΥ) εἶναι τὸ βάρος τῶν ὑδρατμῶν, ποὺ*

ΔΡΥΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

περιέχεται ἀνὰ μονάδα βάρους ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος, καὶ *σχετικὴ ὑγρασία (ΣΥ) εἶναι ὁ λόγος τοῦ βάρους τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ περιέχει ὄγκος ἀέρος, διὰ τοῦ βάρους τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ θὰ ἠδύνατο ὁ αὐτὸς ὄγκος ἀέρος νὰ ἀπορροφήση εἰς κορεσμόν.*

Ἡ ΣΥ ἀναφέρεται ἐπὶ τοῖς ἑκατόν, π.χ. 100% ΣΥ σημαίνει *κεκορεσμένον ἀέρα*. Μηδὲν ΣΥ σημαίνει τελείως ξηρὸν ἀέρα καὶ 50% ΣΥ σημαίνει ὅτι ὁ ἀὴρ εἶναι ἡμικεκορεσμένος.

Ἐπίδρασις τῆς ΣΥ.

Τὸ αἴσθημα τῆς ἀνέσεως ἢ τῆς δυσφορίας, ποὺ προκαλεῖται ἀπὸ τὴν ὑγρασίαν, εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς σχετικῆς καὶ ὄχι τῆς ἀπολύτου ὑγρασίας τοῦ ἀέρος.

Ἡ ὑγρασία πάντοτε μεταβαίνει ἀπὸ περιοχὰς μεγαλυτέρας πρὸς περιοχὰς μικροτέρας ὑγρασίας, ἀκριβῶς ὅπως ἡ θερμότης ρέει ἀπὸ περιοχὴν ὑψηλῆς πρὸς περιοχὴν χαμηλῆς θερμοκρασίας.

Ἐὰν ὁ ἀὴρ ἄνωθεν ἑνὸς ἀνοικτοῦ δοχείου μὲ ὕδωρ εἶναι κεκορεσμένος (100% ΣΥ), τότε ἐπικρατεῖ κατάστασις ἰσορροπίας καὶ τὸ ὕδωρ δὲν ἐξατμίζεται. Ἐὰν ὁ ἀὴρ εἶναι μερικῶς κεκορεσμένος, τότε κάποια ἐξάτμισις τοῦ ὕδατος θὰ πραγματοποιηθῇ.

Ἔστω ὅτι ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία τοῦ ἀέρος εἶναι 18 g/kg ξηροῦ ἀέρος. Τοῦτο εἶναι τὸ πραγματικὸν βάρος τοῦ ὑδρατμοῦ εἰς τὸν ἀέρα. Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος αὐτοῦ εἶναι 25°C, τότε ἡ ΣΥ εἶναι περίπου 90% (ἰδὲ ψυχρομετρικὸν διάγραμμα εἰς Παράρτημα), δηλαδὴ ὁ ἀὴρ εἶναι σχεδὸν κεκορεσμένος. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν μολονότι τὸ σῶμα δύναται νὰ ἱδρώνη εὐκόλως, ὁ ἱδρὼς δὲν ἐξατμίζεται ταχέως (διότι ὁ ἀὴρ περιέχει ὅλην σχεδὸν τὴν ὑγρασίαν, ποὺ δύναται νὰ ἀπορροφήση), ὁπότε τὰ ἄτομα αἰσθάνονται αἴσθημα δυσφορίας.

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος ἦτο 30°C, τότε ἡ ΣΥ θὰ ἦτο 64%. Εἰς τὴν περίπτωσιν δηλαδὴ αὐτὴν μολονότι ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία παραμένει σταθερά, ἡ σχετικὴ ὑγρασία εἶναι μικροτέρα εἰς τοὺς 30° C καὶ ὁ ἀὴρ εἶναι ἱκανὸς νὰ ἀπορροφήση περισσοτέραν ὑγρασίαν ἀπὸ ἐκείνην τῆς θερμοκρασίας τῶν 25°C. Τὸ ἀνθρώπινον σῶμα δύναται νὰ ἐξατμίση τὴν ἐπὶ πλέον ὑγρασίαν του καὶ αἰσθάνεται ἀνετώτερα, μολονότι ὁ ἀὴρ εἶναι κατὰ 5° C θερμότερος.

Ὁ ἔλεγχος ἐπομένως τῆς σχετικῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρος ἔχει μεγάλην σημασίαν διὰ τὸν κλιματισμόν.

17·3 Θερμότης τοῦ ἀέρος. Ψυχρομετρικὸν διάγραμμα.

Ἡ θερμότης τοῦ ἀέρος διακρίνεται εἰς *αἰσθητὴν, λανθάνουσαν* καὶ *ὁλικήν*.

Ἡ αἰσθητὴ θερμότης εἶναι ἐκείνη, ποὺ μετρεῖται μὲ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ θερμομέτρου ξηροῦ βολβοῦ (παράγρ. 9·5). Εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος ἀνεξαρτήτως τῆς περιεχομένης εἰς αὐτὸν ὑγρασίας. Ἡ αἰσθητὴ δηλαδὴ θερμότης εἶναι ἡ θερμότης, ποὺ περιέχει ὁ ξηρὸς ἀήρ.

Ὁ ἀὴρ πάντοτε περιέχει ποσὸν ὑγρασίας περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον. Περιπτώσεις τελείας ἀπουσίας ὑγρασίας ἀπὸ τὸν ἀέρα εἶναι σπάνιαι. Οἱαδή-

ΔΡΥΝΑ ΣΥΓΚΙΝΟΥ 1954

ποτε παρουσία ὑδρατμοῦ εἰς τὸν ἀέρα περιέχει καὶ λανθάνουσαν θερμότητα, ποὺ θεωρεῖται γενικῶς ὅτι εἶναι ἡ λανθάνουσα θερμότης εἰς τὸν ἀέρα. Μῖγμα ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ, ὅπως συνήθως εἶναι ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀήρ, περιέχει καὶ τὴν αἰσθητὴν καὶ τὴν λανθάνουσαν θερμότητα· τὸ ἄθροισμα αὐτῶν εἶναι ἡ ὁλικὴ θερμότης τοῦ ἀέρος (παράγρ. 9·6).

Εἰς τὸν κλιματισμὸν κατὰ τὴν ἐξέτασιν τῆς θερμότητος τοῦ ἀέρος καὶ τῶν ὅρων συμπυκνώσεως τῆς ὑγρασίας τρεῖς διάφοροι θερμοκρασίαι παίζουν ρόλον : Ἡ θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ, ἡ θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ καὶ ἡ θερμοκρασία σημείου δρόσου.

Αἱ σχέσεις, ποὺ καθορίζουν τὰς τρεῖς αὐτὰς θερμοκρασίας, εἶναι :

α) Ὅταν ὁ ἀὴρ περιέχῃ ποσότητα ὑγρασίας, ἀλλὰ δὲν εἶναι κεκορεσμένος, ἡ θερμοκρασία τοῦ σημείου δρόσου εἶναι μικροτέρα ἐκείνης τοῦ ξηροῦ βολβοῦ, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ κεῖται μεταξὺ τῶν δύο.

β) Ἐφ' ὅσον ἡ ὑγρασία τοῦ ἀέρος αὐξάνει, αἱ διαφοραὶ τῶν τριῶν αὐτῶν θερμοκρασιῶν ἐλαττοῦνται.

γ) Ὅταν ὁ ἀὴρ εἶναι κεκορεσμένος καὶ αἱ τρεῖς θερμοκρασίαι συμπίπτουν.

Ψυχρομετρικὸν διάγραμμα.

Μὲ τὴν βοήθειαν τῶν σχέσεων, ποὺ συνδέουν τὰς θερμοκρασίας ξηροῦ βολβοῦ, ὑγροῦ βολβοῦ καὶ σημείου δρόσου, καθὼς καὶ μὲ τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν, τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν καὶ τὴν θερμότητα τοῦ ἀέρος, χαράσσεται τὸ ψυχρομετρικὸν διάγραμμα (παράγρ. 9·8).

Εἰς τὸν κλιματισμὸν χρησιμοποιεῖται εὐρέως τὸ διάγραμμα αὐτὸ διὰ τοὺς διαφόρους ὑπολογισμούς.

Εἰς τὸ Παράρτημα μεταξὺ τῶν ἄλλων διαγραμμάτων ὑπάρχει καὶ πλῆρες ψυχρομετρικόν, ἡ χρῆσις τοῦ ὁποίου εἶναι ἁπλῆ.

Κατωτέρω μὲ ἁπλᾶ παραδείγματα ὑπενθυμίζομε τὴν χρῆσιν του. Μετὰ τὴν ἀνάγνωσιν τῶν παραδειγμάτων αὐτῶν συνιστᾶται ἡ ἐπανάληψις τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 9·8.

Παράδειγμα 1ον.

Ἐὰν ἡ θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ ἀέρος εἶναι $t_\xi = 70^oF$ καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ εἶναι $t_\upsilon = 60^oF$, ζητεῖται ἡ ΣΥ καὶ τὸ σημεῖον δρόσου.

Λύσις :

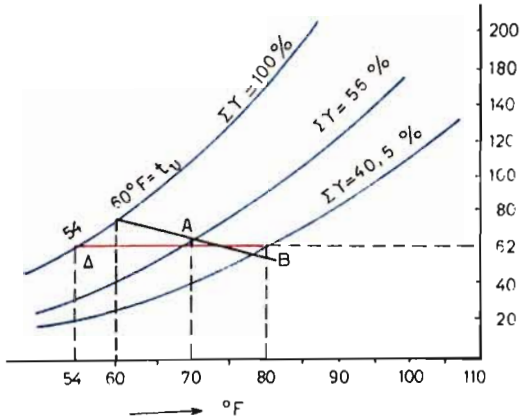
Χρησιμοποιοῦντες τὸ διάγραμμα τοῦ Παραρτήματος ἔχομεν : Εἰς τὸ σημεῖον **Α** τομῆς τῆς $t_\xi = 70^oF$ καὶ $t_\upsilon = 60^oF$ ἀναγιγνώσκομεν ΣΥ = 56% (σχ. 17·3α).

Ἀπὸ τὸ σημεῖον αὐτὸ Α τῆς 56% ΣΥ φέρομεν ὁριζοντίαν γραμμήν, ἕως ὅτου αὐτὴ συναντήση τὴν καμπύλην σχετικῆς ὑγρασίας 100% εἰς τὸ σημεῖον Δ, εἰς τὸ ὁποῖον ἀναγινώσκομεν θερμοκρασίαν ΣΔ = 54^oF.

Ἐὰν τώρα ἡ θερμοκρασία τοῦ ΣΔ πρέπει νὰ παραμείνη εἰς τοὺς 54° F, ἀλλὰ ἡ θερμοκρασία τοῦ ξηροῦ βολβοῦ ἔπρεπε νὰ αὐξηθῆ εἰς $t_\xi = 80^oF$, ποία θὰ ἦτο ἡ ΣΥ;

Ἀπὸ τὸ σημεῖον Δ φέρομεν ὁριζοντίαν γραμμήν, ἕως ὅτου αὐτὴ συναντήση τὴν κάθετον ἀπὸ τὴν $t_\xi = 80^oF$ εἰς τὸ σημεῖον Β. Τὸ σημεῖον αὐτὸ καθορίζει τὴν νέαν **ΣΥ**, ἡ ὁποία εἶναι 40,5%.

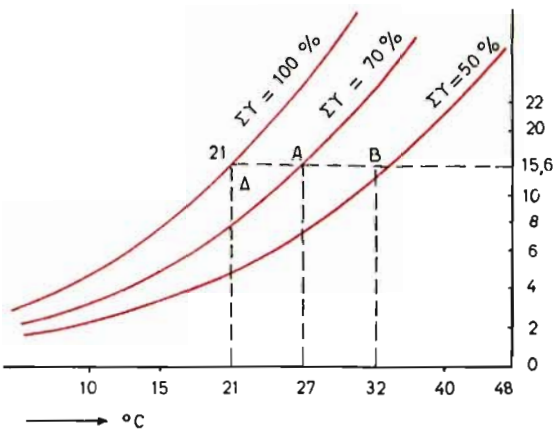
ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954



Σχ. 17·3α.

Παράδειγμα 2ον.

Ἐάν ἡ θερμοκρασία τοῦ ξηροῦ βολβοῦ $t_ξ = 27^o$ C καὶ τὸ ΣΔ = 21°C, ποία ἡ ΣΥ τοῦ ἀέρος ;



Σχ. 17·3β.

Ποία θὰ εἶναι ἡ ΣΥ, ἐὰν τὸ $t_ξ$ αὐξηθῆ εἰς 32° C ; Ποία ἡ ΑΥ τοῦ ἀέρος καὶ εἰς τὰς δύο περιπτώσεις ;

Λύσις :

Ἡ λύσις φαίνεται εὐκόλως εἰς τὸ σχῆμα 17·3β. Παρατηροῦμεν ὅτι μὲ ΣΔ = 21°C καὶ $t_ξ = 27^o$ C ἡ ΣΥ = 70 % (σημεῖον A) καὶ μὲ $t_ξ = 32^o$ C ἡ ΣΥ κατέρχεται εἰς

52 % (σημεῖον B). Ἡ AY παρέμεινεν σταθερὰ καὶ ἴση μὲ 15,6 g/kg ξηροῦ ἀέρος, ὅπως εὑρίσκεται ἐπὶ τοῦ καθέτου ἄξονος.

17·4. Κίνησις τοῦ ἀέρος.

Εἶναι γνωστὸν ὅτι, ἐὰν ὁ ἀὴρ ἐντὸς κλειστοῦ χώρου εἶναι ἐντελῶς ἀκίνητος, ἡ ἀτμόσφαιρα τοῦ χώρου καθίσταται πνιγηρὰ διὰ τοὺς εὑρισκομένους ἐντὸς αὐτοῦ.

Ἀντιθέτως, ἀήρ, ποὺ ἀναταράσσεται, εἶναι ὑποφερτός, δὲν εἶναι πνιγηρὸς ἔστω καὶ ἐὰν εἶναι θερμὸς καὶ δὲν ἀνανεώνεται.

Ἡ ἀνατάραξις τοῦ ἀέρος φέρει τρία ἀποτελέσματα, τὰ ὁποῖα συντελοῦν εἰς τὴν καλυτέραν ἄνεσιν: Τὸ ἓν εἶναι ἁπλοῦν αἴσθητήριον, τὸ ἄλλο ἐπιδρᾶ εἰς τὴν ὑγρασίαν καὶ τὸ τρίτον εἰς τὴν θερμοκρασίαν.

Καὶ τὰ τρία ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν ταχύτητα κινήσεως τοῦ ἀέρος. Οὕτως:

α) Ὅταν ὁ ἀὴρ ἔχῃ ἐλαφρὰν κίνησιν, ἔστω ταχύτητα ἀπὸ 7 ἕως 15m/min (20 ἕως 50 πόδες), τὰ νεῦρα ἀφῆς τοῦ δέρματος διεγείρονται καὶ παρατηρεῖται αἴσθημα μεγαλυτέρας ἀνέσεως, ἀπὸ ἐκεῖνο τοῦ ἐντελῶς ἀκινήτου ἀέρος.

β) Ἐκ τοῦ σώματος συνεχῶς ἐξατμίζεται ὑγρασία, ἔστω καὶ εἰς ποσότητα μικράν, ὥστε νὰ μὴ παρατηρῆται ἐφίδρωσις. Ἐὰν ὁ ἀὴρ εἶναι ἀκίνητος, ἡ ἐξατμιζομένη αὐτὴ ὑγρασία παραμένει πέριξ τοῦ σώματος καὶ μὲ τὴν θερμότητα, ποὺ ἀποβάλλει τὸ σῶμα, μετατρέπεται εἰς θερμὸν κάλυμμα γύρω ἀπὸ αὐτό. Ἐὰν ὁ ἀὴρ ἀναταράσσεται, τὰ ρεύματα μεταφορᾶς τοῦ ἀέρος παρασύρουν μακρὰ ἀπὸ τὸ σῶμα τὴν ὑγρασίαν, καθὼς αὐτὴ ἀποδίδεται καὶ οὕτω διατηρεῖται σταθερὰ ἐξάτμισις τῆς ὑπὸ τοῦ σώματος ἀποδιδομένης ὑγρασίας.

γ) Τὸ ἀνθρώπινον σῶμα συνεχῶς ἀποδίδει θερμότητα εἰς τὸν πέριξ ἀέρα δι' ἀγωγῆς καὶ μεταφορᾶς. Ἐὰν ὁ ἀὴρ εἶναι ἀκίνητος, τότε ὁ πέριξ τοῦ σώματος ἀὴρ θερμαίνεται καὶ ἡ θερμότης αὐτὴ δὲν μεταφέρεται μακρὰν τοῦ σώματος μὲ ρεύματα ἀέρος. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον καὶ μολονότι ἡ μέση θερμοκρασία τοῦ δωματίου εἶναι σταθερά, τὸ ἀνθρώπινον σῶμα αὐτὸ καθ' ἑαυτὸ περιβάλλεται ἀπὸ ἀέρα μεγαλυτέρας θερμοκρασίας.

17·5 Ἰσοζύγιον θερμότητος τοῦ ἀνθρωπίνου σώματος.

Τὸ σῶμα παραμένει πάντοτε εἰς τὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν τῶν 36,8° C περίπου (98,4° F). Ἐπειδὴ εἶναι βασικὸν ἡ θερμοκρασία αὐτὴ νὰ παραμείνῃ σταθερά, τὸ σῶμα πρέπει νὰ ἀποβάλῃ τὴν ἐπὶ πλέον θερμότητά του εἰς τὸν ἀέρα τοῦ περιβάλλοντος.

Δεδομένου ὅτι ἡ θερμοκρασία καὶ ἡ ὑγρασία τοῦ περιβάλλοντος μεταβάλλονται, τὸ σῶμα αὐτομάτως ρυθμίζει τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ θὰ ἀποβάλῃ.

Ἡ ἱκανότης ὅμως αὐτή, τῆς προσαρμογῆς τοῦ σώματος εἰς τὰς μεταβολὰς τοῦ περιβάλλοντος, εἶναι περιωρισμένη. Ἐπὶ πλέον μολονότι τὸ σῶμα δυνατὸν νὰ προσαρμόζεται εἰς ὡρισμένας ἀτμοσφαιρικὰς συνθήκας, πολλάκις τοῦτο γίνεται μὲ ἰσχυρὸν αἴσθημα δυσφορίας.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

Ἀπορρόφησις θερμότητος ὑπὸ τοῦ ἀνθρωπίνου σώματος.

Ἡ ἀπορρόφησις θερμότητος ὑπὸ τοῦ σώματος γίνεται δι' ἀκτινοβολίας, μεταφορᾶς καὶ δι' ἀγωγῆς καὶ εἶναι ἀποτέλεσμα φυσιολογικῶν λειτουργιῶν ἐντὸς τοῦ σώματος.

Τὸ μεγαλύτερον ποσὸν θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας τὸ σῶμα τὸ ἀπορροφεῖ ἀπὸ τὸν ἥλιον, ἀπὸ θερμάστρας καὶ ἄλλα μηχανήματα ἐν λειτουργίᾳ, θερμοὺς ἀτμαγωγοὺς σωλῆνας κ.λπ.

Θερμότητα διὰ μεταφορᾶς ἀπορροφεῖ τὸ σῶμα ἀπὸ ρεύματα θερμοῦ ἀέρος μόνον.

Θερμότητα δι' ἀγωγῆς ἀπορροφεῖ τὸ σῶμα ἀπὸ ἀντικείμενα, μὲ τὰ ὁποῖα ἔρχεται εἰς ἐπαφὴν ἀπὸ καιροῦ εἰς καιρόν.

Τὸ μεγαλύτερον ποσὸν θερμότητος τοῦ σώματος εἶναι ἐκεῖνο, ποὺ παράγεται ἐντὸς τοῦ σώματος ἀπὸ τὴν καῦσιν τῶν τροφῶν, ἀπὸ τριβάς, ἀσκήσεις τῶν μυῶν κ.λπ.

Ἀποβολὴ θερμότητος ἀπὸ τὸ ἀνθρώπινον σῶμα.

Ἡ ἀποβολὴ θερμότητος ἀπὸ τὸ σῶμα γίνεται μὲ δύο τρόπους: Ἀποβολὴ αἰσθητῆς θερμότητος καὶ ἀποβολὴ λανθανούσης θερμότητος.

Ἡ αἰσθητὴ θερμότης ἀποβάλλεται δι' ἀκτινοβολίας, διὰ μεταφορᾶς καὶ δι' ἀγωγῆς. Ἡ λανθάνουσα θερμότης ἀποβάλλεται δι' ἐξατμίσεως.

Τὸ σῶμα εὑρίσκεται συνήθως εἰς μεγαλυτέραν θερμοκρασίαν ἀπὸ τὰ περιβάλλοντα αὐτὸ ἀντικείμενα καὶ ἀκτινοβολεῖ θερμότητα εἰς τοὺς τοίχους τῶν δωματίων καὶ λοιπὰ ἀντικείμενα. Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος δὲν ἐπηρεάζει αὐτὴν τὴν ἀκτινοβολίαν, ἐκτὸς τοῦ ὅτι δυνατὸν νὰ αὐξήσῃ τὴν θερμοκρασίαν τῶν ἀντικειμένων.

Ἡ ἀποβολὴ διὰ μεταφορᾶς πραγματοποιεῖται, ὅταν ἡ θερμότης ἀπὸ τὸ σῶμα μεταφέρεται ἐκτὸς αὐτοῦ διὰ ρευμάτων ἀέρος.

Ἡ ἀποβολὴ δι' ἀγωγῆς πραγματοποιεῖται μὲ ἐπαφὴν τοῦ σώματος μὲ ψυχρότερον ἀντικείμενον.

Ἡ ἀποβαλλομένη θερμότης δι' ἐξατμίσεως εἶναι ἀποτέλεσμα τοῦ ψυκτικοῦ ἀποτελέσματος, ποὺ ἔχει ἡ ἐξάτμισις τῆς ὑπὸ τοῦ σώματος παραγομένης ὑγρασίας. Ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας ἀέρος τὸ σῶμα ἀπελευθερώνεται ἀπὸ τὴν ἐπὶ πλέον θερμότητά του μὲ αὐτὸν τὸν τρόπον. Ἡ θερμότης ἐσωτερικῶς τοῦ σώματος εἶναι αἰσθητή, διὰ τῆς ἐξατμίσεως ὅμως τῆς ὑγρασίας του καθίσταται λανθάνουσα.

