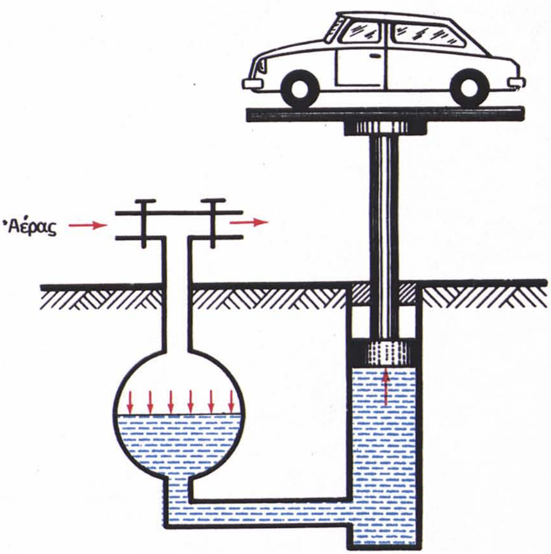
Β΄ Μέσων Τεχνικών - Επαγγελματικών Σχολών

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ 1954

ΦΥΣΙΚΗ

Αργ. Κ. Μαυρομματάκου

Δ^ΡΟΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



1954

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

Ο Ευγένιος Ευγενίδης, ο ιδρυτής και χορηγός του «Ιδρύματος Ευγενίδου», πολύ νωρίς προέβλεψε και σχημάτισε την πεποίθηση ότι η άρτια κατάρτιση των τεχνικών μας, σε συνδυασμό με την εθνική αγωγή, θα ήταν αναγκαίος και αποφασιστικός παράγων για την πρόοδο του Έθνους μας.

Την πεποίθησή του αυτή ο Ευγενίδης εκδήλωσε με τη γενναιόφρονα πράξη ευεργεσίας, να κληροδοτήσει σεβαστό ποσό για τη σύσταση Ιδρύματος, που θα είχε ως σκοπό να συμβάλλει στην τεχνική εκπαίδευση των νέων της Ελλάδας.

Έτσι, το Φεβρουάριο του 1956 συστήθηκε το «Ίδρυμα Ευγενίδου», του οποίου τη διοίκηση ανέλαβε η αδελφή του Μαρ. Σίμου, σύμφωνα με την επιθυμία του διαθέτη. Το έργο του Ιδρύματος συνεχίζει από το 1981 ο κ. Νικόλαος Βερνίκος - Ευγενίδης.

Από το 1956 έως σήμερα η συμβολή του Ιδρύματος στην τεχνική εκπαίδευση πραγματοποιείται με διάφορες δραστηριότητες. Όμως απ' αυτές η σημαντικότερη, που κρίθηκε από την αρχή ως πρώτης ανάγκης, είναι η έκδοση βιβλίων για τους μαθητές των Τεχνικών και Επαγγελματικών Σχολών και Λυκείων.

Μέχρι σήμερα, με τη συνεργασία με τα Υπουργεία Εθνικής Παιδείας και Θρησκευμάτων και Εμπορικής Ναυτιλίας, εκδόθηκαν εκατοντάδες τόμοι βιβλίων, που έχουν διατεθεί σε πολλά εκατομμύρια αντίτυπα. Τα βιβλία αυτά κάλυπταν ή καλύπτουν ανάγκες των Κατωτέρων και Μέσων Τεχνικών Σχολών του Υπ. Παιδείας, των Σχολών του Οργανισμού Απασχολήσεως Εργατικού Δυναμικού (ΟΑΕΔ), των Τεχνικών και Επαγγελματικών Λυκείων, των Τεχνικών Επαγγελματικών Σχολών και των Δημοσίων Σχολών Εμπορικού Ναυτικού.

Μοναδική φροντίδα του Ιδρύματος σ' αυτή την εκδοτική του προσπάθεια ήταν και είναι η συγγραφή και έκδοση βιβλίων ποιότητας, από άποψη όχι μόνον επιστημονική, παιδαγωγική και γλωσσική, αλλά και ως προς την εμφάνιση, ώστε το βιβλίο να αγαπηθεί από τους μαθητές.

Για την επιστημονική και παιδαγωγική αρτιότητα των βιβλίων τα κείμενα υποβάλλονται σε πολλές επεξεργασίες και βελτιώνονται πριν από κάθε νέα έκδοση συμπληρούμενα καταλλήλως.

Ιδιαίτερη σημασία απέδωσε το Ίδρυμα από την αρχή στη γλωσσική διατύπωση των βιβλίων, γιατί πιστεύει ότι και τα τεχνικά βιβλία, όταν είναι γραμμένα σε γλώσσα σωστή και ομοιόμορφη αλλά και κατάλληλη για τη στάθμη των μαθητών, μπορούν να συμβάλλουν στη γλωσσική κατάρτιση των μαθητών.

Έτσι, με απόφαση που ίσχυσε ήδη από το 1956, όλα τα βιβλία της Βιβλιοθήκης του Τεχνίτη, δηλαδή τα βιβλία για τις τότε Κατώτερες Τεχνικές Σχολές, όπως αργότερα και για τις Σχολές του ΟΑΕΔ, ήταν γραμμένα σε γλώσσα δημοτική, με βάση τη γραμματική του Τριανταφυλλίδη, ενώ όλα τα άλλα βιβλία ήταν γραμμένα στην απλή καθαρεύουσα. Σήμερα ακολουθείται η γραμματική που διδάσκεται στα σχολεία της δευτεροβάθμιας εκπαιδεύσεως. Η γλωσσική επεξεργασία των βιβλίων ανατίθεται σε φιλολόγους του Ιδρύματος και έτσι εξασφαλίζεται η ενιαία σύνταξη και ορολογία κάθε κατηγορίας βιβλίων.

Η ποιότητα του χαρτιού, το είδος των τυπογραφικών στοιχείων, τα σωστά σχήματα, η καλαίσθητη σελιδοποίηση, το εξώφυλλο και το μέγεθος του βιβλίου, περιλαμβάνονται και αυτά στις φροντίδες του Ιδρύματος και συμβάλλουν στη σωστή «λειτουργικότητα» των βιβλίων.

Το Ίδρυμα θεώρησε ότι είναι υποχρέωσή του, σύμφωνα με το πνεύμα του ιδρυτή του, να θέση στη διάθεση του Κράτους όλη αυτή την πείρα του των 20 ετών, αναλαμβάνοντας το 1978 και την έκδοση των βιβλίων για τις νέες Τεχνικές Επαγγελματικές Σχολές και τα Τεχνικά και Επαγγελματικά Λύκεια, σύμφωνα πάντοτε με τα εγκεκριμένα Αναλυτικά Προγράμματα του Π.Ι. και του ΥΠΕΠΘ.

Β΄ ΤΑΞΗ
ΜΕΣΩΝ ΤΕΧΝΙΚΩΝ – ΕΠΑΓΓΕΛΜΑΤΙΚΩΝ ΣΧΟΛΩΝ

ΦΥΣΙΚΗ

(ΜΗΧΑΝΙΚΗ ΤΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ)

ΑΡΓΥΡΗ Κ. ΜΑΥΡΟΜΜΑΤΑΚΟΥ
ΔΡΟΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΑΘΗΝΑ
1997

Α' ΕΚΔΟΣΗ 1981

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Στό βιβλίο αὐτό ἀναπτύσσονται τά θέματα τῆς Μηχανικῆς τῶν Ρευστῶν καί τῆς Θερμότητας ἔτσι, ὥστε νά ἀνταποκρίνονται στίς ἀπαιτήσεις τῶν μαθητῶν τῶν Μέσων Τεχνικῶν καί Ἐπαγγελματικῶν Σχολῶν. Ἡ διάταξη τῆς ὕλης καί ὁ τρόπος πού ἀναπτύχθηκαν τά διάφορα κεφάλαια, ἀποβλέπουν στό νά μάθουν οἱ μαθητές τίς ἔννοιες τῆς Μηχανικῆς τῶν Ρευστῶν καί τῆς Θερμότητας, γιά νά βοηθηθοῦν στήν κατανόηση τῶν Τεχνολογικῶν μαθημάτων καί ἐργαστηριακῶν ἀσκήσεων πού διδάσκονται στό σχολεῖο.

Κάθε ἔννοια τήν ἐξετάζομε ἀπό διάφορες σκοπιές καί στό τέλος δίνομε καί τή μαθηματική της ἔκφραση ὅσο γίνεται πιό ἁπλά. Στό βιβλίο περιλαμβάνονται ἀρκετά σχήματα, πολλές ἐφαρμογές, καθώς καί πολλά λυμένα ἀριθμητικά παραδείγματα γιά τήν πλήρη κατανόηση τῶν ἐννοιῶν πού ἀναφέραμε.

Πολλές ἀπό τίς ἐφαρμογές καί τά ἀριθμητικά παραδείγματα δέν θά διδαχθοῦν, ἀλλά θά μελετηθοῦν ἀπό τούς μαθητές ὡς ἐργασία στό σπίτι.

Στό βιβλίο περιλαμβάνονται ἀκόμα καί ἄλυτες ἀσκήσεις, γιά νά μποροῦν οἱ μαθητές νά διαπιστώσουν κατά πόσο ἀφομοίωσαν τήν ὕλη πού διδάχθηκαν.

Ἐπιθυμῶ καί ἀπό τή θέση αὐτή νά ἐκφράσω τίς θερμές εὐχαριστίες μου στήν Ἐπιτροπή Ἐκδόσεων τοῦ Ἱδρύματος Εὐγενίδου καί στό προσωπικό τοῦ Ἱδρύματος γιά τίς προσπάθειες πού κατέβαλαν γιά τήν ὅσο τό δυνατόν ἀρτιότερη ἐμφάνιση τοῦ βιβλίου.

Ὁ συγγραφέας

ΜΕΡΟΣ ΠΡΩΤΟ

ΜΗΧΑΝΙΚΗ ΤΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

0.1 Τό περιεχόμενο τῆς Μηχανικῆς τῶν ρευστῶν.

Ρευστά ὀνομάζονται τά σώματα τά ὁποῖα ρέουν.

Τά ρευστά διακρίνονται σέ:

— Ὑγρά καί

— ἀέρια.

Ἡ Μηχανική τῶν ρευστῶν εἶναι τό κεφάλαιο τῆς Μηχανικῆς τό ὁποῖο μελετᾶ τίς μηχανικές ἰδιότητες τῶν ρευστῶν.

Περιλαμβάνει:

— Τήν Ὑδροστατική.

— Τήν Ἀεροστατική.

— Τήν Ὑδροδυναμική καί

— τήν Ἀεροδυναμική.

Ἡ Ὑδροστατική ἐξετάζει τή συμπεριφορά (τίς ἰδιότητες) τῶν ὑγρῶν ὅταν βρίσκονται σέ ἰσορροπία.

Ἡ Ἀεροστατική ἐξετάζει τή συμπεριφορά (τίς ἰδιότητες) τῶν ἀερίων ὅταν βρίσκονται σέ ἰσορροπία.

Ἡ Ὑδροδυναμική ἐξετάζει τή συμπεριφορά (τίς ἰδιότητες) τῶν ὑγρῶν ὅταν βρίσκονται σέ κίνηση.

Ἡ Ἀεροδυναμική ἐξετάζει τή συμπεριφορά (τίς ἰδιότητες) τῶν ἀερίων ὅταν βρίσκονται σέ κίνηση.

0.2 Ἰδιότητες τῶν ρευστῶν.

Α. Ἰδιότητες τῶν ὑγρῶν.

α) Ἔχουν σταθερό ὄγκο.

Τά ὑγρά παρουσιάζουν πολύ μεγάλη ἀντίσταση στή μεταβολή τοῦ ὄγκου τους, γι' αὐτό καί πρακτικά θεωροῦνται ἀσυμπίεστα, δηλαδή ὅτι ἔχουν σταθερό ὄγκο.

Κατά τή μελέτη τῶν ὑγρῶν θά τά θεωροῦμε ὅτι βρίσκονται στό πεδίο τῆς βαρύτητας καί ὅτι εἶναι ἀπολύτως ἀσυμπίεστα.

β) Δέν ἔχουν σταθερό σχῆμα.

Παίρνουν πάντα τό σχῆμα τοῦ δοχείου μέσα στό ὁποῖο περιέχονται.

γ) Παρουσιάζουν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια.

Ὅταν ἰσορροποῦν ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνειά τους εἶναι ἕνα ὁριζόντιο ἐπίπεδο.

Β. Ἰδιότητες τῶν ἀερίων.

α) Δέν ἔχουν σταθερό ὄγκο.

Τά ἀέρια καταλαμβάνουν ὅλο τό χῶρο πού τούς προσφέρεται. Εἶναι πολύ συμπιεστά.

β) Δέν ἔχουν σταθερό σχῆμα.

Παίρνουν τό σχῆμα τοῦ δοχείου πού τά περιέχει.

γ) Δέν παρουσιάζουν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

ΥΔΡΟΣΤΑΤΙΚΗ

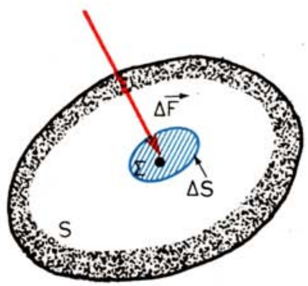
1.1 Πίεση.

Ὁρισμός πιέσεως σέ σημεῖο μιᾶς ἐπιφάνειας.

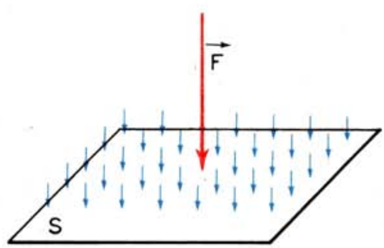
Γύρω ἀπό τό σημεῖο Σ τῆς ἐπιφάνειας S (σχ. 1.1α) θεωροῦμε μία ***πολύ μικρή*** (στοιχειώδη) ἐπιφάνεια ΔS. Ἐάν πάνω στήν ἐπιφάνεια ΔS ἀσκεῖται ***κάθετα*** μία δύναμη $\overrightarrow{\Delta F}$ τότε:

Ὀνομάζομε πίεση P_Σ στό σημεῖο Σ τῆς ἐπιφάνειας S, τό πηλίκον τοῦ μέτρου ΔF τῆς δυνάμεως $\overrightarrow{\Delta F}$, ἡ ὁποία ἀσκεῖται ***κάθετα*** πάνω στήν ***πολύ*** μικρή ἐπιφάνεια ΔS, πού λαμβάνεται γύρω ἀπό τό σημεῖο Σ, διά τοῦ ἐμβαδοῦ τῆς ἐπιφάνειας ΔS. Δηλαδή:

$P_\Sigma = \dfrac{\Delta F}{\Delta S}$ $\Delta S \longrightarrow 0$	Ἐξίσωση ὁρισμοῦ



Σχ. 1.1α.



Σχ. 1.1β.

Ὁρισμός πιέσεως ἐπιφάνειας.

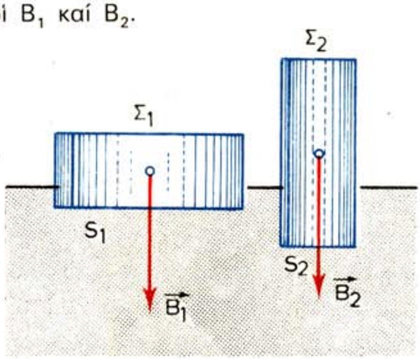
Ἐάν πάνω στήν ἐπιφάνεια S (σχ. 1.1β) ἀσκεῖται κάθετα καί εἶναι ὁμοιόμορφα κατανεμημένη ἡ δύναμη $\vec{F}$ τότε:

Ὀνομάζομε πίεση P_S στήν ἐπιφάνεια S τό πηλίκον τοῦ μέτρου F τῆς δυνάμεως $\vec{F}$, ἡ ὁποία ἀσκεῖται ***κάθετα καί εἶναι ὁμοιόμορφα*** κατανεμημένη στήν ἐπιφάνεια S διά τοῦ ἐμβαδοῦ τῆς ἐπιφάνειας S. Δηλαδή:

$P = \dfrac{F}{S}$	Ἐξίσωση ὁρισμοῦ

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ πίεση εἶναι μονόμετρο μέγεθος.
2) Ἐπειδή ἡ πίεση εἶναι μονόμετρο μέγεθος, δέν ἔχει ἔννοια νά λέμε ὅτι ἡ πίεση ἀσκεῖται κάθετα σέ μιά ἐπιφάνεια.
3) Δέν πρέπει νά συγχέεται τό μέγεθος «δύναμη» μέ τό μέγεθος «πίεση» γιατί εἶναι δύο διαφορετικά μεγέθη.
4) Τό ἀποτέλεσμα μιᾶς δυνάμεως πού ἐξασκεῖται πάνω σέ μιά ἐπιφάνεια, δέν ἐξαρτᾶται μόνο ἀπό τό μέτρο της, ἀλλά καί ἀπό τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας αὐτῆς.
   Ἐάν τοποθετήσομε πάνω στήν ἐπιφάνεια ἄμμου δύο σώματα Σ_1 καί Σ_2 (σχ. 1.1γ) τά ὁποῖα ἔχουν τό ἴδιο ἀκριβῶς βάρος ($\vec{B}_1 = \vec{B}_2$), θά παρατηρήσομε ὅτι τό Σ_2 θά εἰσχωρεῖ περισσότερο μέσα στήν ἄμμο (ἡ ἐπιφάνεια S_2 στηρίξεως τοῦ Σ_2 εἶναι μικρότερη ἀπό τήν ἐπιφάνεια S_1 στηρίξεως τοῦ Σ_1). Ἄρα οἱ εἰσχωρήσεις τῶν σωμάτων Σ_1 καί Σ_2 στήν ἄμμο, ἐπομένως καί οἱ παραμορφώσεις τῆς μάζας τῆς ἄμμου, δηλαδή τά ἀποτελέσματα τῶν δυνάμεων $\vec{B}_1$ καί $\vec{B}_2$ δέν ἐξαρτῶνται μόνο ἀπό τά μέτρα τους (B_1 καί B_2), ἀλλά καί ἀπό τά ἐμβαδά S_1 καί S_2 τῶν ἐπιφανειῶν πάνω στίς ὁποῖες ἀσκοῦνται οἱ $\vec{B}_1$ καί $\vec{B}_2$.



5) Τό ἀποτέλεσμα μιᾶς δυνάμεως, πού ἀσκεῖται πάνω σέ μιά ἐπιφάνεια, ἐξαρτᾶται ἀπό τήν πίεση πού προκαλεῖ στήν ἐπιφάνεια αὐτή.

Γιά τήν προηγούμενη περίπτωση ἰσχύουν τά παρακάτω:
Οἱ προκαλούμενες ἀπό τίς δυνάμεις $\vec{B}_1$ καί $\vec{B}_2$ πιέσεις P_1 καί P_2 στίς ἐπιφάνειες ἐπαφῆς (S_1 καί S_2) τῶν σωμάτων Σ_1 καί Σ_2 μέ τήν ἄμμο δίνονται ἀπό τίς σχέσεις:

$$P_1 = \frac{B_1}{S_1} \quad (1) \qquad \text{καί} \qquad P_2 = \frac{B_2}{S_2} \quad (2)$$

Ἐπίσης ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$B_1 = B_2 \quad (3) \qquad \text{καί} \qquad S_1 > S_2 \quad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2), (3) καί (4) προκύπτει:

$$P_2 > P_1 \quad (5)$$

Παρατηροῦμε λοιπόν ὅτι τό Σ_2 πού εἰσχωρεῖ περισσότερο μέσα στήν ἄμμο ἀπό τό Σ_1, προκαλεῖ πάνω στήν ἄμμο μεγαλύτερη πίεση P_2 ἀπό τήν πίεση P_1 τήν ὁποία προκαλεῖ τό Σ_1, ἐνῶ οἱ δυνάμεις $\vec{B}_2$ καί $\vec{B}_1$ εἶναι ἴσες. Ἄρα τά ἀποτελέσματα τῶν δυνάμεων $\vec{B}_1$ καί $\vec{B}_2$ πού ἀσκοῦνται πάνω στίς ἐπιφάνειες S_1 καί S_2 ἐξαρτῶνται ἀπό τίς πιέσεις P_1 καί P_2.

6) Γιά νά ἐλαττώσομε τήν πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ μία ***ὁρισμένη*** δύναμη, αὐξάνομε τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας πάνω στήν ὁποία ἀσκεῖται.

Πράγματι, ἄν αὐξήσομε τό ἐμβαδόν S μιᾶς ἐπιφάνειας Ε πάνω στήν ὁποία ἐξασκεῖται κάθετα ἡ δύναμη $\vec{F}$, τότε θά ἐλαττωθεῖ ἡ πίεση πού θά προκαλεῖ ἡ $\vec{F}$ πάνω στήν Ε γιατί τό ἐμβαδόν S τῆς ἐπιφάνειας εἶναι ὁ παρονομαστής τῆς ἐξισώσεως ὁρισμοῦ τῆς πιέσεως ($P = F/S$).

Στίς θεμελιώσεις τῶν οἰκοδομῶν κατασκευάζονται τά πέδιλα μέ μεγάλη ἐπιφάνεια καί ἔτσι ἐλαττώνεται ἡ πίεση πού προκαλεῖ τό βάρος τους πάνω στό ἔδαφος.

Οἱ τροχιές τῶν σιδηροδρόμων στηρίζονται πάνω σέ δοκούς γιά νά αὐξηθεῖ ἡ ἐπιφάνεια στηρίξεώς τους πάνω στό ἔδαφος καί ἔτσι ἐλαττώνεται ἡ πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ τό βάρος τῶν ὀχημάτων πάνω στό ἔδαφος.

7) Γιά νά αὐξήσομε τήν πίεση πού προκαλεῖ μιά ὁρισμένη δύναμη, ἐλαττώνομε τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας πάνω στήν ὁποία ἀσκεῖται ($P = F/S$).

Μέ τά τέμνοντα ἐργαλεῖα ἐπιτυγχάνεται, μέ μικρή δύναμη, ἡ κοπή, γιατί ἡ ἐπιφάνεια ἐπαφῆς εἶναι πολύ μικρή καί ἑπομένως ἡ πίεση εἶναι πολύ μεγάλη.

Ὁ ἄνθρωπος πού βαδίζει πάνω στό χιόνι βυθίζεται, γιατί τό βάρος του κατανέμεται στή μικρή ἐπιφάνεια τῶν ὑποδημάτων του καί ἔτσι ἡ πίεση ἡ ὁποία προκαλεῖται στό χιόνι εἶναι μεγάλη. Ἄν ὅμως φορέσει χιονοπέδιλα, δέν βυθίζεται, γιατί, τώρα, ἡ ἐπιφάνεια πού κατανέμεται τό βάρος του εἶναι ἀρκετά μεγάλη καί ἑπομένως ἡ πίεση πού προκαλεῖται πάνω στό χιόνι ἀρκετά μικρή (σχ. 1.1δ).

Σχ. 1.1δ.

1.2 Μονάδες πιέσεως.

Στό σύστημα C.G.S.

Ἡ ἐξίσωση ὁρισμοῦ τῆς πιέσεως εἶναι:

$$P = \frac{F}{S} \tag{1}$$

Στό σύστημα C.G.S. μονάδα δυνάμεως εἶναι ἡ δύνη (1 dyn) καί μονάδα ἐπιφάνειας εἶναι τό τετραγωνικό ἑκατοστόμετρο (1 cm^2). Ἐάν στήν ἐξίσωση (1) θέσομε: $F = 1$ dyn καί $S = 1\ cm^2$, προκύπτει ἡ μονάδα πιέσεως στό σύστημα C.G.S. Δηλαδή:

$$P = \frac{F}{S} = \frac{1\ \text{dyn}}{1\ \text{cm}^2}$$

$$\boxed{P = 1\ \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}}$$

Ἄρα μονάδα πιέσεως στό σύστημα C.G.S. εἶναι ἡ πίεση, τήν ὁποία προκαλεῖ δύναμη μιᾶς δύνης (1 dyn), ὅταν ἀσκεῖται κάθετα καί εἶναι ὁμοιόμορφα κατανεμημένη πάνω σέ ἐπιφάνεια ἐμβαδοῦ ἑνός τετραγωνικοῦ ἑκατοστομέτρου (1 cm^2).

Στό σύστημα M.K.S.

Μονάδα δυνάμεως στό σύστημα M.K.S. εἶναι τό Νιοῦτον (1N) καί μονάδα ἐμβαδοῦ τό τετραγωνικό μέτρο (1 m^2). Ἐάν στήν ἐξίσωση (1) θέσομε: F = 1 N καί S = 1 m^2, προκύπτει ἡ μονάδα πιέσεως στό σύστημα M.K.S. Δηλαδή:

$$P = \frac{F}{S} = \frac{1\ N}{1\ m^2}$$

$$\boxed{P = 1\ \frac{N}{m^2}}$$

Ἄρα μονάδα πιέσεως στό σύστημα M.K.S. εἶναι ἡ πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ ἡ δύναμη ἑνός Νιοῦτον (1 N) ὅταν ἀσκεῖται κάθετα καί εἶναι ὁμοιόμορφα κατανεμημένη πάνω σέ ἐπιφάνεια ἐμβαδοῦ ἑνός τετραγωνικοῦ μέτρου (1 m^2).

Στό Τεχνικό Σύστημα.

Μονάδα δυνάμεως στό Τ.Σ. εἶναι τό Κιλοπόντ (1 kp) καί μονάδα ἐμβαδοῦ τό τετραγωνικό μέτρο (1 m^2).

Ἐάν στήν ἐξίσωση (1) θέσομε: F = 1 kp καί S = 1 m^2 προκύπτει ἡ μονάδα πιέσεως στό Τεχνικό Σύστημα. Δηλαδή:

$$P = \frac{F}{S} = \frac{1\ kp}{1\ m^2}$$

$$\boxed{P = \frac{1\ kp}{1\ m^2}}$$

Ἄρα μονάδα πιέσεως στό Τ.Σ. εἶναι ἡ πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ δύναμη ἑνός Κιλοπόντ (1 kp) ὅταν ἀσκεῖται κάθετα καί εἶναι ὁμοιόμορφα κατανεμημένη πάνω σέ ἐπιφάνεια ἐμβαδοῦ ἑνός τετραγωνικοῦ μέτρου (1 m^2).

Ἄλλες μονάδες πιέσεως.

α) Ἡ τεχνική ἀτμόσφαιρα (1at).

Πίεση μιᾶ τεχνικῆς ἀτμόσφαιρας ὀνομάζεται ἡ πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ δύναμη ἑνός Κιλοπόντ (1 kp) ὅταν ἀσκεῖται κάθετα καί εἶναι ὁμοιόμορφα κατανεμημένη πάνω σέ ἐπιφάνεια ἐμβαδοῦ ἑνός τετραγωνικοῦ ἑκατοστομέτρου (1 cm²). Δηλαδή:

$$1\ \mathrm{at} = \frac{1\ \mathrm{kp}}{1\ \mathrm{cm^2}} \quad \text{ἤ} \quad \boxed{1\ \mathrm{at} = 1\ \frac{\mathrm{kp}}{\mathrm{cm^2}}}$$

β) Ἡ φυσική ἀτμόσφαιρα (1 Atm).

$$\boxed{1\ \mathrm{Atm} = 1{,}033\ \frac{\mathrm{kp}}{\mathrm{cm^2}}}$$

γ) Ἡ ἀγγλοσαξονική μονάδα πιέσεως.

Ὀνομάζομε πίεση μιᾶς ἀγγλοσαξονικῆς μονάδας τήν πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ δύναμη μιᾶς λίμπρας (1 *l*b) ὅταν ἀσκεῖται κάθετα καί εἶναι ὁμοιόμορφα κατανεμημένη πάνω σέ ἐπιφάνεια ἐμβαδοῦ μιᾶς τετραγωνικῆς ἴντσας (in²). Δηλαδή:

$$\frac{1\ l\mathrm{b}}{1\ \mathrm{in^2}} \quad \text{ἤ} \quad \boxed{1\ \frac{l\mathrm{b}}{\mathrm{in^2}}}$$

Σημείωση.

Γιά τή μέτρηση τῆς πιέσεως τοῦ ἀέρα τῶν ἀεροθαλάμων τῶν αὐτοκινήτων χρησιμοποιεῖται, συνήθως, ἡ ἀγγλοσαξονική μονάδα.

δ) Τό $\frac{p}{cm^2}$

Σχέσεις μονάδων πιέσεως.

α) $$1\ \mathrm{at} = \frac{1\ \mathrm{kp}}{1\ \mathrm{cm^2}} = \frac{9{,}81\ \mathrm{N}}{10^{-4}\ \mathrm{m^2}} = 9{,}81 \cdot 10^4\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m^2}} \simeq 10^5\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m^2}}$$

$$1\ \mathrm{at} \simeq 10^5\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m^2}}$$

β) $$1\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m^2}} = \frac{10^5\ \mathrm{dyn}}{10^4\ \mathrm{cm^2}} = 10\ \frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm^2}}$$

$$1\ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m^2}} = 10\ \frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm^2}}$$

γ) $$1\ \frac{l\mathrm{b}}{\mathrm{in^2}} = \frac{0{,}453\ \mathrm{kp}}{(2{,}54\ \mathrm{cm})^2} \simeq 0{,}0703\ \mathrm{at}$$

$$1\ \frac{lb}{(in)^2} \simeq 0{,}0703\ \text{at}$$

5) $$1\ \frac{kp}{m^2} = 10^{-4}\ \frac{kp}{cm^2} = 10^{-4}\frac{1000\ p}{cm^2} = 0{,}1\ \frac{p}{cm^2}$$

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

1) *Τό πέλμα ἑνός ἀνθρώπου, βάρους $B = 80$ kp, ἔχει ἐπιφάνεια $S = 40\ cm^2$. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ πίεση P πού προκαλεῖται στό δάπεδο, ὅταν ὁ ἄνθρωπος στηρίζεται μέ τό ἕνα πόδι του.*

Λύση.

Ἡ πίεση P ὀφείλεται στό βάρος τοῦ ἀνθρώπου πού εἶναι κάθετο στήν S.
Σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό τῆς πιέσεως ἔχομε:

$$P = \frac{B}{S} = \frac{80\ kp}{40\ cm^2} = 2\ \frac{kp}{cm^2} = 2\ \text{at}$$

Σημείωση.

Ὅταν ὁ ἄνθρωπος στηρίζεται μέ τά δύο πόδια, ἡ πίεση γίνεται 1 at μέ τήν προϋπόθεση ὅτι τό ἐμβαδόν τῶν δύο πελμάτων θά εἶναι τό ἴδιο:

$$P = \frac{B}{S} = \frac{80\ kp}{80\ cm^2} = 1\ \frac{kp}{cm^2} = 1\ \text{at}$$

2) *Ὀρθογώνιο παραλληλεπίπεδο ἔχει διαστάσεις 100 cm × 50 cm × 25 cm καί βάρος $B = 10$ kp. Νά βρεῖτε τήν πίεση πού θά προκαλεῖ στό ἔδαφος ὅταν αὐτό τό στηρίξετε διαδοχικά μέ ὅλες τίς δυνατές περιπτώσεις.*

Λύση.

Εὕρεση τῆς πιέσεως P_1 ὅταν στηρίζεται μέ τή βάση: 100 cm × 50 cm.

Ἡ πίεση P_1 ὀφείλεται στό βάρος τοῦ παραλληλεπιπέδου B, τό ὁποῖο εἶναι κάθετο στήν ἐπιφάνεια τοῦ ἐδάφους.
Σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό τῆς πιέσεως ἔχομε:

$$P_1 = \frac{B}{S_1} = \frac{10\ kp}{100\ cm\ .\ 50\ cm} = \frac{10.000\ p}{5000\ cm^2} = 2\ \frac{p}{cm^2}$$

$$P_1 = 2\ \frac{p}{cm^2}$$

Εὕρεση τῆς πιέσεως P_2 ὅταν στηρίζεται μέ τή βάση: 100 cm × 25 cm.

Ἡ πίεση P_2 ὀφείλεται πάλι στό βάρος τοῦ παραλληλεπιπέδου B.
Σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό τῆς πιέσεως ἔχομε:

$$P_2 = \frac{B}{S_2} = \frac{10\ kp}{100\ cm\ .\ 25\ cm} = \frac{10.000\ p}{2500\ cm^2}$$

$$P_2 = 4\ \frac{p}{cm^2}$$

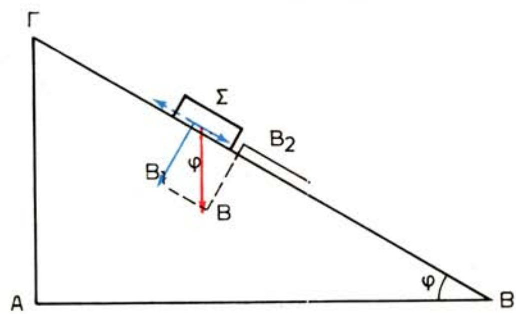
Εὕρεση τῆς πιέσεως P_3 ὅταν στηρίζεται μέ τή βάση: 25 cm × 50 cm.

Ἡ πίεση P_3 ὀφείλεται ἐπίσης στό βάρος τοῦ παραλληλεπιπέδου Β. Σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό τῆς πιέσεως ἔχομε:

$$P_3 = \frac{B}{S_3} = \frac{10\ kp}{25\ cm\ .\ 50\ cm} = \frac{10.000\ p}{1250\ cm^2} = 8\ \frac{p}{cm^2}$$

$$P_3 = 8\ \frac{p}{cm^2}$$

3) *Τό σῶμα Σ (σχῆμα 1) ἔχει βάρος $B = 10$ kp καί ἰσορροπεῖ σέ κεκλιμένο ἐπίπεδο πού ἔχει γωνία κλίσεως $\phi = 30°$. Πόση πίεση P ἐξασκεῖ τό σῶμα στό κεκλιμένο ἐπίπεδο, ἄν ἡ ἐπιφάνεια ἐπαφῆς του μέ αὐτό ἔχει ἐμβαδόν $S = 20\ cm^2$;*



Σχῆμα 1.

Λύση.

Ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖ τό σῶμα στό κεκλιμένο ἐπίπεδο εἶναι ἴση μέ τό $\vec{B}$. Σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό τῆς πιέσεως ἔχομε:

$$P = \frac{B_1}{S} \qquad (1)$$

ὅπου: B_1 ἡ συνιστώσα τοῦ Β πού εἶναι κάθετη στήν ἐπιφάνεια S.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$B_1 = B\ .\ \text{συν}\phi \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$P = \frac{B \cdot \sigma\upsilon\nu\varphi}{S} \qquad (3)$$

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε τά δεδομένα, θά ἔχομε:

$$P = \frac{10\,\text{kp} \cdot \sigma\upsilon\nu 30^\circ}{20\,\text{cm}^2} = \frac{10\,\text{kp} \cdot 0{,}86}{20\,\text{cm}^2} = \frac{10 \times 0{,}86}{20} \, \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2}$$

$$P = 0{,}43 \, \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2}$$

1.3 Οἱ δυνάμεις καί ἡ διεύθυνση τῶν δυνάμεων πού ἐξασκοῦν τά ὑγρά ὅταν ἰσορροποῦν.

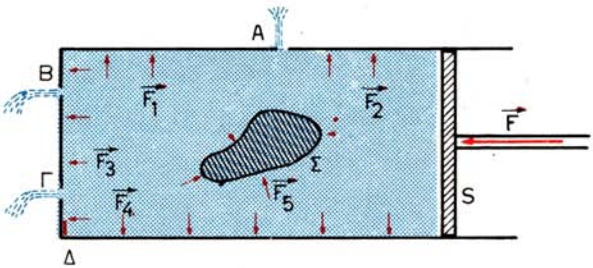
Κάθε ὑγρό πού ἰσορροπεῖ ἐξασκεῖ δυνάμεις στίς ἐπιφάνειες μέ τίς ὁποῖες βρίσκεται σέ ἐπαφή. Οἱ δυνάμεις αὐτές διακρίνονται σέ:

— Δυνάμεις ἐμβόλου ἤ ἐξωτερικές δυνάμεις καί

— ὑδροστατικές δυνάμεις.

Α. Δυνάμεις ἐμβόλου ἤ ἐξωτερικές δυνάμεις.

α) Δυνάμεις ἐμβόλου ἤ ἐξωτερικές δυνάμεις ὀνομάζονται οἱ δυνάμεις τίς ὁποῖες ἐξασκεῖ ἕνα ὑγρό στίς ἐπιφάνειες μέ τίς ὁποῖες βρίσκεται σ' ἐπαφή, ὅταν τό ὑγρό ὠθεῖται (πιέζεται) μέ ἔμβολο.



Σχ. 1.3α.

Ἄν ὑποθέσομε ὅτι τό ὑγρό τοῦ δοχείου Δ (σχ. 1.3α) δέν ἔχει βάρος, τότε:

Ὅταν ὠθοῦμε τό ἔμβολο S μέ μιά δύναμη $\vec{F}$ ἐξασκοῦνται ἀπό τό ὑγρό στά τοιχώματα τοῦ δοχείου Δ καί στήν ἐπιφάνεια τοῦ σώματος Σ δυνάμεις: $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$, $\vec{F}_4$, $\vec{F}_5$...

Οἱ δυνάμεις $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$, $\vec{F}_4$, $\vec{F}_5$... εἶναι δυνάμεις ἐμβόλου, γιατί προκύπτουν ἐπειδή ἐξασκεῖται στό ὑγρό ἡ δύναμη $\vec{F}$.

β) ***Οἱ δυνάμεις ἐμβόλου εἶναι κάθετες πάνω στίς ἐπιφάνειες πού ἐξασκοῦνται.***

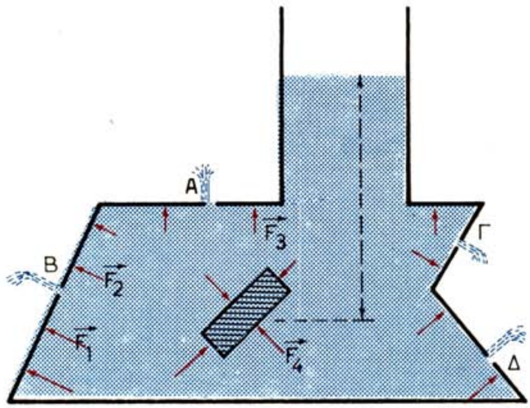
Πράγματι ἄν ἀνοίξομε τίς ὀπές Α,Β,Γ, θά παρατηρήσομε ὅτι οἱ βάσεις τῶν ὑγρῶν φλεβῶν πού σχηματίζονται εἶναι κάθετες στίς ἐπιφάνειες τῶν ὀπῶν.

Β. Ὑδροστατικές δυνάμεις.

α) Ὑδροστατικές δυνάμεις ὀνομάζονται οἱ δυνάμεις πού ἐξασκεῖ τό ὑγρό, λόγω τοῦ βάρους του, στίς ἐπιφάνειες μέ τίς ὁποῖες βρίσκεται σέ ἐπαφή. Δηλαδή οἱ δυνάμεις αὐτές ὀφείλονται στό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

β) Οἱ ***ὑδροστατικές δυνάμεις εἶναι κάθετες στίς ἐπιφάνειες πάνω στίς ὁποῖες ἐξασκοῦνται.***

Πράγματι ἄν ἀνοίξομε τίς ὀπές Α,Β,Γ,Δ (σχ. 1.3β) θά παρατηρήσομε ὅτι οἱ ὑγρές φλέβες, πού σχηματίζονται, εἶναι κάθετες κοντά στή βάση τους στίς ἐπιφάνειες τῶν ὀπῶν.



Σχ. 1.3β.

1.4 Ἐλεύθερη ἐπιφάνεια ὑγροῦ.

Ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια ὑγροῦ πού ἰσορροπεῖ, ὅταν πάνω σ' αὐτό ἐξασκοῦνται μόνο οἱ δυνάμεις τῆς βαρύτητας, εἶναι ὁριζόντιο ἐπίπεδο, ἀνεξάρτητα ἀπό τό σχῆμα τοῦ δοχείου πού τό περιέχει.

Παρατηρήσεις.

1) Ὅταν ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ εἶναι πολύ μεγάλη, τότε δέν εἶναι ἐπίπεδη, π.χ. ἡ ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας. Μικρά τμήματα μιᾶς μεγάλης ἐλεύθερης ἐπιφάνειας θεωροῦνται ὁριζόντια ἐπίπεδα.
2) Ὅταν ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ εἶναι πολύ μικρή (σταγόνες ὑγροῦ ἤ ὑγροῦ ἐντός λεπτοῦ σωλῆνα), τότε δέν εἶναι ἐπίπεδ

γιατί στήν περίπτωση αὐτή ἐξασκοῦνται πάνω στό ὑγρό ἐκτός ἀ-πό τίς δυνάμεις τῆς βαρύτητας καί ἄλλες δυνάμεις (οἱ μοριακές) σχετικά μεγάλες.

3) Ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια ὑγροῦ πού δέν βρίσκεται σέ ἰσορροπία, δέν εἶναι ὁριζόντιο ἐπίπεδο (παίρνει θέση καί σχῆμα πού ἐξαρ-τῶνται ἀπό τήν ἐπιτάχυνση τοῦ ὑγροῦ).

1.5 Ὑδροστατική πίεση.

Ἄν στήν πολύ μικρή ἐπιφάνεια ΔS γύρω ἀπό τό σημεῖο Α (σχ. 1.5) ἐξασκεῖται ἀπό τό ὑγρό ἡ ὑδροστατική δύναμη $\vec{F}$, τότε στό σημεῖο Α προκαλεῖται ἡ πίεση Ρ:

$$\boxed{P = \frac{F}{\Delta S}}$$

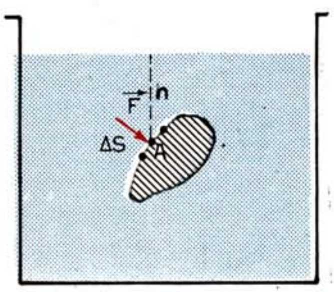
Ἡ πίεση Ρ, ἡ ὁποία προκαλεῖται στό σημεῖο Α ἀπό τήν ὑδροστατική δύναμη $\vec{F}$ ὀνομάζεται ***ὑδροστατική πίεση στό σημεῖο αὐτό.***

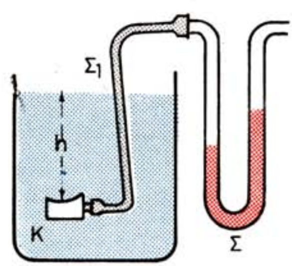
Γενικά, ***ὑδροστατική πίεση*** σ' ἕνα σημεῖο ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζεται ἡ πίεση πού προκαλεῖται σ' αὐτό ἀπό τήν ὑδροστατική δύναμη πού ἐξα-σκεῖται στό σημεῖο αὐτό.

Σημείωση.

Οἱ ὑδροστατικές δυνάμεις πού προκαλοῦν τίς ὑδροστατικές πιέσεις ὀφείλονται στό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

Ἑπομένως ἄν τό ὑγρό δέν εἶχε βάρος, δέν θά προκαλοῦσε ὑδροστατικές πιέσεις.





Σχ. 1.6.

1.6 Μανομετρική κάψα.

Γιά τή μέτρηση τῆς ὑδροστατικῆς πιέσεως μπορεῖ νά χρησιμοποιη-θεῖ τό μανόμετρο μέ μανομετρική κάψα (σχ. 1.6).

Ἀποτελεῖται ἀπό:

— Τήν κυλινδρική κάψα Κ. Ἡ μία βάση τῆς Κ ἀποτελεῖται ἀπό ἐλαστική μεμβράνη.

– Τό γυάλινο ὑοειδή σωλήνα Σ πού περιέχει ἔγχρωμο ὑγρό καί
– τόν ἐλαστικό σωλήνα $Σ_1$ ὁ ὁποῖος συγκοινωνεῖ μέ τήν κάψα Κ καί τό σωλήνα Σ.

Ὅταν ἡ κάψα Κ βρίσκεται ἔξω ἀπό τό ὑγρό τοῦ δοχείου τότε τό ἔγχρωμο ὑγρό βρίσκεται στό ἴδιο ὕψος καί στά δύο σκέλη τοῦ σωλήνα Σ. Ὅταν ὅμως βυθίσομε τήν κάψα μέσα στό ὑγρό τοῦ δοχείου σέ βάθος h τότε ἐξασκεῖται δύναμη πάνω στήν ἐλαστική μεμβράνη τῆς κάψας, ἡ ὁποία γι' αὐτό τό λόγο παραμορφώνεται καί συμπιέζει τόν ἀέρα πού περιέχεται μέσα σ' αὐτή.

Αὐτό ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τό ἔγχρωμο ὑγρό νά κατεβαίνει στό ἕνα σκέλος τοῦ σωλήνα Σ καί νά ἀνεβαίνει στό ἄλλο.

Ἀπό τήν ἀπόσταση τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ ἔγχρωμου ὑγροῦ στά δύο σκέλη τοῦ σωλήνα Σ, μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τήν ὑδροστατική πίεση πού προκαλεῖται στό βάθος h τοῦ ὑγροῦ τοῦ δοχείου ὅπου βάλαμε τήν ἐλαστική μεμβράνη τῆς κάψας.

1.7 Θεμελιώδης νόμος τῆς Ὑδροστατικῆς.

Ὁ θεμελιώδης νόμος τῆς Ὑδροστατικῆς ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἡ ὑδροστατική πίεση P σ' ἕνα σημεῖο Α μέσα στό ὑγρό πού ἰσορροπεῖ (σχ. 1.7α), ἰσοῦται μέ τό γινόμενο τοῦ εἰδικοῦ βάρους ε τοῦ ὑγροῦ ἐπί τήν κατακόρυφη ἀπόσταση h τοῦ σημείου ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ. Δηλαδή:

$P = \epsilon \cdot h$	Θεμελιώδης νόμος τῆς Ὑδροστατικῆς

(1)

Ἐάν ἡ πυκνότητα τοῦ ὑγροῦ εἶναι ρ καί τό μέτρο τῆς ἐντάσεως τῆς βαρύτητας εἶναι g, τότε ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\epsilon = \rho \cdot g \qquad (2)$$

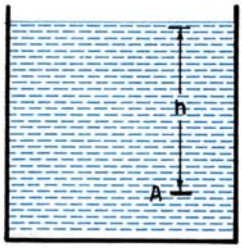
Μέ βάση τή σχέση (2) ἡ σχέση (1) γράφεται:

$$\boxed{P = \rho \cdot g \cdot h} \qquad (3)$$

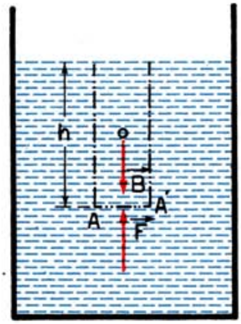
Ἀπόδειξη τῆς σχέσεως $P = \epsilon \cdot h$.

Θεωροῦμε τήν κατακόρυφη στήλη τοῦ ὑγροῦ τῆς ὁποίας ἡ βάση ΑΑ΄ ἔχει ἐμβαδόν S καί ἀπέχει ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνειά του ἀπόσταση h (σχ. 1.7β).

Πάνω στήν ὁριζόντια ἐπιφάνεια ΑΑ΄, ἀσκεῖται κάθετα τό βάρος τοῦ



Σχ. 1.7α.



Σχ. 1.7β.

ὑγροῦ πού βρίσκεται πάνω ἀπό αὐτή. Δηλαδή τό βάρος $\vec{B}$ τῆς στήλης πού ἔχει βάση ἐμβαδοῦ S καί ὕψος h.

Ἐπομένως τό βάρος $\vec{B}$ τοῦ ὑγροῦ πού βρίσκεται πάνω ἀπό τήν AA΄, προκαλεῖ στήν ἐπιφάνεια αὐτή τήν ***ὑδροστατική πίεση:***

$$P = \frac{B}{S} \qquad (1)$$

Ἐάν τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ εἶναι ε καί ὁ ὄγκος τῆς στήλης V, τότε ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$B = \epsilon \, . \, V \qquad (2)$$

$$V = S \, . \, h \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) ἔχομε:

$$P = \frac{B}{S} = \frac{\epsilon \, . \, V}{S} = \frac{\epsilon \, . \, S \, . \, h}{S} = \epsilon \, . \, h \quad \text{καί}$$

$$P = \epsilon \, . \, h \qquad (4)$$

Διερεύνηση τῆς ἐξισώσεως P = ε . h (1).

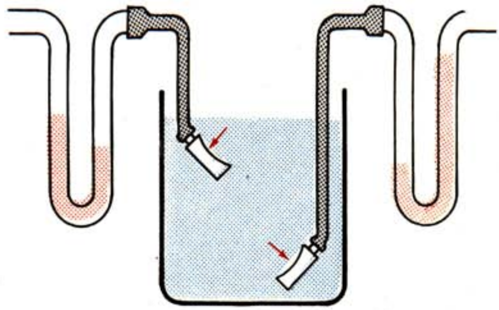
1) Ἐάν ε = σταθερό, τότε ἀπό τή σχέση (1) ἔχομε:

$$P = (\text{σταθερό}) \, . \, h$$

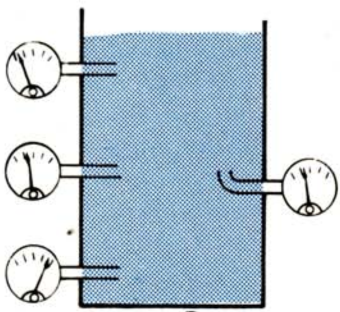
Δηλαδή:

Ἡ ὑδροστατική πίεση (P) πού ἀσκεῖται σέ ἕνα σημεῖο μέσα στό ὑγρό, εἶναι ἀνάλογη μέ τό βάθος (h) τοῦ σημείου.

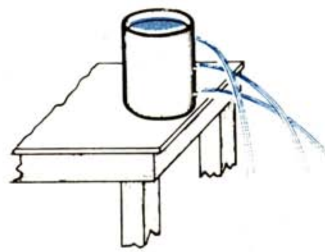
Ἄν βάλομε τή μανομετρική κάψα σέ διάφορα βάθη μέσα σ' ἕνα δοχεῖο μέ ὑγρό (σχ. 1.7γ) θά διαπιστώσομε ὅτι οἱ ἐνδείξεις τοῦ μανομέ-



Σχ. 1.7γ.



Σχ. 1.7δ.



Σχ. 1.7ε.

τρου αὐξάνουν ἀνάλογα μέ τό βάθος στό ὁποῖο βάζομε τήν κάψα.

Ἐπίσης στό σχῆμα 1.7δ φαίνεται ὅτι ἡ ἔνδειξη τῶν μανομέτρων ἐξαρτᾶται ἀπό τό βάθος. Στό σχῆμα 1.7ε παρατηροῦμε ὅτι ὅσο πιό χαμηλά βρίσκεται ἡ ὀπή, τόσο πιό μακριά ἐκτοξεύεται τό ὑγρό.

Αὐτό σημαίνει ὅτι στίς ὀπές, πού βρίσκονται πιό χαμηλά, ἡ πίεση εἶναι μεγαλύτερη.

2) Ἐάν h = σταθερό, τότε ἀπό τή σχέση (1) ἔχομε:

$$P = (\text{σταθερό}) \ . \ \epsilon$$

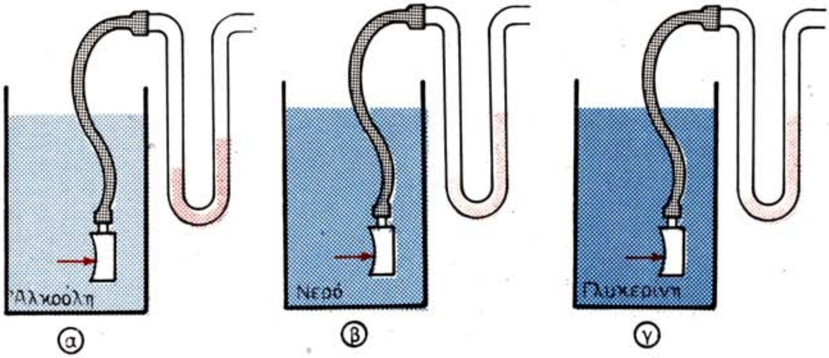
Δηλαδή:

Ἡ ὑδροστατική πίεση σ' ἕνα σημεῖο μέσα στό ὑγρό, εἶναι ἀνάλογη μέ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

Ἄν βάλομε τή μανομετρική κάψα στό ἴδιο βάθος στά δοχεῖα α,β καί γ (σχ. 1.7στ) πού περιέχουν ἀντίστοιχα ἀλκοόλη ($\epsilon_1 = 0{,}79$ p/cm^3), νερό ($\epsilon_2 = 1$p/cm^3) καί γλυκερίνη ($\epsilon_3 = 1{,}26$ p/cm^3), θά διαπιστώσομε ὅτι:

Οἱ ἐνδείξεις τοῦ μανομέτρου αὐξάνουν ἀνάλογα μέ τά εἰδικά βάρη τῶν ὑγρῶν.

3) Ἡ ὑδροστατική πίεση σ' ἕνα σημεῖο μέσα στό ὑγρό, δέν ἐξαρτᾶ-

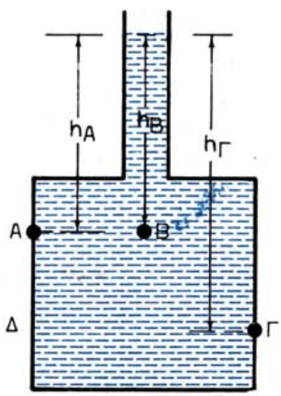


Σχ. 1.7στ.

ται ἀπό τή συνολική μάζα τοῦ ὑγροῦ [γιατί δέν ὑπάρχει ἡ συνολική μάζα τοῦ ὑγροῦ στή σχέση (1)].

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

4) *Τό δοχεῖο Δ περιέχει ὑγρό πού ἔχει εἰδικό βάρος $\epsilon = 13{,}6\ p/cm^3$. Πόση εἶναι ἡ ὑδροστατική πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ τό ὑγρό στά σημεῖα Α, Β, Γ, ἄν αὐτά ἀπέχουν ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνειά του 5 cm, 5 cm καί 10 cm ἀντίστοιχα (σχῆμα 1);*



Σχῆμα 1.

Λύση.

Ἡ ὑδροστατική πίεση P τήν ὁποία προκαλεῖ ἕνα ὑγρο πού ἔχει εἰδικό βάρος ε σ' ἕνα σημεῖο τό ὁποῖο ἀπέχει ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνειά του h δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P = \epsilon \cdot h$$

Ἐπομένως ἔχομε:

α) Γιά τό σημεῖο Α:

$$P_A = \epsilon \,.\, h_A = 13{,}6\ \frac{p}{cm^3}\ .\ 5\ cm = 13{,}6 \times 5\ \frac{p\,.\,cm}{cm^3}$$

$$P_A = 68\ \frac{p}{cm^2}$$

β) Γιά τό σημεῖο Β:

$$P_B = \epsilon \,.\, h_B = 13{,}6\ \frac{p}{cm^3}\ \cdot\ 5\ cm^3 = 13{,}6 \times 5\ \frac{p\,.\,cm}{cm^3}$$

$$P_B = 68\ \frac{p}{cm^2}$$

γ) Γιά τό σημεῖο Γ:

$$P_\Gamma = \epsilon \,.\, h_\Gamma = 13{,}6\ \frac{p}{cm^3}\ .\ 10\ cm = 13{,}6 \times 10\ \frac{p\,.\,cm}{cm^3}$$

$$P_\Gamma = 136\ \frac{p}{cm^2}$$

5) *Πόση δύναμη ἐξασκεῖ τό νερό σέ ἐπιφάνεια 100 cm^2 ὅταν αὐτή βρίσκεται σέ βάθος 40 m (ϵ = 1 p/cm^3);*

Λύση.

Ἄν συμβολίσομε μέ S τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας καί μέ P τήν ὑδροστατική πίεση πού ἐξασκεῖται σ' αὐτή, τότε ἡ δύναμη F πού ἐξασκεῖται ἐπάνω της θά εἶναι:

$$F = P\ .\ S \qquad (1)$$

Ἡ πίεση P δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P = \epsilon\ .\ h \qquad (2)$$

ὅπου: ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ νεροῦ,
h τό βάθος στό ὁποῖο βρίσκεται ἡ ἐπιφάνεια.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$F = \epsilon\ .\ h\ .\ S \qquad (3)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) τά δεδομένα, θά ἔχομε:

$$F = 1\ \frac{p}{cm^3}\ .\ 4000\ cm\ .\ 100\ cm^2 = 1.4000 \times 100\ p$$

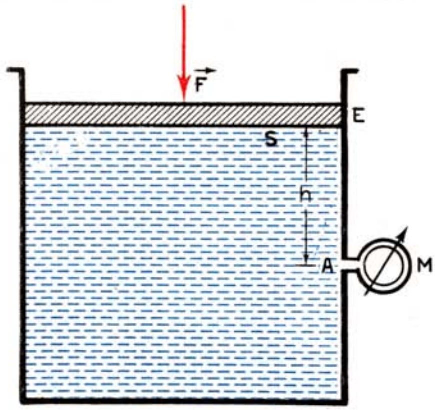
$$F = 4 \times 10^5\ p = 400\ kp$$

1.8 Γενικότερη διατύπωση τοῦ θεμελιώδη νόμου τῆς Ὑδροστατικῆς (ὁλική πίεση).

Ὁ γενικός θεμελιώδης νόμος τῆς Ὑδροστατικῆς ὁρίζει τά ἑξῆς:
Ἡ ὁλική πίεση ($P_{ολ}$) σ' ἕνα σημεῖο μέσα στό ὑγρό πού ἰσορροπεῖ ἰσοῦται μέ τό ἄθροισμα τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως ($P_{εξ}$) τοῦ ὑγροῦ (δηλαδή τῆς πιέσεως στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ) καί τῆς ὑδροστατικῆς πιέσεως ($P_{υδ}$) στό σημεῖο αὐτό.

Ἡ ὁλική πίεση στό Α (σχ. 1.8) εἶναι τό ἄθροισμα τῆς πιέσεως πού προκαλεῖ ἡ δύναμη $\vec{F}$ καί τῆς ὑδροστατικῆς πιέσεως. Δηλαδή:

$$\boxed{P_{ολ} = P_{εξ} + P_{υδ} = \frac{F}{S} + \epsilon \,.\, h}$$



Σχ. 1.8.

Πράγματι τό μανόμετρο Μ τοῦ σχήματος 1.8 δείχνει ὅτι ἡ συνολική πίεση στό Α εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῆς ὑδροστατικῆς πιέσεως στό Α καί τῆς πιέσεως πού προκαλεῖ ἡ δύναμη $\vec{F}$.

Σημείωση.

Ἡ πίεση $P = F/S$ εἶναι ἡ ἐξωτερική πίεση ἤ πίεση ἐμβόλου.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

6) *Ἕνα σημεῖο Α βρίσκεται σέ βάθος $h = 10$ cm μέσα σέ ὑγρό πού ἔχει εἰδικό βάρος $\epsilon = 1$ p/cm³. Πόση πίεση ὑπάρχει στό σημεῖο Α, ἄν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P_{ατμ} = 1033{,}6$ p/cm²;*

Λύση.

Σέ κάθε σημεῖο τῆς ἐλεύθερης ἐπιφάνειας τοῦ ὑγροῦ ἐξασκεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση ($P_{ατμ}$). Σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τοῦ Pascal ἡ πίεση αὐτή ἐξασκεῖται καί στό σημεῖο A.

Ἐπίσης στό σημεῖο A ἐξασκεῖται καί ἡ ὑδροστατική πίεση:

$$P_{υδ} = h \, . \, \epsilon \qquad (1)$$

Ἐπομένως στό σημεῖο A θά ὑπάρχει πίεση (P_A) ἡ ὁποία δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P_A = P_{ατμ} + P_{υδ}$$

$$P_A = P_{ατμ} + h \, . \, \epsilon \qquad (2)$$

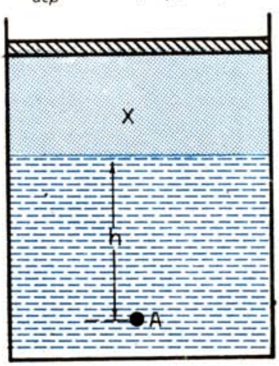
Ἄν θέσομε στή σχέση (2) αὐτά πού μᾶς δίνονται παίρνομε:

$$P_A = P_{ατμ} + h \, . \, \epsilon = 1033{,}6 \ \frac{p}{cm^2} + 10 \, cm \, . \, 1 \ \frac{p}{cm^3}$$

$$P_A = 1033{,}6 \ \frac{p}{cm^2} + 10 \ \frac{p}{cm^2}$$

$$P_A = 1043{,}6 \ \frac{p}{cm^2}$$

7) *Τό σημεῖο A βρίσκεται σέ βάθος $h = 10$ cm μέσα σέ ὑγρό (σχῆμα 1) πού ἔχει εἰδικό βάρος $\epsilon = 1$ p/cm^3. Πόση πίεση ὑπάρχει στό σημεῖο A, ἄν ἡ πίεση τοῦ ἀερίου πού βρίσκεται στό χῶρο X εἶναι $P_{αερ} = 2067{,}2$ p/cm^2;*



Σχῆμα 1.

Λύση.

Ἡ πίεση P_A πού ὑπάρχει στό σημεῖο A εἶναι;

$$P_A = P_{αερ} + h \, . \, \epsilon$$

$$P_A = 2067{,}2 \ \frac{p}{cm^2} + 10 \, cm \, . \, 1 \ \frac{p}{cm^3}$$

$$P_A = 2077{,}2\ \frac{p}{cm^2}$$

8) Ἕνας δύτης βρίσκεται σέ βάθος 30 m κάτω ἀπό τήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας. Ἄν τό εἰδικό βάρος τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ εἶναι $\epsilon = 1010\ kp/m^3$ καί ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι 1 at, νά ὑπολογισθεῖ ἡ πίεση πού δέχεται ὁ δύτης.

Λύση.

Ἡ πίεση P πού δέχεται ὁ δύτης δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P = \epsilon\,.\,h + P_{\epsilon\xi} \qquad (1)$$

ὅπου: $P_{\epsilon\xi}$ εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση στήν περίπτωσή μας.

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται βρίσκομε:

$$P = 1010\ \frac{kp}{m^3}\,.\,30\ m + 1\ \frac{kp}{cm^2} = 30.300\ \frac{kp}{m^2} + 1\ \frac{kp}{cm^2} =$$

$$= 3{,}03\ \frac{kp}{cm^2} + 1\ \frac{kp}{cm^2}$$

$$P = 4{,}03\ \frac{kp}{cm^2} = 4{,}03\ at$$

1.9 Μέτρηση πιέσεων μέ τό ὕψος στήλης ὑδραργύρου.

Ἐκτός ἀπό τίς μονάδες πιέσεως πού ἀναφέραμε στήν παράγραφο 1.2 χρησιμοποιοῦνται καί οἱ ἑξῆς:

α) Τό ἕνα χιλιοστόμετρο στήλης ὑδραργύρου (1mmHg).

Πίεση ἑνός χιλιοστομέτρου στήλης ὑδραργύρου ὀνομάζεται ἡ πίεση πού ἰσοῦται μέ τήν ὑδροστατική πίεση πού προκαλεῖ στή βάση της μία στήλη ὑδραργύρου μέ ὕψος ἕνα χιλιοστόμετρο (1 mm).

Ἡ πίεση ἑνός χιλιοστομέτρου στήλης ὑδραργύρου ὀνομάζεται καί πίεση ἑνός Torr (1 mmHg = 1 Torr).

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{P = \epsilon\,.\,h} \qquad (1)$$

Τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑδραργύρου εἶναι $\epsilon = 13{,}6\ p/cm^3$.

Ἐάν στή σχέση (1) θέσομε: $\epsilon = 13{,}6\ p/cm^3$ καί $h = 1$ mm, θά ἔχομε:

$$P = 1\ Torr = 13{,}6\frac{p}{cm^3}\ .\ 1\ mm = 13{,}6\frac{p}{cm^3}\ .\ 0{,}1\ cm = 1{,}36\ p/cm^2 \text{ καί}$$

$$\boxed{1\ \text{mmHg} \quad \text{ή} \quad 1\ \text{Torr} = 1{,}36\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}}$$

β) Τό ἕνα ἑκατοστόμετρο στήλης ὑδραργύρου (1 cmHg).

Πίεση ἑνός ἑκατοστομέτρου στήλης ὑδραργύρου (1 cmHg) ὀνομάζεται ἡ πίεση πού ἰσοῦται μέ τήν ὑδροστατική πίεση πού προκαλεῖ στή βάση της μιά στήλη ὑδραργύρου μέ ὕψος ἕνα ἑκατοστόμετρο (1 cm).

Ἐάν στή σχέση (1) θέσομε: $\epsilon = 13{,}6\ \text{p/cm}^3$ καί $h = 1$ cm, θά ἔχομε:

$$P = 13{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^3}\ .\ 1\ \text{cm} = 13{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

$$P = 13{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

Ἐπίσης ἔχομε:

$$\boxed{1\ \text{mmHg} = 1\ \text{Torr} = 0{,}1\ \text{cmHg}}$$

Σημείωση.

Στή Μετεωρολογία χρησιμοποιεῖται συνήθως ὡς μονάδα τό μιλιμπάρ (1 mB) καί εἶναι:

$$\boxed{1\ \text{mB} = 1000\ \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}}$$

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

9) *Πόση εἶναι ἡ πίεση P στήλης ὑδραργύρου ὕψους h = 736 mm, ἄν τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑδραργύρου εἶναι $\epsilon = 13{,}6\ p/cm^3$;*

Λύση.

Ὁ τύπος τῆς ὑδροστατικῆς πιέσεως εἶναι:

$$P = \epsilon\ .\ h$$

Ἐπομένως βρίσκομε:

$$P = \epsilon\ .\ h = 13{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^3}\ .\ 73{,}6\ \text{cm} = 13{,}6 \times 73{,}6\ \frac{\text{p}\ .\ \text{cm}}{\text{cm}^3}$$

$$P = 1000{,}76\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

10) *Πόσο τό ὕψος στήλης ὑδραργύρου, ἡ ὁποία προκαλεῖ πίεση P = 1 at, ἄν τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑδραργύρου εἶναι $\epsilon = 13{,}6\ p/cm^3$;*

Λύση.

Ὁ τύπος τῆς ὑδροστατικῆς πιέσεως εἶναι:

$$P = \epsilon \,.\, h \qquad (1)$$

Ἀπό τόν τύπο (1) παίρνομε:

$$h = \frac{P}{\epsilon} \qquad (2)$$

Ἄν θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται στή σχέση (2) παίρνομε:

$$h = \frac{P}{\epsilon} = \frac{1 \text{ at}}{13{,}6 \dfrac{p}{cm^3}} = \frac{1000 \dfrac{p}{cm^2}}{13{,}6 \dfrac{p}{cm^3}} = \frac{1000}{13{,}6} \,.\, cm$$

$$h \simeq 73{,}5 \text{ cm}$$

11) *Νά ὑπολογισθεῖ ἡ πίεση στήλης νεροῦ, ὕψους 10 m, ἄν τό εἰδικό του βάρος εἶναι $\epsilon = 1\ p/cm^3$.*

Λύση.

Ἄν συμβολίσομε μέ h τό ὕψος τῆς στήλης τοῦ νεροῦ, τότε ἡ πίεση P πού προκαλεῖ ἡ στήλη τοῦ νεροῦ στή βάση της εἶναι

$$P = \epsilon \,.\, h \qquad (1)$$

Θέτοντας αὐτά πού μᾶς δίνονται στή σχέση (1), βρίσκομε:

$$P = \epsilon \,.\, h = 1 \frac{p}{cm^3} \,.\, 1000 \text{ cm} = 1000 \frac{p}{cm^2}$$

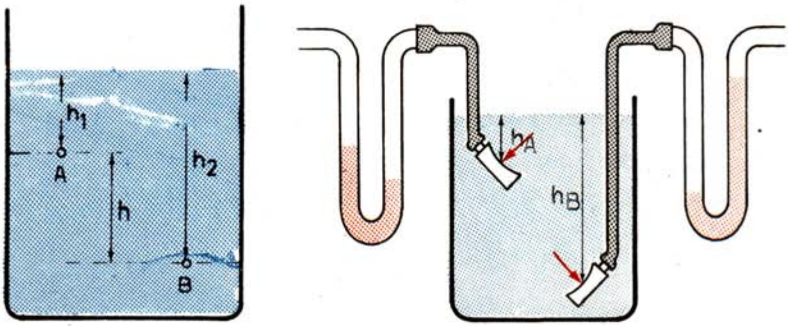
$$P = 1000 \frac{p}{cm^2}$$

1.10 Θεμελιῶδες θεώρημα τῆς Ὑδροστατικῆς (διαφορά πιέσεως μεταξύ δύο σημείων).

Τό θεμελιῶδες θεώρημα τῆς Ὑδροστατικῆς ὁρίζει τά ἑξῆς:
Ἡ διαφορά τῶν ὁλικῶν πιέσεων (ΔP) μεταξύ δύο σημείων A καί B ὑγροῦ (σχ. 1.10α) πού ἰσορροπεῖ, εἶναι ἴση μέ τό γινόμενο τοῦ εἰδικοῦ βάρους ε τοῦ ὑγροῦ, ἐπί τήν κατακόρυφη ἀπόσταση τῶν δύο σημείων. Δηλαδή:

$\Delta P = P_B - P_A = \epsilon \,.\, h$	Θεμελιῶδες θεώρημα τῆς Ὑδροστατικῆς	(1)

όπου: P_B ἡ ὁλική πίεση στό σημεῖο B,
P_A ἡ ὁλική πίεση στό σημεῖο A,
h ἡ κατακόρυφη ἀπόσταση τῶν σημείων A καί B ($h = h_2 - h_1$).



Σχ. 1.10β.

Πειραματική ἀπόδειξη.

Ἐάν φέρομε τήν κάψα τοῦ μανομέτρου στά σημεῖα A καί B (σχ. 1.10β), τῶν ὁποίων οἱ ἀποστάσεις ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ εἶναι h_A καί h_B, θά διαπιστώσομε ὅτι:

Ἡ διαφορά τῶν δύο ἐνδείξεων τοῦ μανομέτρου εἶναι ἀνάλογη μέ τήν κατακόρυφη ἀπόσταση τῶν δύο σημείων A καί B ($h_B - h_A$).

Ἄν ἀλλάξομε τό ὑγρό τοῦ δοχείου καί φέρομε τήν κάψα τοῦ μανομέτρου πάλι στά σημεῖα A καί B θά διαπιστώσομε ὅτι ἡ διαφορά τῶν ἐνδείξεων τοῦ μανομέτρου εἶναι ἀνάλογη καί μέ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

Ἀπόδειξη τῆς σχέσεως $\Delta P = \epsilon \,.\, h$.

Ἡ πίεση P_A στό σημεῖο A (σχ. 1.10α) εἶναι:

$$P_A = \epsilon \,.\, h_1 + P_{\epsilon\xi}$$

όπου: $\epsilon \,.\, h_1$ ἡ ὑδροστατική πίεση στό A,
$P_{\epsilon\xi}$ ἡ ἐξωτερική πίεση στό ὑγρό.

Ἡ πίεση P_B στό σημεῖο B εἶναι:

$$P_B = \epsilon \,.\, h_2 + P_{\epsilon\xi}$$

όπου: $\epsilon \,.\, h_2$ ἡ ὑδροστατική πίεση στό B.

Ἡ διαφορά τῶν πιέσεων μεταξύ τῶν σημείων A καί B εἶναι:

$$\Delta P = P_B - P_A = \epsilon \,.\, h_2 + P_{\epsilon\xi} - (\epsilon \,.\, h_1 + P_{\epsilon\xi})$$

$\Delta P = \epsilon . h_2 - \epsilon . h_1$

$\Delta P = \epsilon (h_2 - h_1)$

$$\Delta P = \epsilon . h$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἀπό τή σχέση (1) προκύπτει ὅτι ἡ διαφορά τῶν πιέσεων δύο σημείων ὑγροῦ πού ἰσορροπεῖ, ***δέν ἐξαρτᾶται ἀπό τήν ἐξωτερική πίεση τοῦ ὑγροῦ.***
2) Ἀπό τή σχέση (1) προκύπτει ὅτι ἡ διαφορά τῶν πιέσεων δύο σημείων ὑγροῦ πού ἰσορροπεῖ, ἰσοῦται μέ τή διαφορά τῶν ὑδροστατικῶν τους πιέσεων.
3) Ὅλα τά σημεῖα τοῦ ὑγροῦ, πού ἔχουν τήν ἴδια πίεση, βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο.

Ἔχομε:

$$\Delta P = P_B - P_A = \epsilon\ (h_2 - h_1) \qquad (\alpha)$$

Ἐάν $P_B = P_A$, θά ἔχομε $P_B - P_A = 0$ (β)

Ἀπό τίς σχέσεις (α) καί (β) παίρνομε:

$$0 = \epsilon\ (h_2 - h_1) \qquad (\gamma)$$

Ἐπειδή $\epsilon \neq 0$, ἀπό τή σχέση (γ) παίρνομε:

$$h_2 - h_1 = 0 \quad \text{καί} \quad h_2 = h_1$$

4) Σέ ὅλα τά σημεῖα ἑνός ὁριζόντιου ἐπιπέδου μέσα σ' ἕνα ὑγρό πού ἰσορροπεῖ, προκαλεῖται ἡ ἴδια πίεση (σχ. 1.10γ).

Ἔχομε:

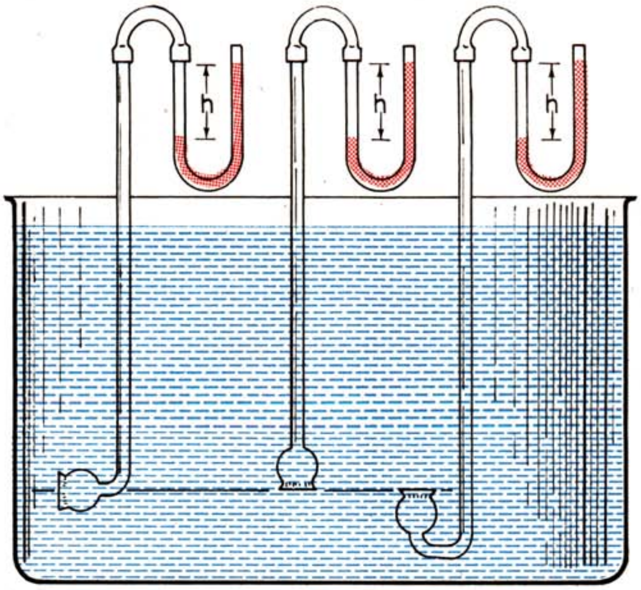
$$\Delta P = P_B - P_A = \epsilon\ (h_2 - h_1) \qquad (\delta)$$

Ἐάν τά Α καί Β εἶναι σημεῖα τοῦ ἴδιου ὁριζόντιου ἐπιπέδου, τότε θά χομε:

$$h_2 = h_1 \quad \text{καί} \quad (h_2 - h_1) = 0 \qquad (\epsilon)$$

Ἐπειδή $\epsilon \neq 0$, ἀπό τίς σχέσεις (δ) καί (ε) παίρνομε:

$$P_B - P_A = 0 \quad \text{καί} \quad P_B = P_A$$



Σχ. 1.10γ.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

12) *Τό δοχεῖο Δ (σχῆμα 1), περιέχει νερό πού ἔχει εἰδικό βάρος ε = 1 p/cm³. Πόση εἶναι ἡ διαφορά ΔP τῶν ὑδροστατικῶν πιέσεων οἱ ὁποῖες προκαλοῦνται στά σημεῖα A καί B, ἄν ἡ κατακόρυφη ἀπόστασή τους εἶναι h = 10 cm;*

Λύση.

Γνωρίζομε τόν τύπο:

$$P_B - P_A = \Delta P = h \,.\, \epsilon \qquad (1)$$

Ἄν θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται στόν τύπο (1) παίρνομε:

$$\Delta P = 10\,\text{cm} \,.\, 1 \,.\, \frac{\text{p}}{\text{cm}^3} = 10 \; \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

$$\Delta P = 10 \; \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

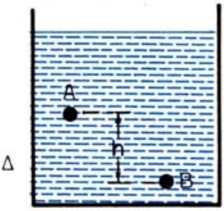
13) *Τό δοχεῖο Δ (σχῆμα 2) περιέχει νερό πού ἔχει εἰδικό βάρος ε = 1 p/cm³. Πόση εἶναι ἡ διαφορά ΔP τῶν ὑδροστατικῶν πιέσεων οἱ ὁποῖες προκαλοῦνται στά σημεῖα Γ καί E ἄν ἡ κατακόρυφη ἀπόστασή τους εἶναι h = 10 cm;*

Λύση.

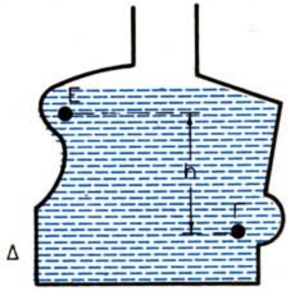
Γνωρίζομε τόν τύπο:

$$P_\Gamma - P_E = \Delta P = h \,.\, \epsilon \qquad (1)$$

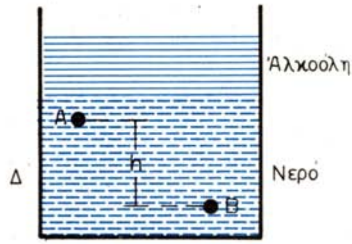
Ἄν θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται στόν τύπο (1) παίρνομε:



Σχῆμα 1.



Σχῆμα 2.



Σχῆμα 3.

$$\Delta P = 10\,\text{cm} \,.\, 1\,\frac{\text{p}}{\text{cm}^3} = 10\quad \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

$$\Delta P = 10\,\frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

14) *Τό δοχεῖο Δ περιέχει νερό καί ἀλκοόλη ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 3. Ἄν τά εἰδικά βάρη τῆς ἀλκοόλης καί τοῦ νεροῦ εἶναι $\epsilon_a = 0{,}79\ p/cm^3$ καί $\epsilon_N = 1\ p/cm^3$, πόση εἶναι ἡ διαφορά τῶν ὑδροστατικῶν πιέσεων οἱ ὁποῖες προκαλοῦνται στά σημεῖα Α καί Β, πού ἡ κατακόρυφη ἀπόστασή τους εἶναι $h = 10\ cm$; (Ὑποθέτομε ὅτι τά ὑγρά δέν ἀναμιγνύονται).*

Λύση.

Τά σημεῖα Α καί Β εἶναι σημεῖα τοῦ ἴδιου ὑγροῦ, ἐπομένως ἰσχύει ὁ τύπος:

$$P_B - P_A = \Delta P = h\,.\,\epsilon_N$$

Ἄν θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται στόν τύπο (1), παίρνομε:

$$\Delta P = 10\,\text{cm} \,.\, 1\,\frac{\text{p}}{\text{cm}^3} = 10\quad \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

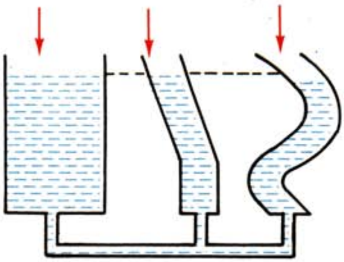
$$\Delta P = 10\,\frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

1.11 Ἰσορροπία ἑνός ὑγροῦ πού περιέχεται σέ συγκοινωνοῦντα δοχεῖα. Ἀρχή τῶν συγκοινωνούντων δοχείων.

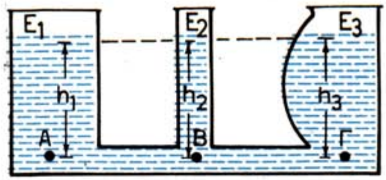
Ἡ ἀρχή τῶν συγκοινωνούντων δοχείων ὁρίζει τά ἑξῆς:
Οἱ ἐλεύθερες ἐπιφάνειες ὑγροῦ, τό ὁποῖο περιέχεται σέ συγκοινωνοῦντα δοχεῖα καί βρίσκεται σέ ἰσορροπία, ὁποιοδήποτε σχῆμα καί ἄν ἔχουν τά δοχεῖα, βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο (σχ. 1.11α).

Σημείωση.

Αὐτό πού ὁρίζει ἡ «ἀρχή» τῶν συγκοινωνούντων δοχείων εἶναι μία ***ἰδιότητα*** ὅλων



Σχ. 1.11α.



Σχ. 1.11β.

τῶν ὑγρῶν. Τήν ἰδιότητα αὐτή ***ἐπικράτησε*** νά τήν ὀνομάζομε ***ἀρχή τῶν συγκοινωνούντων δοχείων.***

Πειραματική ἀπόδειξη.

Ἄν ρίξομε ὑγρό μέσα σέ τρία δοχεῖα (σχ. 1.11α) μέ διαφορετικό σχῆμα καί μέγεθος, πού συγκοινωνοῦν μεταξύ τους, διαπιστώνομε ὅτι: ὅταν τό ὑγρό ἰσορροπήσει τότε οἱ ἐλεύθερες ἐπιφάνειες τοῦ ὑγροῦ σέ ὅλα τά δοχεῖα βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο.

Θεωρητική ἀπόδειξη.

Παίρνομε τρία σημεῖα Α, Β, Γ (σχ. 1.11β) τοῦ ὑγροῦ πού βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο.

Ἐπειδή τό ὑγρό ἰσορροπεῖ καί τά σημεῖα Α,Β, Γ βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$P_A = P_B = P_\Gamma \qquad (1)$$

Ἐάν ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται στίς ἐλεύθερες ἐπιφάνειες E_1, E_2, E_3 τοῦ ὑγροῦ εἶναι $P_{\alpha\tau\mu}$ καί οἱ ἀποστάσεις τῶν σημείων Α, Β, Γ ἀπό αὐτές εἶναι h_1, h_2 καί h_3 ἀντίστοιχα, τότε θά ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$P_A = P_{\alpha\tau\mu} + \epsilon \,.\, h_1 \qquad (2)$$

$$P_B = P_{\alpha\tau\mu} + \epsilon \,.\, h_2 \qquad (3)$$

$$P_\Gamma = P_{\alpha\tau\mu} + \epsilon \,.\, h_3 \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2), (3) καί (4) παίρνομε τίς σχέσεις:

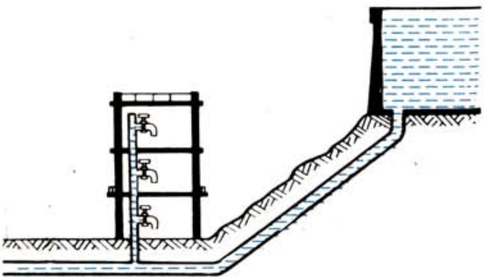
$$P_{\alpha\tau\mu} + \epsilon \,.\, h_1 = P_{\alpha\tau\mu} + \epsilon \,.\, h_2 = P_{\alpha\tau\mu} + \epsilon \,.\, h_3$$

$$h_1 = h_2 = h_3 \qquad (5)$$

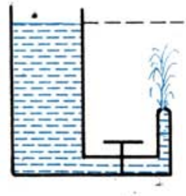
Ἀπό τή σχέση (5) προκύπτει ὅτι οἱ ἐλεύθερες ἐπιφάνειες E_1, E_2, E_3 ἀπέχουν τό ἴδιο ἀπό τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο στό ὁποῖο βρίσκονται τά Α, Β καί Γ, ἄρα κεῖνται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο.

Ἐφαρμογές τῆς ἀρχῆς τῶν συγκοινωνούντων δοχείων.

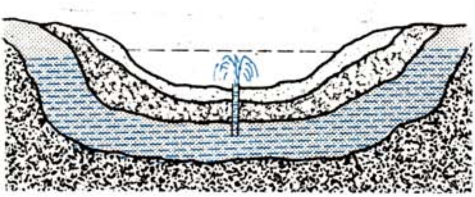
Ἐφαρμογή τῶν συγκοινωνούντων δοχείων ἔχομε στό δίκτυο διανομῆς τοῦ νεροῦ στίς πόλεις (σχ. 1.11γ), στούς πίδακες (συντριβάνια) (σχ. 1.11δ), στά ἀρτεσιανά πηγάδια (σχ. 1.11ε) κ.ἄ.



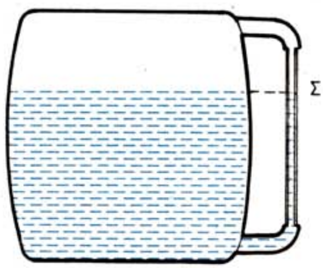
Σχ. 1.11γ.



Σχ. 1.11δ.



Σχ. 1.11ε.



Σχ. 1.11στ.

Σημείωση.

Στούς πίδακες καί στά ἀρτεσιανά πηγάδια τό νερό πού πετιέται πρός τά πάνω δέ φθάνει στό ὕψος τοῦ νεροῦ πού βρίσκεται στό δοχεῖο ἤ στή δεξαμενή, γιατί συναντάει στήν κίνησή του διάφορες τριβές.

Ὑγροδείκτης.

Ὁ ὑγροδείκτης (σχ. 1.11στ) εἶναι ἕνας γυάλινος σωλήνας Σ, πού συγκοινωνεῖ μέ ἕνα δοχεῖο, τό ὁποῖο χρησιμοποιεῖται σάν ἀποθήκη ὑγροῦ, π.χ. ντεπόζιτο πετρελαίου. Τό ὑγρό βρίσκεται στό ἴδιο ὕψος στό γυάλινο σωλήνα καί στό ντεπόζιτο. Μποροῦμε ἑπομένως νά γνωρίζομε τή στάθμη τοῦ ὑγροῦ στό ντεπόζιτο ἀπό τή στάθμη τοῦ ὑγροῦ μέσα στό διαφανή γυάλινο σωλήνα.

Σημείωση.

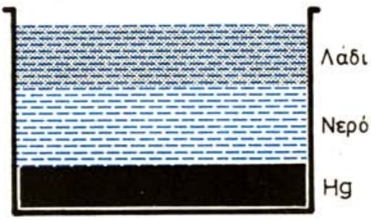
Ὁ ὑγροδείκτης ὀνομάζεται καί ὑδροδείκτης, γιατί χρησιμεύει γιά νά δείχνει τή στάθμη τοῦ νεροῦ μέσα στούς λέβητες τῶν ἀτμομηχανῶν.

1.12 Ἰσορροπία ὑγρῶν πού δέν ἀναμιγνύονται καί περιέχονται στό ἴδιο δοχεῖο.

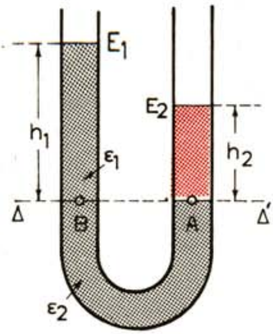
Ἐάν βάλομε σ' ἕνα δοχεῖο ὑγρά τά ὁποῖα δέν ἀναμιγνύονται, ἀφοῦ τά ὑγρά ἰσορροπήσουν, θά διαπιστώσομε ὅτι:

α) Τά ὑγρά (σχ. 1.12) παίρνουν τέτοια θέση μέσα στό δοχεῖο, ὥστε ἐκεῖνο πού τό εἰδικό του βάρος εἶναι μεγαλύτερο ἀπό τό εἰδικό βάρος τοῦ ἄλλου βρίσκεται κάτω ἀπό αὐτό. Δηλαδή τό εἰδικῶς βαρύτερο βρίσκεται χαμηλότερα ($\epsilon_{Hg} > \epsilon_N > \epsilon_{\epsilon\lambda}$).

β) Οἱ διαχωριστικές ἐπιφάνειες τῶν ὑγρῶν εἶναι ὁριζόντια ἐπίπεδα.



Σχ. 1.12.



Σχ. 1.13α.

1.13 Ἰσορροπία σέ συγκοινωνοῦντα δοχεῖα δύο ὑγρῶν πού δέν ἀναμιγνύονται.

Ἰσχύει ἡ ἑξῆς πρόταση:

Ὅταν μέσα σέ δύο συγκοινωνοῦντα δοχεῖα (σχ. 1.13α) ἰσορροποῦν δύο ὑγρά, πού δέν ἀναμιγνύονται, τότε τά ὕψη h_1 καί h_2 τῶν ὑγρῶν πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνεια διαχωρισμοῦ (ΔΑΒΔ΄) εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογα μέ τά εἰδικά βάρη τους ϵ_1 καί ϵ_2 μέ τήν προϋπόθεση βέβαια ὅτι οἱ ἐξωτερικές πιέσεις στίς δύο ἐλεύθερες ἐπιφάνειες τῶν ὑγρῶν (E_1 καί E_2) εἶναι ἴδιες.

Δηλαδή ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{\frac{h_1}{h_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \qquad (1)$$

Πράγματι, μέσα σέ δύο συγκοινωνοῦντα δοχεῖα (σχ. 1.13α) ρίχνομε δύο ὑγρά μέ εἰδικά βάρη ϵ_1, ϵ_2 ($\epsilon_1 < \epsilon_2$) καί τά ὁποῖα δέν ἀναμιγνύονται. Ἐάν μετρήσομε, ἀφοῦ τά ὑγρά ἰσορροπήσουν, τά ὕψη h_1 καί h_2 τῶν δύο ἐλευθέρων ἐπιφανειῶν (E_1 καί E_2) ἀπό τήν ἐπιφάνεια διαχωρισμοῦ τῶν ὑγρῶν (ΔΑΒΔ΄), θά διαπιστώσομε ὅτι: ***ὁ λόγος τῶν ὑψῶν αὐτῶν***

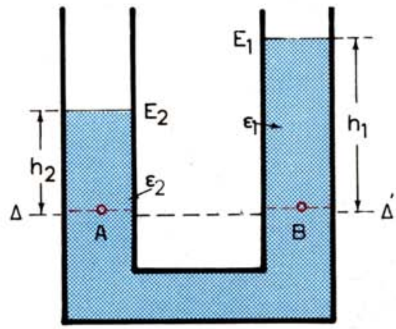
εἶναι ἴσος μέ τόν ἀντίστροφο λόγο τῶν εἰδικῶν βαρῶν. Δηλαδή:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

Θεωρητική ἀπόδειξη τῆς σχέσεως (1).

Παίρνομε τό σημεῖο Β τό ὁποῖο βρίσκεται στή διαχωριστική ἐπιφάνεια τῶν δύο ὑγρῶν (σχ. 1.13β) καί τό σημεῖο Α τό ὁποῖο βρίσκεται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο μέ τό Β. Ἑπομένως οἱ πιέσεις στά σημεῖα Α καί Β θά εἶναι ἴσες. Δηλαδή θά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_A = P_B \qquad (2)$$



Σχ. 1.13β.

Ἄν ἡ ἐξωτερική πίεση στίς δύο ἐλεύθερες ἐπιφάνειες (E_1 καί E_2) εἶναι ἴδια, τότε θά ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$P_A = P_{\epsilon\xi} + \epsilon_2 . h_2 \qquad (3)$$

$$P_B = P_{\epsilon\xi} + \epsilon_1 . h_1 \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (2), (3) καί (4) παίρνομε:

$$P_{\epsilon\xi} + \epsilon_2 . h_2 = P_{\epsilon\xi} + \epsilon_1 . h_1$$

$$\epsilon_2 . h_2 = \epsilon_1 . h_1$$

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

15) *Σέ σωλήνα, πού ἔχει σχῆμα U, βάζομε ὑδράργυρο καί κατόπιν, στό ἕνα ἀπό τά δύο του σκέλη, ἕνα ἄλλο ὑγρό. Οἱ ἐλεύθερες ἐπιφάνειες τοῦ ὑδραργύρου καί τοῦ ὑγροῦ ἀπέχουν ἀπό τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο ΔΔ΄ πού τά διαχωρίζει ἀποστάσεις*

20 cm καί 40 cm ἀντίστοιχα. Πόσο εἶναι τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ ἄν τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑδραργύρου εἶναι 13,6 p/cm³;

Λύση.

Ἄν συμβολίσομε ϵ_1, ϵ_2 τά εἰδικά βάρη τοῦ ὑδραργύρου καί τοῦ ἄλλου ὑγροῦ καί h_1, h_2 τά ὕψη τῶν ἐλευθέρων ἐπιφανειῶν τους πάνω ἀπό τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο πού τά διαχωρίζει τότε ἔχομε τή σχέση:

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \qquad (1)$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$\epsilon_2 = \epsilon_1 \cdot \frac{h_1}{h_2} \qquad (2)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (2) αὐτά πού μᾶς δίνονται βρίσκομε:

$$\epsilon_2 = \epsilon_1 \cdot \frac{h_1}{h_2} = 13{,}6 \ \frac{p}{cm^3} \cdot \frac{20\ cm}{40\ cm} = 13{,}6 \ \frac{20}{40} \ \frac{p}{cm^3}$$

$$\epsilon_2 = 6{,}8 \ \frac{p}{cm^3}$$

1.14 Δυνάμεις ἐξασκούμενες ἀπό ὑγρό.

Α. Δύναμη πού ἀσκεῖται στόν ὁριζόντιο πυθμένα δοχείου ἀπό ὑγρό πού ἰσορροπεῖ μέσα σ' αὐτό.

Ἐφ' ὅσον ὁ πυθμένας τοῦ δοχείου (σχ. 1.14α) εἶναι ὁριζόντιος, κάθε σημεῖο του ἔχει τήν ἴδια ὑδροστατική πίεση:

$$P = \epsilon \cdot h \qquad (1)$$

ὅπου: ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ,
h ἡ ἀπόσταση τοῦ ὁριζόντιου πυθμένα ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

Ἐπειδή ἡ ὑδροστατική πίεση στά διάφορα σημεῖα τοῦ ὁριζόντιου πυθμένα εἶναι ἡ ἴδια, γι' αὐτό ἡ δύναμη $\vec{F}$ τήν ὁποία ἐξασκεῖ τό ὑγρό κάθετα στόν ὁριζόντιο πυθμένα εἶναι:

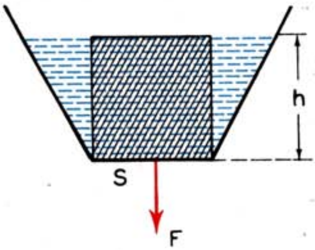
$$F = P \cdot S \qquad (2)$$

ὅπου: S τό ἐμβαδόν τοῦ ὁριζόντιου πυθμένα.

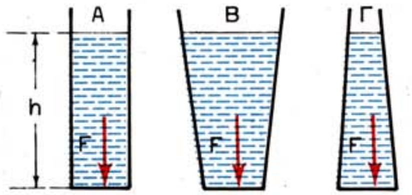
Ἀπό τίς σχέσεις (2) καί (1) προκύπτει ἡ σχέση:

$$F = P . S = \epsilon \cdot h \cdot S$$

$$\boxed{F = \epsilon \cdot h \cdot S} \qquad (3)$$



Σχ. 1.14α.



Σχ. 1.14β.

῾Η σχέση (3) δίνει τό μέτρο τῆς ἐξασκούμενης ἀπό τό ὑγρό δυνάμεως στόν ὁριζόντιο πυθμένα τοῦ δοχείου.

᾿Από τήν ἐξίσωση (3) προκύπτει ὅτι ἡ δύναμη $\vec{F}$ δέν ἐξαρτᾶται ἀπό τό σχῆμα τοῦ δοχείου καί ἀπό τό ὁλικό βάρος τοῦ ὑγροῦ πού περιέχει, ἀλλά ἀπό τή φύση (ε) τοῦ ὑγροῦ, ἀπό τό ἐμβαδόν (S) τοῦ ὁριζόντιου πυθμένα καί ἀπό τήν ἀπόσταση (h) τοῦ πυθμένα ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

᾿Εάν τά τρία δοχεῖα Α,Β καί Γ (σχ. 1.14β) πού ἔχουν ἴσους πυθμένες (S: τό ἴδιο) περιέχουν τό ἴδιο ὑγρό (ε: τό ἴδιο) καί μέχρι τό ἴδιο ὕψος (h: τό ἴδιο), τότε διαπιστώνομε ὅτι στούς πυθμένες τους ἐξασκοῦνται ἀπό τό ὑγρό ἴσες δυνάμεις $\vec{F}$ ($F = \epsilon\ .\ h\ .\ S$), ἐνῶ τά βάρη τοῦ ὑγροῦ $\vec{B}_A$, $\vec{B}_B$ καί $\vec{B}_\Gamma$ πού περιέχουν εἶναι διαφορετικά.

῾Υδροστατικό παράδοξο.

Τό γεγονός ὅτι ἡ δύναμη ἡ ὁποία ἐξασκεῖται ἀπό τό ὑγρό στόν πυθμένα τοῦ δοχείου Γ πού τό περιέχει εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τό βάρος τοῦ ὑγροῦ ἀποτελεῖ τό ὑδροστατικό παράδοξο.

Παρατήρηση.

Τό (h . S) παριστάνει τόν ὄγκο (V) μιᾶς στήλης πού ἔχει ὕψος h καί ἐμβαδόν (S). Δηλαδή:

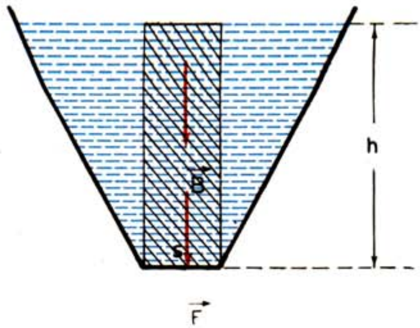
$$V = h\ .\ S \tag{4}$$

᾿Από τίς σχέσεις (3) καί (4) προκύπτει:

$$F = \epsilon\ .\ h\ .\ S = \epsilon\ .\ V \tag{5}$$

Τό βάρος Β΄ τῆς στήλης ὑγροῦ πού ἔχει εἰδικό βάρος (ε) καί ὄγκο (V) εἶναι:

$$B' = \epsilon\ .\ V \tag{6}$$



Σχ. 1.14γ.

᾿Από τίς σχέσεις (5) καί (6) προκύπτει:

$$F = B' \qquad (7)$$

῾Η σχέση (7) μᾶς λέει ὅτι:

῾Η δύναμη $\vec{F}$ πού ἐξασκεῖ (σχ. 1.14γ) τό ὑγρό στόν ὁριζόντιο πυθμένα τοῦ δοχείου, μέσα στό ὁποῖο ἰσορροπεῖ, εἶναι ἴση μέ τό βάρος $\vec{B}'$ μιᾶς κατακόρυφης στήλης τοῦ ὑγροῦ, πού ἔχει βάση (S) τόν πυθμένα καί ὕψος (h) τήν ἀπόσταση τοῦ πυθμένα ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

Σημείωση.

Στά παραπάνω ὅπως καί στά ἑπόμενα δέν λαμβάνομε ὑπ' ὄψη τήν ἀτμοσφαιρική πίεση.

᾿Αριθμητικά παραδείγματα.

16) *῞Ενα δοχεῖο μέ ὁριζόντιο πυθμένα, πού ἔχει ἐμβαδόν 100 cm², περιέχει νερό. Πόση εἶναι ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖ τό νερό στόν πυθμένα, ἄν ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια του ἀπέχει ἀπό τόν πυθμένα 30* cm;

Λύση.

῎Αν συμβολίσομε μέ S τό ἐμβαδόν τοῦ πυθμένα, μέ P τήν ὑδροστατική πίεση τήν ὁποία ἐξασκεῖ τό νερό στόν πυθμένα, τότε ἡ δύναμη F πού ζητᾶμε δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$F = P \,.\, S \qquad (1)$$

῾Η P δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P = \epsilon \,.\, h \qquad (2)$$

᾿Από τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

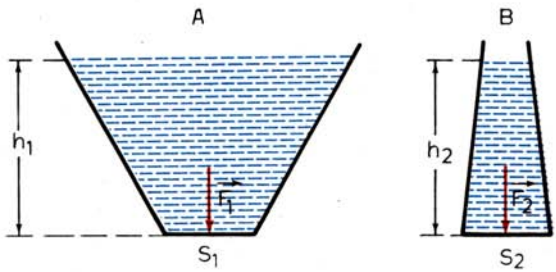
$$F = \epsilon \,.\, h \,.\, S \qquad (3)$$

῎Αν στή σχέση (3) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F = \epsilon \, . \, h \, . \, S = 1 \; \frac{p}{cm^3} \; 30 \; cm \, . \, 100 \; cm^2 = 1 \times 30 \times 100 \; p$$

$$F = 3000 \; p$$

***17)** Τά δοχεῖα Α καί Β (σχῆμα 1) ἔχουν ἴσους πυθμένες ($S_1 = S_2$) καί περιέχουν ὑγρό μέ εἰδικό βάρος $\epsilon = 1 \; p/cm^3$ μέχρι τό ἴδιο ὕψος ($h_1 = h_2$). Πόση εἶναι ἡ δύναμη F_1 πού ἐξασκεῖται ἀπό τό ὑγρό στόν πυθμένα τοῦ Α καί πόση ἡ δύναμη $\vec{F_2}$ πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα τοῦ Β', ἄν εἶναι $h_1 = h_2 = 10 \; cm$ καί $S_1 = S_2 = 4 \; cm^2$;*



Σχῆμα 1.

Λύση.

α) Τό μέτρο τῆς $\vec{F}_1$ δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$F_1 = P_1 \; S_1 \qquad (1)$$

ὅπου: P_1 ἡ πίεση πού προκαλεῖ ἡ δύναμη $\vec{F}_1$ στόν πυθμένα τοῦ Α.
Ἡ P_1 δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P_1 = \epsilon \, . \, h_1 \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$F_1 = \epsilon \, . \, h_1 \, . \, S_1 \qquad (3)$$

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F_1 = 1 \; \frac{p}{cm^3} \; . \; 10 \; cm \, . \, 4 \; cm^2 = 40 \; p$$

$$F_1 = 40 \; p \qquad (4)$$

β) Τό μέτρο τῆς $\vec{F}_2$ δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$F_2 = P_2 \, . \, S_2 \qquad (5)$$

ὅπου: P_2 ἡ πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ ἡ δύναμη $\vec{F}$ στόν πυθμένα.
Ἡ P_2 δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P_2 = \epsilon \, . \, h_2 \qquad (6)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (5) καί (6) παίρνομε:

$$F_2 = \epsilon \cdot h_2 \cdot S_2 \qquad (7)$$

Ἄν στή σχέση (7) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F_2 = 1 \frac{p}{cm^3} \; 10\,cm \cdot 4\,cm^2 = 40\,p$$

$$F_2 = 40\,p \qquad (8)$$

Σημείωση.

Ἀπό τίς σχέσεις (4) καί (8) προκύπτει:

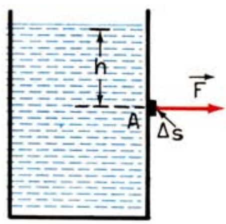
$$F_1 = F_2 = 40\,p$$

Β. Δύναμη πού ἐξασκεῖται σέ ἐπίπεδο πλευρικό τοίχωμα δοχείου ἀπό ὑγρό πού ἰσορροπεῖ μέσα σ' αὐτό.

Σέ κάθε σημεῖο Α τοῦ ἐπίπεδου πλευρικοῦ τοιχώματος δοχείου (σχ. 1.14δ) προκαλεῖται μία ὑδροστατική πίεση, πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P = \epsilon \cdot h \qquad (1)$$

ὅπου: ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ,
h ἡ ἀπόσταση τοῦ σημείου Α ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.



Σχ. 1.14δ.

Ἑπομένως σέ κάθε σημεῖο Α τοῦ ἐπίπεδου τοιχώματος τό ὑγρό ἐξασκεῖ μία δύναμη $\vec{F}$ κάθετη στό τοίχωμα.