Ὁ βαθμὸς ἐξατμίσεως καὶ ἐπομένως ἡ ἀποβολὴ θερμότητος ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν, τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν καὶ ταχύτητα τοῦ ἀέρος.

Ὅταν ἡ θερμοκρασία καὶ ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος δὲν εἶναι ὑψηλαὶ καὶ τὸ σῶμα δὲν κινῆται πολύ, τότε τοῦτο ἀπελευθεροῦται τῆς ἐπὶ πλέον θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας, διὰ μεταφορᾶς καὶ δι' ἀγωγῆς.

Ὅταν τὸ σῶμα ἐργάζεται ἢ ἀσκῆται, τότε ἀναπτύσσει πολὺ περισσοτέραν ἐσωτερικὴν θερμότητα καὶ ἀρχίζει ἡ ἐφίδρωσις. Ὁ ἱδρὼς ἐξατμίζεται, ὅταν ἡ ΣΥ τοῦ ἀέρος εἶναι χαμηλή. Ἐὰν ἡ ΣΥ τοῦ ἀέρος εἶναι ὑψηλή, ὁ ἱδρὼς δὲν ἐξατμίζεται ἢ ἐξατμίζεται βραδύτατα. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΚΡΙΟΥ 1954

ἡ ἐπὶ πλέον θερμότης δὲν ἀποβάλλεται καὶ τὸ ἄτομον δὲν αἰσθάνεται ἀνέτως.

Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἀποβάλλει τὸ ἀνθρώπινον σῶμα, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν δραστηριότητα τοῦ ἀτόμου.

Ὅταν κάθηται ἀκίνητος ἐνῆλιξ, ἀποβάλλει περίπου 95 kcal/h (ἢ 380 BTU). Ἄτομον ἐργαζόμενον εἰς πλοῖον ἀποβάλλει ἀπὸ 125 ἕως 150 kcal/h (500 ἕως 600 BTU).

Ἔρευναι ἔχουν ἀποδείξει ὅτι ἡ ἀποβολὴ θερμότητος διαιρεῖται ὡς ἀκολούθως δι' ἐλαφρὰν ἐργασίαν ἐπὶ πλοίου : 45% δι' ἀκτινοβολίας, 30% διὰ μεταφορᾶς καὶ δι' ἀγωγῆς καὶ 25% δι' ἐξατμίσεως.

Τὰ ποσοστὰ αὐτά, ἐφ' ὅσον τηροῦνται, δίδουν γενικῶς αἴσθημα ἀνέσεως εἰς τὸ ἄτομον.

Ἐὰν ὁ ἄνθρωπος ἀποβάλῃ τὸ αὐτὸ ποσὸν θερμότητος ἀλλὰ μὲ ἀναλογίας 40% δι' ἀκτινοβολίας, 50% διὰ μεταφορᾶς καὶ ἀγωγῆς καὶ 10% δι' ἐξατμίσεως, τότε δὲν ἔχει τὸ αἴσθημα τῆς ἀνέσεως, αἰσθάνεται ὑγρασίαν καὶ ψύχραν. Τοῦτο εἶναι ἀποτέλεσμα ὑψηλῆς ΣΥ καὶ μεγάλης ταχύτητος τοῦ ἀέρος (φύσημα ἀπὸ ἀνεμιστῆρα ἢ ρεῦμα).

Ἐὰν ἡ ἀποβολὴ τῆς θερμότητος εἶναι ἡ αὐτή, ἀλλὰ αἱ ἀναλογίαι εἶναι 30% δι' ἀκτινοβολίας, 25% διὰ μεταφορᾶς καὶ ἀγωγῆς καὶ 45% δι' ἐξατμίσεως, τότε τὸ ἄτομον αἰσθάνεται δυσφορίαν καὶ ζέστην. Τοῦτο εἶναι ἀποτέλεσμα χαμηλῆς ΣΥ καὶ ἀκινησίας τοῦ ἀέρος.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω φαίνεται ὅτι ἐνῶ ἡ ὁλικὴ θερμότης, ποὺ ἀποβάλλει τὸ σῶμα, δυνατὸν νὰ τηρῆται εἰς ἐπιθυμητὰ ὅρια, ἐν τούτοις ὑπάρχει περίπτωσις νὰ προκαλῆται ζωηρὸν αἴσθημα δυσφορίας εἰς τὸν ἄνθρωπον, ἀναλόγως τοῦ τρόπου ἀποβολῆς τῆς θερμότητος.

Ὁ κλιματισμὸς τοῦ ἀέρος ἑπομένως πρέπει νὰ ρυθμίζεται κατὰ τρόπον, ὥστε νὰ εἶναι δυνατὴ ἡ ἀποβολὴ θερμότητος ἀπὸ τὸ σῶμα ὑπὸ κανονικὰς ἀναλογίας διὰ νὰ ὑπάρχῃ τὸ αἴσθημα τῆς ἀνέσεως.

17·6 Αἴσθημα ἀνέσεως. Ἐνεργὸς θερμοκρασία. Κλιματισμὸς κατὰ τὸν χειμῶνα. Κλιματισμὸς κατὰ τὸ θέρος.

Αἴσθημα ἀνέσεως.

Γενικῶς ἐξεταζόμενον τὸ αἴσθημα τῆς ἀνέσεως εἶναι θέμα προσωπικὸν ἑνὸς ἑκάστου ἀτόμου καὶ σπουδαῖον ρόλον παίζει ὁ ψυχολογικὸς παράγων.

Ἄτομα, ποὺ ἔχουν συνηθίσει νὰ ζοῦν εἰς πολὺ χαμηλὰς θερμοκρασίας, δὲν ἔχουν τὸ αὐτὸ αἴσθημα ἀνέσεως μὲ ἄτομα, ποὺ ἔχουν συνηθίσει εἰς ὑψηλὰς θερμοκρασίας.

Ἡ εὕρεσις καὶ ὁ καθορισμὸς ἑπομένως μιᾶς *ζώνης ἀνέσεως* εἰς κλιματισμὸν ἔχει σκοπὸν νὰ ἱκανοποιήσῃ ὅσον τὸ δυνατὸν μεγαλύτερον ἀριθμὸν ἀτόμων ἐπὶ τοῖς ἑκατὸν καὶ ὄχι τὸ 100%.

Ἐνεργὸς θερμοκρασία.

Ἀπὸ τὰς προηγουμένας παραγράφους κατέστη προφανὲς ὅτι τρεῖς ἀλληλοεξαρτώμενοι παράγοντες παίζουν ρόλον εἰς τὴν ἄνεσιν καὶ ὑγείαν

κατὰ τὸν κλιματισμὸν τοῦ ἀέρος : Ἡ θερμοκρασία, ἡ ὑγρασία καὶ ἡ κίνησις τοῦ ἀέρος.

Εἰς τὴν πραγματικότητα εἷς δεδομένος συνδυασμὸς θερμοκρασίας, ὑγρασίας καὶ ταχύτητος ἀέρος δύναται νὰ προκαλέση τὸ ἴδιον αἴσθημα θερμοῦ ἢ ψυχροῦ μὲ μεγαλυτέραν ἢ μικροτέραν θερμοκρασίαν, ἐὰν λάβουν ἀναλόγους τιμὰς ἡ ὑγρασία καὶ ἡ ταχύτης τοῦ ἀέρος. Ἐκεῖνο ἑπομένως ποὺ ἐνδιαφέρει, εἶναι τὸ συνδυασμένον ἀποτέλεσμα τῶν τριῶν αὐτῶν παραγόντων καὶ εἰς τὸ ὁποῖον ἀποτέλεσμα δίδεται ἡ ὀνομασία *ἐνεργὸς θερμοκρασία*. Ἡ ἐνεργὸς θερμοκρασία εἶναι ὅρος, ποὺ δὲν ἔχει σχέσιν μὲ τὰς γνωστὰς τιμὰς θερμοκρασιῶν, ὅπως π.χ. 20° C ἢ 60° F, οὔτε μετρεῖται μὲ θερμόμετρον. Εὑρίσκεται ἐπὶ εἰδικοῦ ψυχρομετρικοῦ διαγράμματος, ὅταν εἶναι γνωστὴ ἡ θερμοκρασία τοῦ ξηροῦ βολβοῦ, ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ βολβοῦ καὶ ἡ ταχύτης τοῦ ἀέρος. Τὸ διάγραμμα αὐτὸ ὑπάρχει εἰς τὸ Παράρτημα, ἡ δὲ χρῆσις του εἶναι ἁπλῆ συμφώνως πρὸς τὰς ὑπαρχούσας ἐπ' αὐτοῦ ἐπεξηγήσεις.

Ἡ ἀριθμητικὴ τιμὴ τῆς ἐνεργοῦ θερμοκρασίας διὰ μίαν δεδομένην κατάστασιν ἀέρος καθορίζεται ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ξηροῦ βολβοῦ τοῦ ἀέρος μὲ 100% ΣΥ καὶ μικρὰν ταχύτητα, ἡ ὁποία προκαλεῖ τὸ ἴδιον αἴσθημα θερμοῦ ἢ ψυχροῦ μὲ τὴν δεδομένην αὐτὴν κατάστασιν τοῦ ἀέρος.

Π.χ. λέγομεν ὅτι ἡ ἐνεργὸς θερμοκρασία ἔχει τιμὴν 50° F (10° C), ἐὰν ἀὴρ μὲ ὡρισμένον συνδυασμὸν θερμοκρασίας, ὑγρασίας καὶ ταχύτητος δίδη τὸ ἴδιον αἴσθημα θερμοῦ ἢ ψυχροῦ μὲ ἀέρα ποὺ ἔχει ΣΥ 100%, ταχύτητα 15 ἕως 20 ft/min (4,5 ἕως 7m) καὶ θερμοκρασίαν ξηροῦ βολβοῦ 50°F (10°C).

Ἔστω ὅτι ἔχομεν ταχύτητα ἀέρος 20 ft/min· τότε ἀπὸ τὸ διάγραμμα τῆς ἐνεργοῦ θερμοκρασίας (ἰδὲ Παράρτημα) εὑρίσκεται ὅτι ἔχομεν τὸ ἴδιον αἴσθημα *θερμοῦ* μὲ τοὺς κάτωθι δύο συνδυασμοὺς θερμοκρασίας ἀέρος t_ξ καὶ ΣΥ :

$$t_\xi = 78^\circ F,\ \ \Sigma Y = 74\% \ \ (\text{ἀντίστοιχος } t_\upsilon = 72^\circ F)$$

$$t_\xi = 82^\circ F,\ \ \Sigma Y = 45\% \ \ (\text{ἀντίστοιχος } t_\upsilon = 67^\circ F).$$

Καὶ οἱ δύο αὐτοὶ συνδυασμοὶ δίδουν τὸ ἴδιον αἴσθημα *θερμοῦ* μὲ ἀέρα $t_\xi = 75^\circ F$ καὶ ΣΥ = 100%, διότι ἡ ἐνεργὸς θερμοκρασία ἀπὸ τὸ διάγραμμα εὑρίσκεται ὅτι εἶναι 75°F (24°C) δι' ἀμφοτέρας τὰς περιπτώσεις.

Κατὰ τὸν ἴδιον τρόπον οἱ συνδυασμοὶ $t_\xi = 82^\circ F$ καὶ ΣΥ = 88% ἢ $t_\xi = 84^\circ F$ καὶ ΣΥ = 72% ἢ $t_\xi = 88^\circ F$ καὶ ΣΥ = 50 % ἔχουν ἐνεργὸν θερμοκρασίαν 80°F (27°C περίπου).

Ἔστω ὅτι εἴμεθα εἰς δωμάτιον καὶ ὁ ἀὴρ ἔχει θερμοκρασίαν $t_\xi = 82^\circ F$, ΣΥ = 88% καὶ ταχύτητα 20 ft/min.

Δυνάμεθα νὰ αἰσθανθῶμεν κατὰ 5°F (3°C περίπου) ψυχρότερα, μεταβάλλοντες μόνον τὴν ΣΥ τοῦ ἀέρος εἰς 45%, διότι ὁ συνδυασμὸς $t_\xi = 82^\circ F$ καὶ ΣΥ = 45% ἔχει ἐνεργὸν θερμοκρασίαν (ΕΘ) 75°F, ὡς εἴδομεν ἀνωτέρω.

Μολονότι ὅλοι οἱ συνδυασμοὶ τῆς θερμοκρασίας, ὑγρασίας καὶ ταχύτητος τοῦ ἀέρος, ποὺ ἔχουν τὴν αὐτὴν ἐνεργὸν θερμοκρασίαν, δίδουν τὸ ἴδιον αἴσθημα θερμοῦ ἢ ψυχροῦ, δὲν δίδουν ὅλοι τὸ ἴδιον αἴσθημα ἀνέσεως.

Σχετικὴ ὑγρασία κάτω τῶν 15% προκαλεῖ *ξήρανσιν* τοῦ στόματος,

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΕΝΗΣ 1954

μύτης καὶ πνευμόνων καὶ αὔξησιν τοῦ κινδύνου μολύνσεως ἀπὸ μικρόβια.

Σχετικὴ ὑγρασία ἄνω τοῦ 70% προκαλεῖ ὕγρανσιν τῶν ἐνδυμάτων. Διὰ καλυτέρους ὅρους ὑγιεινῆς ΣΥ ἀπὸ 40 ἕως 50% κατὰ τοὺς ψυχροὺς μῆνας καὶ 50 ἕως 60% κατὰ τοὺς θερμοὺς εἶναι ἡ πλέον κατάλληλος.

Ὑπάρχει ἐπίσης ἕνα ὅριον εἰς τὴν ἀποδεκτὴν ταχύτητα τοῦ ἀέρος. Τὸ ὅριον αὐτὸ κυμαίνεται ἀπὸ 15 ἢ 20 ἕως 100 ft/min (6 ἕως 30 m).

Γενικῶς ἐὰν ρεῦμα ἀέρος εἶναι ἀρκετὰ αἰσθητόν, τότε τοῦτο δὲν ὑποβοηθεῖ εἰς τὴν ἄνεσιν καὶ εἶναι καὶ ἐπικίνδυνον διὰ τὴν ὑγείαν.

Κλιματισμὸς κατὰ τὸν χειμῶνα.

Εἰς σύστημα κλιματισμοῦ κατὰ τὸν χειμῶνα χορηγεῖται θερμὸς ἀὴρ εἰς τὰ δωμάτια ἢ τοὺς χώρους, ποὺ πρόκειται νὰ θερμανθοῦν, εἰς τοιαύτας ποσότητας, ὥστε ἡ ἐλάττωσις τῆς αἰσθητῆς θερμότητος τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν δίοδόν του μέσω τῶν χώρων νὰ καλύπτη τὴν ἀπώλειαν θερμότητος ἀπὸ τὰς ἐξωτερικὰς ἐπιφανείας τοῦ χώρου.

Λόγω τῶν χαμηλῶν ἐξωτερικῶν θερμοκρασιῶν κατὰ τὴν ἐποχὴν αὐτὴν ὁ ἀήρ, ὁ ὁποῖος εἰσέρχεται πρὸς ἀερισμόν, εἶναι σχετικὰ ξηρὸς καὶ χρειάζεται καὶ ὕγρανσιν ἐκτὸς τῆς θερμάνσεώς του.

Ἡ ζώνη ἀνέσεως κατὰ τὴν περίοδον τοῦ χειμῶνος εὑρίσκεται μεταξὺ περιοχῆς 63° ἕως 71°F ἐνεργοῦ θερμοκρασίας μὲ μέσην καταλληλοτέραν τιμὴν τοὺς 66°F (19°C).

Κλιματισμὸς κατὰ τὸ θέρος.

Ὁ ἀντικειμενικὸς σκοπὸς τοῦ κλιματισμοῦ κατὰ τὸ θέρος εἶναι ἡ ἐπίτευξις ἱκανοποιητικῶν ὁρίων ἀνέσεως εἰς ἐσωτερικοὺς χώρους καὶ συγχρόνως ἡ ἀποφυγὴ μεγάλης διαφορᾶς θερμοκρασίας μεταξὺ τοῦ περιβάλλοντος καὶ τῶν ἐσωτερικῶν χώρων.

Κατὰ τὸ θέρος ὁ κλιματισμὸς ἀποσκοπεῖ κυρίως εἰς τὴν ψῦξιν καὶ ἀφαίρεσιν ὑγρασίας τοῦ ἀέρος ἐντὸς ἑνὸς συστήματος.

Ἡ ζώνη ἀνέσεως κατὰ τὴν περίοδον τοῦ θέρους δὲν συμπίπτει μὲ ἐκείνην τοῦ χειμῶνος· κεῖται μεταξὺ περιοχῆς 66° ἕως 75°F ἐνεργοῦ θερμοκρασίας μὲ καταλληλοτέραν τιμὴν τῶν 71°F (22°C).

Αἱ τιμαὶ αὐταὶ καὶ διὰ τὸν χειμῶνα καὶ διὰ τὸ θέρος εἶναι ἐνδεικτικαί, ὄχι ἀπόλυτοι, διότι τὸ αἴσθημα τῆς ἀνέσεως ἐπαναλαμβάνομεν εἶναι θέμα προσωπικὸν καὶ ἐξαρτᾶται καὶ αὐτὸ ἀπὸ τὸ κλῖμα, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχει συνηθίσει νὰ ζῇ τὸ ἄτομον.

Ὁ Πίναξ 17.6 εἶναι ἐπίσης ἐνδεικτικὸς καὶ δεικνύει τὰς θερμοκρασίας καὶ ΣΥ ποὺ συνιστῶνται εἰς κλιματισμοὺς κατὰ τὸ θέρος εἰς ἐστιατόρια, θέατρα κ.λπ.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΝΩΣΤΟΥ 1954

ΠΙΝΑΞ 17·6

Ἐπιθυμηταὶ θερμοκρασίαι κατὰ τὸ θέρος εἰς κλειστοὺς χώρους

Ἐπικρατοῦσαι ἐξωτερικαὶ θερμοκρασίαι		Ἐπιθυμηταὶ ἐσωτερικαὶ θερμοκρασίαι					
		t_ξ		t_υ		ἐνεργὸς θερμοκρ.	
°F	°C	°F	°C	°F	°C	°F	°C
95	35	80	27	65	18,5	73	23
90	32	78	26	64,5	18	72	22,5
85	30	77	25	64	17,5	71	22
80	27	75	24	63,5	17	70	21,5
75	24	74	23	62,5	17	69	21,5

17·7 Βασικὸς κύκλος κλιματισμοῦ διὰ ψῦξιν εἰς διαμέρισμα πλοίου.

Ἓν διαμέρισμα πλοίου ἀποκτᾶ θερμότητα ἀπὸ τὸ ἀνθρώπινον προσωπικὸν καὶ τὰ ὑλικὰ ἐξαρτήματα ποὺ περιέχει καὶ θερμότητα, ποὺ μεταδίδεται μέσω τῶν μεταλλικῶν καταστρωμάτων καὶ φρακτῶν (μπουλμέδες). Ὑγρασία προστίθεται ἀπὸ τὰ ἄτομα καὶ κάθε ἄλλην πηγὴν ὕδατος, ποὺ τυχὸν εὑρίσκεται ἐντὸς τοῦ διαμερίσματος.

Ὁ κύκλος κλιματισμοῦ διὰ τὴν ψῦξιν τοῦ διαμερίσματος φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 17·7α.

Ὁ θερμὸς ὑγρὸς ἀὴρ ἀπὸ τὸ διαμέρισμα ὁδηγεῖται εἰς ἀεραγωγόν, ἐντὸς τοῦ ὁποίου ἀναμιγνύεται μὲ νέον ἀέρα, ὁ ὁποῖος εἰσέρχεται ἀπὸ ἔξω.

Ὁ ἀνεμιστὴρ καταθλίβει τὸν ἀέρα πέριξ τῶν σωλήνων ψύξεως, ἐντὸς τῶν ὁποίων κυκλοφορεῖ ὁ ψυκτικὸς φορεύς, ὁ ὁποῖος ψύχει τοὺς σωλῆνας.

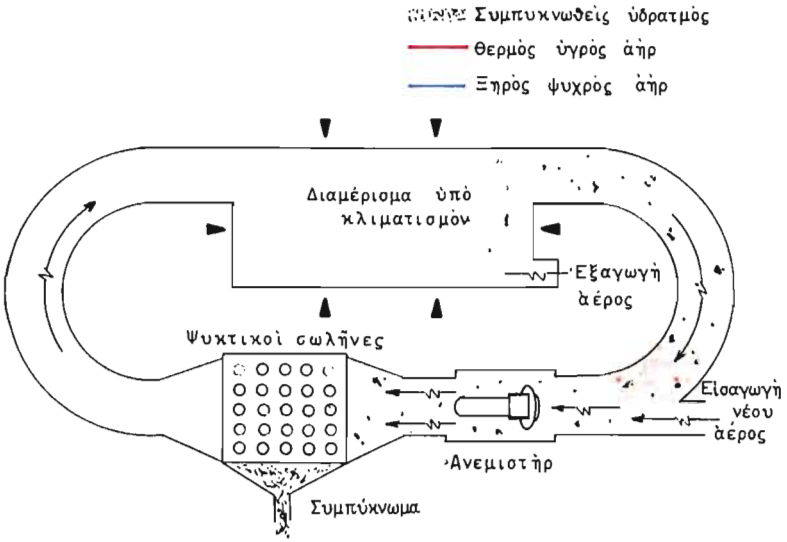
Οἱ ψυκτικοὶ σωλῆνες ἀπορροφοῦν θερμότητα ἀπὸ τὸν ἀέρα καὶ συγχρόνως συμπυκνώνουν τοὺς ἐπὶ πλέον ὑδρατμούς. Ἡ ὑγρασία ὡς συμπύκνωμα ρέει ἐντὸς δοχείου, ποὺ ὑπάρχει κάτωθεν τῶν σωλήνων ψύξεως καὶ μέσω σωλῆνος ἐξέρχεται.

Ὁ ψυχρὸς καὶ ξηρότερος τώρα ἀὴρ ὁδηγεῖται ἐντὸς τοῦ διαμερίσματος, ἀπὸ τὸ ὁποῖον ἀπορροφεῖ θερμότητα καὶ ὑγρασίαν καὶ ἐπιστρέφει ἐκ νέου εἰς τοὺς σωλῆνας ψύξεως. Μέρος τοῦ ἐντὸς τοῦ διαμερίσματος κυκλοφοροῦντος ἀέρος ἐξάγεται ἀπ' εὐθείας ἀπὸ αὐτὸ διὰ νὰ ἐπιτρέπεται ἡ ἀνανέωσις τοῦ ἀέρος· περίπου 75% τοῦ ἀέρος ἀνακυκλοφορεῖ καὶ 25% προστίθεται νέος ἀὴρ εἰς τὸ σύστημα.

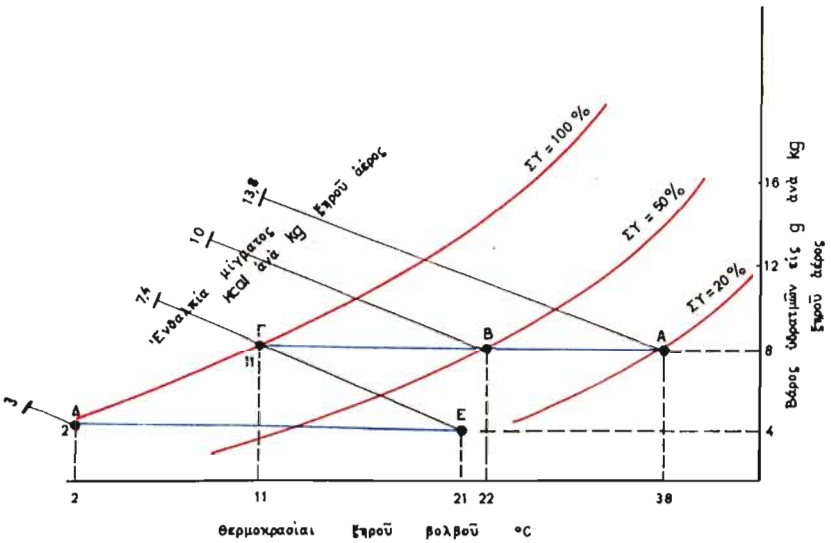
Παράδειγμα.

Αἱ ἀπώλειαι θερμότητος εἰς διαμερίσματα πλοίου ὑπελογίσθησαν 105 000 kcal/h. Ἐντὸς τῶν διαμερισμάτων καταθλίβεται ἀὴρ θερμοκρασίας 38°C, ὁ ὁποῖος καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ αὐτὰ μὲ θερμοκρασίαν 22°C καὶ ΣΥ 50%. Ὁ ἀὴρ τοῦ περιβάλλοντος ἔχει θερμοκρασίαν 2°C καὶ ΣΥ = 100%.

ΔΡΥΣΑ ΣΥΓΚΛΟΥ 1954



Σχ. 17·7α.



Σχ. 17·7β.

Ζητεῖται : α) Ποῖος ὁ ἀπαιτούμενος κλιματισμὸς τοῦ ἀέρος τοῦ περιβάλλοντος, ὥστε νὰ κυκλοφορῇ ἐντὸς τῶν διαμερισμάτων ὡς ἀνωτέρω. β) Τὸ βάρος τοῦ ἀέρος, ποὺ πρέπει νὰ κυκλοφορῇ εἰς τὰ διαμερίσματα, εἰς kg/h. γ) Τὰ ποσὰ θερμότητος, τὰ ὁποῖα ἀπαιτοῦνται διὰ τυχὸν προθέρμανσιν καὶ ἀναθέρμανσιν τοῦ ἀέρος καὶ δ) τὸ βάρος τοῦ ἀπαιτουμένου ὕδατος διὰ τὴν ὕγρανσιν τοῦ ἀέρος κατὰ τὸν κλιματισμόν του.

Λύσις :

α) Ἡ κατάστασις τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν ἔξοδον ἀπὸ τὰ διαμερίσματα τοῦ πλοίου ($t_\xi = 22^oC$ καὶ $\Sigma Y = 50\,\%$) εὑρίσκεται ἀπὸ τὸ ψυχρομετρικὸν διάγραμμα καὶ εἶναι ὁ τοῦ σημείου Β (σχ. 17·7β). Ἑπομένως ὁ ἀὴρ κατὰ τὴν εἴσοδον πρέπει νὰ ἔχῃ κατάστασιν ὡς τοῦ σημείου Α ($t_\xi = 38^oC$ καὶ $\Sigma Y = 20\,\%$). Ὁ ἀὴρ τοῦ περιβάλλοντος εἶναι ὁ τοῦ σημείου Δ ($t_\xi = 2^o$ καὶ $\Sigma Y = 100\%$).

Ἑπομένως ἀπὸ τὸ ψυχρομετρικὸν διάγραμμα ἐμφαίνεται ὅτι διὰ νὰ μετατρέψωμεν τὴν κατάστασιν τοῦ ἀέρος ἀπὸ Δ εἰς Α ἀπαιτεῖται προθέρμανσις μέχρις 21^oC (γραμμὴ ΔΕ), ὥστε τὸ σημεῖον Ε νὰ κεῖται ἐπὶ τῆς γραμμῆς $t_\upsilon = 11^oC$ τοῦ σημείου Γ, τὸ ὁποῖον εἶναι τὸ σημεῖον δρόσου τοῦ ἀέρος καταστάσεως Α.

Ἀπὸ τὸ σημεῖον Ε ὁ ἀὴρ εἰσέρχεται ἐντὸς ὑγραντῆρος (παράγρ. 9·7) καὶ ὑπὸ σταθερὰν $t_\upsilon = 11^oC$, ἀπορροφεῖ ὕδωρ μέχρι $\Sigma Y = 100\%$ (σημεῖον Γ). Ἀπὸ τὸ σημεῖον Γ ὁ ἀὴρ ἀναθερμαίνεται μέχρι θερμοκρασίας 38^oC (σημεῖον Α) καὶ ἐν συνεχείᾳ ὁδηγεῖται ἐντὸς τῶν διαμερισμάτων τοῦ πλοίου. Ἑπομένως ὁ ἀπαιτούμενος κλιματισμὸς τοῦ ἀέρος εἶναι προθέρμανσις (κατὰ τὴν ΔΕ) – ὕγρανσις (κατὰ τὴν ΕΓ) καὶ ἀναθέρμανσις (κατὰ τὴν ΓΑ).

β) Ὁ ἀὴρ εἰσέρχεται εἰς τὸ διαμέρισμα μὲ ἐνθαλπίαν 13,8 kcal/kg (τοῦ σημείου Α) καὶ ἐξέρχεται μὲ 10 kcal/kg (τοῦ σημείου Β)· ἑπομένως τὸ ἀπαιτούμενον βάρος ἀέρος Β εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$B\,(13{,}8 - 10) = 105\,000 \quad \text{ἢ} \quad B = \frac{105\,000}{3{,}8} = 27\,631 \text{ kg/h}.$$

γ) Ὁ ἀὴρ μὲ ἐνθαλπίαν 3 kcal/kg (σημεῖον Δ) προθερμαίνεται μέχρις ἐνθαλπίας 7,4 kcal/kg (σημεῖον Ε)· ἑπομένως διὰ τὴν προθέρμανσιν ἀπαιτοῦνται :

$$27\,631\,(7{,}4 - 3) = 93\,945 \text{ kcal/h}.$$

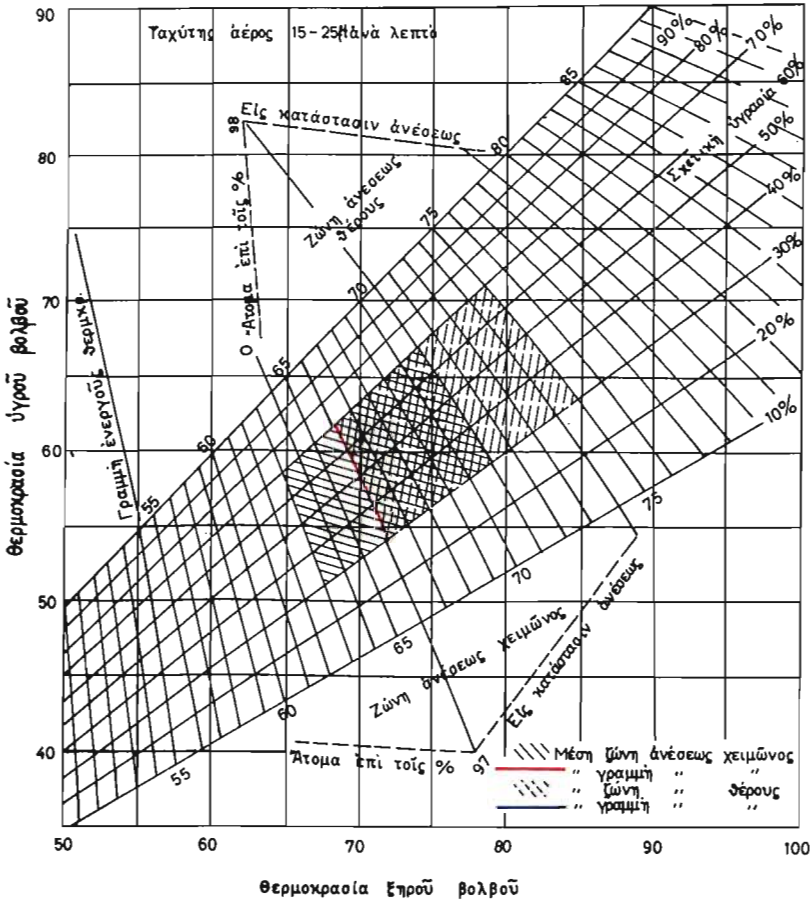
Κατὰ τὴν ἀναθέρμανσιν ὁ ἀὴρ μὲ ἐνθαλπίαν 7,4 kcal/kg (σημεῖον Γ) ἀναθερμαίνεται μέχρις ἐνθαλπίας 13,8 kcal/kg (σημεῖον Α)· ἑπομένως διὰ τὴν ἀναθέρμανσιν ἀπαιτοῦνται $27\,631\,(13{,}8 - 7{,}4) = 176\,838$ kcal/h.

δ) Ὁ ἀὴρ ἀπὸ ὑγρασίαν 4 g/kg (σημεῖον Δ καὶ Ε) μετὰ τὴν ὕγρανσιν ἀπέκτησεν ὑγρασίαν 8 g/kg (σημεῖον Γ)· ἑπομένως τὸ βάρος τοῦ ὕδατος, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν ὕγρανσιν τοῦ ἀέρος, εἶναι $\frac{27\,631 \times 4}{1000} = 110{,}5$ kg ὕδατος ἀνὰ ὥραν.

17·8 Διάγραμμα ἀνέσεως — Ζώνη ἀνέσεως χειμῶνος — Ζώνη ἀνέσεως θέρους.

Εἰς τὸ σχῆμα 17·8α παρίσταται διάγραμμα ἀνέσεως, τὸ ὁποῖον ἔχει χαραχθῆ πειραματικῶς διὰ ταχύτητα ἀέρος ἀπὸ 15 ἕως 20 ft/min καὶ μὲ

μεγάλην ὁμάδα ἀνδρῶν καὶ γυναικῶν (ὡς πειραματόζωα) ἐνδεδυμένων μὲ συνήθη ἐνδύματα ἀναλόγως πρὸς τὴν ἐποχήν.



Σχ. 17·8α.

Ζώνη ἀνέσεως χειμῶνος.

Εἰς τὸ διάγραμμα ἡ ζώνη ἀνέσεως χειμῶνος περιλαμβάνει ἀρους μεταξὺ ἐνεργοῦ θερμοκρασίας 60°F καὶ 74°F (15° ἕως 24°C), εἰς τὴν ὁποίαν ζώνην ἕνα ἢ περισσότερα ἄτομα ἠσθάνοντο ἀνέτως.

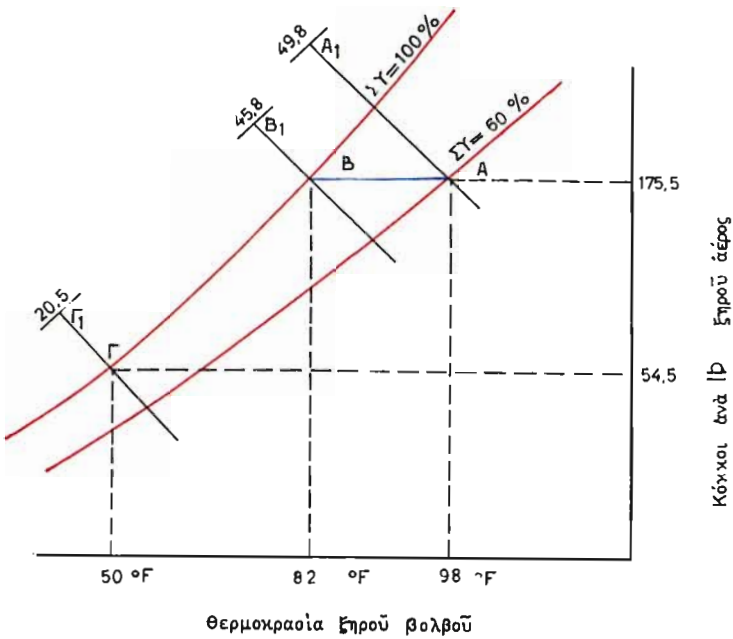
Ἡ μέση ζώνη ἀνέσεως χειμῶνος περιλαμβάνει ἀπὸ 63°F ἕως 71°F (17° ἕως 22°C) ἐνεργὸν θερμοκρασίαν, εἰς τὴν ὁποίαν τὰ 50% καὶ ἄνω τῶν ἀτόμων ἠσθάνοντο ἀνέτως.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΙΟΥ 1954

Ἡ πλέον ἐπιθυμητὴ ἐνεργὸς θερμοκρασία εὑρέθη ὅτι ἦτο ἡ 66°F (19°C) καὶ καθιερώθη ὡς *ἡ γραμμὴ ἀνέσεως τοῦ χειμῶνος*. Εἰς αὐτὴν τὰ 97% τῶν ἀτόμων ἠσθάνοντο ἀνέτως. Ἡ γραμμὴ χωρίζει τοὺς ψυχροὺς ὅρους κλιματισμοῦ πρὸς τὰ ἀριστερὰ καὶ τοὺς θερμοὺς ὅρους κλιματισμοῦ πρὸς τὰ δεξιά. Μὲ τοὺς ὅρους κλιματισμοῦ, ποὺ ὑπάρχουν ἢ καθορίζονται κατὰ μῆκος τῆς γραμμῆς αὐτῆς, τὸ σῶμα εἶναι ἱκανὸν νὰ διατηρῇ τὴν θερμικὴν ἰσορροπίαν του μὲ τὸ περιβάλλον, χωρὶς τοῦτο νὰ γίνεται αἰσθητὸν ἢ ἐλάχιστα αἰσθητὸν εἰς τὸ ἄτομον.

Ζώνη ἀνέσεως θέρους.

Ἡ ζώνη ἀνέσεως τοῦ θέρους δὲν συμπίπτει μὲ ἐκείνην τοῦ χειμῶνος. Κατ' ἀρχὴν ὁ καθορισμὸς τῆς ζώνης ἀνέσεως τοῦ θέρους καθορίζεται πολὺ δυσκολώτερον ἀπὸ ἐκείνην τοῦ χειμῶνος λόγω τῆς ἐφιδρώσεως τῶν ἀτόμων εἰς θερμὸν καιρόν. Κλιματισμὸς ἀέρος, ποὺ εἶναι ἄνετος δι' ἄτομα μὲ ξηρὸν δέρμα, δυνατὸν νὰ ἀποδειχθῇ πολὺ ψυχρὸς δι' ἐκείνους ποὺ ἱδρώνουν.



Σχ. 17·8β.

Οἱ ὅροι, ποὺ πρέπει νὰ τηροῦνται εἰς διάφορα κτήρια, ἐξαρτῶνται κατὰ πολὺ ἀπὸ τὸν χρόνον ποὺ παραμένουν ἐντὸς οἱ κάτοικοι καὶ τὰς ἐπικρατούσας ἐξωτερικὰς συνθήκας.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

Εἰς τὸ διάγραμμα τοῦ σχήματος 17·8α δεικνύεται ἡ ζώνη ἀνέσεως θέρους μετὰ παραμονὴν τῶν ἀτόμων ἐπὶ 3ωρον ἐντὸς τοῦ κλιματισμένου χώρου διὰ νὰ γίνῃ ἡ προσαρμογὴ τοῦ σώματος.

Ἡ μέση ζώνη ἐκτείνεται ἀπὸ 66° ἕως 75°F (19° ἕως 24°C) ἐνεργοῦ θερμοκρασίας μὲ τὴν γραμμὴν ἀνέσεως θέρους εἰς τοὺς 71°F (22°C) ἐνεργοῦ θερμοκρασίας.

Αἱ τιμαὶ αὗται ἐνεργοῦ θερμοκρασίας εἶναι περίπου κατὰ 4°F μεγαλύτεραι ἀπὸ ἐκείνας τοῦ χειμῶνος, ὅταν τὰ ἄτομα εἶναι ἐνδεδυμένα μὲ κοινὰ χειμερινὰ ἐνδύματα.

Παράδειγμα.

100 lb/min ἀέρος θερμοκρασίας 98° F καὶ ΣΥ 60% ψύχονται καὶ τοὺς ἀφαιρεῖται ὑγρασία μέχρι τελικῆς θερμοκρασίας 50°F. Μὲ τὴν χρησιμοποίησιν τοῦ ψυχρομετρικοῦ διαγράμματος νὰ εὑρεθῇ : α) Ἡ ἀφαιρουμένη θερμότης BTU ἀνὰ λεπτὸν καὶ β) ἡ ἀφαιρουμένη ὑγρασία εἰς lb/min.

Λύσις :

Ἡ ἀρχικὴ κατάστασις τοῦ ἀέρος εἰς τὸ διάγραμμα εἶναι τὸ σημεῖον A, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχομεν AY = 175,5 κόκκοι (σχ. 17·8β). Ἐνθαλπία $\iota_A = 49{,}8$ (σημεῖον A_1).

Ψύχεται ὁ ἀὴρ καὶ κατ' ἀρχὰς ἡ AY παραμένει σταθερά, ἕως ὅτου φθάσωμεν τὸ σημεῖον B, ἤτοι τὸ σημεῖον δρόσου, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχομεν AY = 175,5 κόκκοι καὶ ἐνθαλπία $\iota_B = 45{,}8$ (σημεῖον B_1).

Ἀπὸ τὸ σημεῖον δρόσου, ἐφ' ὅσον συνεχίζεται ἡ ψῦξις, ἀρχίζει ἡ συμπύκνωσις τοῦ ἐντὸς τοῦ ἀέρος ὑδρατμοῦ καὶ ὅταν φθάσωμεν τὴν ἐπιθυμητὴν θερμοκρασίαν 50°F (σημεῖον Γ), ἔχομεν AY = 54,5 κόκκοι καὶ ἐνθαλπία $\iota_\Gamma = 20{,}2$ (σημεῖον Γ_1).

Τώρα : Θερμότης ἀφαιρεθεῖσα ἀπὸ A ἕως B = 100 (49,8 – 45,8) = 400 BTU/min.

Θερμότης ἀφαιρεθεῖσα ἀπὸ B ἕως Γ = 100 (45,8 – 20,5) = 2530 BTU/min.

α) Ὁλικὴ ἀφαιρεθεῖσα θερμότης = 400 + 2530 = 2930 BTU/min.

β) Ἀφαιρεθεῖσα ὑγρασία $= \dfrac{100\,(175{,}5 - 54{,}5)}{7000} = 1{,}714$ lb/min.

17·9 Ἀσκήσεις

1) Μὲ τὴν βοήθειαν τοῦ ψυχρομετρικοῦ διαγράμματος καὶ τοῦ διαγράμματος ἐνεργοῦ θερμοκρασίας νὰ εὑρεθοῦν διὰ ταχύτητα ἀέρος 100 ft/min δύο τουλάχιστον συνδυασμοὶ σχετικῆς ὑγρασίας καὶ θερμοκρασίας ἀέρος, οἱ ὁποῖοι δίδουν τιμὴν ἐνεργοῦ θερμοκρασίας 65°F.

(*Ἀπ.:* $t_\xi = 71°F$ καὶ ΣΥ = 52% καὶ $t_\xi = 72°F$ καὶ ΣΥ = 40%)

2) Ἀὴρ τοῦ περιβάλλοντος ἔχει θερμοκρασίαν 30°F καὶ ΣΥ 100%. Διὰ νὰ χρησιμοποιηθῇ διὰ θέρμανσιν κλειστοῦ χώρου, πρέπει νὰ μετατραπῇ εἰς ἀέρα θερμοκρασίας 100°F καὶ ΣΥ 30%. Διὰ τοῦ ψυχρομετρικοῦ διαγράμματος νὰ εὑρεθῇ ἀνὰ lb ἀέρος : α) Ἡ ἀπαιτουμένη ποσότης θερμότητος προθερμάνσεως. β) Τὸ ἀπαιτούμενον ὕδωρ εἰς κόκκους διὰ τὴν ὑγρανσιν. γ) Ἡ ἀπαιτουμένη θερμότης διὰ τὴν ἀναθέρμανσιν.

(*Ἀπ.:* α = 18,3 BTU, β = 70 κόκκοι, γ = 8 BTU)

ΔΡΥΑΣ ΣΥΣΤΗΣ 1954

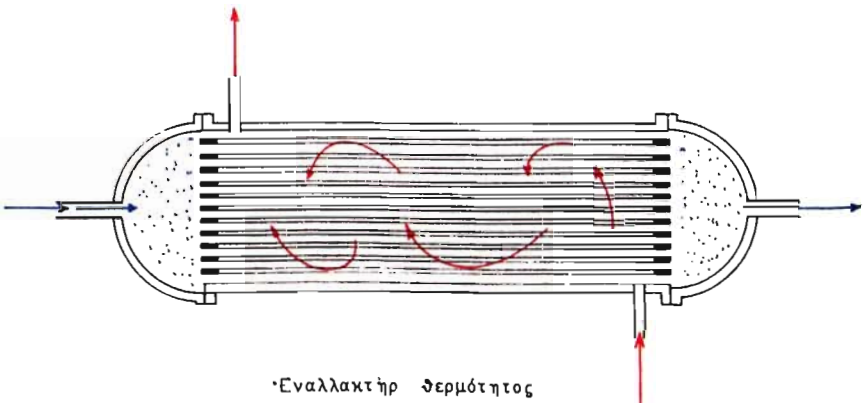
ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 18

ΕΞΑΡΤΗΜΑΤΑ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ

18·1 Γενικά.