Τό μέτρο αὐτῆς τῆς δυνάμεως εἶναι:

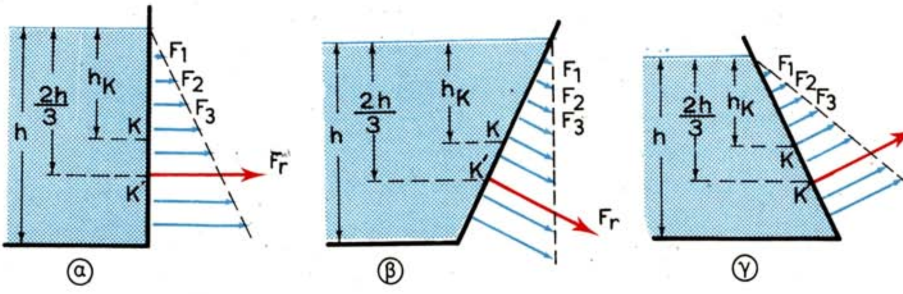
$$\boxed{F = P \cdot \Delta S = \epsilon \cdot h \cdot \Delta S} \qquad (2)$$

ὅπου: ΔS τό ἐμβαδόν μιᾶς πολύ μικρῆς ἐπιφάνειας τοῦ τοιχώματος γύρω ἀπό τό σημεῖο Α.

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι τό μέτρο τῶν δυνάμεων πού ἀσκοῦνται ἀπό τό ὑγρό στά διάφορα σημεῖα τοῦ ἐπίπεδου πλευρικοῦ τοιχώματος, αὐξάνει ὅταν αὐξάνει ἡ ἀπόσταση τῶν σημείων ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

Βέβαια οἱ δυνάμεις πού ἐξασκεῖ τό ὑγρό στά διάφορα σημεῖα τοῦ ἐπίπεδου τοιχώματος εἶναι παράλληλες μεταξύ τους, γιατί εἶναι ὅλες κάθετες σ' αὐτό.

Ἑπομένως γιά νά βροῦμε τή δύναμη $\vec{F}_r$ πού ἐξασκεῖ τό ὑγρό σέ ὁλόκληρο τό ἐπίπεδο τοίχωμα τῶν δοχείων (σχ. 1.14ε), πρέπει νά συνθέσομε τίς δυνάμεις $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$... πού ἐξασκοῦνται ἀπό τό ὑγρό σέ ὅλα τά σημεῖα τοῦ ἐπίπεδου τοιχώματος.



Σχ. 1.14ε.

Μέτρο τῆς $\vec{F}_r$

Ἡ συνισταμένη τῶν δυνάμεων, δηλαδή ἡ δύναμη $\vec{F}_r$ πού ἐξασκεῖ τό ὑγρό σέ ὁλόκληρο τό ἐπίπεδο τοίχωμα, εἶναι κάθετη σ' αὐτό καί τό μέτρο της δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\boxed{F_r = \epsilon \cdot h_K \cdot S} \qquad (3)$$

ὅπου: S τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ἐπίπεδου τοιχώματος πού διαβρέχεται ἀπό τό ὑγρό,

h_K ἡ ἀπόσταση τοῦ κέντρου βάρους της ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια.

Σημεῖο ἐφαρμογῆς τῆς $\vec{F}_r$.

Τό σημεῖο ἐφαρμογῆς K΄ τῆς δυνάμεως $\vec{F}_r$ τό ὀνομάζομε ***κέντρο τῶν πιέσεων.*** Βρίσκεται γενικά κάτω ἀπό τό κέντρο βάρους K τῆς ἐπιφάνειας τοῦ τοιχώματος πού διαβρέχεται ἀπό τό ὑγρό.

Ἡ θέση τοῦ κέντρου τῶν πιέσεων K΄ ἐξαρτᾶται ἀπό τό ***σχῆμα*** τῆς ἐπιφάνειας τοῦ τοιχώματος πού διαβρέχεται.

Ἄν ἡ ἐπιφάνεια τοῦ τοιχώματος ἔχει σχῆμα ***ὀρθογώνιου παραλληλογράμμου,*** τότε τό κέντρο τῶν πιέσεων K΄ ἀπέχει ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ ἀπόσταση $h_{K'}$:

$$h_{K'} = \frac{2}{3} \cdot h$$

ὅπου: h ἡ ἀπόσταση τῆς ἐπιφάνειας τοῦ πυθμένα ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

Στήν περίπτωση αὐτή τό κέντρο βάρους K τῆς ἐπιφάνειας τοῦ τοιχώματος, πού διαβρέχεται, ἀπέχει ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ ἀπόσταση:

$$h_K = \frac{h}{2}$$

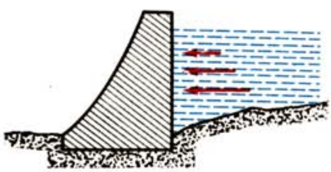
Παρατήρηση.

Ἄν τό ἐπίπεδο τοίχωμα εἶναι κατακόρυφο, τότε ἡ $\vec{F}_r$ εἶναι ὁριζόντια [σχ. 1.14ε(α)].

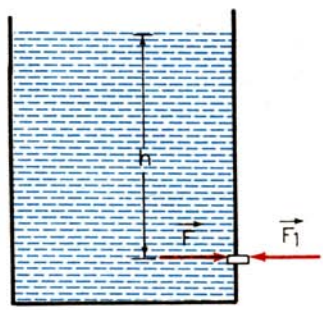
Ἄν τό ἐπίπεδο τοίχωμα εἶναι πλάγιο, τότε ἡ $\vec{F}_r$ ἔχει φορά πρός τά κάτω [σχ. 1.14ε(β)] ἤ πρός τά πάνω [σχ. 1.14ε(γ)].

Φράγματα.

Τό φράγμα κατασκευάζεται ἔτσι, ὥστε τό πάχος του νά μεγαλώνει ἀνάλογα μέ τό βάθος, γιατί μεγαλώνει ἀντίστοιχα καί ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖ τό νερό στά τοιχώματα (σχ. 1.14στ).



Σχ. 1.14στ.



Σχῆμα 1.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

18) *Στό πλευρικό τοίχωμα δοχείου (σχῆμα 1) πού περιέχει νερό ἀνοίγεται κυκλική ὀπή ἐμβαδοῦ 1 cm² καί σέ ἀπόσταση ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ 50 cm. Ζητεῖται ἡ δύναμη $\vec{F}_1$ πού πρέπει νά ἐξασκηθεῖ σέ πῶμα τό ὁποῖο κλείνει τήν ὀπή, γιά νά μήν ἐξέρχεται τό νερό.*

Λύση.

Ἡ δύναμη $\vec{F}$ πού ἐξασκεῖται ἀπό τό νερό στό πῶμα ἔχει μέτρο:

$$F = P . S \quad (1)$$

όπου: P ή ύδροστατική πίεση πού ἐξασκεῖ τό νερό στό πῶμα,
S τό ἐμβαδόν τῆς ὀπῆς (τοῦ πώματος).

Ἡ P δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P = \epsilon . h \quad (2)$$

όπου: ε τό είδικό βάρος τοῦ νεροῦ (1 p/cm^3),
h ή ἀπόσταση τῆς ὀπῆς τήν ἐλεύθερης ἐπιφάνειας τοῦ νεροῦ.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$F = \epsilon . h . S \quad (3)$$

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F = \epsilon . h . S = 1 \frac{p}{cm^3} . 50\,cm . 1\,cm^2 = 1 \times 50 \times 1\,p$$

$$F = 50\,p$$

Ἡ δύναμη $\vec{F}_1$ πού πρέπει νά ἐξασκηθεῖ στό πῶμα, πρέπει νά εἶναι ἀντίθετη τῆς $\vec{F}$, δηλαδή:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}$$

$$F_1 = F$$

Ἄρα: $F_1 = 50$ p.

Γ. *Συνολική δύναμη πού ἀσκεῖται στό δοχεῖο ἀπό τό ὑγρό.*

Ἡ ὁλική δύναμη πού ἐξασκεῖται ἀπό τό ὑγρό στό δοχεῖο εἶναι ή συνισταμένη $\vec{F}_{ολ}$ ὅλων τῶν δυνάμεων οἱ ὁποῖες ἐξασκοῦνται ἀπό τό ὑγρό στόν πυθμένα καί στά πλευρικά τοιχώματα τοῦ δοχείου.

Ἡ συνισταμένη $\vec{F}_{ολ}$ τῶν δυνάμεων, πού ἐξασκεῖ τό ὑγρό στό σύνολο τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου μέσα στό ὁποῖο ἰσορροπεῖ εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τό σχῆμα τοῦ δοχείου καί πάντοτε ἴση μέ τό βάρος $\vec{B}$ τοῦ ὑγροῦ ($\vec{B} = \vec{F}_{ολ}$).

1.15 Μετάδοση τῶν πιέσεων. Ἀρχή τοῦ Pascal.

Ὁ τρόπος μεταδόσεως τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως μέσα σέ ὑγρό καθορίζεται ἀπό τήν ἀρχή τοῦ Pascal.

Ἡ ἀρχή τοῦ Pascal ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ὅταν σ' ἕνα ὁποιοδήποτε σημεῖο ὑγροῦ, πού βρίσκεται σέ ἰσορροπία, προκαλεῖται μία ἐξωτερική πίεση, τό ὑγρό τή μεταβιβάζει ἀμετάβλητη (ἀκέραια) σέ ὅλα τά σημεῖα του.

Πειραματική ἀπόδειξη τῆς ἀρχῆς τοῦ Pascal.

Παίρνομε τή συσκευή πού φαίνεται στό σχῆμα 1.15α.

Τά μανόμετρα Α, Β, Γ, Δ, προτοῦ ἐξασκήσομε δύναμη πάνω στό ἔμβολο S, ἔστω ὅτι δείχνουν ἀντίστοιχα τίς πιέσεις P_A, P_B P_Γ καί P_Δ.

Ὅταν ἐξασκοῦμε στό ἔμβολο (S) δύναμη πού προκαλεῖ πίεση μιᾶς ἀτμόσφαιρας (1 at), τότε τά μανόμετρα Α,Β,Γ καί Δ δείχνουν ἀντίστοιχα τίς πιέσεις:

$$P_A + 1\text{ at},\quad P_B + 1\text{ at},\quad P_\Gamma + 1\text{ at}\quad \text{καί}\quad P_\Delta + 1\text{ at}$$

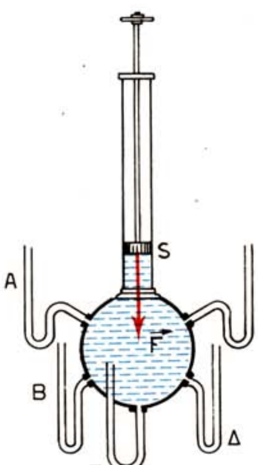
Ὅταν προκαλοῦμε στό ἔμβολο πίεση δύο ἀτμοσφαιρῶν (2 at), τότε τά μανόμετρα Α,Β,Γ καί Δ δείχνουν ἀντίστοιχα τίς πιέσεις:

$$P_A + 2\text{ at},\quad P_B + 2\text{ at},\quad P_\Gamma + 2\text{ at}\quad \text{καί}\quad P_\Delta + 2\text{ at}$$

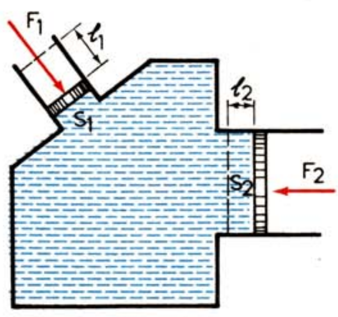
Ὅταν προκαλοῦμε στό ἔμβολο πίεση Χ ἀτμοσφαιρῶν (Χ at), τότε τά μανόμετρα Α,Β,Γ καί Δ δείχνουν ἀντίστοιχα τίς πιέσεις:

$$P_A + X\text{ at},\quad P_B + X\text{ at},\quad P_\Gamma + X\text{ at}\quad \text{καί}\quad P_\Delta + X\text{ at}$$

Διαπιστώνομε δηλαδή ὅτι ὁποιαδήποτε ἐξωτερική πίεση καί ἄν προκληθεῖ σ' ἕνα σημεῖο τοῦ ὑγροῦ, τό ὑγρό τή μεταβιβάζει ἀμετάβλητη σέ ὅλα τά ἄλλα σημεῖα του.



Σχ. 1.15α.



Σχ. 1.15β.

Θεωρητική ἀπόδειξη τῆς ἀρχῆς τοῦ Pascal.

Ἐάν ἐξασκούσαμε στό ἔμβολο S_1 τῆς διατάξεως τοῦ σχήματος 1.15β τή δύναμη $\vec{F}_1$, τότε αὐτό θά μετακινοῦνταν ἔστω κατά τήν ἀπόσταση l_1 καί τό ἔμβολο S_2 κατά τήν ἀπόσταση l_2.

Βέβαια συγχρόνως θά ἐξασκούσαμε στό ἔμβολο S_2 τή δύναμη $\vec{F}_2$ τέτοια, ὥστε οἱ μετακινήσεις τῶν ἐμβόλων S_1 καί S_2 νά ἦταν ὁμαλές.

Ἐπειδή τό ὑγρό θεωρεῖται ἀσυμπίεστο, θά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$S_1 \,.\, l_1 = S_2 \,.\, l_2 \qquad (1)$$

ὅπου: S_1 τό ἐμβαδόν τοῦ ἐμβόλου S_1,
S_2 τό ἐμβαδόν τοῦ ἐμβόλου S_2.

Τό ἔργο πού παράγει ἡ δύναμη $\vec{F}_1$ κατά τή μετακίνησή της l_1 εἶναι: $A_1 = F_1 \,.\, l_1$ (2) ἐνῶ τό ἔργο πού καταναλώνει ἡ δύναμη $\vec{F}_2$ κατά τή μετακίνησή της l_2 εἶναι: $A_2 = F_2 \,.\, l_2$ (3). Ἄν θεωρήσομε ὅτι δέν ἔχομε ἀπώλειες μηχανικῆς ἐνέργειας τότε θά ἰσχύει ἡ σχέση: $A_1 = A_2$ (4). Ἀπό τίς σχέσεις (4), (3) καί (2) παίρνομε: $F_1 \,.\, l_1 = F_2 \,.\, l_2$ (5). Ἀπό τίς σχέσεις (5) καί (1) παίρνομε:

$$\boxed{\frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2}} \qquad (6)$$

Οἱ πιέσεις στά ἔμβολα S_1 καί S_2 εἶναι:

$$P_1 = \frac{F_1}{S_1} \ (7) \qquad \text{καί} \qquad P_2 = \frac{F_2}{S_2} \ (8)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (6), (7) καί (8) προκύπτει: $\boxed{P_1 = P_2}$

Ἐφαρμογές τῆς ἀρχῆς τοῦ Pascal.

Ὑδραυλικό πιεστήριο.

Κάθε ὑδραυλικό πιεστήριο ἀποτελεῖται ἀπό:

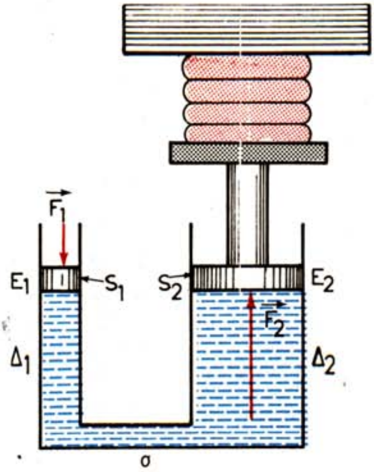
– Δύο κυλινδρικά δοχεῖα Δ_1, Δ_2 μέ διαφορετική διάμετρο (σχ. 1.15γ).
– Ἕνα λεπτό σωλήνα σ μέ τόν ὁποῖο συγκοινωνοῦν τά δύο δοχεῖα καί
– δύο ἔμβολα E_1 καί E_2.

Στό χῶρο πού περιορίζεται ἀπό τά δύο ἔμβολα E_1 καί E_2 περιέχεται ἕνα ὑγρό, π.χ. νερό ἤ λάδι.

Ἄν στό ἔμβολο E_1, πού ἔχει ἐμβαδόν S_1, ἐξασκήσομε μία κάθετη δύναμη $\vec{F}_1$, τότε προκαλεῖται σ' αὐτό, ἐπομένως καί στό ὑγρό, ἡ πίεση:

$$P = \frac{F_1}{S_1} \qquad (1)$$

Σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τοῦ Pascal ἡ πίεση P μεταφέρεται μέσω τοῦ ὑγροῦ πρός ὅλες τίς κατευθύνσεις, ἐπομένως καί στό ἔμβολο E_2. Ἄρα



Σχ. 1.15γ.

ὅταν προκαλοῦμε στό ὑγρό μέ τό ἔμβολο E_1 μία πίεση P, τότε τό ὑγρό προκαλεῖ στό ἔμβολο E_2 τήν ἴδια πίεση P καί συνεπῶς τή δύναμη:

$$F_2 = P \,.\, S_2 \qquad (2)$$

ὅπου: S_2 τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας τοῦ E_2.
Ἀπό τή σχέση (2) παίρνομε τή σχέση:

$$P = \frac{F_2}{S_2} \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (3) προκύπτει ἡ σχέση:

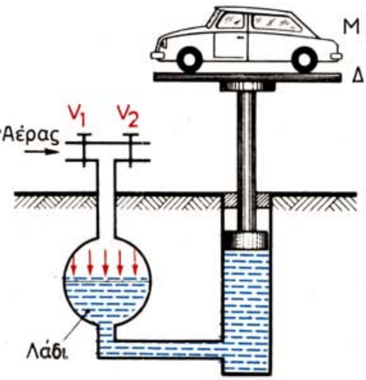
$$\frac{F_2}{S_2} = \frac{F_1}{S_1}$$

$$\boxed{F_2 = \frac{S_2}{S_1} \,.\, F_1} \qquad (4)$$

Ἀπό τή σχέση (4) προκύπτει ὅτι ἄν τό ἐμβαδόν S_2 τοῦ ἐμβόλου E_2 εἶναι πολλαπλάσιο τοῦ ἐμβαδοῦ S_1 τοῦ ἐμβόλου E_1, τότε τό μέτρο F_2 τῆς δυνάμεως $\vec{F_2}$ εἶναι πολλαπλάσιο τοῦ μέτρου F_1 τῆς $\vec{F_1}$.

Ἑπομένως μέ τό ὑδραυλικό πιεστήριο κατορθώνομε, ἄν $S_2 > S_1$, νά ἐξασκεῖται στό ἔμβολο E_2 ἀπό τό ὑγρό μία δύναμη F_2 μεγαλύτερη ἀπό τήν F_1, τήν ὁποία ἐμεῖς ἐξασκοῦμε στό ἔμβολο E_1.

Συνεπῶς τό ὑδραυλικό πιεστήριο εἶναι ἕνα σύστημα πού πολλαπλασιάζει τή δύναμη πού ἀσκοῦμε στό μικρό ἔμβολο, δηλαδή εἶναι ἕνα εἶδος «ὑδραυλικοῦ μοχλοῦ».



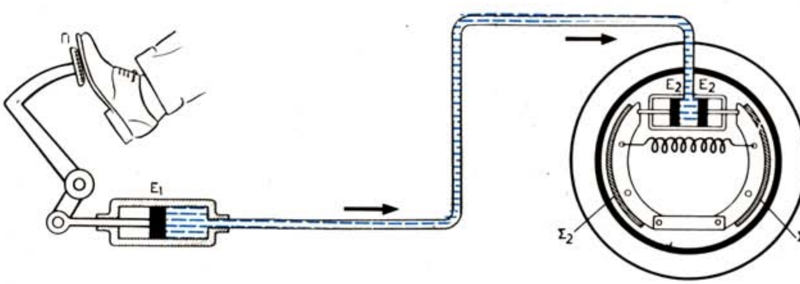
Σχ. 1.15δ.

Σημείωση.

Στό δίσκο Δ μποροῦμε νά τοποθετήσομε μία μάζα M (σχ. 1.15γ) καί νά τή συμπιέσομε ἤ διάφορα βαριά ἀντικείμενα, π.χ. αὐτοκίνητα καί νά τά ἀνυψώσομε [ὑδραυλικός ἀνυψωτήρας (σχ. 1.15δ)].

Ὑδραυλικά φρένα.

Ἄν λάβομε ὑπ' ὄψη μας ὅτι τά ἐμβαδά τῶν ἐμβόλων E_2 καί E_2' εἶναι σχετικά μεγάλα σέ σύγκριση μέ τό ἐμβαδόν τοῦ ἐμβόλου E_1, τότε τό σχῆμα 1.15ε δείχνει τή λειτουργία ἑνός ὑδραυλικοῦ φρένου.



Σχ. 1.15ε.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

19) *Τό δοχεῖο Δ περιέχει ἀλκοόλη ($\epsilon_\alpha = 0,79$ p/cm³), νερό ($\epsilon_\nu = 1$ p/cm³) καί γλυκερίνη ($\epsilon_\gamma = 1,26$ p/cm³). Πόση πίεση ὑπάρχει στό σημεῖο B τό ὁποῖο βρίσκεται σέ βάθος $h = 8$ cm μέσα στή γλυκερίνη, ἄν τά στρώματα τῆς ἀλκοόλης καί τοῦ νεροῦ ἔχουν πάχος 4 cm καί 6 cm ἀντίστοιχα καί ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P_{\alpha\tau\mu} = 1033,6$ p/cm²;*

Λύση.

Ἡ πίεση πού ὑπάρχει στό Β εἶναι:

$$P_B = P_{ατμ} + ε_α \cdot h_A + ε_ν \cdot h_N + ε_γ \cdot h \qquad (1)$$

Ἄν θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται στή σχέση (1), παίρνομε:

$$P_B = 1033{,}6 \frac{p}{cm^2} + 0{,}79 \frac{p}{cm^3} \cdot 4\,cm + 1 \frac{p}{cm^3} \cdot 6\,cm + 1{,}26 \frac{p}{cm^3} \cdot 8\,cm$$

$$P_B = 1033{,}6 \frac{p}{cm^2} + 3{,}16 \frac{p}{cm^2} + 6 \frac{p}{cm^2} + 10{,}08 \frac{p}{cm^2}$$

$$P_B = 1052{,}84 \frac{p}{cm^2}$$

20) *Τό ἐμβαδόν τοῦ μεγάλου ἐμβόλου ἑνός ὑδραυλικοῦ πιεστηρίου εἶναι $S_2 = 100$ cm^2, καί τοῦ μικροῦ του εἶναι $S_1 = 50$ cm^2. Ἄν πάνω στό μικρό ἔμβολο ἐξασκηθεῖ κάθετα μιά δύναμη $F_1 = 2$ kp πόση θά εἶναι ἡ δύναμη πού μπορεῖ νά ἐξασκεῖ τό μεγάλο ἔμβολο;*

Λύση.

Σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τοῦ Pascal, ἡ πίεση F_2/S_2 στό μεγάλο ἔμβολο εἶναι ἴση μέ τήν πίεση F_1/S_1, πού ἐξασκεῖται στό μικρό ἔμβολο. Δηλαδή:

$$\frac{F_2}{S_2} = \frac{F_1}{S_1} \qquad (1)$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

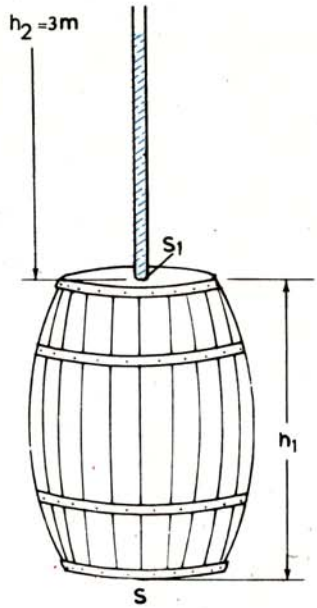
$$F_2 = F_1 \cdot \frac{S_2}{S_1} \qquad (2)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (2) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F_2 = F_1 \frac{S_2}{S_1} = 2\,kp \cdot \frac{100\,cm^2}{50\,cm^2} = \frac{2 \times 100}{50}\,kp$$

$$F_2 = 4\,kp$$

21) *Ἕνα βαρέλι ἔχει ἐμβαδόν βάσεως 0,5 m^2. Τό ὕψος τοῦ βαρελιοῦ εἶναι $h_1 = 1$ m. Γεμίζομε τελείως τό βαρέλι μέ νερό. Ζητεῖται νά ὑπολογισθεῖ ἡ δύναμη, πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα S (σχῆμα 1).*
Στή συνέχεια προσθέτομε ἕνα σωλήνα διατομῆς $S_1 = 5$ $cm^2 = 0{,}0005$ m^2, τόν ὁποῖο γεμίζομε μέ νερό μέχρι ὕψους $h_2 = 3$ m. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ νέα δύναμη πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα. Ἐπίσης νά συγκριθεῖ ἡ διαφορά τῶν δύο δυνάμεων μέ τό βάρος τοῦ νεροῦ πού προσθέσαμε στό σωλήνα.



Σχῆμα 1.

Λύση.

1) Ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα στήν πρώτη περίπτωση θά εἶναι:

$$F_1 = P_1 \cdot S = \epsilon \cdot h_1 \cdot S = 1000 \text{ kp/m}^3 \cdot 1 \text{ m} \cdot 0{,}5 \text{ m}^2 = 500 \text{ kp}$$

2) Ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα, ἀφοῦ προσθέσομε τό σωλήνα Σ καί τόν γεμίσομε μέ νερό θά εἶναι:

$$F_2 = P_2 \cdot S = \epsilon \cdot (h_1 + h_2) \cdot S = 1000 \text{ kp/m}^3 \cdot 4 \text{ m} \cdot 0{,}5 \text{ m}^2 = = 2000 \text{ kp}$$

Ἡ αὔξηση τῆς δυνάμεως, πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα εἶναι $F_2 - F_1 = 1500$ kp. Νά γιατί εἶναι δυνατό μέ τό λίγο νερό πού μποροῦμε νά βάλομε στό σωλήνα, νά κάνομε νά σπάσει τό βαρέλι καί νά χυθεῖ τό νερό.

3) Τό βάρος τοῦ νεροῦ, πού προσθέσαμε στό σωλήνα, θά εἶναι:

$$B = S_1 \cdot h_2 \cdot \epsilon = 0{,}0005 \text{ m}^2 \cdot 3 \text{ m} \cdot 1000 \text{ kp/m}^3 = 1{,}5 \text{ kp}$$

Παρατηροῦμε λοιπόν ὅτι προσθέτοντας βάρος 1,5 kp στό σωλήνα, αὐξάνομε τή δύναμη πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα τοῦ βαρελιοῦ κατά 1500 kp!

22) *Σέ ὑδραυλικό πιεστήριο τό μεγάλο ἔμβολο ἔχει διάμετρο 1 m καί τό μικρό 10 cm. Μέ τό πιεστήριο θέλομε νά ἀναπτύξομε δύναμη 1000 kp. Πόση δύναμη πρέπει νά ἐφαρμόσομε στό μικρό ἔμβολο; Πόση εἶναι ἡ πίεση μέσα στό πιεστήριο;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{S_1}{S_2} \qquad (1).$$

ὅπου: S_1 τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας τοῦ μικροῦ ἐμβόλου,
S_2 τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας τοῦ μεγάλου ἐμβόλου,
F_1 ἡ δύναμη πού ἐξασκοῦμε κάθετα στό μικρό ἔμβολο,
F_2 ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖται κάθετα στό μεγάλο ἔμβολο.

Ἐπίσης ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$S_1 = \frac{\pi \cdot \delta_1^2}{4} \tag{2}$$

$$S_2 = \frac{\pi \cdot \delta_2^2}{4} \tag{3}$$

ὅπου: δ_1, δ_2 οἱ διάμετροι τοῦ μικροῦ καί τοῦ μεγάλου ἐμβόλου ἀντίστοιχα.
Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) παίρνομε:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{\dfrac{\pi \cdot \delta_1^2}{4}}{\dfrac{\pi \cdot \delta_2^2}{4}} \qquad \frac{F_1}{F_2} = \frac{\delta_1^2}{\delta_2^2}$$

$$F_1 = F_2 \cdot \frac{\delta_1^2}{\delta_2^2} \tag{4}$$

Ἄν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F_1 = 1000\,\text{kp} \cdot \frac{(10\,\text{cm})^2}{(100\,\text{cm})^2} = 1000 \quad \frac{100}{10.000} \quad \frac{\text{kp} \cdot \text{cm}^2}{\text{cm}^2}$$

$$F_1 = 10\ \text{kp}$$

Ἡ πίεση P μέσα στό πιεστήριο δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P = \frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{\dfrac{\pi \cdot \delta_1^2}{4}} = \frac{4 \cdot F_1}{\pi \cdot \delta_1^2}$$

$$P = \frac{4 \cdot F_1}{\pi \cdot \delta_1^2} \tag{5}$$

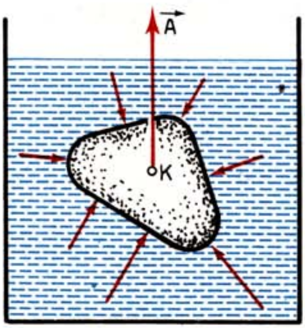
Ἄν στή σχέση (5) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$P = \frac{4 \cdot 10\,\text{kp}}{3{,}14 \cdot 10^2 \cdot \text{cm}^2} = \frac{40}{3{,}14 \cdot 100} \cdot \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2}$$

$$P = 0{,}127\ \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2}$$

1.16 Ἄνωση. Ἀρχή (νόμος) τοῦ Ἀρχιμήδη (γιά τά ὑγρά).

Ὅταν ἕνα στερεό σῶμα εἶναι ὁλόκληρο ἤ μέρος του βυθισμένο μέσα σέ ὑγρό πού ἰσορροπεῖ, τότε σέ κάθε πολύ μικρό τμῆμα (σημεῖο) τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος, τό ὁποῖο εἶναι σέ ἐπαφή μέ τό ὑγρό, ἐξασκεῖται ἀπό τό ὑγρό μιά κάθετη δύναμη (σχ. 1.16α).



Σχ. 1.16α.

Ἄνωση ἑνός σώματος πού εἶναι ὁλόκληρο ἤ μέρος ἀπό αὐτό βυθισμένο μέσα σέ ὑγρό πού ἰσορροπεῖ, ὀνομάζεται ἡ συνισταμένη $\vec{A}$ ὅλων τῶν δυνάμων πού ἐξασκεῖ τό ὑγρό πάνω στό σῶμα.

Κέντρο ἀνώσεως ἑνός σώματος ὀνομάζεται τό σημεῖο ἐφαρμογῆς τῆς ἀνώσεως τοῦ σώματος καί συμπίπτει μέ τό κέντρο βάρους τοῦ ὑγροῦ πού ***ἐκτοπίζεται*** ἀπό τό σῶμα.

Τό κέντρο ἀνώσεως συμπίπτει μέ τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος ***μόνο*** ὅταν τό σῶμα εἶναι ὁμοιογενές καί βυθισμένο ὁλόκληρο στό ὑγρό.

Χαρακτηριστικά τῆς ἀνώσεως:

- Σημεῖο ἐφαρμογῆς: συμπίπτει μέ τό κέντρο βάρους τοῦ ὑγροῦ πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα.
- Διεύθυνση: κατακόρυφη.
- Φορά: ἀπό κάτω πρός τά ἐπάνω.
- Μέτρο: τό μέτρο τῆς ἀνώσεως εἶναι ἴσο μέ τό μέτρο τοῦ βάρους τοῦ ὑγροῦ πού ***ἐκτοπίζεται*** ἀπό τό σῶμα.

Ἡ ἀρχή (νόμος) τοῦ Ἀρχιμήδη ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἡ ἄνωση $\vec{A}$, πού ἐξασκεῖται σέ κάθε σῶμα βυθισμένο, ὁλόκληρο ἤ μέρος του, μέσα σέ ὑγρό πού ἰσορροπεῖ εἶναι δύναμη κατακόρυφη, μέ φορά ἀπό κάτω πρός τά ἐπάνω, μέ μέτρο ἴσο μέ τό μέτρο τοῦ βάρους $\vec{B}$

τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ καί μέ σημεῖο ἐφαρμογῆς τό κέντρο βάρους τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ.

Δηλαδή:

$$\vec{A} = -\vec{B}'$$

$$\boxed{A = B'} \tag{1}$$

Ἐάν ὁ ὄγκος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ εἶναι V καί τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ εἶναι ϵ, τότε ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A = B' = \epsilon . V \quad \text{καί}$$

$A = \epsilon . V$	Ἀρχή τοῦ Ἀρχιμήδη

Σημείωση.

Πρέπει νά μή μᾶς διαφεύγει ὅτι τό $\vec{B}'$ εἶναι τό βάρος τοῦ ὑγροῦ πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα.

Ἡ ἀρχική διατύπωση τῆς ἀρχῆς τοῦ Ἀρχιμήδη ἦταν ἡ ἑξῆς:

Κάθε σῶμα πού βυθίζεται σέ ὑγρό χάνει ἀπό τό βάρος του, βάρος ἴσο μέ τό βάρος τοῦ ὑγροῦ πού ἐκτοπίζει.

Ἡ διατύπωση αὐτή ὀφείλεται στό ἑξῆς:

Ὅταν ζυγίζομε ἕνα σῶμα πού εἶναι βυθισμένο μέσα σέ ἕνα ὑγρό, τό βρίσκομε ἐλαφρότερο ἀπό ὅ,τι ὅταν τό ζυγίζομε μέσα στόν ἀέρα καί μάλιστα τόσο ἐλαφρότερο, ὅσο εἶναι τό βάρος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ.

Εἶναι σφάλμα νά λέμε ὅτι ἕνα σῶμα χάνει βάρος ὅταν εἶναι βυθισμένο μέσα σέ ὑγρό, γιατί τό βάρος ἑνός σώματος εἶναι σταθερό εἴτε τό σῶμα βρίσκεται μέσα σέ ὁποιοδήποτε ὑγρό εἴτε μέσα στόν ἀέρα.

Ἕνα σῶμα φαίνεται ἐλαφρότερο ὅταν εἶναι βυθισμένο μέσα σέ ἕνα ὑγρό, γιατί τό ὑγρό ἀσκεῖ σέ αὐτό τήν ἄνωση πού ἔχει φορά ἀντίθετη τῆς φορᾶς τοῦ βάρους τοῦ σώματος (ἡ ἄνωση σπρώχνει τό σῶμα πρός τά ἐπάνω).

Θεωρητική ἀπόδειξη τῆς ἀρχῆς τοῦ Ἀρχιμήδη (ὑπολογισμός τῆς ἀνώσεως).

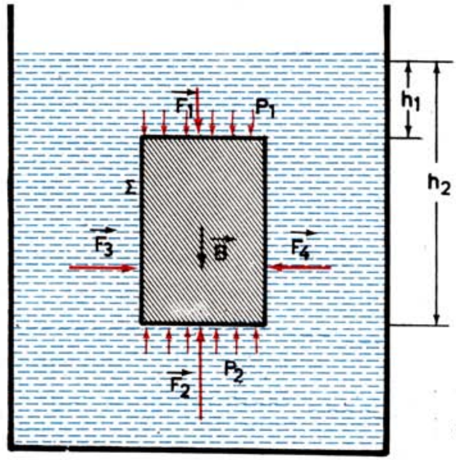
Τό σῶμα Σ τό ὁποῖο ἔχει σχῆμα πρίσματος (σχ. 1.16β), βρίσκεται βυθισμένο μέσα σέ ὑγρό εἰδικοῦ βάρους ϵ.

Οἱ δυνάμεις $\vec{F}_3$ καί $\vec{F}_4$ τίς ὁποῖες ἀσκεῖ τό ὑγρό στίς παράπλευρες ἐπιφάνειες τοῦ σώματος ἀλληλοαναιροῦνται.

Ἡ δύναμη $\vec{F}_1$ τήν ὁποία ἐξασκεῖ τό ὑγρό στήν πάνω βάση τοῦ σώματος (πού εἶναι ὁριζόντια) εἶναι κατακόρυφη πρός τά κάτω καί ἔχει μέτρο:

$$F_1 = P_1 . S = \epsilon . h_1 . S \tag{1}$$

ὅπου: P_1 ἡ ὑδροστατική πίεση στήν ἐπάνω βάση τοῦ σώματος,
S τό ἐμβαδόν τῆς ἐπάνω βάσεως τοῦ σώματος,
ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ,



Σχ. 1.16β.

h_1 ἡ ἀπόσταση τῆς ἐπάνω βάσεως τοῦ σώματος ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

Ἡ δύναμη $\vec{F}_2$ τήν ὁποία ἀσκεῖ τό ὑγρό στήν κάτω βάση τοῦ σώματος (πού εἶναι ὁριζόντια) εἶναι κατακόρυφη πρός τά ἐπάνω καί ἔχει μέτρο:

$$F_2 = P_2 \,.\, S = \epsilon \,.\, h_2 \,.\, S \tag{2}$$

ὅπου: P_2 ἡ ὑδροστατική πίεση στήν κάτω βάση τοῦ σώματος,
h_2 ἡ ἀπόσταση τῆς κάτω βάσεως τοῦ σώματος ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

Ἐπειδή οἱ δυνάμεις $\vec{F}_1$ καί $\vec{F}_2$ βρίσκονται ἐπάνω στήν ἴδια κατακόρυφο καί ἔχουν φορά ἀντίθετη, ἡ συνισταμένη τους, δηλαδή ἡ ἄνωση τοῦ σώματος, θά ἔχει μέτρο:

$$A = F_2 - F_1 \tag{3}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) προκύπτει ἡ σχέση:

$$A = F_2 - F_1 = \epsilon .\, h_2 \,.\, S - \epsilon \,.\, h_1 \,.\, S = \epsilon \,.\, S\,(h_2 - h_1) \quad \text{καί}$$

$$A = \epsilon \,.\, h \,.\, S \tag{4}$$

ὅπου: $h = (h_2 - h_1)$ τό ὕψος τοῦ πρισματικοῦ σώματος.

Ὁ ὄγκος V τοῦ σώματος, ἑπομένως καί ὁ ὄγκος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ, εἶναι:

$$V = h \,.\, S \tag{5}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (4) καί (5) προκύπτει ἡ σχέση:

$$A = \epsilon \,.\, V \tag{6}$$

Τό βάρος B' τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ εἶναι:

$$B' = \epsilon \,.\, V \qquad (7)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (6) καί (7) προκύπτει ἡ σχέση:

$$A = B' \qquad (8)$$

Ἀπό τή σχέση (8) προκύπτει ὅτι τό μέτρο τῆς ἀνώσεως εἶναι ἴσο μέ τό βάρος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ.

Ὥστε:

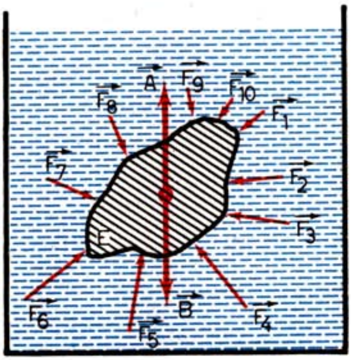
1) Ἡ διεύθυνση τῆς ἀνώσεως εἶναι κατακόρυφη (ἀφοῦ ἡ ἄνωση εἶναι ἡ συνισταμένη τῶν $\vec{F}_1$ καί $\vec{F}_2$ πού εἶναι κατακόρυφες).

2) Ἡ φορά τῆς ἀνώσεως εἶναι ἀπό κάτω πρός τά ἐπάνω [ἀφοῦ ἡ δύναμη $\vec{F}_2$ πού εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν $\vec{F}_1$ ($\epsilon \,.\, h_2 . S > \epsilon \,.\, h_1 \,.\, S$) ἔχει φορά ἀπό κάτω πρός τά ἐπάνω].

3) Τό μέτρο τῆς ἀνώσεως εἶναι ἴσο μέ τό μέτρο τοῦ βάρους τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ (σχέση 8).

Γενικότερη ἀπόδειξη τῆς ἀρχῆς τοῦ Ἀρχιμήδη.

Θεωροῦμε μιά κλειστή ἐπιφάνεια Ε μέσα στό ὑγρό (σχ. 1.16γ). Τό



Σχ. 1.16γ.

βάρος $\vec{B}$ τῆς μάζας τοῦ ὑγροῦ πού περικλείεται μέσα στήν ἐπιφάνεια Ε, ἰσορροπεῖται ἀπό τή συνισταμένη τῶν δυνάμεων $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$... οἱ ὁποῖες ἐξασκοῦνται στήν ἐπιφάνεια Ε ἀπό τό ὑγρό πού τήν περιβάλλει. Δηλαδή ἰσορροπεῖται ἀπό τήν ἄνωσή του $\vec{A}$. Δηλαδή:

$$\vec{A} = -\vec{B} \qquad \text{καί} \qquad A = B = V \,.\, \epsilon$$

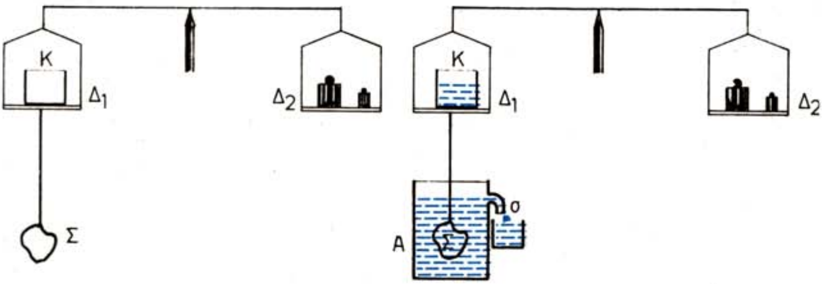
ὅπου: V ὁ ὄγκος τῆς μάζας τοῦ ὑγροῦ πού περικλείεται ἀπό τήν Ε,
ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

῾Η συνισταμένη τῶν $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$..., δηλαδή ἡ ἄνωση $\vec{A}$ πού ἀσκεῖται στήν ἐπιφάνεια Ε, δέν ἀλλάζει, ὁποιοδήποτε σῶμα καί ἄν περικλείεται μέσα της. ῾Επομένως σέ κάθε σῶμα τοῦ ἴδιου ὄγκου V ἐξασκεῖται ἡ ἴδια ἄνωση $\vec{A}$:

$$\boxed{A = V \cdot \epsilon}$$

Πειραματική ἀπόδειξη τῆς ἀρχῆς τοῦ ᾿Αρχιμήδη.

᾿Από τό δίσκο Δ_1 τοῦ ζυγοῦ (σχ. 1.16δ) κρεμᾶμε τό σῶμα Σ. Στό δίσκο Δ_1 τοποθετοῦμε τό ἄδειο δοχεῖο Κ καί ὁριζοντιώνομε τή φάλαγγα μέ κατάλληλα σταθμά πού τοποθετοῦμε στό δίσκο Δ_2.



Σχ. 1.16δ.

Κάτω ἀπό τό δίσκο Δ_1 φέρομε δοχεῖο Α γεμάτο ἀπό ὑγρό μέχρι τό σωλήνα ἐκροῆς σ μέ τέτοιο τρόπο, ὥστε τό Σ νά βυθιστεῖ μέσα στό ὑγρό καί μαζεύομε τό ὑγρό πού χύθηκε.

Παρατηροῦμε ὅτι ἡ φάλαγγα κλίνει πρός τό μέρος τῶν σταθμῶν, ὅτι δηλαδή τό Σ δέχεται ἄνωση.

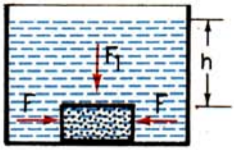
῎Αν ρίξομε τό ὑγρό πού χύθηκε ἀπό τό δοχεῖο Α στό δοχεῖο Κ, ἡ ἰσορροπία τῆς φάλαγγας γίνεται ὁριζόντια, δηλαδή ἡ ἄνωση εἶναι ἴση μέ τό βάρος τοῦ ὑγροῦ πού ἐκτοπίσθηκε.

Συνθήκη ἰσχύος τῆς ἀρχῆς τοῦ ᾿Αρχιμήδη.

῾Η συνθήκη ἰσχύος τῆς ἀρχῆς τοῦ ᾿Αρχιμήδη ὁρίζει τά ἑξῆς: ῾Η ἀρχή τοῦ ᾿Αρχιμήδη ***ἰσχύει μόνο ὅταν ὅλη ἡ ἐπιφάνεια τοῦ βυθισμένου τμήματος τοῦ σώματος εἶναι σ᾿ ἐπαφή μέ τό ὑγρό.***

῾Ο κύλινδρος ἀπό φελλό (σχ. 1.16ε) τοῦ ὁποίου ἡ βάση ἀκουμπάει πάνω στή βάση τοῦ δοχείου πού περιέχει νερό, παραμένει μέσα στό νερό. ῾Ο κύλινδρος ὄχι μόνο δέν δέχεται ἄνωση, ἀλλά σπρώχνεται πρός τόν πυθμένα μέ μιά δύναμη $\vec{F}_1$ τήν ὁποία ἀσκεῖ τό νερό στήν ἐπάνω βάση τοῦ κυλίνδρου (οἱ δυνάμεις $\vec{F}$, $\vec{F}$ τίς ὁποῖες ἐξασκεῖ τό νερό στήν πλευρική ἐπιφάνεια τοῦ κυλίνδρου ἀλληλοαναιροῦνται).

$$F_1 = \epsilon_u \cdot S \cdot h$$



Σχ. 1.16ε.

ὅπου: ϵ_u τό εἰδικό βάρος τοῦ νεροῦ,
S τό ἐμβαδόν τῆς βάσεως τοῦ κυλίνδρου,
h ἡ κατακόρυφη ἀπόσταση τῆς ἐπάνω βάσεως τοῦ κυλίνδρου ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ.

Ἐάν ὁ κύλινδρος μετακινηθεῖ λίγο ἀπό τή θέση του ἔτσι, ὥστε νά μπεῖ νερό μεταξύ τῆς κάτω βάσεώς του καί τῆς βάσεως τοῦ δοχείου, τότε ἐμφανίζεται ἡ ἄνωση, ἡ ὁποία, ἐπειδή εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τό βάρος τοῦ κυλίνδρου, προκαλεῖ τήν ἄνοδό του.

Ἀντίστροφο τῆς ἀρχῆς τοῦ Ἀρχιμήδη.

Ἐφ' ὅσον ἕνα στερεό σῶμα, βυθισμένο ὁλόκληρο ἤ μέρος του μέσα σέ ὑγρό πού ἰσορροπεῖ, δέχεται ἀπό τό ὑγρό ἄνωση, πρέπει σύμφωνα μέ τό ἀξίωμα δράσεως καί ἀντιδράσεως νά ἐξασκεῖ καί τό σῶμα πάνω στό ὑγρό μία δύναμη ἀντίθετη μέ τήν ἄνωσή του. Δηλαδή ἰσχύει τό ἀντίστροφο τῆς ἀρχῆς τοῦ Ἀρχιμήδη, τό ὁποῖο ὁρίζει τά ἑξῆς:

Κάθε σῶμα, βυθισμένο ὁλόκληρο ἤ μέρος του μέσα σέ ὑγρό πού ἰσορροπεῖ, ἐξασκεῖ στό ὑγρό μιά κατακόρυφη δύναμη $\vec{F}$. Ἡ δύναμη $\vec{F}$ ἔχει φορά πρός τά κάτω καί μέτρο F ἴσο μέ τό μέτρο A τῆς ἀνώσεως A πού δέχεται τό σῶμα ἀπό τό ὑγρό. Δηλαδή:

$$\vec{F} = -\vec{A}$$

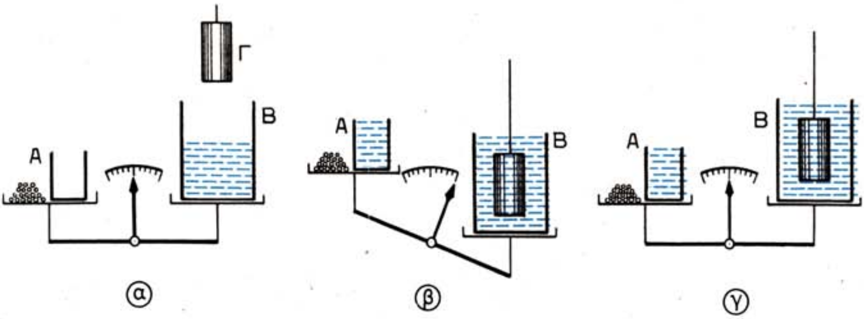
$$F = A = \epsilon_u \, . \, V = B$$

ὅπου: ϵ_u τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ,
V ὁ ὄγκος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ,
B τό βάρος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ.

Πειραματική ἀπόδειξη.

Ἡ φάλαγγα τοῦ ζυγοῦ βρίσκεται σέ ὁριζόντια θέση [σχ. 1.16στ(α)].

Ἐάν βυθίσομε μέσα στό ὑγρό τοῦ δοχείου B [σχ. 1.16στ(β)] τό σῶμα Γ χωρίς αὐτό νά ἀκουμπάει στά τοιχώματα τοῦ δοχείου, τότε θά παρατηρήσομε ὅτι ἡ ἰσορροπία τοῦ ζυγοῦ καταστρέφεται καί ἡ φάλαγγα κλίνει πρός τό μέρος τοῦ δοχείου B. Αὐτό δείχνει ὅτι τό σῶμα ἐξασκεῖ δύναμη στό ὑγρό, ἡ ὁποία μεταδίδεται στό ὑποστήριγμα τοῦ δοχείου.

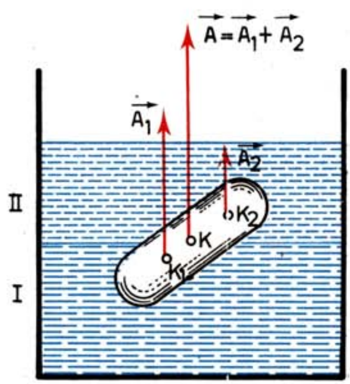


Σχ. 1.16στ.

Ἄν στό κενό δοχεῖο Α [σχ. 1.16στ(γ)] βάλομε ὑγρό πού ἔχει ὄγκο ἀκριβῶς ἴσο μέ τόν ὄγκο τοῦ σώματος Γ, θά παρατηρήσομε ὅτι ὁ ζυγός ἀποκτᾶ καί πάλι τήν ἰσορροπία του.

Αὐτό δείχνει ὅτι τό ὑγρό τοῦ δοχείου Β δέχεται ἀπό τό βυθισμένο σῶμα Γ δύναμη ἴση μέ τό βάρος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ.

Ἄνωση ἡ ὁποία ἐξασκεῖται σ' ἕνα σῶμα τό ὁποῖο βρίσκεται σέ δύο ὑγρά τά ὁποῖα δέν ἀναμιγνύονται.



Σχ. 1.16ζ.

Ἀποδεικνύεται ὅτι:

Ἡ ὁλική ἄνωση $\vec{A}$, πού ἀσκεῖται ἀπό δύο μή ἀναμιγνυόμενα ὑγρά (σχ. 1.16ζ) πάνω σ' ἕνα σῶμα τό ὁποῖο εἶναι βυθισμένο μέσα σ' αὐτά, εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν ἀνώσεων $\vec{A}_1$ καί $\vec{A}_2$ πού ἐξασκεῖ κάθε ὑγρό πάνω στό σῶμα. Δηλαδή:

$$\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$$
$$A = A_1 + A_2$$
$$A = B_1 + B_2$$
$$A = \epsilon_1 \,.\, V_1 + \epsilon_2 \,.\, V_2$$

ὅπου: A_1 ἡ ἄνωση πού ἀσκεῖ στό σῶμα τό ὑγρό I,
A_2 ἡ ἄνωση πού ἀσκεῖ στό σῶμα τό ὑγρό II,
B_1 τό βάρος τοῦ ὑγροῦ I πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα,
B_2 τό βάρος τοῦ ὑγροῦ II πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα,
ϵ_1 τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ I,
ϵ_2 τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ II,
V_1 ὁ ὄγκος τοῦ τμήματος τοῦ σώματος πού εἶναι βυθισμένο μέσα στό ὑγρό I,
V_2 ὁ ὄγκος τοῦ τμήματος τοῦ σώματος πού εἶναι βυθισμένο μέσα στό ὑγρό II (δηλαδή οἱ V_1 καί V_2 εἶναι οἱ ὄγκοι τῶν τμημάτων στά ὁποῖα διαιρεῖται τό σῶμα ἀπό τό ἐπίπεδο τῆς διαχωριστικῆς ἐπιφάνειας τῶν δύο ὑγρῶν).

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

23) *Μέσα σέ ἕνα ὑγρό καί σέ διάφορα βάθη κρεμᾶμε ἕνα σιδερένιο κύλινδρο πού ἔχει ὄγκο 25 cm^3, μιά χάλκινη σφαίρα πού ἔχει ὄγκο 25 cm^3 καί μία νικέλινη ράβδο πού ἔχει ὄγκο 25 cm^3. Πόση ἄνωση ἐξασκεῖται σέ κάθε ἕνα ἀπό αὐτά τά σώματα, ἄν τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ εἶναι $\epsilon_u = 1\ p/cm^3$ καί τό ἴδιο σέ ὅλη τήν ἔκταση;*

Λύση.

Ἡ ἄνωση A_K πού ἐξασκεῖται στό σιδερένιο κύλινδρο εἶναι:

$$A_K = V_u \cdot \epsilon_u \tag{1}$$

ὅπου: V_u ὁ ὄγκος τοῦ ὑγροῦ πού ἐκτοπίζεται ἀπό τόν κύλινδρο καί ὁ ὁποῖος βέβαια εἶναι ἴσος μέ τόν ὄγκο τοῦ κυλίνδρου, δηλαδή $V_u = V_K = 25\ cm^3$.
ϵ_u τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, παίρνομε:

$$A_K = V_u \cdot \epsilon_u = V_K \cdot \epsilon_u = 25\ cm^3 \cdot 1\ p/cm^3$$

$$A_K = 25\ p$$

Ἡ ἄνωση A_σ πού ἐξασκεῖται στή χάλκινη σφαίρα εἶναι:

$$A_\sigma = V_u \cdot \epsilon_u = V_\sigma \cdot \epsilon_u = 25\ cm^3 \cdot 1\ p/cm^3$$

$$A_\sigma = 25\ p$$

Ἡ ἄνωση A_ρ πού ἐξασκεῖται στή νικελένια ράβδο εἶναι:

$$A_\rho = V_u \cdot \epsilon_u = V_\rho \cdot \epsilon_u = 25\ cm^3 \cdot 1\ p/cm^3$$

$$A_\rho = 25\ p$$

24) *Μία σιδερένια σφαίρα πού ἔχει ὄγκο 25 cm^3 τήν κρεμᾶμε διαδοχικά μέσα σέ δύο ὑγρά πού ἔχουν εἰδικά βάρη $\epsilon_1 = 1\ p/cm^3$ καί $\epsilon_2 = 2\ p/cm^3$ ἀντίστοιχα. Πόση ἄνωση ἐξασκεῖται στή σφαίρα ὅταν εἶναι βυθισμένη μέσα στό πρῶτο ὑγρό καί πόση ὅταν εἶναι στό δεύτερο;*

Λύση.

Ἡ ἄνωση A_1 πού ἐξασκεῖται στή σφαίρα ὅταν εἶναι βυθισμένη μέσα στό πρῶτο ὑγρό εἶναι:

$$A_1 = V_{υγ} \cdot ϵ_1 \qquad (1)$$

ὅπου: $V_{υγ}$ εἶναι ὁ ὄγκος τοῦ ὑγροῦ, πού ἐκτοπίζει ἡ σφαίρα. Ὁ ὄγκος αὐτός εἶναι ἴσος μέ τόν ὄγκο τῆς σφαίρας. Δηλαδή: $V_{υγ} = V_σ$.
$ϵ_1$ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$A_1 = V_{υγ} \cdot ϵ_1 = V_σ \cdot ϵ_1 = 25\ cm^3 \cdot 1\ p/cm^3 = 25\ p$$

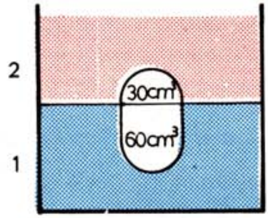
$$A_1 = 25\ p$$

Ἡ ἄνωση A_2 πού ἐξασκεῖται στή σφαίρα ὅταν εἶναι βυθισμένη μέσα στό δεύτερο ὑγρό εἶναι:

$$A_2 = V_{υγ} \cdot ϵ_2 = V_{σφ} \cdot ϵ_2 = 25\ cm^3 \cdot 2\ p/cm^3 = 50\ p$$

$$A_2 = 50\ p$$

25) *Ἕνα σῶμα ἔχει ὄγκο 90 cm^3 καί εἶναι βυθισμένο μέσα σέ δύο ὑγρά μέ εἰδικά βάρη $ϵ_1 = 2\ p/cm^3$ καί $ϵ_2 = 1\ p/cm^3$ ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 1. Πόση ἄνωση ἐξασκεῖται στό σῶμα αὐτό, ἄν τά 60 cm^3 τοῦ ὄγκου του εἶναι βυθισμένα στό ὑγρό (1), ἐνῶ τά ὑπόλοιπα 30 cm^3 στό ὑγρό (2);*



Σχῆμα 1.

Λύση.

Ἡ ἄνωση A πού ἐξασκεῖται στό σῶμα εἶναι:

$$A = A_1 + A_2 \qquad (1)$$

ὅπου: A_1 ἡ ἄνωση πού ἐξασκεῖ στό σῶμα τό ὑγρό (1),
A_2 ἡ ἄνωση πού ἐξασκεῖ σ' αὐτό τό ὑγρό (2).

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$A_1 = V_1 \cdot ϵ_1 \qquad (2)$$

$$A_2 = V_2 \cdot ϵ_2 \qquad (3)$$

ὅπου: V_1 ὁ ὄγκος τοῦ ὑγροῦ (1) πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα, δηλαδή $V_1 = 60\ cm^3$,
V_2 ὁ ὄγκος τοῦ ὑγροῦ (2) πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα, δηλαδή $V_2 = 30\ cm^3$.

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) παίρνομε:

$$A = V_1 \cdot ϵ_1 + V_2 \cdot ϵ_2 \qquad (4)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (4) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$A = 60\ cm^3 \cdot 2\ p/cm^3 + 30\ cm^3 \cdot 1\ p/cm^3 = 60 \cdot 2\ p + 30 \cdot 1\ p$$

$$A = 150\ p$$

26) *Ένα σῶμα ἔχει ὄγκο 90 cm^3 καί ἐπιπλέει σέ ὑγρό πού ἔχει εἰδικό βάρος 2 p/cm^3. Πόση ἄνωση ἐξασκεῖται στό σῶμα, ἄν ὁ ὄγκος τοῦ σώματος πού βρίσκεται μέσα στό ὑγρό εἶναι 60 cm^3;*

Λύση.

Ἡ ἄνωση Α πού ἐξασκεῖται στό σῶμα εἶναι:

$$A = V_u \cdot \epsilon_u \qquad (1)$$

ὅπου: V_u ὁ ὄγκος τοῦ ὑγροῦ πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα καί ὁ ὁποῖος εἶναι 60 cm^3.
ϵ_u τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$A = V_u \cdot \epsilon_u = 60\ cm^3 \cdot 2\ p/cm^3 = 120\ p$$

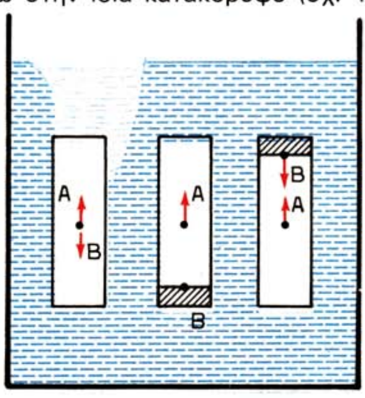
$$A = 120\ p$$

1.17 Ἰσορροπία στερεοῦ σώματος βυθισμένου μέσα σέ ὑγρό (συνέπειες τῆς ἀρχῆς τοῦ Ἀρχιμήδη).

Διακρίνομε δύο περιπτώσεις:
- Ὅταν ὁλόκληρο τό σῶμα εἶναι βυθισμένο μέσα στό ὑγρό καί
- ὅταν μέρος μόνο τοῦ σώματος εἶναι βυθισμένο στό ὑγρό (πλεύση).

Α. Ὅταν ὁλόκληρο τό σῶμα εἶναι βυθισμένο μέσα στό ὑγρό.

Ὅταν ἕνα στερεό σῶμα εἶναι βυθισμένο μέσα σ' ἕνα ὑγρό, τότε ἐξασκοῦνται σέ αὐτό δύο δυνάμεις: τό βάρος του $\vec{B}$ καί ἡ ἄνωσή του $\vec{A}$. Κάτω ἀπό τήν ἐπίδραση τῶν δυνάμεων $\vec{A}$ καί $\vec{B}$ τό σῶμα προσανατολίζεται ἔτσι, ὥστε τό κέντρο βάρους του καί τό κέντρο τῆς ἀνώσεώς του νά βρίσκονται πάνω στήν ἴδια κατακόρυφο (σχ. 1.17α).



Σχ. 1.17α.

῾Η κίνηση ἑνός σώματος πού εἶναι βυθισμένο μέσα σέ ἕνα ὑγρό ὅταν ἀφεθεῖ ἐλεύθερο ἐξαρτᾶται ἀπό ***τή συνισταμένη τῶν δυνάμεων*** $\vec{A}$ ***καί*** $\vec{B}$.

Διακρίνομε τίς ἑξῆς περιπτώσεις:

1) Ὅταν ἡ ἄνωση $\vec{A}$ τοῦ σώματος εἶναι ***ἀντίθετη*** ἀπό τό βάρος τοῦ $\vec{B}$, δηλαδή ὅταν:

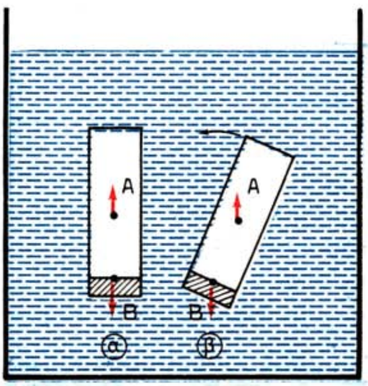
$$\vec{A} = -\vec{B}$$
$$A = B \qquad (1)$$

τότε ἡ συνισταμένη τους εἶναι:

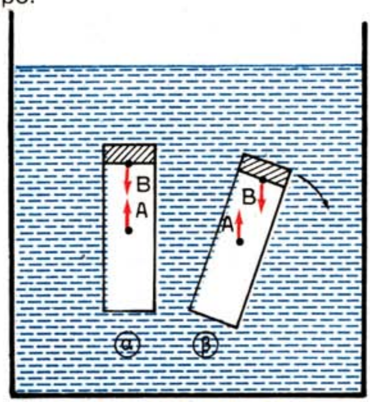
$$F = B - A = 0$$

$$\boxed{F = 0}$$

Δηλαδή στήν περίπτωση αὐτή ἡ συνισταμένη τῶν δυνάμεων πού ἀσκοῦνται στό σῶμα εἶναι μηδέν καί ἑπομένως τό σῶμα θά ἰσορροπεῖ σέ ὁποιανδήποτε θέση μέσα στό ὑγρό.



Σχ. 1.17β.



Σχ. 1.17γ.

Διακρίνομε τά ἑξῆς εἴδη ἰσορροπίας:

α) Ἄν τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος βρίσκεται ***κάτω*** [σχ. 1.17β(α)] ἀπό τό κέντρο τῆς ἀνώσεώς του, τότε ἡ ἰσορροπία τοῦ σώματος ***εἶναι σταθερή*** (εὐσταθής), γιατί κατά μία μικρή μετατόπισή του ἐμφανίζεται πάνω σ᾽ αὐτό ζεῦγος ἐπαναφορᾶς [σχ. 1.17β(β)].

β) Ἄν τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος βρίσκεται ***πάνω*** [σχ. 1.17γ(α)] ἀπό τό κέντρο τῆς ἀνώσεώς του, τότε ἡ ἰσορροπία τοῦ σώματος ***δέν εἶναι σταθερή*** (ἀσταθής), γιατί κατά μία μικρή μετατόπισή του ἐμφανίζεται πάνω σ' αὐτό ζεῦγος ἀνατροπῆς [σχ. 1.17γ(β)].

γ) Ἄν τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος ***συμπίπτει*** μέ τό κέντρο ἀνώσεως, τότε ἡ ἰσορροπία τοῦ σώματος εἶναι ***ἀδιάφορη.***

2) Ὅταν τό μέτρο Α τῆς ἀνώσεως $\vec{A}$ τοῦ σώματος εἶναι ***μικρότερο*** ἀπό τό μέτρο Β τοῦ βάρους του $\vec{B}$ (βέβαια βρίσκονται στήν ἴδια κατακόρυφο καί ἔχουν ἀντίθετη φορά) δηλαδή ὅταν:

$$B > A$$

τότε ἡ συνισταμένη τους $\vec{F}$ εἶναι:

$$\vec{F} = \vec{B} - \vec{A}$$

$$\boxed{F = B - A = \text{σταθερό} \neq 0} \qquad (1)$$

Δηλαδή στήν περίπτωση αὐτή ἡ συνισταμένη $\vec{F}$ τῶν δυνάμεων πού ἀσκοῦνται στό σῶμα εἶναι κατακόρυφη, ἔχει φορά πρός τά κάτω καί μέτρο σταθερό. Ἑπομένως τό σῶμα βυθίζεται μέ σταθερή ἐπιτάχυνση $\vec{\gamma}$, ἐάν τό ὑγρό δέν προβάλλει ἄλλη ἀντίσταση.

3) Ὅταν τό μέτρο Α τῆς ἀνώσεως $\vec{A}$ τοῦ σώματος εἶναι ***μεγαλύτερο*** ἀπό τό μέτρο Β τοῦ βάρους του $\vec{B}$ (βέβαια οἱ $\vec{A}$ καί $\vec{B}$ βρίσκονται στήν ἴδια κατακόρυφο καί ἔχουν ἀντίθετη φορά), δηλαδή ὅταν:

$$B < A$$

τότε ἡ συνισταμένη τους $\vec{F}$ εἶναι:

$$\vec{F} = \vec{A} - \vec{B}$$

$$\boxed{F = A - B = \text{σταθερό} \neq 0} \qquad (1)$$

Δηλαδή στήν περίπτωση αὐτή ἡ συνισταμένη $\vec{F}$ τῶν δυνάμεων $\vec{A}$ καί $\vec{B}$ πού ἀσκοῦνται στό σῶμα εἶναι κατακόρυφη, ἔχει φορά πρός τά πάνω καί μέτρο σταθερό.

Τό σῶμα ἀνεβαίνει μέσα στό ὑγρό μέ τήν ἐπίδραση τῆς συνισταμένης $F = A - B$, ὥσπου νά φθάσει στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ. Τότε ἕνα μέρος ἀπό τόν ὄγκο τοῦ σώματος βγαίνει ἔξω ἀπό τό ὑγρό, καί ἔτσι ἡ ἄνωση $\vec{A}$ ἐλαττώνεται καί γίνεται ***ἀντίθετη*** τοῦ βάρους $\vec{B}$ τοῦ σώματος, ὁπότε τό στερεό σῶμα ἐπιπλέει στό ὑγρό.

Β. Ὅταν μέρος μόνο τοῦ σώματος εἶναι βυθισμένο στό ὑγρό (πλεύση).

Ἐάν μέρος μόνο τοῦ σώματος εἶναι βυθισμένο μέσα στό ὑγρό καί τό σῶμα ἰσορροπεῖ, τότε λέμε ὅτι τό σῶμα ἐπιπλέει.

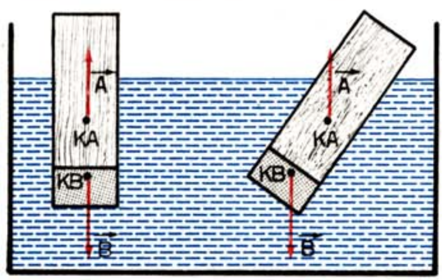
Ἕνα σῶμα ἐπιπλέει ὅταν:

— Τό μέτρο A τῆς ἀνώσεως $\vec{A}$ τοῦ σώματος εἶναι ἴσο μέ τό μέτρο B τοῦ βάρους του $\vec{B}$ καί
— τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος καί τό κέντρο τῆς ἀνώσεώς του βρίσκονται στήν ἴδια κατακόρυφο.

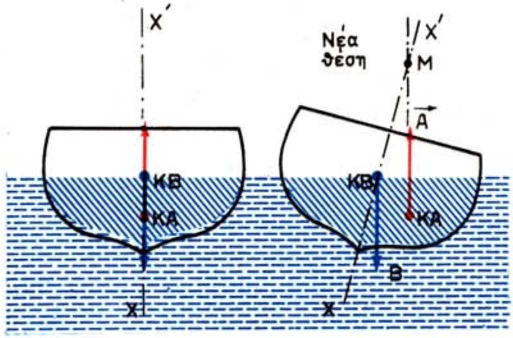
Περιπτώσεις ἰσορροπίας σώματος πού ἐπιπλέει.

1) Ὅταν τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος εἶναι κάτω ἀπό τό κέντρο ἀνώσεώς του, τότε ἡ ἰσορροπία τοῦ σώματος εἶναι πάντα εὐσταθής (σχ. 1.17δ).

Πράγματι, ἄν τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος εἶναι κάτω ἀπό τό κέντρο ἀνώσεως καί ἐκτρέψομε τό σῶμα λίγο ἀπό τή θέση ἰσορροπίας του, τότε οἱ δύο δυνάμεις $\vec{A}$ καί $\vec{B}$ σχηματίζουν ζεῦγος πού ἐπαναφέρει τό σῶμα στήν ἀρχική θέση ἰσορροπίας, δηλαδή ἡ ἰσορροπία (πλεύση) αὐτή εἶναι σταθερή (εὐσταθής) (σχ. 1.17δ).



Σχ. 1.17δ.



Σχ. 1.17ε.

2) Ἐάν τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος βρίσκεται (σχ. 1.17ε) πάνω ἀπό τό κέντρο ἀνώσεως, ἡ ἰσορροπία εἶναι εὐσταθής, ***ἐάν κατά κάποια ἐκτροπή τοῦ σώματος ἀπό αὐτή τό μετάκεντρο βρίσκεται πάνω ἀπό τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος.***

Σημείωση.

α) Ἄξονας ἰσορροπίας ἑνός σώματος πού ἐπιπλέει, ὀνομάζεται ἡ εὐθεία XX΄ (σχ. 1.17ε) πού περνάει ἀπό τό κέντρο βάρους καί τό κέντρο ἀνώσεως τοῦ σώματος ***ὅταν τό σῶμα ἰσορροπεῖ.***

β) Ὅταν τό σῶμα ἐκτραπεῖ, σέ διάφορες γωνίες, ἀπό τή θέση τῆς ἰσορροπίας του, τό κέντρο τῆς ἀνώσεώς του παίρνει διάφορες θέσεις.

γ) Μετάκεντρο Μ (σχ. 1.17ε) σώματος σέ μιά θέση του ὀνομάζεται τό σημεῖο τομῆς τοῦ ἄξονα ἰσορροπίας XX΄ τοῦ σώματος καί τῆς κατακορύφου πού περνᾶ ἀπό τό κέντρο ἀνώσεως τοῦ σώματος γιά τή θέση αὐτή.

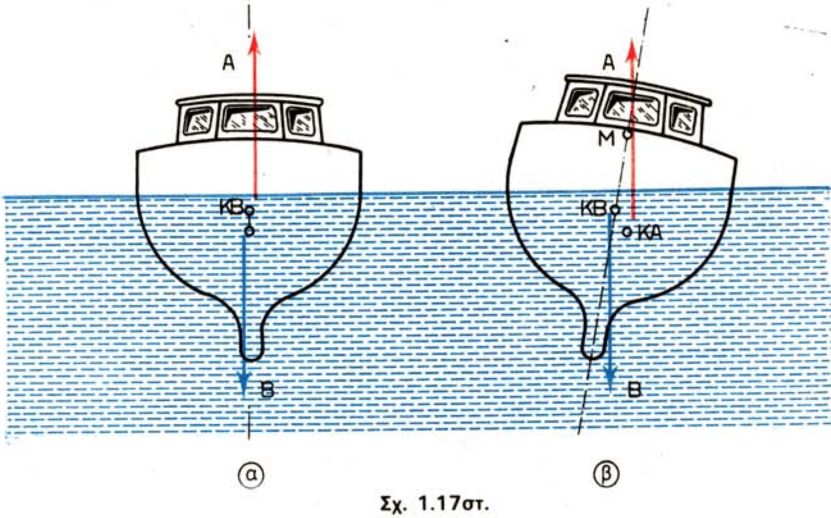
Ἀπό τά παραπάνω προκύπτει ὅτι ἡ θέση τοῦ μετακέντρου εἶναι διαφορετική γιά διαφορετικές γωνίες ἐκτροπῆς τοῦ σώματος ἀπό τή θέση ἰσορροπίας του.

Ἑπομένως ὁ ἄξονας ἰσορροπίας τοῦ σώματος τέμνεται ἀπό τήν κατακόρυφο πού περνάει ἀπό τίς διαφορετικές θέσεις τοῦ κέντρου ἀνώσεως σέ διαφορετικά σημεῖα, ἀνάλογα μέ τή γωνία ἐκτροπῆς τοῦ σώματος ἀπό τή θέση τῆς ἰσορροπίας του.

Πράγματι, ὅταν ἡ ἐκτροπή τοῦ σώματος ἀπό τή θέση ἰσορροπίας εἶναι τόση, ὥστε τό μετάκεντρο νά βρίσκεται πάνω ἀπό τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος, τότε οἱ δυνάμεις $\vec{A}$ καί $\vec{B}$ σχηματίζουν ζεῦγος πού ἐπαναφέρει τό σῶμα στήν ἀρχική θέση ἰσορροπίας, δηλαδή ἡ ἰσορροπία αὐτή εἶναι σταθερή.

Ἰσορροπία τῶν πλοίων.

Τό κέντρο βάρους στά πλοῖα βρίσκεται πάντοτε πάνω ἀπό τό κέντρο ἀνώσεως [σχ. 1.17στ(α)]. Ἔχουν ὅμως σχῆμα τέτοιο, ὥστε τό μετάκεντρο νά βρίσκεται, γιά ἀρκετά μεγάλη κλίση τους, πάνω ἀπό τό κέντρο βάρους [σχ. 1.17στ(β)]. Ἑπομένως ἡ πλεύση τῶν πλοίων εἶναι σταθερή.



Σχ. 1.17στ.

Σημείωση.

Ἡ θέση τοῦ μετακέντρου εἶναι διαφορετική γιά τίς διαφορετικές γωνίες κλίσεως τοῦ πλοίου. Ἐάν ἡ κλίση τοῦ πλοίου γίνει μεγαλύτερη ἀπό μιά ὁρισμένη (κρίσιμη) τιμή, τότε τό μετάκεντρο βρίσκεται κάτω ἀπό τό κέντρο βάρους τοῦ σώματος καί τό πλοῖο ἀνατρέπεται.

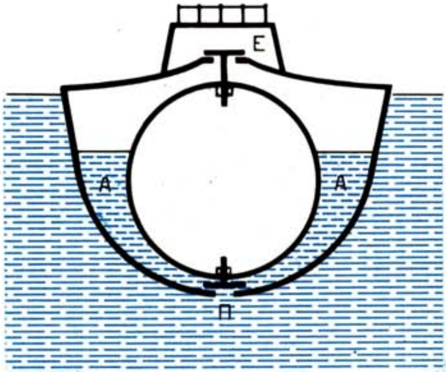
Ἡ πλεύση τοῦ πλοίου εἶναι περισσότερο σταθερή ὅσο τό κέντρο βάρους του εἶναι πιό χαμηλά. Γι' αὐτό τά διάφορα πλοῖα ἐφοδιάζονται μέ «ἕρμα» (σαβούρα).

Ἐπίσης γιά νά αὐξήσουν τή σταθερότητα τῶν πλοίων, δίνουν σ' αὐτό τέτοιο σχῆμα, ὥστε ὅταν γέρνει, τό κέντρο ἀνώσεως νά μετατοπίζεται πολύ σχετικά μέ τό κέντρο βάρους. Γιατί τότε οἱ θέσεις τοῦ μετακέντρου εἶναι πιό ψηλά καί ἐπομένως ἡ θέση ἰσορροπίας (πλεύσεως) πιό σταθερή.

Ὑποβρύχια.

Τά ὑποβρύχια εἶναι σκάφη, τά ὁποῖα μποροῦν νά ἐπιπλέουν στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας ἤ, ἀφοῦ καταδυθοῦν, νά ***κινοῦνται*** ὑποβρυχίως.

Τό σχῆμα 1.17ζ παρέχει ἐγκάρσια τομή ὑποβρυχίου ὅπου: Α: δεξαμενές, Π: κρουνοί πληρώσεως καί ἐκκενώσεως, Ε: ἐξαεριστικοί κρουνοί.



Σχ. 1.17ζ.

Γιά νά καταδυθεῖ τό ὑποβρύχιο πρέπει νά αὐξηθεῖ τό βάρος του. Τό βάρος τοῦ ὑποβρυχίου αὐξάνεται, γεμίζοντας μέ νερό τίς εἰδικές δεξαμενές του Α.

Ὅταν θέλομε νά ξαναφέρομε τό ὑποβρύχιο στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας βγάζομε τό νερό ἀπό τίς εἰδικές δεξαμενές του μέ τή βοήθεια πεπιεσμένου ἀέρα.

Τό σχῆμα τῶν ὑποβρυχίων κατασκευάζεται τέτοιο ὥστε:

— Ὅταν αὐτά βρίσκονται στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας τό κέντρο βάρους τους νά βρίσκεται κάτω ἀπό τό μετάκεντρο (σταθερή πλεύση).

— Ὅταν αὐτά βρίσκονται βυθισμένα τό κέντρο βάρους τους νά βρίσκεται κάτω ἀπό τό κέντρο ἀνώσεως (σταθερή ἰσορροπία).

Σημείωση.

Τό ὑποβρύχιο δέν μπορεῖ νά συγκρατηθεῖ σ' ἕνα ὁρισμένο βάθος, παρά μόνο ἄν κινεῖται μέ τή βοήθεια τῶν ὁριζοντίων πηδαλίων του.

1.18 Μέτρηση τῆς πυκνότητας.

Ἐξίσωση τῆς πυκνομετρίας.

Τό βάρος B_Σ ἑνός ***ὁμογενοῦς*** σώματος πού ἔχει θερμοκρασία θ°C δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$B_\Sigma = V \cdot \rho_\Sigma \cdot g \qquad (1)$$

ὅπου: V ὁ ὄγκος τοῦ σώματος στή θερμοκρασία Θ°C,
ρ_Σ ἡ πυκνότητα τοῦ σώματος στή θερμοκρασία Θ°C,
g ἡ ἐπιτάχυνση τῆς βαρύτητας.

Τό βάρος B_N μιᾶς ποσότητας νεροῦ πού ἔχει ὄγκο (V) καί θερμοκρασία Θ°C δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$B_N = V \cdot \rho_N \cdot g \qquad (2)$$

ὅπου: V ὁ ὄγκος τῆς ποσότητας τοῦ νεροῦ στή θερμοκρασία Θ°C,
ρ_N ἡ πυκνότητα τοῦ νεροῦ στή θερμοκρασία Θ°C,
g ἡ ἐπιτάχυνση τῆς βαρύτητας.

Διαιροῦμε κατά μέλη τίς ἐξισώσεις (1) καί (2) καί ἔχομε:

$$\frac{V \cdot \rho_\Sigma \cdot g}{V \cdot \rho_N \cdot g} = \frac{B_\Sigma}{B_N}$$

$$\frac{\rho_\Sigma}{\rho_N} = \frac{B_\Sigma}{B_N}$$

$$\boxed{\rho_\Sigma = \rho_N \cdot \frac{B_\Sigma}{B_N}} \qquad (3)$$

Ἡ ἐξίσωση (3) ὀνομάζεται ἐξίσωση τῆς πυκνομετρίας καί μᾶς λέει ὅτι:

Ἡ πυκνότητα (ρ_Σ) ἑνός σώματος σέ θερμοκρασία Θ°C εἶναι ἴση μέ τό γινόμενο τῆς πυκνότητας ρ_N τοῦ νεροῦ στή θερμοκρασία Θ°C ἐπί τό λόγο τοῦ βάρους (B_Σ) τοῦ σώματος πρός τό βάρος (B_N) ἴσου ὄγκου νεροῦ μέ τήν ἴδια θερμοκρασία.

Σημείωση.

Ἡ πυκνότητα (ρ_N) τοῦ νεροῦ στίς συνηθισμένες θερμοκρασίες (0° - 30°) λαμβάνεται ἴση μέ 1 gr/cm³. Δηλαδή:

$$\rho_N = 1 \text{ gr/cm}^3$$

Πυκνόμετρα — ἀραιόμετρα.

Πυκνόμετρα ἐπικράτησε νά ὀνομάζονται τά ὄργανα μέ τά ὁποῖα μετροῦμε τήν πυκνότητα τῶν ὑγρῶν, πού εἶναι ***μεγαλύτερη*** ἀπό τήν πυκνότητα τοῦ νεροῦ.

Ἀραιόμετρα ἐπικράτησε νά ὀνομάζονται τά ὄργανα μέ τά ὁποῖα μετροῦμε τήν πυκνότητα τῶν ὑγρῶν, πού εἶναι ***μικρότερη*** ἀπό τήν πυκνότητα τοῦ νεροῦ.

Τά πυκνόμετρα καί τά ἀραιόμετρα εἶναι γυάλινοι σωλῆνες (σχ. 1.18), οἱ ὁποῖοι στό κάτω μέρος ἔχουν ἕρμα (π.χ. ὑδράργυρο ἤ σφαιρίδια μολύβδου) καί στό πάνω μέρος τους ἔχουν κλίμακα.

Ἡ κλίμακα τῶν πυκνομέτρων καί τῶν ἀραιομέτρων εἶναι, συνήθως, βαθμολογημένη σέ gr/cm³.

Ἡ βαθμολόγηση τῆς κλίμακας γίνεται μέ τή βοήθεια προτύπων ὑγρῶν, τῶν ὁποίων ἡ πυκνότητα εἶναι γνωστή.

Οἱ διαιρέσεις τῆς κλίμακας ***δέν εἶναι σέ ἴσες ἀποστάσεις.***

Ἡ ***λειτουργία*** τῶν πυκνομέτρων καί τῶν ἀραιομέτρων στηρίζεται στό ἑξῆς:

Στή θέση ἰσορροπίας τά σώματα βυθίζονται μέσα στά ὑγρά τόσο λιγότερο, ὅσο πυκνότερο εἶναι τό ὑγρό.

Πράγματι, ἄν ἀφήσομε τό ὄργανο μέσα σέ ὑγρό πυκνότητας ρ, βυθίζεται τόσο, ὥστε ἡ ἄνωσή του Α νά γίνει ἴση μέ τό βάρος του Β. Δηλαδή:

$$A = B \qquad (1)$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A = V \cdot \rho \cdot g \qquad (2)$$

ὅπου: V ὁ ὄγκος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ὑγροῦ, ὁ ὁποῖος εἶναι ἴσος μέ τόν ὄγκο τοῦ τμήματος τοῦ ὀργάνου πού εἶναι μέσα στό ὑγρό.

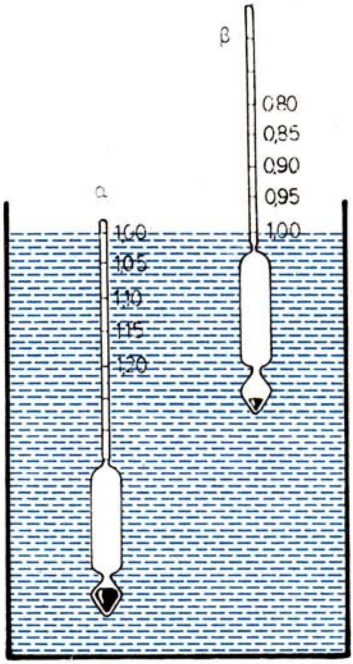
Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) ἔχομε:

$$V \cdot \rho \cdot g = B$$

$$V = \frac{B}{\rho \cdot g} \qquad (3)$$

Ἀπό τή σχέση (3) προκύπτει ὅτι τό ὄργανο βυθίζεται τόσο λιγότερο (V μικρότερο) ὅσο ἡ πυκνότητα τοῦ ὑγροῦ (ρ) εἶναι μεγαλύτερη.

Γι' αὐτό:



Σχ. 1.18.

Στά πυκνόμετρα ἡ ἔνδειξη 1 gr/cm^3 βρίσκεται στό ***ἀνώτατο*** σημεῖο τῆς κλίμακας καί οἱ ἐνδείξεις αὐξάνουν πρός τά κάτω [σχ. 1.18(α)].

Στά ἀραιόμετρα ἡ ἔνδειξη 1 gr/cm^3 βρίσκεται στό κατώτατο σημεῖο τῆς κλίμακας καί οἱ ἐνδείξεις ἐλαττώνονται πρός τά ἐπάνω [σχ. 1.18 (β)].

Ἡ πυκνότητα ἑνός ὑγροῦ βρίσκεται ὡς ἑξῆς:

Ἀφήνομε τό ὄργανο μέσα στό ὑγρό, αὐτό βυθίζεται μέσα σ' αὐτό πολύ ἤ λίγο, ἀνάλογα μέ τήν πυκνότητα τοῦ ὑγροῦ.

Ἡ ὑποδιαίρεση τῆς κλίμακας ἡ ὁποία συμπίπτει μέ τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ παρέχει τήν πυκνότητα τοῦ ὑγροῦ.

Μέ τά πυκνόμετρα καί τά ἀραιόμετρα βρίσκομε πολύ γρήγορα τήν πυκνότητα τῶν ὑγρῶν, ἀλλά ὄχι μέ πολύ μεγάλη ἀκρίβεια.

Σημείωση.

Ἐάν ἡ κλίμακα τῶν πυκνομέτρων καί τῶν ἀραιομέτρων εἶναι βαθμολογημένη σέ gr/cm^3, τότε αὐτά παρέχουν ἀπευθείας τήν πυκνότητα τῶν ὑγρῶν.

Στήν πράξη ὅμως χρησιμοποιοῦνται πυκνόμετρα καί ἀραιόμετρα τῶν ὁποίων ἡ κλίμακα ἔχει βαθμολογηθεῖ σέ αὐθαίρετες μονάδες, τίς λεγόμενες ***πρακτικές μονάδες***, ὅπως π.χ. οἱ κλίμακες τοῦ πυκνομέτρου καί τοῦ ἀραιομέτρου Baumé.

Ὑποδιαιρέσεις τῆς κλίμακας τοῦ πυκνομέτρου Baumé.

Οἱ ὑποδιαιρέσεις τῆς κλίμακας τοῦ ἀραιομέτρου Baumé ἀποτελοῦν τούς ἀραιούς βαθμούς Baumé.

Ἡ σχέση τῶν βαθμῶν Baumé μέ τή μονάδα gr/cm^3 δίνεται ἀπό εἰδικούς πίνακες. (Πίνακες 1.18.1 καί 1.18.2).

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.18.1.

Πυκνοί βαθμοί Baumé	Πυκνότητα gr/cm^3
0	1,000
10	1,075
20	1,160
30	1,261
40	1,381
50	1,526
60	1,706
70	1,933

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.18.2.

Ἀραιοί βαθμοί Baumé	Πυκνότητα gr/cm^3
10	1,000
20	0,933
30	0,875
40	0,823
50	0,778
60	0,737
70	0,700
80	0,667

Σημείωση.

Πολλοί συνηθίζουν νά ὀνομάζουν πυκνόμετρα τά ὄργανα πού ἡ κλίμακά τους εἶναι βαθμολογημένη σέ gr/cm^3, ἀνεξάρτητα ἄν μέ αὐτά μετροῦμε πυκνότητες ὑγρῶν μεγαλύτερες ἤ μικρότερες ἀπό τήν πυκνότητα τοῦ νεροῦ.

Ἀντίθετα, ὀνομάζουν ἀραιόμετρα τά ὄργανα πού ἡ κλίμακά τους εἶναι βαθμολογημένη σέ αὐθαίρετες μονάδες ἀνεξάρτητα ἐάν μέ αὐτά μετροῦμε πυκνότητες ὑγρῶν μεγαλύτερες ἤ μικρότερες ἀπό τήν πυκνότητα τοῦ νεροῦ.

Οἰνοπνευματόμετρο.

Στήν πράξη χρησιμοποιοῦμε καί ὄργανα πού ἔχουν βαθμολογηθεῖ ἔτσι ὥστε νά δείχνουν ἀμέσως τήν περιεκτικότητα ἑνός ὑγροῦ ὡς πρός ἕνα συστατικό του, π.χ. οἰνοπνευματόμετρα, γαλακτόμετρα κ.ἄ.

Τό οἰνοπνευματόμετρο εἶναι ἕνα ὄργανο μέ τό ὁποῖο βρίσκομε τήν ***κατ' ὄγκον περιεκτικότητα*** σέ οἰνόπνευμα μίγματος οἰνοπνεύματος καί νεροῦ. Βαθμολογεῖται ἐμπειρικά.

Ἄν μέσα σ' ἕνα μίγμα νεροῦ καί οἰνοπνεύματος τό ὄργανο δείξει 28°, αὐτό θά σημαίνει ὅτι σέ 100 cm^3 τοῦ μίγματος περιέχονται 28 cm^3 καθαροῦ οἰνοπνεύματος.

Δέν πρέπει νά μᾶς διαφύγει ὅτι τό οἰνοπνευματόμετρο δίνει ἀκριβή ἀποτελέσματα σέ μίγματα τά ὁποῖα ἀποτελοῦνται ***μόνο*** ἀπό οἰνόπνευμα καί νερό.

1.19 Μέτρηση τοῦ εἰδικοῦ βάρους.

Οἱ μέθοδοι προσδιορισμοῦ τῆς πυκνότητας τῶν στερεῶν καί ὑγρῶν, τίς ὁποῖες ἔχομε ἀναφέρει, εἶναι συγχρόνως καί μέθοδοι προσδιορισμοῦ τοῦ εἰδικοῦ βάρους τους, γιατί ἡ πυκνότητα ρ καί τό εἰδικό βάρος ϵ ἑνός σώματος συνδέονται μέ τή σχέση:

$$\boxed{\epsilon = \rho \cdot g}$$

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

27) *Ἕνα ὁμοιογενές σῶμα Σ στόν ἀέρα ζυγίζει Β = 300 p καί ὅταν βυθίζεται σέ νερό, πού ἔχει θερμοκασία 18°C, ζυγίζει Β' = 200 p. Τό εἰδικό βάρος τοῦ νεροῦ σέ 18°C εἶναι* $\epsilon_N = 0{,}9986\ p/cm^3$. *Πόσο εἶναι τό εἰδικό βάρος* ϵ_Σ *τοῦ ὑλικοῦ τοῦ σώματος ἄν ἡ ἄνωση τοῦ σώματος στόν ἀέρα εἶναι ἀμελητέα;*

Λύση.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\epsilon_\Sigma = \frac{B_\Sigma}{V_\Sigma} \qquad (1)$$

$$A = \epsilon_N \cdot V_\Sigma \qquad (2)$$

ὅπου: V_Σ ὁ ὄγκος τοῦ σώματος, ὁ ὁποῖος βέβαια εἶναι ἴσος μέ τόν ὄγκο τοῦ ἐκτοπιζόμενου νεροῦ.

Ἀπό τή σχέση (2) παίρνομε:

$$V_\Sigma = \frac{A}{\epsilon_N} \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (3) προκύπτει:

$$\epsilon_\Sigma = \frac{B_\Sigma}{\dfrac{A}{\epsilon_N}} = \epsilon_N \frac{B_\Sigma}{A}$$

$$\epsilon_\Sigma = \epsilon_N \frac{B_\Sigma}{A} \qquad (4)$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A = B_\Sigma - B' \qquad (5)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (4) καί (5) παίρνομε:

$$\epsilon_\Sigma = \epsilon_N \frac{B_\Sigma}{B - B'} \qquad (6)$$

Ἀντικαθιστοῦμε τά γνωστά στή σχέση (6) καί βρίσκομε:

$$\epsilon_\Sigma = 0{,}9986 \frac{p}{cm^3} \cdot \frac{300\,p}{300\,p - 200\,p} = 0{,}9986 \cdot \frac{300}{100} \frac{p}{cm^3}$$

$$\epsilon_\Sigma = 2{,}99 \frac{\pi}{cm^3}$$

28) *Ἕνα ὁμοιογενές σῶμα Σ κρεμασμένο ἀπό ἄγκιστρο δυναμομέτρου, ζυγίζει στόν ἀέρα: $B_\Sigma = 10$ p καί σέ νερό θερμοκρασίας 4°C: $B'_\Sigma = 8{,}75$ p. Πόση εἶναι ἡ πυκνότητα τοῦ ὑλικοῦ τοῦ σώματος Σ στή θερμοκρασία 4°C ἄν ἡ πυκνότητα τοῦ νεροῦ στή θερμοκρασία αὐτή εἶναι $\rho_N = 1$ p/cm³ καί ἄν ἡ ἄνωση τοῦ σώματος στόν ἀέρα εἶναι ἀμελητέα;*

Λύση.

Ἡ ἄνωση τοῦ σώματος ὅταν εἶναι βυθισμένο στό νερό εἶναι:

$$A = B_\Sigma - B'_\Sigma = 1{,}25\ p$$

Ἐπομένως τό βάρος τοῦ νεροῦ B_N πού ἔχει ὄγκο ἴσο μέ τόν ὄγκο τοῦ σώματος εἶναι:

$$B_N = A = 1{,}25\ p$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\rho_\Sigma = \rho_N \cdot \frac{B_\Sigma}{B_N} \qquad (1)$$

Ἀντικαθιστοῦμε τά γνωστά στή σχέση (1) καί ἔχομε:

$$\rho_\Sigma = \rho_N \frac{B_\Sigma}{B_N} = 1 \frac{p}{cm^3} \cdot \frac{10\,p}{1{,}25\,p} = \frac{10\,p}{1{,}25\,cm^3}$$

$$\rho_\Sigma = 8 \frac{p}{cm^3}$$

Ἡ πυκνότητα τοῦ ὑλικοῦ τοῦ σώματος στή θερμοκρασία 4°C εἶναι:

$$\rho_\Sigma = 8 \frac{p}{cm^3}$$

29) *Ἕνα ὁμοιογενές σῶμα κρεμασμένο μέ νῆμα ἀπό τό ἄγκιστρο δυναμομέτρου, ζυγίζει στόν ἀέρα 196 p, στό νερό 181 p καί στό πετρέλαιο 184 p.*

Νά βρεθεῖ: α) ὁ ὄγκος τοῦ σώματος καί β) τό εἰδικό βάρος τοῦ πετρελαίου. Ἡ ἄνωση τοῦ σώματος στόν ἀέρα δέ λαμβάνεται ὑπ' ὄψη.

Λύση.

Εὕρεση τοῦ ὄγκου V τοῦ σώματος.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$B' = B - A' \tag{1}$$

ὅπου: B τό βάρος τοῦ σώματος,
B' ἡ ἔνδειξη τοῦ δυναμομέτρου ὅταν τό σῶμα βρίσκεται μέσα στό νερό,
A' ἡ ἄνωση τοῦ σώματος ὅταν βρίσκεται μέσα στό νερό.

Ἐπίσης ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A' = \epsilon' \,.\, V \tag{2}$$

ὅπου: ε' τό εἰδικό βάρος τοῦ νεροῦ ($\epsilon' = 1\ p/cm^3$),
V ὁ ὄγκος τοῦ νεροῦ πού ἐκτοπίζεται ἀπό τό σῶμα, ὁ ὁποῖος βέβαια εἶναι ἴσος μέ τόν ὄγκο τοῦ σώματος.

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$A' = B - B' \tag{3}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (2) καί (3) ἔχομε:

$$\epsilon' \,.\, V = B - B'$$

$$V = \frac{B - B'}{\epsilon'} \tag{4}$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (4) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$V = \frac{196\,p - 181\,p}{1\,.\,p/cm^3} = \frac{15\,.\,p\,.\,cm^3}{1\,.\,p} = 15\ cm^3$$

$$V = 15\ cm^3$$

Εὕρεση τοῦ εἰδικοῦ βάρους ε'' τοῦ πετρελαίου.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$B'' = B - A'' \tag{5}$$

ὅπου: B'' ἡ ἔνδειξη τοῦ δυναμομέτρου ὅταν τό σῶμα βρίσκεται στό πετρέλαιο,
A'' ἡ ἄνωση τοῦ σώματος ὅταν βρίσκεται στό πετρέλαιο.

Ἐπίσης ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A'' = \epsilon'' \,.\, V \tag{6}$$

Ἀπό τή σχέση (5) παίρνομε:

$$A'' = B - B'' \tag{7}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (6) καί (7) ἔχομε:

$$\epsilon'' \,.\, V = B - B''$$

$$\epsilon'' = \frac{B - B''}{V} \tag{8}$$

Ἂν στή σχέση (8) θέσομε τά γνωστά, βρίσκομε:

$$\epsilon'' = \frac{196\,p - 184\,p}{15\,cm^3} = \frac{12\,p}{15\,cm^3} = 0{,}8\,\frac{p}{cm^3}$$

$$\epsilon'' = 0{,}8\,\frac{p}{cm^3}$$

Σημείωση.

Ἀπό τίς σχέσεις (4) καί (8) παίρνομε:

$$\epsilon'' = \frac{B - B''}{\dfrac{B - B'}{\epsilon'}} = \epsilon' \, . \, \frac{B - B''}{B - B'}$$

$$\epsilon'' = \epsilon' \, . \, \frac{B - B''}{B - B'} \qquad (9)$$

Ἂν στή σχέση (9) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$\epsilon'' = 1\,\frac{p}{cm^3} \, . \, \frac{196\,p - 184\,p}{196\,p - 181\,p} = \frac{12}{15}\,\frac{p}{cm^3}$$

$$\epsilon'' = 0{,}8\,\frac{p}{cm^3}$$

1.20 Ἀσκήσεις.

1) *Πόσο εἶναι τό ὕψος στήλης ὑδραργύρου, ἡ ὁποία προκαλεῖ πίεση $P = 10\ p/cm^2$ ($\epsilon_{Hg} = 13{,}6\ p/cm^3$);*

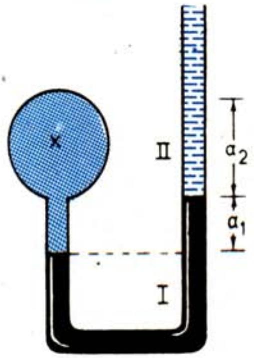
2) *Πόση στήλη λαδιοῦ πυκνότητας $0{,}8\ gr/cm^3$ ἰσορροπεῖ στήλη ὑδραργύρου 40 mm ($\rho_{Hg} = 13{,}6\ gr/cm^3$);*

3) *Σέ πιά στήλη νεροῦ ἀντιστοιχεῖ ἀρτηριακή πίεση 18 cmHg;*

4) *Μέσα σέ σωλήνα σχήματος U (τοῦ ὁποίου τά δύο σκέλη ἔχουν τήν ἴδια διάμετρο) περιέχεται ὑδράργυρος. Ρίχνοντας στό δεξιό σκέλος νερό ἀναγκάζομε τόν ὑδράργυρον πού εἶναι μέσα στό σκέλος νά κατέβει 1 cm. Ποιό τό ὕψος τῆς στήλης τοῦ νεροῦ πού χρησιμοποιήθηκε; Πυκνότητα τοῦ νεροῦ $= 1\ gr/cm^3$, πυκνότητα τοῦ ὑδραργύρου $= 13{,}6\ gr/cm^3$.*

5) *Ἕνα γυάλινο δοχεῖο ἔχει σχῆμα U καί περιέχει νερό ὥς τή μέση τῶν δύο σωλήνων του. Οἱ δύο σωλῆνες τοῦ δοχείου ἔχουν τήν ἴδια διάμετρο. Χύνομε στόν ἕνα σωλήνα παραφινέλαιο, πού ἔχει εἰδικό βάρος $\epsilon_{παρ} = 0{,}8\ p/cm^3$. Τό παραφινέλαιο σχηματίζει στήλη, πού ἔχει ὕψος 5 cm. Πόσο θά ἀνέβει στόν ἄλλο σωλήνα ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ; $\epsilon_{νερ} = 1\ p/cm^3$.*

6) *Νά ὑπολογισθεῖ ἡ πίεση τοῦ ἀερίου στό χῶρο x (σχῆμα 1) ἄν $a_1 = 10$ cm, $a_2 = 20$ cm καί ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση = 750 mmHg. Τά δύο ὑγρά εἶναι τό I ὑδράργυρος ($\rho = 13,5\ g/cm^3$) καί τό II νερό.*



Σχῆμα 1.

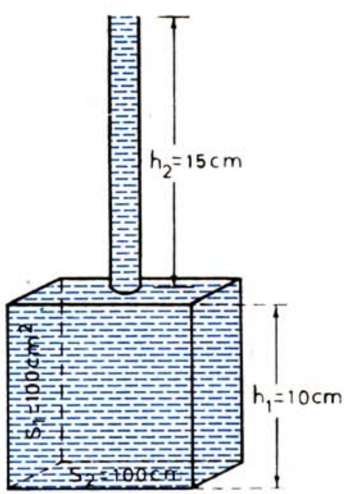
7) *Κωνικό δοχεῖο, στηριζόμενο μέ τή βάση του γεμίζει μέ νερό μέχρι ὕψους 10 cm. Ποιά ἡ πίεση σέ ἕνα σημεῖο τοῦ πυθμένα; Ἐάν τό ἐμβαδόν τοῦ πυθμένα εἶναι ἴσο μέ 300 cm^2, ποιά ἡ ἐξασκούμενη πάνω σ' αὐτόν δύναμη σέ kp;*

8) *Δοχεῖο κυβικοῦ σχήματος, ἀκμῆς 20 cm, γεμίζει μέ νερό μέχρι ὕψους 16 cm. Ποιά ἡ δύναμη, ἡ ἐξασκούμενη πάνω σέ μιά κατακόρυφη πλευρά τοῦ δοχείου καί ποιά ἡ δύναμη, ἡ ἐξασκούμενη στόν πυθμένα;*

9) *Ἕνα κυλινδρικό δοχεῖο, πού ἡ βάση του ἔχει ἐμβαδόν $S = 100\ cm^2$, περιέχει ἕνα λίτρο ὑδραργύρου καί ἕνα λίτρο νεροῦ. Νά βρεθεῖ ἡ πίεση (P), πού ἐξασκεῖται στόν πυθμένα τοῦ δοχείου καί ἡ δύναμη (F), πού ἐνεργεῖ στόν πυθμένα.*

$$\epsilon_{υδρ} = 13,6\ p/cm^3, \quad \epsilon_{νερ} = 1\ p/cm^3$$

10) *Στό δοχεῖο τοῦ σχήματος 2 ὑπάρχει νερό. Νά ὑπολογισθεῖ τό μέτρο τῶν δυνάμεων, πού ἐξασκοῦνται στή βάση τοῦ δοχείου καί στήν πλευρική ἐπιφάνεια S_1.*



Σχῆμα 2.