Ἐξαρτήματα μεταφορᾶς θερμότητος εἰς τὰ πλοῖα θεωροῦνται ὅσα ἔχουν σκοπὸν τὴν θέρμανσιν ἢ ψῦξιν ἑνὸς ρευστοῦ. Τὰ ἐξαρτήματα αὐτὰ μὲ τὴν γενικὴν ὀνομασίαν *ἐναλλακτῆρες θερμότητος* (σχ. 18·1) εἶναι οἱ προθερμαντῆρες ὕδατος καὶ πετρελαίου λεβήτων, οἱ ὑπερθερμαντῆρες ἀτμοῦ, συμπυκνωταὶ ἀτμοῦ, ψυκτῆρες ἐλαίου λιπάνσεως, βραστῆρες παραγωγῆς ἀπεσταγμένου ὕδατος κ.λπ.

Ἡ θέρμανσις ἢ ἡ ψῦξις ἑνὸς ρευστοῦ ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα (πλὴν τῆς περιπτώσεως συμπυκνώσεως ἀτμοῦ ἢ ἀτμοποιήσεως) τὴν μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας τῶν δύο ρευστῶν.



Σχ. 18·1.

Κατὰ τὸν θερμικὸν ὑπολογισμὸν τῶν ἐναλλακτήρων θερμότητος ὑπεισέρχονται πολλοὶ παράγοντες ὀφειλόμενοι μεταξὺ ἄλλων καὶ εἰς μεταβολὰς κατὰ τὴν λειτουργίαν αὐτῶν, λόγῳ κυρίως τῶν διαφόρων στερεῶν οὐσιῶν, ποὺ ἐπικάθηνται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῶν αὐλῶν.

Ἐπὶ τῶν αὐλῶν τῶν λεβήτων ἐξωτερικῶς ἔχομεν τὴν αἰθάλην καὶ ἐσωτερικῶς καθαλαττώσεις ἐκ τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος. Οἱ αὐλοὶ τῶν συμπυκνωτῶν ἀτμοῦ ρυπαίνονται μὲ λάσπην καὶ φράσσονται ἀπὸ θαλάσσια φύκη.

Τέλος εἶναι δυνατὸς ὁ ὑπολογισμὸς ἑνὸς ἐναλλακτῆρος θερμότητος δι' ὡρισμένους ὅρους λειτουργίας, ἐνῶ εἰς τὴν πρᾶξιν ἡ μεταβολὴ τοῦ φορτίου καὶ ἡ ποσότης

ΔΡΥΧΝΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

ροῆς τοῦ ρευστοῦ πολλάκις ἔχει μεγάλας διακυμάνσεις. Αἱ διακυμάνσεις αὐταὶ ἐπιδροῦν ἐπὶ τῶν τιμῶν τῶν θερμοκρασιῶν, αἱ ὁποῖαι δυνατὸν νὰ αὐξηθοῦν ἐπικινδύνως. Ἀπότομος ἐλάττωσις τῆς ροῆς ὑδρατμοῦ μέσω ὑπερθερμαντῆρος πιθανὸν νὰ προκαλέση *κάψιμο* τῶν αὐλῶν, ἐκτὸς ἐὰν συγχρόνως πραγματοποιηθῆ καὶ ἄμεσος ἐλάττωσις τῆς θερμότητος, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τὸν ὑπερθερμαντῆρα.

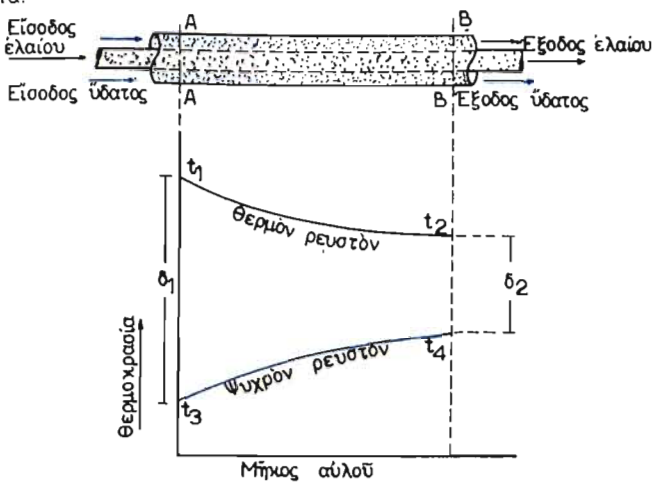
Ἅπαντα τὰ ἀνωτέρω ἔχουν ὡς ἀποτέλεσμα νὰ ὑπεισέρχωνται εἰς τὰ προβλήματα τῶν θερμικῶν ὑπολογισμῶν τῶν ἐναλλακτήρων θερμότητος πολλαὶ πολύπλοκοι ἐμπειρικαὶ σταθεραί, αἱ ὁποῖαι εἶναι ἀποτέλεσμα πειραμάτων καὶ μελετῶν λίαν εἰδικευμένων εἰς τὸ θέμα τεχνικῶν. Ἀνεξαρτήτως ὅμως τῶν ἀνωτέρω μία γενικὴ γνῶσις τῶν συνθηκῶν ὑπολογισμοῦ λειτουργίας καὶ τοῦ τρόπου εὑρέσεως τοῦ ὁλικοῦ συντελεστοῦ μεταδόσεως θερμότητος εἶναι λίαν βασικὴ διὰ τὸν χειριστὴν μηχανικόν, ὥστε νὰ δύναται αὐτὸς νὰ ἐλέγχη τὴν ἀπόδοσιν τῆς ἐγκαταστάσεως.

Τὰ ἐκτιθέμενα κατωτέρω ὁμοῦ μὲ τὰ παραδείγματα, ποὺ ἀκολουθοῦν, ἀναφέρονται εἰς πραγματικὰς ἐγκαταστάσεις καὶ ἀφοροῦν εἰς περιπτώσεις, ποὺ συναντῶνται εἰς τὰ πλοῖα.

18·2 Μέση διαφορὰ θερμοκρασίας.

Μία γενικὴ περίπτωσις ἐναλλακτῆρος θερμότητος ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 18·2. Εἶναι μία διπλῆ σωλήνωσις, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ ὕδωρ ψύξεως κυκλοφορεῖ ἐξωτερικῶς τοῦ ἐσωτερικοῦ σωλῆνος καὶ τὸ θερμὸν ἔλαιον κυκλοφορεῖ ἐσωτερικῶς αὐτοῦ.

Ἂς ἐξετάσωμεν ἓν τμῆμα ἀπὸ A - A εἰς B - B (σχ. 18·2). Ἡ θερμότης ρέει ἀπὸ τὸ ἔλαιον πρὸς τὸ ὕδωρ μέσω τοῦ τοιχώματος τοῦ σωλῆνος, ποὺ διαχωρίζει τὰ δύο αὐτὰ ρευστά.



Σχ. 18·2.

Κατὰ τὴν ροὴν ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος αὐξάνει, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἐλαίου ἐλαττοῦται. Τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τὴν μεταβολὴν τῆς διαφορᾶς θερμοκρασίας μεταξὺ τῶν δύο ρευστῶν, καθὼς ταῦτα ρέουν.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν διὰ τὴν εὕρεσιν τοῦ ὁλικοῦ συντελεστοῦ U μεταφορᾶς θερμότητος ἀπαιτεῖται ἡ εὕρεσις τῆς μέσης τιμῆς διαφορᾶς θερμοκρασίας τῶν δύο ρευστῶν. Αὐτὴ εὑρίσκεται ἐκ τῆς ἰσότητος :

$$\delta_\mu = \frac{\delta_1 - \delta_2}{l_n \frac{\delta_1}{\delta_2}} \tag{253}$$

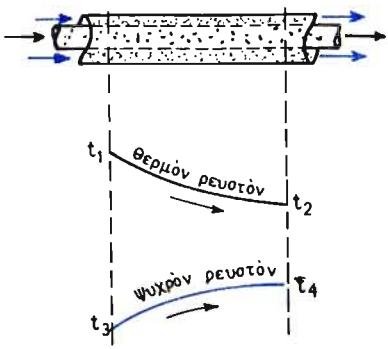
ὅπου δ_1 εἶναι ἡ μεγαλυτέρα διαφορὰ θερμοκρασίας ($= t_1 - t_3$), δ_2 ἡ μικροτέρα διαφορὰ θερμοκρασίας ($= t_2 - t_4$) καὶ l_n = Νεπέρειος λογάριθμος.

Ἡ ἰσότης (252) εἶναι ἀποτέλεσμα ὑπολογισμοῦ μὲ βάσιν ὅτι δὲν ὑπάρχει μεταφορὰ ἄλλης θερμότητος, ἐκτὸς ἐκείνης μεταξὺ ἐλαίου καὶ ὕδατος, ὅτι ὑπάρχει μία ὁμαλὴ αὐξομείωσις τῶν θερμοκρασιῶν τῶν δύο ρευστῶν καὶ ὅτι ὁ ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος καὶ αἱ εἰδικαὶ θερμότητες τῶν ρευστῶν ἔχουν σταθερὰς τιμὰς ἐντὸς τοῦ ἐξαρτήματος.

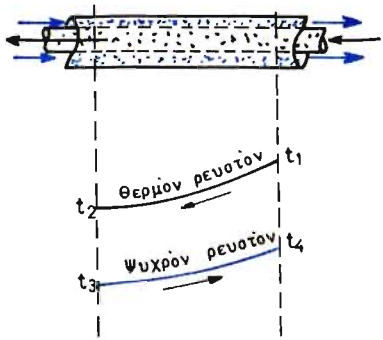
18·3 Παράλληλος καὶ ἀντίστροφος ροή.

Ἡ ἰσότης (252) εὑρέθη μὲ βάσιν τὸν ἐναλλακτῆρα θερμότητος τοῦ σχήματος 18·2, εἰς τὸν ὁποῖον τὰ ρευστὰ ἔχουν παράλληλον ροήν. Δηλαδὴ ἀμφότερα τὰ ρευστὰ εἰσέρχονται καὶ διαδρομοῦν κατὰ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν ἐντὸς τοῦ ἐναλλακτῆρος θερμότητος. Ἰσχύει ὅμως καὶ δι' ἀντίστροφον ροήν.

Ἀντίστροφος ροὴ ἀποκτᾶται, ὅταν ἀντιστραφῇ ἡ διεύθυνσις τοῦ ἑνὸς ρευστοῦ, ὥστε νὰ εἰσέρχεται τοῦτο ἀπὸ τὴν ἑτέραν πλευρὰν ἐκείνης, ποὺ εἰσέρχεται τὸ ἄλλο, ὁπότε ἡ ροὴ τοῦ ἑνὸς εἶναι ἀντίστροφος τοῦ ἄλλου.



Σχ. 18·3α.



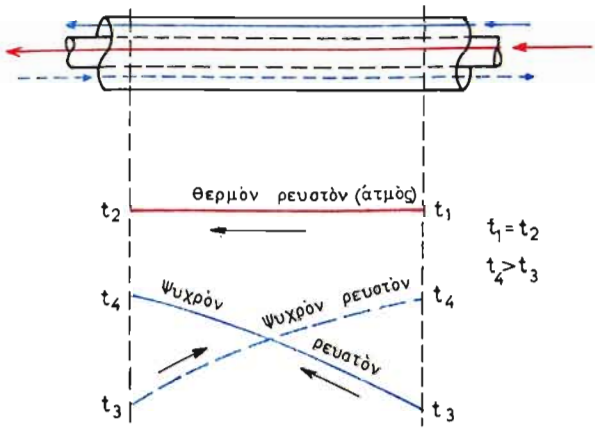
Σχ. 18·3β.

Εἰς τὸ σχῆμα 18·3α ἐμφαίνεται ἡ παράλληλος καὶ εἰς τὸ σχῆμα 18·3β ἡ ἀντίστροφος ροὴ ὁμοῦ μὲ τὰς γραφικὰς παραστάσεις μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας.

Εἰς περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ἕνα ρευστὸν εἶναι ἀτμὸς εἰς τὴν φάσιν τῆς συμπυκνώσεως (ἢ καὶ ἀτμοποιήσεως), ἡ ροὴ δύναται νὰ εἶναι παράλληλος, ἀντί-

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΗ 1954

στροφος ἡ διαμήκης μέσω τῶν αὐλῶν, ὅπως εἰς ἕνα συμπυκνωτὴν (ψυγεῖον) ἀτμοῦ. Εἰς τὰς περιπτώσεις αὐτὰς ἡ γραμμὴ μεταβολῆς τῶν θερμοκρασιῶν ἐμφαίνεται εἰς τὸ σχῆμα 18·3γ.



Σχ. 18·3γ.

Δεδομένου ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ κατὰ τὴν συμπύκνωσιν παραμένει σταθερά, ἡ μέση διαφορὰ θερμοκρασίας εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι πάντοτε ἡ ἰδία, ἀνεξαρτήτως τῆς διευθύνσεως ροῆς τῶν δύο ρευστῶν.

18·4 Μεταφορὰ θερμότητος μὲ παράλληλον καὶ ἀντίστροφον ροήν.

Ἡ γενικὴ ἰσότης μεταφορᾶς θερμότητος εἰς τοὺς ἐναλλακτῆρας θερμότητος εἶναι:

$$\mathbf{H} = \mathbf{U.A.}\ \delta_\mu \quad \text{kcal/h (ἢ BTU/h)} \qquad (254)$$

Εἰς τὴν ἰσότητα (254) ἔχομεν :

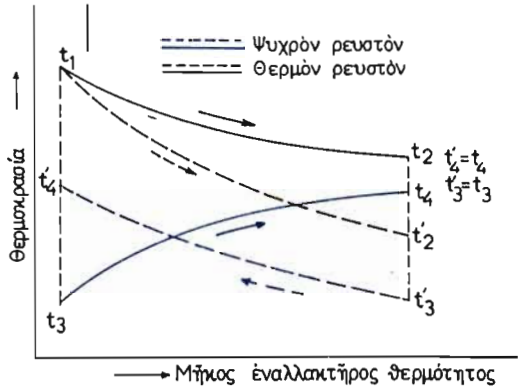
U εἶναι ὁ ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος εἰς kcal/h, m², °C ἢ BTU/h, ft², °F, ὅπως ἀνεφέρθη καὶ εἰς παράγραφον 2·17· **A** εἶναι ἀντιπροσωπευτικὴ ἐπιφάνεια, ὅπως π.χ. ἡ ὁλικὴ ἐσωτερικὴ ἢ ἐξωτερικὴ ἐπιφάνεια τῶν αὐλῶν εἰς m² ἢ ft²· δ_μ ὡς ἡ ἰσότης (253).

Ἀπὸ πρακτικῆς σκοπιᾶς ἡ παράλληλος ροὴ ἔχει δύο βασικὰ μειονεκτήματα, τὰ ὁποῖα εὐκόλως γίνονται ἀντιληπτὰ ἀπὸ τὸ σχῆμα 18·4α.

Μὲ τὴν παράλληλον ροὴν (πλήρεις γραμμαὶ) ὑπάρχει κατ' ἀρχὰς μεγάλη διαφορὰ θερμοκρασίας μεταξὺ τῶν ρευστῶν ($t_1 - t_3$) καὶ ἑπομένως ὑψηλὴ τιμὴ μεταφορᾶς θερμότητος εἰς τὸ σημεῖον αὐτὸ τοῦ ἐξαρτήματος. Ὅσον ὅμως συνεχίζεται ἡ ροή, αἱ θερμοκρασίαι τῶν ρευστῶν τείνουν νὰ φθάσουν μίαν κοινὴν ὁριακὴν τιμὴν καὶ ἡ διαφορὰ μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν τῶν ρευστῶν ἐλαττοῦται ταχέως.

Δεδομένου ὅτι τὸ ποσὸν τῆς μεταφερομένης θερμότητος ἐπηρεάζεται βασικῶς ἀπὸ τὴν διαφορὰν θερμοκρασίας, μέρος τοῦ ἐναλλακτῆρος θερμότητος πρὸς τὸ

τέλος (κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς ροῆς) καθίσταται βαθμηδὸν μὴ ἀποδοτικόν. Μὲ ἀντίστροφον ροὴν αἱ μικρότεραι καὶ μεγαλύτεραι θερμοκρασίαι τῶν ρευστῶν εἶναι ἐν παραθέσει εἰς τὰ ἀντίθετα ἄκρα τοῦ ἐξαρτήματος καὶ ἡ διαφορὰ μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν τῶν ρευστῶν εἶναι ἡ μεγίστη εἰς ὁλόκληρον τὸν ἐναλλακτῆρα θερμότητος.



Σχ. 18·4α.

Ἓν δεύτερον μειονέκτημα τῆς παραλλήλου ροῆς εἶναι ὅτι ἡ μεγίστη ἱκανότης οἱουδήποτε παρομοίου ἐξαρτήματος καθορίζεται ἀπὸ τὴν ὁριακὴν κοινὴν θερμοκρασίαν τῶν δύο ρευστῶν. Οὕτως ἐκ τοῦ σχήματος 18·4α βλέπομεν ὅτι ἡ θερμοκρασία t_2 τοῦ θερμοῦ ρευστοῦ ἐλαττοῦται προοδευτικῶς καὶ ἔχει ὅριον τὴν μεγίστην θερμοκρασίαν t_4 τοῦ ψυχροῦ ρευστοῦ.

Ἀντιθέτως, μὲ ἀντίστροφον ροὴν ἡ θερμοκρασία ἐξαγωγῆς τοῦ θερμοῦ ρευστοῦ εἶναι δυνατὸν νὰ πλησιάση τὴν μικροτέραν θερμοκρασίαν τοῦ ψυχροῦ ρευστοῦ.

Δηλαδὴ ἡ θερμοκρασία t'_2 (σχ. 18·4α) εἶναι πολὺ μικροτέρα τῆς t_2 καὶ ἔχει ὡς ὅριον τὴν t'_3 καὶ ὄχι τὴν t_4 ὅπως εἰς τὴν παράλληλον ροήν. Ἐπίσης εἰς τὴν ἀντίστροφον ροήν, ὅταν σκοπὸς τοῦ ἐναλλακτῆρος θερμότητος εἶναι ἡ θέρμανσις τοῦ ρευστοῦ χαμηλῆς θερμοκρασίας, τότε ἡ τελικὴ θερμοκρασία του t'_4 θὰ δύναται νὰ πλησιάση τὴν t_1, ἡ ὁποία εἶναι ἡ ὑψηλὴ θερμοκρασία τοῦ θερμοῦ ρευστοῦ.

Εἶναι φανερὸν ὅτι ἡ λειτουργία ἑνὸς ἐναλλακτῆρος θερμότητος θὰ εἶναι πλέον ἀποδοτική, ὅσον ἡ θέρμανσις ἢ ἡ ψῦξις ἑνὸς ρευστοῦ πραγματοποιεῖται μὲ τὴν ἐλαχίστην δυνατὴν ἐπιφάνειαν. Τοῦτο ἐπιτυγχάνεται διὰ τῆς ἀντιστρόφου ροῆς, ποὺ ἐφαρμόζεται εἰς ὅλους τοὺς συγχρόνους ἐναλλακτῆρας θερμότητος.

Παράδειγμα 1ον.

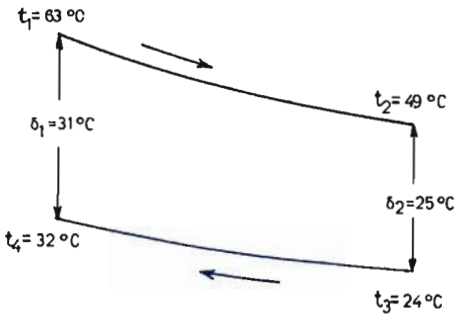
Ψυκτὴρ ἐλαίου ἀντιστρόφου ροῆς ἔχει ψυκτικὴν ἐπιφάνειαν 24 m^2 καὶ ψύχει 30 000 kg ἐλαίου ἀνὰ ὥραν, ἀπὸ θερμοκρασίαν εἰσαγωγῆς 63° C εἰς θερμοκρασίαν ἐξαγωγῆς 49° C.

Ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος ψύξεως εἶναι 24°C εἰσαγωγῆς καὶ 32°C ἐξαγωγῆς. Ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἐλαίου εἶναι 0,5 kcal/kg °C.

Ζητεῖται : α) Ἡ τιμὴ τοῦ ὁλικοῦ συντελεστοῦ μεταφορᾶς θερμότητος U ὑπὸ τὰς ἀνωτέρω συνθήκας λειτουργίας εἰς kcal/h,m², °C. β) Ἡ ἀπαιτουμένη ψυκτικὴ ἐπιφάνεια διὰ παράλληλον ροὴν μὲ τοὺς αὐτοὺς ὅρους λειτουργίας.

Δεδομένα :

Βάρος ἐλαίου B = 30 000 kg/h. Εἰδ. θερμότης ἐλαίου C = 0,5 kcal/kg °C. Ψυκτικὴ ἐπιφάνεια A = 24 m².

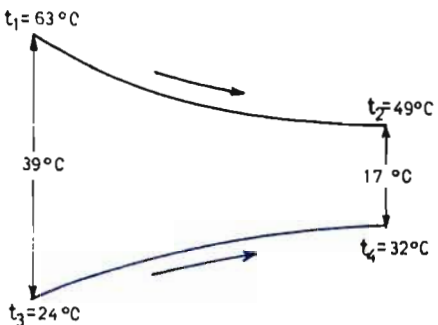


Σχ. 18·4β.

Λύσις :

α) Δι' ἀντίστροφον ροὴν (σχ. 18·4β) :

$$H = B \cdot C\,(t_1 - t_2)$$
$$H = 30\,000 \times 0{,}5\,(63 - 49)$$
$$H = 210\,000 \text{ kcal/h}$$



Σχ. 18·4γ.

$$\delta_\mu = \frac{\delta_1 - \delta_2}{l_n \dfrac{\delta_1}{\delta_2}} = \frac{31 - 25}{l_n \dfrac{31}{25}} = 28^0 \text{ C}$$

$$U = \frac{H}{A \cdot \delta_\mu} = \frac{210\,000}{24 \times 28}$$

καὶ $U = 312{,}5$ kcal/h, m² °C.

β) Διὰ παράλληλον ροὴν ἔχομεν (σχ. 18·4γ):

$$H = 210\,000 \text{ kcal/h},$$

$$U = 312{,}5 \text{ kcal/h,m}^2\,{}^0\text{C}$$

$$\delta_\mu = \frac{\delta_1 - \delta_2}{l_n \frac{\delta_1}{\delta_2}} = \frac{39 - 17}{l_n \frac{39}{17}} = 26{,}5^0\,\text{C}$$

καὶ $$A = \frac{H}{U \cdot \delta_\mu} = \frac{210\,000}{312{,}5 \times 26{,}5}$$

καὶ $$A = 25{,}3 \text{ m}^2.$$

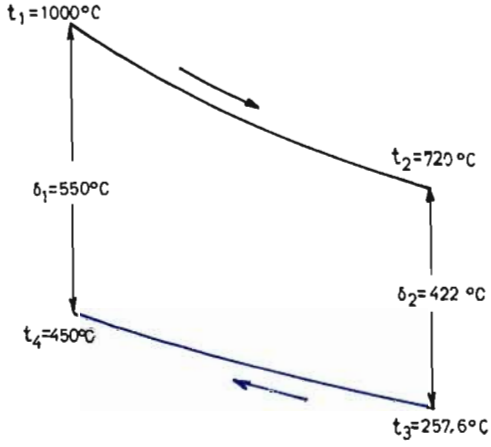
Ἤτοι ἀπαιτουμένη ἐπιφάνεια ψύξεως μεγαλυτέρα τῆς ἀντιστρόφου ροῆς.

Παράδειγμα 2ον.

Εἰς ὑπερθερμαντὴρ ὑδρατμοῦ ἔχει θερμαινομένην ἐπιφάνειαν 150 m² καὶ ἔχει ὑπολογισθῆ νὰ ὑπερθερμαίνη 105 000 kg ὑδρατμοῦ ἀνὰ ὥραν. Ὁ ὑδρατμὸς νὰ εἰσέρχεται εἰς τὸν ὑπερθερμαντῆρα μὲ πίεσιν 46 kg/cm² ἀπόλυτον καὶ θερμοκρασίαν κορεσμοῦ καὶ νὰ ἐξέρχεται μὲ θερμοκρασίαν 450° C μὲ πτῶσιν πιέσεως διὰ μέσου τοῦ ὑπερθερμαντῆρος ὄχι μεγαλυτέραν τῶν 2 kg/cm². Ὁ ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος ἔχει ὑπολογισθῆ U = 170 kcal/h, m²,° C.

Κατὰ τὴν λειτουργίαν, εἰς τὸν ὑπερθερμαντῆρα εἰσέρχονται 100 000 kg/h ξηροῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως 45 kg/cm² θλιβ. καὶ ἐξέρχονται ὡς ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς πιέσεως 44 kg/cm² θλιβ. καὶ θερμοκρασίας 450° C.

Τὰ καυσαέρια ἔχουν θερμοκρασίας εἰσαγωγῆς καὶ ἐξαγωγῆς 1000° C καὶ 720° C ἀντιστοίχως.



Σχ. 18·4δ.

Ζητεῖται: Ὁ πραγματικὸς ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος κατὰ τὴν λειτουργίαν ὡς ἀνωτέρω καὶ μὲ ἀντίστροφον ροήν.

ΔΡΥΑΣ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Δεδομένα (σχ. 18·4δ) :

Εἰσαγωγὴ εἰς ὑπερθερμαντῆρα μὲ $P = 46\ kg/cm^2$ ἀπολ. τὸ $t_3 = 257{,}6^0$ C ἀπὸ τὸν Πίνακα 1. Ἐξαγωγὴ ἀπὸ ὑπερθερμαντῆρα $P = 45\ kg/cm^2$ ἀπολ. $t_4 = 450^0$ C. Θερμαινομένη ἐπιφάνεια $A = 150\ m^2$. Βάρος ὑδρατμοῦ $B = 100\ 000\ kg/h$. Καυσαέρια $t_1 = 1\ 000^0$ C καὶ $t_2 = 700^0$ C.

Λύσις :

Ἀπὸ τοὺς Πίνακας 1 καὶ 3 τοῦ Παραρτήματος εὑρίσκομεν :

Ἐνθαλπία εἰσερχομένου ἀτμοῦ : $i_1 = 668$ kcal/kg.

Ἐνθαλπία ἐξερχομένου ἀτμοῦ : $i_2 = 793$ kcal/kg.

καὶ $H = B\,(i_1 - i_2) = 100\ 000\ (793 - 668) = 12\ 500\ 000$ kcal/kg

$$\delta_\mu = \frac{550 - 422}{l_n \dfrac{550}{422}} = 502^0\ C$$

$$U = \frac{H}{A \cdot \delta_\mu} = \frac{12\ 500\ 000}{150 \times 502} \quad \text{καὶ} \quad U = 166\ kcal/h, m^2, {}^0C.$$

Παράδειγμα 3ον.

Εἰς οἰκονομητὴρ λέβητος προθερμαίνει 150 000 lb ὕδατος ἀνὰ ὥραν ἀπὸ 232°F εἰς 300°F μὲ μέσην πίεσιν 650 lb/in² ἀπόλυτον.

Τὰ καυσαέρια εἰσέρχονται μὲ θερμοκρασίαν 1350°F καὶ ἐξέρχονται μὲ θερμοκρασίαν 750°F. Ἡ θερμαινομένη ἐπιφάνεια εἶναι 3 700 ft².

Ὁ ὑπολογισθεὶς ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος U εἶναι 7,5 BTU/h, ft², °F δι' ἱκανότητα προθερμάνσεως 290 000 lb/h ὕδατος μὲ θερμοκρασίαν ὡς ἀνωτέρω.

Ζητεῖται : Ἡ τιμὴ τοῦ U μὲ τὰς συνθήκας λειτουργίας ὡς ἀνωτέρω καὶ ἡ σύγκρισις μὲ τὸν ὑπολογισθέντα.

Δεδομένα (σχ. 18·4ε) :

$P = 650\ lb/in^2$ ἀπολ.

Θερμοκρασία εἰσαγωγῆς ὕδατος : $t_3 = 232°F$

Θερμοκρασία ἐξαγωγῆς ὕδατος : $t_4 = 300°F$

Βάρος ὕδατος : $B = 150\ 000$ lb/h.

Θερμαινομένη ἐπιφάνεια : $A = 3700\ ft^2$.

Καυσαέρια $t_1 = 1350°F$ καὶ $t_2 = 750°F$.

Λύσις :

Θερμότης εἰσερχομένου ὕδατος : $\rho_3 = 232 - 32 = 200$ BTU/lb.

Θερμότης ἐξερχομένου ὕδατος : $\rho_4 = 300 - 32 = 268$ BTU/lb

$H = B\,(\rho_4 - \rho_3) = 150\ 000\ (268 - 200) = 10\ 200\ 000$ BTU/h

$$\delta_\mu = \frac{\delta_1 - \delta_2}{l_n \dfrac{\delta_1}{\delta_2}} = \frac{1050 - 518}{l_n \dfrac{1050}{518}} = 767°F$$

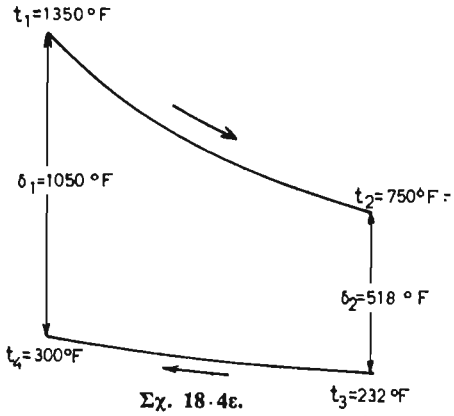
ΔΡΥΧΑ ΣΥΓΓΡΑΦΩΝ 1954

$$U = \frac{H}{A \cdot \delta_\mu} = \frac{10\,200\,000}{3700 \times 767} = 3{,}63 \text{ BTU/h, ft}^2\text{,}^\circ\text{F}$$

'Εφ' όσον διατηρηθοῦν αἱ αὐταὶ θερμοκρασίαι, ἐάν ἡ ροὴ ὕδατος αὐξηθῆ εἰς 290 000 lb/h, τότε ἡ τιμὴ τοῦ U θὰ εἶναι :

$$U = 3{,}63 \times \frac{290\,000}{150\,000} = 7 \text{ BTU/h, ft}^2\text{,}^\circ\text{F}$$

'Η τιμὴ αὐτὴ πλησιάζει τὴν ὑπολογισθεῖσαν.

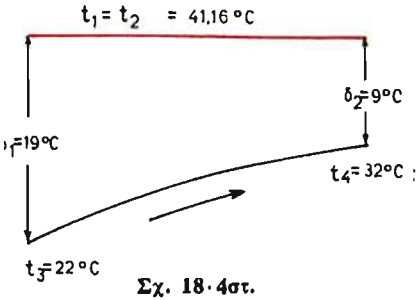


Σχ. 18·4ε.

Παράδειγμα 4ον.

Εἰς συμπυκνωτὴς ὑδρατμοῦ (ψυγεῖον) ἐργάζεται μὲ τὰ ἑξῆς στοιχεῖα : Ψυκτικὴ ἐπιφάνεια 2180 m². 'Απόλυτος πίεσις 0,08 kg/cm². 'Υδωρ κυκλοφορίας 160 000 kg/min. Θερμοκρασία εἰσαγωγῆς ὕδατος κυκλοφορίας 22°C. Θερμοκρασία ἐξαγωγῆς ὕδατος κυκλοφορίας 32°C.

Ζητεῖται : 'Ο ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος I



Σχ. 18·4στ.

Δεδομένα (σχ. 18·4στ) :

Θερμοκρασία συμπυκνώσεως $t_1' = t_2 = 41{,}16^\circ C$ (ἀπὸ τὸν Πίνακα 1 Παραρτήματος διὰ $P = 0{,}08$ kg/cm²). 'Υδωρ κυκλοφορίας $t_3 = 22^\circ C$ καὶ $t_4 = 32^\circ C$.

Λύσις :

$$H = 160\,000\,(32 - 22) \times 60 = 96 \cdot 10^6 \text{ kcal/h}$$

$$\delta_\mu = \frac{\delta_1 - \delta_2}{l_n \frac{\delta_1}{\delta_2}} = \frac{19 - 9}{l_n \frac{19}{9}} = 14{,}5\,^0\text{C}$$

$$U = \frac{H}{A \cdot \delta_\mu} = \frac{96.10^6}{2180 \times 14{,}5} \quad \text{καὶ} \quad U = 3037 \text{ kcal/h, m}^2\text{, }^0\text{C.}$$

Σημείωσις : Ἡ τιμὴ αὐτὴ τοῦ U εἰς τὴν πρᾶξιν ἐλαττοῦται κατὰ 20% περίπου, λόγω ρυπάνσεως τῶν αὐλῶν τοῦ συμπυκνωτοῦ κατὰ τὴν λειτουργίαν.

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ 19

ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΣ ΑΤΜΟΚΙΝΗΤΟΥ ΠΛΟΙΟΥ ΡΟΗ ΥΔΡΑΤΜΟΥ ΚΑΙ ΙΣΟΖΥΓΙΟΝ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ

19·1 Γενικά.

Διὰ τῆς μελέτης τῶν διαγραμμάτων ροῆς ὑδρατμοῦ καὶ ἰσοζυγίου θερμότητος ὁ μηχανικὸς τοῦ πλοίου ἀντιλαμβάνεται πλήρως τὸν τρόπον λειτουργίας τῆς ἐγκαταστάσεως καὶ τὰς ἐπὶ μέρους καταναλώσεις τῶν κυρίων μηχανῶν καὶ τῶν βοηθητικῶν μηχανημάτων.

Κατὰ τὴν παράδοσιν τοῦ πλοίου μετὰ τὴν κατασκευήν του ἀπὸ τὰ Ναυπηγεῖα παραδίδονται ἐπίσης καὶ τὰ σχέδια ροῆς ὑδρατμοῦ καὶ ἰσοζυγίου θερμότητος, τὰ ὁποῖα διὰ πετρελαιοφόρον πλοῖον συνήθως εἶναι 5 (πέντε) ὡς κάτωθι :

α) Ὅταν τὸ πλοῖον πλέη μὲ «Κανονικὴν πλήρη ἰσχύν».

β) Ὅταν τὸ πλοῖον πλέη μὲ τὴν «Μεγίστην ἰσχύν του».

γ) Ὅταν τὸ πλοῖον πλέη μὲ τὴν «Μεγίστην ἰσχύν του» καὶ προθερμαίνη τὸ φορτίον τοῦ πετρελαίου.

δ) Ὅταν τὸ πλοῖον πλέη μὲ τὴν «Μεγίστην ἰσχύν του» καὶ γίνεται πλύσιμον καὶ καθαρισμὸς τῶν δεξαμενῶν φορτίου.

ε) Ὅταν τὸ πλοῖον εὑρίσκεται εἰς τὸν λιμένα καὶ γίνεται ἐκφόρτωσις τοῦ ὑγροῦ φορτίου του.

Εἰς τὸ κεφάλαιον αὐτὸ θὰ ἐπεξηγήσωμεν λεπτομερῶς τὸ (α) μὲ σχεδιάγραμμα καὶ θὰ τονίσωμεν τὰς διαφορὰς τῶν ἄλλων περιπτώσεων. Οὕτως, ἐλπίζομεν ὅτι ὁ σπουδαστής, ὡς ὑπεύθυνος ἀργότερον μηχανικὸς ἐντὸς τοῦ πλοίου, θὰ εἶναι εἰς θέσιν νὰ ἀντιλαμβάνεται πλήρως τὰ ἔχοντα σχέσιν μὲ τὴν ροὴν ὑδρατμοῦ καὶ ἰσοζυγίου θερμότητος τῆς ἐγκαταστάσεως.

19·2 Μηχανήματα τῆς ἐγκαταστάσεως.

Τὸ σχεδιάγραμμα εἰς τὸ τέλος τοῦ Κεφαλαίου παρουσιάζει τὴν μηχανικὴν ἐγκατάστασιν πετρελαιοφόρου πλοίου περίπου 40 000 τόννων καὶ ἔχει τὰ ἑξῆς μηχανήματα :

Κύριαι μηχαναὶ καὶ μηχανήματα.

Οἱ ἀριθμοὶ σημειοῦνται ἐπὶ τοῦ διαγράμματος :

1) Στρόβιλος ὑψηλῆς πιέσεως.
2) Στρόβιλος χαμηλῆς πιέσεως.
3) Συμπυκνωτὴς ἀτμοῦ κυρίων στροβίλων (κύριον ψυγεῖον).
4) Ἐγχυτῆρες (τζιφάρια) δύο φάσεων κυρίου ψυγείου.

ΔΡΥΣΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

5) Στροβιλογεννήτρια 400 kW (2 εἰς τὸ πλοῖον· ἡ μία ἐν χρήσει) κατανάλωσις 11,68 lb ὑδρατμοῦ ἀνὰ kWh.

6) Συμπυκνωτὴς (βοηθητικὸν ψυγεῖον) ἀτμοῦ στροβιλογεννητρίας (δύο εἰς τὸ πλοῖον· ὁ εἷς ἐν χρήσει).

7) Ἐγχυτῆρες (τζιφάρια) δύο φάσεων βοηθητικοῦ ψυγείου.

8) Ψυκτὴρ ὑγρῶν (Drain Cooler).

9) Ψυκτὴρ ἐξατμίσεων ἀπὸ στυπειοθλίπτας στροβίλων.

10) Πρῶτος προθερμαντὴρ τροφοδοτικοῦ ὕδατος· πίεσις 6,8 lb/in² ἀπολ. θερμοκρασία 175° F.

11) Δεύτερος προθερμαντὴρ τροφοδοτικοῦ ὕδατος καὶ ἐξαεριστικὸς ὕδατος (Deaerating Feed Heater). Πίεσις 15 lb/in² θλιβομετρική. Θερμοκρασία 250°F.

12) Δεξαμενὴ συλλέκτης ὑγρῶν.

12α) Κυρία τροφοδοτικὴ ἀντλία στροβιλοκίνητος (3 εἰς τὸ πλοῖον· ἡ μία ἐν χρήσει). Μεγίστη ἱκανότης 300 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν. Κανονικὴ χρῆσις 200 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν.

13) Ἀντλία πυρκαϊᾶς καὶ καθαρισμοῦ δεξαμενῶν φορτίου-στροβιλοκίνητος μεγίστης ἱκανότητος 450 γαλλονίων ἀνὰ λεπτόν. Κανονικὴ χρῆσις 360 γαλλόνια ἀνὰ λεπτὸν μὲ BHP = 66 καὶ κατανάλωσις ἀτμοῦ 43,7 lb ἀνὰ ὡριαῖον BHP.

14) Βραστὴρ χαμηλῆς πιέσεως (2 εἰς τὸ πλοῖον· ὁ εἷς ἐν χρήσει). Ἱκανότης 5000 γαλλόνια ἀνὰ 24ωρον.

15) Ἀντλίαι ἀντλήσεως φορτίου (4 εἰς τὸ πλοῖον) στροβιλοκίνητοι· ἱκανότης 3500 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν, 500 BHP (συνολική) κατανάλωσις ἀτμοῦ 21 lb ἀνὰ ὡριαῖον BHP.

16) Συμπυκνωτὴς ἀτμοῦ ἐξατμίσεως ἀντλιῶν φορτίου (ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως) (2 ἐν χρήσει).

17) Οἰκονομητήρ.

18) Προθερμαντὴρ ἀέρος (δι' ὑδρατμοῦ).

19) Ὑπερθερμαντήρ.

20) Ἀτμοθάλαμος.

21) Ἀφυπερθερμαντήρ.

Βοηθητικαὶ χρήσεις.

22) Ἀτμογεννήτρια χαμηλῆς πιέσεως (βοηθητικὸς λέβης).

23) Προθερμαντὴρ βοηθητικοῦ λέβητος.

24) Θέρμανσις φορτίου.

Ὅταν ἐκτελῆται, ἀπαιτοῦνται 22 990 lb ἀτμοῦ ἀνὰ ὥραν. Ὁ ἀτμὸς αὐτὸς χορηγεῖται ἀπὸ τὸν λέβητα χαμηλῆς πιέσεως.

25) Θέρμανσις πετρελαίου καύσεως.

Ἀπαιτοῦνται 500 lb/h ἀτμοῦ εἰς κανονικὴν ἰσχὺν καὶ 670 lb/h ἀτμοῦ εἰς μεγίστην ἰσχύν.

26) Θέρμανσις διὰ καθαρισμὸν Butterworth.

Ἀπαιτοῦνται 19 550 lb/h ἀτμοῦ.

27) Ἀτμὸς διὰ μαγειρεῖα κ.λπ. χρήσεις.

Ἀπαιτοῦνται 380 lb/h ἀτμοῦ.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΙΟΥ 1954

28) Ἀντλία μεταγγίσεως πετρελαίου.
Ἱκανότης 200 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν.
29) Ἀντλία πυρκαϊᾶς, κυτῶν καὶ ζυγοσταθμήσεως.
Ἱκανότης 275 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν.
30) Ἀντλία κυτῶν ἀντλιοστασίου ἀντλιῶν φορτίου.
Ἱκανότης 150 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν.
31) Ἀντλίαι ἀποστραγγίσεως (4 εἰς τὸ πλοῖον· ἡ μία ἐν χρήσει).
Ἱκανότης 500 γαλλόνια ἀνὰ λεπτὸν - Κατανάλωσις 1000 lb/h ἀτμοῦ εἰς 360 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν.
32) Μηχανήματα καταστρώματος :
εἷς ἐργάτης ἀγκυρῶν, τέσσαρα βαροῦλκα.
33) Συμπυκνωτὴς ὑδρατμοῦ (ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως)
34) Τροφοδοτικὴ ἀντλία λέβητος χαμηλῆς πιέσεως (2 εἰς τὸ πλοῖον· ἡ μία ἐν χρήσει).
35) Ἀντλίαι κινούμεναι μὲ ἠλεκτρικὸν κινητῆρα (HA).
Ἱκανότης 70 γαλλόνια ἀνὰ λεπτόν.

19·3 Σωληνώσεις.

Εἰς τὸ διάγραμμα ἐμφαίνονται αἱ κάτωθι σωληνώσεις.
α) Ὑπέρθερμος ὑδρατμός.
β) Ὑδρατμὸς ἀπομαστεύσεως καὶ ἐξαγωγῆς.
γ) Ἀφυπέρθερμος ὑδρατμός.
δ) Κεκορεσμένος ὑδρατμός.
ε) Ὑδρατμὸς ἀπὸ τοὺς στυπειοθλίπτας.
στ) Ὑγρά.
ζ) Τροφοδοτικὸν ὕδωρ καὶ συμπύκνωμα.

19·4 Χαρακτηριστικὰ τοῦ πλοίου, ὅταν τοῦτο πλέη μὲ κανονικὴν πλήρη ἰσχύν.

Ἱπποδύναμις BHP	12 500	
Ἐκτόπισμα μὲ πλῆρες φορτίον τόννοι	36 300	
Στροφαὶ ἀνὰ λεπτὸν	100	
Κατανάλωσις καυσίμου ἀνὰ ὥραν	6730	lb
Κατανάλωσις καυσίμου ἀνὰ ὡριαῖον BHP	0,538	lb
Θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου BTU ἀνὰ lb	18 500	
Ἀπόδοσις τοῦ λέβητος	88	%
Θερμοκρασία καυσαερίων	305	°F
Κατανάλωσις ὑδρατμοῦ κυρίων στροβίλων ἀνὰ ὡριαῖον BHP	6,2	lb
Φορτίον στροβιλογεννητρίας kW	330	

Ἐν λειτουργία 1 βραστήρ, παραγωγὴ 5000 γαλλόνια ἀνὰ 24ωρον.

Θερμοκρασία εἰσαγωγῆς ἀέρος εἰς τὸν προθερμαντῆρα ἀέρος 100°F καὶ ἐξαγωγῆς 267°F.

Θερμοκρασία εἰσόδου ὕδατος ψύξεως (θαλάσσης) κυρίου καὶ βοηθητικοῦ ψυγείου 75°F.

ΔΡΥΣΗΜΑ ΣΥΓΚΗΛΟΥ 1954

19·5 Ροὴ ὑδρατμοῦ καὶ ἰσολογισμὸς θερμότητος (πλοῖον ὡς παράγρ. 19·4).