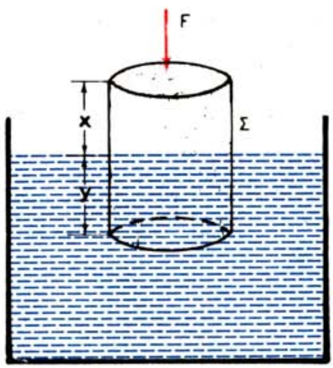
11) *Σ' ἕνα ὑδραυλικό πιεστήριο οἱ ἐπιφάνειες τῶν δύο ἐμβόλων ἔχουν ἐμβαδά $S_1 = 3$ cm^2 καί $S_2 = 180$ cm^2. Στό μικρό ἔμβολο ἐνεργεῖ κάθετα δύναμη $F_1 = 4$ kp. Πόση δύναμη (F_2) ἐνεργεῖ στό μεγάλο ἔμβολο;*

12) *Σῶμα στόν ἀέρα ζυγίζει 10 kp καί σέ ὑγρό πυκνότητας $\rho = 0,9$ gr/cm^3 ζυγίζει 6 kp. Νά ὑπολογισθεῖ ὁ ὄγκος τοῦ σώματος καί τό εἰδικό του βάρος.*

13) *Ποσότητα κράματος χρυσοῦ καί ἀργύρου ζυγίζει 20 kp στόν ἀέρα καί 18,8 kp μέσα στό νερό. Πόσος εἶναι ὁ χρυσός καί πόσος ὁ ἄργυρος στό κράμα ἄν ὁ χρυσός ἔχει πυκνότητα $\rho_{Au} = 19,3$ g/cm^3 καί ὁ ἄργυρος $\rho_{Ag} = 10,5$ g/cm^3;*

14) *Σφαίρα ἀπό σίδερο ζυγίζει στόν ἀέρα 10 kp καί μέσα στό νερό 6 kp. Νά ὑπολογισθεῖ ὁ ὄγκος τῆς ἐσωτερικῆς κοιλότητας πού ἔχει ἡ σφαίρα. Ἡ πυκνότητα τοῦ σιδήρου εἶναι $\rho_{Fe} = 7,8$ g/cm^3.*

15) *Ὁ ξύλινος κύλινδρος Σ ἔχει ὄγκο $V = 50$ cm^3 καί πυκνότητα $\rho = 0,7$ g/cm^3. Τοποθετεῖται μέσα σέ νερό καί ἐπιπλέει (σχῆμα 3). Νά ὑπολογισθοῦν: α) Ὁ λόγος x/y. β) Ἡ δύναμη F πού ἀπαιτεῖται ὥστε νά βυθισθεῖ ὁλόκληρος ὁ κύλινδρος μέσα στό νερό.*



Σχῆμα 3.

16) *Τό βυθισμένο τμῆμα τοῦ πάγου μέσα στό θαλασσινό νερό πυκνότητας 1,04 g/cm^3 εἶναι 90% τοῦ συνολικοῦ ὄγκου τοῦ πάγου. Ποιά εἶναι ἡ πυκνότητα τοῦ πάγου;*

17) *Ἕνα φορτωμένο πλοῖο ἔχει βάρος 10×10^6 kp. Ἄν τό εἰδικό βάρος τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ εἶναι $\epsilon_{\theta\alpha\lambda} = 1028$ kp/m^3, νά βρεθεῖ πόσος ὄγκος τοῦ πλοίου εἶναι βυθισμένος μέσα στή θάλασσα.*

18) *Μία φιάλη ἔχει βάρος 220 p ὅταν εἶναι ἄδεια, 380 p ὅταν γεμίσει ἐντελῶς μέ νερό καί 351 p, ὅταν γεμίσει ἐντελῶς μέ ἕνα ἄλλο ὑγρό. Ποιό τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ;*

19) *Δοχεῖο πού περιέχει νερό, εἶναι τοποθετημένο σέ πλάστιγγα ζυγοῦ μέ ἐλατήριο. Τό βάρος τοῦ νεροῦ καί τοῦ δοχείου εἶναι ἴσο μέ 1 kp. Σῶμα, ὄγκου 300 cm^3, εἶναι κρεμασμένο ἀπό τήν ἄκρη νήματος, τοῦ ὁποίου τό ἄλλο ἄκρο ἔχει στερεωθεῖ μονίμως. Τό σῶμα τοῦτο βυθίζεται ἐντελῶς μέσα στό νερό τοῦ δοχείου, χωρίς, ὅμως, νά ἀγγίζει τόν πυθμένα καί χωρίς τό νερό νά χυθεῖ. Ποιά θά εἶναι τώρα, ἡ ἔνδειξη τοῦ ζυγοῦ;*

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΑΕΡΟΣΤΑΤΙΚΗ

2.1 Γενικά χαρακτηριστικά τῶν ἀερίων.

Τά ἀέρια ἔχουν τά ἑξῆς γενικά χαρακτηριστικά:

α) Δέν ἔχουν σταθερό ὄγκο.

Καταλαμβάνουν ὅλο τό χῶρο πού τούς προσφέρεται.

β) Δέν σχηματίζουν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια.

Ἕνα ἀέριο, πού βρίσκεται μέσα σ' ἕνα δοχεῖο δέν παρουσιάζει ἐλεύθερη ἐπιφάνεια, ἀλλά διασκορπίζεται σ' ὅλο τό χῶρο τοῦ δοχείου.

γ) Δέν ἔχουν σταθερό σχῆμα.

Παίρνουν τό σχῆμα τοῦ δοχείου στό ὁποῖο περιέχονται.

δ) Οἱ δυνάμεις συνοχῆς τῶν ἀερίων, δηλαδή οἱ δυνάμεις μέ τίς ὁποῖες ἕλκονται μεταξύ τους τά μόρια τους εἶναι πολύ μικρές.

Γι' αὐτό δέν ἔχουν σταθερό ὄγκο.

ε) Ἔχουν πολύ μεγάλη τάση γιά διαστολή.

Αὐτό συμβαίνει γιατί οἱ δυνάμεις συνοχῆς τους εἶναι πολύ μικρές.

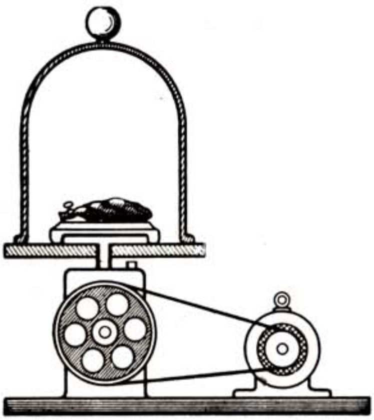
Αὐτό φαίνεται μέ τό ἑξῆς πείραμα. Μέσα σέ μπαλόνι φυσᾶμε λίγο ἀέρα, κατόπιν δένομε τό λαιμό του καλά μέ νῆμα καί τό τοποθετοῦμε μέσα στόν κώδωνα ἀεραντλίας (σχ. 2.1α).

Ἄν ἀρχίσομε νά ἀφαιροῦμε τόν ἀέρα ἀπό τόν κώδωνα θά παρατηρήσομε ὅτι τό μπαλόνι διογκοῦται, δηλαδή ὁ ἀέρας τοῦ μπαλονιοῦ διαστέλεται (σχ. 2.1β).

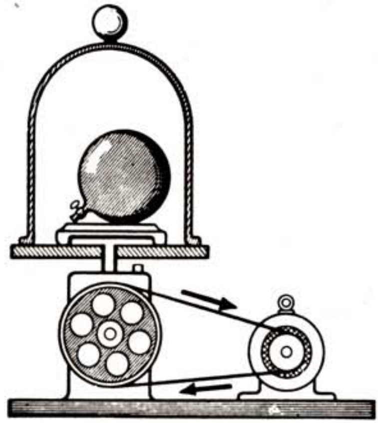
στ) Εἶναι συμπιεστά.

Ἄν κλείσομε τό στόμιο τῆς ἀντλίας ποδηλάτου [σχ. 2.1γ(α)] καί πιέσομε τό ἔμβολο, ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα πού ὑπάρχει μέσα σ' αὐτή μικραίνει [σχ. 2.1γ(β)].

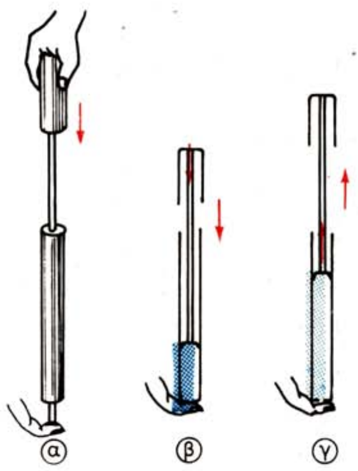
Ἄρα τά ἀέρια εἶναι συμπιεστά.



Σχ. 2.1α.



Σχ. 2.1β.



Σχ. 2.1γ.

Σχ. 2.1δ.

ζ) Ἔχουν (τέλεια) ἐλαστικότητα ὄγκου.

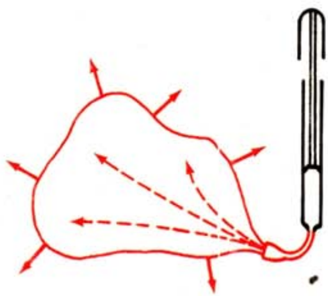
Ἄν ἀφήσομε ἐλεύθερο τό ἔμβολο τῆς ἀντλίας ὅταν βρίσκεται στή θέση πού δείχνει τό σχῆμα 2.1γ(β), θά παρατηρήσομε ὅτι αὐτό τινάζεται μέ ὁρμή πρός τά ἔξω [σχ. 2.1γ(γ)] καί ὁ ἀέρας παίρνει τόν ἀρχικό του ὄγκου [σχ. 2.1γ(α)].

Ἄρα τά ἀέρια εἶναι ἐλαστικά.

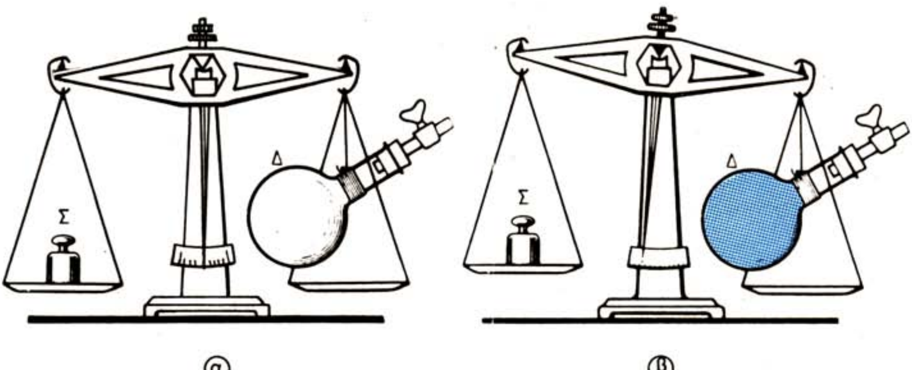
η) Τά μόριά τους κινοῦνται συνεχῶς καί ἀτάκτως (σχ. 2.1δ).

θ) Πιέζουν τά τοιχώματα τοῦ δοχείου πού τά περιέχει.

῾Ο ἀέρας, πού εἰσχωρεῖ στό μπαλόνι (σχ. 2.1ε), πιέζει τά τοιχώματά του.



Σχ. 2.1ε.



Σχ. 2.1στ.

ι) Ἔχουν βάρος.

Τά ἀέρια ἀποτελοῦνται ἀπό ὑλικά σωματίδια (μόρια - ἄτομα). ῾Επομένως ἕλκονται ἀπό τή γῆ, δηλαδή ἔχουν βάρος.

Τοποθετοῦμε τό δοχεῖο Δ [σχ. 2.1στ(α)] ἀπό τό ὁποῖο ἔχομε ἀφαιρέσει τόν ἀέρα (δηλαδή τό δοχεῖο Δ εἶναι ἀερόκενο), στόν ἕνα δίσκο μιᾶς εὐαίσθητης ζυγαριᾶς.

᾿Ισορροποῦμε τή ζυγαριά ἔστω μέ τά σταθμά Σ [σχ. 2.1στ(α)].

῾Εάν στρέψομε τή στρόφιγγα, ὁπότε στό δοχεῖο Δ θά μπεῖ ἀέρας, θά παρατηρήσομε ὅτι ἡ ζυγαριά κλίνει πρός τό δίσκο στόν ὁποῖο ὑπάρχει τό δοχεῖο Δ [σχ. 2.1στ(β)].

Ἄρα ὁ ἀέρας ἔχει βάρος.

Παρατήρηση.

Τό εἰδικό βάρος τῶν ἀερίων στίς συνηθισμένες συνθῆκες θερμοκρασίας καί πιέσεως εἶναι μικρό συγκριτικά μέ τό εἰδικό βάρος τῶν στερεῶν καί τῶν ὑγρῶν.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

30) *Πόσο εἶναι σέ κανονικές συνθῆκες ($\Theta = 0°C$ καί $P = 760$ mmHg) τό βάρος ἑνός λίτρου ἀέρα καί ἑνός λίτρου νεροῦ, ἄν τά εἰδικά τους βάρη εἶναι $\epsilon_A = 0{,}001293$ p/cm³ καί $\epsilon_N = 1$ p/cm³; Κατά πόσο ἡ πυκνότητα ρ_N τοῦ νεροῦ εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν πυκνότητα ρ_A τοῦ ἀέρα;*

Λύση.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\epsilon_A = \frac{B_A}{V_A} \qquad (1)$$

$$\epsilon_N = \frac{B_N}{V_N} \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$B_A = \epsilon_A \,.\, V_A \qquad (3)$$

$$B_N = \epsilon_N \,.\, V_N \qquad (4)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε τό βάρος τοῦ ἑνός λίτρου τοῦ ἀέρα:

$$B_A = 0{,}001293 \, \frac{p}{cm^3} \,.\, 1000 \, cm^3 = 0{,}001293 \times 1000 \, \frac{p \,.\, cm^3}{cm^3}$$

$$B_A = 1{,}293 \, \frac{p}{cm^3}$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (4) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε τό βάρος τοῦ ἑνός λίτρου τοῦ νεροῦ:

$$B_N = 1 \, \frac{p}{cm^3} \,.\, 1000 \, cm^3 = 1000 \, p$$

$$B_N = 1000 \, p$$

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\epsilon_N = g \,.\, \rho_N \qquad (5)$$

$$\epsilon_A = g \,.\, \rho_A \qquad (6)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (5) καί (6) παίρνομε:

$$\frac{g \cdot \rho_N}{g \cdot \rho_A} = \frac{\epsilon_N}{\epsilon_A}$$

$$\frac{\rho_N}{\rho_A} = \frac{\epsilon_N}{\epsilon_A} = \frac{1 \cdot \frac{p}{cm^3}}{0{,}001293 \frac{p}{cm^3}}$$

$$\frac{\rho_N}{\rho_A} = 773 \quad \text{καί} \quad \rho_N = 773 \cdot \rho_A$$

2.2 Πιέσεις τῶν ἀερίων.

Μιά ποσότητα ἑνός ἀερίου πού ἠρεμεῖ, ἐξασκεῖ δύο εἰδῶν πιέσει πάνω σέ κάθε σημεῖο τῶν ἐπιφανειῶν μέ τίς ὁποῖες βρίσκεται σ' ἐπαφή:

— Πίεση ἡ ὁποία ὀφείλεται στή συνεχή καί ἄτακτη κίνηση τῶν μορίων τοῦ ἀερίου καί

— πίεση ἡ ὁποία ὀφείλεται στό βάρος τοῦ ἀερίου.

Πίεση πού ὀφείλεται στή συνεχή καί ἄτακτη κίνηση τῶν μορίων τοῦ ἀερίου.

Τά μόρια κάθε ἀερίου πού περιέχονται σ' ἕνα δοχεῖο κινοῦνται συνεχῶς καί ἀτάκτως.

Καθώς κινοῦνται πρός ὅλες τίς διευθύνσεις, συναντοῦν τίς ἐπιφάνειες τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου πού περιέχει τό ἀέριο καί συγκρούονται ἐλαστικῶς μέ αὐτές (σχ. 2.2α).

Λόγω τῶν συγκρούσεων τῶν μορίων τοῦ ἀερίου μέ τά τοιχώματα τοῦ δοχείου, ἐξασκεῖται ἀπό τό ἀέριο σέ κάθε στοιχειῶδες τμῆμα τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου μία ***κάθετη*** δύναμη. Ἀφοῦ τό ἀέριο ἐξασκεῖ σέ κάθε στοιχειῶδες τμῆμα τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου μία κάθετη δύναμη, θά προκαλεῖ καί μία πίεση, δηλαδή κάθε ἀέριο προκαλεῖ στά τοιχώματα τοῦ δοχείου πιέσεις πού προκύπτουν ἀπό δυνάμεις οἱ ὁποῖες ὀφείλονται στή συνεχή καί ἄτακτη κίνηση τῶν μορίων του.

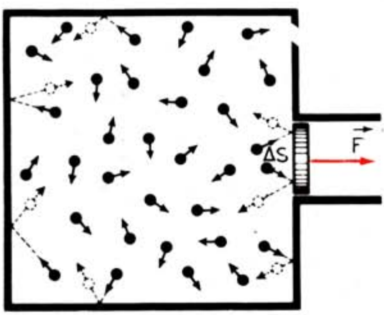
Οἱ δυνάμεις π.χ. τίς ὁποῖες ἐξασκοῦν τά μόρια ὅταν προσκρούουν στή στοιχειώδη ἐπιφάνεια ΔS (σχ. 2.2α), δίνουν συνισταμένη $\vec{F}$, ***κάθετη*** στήν ΔS. Ἡ $\vec{F}$ προκαλεῖ στήν ΔS πίεση, πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\boxed{P = \frac{F}{\Delta S}} \qquad (1)$$

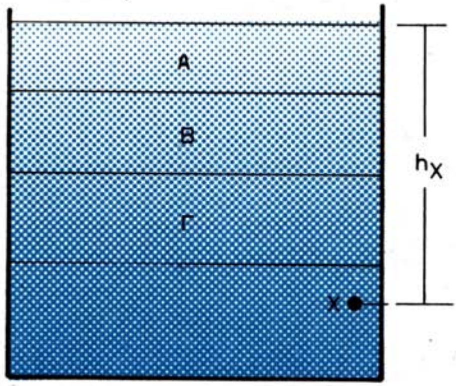
Παρατήρηση.

Ἀποδεικνύεται ὅτι:

Ἄν ἕνα ἀέριο πού περιέχεται σ' ἕνα δοχεῖο ἔχει τήν ἴδια πυκνότητα σ' ὅλο του τόν ὄγκο, τότε ἡ πίεση τοῦ ἀερίου, ἡ ὁποίου ὀφείλεται στήν κίνηση τῶν μορίων του, ἔχει σέ ὅλα του τά σημεῖα τήν ἴδια τιμή.



Σχ. 2.2α.



Σχ. 2.2β.

Πίεση πού ὀφείλεται στό βάρος τοῦ ἀερίου.

Κάθε στρῶμα ἑνός ἀερίου, ἐξαιτίας τοῦ βάρους του, πιέζει τό ἀμέσως ἑπόμενο στρῶμα του.

Τό στρῶμα Α (σχ. 2.2β) τοῦ ἀερίου, ἐξαιτίας τοῦ βάρους του, πιέζει τό ἀμέσως ἑπόμενο του στρῶμα Β.

Τό στρῶμα Β μεταδίδει τήν πίεση αὐτή στό ἀμέσως ἑπόμενο στρῶμα Γ καί προκαλεῖ ἐπιπλέον σ' αὐτό τήν προερχόμενη ἀπό τό δικό του βάρος πίεση κ.ο.κ.

Ἔτσι ***μιά ποσότητα ἀερίου προκαλεῖ σ' ὅλα του τά σημεῖα μία πίεση πού ὀφείλεται στό βάρος του.*** Ἡ πίεση αὐτή εἶναι παρόμοια μέ τήν ὑδροστατική πίεση. Ἐάν τό εἰδικό βάρος ἑνός ἀερίου εἶναι τό ἴδιο σέ ὅλο τόν ὄγκο του, τότε ἡ πίεσή του σ' ἕνα σημεῖο Χ (σχ. 2.2β) ἡ ὁποία ὀφείλεται στό βάρος του, ὑπολογίζεται ἀπό τή σχέση:

$$P_X = \epsilon \cdot h_X \qquad (2)$$

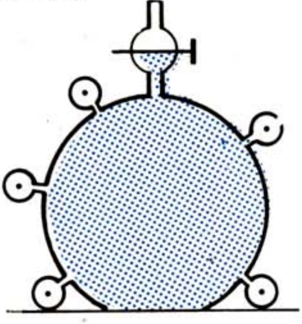
Παρατηρήσεις.

1) Τό εἰδικό βάρος μιᾶς ποσότητας ἑνός ἀερίου πού ἠρεμεῖ δέν εἶναι σέ ὅλο τόν ὄγκο του τό ἴδιο (τά χαμηλότερα στρώματα ἔχουν μεγαλύτερο εἰδικό βάρος), καί γι' αὐτό γιά τόν ὑπολογισμό τῆς πιέσεως, ἡ ὁποία ὀφείλεται στό βάρος τοῦ ἀερίου, δέν ἰσχύει ἡ σχέση (2) ἀλλά μιά ἄλλη περισσότερο πολύπλοκη.
2) Ἐπειδή τό εἰδικό βάρος τῶν ἀερίων εἶναι μικρό, ***γι' αὐτό ἡ πίεση τῶν ἀερίων πού ὀφείλεται στό βάρος του θεωρεῖται ἀμελητέα καί στήν πράξη δέν ὑπολογίζεται ὅταν πρόκειται γιά μικρούς ὄγκους ἀερίων.***
3) Ὅταν λέμε πίεση ἑνός ἀερίου ἐννοοῦμε τήν πίεση τοῦ ἀερίου, πού ὀφείλεται στήν ἄτακτη καί συνεχή κίνηση τῶν μορίων του. Δηλαδή δέν λαμβάνομε ὑπ' ὄψη τήν πίεση πού ὀφείλεται στό βάρος τοῦ ἀερίου, γιατί εἶναι πάρα πολύ μικρή.

   Στήν πράξη, ἡ πίεση ἑνός ἀερίου πού ὀφείλεται στήν κίνηση τῶν μορίων του ἔχει τήν ἴδια τιμή σέ ὅλο τόν ὄγκο τοῦ ἀερίου.

   Ἄρα ἡ πίεση τοῦ ἀερίου πού βρίσκεται σέ δοχεῖο συνηθισμένων διαστάσεων ἔχει σέ ὅλα του τά σημεῖα τήν ἴδια τιμή.

   Ἄν σέ διάφορα σημεῖα ἑνός δοχείου (σχ. 2.2γ) πού περιέχει ἀέριο, τοποθετήσομε μανόμετρα, θά παρατηρήσομε ὅτι οἱ ἐνδείξεις τους εἶναι ἴδιες. Ἡ πίεση δηλαδή τοῦ ἀερίου σέ ὅλα τά σημεῖα του ἔχει τήν ἴδια τιμή.



Σχ. 2.2γ.

Σημείωση.

Ἄν ἡ ἀέρια στήλη ἔχει ἀρκετά μεγάλο ὕψος, ὅπως στόν ἀτμοσφαιρικό ἀέρα, τότε ἡ πίεση πού ὀφείλεται στό βάρος τοῦ ἀερίου, εἶναι ἀρκετά μεγάλη καί πρέπει νά ὑπολογίζεται.

2.3 Ἀτμόσφαιρα καί ζῶνες τῆς ἀτμόσφαιρας.

Ἀτμόσφαιρα ὀνομάζεται τό ἀέριο περίβλημα τῆς γῆς, τό ὁποῖο τήν ἀκολουθεῖ σέ ὅλες τίς κινήσεις της.

Τό ἀέριο τό ὁποῖο ἀποτελεῖ τήν ἀτμόσφαιρα ὀνομάζεται ***ἀτμοσφαιρικός ἀέρας*** καί εἶναι ἕνα ***μίγμα,*** κυρίως, ἀζώτου καί ὀξυγόνου. Τά μόρια τοῦ ἀέρα ἕλκονται ἀπό τή γῆ καί γι' αὐτό συγκρατοῦνται γύρω της.

Τό ***ὕψος*** τῆς ἀτμόσφαιρας δέν ἔχει προσδιορισθεῖ μέ ἀκρίβεια. Ἀπό μερικά φαινόμενα βγάζομε τό συμπέρασμα ὅτι τό ὕψος στό ὁποῖο φθάνει ἡ ἀτμόσφαιρα εἶναι περίπου 1000 km.

Οἱ μεγάλες ζῶνες τῆς ἀτμόσφαιρας εἶναι οἱ ἀκόλουθες:

α) Ἡ τροπόσφαιρα.

Αὐτή φθάνει περίπου μέχρι τά 20 km.

Στή ζώνη αὐτή συμβαίνουν ὅλα τά μετεωρολογικά φαινόμενα (βροχή, χαλάζι κλπ.).

Ἡ θερμοκρασία στήν τροπόσφαιρα ἐλαττώνεται ὅσο ἀνερχόμαστε ἀπό τήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας.

β) Ἡ στρατόσφαιρα.

Αὐτή εἶναι πάνω ἀπό τήν τροπόσφαιρα καί φθάνει μέχρι τά 50 km. Στή στρατόσφαιρα ***ἡ θερμοκρασία διατηρεῖται σταθερή.***

γ) Ἡ ἰονόσφαιρα.

Αὐτή εἶναι πάνω ἀπό τή στρατόσφαιρα καί φθάνει μέχρι τά 500 km. Χαρακτηριστικό στή ζώνη αὐτή εἶναι ὅτι ὑπάρχουν πολλά ἰόντα.

Ἡ ἰονόσφαιρα παίζει σπουδαῖο ρόλο στή διάδοση τῶν βραχέων ραδιοφωνικῶν κυμάτων.

Ὁ ἰονισμός της ὀφείλεται στήν ἡλιακή καί κοσμική ἀκτινοβολία.

δ) Ἡ ἐξώσφαιρα.

Αὐτή εἶναι ἡ ἀνώτατη ζώνη τῆς ἀτμόσφαιρας καί τό ὕψος της δέν εἶναι γνωστό. Ὑπολογίζεται ὅτι εἶναι 1000 km περίπου.

Σημείωση.

Τό κυριότερο χαρακτηριστικό τῆς ἀτμόσφαιρας εἶναι ὅτι ἡ ***ἀτμοσφαιρική πίεση καί ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα ἐλαττώνονται ὅσο αὐξάνεται τό ὕψος.***

2.4 Ἀτμοσφαιρική πίεση.

Ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀέρας ἔχει βάρος. Γι' αὐτό ἡ ἀτμόσφαιρα ἐξασκεῖ μία κάθετη δύναμη σέ κάθε μικρό τμῆμα μιᾶς ἐπιφάνειας μέ τό ὁποῖο βρίσκεται σ' ἐπαφή.

Ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖ ἡ ἀτμόσφαιρα, λόγω τοῦ βάρους τοῦ ἀέρα, σέ κάθε τμῆμα μιᾶς ἐπιφάνειας μέ τό ὁποῖο βρίσκεται σ' ἐπαφή προκαλεῖ σ' αὐτό μιά πίεση πού τήν ὀνομάζομε ***ἀτμοσφαιρική πίεση.***

Σημείωση.

1) Ἔστω ὅτι μία μικρή ἐπιφάνεια ἔχει ἐμβαδόν ΔS καί πάνω της ἐξασκεῖται ἀπό τήν ἀτμόσφαιρα κάθετα ἡ δύναμη $\vec{F}$. Τότε στήν ἐπιφάνεια αὐτή ἀσκεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση P:

$$\boxed{P = \frac{F}{\Delta S}}$$

2) Ἄν μιά μικρή ἐπιφάνεια ἔχει ἐμβαδόν ΔS καί πάνω της προκαλεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση P, τότε σ' αὐτή τήν ἐπιφάνεια ἐξασκεῖται ἀπό τήν ἀτμόσφαιρα μιά δύναμη $\vec{F}$, πού εἶναι κάθετη στήν ἐπιφάνεια καί ἔχει μέτρο:

$$\boxed{F = P \,.\, \Delta S}$$

Πειραματική ἀπόδειξη τῆς ὑπάρξεως ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

Πείραμα πρῶτο.

Κλείνομε τό στόμιο ἑνός δοχείου (σχ. 2.4α) μέ μιά ἐλαστική μεμβράνη τήν ὁποία δένομε καλά, ὥστε νά μήν περνᾶ ὁ ἀέρας. Συνδέομε τό δοχεῖο μ' ἕνα σωλήνα καί φέρνομε τό σωλήνα σέ μιά ἀεραντλία. Ὅταν ἀφαιρέσομε τόν ἀέρα ἀπό τό δοχεῖο, θά παρατηρήσομε ὅτι ἡ μεμβράνη θά καμπυλωθεῖ πρός τό ἐσωτερικό τοῦ δοχείου καί, ἄν ἡ ἀντοχή της εἶναι μικρή, θά σπάσει.

Συμπέρασμα.

Ὅταν ἀφαιροῦμε τόν ἀέρα μέσα ἀπό τό δοχεῖο, ἡ μεμβράνη καμπυλώνεται πρός τό ἐσωτερικό τοῦ δοχείου. Γιά νά συμβαίνει αὐτό, πρέπει στήν πάνω ἐπιφάνεια τῆς μεμβράνης νά προκαλεῖται κάποια πίεση. Τήν πίεση αὐτή τήν προκαλεῖ ὁ ἀέρας.

Σημείωση.

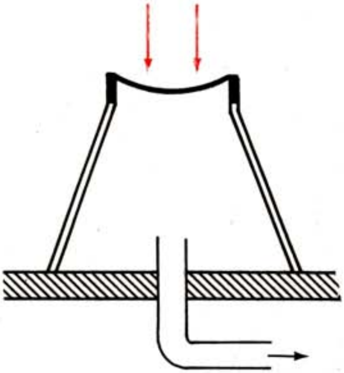
Προτοῦ ἀφαιρέσομε τόν ἀέρα ἀπό τό δοχεῖο, ἡ μεμβράνη ἦταν ὁριζόντια, γιατί προκαλεῖτο σ' αὐτή ἡ ἴδια πίεση καί ἀπό μέσα καί ἀπό ἔξω.

Πείραμα δεύτερο.

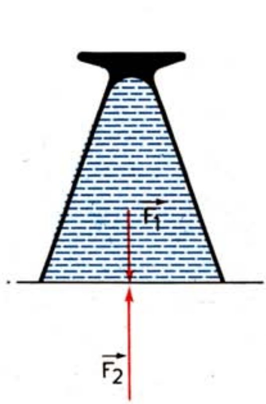
Γεμίζομε ἐντελῶς μέ νερό ἕνα ποτήρι (σχ. 2.4β). Κατόπιν τό σκεπάζομε μ' ἕνα φύλλο χαρτιοῦ καί τό ἀναστρέφομε. Θά παρατηρήσομε ὅτι τό νερό δέ χύνεται.

Συμπέρασμα.

Στήν πάνω ὄψη τοῦ χαρτιοῦ ἐξασκεῖ τό νερό τήν ὑδροστατική δύναμη $\vec{F}_1$. Ἑπομένως γιά νά μή χύνεται τό νερό, πρέπει ἡ ἀτμόσφαιρα νά ἐξασκεῖ στήν κάτω ὄψη τοῦ χαρτιοῦ μιά δύναμη $\vec{F}_2$. Ἡ $\vec{F}_2$ προκαλεῖ στό χαρτί μία πίεση, τήν ἀτμοσφαιρική.



Σχ. 2.4α.

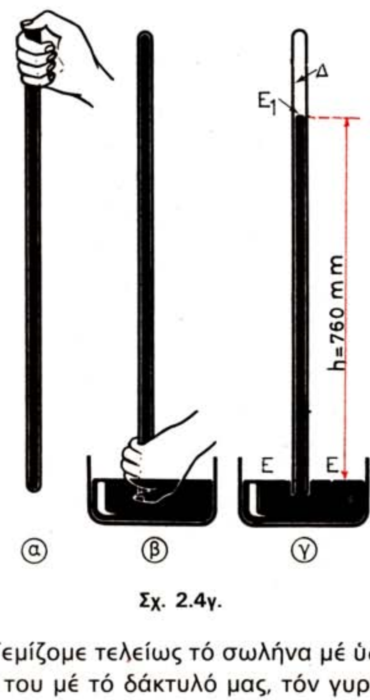


Σχ. 2.4β.

Πείραμα Torricelli (Τορρικέλλι).

Μέ τό πείραμα Torricelli μποροῦμε ὄχι μόνο νά ἀποδείξομε τήν ὕπαρξη τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως, ἀλλά καί νά τή μετρήσομε.

Παίρνομε ἕνα γυάλινο σωλήνα [σχ. 2.4γ(α)] μήκους 1 m κλειστό



Σχ. 2.4γ.

στό ἕνα ἄκρο του. Γεμίζομε τελείως τό σωλήνα μέ ὑδράργυρο. Κλείνομε τό ἀνοικτό ἄκρο του μέ τό δάκτυλό μας, τόν γυρίζομε ἀνάποδα καί τοποθετοῦμε τό ἄκρο αὐτό μέσα σέ λεκάνη μέ ὑδράργυρο [σχ. 2.4γ(β)]. Ὅταν βγάλομε τό δάκτυλό μας, θά παρατηρήσομε ὅτι ὁ ὑδράργυρος μέσα στό σωλήνα δέ θά κατέβει μέχρι τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ Hg στή λεκάνη, ἀλλά θά σταματήσει σέ κάποιο ὕψος h [σχ. 2.4γ(γ)].

Συμπέρασμα.

Ὁ χῶρος Δ [σχ. 2.4γ(γ)] πάνω ἀπό τήν ὑδραργυρική στήλη εἶναι σχεδόν κενός, ἐπομένως στό χῶρο αὐτό ἡ πίεση εἶναι ἴση μέ μηδέν. Ἄρα ἡ πίεση πάνω στήν ἐπιφάνεια E_1 τοῦ ὑδραργύρου εἶναι ἴση μέ μηδέν. Ἐάν ἡ πίεση πάνω στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια E τοῦ ὑδραργύρου τῆς λεκάνης ἦταν ἐπίσης ἴση μέ μηδέν, θά ἔπρεπε, σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τῶν συγκοινωνούντων δοχείων, οἱ δύο ἐπιφάνειες E καί E_1 τοῦ ὑδραργύρου νά βρισκότανε στό ἴδιο ὕψος. Ἑπομένως πάνω στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια E τοῦ ὑδραργύρου τῆς λεκάνης προκαλεῖται κάποια πίεση.

Ἡ ***πίεση αὐτή,*** ἀφοῦ δέν προκαλεῖται ἀπό πουθενά ἀλλοῦ, ***προκαλεῖται ἀπό τήν ἀτμόσφαιρα.***

Σημείωση.

Ὁ χῶρος Δ πάνω ἀπό τή στήλη τοῦ ὑδραργύρου ὀνομάζεται ***βαρομετρικός χῶρος*** ἤ ***βαρομετρικός θάλαμος.***

Στό βαρομετρικό χῶρο ὑπάρχουν μόνο ἀτμοί ὑδραργύρου, οἱ ὁποῖοι στή συνηθισμένη θερμοκρασία (20° ὥς 30° C) προκαλοῦν ἐλάχιστη πίεση, τόση, ὥστε πρακτικά ὁ χῶρος αὐτός νά μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ***ἀερόκενος.*** Τό κενό τοῦ χώρου αὐτοῦ ὀνομάζεται ***βαρομετρικό κενό.***

Παρατήρηση.

Ἐάν ἐπαναλάβομε τό πείραμα μέ σωλῆνες διαφορετικῶν τομῶν (σχ. 2.4δ) καί σχημάτων τοποθετώντας τους στή λεκάνη μέ διαφορετικές κλίσεις, θά παρατηρήσομε ὅτι οἱ κατακόρυφες ἀποστάσεις AA_1, BB_1, $ΓΓ_1$ καί $ΔΔ_1$ εἶναι ἴσες, ἤτοι $AA_1 = BB_1 = ΓΓ_1 = ΔΔ_1$.

Δηλαδή τό ὕψος τῶν στηλῶν τοῦ ὑδραργύρου μέσα στούς σωλῆνες εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τό ἐμβαδόν τῆς τομῆς, τό σχῆμα καί τήν κλίση τῶν σωλήνων.

Ὑπολογισμός τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

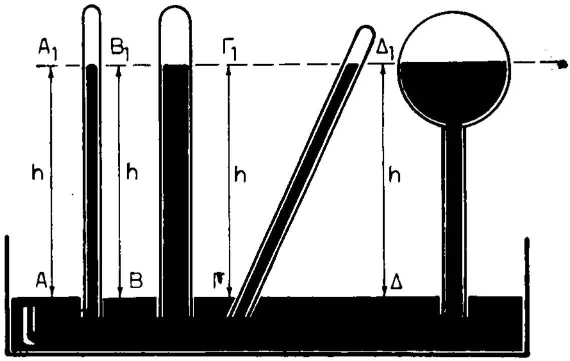
Ἐάν μετρήσομε τήν κατακόρυφη ἀπόσταση h μεταξύ τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ ὑδραργύρου (σχ. 2.4ε) μέσα στό σωλήνα καί μέσα στή λεκάνη, τότε ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση $P_{ατμ}$ βρίσκεται ἀπό τή σχέση:

$$P_{ατμ} = h \cdot \epsilon \qquad (1)$$

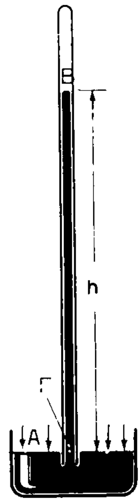
ὅπου: ε τό εἰδικό βάρος τοῦ Hg.

Ἀπόδειξη τῆς σχέσεως: $P_{ατμ} = h \cdot \epsilon$.

Στό σημεῖο B τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ὑδραργύρου (σχ. 2.4ε) μέσα στό



Σχ. 2.4δ.



Σχ. 2.4ε.

σωλήνα, ἡ πίεση εἶναι μηδέν, γιατί πάνω ἀπό τόν ὑδράργυρο ὑπάρχει βαρομετρικό κενό. Στό σημεῖο Γ τοῦ ὑδραργύρου, ἀφοῦ ἡ πίεση στό Β εἶναι μηδέν, προκαλεῖται πίεση P_Γ ἡ ὁποία δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P_\Gamma = h \, . \, \epsilon \tag{2}$$

Στό σημεῖο Α τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ὑδραργύρου τῆς λεκάνης προκαλεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση: $P_A = P_{\alpha\tau\mu}$.

Ἐπειδή τά σημεῖα Α καί Γ πού εἶναι σημεῖα τοῦ ὑδραργύρου, βρίσκονται στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο, πρέπει οἱ πιέσεις τους P_Γ καί $P_A = P_{\alpha\tau\mu}$ νά εἶναι ἴσες. Δηλαδή:

$$P_A = P_{\alpha\tau\mu} = P_\Gamma \tag{3}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (2) καί (3) προκύπτει:

$$P_{\alpha\tau\mu} = h \, . \, \epsilon$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἄν τό πείραμα γίνεται κοντά στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας καί ἡ θερμοκρασία εἶναι 0° C, τότε τό ὕψος h τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου εἶναι περίπου 76 cm καί ἑπομένως ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση θά εἶναι:

$P_{\alpha\tau\mu} = h \, . \, \epsilon$
$P_{\alpha\tau\mu} = 76 \text{ cm} \, . \, 13{,}6 \text{ p/cm}^3 = 1033 \text{ p/cm}^2$
$P_{\alpha\tau\mu} = 1033 \text{ p/cm}^2$ ἤ
$P_{\alpha\tau\mu} = 1{,}033 \text{ kp/cm}^2$

2) Ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι 0° C, τότε ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας ὀνομάζεται κανονική ἀτμοσφαιρική πίεση ἤ φυσική ἀτμόσφαιρα καί εἶναι σύμφωνα μέ τά παραπάνω:

$$\boxed{P_{Atm} = 1033\ \text{p/cm}^2 = 1{,}033\ \text{kp/cm}^2}$$

Δηλαδή ἡ κανονική ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι ἴση μέ τήν ὑδροστατική πίεση πού ἐξασκεῖ στή βάση της στήλη ὑδραργύρου ὕψους 76 cm καί θερμοκρασίας 0° C.

3) Πολλές φορές οἱ πιέσεις ἐκφράζονται σέ ὕψος στήλης ὑδραργύρου. Ὅταν λέμε πίεση στήλης ὑδραργύρου XmmHg, ἐννοοῦμε τήν ὑδροστατική πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ στή βάση της στήλη ὑδραργύρου ὕψους Xmm καί θερμοκρασίας 0° C.

1 Atm = 76 cmHg = 760 mmHg
1 mm = 1 Torr
1 Atm = 760 Torr

Ἐλάττωση τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως μέ τό ὕψος. Εὕρεση τοῦ ὑψομέτρου ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική πίεση.

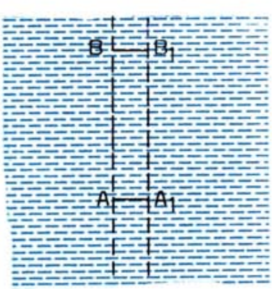
Ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση μεταβάλλεται μέ τό ὕψος:
Ὅσο πιό ψηλά ἀνεβαίνομε στήν ἀτμόσφαιρα, τόσο πιό μικρή εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση.

Τοῦτο συμβαίνει γιατί:

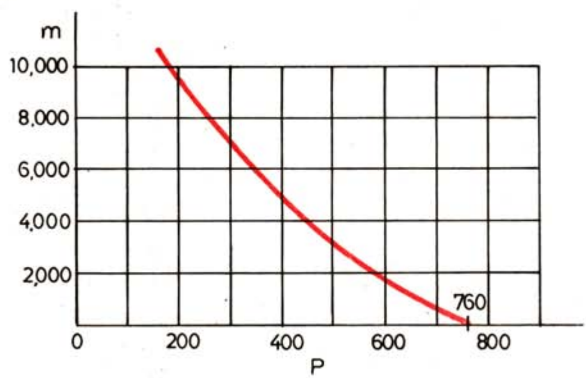
α) Ὅσο ἀνεβαίνομε πιό ψηλά τόσο ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα ἐλαττώνεται καί

β) ὅσο ἀνεβαίνουμε πιό ψηλά τόσο ἐλαττώνεται ἡ στήλη τοῦ ὑπερκείμενου ἀέρα, ἡ ὁποία προκαλεῖ τήν ἀτμοσφαρική πίεση.

Ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση στήν ἐπιφάνεια AA_1 (σχ. 2.4στ) εἶναι μεγαλύτερη ἀπό ἐκείνη πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια BB_1. Γιατί στήν AA_1



Σχ. 2.4στ.



Σχ. 2.4ζ.

ἐξασκεῖται καί τό βάρος τοῦ ἀέρα τῆς στήλης AB τό ὁποῖο δέν ἐξασκεῖται στή BB_1.

Πειραματικά βρήκαμε ὅτι, ὅταν ἀνεβαίνομε κατά 10,5 m πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας, ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση ἐλαττώνεται περίπου 1 mmHg.

Ἡ ἐλάττωση αὐτή τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως κατά 1 mmHg σέ ὑψομετρική διαφορά 10,5 m, ἰσχύει γιά ὕψη μικρά, δηλαδή γιά ὕψη πού ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα μπορεῖ νά θεωρηθεῖ σταθερή καί ὅση εἶναι στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας.

Γιά μεγάλα ὕψη τό πιό πάνω ἐξαγόμενο δέν ἰσχύει, γιατί ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα σέ μεγάλα ὕψη ἐλαττώνεται σημαντικά ὅσο αὐξάνεται τό ὕψος.

Ὁ νόμος πού μᾶς δίνει τή μεταβολή τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως μέ τό ὕψος δέν εἶναι ἁπλός.

Στό σχῆμα 2.4ζ φαίνεται ἡ γραφική παράσταση τῆς μεταβολῆς τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως μέ τό ὕψος.

Σέ κάθε λοιπόν ὑψόμετρο ἀντιστοιχεῖ μία τιμή τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

Ἐάν μέ ἕνα βαρόμετρο μετρήσομε τήν ἀτμοσφαιρική πίεση σ' ἕνα σημεῖο τῆς ἀτμόσφαιρας, τότε μέ τή βοήθεια τοῦ διαγράμματος (σχ. 2.4ζ) βρίσκομε σέ ποιό ὕψος ἀντιστοιχεῖ ἡ πίεση αὐτή, δηλαδή βρίσκομε τό ὑψόμετρο τοῦ σημείου.

2.5 Βαρόμετρα. Βαρογράφος.

Βαρόμετρα ὀνομάζονται τά ὄργανα μέ τά ὁποῖα μετρᾶμε τήν ***ἀτμοσφαιρική πίεση.***

Ὑπάρχουν δύο κατηγορίες βαρομέτρων:

— Τά ὑδραργυρικά καί

— τά μεταλλικά βαρόμετρα.

Ὑδραργυρικά βαρόμετρα.

Ἡ λειτουργία τῶν ὑδραργυρικῶν βαρομέτρων βασίζεται στήν ***ἀρχή*** τοῦ πειράματος τοῦ Τορρικέλλι.

Εἶναι βαρόμετρα ἀκριβείας.

Σιφωνοειδές ὑδραργυρικό βαρόμετρο.

Ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα γυάλινο σωλήνα (σχ. 2.5α) γυρισμένο σέ σχῆμα U καί μιά μικρή λεκάνη Λ. Ὁ ὑδράργυρος μέσα στό σωλήνα καί στή λεκάνη ἰσορροπεῖ. Ὁ χῶρος Δ εἶναι βαρομετρικός χῶρος. Ἡ ἔνδειξη ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ στήν ἀπόσταση h τῆς κλίμακας K τῶν δύο ἐλευθέρων ἐπιφανειῶν τοῦ ὑδραργύρου μᾶς δείχνει τήν ἀτμοσφαιρική πίεση σέ mmHg.

Ἄν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση μεταβληθεῖ, τότε ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου στό ἀριστερό σκέλος κατεβαίνει ἤ ἀνεβαίνει. Ἡ μεταβολή αὐτή τοῦ ὕψους, ἐπιδρᾶ ἀνεπαίσθητα στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου στή λεκάνη, καί αὐτό γιατί ἡ διατομή τῆς λεκάνης εἶναι πολύ μεγαλύτερη ἀπό τή διατομή τοῦ σωλήνα.

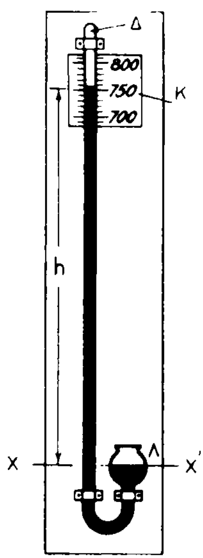
Μποροῦμε ἐπομένως νά θεωρήσομε ὅτι ἡ ἐπιφάνεια XX΄ εἶναι στό ἴδιο πάντα ὁριζόντιο ἐπίπεδο, τό ὁποῖο ἀντιστοιχεῖ στήν ἔνδειξη μηδέν τῆς κλίμακας Κ τοῦ βαρομέτρου.

Μεταλλικά βαρόμετρα.

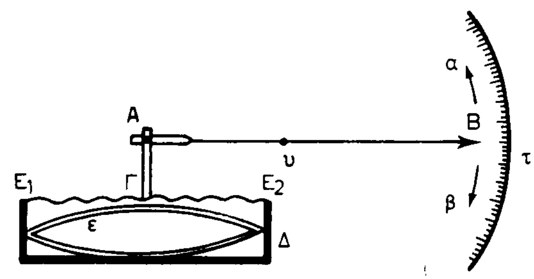
Τά μεταλλικά βαρόμετρα δέν εἶναι ὄργανα μεγάλης ἀκριβείας. Εἶναι ὅμως πάρα πολύ εὔχρηστα, μεταφέρονται εὔκολα καί ἔχουν μικρές διαστάσεις.

Ἡ λειτουργία τους βασίζεται στίς ἐλαστικές παραμορφώσεις πού προκαλοῦν οἱ μεταβολές τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως ἐπάνω τους.

Ἡ ***βαθμολογία*** τῶν μεταλλικῶν βαρομέτρων γίνεται σέ σύγκριση μέ τά ὑδραργυρικά βαρόμετρα.



Σχ. 2.5α.



Σχ. 2.5β.

Βαρόμετρο τοῦ Vidi.

Εἶναι μεταλλικό βαρόμετρο καί ἀποτελεῖται:

α) Ἀπό ἕνα (σχ. 2.5β) κυλινδρικό δοχεῖο Δ τοῦ ὁποίου ἡ ἐπάνω βάση (E_1E_2) εἶναι ἕνα λεπτό μεταλλικό ἔλασμα μέ πτυχώσεις γιά νά ἔχει μεγαλύτερη εὐκαμψία.

β) Ἀπό ἕνα ἐλατήριο ε, τό ὁποῖο βρίσκεται μέσα στό δοχεῖο Δ.

γ) Ἀπό ἕνα στέλεχος ΓΑ.

δ) Ἀπό τό μοχλό ΑυΒ καί

ε) ἀπό τήν κλίμακα τ.

Ἀπό τό δοχεῖο Δ ***ἔχει ἀφαιρεθεῖ ὁ ἀέρας.***

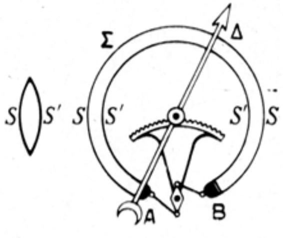
Τό ἐλατήριο ε ἐξασκεῖ στήν πτυχωτή ἐπιφάνεια E_1E_2 τοῦ δοχείου δύναμη ἡ ὁποία ἐξουδετερώνει τή δύναμη πού ὀφείλεται στήν ἀτμοσφαιρική πίεση. Ἄν αὐξηθεῖ ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση, τότε ἡ πτυχωτή ἐπιφάνεια τοῦ δοχείου Δ κάμπτεται πρός τά κάτω καί τό ἐλατήριο συμπιέζεται μέχρις ὅτου ἡ δύναμη, πού ἐξασκεῖ αὐτό, ἐξισώσει τή δύναμη τήν ὀφειλόμενη στή νέα τιμή τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως. Ἡ μετακίνηση αὐτή τῆς ἐπιφάνειας E_1E_2 μεταδίδεται μέ τό στέλεχος ΓΑ στό ἄκρο τοῦ μοχλοῦ ΑυΒ, ὁ ὁποῖος στρέφεται γύρω ἀπό τό υ. Ἔτσι τό ἄκρο Β τοῦ μοχλοῦ μετακινεῖται κατά τή φορά τοῦ βέλους α καί ἰσορροπεῖ μπροστά ἀπό μιά ὑποδιαίρεση τῆς κλίμακας τ.

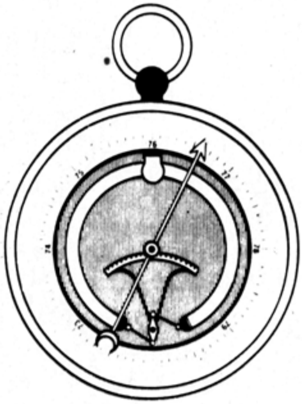
Ἄν ἐλαττωθεῖ ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση, ἡ πτυχωτή ἐπιφάνεια E_1E_2 κινεῖται πρός τά πάνω ἐνῶ τό ἄκρο Β τοῦ μοχλοῦ κατά τή φορά τοῦ βέλους β καί ἰσορροπεῖ μπροστά ἀπό μιά ἄλλη ὑποδιαίρεση τῆς κλίμακας τ.

Μέ αὐτόν τόν τρόπο, ***γιά κάθε τιμή τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως,*** ὁ δείκτης Β ἰσορροπεῖ μπροστά ἀπό μιά ὁρισμένη ὑποδιαίρεση τῆς κλίμακας.

Ἡ κλίμακα τοῦ βαρομέτρου βαθμολογεῖται σέ σύγκριση μέ ὑδραργυρικό βαρόμετρο.

Στό σχῆμα 2.5γ φαίνεται ἕνας ἄλλος συνηθισμένος τύπος μεταλλικοῦ βαρομέτρου.





Σχ. 2.5γ.

...αρογράφος.

Ὁ βαρογράφος (σχ. 2.5δ) εἶναι αὐτογραφικό μεταλλικό βαρόμετρο.

Στό ἄκρο Β τοῦ δείκτη του ὑπάρχει γραφίδα. Ἡ γραφίδα ἐφάπτεται στήν ἐπιφάνεια ἑνός κατακόρυφου κυλίνδρου Κ πού περιστρέφεται ὁμαλά μέ ρολογιακό μηχανισμό. Συνήθως ἐκτελεῖ μιά ὁλόκληρη περιστροφή μέσα σέ μιά μέρα ἤ μιά βδομάδα.

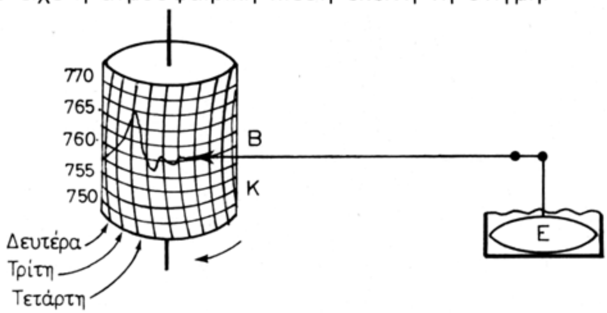
Ὁ κύλινδρος Κ περιβάλλεται ἀπό χαρτί πού φέρει ὁριζόντιες περιφέρειες καί κατακόρυφες εὐθεῖες.

Καθεμιά ὁριζόντια περιφέρεια ἀντιστοιχεῖ σέ μιά τιμή τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

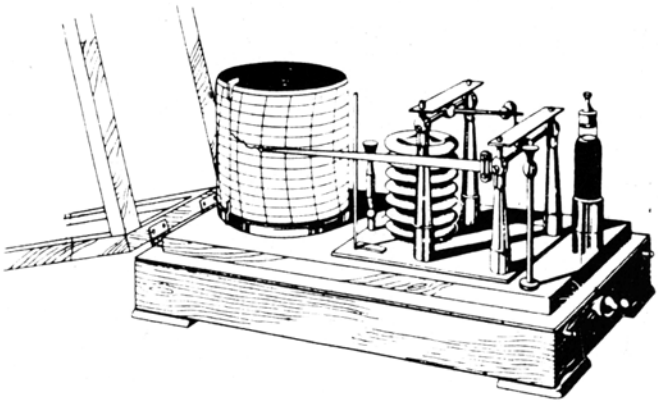
Καθεμιά κατακόρυφη εὐθεία ἀντιστοιχεῖ σέ ὁρισμένη χρονική στιγμή.

Ὅταν ὁ κύλινδρος περιστρέφεται, τότε ὁ δείκτης γράφει πάνω στό χαρτί, πού τόν περιβάλλει, μία συνεχή γραμμή.

Κάθε σημεῖο τῆς γραμμῆς αὐτῆς δείχνει: μιά χρονική στιγμή καί τήν τιμή πού εἶχε ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση ἐκείνη τή στιγμή.



Σχ. 2.5δ.



Σχ. 2.5ε.

Συνήθως χρησιμοποιοῦνται πολλά μεταλλικά δοχεῖα (σχ. 2.5ε) πού ἔχουν συνδεθεῖ μεταξύ τους, ὥστε νά ἔχομε μεγαλύτερη εὐαισθησία

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

31) *Μιά ἐπίπεδη ἐπιφάνεια ἔχει ἐμβαδόν $S = 4\ cm^2$. Πόση δύναμη ἐξασκεῖ ἡ ἀτμόσφαιρα στήν ἐπιφάνεια αὐτή, ὅταν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P_{ατ} = 1{,}033$ kp/cm^2;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_{ατ} = \frac{F}{S} \tag{1}$$

ὅπου: F τό μέτρο τῆς δυνάμεως πού ἐξασκεῖ ἡ ἀτμόσφαιρα στήν ἐπιφάνεια S,
$P_{ατ}$ ἡ πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ ἡ δύναμη $\vec{F}$ στήν ἐπιφάνεια S.

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$F = P_{ατ} \,.\, S \tag{2}$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (2) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F = 1{,}033\ \frac{kp}{cm^2}\ .\ 4\ cm^2 = 1{,}033 \times 4\ \frac{kp\ .\ cm^2}{cm^2}$$

$$F = 4{,}132\ kp$$

32) *Νά ἐκφρασθεῖ ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση 760 Torr σέ kp/cm^2.*

Λύση.

Ἡ πίεση 760 Torr εἶναι ἡ πίεση πού προκαλεῖ στή βάση της στήλη ὑδραργύρου, ὕψους 760 mm ἤ 76 cm. Ἑπομένως ἡ πίεση αὐτή θά ὑπολογισθεῖ ἀπό τή σχέση:

$$P = \epsilon\ .\ h \tag{1}$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε: $\epsilon = 13{,}6\ p/cm^3$ καί $h = 76$ cm, βρίσκομε:

$$P = 13{,}6\ \frac{p}{cm^3}\ .\ 76\ cm = 13{,}6 \times 76\ \frac{p\ .\ cm}{cm^3}$$

$$P = 1033{,}6\ \frac{p}{cm^2} = 1{,}0336\ \frac{kp}{cm^2}$$

$$P = 1{,}033\ \frac{kp}{cm^2}$$

33) *Στό πείραμα τοῦ Torricelli, ἄν ἀντί γιά ὑδράργυρο χρησιμοποιούσαμε νερό, πόσο θά ἦταν τό ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑγροῦ μέσα στό σωλήνα, ὅταν τό εἰδικό βάρος τοῦ νεροῦ εἶναι $\epsilon = 1\ p/cm^3$ καί ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P = 1033\ p/cm^2$;*

Λύση.

Ἡ στήλη τοῦ νεροῦ μέσα στό σωλήνα πρέπει νά ἔχει ὕψος h τέτοιο, ὥστε ἡ στήλη αὐτή νά δημιουργεῖ πίεση P ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

(1)

᾿Από τή σχέση (1) προκύπτει ἡ σχέση:

$$h = \frac{P}{\epsilon} \qquad (2)$$

῎Αν στή σχέση (2) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$h = \frac{1033 \dfrac{p}{cm^2}}{1 \dfrac{p}{cm^3}} = \frac{1033}{1} \; \frac{p \,.\, cm^3}{p \,.\, cm^2} = 1033 \text{ cm}$$

$$h = 1033 \text{ cm}$$

34) *῎Αν ἐπαναλάβομε τό προηγούμενο πείραμα, χρησιμοποιώντας σωλήνα μέ τριπλάσια διάμετρο, ποιό θά εἶναι τό ὕψος τῆς στήλης;*

Λύση.

῾Η πίεση σύμφωνα μέ τόν τύπο $P = \epsilon \,.\, h$, ἐξαρτᾶται μόνο ἀπό τό ὕψος h τῆς ὑγρῆς στήλης καί τό εἰδικό βάρος ϵ τοῦ ὑγροῦ.

᾿Επομένως ἄν ἐπαναλάβομε τό πείραμα, χρησιμοποιώντας σωλήνα μέ διπλάσια διάμετρο, τό ὕψος τῆς στήλης θά εἶναι τό ἴδιο.

35) *῾Η ὑψηλότερη κορυφή τῆς Πάρνηθας ἔχει ὑψόμετρο h = 1407 m. Πόση εἶναι ἐκεῖ ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση P_π ἄν στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας εἶναι P_Θ = 760 mmHg;*

Λύση.

῞Οταν ἀνεβαίνομε κατά 10,5 m, τότε ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση ἐλαττώνεται κατά 1 mmHg, μέ τήν προϋπόθεση βέβαια ὅτι ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα κατά τήν ἄνοδο αὐτή μπορεῖ νά θεωρηθεῖ σταθερή καί ὅση εἶναι στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας.

Σ' ὁλόκληρο τό ὕψος τῶν 1407 m ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ὅση εἶναι στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας.

᾿Επομένως ἡ ἐλάττωση τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως ὅταν ἀνέβομε 1407 m εἶναι:

$$P_\Theta - P_\pi = \frac{1407 \text{ m} \,.\, 1 \text{ mmHg}}{10{,}5 \text{ m}}$$

$$P_\Theta - P_\pi = 134 \text{ mmHg}$$

῾Η πίεση στήν Πάρνηθα εἶναι:

$$P_\pi = P_\Theta - 134 \text{ mmHg}$$

$$P_\pi = 760 \text{ mmHg} - 134 \text{ mmHg}$$

$$P_\pi = 626 \text{ mmHg}$$

2.6 ῎Ανωση. ᾿Αρχή τοῦ ᾿Αρχιμήδη γιά τά ἀέρια.

῞Οταν ἕνα σῶμα βρίσκεται μέσα σέ ἀέριο πού ἰσορροπεῖ, τότε σέ κάθε πολύ μικρό τμῆμα (σημεῖο) τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος, ἐξασκεῖται ἀπό τό ἀέριο μιά ***κάθετη*** δύναμη.

Ἡ συνισταμένη ὅλων τῶν δυνάμεων τίς ὁποῖες ἐξασκεῖ ἕνα ἀέριο πού ἰσορροπεῖ πάνω σέ σῶμα βυθισμένο μέσα σ' αὐτό, ὀνομάζεται ***ἄνωση τοῦ σώματος.***

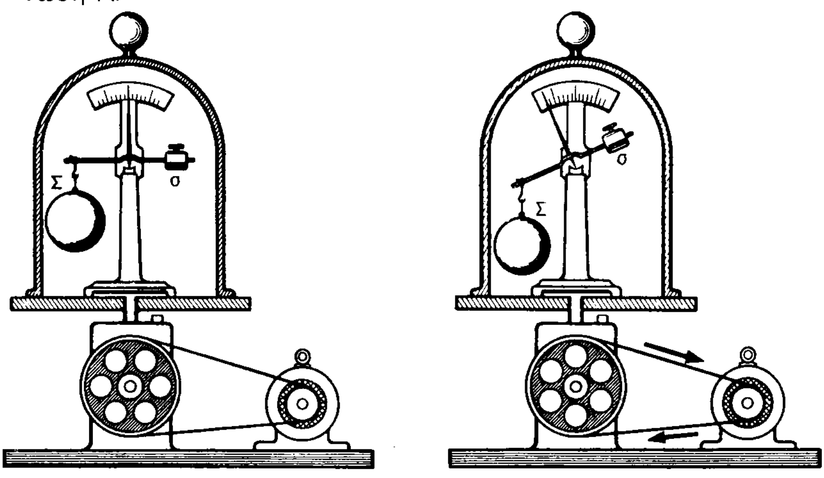
Ἡ ἄνωση εἶναι κατακόρυφη, μέ φορά πρός τά πάνω καί ἐφαρμόζεται στό ***κέντρο βάρους τοῦ ἐκτοπιζόμενου,*** ἀπό τό σῶμα, ἀερίου.

Τό ***μέτρο*** τῆς ἀνώσεως ἑνός σώματος εἶναι ***ἴσο*** μέ τό μέτρο τοῦ βάρους τοῦ ἐκτοπιζόμενου ἀερίου.

Ἰσορροποῦμε τή σφαίρα Σ [σχ. 2.6 (α)] μέ σταθμά σ πού ὁ ὄγκος τους εἶναι πολύ μικρότερος ἀπό τόν ὄγκο τῆς σφαίρας Σ.

Ἀφαιροῦμε τόν ἀέρα [σχ. 2.6 (β)] μέ ἀντλία καί παρατηροῦμε ὅτι ἡ ὁριζόντια ἰσορροπία τῆς φάλαγγας καταστρέφεται καί κλίνει πρός τό μέρος τῆς σφαίρας Σ.

Αὐτό σημαίνει ὅτι ὁ ἀέρας ἐξασκοῦσε στή σφαίρα Σ [σχ. 2.6 (α)] δυνάμεις, οἱ ὁποῖες ἔδιναν συνισταμένη κατακόρυφη πρός τά πάνω: τήν ἄνωση $\vec{A}$.



(α) (β)

Σχ. 2.6.

Ὁ ἀέρας, βεβαίως, ἐξασκεῖ ἄνωση καί στά σταθμά, ἀλλά αὐτή εἶναι ἀμελητέα, γιατί ὁ ὄγκος τῶν σταθμῶν εἶναι πολύ μικρός σέ σύγκριση μέ τόν ὄγκο τῆς σφαίρας.

Παρατήρηση.

Ἡ συνισταμένη τῶν δυνάμεων πού ἐξασκοῦνται στό σῶμα λόγω τῶν συγκρούσεων τῶν μορίων τοῦ ἀερίου μέ αὐτό εἶναι μηδέν, γιατί ἀλληλοεξουδετερώνονται.

Ἑπομένως ἡ ἄνωση εἶναι ἡ συνισταμένη τῶν δυνάμεων πού ἐξασκεῖ τό ἀέριο στό σῶμα λόγω τοῦ βάρους του.

Ἄρα ἄν ἕνα ἀέριο δέν εἶχε βάρος δέν θά ἐξασκοῦσε ἄνωση σέ σῶμα πού θά ἦταν βυθισμένο σ' αὐτό.

Ἡ ἀρχή τοῦ Ἀρχιμήδη γιά τά ἀέρια ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἡ ἄνωση $\vec{A}$, πού ἐξασκεῖται σέ κάθε σῶμα, βυθισμένο μέσα σέ ἀέριο πού ἰσορροπεῖ, εἶναι δύναμη κατακόρυφη, μέ φορά ἀπό κάτω πρός τά πάνω, μέ μέτρο ἴσο μέ τό μέτρο τοῦ βάρους $\vec{B}$ ***τοῦ ἐκτοπιζόμενου ἀερίου*** καί μέ σημεῖο ἐφαρμογῆς τό κέντρο βάρους τοῦ ἐκτοπιζόμενου ἀερίου. Δηλαδή:

$$\vec{A} = -\vec{B}$$

$$\boxed{A = B \quad \text{Ἀρχή τοῦ Ἀρχιμήδη}} \qquad (1)$$

Σημείωση.

Ἐάν ὁ ὄγκος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ἀερίου εἶναι V καί τό εἰδικό βάρος τοῦ ἀερίου εἶναι ε, τότε ἰσχύει ἡ σχέση:

$$B = \epsilon \,.\, V \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$A = B = \epsilon \,.\, V \text{ καί}$$

$$\boxed{A = \epsilon \,.\, V \quad \text{Ἀρχή τοῦ Ἀρχιμήδη}}$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ ἄνωση, πού δέχεται ἕνα σῶμα ἀπό ἀέριο τοῦ ὁποίου ἡ πίεση εἶναι σχετικά μικρή (π.χ. μιᾶς ἀτμόσφαιρας), εἶναι πολύ μικρή, γιατί τότε τό εἰδικό βάρος τοῦ ἀερίου εἶναι μικρό.
2) Ἡ ἄνωση, πού δέχονται ἐλαφρά ὀγκώδη σώματα (ἀερόστατα κ.ἄ.), εἶναι ἀρκετά μεγάλη.
3) Ἡ ἄνωση στά ἀέρια εἶναι γενικά πολύ μικρή, σέ σύγκριση μέ τήν ἄνωση στά ὑγρά, γιατί τά ἀέρια, γενικά, ἔχουν πολύ πιό μικρό εἰδικό βάρος ἀπό τά ὑγρά.

Φαινομενικό βάρος σώματος.

Φαινομενικό βάρος B΄ ἑνός σώματος τό ὁποῖο βρίσκεται μέσα στόν ἀέρα, ὀνομάζεται ἡ διαφορά τοῦ πραγματικοῦ (ἀπόλυτου) βάρους του B καί τῆς ἀνώσεώς του A στόν ἀέρα. Δηλαδή:

$$\boxed{B' = B - A} \qquad (1)$$

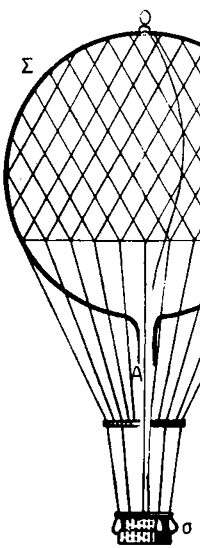
Όταν ζυγίζομε ένα σώμα στόν άέρα, βρίσκομε τό φαινομενικό βάρος τοῦ σώματος.

Στίς μετρήσεις, στίς όποῖες θέλομε μεγάλη άκρίβεια, πρέπει νά λαμβάνομε ύπ' όψη τήν άνωση πού δημιουργεῖ ὁ ἀέρας στά σώματα. Ἡ άνωση τῶν σταθμῶν εἶναι συνήθως ἀμελητέα γιατί ὁ ὄγκος τους εἶναι μικρός.

2.7 Ἀερόστατα.

Τά ἀερόστατα εἶναι διατάξεις τῶν ὁποίων τό ὁλικό βάρος κοντά στό ἔδαφος εἶναι μικρότερο ἀπό τήν ἄνωση πού ἐξασκεῖ ὁ ἀέρας σ' αὐτές καί γι' αὐτό ὅταν ἀφήνονται ἐλεύθερες ἀνεβαίνουν στόν ἀέρα.

Τό ἀερόστατο ἀποτελεῖται (σχ. 2.7α) ἀπό ἕναν ἀεροστεγή σάκκο Σ γεμάτο ἀπό ἕνα ἀέριο πού ἡ πυκνότητά του εἶναι μικρότερη ἀπό τήν πυκνότητα τοῦ ἀέρα.



Σχ. 2.7α.

Αὐτός ἀποτελεῖται ἀπό ἐλαστικό ὑλικό ἤ ἀπό ὕφασμα τό ὁποῖο τά ἀέρια δέν μποροῦν νά διαπεράσουν.

Συνήθως τό ἀερόστατο γεμίζει μέ ζεστό ἀέρα ἤ φωταέριο ἤ ὑδρογόνο ἤ ἥλιο (τό ἥλιο ἔχει καί τό πλεονέκτημα ὅτι δέν παίρνει φωτιά, δέν ἀνάβει). Ὁ σάκκος τοῦ ἀεροστάτου περιβάλλεται μέ πλέγμα ἀπό σχοινί (δίχτυ) τό ὁποῖο στό κάτω μέρος του ἔχει ἕνα δακτύλιο ἀπό τόν ὁποῖο κρεμιέται κατάλληλο σκάφος σ.

Μέσα στό σκάφος μπαίνουν οἱ ἀεροναῦτες, σάκκοι ἄμμου ἤ μολύβδου (ἕρμα), ἐπιστημονικά ὄργανα κλπ.

Στό ἀνώτερο μέρος τοῦ σάκκου βρίσκεται ὀπή Ο πού κλείνει μέ βαλβίδα. Τήν ὀπή αὐτή μπορεῖ ὁ ἀεροναύτης νά ἀνοίγει, ὅταν ἐπιθυμεῖ τή διαφυγή ἀερίου ἀπό τό σάκκο.

Στό κατώτερο μέρος τοῦ σάκκου βρίσκεται ἀνοικτός σωλήνας Α. Ὅταν τό ἀερόστατο ἀνεβαίνει, ἐπειδή ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση μικραίνει, ἡ πίεση τοῦ ἀερίου τοῦ σάκκου γίνεται μεγαλύτερη ἀπό τήν ἐξωτερική καί γι᾽ αὐτό τό ἀέριο φεύγει ἀπό τό σωλήνα Α.

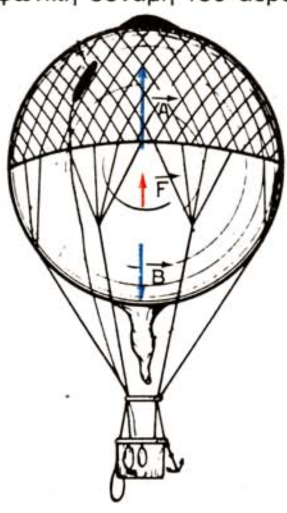
Ἔτσι κάθε στιγμή ἡ πίεση τοῦ ἀερίου, πού εἶναι μέσα στό σάκκο, εἶναι ἴση μέ τήν ἐξωτερική πίεση.

Ἐάν τό ἀερόστατο ἦταν τελείως κλειστό, ἐξ αἰτίας τῆς διαφορᾶς πιέσεως ἡ ὁποία δημιουργεῖται κατά τήν ἀνύψωσή του, θά ἀναπτύσσονταν δυνάμεις οἱ ὁποῖες σέ κάποιο ὕψος θά ἔσπαζαν τό ἀερόστατο.

Τελείως κλειστό ἀερόστατο χρησιμοποιεῖται στήν περίπτωση πού τό ἀερόστατο δέν ἔχει ἐπιβάτες, ἀλλά στό σκάφος του ἔχουν τοποθετηθεῖ μόνο αὐτογραφικά ἐπιστημονικά ὄργανα γιά τήν ἔρευνα τῶν ἀνωτέρων στρωμάτων τῆς ἀτμόσφαιρας. Τό σκάφος τοῦ κλειστοῦ ἀεροστάτου ἐφοδιάζεται μέ ἀλεξίπτωτο γιά νά πέφτει ἀργά, ὅταν ὁ σάκκος του σπάσει.

Ἀνυψωτική δύναμη ἀεροστάτου.

Ἡ δύναμη $\vec{F}$ μέ τήν ὁποία ὠθεῖται (σχ. 2.7β) τό ἀερόστατο πρός τά πάνω, ὀνομάζεται ἀνυψωτική δύναμη τοῦ ἀεροστάτου.



Σχ. 2.7β.

Στό ἀερόστατο ἀσκοῦνται οἱ ἑξῆς δυνάμεις:

— Ἡ ἄνωσή του $\vec{A}$ καί

— τό **ὁλικό** του βάρος $\vec{B}_{ολ}$.

Ἑπομένως ἡ ἀνυψωτική δύναμη $\vec{F}$ τοῦ ἀεροστάτου θά εἶναι:

$$F = A - B_{ολ} \text{ ἤ}$$

$$F = A - (B_α + B_Σ) \qquad (1)$$

ὅπου: A ἡ ἄνωση τοῦ ἀεροστάτου,

$B_α$ τό βάρος τοῦ ἀερίου πού περιέχει ὁ σάκκος τοῦ ἀεροστάτου,

$B_Σ$ τό βάρος τοῦ σάκκου καί τῶν διαφόρων ἐξαρτημάτων (σκάφος, ὄργανα κλπ.).

Ἐάν $ε_A$ εἶναι τό εἰδικό βάρος τοῦ ἀέρα καί $ε_α$ τό εἰδικό βάρος τοῦ ἀερίου, πού περιέχεται στό σάκκο τοῦ ἀεροστάτου, τότε ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$A = ε_A \,.\, V \qquad (2)$$

$$B_α = ε_α \,.\, V \qquad (3)$$

ὅπου: V ὁ ὄγκος τοῦ ἀεροστάτου.

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) παίρνομε:

$$F = A - (B_α + B_Σ) = ε_A \,.\, V - (ε_α \,.\, V + B_Σ)$$

$$F = ε_A \,.\, V - ε_α \,.\, V - B_Σ$$

$$F = (ε_A - ε_α) \,.\, V - B_Σ \qquad (4)$$

Ἀπό τή σχέση (4) προκύπτει ὅτι κατά τή διάρκεια τῆς ἀνόδου τοῦ ἀεροστάτου, ἡ ἀνυψωτική δύναμή του ἐλαττώνεται, γιατί τό εἰδικό βάρος $ε_A$ τοῦ ἀέρα ἐλαττώνεται ὅσο τό ἀερόστατο ἀνεβαίνει.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

36) *Ἀερόστατο ἔχει ὄγκο $V = 50\ m^3$ καί τό περίβλημά του καί τά ἄλλα ἐξαρτήματα ἔχουν βάρος 700 p. Τό ἀερόστατο εἶναι γεμάτο μέ ὑδρογόνο. Ὁ ἐξωτερικός ἀέρας καί τό ὑδρογόνο ἔχουν θερμοκρασία 0° C καί πίεση P = 76 cmHg. Τότε τά εἰδικά βάρη τοῦ ἀέρα εἶναι $ε_A = 1{,}3$ p/lt, τοῦ ὑδρογόνου $ε_H = 0{,}09$ p/lt. Πόση εἶναι ἡ ἀνυψωτική δύναμη (F), τή στιγμή πού τό ἀερόστατο ἀπογειώνεται;*

Λύση.

Ἡ ἀνυψωτική δύναμη F τοῦ ἀεροστάτου δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$F = A - B_{ολ} \qquad (1)$$

ὅπου: A ἡ ἄνωση τοῦ ἀεροστάτου,

$B_{o\lambda}$ τό ὁλικό βάρος τοῦ ἀεροστάτου

Τό ὁλικό βάρος τοῦ ἀεροστάτου εἶναι:

$$B_{o\lambda} = B_1 + B_H \qquad (2)$$

ὅπου: B_1 τό βάρος τοῦ περιβλήματος καί τῶν ἄλλων ἐξαρτημάτων τοῦ ἀεροστάτου,

B_H τό βάρος τοῦ ὑδρογόνου πού περιέχεται στό ἀερόστατο.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει ἡ σχέση:

$$F = A - (B_1 + B_H) \qquad (3)$$

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$A = V \,.\, \epsilon_A \qquad (4)$$

$$B_H = V \,.\, \epsilon_H \qquad (5)$$

ὅπου: V ὁ ὄγκος τοῦ ἀεροστάτου (βέβαια ὁ ὄγκος τοῦ ἐκτοπιζόμενου ἀέρα καί ὁ ὄγκος τοῦ ὑδρογόνου εἶναι ἴσοι μέ V).

Ἀπό τίς σχέσεις (3), (4) καί (5) παίρνομε:

$$F = V \,.\, \epsilon_A - B_1 - V \,.\, \epsilon_H$$

$$F = V\,(\epsilon_A - \epsilon_H) - B_1 \qquad (6)$$

Ἄν στή σχέση (6) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$F = 50.000 \text{ lt} \,.\, (1{,}3 - 0{,}09)\ \frac{\text{p}}{\text{lt}} - 700 \text{ p}$$

$$F = 50.000 \times 1{,}21\ \frac{\text{lt} \,.\, \text{p}}{\text{lt}} - 700 \text{ p}$$

$$F = 59.800 \text{ p} = 59{,}8 \text{ kp}$$

2.8 Ἀρχή τοῦ Pascal γιά τά ἀέρια.

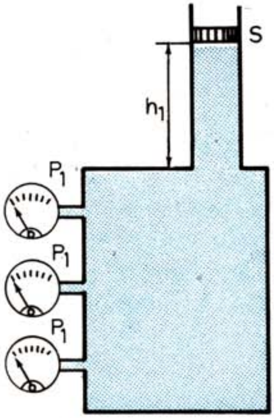
Ἡ ἀρχή τοῦ Pascal γιά τά ἀέρια ὁρίζει τά ἑξῆς:

Κάθε ἐξωτερική πίεση πού προκαλεῖται σ' ἕνα ἐν ἠρεμίᾳ ἀέριο μεταβιβάζεται ἀμετάβλητη σέ ὅλα τά σημεῖα του.

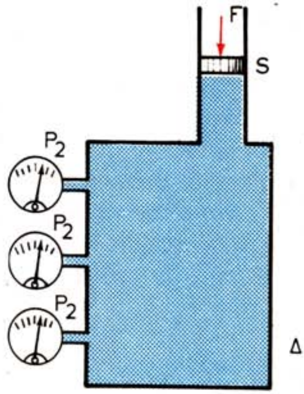
Τό δοχεῖο Δ (σχ. 2.8α) περιέχει ἀέριο καί τά μανόμετρα δείχνουν τήν ἴδια πίεση P_1.

Ἄν προκαλέσομε μιά πίεση (σχ. 2.8β) στό ἀέριο, ἔστω τήν $F/S = P$, τότε θά παρατηρήσομε ὅτι ὅλα τά μανόμετρα δείχνουν τήν ἴδια ἔνδειξη P_2 πού εἶναι τέτοια, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_2 = P_1 + P = P_1 + \frac{F}{S}$$



Σχ. 2.8α.



Σχ. 2.8β.

2.9 Μεταβολή τῆς πιέσεως ἑνός ἀερίου μέ τόν ὄγκο. Νόμος Boyle - Mariotte (Μπόϋλ - Μαριότ).

Μιά ὁρισμένη μάζα ἀερίου μπορεῖ νά ἔχει διάφορους ὄγκους. Ὅταν ὅμως ἀλλάζει ὁ ὄγκος μιᾶς ὁρισμένης μάζας ἑνός ἀερίου, ἀλλάζει καί ἡ πίεσή του.

Τή σχέση πού ὑπάρχει μεταξύ τῆς πιέσεως, τήν ὁποία ἀποκτᾶ μιά μάζα ἑνός ἀερίου ὅταν καταλάβει ἕναν ὄγκο, καί τοῦ ὄγκου τήν ἐκφράζει ὁ νόμος τῶν Boyle - Mariotte.

Ὁ Νόμος τῶν Boyle - Mariotte ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ὑπό σταθερή θερμοκρασία τό γινόμενο τῆς πιέσεως (P) ἐπί τόν ὄγκο (V) μιᾶς ὁρισμένης μάζας (m) ἀερίου διατηρεῖται σταθερό. Δηλαδή:

$$\boxed{P \cdot V = \text{σταθερό}}\ \boxed{\text{Νόμος Boyle - Mariotte}} \qquad (1)$$

Ἐάν π.χ. ἡ πίεση μιᾶς μάζας (m) ἑνός ἀερίου εἶναι P_1, ὅταν ὁ ὄγκος της εἶναι V_1 καί P_2, ἄν ὁ ὄγκος της γίνει V_2 τότε, ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία της διατηρεῖται σταθερή, θά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_1 \cdot V_1 = P_2 \cdot V_2 = \text{σταθερό} \qquad (2)$$

Ἄλλη διατύπωση τοῦ νόμου Boyle - Mariotte.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$P = \frac{\text{σταθ.}}{V} \qquad (3)$$

$$\boxed{\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1}} \qquad (4)$$

Από τίς σχέσεις (3) καί (4) προκύπτει ἡ ἑξῆς διατύπωση τοῦ νόμου Boyle - Mariotte:

Οἱ πιέσεις μιᾶς ὁρισμένης μάζας (m) ἀερίου, κάτω ἀπό σταθερή θερμοκρασία, εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογες μέ τούς ὄγκους της.

Ἔτσι ἄν ὁ ὄγκος μιᾶς μάζας (m) ἀερίου διπλασιασθεῖ, ἡ πίεσή της ὑποδιπλασιάζεται, ἄν ὁ ὄγκος ὑποδιπλασιασθεῖ, ἡ πίεση διπλασιάζεται κ.ο.κ.

Πειραματική ἀπόδειξη.

Μέσα σ' ἕνα σωλήνα στόν ὁποῖο ὑπάρχει ἕνα μανόμετρο, βάζομε μιάν ὁρισμένη ποσότητα (m) ἑνός ἀερίου.

Ἔστω ὅτι ἡ ποσότητα (m) τοῦ ἀερίου [σχ. 2.9α(α)] ἔχει ὄγκο 1 lt καί πίεση 8 at (1 lt . 8 at = 8 lt.at). Μετακινοῦμε τό ἔμβολο ἔτσι, ὥστε ὄγκος τῆς ποσότητας (m) τοῦ ἀερίου νά ἀποκτήσει διαδοχικά ὄγκο 2 lt [σχ. 2.9α(β)], 4 lt [σχ. 2.9α(γ)] καί 8 lt [σχ. 2.9α(δ)] θά διαπιστώσομε ὅτι:

Ὅταν ἡ m ἔχει ὄγκο 2 lt, τότε ἔχει πίεση 4 at. Δηλαδή:

$$2\ \text{lt} \cdot 4\ \text{at} = 8\ \text{lt} \cdot \text{at}$$

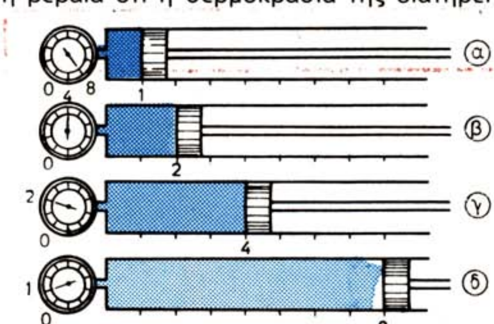
Ὅταν ἡ m ἔχει ὄγκο 4 lt, τότε ἔχει πίεση 2 at. Δηλαδή:

$$4\ \text{lt} \cdot 2\ \text{at} = 8\ \text{lt} \cdot \text{at}$$

Ὅταν ἡ m ἔχει ὄγκο 8 lt, τότε ἔχει πίεση 1 at. Δηλαδή:

$$8\ \text{lt} \cdot 1\ \text{at} = 8\ \text{lt.at}$$

Τό γινόμενο δηλαδή τοῦ ὄγκου καί τῆς πιέσεως πού ἔχει κάθε φορά ἡ ὁρισμένη ποσότητα (m) τοῦ ἀερίου, εἶναι σταθερό (8 lt.at) μέ τήν προϋπόθεση βέβαια ὅτι ἡ θερμοκρασία της διατηρεῖται σταθερή.



Σχ. 2.9α.

Σημείωση.

Ἡ μετακίνηση τοῦ ἐμβόλου γίνεται σιγά - σιγά, ὥστε νά μήν ἔχομε μεταβολή τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου κατά τή μετακίνηση τοῦ ἐμβόλου.

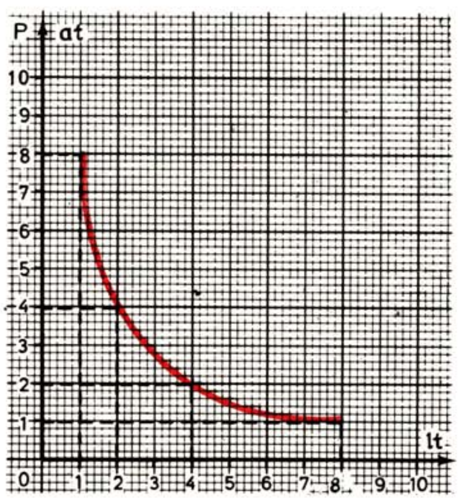
Παρατήρηση.

Ὅταν μεταβάλλεται ὁ ὄγκος καί ἡ πίεση ἑνός ἀερίου, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία του διατηρεῖται σταθερή, τότε λέμε ὅτι ***ἔχομε ἰσόθερμες μεταβολές.***

Γραφική παράσταση τοῦ νόμου Boyle - Mariotte.

Ἡ γραφική παράσταση τῆς σχέσεως P . V = σταθερό, δηλαδή ἡ γραφική παράσταση τοῦ νόμου Boyle - Marriotte, εἶναι ἡ καμπύλη τοῦ σχήματος 2.9β ἡ ὁποία ὀνομάζεται ἰσόθερμη καμπύλη, γιατί παριστάνει ἰσόθερμες μεταβολές τῆς πιέσεως καί τοῦ ὄγκου ἑνός ἀερίου.

Ὄγκος lt	Πίεση at	Ὄγκος πίεση lt . at
1	8	8
2	4	8
4	2	8
8	1	8



Σχ. 2.9β.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

37) *Μάζα m ἑνός ἀερίου ἔχει θερμοκρασία $\Theta = 20^\circ$ C, ὄγκο $V_1 = 10\ cm^3$ καί πίεση*

$P_1 = 4$ at. Πόση θά εἶναι ἡ πίεσή της P_2, ἄν ὁ ὄγκος της γίνει $V_2 = 20$ cm³, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία της παραμένει σταθερή ($\Theta = 20°C$);

Λύση.

Ἡ μεταβολή τοῦ ἀερίου εἶναι ἰσόθερμη ($\Theta = 20° =$ σταθερή), γι' αὐτό ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_1 \,.\, V_1 = P_2 \,.\, V_2 \qquad (1)$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$P_2 = \frac{P_1 \,.\, V_1}{V_2} \qquad (2)$$

Ἄν στή σχέση (2) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$P_2 = \frac{4\ \text{at} \,.\, 10\ \text{cm}^3}{20\ \text{cm}^3} = \frac{4 \times 10 \,.\, \text{at} \,.\, \text{cm}^3}{20\ \text{cm}^3} = \frac{40}{20}\ \text{at} = 2\ \text{at}$$

$$P_2 = 2\ \text{at}$$

38) *Μία φυσαλίδα ἀέρα, πού ἔχει ὄγκο $V_1 = 0{,}03$ cm³, εἶναι προσκολλημένη στό τοίχωμα ἑνός δοχείου τό ὁποῖο περιέχει νερό. Ἡ φυσαλίδα βρίσκεται 12 cm κάτω ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ. Ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P_A = 74$ cmHg. Πόσος θά γίνει ὁ ὄγκος τῆς φυσαλίδας, ἄν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση γίνει $P'_A = 76$ cmHg, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία της παραμένει σταθερή;*

Λύση.

Ἡ μεταβολή τοῦ ἀέρα τῆς φυσαλίδας εἶναι ἰσόθερμη, ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_1 \,.\, V_1 = P_2 \,.\, V_2 \qquad (1)$$

ὅπου: P_1, V_1 ἡ πίεση καί ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα τῆς φυσαλίδας ὅταν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P_A = 74$ cmHg,
P_2, V_2 ἡ πίεση καί ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα τῆς φυσαλίδας ὅταν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P'_A = 76$ cmHg.

Ἀπό τή σχέση (1) προκύπτει ἡ σχέση:

$$V_2 = \frac{P_1 \,.\, V_1}{P_2} \qquad (2)$$

Ἡ πίεση P_1 εἶναι:

$$P_1 = P_A + \epsilon \,.\, h \qquad (3)$$

ὅπου: ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ νεροῦ ($\epsilon = 1$ p/cm³),
h τό βάθος στό ὁποῖο βρίσκεται ἡ φυσαλίδα,
$\epsilon \cdot h$ ἡ ὑδροστατική πίεση πού προκαλεῖται στή φυσαλίδα.

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$P_1 = 74\ \text{cmHg} + 1\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^3} \,.\, 12\ \text{cm}$$

$$P_1 = 74 \times 13{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2} + 12\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

$$P_1 = 1018{,}4\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2} \qquad (4)$$

Ἡ πίεση P_2 εἶναι:

$$P_2 = P'_A + \epsilon \,.\, h \qquad (5)$$

Ἄν στή σχέση (5) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, θά ἔχομε:

$$P_2 = 76\ \text{cmHg} + 1\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^3} \,.\, 12\ \text{cm}$$

$$P_2 = 76 \times 13{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2} + 12\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2} = 1045{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2}$$

$$P_2 = 1045{,}6\ \frac{\text{p}}{\text{cm}^2} \qquad (6)$$

Ἄν στή σχέση (2) θέσομε τίς τιμές τῶν P_1, V_1 καί P_2, βρίσκομε:

$$V_2 = \frac{1018{,}4 \,.\, \dfrac{\text{p}}{\text{cm}^2} \,.\, 0{,}03\ \text{cm}^3}{1045{,}6\ \dfrac{\text{p}}{\text{cm}^2}} = \frac{1018{,}4 \times 0{,}03}{1045{,}6}\ \text{cm}^3 = 0{,}0292\ \text{cm}^3$$

2.10 Μεταβολή τῆς πυκνότητας ἀερίου μέ τήν πίεση, ὅταν ἡ θερμοκρασία του παραμένει σταθερή.

Ἐάν μία ποσότητα ἑνός ἀερίου ἔχει μάζα m καί ὄγκο V_1, τότε ἡ πυκνότητά του ρ_1 δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\rho_1 = \frac{m}{V_1} \qquad (1)$$

Ἐάν ὁ ὄγκος τῆς ποσότητας m τοῦ ἀερίου γίνει V_2, τότε ἡ πυκνότητά του ρ_2 δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\rho_2 = \frac{m}{V_2} \tag{2}$$

Διαιροῦμε τίς σχέσεις (1) καί (2) κατά μέλη καί ἔχομε:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\dfrac{m}{V_1}}{\dfrac{m}{V_2}} = \frac{V_2}{V_1}$$

$$\boxed{\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{V_2}{V_1}} \tag{3}$$

Ἐάν P_1 ἦταν ἡ πίεση τήν ὁποία εἶχε ἡ μάζα m τοῦ ἀερίου ὅταν εἶχε ὄγκο V_1 καί P_2 ὅταν ἀπέκτησε αὐτή ὄγκο V_2, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία της διατηρεῖται σταθερή, τότε ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1} \tag{4}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (3) καί (4) ἔχομε:

$$\boxed{\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{P_1}{P_2}} \tag{5}$$

Ἡ σχέση (5) ἐκφράζει ὅτι ὅταν ἡ θερμοκρασία μιᾶς ποσότητας ἑνός ἀερίου διατηρεῖται σταθερή, ἡ πυκνότητα τοῦ ἀερίου εἶναι ἀνάλογη μέ τήν πίεσή του.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

39) *Σέ κανονικές συνθῆκες ($\Theta = 0^\circ$ C καί $P_0 = 1$ At) τό εἰδικό βάρος ἑνός ἀερίου εἶναι $\epsilon_0 = 1{,}293$ p/lt. Πόσο εἶναι τό εἰδικό του βάρος ϵ στή θερμοκρασία 0° C καί ὑπό πίεση 50 At;*

Λύση.

Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσόθερμη, ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{P}{P_0} \tag{1}$$

ρ, ρ_0 οἱ πυκνότητες τοῦ ἀερίου ὑπό πίεση P καί P_0 ἀντίστοιχα καί σέ θερμοκρασία 0° C.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις: $\epsilon = \rho \cdot g$ (2) καί $\epsilon_0 = \rho_0 \cdot g$ (3)
Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) παίρνομε:

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \frac{P}{P_0}$$

$$\epsilon = \epsilon_0 \frac{P}{P_0} \qquad (4)$$

Ἄν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται βρίσκομε:

$$\epsilon = 1{,}293 \frac{p}{lt} \cdot \frac{50\,At}{1\,At} = 64{,}65 \frac{p}{lt}$$

$$\epsilon = 64{,}65 \frac{p}{lt}$$

2.11 Μανόμετρα.

Μανόμετρα ὀνομάζονται τά ὄργανα, τά ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται γιά τή μέτρηση τῆς πιέσεως τῶν ἀερίων καί τῶν ὑγρῶν. Τά μανόμετρα χωρίζονται σέ δύο κατηγορίες:

— Στά ***μανόμετρα μέ ὑγρό*** καί
— στά ***μεταλλικά μανόμετρα.***

Σημείωση.

Τά μανόμετρα, τά ὁποῖα χρησιμοποιοῦνται ***εἰδικά*** γιά τή μέτρηση τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως ὀνομάζονται ***βαρόμετρα.***

Α. Μανόμετρα μέ ὑγρό.

Διακρίνονται σέ ***ἀνοικτά*** καί σέ ***κλειστά*** μανόμετρα.

1) Ἀνοικτό μανόμετρο.

Ἀποτελεῖται (σχ. 2.11α) ἀπό γυάλινο σωλήνα Σ σχήματος U μέ κατακόρυφα σκέλη. Καί τά δύο σκέλη τοῦ σωλήνα εἶναι ἀνοικτά καί τό ἕνα ἀπό αὐτά συγκοινωνεῖ ***ἀεροστεγῶς*** μέ τό χῶρο, π.χ. Χ, τοῦ ὁποίου τήν πίεση πρόκειται νά μετρήσομε, ἐνῶ τό ἄλλο ἀπολήγει στόν ἀέρα.

Μέσα στό σωλήνα Σ περιέχεται ὑγρό μέ γνωστό εἰδικό βάρος (συνήθως ὑδράργυρο ἤ νερό).

Ἄν ἡ πίεση Ρ στό χῶρο Χ εἶναι ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική, τότε ὁ ὑδράργυρος καί στά δύο σκέλη τοῦ σωλήνα βρίσκεται στό ἴδιο ὕψος.

Ἄν ἡ πίεση Ρ στό χῶρο Χ εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, τότε οἱ ἐπιφάνειες τοῦ ὑδραργύρου μέσα στά δύο σκέλη τοῦ σωλήνα παρουσιάζουν διαφορά στάθμης, ἔστω h [σχ. 2.11α(α)].

Ἐπομένως ἡ πίεση P στό δοχεῖο X θά εἶναι:

$$\boxed{P = P_{ατμ} + \epsilon \, . \, h}$$

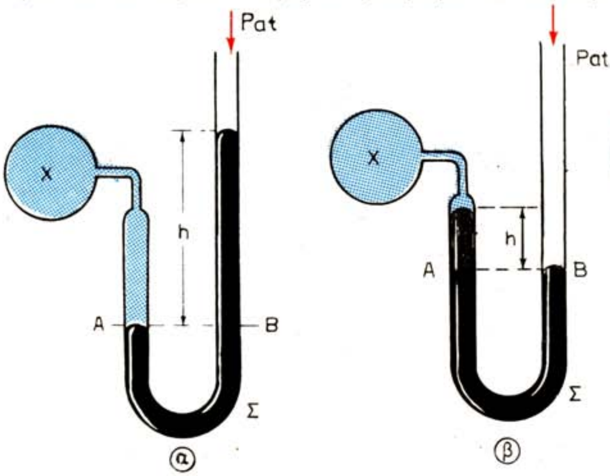
Ἄν ἡ πίεση P εἶναι μικρότερη τῆς ἀτμοσφαιρικῆς [σχ. 2.11α(β)] τότε θά εἶναι:

$$\boxed{P = P_{ατμ} - \epsilon \, . \, h}$$

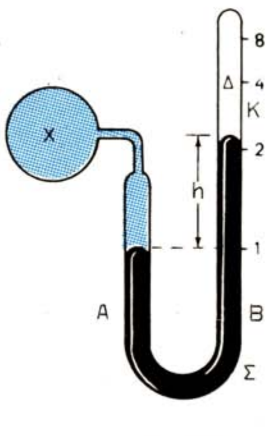
Σημείωση.

Συνήθως τό ὑγρό πού χρησιμοποιεῖται σ' αὐτά τά μανόμετρα εἶναι ὑδράργυρος. Ἐάν ὅμως ἡ πίεση πού μετρᾶμε διαφέρει πολύ λίγο ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, τότε χρησιμοποιοῦμε ὑγρό μέ μικρό εἰδικό βάρος (π.χ. νερό), ὥστε ἡ διαφορά στάθμης τοῦ ὑγροῦ στά δύο σκέλη νά εἶναι μεγάλη καί τό σφάλμα τῆς μετρήσεως νά εἶναι μικρότερο.

Τά ἀνοικτά μανόμετρα δέ χρησιμοποιοῦνται γιά τή μέτρηση πολύ μεγάλων πιέσεων, γιατί τότε θά ἔπρεπε τό ὕψος τοῦ μανομέτρου νά εἶναι πάρα πολύ μεγάλο.



Σχ. 2.11α.



Σχ. 2.11β.

2) Κλειστό μανόμετρο μέ ἔγκλειστο ἀέριο.

Τό μανόμετρο αὐτό χρησιμοποιεῖται γιά τή μέτρηση μεγάλων πιέσεων. Ἀποτελεῖται (σχ. 2.11β) ἀπό ἕνα γυάλινο σωλήνα Σ σχήματος U μέ κατακόρυφα σκέλη.

Τό ἕνα σκέλος του B εἶναι κλειστό. Ὁ σωλήνας περιέχει ὑδράργυρο.

Μέσα στό κλειστό σκέλος B καί πάνω ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου (χῶρος Δ) περιέχεται ἀέριο μέ ***κανονική*** ἀτμοσφαιρική πίεση.

Γιά νά μετρήσομε τήν πίεση σ' ἕνα χῶρο X, φέρομε σέ ἀεροστεγή συγκοινωνία τό σκέλος A μέ τό χῶρο αὐτό X.

Παρατηροῦμε ὅτι ἡ πίεση αὐτή ἐξασκεῖται πάνω στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου στό σκέλος Α καί συντελεῖ στήν ἀνύψωσή του στό ἄλλο σκέλος Β, ὁπότε τό ἀέριο πού εἶναι στό χῶρο Δ συμπιέζεται.

Ἡ πίεση P τοῦ χώρου X ἰσοῦται μέ τό ἄθροισμα τῆς πιέσεως P_a τοῦ ἀερίου πού ὑπάρχει στό χῶρο Δ καί τῆς ὑδροστατικῆς πιέσεως τῆς στήλης ὕψους h τοῦ ὑδραργύρου. Δηλαδή:

$$\boxed{P = P_a + \epsilon \cdot h}$$

Τό ὕψος h τῆς στήλης μετριέται μέ τίς ὑποδιαιρέσεις τῆς κλίμακας (K).

Ἡ πίεση P_a ***ὑπολογίζεται*** μέ τή βοήθεια τοῦ νόμου τῶν Boyle - Mariotte.

Συνήθως ὅμως τό ὄργανο βαθμολογεῖται ***ἐμπειρικά.***

Διαβιβάζεται στό σκέλος Α ἀέριο μέ γνωστές πιέσεις 1,2,3... Atm καί στήν ὑποδιαίρεση τῆς κλίμακας, στήν ὁποία φθάνει ἡ κορυφή τῆς ὑδραργυρικῆς στήλης στό σκέλος Β, χαράζονται οἱ ἐνδείξεις 1,2,3... Atm ἀντίστοιχα.

Γενική παρατήρηση.

Τά μανόμετρα μέ ὑγρό εἶναι μεγάλης ἀκριβείας ἔχουν ὅμως τό μειονέκτημα ὅτι εἶναι δύσχρηστα καί εὔθραυστα.

Β. Μεταλλικά μανόμετρα.

Ἀποτελοῦνται ἀπό μεταλλικό δοχεῖο μέ ἐλαστικά τοιχώματα, τά ὁποῖα παθαίνουν παραμορφώσεις, ἐξαιτίας τῆς πιέσεως πού θέλομε νά μετρήσομε.

Οἱ παραμορφώσεις αὐτές ἀναγκάζουν ἕνα δείκτη νά μετακινεῖται μπροστά ἀπό μιά βαθμολογημένη κλίμακα.

Τά μεταλλικά μανόμετρα βαθμολογοῦνται ***ἐμπειρικά.***

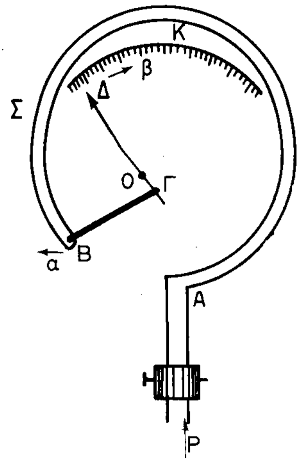
Ἕνας συνηθισμένος τύπος μεταλλικοῦ μανομέτρου εἶναι τό μανόμετρο τοῦ Bourdon.

Ἀποτελεῖται (σχ. 2.11γ) ἀπό κοῖλο μεταλλικό σωλήνα Σ σχεδόν κυκλικό, τοῦ ὁποίου ἡ τομή ἔχει σχῆμα ἐλλειπτικό. Τό ἕνα ἄκρο Α τοῦ σωλήνα εἶναι στερεωμένο, ἐνῶ τό ἄλλο ἄκρο Β, μέ τό μεταλλικό στέλεχος ΒΓ, συνδέεται μέ δείκτη Δ ὁ ὁποῖος κινεῖται μπροστά σέ βαθμολογημένη κλίμακα Κ.

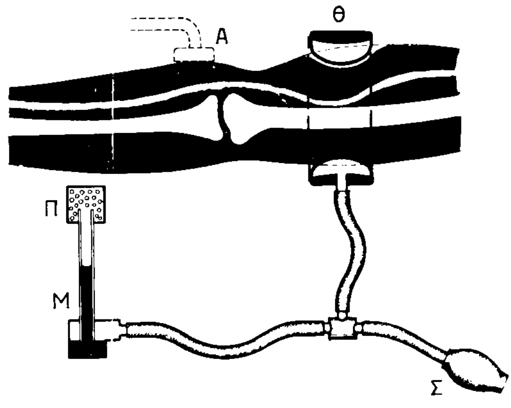
Διαβιβάζοντας ρευστό μέσα στό σωλήνα Σ ἀπό τό σταθερό ἄκρο του Α, ὁ σωλήνας παραμορφώνεται: Τό σχῆμα τῆς τομῆς του πάει νά γίνει κυκλικό καί ὁ σωλήνας ἐκτυλίσσεται. Ὅταν ἐκτυλίσσεται ὁ σωλήνας τό ἄκρο του Β, κινεῖται κατά τή φορά τοῦ βέλους α. Ἡ κίνηση αὐτή μεταδίδεται μέ τό στέλεχος ΒΓ στό δείκτη Δ, ὁ ὁποῖος ἀναγκάζεται νά κινεῖται μπροστά ἀπό τήν κλίμακα Κ κατά τή φορά τοῦ βέλους β.

Ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ πίεση τοῦ ρευστοῦ τόσο μεγαλύτερη εἶναι καί ἡ μετατόπιση τοῦ ἄκρου Β, ἑπομένως καί τοῦ δείκτη Δ. Ἔτσι σέ κάθε τιμή τῆς πιέσεως ἀντιστοιχεῖ καί μιά ὁρισμένη θέση τοῦ δείκτη Δ μπροστά στήν κλίμακα Κ.