Ἀπὸ τὸ διάγραμμα παρατηροῦμεν :

Σωλήνωσις ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ.

Ἐκ τοῦ ὑπερθερμαντῆρος (19) τοῦ λέβητος ἐξέρχονται 94 570 lb/h ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ πιέσεως 600 lb/in² θλιβομετρικῆς καὶ θερμοκρασίας 850°F.

Ἀπὸ τὸν ὑδρατμὸν αὐτὸν 6800 lb/h ἐπιστρέφουν εἰς τὸν ἀφυπερθερμαντῆρα (21), 450 lb/h διάφοροι ἀπώλειαι καὶ ὁ ὑπόλοιπος 87 320 lb/h προχωρεῖ πρὸς τοὺς κυρίους στροβίλους καὶ στροβιλογεννήτριαν.

Ἐκ τῶν 87 320 lb/h αἱ 3850 lb/h ὁδηγοῦνται πρὸς τὴν ἠλεκτρογεννήτριαν καὶ 83 470 lb/h ἀτμοῦ πρὸς τὴν κυρίαν μηχανὴν μὲ πίεσιν 585 lb/in² θλιβ. καὶ θερμοκρασίαν 840°F.

Ἑπομένως διὰ τὸν ὑπέρθερμον ὑδρατμὸν ἔχομεν :

Παραγωγὴ ἀπὸ λέβητα	94570 lb/h
Εἰσαγωγὴ εἰς κυρίους στροβίλους lb/h	83470
Δι' ἀφυπερθέρμανσιν lb/h	6800
Εἰσαγωγὴ εἰς ἠλεκτρογεννήτριαν lb/h	3850
Διάφοροι ἀπώλειαι lb/h	450
Σύνολον lb/h	94570

Ἀτμὸς ἀπομαστεύσεως καὶ ἐξαγωγῆς. Στρόβιλος ΥΠ.

Ἐκ τῶν 83 470 lb/h, ποὺ εἰσέρχονται εἰς τὸν στρόβιλον ΥΠ (1), ἔχομεν τὴν ἑξῆς διανομήν :

1215 lb/h ἀπομαστεύονται πρὸς τὸν λέβητα ΧΠ (22) εἰς πίεσιν 125 lb/in² θλιβομετρικήν, θερμοκρασίαν 552°F καὶ $\iota = 1302$ BTU/lb.

150 lb/h ἐξέρχονται ἀπὸ τοὺς στυπειοθλίπτας.

82 105 lb/h ἐξέρχονται ἐκ τοῦ στροβίλου ΥΠ εἰς πίεσιν 45 lb/in² θλιβ. καὶ θερμοκρασίαν 400°F καὶ $\iota = 1234$ BTU/lb.

Ἐκ τῶν 82 105 lb/h ἐξαγωγῆς ὑδρατμοῦ ἀπὸ τὸν στρόβιλον ΥΠ 6470 lb/h ἀπομαστεύονται πρὸς τὸν προθερμαντῆρα ἀέρος (18) καὶ τὸν δεύτερον προθερμαντῆρα τροφ. ὕδατος (11) καὶ 75 635 lb/h εἰσέρχονται εἰς τὸν στρόβιλον ΧΠ (2).

Στρόβιλος ΧΠ.

Ἐκ τῶν 75635 lb/h ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχονται εἰς τὴν στρόβιλον ΧΠ (2), ἔχομεν τὴν ἑξῆς διανομήν :

6120 lb/h εἰς πίεσιν 7,5 lb/in² ἀπολ. ἀπομαστεύονται πρὸς τὸν βραστῆρα χαμηλῆς πιέσεως (14) καὶ τὸν πρῶτον προθερμαντῆρα τροφοδοτικοῦ ὕδατος (10).

150 lb/h ἐξέρχονται ἀπὸ τοὺς στυπειοθλίπτας.

69 365 lb/h ἀτμοῦ εἰς πίεσιν 1,5 in Hg καὶ θερμοκρασίαν 92°F ὁδηγοῦνται εἰς τὸ κύριον ψυγεῖον (συμπυκνωτὴν) (3) διὰ συμπύκνωσιν.

Ἠλεκτρογεννήτρια.

Ἐκ τῶν 3850 lb/h ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχονται εἰς τὴν ἠλεκτρογεννήτριαν (5), 100 lb/h ἐξέρχονται ἀπὸ τοὺς στυπειοθλίπτας καὶ 3750 lb/h εἰσέρχονται εἰς τὸ βοηθητικὸν ψυγεῖον (6) διὰ συμπύκνωσιν.

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

Ἀπομάστευσις.

Ἔχομεν, ὡς προανεφέρθη, τρεῖς ἀπομαστεύσεις :

Ἡ πρώτη γίνεται εἰς διαβάθμισιν τοῦ στροβίλου ΥΠ μὲ πίεσιν 125 lb/in² θλιβ. Ἀπὸ αὐτὴν ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς (t = 552°F, ι = 1302 BTU/lb) βάρους 1215 lb/h ὁδηγεῖται πρὸς τὴν ἀτμογεννήτριαν (22) ὑδρατμοῦ χαμηλῆς πιέσεως (βοηθ. λέβης).

Ἀπὸ τὸν στρόβιλον ΥΠ ὁ ὑδρατμὸς εἰσέρχεται εἰς τὴν ἀτμογεννήτριαν (22) μὲ πίεσιν 120 lb/in² θλιβ. καὶ θερμοκρασίαν 550°F καὶ χρησιμεύει ὡς πηγὴ θερμότητος διὰ τὴν παραγωγὴν κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ πιέσεως 115 lb/in², ὁ ὁποῖος χρησιμεύει εἰς βοηθητικὰς χρήσεις καὶ μηχανήματα.

Ἡ δευτέρα ἀπομάστευσις γίνεται ἀπὸ τὴν ἐξαγωγὴν τοῦ στροβίλου ΥΠ εἰς πίεσιν 45 lb/in² θλιβ.

Ἀπὸ αὐτὴν ἀπομαστεύεται βάρος 6470 lb/h ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ (t = 400°F καὶ ι = 1234 BTU/lb) καὶ ἐκ τούτων 4450 lb/h ὁδηγοῦνται εἰς τοὺς προθερμαντῆρας ἀέρος καύσεως (18) καὶ 2020 lb/h ὁδηγοῦνται εἰς τὸν δεύτερον (ἐξαεριστικὸν) προθερμαντῆρα τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος (11).

Ἡ τρίτη ἀπομάστευσις γίνεται εἰς τὸν στρόβιλον ΧΠ εἰς πίεσιν 7,5 lb/in² ἀπολ.

Ἀπὸ αὐτὴν ἀπομαστεύεται βάρος 6120 lb/h ὑδρατμοῦ (ὑγρὸς χ = 0,97 καὶ ι = 1103 BTU/lb) καὶ ἐκ τούτου 1750 lb/h ὁδηγοῦνται πρὸς τὸν βραστῆρα ΧΠ (14) καὶ 4370 lb/h πρὸς τὸν πρῶτον προθερμαντῆρα (10) τοῦ τροφ. ὕδατος.

Ἰσοζύγιον.

Συνολικῶς ἔχομεν :

Ἐξαγωγὴ πρὸς κύριον ψυγεῖον ἀπὸ κυρίους στροβίλους lb/h	69365
Ἐξαγωγὴ πρὸς βοηθ. ψυγεῖον ἀπὸ ἠλεκτρογεννήτριαν lb/h	3750
Ἐξαγωγὴ ἀπὸ στυπειοθλίπτας συνολικῶς lb/h	400
Πρώτη ἀπομάστευσις lb/h	1215
Δευτέρα ἀπομάστευσις lb/h	6470
Τρίτη ἀπομάστευσις lb/h	6120
Σύνολον lb/h	87320

Εἰσαγωγὴ ὑδρατμοῦ εἰς κυρ. στροβίλους καὶ ἠλεκτρογεννήτριαν lb/h 87320.

Ἀφυπέρθερμος ὑδρατμός.

Ἀπὸ τὸν ἀφυπερθερμαντῆρα (21) ἐξέρχονται 6800 lb/h ἀτμοῦ πιέσεως 600 lb/in² θλιβ. καὶ θερμοκρασίας 513°F. Ἐκ τοῦ ὑδρατμοῦ αὐτοῦ 5550 lb ὁδηγοῦνται πρὸς τὴν κυρίαν τροφοδοτικὴν ἀντλίαν (12α) καὶ ἀπὸ αὐτὴν ὁδηγοῦνται ὡς ἐξαγωγὴ πρὸς τὸν δεύτερον ἐξαεριστικὸν προθερμαντῆρα (11) τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος.

Ὑπολογίζονται 450 lb/h ἀπώλεια εἰς συρίκτας, ἐκκαπνιστὰς λεβήτων, ἐξαγωγὰς κ.λπ. 125 lb/h ὁδηγοῦνται μέσω μειωτῆρος (εἰς P = 275 lb/in²) εἰς ἀντλίαν θαλάσσης βραστῆρος (14α), 475 lb/h. Ἐπίσης μέσω μειωτῆρος (εἰς P = 275 lb/in²) ὁδηγοῦνται εἰς ἐγχυτῆρας (4) κυρίου ψυγείου καὶ 200 lb/h εἰς ἐγχυτῆρας (7) βοηθητικοῦ ψυγείου.

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Ἑπομένως διὰ τὸν ἀφυπέρθερμον ὑδρατμὸν ἔχομεν :
Ἐξέρχονται ἀπὸ τὸν λέβητα 6800 lb/h, ἤτοι :

Κίνησις κυρίας ἀντλίας lb/h	5550
Διάφοροι ἀπώλειαι lb/h	450
Ἀντλία βραστῆρος lb/h	125
Ἐγχυτὴρ κυρίου ψυγείου lb/h	475
Ἐγχυτὴρ βοηθητικοῦ ψυγείου lb/h	200
Σύνολον lb/h	6800

Διαφυγαὶ ἀπὸ στυπειοθλίπτας.

Ἀπὸ τοὺς στυπειοθλίπτας τοῦ στροβίλου ΥΠ ἔχομεν διαφυγὴν lb/h	150
Ἀπὸ τοὺς στυπειοθλίπτας τοῦ στροβίλου ΧΠ ἔχομεν διαφυγὴν lb/h	150
Ἀπὸ τοὺς στυπειοθλίπτας τῆς στροβιλογεννητρίας ἔχομεν διαφυγὴν lb/h	100
Σύνολον lb/h	400

Αἱ διαφυγαὶ αὗται συγκεντρώνονται ἐντὸς τοῦ συμπυκνωτοῦ (9) πρὸς συμπύκνωσιν.

Ὑγρὰ (Drains).

Ὡς ὑγρὰ ἐννοοῦμεν τὰς διαφόρους ἐπιστροφὰς ὑδρατμοῦ εἰς ὑγρὰν σχεδὸν κατάστασιν (μὲ βαθμὸν ξηρότητος χ πολὺ μικρὸν) μετὰ τὴν ἀπόδοσιν μεγάλου μέρους τῆς θερμότητός του εἰς μηχάνημα, προθερμαντῆρα κ.λπ.

Ἐκ τῶν ὑγρῶν ἄλλα μὲν ὁδηγοῦνται εἰς εἰδικὴν δεξαμενὴν συλλέκτου ὑγρῶν (12) καὶ ἄλλα εἰς κύριον ἢ βοηθητικὸν ψυγεῖον ἢ ἀλλαχοῦ.

Ὑγρὰ ἐκτὸς τῆς δεξαμενῆς ὑγρῶν.

Αἱ 1215 lb/h ὑδρατμοῦ, αἱ ὁποῖαι χρησιμοποιοῦνται διὰ παροχὴν θερμότητος εἰς τὴν ἀτμογεννήτριαν χαμηλῆς πιέσεως, εἰσέρχονται εἰς τὸν προθερμαντῆρα τῆς ἀτμογεννητρίας (23) μὲ $t = 350^oF$ καὶ ἐξέρχονται μὲ $t = 230^oF$ καὶ καταλήγουν εἰς τὸν δεύτερον (ἐξαεριστικὸν) προθερμαντῆρα (11) τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος.

Αἱ 1750 lb/h ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχονται εἰς τὸν βραστῆρα (14), ἐπιστρέφουν ὡς ὑγρὰ εἰς τὸ βοηθητικὸν ψυγεῖον (6). Αἱ 4370 lb/h ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχονται εἰς τὸν πρῶτον προθερμαντῆρα (10) τοῦ τροφοδοτικοῦ ὕδατος, ἐπιστρέφουν ὡς ὑγρὰ μὲ θερμοκρασίαν 175^oF εἰς τὸν ψυκτῆρα ὑγρῶν (8), ἀποβάλλουν μέρος τῆς θερμότητός των καὶ μὲ $t = 114^oF$ καταλήγουν εἰς τὸ κύριον ψυγεῖον (3).

Ἐκ τῶν 200 lb/h ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχονται εἰς τοὺς ἐγχυτῆρας (7) τοῦ βοηθητικοῦ ψυγείου, αἱ 75 lb (ἐκ τῆς 1ης φάσεως) ὁδηγοῦνται ὡς ὑγρὰ μὲ $t = 130^oF$ εἰς τὸ βοηθητικὸν ψυγεῖον (16). Ἐκ τῶν 475 lb/h ὑδρατμοῦ, ποὺ εἰσέρχεται εἰς τοὺς ἐγχυτῆρας (4) τοῦ κυρίου ψυγείου, αἱ 200 (ἐκ τῆς 1ης φάσεως) ὁδηγοῦνται ὡς ὑγρὰ μὲ $t = 130^oF$ εἰς τὸ κύριον ψυγεῖον.

Ὑγρὰ ἐντὸς τῆς δεξαμενῆς ὑγρῶν.

Ἐντὸς τῆς δεξαμενῆς ὑγρῶν (12) καταλήγουν αἱ κάτωθι ἐπιστροφαὶ ὑγρῶν :

Τοῦ ἀτμοῦ προθερμάνσεως ἀέρος (18) μὲ	t = 287°F	βάρους	4450lb/h
Ἐκ τῆς 2ας φάσεως ἐγχυτήρων (7) βοηθ. ψυγείου μὲ	t = 200°F	»	125lb/h
Ἐκ τῆς 2ας φάσεως ἐγχυτήρων (4) κυρ. ψυγείου μὲ	t = 200°F	»	275lb/h
Ἐκ τοῦ συμπυκνωτοῦ ἀτμοῦ στυπειοθλιπτῶν (9) μὲ	t = 200°F	»	400lb/h
Ἀπὸ τὴν ἀντλίαν βραστῆρος (14α) μὲ	t = 180°F	»	125lb/h
Συμπλήρωμα τροφ. ὕδατος λόγω ἀπωλειῶν βάρους			900lb/h
Σύνολον lb/h			6275

Τὰ ὑγρὰ αὐτὰ συνολικοῦ βάρους 6275 lb/h μὲ θερμοκρασίαν 212°F ὁδηγοῦνται πρὸς τὸ κύριον τροφ. δίκτυον μεταξὺ πρώτου καὶ δευτέρου προθερμαντῆρος.

Ἀπὸ τὸ σχεδιάγραμμα παρατηροῦμεν ἐπίσης ὅτι ἐκ τῆς δεξαμενῆς ὑγρῶν ὁ μὴ συμπυκνούμενος ὑδρατμὸς βάρους 255 lb/h ἐξέρχεται πρὸς τὸν συμπυκνωτὴν (9) τοῦ ἀτμοῦ στυπειοθλιπτῶν, συμπυκνοῦται ἐντὸς αὐτοῦ καὶ ἐπιστρέφει ὁμοῦ μὲ τὸ συμπύκνωμα τοῦ ἀτμοῦ στυπειοθλιπτῶν εἰς τὴν δεξαμενὴν ὑγρῶν, ἤτοι σύνολον 255 + 400 = 655 lb/h συμπυκνούμενος.

Δίκτυον τροφοδότικοῦ ὕδατος καὶ συμπυκνώματος.

Κύριος συμπυκνωτὴς ὑδρατμοῦ (κ. ψυγεῖον).

Εἰς τὸ κύριον ψυγεῖον (3) εἰσέρχονται :

Ἐξατμίσεις ἀπὸ τὸν στρόβιλον ΧΠ μὲ	t = 92°F βάρος	69365 lb/h
Ὑγρὰ ἀπὸ τὸν ψυκτῆρα ὑγρῶν (8) μὲ	t = 114°F βάρος	4370 lb/h
Ὑγρὰ ἀπὸ ἐγχυτῆρας (4) μὲ	t = 130°F βάρος	200 lb/h
Σύνολον lb/h		73935

Αἱ 73 935 lb/h συμπυκνώματος ἀπὸ τὸ κύριον ψυγεῖον μὲ t = 92°F τῇ βοηθείᾳ ἠλεκτροκινήτου ἀντλίας (ΗΑ) διέρχεται μέσω τοῦ ἐγχυτῆρος (4), ψύχουν καὶ συμπυκνώνουν τὸν ἀτμὸν τῶν ἐγχυτήρων, ἐξέρχονται μὲ t = 98,9°F καὶ ὁδηγοῦνται εἰς τὸ δίκτυον τροφοδοτήσεως πρὸ τοῦ ψυκτῆρος ὑγρῶν.

Βοηθητικὸς συμπυκνωτὴς ὑδρατμοῦ (βοηθ. ψυγεῖον).

Εἰς τὸ βοηθητικὸν ψυγεῖον (6) εἰσέρχονται :

Ἐξατμίσεις ἀπὸ ἀτμογεννήτριαν βάρους		3750 lb/h
Ὑγρὰ ἀπὸ τὸν βραστῆρα βάρους		1750 lb/h
Ὑγρὰ ἀπὸ τὸν ἐγχυτῆρα βοηθ. ψυγείου μὲ	t = 130°F βάρους	75 lb/h
Σύνολον lb/h		5575

Αἱ 5575 lb/h συμπυκνώματος ἀπὸ τὸ βοηθ. ψυγεῖον μὲ t = 88°F τῇ βοηθείᾳ ἠλεκτροκινήτου ἀντλίας (ΗΑ) διέρχονται μέσω τῶν ἐγχυτήρων (7), ψύχουν τὸν ἀτμὸν τῶν ἐγχυτήρων, ἐξέρχονται μὲ t = 126,7°F καὶ ὁδηγοῦνται εἰς τὸ δίκτυον τροφοδοτήσεως εἰς κοινὸν ἀγωγὸν μὲ τὸ συμπύκνωμα ἀπὸ τὸ κύριον ψυγεῖον.

Ψυκτὴρ ὑγρῶν.

Τὸ συμπύκνωμα ἀπὸ τὸ κύριον καὶ βοηθητικὸν ψυγεῖον συνολικοῦ βάρους :

$$73\,935 + 5575 = 79\,510 \text{ lb/h} \quad \text{καὶ} \quad t = 100{,}7^{\circ}\text{F}$$

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

ιέρχεται μέσω τοῦ ψυκτῆρος ὑγρῶν (8), ψύχει ταῦτα καὶ συγχρόνως ἀπορροφεῖ ερμότητα, ὥστε ἐξέρχεται ἀπὸ αὐτὸν μὲ t = 104°F.

Συμπυκνωτὴς ὑδρατμοῦ διαφυγῶν στυπειοθλιπτῶν.

Τὸ συμπύκνωμα βάρους 79 510 lb/h καὶ t = 104°F διέρχεται μέσω τοῦ υμπυκνωτοῦ ὑδρατμοῦ στυπειοθλιπτῶν (9), ψύχει αὐτὸν καὶ συγχρόνως ἀπορροφεῖ θερμότητα καὶ ἐξέρχεται μὲ t = 112,3°F.

Πρῶτος προθερμαντήρ.

Τὸ συμπύκνωμα βάρους 79 510 lb/h καὶ t = 112,3°F εἰσέρχεται εἰς τὸν πρῶτον προθερμαντῆρα (10) (εἰς τὸν ὁποῖον εἰσέρχεται ὑδρατμὸς μὲ P = 6,8 lb/in² ἀπολ. καὶ t = 175°F) καὶ ἐξέρχεται μὲ t = 165°F.

Εὐθὺς μετὰ τὴν ἔξοδόν του ἀπὸ τὸν πρῶτον προθερμαντῆρα τὸ συμπύκνωμα ἀναμιγνύεται μὲ βάρος 6275 lb/h ὑγρῶν μὲ t = 212°F, τὰ ὁποῖα ἔρχονται ἀπὸ τὴν δεξαμενὴν συλλογῆς ὑγρῶν, ὁπότε τώρα τὸ ὅλον συμπύκνωμα ἔχει βάρος :

79 510 + 6275 = 85 785 lb/h, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία του ἀνῆλθεν εἰς 168,5°F.

Δεύτερος ἐξαεριστικὸς προθερμαντὴρ (ἀναμίξεως).

Εἰς τὸν δεύτερον (ἐξαεριστικὸν) προθερμαντῆρα (11) εἰσέρχονται :

Συμπύκνωμα ἀπὸ πρῶτον προθερμαντῆρα καὶ δεξαμενὴν ὑγρῶν μὲ t = 168,5°F συνολικοῦ βάρους	85785 lb/h
Ὑδρατμὸς ἀπὸ 2αν ἀπομάστευσιν μὲ t = 275°F βάρους	2020 lb/h
Ἐξατμίσεις ἀπὸ κυρίαν τροφοδ. ἀντλίαν βάρους	5550 lb/h
Ὑγρὰ ἀπὸ τὴν ἀτμογεννήτριαν ΧΠ μὲ t = 230°F βάρους	1215 lb/h
Σύνολον lb/h	94570

Εἰς τὸν προθερμαντῆρα αὐτὸν ἡ πίεσις εἶναι 15 lb/in² καὶ τὸ ὅλον συμπύκνωμα, ὡς ἀνωτέρω, ἀποκτᾶ θερμοκρασίαν 250°F.

Κύριοι λέβητες.

Τὸ συμπύκνωμα βάρους 94 570 lb/h καὶ t = 250°F καταθλίβεται μέσω τῆς κυρίας ἀντλίας τροφοδοτήσεως (12α) εἰς τοὺς λέβητας μὲ πίεσιν 700 lb/in² θλιβ., διέρχεται μέσω τοῦ οἰκονομητῆρος (17), ἀνέρχεται περαιτέρω ἡ θερμοκρασία του καὶ εἰσέρχεται εἰς τὸν ἀτμοθάλαμον (20) πρὸς ἀτμοποίησιν. Ὁ ἀτμὸς τώρα εἰσέρχεται εἰς τὸν προθερμαντῆρα (19), ὑπερθερμαίνεται καὶ 94 570 lb/h ὑδρατμοῦ μὲ P = 600 lb/in² καὶ t = 850°F ἐξέρχονται ἀπὸ τὸν ὑπερθερμαντῆρα καὶ ὁ κύκλος ἐπαναλαμβάνεται.

Κεκορεσμένος ὑδρατμὸς (ὑγρός). Τροφοδοτικὸν δίκτυον ἀτμογεννητρίας ΧΠ. Κεκορεσμένος ὑδρατμός.

Ἡ ἀτμογεννήτρια ΧΠ παράγει ὑγρὸν ὑδρατμόν. Ἡ θερμότης διὰ τὴν ἀτμοποίησιν τοῦ ὕδατος εἰς αὐτὴν λαμβάνεται ἀπὸ τὸν ὑπέρθερμον ὑδρατμόν, ὁ ὁποῖος ἀπομαστεύεται ἀπὸ τὸν στρόβιλον ΥΠ.

Ἡ ἀτμογεννήτρια παράγει ἀτμὸν πιέσεως 115 lb/in² θλιβ. διὰ τὰς βοηθητικὰς χρήσεις καὶ μηχανήματα, ὡς ταῦτα ἀναφέρονται μὲ τοὺς ἀριθμοὺς 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32 καὶ 34 εἰς τὸ σχεδιάγραμμα (παράγρ. 19·2).

Ὡς ὑποτίθεται ὅτι πλέει τώρα τὸ πλοῖον μὲ κανονικὴν πλήρη ἰσχὺν ἐκ τῆς ἀτμογεννητρίας χορηγεῖται ἀτμός:

Διὰ κίνησιν τῆς τροφοδ. ἀντλίας (34)	230 lb/h
Διὰ κουζίναν κ.λπ. (27)	380 lb/h
Διὰ θέρμανσιν πετρελαίου καύσεως (25)	500 lb/h
Διάφοροι ἀπώλειαι	70 lb/h
Σύνολον lb/h ἀτμοῦ	1180

Τροφοδοτικὸν ὕδωρ - Συμπύκνωμα (βοηθ. λέβητος).

Αἱ ἐξατμίσεις τῶν μηχανημάτων, ὡς ἀνωτέρω, ὁμοῦ μὲ τὸ συμπλήρωμα ὕδατος 70 lb/h διὰ κάλυψιν τῶν ἀπωλειῶν, ἤτοι 1180 lb/h εἰσέρχονται εἰς τὸν συμπυκνωτὴν (33) ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

Αἱ 1180 lb συμπυκνώματος μὲ t = 180°F καταθλίβονται ἀπὸ τὴν τροφοδοτικὴν ἀντλίαν (34) εἰς τὸν προθερμαντῆρα (23), ἀνέρχεται ἡ θερμοκρασία του εἰς t = 280°F καὶ καταλήγει εἰς τὴν ἀτμογεννήτριαν (22).

Ὡς θερμαῖνον σῶμα τοῦ ἐναλλακτῆρος θερμότητος (23) εἶναι ἡ ἐξαγωγὴ τοῦ ὑδρατμοῦ, ὁ ὁποῖος ἐχρησιμοποιήθη ὡς πηγὴ θερμότητος εἰς τὴν ἀτμογεννήτριαν.

Ὁ ὑδρατμὸς αὐτὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν ἐναλλακτῆρα θερμότητος (23) σχεδὸν ξηρὸς μὲ t = 350°F, ἀπ¬βάλλει θερμότητα καὶ ὑγροποιεῖται μὲ t = 230°F, ἐνῶ συγχρόνως ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος τροφοδοτήσεως τῆς ἀτμογεννητρίας ἀνέρχεται ἀπὸ 180°F εἰς 280°F.

Τὰ ὑγρὰ τώρα ἀπὸ τὸν ἐναλλακτῆρα θερμότητος (23) βάρους 1215 lb/h καταλήγουν εἰς τὸν δεύτερον (ἐξαεριστικὸν) προθερμαντῆρα (11) τροφοδοτικοῦ ὕδατος.

19·6 Ροὴ ὑδρατμοῦ, ὅταν τὸ πλοῖον πλέη μὲ μεγίστην ἰσχύν.

Χαρακτηριστικὰ πλοίου.

Εἰς τὴν πλήρη ἰσχὺν ἡ μηχανὴ ἀναπτύσσει 13 750 BHP μὲ 103 στρ/min. Κατανάλωσις καυσίμου 7430 lb/h ἢ 0,540 lb ἀνὰ ὡριαῖον BHP. Ἀπόδοσις λέβητος 87,7%. Τὰ λοιπὰ ὡς εἰς παράγραφον 19·4.

Ροὴ ὑδρατμοῦ.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν τὰς ἑξῆς διαφορὰς ἀπὸ τὰ ἀναφερόμενα εἰς παράγραφον 19·5.

Παραγωγὴ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ 104 005 lb/h. Ἀπώλειαι 500 lb/h.

Παραγωγὴ ἀφυπερθέρμου ὑδρατμοῦ 7050 lb/h.

Εἰσαγωγὴ εἰς στρόβιλον ΥΠ 92 445 lb/h.

Εἰσαγωγὴ εἰς στροβιλογεννήτριαν 4010 lb/h.

Κατὰ τὰ λοιπὰ μὲ μικροδιαφορὰς εἰς τὰς ποσότητας ὡς τὰ ἀναφερόμενα εἰς παράγραφον 10·5.

ΔΡΥΑΣ ΕΥΓΕΝΙΟΣ 1954

19·7 Ροὴ ὑδρατμοῦ, ὅταν τὸ πλοῖον πλέη μὲ μεγίστην ἰσχὺν καὶ γίνεται καθαρισμὸς δεξαμενῶν φορτίου Butterworth.

Χαρακτηριστικὰ πλοίου.

Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ κατανάλωσις καυσίμου αὐξάνει εἰς 9050 lb/h ἢ 0,658 ἀνὰ ὡριαῖον BHP. Ἀπόδοσις λέβητος 87,4 %. Κατὰ τὰ λοιπὰ ὡς εἰς παράγραφον 19·6.

Ροὴ ὑδρατμοῦ.

Αἱ βασικαὶ διαφοραὶ μὲ τὰ ἀναφερόμενα εἰς παράγραφον 19·5 εἶναι :

Παραγωγὴ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ 130 000 lb/h.

Παραγωγὴ ἀφυπερθέρμου ὑδρατμοῦ 34 350 lb/h. Ἀπὸ τὰς 34 350 lb ἀφυπερθέρμου ὑδρατμοῦ αἱ 23 280 lb ὁδηγοῦνται εἰς τὴν ἀτμογεννήτριαν ΧΠ μέσω μειωτῆρος εἰς P = 200 lb/in² καὶ t = 478°F, ἐνῶ ἀπομονοῦται ἡ πρώτη ἀπομάστευσις ἐκ τοῦ στροβίλου ΥΠ.

Ἡ ἀτμογεννήτρια ΧΠ τροφοδοτεῖ μὲ 196 550 lb/h ὑγροῦ ὑδρατμοῦ τὸ σύστημα Butterworth καθαρισμοῦ τῶν δεξαμενῶν.

19·8 Ροὴ ὑδρατμοῦ, ὅταν τὸ πλοῖον πλέη μὲ μεγίστην ἰσχὺν καὶ γίνεται θέρμανσις τοῦ ὑγροῦ φορτίου του.

Τὰ χαρακτηριστικὰ πλοίου ὡς εἰς παράγραφον 19·7.

Καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἀπομονοῦται ἡ πρώτη ἀπομάστευσις καὶ χορηγεῖται ὑδρατμὸς διὰ τὴν ἀτμογεννήτριαν μέσω τοῦ ἀφυπερθερμαντῆρος.

Ἡ ἀτμογεννήτρια κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ τροφοδοτεῖται μὲ 25 740 lb/h ὑδρατμοῦ (μέσω μειωτῆρος) εἰς P = 200 lb/in² καὶ t = 475°F.

Ἡ ἀτμογεννήτρια ΧΠ μὲ τὴν σειράν της χορηγεῖ 22 990 lb/h κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ διὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ φορτίου.

19·9 Ροὴ ὑδρατμοῦ. Πλοῖον εἰς τὸν λιμένα. Ἐκφόρτωσις ὑγροῦ φορτίου.

Κατὰ τὴν ἐν ὅρμῳ λειτουργίαν, ὡς ἀνωτέρω, εὑρίσκεται ἐν λειτουργία :

1 Λέβης - Κατανάλωσις 4050 lb/h πετρελαίου
1 Ἠλεκτρογεννήτρια (5) μὲ φορτίον 209 kW
Βοηθητικὸν ψυγεῖον (6) μὲ τὸν ἐγχυτῆρα του (7)
Ψυκτὴρ ὑγρῶν (8)
Συμπυκνωτὴς ὑδρατμοῦ ἀπὸ στυπειοθλίπτας (9)
Ὁ 1ος προθερμαντὴρ (10)
Ὁ 2ος ἐξαεριστικὸς προθερμαντὴρ (11)
Ἡ τροφοδοτικὴ ἀντλία τοῦ λέβητος (12α)
Αἱ ἀντλίαι ἐξαγωγῆς φορτίου (15)
Συμπυκνωτὴς ἐξατμίσεων ἀντλιῶν φορτίου (16)
Ἡ ἀτμογεννήτρια ΧΠ (22)
Κουζίνα κ.λπ. (27)
Ἡ ἀντλία κυτῶν τῶν ἀντλιοστασίων ἀντλιῶν φορτίου (30) μὲ κατανάλωσιν 600 lb/h ὑδρατμοῦ.

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΓΗΛΟΥ 1954

Αἱ δύο ἀντλίαι ἀποστραγγίσεως (31) μὲ κατανάλωσιν 7620 h ὑδρατμοῦ.

Τὰ βαροῦλκα καταστρώματος (32) μὲ κατανάλωσιν 2500 h ὑδρατμοῦ.

Ἡ τροφοδοτικὴ ἀντλία ἀτμογεννητρίας (34).

Παραγωγὴ ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ 62 760 lb/h. Παραγωγὴ ἀφυπερθέρμου ὑδρατμοῦ 60 000 lb/h, ἐκ τοῦ ὁποίου αἱ 42 000 lb χρησιμοποιοῦνται διὰ τὴν κίνησιν τῶν ἀντλιῶν φορτίου καὶ αἱ 12 100 lb ὁδηγοῦνται εἰς τὴν ἀτμογεννήτριαν μέσω μειωτῆρος μὲ $P = 170$ lb/in² καὶ $t = 550^0$F.

Σημείωσις : Ἅπαντα τὰ ἀναφερόμενα εἰς τὸ Κεφάλαιον 19 ἐλήφθησαν ἀπὸ στοιχεῖα πετρελαιοφόρου πλοίου ἐν ἐνεργείᾳ. Οἴκοθεν νοεῖται ὅτι ἕκαστον πλοῖον θὰ ἔχῃ τὸ ἰδικόν του διάγραμμα «Ροῆς ἀτμοῦ καὶ ἰσοζυγίου θερμότητος», τὸ ὁποῖον ὅμως θὰ διαφέρῃ ἀπὸ τὸ παρὸν εἰς λεπτομερείας ἀναλόγως μὲ τὰ χαρακτηριστικὰ τοῦ πλοίου καὶ τὸν κατασκευαστήν του.

ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΜΕΝΑ ΣΥΜΒΟΛΑ

A = Ἐπιφάνεια
ata = Ἀπόλυτος ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις
Α.Υ. ἢ **ΑΥ** = Ἀπόλυτος ὑγρασία ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος

B = Βάρος
BHP = Πραγματικὴ Ἱπποδύναμις

C = Διεθνὴς σταθερὰ ἀερίων
Εἰδικὴ θερμότης
°C = Βαθμὸς θερμοκρασίας Κελσίου
C_p = Εἰδικὴ θερμότης ἀερίων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν
C_υ = Εἰδικὴ θερμότης ἀερίων ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον

d ἢ **D** = Διάμετρος

E = Μεταβολὴ ἐσωτερικῆς ἐνεργείας ἀερίου
Ἐσωτερικὴ ἐνέργεια ὑδρατμοῦ
Ε.Θ. ἢ **ΕΘ** = Ἐνεργὸς θερμοκρασία
E_κ = Εἰδικὴ κατανάλωσις

°F = Βαθμὸς θερμοκρασίας Φαρενάϊτ

g = Γραμμάριον
Ἐπιτάχυνσις τῆς βαρύτητος

H = Ποσὸν θερμότητος
HP = Ἵππος
HPh = Ὡριαῖος Ἵππος
h_κ = Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος

i = Ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ (ἐνθαλπία)
IHP = Ἐνδεικτικὴ Ἱπποδύναμις

J = Μηχανικὸν ἰσοδύναμον θερμότητος

K = Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος
Ἐκθέτης πολυτροπικῆς ἀλλαγῆς
°K = Θερμοκρασία ΚΕΛΒΙΝ
K_E = Κινητικὴ ἐνέργεια
K_p = Ὀγκομετρικὴ θερμότης ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν
K_υ = Ὀγκομετρικὴ θερμότης ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον

L = Διαδρομὴ ἐμβόλου
λ = Λανθάνουσα θερμότης ξηροῦ ὑδρατμοῦ
l_η = Νεπέρειος Λογάριθμος

M = Μᾶζα
Μοριακὸν βάρος

N = Στροφαί
η = Βαθμὸς ἀποδόσεως

P = Πίεσις
P_κ = Κρίσιμος πίεσις
$P_{\eta\beta}$ = Μέση ἐνεργὸς πίεσις

R = Χαρακτηριστικὴ σταθερὰ ἀερίου
°R = Βαθμὸς θερμοκρασίας Rankine
R_κ = Θερμικὴ ἀντίστασις
r = Βαθμὸς ἐκτονώσεως ἢ συμπιέσεως

S = Ἐντροπία
SHP = Ἀτρακτόϊππον
Σ.Δ. ἢ **ΣΔ** = Σημεῖον Δρόσου
Σ.Λ. ἢ **ΣΛ** = Συντελεστὴς λειτουργίας
Σ.Υ. ἢ **ΣΥ** = Σχετικὴ ὑγρασία

T = Θερμοκρασία ἀπόλυτος Kelvin ἢ Rankine
t = Θερμοκρασία σχετικὴ
t_ξ = Θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ
t_υ = Θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΕΝΗ 1954

U = Ὄγκος
Ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος
$\bar{U}$ = Ὀγκομετρικὴ μονὰς Mol
κ = Συντελεστὴς μεμβράνης ὑγροῦ
υ = Εἰδικὸς ὄγκος
U_s = Ὄγκος διαδρομῆς ἐμβόλου

V = Ταχύτης
$V_κ$ = Κρίσιμος ταχύτης

W = Μηχανικὸν ἔργον

X = Πάχος

χ = Βαθμὸς ξηρότητος ὑδρατμοῦ
ξ = Ἐξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως

γ = Ἐκθέτης ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως

Θ = Θερμαντικὴ ἱκανότης
θ = Χρόνος

ρ = Πυκνότης
Βαθμὸς καύσεως
Αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος εἰς κατάστασιν κορεσμοῦ

Ψ.Τ. ἢ ΨΤ = Ψυκτικὸς Τόννος
Ψ.Α. ἢ ΨΑ = Ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα

ΔΡΥΣΗ ΣΥΓΓΡΑΦΩΝ 1954

ΕΥΡΕΤΗΡΙΟΝ

(Οἱ ἀριθμοὶ ἀναφέρονται εἰς σελίδας)

Ἀγωγιμότης 27
Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ ἀερίων 73,80,143
Ἀδιαβ. ἀλλαγὴ εἰς ἄξονας T-S 129
Ἀδιαβατικὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ 154
Ἀδιαβατικὴ ἐκτόνωσις ὑδρατμοῦ 165
Ἀέριον 13
Ἀεριοστρόβιλοι 310
Ἀεροσυμπιεσταὶ 284
Ἀεροσυμπιεστὴς - Ἀπόδοσις 299
Ἀεροσυμπιεστὴς - Ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις 296
Ἀεροσυμπιεστὴς - Ὅροι μεγίστης ἀποδόσεως 293
Ἀεροσυμπιεστὴς τριῶν φάσεων 295
Ἀὴρ κεκορεσμένος 337
Αἴσθημα ἀνέσεως 343
Αἰσθητὴ θερμότης ὕδατος 115
Ἀκροφύσια 253, 255, 257
Ἀκροφύσιον δι' ὑγρὰ 258
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων 62, 64
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων εἰς ἄξονας T-S 141
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων ἀδιαβατικὴ ἢ ἀδιάθερμος ἢ ἰσοτροπικὴ 73, 80, 143
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων ἰσοθερμοκρασιακὴ ἢ ἰσοθερμικὴ 70, 80, 142
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων πολυτροπικὴ 78, 79, 80, 81, 143
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων ὑπερβολικὴ 70, 72
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 66, 142
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ἀερίων ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 64
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ὑδρατμοῦ ἰσοθερμοκρασιακὴ 157
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ὑδρατμοῦ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 154
Ἀλλαγαὶ καταστάσεως ὑδρατμοῦ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον 152
Ἀμμωνία 323, 334
Ἀναθέρμανσις ὑδρατμοῦ 214
Ἀναστρεφόμενος κύκλος Rankine 318
Ἀναστρέψιμος λειτουργία 63
Ἀναστρεψιμότης 63, 89
Ἀναστρεψιμότης θερμικὴ 89
Ἀναστρεψιμότης θερμοδυναμικὴ 87
Ἀναστρεψιμότης μηχανικὴ 88
Ἀνοικτὸς θερμικὸς κύκλος 86
Ἀντίστροφος κύκλος Carnot 313
Ἀντλία 86
Ἀπόδοσις ἀτμολέβητος 201
Ἀπόδοσις ἐνδεικτικὴ 248, 302
Ἀπόδοσις ἐσωτερικὴ ἀτμοστροβίλου 275
Ἀπόδοσις θερμικὴ ἀεριοστροβίλων 312
Ἀπόδοσις ἰδανικὴ 87
Ἀπόδοσις κύκλου Carnot 92
Ἀπόδοσις κύκλου Diesel 101, 102
Ἀπόδοσις κύκλου Dual 105, 106
Ἀπόδοσις κύκλου Otto 97, 98
Ἀπόδοσις κύκλου Rankine 211
Ἀπόδοσις M.E.K. 302
Ἀπόδοσις μηχανικὴ 249, 303
Ἀπόδοσις ὀγκομετρικὴ 296, 308
Ἀπόδοσις ὁλικὴ 248, 303
Ἀπόδοσις παλινδρομικῆς μηχανῆς 247
Ἀπόδοσις πραγματικὴ στροβίλου 279
Ἀπόδοσις συμπιεστοῦ 299
Ἀπόδοσις σχετικὴ 248, 303
Ἀπόλυτον μηδὲν θερμοκρασίας 18, 42, 47, 51
Ἀπόλυτος ὑγρασία ἀέρος 174, 175, 337
Ἀπομάστευσις 220, 221, 266, 270, 273, 366
Ἀπορροφητικὸν ψυκτικῆς 334
Ἀπώλεια λόγω διακένων παλινδρομικῆς 240
Ἀπώλεια λόγω στραγγαλισμοῦ ὑδρατμοῦ 240, 276
Ἀπώλεια λόγω τοιχωμάτων κυλίνδρου 239
Ἀπώλεια ταχύτητος ἐξαγωγῆς ὑδρατμοῦ 276
Ἀπολεσθεῖσα ποσότης 240
Ἀρχικὴ συμπύκνωσις 240
Ἀτμολέβητες 200
Ἀτμὸς 13
Ἀτμοστρόβιλοι 253

'Ατμοσφαιρικὸς ἀὴρ - 'Απαιτουμένη ποσότης διὰ καῦσιν 193
'Ατμοσφαιρικὸς ἀὴρ - Κλιματισμὸς 337
'Ατμοσφαιρικὸς ἀὴρ - 'Υπολογισμὸς ἐπὶ πλέον βάρους διὰ καῦσιν 195
'Αφυπέρθερμος ὑδρατμὸς 336

Βαθμὸς API 188
Βαθμὸς εἰσροῆς 234
Βαθμὸς ἐκτονώσεως 71, 234
Βαθμὸς ἐλευθερίας κινήσεως τῶν μορίων τῶν ἀερίων 51
Βαθμὸς ξηρότητος ἀτμοῦ 112, 116
Βαθμὸς ξηρότητος ὑδρατμοῦ - Μέτρησις 169, 170, 171
Βαθμὸς συμπιέσεως 71
Βαρομετρικὴ πίεσις 174
Βασικὰ ἐξαρτήματα ψυκτικοῦ κύκλου διὰ συμπιέσεως 320
Brake Horse Power 280

Δεξαμενὴ - Συλλέκτης ἀποβαλλομένης θερμότητος 86, 132
Δεύτερον θερμοδυναμικὸν ἀξίωμα 94
Διάγραμμα ἀνέσεως 348
Διάγραμμα ἐνεργοῦ θερμοκρασίας 344
Διάγραμμα ἐντροπίας καὶ θερμοκρασίας (T-S) ὑδρατμοῦ 148
Διάγραμμα Mollier (ι - S) ὑδρατμοῦ 151, 163
Διάγραμμα P - ι ψυκτικῶν φορέων 326
Διάγραμμα P - υ ὑδρατμοῦ 151
Διάγραμμα συμπιεστοῦ 287
Διάγραμμα T - S 128, 161, 162, 210, 216
Διάγραμμα ψυχρομετρικὸν 183
Διατομὴ λαιμοῦ καὶ ἐξόδου ἀκροφυσίου 263
Διατομικὸν ἀέριον 52, 54
Διεθνὴς σταθερὰ ἀερίων 50
Δυναμοδείκτης 241