Τό ἄκρο τοῦ δείκτη Δ δείχνει στήν κλίμακα Κ τή ζητούμενη πίεση τοῦ ρευστοῦ. Ἡ βαθμολογία τοῦ ὀργάνου γίνεται ἐμπειρικά.



Σχ. 2.11γ.



Σχ. 2.11δ.

Σφυγμομανόμετρο (πιεσήμετρο).

Τήν ἀρτηριακή πίεση τοῦ αἵματος τήν μετρᾶμε μέ τό σφυγμομανόμετρο πού ἀποτελεῖται ἀπό:

- Τόν ἐλαστικό ἀεροθάλαμο Θ (σχ. 2.11δ) ὁ ὁποῖος προσαρμόζεται στό βραχίονα τοῦ ἀνθρώπου.
- Τό συμπιεστή Σ.
- Τό ἀνοικτό μανόμετρο Μ καί
- τό πορῶδες κάλυμμα Π, τό ὁποῖο χρειάζεται, γιά νά συγκοινωνεῖ τό μανόμετρο μέ τήν ἀτμόσφαιρα, χωρίς ὅμως νά χύνεται ὁ ὑδράργυρος κατά τή μεταφορά τοῦ ὀργάνου.

Ἡ μέτρηση τῆς ἀρτηριακῆς πιέσεως τοῦ αἵματος γίνεται ὡς ἑξῆς:

Μέ τό συμπιεστή Σ γεμίζομε τόν ἐλαστικό ἀεροθάλαμο Θ μέ ἀέρα καί τότε ἐξαιτίας τῆς πιέσεως ἡ ἀρτηρία κλείνει καί στό ἀκουστικό Α, πού εἶναι τοποθετημένο στόν καρπό, δέν ἀκοῦμε τό σφυγμό.

Ἀκολούθως ἐλαττώνομε ἀργά τήν πίεση τοῦ ἀεροθαλάμου Θ, ἀφαιρώντας ἀέρα ὥσπου νά ἀκούσομε πάλι τό σφυγμό.

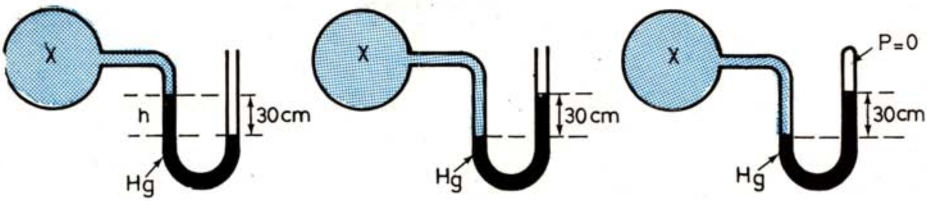
Ἐκείνη τή στιγμή, ὅταν ἡ καρδιά συστέλλεται, τό μανόμετρο μετρᾶ τήν ἀρτηριακή πίεση σέ ἑκατοστόμετρα στήλης ὑδραργύρου.

Παρατήρηση.

Ὅταν λέμε «πίεση» τοῦ αἵματος, ἐννοοῦμε τήν ὑπερπίεση τοῦ αἵματος σχετικά μέ τήν ἀτμοσφαιρική πίεση.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

40) *Πόση εἶναι ἡ πίεση στό χῶρο X στίς περιπτώσεις α, β καί γ τοῦ σχήματος 1;*



Σχῆμα 1.

Λύση.

Περίπτωση α.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_{\epsilon\xi} = P_X + \epsilon \, . \, h \qquad (1)$$

ὅπου: $P_{\epsilon\xi}$ ἡ πίεση πού ἐπικρατεῖ στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου στό δεξιό σκέλος τοῦ σωλήνα καί ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική,

P_X ἡ πίεση στό χῶρο X.

Ἡ P_X ἐπικρατεῖ στό ὁριζόντιο ἐπίπεδου τοῦ ἀριστεροῦ σκέλους τοῦ σωλήνα στό ὁποῖο βρίσκεται ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου στό δεξιό σκέλος.

$\epsilon \, . \, h$ ἡ προκαλούμενη ἀπό τή στήλη h τοῦ ὑδραργύρου πίεση.

Ἀπό τή σχέση (1) προκύπτει:

$$P_X = P_{\epsilon\xi} - \epsilon \, . \, h \qquad (2)$$

Ἄν στή σχέση (2) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται βρίσκομε:

$P_X = 760 \text{ Torr} - 300 \text{ mmHg} = 760 \text{ Torr} - 300 \text{ Torr} = 460 \text{ Torr}$
$P_X = 460 \text{ Torr}$

Περίπτωση β.

$P_X = P_{\epsilon\xi} + \epsilon \, . \, h$

$P_X = 760 \text{ Torr} + 300 \text{ mmHg} = 1060 \text{ Torr}$

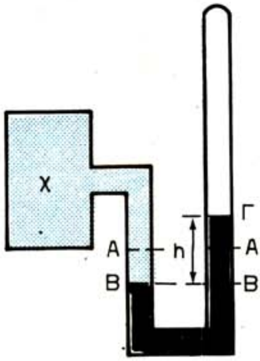
Περίπτωση γ.

$P_X = \epsilon \, . \, h + 0$
$P_X = \epsilon \, . \, h$
$P_X = 300 \text{ mmHg} = 300 \text{ Torr}$

41) *Κλειστό μανόμετρο, πού λειτουργεῖ μέ ὑδράργυρο, ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἰσοδιαμετρικούς σωλῆνες. Ὅταν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι $P_{\alpha\tau}$ = 76 cmHg οἱ ἐλεύθερες ἐπιφάνειες τοῦ ὑδραργύρου στούς δύο σωλῆνες βρίσκονται στό ἴδιο ἐπίπεδο καί ὁ* *ἀποκλεισμένος ἀέρας σχηματίζει στήλη ὕψους $h_1 = 40$ cm. Πόση πίεση θά δείχνει τό μανόμετρο, ἄν ὁ ὑδράργυρος ἀνέβει κατά 8 cm στόν κλειστό σωλήνα καί κατέβει ἐπίσης κατά 8 cm στόν ἄλλο σωλήνα; Ἡ τομή τῶν σωλήνων ἔχει ἐμβαδόν $S = 2$ cm².*

Λύση.

Ἔστω ὅτι οἱ δύο ἐπιφάνειες τοῦ ὑδραργύρου (σχῆμα 2) βρίσκονται, ἀρχικά, στό ἴδιο ὁριζόντιο ἐπίπεδο ΑΑ΄.



Σχῆμα 2.

Τότε ὁ ἀποκλεισμένος ἀέρας ἔχει πίεση:

$$P_1 = P_{\alpha\tau} = 76 \text{ cmHg καί ὄγκο } V_1 = S \,.\, h_1 = 2 \text{ cm}^2 \,.\, 40 \text{ cm} = 80 \text{ cm}^3$$

Ὅταν ὁ ὑδράργυρος ἀνέβει κατά 8 cm μέσα στόν κλειστό σωλήνα, τότε ὁ ἀποκλεισμένος ἀέρας ἔχει ὄγκο:

$$V_2 = S\,(h_1 - 8) = 2 \text{ cm}^2 \,.\, 32 \text{ cm} = 64 \text{ cm}^3 \text{ καί πίεση ἔστω } P_2$$

Ἡ μεταβολή τοῦ ἀποκλεισμένου ἀέρα εἶναι ἰσόθερμη, γι' αὐτό ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_1 \,.\, V_1 = P_2 \,.\, V_2 \tag{1}$$

Ἀπό τή σχέση (1) προκύπτει:

$$P_2 = \frac{P_1 V_1}{V_2} \tag{2}$$

Ἡ πίεση P_X πού προκαλεῖται στήν ἐπιφάνεια Β τοῦ ὑδραργύρου εἶναι:

$$P_X = P_2 + \epsilon \,.\, h \tag{3}$$

ὅπου: ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑδραργύρου ($\epsilon = 13{,}6$ p/cm³).

$h = 8 \text{ cm} + 8 \text{ cm} = 16 \text{ cm},$

$\epsilon \,.\, h = 16$ cmHg.

Ἀπό τίς σχέσεις (2) καί (3) παίρνομε:

$$P_X = \frac{P_1 \,.\, V_1}{V_2} + \epsilon \,.\, h$$ (

Ἄν θέσομε στή σχέση (4) τά γνωστά, βρίσκομε:

$$P_X = \frac{76\ cmHg\ .\ 80\ cm^3}{64 cm^3} + 16\ cmHg = \frac{76 \times 80}{64} cmHg + 16\ cmHg$$

$$P_X = 95\ cmHg + 16\ cmHg = 111\ cmHg$$

2.12 Νόμος τοῦ Dalton (πίεση μίγματος ἀερίων).

Ὁ νόμος τοῦ Dalton μέ τόν ὁποῖο βρίσκομε τήν ὁλική πίεση ἑνός μίγματος ἀερίων ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἡ ὁλική πίεση P_μ ἑνός μίγματος ἀερίων, τά ὁποῖα δέν ἀντιδροῦν χημικά μεταξύ τους, ἰσοῦται μέ τό ἄθροισμα τῶν μερικῶν πιέσεων τῶν ἀερίων πού συνιστοῦν τό μίγμα.

Σημείωση.

Μερική πίεση ἑνός ἀερίου, τό ὁποῖο εἶναι συστατικό ἑνός μίγματος ἀερίων, ὀνομάζεται ἡ πίεση πού θά εἶχε, ἐάν καταλάμβανε ***μόνο του ὁλόκληρο τόν ὄγκο,*** πού καταλαμβάνει τό μίγμα, ὑπό θερμοκρασία ἴση μέ τή θερμοκρασία τοῦ μίγματος.

Ἐάν P_μ ἡ ὁλική πίεση ἑνός μίγματος ἀερίων καί P_1, P_2, P_3... P_n οἱ μερικές πιέσεις τῶν ἀερίων, πού ἀποτελοῦν τό μίγμα, τότε ὁ νόμος τοῦ Dalton ἀποδίδεται ἀλγεβρικά ἀπό τήν ἐξίσωση:

$P_{\mu\iota\gamma\mu} = P_1 + P_2 + P_3 ... P_n$	Νόμος τοῦ Dalton

Παίρνομε [σχ. 2.12α(α)] δύο δοχεῖα Α καί Β, πού συγκοινωνοῦν μεταξύ τους μέ σωλήνα, ὁ ὁποῖος κλείνει μέ στρόφιγγα Σ.

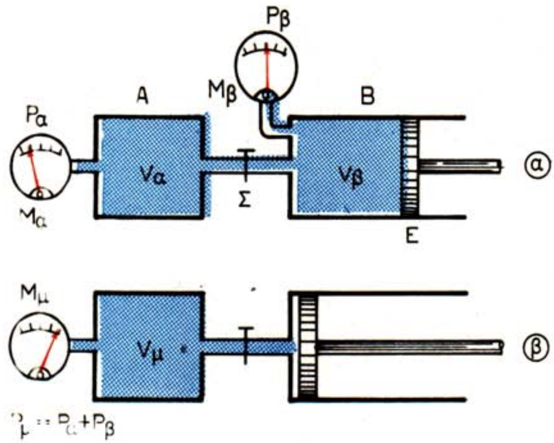
Βάζομε μέσα στά δοχεῖα αὐτά δύο ἀέρια α καί β καί ρυθμίζομε τή διάταξη [σχ. 2.12α(α)] ἔτσι, ὥστε οἱ ὄγκοι τους V_α καί V_β νά γίνουν ἴσοι ($V_\alpha = V_\beta$).

Μετρᾶμε τώρα μέ τά μανόμετρα M_α καί M_β τίς πιέσεις τῶν ἀερίων α καί β, τά ὁποῖα ἔχουν τήν ἴδια θερμοκρασία. Ἄς ποῦμε ὅτι οἱ πιέσεις πού μετρήσαμε εἶναι P_α καί P_β ἀντίστοιχα. Ἀνοίγομε τή στρόφιγγα Σ καί κινοῦμε τό ἔμβολο πρός τά ἀριστερά μέχρις ὅτου μεταφέρομε ὅλο τό ἀέριο β στό δοχεῖο Α [σχ. 2.12α(β)].

Ἐάν ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος (α + β) εἶναι ἡ ἴδια μέ τή θερμοκρασία πού εἶχαν τά ἀέρια στούς χώρους Α καί Β, τότε μέ τό μανόμετρο M_μ διαπιστώνομε ὅτι ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_\mu = P_\alpha + P_\beta$$

Δηλαδή διαπιστώνομε ὅτι ἡ πίεση P_μ τοῦ μίγματος πού ἔχει ὄγκο V_μ εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν πιέσεων τίς ὁποῖες εἶχαν ὅταν τό καθένα



Σχ. 2.12α.

εἶχε ὄγκο V_μ ($V_\mu = V_A = V_B$), δηλαδή εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν μερικῶν πιέσεων.

Ἐφαρμογή.

Ἔστω τρία δοχεῖα Α, Β, Γ (σχ. 2.12β) τά ὁποῖα ἔχουν ὄγκους V_α, V_β, V_γ καί περιέχουν τά ἀέρια α, β, γ τῶν ὁποίων οἱ πιέσεις εἶναι ἀντίστοιχα P_α, P_β, P_γ καί ἡ θερμοκρασία τους Θ° C. Ἀνοίγομε τίς στρόφιγγες α_Σ, β_Σ, καί γ_Σ καί ἀναγκάζομε τά ἀέρια α, β, γ νά βγοῦν ἀπό τά δοχεῖα Α, Β, Γ καί νά μποῦν στό δοχεῖο Δ τοῦ ὁποίου ὁ ὄγκος εἶναι V_μ καί νά ἀποτελέσουν ἔτσι μίγμα.

Ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος εἶναι Θ° C, ὅση δηλαδή ἦταν ἡ θερμοκρασία τῶν ἀερίων α, β, γ στά δοχεῖα Α, Β, Γ, τότε θά ἰσχύουν οἱ σχέσεις (Νόμος τῶν Boyle - Mariotte):

$$P_1 V_\mu = P_\alpha \cdot V_\alpha \quad (1)$$

$$P_2 V_\mu = P_\beta \cdot V_\beta \quad (2)$$

$$P_3 V_\mu = P_\gamma \cdot V_\gamma \quad (3)$$

ὅπου: P_1, P_2, P_3 οἱ μερικές πιέσεις τῶν ἀερίων α, β, γ τοῦ μίγματος.

Ἐάν προσθέσομε τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) θά πάρομε:

$$P_1 V_\mu + P_2 V_\mu + P_3 V_\mu = P_\alpha \cdot V_\alpha + P_\beta V_\beta + P_\gamma V_\gamma$$

$$V_\mu \, (P_1 + P_2 + P_3) = V_\alpha \cdot P_\alpha + V_\beta \cdot P_\beta + V_\gamma \cdot P_\gamma \quad (4)$$

Ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Dalton.

Δηλαδή:

$$P_\mu = P_1 + P_2 + P_3 \quad ($$

Ἀπό τίς σχέσεις (4) καί (5) παίρνομε:

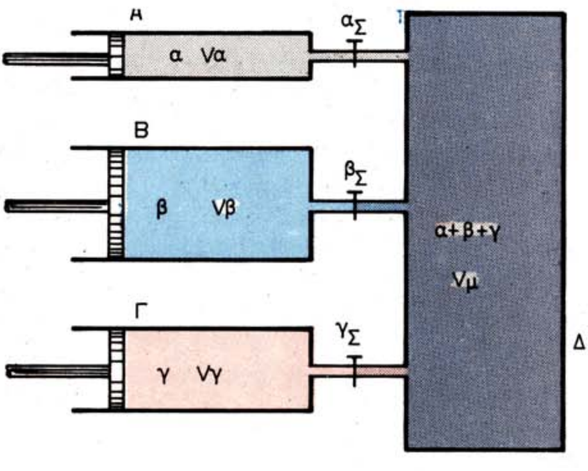
$$V_\mu P_\mu = V_\alpha \cdot P_\alpha + V_\beta \cdot P_\beta + V_\gamma \cdot P_\gamma \qquad (6)$$

Ἡ σχέση (6) ἐκφράζει τά ἑξῆς:

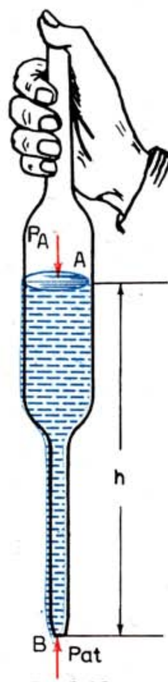
Τό γινόμενο τοῦ ὄγκου μίγματος ἀερίων ἐπί τήν πίεσή του εἶναι ἴσο μέ τό ἄθροισμα τῶν γινομένων τοῦ ὄγκου ἐπί τήν πίεση καθενός ἀερίου πρίν ἀπό τήν ἀνάμιξή τους, μέ τήν προϋπόθεση ὅτι τό μίγμα καί ὅλα τά ἀέρια προτοῦ ἀναμιχθοῦν ἔχουν τήν ἴδια θερμοκρασία.

Παρατήρηση.

Ἀπό πολλούς ἡ ἐξίσωση (6) χαρακτηρίζεται ὡς ἀλγεβρική ἔκφραση τοῦ νόμου τοῦ Dalton.



Σχ. 2.12β.



Σχ. 2.13α.

2.13 Σιφώνιο.

Τό σιφώνιο εἶναι (σχ. 2.13) ἕνας σωλήνας πού τόν χρησιμοποιοῦμε γιά νά μεταφέρομε μιά μικρή ποσότητα ἑνός ὑγροῦ ἀπό ἕνα δοχεῖο σ' ἕνα ἄλλο.

Βυθίζομε τό σιφώνιο μέσα στό δοχεῖο μέ τό ὑγρό καί τοῦ ἀφαιροῦμε τόν ἀέρα, ὁπότε ἡ πίεση μέσα στό σιφώνιο ἐλαττώνεται καί γι' αὐτό τό ὑγρό ἀνεβαίνει.

Ἄν κλείσομε τό ἐπάνω ἄκρο του μέ τό δάκτυλό μας καί τό βγάλομε ἀπό τό ὑγρό, τότε παρατηροῦμε ὅτι μέσα στό σιφώνιο παραμένει ὑγρό.

Αὐτό συμβαίνει, γιατί στό σημεῖο Β ἐξασκεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση, ἐνῶ στό σημεῖο Α ἐξασκεῖται ἡ πίεση P_A ἡ ὁποία εἶναι μικρότερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, ἀφοῦ ὁ ἀέρας πού ἔμεινε στό σιφώνιο εἶναι ἀραιωμένος.

Τό ὕψος h τῆς στήλης τοῦ ὑγροῦ πού παραμένει μέσα στό σιφώνιο, καθορίζεται ἀπό τή σχέση:

$$P_{at} = P_B = P_A + \epsilon . h$$

ὅπου: P_B ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται στό σημεῖο Β τοῦ ὑγροῦ. Ἡ πίεση αὐτή εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική,
P_A ἡ πίεση τοῦ ἀέρα πού παρέμεινε μέσα στό σιφώνιο (ὁ ἀέρας αὐτός εἶναι ἀραιωμένος),
ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ,
h τό ὕψος τῆς στήλης τοῦ ὑγροῦ πού παρέμεινε στό σιφώνιο.

Ἄν ἐλευθερώσομε τό ἐπάνω ἄκρο θά μπεῖ στό σιφώνιο ἀέρας καί τότε θά ἀρχίσει ἡ ἐκροή τοῦ ὑγροῦ.

Ἄν θέλομε νά διακόψομε τήν ἐκροή, ξανακλείνομε τό ἐπάνω ἄκρο τοῦ σιφωνιοῦ, ὁπότε πάλι ὁ ἀέρας πού εἶναι μέσα στό σιφώνιο ἐξασκεῖ πίεση μικρότερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική καί γι' αὐτό στό σιφώνιο παραμένει μιά ποσότητα ὑγροῦ.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

42) *Πόση εἶναι ἡ πίεση P_1 μέσα στό σιφώνιο τοῦ σχήματος 2.13 στό ὁποῖο ἔχει ἀνέβει νερό σέ ὕψος 10 cm ἀπό τό κάτω ἄκρο του;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_2 = P_1 + \epsilon . h \qquad (1)$$

ὅπου: P_2 ἡ πίεση στό κάτω ἄκρο τοῦ σιφωνίου καί ἡ ὁποία εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική ($P_2 = 1033 \text{ p/cm}^2$),
ϵ τό εἰδικό βάρος τοῦ νεροῦ ($\epsilon = 1 \text{ p/cm}^3$),
h τό ὕψος τῆς στήλης τοῦ νεροῦ μέσα στό σιφώνιο (h = 10 cm).

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$P_1 = P_2 - \epsilon . h \qquad (2)$$

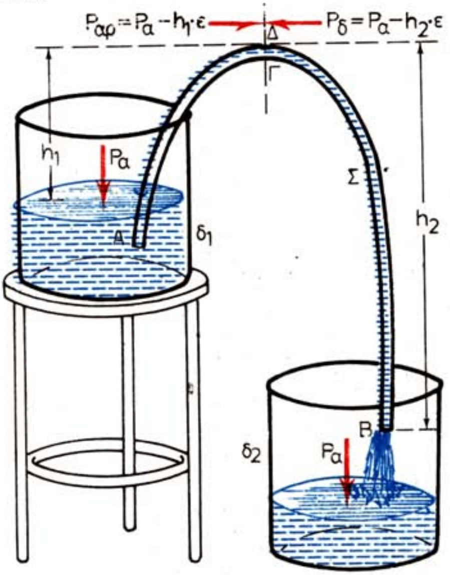
Ἄν θέσομε στή σχέση (2) τά γνωστά, βρίσκομε:

$$P_1 = 1033 \frac{p}{cm^2} - 1 \frac{p}{cm^3} . 10 \, cm = 1033 \frac{p}{cm^2} - 10 \frac{p}{cm^2}$$

$$P_1 = 1023 \frac{p}{cm^2}$$

2.14 Σίφωνας.

Ὁ σίφωνας εἶναι ἕνας σωλήνας Σ λυγισμένος σέ δύο ἄνισους βραχίονες (σχ. 2.14α).



Σχ. 2.14α.

Χρησιμεύει γιά τή μεταφορά ὑγροῦ σέ δοχεῖο ($δ_2$) πού βρίσκεται χαμηλότερα ἀπό τό δοχεῖο ($δ_1$) στό ὁποῖο περιέχεται.

Ἄν γεμίσομε τό σωλήνα Σ μέ ὑγρό πού περιέχεται στό δοχεῖο $δ_1$ καί βυθίσομε τό ἄκρο του Α μέσα σ' αὐτό, τότε θά παρατηρήσομε ὅτι τό ὑγρό ἀρχίζει νά χύνεται ἀπό τό ἄλλο ἄκρο Β τοῦ σωλήνα.

Ἐξήγηση τῆς λειτουργίας τοῦ σίφωνα.

Στήν ἀριστερή ὄψη τῆς νοητῆς τομῆς ΓΔ τοῦ σίφωνα ἡ πίεση εἶναι:

$$P_{αρ} = P_α - ε \,.\, h_1 \qquad (1)$$

ὅπου: $P_α$ ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση,
ε τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ.

Στή δεξιά ὄψη τῆς τομῆς ΓΔ ἡ πίεση εἶναι:

$$P_δ = P_α - ε \,.\, h_2 \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$P_{αρ} - P_δ = (P_α - ε \,.\, h_1) - (P_α - ε \,.\, h_2)$$

$$P_{\alpha\rho} - P_{\delta} = P_{\alpha} - \epsilon \,.\, h_1 - P_{\alpha} + \epsilon \,.\, h_2$$

$$P_{\alpha\rho} - P_{\delta} = \epsilon\,(h_2 - h_1) \qquad (3)$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$h_2 > h_1 \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (3) καί (4) προκύπτει:

$$P_{\alpha\rho} - P_{\delta} > 0$$

$$P_{\alpha\rho} > P_{\delta} \qquad (5)$$

Ἡ σχέση (5) ἐκφράζει ὅτι ἡ πίεση στήν ἀριστερή ὄψη τῆς τομῆς ΓΔ εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν πίεση πού ἐξασκεῖται στή δεξιά της ὄψη, καί γι' αὐτό τό ὑγρό κινεῖται πρός τά δεξιά καί χύνεται. Ἑπομένως γιά νά κινεῖται τό ὑγρό πρός τά δεξιά, πρέπει νά ἰσχύει ἡ σχέση (5). Ἀλλά γιά νά ἰσχύει ἡ σχέση (5), πρέπει νά ἰσχύει ἡ σχέση (4). Ἄρα γιά νά χύνεται τό ὑγρό, ἀπό τό δοχεῖο δ_1 πρέπει τό στόμιο Β τοῦ σωλήνα νά βρίσκεται χαμηλότερα ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ στό δοχεῖο δ_1.

Παρατήρηση.

Ἡ πιό πάνω ἐξήγηση τῆς λειτουργίας τοῦ σίφωνα ἔγινε μέ τήν παραδοχή ὅτι αὐτή ὀφείλεται στή διαφορά πιέσεως ἡ ὁποία ἐπικρατεῖ στίς δύο ὄψεις τῆς νοητῆς τομῆς ΓΔ.

Στήν πραγματικότητα ὅμως ἡ λειτουργία τοῦ σίφωνα ὀφείλεται στή συνοχή τοῦ ὑγροῦ, δηλαδή στίς δυνάμεις μέ τίς ὁποῖες ἀλληλοέλκονται τά μόρια του καί στή διαφορά βαρῶν τῶν ὑγρῶν στηλῶν h_1 καί h_2.

Ἡ ὑγρή στήλη h_2 σάν βαρύτερη ἀπό τή στήλη h_1, συμπαρασύρει τή στήλη h_1, ὅπως τό κομμάτι ΕΖ τῆς ἀλυσίδας (σχ. 2.14β) συμπαρασύρει τό κομμάτι της ΗΘ.

Οἱ δύο ὑγρές στῆλες δέ διακόπτονται λόγω συνοχῆς τοῦ ὑγροῦ.

Ὁ σίφωνας μπορεῖ νά λειτουργεῖ καί στό κενό, ἀρκεῖ στό ὑγρό νά μήν ὑπάρχουν φυσαλίδες οἱ ὁποῖες θά διακόπτουν τή συνοχή του.

Σημείωση.

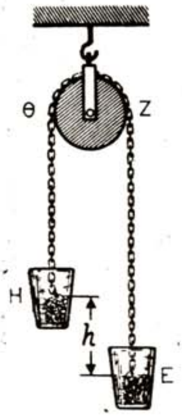
Ἡ σημασία τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως γιά τή λειτουργία τοῦ σίφωνα ἔγκειται στό ὅτι αὐτή παρεμποδίζει τό σχηματισμό φυσαλίδων μέσα στό ὑγρό τοῦ σίφωνα, ἀφοῦ ἐξασκεῖται καί στά δύο ἄκρα του.

2.15 Ἀεραντλίες.

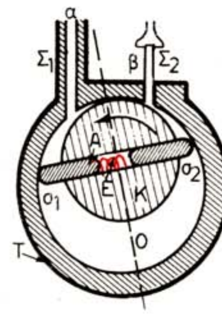
Ἀεραντλίες ὀνομάζομε τίς διατάξεις τίς ὁποῖες χρησιμοποιοῦμε γιά νά ἀραιώσομε ἕνα ἀέριο πού περιέχεται σ' ἕνα δοχεῖο μέ σταθερό ὄγκο.

Περιστροφική ἀεραντλία.

Ἡ περιστροφική ἀεραντλία ἀποτελεῖται (σχ. 2.15):



Σχ. 2.14β.



Σχ. 2.15.

α) Ἀπό ἕνα κοῖλο κυλινδρικό τύμπανο Τ.

Αὐτό ἔχει δύο ὀπές α καί β ἀπό τίς ὁποῖες ἀρχίζουν δύο σωλῆνες $Σ_1$ καί $Σ_2$.

Στήν ὀπή β ὑπάρχει βαλβίδα, ἡ ὁποία μπορεῖ νά κινεῖται πρός τά ἔξω. Ὁ σωλήνας $Σ_1$ συγκοινωνεῖ μέ τό χῶρο στόν ὁποῖο ὑπάρχει τό ἀέριο πού θέλομε νά ἀραιώσομε (δηλαδή μέ τό χῶρο ἀπό τόν ὁποῖο θέλομε νά βγάλομε ἀέριο).

β) Ἀπό ἕναν κύλινδρο Κ.

Ὁ κύλινδρος Κ βρίσκεται μέσα στό κυλινδρικό τύμπανο Τ καί μπορεῖ νά περιστρέφεται μέ τή βοήθεια ἑνός κινητήρα γύρω ἀπό τόν ἄξονά του (Α), ὁ ὁποῖος δέ συμπίπτει μέ τόν ἄξονα (Ο) τοῦ τυμπάνου (ἔκκεντρη τοποθέτηση).

Κατά τή διάρκεια τῆς περιστροφῆς, τό μέρος τῆς ἐπιφάνειας τοῦ τυμπάνου Τ, πού εἶναι μεταξύ τῶν ὀπῶν του α καί β, βρίσκεται συνέχεια σ' ἐπαφή μέ τόν κύλινδρο Κ.

γ) Ἀπό δύο μεταλλικούς σύρτες $σ_1$ καί $σ_2$.

Οἱ σύρτες αὐτοί βρίσκονται μέσα σέ μία ἐντομή τοῦ κυλίνδρου Κ καί μποροῦν νά γλιστροῦν μέσα σ' αὐτή.

Μέ τή βοήθεια ἑνός ἐλατηρίου Ε οἱ σύρτες, πού περιστρέφονται μαζί μέ τόν κύλινδρο Κ, σπρώχνονται πρός τά ἔξω καί ἔτσι βρίσκονται πάντοτε σ' ἐπαφή μέ τά τοιχώματα τοῦ τυμπάνου Τ.

Σέ κάθε μισή στροφή τοῦ κυλίνδρου Κ παγιδεύεται μιά μάζα ἀερίου πού διαρκῶς συμπιέζεται καί τελικά φεύγει ἀπό τό σωλήνα $Σ_2$.

2.16 Σημασία τῶν ὑψηλῶν καί χαμηλῶν πιέσεων.

Ὅταν σ' ἕνα χῶρο ἐπικρατεῖ πίεση πολύ ***μικρότερη*** ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, τότε λέμε ὅτι στό χῶρο αὐτό ὑπάρχει ***κενό.***

Μέ τίς ἀεραντλίες δέν μποροῦμε νά δημιουργήσομε ***ἀπόλυτο κενό.*** Τό καλύτερο κενο πού μποροῦμε νά ἔχομε ἀντιστοιχεῖ σέ πίεση ἡ ὁποία εἶναι ἴση μέ τό ἕνα ἑκατομμυριοστό τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

Πρέπει νά σημειωθεῖ ὅτι ἡ πίεση ἀερίου ἑνός ἑκατομμυριοστοῦ τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως δέν εἶναι ἀσήμαντη. (Ἄν σ' ἕνα κυβικό ἑκατοστόμετρο ἑνός ἀερίου κάτω ἀπό ἀτμοσφαιρική πίεση καί σέ θερμοκρασία 0°C ὑπάρχουν 27×10^8 μόρια ἀερίου, τότε σέ ἕνα κυβικό ἑκατοστόμετρο τοῦ ἀερίου κάτω ἀπό πίεση ἴση μέ ἕνα ἑκατομμυριοστό τῆς ἀτμοσφαιρικῆς καί σέ θερμοκρασία 0°C, ὑπάρχουν 35 δισεκατομμύρια μόρια).

Γιά νά δημιουργήσομε σχεδόν ***ἀπόλυτο κενό,*** δηλαδή γιά νά ἀφαιρεθοῦν ἀπό ἕνα χῶρο, στόν ὁποῖο ἔχει δημιουργηθεῖ κενό, καί τά ***τελευταῖα ἴχνη τοῦ ἀερίου,*** χρησιμοποιοῦμε συνήθως διάφορα ὑλικά, τά ὁποῖα ἔχουν μεγάλη ἀπορροφητική ἱκανότητα, π.χ. ὁρισμένα εἴδη ἄνθρακα.

Ἡ πραγματοποίηση πολύ χαμηλῶν πιέσεων (ὑψηλό κενό) ἔχει μεγάλη σημασία σέ διάφορες ἐπιστημονικές ἔρευνες καί σέ πολλές πρακτικές ἐφαρμογές: Πολύ χαμηλές πιέσεις ἐπικρατοῦν μέσα στούς σωλῆνες ἀκτίνων Röentgen (Ρέντγκεν), στίς ἠλεκτρονικές λυχνίες, στά φωτοκύτταρα κλπ.

Ἡ πραγματοποίηση πολύ ὑψηλῶν πιέσεων ἔχει μεγάλη σημασία γιά τήν ἀνάπτυξη πολλῶν πρακτικῶν ἐφαρμογῶν (π.χ. ἀεροθάλαμοι αὐτοκινήτων κλπ.).

Ἐπίσης οἱ ὑψηλές πιέσεις ἔχουν μεγάλη σημασία, γιατί ἡ ὕλη ὅταν ἐξασκοῦνται σ' αὐτή πολύ ὑψηλές πιέσεις, ἀποκτᾶ ὁρισμένες ἰδιότητες.

Τό νερό π.χ. συμπεριφέρεται ὅπως ἕνα κομμάτι καουτσούκ, ὅταν ἐξασκεῖται σ' αὐτό πίεση 25 χιλιάδες ἀτμόσφαιρες. Ἐπίσης ἡ ἠλεκτρική ἀγωγιμότητα τῶν ὑλικῶν παθαίνει μεγάλες μεταβολές ὅταν ἐξασκοῦνται σ' αὐτά πολύ ὑψηλές πιέσεις.

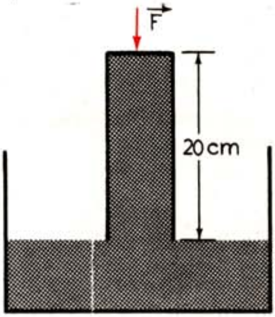
Ἔχει βρεθεῖ ὅτι ἡ ταχύτητα διαφόρων χημικῶν ἀντιδράσεων αὐξάνεται πολύ μέ τήν πίεση.

2.17 Ἀσκήσεις.

20) *Ἡ ἔνδειξη ἑνός ὑδραργυρικοῦ βαρομέτρου εἶναι 760 Torr στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας καί 755 Torr, ὅταν ἀνέβομε σέ ὕψος h ἀπό αὐτή. Νά ὑπολογισθεῖ τό ὕψος h, ἄν ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα θεωρηθεῖ σταθερή καί ἴση μέ 0,0013* gr/cm^3.

21) *Κατά πόσο μεταβάλλεται ἡ δύναμη, ἡ ὁποία ἐξασκεῖται στή μία βάση ἑνός ἀερόκενου μεταλλικοῦ κυλίνδρου, ὅταν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση ἐλαττωθεῖ ἀπό 760 Torr σέ 752 Torr. Ἐμβαδόν τῆς βάσεως* $S = 80\ cm^2$.

22) Ἡ λεκάνη καί τό κυλινδρικό δοχεῖο (σχῆμα 1) περιέχουν ὑδράργυρο. Πόση δύναμη ἀπαιτεῖται γιά νά συγκρατεῖται τό δοχεῖο ὅταν τό ὕψος τοῦ δοχείου εἶναι $h = 20$ cm, ἡ ἐσωτερική διάμετρός του 5 cm καί ἡ βαρομετρική πίεση 76 cmHg; (Ἡ πυκνότητα τοῦ ὑδραργύρου εἶναι 13,6 gr/cm^3. (Τό βάρος καί τό πάχος τοῦ δοχείου δέ λαμβάνονται ὑπ' ὄψη).

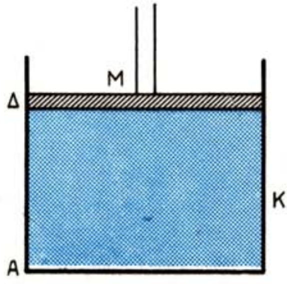


Σχῆμα 1.

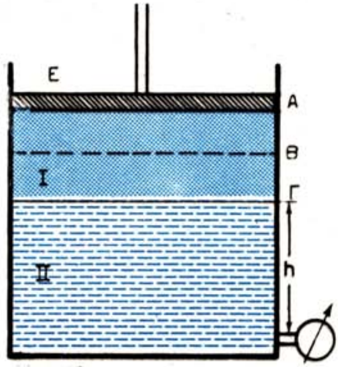
23) Δοχεῖο περιέχει ἀέριο ὑπό πίεση 4 ἀτμοσφαιρῶν. Τό δοχεῖο ἔχει ὀπή ἀκτίνας $r = 1$ cm ἡ ὁποία καλύπτεται μέ πῶμα. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση ὅταν ἡ ἀπαιτούμενη δύναμη γιά νά συγκρατεῖται τό πῶμα εἶναι 9,3 kp.

24) Ἀερόστατο ἔχει ὄγκο 900 m^3. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἀνυψωτική δύναμη τοῦ ἀεροστάτου, ὅταν πληρωθεῖ μέ ἥλιο. Ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα παίρνεται ἴση μέ $P_A = 1{,}3$ gr/lt, τοῦ ἡλίου ἴση μέ $P_{He} = 0{,}178$ gr/lt, ἐνῶ τό βάρος τοῦ περιβλήματος, λέμβου κλπ. δέν λαμβάνονται ὑπ' ὄψη.

25) Μάζα ἀέρα εἶναι κλεισμένη, ὑπό πίεση 3 ἀτμοσφαιρῶν, μέσα στόν κατακόρυφο κύλινδρο Κ (σχῆμα 2). Τό ὕψος ΑΔ εἶναι 12 cm καί ἡ μάζα τοῦ ἐμβόλου Μ εἶναι 900 gr. Πόσο θά κατέβει τό ἔμβολο ἄν θέσομε πάνω του βάρος 1800 p; Ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση κατά τή στιγμή τοῦ πειράματος εἶναι 76 cmHg.



Σχῆμα 2.



Σχῆμα 3.

26) Στό σχῆμα 3 ἕνα ἔμβολο Ε πιέζει τό ἀέριο πού βρίσκεται στό χῶρο Ι. Στή θέση ΙΙ ὑπάρχει νερό καί τό ὕψος h εἶναι 0,8 m. Τό μανόμετρο Μ δείχνει ἔνδειξη 2,5 Atm.

Ποιά θά εἶναι ἡ ἔνδειξη τοῦ μανομέτρου ἄν τό ἔμβολο Ε μετακινηθεῖ ἀπό τή θέση Α στή θέση Β, ὅπου $(AB) = \frac{(A\Gamma)}{2}$*;*

27) *Δύο δοχεῖα Α καί Β συνδέονται μέ σωλήνα μικρῆς διαμέτρου ὁ ὁποῖος κλείνει μέ στρόφιγγα. Τά δοχεῖα περιέχουν ἄζωτο ὑπό πίεση 350 Torr καί 230 Torr ἀντίστοιχα. Ὁ ὄγκος τοῦ δοχείου Α εἶναι 810* cm^3*, τοῦ Β εἶναι 610* cm^3*. Πόση θά εἶναι ἡ πίεση σέ κάθε δοχεῖο ἄν ἀνοίξομε τή στρόφιγγα;*

28) *Κλειστό μανόμετρο ἀποτελεῖται ἀπό δύο βραχίονες οἱ ὁποῖοι ἔχουν τήν ἴδια διάμετρο καί περιέχουν ὑδράργυρο. Αὐτός βρίσκεται καί στούς δύο βραχίονες στό ἴδιο ὕψος ὅταν ὁ ἀνοικτός βραχίονας δέχεται πίεση 76 cmHg. Τή στιγμή αὐτή ὁ κλειστός βραχίονας περιέχει στήλη ἀέρα ὕψους 42 cm. Πόσο εἶναι τό μῆκος τῆς στήλης τοῦ ἀέρα πού βρίσκεται στόν κλειστό βραχίονα, ὅταν ὁ ἀνοικτός βραχίονας ἔλθει σέ συγκοινωνία μέ ἀέριο ὑπό πίεση 30 Atm;*

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

ΜΟΡΙΑΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

3.1 Θέσεις τῶν μορίων στά στερεά, ὑγρά καί ἀέρια.

Τά μόρια ἀπό τά ὁποῖα ἀποτελεῖται ἕνα σῶμα, ὅσο καί ἄν τό σῶμα φαίνεται συμπαγές, δέν ἐφάπτονται μεταξύ τους, ἀλλά βρίσκονται σέ ἀποστάσεις πού εἶναι πολύ μεγαλύτερες ἀπό τό μέγεθός τους.

Δηλαδή μεταξύ τῶν μορίων ἑνός σώματος, ὅσο καί ἄν τό σῶμα φαίνεται συμπαγές ὑπάρχει κενός χῶρος.

Στά στερεά σώματα τά μόρια βρίσκονται σέ μικρή ἀπόσταση μεταξύ τους καί ἔχουν ὁρισμένες θέσεις. Στίς θέσεις αὐτές δέν παραμένουν τελείως ἀκίνητα, ἀλλά κάνουν μικρές ταλαντώσεις γύρω ἀπό αὐτές.

Στά ὑγρά τά μόρια δέν ἔχουν ὁρισμένες θέσεις. Τό ἕνα μόριο γλιστράει πάνω στό ἄλλο, ἀλλά οἱ ἀποστάσεις μεταξύ τους εἶναι μικρές καί σταθερές.

Στά ἀέρια τά μόρια δέν ἔχουν ὁρισμένες θέσεις, βρίσκονται σέ μεγάλες σχετικά ἀποστάσεις τό ἕνα ἀπό τό ἄλλο καί κινοῦνται σχεδόν ἐλεύθερα πρός ὅλες τίς κατευθύνσεις. Κατά τήν κίνησή τους αὐτή συγκρούονται μεταξύ τους, καθώς καί μέ τά τοιχώματα τῶν δοχείων πού τά περιέχουν.

3.2 Μοριακές δυνάμεις.

Τά μόρια ὅλων τῶν σωμάτων (στερεῶν, ὑγρῶν καί ἀερίων) ***ἐξασκοῦν μεταξύ τους ἑλκτικές δυνάμεις, δηλαδή ἀλληλοέλκονται.***

Ὅταν ἐπιχειροῦμε νά ἐπιμηκύνομε ἤ νά λυγίσομε ἕνα στερεό σῶμα, συναντᾶμε πάντοτε κάποια ἀντίσταση.

Αὐτό σημαίνει ὅτι τά μόρια κάθε στερεοῦ σώματος ἐξασκοῦν μεταξύ τους ἑλκτικές δυνάμεις οἱ ὁποῖες τά ἐμποδίζουν νά ἀπομακρυνθοῦν.

Ἄν βυθίσομε ἕνα κομμάτι γυαλί μέσα σέ νερό καί κατόπιν τό βγάλομε, θά παρατηρήσομε ὅτι παρέμειναν πάνω στό γυαλί σταγόνες νεροῦ. Αὐτό σημαίνει ὅτι τά μόρια τοῦ γυαλιοῦ καί τοῦ νεροῦ ἐξασκοῦν μεταξύ τους ἑλκτικές δυνάμεις, δηλαδή τά μόρια τοῦ γυαλιοῦ καί τοῦ νεροῦ ἀλληλοέλκονται.

Τά μόρια τῶν σωμάτων, ἐκτός ἀπό τίς ἑλκτικές δυνάμεις τίς ὁποῖες ἐξασκοῦν μεταξύ τους, ἐξασκοῦν μεταξύ τους καί ***ἀπωστικές δυνάμεις πού γίνονται αἰσθητές ὅταν οἱ ἀποστάσεις τους γίνουν σχετικά πολύ μικρές.***

Οἱ ἀπωστικές αὐτές δυνάμεις γιά πολύ μικρές ἀποστάσεις τῶν μορίων γίνονται πιό μεγάλες ἀπό τίς ἑλκτικές.

Ὅταν προσπαθοῦμε νά συμπιέσομε ἕνα σῶμα, δηλαδή νά μικρύνομε τόν ὄγκο του, συναντᾶμε ἀντίσταση.

Αὐτό σημαίνει ὅτι μεταξύ τῶν μορίων τῶν σωμάτων ἐξασκοῦνται ἀπωστικές δυνάμεις πού ἐμποδίζουν τά μόρια νά πλησιάσουν πέρα ἀπό μιάν ἀπόσταση.

Τίς ἑλκτικές καί ἀπωστικές δυνάμεις τίς ὁποῖες ἐξασκοῦν μεταξύ τους τά μόρια τῆς ὕλης τίς ὀνομάζομε ***μοριακές δυνάμεις.***

Δυνάμεις συνοχῆς.

Οἱ ἑλκτικές δυνάμεις, οἱ ὁποῖες ἐξασκοῦνται μεταξύ τῶν μορίων τοῦ ἰδίου σώματος, ὀνομάζονται ***δυνάμεις συνοχῆς.***

Οἱ δυνάμεις συνοχῆς στά στερά εἶναι μεγάλες, στά ὑγρά μικρότερες καί στά ἀέρια ἀκόμη μικρότερες (σχεδόν ἀνύπαρκτες).

Τό σταθερό σχῆμα τῶν στερεῶν ὀφείλεται στό ὅτι οἱ δυνάμεις συνοχῆς σέ αὐτά εἶναι μεγάλες. Ἐπίσης τό γεγονός ὅτι τά ὑγρά ἔχουν σταθερό ὄγκο ὀφείλεται στίς δυνάμεις συνοχῆς.

Οἱ δυνάμεις συνοχῆς ἐμφανίζονται ***μόνο ὅταν τά μόρια βρεθοῦν σέ πολύ μικρή ἀπόσταση τό ἕνα ἀπό τό ἄλλο*** (ἴση ἤ μικρότερη ἀπό 5×10^{-6} cm).

Ἄν φέρομε σ' ἐπαφή τά δύο κομμάτια μιᾶς γυάλινης ράβδου, ἡ ράβδος δέν κολλάει γιατί ἡ ἀπόσταση τῶν μορίων κατά τήν ἐπαφή δέν μπορεῖ νά γίνει πολύ μικρή.

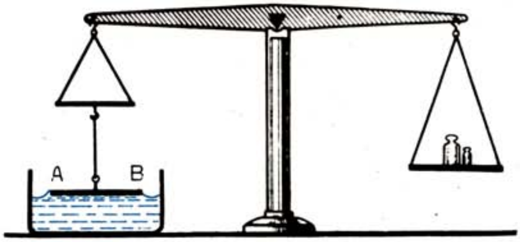
Ἄν ὅμως συμπιέσομε π.χ. ρηνίσματα χαλκοῦ, ψευδαργύρου ἤ μολύβδου, τότε παίρνομε συμπαγεῖς μάζες, γιατί μέ τήν ἰσχυρή συμπίεση τά μόρια ἔρχονται τό ἕνα πολύ κοντά στό ἄλλο ὁπότε ἐμφανίζονται οἱ δυνάμεις συνοχῆς.

Δυνάμεις συνάφειας.

Οἱ ἑλκτικές δυνάμεις μεταξύ μορίων διαφορετικῶν σωμάτων ὀνομάζονται ***δυνάμεις συνάφειας.***

Στίς δυνάμεις αὐτές ὀφείλεται ἡ προσκόλληση τῆς κιμωλίας στόν πίνακα, τῆς σκόνης στούς τοίχους κλπ. Ὁ γυάλινος δίσκος ΑΒ (σχ. 3.2) συγκρατεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ ἀπό τίς δυνάμεις συνάφειας.

Οἱ δυνάμεις συνάφειας ἐμφανίζονται ***μόνο ὅταν τά μόρια βρεθοῦν σέ πολύ μικρή ἀπόσταση τό ἕνα ἀπό τό ἄλλο*** (ἴση ἤ μικρότερη ἀπό 5×10^{-6} cm).



Σχ. 3.2.

3.3 Ἰσότροπα καί ἀνισότροπα ὑλικά.

Ἐάν σέ ἕνα ὑλικό μιά φυσική του ἰδιότητα (μηχανική, θερμική, ὀπτική, ἠλεκτρική) εἶναι ἴδια πρός ὅλες τίς διευθύνσεις, τότε τό σῶμα ὀνομάζεται ***ἰσότροπο ὡς πρός τήν ἰδιότητα αὐτή.***

Τό καουτσούκ ἔχει τίς ἴδιες ἐλαστικές ἰδιότητες πρός ὅλες τίς διευθύνσεις, γι' αὐτό λέμε ὅτι τό καουτσούκ εἶναι ***ἐλαστικῶς*** ἰσότροπο ὑλικό.

Ἐάν σέ ἕνα ὑλικό μία φυσική του ἰδιότητα (μηχανική, θερμική, ὀπτική, ἠλεκτρική) ***δέν εἶναι ἴδια*** πρός ὅλες τίς διευθύνσεις, τότε τό σῶμα ὀνομάζεται ***ἀνισότροπο*** ὡς πρός τήν ***ἰδιότητα αὐτή.***

Τό ξύλο παρουσιάζει μεγαλύτερη ἐλαστικότητα κατά τή διεύθυνση τῶν ἰνῶν του καί μικρότερη κατά τή διεύθυνση πού εἶναι κάθετη στή διεύθυνση τῶν ἰνῶν του, γι' αὐτό λέμε ὅτι τό ξύλο εἶναι ἐλαστικῶς ἀνισότροπο ὑλικό.

Σημείωση.

Τά ρευστά γενικά εἶναι ἰσότροπα ὑλικά.

3.4 Κρυσταλλικά καί ἄμορφα σώματα.

Κρυσταλλικά σώματα ὀνομάζονται τά στερεά σώματα τά ὁποῖα ἀποτελοῦνται ἀπό κρυστάλλους.
Ἔχουν ὁρισμένα γεωμετρικά σχήματα, κανονική ἐσωτερική δομή καί εἶναι ὁμοιογενή.

Τά περισσότερα στερεά σώματα εἶναι κρυσταλλικά, δηλαδή ἀποτελοῦνται ἀπό κρυστάλλους.

Σημείωση.

Κρύσταλλοι ὀνομάζονται γενικά, τά στερεά σώματα πού ἔχουν γεωμετρικά σχήματα καί τά ἄτομά τους κατέχουν ὁρισμένες θέσεις χαρακτηριστικές γιά τά σχήματα αὐτά.

Ἄμορφα σώματα ὀνομάζονται τά σώματα στά ὁποῖα οἱ δομικοί τους λίθοι δέν παρουσιάζουν καμιά κανονικότητα, δηλαδή τά σώματα πού δέν ἀποτελοῦνται ἀπό κρυστάλλους.

Σημείωση.

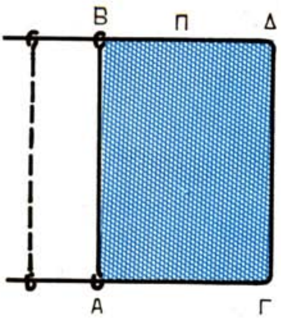
α) Τά ρευστά εἶναι ἄμορφα σώματα.

β) Τά ἄμορφα σώματα εἶναι ὁμοιογενή καί ἰσότροπα.

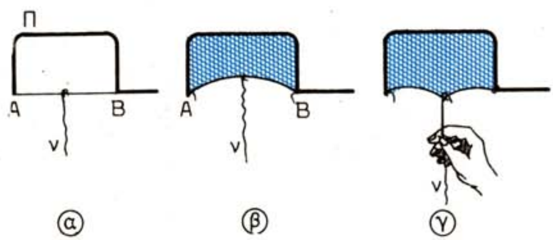
3.5 Ἐπιφανειακή τάση.

Παίρνομε ἕνα συρματένιο πλαίσιο (σχ. 3.5α) σχήματος Π καί τοῦ προσθέτομε μία πλευρά ΑΒ, ἡ ὁποία μπορεῖ νά μετακινεῖται χωρίς τριβή.

Βυθίζομε τό πλαίσιο σέ σαπωνοδιάλυμα καί κατόπιν τό βγάζομε προσεκτικά, ὥστε νά σχηματισθεῖ ἕνας πολύ λεπτός ὑγρός ὑμένας (ἕνα λεπτότατο στρῶμα ὑγροῦ).



Σχ. 3.5α.



Σχ. 3.5β.

Κρατώντας τό πλαίσιο ὁριζόντιο, διαπιστώνομε ὅτι ἡ πρόσθετη πλευρά ΑΒ μετακινεῖται πρός τήν πλευρά ΓΔ, δηλαδή ὁ ***ὑγρός ὑμένας τείνει νά ἐλαττώσει τήν ἐπιφάνειά του.***

Παίρνομε ἕνα συρματένιο πλαίσιο σχήματος Π καί στά ἄκρα του δένομε ἕνα νῆμα ΑΒ [σχ. 3.5β(α)].

Βυθίζομε τό πλαίσιο σέ σαπωνοδιάλυμα καί κατόπιν τό βγάζομε προσεκτικά ὥστε νά σχηματισθεῖ ἕνας λεπτός ὑγρός ὑμένας.

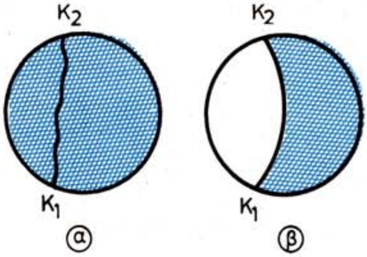
Παρατηροῦμε ὅτι τό νῆμα ΑΒ μετακινεῖται, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 3.5β(β) ἔτσι, ὥστε ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑμένα νά ἐλαττώνεται.

Ἄν μέ τό νῆμα ν τραβήξομε τό νῆμα ΑΒ, ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑμένα μεγαλώνει [σχ. 3.5β(γ)]. Μόλις ὅμως ἀφήσομε ἐλεύθερο τό νῆμα ν, ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑμένα ἐλαττώνεται ξανά.

Ἄρα ὁ ὑγρός ὑμένας ***τείνει νά ἐλαττώσει τήν ἐπιφάνειά του.***

Παίρνομε ἕνα συρματένιο δακτύλιο καί πάνω του δένομε μιά κλωστή K_1K_2 [σχ. 3.5γ(α)]. Βυθίζομε τό δακτύλιο σέ σαπωνοδιάλυμα καί κατόπιν τό βγάζομε προσεκτικά.

Παρατηροῦμε ὅτι ὁ ὑγρός ὑμένας πού σχηματίσθηκε στό δακτύλιο ἔχει τή μορφή τοῦ σχήματος 3.5γ(α).



Σχ. 3.5γ.

Ἄν ὅμως σπάσομε προσεκτικά τό ἀριστερό τμῆμα τοῦ ὑμένα, θά παρατηρήσομε ὅτι τό ὑπόλοιπο θά γίνει ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 3.5γ(β).

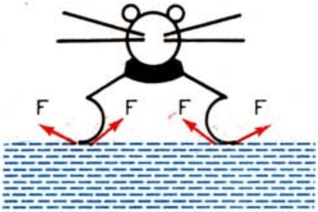
Δηλαδή θά σχηματίσει τή ***μικρότερη δυνατή ἐπιφάνεια.***

Γενικά παρατηρεῖται ὅτι τά ὑγρά ἔχουν τήν τάση νά ἐλαττώνουν τήν ἐπιφάνειά τους, δηλαδή νά σχηματίζουν τή μικρότερη δυνατή ἐπιφάνεια. ***Τήν τάση πού ἔχουν τά ὑγρά νά ἐλαττώσουν τήν ἐπιφάνειά τους, τήν ὀνομάζομε ἐπιφανειακή τάση.***

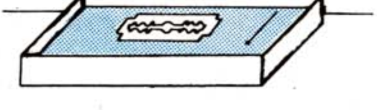
Ἡ ἐπιφανειακή τάση ὀφείλεται ***στίς ἑλκτικές δυνάμεις μεταξύ τῶν μορίων τοῦ ὑγροῦ*** (δηλαδή στίς δυνάμεις συνοχῆς) οἱ ὁποῖες τείνουν νά φέρουν τά μόρια του πιό κοντά τό ἕνα στό ἄλλο.

Παρατηρήσεις.

1) Ἀποτέλεσμα τῆς ἐπιφανειακῆς τάσεως εἶναι τό ὅτι ἡ ἐπιφάνεια τῶν ὑγρῶν συμπεριφέρεται ***σάν λεπτότατη ἐλαστική ἐπιδερμίδα*** (δηλαδή σάν μιά τεντωμένη ἐλαστική μεμβράνη πού τείνει νά συσταλεῖ). Πάνω στήν «ἐπιδερμίδα» αὐτή τοῦ νεροῦ στηρίζονται ὁρισμένα ἔντομα (σχ. 3.5δ) ξυραφάκια (σχ. 3.5ε) κλπ. καί δέν βυθίζονται, ἄν καί τό εἰδικό βάρος τους εἶναι μεγαλύτερο ἀπό τό εἰδικό βάρος τοῦ ὑγροῦ. Τό βάρος π.χ. τοῦ ἐντόμου παραμορφώνει τήν ἐλαστική ἐπιδερμίδα (τήν ἐπιφάνεια) τοῦ νεροῦ ἔτσι, ὥστε νά αὐξάνεται τό ἐμβαδόν της.



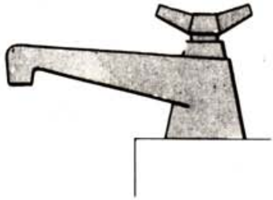
Σχ. 3.5δ.



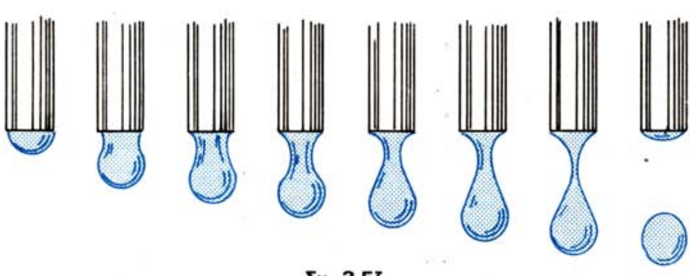
Σχ. 3.5ε.

῾Η ἐλαστική ἐπιδερμίδα (ἡ ἐπιφάνεια) τοῦ νεροῦ τείνει νά κρατήσει τό μικρότερο δυνατό ἐμβαδόν της, γι᾽ αὐτό ἐξασκεῖ δυνάμεις F,F... στό ἔντομο, τῶν ὁποίων ἡ συνισταμένη εἶναι ἀντίθετη ἀπό τό βάρος του καί τό ἔντομο ἰσορροπεῖ.

2) ᾽Από ὅλα τά σχήματα πού ἔχουν τόν ἴδιο ὄγκο, τό σφαιρικό σχῆμα ἔχει τή μικρότερη ἐπιφάνεια.
᾽Επειδή τά ὑγρά ἔχουν τήν τάση νά ἔχουν τή μικρότερη δυνατή ἐπιφάνεια, οἱ σταγόνες τους γίνονται σφαιρικές.
῎Αν στάξομε πάνω σέ ὁριζόντια γυάλινη πλάκα μία σταγόνα ὑδραργύρου θά διαπιστώσομε ὅτι ἡ σταγόνα παίρνει σφαιρικό σχῆμα, ἀντί νά ξαπλωθεῖ σ᾽ ὅλη τήν ἐπιφάνεια.
Αὐτό συμβαίνει ἐξ αἰτίας τῆς ἐπιφανειακῆς τάσεως τοῦ ὑδραργύρου.
Γιά τόν ἴδιο λόγο μία σταγόνα νεροῦ κρατιέται στό στόμιο μιᾶς βρύσης (σχ. 3.5στ), στό στόμιο ἑνός σταγονόμετρου κλπ.



Σχ. 3.5στ.



Σχ. 3.5ζ.

Τό σχῆμα 3.5ζ δείχνει τά διαδοχικά στάδια σχηματισμοῦ σταγόνας.

3.6 ῾Υγρά πού διαβρέχουν τά στερεά καί ὑγρά πού δέν τά διαβρέχουν.

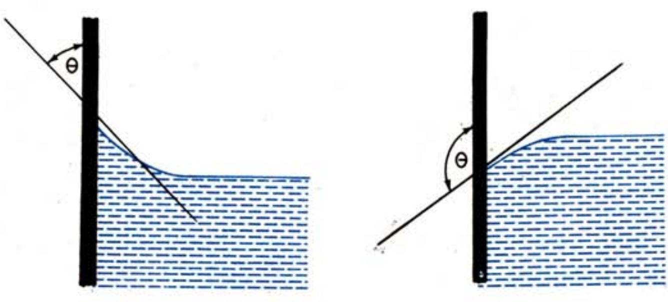
῞Ενα ὑγρό λέμε ***ὅτι διαβρέχει*** ἕνα στερεό, ὅταν οἱ δυνάμεις συνάφειας μεταξύ τῶν μορίων τοῦ ὑγροῦ καί τοῦ στερεοῦ εἶναι ***μεγαλύτερες*** ἀπό τίς δυνάμεις συνοχῆς μεταξύ τῶν μορίων τοῦ ὑγροῦ.

῞Οταν οἱ δυνάμεις συνάφειας μεταξύ τῶν μορίων ἑνός ὑγροῦ καί ἑνός στερεοῦ εἶναι ***μικρότερες*** ἀπό τίς δυνάμεις συνοχῆς μεταξύ τῶν μορίων τοῦ ὑγροῦ, τότε λέμε ὅτι τό ὑγρό ***δέν διαβρέχει*** τό στερεό.

Ἄν βυθίσομε μέσα σέ νερό μιά γυάλινη πλάκα καί κατόπιν τή βγάλομε, θά παρατηρήσομε ὅτι μένουν ἐπάνω της σταγόνες νεροῦ. Τό ὅτι ποσότητα νεροῦ ἀποσπάσθηκε ἀπό τό ὑπόλοιπο νερό καί προσκολλήθηκε στή γυάλινη πλάκα, σημαίνει ὅτι οἱ δυνάμεις συνάφειας μεταξύ τῶν μορίων τοῦ νεροῦ καί τοῦ γυαλιοῦ εἶναι ***μεγαλύτερες*** ἀπό τίς δυνάμεις συνοχῆς μεταξύ τῶν μορίων τοῦ νεροῦ. Γι' αὐτό λέμε ὅτι τό ***νερό διαβρέχει τό γυαλί.***

Ἄν ἀντί γιά νερό εἴχαμε ὑδράργυρο, θά παρατηρούσαμε ὅτι στή γυάλινη πλάκα δέν θά παρέμενε ὑδράργυρος. Αὐτό σημαίνει ὅτι οἱ δυνάμεις συνάφειας μεταξύ τῶν μορίων τοῦ ὑδραργύρου καί τοῦ γυαλιοῦ εἶναι μικρότερες ἀπό τίς δυνάμεις συνοχῆς μεταξύ τῶν μορίων τοῦ ὑδραργύρου. Γι' αὐτό λέμε ὅτι ὁ ***ὑδράργυρος δέν διαβρέχει τό γυαλί.***

Ἄν βάλομε σ' ἕνα δοχεῖο ὑγρό, θά παρατηρήσομε ὅτι ἡ περιοχή τῆς ἐλεύθερης ἐπιφάνειας τοῦ ὑγροῦ, ἡ ὁποία εἶναι γειτονική μέ τά τοιχώματα τοῦ δοχείου, εἶναι κοίλη (σχ. 3.6α) ἄν τό ὑγρό διαβρέχει τό ὑλικό ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό δοχεῖο (π.χ. γυάλινο δοχεῖο - νερό), ἐνῶ εἶναι κυρτή (σχ. 3.6β) ἄν δέν τό διαβρέχει (π.χ. γυάλινο δοχεῖο - ὑδράργυρος).



Σχ. 3.6α.

Παρατήρηση.

Ἡ γωνία θ πού σχηματίζει τό ἐπίπεδο, τό ὁποῖο ἐφάπτεται στό ἄκρο τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ὑγροῦ, μέ τήν ἐπιφάνεια τοῦ τοιχώματος, ὀνομάζεται ***γωνία συνεπαφῆς.***

Ἡ γωνία συνεπαφῆς θ εἶναι ὀξεία (σχ. 3.6α) ὅταν τό ὑγρό διαβρέχει τό τοίχωμα καί ἀμβλεία (σχ. 3.6β) ὅταν δέν τό διαβρέχει.

3.7 Τριχοειδή ἤ τριχοειδικά φαινόμενα.

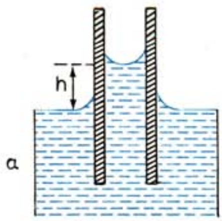
Εἴδαμε στήν προηγούμενη παράγραφο ὅτι τό νερό διαβρέχει τό γυαλί, ἐνῶ δέν συμβαίνει τό ἴδιο μέ τόν ὑδράργυρο.

Ἄν μέσα σ' ἕνα δοχεῖο μέ νερό βυθίσομε τό ἕνα ἄκρο ἑνός γυάλινου σωλήνα (σχ. 3.7α), πού ἔχει μικρή διατομή, θά παρατηρήσομε ὅτι:

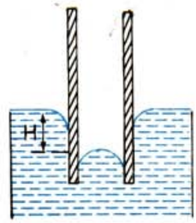
— Τό νερό ἀνεβαίνει μέσα στό σωλήνα πάνω ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ πού εἶναι μέσα στό δοχεῖο καί σχηματίζει μία στήλη νεροῦ ὕψους h καί

— ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ μέσα στό σωλήνα εἶναι κοίλη.

Διαπιστώνομε, γενικά, ὅτι ἄν βυθίσομε ἕνα λεπτό σωλήνα, μέσα σ' ἕνα δοχεῖο τό ὁποῖο περιέχει ὑγρό πού τόν διαβρέχει, τότε ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ μέσα στό σωλήνα βρίσκεται πιό ψηλά ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ τοῦ δοχείου καί ἔχει μορφή κοίλη.



Σχ. 3.7α.



Σχ. 3.7β.

Ἄν τόν ἴδιο σωλήνα τό βυθίσομε (σχ. 3.7β) μέσα σ' ἕνα δοχεῖο πού περιέχει ὑδράργυρο, θά παρατηρήσομε ὅτι:

— Ὁ ὑδράργυρος κατεβαίνει μέσα στό σωλήνα κάτω ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου πού εἶναι μέσα στό δοχεῖο κατά ὕψος H καί

— ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου μέσα στό σωλήνα εἶναι κυρτή.

Διαπιστώνομε, γενικά, ὅτι ἄν τό ὑγρό δέν διαβρέχει τό σωλήνα, τότε ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ μέσα στό σωλήνα βρίσκεται πιό χαμηλά ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ τοῦ δοχείου καί ἔχει μορφή κυρτή.

Γενικά στούς λεπτούς σωλῆνες παρατηροῦνται τά ἑξῆς φαινόμενα (σχ. 3.7γ):

α) Δέν ἰσχύει σ' αὐτούς ἡ ἀρχή τῶν συγκοινωνούντων δοχείων καί

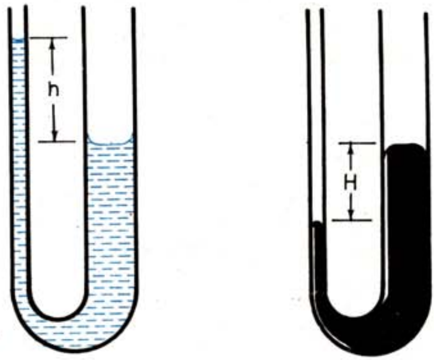
β) ἡ ἐλεύθερη ἐπιφάνεια ὑγροῦ πού ἰσορροπεῖ μέσα σέ λεπτό σωλήνα, δέν εἶναι ὁριζόντιο ἐπίπεδο.

Τά φαινόμενα αὐτά πού παρατηροῦνται σέ λεπτούς σωλῆνες ὀνομάζονται ***τριχοειδή φαινόμενα.***

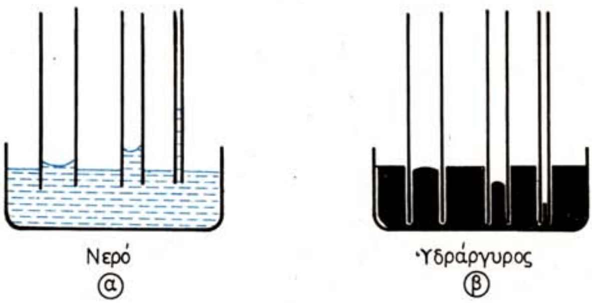
Σημειώσεις.

α) Τά τριχοειδή φαινόμενα εἶναι ἀποτέλεσμα τῶν δυνάμεων συνοχῆς καί συνάφειας, δηλαδή ὀφείλονται στίς δυνάμεις αὐτές.

β) Τά φαινόμενα αὐτά ὀνομάσθηκαν ἔτσι γιατί μελετήθηκαν γιά πρώτη φορά μέσα σέ σωλῆνες μέ πολύ μικρή διάμετρο (τριχοειδεῖς σωλῆνες).



Σχ. 3.7γ.



Σχ. 3.7δ.

Βασική παρατήρηση.

Τό ὕψος κατά τό ὁποῖο ὑγρό μέσα σέ λεπτό σωλήνα ἀνεβαίνει ψηλότερα ἤ κατεβαίνει χαμηλότερα ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑπόλοιπου ὑγροῦ εἶναι τόσο μεγαλύτερο ὅσο μικρότερη εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ σωλήνα (σχ. 3.7δ).

Σημείωση.

Τό ὕψος στό ὁποῖο μποροῦν ὁρισμένα ὑγρά νά φθάσουν μέσα σέ πολύ λεπτούς σωλῆνες εἶναι σημαντικό, π.χ. τό νερό μπορεῖ μέσα σέ γυάλινο σωλήνα μέ διάμετρο 0,01 mm νά φθάσει σέ ὕψος περίπου 3,5 m.

Ἐφαρμογές.

Ἡ ἀπορρόφηση τῆς μελάνης ὅταν ἔλθει σέ ἐπαφή μέ τό στυπόχαρτο ὀφείλεται σέ τριχοειδή φαινόμενα.

Ἐπίσης ἡ ἄνοδος τοῦ πετρελαίου στό φυτίλι τῆς λάμπας καί τοῦ χυμοῦ τῶν φυτῶν, εἶναι ἀποτελέσματα τριχοειδῶν φαινομένων.

3.8 Διάχυση.

Διάχυση ὀνομάζομε τήν αὐθόρμητη (αὐτόματη) διείσδυση τῶν μορίων ἑνός σώματος μέσα στά μόρια ἄλλου σώματος ἡ ὁποία (διείσδυση) γίνεται μέ τέτοιο τρόπο, ὥστε νά ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τή δημιουργία ἑνός ὁμοιογενοῦς μίγματος.

Μέ ἄλλα λόγια διάχυση ὀνομάζεται ἡ ἱκανότητα πού ἔχουν τά διάφορα σώματα μόνα τους, νά ἀλληλομιγνύονται καί νά ἀποτελοῦν ὁμοιογενές (ὁμοιομερές) σύνολο.

Ἡ διάχυση ὀφείλεται στήν ἀδιάκοπη κίνηση τῶν μορίων καί στό ὅτι μεταξύ τῶν μορίων τῶν σωμάτων ὑπάρχουν κενοί χῶροι.

Γίνεται ταχύτερη:

α) Ὅσο ἡ θερμοκρασία τῶν σωμάτων εἶναι μεγαλύτερη, γιατί τότε καί ἡ κίνηση τῶν μορίων τους εἶναι ταχύτερη.

β) Ὅσο μικρότερη εἶναι ἡ μάζα τῶν μορίων πού διαχέονται, γιατί τά μόρια πού ἔχουν μικρότερη μάζα κινοῦνται μέ μεγαλύτερη ταχύτητα στήν ἴδια θερμοκρασία.

Παρατηρήσεις.

Α. Τό φαινόμενο τῆς διαχύσεως εἶναι πολύ ἔντονο στά ἀέρια καί παρατηρεῖται σέ ὅλα ἀνεξαιρέτως.

Ἄν ἀνοίξομε ἕνα μουκαλάκι μέ ἄρωμα μέσα σ' ἕνα δωμάτιο, πολύ σύντομα θά μυρίζει ὁλόκληρος ὁ χῶρος τοῦ δωματίου. Αὐτό γιατί τό ἄρωμα μόλις ἀνοίξει τό μπουκαλάκι ἐξαερώνεται καί ἔτσι δημιουργοῦνται πάνω ἀπό αὐτό ἀτμοί.

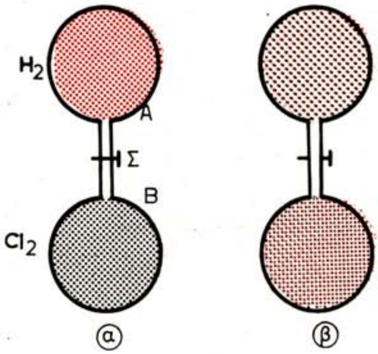
Τά μόρια τῶν ἀτμῶν τοῦ ἀρώματος διασκορπίζονται ὁμοιόμορφα (διαχέονται) μεταξύ τῶν μορίων ὅλου τοῦ ἀέρα τοῦ δωματίου.

Ἑπομένως τώρα ὁλόκληρος ὁ χῶρος τοῦ δωματίου περιέχει ὁμοιογενές μίγμα ἀπό μόρια τοῦ ἀέρα καί τοῦ ἀρώματος καί γι' αὐτό μυρίζει ὁλόκληρος. Δηλαδή ἔγινε διάχυση τοῦ ἑνός ἀερίου (τῶν ἀτμῶν) μέσα στό ἄλλο (τόν ἀέρα).

Παίρνομε δύο φιάλες Α καί Β [σχ. 3.8(α)] πού περιέχουν, ὑπό τήν ἴδια πίεση καί θερμοκρασία ὑδρογόνο ἡ Α καί χλώριο ἡ Β (βέβαια τίς βάζομε μακριά ἀπό φῶς, γιατί αὐτά τά ἀέρια ἀντιδροῦν στό φῶς). Ὅταν ἀνοίξομε τή στρόφιγγα Σ τότε μετά ἀπό ἕνα ὁρισμένο χρονικό διάστημα θά παρατηρήσομε [σχ. 3.8(β)] ὅτι οἱ δύο φιάλες Α καί Β περιέχουν καί χλώριο καί ὑδρογόνο καί μάλιστα σέ ἴσες ἀναλογίες. Δηλαδή ἔγινε διάχυση τοῦ ἑνός ἀερίου μέσα στό ἄλλο.

Β. Τό φαινόμενο τῆς διαχύσεως στά ὑγρά δέν εἶναι πολύ ἔντονο καί δέν παρουσιάζεται σ' ὅλα τά ὑγρά.

Ἄν πάρομε πυκνό διάλυμα βυσσινάδας μέσα σ' ἕνα στενόμακρο ποτήρι καί μέ προσοχή προσθέσομε σιγά - σιγά πάνω ἀπό τό διάλυμα αὐτό καθαρό νερό, τότε θά παρατηρήσομε ὅτι:



Σχ. 3.8.

Στήν ἀρχή τό διάλυμα τῆς βυσσινάδας καί τό νερό διαχωρίζονται σαφῶς, ἔπειτα μόρια τοῦ νεροῦ εἰσέρχονται στό διάλυμα τῆς βυσσινάδας καί ἀντίθετα.

Μετά ἀπό ἀρκετό χρόνο γίνεται τέλειο ὁμοιογενές διάλυμα. Δηλαδή γίνεται διάχυση τοῦ ἑνός ὑγροῦ στό ἄλλο.

Ἄν στάξομε μερικές σταγόνες χρωματισμένου οἰνοπνεύματος πάνω στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ ἑνός ποτηριοῦ, θά παρατηρήσομε ὅτι θά περάσουν περίπου δύο μέρες ὥσπου νά διαχυθεῖ τό χρωματισμένο οἰνόπνευμα ὁμοιόμορφα μέσα σέ ὅλη τή μάζα τοῦ νεροῦ τοῦ ποτηριοῦ.

Ἄν μέσα στό ποτήρι πού ἔχει νερό ρίξομε λάδι, θά παρατηρήσομε ὅτι, ὅσος χρόνος καί ἄν περάσει, τό λάδι δέ διαχέεται καθόλου μέσα στό νερό.

Γ. Διάχυση, ὅσο καί νά φαίνεται περίεργο, παρουσιάζεται καί μεταξύ τῶν στερεῶν σωμάτων.

Ἄν πιέσομε τό ἕνα ἐπάνω στό ἄλλο δύο μεταλλικά πλακίδια μέ ἐπιφάνειες πάρα πολύ λεῖες καί καθαρές ἀπό κάθε ξένη οὐσία, θά παρατηρήσομε ὅτι τά πλακίδια κολλοῦν καί μάλιστα τόσο καλά, ὥστε εἶναι δύσκολο νά τά ξεκολλήσει κανείς χωρίς νά καταστραφοῦν.

Μέ χημική ἀνάλυση ἐξακριβώνομε ὅτι στήν περιοχή, ὅπου ἔγινε αὐτή ἡ σφοδρή ἐπαφή, ἔχει σχηματισθεῖ ἕνα κράμα (μίγμα) τῶν δύο μετάλλων, δηλαδή τό ἕνα μέταλλο διαχύθηκε μέσα στό ἄλλο.

Ἄν βάλομε ἕνα κομμάτι μολύβδου πάνω σ' ἕνα κομμάτι χρυσοῦ, ὑπό μεγάλη πίεση, τότε μετά ἀπό πολύ χρόνο θά παρατηρήσομε ὅτι ὁ μόλυβδος διαχέεται στό χρυσό καί ἀντίθετα.

Σημείωση.

Ἀπορρόφηση ἑνός ἀερίου ἀπό ἕνα ὑγρό ἤ ἕνα στερεό ὀνομάζεται ἡ διείσδυση τοῦ ἀερίου στό ἐπιφανειακό στρῶμα τοῦ ὑγροῦ ἤ τοῦ στερεοῦ καί ἡ παραμονή του σ' αὐτό τό στρῶμα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ – ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

4.1 Γενικά.

Στήν Ὑδροστατική καί τήν Ἀεροστατική εἴδαμε ὅτι τά ὑγρά καί τά ἀέρια σέ ἰσορροπία παρουσιάζουν πολλές κοινές ἰδιότητες ἀλλά καί ὁρισμένες διαφορές. Κατά τήν κίνησή τους ὅμως μέ σχετικά μικρή ταχύτητα, παρουσιάζουν σχεδόν τίς ἴδιες ἰδιότητες. Γι' αὐτό θά ἐξετάσομε μαζί τά φαινόμενα τῆς κινήσεως τῶν ὑγρῶν καί τῶν ἀερίων.

Γιά τήν ἁπλούστευση τῶν φαινομένων αὐτῶν χρειάζεται σέ πολλές περιπτώσεις νά θεωρήσομε τά ρευστά ἰδανικά. Δηλαδή νά ὑποθέσομε ὅτι εἶναι τελείως ἀσυμπίεστα καί ὅτι τά μόριά τους δέν ἐξασκοῦν οὔτε δυνάμεις συνοχῆς μεταξύ τους οὔτε δυνάμεις συνάφειας μέ τά τοιχώματα μέ τά ὁποῖα ἔρχονται σ' ἐπαφή.

4.2 Ροή. Πεδίο ροῆς.

Ὅταν ἕνα ρευστό κινεῖται πρός μία κατεύθυνση, λέμε ὅτι τό ρευστό ***ρέει.*** Τήν κίνηση ἑνός ρευστοῦ πρός μία κατεύθυνση τήν ὀνομάζομε ***ροή.*** Ὁ χῶρος μέσα στόν ὁποῖο κινεῖται (ρέει) ἕνα ρευστό ὀνομάζεται ***πεδίο ροῆς.***

Ἕνα πεδίο ροῆς καθορίζεται τελείως, ὅταν σέ κάθε χρονική στιγμή εἶναι γνωστή ἡ ταχύτητα πού ἔχει τό ρευστό σέ ὅλα τά σημεῖα τοῦ πεδίου. Δηλαδή τό χαρακτηριστικό μέγεθος τοῦ πεδίου ροῆς εἶναι ***ἡ ταχύτητα $\vec{u}$ τῶν μορίων τοῦ ρευστοῦ σέ κάθε σημεῖο τοῦ πεδίου.***

Τά πεδία ροῆς διακρίνονται σέ:

– Μόνιμα ἤ στρωτά πεδία ροῆς καί

– μή μόνιμα ἤ στροβιλώδη πεδία ροῆς.

Μόνιμο ἤ ***στρωτό πεδίο ροῆς*** ὀνομάζεται τό πεδίο ροῆς πού σέ κάθε του σημεῖο ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ ***δέ*** μεταβάλλεται μέ τό χρόνο.

Μή μόνιμο ἤ ***στροβιλῶδες πεδίο ροῆς*** ὀνομάζεται τό πεδίο ροῆς πού σέ κάθε του σημεῖο ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ δέν διατηρεῖται σταθερή, ἀλλά μεταβάλλεται μέ τό χρόνο.

Μόνιμη ἤ ***στρωτή ροή*** ὀνομάζεται ἡ ροή πού σέ κάθε σημεῖο τοῦ πεδίου της ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ ***δέ*** μεταβάλλεται μέ τό χρόνο, δηλαδή ἡ ροή τῆς ὁποίας τό πεδίο εἶναι μόνιμο ἤ στρωτό.

Μή μόνιμη ἤ ***στροβιλώδη ροή*** ὀνομάζεται ἡ ροή πού σέ κάθε σημεῖο τοῦ πεδίου της ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ μεταβάλλεται μέ τό χρόνο, δηλαδή ἡ ροή τῆς ὁποίας τό πεδίο εἶναι μή μόνιμο ἤ στροβιλῶδες.

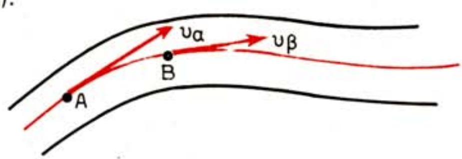
4.3 Ρευματικές γραμμές.

Ρευματική γραμμή ὀνομάζομε τήν τροχιά, τήν ὁποία διαγράφει κατά τή ροή τοῦ ρευστοῦ, ἕνα μόριό του.

Τά πεδία ροῆς τά ἀπεικονίζομε μέ ρευματικές γραμμές.

Χαρακτηριστικά τῶν ρευματικῶν γραμμῶν.

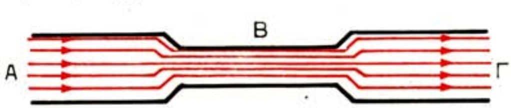
1) Ἡ ταχύτητα ἑνός μορίου, σέ ὁποιοδήποτε σημεῖο καί ἄν βρίσκεται αὐτό, θά εἶναι ***ἐφαπτόμενη τῆς ρευματικῆς του γραμμῆς στό σημεῖο αὐτό*** (σχ. 4.3α).



Σχ. 4.3α.

2) Ἡ πυκνότητα τῶν ρευματικῶν γραμμῶν σέ μιά περιοχή μᾶς δείχνει τό μέτρο τῆς ταχύτητας πού ἔχει τό ρευστό σ' αὐτή τήν περιοχή. Στήν περιοχή πού ἡ πυκνότητα τῶν ρευματικῶν γραμμῶν εἶναι μεγάλη, μεγάλη εἶναι καί ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ.

Ἐπειδή ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ στήν περιοχή Β (σχ. 4.3β) εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν ταχύτητα πού ἔχει στήν περιοχή Α καί Γ, γι' αὐτό στήν περιοχή Β ἡ πυκνότητα τῶν ρευματικῶν γραμμῶν εἶναι μεγαλύτερη ἀπ' ὅ,τι στήν περιοχή Α καί Γ.



Σχ. 4.3β.

3) Στή στρωτή ροή ἡ μιά ρευματική γραμμή δέν κόβει τήν ἄλλη.

4) Στή στρωτή ροή οἱ ρευματικές γραμμές μιᾶς φλέβας δέν βγαίνουν ἀπό τή φλέβα (περιορίζονται σάν ἀπό κάποιο τοίχωμα).

Σημείωση.

Ὅταν λέμε ρευματική φλέβα, ἐννοοῦμε ἕνα σύνολο γειτονικῶν ρευματικῶν γραμμῶν.

4.4 Παροχή φλέβας (σωλήνα).

Παροχή Π μιᾶς φλέβας ὀνομάζεται τό πηλίκον τοῦ ὄγκου ΔV τοῦ ρευστοῦ πού περνάει ἀπό μία κάθετη τομή τῆς φλέβας μέσα σέ χρόνο Δt, διά τοῦ χρόνου αὐτοῦ. Δηλαδή:

$$\boxed{\Pi = \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad \text{ἐξίσωση ὁρισμοῦ}} \qquad (1)$$

Ὑπολογισμός τῆς παροχῆς.

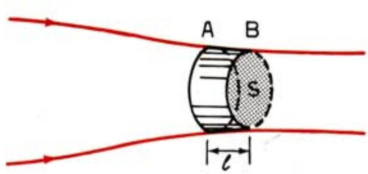
Ἡ παροχή Π μιᾶς φλέβας ἰσοῦται μέ τό γινόμενο τοῦ ἐμβαδοῦ S μιᾶς κάθετης τομῆς της ἐπί τήν ταχύτητα υ πού ἔχει τό ρευστό, ὅταν περνάει ἀπό τήν τομή αὐτή. Δηλαδή:

$$\boxed{\Pi = S \cdot \upsilon} \qquad (2)$$

Ἀπόδειξη.

Τά μόρια τοῦ ρευστοῦ πού περνοῦν τή χρονική στιγμή t_1 ἀπό τήν τομή Α τῆς φλέβας (σχ. 4.4) μέ ταχύτητα υ, φθάνουν στήν τομή Β ἔστω τή χρονική στιγμή t_2, δηλαδή σέ χρόνο $t_2 - t_1 = \Delta t$ καί διανύουν τό διάστημα l τό ὁποῖο εἶναι:

$$l = \upsilon \cdot \Delta t \qquad (3)$$



Σχ. 4.4.

Ἐπομένως ὄγκος ΔV τοῦ ρευστοῦ πού περνάει ἀπό τήν τομή Α τῆς φλέβας μέσα στό χρόνο Δt εἶναι:

$$\Delta V = S \cdot l \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (3) καί (4) ἔχομε:

$$\Pi = \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{S \cdot l}{\Delta t} = \frac{S \cdot \upsilon \cdot \Delta t}{\Delta t} = S \cdot \upsilon$$

$$\Pi = S \cdot \upsilon$$

Σημείωση.

Ἡ ἀπόσταση l θεωρεῖται πάρα πολύ μικρή καί ἔτσι τό σχῆμα, τό ὁποῖο περιορίζεται μεταξύ τῶν δύο διατομῶν Α καί Β, μπορεῖ νά θεωρηθεῖ κύλινδρος, ὁποιοδήποτε σχῆμα καί ἄν ἔχει ἡ φλέβα.

Παρατήρηση.

Ὅλα τά παραπάνω ἰσχύουν καί γιά σωλήνα.

Μονάδες παροχῆς.

α) Σύστημα C.G.S.

Στό σύστημα C.G.S. μονάδα ὄγκου εἶναι τό 1 cm^3 καί μονάδα χρόνου τό 1 sec. Ἑπομένως ἔχομε:

$$\Pi = \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{1\ cm^3}{1\ sec} = 1\ \frac{cm^3}{sec}$$

$$\boxed{\Pi = 1\ \frac{cm^3}{sec}}$$

β) Σύστημα M.K.S.

Στό σύστημα M.K.S. μονάδα ὄγκου εἶναι τό 1 m^3 καί μονάδα χρόνου τό 1 sec.

Ἑπομένως ἔχομε:

$$\Pi = \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{1\ m^3}{1\ sec} = 1\ \frac{m^3}{sec}$$

$$\boxed{\Pi = 1\ \frac{m^3}{sec}}$$

γ) Τεχνικό σύστημα.

Στό τεχνικό σύστημα μονάδα ὄγκου εἶναι τό 1 m^3 καί μονάδα χρόνου τό 1 sec.

Ἑπομένως ἔχομε:

$$\Pi = \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{1\ m^3}{1\ sec} = 1\ \frac{m^3}{sec}$$

$$\boxed{\Pi = 1\ \frac{m^3}{sec}}$$

Σημείωση.

Στήν πράξη χρησιμοποιοῦνται συνήθως καί οἱ ἑξῆς μονάδες:

α) $1\ \frac{lt}{sec}$: ἕνα λίτρο ἀνά δευτερόλεπτο.

β) $1\ \frac{m^3}{h}$: ἕνα κυβικό μέτρο ἀνά ὥρα.

γ) $1 \dfrac{m^3}{24\,h}$: ἕνα κυβικό μέτρο ἀνά εἰκοσιτετράωρο.

4.5 Νόμοι τῆς ροῆς.

Ἡ στρωτή ροή ἑνός ἰδανικοῦ ρευστοῦ διέπεται ἀπό τό νόμο τῆς συνέχειας καί τό νόμο τοῦ Bernoulli. Γιά τά πραγματικά ρευστά οἱ νόμοι αὐτοί ἰσχύουν κατά προσέγγιση καί μόνο ὅταν οἱ ταχύτητες ροῆς εἶναι πολύ μικρές, γι' αὐτό ἄλλωστε τούς μελετᾶμε.

4.5.1 Νόμος τῆς συνέχειας.

Ὁ νόμος τῆς συνέχειας ὁ ὁποῖος ἰσχύει γιά τή στρωτή ροή ἑνός ἰδανικοῦ ρευστοῦ ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ὅταν μέσα σέ σωλήνα ρέει ἰδανικό ρευστό, ἡ παροχή εἶναι σταθερή σέ κάθε τομή τοῦ σωλήνα.

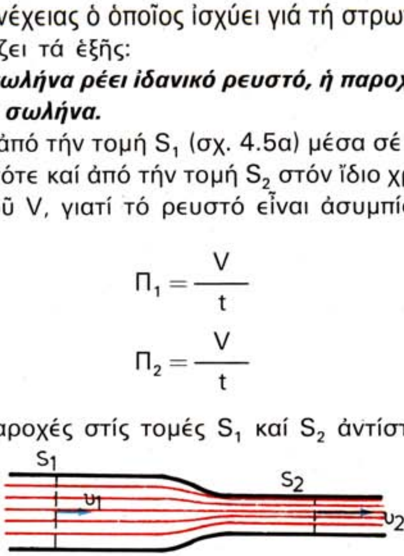
Πραγματικά, ἄν ἀπό τήν τομή S_1 (σχ. 4.5α) μέσα σέ χρόνο t περάσει ὄγκος ρευστοῦ V, τότε καί ἀπό τήν τομή S_2 στόν ἴδιο χρόνο θά περάσει ἴσος ὄγκος ρευστοῦ V, γιατί τό ρευστό εἶναι ἀσυμπίεστο.

Ἐπομένως:

$$\Pi_1 = \frac{V}{t} \qquad (1)$$

$$\Pi_2 = \frac{V}{t} \qquad (2)$$

ὅπου: Π_1, Π_2 οἱ παροχές στίς τομές S_1 καί S_2 ἀντίστοιχα.



Σχ. 4.5α.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει ἡ σχέση:

$$\Pi_1 = \Pi_2 \qquad (3)$$

Ὁ νόμος τῆς συνέχειας ἐκφράζεται μέ τήν ἀκόλουθη ἐξίσωση:

$$\boxed{S_1 \upsilon_1 = S_2 \upsilon_2} \; \boxed{\text{Νόμος τῆς συνέχειας}} \qquad (4)$$

ὅπου: S_1 τό ἐμβαδόν μιᾶς τυχαίας διατομῆς τοῦ σωλήνα,
υ_1 ἡ ταχύτητα πού ἔχει τό ρευστό τή στιγμή πού περνάει ἀπό τή διατομή S_1,
S_2 τό ἐμβαδόν μιᾶς ἄλλης τυχαίας διατομῆς τοῦ σωλήνα,
υ_2 ἡ ταχύτητα τήν ὁποία ἔχει τό ρευστό τή στιγμή πού περνάει ἀπό τή διατομή S_2.

Πραγματικά ἡ παροχή Π_1 τῆς διατομῆς S_1 (σχ. 4.5α) εἶναι:

$$\Pi_1 = S_1 \cdot \upsilon_1 \tag{5}$$

Ἡ παροχή Π_2 τῆς διατομῆς S_2 εἶναι:

$$\Pi_2 = S_2 \cdot \upsilon_2 \tag{6}$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Pi_1 = \Pi_2 \tag{7}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (5), (6) καί (7) προκύπτει ἡ σχέση:

$$S_1 \cdot \upsilon_1 = S_2 \cdot \upsilon_2$$

Σχέση ταχύτητας καί ἐμβαδοῦ τομῆς.

Ἀπό τή σχέση $S_1 \cdot \upsilon_1 = S_2 \cdot \upsilon_2$ προκύπτει ἡ σχέση:

$$\boxed{\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{S_2}{S_1}} \tag{8}$$

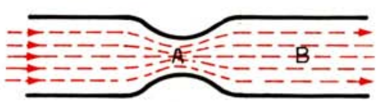
Ἡ σχέση αὐτή ἐκφράζει τά ἑξῆς:

Ἐάν μέσα σ' ἕνα σωλήνα, ὁ ὁποῖος δέν ἔχει παντοῦ ἴση τομή, ρέει ἰδανικό ρευστό, τότε οἱ ταχύτητες πού ἔχει τό ρευστό στίς διάφορες τομές τοῦ σωλήνα εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογες μέ τά ἐμβαδά τῶν τομῶν.

Σημείωση.

Ἀπό τή σχέση (8) προκύπτει ὅτι:

– Στίς στενώσεις ἑνός σωλήνα, τό ρευστό ἔχει μεγαλύτερες ταχύτητες ἀπ' ὅ,τι στίς διαπλατύνσεις.
– Στήν περιοχή (Α) ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν ταχύτητα πού ἔχει στήν περιοχή Β (σχ. 4.5β).



Σχ. 4.5β.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

43) *Κρουνός, τοῦ ὁποίου ἡ διατομή ἔχει ἐμβαδόν $S = 20\ cm^2$, γεμίζει δεξαμενή νεροῦ, χωρητικότητας $V = 48\ m^3$, μέσα σέ 24 ὧρες. Πόση εἶναι ἡ παροχή Π τοῦ κρουνοῦ καί πόση ἡ ταχύτητα υ ἐκροῆς τοῦ νεροῦ ἀπό τόν κρουνό;*

Λύση.

Μέσα σέ 24 h περνοῦν ἀπό τή διατομή τοῦ κρουνοῦ 48 m^3 νεροῦ.
Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Pi = \frac{V}{t} \tag{1}$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$\Pi = \frac{48\ m^3}{24\ h} = 2\ \frac{m^3}{h}$$

$$\Pi = 2\ \frac{m^3}{h}$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Pi = S\ .\ \upsilon \qquad (2)$$

Ἀπό τή σχέση (2) παίρνομε:

$$\upsilon = \frac{\Pi}{S} \qquad (3)$$

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε τά γνωστά, βρίσκομε:

$$\upsilon = \frac{2\ \dfrac{m^3}{h}}{20\ cm^2} = \frac{\dfrac{2 \times 10^6\ cm^3}{3600\ sec}}{20\ cm^2} = \frac{2 \times 10^6}{20 \times 3600}\ \frac{cm}{sec}$$

$$\upsilon = 27{,}7\ \frac{cm}{sec}$$

44) *Ἀπό σωλήνα τοῦ ὁποίου ἡ διατομή ἔχει ἐμβαδόν $S = 400\ cm^2$ ρέει νερό μέ ταχύτητα $\upsilon = 4\ km/h$. Πόσος εἶναι ὁ ὄγκος τοῦ νεροῦ πού θά δώσει ὁ σωλήνας μέσα σέ 24 ὧρες;*

Λύση.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\Pi = \frac{V}{t} \qquad (1)$$

$$\Pi = S\ .\ \upsilon \qquad (2)$$

ὅπου: Π ἡ παροχή τοῦ σωλήνα,
V ὁ ὄγκος τοῦ νεροῦ πού ρέει ἀπό τό σωλήνα σέ χρόνο t.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$\frac{V}{t} = S\ .\ \upsilon$$

$$V = S\ .\ \upsilon\ .\ t \qquad (3)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$V = 400\ cm^2\ .\ 4\ \frac{km}{h}\ .\ 24\ h$$

$$V = 0{,}04\ m^2 \,.\, 4000\ \frac{m}{h} \,.\, 24\ h$$

$$V = 0{,}04 \,.\, 4000 \,.\, 24\ m^3 = 3840\ m^3$$

$$V = 3840\ m^3$$

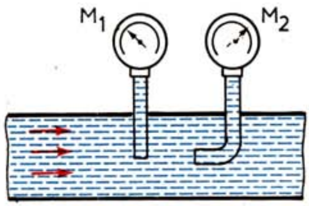
4.5.2 Νόμος τοῦ Bernoulli.

Ὁρισμοί.

Ἡ πίεση πού ἐπικρατεῖ σ' ἕνα σημεῖο ρευστοῦ πού κινεῖται, ὀνομάζεται ***στατική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο αὐτό.***

Πρέπει νά σημειωθεῖ ὅτι ἡ στατική πίεση τοῦ ρευστοῦ σ' ἕνα σημεῖο του εἶναι ἡ πίεση πού δείχνει ἕνα μανόμετρο, ἄν τοποθετηθεῖ στό σημεῖο αὐτό ἔτσι, ὥστε ***νά μήν ἐμποδίζει τή ροή του.***

Τό μανόμετρο M_1 (σχ. 4.5γ) δέν μεταβάλλει τή ροή καί ἑπομένως μετράει τή στατική πίεση, ἐνῶ τό M_2 μεταβάλλει τή ροή καί δέ μετράει τή στατική πίεση.



Σχ. 4.5γ.

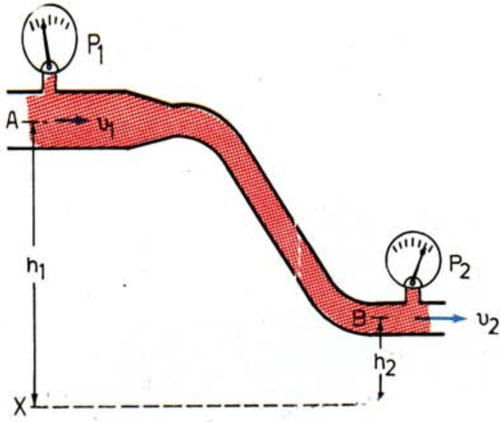
Ἄν ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ σ' ἕνα σημεῖο εἶναι υ καί ἡ πυκνότητά του εἶναι ρ, τότε τό μονώνυμο: $\boxed{1/2\ \rho \,.\, \upsilon^2}$ ὀνομάζεται ***δυναμική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο αὐτό.***

Ἄν ἡ κατακόρυφη ἀπόσταση ἑνός σημείου τοῦ ρευστοῦ ἀπό ἕνα ὁριζόντιο ἐπίπεδο, τό ὁποῖο λαμβάνεται ὡς ἐπίπεδο ἀναφορᾶς, εἶναι h καί ἡ πυκνότητά του στό σημεῖο αὐτό εἶναι ρ, τότε τό μονώνυμο: $\boxed{\rho \,.\, gh}$ ὀνομάζεται ***ὑψομετρική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο αὐτό ὡς πρός τό ἐπίπεδο αὐτό.***

Ὁ νόμος τοῦ Bernoulli, ὁ ὁποῖος ἰσχύει γιά στρωτή ροή ἑνός ἰδανικοῦ ρευστοῦ, ὁρίζει τά ἑξῆς:

Σέ κατά μῆκος σωλήνα, μέσα στόν ὁποῖο ἕνα ἰδανικό ρευστό κινεῖται μέ στρωτή ροή, τό ἄθροισμα τῆς στατικῆς, τῆς δυναμικῆς καί τῆς ὑψομετρικῆς πιέσεως τοῦ ρευστοῦ ὡς πρός τό ἴδιο ἐπίπεδο ἀναφορᾶς, εἶναι σταθερό.

Ἑπομένως γιά τά σημεῖα Α καί Β τοῦ σωλήνα (σχ. 4.5δ) τοῦ ὁποίου ἡ τομή δέν ἔχει σταθερό ἐμβαδόν καί στόν ὁποῖο κινεῖται μέ στρωτή ροή ἕνα ἰδανικό ρευστό ἰσχύει ἡ σχέση:



Σχ. 4.5δ.

$$P_1 + \frac{1}{2}\rho \,.\, \upsilon_1^2 + \rho \,.\, gh_1 = P_2 + \frac{1}{2}\rho \,.\, \upsilon_2^2 + \rho \,.\, gh_2 = \sigma\tau\alpha\theta.$$

(Νόμος τοῦ Bernoulli) (1)

ὅπου: P_1 ἡ στατική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Α,
ρ ἡ πυκνότητα τοῦ ρευστοῦ,
υ_1 ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Α,
$1/2\ \rho\ .\ \upsilon_1^2$ ἡ δυναμική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Α,
h_1 ἡ κατακόρυφη ἀπόσταση τοῦ σημείου Α ἀπό τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο XX′,
$\rho\ .\ g\,h_1$ ἡ ὑψομετρική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Α ὡς πρός τό XX′,
P_2 ἡ στατική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Β,
υ_2 ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Β,
$1/2\ \rho\ .\ \upsilon_2^2$ ἡ δυναμική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Β,
h_2 ἡ κατακόρυφη ἀπόσταση τοῦ σημείου Β ἀπό τό ὁριζόντιο ἐπίπεδο XX′,
$\rho\ .\ g\ .\ h_2$ ἡ ὑψομετρική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο Β ὡς πρός τό XX′.

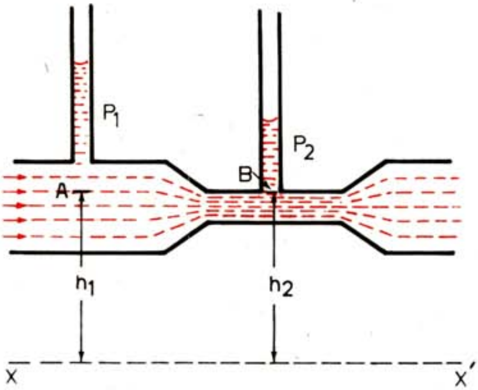
Τό ἄθροισμα τῆς στατικῆς, τῆς δυναμικῆς καί τῆς ὑψομετρικῆς πιέσεως σέ ἕνα σημεῖο τοῦ ρευστοῦ ὀνομάζεται ***ὁλική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο αὐτό.***

Ἑπομένως ὁ νόμος τοῦ Bernoulli μπορεῖ νά διατυπωθεῖ καί ὡς ἑξῆς: ***Σέ κατά μῆκος σωλήνα, μέσα στόν ὁποῖο ἰδανικό ρευστό κινεῖται μέ στρωτή ροή ἡ ὁλική πίεση τοῦ ρευστοῦ εἶναι σταθερή.***

Ἡ δυναμική ($1/2\ \rho\ .\ \upsilon^2$) καί ἡ ὑψομετρική ($\rho\ .\ g\ .\ h$) πίεση ρευστοῦ ἔχουν βέβαια διαστάσεις πιέσεως.

Παρατήρηση.

Στήν περίπτωση πού ὁ σωλήνας εἶναι ὁριζόντιος (σχ. 4.5ε) ἔχουμε:



Σχ. 4.5ε.

$$h_1 = h_2$$

Ἑπομένως ἡ ὑψομετρική πίεση κατά μῆκος ὁριζόντιου σωλήνα εἶναι σταθερή. Δηλαδή:

$$\rho \cdot gh_1 = \rho \cdot gh_2 \qquad (2)$$

Ἡ σχέση (1) μέ βάση τή σχέση (2) γίνεται:

$$\boxed{P_1 + \frac{1}{2}\rho \cdot \upsilon_1^2 = P_2 + \frac{1}{2}\rho \cdot \upsilon_2^2 = \text{σταθερή}} \qquad (3)$$

(Ν. τοῦ Bernoulli γιά ὁριζόντιο σωλήνα)

ὅπου: P_1, υ_1 ἡ πίεση καί ἡ ταχύτητα ροῆς στό Α,
P_2, υ_2 ἡ πίεση καί ἡ ταχύτητα ροῆς στό Β.

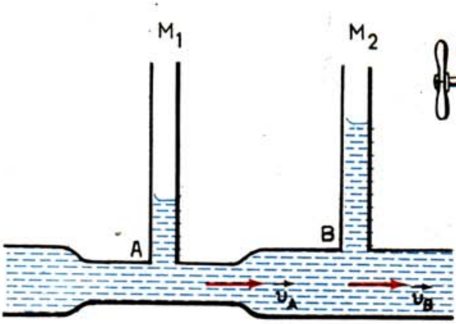
Ἡ σχέση (3) ἐκφράζει τό νόμο τοῦ Bernoulli γιά ὁριζόντιο σωλήνα ὁ ὁποῖος ὁρίζει τά ἑξῆς:

Κατά μῆκος ὁριζόντιου σωλήνα, μέσα στόν ὁποῖο ἰδανικό ρευστό ρέει μέ στρωτή ροή, τό ἄθροισμα τῆς στατικῆς καί τῆς δυναμικῆς πιέσεως τοῦ ρευστοῦ εἶναι σταθερό.

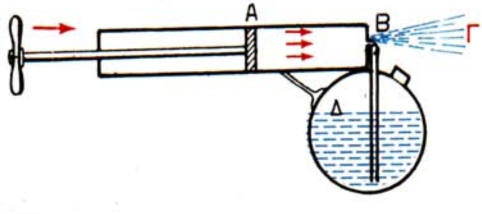
Σημειώσεις.

1) Ἀπό τή σχέση (3) προκύπτει ὅτι στά σημεῖα ὁριζόντιου σωλήνα πού ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ εἶναι μεγάλη, ἡ στατική του πίεση εἶναι μικρή καί ἀντίστροφα.
2) Ἐπειδή στίς στενώσεις ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ εἶναι μεγάλη ($S_1\upsilon_1 = S_2\upsilon_2$) γι' αὐτό ἀπό τή σχέση (3) προκύπτει ὅτι ***στίς στενώσεις ὁριζόντιου σωλήνα ἡ στατική πίεση τοῦ ρευστοῦ εἶναι μικρή.***

Τά μανόμετρα M_1 καί M_2 (σχ. 4.5στ) δείχνουν τή στατική πίεση στό Α καί Β ἀντί-



Σχ. 4.5στ.



Σχ. 4.5ζ.

στοιχα. Παρατηροῦμε ὅτι ἡ στατική πίεση στό Α εἶναι μικρότερη ἀπό τή στατική πίεση τοῦ ρευστοῦ στό Β.

Ἐφαρμογές τοῦ νόμου τοῦ Bernoulli.

Ψεκαστήρας.

Ὁ ψεκαστήρας (σχ. 4.5ζ) χρησιμεύει γιά τήν ἐκτόξευση ἑνός ὑγροῦ σέ μορφή σταγονιδίων. Πιέζοντας τό ἔμβολο Α ἀπότομα, σχηματίζεται ρεῦμα ἀέρα, τό ὁποῖο βγαίνει ἀπό τό στενό ἄνοιγμα Β μέ μεγάλη ταχύτητα. Στή συνέχεια ὅμως ἡ φλέβα τοῦ ἀέρα πλαταίνει ἀπότομα καί στό σημεῖο Γ ἡ ταχύτητα μικραίνει.

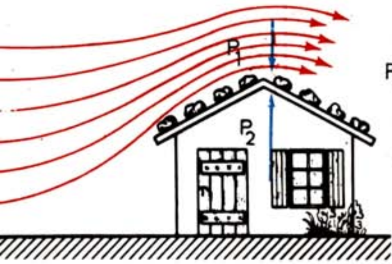
Ἡ πίεση τοῦ ἀέρα τῆς φλέβας στό σημεῖο Γ γίνεται ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική, ἐνῶ στό σημεῖο Β εἶναι μικρότερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, γιατί ἡ ταχύτητά του στό σημεῖο Β εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν ταχύτητα πού ἔχει στό Γ. Στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια Δ τοῦ ὑγροῦ ἐξασκεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση.

Ἐπειδή λοιπόν στό σημεῖο Β ἐξασκεῖται μικρότερη πίεση ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, ἐνῶ στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ ἐξασκεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική, γι' αὐτό τό ὑγρό ἀνεβαίνει στό σημεῖο Β, ἀναμιγνύεται μέ τόν ἀέρα καί ἐκτοξεύεται σέ μορφή σταγονιδίων.

Ἀνύψωση στέγης ἀπό ἰσχυρό ἄνεμο (ἁρπαγή στέγης).

Πάνω ἀπό τή στέγη (σχ. 4.5η) προκαλεῖται συμπύκνωση τῶν ρευματικῶν γραμμῶν. Δηλαδή πάνω ἀπό τή στέγη αὐξάνεται ἡ ταχύτητα τοῦ ἀέρα καί ἑπομένως ἡ πίεσή του πάνω ἀπό τή στέγη γίνεται μικρότερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική ($P_1 < P_{ατμ} = P_2$).

Ἐπειδή κάτω ἀπό τή στέγη (στό ἐσωτερικό τῆς οἰκίας) ἐξασκεῖται ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση $P_{ατμ}$, ἐνῶ πάνω ἀπό τή στέγη ἐξασκεῖται πίεση P_1 πολύ μικρότερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, ὅταν ὁ ἄνεμος εἶναι ἰσχυρός, γι' αὐτό κάτω ἀπό τή στέγη ἐξασκοῦνται μεγαλύτερες δυνάμεις πρός τά πάνω, ἀπό ἐκεῖνες πού ἐξασκοῦνται πάνω ἀπό τή στέγη πρός τά κάτω μέ ἀποτέλεσμα ἡ στέγη νά ἐξαρθρώνεται πρός τά πάνω (ἁρπαγή στέγης).



Σχ. 4.5η.

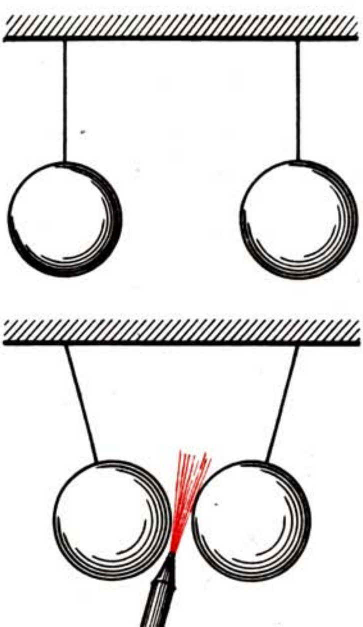
Σχ. 4.5θ.

Κίνδυνος συγκρούσεως πλοίων.

Ὅταν δύο πλοῖα (σχ. 4.5θ) κινοῦνται τό ἕνα κοντά στό ἄλλο, τότε ἡ ταχύτητα τοῦ νεροῦ πού βρίσκεται μεταξύ τους γίνεται πολύ πιό μεγάλη ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ νεροῦ στά ἄλλα σημεῖα.

Ἑπομένως οἱ στατικές πιέσεις τοῦ νεροῦ πού βρίσκεται μεταξύ τῶν πλοίων, ὅταν αὐτά κινοῦνται τό ἕνα κοντά στό ἄλλο, εἶναι μικρότερες ἀπό τίς στατικές πιέσεις τοῦ ὑπόλοιπου νεροῦ καί γι' αὐτό ὑπάρχει κίνδυνος νά συγκρουσθοῦν.

Ἐπίσης γιά τούς ἴδιους λόγους, ἄν ἐμφυσήσομε ρεῦμα ἀέρα μεταξύ δύο σφαιρῶν (σχ. 4.5ι) μπορεῖ αὐτές νά πλησιάσουν μεταξύ τους.



Σχ. 4.5ι.

4.5.3 Ἐκροή ὑγροῦ ἀπό ὀπή. Θεώρημα τοῦ Torricelli.

Τό θεώρημα τοῦ Torricelli ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἡ ταχύτητα υ ἐκροῆς μιᾶς μάζας m ἰδανικοῦ ὑγροῦ, τό ὁποῖο ρέει ὑπό τήν ἐπίδραση τῆς βαρύτητας, ἀπό ὀπή (μικρό ἄνοιγμα), ἡ ὁποία βρίσκεται σέ βάθος h ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνειά του, εἶναι ἴση μέ τήν ταχύτητα, τήν ὁποία θά ἀποκτοῦσε ἡ μάζα αὐτή τοῦ ὑγροῦ ἄν ἔπεφτε ἐλεύθερα ἀπό τό ὕψος h. Δηλαδή:

$$\boxed{\upsilon = \sqrt{2 \, . \, g \, . \, h}}$$

Πραγματικά, ἔστω ὅτι τό δοχεῖο τοῦ σχήματος 4.5ια, πού ἔχει τήν ὀπή (2), περιέχει ὑγρό μέχρι τό ὑψόμετρο h_1. Στή διατομή (1) (ἐλεύθερη ἐπιφάνεια) ἡ ταχύτητα τοῦ ὑγροῦ ἔστω ὅτι εἶναι υ_1 καί ἡ πίεση P_1 ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική:

$$P_1 = P_{\alpha\tau\mu} \tag{1}$$

Στή διατομή (2) (ἐμβαδόν τῆς ὀπῆς) ἡ ταχύτητα τοῦ ὑγροῦ (ταχύτητα ἐκροῆς) ἔστω ὅτι εἶναι υ_2 καί ἡ πίεσή του εἶναι P_2, ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική:

$$P_2 = P_{\alpha\tau\mu} \tag{2}$$

Ὁ νόμος τοῦ Bernoulli δίνει:

$$P_1 + \frac{1}{2}\rho . \upsilon_1^2 + \rho \, . \, gh_1 = P_2 + \frac{1}{2}\rho . \upsilon_2^2 + \rho \, . \, gh_2 \tag{3}$$

Ἄν τό ἐμβαδόν τῆς ἐλεύθερης ἐπιφάνειας τοῦ ὑγροῦ εἶναι πολύ μεγάλο, συγκριτικά μέ τό ἐμβαδόν τῆς ὀπῆς, τότε ἡ ταχύτητα υ_1 μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ἴση μέ μηδέν:

$$\upsilon_1 = 0 \tag{4}$$

Ἡ σχέση (3) μέ τή βοήθεια τῶν σχέσεων (1), (2) καί (4) μᾶς δίνει:

$$P_{\alpha\tau\mu} + \frac{1}{2}\rho \, . \, 0 + \rho \, . \, gh_1 = P_{\alpha\tau\mu} + \frac{1}{2}\rho \, . \, \upsilon_2^2 + \rho \, . \, gh_2$$

$$\rho \, . \, gh_1 = \frac{1}{2}\rho \, . \, \upsilon_2^2 + \rho \, . \, gh_2$$

$$gh_1 = \frac{1}{2}\upsilon_2^2 + gh_2$$

$$\frac{1}{2}\,\upsilon_2^2 = gh_1 - gh_2$$

$$\upsilon_2^2 = 2g\ (h_1 - h_2)$$

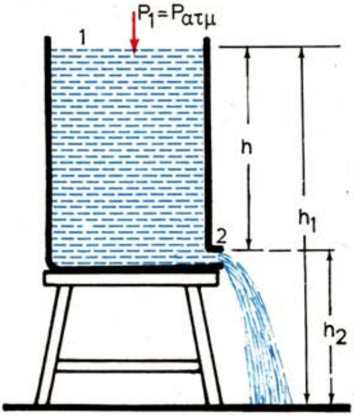
$$\upsilon_2 = \sqrt{2g\ (h_1 - h_2)} \qquad (5)$$

Ἂν στή σχέση (5) θέσομε: $\upsilon_2 = \upsilon$ καί $h_1 - h_2 = h$ θά ἔχομε:

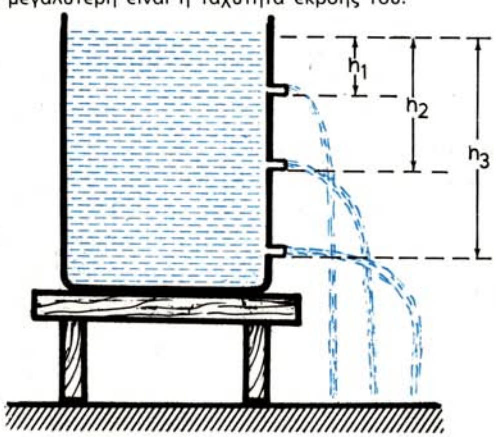
$$\upsilon = \sqrt{2g.h}$$

Σημείωση.

Ἀπό τό σχῆμα 4.5ιβ προκύπτει ὅτι ὅσο περισσότερο ἀπέχει ἡ ὀπή ἐκροῆς ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ, τόσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ ταχύτητα ἐκροῆς του.



Σχ. 4.5ια.



Σχ. 4.5ιβ.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

45) *Δοχεῖο, τό ὁποῖο περιέχει νερό μέχρις ὕψους h = 125 cm, φέρει στόν πυθμένα του κυκλική ὀπή τῆς ὁποίας τό ἐμβαδόν εἶναι S = 2 cm². Πόση εἶναι ἡ παροχή Π τῆς ὀπῆς, ἄν διατηροῦμε τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια διαρκῶς στό ἴδιο ὕψος;*

Λύση.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\Pi = S\ .\ \upsilon \qquad (1)$$

$$\upsilon = \sqrt{2\ .\ gh} \qquad (2)$$

ὅπου: υ ἡ ταχύτητα ἐκροῆς ἀπό τήν ὀπή.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει:

$$\Pi = S\ .\ \sqrt{2\ .\ g\ .\ h} \qquad (3)$$

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται καί $g = 1000\ cm/sec^2$ βρίσκομε:

$$\Pi = 2 \,.\, cm^2 \sqrt{2 \,.\, 1000\ \frac{cm}{sec^2} \,.\, 125\ cm}$$

$$\Pi = 2 \,.\, cm^2 \,.\, 500\ \frac{cm}{sec}$$

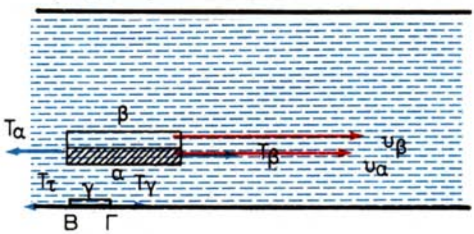
$$\Pi = 1000\ \frac{cm^3}{sec}$$

4.6 Ἐσωτερική τριβή ὑγρῶν.

Ὅταν ἕνα ὑγρό ρέει, τότε ἔχουν σχηματισθεῖ λεπτά στρώματα ἀπό αὐτό, τά ὁποῖα κινοῦνται μέ διαφορετική ταχύτητα, δηλαδή ὅταν ἕνα ὑγρό ρέει, ρέει κατά στρώματα τά ὁποῖα ἔχουν διαφορετική ταχύτητα.

Ἄν τό στρῶμα β τοῦ ὑγροῦ (σχ. 4.6α) κινεῖται μέ ταχύτητα $\vec{\upsilon}_\beta$ καί τό στρῶμα α μέ ταχύτητα $\vec{\upsilon}_\alpha$ ($\upsilon_\beta > \upsilon_\alpha$), τότε διαπιστώνεται:

Τό στρῶμα α ἐξασκεῖ στό στρῶμα β μία τέτοια δύναμη $\vec{T}_\alpha$ πού τείνει νά ἐλαττώσει τήν ταχύτητα τοῦ στρώματος β καί νά τήν κάνει ὅση εἶναι ἡ ταχύτητα τοῦ στρώματος α.



$T_\tau = T_\gamma$

$T_\beta = T_\alpha$

Σχ. 4.6α.

Τό στρῶμα β ἐξασκεῖ στό στρῶμα α μία τέτοια δύναμη $\vec{T}_\beta$, πού τείνει νά μεγαλώσει τήν ταχύτητα τοῦ στρώματος α, καί νά τήν κάνει ὅση εἶναι ἡ ταχύτητα τοῦ στρώματος β ***(Οἱ δυνάμεις $\vec{T}_\alpha$ καί $\vec{T}_\beta$ εἶναι ἀντίθετες).***

Ἡ δύναμη $\vec{T}_\alpha$ πού ἐξασκεῖ ἕνα στρῶμα α τοῦ ὑγροῦ σ' ἕνα ἄλλο στρῶμα του β, κινούμενο μέ διαφορετική ταχύτητα, ἡ ὁποία δύναμη εἶναι τέτοια, ὥστε νά τείνει νά ἐξισώσει τίς δύο ταχύτητες τῶν στρωμάτων, ὀνομάζεται ἐσωτερική τριβή τοῦ α ὡς πρός τό β.

Ἡ δύναμη T_β εἶναι ἡ ἐσωτερική τριβή τοῦ β ὡς πρός τό α.

Οἱ ἐσωτερικές τριβές, δηλαδή οἱ δυνάμεις πού ἐξασκοῦν τά στρώματα τοῦ ὑγροῦ μεταξύ τους καί οἱ ὁποῖες τείνουν νά ἐξισώσουν τίς ταχύτητές τους, ὀφείλονται στίς δυνάμεις συνοχῆς τοῦ ὑγροῦ, δηλαδή στίς δυνάμεις μέ τίς ὁποῖες ἀλληλοέλκονται τά μόριά του.

Ἄν παρατηρήσομε (σχ. 4.6α) τό λεπτότατο στρῶμα γ τοῦ ὑγροῦ τό ὁποῖο βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ τό τοίχωμα τοῦ σωλήνα, θά διαπιστώσομε ὅτι αὐτό μένει ἀκίνητο ($υ_γ = 0$). Αὐτό συμβαίνει γιατί τό τοίχωμα ΒΓ ἐξασκεῖ στό στρῶμα γ, ἐξαιτίας τῶν δυνάμεων ***συνάφειας***, τή δύναμη T_T (τριβή) ἡ ὁποία ἐξουδετερώνει τή δύναμη $T_γ$ πού ἐξασκεῖται στό γ ἀπό τό ὑπερκείμενο στρῶμα τοῦ ὑγροῦ.

Κατανομή ταχυτήτων.

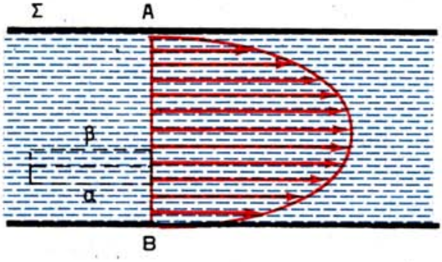
Ἄν μέσα στό σωλήνα Σ (σχ. 4.6β) ρέει ἕνα ρευστό (π.χ. μέλι), τότε τό διάγραμμα τοῦ σχήματος μᾶς παρουσιάζει τίς διάφορες ταχύτητες τῶν στρωμάτων τοῦ ρευστοῦ μέσα στό σωλήνα.

Παρατηροῦμε ὅτι:

α) Στά σημεῖα Α καί Β, πού βρίσκονται σ' ἐπαφή μέ τά τοιχώματα, ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ εἶναι μηδέν.

β) Στό μέσο τοῦ σωλήνα ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ ἔχει τή μεγαλύτερη τιμή καί

γ) οἱ ταχύτητες τοῦ ρευστοῦ ἐλαττώνονται ἀπό τό μέσο τοῦ σωλήνα πρός τά τοιχώματα λόγω τῆς ἐσωτερικῆς τριβῆς.



Σχ. 4.6β.

Εὕρεση τοῦ μέτρου τῆς $\vec{T}$.

Μέ σκοπό νά διατυπώσομε κάποια σχέση πού νά μᾶς δίνει τήν ἐσωτερική τριβή κάνομε τό ἑξῆς πείραμα:

Παίρνομε μία ἀκίνητη ἐπίπεδη πλάκα E_2 (σχ. 4.6γ) καί βάζομε πάνω σ' αὐτή στρῶμα ρευστοῦ (π.χ. μέλι). Πάνω ἀπό τό στρῶμα τοῦ ρευστοῦ τοποθετοῦμε τήν πλάκα E_1 τήν ὁποία σύρομε μέ μιά δύναμη $\vec{F}$, τέτοια ὥστε ἡ E_1 νά κινεῖται μέ σταθερή ταχύτητα $\vec{υ}$ (κίνηση ὁμαλή). Ἡ δύναμη $\vec{F}$ δέν προκαλεῖ ἐπιταχυνόμενη κίνηση τῆς E_1, ὅπως θά ἔπρεπε, γιατί ἀντισταθμίζεται ἀπό τή δύναμη $\vec{T}$.

῾Η δύναμη $\vec{T}$ ἔχει μέτρο ἴσο μέ τό μέτρο τῆς τριβῆς μεταξύ τῶν ἀλληλομετακινουμένων στρωμάτων τοῦ ὑγροῦ καί ἀναπτύσσεται λόγω τῶν δυνάμεων συνάφειας μεταξύ τοῦ ρευστοῦ καί τῆς πλάκας E_1.

Βρίσκομε ὅτι τό μέτρο T τῆς ἐσωτερικῆς τριβῆς δίνεται ἀπό τή σχέση:

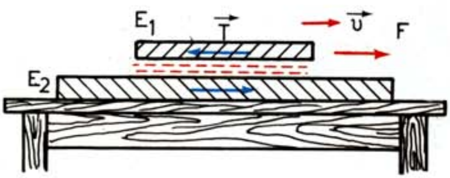
$$\boxed{T = \eta \, . \, S \, . \, \frac{\upsilon}{\alpha}} \tag{1}$$

ὅπου: S τό ἐμβαδόν τῆς πλάκας E_1,
υ ἡ ταχύτητα μετακινήσεως τῆς πλάκας,
α ἡ ἀπόσταση ἀνάμεσα στίς πλάκες E_1 καί E_2,
η ὁ συντελεστής ἐσωτερικῆς τριβῆς τοῦ ρευστοῦ (συντελεστής ἰξώδους).

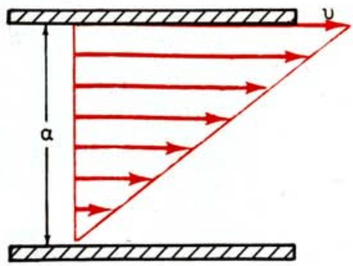
Παρατηρήσεις.

1) Γενικά, ἡ ἐσωτερική τριβή τῶν ἀερίων εἶναι μικρή, σέ σύγκριση μέ τά ἀέρια.
2) ῾Ο συντελεστής η ἐσωτερικῆς τριβῆς ἑνός ρευστοῦ ἐξαρτᾶται ἀπό:
   — Τή φύση τοῦ ρευστοῦ καί
   — τή θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ.

   Ὅταν ἡ θερμοκρασία τῶν ὑγρῶν αὐξάνεται, τότε ὁ συντελεστής ἐσωτερικῆς τριβῆς τους (η) ἐλαττώνεται ἐνῶ γιά τά ἀέρια συμβαίνει τό ἀντίθετο.



Σχ. 4.6γ.



Σχ. 4.6δ.

Σημείωση.

Στό σχῆμα 4.6δ φαίνεται ἡ κατανομή τῶν ταχυτήτων τῶν στρωμάτων τοῦ ὑγροῦ μεταξύ τῶν δύο πλακῶν.

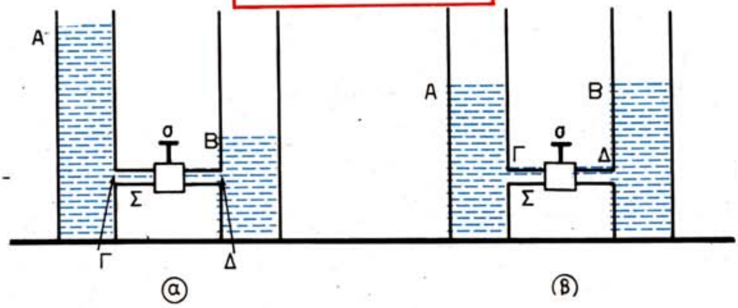
Μονάδα τοῦ συντελεστῆ η.

᾿Από τήν ἐξίσωση (1) βρίσκομε τή σχέση:

$$\eta = \frac{T \, . \, \alpha}{S \, . \, \upsilon}$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι στό σύστημα M.K.S. μονάδα συντελεστῆ ἐσωτερικῆς τριβῆς εἶναι:

$$\boxed{1\ kg\ .\ m^{-1}\ .\ sec^{-1}}$$



Σχ. 4.7α.

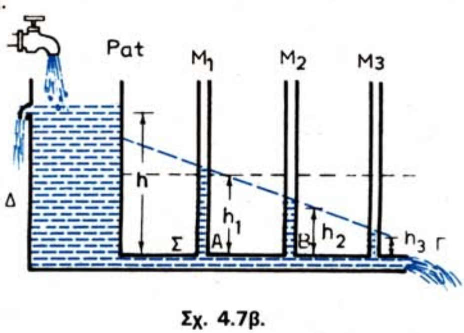
4.7 Ροή πραγματικοῦ ρευστοῦ μέσα σέ σωλήνα.

Στό δοχεῖο A [σχ. 4.7α(α)] ἡ στάθμη τοῦ νεροῦ βρίσκεται ψηλότερα ἀπό τή στάθμη στό B. Ἑπομένως ἡ πίεση στό σημεῖο Γ εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν πίεση στό Δ.

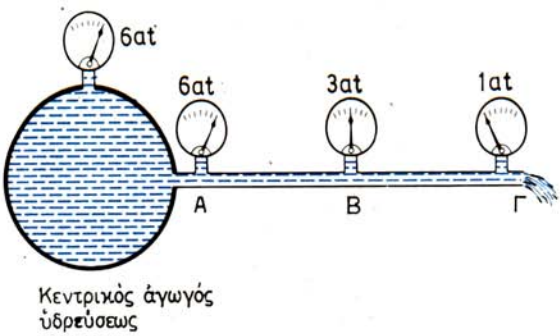
Ἄν ἀνοίξομε τή στρόφιγγα σ τοῦ σωλήνα Σ [σχ. 4.7α(β)], θά παρατηρήσομε ὅτι τό νερό κινεῖται ἀπό τό δοχεῖο A στό B (ἀπό τό σημεῖο Γ στό σημεῖο Δ) καί ἡ κίνηση αὐτή συνεχίζεται μέχρι νά ἐξισωθοῦν οἱ στάθμες στά δύο δοχεῖα, ἄρα καί οἱ πιέσεις στά σημεῖα Γ καί Δ. Ἀπό τή στιγμή αὐτή καί μετά ἡ ροή στό σωλήνα Σ σταματᾶ.

Ἄρα, γιά νά ὑπάρχει ροή σ' ἕνα σωλήνα πραγματικοῦ ὑγροῦ, πρέπει στά ἄκρα τοῦ σωλήνα νά ὑπάρχει διαφορά πιέσεως.

Στό δοχεῖο Δ (σχ. 4.7β) τό ὑγρό διατηρεῖται σέ σταθερό ὕψος. Παρατηροῦμε ὅτι τό ὑγρό δέ βρίσκεται στό ἴδιο ὕψος στούς σωλῆνες M_1, M_2, M_3, δηλαδή οἱ πιέσεις στά σημεῖα A,B,Γ δέν εἶναι ἴδιες ἀλλά μικραίνουν ἀντίστοιχα.



Σχ. 4.7β.



Σχ. 4.7γ.

Ὥστε ὅταν τό ὑγρό ρέει, ἡ πίεση βαίνει ἐλαττούμενη κατά μῆκος τοῦ ὁριζόντιου σωλήνα.

Τό ἴδιο παρατηροῦμε καί στό σχῆμα 4.7γ.

Γενικά, ***γιά νά κινεῖται ἕνα ὑγρό μέσα σ' ἕνα σωλήνα πρέπει μεταξύ τῶν σημείων του (π.χ. Α,Β,Γ) νά ὑπάρχουν διαφορές πιέσεων*** (ἡ πίεση νά ἐλαττώνεται κατά μῆκος τοῦ σωλήνα). Ἔτσι ὅταν τρέχει νερό μέσα σέ σωλήνα, ἡ πίεση P, σέ κάποιο σημεῖο τοῦ νεροῦ, εἶναι μικρότερη ἀπό τήν πίεσή του P_0, στήν ἀρχή τοῦ σωλήνα.

Ἐξήγηση.

Τό πραγματικό ὑγρό ἔχει ἐσωτερική τριβή. Γιά νά ἐξουδετερωθεῖ αὐτή ἡ τριβή καί νά κινεῖται τό ὑγρό στό σωλήνα, πρέπει μεταξύ τῶν σημείων του (π.χ. Α,Β,Γ) νά ὑπάρχουν διαφορές πιέσεων, δηλαδή ἡ διαφορά πιέσεων ἀπό σημεῖο σέ σημεῖο εἶναι ἀναγκαία γιά τήν ὑπερνίκηση τῆς ἐσωτερικῆς τριβῆς.

4.8 Ἀντίσταση τῶν σωμάτων στά ρευστά. Νόμοι τῆς ἀντιστάσεως.

Ὅταν ἕνα σῶμα κινεῖται μέσα σέ ἀκίνητο ρευστό, τότε στό σῶμα ἐξασκεῖται ἀπό τό ρευστό μία δύναμη πού ἡ φορά της εἶναι ***ἀντίθετη*** πρός τή φορά τῆς κινήσεως. Δηλαδή ἡ δύναμη αὐτή ἀντιστέκεται στήν κίνηση τοῦ σώματος. Τή δύναμη αὐτή τήν ὀνομάζομε ***ἀντίσταση τοῦ ρευστοῦ.***

Ὅταν ἕνα σῶμα βρίσκεται ***ἀκίνητο*** μέσα σ' ἕνα ρευστό πού κινεῖται, τότε στό σῶμα ἐξασκεῖται ἀπό τό ρευστό μιά δύναμη ἡ ὁποία ἔχει τή φορά τῆς κινήσεως. Δηλαδή τείνει νά παρασύρει τό σῶμα. Τή δύναμη αὐτή τήν ὀνομάζομε πάλι ***ἀντίσταση τοῦ ρευστοῦ,*** καί εἶναι ἀντίθετη ἀπό τήν ἀντίσταση τήν ὁποία προβάλλει τό σῶμα στήν κίνηση τοῦ ρευστοῦ.

Γενικά ὅταν ἕνα σῶμα βρίσκεται μέσα σ' ἕνα ρευστό καί ἡ ταχύτητα του εἶναι ***διαφορετική*** ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ, τότε πάνω στό σῶμα ἐξασκεῖται, ἀπό τό ρευστό, μία δύναμη τήν ὁποία ὀνομάζομε ***ἀντίσταση.***

Ἄν κινήσομε τό χέρι μας μέσα σέ νερό, θά αἰσθανθοῦμε μιά δύναμη, ἡ ὁποία ἐμποδίζει τήν κίνηση τοῦ χεριοῦ μας. Ἄν εἴμαστε ἀκίνητοι καί φυσᾶ ἰσχυρός ἄνεμος, αἰσθανόμαστε μιά δύναμη, ἡ ὁποία τείνει νά μᾶς παρασύρει.

Ὁ ποδηλάτης ὅταν κινεῖται γρήγορα, αἰσθάνεται μία δύναμη, πού ἐμποδίζει τήν κίνησή του.

Τά δένδρα γέρνουν ὅταν φυσᾶ ἄνεμος, γιατί ἐξασκεῖ δύναμη πάνω σ' αὐτά, πού τείνει νά τά παρασύρει.

Γιά τήν ἀντίσταση $\vec{T}$, δηλαδή γιά τή δύναμη ἡ ὁποία ἐξασκεῖται πάνω σ' ἕνα σῶμα, ὅταν τό σῶμα κινεῖται μέσα σέ ρευστό πού ἠρεμεῖ, ἤ ὅταν τό ρευστό κινεῖται ὡς πρός τό σῶμα ἰσχύουν ***οἱ νόμοι τῆς ἀντιστάσεως*** τῶν ρευστῶν οἱ ὁποῖοι ὁρίζουν τά ἑξῆς:

α) Ἡ ἀντίσταση T ἐξαρτᾶται ἀπό τήν ταχύτητα υ τοῦ σώματος ὡς πρός τό ρευστό ἤ τήν ταχύτητα υ τοῦ ρευστοῦ ὡς πρός τό σῶμα.

Συγκεκριμένα:

— Ἡ ἀντίσταση T, εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ταχύτητα υ ὅταν ἡ υ εἶναι πολύ μικρή.
— Ἡ ἀντίσταση T εἶναι ἀνάλογη μέ τό τετράγωνο τῆς ταχύτητας υ, ὅταν ἡ υ εἶναι σχετικά μεγάλη, ἀλλά ***μικρότερη ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ ἤχου στόν ἀέρα.***
— Ἡ ἀντίσταση T εἶναι ἀνάλογη μέ τήν τρίτη δύναμη τῆς ταχύτητας υ, ὅταν ἡ υ εἶναι ***μεγαλύτερη ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ ἤχου στόν ἀέρα.***

β) Ἡ ἀντίσταση T εἶναι ἀνάλογη μέ τό ἐμβαδόν τῆς μετωπικῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος ($S_μ$).

Σημείωση.

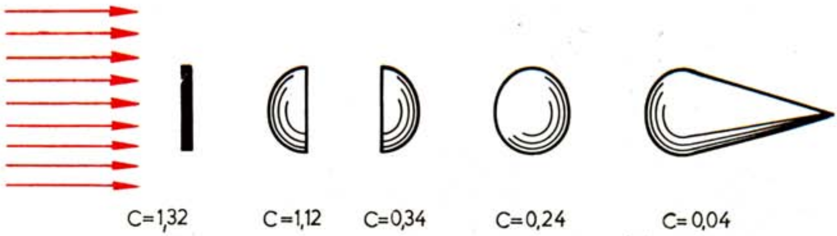
Μετωπική ἐπιφάνεια ἑνός σώματος ὀνομάζομε τή μεγαλύτερη διατομή τοῦ σώματος ἡ ὁποία εἶναι κάθετη στή διεύθυνση τῆς ταχύτητας τοῦ σώματος ἤ τοῦ ρευστοῦ.

γ) Ἡ ἀντίσταση T εἶναι ἀνάλογη μέ τό συντελεστή ἀντιστάσεως (G).
Παρατήρηση.

Ὁ συντελεστής ἀντιστάσεως (G) εἶναι ἕνας καθαρός ἀριθμός καί ἐξαρτᾶται ἀπό τό σχῆμα τοῦ σώματος καί κυρίως τοῦ πίσω μέρους του.

Ἡ ἐξάρτηση τοῦ συντελεστῆ ἀντιστάσεως ἀπό τό σχῆμα τοῦ σώματος φαίνεται ἀπό τή σύγκριση τῶν τιμῶν του, οἱ ὁποῖες δίνονται στό σχῆμα 4.8, γιά σώματα πού ἔχουν τήν ἴδια μετωπική ἐπιφάνεια ($S_μ$), ἀλλά διαφορετικά σχήματα.

Ἀπό τίς τιμές αὐτές συμπεραίνομε ὅτι ὁ συντελεστής ἀντιστάσεως



Σχ. 4.8.

ἑπομένως καί ἡ ἀντίσταση, ἐξαρτᾶται, κυρίως, ἀπό τή μορφή πού ἔχει τό πίσω μέρος τοῦ σώματος.

Ἔτσι στό πρῶτο σῶμα ἐξασκεῖται ἡ μεγαλύτερη ἀντίσταση ἐνῶ στό τελευταῖο ἡ μικρότερη.

Τό σχῆμα τοῦ τελευταίου σώματος ὀνομάζεται ἀεροδυναμικό καί δίνεται σέ κινητά πού κινοῦνται μέ μεγάλη ταχύτητα (αὐτοκίνητα, ἀεροπλάνα κλπ.) γιά νά ἔχουν λιγότερη κατανάλωση καυσίμων.

Σημείωση.

Τό σχῆμα τῶν ψαριῶν παρουσιάζει τή μικρότερη ἀντίσταση.

δ) Ἡ ἀντίσταση T εἶναι ἀνάλογη μέ τήν πυκνότητα (ρ) τοῦ ρευστοῦ.

Παρατήρηση.

1) Στήν περίπτωση πού ἡ ταχύτητα υ τοῦ σώματος πού κινεῖται μέσα σ' ἕνα ρευστό πού ἠρεμεῖ, ἤ ἡ ταχύτητα υ τοῦ ρευστοῦ ὡς πρός τό σῶμα εἶναι σχετικά μεγάλη, ἀλλά ***μικρότερη*** ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ ἤχου στόν ἀέρα, ***τότε οἱ νόμοι τῆς ἀντιστάσεως ἐκφράζονται ἀπό τή σχέση:***

$$\boxed{T = G \cdot S_{\mu} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \upsilon^2} \qquad (1)$$

ὅπου: T ἡ ἀντίσταση, δηλαδή ἡ δύναμη πού ἐξασκεῖται πάνω σ' ἕνα σῶμα ὅταν τό σῶμα κινεῖται μέ ταχύτητα υ μέσα σέ ρευστό πού ἠρεμεῖ, ἤ ὅταν τό ρευστό κινεῖται μέ ταχύτητα υ ὡς πρός τό σῶμα, μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ἡ υ εἶναι σχετικά μεγάλη, ἀλλά μικρότερη ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ ἤχου στόν ἀέρα.

G ὁ συντελεστής ἀντιστάσεως,

S_{μ} τό ἐμβαδόν τῆς μετωπικῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος,

ρ ἡ πυκνότητα τοῦ ρευστοῦ.

2) Σέ περίπτωση πού ἕνα ὁρισμένο σῶμα κινεῖται μέσα σέ ρευστό μέ ***σταθερή πυκνότητα,*** συνήθως, θέτομε:

$$\boxed{G \frac{\rho}{2} = K} \qquad (2)$$

Τό Κ εἶναι μία σταθερά, ἡ ὁποία δέν εἶναι καθαρός ἀριθμός καί ἐξαρτᾶται τόσο ἀπό τό σχῆμα τοῦ σώματος (G) καί τήν πυκνότητα τοῦ ρευστοῦ (ρ), ὅσο καί ἀπό τό σύστημα τῶν μονάδων πού θά χρησιμοποιηθεῖ. ***Πολλοί τήν Κ τήν ὀνομάζουν συντελεστή ἀντιστάσεως.***

Ἡ σχέση (1) μέ βάση τή σχέση (2) μᾶς δίνει:

$$\boxed{T = K \cdot S_{\mu} \cdot \upsilon^2} \qquad (3)$$

Ἡ σχέση (3) εἶναι περισσότερο εὔχρηστη γιά τή λύση διαφόρων προβλημάτων.

4.9 Πτώση τῶν σωμάτων μέσα στόν ἀέρα.

Ὅταν ἕνα σῶμα πέφτει κατακόρυφα μέσα στόν ἀέρα (ἤ ἄλλο ρευστό), τότε σέ κάθε στιγμή στό σῶμα ἐξασκοῦνται οἱ ἑξῆς κατακόρυφες δυνάμεις:

– Τό βάρος του $\vec{B}$.
– Ἡ ἄνωσή του $\vec{A}$ καί
– ἡ ἀντίσταση τοῦ ἀέρα (ἤ τοῦ ρευστοῦ) $\vec{T}$, ἡ ὁποία ἔχει φορά πρός τά ἐπάνω.

Ἐπομένως τό σῶμα πέφτει ὑπό τήν ἐπίδραση τῆς συνισταμένης $\vec{F}$ τῶν $\vec{B}$, $\vec{A}$ καί $\vec{T}$ ($\vec{F} = \vec{B} - (\vec{A} + \vec{T})$). Ἄρα τό σῶμα σέ κάθε στιγμή θά ἔχει ἐπιτάχυνση $\vec{\gamma}$ τῆς ὁποίας τό μέτρο (γ) δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\gamma = \frac{F}{m} = \frac{B - (A + T)}{m} \qquad (1)$$

Ἐπομένως ὅταν τό σῶμα πέφτει ἡ ταχύτητά του μεγαλώνει.

Ἐπειδή ὅταν ἡ ταχύτητα ἑνός σώματος πού κινεῖται μέσα σ' ἕνα ρευστό μεγαλώνει, μεγαλώνει καί ἡ ἀντίσταση Τ, γι' αὐτό σύμφωνα μέ τή σχέση (1) ἡ ἐπιτάχυνση τοῦ σώματος συνεχῶς μικραίνει.

Ἄν τό ὕψος ἀπό τό ὁποῖο πέφτει τό σῶμα εἶναι ἀρκετά μεγάλο, εἶναι δυνατό ἡ $\vec{T}$ νά γίνει τόση, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$B - (A + T) = 0 \qquad (2)$$

Τήν τιμή τῆς ἀντιστάσεως ἡ ὁποία ἐκπληρεῖ τή σχέση (2), τήν ὀνομάζομε ὁριακή τιμή της καί τήν παριστάνομε μέ T_{op}.

Ὁπότε ἡ σχέση (2) μᾶς δίνει:

$$B - (A + T_{op}) = 0 \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) προκύπτει:

$$\gamma = \frac{B - (A + T_{op})}{m} = \frac{0}{m} = 0$$

$$\gamma = 0 \qquad (4)$$

Δηλαδή ἀπό τή στιγμή πού ἡ $\vec{T}$ γίνεται τόση, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση: $\gamma = 0$, τό σῶμα θά πέφτει μέ ταχύτητα σταθερή ($\vec{\upsilon}_{o\rho}$) (ἡ πτώση τοῦ σώματος θά εἶναι κατακόρυφη ὁμαλή κίνηση).

Ἡ σταθερή αὐτή ταχύτητα $\vec{\upsilon}_{o\rho}$ ὀνομάζεται ***ὁρική ἤ ὁριακή ταχύτητα.***

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$B - A - T_{o\rho} = 0$$

$$T_{o\rho} = B - A \qquad (5)$$

$$T_{o\rho} = G \,.\, S_\mu \frac{\rho}{2} \upsilon_{o\rho}^2 \qquad (6)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (5) καί (6) παίρνομε τή σχέση (7), μέ τήν ὁποία μποροῦμε νά βροῦμε τήν $\upsilon_{o\rho}$:

$$\boxed{G \,.\, S_\mu \,.\, \frac{\rho}{2} \,.\, \upsilon_{o\rho}^2 = B - A} \qquad (7)$$

Παρατήρηση.

Γιά τά περισσότερα σώματα πού πέφτουν στόν ἀέρα, ἡ ἄνωσή τους εἶναι πάρα πολύ μικρή, συγκριτικά μέ τό βάρος τους $\vec{B}$ καί τήν ἀντίσταση $\vec{T}$.

Γι' αὐτό ἡ σχέση (7) στίς περιπτώσεις αὐτές γράφεται:

$$G \,.\, S_\mu \,.\, \frac{\rho}{2} \,.\, \upsilon_{o\rho}^2 = B - 0$$

$$G \,.\, S_\mu \,.\, \frac{\rho}{2} \upsilon_{o\rho}^2 = B \qquad (8)$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$B = m \,.\, g \qquad (9)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (8) καί (9) βρίσκομε τήν ὁριακή ταχύτητα τῶν σωμάτων, ὅταν ἡ ἄνωση μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ἀμελητέα ($A = 0$). Δηλαδή:

$$\boxed{\upsilon_{o\rho} = \sqrt{\frac{2 \,.\, m \,.\, g}{\rho \,.\, G \,.\, S_\mu}}} \qquad (10)$$

Συμπεράσματα.

1) Ἡ πτώση τῶν σωμάτων μέσα στόν ἀέρα (σέ ρευστό) δέν εἶναι ὁμαλά ἐπιταχυνόμενη κίνηση.

2) Ὅταν ἕνα σῶμα πέφτει μέσα στόν ἀέρα (σέ ρευστό) ἀπό ἀρκετό ὕψος, τότε ἡ ταχύτητά του στήν ἀρχή αὐξάνεται, κατόπιν τό σῶμα ἀποκτᾶ τήν ὁριακή ταχύτητα ($υ_{ορ}$) καί μέ αὐτή ἐξακολουθεῖ νά πέφτει κινούμενο ὁμαλά.

Σημείωση.

Ἡ χρήση τῶν ἀλεξιπτώτων στηρίζεται στό ὅτι αὐτά ἀποκτοῦν γρήγορα τήν ὁριακή τους ταχύτητα, ἡ ὁποία καί γι' αὐτό ἀκριβῶς εἶναι μικρή.

Πράγματι, ἐπειδή τό ἀλεξίπτωτο ἔχει πολύ μεγάλη ἐπιφάνεια ὅταν εἶναι ἀνοικτό, μόλις ὁ ἀλεξιπτωτιστής βρεθεῖ στόν ἀέρα, ἡ ἀντίσταση, τήν ὁποία δημιουργεῖ τό ἀλεξίπτωτο, εἶναι πολύ μεγάλη. Ἔτσι σέ πολύ μικρό χρονικό διάστημα ἐξουδετερώνεται τό βάρος τοῦ ἀλεξιπτωτιστῆ, χωρίς αὐτός νά προλάβει νά ἀποκτήσει μεγάλη ταχύτητα λόγω ἐπιταχύνσεως. Ἡ ὁριακή ταχύτητα, μέ τήν ὁποία φθάνει ὁ ἀλεξιπτωτιστής στό ἔδαφος, εἶναι, συνήθως, ἴση μέ τήν ταχύτητα πού θά ἀποκτοῦσε, ἄν πηδοῦσε ἀπό ὕψος 3 - 4 m.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

46) *Ἀλεξίπτωτο πέφτει μέ σταθερή ταχύτητα 3,5 m/sec. Πόση εἶναι ἡ ἀντίσταση $\vec{T}$, τήν ὁποία συναντᾶ τό ἀλεξίπτωτο, ὅταν τό ὁλικό βάρος του εἶναι B = 950 N; Ἡ ἄνωσή του θεωρεῖται ἀσήμαντη.*

Λύση.

Στό ἀλεξίπτωτο ἐξασκοῦνται δύο δυνάμεις: τό βάρος του $\vec{B}$ καί ἡ ἀντίσταση $\vec{T}$. Τό ἀλεξίπτωτο πέφτει μέ σταθερή ταχύτητα, δηλαδή ἡ ἐπιτάχυνσή του εἶναι μηδέν. Ἑπομένως ἡ συνισταμένη τῶν $\vec{B}$ καί $\vec{T}$ εἶναι μηδέν. Ἄρα ἡ ἀντίσταση $\vec{T}$ εἶναι ἀντίθετη τοῦ $\vec{B}$. Δηλαδή:

$$\vec{T} = -\vec{B}$$

$$T = B = 950 \text{ N}$$

47) *Γιά ἕνα ἀλεξίπτωτο ὁ συντελεστής ἀντιστάσεως εἶναι K = 1,23 N . m⁻⁴ . sec². Ἡ μετωπική ἐπιφάνεια τοῦ ἀλεξιπτώτου εἶναι S = 63,33 m² καί τό ὁλικό βάρος πού κρέμεται ἀπό αὐτό εἶναι B = 950 N. Πόση εἶναι ἡ ὁριακή ταχύτητα $υ_{ορ}$ πού ἀποκτᾶ τό ἀλεξίπτωτο, ἄν ἡ ἄνωσή του θεωρεῖται ἀσήμαντη;*

Λύση.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$G \,.\, S_μ \,.\, \frac{ρ}{2} \, υ_{ορ}^2 = B \qquad (1)$$

$$G \,.\, \frac{ρ}{2} = K \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$K \,.\, S_μ \,.\, υ_{ορ}^2 = B \qquad (3)$$

᾿Από τή σχέση (3) προκύπτει:

$$\upsilon_{op} = \sqrt{\frac{B}{K \,.\, S_{\mu}}} \qquad (4)$$

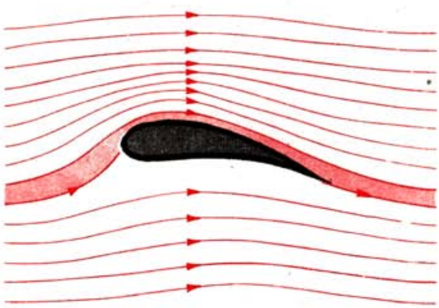
῎Αν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$\upsilon_{op} = \sqrt{\frac{950 \text{ N}}{1{,}23 \,.\, \text{N} \,.\, \text{m}^{-4} \,.\, \text{sec}^2 \,.\, 63{,}33 \text{ m}^2}}$$

$$\upsilon_{op} = 3{,}5 \; \frac{\text{m}}{\text{sec}}$$

4.10 ᾿Αεροπλάνο.

῾Η στήριξη τοῦ ἀεροπλάνου στόν ἀέρα ἐξασφαλίζεται μέ τίς πτέρυγες. ῾Η πτέρυγα τοῦ ἀεροπλάνου διαμορφώνεται ἔτσι ὥστε ἡ ἐγκάρσια τομή της νά ἔχει ἀεροδυναμικό σχῆμα. ᾿Επίσης τοποθετεῖται ἔτσι, ὥστε ὅταν κινεῖται μέσα στόν ἀέρα ἡ ταχύτητα τοῦ ἀέρα πάνω ἀπό αὐτή νά εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ ἀέρα κάτω ἀπό αὐτή (σχ. 4.10α).



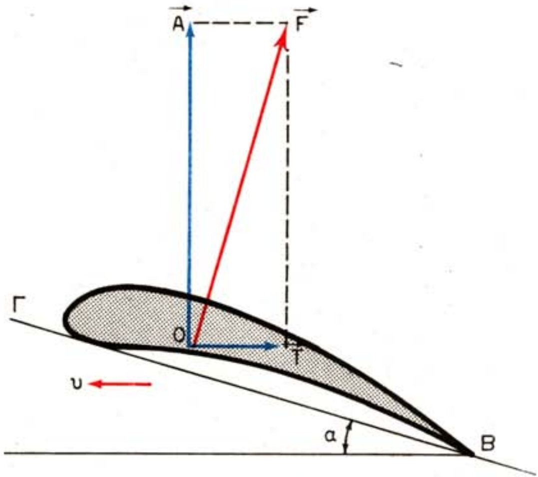
Σχ. 4.10α.

῾Επομένως σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Bernoulli, οἱ στατικές πιέσεις τοῦ ἀέρα στά σημεῖα πάνω ἀπό τήν πτέρυγα, θά εἶναι μικρότερες ἀπό τίς στατικές πιέσεις τοῦ ἀέρα στά σημεῖα κάτω ἀπό τήν πτέρυγα.

῎Ετσι ὅταν ἡ πτέρυγα κινεῖται μέσα στόν ἀέρα, ὁ ἀέρας ἐξασκεῖ στά σημεῖα τῆς ἐπάνω ἐπιφάνειάς της πιέσεις, οἱ ὁποῖες εἶναι μικρότερες ἀπό τίς πιέσεις πού ἐξασκεῖ στά σημεῖα τῆς κάτω ἐπιφάνειας.

᾿Εξ αἰτίας αὐτοῦ οἱ δυνάμεις πού ἐξασκεῖ ὁ ἀέρας στά διάφορα σημεῖα τῆς πτέρυγας ὅταν κινεῖται μέσα σ᾿ αὐτόν, δίνουν μία συνισταμένη δύναμη $\vec{F}$ ἡ ὁποία εἶναι ***σχεδόν κάθετη*** στή χορδή τῆς πτέρυγας ΒΓ (σχ. 4.10β).

Τή συνισταμένη ὅλων τῶν δυνάμεων πού ἐξασκεῖ ὁ ἀέρας στήν πτέ-



Σχ. 4.10β.

ρυγα ὅταν ἡ πτέρυγα κινεῖται μέσα σ' αὐτόν, ἡ ὁποία συνισταμένη εἶναι σχεδόν κάθετη στή χορδή της, τήν ὀνομάζομε ***ἀεροδύναμη τῆς πτέρυγας*** $\vec{F}$.

Δυναμική ἄνωση $\vec{A}$ τῆς πτέρυγας ὀνομάζεται ἡ συνιστώσα τῆς ἀεροδυνάμεώς της $\vec{F}$, ἡ ὁποία εἶναι κάθετη στήν τροχιά τῆς πτέρυγας (κάθετη στή διεύθυνση τῆς ροῆς τοῦ ἀέρα).

Δυναμική ἀντίσταση $\vec{T}$ τῆς πτέρυγας ὀνομάζεται ἡ συνιστώσα τῆς ἀεροδυνάμεώς της $\vec{F}$, πού εἶναι ***παράλληλη*** μέ τήν τροχιά τῆς πτέρυγας (παράλληλη πρός τή διεύθυνση τῆς ροῆς).

Γωνία προσβολῆς α ὀνομάζεται ἡ γωνία πού σχηματίζει ἡ χορδή τῆς πτέρυγας μέ τή διεύθυνση τῆς ροῆς τοῦ ἀέρα.

Παρατηρήσεις.

1) Βρίσκεται ὅτι ἡ δυναμική ἄνωση $\vec{A}$ καί ἡ δυναμική ἀντίσταση $\vec{T}$ ἐξαρτῶνται ἀπό τή γωνία προσβολῆς α.
2) Ἡ δυναμική ἄνωση $\vec{A}$ ἔχει τή μεγαλύτερη τιμή, ὅταν ἡ γωνία προσβολῆς α εἶναι περίπου 15°.
3) Τό μέτρο F τῆς ἀεροδυνάμεως $\vec{F}$ ἐξαρτᾶται ἀπό τή γωνία προσβολῆς α.

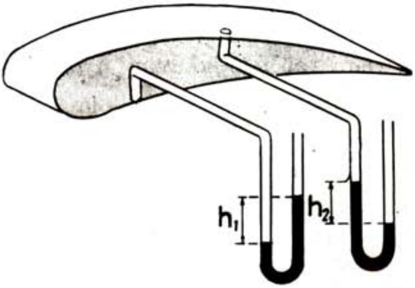
Τό μέτρο τῆς ἀεροδυνάμεως κατ' ἀρχήν, αὐξάνει ὅσο αὐξάνει ἡ γωνία προσβολῆς.

Ὑπάρχει, ὅμως, μία ὁριακή τιμή τῆς γωνίας προσβολῆς, μετά τήν ὁποία ἡ ἀεροδύναμη μικραίνει καί τό ἀεροπλάνο ἀρχίζει νά βυθίζεται.

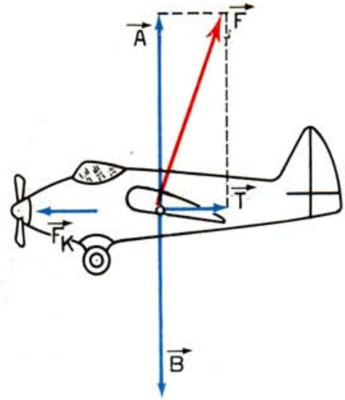
Ἡ ὁριακή αὐτή τιμή τῆς γωνίας προσβολῆς ὀνομάζεται ***γωνία ἀπώλειας στηρίξεως.***

Σημείωση.

Τίς πιέσεις πού ἐξασκοῦνται στά διάφορα σημεῖα τῆς πτέρυγας τίς μετρᾶμε μέ μανόμετρα (σχ. 4.10γ).



Σχ. 4.10γ.



Σχ. 4.10δ.

Δυνάμεις πού ἐξασκοῦνται στό ἀεροπλάνο ὅταν πετᾶ.

Οἱ δυνάμεις αὐτές εἶναι:
- Τό βάρος του $\vec{B}$.
- Ἡ ἀεροδύναμη $\vec{F}$ πού ἐξασκεῖ ὁ ἀέρας στίς πτέρυγες τοῦ ἀεροπλάνου.
- Ἡ προωθητική δύναμη $\vec{F}_K$ πού ἀναπτύσσει ὁ κινητήρας (τή δύναμη αὐτή πολλοί τήν ὀνομάζουν καί ἕλξη).

Ὁριζόντια ὁμαλή πτήση ἀεροπλάνου.

Γιά νά ἐκτελεῖ τό ἀεροπλάνο ὁριζόντια καί ὁμαλή κίνηση, πρέπει ἡ συνισταμένη ὅλων τῶν δυνάμεων (σχ. 4.10δ) πού ἐξασκοῦνται ἐπάνω του νά εἶναι μηδέν. Δηλαδή:

$$\vec{B} + \vec{F} + \vec{F}_K = 0 \qquad (1)$$

Ἐάν ἰσχύει ἡ σχέση (1) τότε ἰσχύουν:

α) Ἡ δυναμική ἄνωση $\vec{A}$ εἶναι ἀντίθετη μέ τό βάρος $\vec{B}$ τοῦ ἀεροπλάνου. Δηλαδή ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\vec{A} = -\vec{B} \qquad (2)$$
$$(A = B)$$

β) Ἡ δυναμική ἀντίσταση $\vec{T}$ εἶναι ἀντίθετη μέ τήν προωθητική δύναμη $\vec{F}_K$ τοῦ κινητήρα, δηλαδή ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\vec{T} = -\vec{F}_K \quad (3)$$
$$(T = F_K)$$

Οἱ σχέσεις (2) καί (3) εἶναι συνθῆκες οἱ ὁποῖες πρέπει ὁπωσδήποτε νά ἐκπληρώνονται γιά νά ἐκτελεῖ τό ἀεροπλάνο ὁριζόντια ὁμαλή κίνηση.

Συστήματα προωθήσεως τοῦ ἀεροπλάνου.

α) Ἕλικες.

Ἡ ἕλικα ἀποτελεῖται ἀπό πτερύγια (δύο ἤ περισσότερα) καί κινεῖται περιστροφικά μέ τή βοήθεια βενζινοκινητήρα.

Ὅταν ἡ ἕλικα περιστρέφεται ὠθεῖ τόν ἀέρα πρός τά πίσω καί ἔτσι ἀναπτύσσεται, ἐξ ἀντιδράσεως, μία δύναμη $\vec{F}_K$ (ἡ προωστική δύναμη), ἡ ὁποία ἔχει τή διεύθυνση τοῦ ἄξονα περιστροφῆς της καί φορά πρός τά ἐμπρός (αὐτή ἡ δύναμη κινεῖ τό ἀεροπλάνο πρός τά ἐμπρός).

β) Κινητῆρες ἀντιδράσεως (ἀεριωθούμενα ἀεροπλάνα).

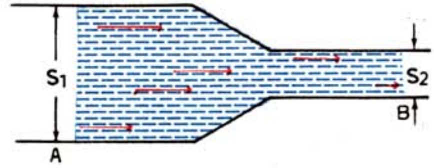
Στά ἀεριωθούμενα ἀεροπλάνα μπαίνει ἀτμοσφαιρικός ἀέρας μέσα στόν κινητήρα ἀπό εἰδικές θυρίδες καί, ἀφοῦ συμπιεσθεῖ, ὁδηγεῖται στούς θαλάμους καύσεως, ὅπου ἀναμιγνύεται μέ τό καύσιμο.

Κατά τήν καύση τοῦ μίγματος ἀναπτύσσεται μεγάλη πίεση, ἡ ὁποία ἐξαναγκάζει τά καυσαέρια νά βγαίνουν μέ μεγάλη ταχύτητα πρός τά πίσω, ὁπότε τό ἀεροπλάνο κινεῖται πρός τά ἐμπρός.

Μέ τούς κινητῆρες ἀντιδράσεως πετυχαίνομε μεγάλες ταχύτητες τῶν ἀεροπλάνων (1000 km/h καί πάνω) καί μεγάλα ὕψη πτήσεως (πάνω ἀπό 20 km).

4.11 Ἀσκήσεις.

29) *Ἕνας ὁριζόντιος σωλήνας ἔχει στή θέση Α διατομή $S_1 = 18\ cm^2$ καί στή θέση Β $S_2 = 6\ cm^2$. Μέσα στό σωλήνα τρέχει νερό μέ ταχύτητα $\upsilon_1 = 0{,}5\ m/s$ στό σημεῖο Α, ἡ δέ στατική πίεση εἶναι $P_1 = 700\ mm\ Hg$ (σχῆμα 1). Νά ὑπολογισθοῦν ἡ ταχύτητα υ_2 καί ἡ στατική πίεση P_2 στό σημεῖο Β.*



Σχῆμα 1.

30) *Νερό ρέει μέ ταχύτητα 25 cm . sec^{-1} μέσα σέ ὁριζόντιο σωλήνα ἀκτίνας $α_1 = 2$ cm. Ὁ σωλήνας φέρει πιό πέρα στένωση ἀκτίνας $α_2 = 0{,}5$ cm. Ὑπολογίσατε τήν πτώση τῆς πιέσεως ὅταν τό νερό περνάει ἀπό τή στένωση.*

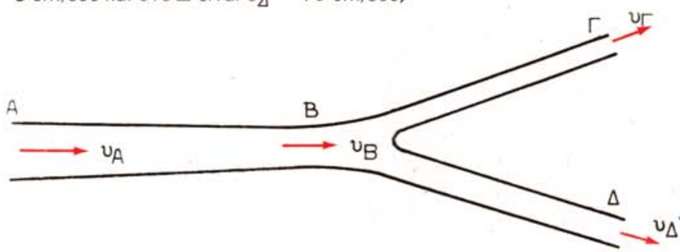
31) *Τό νερό ποταμοῦ ρέει μέ ὁριζόντια ταχύτητα 1,5 m/sec καί παρασύρει ἕνα σῶμα. Ἄν μέ μιά ἐξωτερική δύναμη ἀκινητήσομε τό σῶμα, πόσο θά αὐξηθεῖ ἡ πίεση τήν ὁποία προκαλεῖ τό νερό στό σῶμα;*

32) *Μέ ποιά ταχύτητα ἐκρέει νερό ἀπό μία ὀπή διαμέτρου 1,5 cm ἡ ὁποία βρίσκεται σέ βάθος 3,5 m ἀπό τήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ; Ποιά ἡ παροχή τῆς ὀπῆς;*

33) *Ὑδατόπτωση, ὕψους πτώσεως 18 m, παρέχει 120 m^3/min. Ποιό ἔργο παράγεται μέσα σέ 8 ὧρες;*

34) *Κυλινδρικό δοχεῖο, ὕψους 40 m καί διαμέτρου 10 cm ἔχει στόν πυθμένα του κυκλική ὀπή, διαμέτρου 5 mm. Πόσο νερό πρέπει νά ρίχνομε στό δοχεῖο σέ κάθε δευτερόλεπτο, ἄν θέλομε τό δοχεῖο νά παραμένει γεμάτο, χωρίς νά ὑπερχειλίζει;*

35) *Διοχετεύομε νερό μέσα στό σωλήνα τοῦ σχήματος 2. Οἱ διατομές στό Α καί Β τοῦ κυρίως σωλήνα (ΑΒ) ἔχουν διαμέτρους 16 cm καί 10 cm ἀντίστοιχα, ἐνῶ οἱ διατομές τῶν κλάδων ΒΓ καί ΒΔ ἔχουν διαμέτρους 4 cm καί 7 cm ἀντίστοιχα. Νά βρεθεῖ ἡ παροχή στό Γ καί Δ καί οἱ ταχύτητες στό Β καί Γ ἄν ἡ ταχύτητα στό Α εἶναι $υ_Α = 5$ cm/sec καί στό Δ εἶναι $υ_Δ = 10$ cm/sec;*



Σχῆμα 2.

36) *Ποιά δύναμη ἐξασκεῖται σέ δίσκο, ἐμβαδοῦ 14 cm^2, ὁ ὁποῖος ἔχει τεθεῖ κάθετα πρός ρεῦμα ἀέρα πού κινεῖται μέ ταχύτητα 10 m/sec; Συντελεστής ἀντιστάσεως = 1,[illegible], μέση πυκνότητα τοῦ ἀέρα = $1{,}3 \times 10^{-3}$ gr/cm^3.*

37) *Δ[illegible]ο σφαῖρες ἡ μία ἀπό ἀργίλιο καί ἡ ἄλλη ἀπό μόλυβδο ἀφήνονται νά πέσουν ἀπό μεγάλο ὕψος. Νά ὑπολογισθοῦν οἱ ὁριακές ταχύτητες τῶν σφαιρῶν, ἄν ἔχουν τήν ἴδια διάμετρο καί ἴση μέ 1,5 cm.*
Δίνονται: Ἡ μέση πυκνότητα τοῦ ἀέρα = 1,3 gr/lt, πυκνότητα μολύβδου = 11,3 gr/cm^3, πυκνότητα ἀργιλίου = 2,7 gr/cm^3 καί συντελεστής ἀντιστάσεως = 0,22.

38) *Ἀλεξίπτωτο, βάρους Β, πέφτει μέ σταθερή ταχύτητα 4 m/sec. Ἄν τό βάρος τοῦ ἀλεξιπτώτου γίνει 2Β, μέ ποιά σταθερή ταχύτητα θά πέφτει αὐτό;*

39) *Γιά ἕνα ἀεροπλάνο, ὅταν ἡ γωνία προσβολῆς εἶναι πολύ μικρή ($α \simeq o$), ἡ ἀεροδύναμη (F) πού ἀναπτύσσεται στίς πτέρυγές του, δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση $F = K \cdot S \cdot υ_2$, ὅπου $K = 0{,}4$ N . m^{-4} . sec^2, S = τό ἐμβαδόν τῆς φέρουσας ἐπιφάνειας καί υ ἡ ταχύτητα τοῦ ἀεροπλάνου. Ἄν τό ἀεροπλάνο ἔχει βάρος 86.000 N καί ἡ φέρουσα ἐπιφάνεια τῶν πτερύγων του ἔχει ἐμβαδόν S = 58 m^2, πόση πρέπει νά γίνει ἡ ταχύτητα (υ) τοῦ ἀεροπλάνου, γιά νά κατορθώσει αὐτό νά ἀπογειωθεῖ;*

ΜΕΡΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ – ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ – ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

5.1 Ἐσωτερική ἐνέργεια.

5.1.1 Τά δομικά στοιχεῖα (μόρια - ἄτομα) κάθε σώματος κινοῦνται συνεχῶς.

Κάθε δομικό στοιχεῖο ἑνός ***στερεοῦ*** σώματος ἔχει ὁρισμένη θέση σ' αὐτό καί κινεῖται συνεχῶς ***παλινδρομικά*** γύρω ἀπό αὐτή τή θέση.

Κάθε δομικό στοιχεῖο ἑνός ***ὑγροῦ*** δέν ἔχει ὁρισμένη θέση σ' αὐτό, ἀλλά κινεῖται συνεχῶς ***ἄτακτα*** καί πάντοτε βρίσκεται πολύ κοντά στά ὑπόλοιπα δομικά στοιχεῖα τοῦ ὑγροῦ (δηλαδή τά δομικά στοιχεῖα ἑνός ὑγροῦ ὀλισθαίνουν ἄτακτα καί συνεχῶς τό ἕνα πάνω στό ἄλλο).

Κάθε δομικό στοιχεῖο ἑνός ***ἀερίου*** δέν ἔχει ὁρισμένη θέση σ' αὐτό, κινεῖται συνεχῶς ***ἄτακτα*** καί βρίσκεται σχετικά μακριά ἀπό τά ὑπόλοιπα δομικά στοιχεῖα τοῦ ἀερίου.

Τήν κίνηση αὐτή τῶν δομικῶν στοιχείων ἑνός σώματος τήν ὀνομάζομε ***θερμική κίνηση τῶν δομικῶν στοιχείων του.***

Σημείωση.

Ἀπό τά παραπάνω προκύπτει ὅτι τό εἶδος τῆς θερμικῆς κινήσεως τῶν δομικῶν στοιχείων ἑνός σώματος ἐξαρτᾶται ἀπό τήν κατάσταση (στερεή ἤ ὑγρή ἤ ἀέρια) στήν ὁποία βρίσκεται τό σῶμα.

5.1.2 Τά δομικά στοιχεῖα ἑνός σώματος ἐξασκοῦν δυνάμεις μεταξύ τους (ἀλληλοεπίδραση).

Οἱ δυνάμεις αὐτές εἶναι:

— Μεγάλες, ὅταν τό σῶμα εἶναι στερεό.

— Μικρές, ὅταν τό σῶμα εἶναι ὑγρό καί

— σχεδόν ἀμελητέες, ὅταν τό σῶμα εἶναι ἀέριο.

5.1.3 Ἐνέργειες τῶν δομικῶν στοιχείων ἑνός σώματος.

Κάθε δομικό στοιχεῖο ἑνός σώματος, λόγω τῆς θερμικῆς του κινήσεως καί τῆς ἀλληλοεπιδράσεώς του μέ τά ἄλλα δομικά στοιχεῖα ἔχει:

α) ***Κινητική ἐνέργεια,*** ἡ ὁποία ὀφείλεται στή θερμική του κίνηση. Αὐτή ὀνομάζεται ***ἐνέργεια θερμικῆς κινήσεως.***

β) ***Δυναμική ἐνέργεια,*** ἡ ὁποία ὀφείλεται στήν ἀλληλοεπίδρασή του μέ τά ἄλλα δομικά στοιχεῖα τοῦ σώματος, ἄν βέβαια ἡ ἀλληλοεπίδραση αὐτή δέν εἶναι ἀμελητέα.

Ἐπίσης, κάθε δομικό στοιχεῖο ἑνός σώματος, ἐκτός ἀπό τίς παραπάνω ἐνέργειες, ἔχει καί τίς ἐνέργειες τῶν ἠλεκτρονίων πού περιφέρονται γύρω ἀπό τόν πυρήνα του, καθώς καί τήν ἐνέργεια τοῦ πυρήνα του.

5.1.4 Ὁρισμός τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας σώματος.

Ἐσωτερική ἐνέργεια U ἑνός σώματος ὀνομάζομε τό ἄθροισμα τῶν ἐνεργειῶν ὅλων τῶν δομικῶν στοιχείων (μορίων - ἀτόμων) τοῦ σώματος. Δηλαδή:

$$\boxed{U = E_{\Theta,K} + E_{\delta} + E_{\eta\lambda} + E_{\pi} + \ldots \;\Big|\; \text{Ἐξίσωση ὁρισμοῦ}} \qquad (1)$$

ὅπου: $E_{\Theta K}$ τό ἄθροισμα τῶν κινητικῶν ἐνεργειῶν ὅλων τῶν δομικῶν στοιχείων τοῦ σώματος,

E_{δ} τό ἄθροισμα τῶν δυναμικῶν ἐνεργειῶν ὅλων τῶν δομικῶν στοιχείων τοῦ σώματος,

$E_{\eta\lambda}$ τό ἄθροισμα τῶν ἐνεργειῶν τῶν ἠλεκτρονίων πού περιφέρονται γύρω ἀπό τούς πυρῆνες ὅλων τῶν δομικῶν στοιχείων τοῦ σώματος,

E_{π} τό ἄθροισμα τῶν ἐνεργειῶν τῶν πυρήνων ὅλων τῶν δομικῶν στοιχείων τοῦ σώματος.

Παρατήρηση.

Στα φαινόμενα, τά ὁποῖα θά μελετήσομε, δέ θά μᾶς ἐνδιαφέρει ἡ τιμή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας ἑνός σώματος ἀλλά μόνο οἱ μεταβολές της.

Οἱ προσθετέοι τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας πού θά μεταβάλλονται στά φαινόμενα αὐτά, εἶναι ἡ ἐνέργεια θερμικῆς κινήσεως $E_{\Theta,K}$ καί ἡ δυναμική ἐνέργεια (E_{δ}) τῶν δομικῶν στοιχείων τοῦ σώματος.

Οἱ ἄλλοι προσθετέοι μένουν σταθεροί καί γι' αὐτό θά παραλείπονται ἀφοῦ δέν ἐπηρεάζουν τίς μεταβολές τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας.

5.2 Θερμοκρασία.

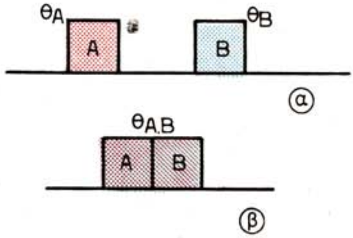
5.2.1 Γενικά.

Θερμοκρασία ἑνός σώματος καλεῖται τό φυσικό μέγεθος, τό ὁποῖο χαρακτηρίζει τή θερμική κατάσταση τοῦ σώματος, δηλαδή τό φυσικό μέγεθος μέ τό ὁποῖο χαρακτηρίζομε κατά πόσο τό σῶμα εἶναι θερμότερο ἤ ψυχρότερο ἀπό ἕνα ἄλλο.

Ἄν βυθίσομε π.χ. τά χέρια μας στά δοχεῖα Α καί Β, τά ὁποῖα περιέχουν νερό (σχ. 5.2α) καί διαπιστώσομε ὅτι τό νερό τοῦ δοχείου Α εἶναι θερμότερο ἀπό τό νερό τοῦ δοχείου Β, τότε αὐτό τό ἐκφράζομε λέγοντας ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ πού περιέχεται στό δοχεῖο Α, εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ νεροῦ πού περιέχεται στό δοχεῖο Β.

Γενικά ὅταν λέμε ὅτι ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος Γ εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία ἑνός ἄλλου σώματος Δ, ἐννοοῦμε ὅτι τό σῶμα Γ εἶναι θερμότερο ἀπό τό σῶμα Δ.

Σχ. 5.2α.



Σχ. 5.2β.

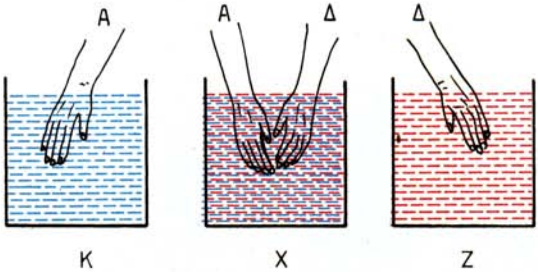
Παίρνομε δύο σώματα Α,Β [σχ. 5.2β(α)], ἀπό τά ὁποῖα τό Α εἶναι ζεστότερο τοῦ Β. Ἑπομένως ἡ θερμοκρασία (Θ_A) τοῦ Α εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία (Θ_B) τοῦ Β.

Φέρνομε σέ ἐπαφή τά δύο σώματα [σχ. 5.2β(β)]. Μετά ἀπό ἀρκετή ὥρα διαπιστώνομε μέ τήν ἀφή ὅτι εἶναι ἐξίσου ζεστά.

Αὐτό σημαίνει ὅτι τά σώματα Α καί Β ἀπέκτησαν τήν ἴδια θερμοκρασία $\Theta_{A,B}$ ($\Theta_A > \Theta_{A,B} > \Theta_B$), δηλαδή βρίσκονται σέ ***θερμική ἰσορροπία.***

Παρατήρηση.

1) Δύο ἤ περισσότερα σώματα ὅταν ἔχουν τήν ἴδια θερμοκρασία, λέμε ὅτι βρίσκονται σέ θερμική ἰσορροπία καί ἀντιστρόφως, ὅταν δύο ἤ περισσότερα σώματα βρίσκονται σέ θερμική ἰσορροπία, ἔχουν τήν ἴδια θερμοκρασία.
2) Μέ τήν ἀφή μποροῦμε βέβαια νά διαπιστώσομε, ἄν ἕνα σῶμα εἶναι ζεστό ἤ κρύο ἤ σωστότερα, ἄν ἕνα σῶμα εἶναι πιό ζεστό ἤ πιό κρύο ἀπό ἕνα ἄλλο. Εἶναι ὅμως δύσκολο μέ τήν ἀφή νά ἐκτιμήσομε σωστά τή θερμική κατάσταση ἑνός σώματος γιατί μιά τέτοια ἐκτίμηση εἶναι ὑποκειμενική καί ἐξαρτᾶται ἀπό τήν κατάσταση πού βρίσκεται τό χέρι μας.



Σχ. 5.2γ.

Τά δοχεῖα Κ, Χ, Ζ (σχ. 5.2γ) περιέχουν κρύο, χλιαρό καί ζεστό νερό ἀντίστοιχα.

Βυθίζομε τό ἀριστερό μας χέρι Α στό δοχεῖο Κ καί τό δεξιό μας Δ στό δοχεῖο Ζ καί κατόπιν καί τά δύο στό δοχεῖο Χ. Διαπιστώνομε: Γιά τό ἀριστερό μας χέρι, πού ἦταν βυθισμένο στό κρύο νερό (Κ) τό χλιαρό νερό (Χ) φαίνεται ζεστό, ἐνῶ γιά τό δεξί μας χέρι πού ἦταν βυθισμένο στό ζεστό νερό (Ζ) φαίνεται κρύο.

Ἐπειδή λοιπόν ἡ ἀφή δέν μᾶς ὁδηγεῖ σέ σωστές καί ἀκριβεῖς ἐκτιμήσεις, γι' αὐτό γιά τή σωστή καί ἀντικειμενική ἐκτίμηση τῆς ἰσότητας ἤ τῶν διαφορῶν θερμοκρασίας χρησιμοποιοῦμε τά θερμόμετρα. Ἡ λειτουργία τῶν θερμομέτρων στηρίζεται ***στίς μεταβολές τίς ὁποῖες παρουσιάζουν διάφορες ἰδιότητες τῶν σωμάτων*** (π.χ. θερμική διαστολή τοῦ ὑδραργύρου, μεταβολή τῆς πιέσεως ἑνός ἀερίου κλπ.) ***ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τους.***

5.2.2 Ἀκριβέστερος ὁρισμός τῆς θερμοκρασίας.

Ἔχει ἀποδειχθεῖ ὅτι ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος ἐξαρτᾶται ἀπό τήν κινητική ἐνέργεια τῶν δομικῶν στοιχείων (μορίων - ἀτόμων) του, ἡ ὁποία ὀφείλεται στή θερμική τους κίνηση καί συγκεκριμένα:

Ἄν ἡ κινητική ἐνέργεια τῶν δομικῶν στοιχείων αὐξηθεῖ τότε θά αὐξηθεῖ καί ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος.

Γι' αὐτό ἡ θερμοκρασία ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Θερμοκρασία ἑνός σώματος ὀνομάζεται ***τό φυσικό μέγεθος τό ὁποῖο χαρακτηρίζει τήν κινητική ἐνέργεια τῶν δομικῶν στοιχείων τοῦ σώματος.***

Σημείωση.

1) Ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος αὐξάνεται καί ἡ ἐσωτερική του ἐνέργεια, ἐνῶ ὅταν ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία του ἐλαττώνεται καί ἡ ἐσωτερική του ἐνέργεια. (Αὐτό συμβαίνει γιατί ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος αὐξομειώνεται ὅταν αὐξομειώνεται ἀντίστοιχα ἡ $E_{K\Theta}$ τῆς ἐξισώσεως ὁρισμοῦ τῆς υ).

2) Τό ἀντίστροφο δέν ἰσχύει πάντοτε γιατί ὑπάρχουν περιπτώσεις πού μεταβάλλεται ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια (τήξη, πήξη) ἑνός σώματος, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία του δέν μεταβάλλεται.

Παρατήρηση.

Μποροῦμε νά πετύχομε τήν αὔξηση τῆς θερμοκρασίας ὡς ἑξῆς:

α) Θερμαίνοντας τό σῶμα.

Ἄν π.χ. θερμάνομε ἕνα ἀέριο, τό ὁποῖο βρίσκεται μέσα σ' ἕνα κλειστό δοχεῖο, ἡ θερμοκρασία θά αὐξηθεῖ, γιατί θά αὐξηθεῖ ἡ κινητική ἐνέργεια τῶν μορίων του.

Ἄν θερμάνομε ἕνα στερεό, τότε ἡ θερμοκρασία του ἐπίσης θά αὐξηθεῖ, γιατί θά αὐξηθεῖ ἡ κινητική ἐνέργεια τῶν δομικῶν του στοιχείων (παρατηρεῖται ταλάντωση τῶν μορίων του σέ μεγαλύτερο πλάτος).

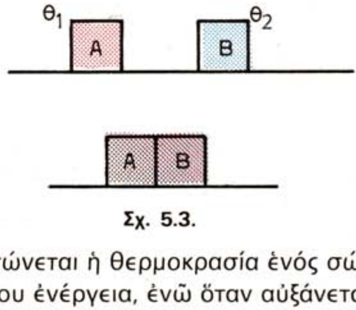
β) Χωρίς νά θερμάνομε τό σῶμα.

Μποροῦμε ἀκόμη νά ἐπιτύχομε αὔξηση τῆς θερμοκρασίας ἑνός σώματος ***χωρίς νά τό θερμάνομε*** (χωρίς δηλαδή νά τοῦ προσφέρομε θερμότητα). Ἄν π.χ. συμπιέσομε ἕνα ἀέριο, τό ὁποῖο οὔτε παίρνει, ἀλλά οὔτε δίνει στό περιβάλλον του θερμότητα, τότε ἡ θερμοκρασία του αὐξάνεται, γιατί τό ἔργο πού τοῦ δίνομε ἐμεῖς κατά τή συμπίεση, αὐξάνει τήν κινητική ἐνέργεια τῶν μορίων τοῦ ἀερίου.

5.3 Θερμότητα.

Παίρνομε δύο σώματα Α καί Β (σχ. 5.3) τά ὁποῖα ἔχουν ἀντίστοιχα θερμοκρασία Θ_1 καί Θ_2 ἔτσι, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση $\Theta_1 > \Theta_2$. Ἄν φέρομε τά σώματα αὐτά σέ θερμική ἐπαφή θά παρατηρήσομε ὅτι:

Ἡ θερμοκρασία Θ_1 τοῦ θερμότερου σώματος θά ἀρχίσει νά ἐλαττώνεται, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία Θ_2 τοῦ ψυχρότερου θά ἀρχίσει νά αὐξάνεται.



Σχ. 5.3.

Ἐπειδή ὅταν ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος, ἐλαττώνεται καί ἡ ἐσωτερική του ἐνέργεια, ἐνῶ ὅταν αὐξάνεται, αὐξάνεται καί ἡ ἐσωτερική του ἐνέργεια, ἀπό τά πιό πάνω προκύπτει ὅτι:

Κατά τή θερμική ἐπαφή δύο σωμάτων ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ Α, στό ὁποῖο παρατηρεῖται ἐλάττωση τῆς θερμοκρασίας, ἐλαττώνεται, ἐνῶ ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ Β, στό ὁποῖο παρατηρεῖται αὔξηση τῆς θερμοκρασίας, αὐξάνεται.

Ἐπομένως κατά τή θερμική ἐπαφή τῶν σωμάτων Α καί Β, πού ἔχουν θερμοκρασίες διαφορετικές ($\Theta_1 > \Theta_2$), ***πρέπει νά ρέει*** κάποια μορφή ἐνέργειας ἀπό τό θερμότερο Α στό ψυχρότερο Β.

Ἡ ἐνέργεια αὐτή πού ρέει ***προέρχεται*** ἀπό τήν ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ θερμότερου Α γιατί σ' αὐτό παρατηρεῖται ἐλάττωση τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας. Ἡ ἐνέργεια αὐτή ὅταν φθάνει στό ψυχρότερο Β ***γίνεται*** ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ Β γιατί σ' αὐτό παρατηρεῖται αὔξηση τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας.

Τήν ἐνέργεια ἡ ὁποία ρέει (καί ὅταν ρέει) ἀπό ἕνα θερμότερο σῶμα σ' ἕνα ψυχρότερο καί ἡ ὁποία προέρχεται ἀπό τήν ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ θερμότερου καί γίνεται ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ ψυχρότερου τήν ὀνομάζομε ***θερμότητα.***

Γενικά θερμότητα ὀνομάζεται ἡ μορφή ἐνέργειας ἡ ὁποία ρέει ἀπό ἕνα σῶμα σ' ἕνα ἄλλο, λόγω τῆς διαφορᾶς τῶν θερμοκρασιῶν τους καί ὅταν βρίσκεται ἐν ροῇ.

Παρατηρήσεις.

Δέν πρέπει νά μᾶς διαφεύγει ὅτι:

1) Γιά νά ἐμφανίζεται θερμότητα πρέπει τά σώματα νά ἔχουν διαφορετικές θερμοκρασίες.
2) Ἡ θερμότητα εἶναι μία μορφή ἐνέργειας ἡ ὁποία ὑπάρχει μόνο ἐν κινήσει.

Γι' αὐτό δέν πρέπει νά λέμε ὅτι τό σῶμα ἔχει θερμότητα ἤ ὅτι ἡ θερμότητα τοῦ σώματος αὐξήθηκε ἤ ὅτι ἡ θερμότητα τοῦ σώματος ἐλαττώθηκε. Τό πιό σωστό εἶναι νά λέμε ὅτι προσφέρεται θερμότητα στό σῶμα ἤ ἀπάγεται θερμότητα ἀπό τό σῶμα.

Βέβαια πολλές φορές στήν πράξη γίνεται χρήση τοῦ ὅρου «θερμότητα» χωρίς τήν ἀπαιτούμενη ἀκριβολογία.

Ὅπου σέ βιβλία (ὅπως καί στό παρόν) καί στήν πράξη ἀναφέρονται οἱ ἐκφράσεις: «τό σῶμα ἔχει θερμότητα», «ἡ θερμότητα τοῦ σώματος αὐξήθηκε», «ἡ θερμότητα τοῦ σώματος ἐλαττώθηκε» κ.ἄ. ἐννοοῦνται, ἀντίστοιχα οἱ ἐκφράσεις «τό σῶμα ἔχει ἐσωτερική ἐνέργεια», «ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ σώματος αὐξήθηκε», «ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ σώματος ἐλαττώθηκε» κ.ἄ.

Σημείωση.

Δέν πρέπει νά μᾶς διαφεύγει ὅτι:

1) Ἡ θερμοκρασία καί ἡ θερμότητα εἶναι δύο διαφορετικά μεγέθη.
2) Ἡ φυσική ροή τῆς θερμότητας εἶναι ἀπό τό θερμότερο στό ψυχρότερο σῶμα.

5.4 Θερμόμετρα.

5.4.1 Γενικά.

Θερμόμετρα ὀνομάζομε τά ὄργανα μέ τά ὁποῖα μετροῦμε τή θερμοκρασία τῶν σωμάτων.

Ἡ λειτουργία τῶν θερμομέτρων στηρίζεται στό φαινόμενο, ὅτι ὁρισμένα φυσικά μεγέθη τῶν σωμάτων, ὅπως οἱ διαστάσεις ἑνός σώματος, ἡ ἠλεκτρική ἀντίσταση ἑνός ὑλικοῦ, ἡ πίεση ἑνός ἀερίου κ.ἄ. μεταβάλλονται, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τους.

Ἑπομένως, γιά νά κατασκευάσομε ἕνα θερμόμετρο, πρέπει νά πάρομε ἕνα ὑλικό (θερμομετρικό ὑλικό), νά προσδιορίσομε ἕνα μέγεθός του πού νά μεταβάλλεται μέ τή θερμοκρασία του καί νά καθορίσομε τή σχέση πού συνδέει τό μέγεθος αὐτό μέ τή θερμοκρασία.

Ἐπειδή τά φυσικά μεγέθη πού μεταβάλλονται μέ τή θερμοκρασία εἶναι πολλά καί τό καθένα ἀπό αὐτά μπορεῖ νά ἀποτελέσει τή βάση λειτουργίας ἑνός τύπου θερμομέτρου, γι' αὐτό καί ***ὑπάρχουν πολλοί τύποι θερμομέτρων,*** π.χ. θερμόμετρα διαστολῆς, θερμόμετρα ἀντιστάσεως, ἀερικά θερμόμετρα κ.ἄ.

Ἡ λειτουργία τῶν θερμομέτρων διαστολῆς, πού εἶναι καί ὁ πιό συνηθισμένος τύπος θερμομέτρων, στηρίζεται στό φαινόμενο τῆς διαστολῆς ἤ συστολῆς τῶν σωμάτων, δηλαδή στήν αὔξηση ἤ ἐλάττωση τῶν διαστάσεων τῶν σωμάτων, ὅταν αὐξάνεται ἤ ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία τους. Ἡ λειτουργία τῶν θερμομέτρων ἀντιστάσεως στηρίζεται στή μεταβολή τῆς ἠλεκτρικῆς ἀντιστάσεως τῶν συρμάτων, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τους.

Ἡ λειτουργία τῶν ἀερικῶν θερμομέτρων στηρίζεται στό φαινόμενο ὅτι ἡ πίεση μιᾶς ὁρισμένης μάζας ἑνός ἀερίου αὐξάνεται ἤ ἐλαττώνεται ὅταν ἡ θερμοκρασία της αὐξάνεται ἤ ἐλαττώνεται ἀντίστοιχα, μέ τήν προϋπόθεση βέβαια ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου παραμένει σταθερός.

Ἡ μέτρηση τῆς θερμοκρασίας μέ τά θερμόμετρα στηρίζεται πάνω στήν ἑξῆς γενική ἀρχή:

Ἡ θερμότητα ***αὐτόματα*** πηγαίνει πάντοτε ἀπό τό θερμότερο στό ψυχρότερο σῶμα, ὥστε τά δύο σώματα νά ἀποκτήσουν τήν ἴδια θερμοκρασία (θερμική ἰσορροπία).

Γιά νά μετρήσομε τή θερμοκρασία ἑνός σώματος, φέρνομε τό θερμόμετρο σέ θερμική ἐπαφή μέ τό σῶμα, ὁπότε τό θερμόμετρο καί τό σῶμα γρήγορα ἤ ἀργά ἀποκτοῦν τήν ἴδια θερμοκρασία.

Εὐνόητο εἶναι ὅτι τά θερμόμετρα πρέπει νά κατασκευάζονται ἔτσι, ὥστε νά ἀπορροφοῦν ὅσο τό δυνατό μικρότερη ποσότητα θερμότητας ἀπό τό σῶμα τοῦ ὁποίου μετρᾶμε τή θερμοκρασία καί αὐτό γιά νά μήν προκαλοῦν αἰσθητή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας του.

Παρατήρηση.

Δέν πρέπει νά μᾶς διαφεύγει ὅτι ἡ θερμοκρασία εἶναι ἕνας ***δείκτης*** τῆς θερμικῆς καταστάσεως τῶν σωμάτων μέ τόν ὁποῖο μποροῦμε νά κρίνομε ἄν ἕνα σῶμα εἶναι ἐξίσου θερμό, θερμότερο ἤ ψυχρότερο ἀπό ἕνα ἄλλο (ὅτι ἔχει τήν ἴδια ἤ μεγαλύτερη ἤ μικρότερη θερμοκρασία ἀπό τό ἄλλο).

Ἑπομένως *δέν* μποροῦμε νά ποῦμε π.χ. ὅτι τό σῶμα πού ἔχει θερμοκρασία 20 βαθμούς σέ μιά κλίμακα εἶναι δύο φορές θερμότερο ἀπό ἄλλο πού ἔχει θερμοκρασία 10 βαθμούς στήν ἴδια κλίμακα.

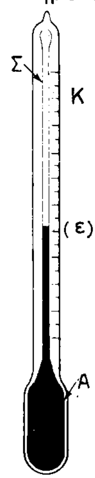
5.4.2 Ὑδραργυρικό θερμόμετρο.

Περιγραφή.

Τό ὑδραργυρικό θερμόμετρο (σχ. 5.4) ἀποτελεῖται ἀπό:

1) ***Τό θερμομετρικό δοχεῖο*** Α (εἶναι ἕνα γυάλινο, σφαιρικό ἤ κυλινδρικό δοχεῖο).

2) ***Τό στέλεχος τοῦ θερμομέτρου.*** Τό στέλεχος εἶναι ἕνας γυάλινος σωλήνας Σ, ἐσωτερικά κοῖλος, μέ πολύ μικρή διάμετρο καί ἰσοδιαμετρικός ὁ ὁποῖος εἶναι κολλημένος πάνω στό θερμομετρικό δοχεῖο.



Σχ. 5.4.

3) ***Βαθμολογημένη κλίμακα Κ.*** Ἄν ἡ βαθμολογία δέν ἔχει γίνει πάνω στό στέλεχος, τότε τό θερμόμετρο ἔχει μία ξεχωριστή θερμομετρική κλίμακα πάνω στήν ὁποία στηρίζεται.

4) ***Τό θερμομετρικό σῶμα.*** Τό θερμομετρικό σῶμα τοῦ ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου εἶναι ὁ ὑδράργυρος καί βρίσκεται μέσα στό θερμομετρικό δοχεῖο.

Λειτουργία.

Ἡ λειτουργία τοῦ ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου στηρίζεται στή διαστολή τοῦ ὑδραργύρου, πού ὑπάρχει στό θερμομετρικό δοχεῖο, ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία του.

Τό θερμόμετρο άποκτᾶ τή θερμοκρασία τοῦ σώματος μέ τό όποῖο ἔρχεται σ' ἐπαφή τό θερμομετρικό του δοχεῖο, ὁπότε ὁ ὑδράργυρος πού περιέχεται μέσα σ' αὐτό διαστέλλεται, πολύ ἤ λίγο ἀνάλογα μέ τή θερμοκρασία τοῦ σώματος, μέ ἀποτέλεσμα νά ἀνεβεῖ ἀνάλογα ἡ ἐπιφάνειά του μέσα στό στέλεχος τοῦ θερμομέτρου.

Ἡ ἔνδειξη (ε) τῆς βαθμολογημένης κλίμακας, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου, μᾶς δείχνει τή θερμοκρασία τοῦ σώματος.

Παρατηρήσεις.

1) Ὁ ὄγκος τοῦ ὑδραργύρου πού βρίσκεται μέσα στό θερμομετρικό δοχεῖο Α, εἶναι πάρα πολύ μεγαλύτερος ἀπό τόν ὄγκο τοῦ ὑδραργύρου πού μπαίνει μέσα στό στέλεχος Σ, ὅταν ὁ ὑδράργυρος διαστέλλεται.

Γι' αὐτό ἡ διαστολή τοῦ ὑδραργύρου ἀναφέρεται καθ' ὁλοκληρία στόν ὑδράργυρο τοῦ δοχείου καί ἡ ὑδραργυρική στήλη τοῦ στελέχους χρησιμεύει ἁπλῶς ὡς δείκτης γιά τήν αὔξηση τοῦ ὄγκου τοῦ ὑδραργύρου τοῦ δοχείου.

2) Πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου δέν ὑπάρχει ἀέρας.

Ἔτσι ἀποφεύγονται ἡ ὀξείδωση τῆς ἐπιφάνειας τοῦ ὑδραργύρου καθώς καί ὁ κίνδυνος θραύσεως τοῦ σωλήνα ἀπό τή συμπίεση τοῦ ἀέρα πού θά συνέβαινε κατά τήν ἀνύψωση τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου μέσα στό σωλήνα.

Ὁ ἀέρας ἀφαιρεῖται ἀπό τό σωλήνα μέ τόν ἑξῆς τρόπο:

Θερμαίνομε τό θερμόμετρο τόσο, ὥστε ὁλόκληρος ὁ σωλήνας νά γεμίσει μέ ὑδράργυρο καί τότε κλείνομε τήν ἐπάνω ἄκρη τοῦ σωλήνα μέ σύντηξη τοῦ γυαλιοῦ στήν ἄκρη αὐτή.

3) Ἡ ἐκλογή τοῦ ὑδραργύρου γίνεται, ἐπειδή ἔχει ὅλες τίς βασικές ἰδιότητες πού πρέπει νά ἔχει ἕνα θερμομετρικό σῶμα.

Οἱ ἰδιότητες αὐτές εἶναι οἱ ἑξῆς:

— Εἶναι καλός ἀγωγός τῆς θερμότητας.
— Παρουσιάζει σημαντική διαστολή γιά μικρή αὔξηση τῆς θερμοκρασίας.
— Παρουσιάζει κανονική διαστολή.
— Δέν διαβρέχει τό γυαλί καί
— διακρίνεται εὔκολα ἀπό τό γυαλί, γιατί εἶναι ἀδιαφανής.

5.5 Θερμομετρικές κλίμακες.

Γιά νά μποροῦμε νά μετρᾶμε τή θερμοκρασία ἑνός σώματος μέ θερμόμετρο, πρέπει τό θερμόμετρο νά ἔχει βαθμολογημένη κλίμακα πάνω στήν ὁποία θά διαβάσομε τή θερμοκρασία τοῦ σώματος.

Γιά τόν καθορισμό μιᾶς κλίμακας θερμοκρασιῶν ἐκλέγομε ***αὐθαίρετα*** δύο σταθερές θερμοκρασίες καί τίς χαρακτηρίζομε μέ ἕναν ἀριθμό.

5.5.1 Κλίμακα Celsius (Κελσίου) ἤ ἑκατονταβάθμια κλίμακα.

Ὡς σταθερές θερμοκρασίες τῆς κλίμακας αὐτῆς ἐκλέγονται οἱ ἑξῆς:

α) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχει ὁ τηκόμενος πάγος (πάγος + νερό) ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ὡς ***θερμοκρασία μηδέν βαθμῶν Κελσίου (0°C).***

β) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχουν οἱ ἀτμοί ἀποσταγμένου νεροῦ, πού βρίσκονται λίγο πάνω ἀπό αὐτό, ὅταν αὐτό βράζει ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ὡς ***θερμοκρασία ἑκατό βαθμῶν Κελσίου (100°C).***

Σύμφωνα μέ αὐτά ἡ βαθμολογία ἑνός ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου γίνεται ὡς ἑξῆς:

Τοποθετοῦμε (σχ. 5.5α) τό θερμόμετρο στούς ἀτμούς νεροῦ πού βράζει ὑπό πίεση 76 cm Hg καί σημειώνομε τόν ἀριθμό 100 στό σημεῖο τῆς κλίμακας, στό ὁποῖο ἔχει φθάσει ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου στό σωλήνα.

Κατόπιν τοποθετοῦμε (σχ. 5.5β) τό θερμόμετρο μέσα σ' ἕνα δοχεῖο μέ πάγο πού λιώνει (τηκόμενος πάγος) (ἤ μέσα σέ δοχεῖο πού περιέχει νερό καί πάγο σέ θερμική ἰσορροπία) ὑπό πίεση 76 cm Hg. Ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου κατεβαίνει μέσα στό σωλήνα καί σέ κάποιο σημεῖο σταματᾶ.

Σημειώνομε τόν ἀριθμό 0 στό σημεῖο τῆς κλίμακας, στό ὁποῖο ἔχει φθάσει ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου στό σωλήνα. Διαιροῦμε (σχ. 5.5γ) τό διάστημα ἀπό 0 μέχρι 100 σέ 100 ἴσα μέρη καί ἔτσι ἔχομε τήν κλίμακα Κελσίου. Τό καθένα ἀπό αὐτά τό ὀνομάζομε βαθμό Κελσίου (1°C, συμβολισμός 1 grad).

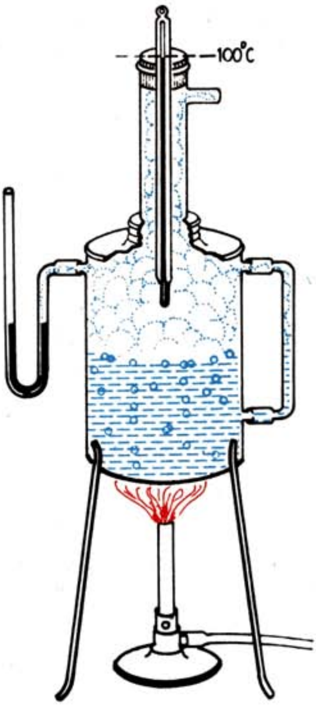
Ἡ βαθμολογία τοῦ θερμομέτρου ἐπεκτείνεται καί κάτω ἀπό τή διαίρεση 0 καί πάνω ἀπό τή διαίρεση 100. Οἱ θερμοκρασίες κάτω ἀπό τό μηδέν θεωροῦνται ἀρνητικές.

Ὅταν λέμε π.χ. ὅτι ὁ ὑδράργυρος στερεοποιεῖται στούς —39°C, ἐννοοῦμε ὅτι ὁ ὑδράργυρος στερεοποιεῖται ὅταν ἡ θερμοκρασία του γίνει 39 βαθμούς Κελσίου ***κάτω*** ἀπό τό μηδέν. Ὅταν λέμε ὅτι ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος εἶναι —10°C, σημαίνει ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος εἶναι 10 βαθμούς Κελσίου κάτω ἀπό τό μηδέν.

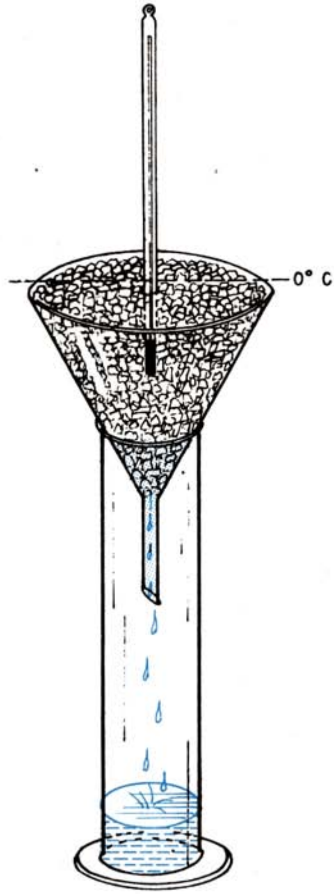
5.5.2 Κλίμακα Fahrenheit (Φαρενάϊτ).

Ὡς σταθερές θερμοκρασίες τῆς κλίμακας αὐτῆς ἐκλέγονται οἱ ἑξῆς:

α) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχει ὁ τηκόμενος πάγος (πάγος + νερό) ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ὡς ***θερμοκρασία 32 βαθμῶν Fahrenheit (32°F).***



Σχ. 5.5α.



Σχ. 5.5β.

Σχ. 5.5γ.

β) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχουν οἱ ἀτμοί νεροῦ, πού βρίσκονται λίγο πάνω ἀπό αὐτό, ὅταν αὐτό βράζει ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ***ὡς θερμοκρασία 212 βαθμῶν Fahrenheit (212°F).***

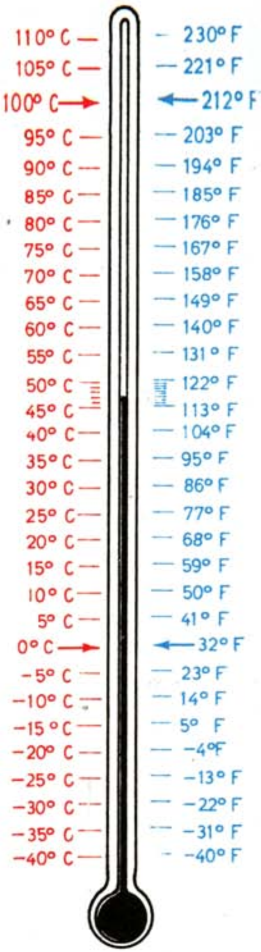
Σύμφωνα μέ αὐτά ἡ βαθμολογία ἑνός ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου γίνεται ὡς ἑξῆς:

Τοποθετοῦμε τό θερμόμετρο στούς ἀτμούς νεροῦ πού βράζει ὑπό πίεση 76 cm Hg καί σημειώνομε τόν ἀριθμό 212 στό σημεῖο τῆς κλίμακας, στό ὁποῖο ἔχει φθάσει ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου στό σωλήνα.

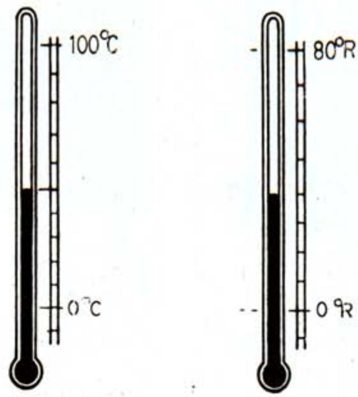
Κατόπιν τοποθετοῦμε τό θερμόμετρο μέσα σ' ἕνα δοχεῖο μέ τηκόμενο πάγο ἤ μέσα σέ δοχεῖο πού περιέχει νερό καί πάγο σέ θερμική ἰσορροπία ὑπό πίεση 76 cm Hg. Ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου κατεβαίνει μέσα στό σωλήνα καί σέ κάποιο σημεῖο σταματᾶ.

Σημειώνομε τόν ἀριθμό 32 σέ σημεῖο τῆς κλίμακας, στό ὁποῖο ἔχει φθάσει ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου στό σωλήνα.