Ἐγκατάστασις ἀτμοκινήτου πλοίου 362
Εἰδικὴ θερμότης 20
Εἰδικὴ θερμότης ἀερίων 21, 310
Εἰδικὴ θερμότης μίγματος ἀερίων 59
Εἰδικὴ κατανάλωσις θερμότητος 226, 281, 303
Εἰδικὴ κατανάλωσις ὑδρατμοῦ 226,281
Εἰδικὸς ὄγκος 13, 19
Εἰδικὸς ὄγκος ὑδρατμοῦ 120
'Εκθέτης K συμπιέσεως 289
'Εκτονωτικὴ βαλβὶς 320, 321
'Ελατήριον δυναμοδείκτου 242
'Ελευθέρα ἄνευ ἀντιστάσεως ἐκτόνωσις ἀερίου 81
'Ελεύθερος ἀὴρ 298
'Εναλλακτὴρ θερμότητος 352
'Ενέργεια 4
'Ενέργεια δυναμικὴ 5
'Ενέργεια ἐσωτερικὴ 7, 13, 14, 46, 124
'Ενέργεια ἐσωτερικὴ ἀερίων 17, 51
'Ενέργεια θερμικὴ 5, 12, 13, 15 - 17
'Ενέργεια κινητικὴ 6, 260
'Ενέργεια μετατρέψιμος καὶ μὴ μετατρέψιμος 131, 133, 145
'Ενέργεια μηχανικὴ 4, 5, 12, 13
'Ενεργὸς θερμοκρασία 343
'Ενθαλπία 13, 125
'Ενθαλπία μίγματος ἀέρος ὑδρατμοῦ 181
'Εντροπία 13, 128
'Εντροπία ἀτμοποιήσεως 139
'Εντροπία - Μαθηματικὴ ἔκφρασις 136
'Εντροπία - Μεταβολὴ αὐτῆς κατὰ τὰς ἀλλαγὰς καταστάσεως ἀερίων 137, 138
'Εντροπία ξηροῦ ὑδρατμοῦ 139
'Εντροπία ὑγροῦ ὑδρατμοῦ 139
'Εντροπία ὕδατος 138
'Εντροπία ὕδατος - ὑδρατμοῦ 148
'Εντροπία ὑπερθέρμου ὑδρατμοῦ 139
'Εντροπία ὡς δείκτης τῆς μὴ μετατρεψίμου ἐνεργείας 133
'Εξαρτήματα μεταφορᾶς θερμότητος 352
'Εξατμιστὴς 320, 322
'Εξατμιστικὴ ἱκανότης λέβητος 200
'Εξισώσεις καύσεως 190
'Εξωτερικὴ λανθάνουσα θερμότης 123
'Εξωτερικὸν ἔργον ἀτμοποιήσεως 122
'Επίδρασις τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ τῆς μοριακῆς θερμότητος 54
"Εργον ἀντλίας 209, 272
"Εργον ἀπαιτούμενον συμπιεστοῦ 288
"Εργον ἐξωτερικὸν ἀτμοποιήσεως 122
"Εργον μηχανικὸν 8
"Εργον ροῆς 9
'Εσωτερικὴ ἰσχὺς ἀτμοστροβίλου 275

Ζώνη ἀνέσεως θέρους 350
Ζώνη ἀνέσεως χειμῶνος 349

'Ηχητικὴ ταχύτης 260

Θερμαινομένη ἐπιφάνεια λέβητος 200
Θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου 188, 199, 201
Θερμικὴ ἀντίστασις 28
Θερμικὴ ἐνέργεια ἀερίων 51
Θερμικὴ μηχανὴ 12, 86

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

Θερμική πτῶσις 260, 265
Θερμικοί κύκλοι 85
Θερμικὸν ἰσοζύγιον λέβητος 202
Θερμικὸν ἰσοζύγιον Μ.Ε.Κ. 305
Θερμικὸν περιεχόμενον 125
Θερμοδυναμικὰ μέσα 12, 86
Θερμοδυναμική Τεχνική 1, 8
Θερμοδυναμικὸς ἢ θερμικὸς κύκλος μηχανῆς 85, 87
Θερμοκρασία 13, 14, 16, 17, 18, 22
Θερμοκρασία ἀποβαλλομένη ἀπὸ τὸ ἀνθρώπινον σῶμα 342
Θερμοκρασία ἀπομαστεύσεως 273
Θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως 113
Θερμοκρασία ἐνεργὸς 343
Θερμοκρασία θέρους εἰς κλειστοὺς χώρους 346
Θερμοκρασία κριτική 322
Θερμοκρασία - Μέση διαφορὰ κινουμένου ρευστοῦ 352
Θερμοκρασία ὑγροῦ καὶ ξηροῦ βολβοῦ 179, 182, 185
Θερμοκρασία ὑπερθερμάνσεως 119
Θερμοκρασίαι λειτουργίας μηχανῶν 132
Θερμότης 13
Θερμότης ἀέρος 338
Θερμότης αἰσθητὴ 15, 338
Θερμότης αἰσθητὴ ὕδατος 115
Θερμότης ἀποβαλλομένη μὲ καυσαέρια 197
Θερμότης ἀποβαλλομένη μὲ καυσαέρια 197
Θερμότης ἀπορροφωμένη ὑπὸ τοῦ ἀνθρωπίνου σώματος 342
Θερμότης ἀτμοποιήσεως ὕδατος 118
Θερμότης εἰδικὴ 20, 21, 59, 310
Θερμότης - εἰδικὴ κατανάλωσις 226, 281, 303
Θερμότης ἑστίας λέβητος 201
Θερμότης λανθάνουσα 15, 17, 313, 325, 338
Θερμότης λανθάνουσα ὑδρατμοῦ 116
Θερμότης ὁλικὴ μίγματος ἀέρος ὑδρατμοῦ 181
Θερμότης ὁλικὴ ὕδατος 115
Θερμότης ὁλικὴ ὑδρατμοῦ 117
Θερμότης ὑπερθερμάνσεως 119
Θεωρητικὸν διάγραμμα παλινδρομικῆς ἀτμομηχανῆς 233

Ἰδανικαὶ λειτουργίαι 63
Ἰδανικὴ ἀπόδοσις θερμικοῦ κύκλου 87
Ἱπποδύναμις παλινδρομικῆς μηχανῆς 247
Ἵππος 9
Ἵππος ὡριαῖος 10
Ἰσοδύναμον μοριακὸν βάρος μίγματος ἀερίων 59
Ἰσοζύγιον θερμότητος ἀνθρωπίνου σώματος 341
Ἰσοζύγιον θερμότητος ἀτμοκινήτου πλοίου 362, 365
Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἀλλαγὴ καταστάσεως ὑδρατμοῦ 157
Ἰσοθερμοκρασιακὴ ἢ Ἰσόθερμος ἀλλαγὴ ἀερίων 70, 80, 142
Ἰσόθερμος συμπίεσις 290
Ἰσότης διατηρήσεως ἐνεργείας 63
Ἰσότης συνεχείας ροῆς 254
Ἰσχὺς 9, 277, 299, 301

Καθορισμὸς τῆς τιμῆς Κυ ἀερίων 53
Καθορισμὸς τῆς τιμῆς τοῦ ἐκθέτου Κ πολυτροπικῆς ἀλλαγῆς 81
Καμπύλη κορεσμοῦ 244
Καταστάσεις ἑνὸς σώματος 111
Καυσαέρια - Βάρος ἀνὰ μονάδα καιομένου καυσίμου 194
Καυσαέρια - Ὑπολογισμὸς ἀποβαλλομένης θερμότητος 197
Καῦσις ἀερίων κατ' ὄγκον 198
Κενόμετρα 3
Κενὸν 3, 4
Κιλομόριον 49
Κίνησις τοῦ ἀέρος 341
Κινητικὴ θεωρία ἀερίων 51
Κλειστὸς θερμικὸς κύκλος 86
Κλῖμαξ ἐλατηρίου δυναμοδείκτου 242
Κλιματισμὸς ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος 337
Κλιμα-ισμὸς κατὰ τὸ θέρος 345
Κλιματισμὸς κατὰ τὸν χειμῶνα 345
Κρίσιμος λόγος 259
Κρίσιμος ταχύτης 260
Κριτικὴ θερμοκρασία 150, 210. 224, 322
Κριτικὴ πίεσις 151, 210, 224
Κριτικὸν σημεῖον 112
Κριτικὸν σημεῖον ὑδρατμοῦ 150
Κύκλος Carnot 91, 145
Κύκλος Carnot ἀντίστροφος 313
Κύκλος Carnot εἰς διάγραμμα T-S 130
Κύκλος Diesel 100, 144, 146, 301
Κύκλος Diesel εἰς ἄξονας T-S 144
Κύκλος Dual εἰς ἄξονας T-S 144
Κύκλος Dual ἢ μικτὸς 104, 301
Κύκλος κλιματισμοῦ εἰς πλοῖον 346
Κύκλος λειτουργίας ψυκτικῆς 326
Κύκλος Joule (ἀεριοστροβίλων) 107, 301, 312
Κύκλος Otto 96
Κύκλος Otto εἰς ἄξονας T-S 144
Κύκλος Rankine 208, 221, 228, 230

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΗ 1954

Κύκλος Rankine ἀναθερμαινόμενος 216
Κύκλος Rankine ἄνευ ἐκτονώσεως 222
Κύκλος Rankine ἀτελοῦς ἐκτονώσεως 222
Κύκλος Rankine αὐτοαναθερμαινόμενος 219
Κύκλος Rankine - Βελτίωσις ἀποδόσεως 222
Κύκλος Rankine εἰς ἄξονας P-υ καὶ T-S 210
Κύκλος Rankine εἰς διάγραμμα Mollier 212
Κύκλος Rankine μὲ ἀναθέρμανσιν 214
Κύκλος Freon - 12 330

Λειτουργία ἄνευ ροῆς 63
Λιβρομόριον 49

Μαθηματικὴ ἔκφρασις τῆς ἐντροπίας 136
Μεμβράναι ρευστοῦ 33
Μερικαὶ πιέσεις ἀέρος ὑδρατμοῦ 174
Μερικαὶ πιέσεις μίγματος ἀερίων 57
Μέση διαφορὰ θερμοκρασίας 353
Μέση ἐνεργὸς πίεσις 234, 236, 248, 301
Μετάδοσις θερμότητος 26
Μετάδοσις θερμότητος δι' ἀγωγῆς 30
Μετάδοσις θερμότητος διὰ μεταφορᾶς 31
Μετάδοσις θερμότητος μέσω τοιχώματος ποὺ διαχωρίζει δύο ρευστὰ 33
Μετατρέψιμος καὶ μὴ μετατρέψιμος ἐνέργεια 131, 133, 145
Μεταφορὰ θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας 38
Μεταφορὰ θερμότητος καὶ ἐπικρατοῦσαι θερμοκρασίαι εἰς κύλινδρον μηχανῆς Diesel 35
Μεταφορὰ θερμότητος μὲ παράλληλον καὶ ἀντίστροφον ροὴν 355
Μηχαναὶ ἀναφλέξεως διὰ συμπιέσεως 105
Μηχαναὶ ἐκρήξεως 105
Μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως 301
Μηχαναὶ σταθερᾶς πιέσεως Diesel 68, 100, 301
Μηχαναὶ σταθεροῦ ὄγκου Otto 66, 96, 301
Μηχανὴ 12, 86
Μηχανήματα ἐγκαταστάσεως ἀτμοκινήτου πλοίου 362
Μηχανικὴ ψῦξις διὰ συμπιέσεως 318
Μηχανικὸν ἔργον 8
Μηχανικὸν ἔργον ἀντλίας 209
Μηχανικὸν ἔργον - Γενικὴ ἰσότης κατὰ τὴν ἀλλαγὴν καταστάσεως ἀερίων 69
Μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος 24
Μῖγμα ἀέρος καὶ ὑδρατμοῦ 173
Μίγματα ἀερίων 56
Mol 49, 192
Μονάδες θερμότητος 20
Μόρια 2
Μοριακὴ θερμότης 51

Νόμος τοῦ Avogadro 48
Νόμος τῶν Boyle - Mariotte 41, 56, 173
Νόμος τοῦ Charles 42
Νόμος τοῦ Dalton 56
Νόμος τοῦ Fourrier 27
Νόμος τοῦ Gay - Lussac 42, 56, 173
Νόμος τοῦ Joule 46
Νόμος τοῦ Regnault 46, 456
Νόμος τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνεργείας 134

Ξηρὸς ὑδρατμὸς 113

Ὀγκομετρικὴ ἀνάλυσις καυσαερίου 192
Ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις ἀεροσυμπιεστοῦ 296
Ὀγκομετρικὴ ἀπόδοσις M.E.K. 308
Ὀγκομετρικὴ θερμότης 50
Ὄγκος διαδρομῆς 97, 235
Ὄγκος ἑστίας 200
Οἰκονομικὸς παράγων ἀπομαστεύσεως 274
Ὁλικὴ θερμότης ὕδατος 115
Ὁλικὴ θερμότης ὑδρατμοῦ 117
Ὁλικὴ πίεσις μίγματος ἀερίων 57
Ὁλικὸς συντελεστὴς μεταφορᾶς θερμότητος U 34, 36, 355, 357, 359, 360, 361

Παλινδρομικὴ ἀτμομηχανὴ 228
Παλινδρομικὴ μηχανὴ - Πραγματικὸν διάγραμμα 241
Παλινδρομικὸς συμπιεστὴς 284
Πετρέλαιον ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων 188
Πηγὴ θερμικῆς ἐνεργείας 86
Πίεσις 2, 13
Πίεσις κριτικὴ 151, 210
Πίνακες ὑδρατμοῦ 118
Πολλαπλῆ ἐκτόνωσις 250
Πολυτροπικὴ ἀλλαγὴ ἀλλαγὴ ἀερίων 78 - 81, 143

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΕΝΟΥ 1954

Προεισαγωγή 240
Προεξαγωγή 240
Πρῶτος θερμοδυναμικὸς νόμος 24

Ρεύματα μεταφορᾶς 32
Ροὴ ρευστῶν ἀντίστροφος 354
Ροὴ ρευστῶν παράλληλος 354
Ροὴ ὑδρατμοῦ εἰς ἀτμοκίνητον πλοῖον 365

Σημεῖον ἀναφλέξεως 189
Σημεῖον δρόσου 176, 337
Σημεῖον καύσεως 190
Shaft Horse Power 280
Σταθερὰ ροὴ 254
Στραγγαλισμὸς ὑδρατμοῦ 159, 165, 169
Στρόβιλος ἀντιδράσεως 254
Στρόβιλος δράσεως 254
Στροβιλοσυμπιεσταὶ 299, 311
Σύγκρισις ἀδιαβατικῆς ἰσοθερμοκρασιακῆς καὶ πολυτροπικῆς καμπύλης 80
Σύγκρισις κύκλου Carnot καὶ Diesel 144
Σύγκρισις κύκλου Otto καὶ Diesel 146
Συμπίεσις ἀδιαβατική, ἰσόθερμος καὶ πολυτροπικὴ 290
Συμπιεστὴς δύο φάσεων 290
Συμπιεστὴς ψυκτικῆς 321
Συμπυκνωτὴς ψυκτικῆς 321
Συντελεστὴς ἀναθερμάνσεως ὑδρατμοῦ 277
Συντελεστὴς ἀτμοποιήσεως 201
Συντελεστὴς διαγράμματος 246
Συντελεστὴς θερμικῆς ἀγωγιμότητος 28
Συντελεστὴς λειτουργίας ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως 316, 330
Συντελεστὴς μεμβράνης ρευστῶν 33,36
Συντελεστὴς τριβῆς ὑδρατμῆς 265
Σχετικὴ ὑγρασία ἀέρος 174, 337
Σχηματισμὸς ὑδρατμοῦ 113

Ταχύτης ὑδρατμοῦ καὶ ἀερίου μέσω ἀκροφυσίου 260
Τέλεια ἀέρια 41
Τεχνικὴ ἀτμόσφαιρα 2
Τιμαὶ τοῦ συντελεστοῦ μεμβράνης ρευστοῦ καὶ τοῦ U 36
Τίτλος ὑδρατμοῦ 112, 116
Τριατομικὸν ἀέριον 53, 54

Ὑγρασία ἀέρος 178
Ὑγρασία ἀπόλυτος 174, 337
Ὑγρασία σχετικὴ 174, 337
Ὑγροποίησις ἀερίων καὶ ἀτμοῦ 322
Ὑγρὸς ὑδρατμὸς 113, 114
Ὑδρατμοὶ 111
Ὑδρατμὸς - Παραγωγὴ ἄνω τοῦ κριτικοῦ σημείου 224
Ὑδρογόνον 322
Ὑπερβολικὴ ἀλλαγὴ ἀερίων 70, 72
Ὑπερθέρμανσις 112, 326
Ὑπέρθερμος ὑδρατμὸς 113, 115, 119, 245
Ὑπόψυξις 326, 329

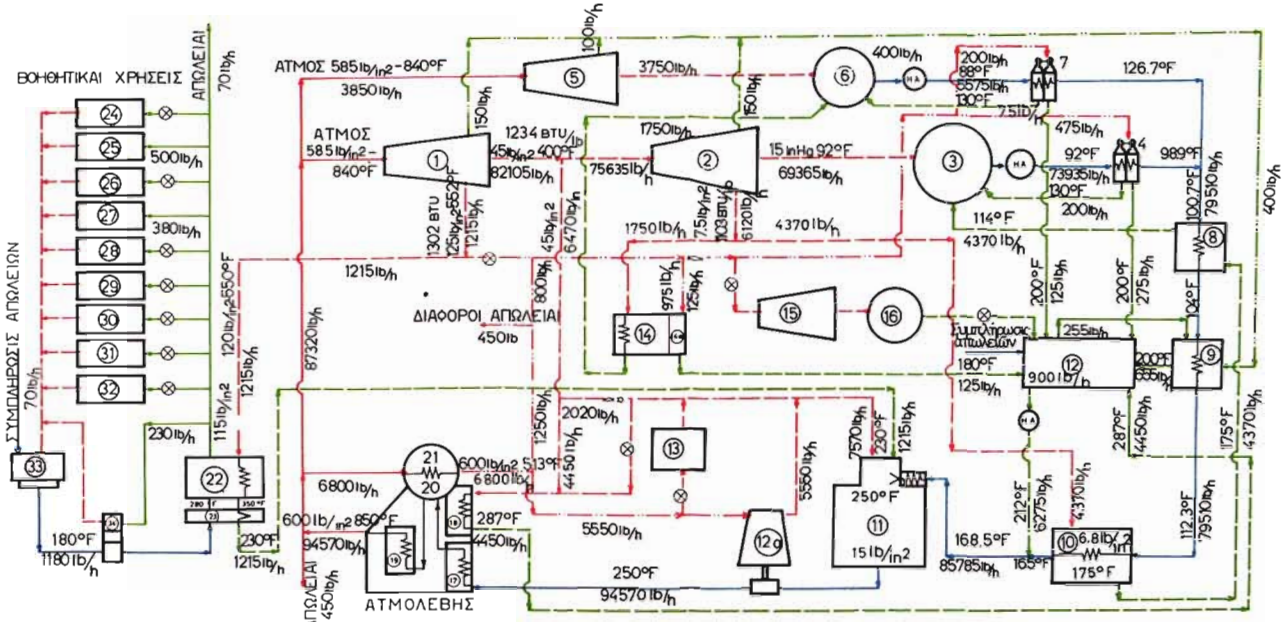
Freon - 12 324
Freon - 22 324
Φυσικὰ ἀέρια 41

Χαρακτηριστικὰ θερμοδυναμικῶν μέσων 13
Χαρακτηριστικὰ πλοίου μὲ πλήρη ἰσχὺν 364
Χαρακτηριστικὴ ἰσότης ἀερίων 44
Χαρακτηριστικὴ σταθερὰ ἀερίου 44, 50, 67, 68
Χαρακτηριστικὴ σταθερὰ μίγματος 59

Ψυκτικὴ ἐγκατάστασις - Συντελεστὴς λειτουργίας 316
Ψυκτικοὶ κύκλοι 313
Ψυκτικὸν ἀποτέλεσμα 316, 325, 330
Ψυκτικὸς τόννος 316
Ψυκτικὸς φορεὺς 314, 322
Ψυκτικὸς φορεὺς - Διάγραμμα P-ι 326
Ψῦξις δι' ἀπορροφήσεως ἀτμοῦ 334
Ψῦξις ἐνδιάμεσος συμπιεστοῦ 290
Ψυχρομετρικὸν διάγραμμα 338
Ψυχρόμετρον 179

ΔΡΥΣΜΑ ΣΥΓΓΡΑΦΟΥ 1954

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ
ΡΟΗΣ ΑΤΜΟΥ ΚΑΙ ΘΕΡΜΙΚΟΣ ΙΣΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΔΙΑ ΚΑΝΟΝΙΚΗΝ ΠΛΗΡΗ ΙΣΧΥΝ



ΥΠΟΜΝΗΜΑ

- Υπέρθερμος ὑδρατμὸς
- Ὑδρατμὸς ἀπομαστεύσεως & ἐξαγωγῆς
- Ἀφυπέρθερμος ὑδρατμὸς
- Κεκορεσμένος ὑδρατμὸς
- Ὑδρατμὸς ἀπὸ στυπειοθλίπτας
- Ὑγρὰ
- Τροφοδοτικὸν ὕδωρ καὶ συμπύκνωμα

BHP 12.500
Ἐκτόπισμα πλήρους φορτίου 36000 Tons SW
Στροφαὶ ἀνὰ λεπτὸν 100
Κατανάλωσις καυσίμου 6730 lb/h
Κατανάλωσις καυσίμου/ὡριαῖον BHP 538 lb
Θερμαντικὴ ἱκανότης καυσίμου 18500 BTU/lb
Ἀπόδοσις λέβητος 88%
Θερμοκρασία καυσαερίων 305 °F
Εἰδικὴ κατανάλωσις ἀτμοῦ/ὡριαῖον BHP 6,2 lb

Φορτίον ἠλεκτρογεννητρίας 33 kW
Θερμ. εἰσόδου θαλασ. ὕδατος κυκλοφορίας 75 °F
Σύστημα θερμάνσεως ἐν ἀπομονώσει
Βραστὴρ Χ.Π. παραγωγικότητος 5000 γαλόνια/24ωρον
Θερμοκρασία εἰσαγ. ἀέρος εἰς προθερμ. 100 °F
Θερμοκρασία ἐξαγ. ἀέρος ἐκ προθερμ. 267 °F

⊗ Διακοπὴ σωληνώσεως—σύστημα ἀπομονώσεως

⋈ Ἀτμομειωτὴρ

COPYRIGHT ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