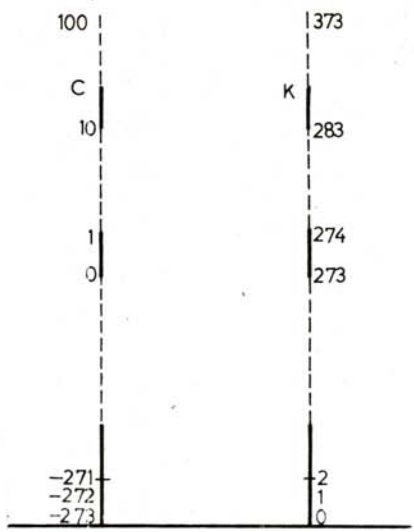
Διαιροῦμε τό διάστημα ἀπό 32 μέχρι 212 σέ 180 ἴσα μέρη καί ἔτσι ἔχομε τήν κλίμακα Fahrenheit (σχ. 5.5δ). Τό κάθε ἕνα ἀπό αὐτά τά ὀνομάζομε βαθμό Fahrenheit (1°F). Ἡ κλίμακα Fahrenheit χρησιμοποιεῖται κυρίως στή μεγάλη Βρεταννία καί στίς Ἡνωμένες Πολιτεῖες τῆς Ἀμερικῆς.



Σχ. 5.5δ.



Σχ. 5.5ε.



Σχ. 5.5στ.

5.5.3 Κλίμακα Réaumur (Ρεωμύρου).

Ὡς σταθερές θερμοκρασίες τῆς κλίμακας αὐτῆς (σχ. 5.5ε) ἐκλέγονται οἱ ἑξῆς:

α) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχει ὁ τηκόμενος πάγος (πάγος + νερό) ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ὡς ***θερμοκρασία 0 βαθμῶν Réaumur (0°R).***

β) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχουν οἱ ἀτμοί νεροῦ, πού βρίσκονται λίγο πάνω ἀπό αὐτό, ὅταν αὐτό βράζει ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ὡς ***θερμοκρασία 80 βαθμῶν Réaumur (80°R).***

Σύμφωνα μέ αὐτά ἡ βαθμολογία ἑνός ὑδραργυρικοῦ θερμομέτρου γίνεται ὡς ἑξῆς:

Τοποθετοῦμε τό θερμόμετρο στούς ἀτμούς νεροῦ πού βράζει ὑπό πίεση 76 cm Hg καί σημειώνομε τόν ἀριθμό 80 στό σημεῖο τῆς κλίμακας στό ὁποῖο ἔχει φθάσει ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου στό σωλήνα.

Κατόπιν τοποθετοῦμε τό θερμόμετρο μέσα σ' ἕνα δοχεῖο μέ τηκόμενο πάγο ἤ μέσα σέ δοχεῖο πού περιέχει νερό καί πάγο σέ θερμική ἰσορροπία ὑπό πίεση 76 cm Hg.

Ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου κατεβαίνει μέσα στό σωλήνα καί σέ κάποιο σημεῖο σταματᾶ.

Σημειώνομε τόν ἀριθμό 0 στό σημεῖο τῆς κλίμακας, στό ὁποῖο ἔχει σταματήσει ἡ στάθμη τοῦ ὑδραργύρου στό σωλήνα.

Διαιροῦμε τό διάστημα ἀπό 0 μέχρι 80 σέ 80 ἴσα μέρη καί ἔτσι ἔχομε τήν κλίμακα Réaumur. Τό καθένα ἀπό αὐτά τό ὀνομάζομε βαθμό Réaumur (1°R).

5.5.4 Κλίμακα Kelvin (Κέλβιν).

Ὡς σταθερές θερμοκρασίες τῆς κλίμακας αὐτῆς ἐκλέγονται οἱ ἑξῆς:

α) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχει ὁ τηκόμενος πάγος (πάγος + νερό) ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ***ὡς θερμοκρασία 273 βαθμούς Kelvin (273°K).***

β) Ἡ θερμοκρασία πού ἔχουν οἱ ἀτμοί νεροῦ, πού βρίσκονται λίγο πάνω ἀπό αὐτό, ὅταν αὐτό βράζει ὑπό πίεση 76 cm Hg καί τήν ὁποία χαρακτηρίζομε ὡς ***θερμοκρασία 373 βαθμῶν Kelvin (373°K).***

Παρατήρηση.

Κάθε βαθμός τῆς κλίμακας Kelvin εἶναι ἴσος μέ τό βαθμό τῆς κλίμακας Kelsius (σχ. 5.5στ).

Ἡ κλίμακα Kelvin ἔχει:

– Τήν ἔνδειξη 0, στή θερμοκρασία – 273°C.
– Τήν ἔνδειξη 273, στή θερμοκρασία 0°C.
– Τήν ἔνδειξη 373, στή θερμοκρασία 100°C.

Σύμφωνα μέ αὐτά ἡ θερμοκρασία T ἑνός σώματος στήν κλίμακα αὐτή συνδέεται μέ τή θερμοκρασία του Θ στήν κλίμακα Κελσίου μέ τή σχέση:

$$\boxed{T = \Theta + 273}$$

Σημείωση.

1) Ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος στήν κλίμακα Kelvin (T) ὀνομάζεται ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ σώματος.
2) Τό μηδέν τῆς κλίμακας Κέλβιν (0°K), δηλαδή ἡ θερμοκρασία −273°C, ὀνομάζεται ἀπόλυτο μηδέν.
3) Ἡ θερμοκρασία 0°K εἶναι ἡ χαμηλότερη θερμοκρασία πού, θεωρητικά, μποροῦμε νά ἔχομε.

Στήν πράξη ἡ πιό χαμηλή θερμοκρασία, πού πέτυχαν μέχρι σήμερα στά ἐργαστήρια, εἶναι 0,0044°K.

5.5.5 Μονάδα θερμοκρασίας.

Σ' ὅλα τά συστήματα μετρήσεων ἡ θερμοκρασία ἀποτελεῖ ***θεμελιῶδες*** μέγεθος. Ὡς μονάδα μετρήσεως τῆς θερμοκρασίας σέ ὅλα τά συστήματα χρησιμοποιεῖται ***ὁ ἕνας βαθμός Κελσίου (1 grad, 1°C).***

Ἕνας βαθμός Κελσίου (1 grad, 1°C) εἶναι ἡ θερμοκρασία, ἡ ὁποία εἶναι ἴση μέ ***τό ἕνα ἑκατοστό τῆς διαφορᾶς θερμοκρασίας μεταξύ τῶν δύο σταθερῶν θερμοκρασιῶν*** (0° καί 100°).

Σημείωση.

1) Ἄν ὁ ὄγκος τοῦ ὑδραργύρου τοῦ θερμομέτρου αὐξηθεῖ κατά 1/100 τῆς αὐξήσεως πού παθαίνει ὅταν ἡ θερμοκρασία του μεταβάλλεται ἀπό 0°C σέ 100°C, τότε ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμομέτρου αὐξάνεται κατά ἕνα βαθμό Κελσίου (κατά 1 grad ἤ κατά 1°C).
2) Δέν πρέπει νά μᾶς διαφεύγει ὅτι κάθε βαθμός τῆς κλίμακας Kelvin εἶναι ἴσος μέ τό βαθμο τῆς κλίμακας Kelsius καί ὅτι ἰσχύει ἡ σχέση: T = Θ + 273.

5.5.6 Ἀντιστοίχιση θερμομετρικῶν κλιμάκων.

Μέ ἁπλούς συλλογισμούς ἀποδεικνύεται ὅτι ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\boxed{\frac{C}{100} = \frac{F-32}{180} = \frac{R}{80} = \frac{T-273}{100}} \qquad (1)$$

Ἀπό τή σχέση (1) βρίσκομε τή θερμοκρασία ἑνός σώματος σέ μιά κλίμακα, ὅταν μᾶς εἶναι γνωστή σέ ἄλλη.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

48) *Ἕνας ἀσθενής ἔχει θερμοκρασία 39°C. Νά ὑπολογισθεῖ αὐτή στήν κλίμακα Φαρενάϊτ, στήν κλίμακα Ρεωμύρου καί στήν ἀπόλυτη κλίμακα.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{C}{100} = \frac{F-32}{180}$$

$$180 \,.\, C = 100\,(F - 32)$$

$$180 \,.\, C = 100 \,.\, F - 100 \,.\, 32$$

$$100 \,.\, F = 180 \,.\, C + 100 \,.\, 32$$

$$F = 1{,}8 \,.\, C + 32 \qquad (1)$$

Ἂν θέσομε στή σχέση (1) αὐτό πού μᾶς δίνεται, βρίσκομε:

$$F = 1{,}8 \times 39 + 32 = 102{,}2^\circ\ F$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{C}{100} = \frac{R}{80}$$

$$R = 0{,}8 \,.\, C \qquad (2)$$

Ἂν θέσομε στή σχέση (2) αὐτό πού μᾶς δίνεται, βρίσκομε:

$$R = 0{,}8 \times 39 = 31{,}2^\circ\ R$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{C}{100} = \frac{T - 273}{100}$$

$$T = 273 + C \qquad (3)$$

Ἂν θέσομε στή σχέση (3) αὐτό πού μᾶς δίνεται, βρίσκομε:

$$T = 273 + 39 = 312^\circ K$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

ΔΙΑΣΤΟΛΗ

6.1 Θερμική γραμμική διαστολή τῶν στερεῶν.

Θερμική γραμμική διαστολή ἑνός στερεοῦ σώματος ὀνομάζεται ἡ διαστολή (ἡ αὔξηση) ***μιᾶς*** διαστάσεως τοῦ σώματος πού προκαλεῖται ***ἀπό αὔξηση τῆς θερμοκρασίας του.***

Ἄν αὐξήσομε τή θερμοκρασία ἑνός σώματος, τότε θά αὐξηθοῦν τό μῆκος, τό πλάτος καί τό ὕψος τοῦ σώματος.

Ἡ αὔξηση αὐτή τοῦ μήκους, τοῦ πλάτους καί τοῦ ὕψους τοῦ σώματος ὀνομάζεται θερμική γραμμική διαστολή τοῦ μήκους, θερμική γραμμική διαστολή τοῦ πλάτους καί θερμική γραμμική διαστολή τοῦ ὕψους τοῦ σώματος ἀντίστοιχα.

Ἄν αὐξήσομε τή θερμοκρασία μιᾶς μεταλλικῆς σφαίρας, θά αὐξηθεῖ καί ἡ διάμετρός της. Ἡ αὔξηση αὐτή τῆς διαμέτρου τῆς σφαίρας ὀνομάζεται θερμική γραμμική διαστολή τῆς διαμέτρου τῆς σφαίρας.

Σημείωση.

1) Ἡ θερμική γραμμική διαστολή τοῦ μήκους ἑνός σώματος ὀνομάζεται καί θερμική ***ἐπιμήκης διαστολή τοῦ σώματος.***
2) Ὅταν λέμε ἀόριστα θερμική γραμμική διαστολή ἑνός σώματος ἐννοοῦμε τή θερμική γραμμική διαστολή τοῦ μήκους τοῦ σώματος.

6.1.1 Πειραματική ἀπόδειξη τῆς θερμικῆς γραμμικῆς (ἐπιμήκους) διαστολῆς καί εὕρεση τοῦ μεγέθους της.

Ἡ μεταλλική ράβδος Ρ (σχ. 6.1α) εἶναι στερεωμένη στό ἕνα της ἄκρο Α.

Τό ἄκρο Β τῆς ράβδου βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ τό ἄκρο Γ τοῦ μοχλοῦ ΓΟΕ, ἐνῶ τό ἄλλο ἄκρο Ε τοῦ μοχλοῦ συνδέεται μέ δείκτη Δ, ὁ ὁποῖος μπορεῖ νά μετακινεῖται μπροστά στήν κλίμακα Κ.

Ἡ ράβδος Ρ εἶναι βυθισμένη μέσα σ' ἕνα ὑγρό (λουτρό), ὥστε νά ἔχουν ὅλα τά σημεῖα της κάθε στιγμή τήν ἴδια θερμοκρασία, τήν ὁποία μετροῦμε μέ τό θερμόμετρο Θ.

Τή θερμοκρασία τοῦ λουτροῦ ἑπομένως καί τῆς ράβδου μποροῦμε νά τή μεταβάλλομε μέ τή βοήθεια λύχνων οἰνοπνεύματος ἤ φωταερίου

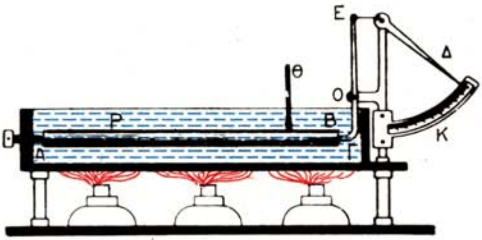
Όταν αὐξάνομε τή θερμοκρασία τοῦ λουτροῦ, ἐπομένως καί τῆς ράβδου, παρατηροῦμε ὅτι: Ὁ δείκτης Δ κινεῖται πρός τά πάνω.

Γιά νά κινεῖται ὁ Δ πρός τά πάνω, πρέπει τό Β τῆς ράβδου νά κινεῖται πρός τά δεξιά, ἐπομένως τό μῆκος τῆς ράβδου αὐξάνεται.

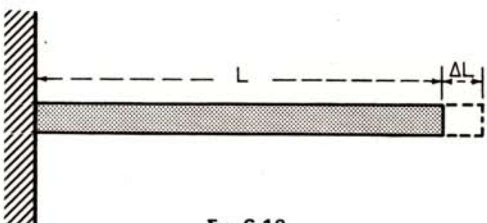
Ἄρα ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τῆς ράβδου, ἡ ράβδος παθαίνει γραμμική διαστολή.

Ἡ κλίμακα Κ βαθμολογεῖται ἔτσι, ὥστε νά δείχνει σέ κάθε θέση τοῦ δείκτη Δ τή διαφορά μεταξύ τοῦ μήκους L_x πού ἔχει ἡ ράβδος σέ μιά θερμοκρασία Θ_x καί τοῦ μήκους L_o πού εἶχε σέ μιά ἄλλη ὁρισμένη θερμοκρασία, π.χ. 0°C, δηλαδή τή μεταβολή $(L_x - L_o)$ πού παθαίνει τό μῆκος τῆς ράβδου ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία της ἀπό 0°C σέ Θ_x.

Ἔτσι μέ κατάλληλη βαθμολογία τῆς κλίμακας μποροῦμε νά βρίσκομε τό μέγεθος τῆς γραμμικῆς διαστολῆς τῆς ράβδου γιά ὁρισμένη μεταβολή τῆς θερμοκρασίας της.



Σχ. 6.1α.



Σχ. 6.1β.

6.1.2 *Νόμος τῆς θερμικῆς ἐπιμηκύνσεως (ἤ νόμος τῆς θερμικῆς γραμμικῆς διαστολῆς).*

Ὁ νόμος τῆς θερμικῆς ἐπιμηκύνσεως ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἄν στή θερμοκρασία Θ, τό μῆκος τῆς ράβδου εἶναι L (σχ. 6.1β) καί μεταβάλλομε τή θερμοκρασία της κατά ΔΘ, τότε τό μῆκος της L μεταβάλλεται κατά ΔL, τό ὁποῖο εἶναι τέτοιο ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{\Delta L = \gamma \cdot L \cdot \Delta\Theta}$$

ὅπου: γ εἶναι ἕνας συντελεστής ἀναλογίας ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπό τό ***ὑλικό*** τῆς ράβδου καί ὀνομάζεται ***συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ ὑλικοῦ τῆς ράβδου.***

6.1.3 Συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς.

Συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς γ τοῦ ὑλικοῦ μιᾶς ράβδου ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς ἐπιμηκύνσεως ΔL πού παθαίνει ἡ ράβδος ἡ ὁποία ἔχει μῆκος L, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία της κατά ΔΘ πρός τό γινόμενο τοῦ μήκους L ἐπί τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας ΔΘ ἡ ὁποία τήν προκάλεσε. Δηλαδή:

$$\boxed{\gamma = \frac{\Delta L}{L \,.\, \Delta\Theta}}$$

Μονάδα τοῦ συντελεστῆ γραμμικῆς διαστολῆς.

Σέ ὅλα τά συστήματα μετρήσεως ἡ μονάδα μετρήσεως τοῦ συντελεστῆ γραμμικῆς διαστολῆς εἶναι τό $\boxed{1\ \text{grad}^{-1}}$.

Πραγματικά.

α) Στό σύστημα S.I.

Ἔχομε τήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ τοῦ γ:

$$\gamma = \frac{\Delta L}{L \,.\, \Delta\Theta} \qquad (1)$$

Μονάδα μήκους στό S.I. εἶναι τό 1 m καί μονάδα θερμοκρασίας τό 1 grad.

Ἀντικαθιστώντας στή σχέση (1): ΔL = 1 m, L = 1 m καί ΔΘ = 1 grad, παίρνομε τή μονάδα μετρήσεως τοῦ γ. Δηλαδή:

$$\gamma = \frac{\Delta L}{L \,.\, \Delta\Theta} = \frac{1\ \text{m}}{1\ \text{m} \,.\, 1\ \text{grad}} = \frac{1}{1\ \text{grad}} = 1\ \text{grad}^{-1}$$

$$\boxed{\gamma = 1\ \text{grad}^{-1}}$$

β) Στό σύστημα C.G.S.

Μονάδα μήκους εἶναι τό 1 cm καί μονάδα θερμοκρασίας τό 1 grad. Ἀντικαθιστώντας στή σχέση (1): ΔL = 1 cm, L = 1 cm καί ΔΘ = 1 grad παίρνομε τή μονάδα μετρήσεως τοῦ γ στό C.G.S. Δηλαδή:

$$\gamma = \frac{\Delta L}{L \,.\, \Delta\Theta} = \frac{1\ \text{cm}}{1\ \text{cm} \,.\, 1\ \text{grad}} = 1\ \text{grad}^{-1}$$

$$\boxed{\gamma = 1\ \text{grad}^{-1}}$$

Φυσική σημασία τοῦ συντελεστῆ γραμμικῆς διαστολῆς.

Ἔχομε τή σχέση:

$$\gamma = \frac{\Delta L}{L \, . \, \Delta\Theta} \tag{1}$$

Ἀντικαθιστώντας στή σχέση (1): L = 1 m καί ΔΘ = 1 grad θά ἔχομε:

$$\gamma = \frac{\Delta L}{1 \text{ m} \, . \, 1 \text{ grad}} \tag{2}$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι ὁ συντελεστής γ γραμμικῆς διαστολῆς ὑλικοῦ εἶναι ἴσος ***ἀριθμητικά*** μέ τήν ἐπιμήκυνση ΔL μιᾶς ράβδου ἀπό τό ὑλικό αὐτό, ἡ ὁποία ἔχει μῆκος 1 m (L = 1 m), ὅταν ἡ θερμοκρασία της αὐξηθεῖ κατά 1 grad (ΔΘ = 1 grad).

Ἄν ἀντικαταστήσομε στή σχέση (1): L = 1 cm καί ΔΘ = 1 grad θά ἔχομε:

$$\gamma = \frac{\Delta L}{1 \text{ cm} \, . \, 1 \text{ grad}} \tag{3}$$

Ἀπό τή σχέση (3) προκύπτει ὅτι ὁ συντελεστής γ γραμμικῆς διαστολῆς ὑλικοῦ εἶναι ἴσος ***ἀριθμητικά*** μέ τήν ἐπιμήκυνση ΔL μιᾶς ράβδου ἀπό τό ὑλικό αὐτό, ἡ ὁποία ἔχει μῆκος 1 cm (L = 1 cm), ὅταν ἡ θερμοκρασία της αὐξηθεῖ κατά 1 grad (ΔΘ = 1 grad).

Γενικά ὁ συντελεστής τῆς γραμμικῆς διαστολῆς ἑνός ὑλικοῦ ***εἶναι ἴσος ἀριθμητικά μέ τήν ἐπιμήκυνση τήν ὁποία παθαίνει ράβδος ἀπό τό ὑλικό αὐτό πού ἔχει μῆκος ἴσο μέ τή μονάδα μήκους, ὅταν ἡ θερμοκρασία της αὐξηθεῖ κατά 1°C.***

Ὅταν π.χ. λέμε ὅτι ὁ συντελεστής τῆς γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ σιδήρου εἶναι $\gamma = 12 \times 10^{-6}$ grad^{-1}, ἐννοοῦμε ὅτι ἄν ἡ θερμοκρασία μιᾶς ράβδου ἀπό σίδηρο πού ἔχει μῆκος 1 cm (L = 1 cm) αὐξηθεῖ κατά 1 grad (ΔΘ = 1 grad) ἡ ἐπιμήκυνσή της θά εἶναι ἴση μέ 12×10^{-6} cm (ΔL = 12×10^{-6} cm). Ἐάν τό μῆκος τῆς σιδερένιας ράβδου εἶναι 1 m (L = 1 m), ἡ ἐπιμήκυνσή της θά εἶναι ἴση μέ 12×10^{-6} m (ΔL = 12×10^{-6} m) ὅταν ἡ θερμοκρασία της αὐξηθεῖ κατά 1 grad.

Ἐξάρτηση τοῦ συντελεστῆ γραμμικῆς διαστολῆς ἀπό τή θερμοκρασία.

Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς ἑνός ὑλικοῦ μεταβάλλεται μέ τή θερμοκρασία. Δηλαδή ἄλλη τιμή ἔχει ὅταν ἡ ἀρχική θερμοκρασία τοῦ ὑλικοῦ εἶναι 5°C καί ἄλλη ὅταν εἶναι 205°C. Στήν πράξη ὅμως ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς γ ἑνός ὑλικοῦ θεωρεῖται σταθερός.

Παρατηρήσεις.

1) Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς ἑνός σώματος ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ σώματος (Πίνακας 6.1.1).

ΠΙΝΑΚΑΣ 6.1.1.
Γραμμικοί συντελεστές διαφόρων ὑλικῶν

Ὑλικό	Γραμ. συντ. διασ. $grad^{-1}$
Ψευδάργυρος	$36 \cdot 10^{-6}$
Μόλυβδος	$29 \cdot 10^{-6}$
Ἀργίλιο	$23 \cdot 10^{-6}$
Ἄργυρος	$19 \cdot 10^{-6}$
Ὀρείχαλκος	$19 \cdot 10^{-6}$
Χαλκός	$16 \cdot 10^{-6}$
Σίδηρος	$12 \cdot 10^{-6}$
Μπετόν	$12 \cdot 10^{-6}$
Χάλυβας	$11 \cdot 10^{-6}$
Λευκόχρυσος	$9 \cdot 10^{-6}$
Γυαλί	$9 \cdot 10^{-6}$
Προρσελάνη	$4 \cdot 10^{-6}$
Κράμα Invar	$0{,}9 \cdot 10^{-6}$
Χαλαζίας	$0{,}5 \cdot 10^{-6}$

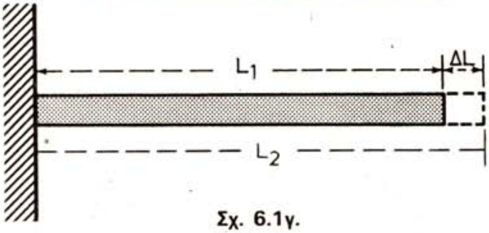
2) Μερικά ὑλικά ἔχουν τόν ἴδιο συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς. Αὐτό ἔχει μεγάλη σημασία στίς διάφορες κατασκευές. Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ σιδήρου εἶναι ἴσος μέ τό συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ σκυροκονιάματος. Γι' αὐτό τό σιδηροπαγές σκυροκονίαμα (μπετόν ἀρμέ) συστέλλεται καί διαστέλλεται σάν ἕνα συμπαγές σύνολο, ἀνάλογα μέ τίς καιρικές συνθῆκες.
Τό γυαλί καί ὁ λευκόχρυσος ἔχουν τόν ἴδιο συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς. Αὐτό ἐπιτρέπει τή συγκόλληση συρμάτων λευκοχρύσου στό γυαλί, γιατί δέν ξεκολλᾶνε ὅταν τό σύνολο διαστέλλεται ἤ συστέλλεται.
3) Σχεδόν ὅλα τά μέταλλα ἔχουν θετικό συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς γι' αὐτό τό μῆκος τῶν μεταλλικῶν ράβδων αὐξάνεται ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τους.
4) Μερικά ὑλικά ὅπως τό καουτσούκ ἔχουν ἀρνητικό συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς, γι' αὐτό συστέλλονται ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τους.
5) Ἐπίσης ὁρισμένα ὑλικά ἔχουν συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς πρακτικά μηδέν γι' αὐτό οἱ διαστάσεις τους δέ μεταβάλλονται, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τους. Π.χ. τό κράμα χάλυβα κα-

νικελίου τό ὁποῖο ὀνομάζεται Invar (64% F_2 καί 36% Νι) ἔχει συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς ***πρακτικά*** μηδέν. Ἐπίσης ὁ χαλαζίας (Quartz) καί τό γυαλί Pyrex ἔχουν πάρα πολύ μικρό συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς.

6.1.4 Ἐξίσωση τῆς γραμμικῆς διαστολῆς (σχέση μήκους καί θερμοκρασίας).

Ἐάν τό μῆκος μιᾶς μεταλλικῆς ράβδου (σχ. 6.1γ) στή θερμοκρασία Θ_1 εἶναι L_1, τότε στή θερμοκρασία Θ_2 τό μῆκος της L_2 θά εἶναι τέτοιο, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{L_2 = L_1 \cdot [1 + \gamma\,(\Theta_2 - \Theta_1)]} \qquad (1)$$



Σχ. 6.1γ.

Πραγματικά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Delta L = \gamma \cdot L_1 \cdot \Delta\Theta \qquad (2)$$

Ἄν στή σχέση (2) θέσομε: $\Delta L = L_2 - L_1$ καί $\Delta\Theta = \Theta_2 - \Theta_1$, τότε ἔχομε:

$$L_2 - L_1 = \gamma \cdot L_1\,(\Theta_2 - \Theta_1)$$

$$L_2 = L_1 + \gamma \cdot L_1\,(\Theta_2 - \Theta_1)$$

$$L_2 = L_1\,[1 + \gamma\,(\Theta_2 - \Theta_1)]$$

Μέ τή σχέση (1) μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τό μῆκος L_2 πού θά ἔχει ἡ ράβδος σέ μιά θερμοκρασία Θ_2, ἄν γνωρίζομε τό μῆκος L_1 πού ἔχει αὐτή στή θερμοκρασία Θ_1 καί τό συντελεστή τῆς γραμμικῆς διαστολῆς γ τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται ἡ ράβδος.

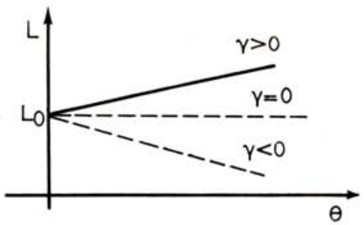
Ἄν τό μῆκος μεταλλικῆς ράβδου στή θερμοκρασία 0°C εἶναι L_0, τότε στή θερμοκρασία Θ τό μῆκος της L θά εἶναι τέτοιο, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{L = L_0\,(1 + \gamma\Theta)} \qquad (3)$$

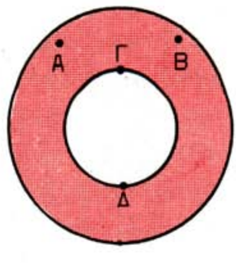
Ἡ παράσταση (1 + γΘ) ὀνομάζεται ***διώνυμο τῆς γραμμικῆς διαστολῆς.*** Μέ τή σχέση (3) μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τό μῆκος L πού θά ἔχει ἡ ράβδος σέ μιά θερμοκρασία Θ, ἄν γνωρίζομε τό μῆκος L_0 πού ἔχει στή θερμοκρασία 0°C καί τό συντελεστή γ τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται ἡ ράβδος.

Σημειώσεις.

1) Οἱ ἐξισώσεις (1) καί (3) ἰσχύουν μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ ὑλικοῦ δέ μεταβάλλεται κατά τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας.
2) Στήν περίπτωση πού ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς γ θεωρηθεῖ ἀνεξάρτητος ἀπό τή θερμοκρασία, ἡ γραφική παράσταση τῆς σχέσεως $L = L_0\ (1 + \gamma\Theta)$ θά εἶναι εὐθεία γραμμή (σχ. 6.1δ) γιατί ἡ ἐξίσωση εἶναι πρώτου βαθμοῦ.



Σχ. 6.1δ.



Σχ. 6.1ε.

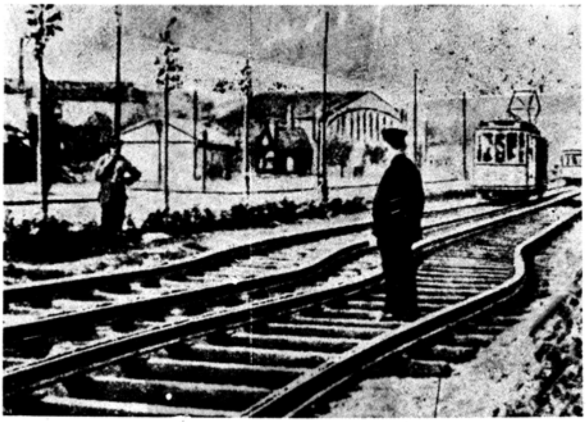
3) Οἱ σχέσεις (1) καί (3) ἰσχύουν καί γιά τή μεταβολή τῆς ἀποστάσεως δύο ὁποιονδήποτε σημείων ἑνός στερεοῦ σώματος, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία του, ὁποιοδήποτε σχῆμα καί ἄν ἔχει τό σῶμα. Π.χ κατά τή θέρμανση τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σχήματος 6.1ε αὐξάνεται ***σύμφωνα*** μέ τή σχέση (1) ὄχι μόνο ἡ ἀπόσταση τῶν σημείων Α καί Β ἀλλά καί ἡ ἀπόσταση τῶν σημείων Γ καί Δ, δηλαδή καί ἡ διάμετρος τῆς ὀπῆς.

6.1.5 Ἐφαρμογές τῆς γραμμικῆς διαστολῆς.

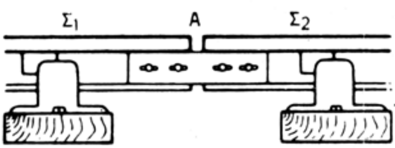
Ἀναπτυσσόμενες δυνάμεις λόγω θερμικῆς διαστολῆς καί συστολῆς. Οἱ δυνάμεις, πού ἀναπτύσσονται κατά τίς διαστολές καί συστολές τῶν σωμάτων, ὅταν θερμαίνονται ἤ ψύχονται, εἶναι ἴσες μέ ἐκεῖνες τίς ὁποῖες θά ἔπρεπε νά ἐξασκηθοῦν ἐπάνω τους γιά νά ἐπιφέρουν μηχανικά τίς ἴδιες διαστολές ἤ συστολές τους (μέ ἕλξη ἤ συμπίεση).

Ὅπως εἶναι γνωστό, οἱ δυνάμεις πού χρειάζονται γιά νά προκαλέσομε μηχανικά διαστολές καί συστολές τῶν στερεῶν σωμάτων εἶναι πολύ μεγάλες, ἑπομένως καί οἱ δυνάμεις τίς ὁποῖες προκαλοῦν τά σώματα κατά τίς θερμικές τους διαστολές καί συστολές εἶναι ἐπίσης πολύ μεγάλες.

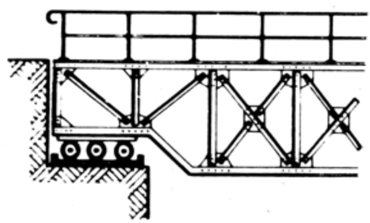
Γιά νά ἀποφύγομε τίς παραμορφώσεις (σχ. 6.1στ) τῶν σιδηροτροχιῶν, πάνω στίς ὁποῖες κινοῦνται τά τραῖνα, δέν τίς κατασκευάζομε συ-



Σχ. 6.1στ.



Σχ. 6.1ζ.



Σχ. 6.1η.

νεχεῖς, ἀλλά τίς χωρίζομε σέ τμήματα μέ ἐνδιάμεσα κενά Α (σχ. 6.1ζ). Μέ αὐτά ἐξουδετερώνονται τά δυσάρεστα ἀποτελέσματα τῆς διαστολῆς ἡ ὁποία γίνεται στίς ὑψηλές θερμοκρασίες τοῦ καλοκαιριοῦ.

Τίς σιδερένιες γέφυρες δέν τίς στερεώνομε καί στά δύο ἄκρα τους, ἀλλά τό ἕνα ἄκρο τους κινεῖται ἐλεύθερα ἐπάνω σέ τροχούς (σχ. 6.1η).

Ἡ ἀνομοιόμορφη θέρμανση εὔθραυστου σώματος προκαλεῖ ἄνισες διαστολές καί ἀπό τίς δυνάμεις πού προκύπτουν τό σῶμα σπάζει.

Ἄν μέσα σέ γυάλινο ποτήρι ρίξομε ζεστό νερό, μπορεῖ νά σπάσει.

Αὐτό ὀφείλεται στό ὅτι τό γυαλί εἶναι κακός ἀγωγός τῆς θερμότητας καί τά ἄμεσα θερμαινόμενα μέρη του (τά ἐσωτερικά τοιχώματα τοῦ ποτηριοῦ), λόγω διαστολῆς, τείνουν νά αὐξηθοῦν περισσότερο ἀπό τά γειτονικά τους.

Δοχεῖο ἀπό χαλαζία ἤ Pyrex δέν σπάζει κατά τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας του, γιατί ἔχει μικρό συντελεστή διαστολῆς.

Σημείωση.

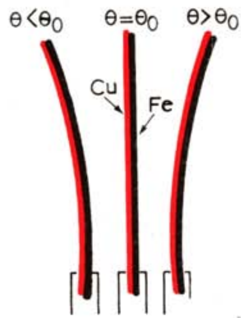
Σέ πολλές περιπτώσεις οἱ δυνάμεις πού ἀναπτύσσονται κατά τίς θερμικές διαστολές καί συστολές χρησιμοποιοῦνται ἐπωφελῶς.

Τά σιδερένια στεφάνια τῶν τροχῶν τῶν ἁμαξῶν ὅταν θερμαίνονται διαστέλλονται, ὁπότε μποροῦν νά τοποθετηθοῦν εὔκολα γύρω ἀπό τούς τροχούς. Κατόπιν, ὅταν συσταλοῦν, μέ ψύξη, συσφίγγουν τά διάφορα ξύλινα τμήματα ἀπό τά ὁποῖα ἀποτελεῖται ὁ τροχός.

Ἐπίσης μέ θέρμανση σιδερένιων δοκῶν μποροῦμε, μέ τίς δυνάμεις πού ἀναπτύσσονται κατά τή διαστολή τους, νά ἐπαναφέρομε στήν κατακόρυφη θέση τούς ἐκτοπισμένους τοίχους οἰκοδομῶν.

Διμεταλλικό ἔλασμα.

Ἀποτελεῖται ἀπό δύο διαφορετικά ἐλάσματα, π.χ. ἀπό χαλκό καί σίδηρο τά ὁποῖα ἔχουν συγκολληθεῖ πολύ καλά μεταξύ τους (σχ. 6.1θ).



Σχ. 6.1θ.

Σέ μιά ὁρισμένη θερμοκρασία τό σύστημα τῶν δύο ἐλασμάτων εἶναι εὐθύγραμμο.

Ἐπειδή τά δύο μέταλλα ἔχουν διαφορετικό συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τῶν δύο ἐλασμάτων τοῦ διμεταλλικοῦ ἐλάσματος, διαστέλλονται ἤ συστέλλονται διαφορετικά καί τό διμεταλλικό ἔλασμα κάμπτεται ἀνάλογα. Οἱ μεταβολές τοῦ σχήματος τοῦ διμεταλλικοῦ ἐλάσματος εἶναι ἀνάλογες μέ τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας του πού τίς προκαλεῖ.

Γι' αὐτό τά διμεταλλικά ἐλάσματα χρησιμοποιοῦνται στά διμεταλλικά θερμόμετρα. Ἐπίσης βρίσκουν ἐφαρμογές στίς αὐτόματες ἠλεκτρικές ἀσφάλειες κλπ.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

49) *Νά ὑπολογισθεῖ ἡ αὔξηση τοῦ μήκους μιᾶς ράβδου ἀπό χαλκό, ὅταν ἡ θερμοκρασία αὐξηθεῖ ἀπό $0°C$ σέ $\Theta = 50°C$ καί ὅταν ἡ ράβδος στούς $0°C$ ἔχει μῆκος $l = 5$ m. Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ χαλκοῦ εἶναι $\gamma = 16 \times 10^{-6}$ grad^{-1}.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Delta l = \gamma \cdot l \cdot \Delta\Theta \qquad (1)$$

Ἂν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται παίρνομε:

$$\Delta l = 16 \cdot 10^{-6}\ \text{grad}^{-1} \cdot 5\ \text{m} \cdot 50\ \text{grad} = 16 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 50\ \text{grad}^{-1}\ \text{grad} \cdot \text{m}$$

$$\Delta l = 0{,}004\ \text{m} = 4\ \text{mm}$$

50) *Μεταλλική ράβδος στούς 10°C ἔχει μῆκος 200 cm καί στούς 100°C ἔχει μῆκος 200,324 cm. Πόσος εἶναι ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ μετάλλου;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Delta l = \gamma \cdot l \cdot \Delta\Theta \qquad (1)$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$\gamma = \frac{\Delta l}{l \cdot \Delta\Theta} \qquad (2)$$

Δίνονται: $\Delta l = 200{,}324\ \text{cm} - 200\ \text{cm} = 3{,}24\ \text{mm}$
$l = 200\ \text{cm} = 2000\ \text{mm}$
$\Delta\Theta = 100°\text{C} - 10°\text{C} = 90°\text{C}$

Ἂν θέσομε στή σχέση (2) αὐτά πού δίνονται παίρνομε:

$$\gamma = \frac{3{,}24\ \text{mm}}{2000\ \text{mm} \cdot 90\ \text{grad}} = 18 \times 10^{-6}\ \text{grad}^{-1}$$

51) *Ἕνα χάλκινο μέτρο ἔχει βαθμολογηθεῖ στούς μηδέν βαθμούς Κελσίου. Ἂν μετρήσομε μία ἀπόσταση στή θερμοκρασία 30°C καί τή βροῦμε 0,43 m, ποία εἶναι ἡ πραγματική ἀπόσταση; Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ χαλκοῦ εἶναι $\gamma = 16 \times 10^{-6}\ grad^{-1}$.*

Λύση.

Τό μῆκος πού διαβάζομε στό χάλκινο μέτρο κατά τή μέτρηση τῆς ἀποστάσεως εἶναι ἴσο μέ τό μῆκος τοῦ τμήματος αὐτοῦ τοῦ μέτρου στή θερμοκρασία 0°C, δηλαδή τό $l_0 = 0{,}43$ m. Τό πραγματικό μῆκος τῆς ἀποστάσεως εἶναι ἴσο μέ τό ἀντίστοιχο μῆκος l τοῦ μέτρου στούς 30°C.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$l = l_0\,(1 + \gamma\Theta) \qquad (1)$$

Ἂν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται παίρνομε:

$$l = 0{,}43\,(1 + 16 \cdot 10^{-6} \cdot 30)\ \text{m} = 0{,}4302\ \text{m}$$

52) *Ἡ διάμετρος ἑνός δακτυλίου μικροῦ πάχους ἀπό χαλκό καί ἡ διάμετρος ἑνός χάλκινου κυκλικοῦ δίσκου στούς 0°C εἶναι $\delta_0 = 100$ mm. Πόσο θά αὐξηθεῖ ἡ διάμετρος τοῦ δακτυλίου καί πόσο τοῦ δίσκου ὅταν θερμανθοῦν στούς 714,3°C;*

Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ χαλκοῦ νά ληφθεῖ $\gamma = 14 \times 10^{-6}$ grad^{-1}.

Λύση.

Γιά τό δακτύλιο ἔχομε:

$$\Delta\delta_\Delta = \gamma \cdot \delta_{o,\Delta} \cdot \Delta\Theta$$

$$\Delta\delta_\Delta = 14 \cdot 10^{-6}\,\text{grad}^{-1} \cdot 100\,\text{mm} \cdot 714{,}3\,\text{grad}$$

$$\Delta\delta_\Delta = 1\,\text{mm}$$

Γιά τό δίσκο ἔχομε:

$$\Delta\delta_\delta = \gamma \cdot \delta_{o,\delta} \cdot \Delta\theta$$

$$\Delta\delta_\delta = 14 \cdot 10^{-6}\,\text{grad}^{-1} \cdot 100\,\text{mm} \cdot 714{,}3\,\text{grad}$$

$$\Delta\delta_\delta = 1\,\text{mm}$$

Ἄρα: $\Delta\delta_\Delta = \Delta\delta_\delta = 1$ mm.

6.2 Θερμική ἐπιφανειακή διαστολή στερεῶν.

Θερμική ἐπιφανειακή διαστολή ἑνός στερεοῦ σώματος ὀνομάζεται ἡ διαστολή (ἡ αὔξηση) τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος πού προκαλεῖται ἀπό αὔξηση τῆς θερμοκρασίας του.

6.2.1 Νόμος ἐπιφανειακῆς διαστολῆς.

Ὁ νόμος τῆς ἐπιφανειακῆς διαστολῆς ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἄν στή θερμοκρασία Θ τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας ἑνός σώματος εἶναι S καί μεταβάλλομε τή θερμοκρασία του κατά ΔΘ, τότε τό S μεταβάλλεται κατά ΔS τό ὁποῖο εἶναι τέτοιο ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{\Delta S = \beta \cdot S \cdot \Delta\Theta}$$

ὅπου: β εἶναι ἕνας συντελεστής ἀναλογίας ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπό ***τό ὑλικό*** τοῦ σώματος καί ὀνομάζεται συντελεστής ἐπιφανειακῆς διαστολῆς τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό σῶμα.

6.2.2 Συντελεστής ἐπιφανειακῆς διαστολῆς.

Συντελεστής ἐπιφανειακῆς διαστολῆς (β) τοῦ ὑλικοῦ ἑνός σώματος ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς αὐξήσεως ΔS τήν ὁποία παθαίνει τό ἐμβαδόν S τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία του κατά ΔΘ, πρός τό γινόμενο τοῦ ἐμβαδοῦ S ἐπί τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας ΔΘ, ἡ ὁποία τήν προκάλεσε, δηλαδή:

$$\boxed{\beta = \frac{\Delta S}{S \cdot \Delta\Theta}}$$

Ἀποδεικνύεται ὅτι ὁ συντελεστής τῆς ἐπιφανειακῆς διαστολῆς β νός ὑλικοῦ εἶναι διπλάσιος ἀπό τό συντελεστή γ τῆς γραμμικῆς διαστολῆς του. Δηλαδή:

$$\boxed{\beta = 2\gamma}$$

Γενικά ὅτι ἰσχύει γιά τό συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς ἑνός ὑλικοῦ, ἰσχύει ἀνάλογα καί γιά τό συντελεστή τῆς ἐπιφανειακῆς του διαστολῆς.

6.2.3 Ἐξίσωση τῆς ἐπιφανειακῆς διαστολῆς (σχέση ἐμβαδοῦ καί θερμοκρασίας).

Ἐάν τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας ἑνός σώματος στή θερμοκρασία Θ_1 εἶναι S_1, τότε στή θερμοκρασία Θ_2 τό ἐμβαδόν της S_2 θά εἶναι τέτοιο, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{S_2 = S_1 \,.\, [1 + \beta \,.\, (\Theta_2 - \Theta_1)]} \qquad (1)$$

Ἄν τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος στή θερμοκρασία 0°C εἶναι S_o, τότε στή θερμοκρασία Θ τό ἐμβαδόν του S θά εἶναι τέτοιο, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{S = S_o \,.\, (l + \beta \,.\, \Theta)} \qquad (2)$$

Ἡ παράσταση $(l + \beta \,.\, \Theta)$ ὀνομάζεται διώνυμο τῆς ἐπιφάνειας διαστολῆς τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό σῶμα.

Παρατήρηση.

Οἱ σχέσεις (1) καί (2) ἰσχύουν μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὁ β εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπό τή θερμοκρασία.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

53) *Μιά μεταλλική πλάκα ἔχει σέ 0°C ἐμβαδόν $S_o = 6400\ cm^2$. Πόσο αὐξάνει τό ἐμβαδόν τῆς πλάκας, ὅταν ἡ θερμοκρασία της αὐξάνει ἀπό 0°C σέ 40°C; Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ μετάλλου τῆς πλάκας εἶναι $\gamma = 14 \times 10^{-6}\ grad^{-1}$.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Delta S = S_o \,.\, (2\gamma) \,.\, \Delta\Theta \qquad (1)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (1) αὐτά πού μᾶς δίνονται, παίρνομε:

$\Delta S = 6400\ cm^2 \,.\, 2 \,.\, 14 \,.\, 10^{-6}\ grad^{-1} \,.\, 40\ grad$

$\Delta S = 6400 \,.\, 2 \,.\, 14 \,.\, 10^{-6} \,.\, 40 \,.\, cm^2 \,.\, grad^{-1} \,.\, grad$

$\Delta S = 7{,}17\ cm^2$

54) Τό ἐμβαδόν μιᾶς λεπτότοιχης σφαίρας Α ἀπό χαλκό καί τό ἐμβαδόν μιᾶς πλήρης χάλκινης σφαίρας Β στούς 0°C εἶναι $S_o = 6400\ cm^2$. Πόσο θά αὐξηθεῖ τό ἐμβαδόν τῆς καθεμιᾶς σφαίρας, ὅταν θερμανθοῦν στούς 40°C; Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ χαλκοῦ εἶναι $γ = 16 \times 10^{-6}\ grad^{-1}$.

Λύση.

Ἡ μεταβολή τῆς ἐπιφάνειας ἑνός στερεοῦ εἴτε αὐτό εἶναι πλῆρες ὑλικοῦ εἴτε περιέχει κάποια κοιλότητα εἶναι ἡ ἴδια σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία. Ἡ αὔξηση τοῦ ἐμβαδοῦ $ΔS_A$ τῆς σφαίρας Α εἶναι:

$$ΔS_A = S_o\,(2γ)\,ΔΘ \qquad (1)$$

Ἡ αὔξηση τοῦ ἐμβαδοῦ $ΔS_B$ τῆς σφαίρας Β εἶναι:

$$ΔS_B = S_o\,(2γ)\,ΔΘ \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) ἔχομε:

$$ΔS_A = ΔS_B = S_o\,(2γ)\,ΔΘ \qquad (3)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) αὐτά πού μᾶς δίνονται, παίρνομε:

$$ΔS_A = ΔS_B = 6400\ cm^2 \,.\, (2 \,.\, 16 \,.\, 10^{-6})\ grad^{-1} \,.\, 40\ grad^{-1}$$

$$ΔS_A = ΔS_B = 8{,}192\ cm^2$$

6.3 Θερμική κυβική διαστολή τῶν στερεῶν.

Θερμική κυβική διαστολή ἑνός στερεοῦ σώματος ὀνομάζεται ἡ διαστολή (ἡ αὔξηση) τοῦ ὄγκου τοῦ σώματος πού προκαλεῖται ἀπό αὔξηση τῆς θερμοκρασίας του.

6.3.1 Νόμος κυβικῆς διαστολῆς.

Ὁ νόμος τῆς κυβικῆς διαστολῆς ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἄν στή θερμοκρασία Θ ὁ ὄγκος ἑνός σώματος εἶναι V καί μεταβάλλομε τή θερμοκρασία του κατά ΔΘ, τότε ὁ ὄγκος V μεταβάλλεται κατά ΔV ὁ ὁποῖος εἶναι τέτοιος ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{ΔV = K \,.\, V \,.\, ΔΘ}$$

ὅπου: K εἶναι ἕνας συντελεστής ἀναλογίας ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπό ***τό ὑλικό*** τοῦ σώματος καί ὀνομάζεται συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό σῶμα.

6.3.2 Συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς.

Συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς (K) ***τοῦ ὑλικοῦ ἑνός σώματος*** ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς αὐξήσεως ΔV τήν ὁποία παθαίνει ὁ ὄγκος V τοῦ σώματος, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία του κατά ΔΘ, πρός τό γινόμενο τοῦ ὄγκου V ἐπί τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας ΔΘ, ἡ ὁποία τήν προκάλεσε. Δηλαδή:

$$\boxed{K = \frac{\Delta V}{V \,.\, \Delta\Theta}}$$

Ἀποδεικνύεται ὅτι ὁ συντελεστής τῆς κυβικῆς διαστολῆς K ἑνός ὑλικοῦ εἶναι τριπλάσιος ἀπό τό συντελεστή τῆς γραμμικῆς διαστολῆς του. Δηλαδή:

$$\boxed{K = 3\gamma}$$

Παρατηρήσεις.

1) Ὁ συντελεστής K ἑνός σώματος ἐξαρτᾶται ἀπό τό ὑλικό τοῦ σώματος.
2) Ὁ K ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία.
   Γιά μικρές περιοχές θερμοκρασίας, δηλαδή γιά θερμοκρασίες πού δέν ἀπέχουν πολύ μεταξύ τους, ὁ K ἑνός ὑλικοῦ θεωρεῖται ἀνεξάρτητος ἀπό τή θερμοκρασία.

Στήν πράξη οἱ μεταβολές τῆς θερμοκρασίας, συνήθως, εἶναι τέτοιες, ὥστε ὁ K ἑνός ὑλικοῦ νά θεωρεῖται ἀνεξάρτητος τῆς θερμοκρασίας.

Γενικά ὅτι ἰσχύει γιά τό συντελεστή γραμμικῆς διαστολῆς ἑνός ὑλικοῦ ἰσχύει ἀνάλογα καί γιά τό συντελεστή τῆς κυβικῆς του διαστολῆς.

Μονάδα τοῦ συντελεστῆ κυβικῆς διαστολῆς.

Σέ ὅλα τά συστήματα μετρήσεως ἡ μονάδα μετρήσεως τοῦ συντελεστῆ κυβικῆς διαστολῆς εἶναι τό $\boxed{1\ \text{grad}^{-1}}$.

Πράγματι:

1) Στό σύστημα S.I.

Ἔχομε τήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ:

$$K = \frac{\Delta V}{V \,.\, \Delta\Theta} \tag{1}$$

Μονάδα ὄγκου στό S.I. εἶναι τό 1 m^3 καί μονάδα θερμοκρασίας τό 1 grad.

Ἀντικαθιστώντας στή σχέση (1): $\Delta V = 1\ m^3$, $V = 1\ m^3$ καί $\Delta\Theta = 1$ grad παίρνομε τή μονάδα μετρήσεως τοῦ K. Δηλαδή:

$$K = \frac{\Delta V}{V \,.\, \Delta\Theta} = \frac{1\ m^3}{1\ m^3 \,.\, 1\ \text{grad}} = 1\ \text{grad}^{-1}$$

$$\boxed{K = 1\ \text{grad}^{-1}}$$

2) Στό σύστημα C.G.S.

Μονάδα ὄγκου στό C.G.S. εἶναι τό 1 cm^3 καί μονάδα θερμοκρασίας τό 1 grad. Ἀντικαθιστώντας στή σχέση (1): $\Delta V = 1\ cm^3$, $V = 1\ cm^3$ καί $\Delta\Theta = 1$ grad, παίρνομε τή μονάδα μετρήσεως τοῦ K στό CGS. Δηλαδή:

$$K = \frac{\Delta V}{V \,.\, \Delta\Theta} = \frac{1\ cm^3}{1\ cm^3 \,.\, 1\ \text{grad}}$$

$$K = 1\ \text{grad}^{-1}$$

6.3.3 Ἐξίσωση τῆς κυβικῆς διαστολῆς (σχέση ὄγκου καί θερμοκρασίας).

Ἐάν ὁ ὄγκος ἑνός σώματος στή θερμοκρασία Θ_1 εἶναι V_1, τότε στή θερμοκρασία Θ_2 ὁ ὄγκος του V_2 θά εἶναι τέτοιος, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{V_2 = V_1 \,.\, [1 + K\,(\Theta_2 - \Theta_1]} \qquad (1)$$

Πράγματι ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Delta V = K \,.\, V_1 \,.\, \Delta\Theta \qquad (2)$$

Ἄν στή σχέση (2) βάλομε: $\Delta V = V_2 - V_1$ καί $\Delta\Theta = \Theta_2 - \Theta_1$, τότε αὐτή μᾶς δίνει τή σχέση.

$$V_2 - V_1 = K \,.\, V_1\,(\Theta_2 - \Theta_1)$$

$$V_2 = V_1 + KV_1\,(\Theta_2 - \Theta_1)$$

$$V_2 = V_1 \,.\, [1 + K\,(\Theta_2 - \Theta_1)]$$

Ἄν ὁ ὄγκος τοῦ σώματος στή θερμοκρασία 0°C εἶναι V_o, τότε στή θερμοκρασία Θ ὁ ὄγκος του V θά εἶναι τέτοιος, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{V = V_o \,.\, (1 + K\Theta)} \qquad (3)$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ παράσταση (1 + KΘ) ὀνομάζεται διώνυμο τῆς κυβικῆς διαστολῆς τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό σῶμα.
2) Οἱ σχέσεις (1) καί (3) ἰσχύουν μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὁ K εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπό τή θερμοκρασία.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

55) *Ἕνα κομμάτι χαλαζία ἔχει σέ 0°C ὄγκο $V_0 = 1000\ cm^3$. Πόσο αὐξάνει ὁ ὄγκος τοῦ χαλαζία ὅταν ἡ θερμοκρασία του αὐξάνει ἀπό 0°C σέ 500°C; Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ χαλαζία εἶναι $\gamma = 6\ .\ 10^{-7}\ grad^{-1}$.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\Delta V = (3\gamma)\ .\ V_0\ .\ \Delta\Theta \tag{1}$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (1) αὐτά πού μᾶς δίνονται παίρνομε:

$$\Delta V = (3\ .\ 6\ .\ 10^{-7})\ grad^{-1}\ .\ 1000\ cm^3\ .\ 500\ grad$$

$$\Delta V = 18\ .\ 10^{-7}\ .\ 1000\ .\ 500\ grad^{-1}\ .\ cm^3\ .\ grad$$

$$\Delta V = 0{,}90\ cm^3$$

56) *Ὁ ὄγκος ἑνός λεπτότοιχου δοχείου ἀπό ὀρείχαλκο καί ὁ ὄγκος στερεᾶς ὀρειχάλκινης σφαίρας στούς 0°C εἶναι $V_0 = 2000\ cm^3$. Ποιά ἡ αὔξηση τοῦ ὄγκου τοῦ δοχείου καί τῆς σφαίρας ὅταν θερμανθοῦν στούς 40°C; Συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ ὀρειχάλκου εἶναι $\gamma = 1{,}9\ .\ 10^{-5}\ grad^{-1}$.*

Λύση.

Ἡ αὔξηση τοῦ ὄγκου ἑνός στερεοῦ, εἴτε αὐτό εἶναι πλῆρες ὑλικοῦ, εἴτε περιέχει κάποια κοιλότητα, εἶναι ἡ ἴδια σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία.

Ἡ αὔξηση τοῦ ὄγκου τοῦ δοχείου εἶναι:

$$\Delta V_\Delta = (3\gamma)\ .\ V_0\ .\ \Delta\Theta \tag{1}$$

Ἡ αὔξηση τοῦ ὄγκου τῆς σφαίρας εἶναι:

$$\Delta V_\sigma = (3\gamma)\ .\ V_0\ .\ \Delta\Theta \tag{2}$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$\Delta V_\Delta = \Delta V_\sigma = (3\gamma)\ .\ V_0\ .\ \Delta\Theta \tag{3}$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) αὐτά πού μᾶς δίνονται παίρνομε:

$$\Delta V_\Delta = \Delta V_\sigma = (3\ .\ 1{,}9\ .\ 10^{-5})\ grad^{-1}\ .\ 2000\ cm^3\ .\ 40\ grad$$

$$\Delta V_\Delta = \Delta V_\sigma = 4{,}56\ cm^3$$

57) *Γυάλινη φιάλη ἔχει σέ 20°C χωρητικότητα $V_{10} = 110\ cm^3$. Πόση χωρητικότητα ἔχει σέ 100°C; Κυβικός συντελεστής γυαλιοῦ $K = 24\ .\ 10^{-6}\ grad^{-1}$.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$V_{110} = V_{20}\ .\ (1 + K\ .\ \Delta\Theta) \tag{1}$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται βρίσκομε:

$$V_{110} = 110\ cm^3\ (1 + 24\ .\ 10^{-6}\ grad^{-1}\ .\ 80\ grad)$$

$$V_{110} = 110{,}211\ cm^3$$

58) *Ἡ πυκνότητα τοῦ ἀργύρου στούς 0°C εἶναι $\rho_0 = 10{,}4\ gr/cm^3$. Πόση εἶναι ἡ πυ-*

κνότητά του στούς 150°C; Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ ἀργύρου εἶναι $\gamma = 0{,}000019\ grad^{-1}$.

Λύση.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\rho_0 = \frac{m}{V_0} \quad (1)$$

$$\rho_\Theta = \frac{m}{V_\Theta} \quad (2)$$

ὅπου: m μιά μάζα ἀργύρου,

V_0 καί V_Θ ὁ ὄγκος τῆς μάζας m τοῦ ἀργύρου στίς θερμοκρασίες 0°C καί Θ°C ἀντίστοιχα.

ρ_0 καί ρ_Θ ἡ πυκνότητα τοῦ ἀργύρου στίς θερμοκρασίες 0°C καί Θ°C ἀντίστοιχα.

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει ἡ σχέση:

$$\rho_\Theta \cdot V_\Theta = \rho_0 \cdot V_0$$

$$\rho_\Theta = \frac{\rho_0 \cdot V_0}{V\Theta} \quad (3)$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$V_\Theta = V_0\,(1 + 3\gamma \cdot \Theta) \quad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (3) καί (4) παίρνομε:

$$\rho_\Theta = \frac{\rho_0}{(1 + 3 \cdot \gamma \cdot \Theta)} \quad (5)$$

Ἄν στή σχέση (5) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται βρίσκομε:

$$\rho_\Theta = \frac{10{,}4\ \dfrac{gr}{cm^3}}{1 + 3 \cdot 0{,}000019\ grad^{-1} \cdot 150\ grad}$$

$$\rho_\Theta = 10{,}31\ \frac{gr}{cm^3}$$

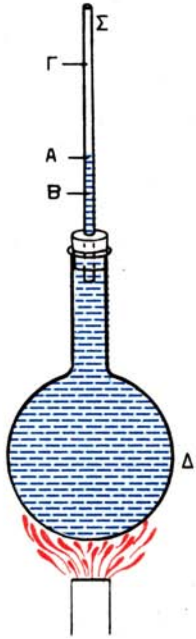
6.4 Κυβική διαστολή τῶν ὑγρῶν.

Κυβική διαστολή ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζεται ἡ διαστολή (αὔξηση) τήν ὁποία παθαίνει ὁ ὄγκος του ὅταν τό ὑγρό θερμαίνεται.

Ὅταν θερμαίνομε ἕνα ὑγρό, κατ' ἀνάγκη θερμαίνεται καί τό δοχεῖο πού τό περιέχει.

Ἑπομένως ὅταν θερμαίνομε ἕνα ὑγρό, ἐκτός ἀπό τή διαστολή του, γίνεται ***συγχρόνως*** καί διαστολή τοῦ δοχείου πού τό περιέχει.

Μέσα στό γυάλινο δοχεῖο Δ (σχ. 6.4α) πού ἔχει τό σωλήνα Σ, ρίχνομε ἕνα χρωματιστό ὑγρό, π.χ. πράσινο οἰνόπνευμα, μέχρι στή θέση Α. Ἂν θερμάνομε τό γυάλινο δοχεῖο Δ, θά παρατηρήσομε στήν ἀρχή ὅτι τό ὑγρό στό σωλήνα Σ κατεβαίνει ἀπό τή θέση Α στή θέση Β καί κατόπιν ἀνεβαίνει στή θέση Γ.



Σχ. 6.4α.

Ἀπό τό πείραμα αὐτό συμπεραίνομε ὅτι:

α) Ἀρχικά θερμαίνεται τό δοχεῖο καί διαστέλλεται. Δηλαδή ἀρχικά μεγαλώνει ὁ ὄγκος τοῦ δοχείου, ἑπομένως καί ἡ χωρητικότητά του. Γι' αὐτό ἀρχικά κατεβαίνει ἡ στάθμη τοῦ ὑγροῦ ἀπό τή θέση Α στη θέση Β.

β) Στή συνέχεια μεταδίδεται ἡ θερμότητα καί στό ὑγρό πού διαστέλλεται ***περισσότερο*** ἀπό τό δοχεῖο. Ἡ στάθμη τοῦ ὑγροῦ ἀνεβαίνει στό σημεῖο Γ.

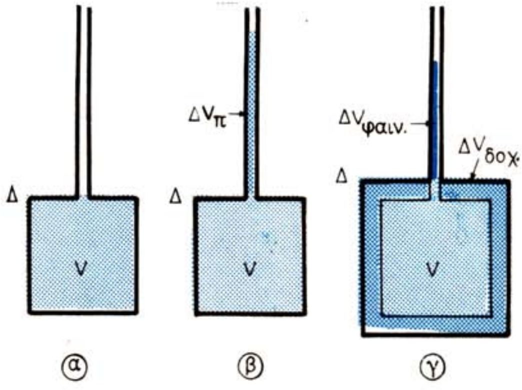
Σ' ἕνα ὑγρό πού θερμαίνεται παρατηροῦμε δύο διαστολές.

— Τήν πραγματική ἤ ἀπόλυτη διαστολή καί

— τή φαινομένη ἤ σχετική διαστολή.

Πραγματική (ἤ ἀπόλυτη) διαστολή ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζομε τή διαστολή τήν ὁποία παθαίνει τό ὑγρό ὑπολογίζοντας ***καί*** τή διαστολή τήν ὁποία παθαίνει συγχρόνως τό δοχεῖο στό ὁποῖο περιέχεται τό ὑγρό.

Φαινομένη (ἤ σχετική) διαστολή ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζομε τή διαστολή



Σχ. 6.4β.

ήν όποία παθαίνει τό ύγρό όταν ***δέν*** ύπολογίζομε τή διαστολή πού παθαίνει συγχρόνως τό δοχεῖο στό όποῖο περιέχεται.

Τό ύγρό πού περιέχεται [σχ. 6.4β(α)] στό δοχεῖο Δ στή θερμοκρασία Θ έχει όγκο V. Έπίσης V εἶναι καί ό όγκος (ή χωρητικότητα) τοῦ δοχείου στή θερμοκρασία αὐτή.

Άν αὐξήσομε τή θερμοκρασία Θ κατά ΔΘ καί ύποθέσομε ὅτι τό δοχεῖο [σχ. 6.4β(β)] δέ διαστέλλεται, τότε ό ὄγκος V τοῦ ὑγροῦ αὐξάνεται ἔστω κατά ΔV_{π}.

Ἡ αὔξηση αὐτή ΔV_{π} τοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἡ πραγματική ἤ ἀπόλυτη διαστολή τήν ὁποία ἔπαθε τό ὑγρό πού εἶχε ὄγκο V στή θερμοκρασία Θ, ὅταν ἡ θερμοκρασία αὐξήθηκε κατά ΔΘ.

Στήν πραγματικότητα ὅμως κατά τή θέρμανση τοῦ δοχείου Δ καί τοῦ ὑγροῦ κατά ΔΘ, διαστέλλεται [σχ. 6.4β(γ)] καί τό δοχεῖο κατά $\Delta V_{\delta o\chi}$ καί γι' αὐτό φαίνεται ὅτι ὁ ὄγκος V τοῦ ὑγροῦ αὐξήθηκε κατά $\Delta V_{\varphi\alpha\iota\nu}$.

Ἡ αὔξηση αὐτή ($\Delta V_{\varphi\alpha\iota\nu}$) τοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἡ φαινομενική διαστολή τήν ὁποία ἔπαθε τό ὑγρό πού εἶχε ὄγκο V στή θερμοκρασία Θ, ὅταν ἡ θερμοκρασία αὐξήθηκε κατά ΔΘ.

6.4.1 Σχέσεις πού ἰσχύουν στήν πραγματική (ἤ ἀπόλυτη) διαστολή τῶν ὑγρῶν.

1) Ἄν στή θερμοκρασία Θ ἕνα ὑγρό ἔχει ὄγκο V καί αὐξήσομε τή θερμοκρασία του κατά ΔΘ, τότε ἡ πραγματική αὔξηση τοῦ ὄγκου του ΔV_{π} εἶναι τέτοια, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{\Delta V_{\pi} = K_{\pi} \cdot V \cdot \Delta\Theta} \qquad (1)$$

ὅπου: K_{π} ἕνας συντελεστής ἀναλογίας ὁ ὁποῖος ὀνομάζεται ***ἀπόλυτος*** συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ καί ἐξαρτᾶται καί ἀπό τή φύση τοῦ ὑγροῦ (Πίνακας 6.4.1).

ΠΙΝΑΚΑΣ 6.4.1.
Ἀπόλυτοι συντελεστές διαστολῆς ὑγρῶν

Ὑδραργύρου	$18 \, . \, 10^{-5}$ grad^{-1}
Πετρελαίου	$96 \, . \, 10^{-5}$ grad^{-1}
Ἀλκοόλης	$110 \, . \, 10^{-5}$ grad^{-1}

2) Ἄν στή θερμοκρασία 0°C ἕνα ὑγρό ἔχει ὄγκο V_0, τότε στή θερμοκρασία Θ τό ὑγρό θά ἔχει πραγματικό ὄγκο $V_{\pi,\Theta}$ τέτοιον ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{V_{\pi,\Theta} = V_0 \, (1 + K_{\pi} \, . \, \Theta)} \qquad (2)$$

Παρατήρηση.

Ἡ σχέση (2) ἰσχύει μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὁ συντελεστής K_{π} ἑνός ὑγροῦ εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπό τή θερμοκρασία, δηλαδή εἶναι ὁ ἴδιος γιά ὅλες τίς θερμοκρασίες.

Στήν πραγματικότητα ὅμως ὁ K_{π} ἑνός ὑγροῦ δέν εἶναι σταθερός, ἀλλά μεταβάλλεται μέ τή θερμοκρασία. Στήν πράξη συνήθως, οἱ μεταβολές τῆς θερμοκρασίας ἑνός ὑγροῦ εἶναι τέτοιες ὥστε ὁ K_{π} του νά θεωρεῖται σταθερός, δηλαδή ἀνεξάρτητος τῆς θερμοκρασίας.

6.4.2 Μονάδα τοῦ ἀπόλυτου συντελεστῆ τῆς κυβικῆς διαστολῆς τῶν ὑγρῶν.

Σέ ὅλα τά συστήματα μετρήσεως ἡ μονάδα μετρήσεως τοῦ ἀπόλυτου συντελεστῆ κυβικῆς διαστολῆς τῶν ὑγρῶν εἶναι τό:

$$\boxed{1 \text{ grad}^{-1}}$$

6.4.3 Σχέσεις πού ἰσχύουν στή φαινομένη (ἤ σχετική) διαστολή τῶν ὑγρῶν.

1) Ἄν στή θερμοκρασία Θ ἕνα ὑγρό ἔχει ὄγκο V καί αὐξήσομε τή θερμοκρασία του κατά ΔΘ, τότε ἡ φαινομένη (ἤ σχετική) αὔξηση τοῦ ὄγκου του ΔV_{ϕ}, εἶναι τέτοια, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{\Delta V_{\phi} = K_{\phi} \, . \, V \, . \, \Delta\Theta} \qquad (1)$$

ὅπου: K_{ϕ} ἕνας συντελεστής ἀναλογίας ὁ ὁποῖος ὀνομάζεται ***φαινόμενος (ἤ σχετικός)*** συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ.

2) Ἄν στή θερμοκρασία 0°C ἕνα ὑγρό ἔχει ὄγκο V_0, τότε στή θερμοκρασία

μοκρασία Θ τό ὑγρό θά ἔχει φαινόμενο ὄγκο $V_{\phi,\Theta}$ τέτοιο, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{V_{\phi,\Theta} = V_o\,(1 + K_\phi\,.\,\Theta)} \qquad (2)$$

Παρατήρηση.

Ἡ σχέση (2) ἰσχύει μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὁ συντελεστής K_ϕ ἑνός ὑγροῦ εἶναι ἀνεξάρτητος ἀπό τή θερμοκρασία, δηλαδή εἶναι ὁ ἴδιος γιά ὅλες τίς θερμοκρασίες. Στήν πραγματικότητα ὅμως ὁ K_ϕ ἑνός ὑγροῦ δέν εἶναι σταθερός, ἀλλά μεταβάλλεται μέ τή θερμοκρασία. Στήν πράξη συνήθως, οἱ μεταβολές τῆς θερμοκρασίας εἶναι τέτοιες, ὥστε ὁ K_ϕ ἑνός ὑγροῦ νά θεωρεῖται σταθερός.

6.4.4 Σχέση συντελεστῶν.

Εἶναι εὐνόητο ὅτι ἡ πραγματική (ἀπόλυτη) αὔξηση ΔV_π τοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ θά εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῆς σχετικῆς αὐξήσεως ΔV_ϕ τοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ καί τῆς αὐξήσεως ΔV_δ τοῦ ὄγκου τοῦ δοχείου, πού τό περιέχει. Δηλαδή:

$$\boxed{\Delta V_\pi = \Delta V_\phi + \Delta V_{\delta o\chi}} \qquad (1)$$

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\Delta V_\pi = K_\pi\,.\,V\,.\,\Delta\Theta \qquad (2)$$

$$\Delta V_\phi = K_\phi\,.\,V\,.\,\Delta\Theta \qquad (3)$$

$$\Delta V_{\delta o\chi} = K_{\delta o\chi}\,.\,V\,.\,\Delta\Theta \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2), (3) καί (4) προκύπτει:

$$\boxed{K_\pi = K_\phi + K_{\delta o\chi}} \qquad (5)$$

Παρατηρήσεις.

1) Μέ τή σχέση (5) μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τόν ἀπόλυτο συντελεστή διαστολῆς (K_π) ἑνός ὑγροῦ, ἄν εἶναι γνωστός ὁ συντελεστής φαινομένης διαστολῆς του (K_ϕ) καί ὁ συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς τοῦ δοχείου (K_δ), πού τό περιέχει.
2) Ὁ ἀπόλυτος συντελεστής διαστολῆς ἑνός ὑγροῦ εἶναι, συνήθως, πιό μεγάλος ἀπό τούς κυβικούς συντελεστές διαστολῆς πολλῶν στερεῶν σωμάτων.

6.5 Διαστολή τοῦ νεροῦ (ἀνώμαλη διαστολή τοῦ νεροῦ).

Τό νερό παρουσιάζει ἀνωμαλία κατά τή διαστολή του καί συγκεκριμένα:

Μία μάζα νεροῦ συστέλλεται συνεχῶς ὅταν θερμαίνεται ἀπό 0°C ὥς 4°C, ἐνῶ ὅταν θερμαίνεται ἀπό τούς 4°C καί πάνω ***διαστέλλεται*** κανονικά. Ἑπομένως μία μάζα m νεροῦ ***ἀποκτᾶ τόν πιό μικρό ὄγκο της, ὅταν ἡ θερμοκρασία της εἶναι 4°C.***

Ἐπειδή:

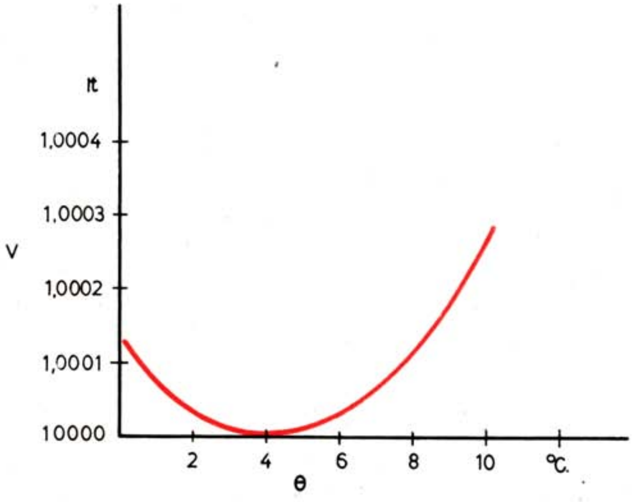
α) Ἡ πυκνότητα τῆς μάζας m τοῦ νεροῦ δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\rho = \frac{m}{V} \qquad \text{καί}$$

β) ὁ ὄγκος V τῆς μάζας m παίρνει τήν πιό μικρή τιμή, ὅταν ἡ θερμοκρασία της εἶναι 4°C, γι' αὐτό ἡ πυκνότητα ρ τοῦ νεροῦ παίρνει τήν πιό μεγάλη τιμή της, ὅταν ἡ θερμοκρασία του εἶναι 4°C.

Δηλαδή ***τό νερό ἔχει τήν πιό μεγάλη πυκνότητα στούς 4°C.***

Ἡ μεταβολή τοῦ ὄγκου ποσότητας νεροῦ 1 kgr (m = 1 kgr) σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία, φαίνεται στό διάγραμμα τοῦ σχήματος 6.5.



Σχ. 6.5α.

Παρατηρήσεις.

1) Ὁ ὄγκος μιᾶς μάζας m νεροῦ ἐλαττώνεται συνεχῶς, ὅταν αὐτή θερμαίνεται ἀπό 0°C ὥς 4°C, καί αὐξάνεται ὅταν θερμαίνεται ἀπό τούς 4°C καί πάνω. .

Αὐτό σημαίνει ὅτι: Ὁ συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς τοῦ νεροῦ εἶναι ***ἀρνητικός*** μεταξύ τῶν θερμοκρασιῶν 0°C καί 4°C καί ***θετικός*** ἀπό τούς +4°C καί πάνω.

2) Στή θερμοκρασία τῶν 4°C ὁ συντελεστής κυβικῆς διαστολῆς τοῦ νεροῦ μηδενίζεται.
Αὐτό σημαίνει ὅτι γιά μικρή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας μιᾶς μάζας m νεροῦ, γύρω ἀπό τή θερμοκρασία τῶν 4°C, ὁ ὄγκος της δέν μεταβάλλεται.

6.6 Μεταβολή τοῦ ὄγκου ἀερίου, ὑπό σταθερή πίεση. Νόμος τοῦ Gay - Lussac (Γκέϋ - Λουσάκ).

Ἄν θερμάνομε μιά ὁρισμένη μάζα (m) ἑνός ἀερίου ἔτσι, ὥστε ἡ πίεσή της νά μή μεταβάλλεται, τότε αὐξάνεται ὁ ὄγκος της.

Τή μεταβολή τοῦ ὄγκου μιᾶς ὁρισμένης μάζας m ἑνός ἀερίου, πού γίνεται ἐπειδή μεταβάλλομε τή θερμοκρασία της, ἐνῶ κατά τή μεταβολή αὐτή ἡ πίεση τῆς μάζας m τοῦ ἀερίου παραμένει σταθερή, τήν ὀνομάζομε ***ἰσοβαρή*** μεταβολή της.

Στή γυάλινη φιάλη τοῦ σχήματος 6.6α βάζομε ἀέριο. Μιά σταγόνα ὑδραργύρου βρίσκεται στή θέση Α καί διαχωρίζει τό ἀέριο ἀπό τόν ἀτμοσφαιρικό ἀέρα.

Εἶναι φανερό ὅτι στίς δύο πλευρές τῆς σταγόνας ἡ πίεση εἶναι ἡ ἴδια, δηλαδή ἡ πίεση τοῦ ἀερίου μέσα στή φιάλη εἶναι ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική.

Ἄν θερμάνομε τό ἀέριο, τοποθετώντας π.χ. τή φιάλη μέσα σέ λουτρό νεροῦ, παρατηροῦμε ὅτι ἡ σταγόνα τοῦ ὑδραργύρου μετατοπίζεται καί ἔρχεται στή θέση Β.

Αὐτό σημαίνει ὅτι, ὅταν τό ἀέριο θερμάνθηκε, ὁ ὄγκος του αὐξήθηκε, ἐνῶ ἡ πίεσή του παρέμεινε σταθερή (ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική). Δηλαδή ἔγινε μεταβολή τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου τῆς φιάλης ὑπό σταθερή πίεση, δηλαδή ἰσοβαρής μεταβολή τοῦ ἀερίου τῆς φιάλης.

Βρίσκεται ὅτι:

Ἐάν ὁ ὄγκος μιᾶς μάζας (m) ἑνός ἀερίου στή θερμοκρασία Θ_1 εἶναι V_1 καί φέρομε τή μάζα αὐτή ὑπό σταθερή πίεση στή θερμοκρασία Θ_2, τότε ὁ ὄγκος της V_2 στή θερμοκρασία Θ_2 θά εἶναι τέτοιος, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

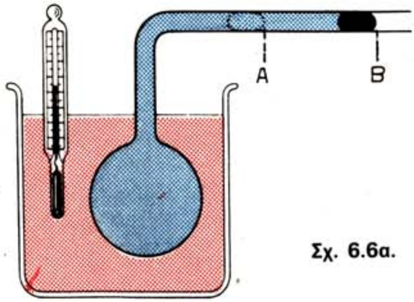
$$\boxed{V_2 - V_1 = \alpha \cdot V_0 \,(\Theta_2 - \Theta_1)} \qquad (1)$$

ὅπου: α ὁ θερμικός συντελεστής τοῦ ἀερίου ὑπό σταθερή πίεση, ὁ ὁποῖος εἶναι ***ὁ ἴδιος γιά ὅλα τά ἀέρια*** ($\alpha = \dfrac{1}{273}$ grad^{-1}),

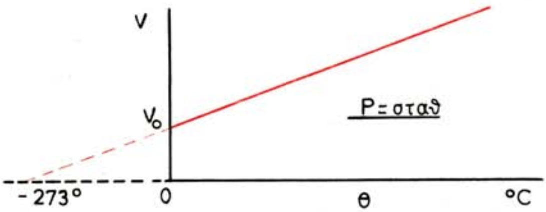
V_0 ὁ ὄγκος πού ἔχει ἡ μάζα (m) στή θερμοκρασία ***0°C***.

Ἀπό τή σχέση (1) προκύπτει ***ὁ νόμος τοῦ Gay Lussac ὁ ὁποῖος ὁρίζει τά ἑξῆς:***

Ἄν ὁ ὄγκος μιᾶς μάζας (m) ἑνός ἀερίου στή θερμοκρασία 0°C εἶναι



Σχ. 6.6α.



Σχ. 6.6β.

V_0 καί τή φέρομε στή θερμοκρασία Θ ὑπό σταθερή πίεση, τότε ὁ ὄγκος της V στή θερμοκρασία Θ θά εἶναι τέτοιος, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{V = V_0\ (1 + \alpha\ .\ \Theta)\ \text{Νόμος τοῦ Gay - Lussac}} \qquad (2)$$

Πράγματι ἄν στή σχέση (1) θέσομε: $V_1 = V_0$ καί $\Theta_1 = 0°C$ παίρνομε:

$$V_2 - V_0 = \alpha\ .\ V_0(\Theta_2 - 0)$$

$$V_2 - V_0 = \alpha\ .\ V_0\ .\ \Theta_2$$

$$V_2 = V_0 + \alpha\ .\ V_0\ .\ \Theta_2$$

$$V_2 = V_0\ (1 + \alpha\Theta_2) \qquad (3)$$

Ἄν συμβολίσομε τόν V_2 μέ V καί τή Θ_2 μέ Θ τότε ἡ σχέση (3) γράφεται:

$$V = V_0\ (1 + \alpha\Theta)$$

Μέ τή σχέση (2) μποροῦμε νά βροῦμε τόν ὄγκο V τόν ὁποῖο ἔχει μία μάζα ἑνός ἀερίου στή θερμοκρασία Θ, ἄν γνωρίζομε τόν ὄγκο V_0 τόν ὁποῖο εἶχε στή θερμοκρασία 0°C, ἐάν βέβαια κατά τή θέρμανση ἡ πίεσή της παράμεινε σταθερή.

Ἡ γραφική παράσταση τοῦ σχήματος 6.6β δείχνει τή μεταβολή τοῦ ὄγκου σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία ὑπό σταθερή πίεση, δηλαδή εἶναι ἡ γραφική παράσταση τῆς σχέσεως (2).

6.6.1 Ἄλλη ἔκφραση (μορφή) τοῦ νόμου Gay - Lussac.

Ἄν στήν ἐξίσωση (2) βάλομε $\alpha = \dfrac{1}{273^\circ}$, τότε αὐτή θά μᾶς δώσει:

$$V = V_0 (1 + \frac{\Theta^\circ C}{273^\circ})$$

$$V = V_0 \left(\frac{273^\circ + \Theta^\circ C}{273^\circ} \right) \qquad (4)$$

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$T = 273^\circ + \Theta^\circ C \qquad (5)$$

$$T_0 = 273^\circ K \qquad (6)$$

ὅπου: T ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ὅταν ἡ θερμοκρασία του εἶναι $\Theta^\circ C$,
T_0 ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ὅταν ἡ θερμοκρασία του εἶναι $0^\circ C$.

Ἑπομένως ἡ ἐξίσωση (4) μέ τή βοήθεια τῶν (5) καί (6) γίνεται:

$$V = V_0 \frac{T}{T_0} \qquad \text{ἤ}$$

$\dfrac{V}{T} = \dfrac{V_0}{T_0} = \text{σταθ.}$	Νόμος Gay - Lussac	(7)

Ἡ ἐξίσωση (7) ἐκφράζει τό νόμο τοῦ Gay - Lussac. Δηλαδή: ***Κατά τίς μεταβολές μιᾶς ὁρισμένης μάζας ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερή πίεση, τό πηλίκον τοῦ ὄγκου της πρός τήν ἀπόλυτη θερμοκρασία της εἶναι σταθερό.***

Μέ τήν ἐξίσωση (7) βρίσκομε τόν ὄγκο V πού θά ἔχει μιά ὁρισμένη μάζα ἀερίου ὅταν ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία της εἶναι T, ἄν γνωρίζομε τόν ὄγκο V_0 πού εἶχε ὅταν ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία του ἦταν T_0, μέ τήν προϋπόθεση βέβαια, ὅτι κατά τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας ἡ πίεση τῆς μάζας τοῦ ἀερίου παρέμεινε σταθερή.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

59) *Μία μάζα m ἑνός ἀερίου ἔχει ὄγκο $V_0 = 4$ lt ὑπό πίεση $P_0 = 760$ Torr καί θερμοκρασία $0^\circ C$. Ἄν ἡ μάζα αὐτή διαστέλλεται κάτω ἀπό σταθερή πίεση (760 Torr) ποιό ὄγκο V_Θ θά κατέχει ὑπό θερμοκρασία $\Theta = 273^\circ C$;*

Λύσεις.

Α. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσοβαρής, ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$V_\Theta = V_0 (1 + \alpha\Theta) \qquad (1)$$

ὅπου: α ὁ θερμικός συντελεστής τοῦ ὄγκου ὑπό σταθερή πίεση

$$\boxed{(\alpha = \frac{1}{273} \text{ grad}^{-1})}$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, παίρνομε:

$$V_\Theta = 4 \text{ lt} (1 + \frac{1}{273} \text{ grad}^{-1} . 273 \text{ grad})$$

$$V_\Theta = 4 \text{ lt} (1 + \frac{1}{273} . 273 \text{ grad}^{-1} . \text{grad})$$

$$V_\Theta = 8 \text{ lt}$$

B. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσοβαρής, ἐπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{V_\Theta}{T_\Theta} = \frac{V_0}{T_0} \qquad (2)$$

ὅπου: $T_\Theta = 273 + \Theta = 273 + 273 = 546° \text{ K}$

$T_0 = 273 + \Theta = 273 + 0 = 273° \text{ K}$

Ἀπό τή σχέση (2) παίρνομε:

$$V_\Theta = V_0 \frac{T_\Theta}{T_0} \qquad (3)$$

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$V_\Theta = 4 \text{ lt} \frac{546 \text{ grad}}{273 \text{ grad}} = 4 \frac{546}{273} \text{ lt} = 8 \text{ lt}$$

$$V_\Theta = 8 \text{ lt}$$

60) *Μία μάζα m ἑνός ἀερίου ἔχει ὄγκο $V_{91} = 400 \text{ cm}^3$ ὑπό θερμοκρασία $\Theta = 91°C$. Ποιός εἶναι ὁ ὄγκος της V_0 στή θερμοκρασία 0°C, ἄν ἡ πίεσή της παραμένει σταθερή;*

Λύσεις.

A. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσοβαρής, ἐπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$V_{91} = V_0 (1 + \alpha . \Theta) \qquad (1)$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$V_0 = \frac{V_{91}}{1 + \alpha . \Theta} \qquad (2)$$

Ἂν στή σχέση (2) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$V_0 = \frac{400\ cm^3}{1 + \frac{1}{273}\ grad^{-1} \cdot 91 grad} = \frac{400\ cm^3}{1 + \frac{1}{273}\ 91}$$

$$V_0 = 300\ cm^3$$

B. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσοβαρής, ἐπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{V_0}{T_0} = \frac{V_\Theta}{T_\Theta} \qquad (3)$$

ὅπου: $T_0 = 273 + \Theta = 273 + 0 = 273°K$

$T_\Theta = 273 + \Theta = 273 + 91 = 364°K$

Ἀπό τή σχέση (3) παίρνομε:

$$V_0 = V_\Theta\ \frac{T_0}{T_\Theta}$$

Ἂν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$V_0 = 400\ cm^3\ \frac{273\ grad}{364\ grad} = 400\ \frac{273}{364}\ cm^3$$

$$V_0 = 300\ cm^3$$

61) *Μία μάζα m ἑνός ἀερίου ἔχει $V_1 = 2\ m^3$ ὑπό ἀπόλυτη θερμοκρασία $T_1 = 300°K$ καί πίεση 2 at. Σέ ποιά θερμοκρασία (T_2) ὁ ὄγκος της θά γίνει $V_2 = 3\ m^3$ ὑπό τήν ἴδια πίεση;*

Λύση.

Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσοβαρής, ἐπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \qquad (1)$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$T_2 = T_1\ \frac{V_2}{V_1} \qquad (2)$$

Ἂν θέσομε στή (2) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$T_2 = 300\ grad\ \frac{3\ m^3}{2\ m^3} = 450\ grad$$

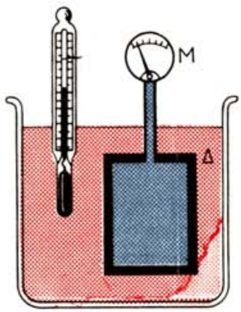
$$T_2 = 450°\ K$$

6.7 Μεταβολή τῆς πιέσεως ἀερίου ὑπό σταθερό ὄγκο. Νόμος τοῦ Charles (Τσάρλς).

Ἄν θερμάνομε μιά ὁρισμένη μάζα (m) ἑνός ἀερίου ἔτσι, ὥστε ὁ ὄγκος της νά μή μεταβάλλεται, τότε αὐξάνεται ἡ πίεσή της.

Τή μεταβολή τῆς πιέσεως μιᾶς ὁρισμένης μάζας (m) ἑνός ἀερίου, πού γίνεται ἐπειδή μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία της, ἐνῶ κατά τή μεταβολή αὐτή ὁ ὄγκος τῆς μάζας (m) τοῦ ἀερίου παραμένει σταθερός, τήν ὀνομάζομε ***ἰσόχωρη*** μεταβολή της.

Τό δοχεῖο Δ (σχ. 6.7α) ἔχει σταθερά τοιχώματα καί περιέχει ἕνα ἀέριο. Τό μανόμετρο Μ δείχνει τήν πίεση τοῦ ἀερίου. Τό δοχεῖο Δ βρίσκεται μέσα σέ λουτρό νεροῦ, γιά νά μποροῦμε εὔκολα νά τοῦ ἀλλάζομε τή θερμοκρασία.



Σχ. 6.7α.

Ὅταν αὐξήσομε τή θερμοκρασία τοῦ λουτροῦ, ἐπομένως καί τοῦ ἀερίου πού περιέχεται στό δοχεῖο Δ, θά παρατηρήσομε ὅτι αὐξάνεται ἡ ἔνδειξη τοῦ μανομέτρου Μ, δηλαδή ἡ πίεση τοῦ ἀερίου.

Ὁ ὄγκος ὅμως τοῦ ἀερίου παραμένει ὁ ἴδιος ἀφοῦ τό δοχεῖο ἔχει σταθερά τοιχώματα.

Αὐτό σημαίνει ὅτι, ὅταν τό ἀέριο θερμάνθηκε, ἡ πίεσή του αὐξήθηκε, ἐνῶ ὁ ὄγκος του παρέμεινε σταθερός καί ἴσος μέ τή χωρητικότητα τοῦ δοχείου. Δηλαδή ἔγινε μεταβολή τῆς πιέσεως τοῦ ἀερίου τοῦ δοχείου ὑπό σταθερό ὄγκο, δηλαδή ἰσόχωρη μεταβολή τοῦ ἀερίου τοῦ δοχείου.

Βρίσκεται ὅτι:

Ἐάν ἡ πίεση μιᾶς μάζας (m) ἑνός ἀερίου στή θερμοκρασία Θ_1 εἶναι P_1 καί φέρομε τή μάζα αὐτή (m) ὑπό σταθερό ὄγκο στή θερμοκρασία Θ_2, τότε ἡ πίεσή της P_2 στή θερμοκρασία Θ_2 θά εἶναι τέτοια, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{P_2 - P_1 = \alpha \cdot P_0\,(\Theta_2 - \Theta_1)} \qquad (1)$$

ὅπου: α ***ὁ θερμικός συντελεστής τοῦ ἀερίου ὑπό σταθερό ὄγκο,*** ὁ ὁποῖος εἶναι ὁ ἴδιος γιά ὅλα τά ἀέρια,

P_0 ἡ πίεση πού ἔχει ἡ μάζα m τοῦ ἀερίου στή θερμοκρασία 0°C.

Ἀπό τή σχέση (1) ***προκύπτει ὁ νόμος τοῦ Charles*** ὁ ὁποῖος ὁρίζει:

Ἄν ἡ πίεση μιᾶς μάζας (m) ἑνός ἀερίου στή θερμοκρασία 0°C εἶναι P_0 καί τή θερμάνομε στή θερμοκρασία Θ ὑπό σταθερό ὄγκο, τότε ἡ πίεσή της P στή θερμοκρασία Θ θά εἶναι τέτοια, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{P = P_0\,(1 + \alpha\,.\,\Theta) \qquad \text{Νόμος τοῦ Charles}} \tag{2}$$

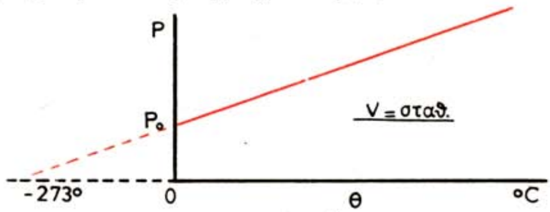
Σημειώσεις.

1) Ὁ θερμικός συντελεστής (α) ὑπό σταθερή πίεση εἶναι ***ὁ ἴδιος*** γιά ὅλα τά ἀέρια.
2) Ὁ θερμικός συντελεστής (α) ὑπό σταθερό ὄγκο εἶναι ***ὁ ἴδιος*** γιά ὅλα τά ἀέρια.
3) Ὁ θερμικός συντελεστής τῶν ἀερίων ὑπό σταθερή πίεση ***ἔχει τήν αὐτήν ἀκριβῶς τιμή*** μέ τό θερμικό συντελεστή τους ὑπό σταθερό ὄγκο.
4) Ὁ α σέ ὅλες τίς περιπτώσεις εἶναι:

$$\boxed{\alpha = \frac{1}{273}\ \text{grad}^{-1}}$$

Μέ τή σχέση αὐτή (2) μποροῦμε νά βροῦμε τήν πίεση τήν ὁποία ἔχει μία μάζα ἑνός ἀερίου στή θερμοκρασία Θ, ἄν γνωρίζομε τήν πίεση P_0 τήν ὁποία εἶχε στή θερμοκρασία 0°C, ἐάν βέβαια κατά τή θέρμανση ὁ ὄγκος της παρέμεινε σταθερός.

Ἡ γραφική παράσταση τοῦ σχήματος 6.7β δείχνει τή μεταβολή τῆς πιέσεως σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία ὑπό σταθερό ὄγκο, δηλαδή εἶναι ἡ γραφική παράσταση τῆς σχέσεως (2).



Σχ. 6.7β.

6.7.1 Ἄλλη ἔκφραση (μορφή) τοῦ νόμου Charles.

Ἄν στήν ἐξίσωση (2) βάλομε $\alpha = \dfrac{1}{273^\circ}$, τότε αὐτή μᾶς δίνει:

$$P = P_0\left(1 + \frac{\Theta^\circ C}{273^\circ}\right)$$

$$P = P_0 \left(\frac{273^\circ + \Theta^\circ C}{273^\circ} \right) \qquad (4)$$

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$T = 273^\circ + \Theta^\circ C \qquad (5)$$

$$T_0 = 273^\circ K \qquad (6)$$

ὅπου: T ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ὅταν ἡ θερμοκρασία του εἶναι $\Theta^\circ C$,
T_0 ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ὅταν ἡ θερμοκρασία του εἶναι $0^\circ C$.

Ἑπομένως ἡ ἐξίσωση (4) μέ τή βοήθεια τῶν (5) καί (6) γίνεται:

$$P = P_0 \frac{T}{T_0} \quad ἤ$$

$$\frac{P}{T} = \frac{P_0}{T_0} = \text{σταθερ.} \quad \text{Νόμος Charles} \qquad (7)$$

Ἡ ἐξίσωση (7) ἐκφράζει τό νόμο τοῦ Charles. Δηλαδή:
Κατά τίς μεταβολές μιᾶς ὁρισμένης μάζας ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερό ὄγκο, τό πηλίκον τῆς πιέσεώς της πρός τήν ἀπόλυτη θερμοκρασία της εἶναι σταθερό.

Μέ τήν ἐξίσωση (7) βρίσκομε τήν πίεση P πού θά ἔχει μιά ὁρισμένη μάζα ἀερίου ὅταν ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία της εἶναι T, ἄν γνωρίζομε τήν πίεση P_0 πού εἶχε ὅταν ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία του ἦταν T_0, βέβαια μέ τήν προϋπόθεση ὅτι κατά τή μεταβολή αὐτή ὁ ὄγκος τῆς μάζας τοῦ ἀερίου παρέμεινε σταθερός.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

62) *Φιάλη πιέσεως περιέχει ὀξυγόνο, τό ὁποῖο, σέ θερμοκρασία $0^\circ C$ ἔχει πίεση $P_0 = 80$ at. Ποιά θά εἶναι ἡ πίεσή του P_Θ, ὅταν θερμανθεῖ στούς $\Theta = 100^\circ C$;*

Λύσεις.

Α. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσόχωρος, ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_\Theta = P_0 \, . \, (1 + \alpha \, . \, \Theta) \qquad (1)$$

ὅπου: α ὁ θερμικός συντελεστής τῆς πιέσεως ὑπό σταθερό ὄγκο ($\alpha = 1/273 \text{ grad}^{-1}$).

Ἄν θέσομε στή σχέση (1) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$P_\Theta = 80 \text{ at} \left(1 + \frac{1}{273} \text{ grad}^{-1} \, . \, 100 \text{ grad}\right)$$

$$P_\Theta = 80\left(1 + \frac{100}{273}\right) at$$

$$P_\Theta = 109{,}3 \text{ at}$$

B. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσόχωρος, ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{P_\Theta}{P_0} = \frac{T_\Theta}{T_0} \tag{2}$$

ὅπου: $T_\Theta = 273 + \Theta = 273 + 100 = 373°K$

$T_0 = 273 + 0 = 273° \text{ K}$

Ἀπό τή σχέση (2) παίρνομε:

$$P_\Theta = P_0 \cdot \frac{T_\Theta}{T_0} \tag{3}$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$P_\Theta = 80 \text{ at} \cdot \frac{373 \text{ grad}}{273 \text{ grad}} = 80 \cdot \frac{373}{273} \text{ at}$$

$$P_\Theta = 109{,}3 \text{ at}$$

63) *Μία μάζα ἑνός ἀερίου σέ θερμοκρασία 0°C, ἔχει πίεση $P_0 = 4$ at. Σέ ποιά θερμοκρασία θά ἔχει πίεση $P_\Theta = 8$ at, ἄν ὁ ὄγκος της διατηρεῖται σταθερός;*

Λύσεις.

A. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσόχωρος, ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_\Theta = P_0 (1 + \alpha \cdot \Theta) \tag{1}$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$\Theta = \frac{P_\Theta - P_0}{\alpha \cdot P_0} \tag{2}$$

Ἄν στή σχέση (2) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$\Theta = \frac{8 \text{ at} - 4 \text{ at}}{\frac{1}{273} \text{ grad}^{-1} \cdot 4 \text{ at}} = \frac{(8-4) \text{ at} \cdot \text{grad}}{\frac{1}{273} \cdot 4 \text{ at}}$$

$$\Theta = 273 \text{ grad} = 273°C$$

B. Ἡ μεταβολή εἶναι ἰσόχωρος, ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{T_\Theta}{T_0} = \frac{P_\Theta}{P_0} \tag{3}$$

ὅπου: $T_0 = 273 + 0 = 273°\ K$

Ἀπό τή σχέση (3) παίρνομε:

$$T_\Theta = T_0 \cdot \frac{P_\Theta}{P_0} \tag{4}$$

Ἄν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$T_\Theta = 273\ \text{grad}\ \frac{8\ \text{at}}{4\ \text{at}} = (273\ \frac{8}{4})\ \text{grad}$$

$$T_\Theta = 546°\ K = 273°C$$

6.8 Ἰδανικά ἤ τέλεια ἀέρια.

Ἕνα ἀέριο ὀνομάζεται ***ἰδανικό*** ὅταν ἔχει τίς ἑξῆς ἰδιότητες:

— Τά μόριά του εἶναι σφαιρικά.

— Οἱ κρούσεις μεταξύ τῶν μορίων του, καθώς καί τῶν μορίων του μέ τά τοιχώματα τοῦ δοχείου πού τό περιέχει εἶναι ἐντελῶς ἐλαστικές.

— Τά μόριά του δέν ἐξασκοῦν μεταξύ τους δυνάμεις οὔτε μέ τά τοιχώματα τοῦ δοχείου στό ὁποῖο περιέχεται ἐκτός ἀπό τή στιγμή τῶν συγκρούσεων καί

— ἡ διάμετρος τῶν μορίων του εἶναι τόσο μικρή, ὥστε ὁ συνολικός ὄγκος τῶν μορίων του εἶναι πάρα πολύ μικρός σέ σχέση μέ τόν ὄγκο τοῦ δοχείου στό ὁποῖο περιέχεται τό δοχεῖο.

Τίς παραπάνω ἰδιότητες ***δέν τίς ἔχει πλήρως*** κανένα ἀπό τά ἀέρια τά ὁποῖα ὑπάρχουν στή φύση.

Τά πραγματικά ἀέρια, δηλαδή ἐκεῖνα πού μποροῦμε νά συναντήσομε στή φύση, ἔχουν κατά προσέγγιση τίς πιό πάνω ἰδιότητες μόνον ὅταν εἶναι πολύ ἀραιά, δηλαδή ***ὅταν αὐτά βρίσκονται πολύ μακριά ἀπό τή θερμοκρασία καί τήν πίεση στίς ὁποῖες ὑγροποιοῦνται.***

Παρατηρήσεις.

1) Τά ἰδανικά ἀέρια ἀκολουθοῦν ἀκριβῶς τούς νόμους Boyle - Mariotte καί Gay - Lussac, γι' αὐτό ἔχει ἐπικρατήσει ὁ ἑξῆς ὁρισμός τους:

   Ἰδανικά ἀέρια ὀνομάζονται ἐκεῖνα πού ἀκολουθοῦν ***ἀκριβῶς*** τούς νόμους Boyle - Mariotte καί Gay - Lussac.

2) Τά πραγματικά ἀέρια μόνο ***κατά προσέγγιση*** ἀκολουθοῦν τούς νόμους αὐτούς.

3) Ὅσο ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία ἑνός ἀερίου διαφέρουν περισσότερο ἀπό τήν πίεση καί τή θερμοκρασία ὑπό τίς ὁποῖες ὑγροποιεῖ-

ται, τόσο πιό πιστά τό ἀέριο ἀκολουθεῖ τούς νόμους πού ἀκολουθοῦν τά ἰδανικά ἀέρια.

Δηλαδή ἕνα πραγματικό ἀέριο συμπεριφέρεται σάν ἰδανικό, ἐφ' ὅσον οἱ συνθῆκες, κάτω ἀπό τίς ὁποῖες βρίσκεται, ἀπέχουν πολύ ἀπό τίς συνθῆκες ὑγροποιήσεώς του.

4) ***Στήν πράξη ἐφαρμόζονται οἱ νόμοι τῶν ἰδανικῶν ἀερίων (Boyle - Mariotte, Gay - Lussac κ.ἄ.) γιά κάθε ἀέριο, γιατί στούς συνήθεις ὑπολογισμούς δέ χρειάζεται πολύ μεγάλη ἀκρίβεια.***

5) ***Ἐμεῖς θά χρησιμοποιοῦμε τούς νόμους τῶν ἰδανικῶν ἀερίων καί γιά τά πραγματικά ἀέρια θεωρώντάς τα σάν ἰδανικά.***

6.9 Ἀπόλυτη θερμοκρασία. Ἀπόλυτο μηδέν.

Ἀπόλυτη θερμομετρική κλίμακα ἤ κλίμακα Κέλβιν ὀνομάζεται ἡ θερμομετρική κλίμακα, πού ἔχει τήν ἔνδειξη 0 στή θερμοκρασία $\boxed{-273°C,}$ καί πού κάθε βαθμός της εἶναι ἴσος μέ τό βαθμό Κελσίου.

Ἀπόλυτο μηδέν ὀνομάζεται τό μηδέν τῆς κλίμακας αὐτῆς, δηλαδή ἡ θερμοκρασία $\boxed{-273°C.}$

Ἀπόλυτη θερμοκρασία ἑνός σώματος ὀνομάζεται ἡ θερμοκρασία του στήν κλίμακα Κέλβιν, δηλαδή ἡ θερμοκρασία του πού μετρᾶται ἀπό τό ἀπόλυτο μηδέν.

Αὐτή συμβολίζεται μέ Τ καί οἱ βαθμοί της γράφονται °Κ. Ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία Τ ἑνός σώματος συνδέεται μέ τή θερμοκρασία του Θ στήν κλίμακα Κελσίου μέ τή σχέση:

$$\boxed{T = \Theta + 273^\circ}$$

Ἄν π.χ. ἡ θερμοκρασία σώματος εἶναι 50°C, ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ σώματος, θά εἶναι:

$$T = \Theta + 273 = 50 + 273 = 323^\circ\ K$$

Βασικές παρατηρήσεις.

1) Ἄν στή σχέση: $P_\Theta = P_0 (1 + \alpha \cdot \Theta)$ θέσομε: $\alpha = \dfrac{1}{273°C}$ καί

$\Theta = -\ 273°C$ θά πάρομε:

$$P_\Theta = P_0 \cdot [1 + \frac{(-273)}{273}] = P_0 (1 - 1) = 0$$

$$P_\Theta = 0 \qquad (1)$$

Ἡ σχέση (1) σημαίνει ὅτι ἄν ψύξομε μιά μάζα ἑνός ἀερίου στή θερμοκρασία (−273°C), ἐνῶ συγχρόνως διατηροῦμε τόν ὄγκο της σταθερό ἡ πίεσή της θά γίνει ἴση μέ μηδέν. Ὥστε ***στό ἀπόλυτο μηδέν ἡ πίεση μιᾶς μάζας ἑνός ἀερίου γίνεται ἴση μέ μηδέν.***

2) Ἡ πίεση, πού ἐξασκεῖ ἕνα ἀέριο εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς κινήσεως τῶν μορίων του. Ἀφοῦ ὅμως στό ἀπόλυτο μηδέν ἡ πίεση τοῦ ἀερίου γίνεται ἴση μέ μηδέν, πρέπει νά δεχτοῦμε, ὅτι ***σ' αὐτή τή θερμοκρασία τά μόρια τοῦ ἀερίου εἶναι ἀκίνητα.***

3) Ἡ θερμοκρασία (—273°C) εἶναι ἡ χαμηλότερη θερμοκρασία, πού θεωρητικά μπορεῖ νά ἐπιτευχθεῖ.
Ἡ πιό χαμηλή θερμοκρασία, πού ἔχει ἐπιτευχθεῖ μέχρι σήμερα εἶναι 0,0044°K.

6.10 Μεταβολή πιέσεως, ὄγκου καί θερμοκρασίας ἀερίου. Ἐξίσωση τῶν ἰδανικῶν ἀερίων. Νόμος Boyle - Mariotte. Gay - Lussac.

Μέχρι τώρα μελετήσαμε τίς ἑξῆς μεταβολές τῶν ἀερίων:

α) ***Τήν ἰσόθερμη μεταβολή,*** δηλαδή τή μεταβολή τῆς πιέσεως P ὁρισμένης μάζας m ἀερίου μέ τόν ὄγκο της V, ὑπό σταθερή θερμοκρασία (T) ***(Νόμος Boyle - Mariotte).***

β) ***Τήν ἰσόχωρη μεταβολή,*** δηλαδή τή μεταβολή τῆς πιέσεως P ὁρισμένης μάζας m ἀερίου μέ τή θερμοκρασία T, ὑπό σταθερό ὄγκο ***(Νόμος Charles)*** καί

γ) ***τήν ἰσόβαρη μεταβολή,*** δηλαδή τή μεταβολή τοῦ ὄγκου V ὁρισμένης μάζας m ἀερίου μέ τή θερμοκρασία T, ὑπό σταθερή πίεση ***(Νόμος Gay - Lussac).***

Δηλαδή μέχρι τώρα μελετήσαμε τίς μεταβολές μιᾶς ὁρισμένης μάζας ἀερίου κατά τίς ὁποῖες ἕνα ἀπό τά μεγέθη T,V καί P τῆς μάζας αὐτῆς παρέμενε σταθερό.

Ἐδῶ θά μελετήσομε τήν περίπτωση κατά τήν ὁποία μεταβάλλονται ταυτόχρονα ἡ πίεση (P), ὁ ὄγκος (V) καί ἡ θερμοκρασία (T) μιᾶς ὁρισμένης μάζας (m) ἀερίου.

Ἀποδεικνύεται ὅτι:

Ἄν P_1, V_1, T_1 εἶναι ἡ πίεση, ὁ ὄγκος καί ἡ θερμοκρασία μιᾶς ὁρισμένης μάζας m ἀερίου σέ μιά κατάστασή της καί P_2, V_2, T_2 ἡ πίεση, ὁ ὄγκος καί θερμοκρασία της σέ μιά ἄλλη κατάστασή της, τότε τά μεγέθη αὐτά συνδέονται μέ τή σχέση:

$$\frac{P_0 \cdot V_0}{T_0} = \frac{P_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{P_2 \cdot V_2}{T_2} = \text{σταθ.} \qquad (1)$$

Νόμος Boyle - Mariotte, Gay - Lussac ἤ Ἐξίσωση τῶν ἰδανικῶν ἀερίων ὅπου: P_0 καί V_0, ἡ πίεση καί ὁ ὄγκος πού ἔχει ἡ μάζα m ὅταν ἡ θερμοκρασία της εἶναι $T_0 = 273°K$.

Ἡ ἐξίσωση (1) ἐκφράζει τό νόμο Boyle - Mariotte, Gay - Lussac.

Δηλαδή: ***Σέ μιά ὁρισμένη μάζα ἑνός ἰδανικοῦ ἀερίου, τό πηλίκον τοῦ γινομένου τῆς πιέσεώς της ἐπί τόν ὄγκο της, διά τῆς ἀπόλυτης θερμοκρασίας της εἶναι σταθερό.***

Σημείωση.

Ὁ νόμος Boyle - Mariotte, Gay - Lussac ἀπό πολλούς λέγεται καί νόμος Charles — Boyle - Mariotte.

Παρατηρήσεις.

1) Τήν ἐξίσωση (1) τῶν ἰδανικῶν ἀερίων τή χρησιμοποιοῦμε, ὅταν πρόκειται νά λύσομε προβλήματα, στά ὁποῖα μεταβάλλονται καί τά τρία μεγέθη P, V, T.
2) Μέ τήν ἐξίσωση (1) τῶν ἰδανικῶν ἀερίων λύνονται καί προβλήματα στά ὁποῖα μεταβάλλονται δύο μόνο ἀπό τά μεγέθη P, V καί T, δηλαδή εἶναι γενική ἐξίσωση.
Πράγματι:

α) Ἐάν ἡ μεταβολή εἶναι ἰσόθερμη, δηλαδή $T_1 = T_2$, τότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$P_1V_1 = P_2\,V_2$	Νόμος Boyle - Mariotte

β) Ἐάν ἡ μεταβολή εἶναι ἰσοβαρής, δηλαδή $P_1 = P_2$, τότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$\dfrac{V_1}{T_1} = \dfrac{V_2}{T_2}$	Νόμος Gay - Lussac

γ) Ἄν ἡ μεταβολή εἶναι ἰσόχωρη, δηλαδή $V_1 = V_2$, τότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$\dfrac{P_1}{T_1} = \dfrac{P_2}{T_2}$	Νόμος Charles

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

64) *Μία μάζα m ἑνός ἀερίου ἔχει ὄγκο $V_1 = 2\ m^3$ ὑπό θερμοκρασία $\Theta_1 = 27°C$ καί πίεση $P_1 = 1$ at. Ἡ μάζα αὐτή θερμαίνεται σέ $\Theta_2 = 100°C$ καί ἡ πίεσή της γίνεται $P_2 = 2$ at. Ποιός εἶναι ὁ ὄγκος της στή θερμοκρασία Θ_2;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{P_1 . V_1}{T_1} = \frac{P_2 . V_2}{T_2} \quad (1)$$

ὅπου: $T_1 = 273 + \Theta_1 = 273 + \ 27 = 300° \ K$

$T_2 = 273 + \Theta_2 = 273 + 100 = 373° \ K$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$V_2 = \frac{P_1 T_2}{P_2 T_1} . V_1 \quad (2)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (2) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$V_2 = \frac{1 \text{ at} . 373 \text{ grad}}{2 \text{ at} \ \ 300 \text{ grad}} . 2 \text{ m}^3 = \frac{373}{300} \text{ m}^3$$

$$V_2 = 1{,}24 \text{ m}^3$$

65) *Μία μάζα ἑνός ἀερίου ἔχει ὄγκο $V_1 = 800 \ cm^3$ ὑπό πίεση $P_1 = 1{,}5$ at καί θερμοκρασία $\Theta_1 = -20°C$. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ πίεση P_2 τῆς μάζας αὐτῆς, ὅταν ὁ ὄγκος της γίνει $V_2 = 400 \ cm^3$ καί ἡ θερμοκρασία της $\Theta_2 = 40°C$.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{P_1 . V_1}{T_1} = \frac{P_2 . V_2}{T_2} \quad (1)$$

ὅπου: $T_1 = 273 + \Theta_1 = 273 + (-20) = 253° \ K$

$T_2 = 273 + \Theta_2 = 273 + 40 = 313$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$P_2 = \frac{V_1 . T_2}{V_2 . T_1} . P_1 \quad (2)$$

Ἄν στή σχέση (2) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$P_2 = \frac{800 \text{ cm}^3 . 313 \text{ grad } 1{,}5 \text{ at}}{400 \text{ cm}^3 . 253 \text{ grad}} = \frac{800 . 313 . 1{,}5}{400 . 253} \text{ at}$$

$$P_2 = 3{,}7 \text{ at}$$

66) *Ἡ πυκνότητα ἑνός ἀερίου κάτω ἀπό κανονικές συνθῆκες ($P_0 = 1$ Atm καί $T_0 = 273°K$) εἶναι $P_0 = 0{,}001293 \ gr/cm^3$. Πόση εἶναι ἡ πυκνότητα τοῦ ἀερίου ρ, ὅταν βρεθεῖ ὑπό πίεση $P = 4$ Atm καί ἀπόλυτη θερμοκρασία $T = 546°K$;*

Λύση.

Ἄν ὁ ὄγκος πού καταλαμβάνει μιά μάζα m τοῦ ἀερίου ὅταν βρίσκεται σέ κανονικές συνθῆκες (P_0, T_0) εἶναι V_0, τότε ἡ πυκνότητα ρ_0 τῆς μάζας m στίς συνθῆκες αὐτές θά εἶναι:

$$\rho_0 = \frac{m}{V_0} \qquad (1)$$

Ἄν ἡ θερμοκρασία αὐτῆς τῆς μάζας m γίνει T, τότε ἡ πίεσή της γίνεται P, ὁ ὄγκος της γίνεται V καί ἡ πυκνότητά της γίνεται:

$$\rho = \frac{m}{V} \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$m = \rho_0 . V_0$$

$$m = \rho . V$$

$$\rho_0 V_0 = \rho V$$

$$\rho = \frac{\rho_0 V_0}{V} \qquad (3)$$

Γιά τή μάζα (m) τοῦ ἀερίου ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\frac{P . V}{T} = \frac{P_0 V_0}{T_0} \qquad (4)$$

Ἀπό τή σχέση (4) παίρνομε:

$$\frac{V_0}{V} = \frac{P . T_0}{P_0 . T} \qquad (5)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (3) καί (5) προκύπτει ἡ σχέση:

$$\rho = \rho_0 \frac{P . T_0}{P_0 . T} \qquad (6)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (6) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$\rho = 0{,}001293 \frac{gr}{cm^3} . \frac{4 \text{ Atm} . 273 \text{ grad}}{1 \text{ Atm} . 546 \text{ grad}} = 0{,}002586 \frac{gr}{cm^3}$$

$$\rho = 0{,}002586 \text{ gr/cm}^3$$

6.11 Καταστατική ἐξίσωση τῶν ἰδανικῶν ἀερίων.

Ἀποδεικνύεται ὅτι:

Γιά μιά μάζα mgr ἑνός ἀερίου ἰσχύει ἡ ἐξίσωση:

$$\boxed{P\,.\,V = n\,.\,R\,.\,T}$$

Καταστατική ἐξίσωση
τῶν ἰδανικῶν ἀερίων

ὅπου: P καί V ἡ πίεση καί ὁ ὄγκος πού ἔχει ἡ μάζα mgr τοῦ ἀερίου ὅταν ἡ θερμοκρασία της εἶναι T,
η ὁ ἀριθμός τῶν γραμμομορίων τῆς μάζας mgr τοῦ ἀερίου,
R ἡ παγκόσμια σταθερά τῶν ἀερίων.

Σημείωση.

1) Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{n = \frac{m\,.\,gr}{M\,.\,gr}}$$

ὅπου: M τό μοριακό βάρος τοῦ ἀερίου.
Π.χ. τό μοριακό βάρος τοῦ ὀξυγόνου εἶναι M = 32. Ἄν ἔχομε μάζα 96 gr ὀξυγόνου τότε ὁ ἀριθμός τῶν γραμμομορίων της θά εἶναι:

$$n = \frac{mgr}{Mgr} = \frac{96\ gr}{32\ gr} = 3\ Mol$$

2) Ἡ σταθερά R ὀνομάζεται παγκόσμια σταθερά τῶν ἀερίων, γιατί ἔχει τήν ἴδια τιμή γιά ὅλα τά ἀέρια.
Ἡ τιμή τῆς R στό σύστημα C.G.S. βρίσκεται ἴση μέ:

$$\boxed{R = 8{,}31\,.\,10^7\ \frac{erg}{Mol\,.\,grad}}$$

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

67) *Μάζα m = 5 gr ὀξυγόνου βρίσκεται ὑπό πίεση P = 0,6 Atm καί θερμοκρασία Θ = 47°C. Νά ὑπολογισθεῖ ὁ ὄγκος V τῆς μάζας αὐτῆς τοῦ ὀξυγόνου. Μοριακό βάρος ὀξυγόνου = 32.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P\,.\,V = n\,.\,R\,.\,T \qquad (1)$$

ὅπου: T = 273 + Θ = 273 + 47 = 320°K,

n = ὁ ἀριθμός τῶν γραμμομορίων, πού περιέχεται σέ μάζα ὀξυγόνου m = 5 gr καί εἶναι:

$$n = \frac{5\ gr}{32\ gr} = 0{,}156$$

R = ἡ παγκόσμια σταθερά τῶν ἀερίων καί εἶναι:

$$R = 0{,}0821 \; \frac{lt\,.\,Atm}{grad}$$

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$V = \frac{n\,.\,R\,.\,T}{P} \quad (2)$$

Ἄν στή σχέση (2) θέσομε αὐτά πού δίνονται, βρίσκομε:

$$V = \frac{0{,}156\,.\,0{,}0821\;\dfrac{lt\,.\,Atm}{grad}\;\;320\,grad}{0{,}6\,Atm} = 6{,}83\,lt$$

$$V = 6{,}83\ lt$$

68) *Νά ὑπολογισθεῖ ἡ μάζα m τοῦ ὑδρογόνου πού περιέχεται σέ φιάλη χωρητικότητας V = 50 lt στή θερμοκρασία Θ = 18°C καί ὑπό πίεση P = 60 At. Μοριακό βάρος ὑδρογόνου = 2.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P\,.\,V = n\,.\,R\,.\,T \quad (1)$$

ὅπου: $T = 273 + \Theta = 273 + 18 = 291°K$,
n = ὁ ἀριθμός τῶν γραμμομορίων, πού περιέχεται στή μάζα m τοῦ ὑδρογόνου.

Ἀπό τή σχέση (1) παίρνομε:

$$n = \frac{P\,.\,V}{R\,.\,T} \quad (2)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (2) αὐτά πού μᾶς δίνονται βρίσκομε:

$$n = \frac{60\,At\,.\,50\,lt}{0{,}0821\;\dfrac{lt\,.\,At}{grad}\;.\,291\,grad} = \frac{60\,.\,50}{0{,}0821\,.\,291} = 125{,}5$$

Γιά τό ὑδρογόνο ἰσχύει ἡ σχέση:

$$n = \frac{m}{2\,gr}$$

$$m = n\,.\,2\ gr \quad (3)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) n = 125,5 βρίσκομε:

$$m = 125{,}5\,.\,2\ gr = 251\ gr$$

$$m = 251\ gr$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

ΘΕΡΜΙΔΟΜΕΤΡΙΑ

Ἡ θερμιδομετρία ἀσχολεῖται βασικά μέ τή μέτρηση ποσοτήτων θερμότητας.

7.1 Μονάδες θερμότητας.

Ἡ θερμότητα εἶναι ***μιά μορφή ἐνέργειας*** καί γι' αὐτό μποροῦν νά χρησιμοποιηθοῦν γιά τή μέτρησή της ὅλες οἱ μονάδες ἔργου (erg, Joule, kp.m, kWh κλπ.) Ἔχουν ***ὅμως ἐπικρατήσει*** ἰδιαίτερες μονάδες οἱ ὁποῖες εἶναι:

α) Ἡ θερμίδα (calorie, 1 cal).

Θερμότητα μιᾶς θερμίδας (1 cal) ὀνομάζεται ἡ ποσότητα τῆς θερμότητας πού χρειάζεται νά δοθεῖ σέ 1 gr ἀποσταγμένου νεροῦ, γιά νά ἀνέβει ἡ θερμοκρασία του ἀπό 14,5°C σέ 15,5°C.

β) Ἡ χιλιοθερμίδα (1kcal).

Θερμότητα μιᾶς χιλιοθερμίδας (1 kcal) ὀνομάζεται ἡ ποσότητα τῆς θερμότητας πού χρειάζεται νά δοθεῖ σέ 1 kgr ἀπεσταγμένου νεροῦ, γιά νά ἀνέβει ἡ θερμοκρασία του ἀπό 14,5°C σέ 15,5°C.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{1 \text{ kcal} = 1000 \text{ cal}}$$

Σημείωση.

Σήμερα ὁρίζομε τήν cal σάν ποσό ἐνέργειας ἴσο μέ 4,184 Joule.

$$\boxed{1 \text{ cal} = 4{,}184 \text{ Joule}}$$

7.2 Βασική ἀρχή τῆς θερμιδομετρίας.

Ἡ μέτρηση τῆς θερμότητας στηρίζεται ***στή βασική ἀρχή τῆς θερμιδομετρίας*** ἡ ὁποία ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ἡ θερμότητα, πού παίρνει ἕνα σῶμα κατά μιά μεταβολή του, ἀποβάλλεται ὁλόκληρη ἀπό τό σῶμα, ὅταν αὐτό πάθει τήν ἀντίστροφη μεταβολή.

Π.χ. τό ποσό τῆς θερμότητας τό ὁποῖο ἀποβάλλει ἕνα σῶμα ὅταν ψύχεται ἀπό τή θερμοκρασία Θ_2 στή θερμοκρασία Θ_1 εἶναι ἴσο μέ ἐκεῖνο τό ὁποῖο χρειάζεται νά ἀπορροφήσει τό σῶμα, γιά νά θερμανθεῖ ἀπό τή θερμοκρασία Θ_1 στή θερμοκρασία Θ_2.

Δύο γραμμάρια νεροῦ, ὅταν θερμαίνονται ἀπό 20°C σέ 50°C παίρνουν θερμότητα ἴση μέ 60 cal, καί ὅταν ψύχονται ἀπό 50°C σέ 20°C ἀποβάλλουν θερμότητα ἴση μέ 60 cal.

7.3 Θεμελιώδης νόμος τῆς θερμιδομετρίας.

Ὁ θεμελιώδης νόμος τῆς θερμιδομετρίας ***ὁρίζει τά ἑξῆς:***

Γιά νά θερμανθεῖ ἕνα σῶμα πού ἔχει μάζα m ἀπό τή θερμοκρασία Θ_1 στή θερμοκρασία Θ_2, πρέπει νά πάρει ποσότητα θερμότητας Q τόση, ὥστε νά ἰσχύει ἡ ἐξίσωση:

$Q = c \,.\, m(\Theta_2 - \Theta_1)$	Θεμελιώδης νόμος τῆς θερμιδομετρίας	(1)

ὅπου: c εἶναι μία σταθερά, πού ὀνομάζεται εἰδική θερμότητα τοῦ σώματος καί ἐξαρτᾶται κυρίως ἀπό τό ὑλικό τοῦ σώματος.

Ἡ ἐξίσωση (1) ὀνομάζεται ἀπό πολλούς καί ***θεμελιώδης ἐξίσωση τῆς θερμιδομετρίας.***

Σημείωση.

Εὐνόητο εἶναι ὅτι ἰσχύει καί τό ἑξῆς:

Γιά νά ψυχθεῖ ἕνα σῶμα πού ἔχει μάζα m καί εἰδική θερμότητα c ἀπό τή θερμοκρασία Θ_2 στή θερμοκρασία Θ_1, πρέπει νά δώσει ποσότητα θερμότητας Q τόση, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = c \,.\, m\,(\Theta_2 - \Theta_1) \tag{2}$$

Παρατήρηση.

Οἱ σχέσεις (1) καί (2) ἰσχύουν μέ τήν προϋπόθεση ὅτι τό σῶμα κατά τή θέρμανση ἤ κατά τήν ψύξη του δέν ἀλλάζει κατάσταση.

7.4 Εἰδική θερμότητα σώματος.

Εἰδική θερμότητα (c) ἑνός σώματος ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς ποσότητας τῆς θερμότητας Q πού χρειάζεται νά ἀπορροφήσει μιά μάζα m ἀπό ***τό ὑλικό*** τοῦ σώματος, γιά νά ἀνέβει ἡ θερμοκρασία της κατά ΔΘ, πρός τό γινόμενο τῆς μάζας m ἐπί τήν αὔξηση ΔΘ τῆς θερμοκρασίας της. Δηλαδή:

$$\boxed{c = \frac{Q}{m \,.\, \Delta\Theta} \quad \text{ἐξίσωση ὁρισμοῦ}} \tag{1}$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἂν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ θέσομε:
$m = 1$ gr καί $\Delta\Theta = 1$ grad, τότε θά λάβομε:

$$c = \frac{Q\text{cal}}{1\text{ gr} \,.\, 1\text{ grad}} \tag{2}$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός σώματος ἰσοῦται ***ἀριθμητικῶς*** μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού χρειάζεται νά δοθεῖ σέ 1 gr τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό σῶμα, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία τοῦ γραμμαρίου αὐτοῦ κατά 1 grad.
Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ μολύβδου (Pb) εἶναι:

$$c_{Pb} = 0{,}031\ \frac{\text{cal}}{\text{gr} \,.\, \text{grad}}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία 1 gr μολύβδου κατά 1°C, πρέπει νά προσφέρομε σ' αὐτό θερμότητα ἴση μέ 0,031 θερμίδες.

2) Ἡ εἰδική θερμότητα π.χ. τοῦ πάγου εἶναι 0,5 cal/gr . grad καί διαβάζεται ὡς ἑξῆς: 0,5 θερμίδες κατά γραμμάριο καί βαθμό.

7.4.1 Μονάδα εἰδικῆς θερμότητας.

Ὅταν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) τῆς εἰδικῆς θερμότητας ἀντικαταστήσομε: $Q = 1$ cal, $m = 1$ gr καί $\Delta\Theta = 1$ grad, θά βροῦμε τή μονάδα εἰδικῆς θερμότητας. Δηλαδή:

$$c = \frac{Q}{m \,.\, \Delta\Theta} = \frac{1\text{ cal}}{1\text{ gr} \,.\, 1\text{ grad}} \quad \text{καί}$$

$$\boxed{c = 1\ \frac{\text{cal}}{\text{gr} \,.\, \text{grad}}}$$

Ἑπομένως μονάδα εἰδικῆς θερμότητας εἶναι ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ σώματος ἐκείνου, πού, γιά νά ἀνεβεῖ ἡ θερμοκρασία ἑνός γραμμαρίου του κατά ἕνα grad, πρέπει (τό γραμμάριο) νά ἀπορροφήσει ποσότητα θερμότητας ἴση μέ 1 cal.

Ἐπίσης πολλές φορές χρησιμοποιεῖται καί ἡ μονάδα:

$$\boxed{\frac{1\text{ kcal}}{\text{kgr} \,.\, \text{grad}}}$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός σώματος ἐξαρτᾶται:

α) Ἀπό τό ὑλικό τοῦ σώματος (Πίνακας 7.4.1).

ΠΙΝΑΚΑΣ 7.4.1.
Εἰδικές θερμότητες σέ cal . gr^{-1} . $grad^{-1}$

Μόλυβδος	0,031	Ἀργίλιο	0,214
Ὑδράργυρος	0,033	Ἔδαφος	0,22
Κασσίτερος	0,054	Πάγος	0,50
Χαλκός	0,092	Πετρέλαιο	0,51
Ὀρείχαλκος	0,092	Οἰνόπνευμα	0,58
Σίδηρος	0,107	Νερό	1,00

β) Ἀπό τήν κατάσταση τοῦ σώματος.
Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ πάγου εἶναι:

$$c_{\pi} = 0{,}5 \frac{\text{cal}}{\text{gr . grad}}$$

Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ (ὑγροῦ) νεροῦ εἶναι:

$$c_N = 1 \frac{\text{cal}}{\text{gr . grad}}$$

γ) Ἀπό τή θερμοκρασία.
Ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός ὑλικοῦ ***δέν*** εἶναι σταθερή γιά ὁποιαδήποτε περιοχή θερμοκρασιῶν.
Ἄλλη ποσότητα θερμότητας χρειάζεται 1 gr τοῦ σώματος γιά νά ἀνεβεῖ ἡ θερμοκρασία του π.χ. ἀπό 1°C σέ 2°C καί ἄλλη π.χ. ἀπό 400°C σέ 401°C.
Ἡ μεταβολή ὅμως τῆς c μέ τή θερμοκρασία εἶναι πολύ μικρή ***καί γι' αὐτό στίς ἐφαρμογές τή θεωροῦμε ἀνεξάρτητη τῆς θερμοκρασίας.***

2) Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ νεροῦ εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν εἰδική θερμότητα σχεδόν ὅλων τῶν ἄλλων ὑλικῶν.
Γι' αὐτό ἡ θάλασσα θερμαίνεται ἀργά ἀπό τόν ἥλιο, σχετικά μέ τό ἔδαφος, τοῦ ὁποίου ἡ εἰδική θερμότητα εἶναι πολύ μικρότερη.

7.5 Θερμοχωρητικότητα σώματος.

Θερμοχωρητικότητα Κ ἑνός σώματος ὀνομάζεται τό γινόμενο τῆς εἰδικῆς θερμότητας (c) τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό σῶμα ἐπί τή μάζα (m) ὁλόκληρου τοῦ σώματος. Δηλαδή:

$$\boxed{K = c \, . \, m \quad \text{ἐξίσωση ὁρισμοῦ}} \qquad (1)$$

Παρατήρηση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = c \, . \, m \, . \, \Delta\Theta \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) παίρνομε:

$$Q = c \, . \, m \, . \, \Delta\Theta = K \, . \, \Delta\Theta$$

$$Q = K \, . \, \Delta\Theta$$

$$K = \frac{Q}{\Delta\Theta} \qquad (3)$$

Ἄν σ' ἕνα σῶμα προσθέσομε ποσό θερμότητας Qcal τόσο, ὥστε ἡ θερμοκρασία του νά αὐξηθεῖ κατά 1 grad, δηλαδή ΔΘ = 1 grad, τότε ἡ σχέση (3) μᾶς δίνει:

$$K = \frac{Q}{\Delta\Theta} = \frac{Q\text{cal}}{1 \text{ grad}} \qquad (4)$$

Ἀπό τή σχέση (4) προκύπτει ὅτι ἡ θερμοχωρητικότητα (K) ἑνός σώματος ἰσοῦται ***ἀριθμητικά,*** μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού χρειάζεται τό σῶμα, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία του κατά 1 grad.

Ὅταν μία συσκευή ἔχει θερμοχωρητικότητα K = 400 cal/grad, τότε πρέπει νά προσφέρομε στή συσκευή αὐτή 400 cal, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία της κατά 1°C.

Σημείωση.

1) Ἡ θερμοχωρητικότητα τῆς συσκευῆς πού ἀναφέραμε διαβάζεται ὡς ἑξῆς: 400 θερμίδες κατά βαθμό.
2) Ὅσο πιό μεγάλη εἶναι ἡ θερμοχωρητικότητα ἑνός σώματος, τόσο πιό πολλή θερμότητα χρειάζεται νά ἀπορροφήσει ἤ νά ἀποβάλλει τό σῶμα, γιά νά αὐξηθεῖ ἤ νά ἐλαττωθεῖ ἡ θερμοκρασία του κατά ἕνα βαθμό ($Q = K \, . \, \Delta\Theta$).
3) Ἡ θάλασσα δυσκολότερα θερμαίνεται καί δυσκολότερα ψύχεται ἀπό τήν ξηρά, γιατί ἡ θερμοχωρητικότητα τῆς θάλασσας εἶναι μεγάλη σχετικά μέ τή θερμοχωρητικότητα τῆς ξηρᾶς, ἀφοῦ ἡ εἰδική θερμότητα, τοῦ νεροῦ εἶναι μεγαλύτερη σχεδόν ἀπό ὅλα τά ὑλικά τῆς ξηρᾶς ($K = c \, . \, m$).
4) Ἡ θερμοχωρητικότητα ἑνός συστήματος σωμάτων ἰσοῦται μέ τό ἄθροισμα τῶν θερμοχωρητικοτήτων τῶν σωμάτων ἀπό τά ὁποῖα ἀποτελεῖται τό σύστημα.
   Ἄν ἕνα δοχεῖο Δ περιέχει νερό καί ἕνα σῶμα Σ, τότε ἡ θερμοχωρητικότητα K ὁλόκληρου τοῦ συστήματος (δοχεῖο + νερό + σῶμα) εἶναι:

   $$\boxed{K = K_\Delta + K_N + K_\Sigma}$$

   ὅπου: K_Δ, K_N καί K_Σ οἱ θερμοχωρητικότητες τοῦ δοχείου, τοῦ περιεχόμενου νεροῦ καί τοῦ σώματος Σ ἀντίστοιχα.

7.5.1 Μονάδα θερμοχωρητικότητας.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$K = c \,.\, m \qquad (1)$$

$$Q = c \,.\, m \,.\, \Delta\Theta \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει:

$$Q = K \,.\, \Delta\Theta$$

$$K = \frac{Q}{\Delta\Theta} \qquad (3)$$

Ἄν στή σχέση (3) θέσομε: $Q = 1$ cal καί $\Delta\Theta = 1$ grad θά ἔχομε τή μονάδα θερμοχωρητικότητας. Δηλαδή:

$$K = \frac{Q}{\Delta\Theta} = \frac{1\ \text{cal}}{1\ \text{grad}} = 1\ \frac{\text{cal}}{\text{grad}}$$

$$\boxed{K = 1\ \frac{\text{cal}}{\text{grad}}}$$

Ἑπομένως μονάδα θερμοχωρητικότητας εἶναι ἡ θερμοχωρητικότητα τοῦ σώματος ἐκείνου τοῦ ὁποίου, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία του κατά 1 grad χρειάζεται νά ἀπορροφήσει ποσότητα θερμότητας ἴση μέ 1 cal.

Σημείωση.

Τονίζομε ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα ἀναφέρεται στό ὑλικό ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται ἕνα σῶμα, ἐνῶ ἡ θερμοχωρητικότητα ἀναφέρεται στό σῶμα.

Π.χ., ὅλα τά σιδερένια δοχεῖα ἔχουν τήν ἴδια εἰδική θερμότητα καί συγκεκριμένα τήν εἰδική θερμότητα τοῦ σιδήρου, δηλαδή τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελοῦνται, ἐνῶ τά σιδερένια δοχεῖα τά ὁποῖα ἔχουν ἄνισες μάζες ἔχουν καί ἄνισες θερμοχωρητικότητες, γιατί ἡ θερμοχωρητικότητα τοῦ καθενός ἐξαρτᾶται καί ἀπό τή μάζα του ($K = c \,.\, m$).

7.6 Εἰδικές θερμότητες ἀερίου.

Κάθε ἀέριο ἔχει ***δύο εἰδικές θερμότητες:***

— Τήν εἰδική θερμότητα ὑπό σταθερό ὄγκο (c_v) καί
— τήν εἰδική θερμότητα ὑπό σταθερά πίεση (c_p).

7.6.1 Εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερό ὄγκο (c_v).

Εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερό ὄγκο (c_v) ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς ποσότητας τῆς θερμότητας (Q_v) πού πρέπει νά προστεθεῖ σέ μάζα (m) τοῦ ἀερίου, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία της κατά ΔΘ πρός τό γινόμενο τῆς μάζας (m) καί τῆς αὐξήσεως ΔΘ, ***μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὁ ὄγκος τῆς μάζας (m) τοῦ ἀερίου παραμένει σταθερός κατά τή θέρμανση αὐτή.*** Δηλαδή:

$c_v = \dfrac{Q_v}{m\,.\,\Delta\Theta}$	ἐξίσωση ὁρισμοῦ	(1)

Παρατήρηση.

Ἄν στήν ἐξίσωση (1) θέσομε: m = 1 gr καί ΔΘ = 1 grad, τότε θά πάρομε:

$$c_v = \frac{Q_v \text{ cal}}{1 \text{ gr} \,.\, 1 \text{ grad}}$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερό ὄγκο ἰσοῦται ***ἀριθμητικῶς,*** μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού χρειάζεται νά δοθεῖ σέ 1 gr τοῦ ἀερίου, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία του κατά 1 grad, μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὁ ὄγκος του θά παραμένει σταθερός κατά τή θέρμανση αὐτή.

Ἡ εἰδική θερμότητα ὑπό σταθερό ὄγκο (c_v) τοῦ ὀξυγόνου εἶναι:

$$c_v = 0{,}156 \; \frac{\text{cal}}{\text{gr} \,.\, \text{grad}}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία 1 gr ὀξυγόνου κατά 1°C, πρέπει νά προσφέρομε σ' αὐτό θερμότητα ἴση μέ 0,156 θερμίδες, μέ τήν προϋπόθεση βέβαια ὅτι ὁ ὄγκος του παραμένει ὁ ἴδιος κατά τή θέρμανση αὐτή.

Σημείωση.

Ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερό ὄγκο (c_v) στήν πράξη, θεωρεῖται ὅτι δέν ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία καί πιό συγκεκριμένα θεωρεῖται σταθερή γιά μεγάλες περιοχές θερμοκρασίες.

7.6.2 Εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερή πίεση (c_p).

Εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερή πίεση (c_p), ὀνομάζεται τό πηλίκον τοῦ ποσοῦ τῆς θερμότητας (Q_p) πού πρέπει νά προστεθεῖ σέ μάζα (m) τοῦ ἀερίου, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία της κατά ΔΘ, πρός τό γινόμενο τῆς μάζας (m) καί τῆς αὐξήσεως ΔΘ, μέ τήν ***προϋπόθεση ὅτι ἡ πίεση τῆς μάζας (m) τοῦ ἀερίου παραμένει σταθερή κατά τή θέρμανση αὐτή.*** Δηλαδή:

$c_p = \dfrac{Q_p}{m\,.\,\Delta\Theta}$	ἐξίσωση ὁρισμοῦ	(1)

Παρατήρηση.

Ἄν στήν ἐξίσωση (1) θέσομε: m = 1 gr καί ΔΘ = 1 grad, τότε θά ἔχομε:

$$c_p = \frac{Q_p \text{ cal}}{1 \text{ gr} \, . \, 1 \text{ grad}}$$

Ἑπομένως ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερή πίεση, ἰσοῦται ***ἀριθμητικῶς*** μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού χρειάζεται νά δοθεῖ σέ 1 gr τοῦ ἀερίου, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία του κατά 1 grad, μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ἡ πίεσή του θά παραμένει σταθερή κατά τή θέρμανση αὐτή.

Ἡ εἰδική θερμότητα ὑπό σταθερή πίεση (c_p) τοῦ ὀξυγόνου εἶναι:

$$c_p = 0{,}218 \frac{\text{cal}}{\text{gr} \, . \, \text{grad}}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι, γιά νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία 1 gr ὀξυγόνου κατά 1°C, πρέπει νά προσφέρομε σ' αὐτό θερμότητα ἴση μέ 0,218 θερμίδες, ***μέ τήν προϋπόθεση βέβαια ὅτι ἡ πίεσή του παραμένει ἡ ἴδια κατά τή θέρμανση αὐτή.***

Σημειώσεις.

1) Ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός ἀερίου ὑπό σταθερή πίεση (c_p) στήν πράξη θεωρεῖται ὅτι δέν ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία. Πιό συγκεκριμένα, θεωρεῖται σταθερή γιά μεγάλες περιοχές θερμοκρασίας.
2) Γιά κάθε ἀέριο ἰσχύει ἡ σχέση:

$$c_p > c_v$$

Αὐτό συμβαίνει, γιατί ἕνα μέρος τοῦ ποσοῦ τῆς θερμότητας πού προσφέρεται στό ἀέριο, ὅταν ἡ πίεσή του παραμένει σταθερή, ἐνῶ ὁ ὄγκος του αὐξάνεται, μετατρέπεται σέ ἔργο, τό ὁποῖο παράγει τό ἀέριο κατά τήν αὔξηση τοῦ ὄγκου του.
3) Γιά κάθε ἀέριο τό πηλίκον τῆς εἰδικῆς θερμότητάς του ὑπό σταθερή πίεση (c_p) πρός τήν εἰδική θερμότητά του ὑπό σταθερό ὄγκο (c_v), εἶναι σταθερό καί μεγαλύτερο ἀπό τή μονάδα. Δηλαδή:

$$\frac{c_p}{c_v} = \gamma = \text{σταθερό} > 1$$

Ἡ τιμή τοῦ γ ἐξαρτᾶται ἀπό τόν ἀριθμό τῶν ἀτόμων ἀπό τά ὁποῖα ἀποτελεῖται τό μόριο τοῦ ἀερίου.
4) Τά ἀέρια πού τό μόριό τους ἀποτελεῖται ἀπό τόν ἴδιο ἀριθμό ἀτόμων ἔχουν τό ἴδιο γ.
Ἔτσι:
Στά μονατομικά ἀέρια (π.χ. ἥλιο He, ἀργό A), δηλαδή σ' ἐκεῖνα πού τό μόριό τους ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα ἄτομο, τό γ εἶναι: γ = 5/3.
Στά διατομικά ἀέρια (π.χ. ὑδρογόνο H_2, ὀξυγόνο O_2), δηλαδή σ' ἐκεῖνα πού τό μό-

ριό τους ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἄτομα, τό γ εἶναι: $\gamma = 7/5$.

Στά τριατομικά ἀέρια (π.χ. διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα CO_2, ὄζον O_3), δηλαδή σ' ἐκεῖνα πού τό μόριό τους ἀποτελεῖται ἀπό τρία ἄτομα, τό γ εἶναι: $\gamma = 4/3$.

5) Ἡ c_p ἑνός ἀερίου μπορεῖ νά προσδιορισθεῖ πειραματικά, ἐνῶ ἡ c_v προσδιορίζεται ἔμμεσα ἀπό τό πηλίκον $\gamma = c_p/c_v$ τῶν δύο εἰδικῶν του θερμοτήτων.

7.7 Θερμιδόμετρα.

Θερμιδόμετρα ὀνομάζονται ***οἱ συσκευές μέ τίς ὁποῖες μετρᾶμε ποσά θερμότητας.***

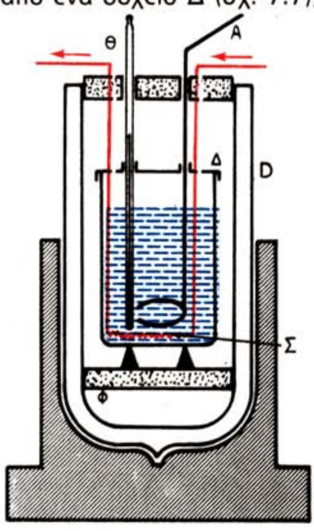
Ἡ μέτρηση ποσῶν θερμότητας στηρίζεται στή βασική ἀρχή τῆς θερμιδομετρίας ἡ ὁποία ὁρίζει τά ἀκόλουθα:

α) Ἄν ἀναμίξομε ἤ φέρομε σ' ἐπαφή δύο σώματα μέ διαφορετικές θερμοκρασίες, τότε τό θερμότερο σῶμα δίνει θερμότητα στό ψυχρότερο ὥσπου καί τά δύο νά ἀποκτήσουν τήν ἴδια θερμοκρασία.

β) Τό ποσό τῆς θερμότητας τό ὁποῖο δίνει τό θερμότερο σῶμα στό ψυχρότερο μέχρις ὅτου ἀποκτήσουν τήν ἴδια θερμοκρασία, εἶναι ἴσο μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού παίρνει τό ψυχρότερο.

Τό πιό συνηθισμένο θερμιδόμετρο εἶναι τό ***θερμιδόμετρο μέ νερό.***

Ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα δοχεῖο Δ (σχ. 7.7), πού τοποθετεῖται μέσα σ'



Σχ. 7.7.

ἕνα ἄλλο δοχεῖο D. Τό δοχεῖο D ἀποτελεῖται ἀπό γυάλινα διπλά τοιχώματα, ἐπαργυρωμένα, μεταξύ τῶν ὁποίων ὑπάρχει κενό. Τό δοχεῖο Δ στηρίζεται στό φελλό Φ. Ἔτσι διασφαλίζεται ἡ θερμική μόνωση τοῦ δοχείου Δ, στό ὁποῖο βάζομε μιά ποσότητα νεροῦ.

Τό θερμόμετρο Θ μᾶς δείχνει τή θερμοκρασία τοῦ νεροῦ, ἐνῶ μέ τόν ἀναδευτήρα Α ἀναδεύομε τό νερό, ὥστε ὅλη ἡ μάζα του νά ἔχει τήν ἴδια θερμοκρασία.

7.8 Θερμαντική ἱκανότητα (εἰδική θερμότητα καύσεως).

Θερμαντική ἱκανότητα $c_κ$ ἤ εἰδική θερμότητα καύσεως μιᾶς οὐσίας, ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς θερμότητας Q, ἡ ὁποία ἐλευθερώνεται ὅταν καίγεται ***τελείως*** μιά ποσότητα m τῆς οὐσίας αὐτῆς, πρός τήν ποσότητα m. Δηλαδή:

$c_κ = \dfrac{Q}{m}$	ἐξίσωση ὁρισμοῦ

(1)

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε: m = 1 gr, τότε:

$$c_κ = \frac{Q}{m} = \frac{Q\text{cal}}{1\text{ gr}}$$

$$c_κ = \frac{Q\text{cal}}{1\text{ gr}} \tag{2}$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα καύσεως μιᾶς οὐσίας ἰσοῦται ***ἀριθμητικῶς*** μέ τή θερμότητα, ἡ ὁποία ἐλευθερώνεται ὅταν καίγεται ***πλήρως*** ἕνα γραμμάριο τῆς οὐσίας αὐτῆς.

Εὐνόητο εἶναι ὅτι ἡ ποιότητα ἑνός καυσίμου καθορίζεται ἀπό τή θερμαντική του ἱκανότητα.

Ἕνα καύσιμο εἶναι τόσο καλύτερης ποιότητας ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ θερμαντική του ἱκανότητα. (Πίνακας 7.8.1).

ΠΙΝΑΚΑΣ 7.8.1.
Εἰδικές θερμότητες καύσεως σέ cal/gr

Ὑδρογόνο	34.000	Κώκ	7.000
Πετρέλαιο	11.300	Φωταέριο	6.000 – 7.000
Βενζίνη	10.500	Λιγνίτης	3.000 – 5.000
Ἀνθρακίτης	8.000 – 9.000	Ξύλο	3.000 – 4.000
Λιθάνθρακας	7.000 – 8.000	Τύρφη	3.500

Σημείωση.

Γιά νά ἀρχίσει ἡ ἀνάφλεξη ἑνός σώματος πρέπει ἡ θερμοκρασία του νά πάρει μιά ὁρισμένη τιμή πού λέγεται θερμοκρασία ἀναφλέξεως.

Τή θερμότητα πού χρειάζεται γιά νά θερμανθεῖ τό καύσιμο ὥς τή θερμοκρασία ἀναφλέξεως τή δίνει συνήθως ἡ φλόγα ἑνός σπίρτου.

7.9 Θερμογόνος δύναμη.

Οἱ τροφές μέσα στόν ὀργανισμό μας καίγονται (ὀξειδώνονται) ἀργά καί ἀπό τήν καύση τους ἐλευθερώνεται θερμότητα, ἡ ὁποία εἶναι ἀπαραίτητη γιά τίς διάφορες βιολογικές λειτουργίες.

Σέ κάθε εἶδος τροφῆς ἀντιστοιχεῖ ὁρισμένη εἰδική θερμότητα καύσεως, ἡ ὁποία λέγεται καί ***θερμογόνος δύναμη.*** (Πίνακας 7.8.2).

ΠΙΝΑΚΑΣ 7.8.2.
Θερμογόνες δυνάμεις τροφῶν

Εἶδος τροφῆς	cal/gr	Εἶδος τροφῆς	cal/gr
Λάδι	9.000	Ψωμί λευκό	2.580
Βούτυρο (νωπό)	7.600	Φασόλια	2.570
Ζάχαρι	4.000	Κρέας	1.500 — 3.000
Τυρί	3.900	Πατάτες	950
Ρύζι	3.250	Κρασί	650

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

69) *Πόση θερμότητα Q πρέπει νά προσφερθεῖ σέ μάζα $m = 4$ kgr χαλκοῦ γιά νά ἀνυψωθεῖ ἡ θερμοκρασία της ἀπό $\Theta_1 = 20°C$ σέ $\Theta_2 = 120°C$; Εἰδική θερμότητα χαλκοῦ $c_x = 0{,}092\ cal \,.\, gr^{-1} \,.\, grad^{-1}$.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = m \,.\, c_x\,(\Theta_2 - \Theta_1) \qquad (1)$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 4000\ gr \,.\, 0{,}092\ \frac{cal}{gr \,.\, grad}\ (120\ grad - 20\ grad)$$

$$Q = 4000 \,.\, 0{,}092 \,.\, (120 - 20)\ \frac{gr \,.\, grad \,.\, cal}{gr \,.\, grad}$$

$$Q = 36.800\ cal = 36{,}8\ kcal$$

70) *Πόση θερμότητα Q πρέπει νά προσφερθεῖ σέ μάζα $m = 10$ kgr νεροῦ γιά νά ἀνυψωθεῖ ἡ θερμοκρασία της ἀπό $F_1 = 68°F$ σέ $F_2 = 122°F$;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = m \,.\, c_N\,(\Theta_2 - \Theta_1)$$

ὅπου: $$\Theta_1 = \frac{100}{180}\ (F_1 - 32) = \frac{100}{180}\ (68 - 32) = \frac{100 \,.\, 36}{180} = 20°C$$

$$\Theta_2 = \frac{100}{180} (F_2 - 32) = \frac{100}{180} (122 - 32) = \frac{100 \cdot 90}{180} \; 50^\circ C$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (1) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 10.000 \text{ gr} \frac{1 \text{ cal}}{\text{gr} \cdot \text{grad}} (50 \text{ grad} - 20 \text{ grad})$$

$$Q = 300.000 \text{ cal} = 300 \text{ kcal}$$

71) *Ἀναμιγνύομε μία ποσότητα νεροῦ μάζας $m_1 = 800$ gr μέ μία ἄλλη μάζας $m_2 = 500$ gr. Ἄν οἱ θερμοκρασίες τους εἶναι $\Theta_1 = 90^\circ C$ καί $\Theta_2 = 10^\circ C$ ἀντίστοιχα, ποιά θά εἶναι ἡ τελική θερμοκρασία Θ_T τῶν m_1 καί m_2; Εἰδική θερμότητα τοῦ νεροῦ $c = 1 \text{cal} \cdot \text{gr}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$.*

Λύση.

Ἡ θερμοκρασία τῆς μάζας m_1 ἐλαττώνεται ἀπό Θ_1 σέ Θ_T, ἐνῶ τῆς μάζας m_2 αὐξάνεται ἀπό Θ_2 σέ Θ_T.

Ἀπό τή μάζα m_1 ἀπάγεται (ἀποβάλλεται) θερμότητα Q_1 πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q_1 = m_1 \cdot c\,(\Theta_1 - \Theta_2) \qquad (1)$$

Στή μάζα m_2 προσφέρεται (προστίθεται) θερμότητα Q_2 πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q_2 = m_2 \cdot c\,(\Theta_T - \Theta_2) \qquad (2)$$

Τή θερμότητα Q_1 τήν ὁποία ἀποβάλλει ἡ m_1 τήν προσλαμβάνει ἡ m_2. Ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q_1 = Q_2 \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (3), (2) καί (1) προκύπτει:

$$m_1 c\,(\Theta_1 - \Theta_T) = m_2 c\,(\Theta_T - \Theta_2)$$

$$m_1 \Theta_1 - m_1 \Theta_T = m_2 \Theta_T - m_2 \Theta_2$$

$$\Theta_T = \frac{m_1 \Theta_1 + m_2 \Theta_2}{m_1 + m_2} \qquad (4)$$

Ἄν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$\Theta_T = \frac{800 \text{ gr} \cdot 90 \text{ grad} + 500 \text{ gr} \cdot 10 \text{ grad}}{800 \text{ gr} + 500 \text{ gr}} = 59{,}23 \text{ grad}$$

$$\Theta_T = 59{,}23^\circ C$$

72) *Πόση μάζα m_1 νεροῦ θερμοκρασίας $\Theta_1 = 20^\circ C$ καί πόση μάζα m_2 νεροῦ θερμοκρασίας $\Theta_2 = 60^\circ C$ πρέπει νά ἀναμίξομε γιά νά πάρομε μάζα $m = 100$ kgr νεροῦ θερμοκρασίας $\Theta_T = 40^\circ C$;*
Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ νεροῦ εἶναι $c = 1 \text{ cal} \cdot \text{gr}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$.

Λύση.

Γιά τή μάζα m_1 ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q_1 = m_1 . c\,(\Theta_T - \Theta_1) \qquad (1)$$

ὅπου: Q_1 τό ποσό τῆς θερμότητας τό ὁποῖο προσλαμβάνει ἡ μάζα m_1 γιά νά ἀνέβει ἡ θερμοκρασία της ἀπό τή Θ_1 στή Θ_T.

Γιά τή μάζα m_2 ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q_2 = m_2 . c\,(\Theta_2 - \Theta_T) \qquad (2)$$

ὅπου: Q_2 τό ποσό τῆς θερμότητας τό ὁποῖο ἀποβάλλει ἡ μάζα m_2 γιά νά κατέβει ἡ θερμοκρασία της ἀπό τή Θ_2 σέ Θ_T.

Τή θερμότητα Q_2 πού ἀποβάλλει ἡ m_2 τήν παίρνει ἡ m_1. Ἑπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q_1 = Q_2 \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) προκύπτει:

$$m_1 . c\,(\Theta_T - \Theta_1) = m_2 . c(\Theta_2 - \Theta_T) \qquad (4)$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$m_1 + m_2 = m \qquad (5)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (4) καί (5) παίρνομε:

$$m_1 = \frac{m(\Theta_2 - \Theta_T)}{\Theta_2 - \Theta_1} \qquad (6)$$

Ἄν θέσομε στή (6) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$m_1 = 100\text{ kgr}\ \frac{60\text{ grad} - 40\text{ grad}}{60\text{ grad} - 20\text{ grad}} = \frac{100 . 20\text{ kgr} . \text{grad}}{40\text{ grad}} = 50\text{ kgr}$$

$$m_1 = 50\text{ kgr}$$

Ἀπό τή σχέση (5) ἔχομε:

$$m_2 = m - m_1 \qquad (7)$$

Ἄν θέσομε στή (7) τά γνωστά, βρίσκομε:

$$m_2 = 100\text{ kgr} - 50\text{ kgr} = 50\text{ kgr}$$

$$m_2 = 50\text{ kgr}$$

***73)** Θερμιδόμετρο περιέχει νερό, πού περιέχει μάζα $m_N = 200$ gr καί θερμοκρασία $\Theta_N = 10°C$. Βάζομε μέσα στό θερμιδόμετρο ἕνα μέταλλο μάζας $m_\mu = 1800$ gr καί θερμοκρασίας $\Theta_\mu = 30°C$. Ἡ τελική θερμοκρασία τοῦ συστήματος γίνεται $\Theta_T = 20°C$. Πόση εἶναι ἡ εἰδική θερμότητα (c_μ) τοῦ μετάλλου, ἄν ἡ θερμοχωρητικότητα τοῦ θερμιδομέτρου εἶναι $K = 16$ cal . grad^{-1}; Εἰδική θερμότητα νεροῦ $c_N = 1$ cal . gr^{-1} . grad^{-1}.*

Λύση.

Ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου καί τοῦ νεροῦ αὐξάνεται ἀπό Θ_N σέ Θ_T, ἐνῶ τῆς μάζας τοῦ μετάλλου ἐλαττώνεται ἀπό Θ_μ σέ Θ_T.

Τό θερμιδόμετρο καί τό νερό παίρνουν τή θερμότητα ἔστω Q_1 πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q_1 = K\,.\,(\Theta_T - \Theta_1) + m_N\,.\,c_N\,(\Theta_T - \Theta_1) \qquad (1)$$

Ἡ μάζα τοῦ μετάλλου ἀποβάλλει τή θερμότητα ἔστω, Q_2, πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q_2 = m_\mu\,.\,c_\mu\,(\Theta_\mu - \Theta_T) \qquad (2)$$

Τή θερμότητα Q_2 πού ἀποβάλλει ἡ μάζα τοῦ μετάλλου τήν παίρνει τό θερμιδόμετρο καί τό πετρέλαιο. Ἐπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q_1 = Q_2 \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (3), (2) καί (1) προκύπτει:

$$m_\mu\,.\,c_\mu\,(\Theta_\mu - \Theta_T) = K(\Theta_T - \Theta_1) + m_N\,.\,c_N\,(\Theta_T - \Theta_1)$$

$$c_\mu = \frac{K(\Theta_T - \Theta_1) + m_N\,.\,c_N\,(\Theta_T - \Theta_1)}{m_\mu\,(\Theta_\mu - \Theta_T)} \qquad (4)$$

Ἄν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$c_\mu = \frac{16\ \text{cal}\,.\,\text{grad}^{-1}\,(20 - 10)\ \text{grad} + 200\ \text{gr}\,.\,1\ \text{cal}\,.\,\text{gr}^{-1}\,.\,\text{grad}^{-1}\,.\,(30 - 20)\ \text{grad}}{1800\ \text{gr}\,(30 - 20)\ \text{grad}}$$

$$c_\mu = 0{,}12\ \text{cal}\,.\,\text{gr}^{-1}\,.\,\text{grad}^{-1}$$

74) *Θερμιδόμετρο ἀπό χαλκό ἔχει μάζα $m_\Theta = 200$ gr καί περιέχει πετρέλαιο πού ἔχει μάζα $m_\pi = 300$ gr. Ἡ ἀρχική θερμοκρασία τῶν δύο σωμάτων εἶναι $\Theta_\alpha = 18{,}5°C$. Μέσα στό θερμιδόμετρο βάζομε μάζα μολύβδου $m_\mu = 100$ gr καί θερμοκρασίας $\Theta_1 = 100°C$. Ἡ τελική θερμοκρασία τοῦ μίγματος εἶναι $\Theta_T = 20°C$. Νά βρεθεῖ ἡ εἰδική θερμότητα c_π τοῦ πετρελαίου. Εἰδικές θερμότητες: Χαλκοῦ $c_x = 0{,}092$ cal gr^{-1} grad^{-1}, μολύβδου $c_\mu = 0{,}032$ cal gr^{-1} grad^{-1}.*

Λύση.

Ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου καί τοῦ πετρελαίου αὐξάνεται ἀπό Θ_α σέ Θ_T, ἐνῶ τῆς μάζας τοῦ μολύβδου ἐλαττώνεται ἀπό Θ_1 σέ Θ_T.

Τό θερμιδόμετρο καί τό πετρέλαιο παίρνουν τή θερμότητα, ἔστω Q_1, πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q_1 = m_\Theta\,.\,c_x\,(\Theta_T - \Theta_\alpha) + m_\pi\,.\,c_\pi\,(\Theta_T - \Theta_\alpha) \qquad (1)$$

Ἡ μάζα τοῦ μολύβδου ἀποβάλλει τή θερμότητα, ἔστω Q_2, ἡ ὁποία δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q_2 = m_\mu\,.\,c_\mu\,(\Theta_1 - \Theta_T) \qquad (2)$$

Τή θερμότητα Q_2 πού ἀποβάλλει ἡ μάζα τοῦ μολύβδου τήν παίρνει τό θερμιδόμετρο καί τό πετρέλαιο. Ἐπομένως ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q_1 = Q_2 \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) προκύπτει:

$$m_\Theta \cdot c_x (\Theta_T - \Theta_\alpha) + m_\pi \cdot c_\pi (\Theta_T - \Theta_\alpha) = m_\mu \cdot c_\mu (\Theta_1 - \Theta_T)$$

$$c_\pi = \frac{m_\mu \cdot c_\mu (\Theta_1 - \Theta_T) - m_\Theta \cdot c_x (\Theta_T - \Theta_\alpha)}{m_\pi (\Theta_T - \Theta_\alpha)} \tag{4}$$

Ἄν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, παίρνομε:

$$c_\pi = \frac{100\text{gr}.0{,}032\text{cal}.\text{gr}^{-1}\,\text{grad}^{-1}(100 - 20)\text{grad} - 200\text{gr}.0{,}092\text{cal}\,\text{gr}^{-1}.\text{grad}^{-1}(20 - 18{,}5)\text{grad}}{300\ \text{gr}\,.\,(20 - 18{,}5)\ \text{grad}}$$

$$c_\pi = 0{,}59 \frac{\text{cal}}{\text{gr}\,.\,\text{grad}}$$

75) *Ὅταν καεῖ τελείως μία ποσότητα βενζίνης μάζας $m = 1{,}37$ kgr, ἐλευθερώνεται θερμότητα $Q = 14.400$ kcal. Πόση εἶναι ἡ θερμότητα καύσεως c_κ τῆς βενζίνης;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$c_\kappa = \frac{Q}{m} \tag{1}$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$c_\kappa = \frac{14.400\ \text{kcal}}{1{,}37\ \text{kgr}} = \frac{144\,.\,10^5\ \text{cal}}{1370\ \text{gr}} = 10.510\ \frac{\text{cal}}{\text{gr}}$$

$$c_\kappa = 10.510\ \frac{\text{cal}}{\text{gr}}$$

76) *Πόση ποσότητα m ἀνθρακίτη πρέπει νά καεῖ πλήρως γιά νά θερμανθοῦν $m_1 = 10$ kgr νεροῦ ἀπό $\Theta_1 = 20°C$ σέ $\Theta_2 = 60°C$; Εἰδική θερμότητα: νεροῦ $c = 1\,\text{cal}\,.\,\text{gr}^{-1}\,.\,\text{grad}^{-1}$, θερμότητα καύσεως τοῦ ἀνθρακίτη $c_\kappa = 8000\ \text{cal}\,.\,\text{gr}^{-1}$.*

Λύση.

Τό ποσό Q τῆς θερμότητας πού πρέπει νά προσφερθεῖ στό νερό, δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q = m_1\,.\,c\,(\Theta_2 - \Theta_1) \tag{1}$$

Ἡ μάζα m τοῦ ἀνθρακίτη ἀπό τήν ὁποία ὅταν καεῖ πλήρως θά ἐλευθερωθεῖ θερμότητα Q, δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$c_\kappa = \frac{Q}{m}$$

$$m = \frac{Q}{c_\kappa} \tag{2}$$

᾿Από τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει:

$$m = \frac{m_1 c(\Theta_2 - \Theta_1)}{c_\kappa} \tag{3}$$

῎Αν στή σχέση (3) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$m = \frac{10.000\ gr \,.\, 1\ cal \,.\, gr^{-1} \,.\, grad^{-1} \,.\, (60 - 20)\ grad}{8000\ cal \,.\, gr^{-1}}$$

$$m = 50\ gr$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

ΜΕΤΑΒΟΛΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ

8.1 Τήξη.

Τήξη ἑνός στερεοῦ ὑλικοῦ ὀνομάζεται ἡ μετάβαση τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τή στέρεη κατάσταση στήν ὑγρή ὅταν σ' αὐτό προσφερθεῖ θερμότητα.

8.1.1 Πλαστική τήξη.

Πλαστική τήξη ὀνομάζεται ἡ τήξη ἑνός ὑλικοῦ κατά τήν ὁποία τό ὑλικό μεταβαίνει ἀπό τή στέρεη στήν ὑγρή του κατάσταση ***σιγά - σιγά,*** περνώντας ἀπό μιά ἐνδιάμεση κατάσταση πού ἔχει πλαστικότητα.

Τό γυαλί ἤ τό κερί, ὅταν θερμανθεῖ ***δέ*** μεταβαίνει ἀπότομα ἀπό τή στερεή στήν ὑγρή του κατάσταση, ἀλλά σιγά - σιγά, περνώντας ἀπό μιά ἐνδιάμεση κατάσταση πού ἔχει πλαστικότητα. Γενικά ἡ μετάβαση τῶν ἄμορφων ὑλικῶν ἀπό τή στέρεη στήν ὑγρή κατάστασή τους, ***δέ γίνεται σέ μιά συγκεκριμένη*** θερμοκρασία, δηλαδή δέ γίνεται ἀπότομα, ἀλλά σέ μιά περιοχή θερμοκρασιῶν, μέσα στήν ὁποία τό στερεό μετατρέπεται σέ ὑγρό.

8.1.2 Κρυσταλλική τήξη.

Κρυσταλλική τήξη ὀνομάζεται ἡ τήξη ἑνός ὑλικοῦ κατά τήν ὁποία τό ὑλικό μεταβαίνει ***ἀπότομα*** ἀπό τή στέρεη στήν ὑγρή του κατάσταση. Δηλαδή ἡ μετάβαση τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τή στέρεη στήν ὑγρή του κατάσταση γίνεται σέ μιά ***συγκεκριμένη*** θερμοκρασία. Κρυσταλλική τήξη παθαίνουν τά κρυσταλλικά ὑλικά.

Θερμοκρασία τήξεως ἤ ***σημεῖο τήξεως*** ἑνός κρυσταλλικοῦ ὑλικοῦ γιά μιά ὁρισμένη πίεση, ὀνομάζεται ἡ θερμοκρασία ἐκείνη κατά τήν ὁποία τήκεται τό ὑλικό, ὅταν στό ὑλικό ἐξασκεῖται ἡ πίεση αὐτή.

Κανονική θερμοκρασία τήξεως ἤ ***κανονικό σημεῖο τήξεως*** ἑνός ὑλικοῦ, ὀνομάζεται ἡ θερμοκρασία κατά τήν ὁποία τήκεται τό ὑλικό ὅταν ἐξασκεῖται σ' αὐτό πίεση ἴση μέ 76 cmHg.

Παρατηρήσεις.

1) Ὅταν δέ γίνεται λόγος γιά πίεση ἐννοεῖται ὅτι ἡ πίεση εἶναι ἴση μέ τήν κανονική πίεση, δηλαδή 76 cmHg.
2) Κάθε ὑλικό ἔχει δική του θερμοκρασία τήξεως γιά μιά ὁρισμένη πίεση, δηλαδή ἡ θερμοκρασία τήξεως ἑνός ὑλικοῦ εἶναι μιά σταθερά πού τό χαρακτηρίζει.

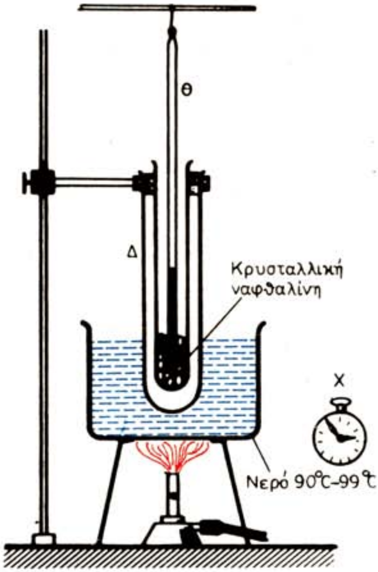
8.1.3 Νόμοι τῆς κρυσταλλικῆς τήξεως.

1ος. Ὑπό τήν ἴδια πίεση, ἡ τήξη ἑνός ὑλικοῦ ἀρχίζει στήν ἴδια πάντοτε θερμοκρασία.

2ος. Κατά τή διάρκεια τῆς τήξεως παρ' ὅλο πού τό ὑλικό ἀπορροφᾶ θερμότητα, ἡ θερμοκρασία του παραμένει σταθερή (ἴση μέ τό σημεῖο τήξεώς του).

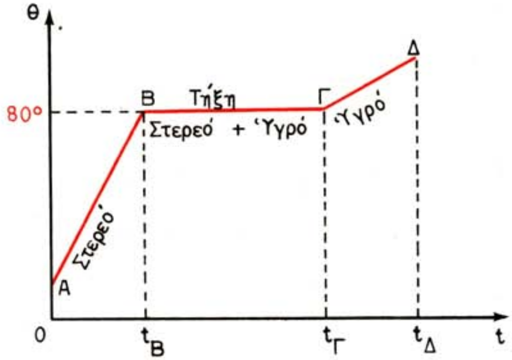
3ος. Κατά τή διάρκεια τῆς τήξεως συνυπάρχουν ἡ στέρεη καί ὑγρή κατάσταση τοῦ ὑλικοῦ.

Στό σωλήνα Δ (σχ. 8.1α) βάζομε κρυσταλλική ναφθαλίνη καί τόν τοποθετοῦμε σέ ζεστό νερό 99°C.



Σχ. 8.1α.

Μέ τή βοήθεια τοῦ θερμομέτρου Θ καί τοῦ χρονομέτρου Χ, βρίσκομε τίς θερμοκρασίες τῆς ναφθαλίνης ἀνά ἴσα χρονικά διαστήματα. Τά ἀποτελέσματα τῶν παρατηρήσεων τά παριστάνομε γραφικά στό σχῆμα 8.1β.



Σχ. 8.1β.

Παρατηροῦμε ὅτι:

α) Κατά τή διάρκεια τοῦ χρόνου Ot_B, πού ἡ ναφθαλίνη βρίσκεται στή στέρεη κατάσταση, ἡ θερμοκρασία της αὐξάνεται (τμῆμα ΑΒ). Πράγματι τό ζεστό νερό δίνει στήν κρυσταλλική ναφθαλίνη θερμότητα, ἡ ὁποία τῆς ἀνεβάζει τή θερμοκρασία, σύμφωνα μέ τό θεμελιώδη νόμο τῆς θερμιδομετρίας:

$$\boxed{Q_Σ = m \, . \, c_Σ \, . \, ΔΘ}$$

β) Ὅταν ἡ θερμοκρασία τῆς ναφθαλίνης φθάσει τούς 80° (σημεῖο τήξεώς της), ἀρχίζει ἡ τήξη της ***(1ος νόμος)***.

γ) Κατά τό χρόνο $t_B \, t_Γ$ συνεχίζεται ἡ τήξη τῆς ναφθαλίνης (μικραίνει ἡ μάζα τῆς στέρεης καταστάσεως καί μεγαλώνει ἡ μάζα τῆς ὑγρῆς). Ἡ θερμοκρασία της ὅμως παραμένει σταθερή (τμῆμα ΒΓ) στούς 80°C ***(2ος νόμος)*** παρ' ὅλο πού τό ζεστό νερό συνεχίζει νά δίνει θερμότητα στή ναφθαλίνη.

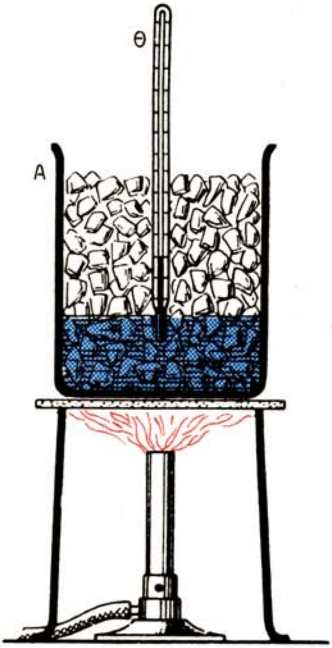
Σημείωση.

Ἡ θερμότητα πού παίρνει τό μίγμα στέρεης καί ὑγρῆς ναφθαλίνης ὅσο διαρκεῖ ἡ τήξη του (χρόνος $t_B \, t_Γ$), δέν ἀνεβάζει τή θερμοκρασία του (τμῆμα ΒΓ), γιατί χρησιμοποιεῖται γιά τή μετατροπή τῆς στέρεης ναφθαλίνης σέ ὑγρή.

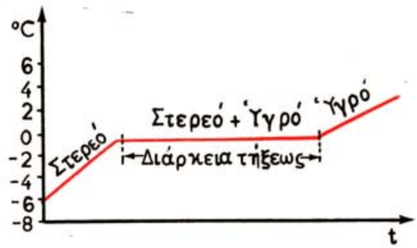
δ) Κατά τό χρόνο $t_B \, t_Γ$ πού συνεχίζεται ἡ τήξη τῆς ναφθαλίνης (δηλαδή κατά τή διάρκεια τῆς τήξεως) συνυπάρχουν ἡ στέρεη καί ὑγρή κατάσταση τῆς ναφθαλίνης ***(3ος νόμος)***.

ε) Μετά τή χρονική στιγμή $t_Γ$, ὅταν δηλαδή ἔχει λιώσει ὅλη ἡ κρυσταλλική ναφθαλίνη, ἡ θερμοκρασία τῆς ὑγρῆς ναφθαλίνης ἀρχίζει νά ἀνεβαίνει (τμῆμα ΓΔ), σύμφωνα μέ τή σχέση:

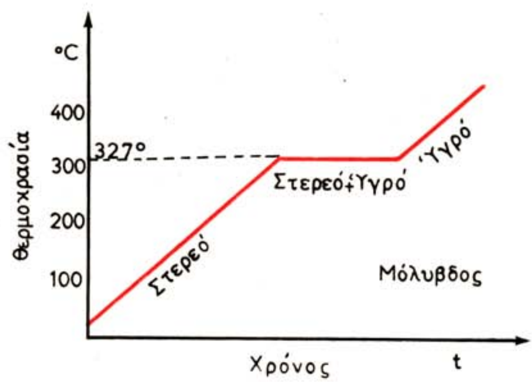
$$\boxed{Q_υ = m \, . \, c_υ \, . \, ΔΘ}$$



Σχ. 8.1γ.



Σχ. 8.1δ.



Σχ. 8.1ε.

Ἄν μέσα στό δοχεῖο Α (σχ. 8.1γ) βάλομε πάγο, π.χ. θερμοκρασίας −6°C καί τό θερμάνομε, τότε θά πάρομε τή γραφική παράσταση τοῦ σχήματος 8.1δ ἡ ὁποία εἶναι ὅμοια μέ τή γραφική παράσταση τοῦ σχήματος 8.1β (ἡ θερμοκρασία τήξεως τοῦ πάγου 0°C).

Ὅμοια γραφική παράσταση (σχ. 8.1ε) θά πάρομε ἄν στό δοχεῖο Α βάλομε ἀντί γιά πάγο μόλυβδο (ἡ θερμοκρασία τήξεως 327°C).

8.1.4 Εἰδική θερμότητα τήξεως.

Εἰδική θερμότητα τήξεως (λ) ἑνός ὑλικοῦ ὀνομάζεται τό πηλίκον τοῦ ποσοῦ τῆς θερμότητας (Q) πού πρέπει νά ἀπορροφήσει μιά στέρεη μάζα (m) ἀπό τό ὑλικό αὐτό, ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία τήξεώς του, γιά νά γίνει αὐτή ὑγρό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας, πρός τή μάζα m, ἤτοι:

$$\boxed{\lambda = \frac{Q}{m}} \quad \text{ἐξίσωση ὁρισμοῦ} \qquad (1)$$

Ἄν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) θέσομε m = 1 gr, τότε ἔχομε:

$$\lambda = \frac{Q}{m} = \frac{Q \text{ cal}}{1 \text{ gr}}$$

$$\lambda = \frac{Q \text{ cal}}{1 \text{ gr}} \qquad (2)$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα τήξεως ἑνός ὑλικοῦ ***ἰσοῦται ἀριθμητικῶς*** μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού πρέπει νά προσλάβει γιά νά τακεῖ 1 gr τοῦ ὑλικοῦ, ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία τήξεώς του.

Ἡ θερμοκρασία τήξεως τοῦ πάγου εἶναι:

$$\lambda = 80 \frac{\text{cal}}{\text{gr}}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι γιά νά λιώσει 1 gr πάγου, θερμοκρασίας 0°C (θερμοκρασία τήξεως τοῦ πάγου 0°C), δηλαδή γιά νά γίνει ὑγρό (νερό) θερμοκρασίας 0°C, πρέπει νά πάρει θερμότητα Q ἴση μέ 80 cal.

Μονάδα εἰδικῆς θερμότητας τήξεως.

Ἄν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) βάλομε: Q = 1 cal καί m = 1 gr βρίσκομε ὅτι μονάδα εἰδικῆς θερμότητας τήξεως εἶναι ἡ ***1 θερμίδα κατά γραμμάριο.*** Δηλαδή:

$$\lambda = \frac{Q}{m} = \frac{1 \text{ cal}}{1 \text{ gr}} = 1 \frac{\text{cal}}{\text{gr}}$$

$$\boxed{\lambda = 1 \frac{\text{cal}}{\text{gr}}}$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἄν λύσομε τή σχέση ὁρισμοῦ (1) τῆς εἰδικῆς θερμότητας τήξεως ὡς πρός Q θά προκύψει ἡ σχέση:

$$\lambda = \frac{Q}{m}$$

$$\boxed{Q = \lambda \cdot m}$$

ὅπου: Q ***τό ποσό τῆς θερμότητας τό ὁποῖο πρέπει νά ἀπορροφήσει μάζα m, ἑνός στερεοῦ ὑλικοῦ, ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία τήξεώς του, γιά νά γίνει ὑγρό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας*** καί
λ ἡ εἰδική θερμότητα τήξεως τοῦ ὑλικοῦ.

2) Ἡ εἰδική θερμότητα τήξεως (λ) ἑνός ὑλικοῦ ὀνομάζεται ἀπό πολλούς καί ***λανθάνουσα θερμότητα τήξεως τοῦ ὑλικοῦ,*** γιατί ἡ εἰδική θερμότητα τήξεως δέ γίνεται ἀντιληπτή μέ θερμόμετρο (ἀφοῦ δέν προκαλεῖ ἀνύψωση τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὑλικοῦ).

8.1.5 Ἐπίδραση προσμίξεων στό σημεῖο τήξεως.

Γενικά οἱ προσμίξεις σ' ἕνα ὑλικό προκαλοῦν ***πτώση τοῦ σημείου τήξεως τοῦ ὑλικοῦ.***

Σ' αὐτό στηρίζεται ἡ παρασκευή διαφόρων κραμάτων, π.χ. τό κράμα καλίου καί νατρίου εἶναι ὑγρό στή συνήθη θερμοκρασία, μολονότι τό σημεῖο τήξεως τοῦ νατρίου εἶναι 97,6°C καί τοῦ καλίου 64°C.

Ἐπειδή μία πρόσμιξη ἑνός ὑλικοῦ προκαλεῖ μεταβολή τοῦ σημείου τήξεώς του, γι' αὐτό μποροῦμε, μέ προσδιορισμό τοῦ σημείου τήξεως ἑνός ὑλικοῦ, νά διαπιστώσομε, ἄν εἶναι νοθευμένο ἤ ὄχι. Π.χ. ἡ καθαρή ναφθαλίνη τήκεται στούς 80°C, ἄν ὅμως σέ δεῖγμα ναφθαλίνης διαπιστώσομε ὅτι τό σημεῖο τήξεώς της εἶναι διαφορετικό ἀπό 80°C βγάζομε τό συμπέρασμα ὅτι τό δεῖγμα τῆς ναφθαλίνης περιέχει προσμίξεις, δηλαδή ἡ ναφθαλίνη εἶναι νοθευμένη.

8.2 Πήξη.

Πήξη ἑνός ὑγροῦ ὑλικοῦ ὀνομάζεται ἡ μετάβαση τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τήν ὑγρή του κατάσταση στή στέρεη, ὅταν τό ὑγρό ἀποβάλλει θερμότητα.

8.2.1 Πλαστική πήξη.

Πλαστική πήξη ὀνομάζεται ἡ πήξη ἑνός ὑλικοῦ κατά τήν ὁποία τό ὑλικό μεταβαίνει σιγά - σιγά, ἀπό τήν ὑγρή στή στέρεή του κατάσταση, περνώντας ἀπό μιά ἐνδιάμεση κατάσταση πού ἔχει πλαστικότητα. Π.χ. τό γυαλί ἤ τό κερί ὅταν βρεθοῦν στήν ὑγρή κατάσταση καί ψυχθοῦν, δέ μεταβαίνουν ἀπότομα ἀπό τήν ὑγρή στή στέρεή τους κατάσταση, ἀλλά σιγά - σιγά, περνώντας ἀπό μιά ἐνδιάμεση κατάσταση πού ἔχει πλαστικότητα.

Γενικά κατά τήν πλαστική πήξη ἑνός ὑλικοῦ, ἡ μετάβαση τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τήν ὑγρή στή στέρεη κατάσταση, ***δέ γίνεται σέ μιά συγκεκριμένη***

θερμοκρασία (δηλαδή δέ γίνεται απότομα), ἀλλά σέ μιά περιοχή θερμοκρασιῶν, μέσα στήν ὁποία τό ὑγρό, μετατρέπεται σιγά - σιγά σέ στερεό.

8.2.2 Κρυσταλλική πήξη.

Κρυσταλλική πήξη ὀνομάζεται ἡ πήξη ἑνός ὑλικοῦ κατά τήν ὁποία τό ὑλικό μεταβαίνει ***ἀπότομα*** ἀπό τήν ὑγρή στή στέρεή του κατάσταση, δηλαδή ἡ μετάβαση τοῦ ὑλικοῦ ἀπό τήν ὑγρή στή στέρεή του κατάσταση ***γίνεται σέ μιά συγκεκριμένη*** θερμοκρασία.

Θερμοκρασία πήξεως ἤ ***σημεῖο πήξεως*** ἑνός ὑλικοῦ γιά μιά ὁρισμένη πίεση, ὀνομάζεται ἡ θερμοκρασία ἐκείνη κατά τήν ὁποία τό ὑλικό πήζει ὅταν στό ὑλικό ἐξασκεῖται ἡ πίεση αὐτή.

Παρατηρήσεις:

1) Ἕνα ὑλικό πήζει καί λιώνει στήν ἴδια θερμοκρασία, ἄν ἐπάνω του ἐξασκεῖται ἡ ἴδια πίεση.
2) ***Κανονική θερμοκρασία πήξεως*** ἤ ***κανονικό σημεῖο πήξεως ἑνός*** ὑλικοῦ ὀνομάζεται ἡ θερμοκρασία κατά τήν ὁποία τό ὑλικό πήζει, ὅταν ἐξασκεῖται σ' αὐτό πίεση ἴση μέ 76 cmHg.
   Ἡ κανονική θερμοκρασία πήξεως ἑνός ὑλικοῦ εἶναι ἡ ἴδια μέ τήν κανονική θερμοκρασία τήξεώς του (τό ὑλικό πήζει καί λιώνει στήν ἴδια θερμοκρασία, ὅταν ἐπάνω του ἐξασκεῖται πίεση ἴση μέ 76 cmHg).
   Ὅταν δέ γίνεται λόγος γιά πίεση, ἐννοεῖται ὅτι ἡ πίεση εἶναι ἴση μέ τήν κανονική πίεση, δηλαδή 76 cmHg.
3) Κάθε ὑλικό ἔχει δική του θερμοκρασία πήξεως γιά μιά ὁρισμένη πίεση, δηλαδή ***ἡ θερμοκρασία πήξεως ἑνός ὑλικοῦ εἶναι μία σταθερά πού τό χαρακτηρίζει.***

8.2.3 Νόμοι τῆς κρυσταλλικῆς πήξεως.

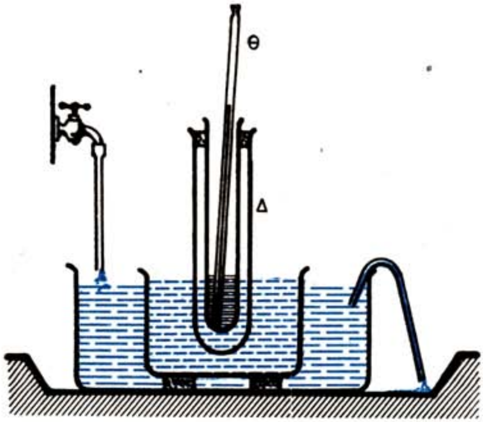
1ος. Ὑπό τήν ἴδια πίεση, ἡ πήξη ἑνός ὑλικοῦ ἀρχίζει στήν ἴδια πάντοτε θερμοκρασία.

Σημείωση.

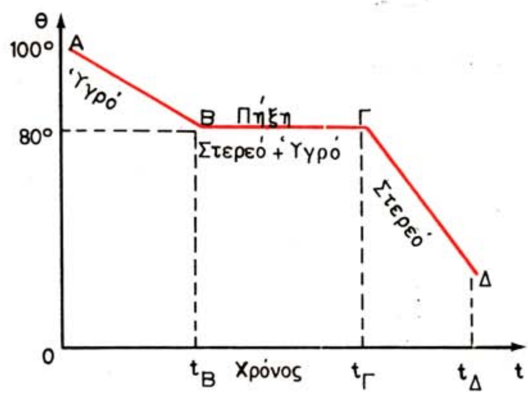
Ἡ πήξη ἑνός ὑλικοῦ ἀρχίζει στήν ἴδια θερμοκρασία πού ἀρχίζει καί ἡ τήξη του ὑπό τήν ἴδια βέβαια πίεση.

2ος. Κατά τή διάρκεια τῆς πήξεως, παρ' ὅλο πού τό ὑλικό χάνει θερμότητα, ἡ θερμοκρασία του παραμένει σταθερή (ἴση μέ τό σημεῖο πήξεώς του).

3ος. Κατά τή διάρκεια τῆς πήξεως συνυπάρχουν ἡ ὑγρή καί στέρεη κατάσταση τοῦ ὑλικοῦ.



Σχ. 8.2α.



Σχ. 8.2β.

Στό σωλήνα Δ (σχ. 8.2α) βάζομε ὑγρή ναφθαλίνη θερμοκρασίας 100°C καί τόν τοποθετοῦμε σέ νερό θερμοκρασίας τοῦ δικτύου.

Μέ τή βοήθεια θερμομέτρου καί χρονομέτρου, βρίσκομε τίς θερμοκρασίες τῆς ναφθαλίνης ἀνά ἴσα χρονικά διαστήματα.

Τά ἀποτελέσματα τῶν παρατηρήσεων τά παριστάνομε γραφικά στό σχῆμα 8.2β.

Παρατηροῦμε ὅτι:

α) Κατά τή διάρκεια τοῦ χρόνου Ot_B πού ἡ ναφθαλίνη βρίσκεται στήν ὑγρή κατάσταση, ἡ θερμοκρασία της ἐλαττώνεται (τμῆμα ΑΒ). Πράγματι ἡ ζεστή ὑγρή ναφθαλίνη δίνει στό νερό θερμότητα καί ἡ θερμοκρασία της πέφτει, σύμφωνα μέ τό θεμελιώδη νόμο τῆς θερμιδομετρίας.

$$\boxed{Q_{\upsilon} = m \,.\, c_{\upsilon} \,.\, \Delta\Theta}$$

β) Ὅταν ἡ θερμοκρασία τῆς ναφθαλίνης φθάσει τούς 80°C (σημεῖο πήξεώς της) ἀρχίζει ἡ πήξη της ***(1ος νόμος).***

γ) Κατά τό χρόνο $t_B\, t_\Gamma$ ἡ πήξη τῆς ναφθαλίνης συνεχίζεται (μικραίνει ἡ μάζα τῆς ὑγρῆς καταστάσεως καί μεγαλώνει ἡ μάζα τῆς στέρεης). Ἡ θερμοκρασία της ὅμως παραμένει σταθερή (τμῆμα ΒΓ) στούς 80°C ***(2ος νόμος),*** παρ' ὅλο πού ἡ ναφθαλίνη συνεχίζει νά δίνει θερμότητα στό νερό.

Σημείωση.

Ὅσο διαρκεῖ ἡ πήξη (χρόνος $t_B\, t_\Gamma$), τό μίγμα τῆς ὑγρῆς - στέρεης ναφθαλίνης ἀποβάλλει θερμότητα, ὅμως ἡ θερμοκρασία του δέν ἐλαττώνεται (τμῆμα ΒΓ), γιατί γίνεται μετατροπή τῆς ὑγρῆς ναφθαλίνης σέ στέρεη.

δ) Κατά τό χρόνο $t_B\, t_\Gamma$ πού συνεχίζεται ἡ πήξη τῆς ναφθαλίνης (δηλαδή κατά τή διάρκεια τῆς πήξεως), συνυπάρχουν ἡ ὑγρή καί ἡ στέρεη κατάσταση τῆς ναφθαλίνης ***(3ος νόμος).***

ε) Μετά τή χρονική στιγμή t_Γ, ὅταν δηλαδή ἔχει πήξη ὅλη ἡ ναφθαλίνη, ἡ θερμοκρασία τῆς στέρεης ναφθαλίνης ἀρχίζει νά πέφτει (τμῆμα ΓΔ), σύμφωνα μέ τή σχέση:

$$\boxed{Q_{\Sigma} = m \,.\, c_{\Sigma} \,.\, \Delta\Theta}$$

Ἄν μέσα σ' ἕνα δοχεῖο ἔχομε λιωμένο μολύβι, π.χ. 400°C καί τό ἀφήσομε νά ψυχθεῖ στόν περιβάλλοντα χῶρο, θά πάρομε τή γραφική παράσταση τοῦ σχήματος 8.2γ ἡ ὁποία εἶναι ὅμοια μέ τή γραφική παράσταση τοῦ σχήματος 8.2β.

Σχ. 8.2γ.

8.2.4 Εἰδική θερμότητα πήξεως.

Εἰδική θερμότητα πήξεως (λ) ἑνός ὑλικοῦ ὀνομάζεται τό πηλίκον τοῦ ποσοῦ τῆς θερμότητας (Q), πού πρέπει νά χάσει μιά ὑγρή μάζα (m) ἀπό τό ὑλικό αὐτό, ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία πήξεώς του, γιά νά γίνει αὐτή στερεό μέ τήν ἴδια θερμοκρασία, πρός τή μάζα m. Δηλαδή:

$$\boxed{\lambda = \frac{Q}{m} \quad \text{ἐξίσωση ὁρισμοῦ}} \tag{1}$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ εἰδική θερμότητα πήξεως ἑνός ὑλικοῦ εἶναι ἴση μέ τήν εἰδική θερμότητα τήξεώς του.
2) Ἄν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) βάλομε m = gr, τότε παίρνομε:

$$\lambda = \frac{Q}{m} = \frac{Q\text{cal}}{1\text{ gr}}$$

$$\lambda = \frac{Q\text{cal}}{1\text{ gr}} \tag{2}$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα πήξεως ἑνός ὑλικοῦ ***ἰσοῦται ἀριθμητικῶς*** μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού πρέπει νά ἀποβάλλει, γιά νά πήξει 1 gr τοῦ ὑλικοῦ, ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία πήξεώς του. Ἡ θερμότητα πήξεως τοῦ νεροῦ εἶναι 80 cal/gr. Αὐτό σημαίνει ὅτι γιά νά πήξει 1 gr νεροῦ θερμοκρασίας 0°C (θερμοκρασία πήξεως νεροῦ 0°C), δηλαδή γιά νά γίνει πάγος θερμοκρασίας 0°C, πρέπει νά ἀποβάλλει θερμότητα (Q) ἴση μέ 80 cal.

Μονάδα εἰδικῆς θερμότητας πήξεως.

Ἄν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) βάλομε: Q = 1 cal καί m = 1 gr θά βροῦμε ὅτι μονάδα εἰδικῆς θερμότητας πήξεως εἶναι ***ἡ 1 θερμίδα κατά γραμμάριο.*** Δηλαδή:

$$\lambda = \frac{Q}{m} = \frac{1\text{ cal}}{1\text{ gr}} = 1 \frac{\text{cal}}{\text{gr}}$$

$$\boxed{\lambda = 1 \frac{\text{cal}}{\text{gr}}}$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἄν λύσομε τή σχέση ὁρισμοῦ (1) τῆς εἰδικῆς θερμότητας πήξεως ὡς πρός Q θά ἔχομε τή σχέση:

$$\lambda = \frac{Q}{m}$$

$$\boxed{Q = \lambda \cdot m}$$

ὅπου: Q τό ποσό τῆς θερμότητας τό ὁποῖο πρέπει νά ἀποβάλλει μάζα m ἑνός ὑγροῦ ὑλικοῦ ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία πήξεώς του, γιά νά γίνει στερεό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας,
λ ἡ εἰδική θερμότητα πήξεως τοῦ ὑλικοῦ.

Σημείωση.

Τό ποσό τῆς θερμότητας, τό ὁποῖο πρέπει νά ἀποβάλλει μάζα m ἑνός ὑλικοῦ ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία πήξεώς του (Θ_π) γιά νά γίνει στερεό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας, εἶναι ἴσο μέ τό ποσό τῆς θερμότητας τό ὁποῖο πρέπει νά προσλάβει ἡ μάζα αὐτή m τοῦ ὑλικοῦ, ὅταν βρίσκεται στή θερμοκρασία τήξεως τοῦ Θ_τ ($\Theta_\tau = \Theta_\pi$) γιά νά γίνει ὑγρό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας.

2) Ἡ εἰδική θερμότητα πήξεως (λ) ἑνός ὑλικοῦ ὀνομάζεται ἀπό πολλούς καί ***λανθάνουσα θερμότητα πήξεως*** τοῦ ὑλικοῦ, γιατί ἡ εἰδική θερμότητα πήξεως δέ γίνεται ἀντιληπτή μέ θερμόμετρο, ἀφοῦ δέν προκαλεῖ πτώση τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὑλικοῦ.

8.2.5 Ὑστέρηση πήξεως ἤ ὑπέρτηξη.

Ὑστέρηση πήξεως ἤ ***ὑπέρτηξη*** ὀνομάζεται τό φαινόμενο ἐκεῖνο κατά τό ὁποῖο ἕνα ὑλικό διατηρεῖ τήν ὑγρή κατάστασή του, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία του εἶναι χαμηλότερη ἀπό τή θερμοκρασία πήξεώς του.

Τό ἀποσταγμένο νερό, π.χ. ὅταν ψύχεται πολύ ἀργά, μπορεῖ νά ἔχει θερμοκρασία μέχρι $-10°C$, χωρίς νά στερεοποιηθεῖ, δηλαδή παρουσιάζει τό φαινόμενο τῆς ὑπερτήξεως.

Ὅταν ἕνα ὑλικό βρίσκεται σέ ὑγρή κατάσταση, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία του εἶναι μικρότερη ἀπό τή θερμοκρασία πήξεώς του, τότε λέμε ὅτι βρίσκεται σέ κατάσταση ὑπερτήξεως.

Ἡ κατάσταση τῆς ὑπερτήξεως ἑνός ὑλικοῦ δέν εἶναι σταθερή γιατί ἐλάχιστη μετακίνηση τοῦ ὑγροῦ πού βρίσκεται σέ ὑπέρτηξη ἤ προσθήκη ξένης οὐσίας μέσα σ' αὐτό, τό μετατρέπει σέ στερεό.

Παρατήρηση.

Πρέπει νά σημειωθεῖ ὅτι δέν μπορεῖ ἕνα ὑλικό σῶμα νά βρίσκεται σέ στέρεη κατάσταση, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία του νά εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία τήξεώς του. (Δηλαδή δέν παρατηρεῖται ποτέ ὑστέρηση τήξεως).

8.2.6 Ἐπίδραση τῆς πιέσεως στή θερμοκρασία τήξεως.

Τό σημεῖο τήξεως ἑνός ὑλικοῦ μεταβάλλεται, ὅταν μεταβάλλεται ἡ πίεση, πού ἐξασκεῖται στό ὑλικό.

Οἱ μεταβολές ὅμως τοῦ σημείου τήξεως ἑνός ὑλικοῦ, πού ὀφείλονται στίς μεταβολές τῆς πιέσεως πού ἐξασκεῖται στό ὑλικό, εἶναι σχετικά μικρές.

Γι' αὐτό στήν πράξη, γιά μικρές μεταβολές τῆς πιέσεως, πού ἐξασκεῖται στό ὑλικό τό σημεῖο τήξεώς του θεωρεῖται σταθερό.

Γενικά ἀποδείχθηκε ὅτι:

1) Γιά τά σώματα πού ὁ ὄγκος τους αὐξάνεται κατά τήν τήξη τους, ἡ θερμοκρασία τήξεώς τους ἀνεβαίνει, ὅταν αὐξάνεται ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται σ' αὐτά.

2) Γιά τά σώματα πού ὁ ὄγκος ἐλαττώνεται κατά τήν τήξη τους (π.χ. ὁ πάγος), ἡ θερμοκρασία τήξεώς τους κατεβαίνει, ὅταν αὐξάνεται ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται σ' αὐτά.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

77) *Πόση θερμότητα Q πρέπει νά προσφερθεῖ σέ ποσότητα πάγου μάζας $m = 2$ kgr καί θερμοκρασίας 0°C γιά νά μεταβληθεῖ σέ νερό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας; Ἡ θερμότητα τήξεως τοῦ πάγου εἶναι $\lambda = 80$ cal/gr.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = \lambda \,.\, m \qquad (1)$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 80\ \frac{\text{cal}}{\text{gr}}\ .\ 2\ \text{kgr} = 80\ \frac{\text{cal}}{\text{gr}}\ .\ 2000\ \text{gr} = 80 \times 2000\ \frac{\text{cal}\ .\ \text{gr}}{\text{gr}}$$

$$Q = 160.000\ \text{cal} = 160\ \text{kcal}$$

78) *Πόση θερμότητα Q ἀπάγεται ἀπό ποσότητα νεροῦ, μάζας $m = 2$ kgr καί θερμοκρασίας 0°C ὅταν μεταβληθεῖ σέ νερό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας; Ἡ θερμότητα πήξεως τοῦ νεροῦ εἶναι $\lambda = 80$ cal/gr, δηλαδή ὅση εἶναι ἡ θερμότητα τήξεως τοῦ πάγου.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = \lambda \,.\, m \qquad (1)$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 80\ \frac{\text{cal}}{\text{gr}}\ .\ 2000\ \text{gr} = 160.000\ \text{cal} = 160\ \text{kcal}$$

79) *Μία μάζα $m = 100$ gr πάγου ἔχει θερμοκρασία $\Theta_\pi = -10°C$. Πόση θερμότητα Q πρέπει νά προσφερθεῖ στή μάζα αὐτή γιά νά μετατραπεῖ σέ νερό θερμοκρασίας $\Theta_N = 20°C$; Δίνονται: εἰδική θερμότητα πάγου: $c_\pi = 0,58$ cal/gr. grad, εἰδική θερμότητα νεροῦ: $c_N = \dfrac{1\ \text{cal}}{\text{gr. grad}}$ καί θερμότητα τήξεως τοῦ πάγου: $\lambda = 80\ \dfrac{\text{cal}}{\text{gr}}$.*

Λύση.

Στή μάζα m τοῦ πάγου, γιά νά γίνει νερό θερμοκρασίας $Θ_N = 20°C$, πρέπει νά προσφερθοῦν τρία ποσά θερμότητας:

— Ἕνα ποσό Q_1, γιά νά γίνει ἀπό πάγος θερμοκρασίας $Θ_π = -10°C$ πάγος θερμοκρασίας 0°C.

— Ἕνα ποσό Q_2, γιά νά γίνει ἀπό πάγος θερμοκρασίας 0°C νερό θερμοκρασίας 0°C καί

— ἕνα ποσό Q_3, γιά νά γίνει ἀπό νερό θερμοκρασίας 0°C σέ νερό θερμοκρασίας $Θ_N = 20°C$.

Γιά τά Q, Q_1, Q_2, Q_3 ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \qquad (1)$$

$$Q_1 = m \,.\, c_π \,(Θ_π - 0) \qquad (2)$$

$$Q_2 = m \,.\, λ \qquad (3)$$

$$Q_3 = m \,.\, c_N \,(Θ_N - 0) \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2), (3) καί (4) προκύπτει:

$$Q = m \,.\, c_π \,.\, Θ_π + m \,.\, λ + m \,.\, c_N \,.\, Θ_N \qquad (5)$$

Ἄν στή σχέση (5) ἀντικαταστήσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 100\,\text{gr} \,.\, 0{,}58\,\frac{\text{cal}}{\text{gr. grad}} \,.\, 10\,\text{grad} + 100\,\text{gr}.\, 80\,\frac{\text{cal}}{\text{gr}} +$$

$$+ 100\,\text{gr} \,.\, 1\,\frac{\text{cal}}{\text{gr . grad}} \,.\, 20\,\text{grad}$$

$$Q = 100 \,.\, 0{,}58 \,.\, 10\,\text{cal} + 100 \,.\, 80\,\text{cal} + 100 \,.\, 1 \,.\, 20\,\text{cal}$$

$$Q = 10.580\,\text{cal} = 10{,}58\,\text{kcal}$$

80) *Πόση θερμότητα Q ἀπάγεται ἀπό ποσότητα νεροῦ μάζας m = 10 gr καί θερμοκρασίας $Θ_N = 40 \pm C$ ὅταν μεταβάλλεται σέ πάγο θερμοκρασίας $Θ_π = -20°C$; Εἰδική θερμότητα νεροῦ: $c_N = 1\,\frac{cal}{gr.\,grad}$, θερμότητα πήξεως τοῦ νεροῦ: $λ = 80\,\frac{cal}{gr}$ καί εἰδική θερμότητα τοῦ πάγου: $c_π = 0{,}58\,\frac{cal}{gr.\,grad}$.*

Λύση.

Ἀπό τή μάζα m τοῦ νεροῦ, γιά νά γίνει αὐτή πάγος θερμοκρασίας $Θ_π = -20°C$, πρέπει νά ἀπαχθοῦν τρία ποσά θερμότητας:

— Ἕνα ποσό Q_1, γιά νά γίνει ἀπό νερό θερμοκρασίας $Θ_N = 40°C$ νερό θερμοκρασίας 0°C.

— Ἕνα ποσό Q_2, γιά νά γίνει ἀπό νερό θερμοκρασίας 0°C πάγος θερμοκρασίας 0°C καί

— ἕνα ποσό Q_3, γιά νά γίνει ἀπό πάγος θερμοκρασίας 0°C πάγος θερμοκρασίας $Θ_π = -20°C$.

Ἐπομένως γιά τά Q, Q_1, Q_2 καί Q_3 ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 \qquad (1)$$

$$Q_1 = m \cdot c_N \, (\Theta_N - 0) \qquad (2)$$

$$Q_2 = m \cdot \lambda \qquad (3)$$

$$Q_3 = m \cdot c_\pi \, (\Theta_\pi - 0) \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2), (3) καί (4) προκύπτει:

$$Q = m \cdot c_N \cdot \Theta_N + m \cdot \lambda + m \cdot c_\pi \cdot \Theta_\pi \qquad (5)$$

Ἄν στή σχέση (5) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 10\,\text{gr} \cdot 1 \, \frac{\text{cal}}{\text{gr. grad}} \cdot 40\,\text{grad} + 10\,\text{gr} \cdot 80 \, \frac{\text{cal}}{\text{gr}} + 10\,\text{gr} \cdot 0{,}58 \, \frac{\text{cal}}{\text{gr. grad}} \cdot 20\,\text{grad}$$

$$Q = 10 \cdot 1 \cdot 40\,\text{cal} + 10 \cdot 80 \cdot \text{cal} + 10 \cdot 0{,}58 \cdot 20\,\text{cal}$$

$$Q = 1316\,\text{cal} = 1{,}316\,\text{kcal}$$

81) *Πόση μάζα m πάγου θερμοκρασίας $\Theta_\pi = -20°C$ μπορεῖ νά τακεῖ ἄν ἀναμιχθεῖ μέ νερό πού ἔχει μάζα $m_N = 1$ kgr καί θερμοκρασία $\Theta_N = 50°C$; Δίνονται: εἰδική θερμότητα πάγου: $c_\pi = 0{,}58$ cal/gr . grad, εἰδική θερμότητα νεροῦ: $c_N = 1 \dfrac{\text{cal}}{\text{gr. grad}}$, θερμότητα τήξεως τοῦ πάγου: $\lambda = 80 \dfrac{\text{cal}}{\text{gr}}$.*

Λύση.

Στή μάζα m τοῦ πάγου, γιά νά γίνει νερό θερμοκρασίας 0°C, πρέπει νά προσφερθοῦν δύο ποσά θερμότητας:

— Ἕνα ποσό Q_1, γιά νά γίνει ἀπό πάγος θερμοκρασίας — 20°C πάγος θερμοκρασίας 0°C καί
— ἕνα ποσό Q_2, γιά νά γίνει ἀπό πάγος θερμοκρασίας 0°C σέ νερό θερμοκρασίας 0°C.

Ἐπομένως πρέπει νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = Q_1 + Q_2 \qquad (1)$$

ὅπου: Q τό ποσό τῆς θερμότητας πού θά ἀπαχθεῖ ἀπό τό 1 kgr τοῦ νεροῦ θερμοκρασίας 50°C γιά νά γίνει νερό θερμοκρασίας 0°C.

Γιά τά Q, Q_1 καί Q_2 ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$Q = m_N \cdot c_N \, (\Theta_N - 0) = m_N \cdot c_N \cdot \Theta_N \qquad (2)$$

$$Q_1 = m_\pi \cdot c_\pi \, (\Theta_\pi - 0) = m_\pi \cdot c_\pi \cdot \Theta_\pi \qquad (3)$$

$$Q_2 = m_\pi \cdot \lambda \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2), (3) καί (4) προκύπτει:

$$m_N \cdot c_N \cdot \Theta_N = m_\pi \cdot c_\pi \cdot \Theta_\pi + m_\pi \cdot \lambda$$

$$m_N \cdot c_N \cdot \Theta_N = m_\pi \, (c_\pi \cdot \Theta_\pi + \lambda)$$

$$m_\pi = \frac{m_N \cdot c_N \cdot \Theta_N}{c_\pi \cdot \Theta_\pi + \lambda} \qquad (5)$$

Ἄν στή σχέση (5) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε.

$$m_\pi = \frac{1000 \text{ gr} \cdot 1 \text{ cal} \cdot \text{gr.}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1} \cdot 50 \text{ grad}}{0{,}58 \text{ cal.gr}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1} \cdot 20 \text{ grad} + 80 \text{ cal.gr}^{-1}}$$

$$m_\pi = \frac{1000 \cdot 50}{0{,}58 \cdot 20 + 80} \text{ gr} = 545{,}8 \text{ gr}$$

$$m_\pi = 545{,}8 \text{ gr}$$

8.2.7 Σημεῖο πήξεως διαλυμάτων.

Ἄν σ' ἕνα ὑγρό ***διαλύσομε κάποια οὐσία, τότε τό σημεῖο πήξεώς του ἐλαττώνεται.***

Ἡ ἐλάττωση τοῦ σημείου πήξεως ἑνός ὑγροῦ εἶναι τόσο πιό μεγάλη, ὅσο πιό μεγάλη εἶναι ἡ ποσότητα τῆς οὐσίας πού εἶναι διαλυμένη σ' αὐτό.

Ἕνα πυκνό διάλυμα, π.χ. μαγειρικό ἁλάτι (NaCl) μέσα σέ νερό στερεοποιεῖται στούς — 20°C, ἐνῶ τό καθαρό νερό στερεοποιεῖται στούς 0°C.

Τό συνηθισμένο θαλάσσιο νερό στερεοποιεῖται στούς — 2,5°C.

8.2.8 Ψυκτικά μίγματα.

Γιά τή διάλυση ἑνός ὑλικοῦ μέσα σ' ἕνα ἄλλο, πρέπει νά δαπανηθεῖ θερμότητα, ἡ ὁποία προκαλεῖ τόν ἀποχωρισμό τῶν μορίων του.

Ἄν ἀναμίξομε πάγο 0°C μέ μαγειρικό ἁλάτι (3:1), θά πάρομε διάλυμα μαγειρικοῦ ἁλατιοῦ καί νεροῦ, θερμοκρασίας — 22°C. Γιά τήν τήξη τοῦ πάγου χρειάσθηκε ποσότητα θερμότητας. Ἐπίσης γιά τή διάλυση τοῦ ἁλατιοῦ χρειάστηκε ποσότητα θερμότητας. Οἱ ποσότητες αὐτές προσφέρθηκαν ἀπό τά δύο σώματα (πάγο καί ἁλάτι), καί γι' αὐτό ἡ θερμοκρασία τοῦ διαλύματος κατέβηκε στούς — 22°C. Γενικά τά μίγματα, τά ὁποῖα προκαλοῦν πτώση τῆς θερμοκρασίας, ***ὀνομάζονται ψυκτικά μίγματα.***

Τά ψυκτικά μίγματα χρησιμοποιοῦνται στήν τεχνική, γιά τή δημιουργία χαμηλῶν θερμοκρασιῶν.

8.2.9 Μεταβολή τοῦ ὄγκου κατά τήν τήξη καί πήξη.

Ἀπό τή μεταβολή πού παθαίνει ὁ ὄγκος ὁρισμένης μάζας ἑνός ὑλικοῦ κατά τήν τήξη της, διακρίνομε τά ὑλικά σέ δύο κατηγορίες:

1η κατηγορία.

Σ' αὐτή ἀνήκουν τά ὑλικά ἐκεῖνα πού ὄγκος ὁρισμένης μάζας τους μεγαλώνει ὅταν ἡ μάζα αὐτή τήκεται.

Ἐπομένως ἡ πυκνότητα τῶν ὑλικῶν αὐτῶν εἶναι μεγαλύτερη, ὅταν αὐτά βρίσκονται στή στέρεη κατάσταση, ἀπό τήν πυκνότητα πού ἔχουν, ὅταν βρίσκονται στήν ὑγρή κατάσταση.

Γι' αὐτό παρατηροῦμε ὅτι ὅταν λιώσομε ἕνα τέτοιο ὑλικό μέσα σ' ἕνα δοχεῖο, τά κομμάτια τοῦ ὑλικοῦ πού βρίσκονται ἀκόμη στή στέρεη κατάσταση παραμένουν στόν πυθμένα τοῦ δοχείου.

Σημείωση.

Εὐνόητο εἶναι ὅτι ὁ ὄγκος ὁρισμένης μάζας τῶν ὑλικῶν πού ἀνήκουν στήν κατηγορία αὐτή, μικραίνει ὅταν ἡ μάζα αὐτή πήξει.

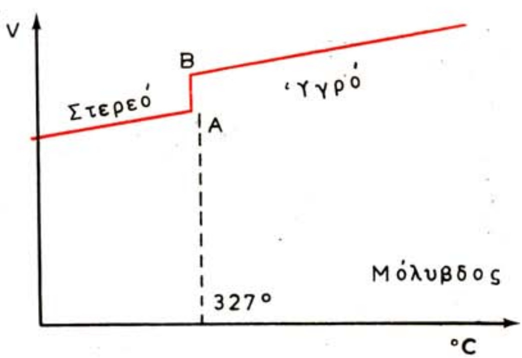
Στήν κατηγορία αὐτή ἀνήκουν τά περισσότερα ὑλικά. Ὁ μόλυβδος εἶναι ἕνα ἀπό τά ὑλικά αὐτῆς τῆς κατηγορίας.

Γι' αὐτό ὅταν τήκομε μόλυβδο μέσα σέ δοχεῖο παρατηροῦμε ὅτι τά τεμάχια τοῦ μολύβδου τά ὁποῖα βρίσκονται ἀκόμα σέ στέρεη κατάσταση ἐπειδή ἔχουν μεγαλύτερο εἰδικό βάρος παραμένουν στόν πυθμένα τοῦ δοχείου.

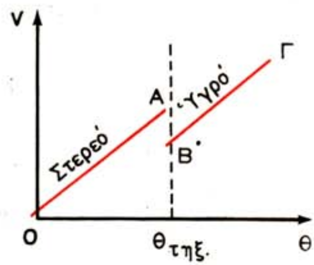
Τό σχῆμα 8.2δ μᾶς δίνει τή γραφική παράσταση τῆς μεταβολῆς τοῦ ὄγκου μιᾶς μάζας μολύβδου μέ τή θερμοκρασία.

Ἡ θερμοκρασία τήξεως τοῦ μολύβδου, ὑπό πίεση 760 Torr, εἶναι 327°C.

Τό τμῆμα ΑΒ τῆς καμπύλης παριστᾶ τήν ἀπότομη αὔξηση τοῦ ὄγκου στή θερμοκρασία τήξεως τοῦ μολύβδου, ὅπου ἐνῶ ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερή ὁ ὄγκος τοῦ μολύβδου αὐξάνεται. Ὅταν λιώσει ὁλόκληρη ἡ ποσότητα τοῦ μολύβδου, ὁ ὄγκος αὐξάνεται καί πάλι σέ σχέση μέ τή θερμοκρασία.



Σχ. 8.2δ.



Σχ. 8.2ε.

2η κατηγορία.

Σ' αὐτήν ἀνήκουν τά ὑλικά ἐκεῖνα πού ὁ ὄγκος ὁρισμένης μάζας τους ἐλαττώνεται ὅταν ἡ μάζα αὐτή τήκεται.

Ἑπομένως ἡ πυκνότητα τῶν ὑλικῶν αὐτῶν εἶναι μεγαλύτερη ὅταν αὐτά βρίσκονται στήν ὑγρά κατάσταση.

Γι' αὐτό παρατηροῦμε ὅτι ὅταν τήκομε ἕνα τέτοιο ὑλικό μέσα σέ ἕνα δοχεῖο, τά κομμάτια τοῦ ὑλικοῦ πού βρίσκονται ἀκόμη στή στέρεη κατάσταση ἐπιπλέουν.

Ὁ πάγος ἀνήκει σ' αὐτή τήν κατηγορία. Ἡ πυκνότητα τοῦ πάγου στούς 0°C εἶναι 0,917 gr/cm³ ἐνῶ τοῦ νεροῦ στούς 0°C εἶναι 0,999 gr/cm³. Γι' αὐτό ὁ πάγος ἐπιπλέει ὅταν βρίσκονται μαζί.

Σημείωση.

1) Εὐνόητο εἶναι ὅτι ὁ ὄγκος ὁρισμένης μάζας τῶν ὑλικῶν πού ἀνήκουν στήν κατηγορία αὐτή αὐξάνεται, ὅταν ἡ μάζα αὐτή πήξει.
2) Τό σχῆμα 8.2ε μᾶς δίνει τή γραφική παράσταση τῆς μεταβολῆς τοῦ ὄγκου μιᾶς μάζας ἑνός ὑλικοῦ τῆς κατηγορίας αὐτῆς, μέ τή θερμοκρασία.
3) Στήν κατηγορία αὐτή ἀνήκουν πολύ λίγα ὑλικά (π.χ. ὁ σίδηρος, τό βισμούθιο καί μερικά ἄλλα).

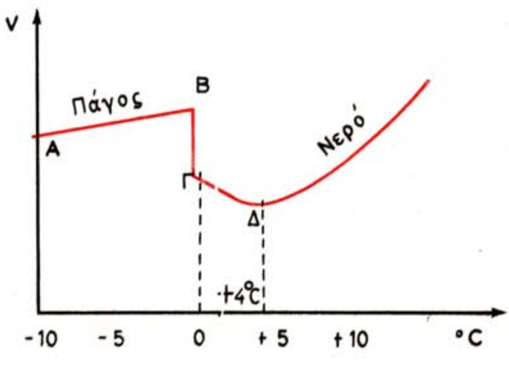
   Γιά τήν περίπτωση τοῦ νεροῦ θά μιλήσομε είδικά παρακάτω.

8.2.10 Είδικά γιά τήν τήξη τοῦ πάγου.

Ὅταν τήκεται μιά μάζα m πάγου, ὁ ὄγκος της μικραίνει ἐνῶ ὅταν πήζει μιά μάζα m νεροῦ ὁ ὄγκος της μεγαλώνει.

Δηλαδή ἡ πυκνότητα τοῦ πάγου εἶναι μικρότερη ἀπό τήν πυκνότητα τοῦ νεροῦ καί συγκεκριμένα: Ἡ πυκνότητα τοῦ πάγου στούς 0°C εἶναι: 0,917 gr/cm³ καί τοῦ νεροῦ στούς 0°C εἶναι 0,999 gr/cm³.

Ἡ καμπύλη τοῦ σχήματος 8.2στ μᾶς δίνει μιά εἰκόνα τοῦ τρόπου πού μεταβάλλεται ὁ ὄγκος τοῦ πάγου - νεροῦ σέ σχέση μέ τή θερμοκρασία.



Σχ. 8.2στ.

Παρατηροῦμε ὅτι, ἄν ἔχομε πάγο θερμοκρασίας π.χ. $-10^{o}C$ καί τό θερμάνομε, ὁ ὄγκος του αὐξάνεται (τμῆμα καμπύλης ΑΒ). Κατά τή διάρκεια ὅμως τῆς μεταβολῆς τοῦ πάγου σέ νερό (τῆς τήξεως τοῦ πάγου) ὁ ὄγκος του ἐλαττώνεται (τμῆμα καμπύλης ΒΓ), δηλαδή τό νερό πού προκύπτει ἀπό τήν τήξη μιᾶς μάζας m πάγου ἔχει μικρότερο ὄγκο ἀπό ἐκεῖνο πού εἶχε ὅταν ἦταν πάγος.

Ἄν συνεχίσομε νά θερμαίνομε τό νερό, θά παρατηρήσομε ὅτι κατά τή θέρμανσή του ἀπό τούς $0^{o}C$ μέχρι $+4^{o}C$ ὁ ὄγκος του μικραίνει, δηλαδή τό νερό συστέλλεται (τμῆμα καμπύλης ΓΔ). Πέραν ὅμως ἀπό τούς $+4^{o}C$, τό νερό διαστέλλεται σύμφωνα μέ τά γνωστά.

Ἄν μέσα σ' ἕνα δοχεῖο, πού ἔχει νερό, ρίξομε κομμάτια πάγου, θά παρατηρήσομε ὅτι αὐτά ἐπιπλέουν. Ἐπίσης τά παγόβουνα ἐπιπλέουν στή θάλασσα.

Αὐτά συμβαίνουν, γιατί ἡ πυκνότητα τοῦ πάγου εἶναι μικρότερη ἀπό τήν πυκνότητα τοῦ νεροῦ.

Οἱ σωλῆνες ὑδρεύσεως σπάζουν τίς πολύ κρύες νύχτες τοῦ χειμώνα, ἄν τό νερό, πού περιέχουν, στερεοποιηθεῖ (πήξει).

Τά ψυγεῖα τῶν αὐτοκινήτων καταστρέφονται, ὅταν τό χειμώνα πήξει τό νερό πού περιέχουν (γι' αὐτό πρέπει νά λαμβάνονται σχετικά μέτρα π.χ. ἀντιπηκτικά ὑγρά).

Τά διάφορα πετρώματα θρυμματίζονται ὅταν τό χειμώνα πήξει τό νερό, πού ὑπάρχει στίς διάφορες ρωγμές τους.

Αὐτά συμβαίνουν γιατί, ***ὅταν τό νερό πήζει, ὁ ὄγκος του αὐξάνεται καί κατά τήν αὔξηση αὐτή, ὅταν γίνεται σέ περιορισμένο χῶρο, ἀναπτύσσονται μεγάλες δυνάμεις.***

Παρατήρηση.

Τό σημεῖο τήξεως τοῦ πάγου, ὅπως καί ὅλων τῶν σωμάτων πού ὁ ὄγκος τους ἐλαττώνεται ὅταν τήκονται, κατεβαίνει ὅταν αὐξάνεται ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται πάνω του.

Παίρνομε μιά κολώνα πάγου καί τή στηρίζομε στά ὑποστηρίγματα Α καί Γ (σχ. 8.2ζ). Δένομε στίς δύο ἄκρες τοῦ λεπτοῦ σύρματος Η τό βάρος Β καί τοποθετοῦμε τό σύρμα καί τό βάρος, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα. Παρατηροῦμε ὅτι μετά ἀπό ὁρισμένο χρόνο, τό σύρμα θά ἔχει περάσει μέσα ἀπό τήν κολώνα τοῦ πάγου, χωρίς ἡ κολώνα νά κοπεῖ.

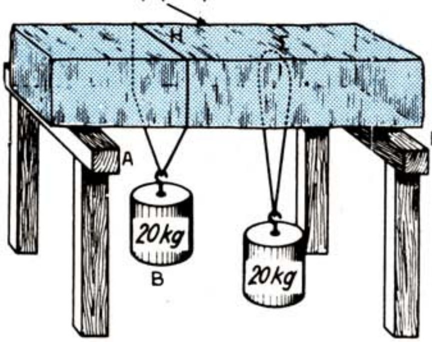
Τά μέρη τοῦ πάγου στά ὁποῖα ἀκουμπάει τό σύρμα λιώνουν καί τό σύρμα προχωρεῖ. Τά μέρη αὐτά τοῦ πάγου στά ὁποῖα ἀκουμπάει τό σύρμα δέχονται πίεση μεγαλύτερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική καί ἔχουν θερμοκρασία $0^{o}C$, δηλαδή ὅση καί ὁ ὑπόλοιπος πάγος.

Αὐτό σημαίνει ὅτι τό σημεῖο τήξεως τοῦ πάγου κατεβαίνει, ὅταν ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται ἐπάνω του μεγαλώνει.

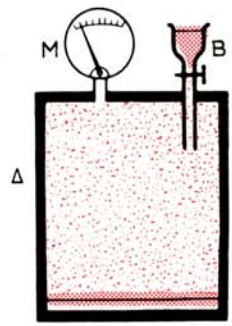
Τό νερό πού προκύπτει ἀπό τό λιώσιμο τοῦ πάγου, γίνεται ξανά π γος, γιατί βρίσκεται σέ θερμοκρασία 0°C καί πάνω του ἐξασκεῖται πίεση ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική.

Σημείωση.

Διάφορα ἀντικείμενα ὀλισθαίνουν εὔκολα πάνω στόν πάγο. Μέ τό βάρος τους τά ἀντικείμενα ἐξασκοῦν μεγάλη πίεση στόν πάγο καί ὁ πάγος λιώνει. Τό νερό τοῦ πάγου πού λιώνει δρᾶ σάν λιπαντικό.



Σχ. 8.2ζ.



Σχ. 8.3α.

8.3 Ἐξαέρωση στό κενό. Κορεσμένοι καί ἀκόρεστοι ἀτμοί.

Ἄν μέσα στό ἀερόκενο δοχεῖο Δ (σχ. 8.3α) μέ τή βοήθεια τῆς βαλβίδας Β ρίξομε σταγόνες ὑγροῦ αἰθέρα, τότε θά παρατηρήσομε:

Οἱ πρῶτες σταγόνες ἐξαερώνονται ***ἀμέσως*** καί τό μανόμετρο Μ ἀρχίζει νά δείχνει κάποια πίεση. Οἱ ἄλλες σταγόνες τοῦ ὑγροῦ αἰθέρα ἐξαερώνονται καί αὐτές πάρα πολύ γρήγορα, ἀλλά ὄχι τόσο γρήγορα ὅσο οἱ πρῶτες καί οἱ ἐνδείξεις τοῦ μανομέτρου Μ αὐξάνουν. Θά ἔλθει στιγμή πού οἱ σταγόνες τοῦ αἰθέρα πού θά ρίχνομε στό δοχεῖο Δ, δέν θά ἐξαερώνονται, ἀλλά θά παραμένουν σέ ὑγρή κατάσταση στόν πυθμένα τοῦ δοχείου καί ἡ ἔνδειξη τοῦ μανομέτρου Μ θά παραμένει σταθερή.

Ἀπό τά παραπάνω προκύπτουν τά ἑξῆς:

1) Ἡ ἐξαέρωση ἑνός ὑγροῦ στό κενό γίνεται ἀμέσως.

2) Ἕνας χῶρος μέ σταθερή θερμοκρασία, μπορεῖ νά χωρέσει μέχρι μία ὁρισμένη ποσότητα ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ.

3) Ἡ πίεση τῶν ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ (ἔνδειξη τοῦ Μ) ὅταν ὁ χῶρος πού κατέχουν εἶναι «πλήρης» ἀπό αὐτούς, δηλαδή ὅταν δέν μπορεῖ νά χωρέσει καί ἄλλους ἀτμούς, εἶναι μεγαλύτερη ἀπό ὅλες τίς πιέσεις τῶν

ἀτμῶν, ὅταν ὁ χῶρος δέν εἶναι «πλήρης» ἀπό αὐτούς.

4) Ὅταν ἕνας χῶρος εἶναι «πλήρης» ἀπό ἀτμούς ἑνός ὑγροῦ, τότε συνυπάρχουν ἡ ὑγρή καί ἀέρια κατάσταση τοῦ ὑγροῦ, δηλαδή συνυπάρχουν στρῶμα ὑγροῦ καί ἀτμός.

Ὁρισμοί:

α) Ἕνας χῶρος πού εἶναι «πλήρης» ἀπό ἀτμούς ἑνός ὑγροῦ, δηλαδή δέν μπορεῖ νά χωρέσει καί ἄλλους ἀτμούς τοῦ ὑγροῦ, ὀνομάζεται ***κορεσμένος.***

β) Οἱ ἀτμοί ἑνός ὑγροῦ πού βρίσκονται σ' ἕνα χῶρο, πού δέν μπορεῖ νά χωρέσει καί ἄλλους ἀτμούς τοῦ ὑγροῦ, ὀνομάζονται ***κορεσμένοι ἀτμοί.***

γ) Ὁ χῶρος στόν ὁποῖο ὑπάρχουν ἀτμοί ἑνός ὑγροῦ λιγότεροι ἀπό ἐκείνους πού χρειάζονται, γιά νά εἶναι ὁ χῶρος αὐτός «πλήρης» (κορεσμένος) ἀπό αὐτούς, ὀνομάζεται ***ἀκόρεστος.***

δ) Ὅταν σ' ἕνα χῶρο ὑπάρχουν ἀτμοί λιγότεροι ἀπό ἐκείνους πού χρειάζονται, γιά νά εἶναι ὁ χῶρος κορεσμένος, τότε οἱ ἀτμοί αὐτοί ὀνομάζονται ***ἀκόρεστοι*** ἤ ***ξεροί ἀτμοί.***

ε) Ἡ πίεση πού ἐξασκοῦν οἱ ἀτμοί ὑγροῦ, ὀνομάζεται ***τάση τῶν ἀτμῶν του.***

στ) Ἡ πίεση πού ἐξασκοῦν οἱ ἀκόρεστοι ἀτμοί ἑνός ὑγροῦ, ὀνομάζεται ***τάση τῶν ἀκόρεστων ἀτμῶν του.***

ζ) Ἡ πίεση τήν ὁποία ἐξασκοῦν οἱ κορεσμένοι ἀτμοί ἑνός ὑγροῦ, ὀνομάζεται ***τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του.***

Παρατήρηση.

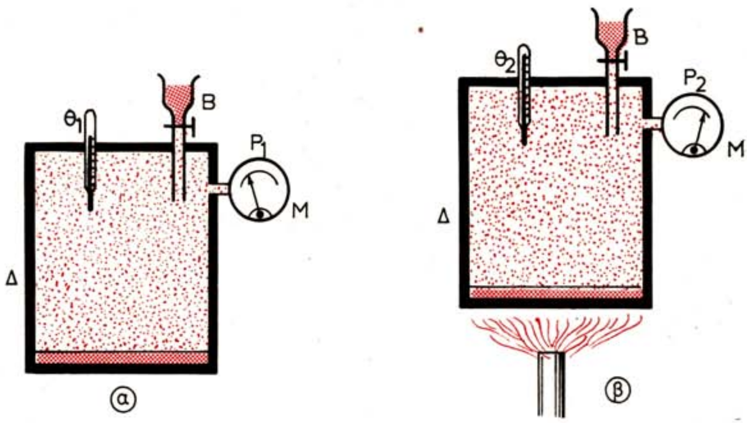
Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζεται καί ***μέγιστη τάση*** τῶν ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ, γιατί εἶναι ἡ μεγαλύτερη (πίεση) τάση πού μπορεῖ νά ἔχουν οἱ ἀτμοί σέ μία ὁρισμένη θερμοκρασία τους.

8.3.1 Ἰδιότητες τῶν κορεσμένων ἀτμῶν (νόμοι τῶν κορεσμένων ἀτμῶν).

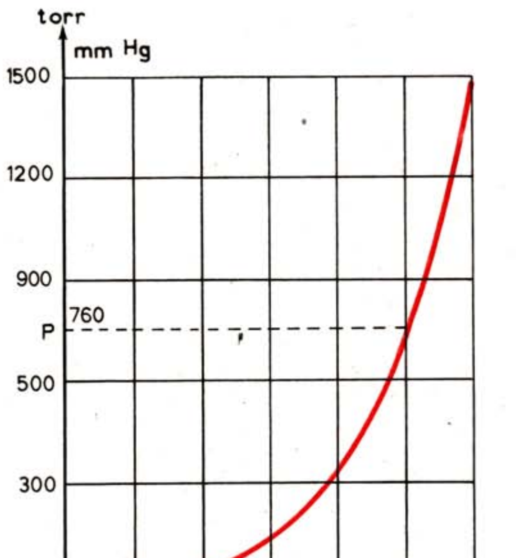
1η Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν αὐξάνεται, ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τους.

Τό δοχεῖο Δ [σχ. 8.3β(α)] περιέχει κορεσμένους ἀτμούς αἰθέρα καί τό μανόμετρο Μ δείχνει πίεση P_1, ἐνῶ τό θερμόμετρο δείχνει θερμοκρασία Θ_1.

Ἄν αὐξήσομε τή θερμοκρασία [σχ. 8.3β(β)] τῶν ἀτμῶν ἀπό Θ_1 σέ Θ_2, θά παρατηρήσομε ὅτι τό μανόμετρο θά δείχνει πίεση P_2 μεγαλύτερη ἀπό τήν P_1 ($P_2 > P_1$). Δηλαδή ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν τοῦ αἰθέρα αὐξάνεται, ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τους.



Σχ. 8.3β.



Σχ. 8.3γ.

Αὐτό συμβαίνει, γιατί ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία, μιά ποσότητα ἀπό τό ὑγρό πού ὑπάρχει στό δοχεῖο, ἐξαερώνεται καί στόν ἴδιο χῶρο ὑπάρχουν τώρα περισσότεροι ἀτμοί.

Στό σχῆμα 8.3γ φαίνεται ἡ γραφική παράσταση τῆς τάσεως τῶν κορεσμένων ὑδρατμῶν σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία.

Παρατήρηση.

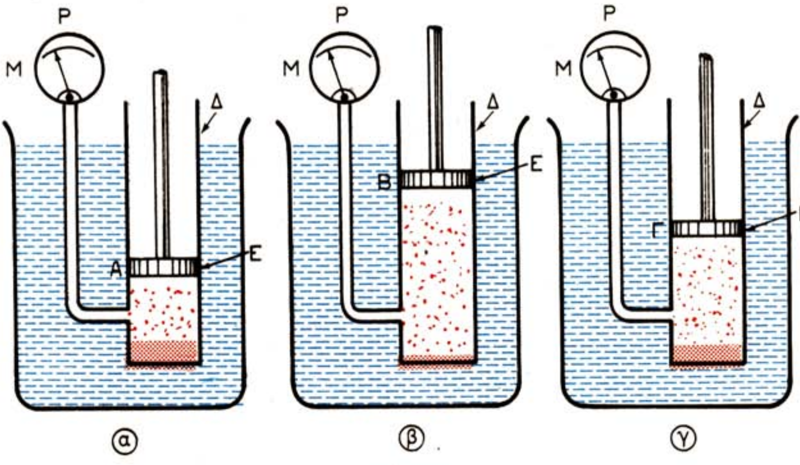
Τά ὑγρά τά ὁποῖα σέ συνηθισμένες θερμοκρασίες ἔχουν μεγάλη τάση κορεσμένων ἀτμῶν, ὀνομάζονται ***πτητικά,*** π.χ. ὁ αἰθέρας, τό οἰνόπνευμα.

2η Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν στήν ἴδια θερμοκρασία, ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ ὑγροῦ, δηλαδή ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν σέ ὁρισμένη θερμοκρασία δέν εἶναι ἡ ἴδια γιά ὅλα τά ὑγρά.

Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν, στή θερμοκρασία 20°C, τοῦ οἰνοπνεύματος εἶναι 4,4 cmHg, τοῦ νεροῦ εἶναι 1,75 cmHg, ἐνῶ τοῦ αἰθέρα εἶναι 44 cmHg.

3η Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τόν ὄγκο τους.

Τό δοχεῖο Δ [σχ. 8.3δ(α)] περιέχει κορεσμένους ἀτμούς αἰθέρα καί τό μανόμετρο Μ δείχνει πίεση Ρ.



Σχ. 8.3δ.

Ἔχουν ληφθεῖ μέτρα, ὥστε ἡ θερμοκρασία τοῦ δοχείου Δ νά διατηρεῖται σταθερή, γιά ὁποιαδήποτε μετακίνηση τοῦ ἐμβόλου Ε.

Τραβᾶμε τό ἔμβολο Ε πρός τά ἐπάνω [σχ. 8.3δ(β)] ὁπότε ὁ ὄγκος τῶν κορεσμένων ἀτμῶν αὐξάνεται.

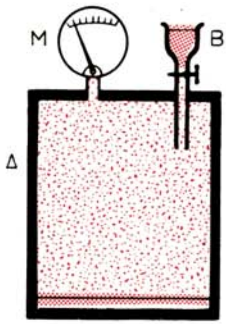
Παρατηροῦμε ὅτι μία ποσότητα ὑγροῦ ἐξαερώνεται, ἐνῶ τό μανόμετρο δείχνει πάλι τήν ἴδια πίεση Ρ.

Ἄν κινήσομε τό ἔμβολο Ε [σχ. 8.3δ(γ)] ἀπό τή θέση Β στή θέση Γ, ὥστε νά ἐλαττώσομε τόν ὄγκο τῶν ἀτμῶν, θά παρατηρήσομε ὅτι μιά ποσότητα ἀτμῶν θά ὑγροποιηθεῖ, ἐνῶ τό μανόμετρο θά δείχνει πάλι τήν ἴδια πίεση P. Ἀπό τό πείραμα αὐτό προκύπτει ὅτι: ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ, ὅταν ἡ θερμοκρασία τους διατηρεῖται σταθερή, εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τόν ὄγκο του, ***δηλαδή γιά τούς κορεσμένους ἀτμούς ἑνός ὑγροῦ δέν ἰσχύει ὁ νόμος Boyle - Mariotte.***

4η Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τήν ποσότητα τοῦ ὑγροῦ μέ τήν ὁποία συνυπάρχουν.

Ρίχνομε στό δοχεῖο Δ (σχ. 8.3ε) ὑγρό αἰθέρα, ὁπότε παρατηροῦμε:

α) Ἀπό τή στιγμή πού σχηματίζεται στόν πυθμένα τοῦ δοχείου ὑγρό στρῶμα αἰθέρα, ἄν καί συνεχίζομε νά προσθέτομε ὑγρό αἰθέρα, τό μανόμετρο δείχνει σταθερή πίεση.



Σχ. 8.3ε.

β) Ὁ ὑγρός αἰθέρας, ὁ ὁποῖος προστίθεται ἀπό τή στιγμή πού σχηματίσθηκε στόν πυθμένα τοῦ δοχείου τό πρῶτο λεπτό στρῶμα ὑγροῦ αἰθέρα καί ὕστερα, παραμένει σέ ὑγρή κατάσταση στόν πυθμένα τοῦ δοχείου.

8.3.2 Ἰδιότητες τῶν ἀκόρεστων ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ (νόμοι τῶν ἀκόρεστων ἀτμῶν).

1η Ἡ τάση τῶν ἀκόρεστων ἀτμῶν ἑνός ὑγροῦ πού ἔχουν θερμοκρασία Θ, εἶναι πάντοτε μικρότερη ἀπό τήν τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ στή θερμοκρασία αὐτή Θ ($P_{ακ} < P_{κορ}$).

Ρίχνοντας στό ἀερόκενο δοχεῖο Δ (σχ. 8.3ε) ὑγρό αἰθέρα παρατηροῦμε ὅτι τό μανόμετρο Μ δείχνει συνέχεια μεγαλύτερη πίεση μέχρις ὅτου σχηματισθεῖ στόν πυθμένα τοῦ δοχείου ἡ πρώτη πάρα πολύ λεπτή στιβάδα αἰθέρα, δηλαδή μέχρις ὅτου οἱ ἀτμοί γίνουν κορεσμένοι. Ἀπό ἐκεῖ καί ὕστερα δείχνει πίεση σταθερή.

2η Οἱ ἀκόρεστοι ἀτμοί ἀκολουθοῦν (μέ προσέγγιση) τούς νόμους τῶν ἀερίων καί ἐξομοιώνονται μέ τά ἀέρια.

Ἡ προσέγγιση αὐτή εἶναι τόσο πιό μεγάλη ὅσο πιό ἀραιοί εἶναι οἱ ἀκόρεστοι ἀτμοί.

8.4 Ἐξάτμιση.

Ἐξάτμιση ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζεται ἡ ἐξαέρωση τοῦ ὑγροῦ ἡ ὁποία γίνεται ***μόνο*** ἀπό τήν ἐπιφάνειά του καί μέσα σέ χῶρο πού ὑπάρχει καί ἄλλο ἀέριο.

Συνθήκη ἐξατμίσεως.

Γιά νά ἐξατμίζεται ἕνα ὑγρό πού ἔχει θερμοκρασία Θ θά πρέπει νά ἰσχύει ἡ συνθήκη:

$$\boxed{P_{\alpha\tau\mu} < P_{\kappa}} \qquad (1)$$

ὅπου: $P_{\alpha\tau\mu}$ ἡ πίεση τῶν ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ πού βρίσκονται πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνειά του καί κοντά σ' αὐτή (οἱ ἀτμοί αὐτοί ἔχουν θερμοκρασία Θ),

P_{κ} ἡ πίεση τήν ὁποία θά εἶχαν οἱ ἀτμοί τοῦ ὑγροῦ στή θερμοκρασία Θ, ὅταν ὁ χῶρος πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνειά του ἦταν κορεσμένος ἀπό τούς ἀτμούς αὐτούς.

Δηλαδή ἡ P_{κ} εἶναι ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ στή θερμοκρασία Θ.

Γιά νά γίνεται λοιπόν ἐξάτμιση ἑνός ὑγροῦ, πρέπει ὁ χῶρος πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνειά του καί κοντά σ' αὐτή ***νά μήν εἶναι*** κορεσμένος ἀπό ἀτμούς του.

Σημείωση.

Ὅταν ἰσχύει ἡ σχέση $\boxed{P_{\alpha\tau\mu} = P_{\kappa}}$ (2), δηλαδή ὅταν ὁ χῶρος πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ καί κοντά σ' αὐτή εἶναι κορεσμένος ἀπό ἀτμούς του, τότε συμβαίνει τό ἑξῆς: Ὅση ποσότητα ὑγροῦ ἐξατμίζεται μέσα σ' ἕνα χρόνο Δt τόση ποσότητα ἀπό τόν ἀτμό, πού βρίσκεται πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνειά του καί κοντά σ' αὐτή, ὑγροποιεῖται στόν ἴδιο χρόνο Δt (δυναμική ἰσορροπία).

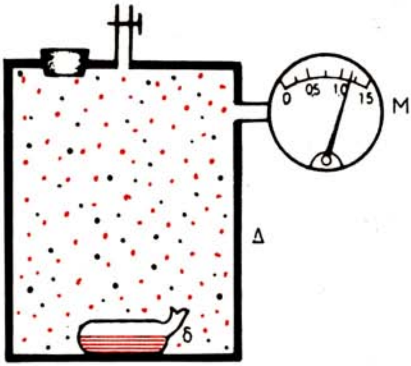
Γι' αὐτό λέμε ὅτι ὅταν ἰσχύει ἡ σχέση (2) τό ὑγρό δέν ἐξατμίζεται.

8.4.1 Ἐξάτμιση σέ περιορισμένο χῶρο.

Τό ὑγρό πού βρίσκεται μέσα σέ περιορισμένο χῶρο ἐξατμίζεται ὅσο ***ἡ μερική πίεση τῶν ἀτμῶν του*** πού βρίσκονται πάνω ἀπό αὐτό εἶναι μικρότερη ἀπό τή μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν του, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ στή θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ, ἐνῶ, ὅταν γίνεται ἴση μέ αὐτή σταματάει νά ἐξατμίζεται ***(συνθήκη ἐξατμίσεως).***

Τό δοχεῖο Δ (σχ. 8.4) περιέχει ξερό ἀέρα τοῦ ὁποίου ἡ πίεση εἶναι ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική P_{α}. Τήν πίεση τοῦ ἀέρα δείχνει τό μανόμετρο Μ.

Ἄν τώρα σπάσομε τό δοχεῖο δ, τό ὁποῖο περιέχει ἀρκετή ποσότητα ἑνός ὑγροῦ, θά παρατηρήσομε ὅτι ἡ πίεση πού δείχνει τό μανόμετρο θά ἀρχίσει σιγά - σιγά νά αὐξάνεται, γιατί τώρα ἐξασκοῦν πίεση καί οἱ ἀτμοί τοῦ ὑγροῦ πού προῆλθαν ἀπό τήν ἐξάτμισή του.



Σχ. 8.4.

῾Η πίεση, πού δείχνει τό μανόμετρο Μ κάθε φορά, εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα (Νόμος τοῦ Dalton) τῶν πιέσεων τοῦ ἀέρα (P_{α}) καί τῶν ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ ($P_{\alpha\tau\mu}$). Δηλαδή:

$$P_M = P_{\alpha} + P_{\alpha\tau\mu}$$

῞Υστερα ἀπό ἀρκετό χρόνο θά παρατηρήσομε ὅτι ἡ ἔνδειξη τοῦ μανομέτρου Μ θά πάψει νά αὐξάνεται καί θά δείχνει πίεση P_T σταθερή. Αὐτό σημαίνει ὅτι δέν παράγονται πιά νέοι ἀτμοί, δηλαδή ἡ ἐξάτμιση τοῦ ὑγροῦ σταμάτησε.

῾Η πίεση P_T πού δείχνει τό μανόμετρο Μ εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῆς μερικῆς πιέσεως P_{α} τοῦ ἀέρα καί τῆς μερικῆς πιέσεως $P'_{\alpha\tau\mu}$ τῶν ἀτμῶν, τώρα πού ἔχει σταματήσει ἡ ἐξάτμιση τοῦ ὑγροῦ. Δηλαδή:

$$P_T = P_{\alpha} + P'_{\alpha\tau\mu}$$

Βρίσκεται ὅτι ἡ μερική πίεση ($P'_{\alpha\tau\mu}$) τῶν ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἴση μέ τή μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ P_{κ} ($P'_{\alpha\tau\mu} = P_{\kappa}$), ὅταν ἡ θερμοκρασία τους εἶναι ἴση μέ τή θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ τοῦ πειράματος.

8.4.2 Ἐξάτμιση ὑγροῦ μέσα σέ ἀπεριόριστο χῶρο.

῞Οταν ἕνα ὑγρό ἐξατμίζεται μέσα σέ ἀπεριόριστο χῶρο (π.χ. στήν ἀτμόσφαιρα) τότε πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνειά του, δέ σχηματίζονται κορεσμένοι ἀτμοί. Δηλαδή ἰσχύει συνέχεια ἡ σχέση: $P_{\alpha\tau\mu} < P_{\kappa}$. Γι' αὐτό ἡ ἐξάτμιση ἑνός ὑγροῦ μέσα σέ ἀπεριόριστο χῶρο (π.χ. μέσα στήν ἀτμόσφαιρα) συνεχίζεται, μέχρι νά ἐξαντληθεῖ τελείως τό ὑγρό.

Νόμοι τῆς ταχύτητας ἐξατμίσεως.

Ταχύτητα ἤ ***ρυθμός ἐξατμίσεως υ*** ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς μάζας (Δm) τοῦ ὑγροῦ πού ἐξατμίζεται σέ χρόνο Δt, διά τοῦ χρόνου αὐτοῦ Δt, ἤτοι:

$$\boxed{\upsilon = \frac{\Delta m}{\Delta E}}$$

Οἱ νόμοι τῆς ταχύτητας ἐξατμίσεως ὑγροῦ, οἱ ὁποῖοι ὀνομάζονται καί νόμοι τοῦ Dalton γιά τήν ἐξάτμιση, ὁρίζουν τά ἑξῆς:

1ος. Ἡ ταχύτητα ἐξατμίσεως ἑνός ὑγροῦ εἶναι ἀνάλογη μέ τό ἐμβαδόν (S) τῆς ἐλεύθερης ἐπιφάνειάς του.

Ἐφαρμογή τοῦ νόμου ἀποτελεῖ τό ἅπλωμα βρεγμένων ὑφασμάτων γιά νά στεγνώσουν κλπ.

2ος. Ἡ ταχύτητα ἐξατμίσεως ἑνός ὑγροῦ εἶναι ἀνάλογη μέ τή διαφορά τῆς τάσεως τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του ($P_{\kappa o \rho}$), ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ στή θερμοκρασία πού γίνεται ἡ ἐξάτμιση καί τῆς τάσεως ($P_{\alpha\tau\mu}$) τῶν ἀτμῶν πού ὑπάρχουν ἐκείνη τή στιγμή πάνω ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ καί κοντά σ' αὐτή.

3ος. Ἡ ταχύτητα ἐξατμίσεως ἑνός ὑγροῦ εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογη μέ τήν πίεση (H) πού ἐξασκεῖται στό ὑγρό ἀπό τό ἀέριο τό ὁποῖο βρίσκεται πάνω ἀπό αὐτό (ἄν τό ὑγρό ἐξατμίζεται στήν ἀτμόσφαιρα τότε: $H = P_{\alpha\tau\mu o\sigma\varphi.}$).

4ος. Ἡ ταχύτητα ἐξατμίσεως ἑνός ὑγροῦ ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ ὑγροῦ.

Οἱ νόμοι τῆς ταχύτητας ἐξατμίσεως ἐκφράζονται μέ τή σχέση:

$$\boxed{\upsilon = \alpha \,.\, S \,.\, \frac{P_\kappa - P_{\alpha\tau\mu}}{H}} \qquad (1)$$

ὅπου: α συντελεστής πού ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ ὑγροῦ.

Σημείωση.

1) Ἡ ταχύτητα υ ἐξατμίσεως ἑνός ὑγροῦ αὐξάνεται ἀνάλογα μέ τή θερμοκρασία του.
   Πράγματι ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ, αὐξάνεται ἡ P_κ, ἐπομένως καί ἡ διαφορά ($P_\kappa - P_{\alpha\tau\mu}$). Ἀλλά ὅταν αὐξάνεται ἡ διαφορά ($P_\kappa - P_{\alpha\tau\mu}$) σύμφωνα μέ τή σχέση (1) αὐξάνεται καί ἡ υ.
2) Ἡ ταχύτητα ἐξατμίσεως στήν ἀτμόσφαιρα ἐξαρτᾶται καί ἀπό τήν κίνηση τοῦ ἀέρα. Πράγματι ἄν φυσάει ἀέρας ἡ ἐξάτμιση γίνεται πιό γρήγορα, γιατί ὁ ἀέρας παρασύρει τούς ἀτμούς τοῦ ὑγροῦ πού βρίσκονται πάνω ἀπό τό ὑγρό καί ἔτσι ἐλαττώνεται ἡ $P_{\alpha\tau\mu}$. Ἀλλά ὅταν ἐλαττώνεται η $P_{\alpha\tau\mu}$ αὐξάνεται, σύμφωνα μέ τή σχέση (1), ἡ ταχύτητα υ ἐξατμίσεως. Γι' αὐτό ὅταν θέλομε νά στεγνώσομε γρήγορα βρεγμένα ὑφάσματα τά ἁπλώνομε σέ ρεύματα ἀέρα.

8.5 Βρασμός.

Βρασμός ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζεται ἡ ἐξαέρωση τοῦ ὑγροῦ ***ἀπό ὅλη*** τή μάζα του.

Παρατήρηση.

Ὅταν λέμε ὅτι γίνεται ἐξαέρωση ἑνός ὑγροῦ ἀπό ὅλη τή μάζα του, ἐννοοῦμε ὅτι ἐξαερώνονται ὄχι μόνο μάζες τοῦ ὑγροῦ πού βρίσκονται στήν ἐπιφάνειά του, ἀλλά καί μάζες του πού βρίσκονται στό ἐσωτερικό του.

Ὅταν τό ὑγρό ἀποκτήσει μιά ὁρισμένη θερμοκρασία, τότε μάζες τοῦ ὑγροῦ πού βρίσκονται στό ἐσωτερικό του, μετατρέπονται σέ ἀέριο (ἀτμούς) τό ὁποῖο σχηματίζει φυσαλίδες.

Οἱ φυσαλίδες αὐτές, πού περιέχουν ***κορεσμένους*** ἀτμούς τοῦ ὑγροῦ, ἀνεβαίνουν μέσα στό ὑγρό, φθάνουν στήν ἐπιφάνειά του, ὅπου σπάζουν καί οἱ ἀτμοί ἐλευθερώνονται.

Συνθήκη βρασμοῦ.

Ἡ συνθήκη βρασμοῦ ὁρίζει τά ἑξῆς:

Γιά νά βράζει ἕνα ὑγρό πρέπει ἡ θερμοκρασία του (Θ) νά εἶναι τόση ὥστε ἡ μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν του ($P_{κορ}$) στή θερμοκρασία αὐτή (Θ), νά εἶναι ἴση μέ τήν ὁλική πίεση ($P_{εξ}$) πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ, ἤτοι:

$P_{κορ} = P_{εξ}$	Συνθήκη βρασμοῦ

Ἄν π.χ. στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ ἐξασκεῖται ὁλική πίεση 92 mmHg τότε τό νερό βράζει στούς 50°C, γιατί ἡ μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν τοῦ νεροῦ στούς 50°C εἶναι $P_{κορ} = 92$ mmHg.

Πράγματι γιά νά γίνει βρασμός ἑνός ὑγροῦ, δηλαδή γιά νά γίνει ἐξαέρωση τοῦ ὑγροῦ ἀπό ὅλη τή μάζα του πρέπει οἱ φυσαλίδες πού δημιουργοῦνται στό ἐσωτερικό τοῦ ὑγροῦ, νά διατηροῦνται, δηλαδή νά μή σπάζουν στό ἐσωτερικό του (ἄν οἱ φυσαλίδες σπάσουν στό ἐσωτερικό τοῦ ὑγροῦ, οἱ ἀτμοί πού περιέχουν ὑγροποιοῦνται).

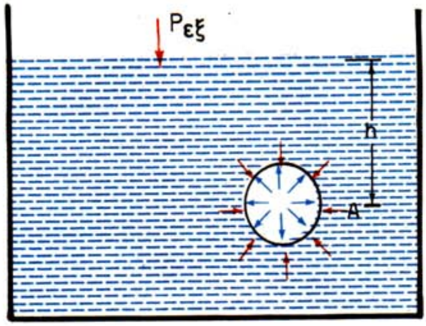
Ἐπειδή ἡ καθεμιά φυσαλίδα πού δημιουργεῖται στό ἐσωτερικό τοῦ ὑγροῦ περιέχει κορεσμένους ἀτμούς του, γιά νά μή σπάζει στό ἐσωτερικό του πρέπει ***ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται ἐπάνω της $P_φ$, νά εἶναι ἴση ἤ ἀκριβέστερα, λίγο μικρότερη ἀπό τήν πίεση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν $P_{κφ}$ πού περιέχει.***

Ἡ πίεση ($P_φ$) πού ἐξασκεῖται στή φυσαλίδα στό σημεῖο Α (σχ. 8.5α) εἶναι:

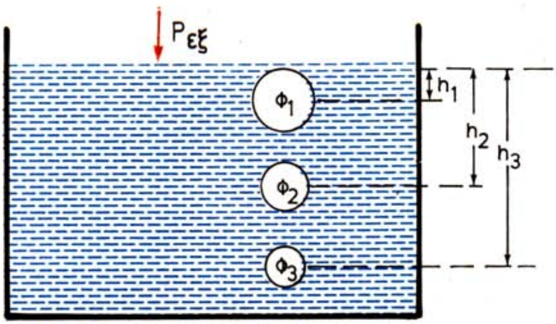
$$P_φ = P_{εξ} + ε \cdot h \tag{1}$$

Ἄν ἡ πίεση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν τῆς φυσαλίδας εἶναι $P_{κ,φ}$ τότε γιά νά μή σπάσει αὐτή στή θέση Α, ὅπου δημιουργήθηκε, πρέπει νά ἰσχύει ἡ σχέση:

$$P_φ = P_{κ,φ} = P_{εξ} + ε \cdot h \tag{2}$$



Σχ. 8.5α.



Σχ. 8.5β.

Ἑπομένως ἡ σχέση (2) ἐκφράζει τή συνθήκη διατηρήσεως τῆς φυσαλίδας πού δημιουργήθηκε στό βάθος h μέσα στό ὑγρό.

Οἱ συνθῆκες διατηρήσεως τῶν φυσαλίδων $Φ_1$, $Φ_2$, $Φ_3$ (σχ. 8.5β) εἶναι:

$$P_{\kappa,1} = P_{\epsilon\xi} + \epsilon \,.\, h_1 \tag{3}$$

$$P_{\kappa,2} = P_{\epsilon\xi} + \epsilon \,.\, h_2 \tag{4}$$

$$P_{\kappa,3} = P_{\epsilon\xi} + \epsilon \,.\, h_3 \tag{5}$$

Ἐπειδή στήν πράξη τά γινόμενα:
ϵh_1, ϵh_2, ϵh_3... διαφέρουν λίγο μεταξύ τους, γι᾽ αὐτό ὡς συνθήκη διατηρήσεως τῶν φυσαλίδων παίρνομε τή συνθήκη διατηρήσεως τῆς φυσαλίδας πού βρίσκεται κοντά στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

Γιά τό λόγο αὐτό ὡς συνθήκη βρασμοῦ τοῦ ὑγροῦ παίρνομε τή συνθήκη διατηρήσεως τῆς φυσαλίδας πού βρίσκεται κοντά στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ, γιά τήν ὁποία τό ϵh_1 μπορεῖ νά θεωρηθεῖ μηδέν. Δηλαδή:

$$\boxed{P_{\kappa,1} = P_{\kappa o \rho} = P_{\epsilon\xi}}$$

Σημείωση.

1) Μιά φυσαλίδα μόλις δημιουργηθεῖ, ἀρχίζει νά ἀνεβαίνει μέσα στό ὑγρό, ἐξ αἰτίας τῆς ἀνώσεώς της.
2) Ἀπό τίς σχέσεις 3,4,5... προκύπτει ὅτι τό ὑγρό ὅταν βράζει, ἔχει στά χαμηλότερα σημεῖα του μεγαλύτερη θερμοκρασία, γιατί ὅσο πιό βαθιά δημιουργεῖται μιά φυσαλίδα τόσο πιό μεγάλη πρέπει νά εἶναι ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν γιά νά μή σπάσει, ἀφοῦ ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται πάνω της εἶναι πιό μεγάλη.
3) Συνήθως παίρνομε ὡς θερμοκρασία ἑνός ὑγροῦ τή θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ κοντά στήν ἐπιφάνειά του.

Θερμοκρασία βρασμοῦ.

Ἡ θερμοκρασία στήν ὁποία βράζει ἕνα ὑγρό ὅταν στήν ἐπιφάνειά του ἐξασκεῖται μιά πίεση $P_{\epsilon\xi}$ ***ὀνομάζεται θερμοκρασία βρασμοῦ*** ἤ ***σημεῖο ζέσεως τοῦ ὑγροῦ γιά τήν πίεση αὐτή.***

Κανονική θερμοκρασία βρασμοῦ ἤ ***κανονικό σημεῖο ζέσεως*** ἑνός ὑγροῦ ὀνομάζεται ἡ θερμοκρασία τήν ὁποία βράζει τό ὑγρό, ὅταν ἡ πίεση $P_{\epsilon\xi}$ πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική ($P_{\epsilon\xi} = 76$ cmHg).

Σημείωση.

Ὅταν λέμε: «πίεση πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ» ἐννοοῦμε τήν ὁλική πίεση πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.

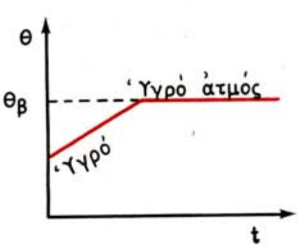
8.5.1 Νόμοι βρασμοῦ.

1) ***Ὅταν στήν ἐπιφάνεια ἑνός ὑγροῦ ἐξασκεῖται ὁρισμένη πίεση, τό ὑγρό βράζει σέ ὁρισμένη θερμοκρασία.***

2) ***Ὅσο διαρκεῖ ὁ βρασμός ἑνός ὑγροῦ ἡ θερμοκρασία του παραμένει σταθερή, παρ' ὅλο πού στό ὑγρό προσφέρεται συνεχῶς θερμότητα.***

Τό ποσό τῆς θερμότητας, πού ἀπορροφᾶ τό ὑγρό κατά τό βρασμό του, χρειάζεται γιά τή μεταβίβαση τοῦ ὑγροῦ ἀπό τήν ὑγρή στήν ἀέρια κατάστασή του.

Στό σχῆμα 8.5γ φαίνεται ἡ μεταβολή τῆς θερμοκρασίας ἑνός ὑγροῦ σέ συνάρτηση μέ τό χρόνο.



Σχ. 8.5γ

3) ***Ένα ὑγρό βράζει σ' ἐκείνη τή θερμοκρασία (Θ°C), στήν ὁποία ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του ($P_{κορ}$) εἶναι ἴση μέ τήν πίεση ($P_{εξ}$),*** πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνειά του $\boxed{(P_{κορ} = P_{εξ})}$.

Ἄν π.χ. στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ ἐξασκεῖται ἡ πίεση 92 mmHg τό νερό βράζει στούς 50°C, γιατί ἡ μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν τοῦ νεροῦ στούς 50°C εἶναι $P_{κορ} = 92$ mmHg.

Ἐνῶ ἄν στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ ἐξασκεῖται πίεση 760 mmHg τό νερό βράζει στούς 100°C, γιατί ἡ μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν τοῦ νεροῦ στούς 100°C εἶναι $P_{κορ} = 760$ mmHg.

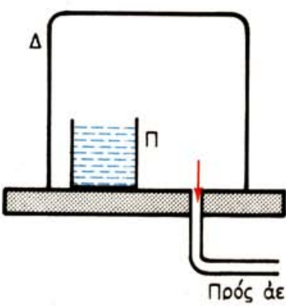
8.5.2 Ἐπίδραση τῆς πιέσεως στή θερμοκρασία βρασμοῦ.

Ἕνα ὑγρό βράζει σ' ἐκείνη τή θερμοκρασία (Θ°C) στήν ὁποία ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του ($P_{κορ}$) εἶναι ἴση μέ τήν πίεση, πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνειά του.

Ἐπομένως, ὅταν αὐξηθεῖ ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ, γιά νά βράζει τό ὑγρό πρέπει νά αὐξηθεῖ καί ἡ μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν του. Ἀλλά γιά νά αὐξηθεῖ ἡ μέγιστη τάση τῶν ἀτμῶν του, πρέπει νά αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία τους.

Ἄρα ***ὅταν αὐξάνεται ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ, αὐξάνεται καί ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ του.*** Τό ἀντίστροφο συμβαίνει ὅταν ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ ἐλαττώνεται.

Μέσα στό δοχεῖο Δ (σχ. 8.5δ) τοποθετοῦμε ἕνα ποτήρι Π μέ νερό θερμοκρασίας 30°C. Τό νερό τοῦ ποτηριοῦ δέ βράζει, γιατί ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν στούς 30°C εἶναι 32 Torr, ἐνῶ στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ ἐξασκεῖται πίεση ἴση μέ 760 Torr ($P_κ = 32$ Torr $< P_{εξ} = 760$ Torr).



Σχ. 8.5δ.

Μέ μία ἀεραντλία ἀφαιροῦμε ἀέρα ἀπό τό δοχεῖο Δ, ὁπότε παρατηροῦμε ὅτι ὅταν ἡ πίεση ($P_{εξ}$) πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ πού βρίσκεται στό ποτήρι Π, γίνει 32 Torr, δηλαδή ὅση εἶναι ἡ τάση $P_κ$ τῶν κορεσμένων ἀτμῶν τοῦ νεροῦ στή θερμοκρασία 30°C, τότε τό νερό ἀρχίζει νά βράζει ($P_κ = P_{εξ} = 32$ Torr).

Δηλαδή, ὅταν ἡ πίεση πού ἐξασκεῖται στήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ μικραίνει (στό πείραμά μας: ἀπό 760 Torr σέ 32 Torr), τότε μικραίνει καί ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ του (στό πείραμά μας: ἀπό 100°C σέ 32°C).

8.5.3 Σημεῖο ζέσεως διαλυμάτων.

Ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ $\Theta_{\beta,\Delta}$ ἑνός διαλύματος ὅταν στήν ἐπιφάνειά του ἐξασκεῖται μία πίεση P_{Δ}, εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία βρασμοῦ $\Theta_{\beta,\delta}$ τοῦ διαλύτη του, ὅταν στήν ἐπιφάνειά του ἐξασκεῖται ἴση πίεση (P_{δ}).

Δηλαδή ἄν ἰσχύει ἡ σχέση: $P_{\Delta} = P_{\delta}$, τότε ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{\Theta_{\beta,\Delta} > \Theta_{\beta,\delta}}$$

Ἄν στό νερό διαλύσομε π.χ. ἁλάτι ἤ ζάχαρι, τότε τό διάλυμα, ὑπό πίεση μιᾶς ἀτμόσφαιρας, βράζει σέ θερμοκρασία μεγαλύτερη ἀπό 100°C.

Ἡ διαφορά τῶν σημείων ζέσεως τοῦ διαλύματος καί τοῦ διαλύτη του, ὑπό τήν ἴδια πίεση, εἶναι ἀνάλογη μέ τήν περιεκτικότητα τοῦ διαλύματος. Δηλαδή ὅσο πυκνό εἶναι ἕνα διάλυμα τόσο ψηλότερο εἶναι τό σημεῖο ζέσεώς του ἀπό τό σημεῖο ζέσεως τοῦ διαλύτη του, βέβαια κάτω ὑπό τήν ἴδια πίεση.

8.5.4 Εἰδική θερμότητα ἐξαερώσεως.

Ἕνα ὑγρό γιά νά ἐξαερωθεῖ, πρέπει νά προσλάβει θερμότητα, ἡ ὁποία χρησιμοποιεῖται γιά τή μετατροπή του σέ ἀέριο.

Εἰδική θερμότητα ἐξαερώσεως (L) ἑνός ὑγροῦ στή θερμοκρασία Θ, ὀνομάζεται τό πηλίκον τοῦ ποσοῦ τῆς θερμότητας Q πού πρέπει νά προσλάβει μάζα m τοῦ ὑγροῦ θερμοκρασίας Θ, γιά νά γίνει ἀέριο θερμοκρασίας Θ, πρός τή μάζα αὐτή m τοῦ ὑγροῦ. Δηλαδή:

$$\boxed{L = \frac{Q}{m} \quad \text{ἐξίσωση ὁρισμοῦ}} \qquad (1)$$

Ἡ εἰδική θερμότητα ἐξαερώσεως ἑνός ὑγροῦ ἐξαρτᾶται ἀπό:

α) Τή φύση τοῦ ὑγροῦ, ἑπομένως εἶναι χαρακτηριστικό του, καί

β) τή θερμοκρασία του.

Ἄν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) τῆς εἰδικῆς θερμότητας ἐξαερώσεως ἑνός ὑγροῦ θέσομε m = 1 gr, τότε παίρνομε:

$$L = \frac{Q}{m} = \frac{Q\,\text{cal}}{1\ \text{gr}}$$

$$L = \frac{Q\,\text{cal}}{1\ \text{gr}} \qquad (2)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (2) προκύπτει ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα ἐξαερώσεως L ἑνός ὑγροῦ στή θερμοκρασία Θ, ἰσοῦται ***ἀριθμητικῶς*** μέ τό ποσό τῆς θερμότητας Q πού πρέπει νά προσλάβει 1 gr τοῦ ὑγροῦ θερμοκρασίας Θ, γιά νά γίνει ἀέριο θερμοκρασίας Θ.

Ἕνα γραμμάριο νεροῦ θερμοκρασίας 100°C, γιά νά μετατραπεῖ σέ ἀτμό πού νά ἔχει τήν ἴδια θερμοκρασία, παίρνει θερμότητα 540 cal.

Ἡ εἰδική θερμότητα ἐξαερώσεως τοῦ νεροῦ στή θερμοκρασία 100°C εἶναι:

$$540\ \frac{\text{cal}}{\text{gr}}$$

Σημείωση.

Ἡ εἰδική θερμότητα ἐξαερώσεως ἑνός ὑγροῦ, ἀπό πολλούς, ὀνομάζεται καί ***λανθάνουσα θερμότητα ἐξαερώσεως τοῦ ὑγροῦ.***

Μονάδα εἰδικῆς θερμότητας ἐξαερώσεως.

Ἄν στήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) τῆς εἰδικῆς θερμότητας ἐξαερώσεως, ἀντικαταστήσομε: m = 1 gr καί Q = 1 cal, θά βροῦμε τή μονάδα της, ἤτοι:

$$L = \frac{Q}{m} = \frac{1\ \text{cal}}{1\ \text{gr}}$$

$$\boxed{L = 1\ \frac{\text{cal}}{\text{gr}}}$$

Δηλαδή μονάδα εἰδικῆς θερμότητας ἐξαερώσεως εἶναι ***ἡ 1 θερμίδα κατά γραμμάριο.***

Παρατήρηση.

Ἄν τήν ἐξίσωση ὁρισμοῦ (1) τῆς εἰδικῆς θερμότητας ἐξαερώσεως ἑνός ἀερίου, τή λύσομε ὡς πρός Q θά πάρομε:

$$L = \frac{Q}{m}$$

$$\boxed{Q = L\ .\ m} \qquad (3)$$

Μέ τήν ἐξίσωση (3) βρίσκομε ***τό ποσό τῆς θερμότητας Q τό ὁποῖο πρέπει νά ἀπορροφήσει μιά μάζα m ἑνός ὑγροῦ θερμοκρασίας Θ, γιά νά γίνει ἀέριο θερμοκρασίας Θ, ἄν γνωρίζομε τήν εἰδική θερμότητα ἐξαερώσεώς του (L) στή θερμοκρασία αὐτή Θ.***

8.5.5 Ψύξη κατά τήν ἐξαέρωση.

Ὅταν ἕνα ὑγρό ἐξαερώνεται, προσλαμβάνει θερμότητα, ὁποιαδήποτε κι ἄν εἶναι ἡ θερμοκρασία στήν ὁποία γίνεται ἡ ἐξαέρωσή του.

Ἄν τό ποσό τῆς θερμότητας, τό ὁποῖο πρέπει νά προσλάβει ἕνα ὑγρό, γιά νά ἐξαερωθεῖ, δέν προσφέρεται σ' αὐτό ἀπό μιά πηγή θερμότητας, τότε τό ὑγρό παίρνει τό ποσό αὐτό ἤ ἀπό τά σώματα, μέ τά ὁποῖα βρίσκεται σέ ἐπαφή, ἤ ἀπό τήν ἴδια τή μάζα του.

Ὅταν τό ὑγρό ***παίρνει τή θερμότητα πού χρειάζεται γιά νά ἐξαερωθεῖ ἀπό τά σώματα μέ τά ὁποῖα βρίσκεται σ' ἐπαφή, τότε αὐτά ψύχονται.***

Διαβρέχομε π.χ. τό χέρι μας μέ αἰθέρα. Μετά ἀπό λίγο, ὁ αἰθέρας ἐξαερώνεται καί ἐμεῖς αἰσθανόμασθε ψύξη στό μέρος πού τό εἴχαμε διαβρέξει μέ αἰθέρα.

Αὐτό ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς:

Ὁ αἰθέρας γιά νά ἐξαερωθεῖ, πρέπει νά προσλάβει θερμότητα.

Τή θερμότητα τήν ὁποία χρειάζεται ὁ αἰθέρας γιά νά ἐξαερωθεῖ, τήν προσλαμβάνει ἀπό τό χέρι μας, τό ὁποῖο γι' αὐτό ψύχεται.

Τό ὅτι ὅταν ἐξαερώνεται ἕνα ὑγρό προκαλεῖ ψύξη τῶν σωμάτων μέ τά ὁποῖα βρίσκεται σ' ἐπαφή, παίρνοντας θερμότητα ἀπό αὐτά, χρησιμοποιεῖται στήν ἰατρική γιά τοπική ἀναισθησία μέ ψύξη.

Τό χλωριοῦχο αἰθύλιο ὅταν ἐξατμίζεται, προκαλεῖ ἰσχυρή ψύξη τῆς περιοχῆς πού διαβρέχει, ἡ ὁποία ἔχει σάν συνέπεια τήν ἀναισθησία τῆς περιοχῆς.

Τό δοχεῖο (σχ. 8.5ε) περιέχει χλωριοῦχο αἰθύλιο, τό ὁποῖο μέ κατάλληλο χειρισμό διαβρέχει τήν περιοχή, στήν ὁποία ἐπιθυμοῦμε νά προκαλέσομε, μέ ἐξαέρωσή του, ἀναισθησία μέ ψύξη.

Ὅταν τό ὑγρό ***παίρνει τή θερμότητα τήν ὁποία χρειάζεται γιά νά ἐξαερωθεῖ ἀπό τήν ἴδια τή μάζα, τότε αὐτό ψύχεται.***

Σχ. 8.5ε.

8.6 Ἐξάχνωση.

Ἐξάχνωση ἑνός σώματος ὀνομάζεται ἡ μετάβαση τοῦ σώματος ἀπό τή στέρεη κατάστασή του κατευθείαν στήν ἀέρια, δηλαδή χωρίς προηγουμένως νά περάσει ἀπό τήν ὑγρή κατάσταση.

Τά στερεά σώματα, ὅπως π.χ. ἡ ναφθαλίνη, ἡ καμφορά, τό ἰώδιο, τά ὁποῖα ἀναδίνουν ὀσμή, παρουσιάζουν ἔντονα τό φαινόμενο τῆς ἐξαχνώσεως, γιατί ἡ ὀσμή προϋποθέτει ὕπαρξη ἀτμῶν τοῦ ὑλικοῦ τῶν σωμάτων.

Γενικά σέ κατάλληλες συνθῆκες θερμοκρασίας καί πιέσεως, σχεδόν ὅλα τά στερεά σώματα μποροῦν νά ἐξαχνώνονται.

Ἄν μέσα στό ἀερόκενο δοχεῖο Δ (σχ. 8.6α) τό ὁποῖο φέρει τό μανόμετρο Μ, ρίξομε μιά ποσότητα ἰωδίου, τότε θά παρατηρήσομε ὅτι οἱ ἐνδείξεις τοῦ μανομέτρου Μ στήν ἀρχή αὐξάνουν καί κατόπιν ἡ αὔξηση αὐτή σταματᾶ (ὁ δείκτης δείχνει μιά ὁρισμένη πίεση).

Αὐτό σημαίνει ὅτι οἱ ἀτμοί τοῦ ἰωδίου πού δημιουργοῦνται στό χῶρο Χ στήν ἀρχή αὐξάνονται (αὔξηση τῶν ἐνδείξεων τοῦ μανομέτρο — οἱ ἀτμοί τοῦ ἰωδίου εἶναι ἀκόμη ἀκόρεστοι) καί ἔρχεται στιγμή πού ὁ χῶρος Χ δέν μπορεῖ νά χωρέσει ἄλλη ποσότητα ἀτμῶν ἰωδίου (ἡ ἔνδειξη τοῦ μανομέτρου Μ παραμένει σταθερή — οἱ ἀτμοί τοῦ ἰωδίου ἔγιναν κορεσμένοι).

Ἄν αὐξήσομε τή θερμοκρασία τοῦ ἰωδίου, θά ἔχομε ἐξάχνωση νέας ποσότητας ἰωδίου καί ἡ ἔνδειξη τοῦ μανομέτρου Μ αὐξάνει.

Δηλαδή ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν τοῦ στερεοῦ ἰωδίου αὐξάνεται μέ τή θερμοκρασία.

Γενικά τό φαινόμενο τῆς ἐξαχνώσεως εἶναι ἀνάλογο μέ τήν ἐξάτμιση ***καί ἀκολουθεῖ τούς ἴδιους νόμους:***

1) Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν ἑνός στερεοῦ ὑλικοῦ εἶναι ὁρισμένη γιά ὁρισμένη θερμοκρασία.

2) Ἡ τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν ἑνός στερεοῦ ὑλικοῦ αὐξάνει ἀνάλογα μέ τή θερμοκρασία.

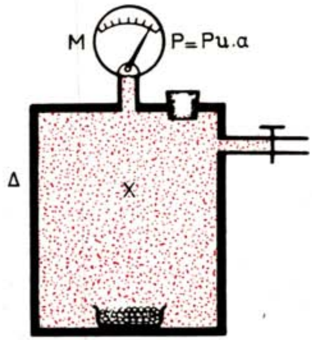
3) Ἄν οἱ ἀτμοί τοῦ στερεοῦ σώματος πού βρίσκονται πάνω ἀπό αὐτό, ἔχουν πίεση μικρότερη ἀπό τήν τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του τῆς ἰδίας θερμοκρασίας ἡ ἐξάχνωσή του συνεχίζεται μέχρι τό στερεό νά ἐξαφανισθεῖ ἐντελῶς.

4) Ἄν οἱ ἀτμοί τοῦ στερεοῦ σώματος πού βρίσκονται πάνω ἀπό αὐτό, ἔχουν πίεση ἴση μέ τήν τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του τῆς ἴδιας θερμοκρασίας τότε τό στερεό καί οἱ ἀτμοί του συνυπάρχουν σέ ***ἰσορροπία.***

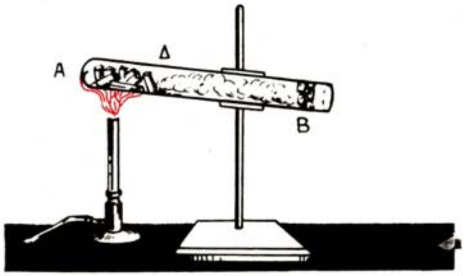
5) Ἄν οἱ ἀτμοί τοῦ στερεοῦ σώματος πού βρίσκονται πάνω ἀπό αὐτό, ἔχουν πίεση ἔστω καί λίγο μεγαλύτερη ἀπό τήν τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν του τῆς ἴδιας θερμοκρασίας ***δέν*** γίνεται ἐξάχνωση.

Σημείωση.

Μποροῦμε εὔκολα νά διαπιστώσομε τό φαινόμενο τῆς ἐξαχνώσεως μέ τό ἑξῆς πεί-



Σχ. 8.6α.



Σχ. 8.6β.

ραμα: Στήν περιοχή Α τοῦ σωλήνα (σχ. 8.6β) βάζομε κρυστάλλους ἰωδίου καί τούς θερμαίνομε.

Παρατηροῦμε τότε ὅτι:

α) Ὁ σωλήνας παίρνει χρῶμα ἰῶδες, δηλαδή τό χρῶμα τῶν ἀτμῶν τοῦ ἰωδίου.

β) Οἱ ἀτμοί συμπυκνώνονται στήν περιοχή Β σέ κρυστάλλους ἰωδίου.

Δηλαδή τό ἰώδιο γίνεται ἀπευθείας ἀπό στερεό ἀέριο καί ἀντίστροφα.

Παράδειγμα ἐξαχνώσεως ἔχομε στούς ἠλεκτρικούς λαμπτῆρες πυρακτώσεως.

Τό βολφράμιο ἀπό τό ὁποῖο ἀποτελεῖται τό σύρμα τῶν λαμπτήρων σέ ὑψηλή θερμοκρασία παράγει ἀτμούς (ἐξάχνωση). Οἱ ἀτμοί αὐτοί ὅταν ἔρχονται σ' ἐπαφή μέ τό κρύο, σχετικά, γυαλί τῶν λαμπτήρων, ψύχονται καί γι' αὐτό τό ἐσωτερικό τῶν λαμπτήρων ἐπικαλύπτεται ἀπό λεπτότατο στρῶμα βολφραμίου. Σ' αὐτό ὀφείλεται τό μαύρισμα τῶν λαμπτήρων πυρακτώσεως.

8.7 Ὑγροποίηση.

Ἡ μετάβαση ἑνός ἀερίου (ἤ ἀτμοῦ) ἀπό τήν ἀέρια στήν ὑγρή κατάστασή του, ὀνομάζεται ***ὑγροποίηση τοῦ ἀερίου (ἤ τοῦ ἀτμοῦ).***

Ἡ ὑγροποίηση ἑνός ἀερίου εἶναι φαινόμενο ἀντίστροφο τῆς ἐξαερώσεώς του.

Ἕνα ἀέριο μπορεῖ νά ὑγροποιηθεῖ:

— Μέ ψύξη.

— Μέ συμπίεση καί

— μέ ταυτόχρονη ψύξη καί συμπίεσή του.

Σημείωση.

Ἀπό πειράματα ἔχει ἀποδειχθεῖ ὅτι:

Ἄν ἡ θερμοκρασία ἑνός ἀερίου εἶναι πάνω ἀπό μία ὁρισμένη τιμή, τότε δέν μπορεῖ νά ὑγροποιηθεῖ, ὅσο καί ἄν συμπιεσθεῖ. Ἑπομένως, ἄν θέλομε νά ὑγροποιήσομε ἕνα ἀέριο μέ συμπίεσή του, πρέπει πρῶτα νά τό ψύξομε κάτω ἀπό μιά ὁρισμένη γιά τό ἀέριο αὐτό θερμοκρασία καί ὕστερα νά τό συμπιέσομε.

8.7.1 Κρίσιμες σταθερές ἀερίου.

Οἱ κρίσιμες σταθερές ἑνός ἀερίου εἶναι:

α) Ἡ κρίσιμη θερμοκρασία του.

β) Ἡ κρίσιμη πίεσή του.

γ) Ἡ κρίσιμη πυκνότητά του.

α) Κρίσιμη θερμοκρασία ἑνός ἀερίου ὀνομάζεται ἡ θερμοκρασία, πάνω ἀπό τήν ὁποία τό ἀέριο εἶναι ἀδύνατο νά ὑγροποιηθεῖ, ὅσο καί ἄν συμπιεσθεῖ. Ἡ κρίσιμη θερμοκρασία τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα εἶναι $\Theta_K = +31°C$. Αὐτό σημαίνει ὅτι ἄν μιά μάζα m διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα ἔχει θερμοκρασία μεγαλύτερη ἀπό +31°C, τότε ὅσο καί ἄν συμπιεσθεῖ ἡ μάζα m εἶναι ἀδύνατο νά ὑγροποιηθεῖ.

Δηλαδή, ἄν θέλομε μέ συμπίεση νά ὑγροποιήσομε μιά μάζα m τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα πού ἔχει θερμοκρασία μεγαλύτερη ἀπό +31°C, πρέπει πρῶτα νά τήν ψύξομε τόσο, ὥστε νά ἀποκτήσει θερμοκρασία +31°C καί κάτω καί ὕστερα νά τή συμπιέσομε.

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ κρίσιμη θερμοκρασία ἑνός ἀερίου ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ ἀερίου, δηλαδή κάθε ἀέριο ἔχει δική του κρίσιμη θερμοκρασία (Πίνακας 8.7.1).

ΠΙΝΑΚΑΣ 8.7.1.

Παραδείγματα κρίσιμης θερμοκρασίας καί κρίσιμης πιέσεως

Ἀέριο	Κρίσιμη θερμοκρασία σέ °C	Κρίσιμη πίεση σέ kp/cm²	Ἀέριο	Κρίσιμη θερμοκρασία σέ °C	Κρίσιμη πίεση σέ kp/cm²
Ἥλιο	−268	2,3	Διοξ. ἄνθρακα	+ 31	75
Ὑδρογόνο	−240	13	Ἀμμωνία	+132	119
Ἄζωτο	−147	35	Αἰθέρας	+194	38
Ἀέρας	−141	38	Οἰνόπνευμα	+243	63
Ὀξυγόνο	−119	51	Νερό	+374	226

2) Ἡ κρίσιμη θερμοκρασία ἑνός ἀερίου εἶναι μία σταθερά τοῦ ἀερίου ἡ ὁποία τό χαρακτηρίζει.

Ἄν βροῦμε ὅτι ἡ κρίσιμη θερμοκρασία ἑνός ἄγνωστου ἀερίου εἶναι +31°C, τότε μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι τό ἀέριο αὐτό μπορεῖ νά εἶναι διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα, ὁπωσδήποτε ὅμως δέν εἶναι π.χ. ὀξυγόνο, γιατί ἡ κρίσιμη θερμοκρασία τοῦ ὀξυγόνου εἶναι −119°C.

β) Κρίσιμη πίεση ἑνός ἀερίου ὀνομάζεται ἡ ὁρισμένη πίεση τήν ὁποία πρέπει νά ἔχει τό ἀέριο, γιά νά ὑγροποιηθεῖ ὅταν τό ἀέριο ἔχει θερμοκρασία ἴση μέ τήν κρίσιμη θερμοκρασία του. Ἡ κρίσιμη πίεσι τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα εἶναι 75 at. Αὐτό σημαίνει ὅτι ἄν μιά μάζα m διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα ἔχει θερμοκρασία +31°C, δηλαδή ὅση εἶναι ἡ κρίσιμη θερμοκρασία τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα, τότε γιά νά ὑγροποιηθεῖ, πρέπει ἡ πίεσή της νά εἶναι 75 at.

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ κρίσιμη πίεση ἑνός ἀερίου ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ ἀερίου, δηλαδή κάθε ἀέριο ἔχει δική του κρίσιμη πίεση (Πίνακας 8.7.1.).
2) Ἡ κρίσιμη πίεση ἑνός ἀερίου εἶναι μιά σταθερά τοῦ ἀερίου, ἡ ὁποία τό χαρακτηρίζει.
3) Ἄν ἡ θερμοκρασία ἑνός ἀερίου ***εἶναι μικρότερη ἀπό τήν κρίσιμη θερμοκρασία του, τότε τό ἀέριο μπορεῖ νά ὑγροποιηθεῖ ὑπό πίεση ἡ ὁποία εἶναι μικρότερη ἀπό τήν κρίσιμη πίεσή του.***

Μιά μάζα m διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα, ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι +31°C (κρίσιμη θερμοκρασία της), ὑγροποιεῖται ὑπό πίεση 75 at (κρίσιμη πίεσή της) ἐνῶ ὅταν ἡ θερμοκρασία της εἶναι 20°C ὑγροποιεῖται ὑπό πίεση 50 at.

γ) Κρίσιμη πυκνότητα ἑνός ἀερίου ὀνομάζεται ἡ πυκνότητα τήν ὁποία ἔχει τό ἀέριο, ὅταν ἡ θερμοκρασία του εἶναι ἴση μέ τήν κρίσιμη θερμοκρασία του, καί ἡ πίεσή του ἴση μέ τήν κρίσιμη πίεσή του.

Ἡ κρίσιμη πυκνότητα τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα εἶναι 0,46 gr/cm^3. Αὐτό σημαίνει ὅτι ὅταν μία μάζα διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα ἔχει θερμοκρασία +31°C καί πίεση 75 at, τότε ἡ πυκνότητά της εἶναι 0,46 gr/cm^3.

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ κρίσιμη πυκνότητα ἑνός ἀερίου ἐξαρτᾶται ἀπό τή φύση τοῦ ἀερίου, δηλαδή κάθε ἀέριο ἔχει δική του κρίσιμη πυκνότητα.
2) Ἡ κρίσιμη πυκνότητα ἑνός ἀερίου εἶναι μιά σταθερά τοῦ ἀερίου ἡ ὁποία τό χαρακτηρίζει.

Σημείωση.

1) ***Κρίσιμος ὄγκος V_K μιᾶς μάζας m ἑνός ἀερίου*** ὀνομάζεται ὁ ὄγκος V_K τόν ὁποῖο καταλαμβάνει ἡ μάζα αὐτή (m), ὅταν ἡ θερμοκρασία της εἶναι ἴση μέ τήν κρίσιμη θερμοκρασία της, καί ἡ πίεσή της ἴση μέ τήν κρίσιμη πίεσή της.
Βέβαια ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{\rho_K = \frac{m}{V_K}}$$

ὅπου: ρ_K ἡ κρίσιμη πυκνότητα τοῦ ἀερίου.

2) Ἡ κρίσιμη θερμοκρασία, ἡ κρίσιμη πίεση καί ἡ κρίσιμη πυκνότητα ἑνός ἀερίου εἶναι ***οἱ τρεῖς κρίσιμες σταθερές*** τοῦ ἀερίου, πού εἶναι φυσικά μεγέθη, χαρακτηριστικά τοῦ ἀερίου.

8.7.2 Ὑγροποίηση μέ ψύξη.

Οἱ ἀτμοί ἑνός ὑγροῦ ὑγροποιοῦνται, ἄν τούς ψύξομε σέ τέτοια θερμοκρασία, ὥστε ἡ πίεση πού θά ἀσκοῦν νά εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ γιά τή θερμοκρασία αὐτή (συνθήκη).

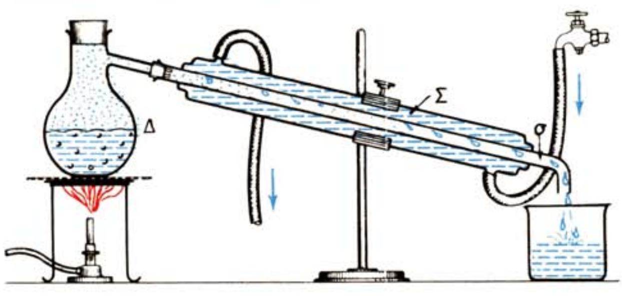
Τό δοχεῖο Δ (σχ. 8.7α) μέσα στό ὁποῖο βάζομε νερό, συγκοινωνεῖ μέ τό σωλήνα σ. Ὁ σωλήνας σ βρίσκεται μέσα στό σωλήνα Σ καί περιβάλλεται ἀπό τό νερό πού κυκλοφορεῖ μέσα σ' αὐτόν.

Ἄν θερμαίνομε τό νερό τοῦ δοχείου Δ, τότε θά παρατηρήσομε ὅτι οἱ ἀτμοί του μέσα στό σωλήνα σ ὑγροποιοῦνται.

Αὐτό ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς:

Οἱ ὑδρατμοί μέσα στό σωλήνα σ ψύχονται ἀπό τό νερό πού τούς περιβάλλει σέ μιά θερμοκρασία Θ.

Ἡ πίεση τῶν ὑδρατμῶν μέσα στό σωλήνα σ εἶναι μιᾶς ἀτμόσφαιρας (ὁ σ συγκοινωνεῖ μέ τήν ἀτμόσφαιρα), ἡ ὁποία εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν τάση τῶν κορεσμένων ὑδρατμῶν γιά τή θερμοκρασία Θ καί γι' αὐτό ὑγροποιοῦνται μέσα σ' αὐτόν.



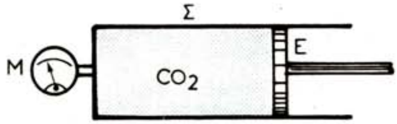
Σχ. 8.7α.

8.7.3 Ὑγροποίηση μέ συμπίεση.

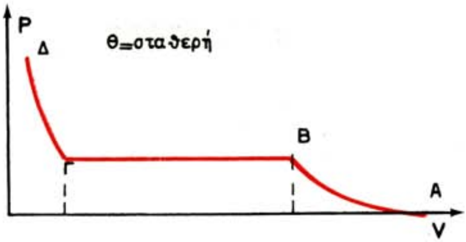
Οἱ ἀτμοί ἑνός ὑγροῦ, θερμοκρασίας Θ, ὑγροποιοῦνται, ἄν τούς συμπιέσομε τόσο, ὥστε ἡ πίεση πού θά ἀποκτήσουν νά εἶναι ἴση (ἤ ἐλάχιστα μεγαλύτερη) μέ τήν τάση τῶν κορεσμένων ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ γιά τή θερμοκρασία Θ.

Ὁ σωλήνας Σ (σχ. 8.7β) φέρει ἕνα ἔμβολο Ε καί ἕνα μανόμετρο Μ. Βάζομε μέσα στό σωλήνα Σ διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα καί μετακινοῦμε τό ἔμβολο Ε σιγά - σιγά πρός τά ἀριστερά. Φροντίζομε, ὥστε ἡ θερμοκρασία τοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα νά διατηρεῖται σταθερή. Ἡ καμπύλη ΑΒΓΔ τοῦ σχήματος 8.7γ ἀπεικονίζει τά ἀποτελέσματα τῶν μετρήσεων:

α) Στό τμῆμα ΑΒ, ἡ πίεση τοῦ CO_2 αὐξάνεται, ἐνῶ ὁ ὄγκος του ἐλατ-



Σχ. 8.7β.



Σχ. 8.7γ.

τώνεται καί σύμφωνα μέ τό νόμο Boyle - Mariotte (όλο τό CO_2 παραμένει άέριο).

β) Στό τμῆμα ΒΓ, ἡ πίεση τοῦ CO_2 παραμένει σταθερή. Αὐτό συμβαίνει γιατί τό ἀέριο κατά τήν ἐλάττωση τοῦ ὄγκου του ἀπό V_1 σέ V_2 συνεχῶς ὑγροποιεῖται. Στό τμῆμα αὐτό (ΒΓ) συνυπάρχουν ἡ ἀέρια καί ἡ ὑγρή κατάσταση τοῦ CO_2.

γ) Τό τμῆμα ΓΔ, πού τό παίρνομε, ἀφοῦ ὅλο τό διοξείδιο ἔχει γίνει ὑγρό, εἶναι σχεδόν κατακόρυφο, γιατί χρειάζονται μεγάλες πιέσεις γιά νά ἐλαττώνεται λίγο ὁ ὄγκος τοῦ ὑγροῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακα (τά ὑγρά συμπιέζονται πολύ δύσκολα).

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

82) *Μιά μάζα $m = 10$ gr νεροῦ ἔχει θερμοκρασία $\Theta_N = 100°C$. Πόση θερμότητα Q πρέπει νά προσφερθεῖ στή μάζα αὐτή γιά νά γίνει ἀτμός τῆς ἴδιας θερμοκρασίας; Θερμότητα ἐξαερώσεως νεροῦ στούς 100°C: $L = 539$ cal/gr.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = m \cdot L \qquad (1)$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 10\,\text{gr} \cdot 539\,\frac{\text{cal}}{\text{gr}} = 5390\,\text{cal}$$

$$Q = 5390\,\text{cal} = 5{,}39\,\text{kcal}$$

83) *Μία μάζα $m = 10$ gr ὑδρατμῶν ἔχει θερμοκρασία $\Theta_\alpha = 100°C$. Πόση θερμότητα Q πρέπει νά ἀπαχθεῖ ἀπό τή μάζα αὐτή γιά νά γίνει νερό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας; Θερμότητα ἐξαερώσεως νεροῦ στούς 100°C: $L = 539$ cal/gr.*

Λύση.

'Ισχύει ἡ σχέση:

$$Q = m \cdot L \qquad (1)$$

Ἂν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 10\,\text{gr} \cdot 539\,\frac{\text{cal}}{\text{gr}} = 5390\,\text{cal} = 5{,}39\,\text{kcal}$$

84) *Μία μάζα $m = 10$ gr νεροῦ ἔχει θερμοκρασία $\Theta_N = 80°C$. Πόση θερμότητα Q πρέπει νά προσφερθεῖ στή μάζα αὐτή γιά νά γίνει ἀτμός θερμοκρασίας $\Theta_\alpha = 100°C$; Θερμότητα ἐξαερώσεως νεροῦ στούς 100°C: $L = 539$ cal/gr. Εἰδική θερμότητα νεροῦ $c_N = 1$ cal/gr . grad.*

Λύση.

Στή μάζα m τοῦ νεροῦ γιά νά γίνει ἀτμός θερμοκρασίας 100°C πρέπει νά προσφερθοῦν δύο ποσά θερμότητας:

– Ἕνα ποσό Q_1, γιά νά γίνει ἀπό νερό θερμοκρασίας $\Theta_N = 80°C$ σέ νερό θερμοκρασίας 100°C καί
– ἕνα ποσό Q_2, γιά νά γίνει ἀπό νερό θερμοκρασίας 100°C σέ ἀτμό θερμοκρασίας 100°C.

'Επομένως ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$Q = Q_1 + Q_2 \qquad (1)$$

$$Q_1 = m \cdot c_N\,(\Theta_\alpha - \Theta_N) \qquad (2)$$

$$Q_2 = m \cdot L \qquad (3)$$

'Από τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) προκύπτει:

$$Q = m \cdot c_N\,(\Theta_\alpha - \Theta_N) + m \cdot L \qquad (4)$$

Ἂν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 10\,\text{gr} \cdot 1\,\frac{\text{cal}}{\text{gr} \cdot \text{grad}}\,(100 - 80)\,\text{grad} + 10\,\text{gr} \cdot 539\,\frac{\text{cal}}{\text{gr}}$$

$$Q = 5590\,\text{cal} = 5{,}59\,\text{kcal}$$

85) *Πόση θερμότητα Q ἀπάγεται ἀπό ποσότητα ὑδρατμῶν μάζας $m = 10$ gr καί θερμοκρασίας $\Theta_\alpha = 100°C$ ὅταν μεταβληθεῖ σέ νερό θερμοκρασίας $\Theta_N = 50°C$; Θερμότητα ἐξαερώσεως τοῦ νεροῦ σέ 100°C: $L = 539$ cal/gr καί εἰδική θερμότητα τοῦ νεροῦ $c_N = 1$ cal/gr . grad.*

Λύση.

'Από τή μάζα m τῶν ὑδρατμῶν, γιά νά γίνει αὐτή νερό θερμοκρασίας $\Theta_N = 50°C$, πρέπει νά ἀπαχθοῦν δύο ποσά θερμότητας:

– Ἕνα ποσό Q_1, γιά νά γίνει ἀπό ἀτμός θερμοκρασίας $\Theta_\alpha = 100°C$ νερό τῆς ἴδιας θερμοκρασίας καί
– ἕνα ποσό Q_2, γιά νά γίνει τό νερό θερμοκρασίας 100°C νερό θερμοκρασίας $\Theta_N = 50°C$.

Ἑπομένως γιά τά Q, Q_1 καί Q_2 ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$Q = Q_1 + Q_2 \qquad (1)$$

$$Q_1 = m \,.\, L \qquad (2)$$

$$Q_2 = m\, c_N\, (\Theta_\alpha - \Theta_N) \qquad (3)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2) καί (3) προκύπτει:

$$Q = m \,.\, L + m\, c_N\, (\Theta_\alpha - \Theta_N) \qquad (4)$$

Ἄν στή σχέση (4) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 10\,\text{gr} \,.\, 539\,\frac{\text{cal}}{\text{gr}} + 10\,\text{gr} \,.\, 1\,\frac{\text{cal}}{\text{gr}\,.\,\text{grad}} \,.\, (100 - 50)\,\text{grad}$$

$$Q = 5890\ \text{cal} = 5{,}89\ \text{kcal}$$

86) *Μιά μάζα $m = 100$ gr πάγου ἔχει θερμοκρασία $\Theta_\pi = -10°C$. Πόση θερμότητα Q πρέπει νά προσφερθεῖ στή μάζα αὐτή γιά νά γίνει ὑδρατμός θερμοκρασίας $\Theta_\alpha = 100°C$; Δίνονται: εἰδική θερμότητα πάγου: $c_\pi = 0{,}58$ cal/gr . grad, εἰδική θερμότητα νεροῦ: $c_N = 1$ cal/gr . grad, θερμότητα τήξεως τοῦ πάγου: $\lambda = 80$ cal/gr καί θερμότητα ἐξαερώσεως τοῦ νεροῦ σέ 100°C: $L = 539$ cal/gr.*

Λύση.

Στή μάζα m τοῦ πάγου, γιά νά γίνει ἀτμός θερμοκρασίας 100°C, πρέπει νά προσφερθοῦν τέσσερα ποσά θερμότητας:

- Ἕνα ποσό Q_1, γιά νά γίνει ἀπό πάγος θερμοκρασίας $\Theta_\pi = -10°C$ πάγος θερμοκρασίας 0°C.
- Ἕνα ποσό Q_2, γιά νά γίνει ἀπό πάγος θερμοκρασίας 0°C νερό θερμοκρασίας 0°C.
- Ἕνα ποσό Q_3, γιά νά γίνει ἀπό νερό θερμοκρασίας 0°C νερό θερμοκρασίας 100°C καί
- ἕνα ποσό Q_4, γιά νά γίνει ἀπό νερό θερμοκρασίας 100°C ὑδρατμός θερμοκρασίας 100°C.

Ἑπομένως γιά τά Q, Q_1, Q_2, Q_3 καί Q_4 ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 \qquad (1)$$

$$Q_1 = m \,.\, c_\pi\, (\Theta_\pi - O) \qquad (2)$$

$$Q_2 = m \,.\, \lambda \qquad (3)$$

$$Q_3 = m \,.\, c_N\, (\Theta_\alpha - O) \qquad (4)$$

$$Q_4 = m \,.\, L \qquad (5)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1), (2), (3) καί (4) προκύπτει:

$$Q = m \,.\, c_\pi + m \,.\, \lambda + m \,.\, c_N \,.\, \Theta_\alpha + m \,.\, L \qquad (6)$$

Ἄν στή (6) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 100\,gr \,.\, 0{,}58 \frac{cal}{gr \,.\, grad} \,.\, 10\,grad + 100\,gr \,.\, 80 \frac{cal}{gr} +$$

$$+ 100\,gr \,.\, 1 \frac{cal}{gr \,.\, grad} \,.\, 100\,grad + 100\,gr\ 539 \frac{cal}{gr}$$

$$Q = 77.700\ cal = 77{,}7\ kcal$$

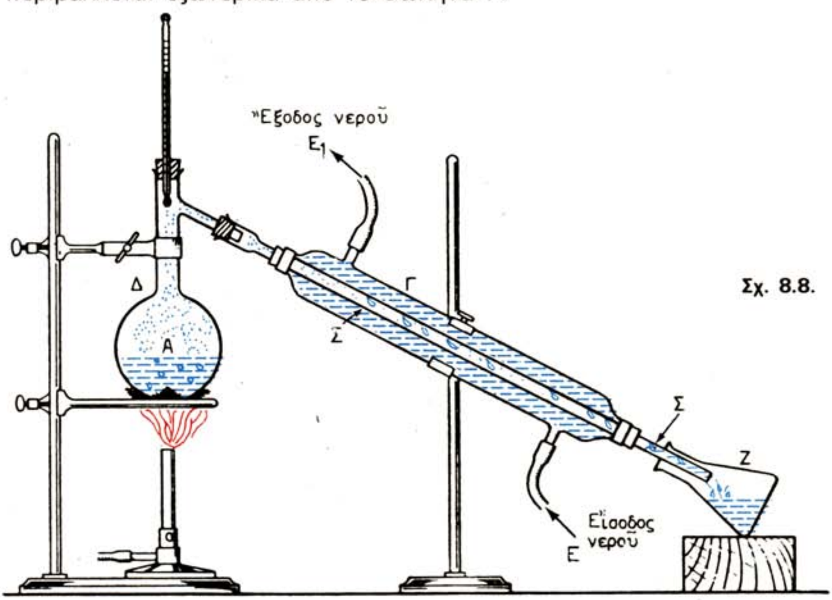
8.8 Ἀπόσταξη.

Ἀπόσταξη ὑγρῶν ὀνομάζεται ἡ διαδικασία κατά τήν ὁποία ἐξαερώνομε τά ὑγρά καί στή συνέχεια ὑγροποιοῦμε τούς ἀτμούς τους.

8.8.1 Ἁπλή ἀπόσταξη.

Ἁπλή ἀπόσταξη ὀνομάζεται ἡ ἀπόσταξη μέ τήν ὁποία ἀποχωρίζομε ἕνα ὑγρό ἀπό τίς μή πτητικές οὐσίες πού εἶναι διαλυμένες μέσα σ' αὐτό.

Βάζομε στό δοχεῖο Δ π.χ. φυσικό νερό καί τό θερμαίνομε, ὥστε νά βράζει (σχ. 8.8). Οἱ ὑδρατμοί πηγαίνουν πρός τό σωλήνα Σ, ὁ ὁποῖος περιβάλλεται ἐξωτερικά ἀπό τό σωλήνα Γ.



Σχ. 8.8.

Στό σωλήνα Γ κυκλοφορεῖ κρύο νερό ἀπό τή διεύθυνση Ε πρός τήν E_1 καί ἔτσι ψύχεται ὁ σωλήνας Σ. Οἱ ὑδρατμοί στό σωλήνα Σ ψύχονται καί ὑγροποιοῦνται.

Τό νερό πού σχηματίζεται ἀπό τήν ὑγροποίηση τῶν ὑδρατμῶν, δηλαδή ***τό ἀπόσταγμα,*** λέγεται ἀποσταγμένο νερό καί συγκεντρώνεται στό δοχεῖο Ζ.

Ἔτσι πήραμε νερό (τό ἀποσταγμένο) τό ὁποῖο εἶναι ἀπαλλαγμένο ἀπό ἄλλες οὐσίες, π.χ. ἄλατα, πού ἦταν διαλυμένες στό νερό πρίν ἀπό τήν ἀπόσταξη.

Σημειώσεις.

1) Ἄν συνεχίσομε τήν ἀπόσταξη μέχρις ὅτου ὅλο τό νερό τοῦ δοχείου Δ ἐξαερωθεῖ, τότε θά παρατηρήσομε ὅτι στόν πυθμένα τοῦ δοχείου Δ παραμένει ἕνα λευκό ἴζημα (ὑπόλειμμα ἀποστάξεως). Αὐτό τό ἴζημα ἀποτελεῖται ἀπό διάφορα ἄλατα πού ἦταν διαλυμένα στό φυσικό νερό καί μέ τό βρασμό ἀποχωρίστηκαν ἀπό αὐτό.
2) Οἱ συσκευές μέ τίς ὁποῖες κάνομε τήν ἀπόσταξη λέγονται γενικά ***ἀποστακτῆρες.***

8.8.2 Κλασματική ἀπόσταξη.

Κλασματική ἀπόσταξη ὀνομάζεται ἡ ἀπόσταξη μέ τήν ὁποία διαχωρίζομε ἕνα ὑγρό ***μίγμα*** στά συστατικά του.

Αὐτή στηρίζεται στό ὅτι τά ὑγρά πού ἀποτελοῦν τό μίγμα, ὑπό τήν ἴδια πίεση, ἔχουν διαφορετικά σημεῖα ζέσεως.

8.9 Ἀπόλυτη καί σχετική ὑγρασία τοῦ ἀέρα.

Ἀπόλυτη ὑγρασία (α) τοῦ ἀέρα σέ μιά ὁρισμένη χρονική στιγμή, ὀνομάζομε τό πηλίκον τῆς μάζας m τῶν ὑδρατμῶν πού περιέχονται τή χρονική αὐτή στιγμή σέ ὄγκο V ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα, πρός τόν ὄγκο αὐτό. Δηλαδή:

$$\boxed{\alpha = \frac{m}{V}}$$

Ἡ ἀπόλυτη ὑγρασία μετριέται σέ gr/m^3 καί γι' αὐτό πολλές φορές δίδεται ὁ ἑξῆς ὁρισμός:

Ἀπόλυτη ὑγρασία (α) τοῦ ἀέρα σέ μιά ὁρισμένη χρονική στιγμή, ὀνομάζεται ἡ μάζα τῶν ὑδρατμῶν σέ gr πού περιέχονται ***σ' ἕνα κυβικό*** μέτρο (1 m^3) ἀέρα τή χρονική αὐτή στιγμή.

Σχετική ὑγρασία (β) τοῦ ἀέρα ὀνομάζομε τό πηλίκον τῆς μάζας m τῶν ὑδρατμῶν, πού ὑπάρχουν σέ ὁρισμένο ὄγκο ἀέρα, πρός τή μάζα m_K τῶν ὑδρατμῶν πού ἔπρεπε νά ὑπάρχουν στόν ἴδιο ὄγκο ἀέρα, γιά νά εἶναι κορεσμένος στήν ἴδια θερμοκρασία. Δηλαδή:

$$\boxed{\beta = \frac{m}{m_K}}$$

Ἄν στίς 11 καί 5΄ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα εἶναι 25°C καί σ' ἕνα κυβικό μέτρο ἀέρα περιέχονται 6 gr ὑδρατμοί, τότε στίς 11 καί 5΄ καί στή θερμοκρασία 25°C ἡ σχετική ὑγρασία τοῦ ἀέρα, σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό της, θά εἶναι:

$$\beta = \frac{m_{υδ}}{m_K} = \frac{6\ gr}{24\ gr} = \frac{6}{24}$$

ὅπου: $m_K = 24$ gr εἶναι ἡ ποσότητα τῶν ὑδρατμῶν οἱ ὁποῖοι ἐάν περιέχονταν μέσα σέ 1 m^3 ἀέρα, θερμοκρασίας 25°C, θά ἦταν κορεσμένος.

Εὐνόητο εἶναι ὅτι ἡ σχετική ὑγρασία εἶναι καθαρός ἀριθμός καί ὅτι εἶναι ἴση μέ ἕνα ($\beta = 1$), ὅταν ὁ ἀέρας εἶναι κορεσμένος ἀπό ὑδρατμούς.

Παρατηρήσεις.

1) Ἡ ἀπόλυτη ὑγρασία (α) τοῦ ἀέρα σέ μία ὁρισμένη στιγμή, ἐκφράζει τήν πραγματική ποσότητα τῶν ὑδρατμῶν πού περιέχονται αὐτή τή στιγμή, σέ ἕνα κυβικό μέτρο ἀέρα.

   Ὅταν λέμε ὅτι στίς 11 καί 5΄ ὁ ἀέρας ἔχει θερμοκρασία 25°C καί ἀπόλυτη ὑγρασία $\alpha = 6$ gr/m^3, ἐννοοῦμε ὅτι στίς 11 καί 5΄ ἕνα κυβικό μέτρο ἀέρα, πού ἔχει θερμοκρασία 25°C περιέχει 6 gr ὑδρατμούς. Ἡ ἀπόλυτη ὑγρασία βρίσκεται, συνήθως, ζυγίζοντας ὑγροσκοπικές οὐσίες, οἱ ὁποῖες συλλέγουν τούς ὑδρατμούς ἀπό χῶρο γνωστοῦ ὄγκου.

2) Ἡ σχετική ὑγρασία (β) τοῦ ἀέρα σέ μιά ὁρισμένη στιγμή ἐκφράζει ***τό κατά πόσο αὐτός τή στιγμή αὐτή εἶναι μακριά ἤ κοντά ἀπό τήν κατάσταση κορεσμοῦ του ἀπό ὑδρατμούς.***

Σέ θερμοκρασία 15°C ὁ ἀέρας σέ κατάσταση κορεσμοῦ του περιέχει 12,8 gr/m^3 ὑδρατμῶν.

Ἄν ὁ ἀέρας σέ θερμοκρασία 15°C περιέχει π.χ. 9,6 gr/m^3, τότε ἡ σχετική του ὑγρασία:

$$\beta = \frac{m}{m_K} = \frac{9{,}6\ gr}{12{,}8\ gr} = \frac{3}{4} = 0{,}75 = \frac{75}{100} = 75\%$$

Ἡ β ἐκφράζει ὅτι ὁ ἀέρας περιέχει ποσότητα ὑδρατμῶν ἴση μέ τά 3/4 ἤ 75% ἀπό τήν ποσότητα τῶν ὑδρατμῶν πού θά περιεῖχε ὁ ἀέρας, ἄν θά ἦταν κορεσμένος.

Ἡ γνώση τῆς σχετικῆς ὑγρασίας, δηλαδή τοῦ κατά πόσο ὁ ἀέρας βρίσκεται κοντά ἤ μακριά ἀπό τήν κατάσταση κορεσμοῦ του ἀπό ὑδρατμούς, ἔχει μεγάλη σημασία, γιατί ἀπό αὐτή ἐξαρτῶνται διάφορα φαινόμενα ὅπως ὁ σχηματισμός ὀμίχλης, ἡ ἐξάτμιση τοῦ νεροῦ τῶν λιμνῶν ποταμῶν κλπ.

8.10 Μέθοδοι παραγωγῆς ψύχους.

Γιά τή δημιουργία χαμηλῶν θερμοκρασιῶν, δηλαδή γιά τήν παραγ γή ψύχους, ἐφαρμόζομε διάφορες μεθόδους, ὅπως εἶναι:

1η. Τά ψυκτικά μίγματα.

2η. Ἡ ἐξαέρωση ὑγροποιημένων ἀερίων καί

3η. Ἡ ἐκτόνωση ἀερίων.

8.10.1 Ἡ ἐξαέρωση ὑγροποιημένων ἀερίων.

Κάνομε τό ἑξῆς:

Ὑγροποιοῦμε ἕνα ἀέριο καί κατόπιν ἀφήνομε τό ὑγροποιημένο ἀέριο νά ἐξαερωθεῖ ὑπό χαμηλή πίεση, ὁπότε τά σώματα πού βρίσκονται σ' ἐπαφή μέ τό ὑγροποιημένο ἀέριο ψύχονται πολύ.

Αὐτό ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς:

Ὅταν ἡ ἐξαέρωσή ἑνός ὑγροῦ γίνεται ὑπό χαμηλή πίεση, τότε τό ὑγρό ἐξαερώνεται πολύ γρήγορα. Ἀλλά ὅταν ἕνα ὑγρό ἐξαερώνεται πολύ γρήγορα, τότε προκαλεῖ μεγάλη ψύξη τῶν σωμάτων μέ τά ὁποῖα βρίσκονται σ' ἐπαφή, γιατί ἀπορροφᾶ τή θερμότητα πού χρειάζεται γιά τήν ἐξαέρωσή του σέ λίγο χρόνο.

Μέ τή μέθοδο αὐτή δημιουργοῦνται ἀρκετά χαμηλές θερμοκρασίες. Ἡ ἐξαέρωση π.χ. ὑγροῦ CO_2 στό κενό δίνει θερμοκρασία — 75°C. Στό ἠλεκτρικό ψυγεῖο τό ψύχος παράγεται μέ τήν ἐξάτμιση ἑνός ὑγροποιημένου ἀερίου (φρεόν, ἀμμωνία).

Τό ἀέριο πού παράγεται ἀπό τήν ἐξάτμιση, ἀναρροφᾶται ἀπό μία ἀντλία, συμπιέζεται καί πάλι ὑγροποιεῖται.

8.10.2 Ἐκτόνωση.

Ἐκτόνωση μιᾶς μάζας ἑνός ἀερίου ὀνομάζεται ἡ ἀπότομη αὔξηση τοῦ ὄγκου της.

Ἡ ἐκτόνωση μιᾶς μάζας ἑνός ἀερίου συνοδεύεται σχεδόν πάντοτε ἀπό μεγάλη ψύξη τῆς μάζας του.

Ἐπομένως μέ ἐκτόνωση διαφόρων ἀερίων πετυχαίνομε χαμηλές θερμοκρασίες τῶν ἀερίων.

Σημείωση.

Ὅταν μιά μάζα ἑνός ἀερίου συμπιέζεται ἀπότομα, ὁπότε ὁ ὄγκος της ἐλαττώνεται ἀπότομα, τότε γενικά αὐτή θερμαίνεται. Ὅταν ἐλαττωθεῖ ἀπότομα ἡ πίεση μιᾶς μάζας ἑνός ἀερίου, ὁπότε ὁ ὄγκος της αὐξάνεται ἀπότομα, τότε, γενικά αὐτή ψύχεται.

ΚΕΦΑΛΑΙΟΝ ΕΝΑΤΟ

ΔΙΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

9.1 Γενικά.

Γιά νά διαδίδεται θερμότητα ἀπό ἕνα σῶμα σ' ἕνα ἄλλο, πρέπει τά σώματα αὐτά νά ἔχουν διαφορετικές θερμοκρασίες.

Ἐπίσης γιά νά διαδίδεται θερμότητα ἀπό ἕνα σημεῖο ἑνός σώματος σέ ἕνα ἄλλο σημεῖο του, πρέπει τά σημεῖα αὐτά νά ἔχουν διαφορετικές θερμοκρασίες. Δηλαδή: ***τό αἴτιο*** τῆς διαδόσεως τῆς θερμότητας ἀπό ἕνα σῶμα σέ ἄλλο ἤ ἀπό ἕνα σημεῖο ἑνός σώματος σέ γειτονικό του σημεῖο, εἶναι ἡ ***διαφορά θερμοκρασίας*** μεταξύ τῶν δύο σωμάτων ἤ μεταξύ τῶν δύο σημείων τοῦ σώματος. Ἡ διάδοση τῆς θερμότητας μπορεῖ νά γίνει μέ τούς ἑξῆς τρεῖς τρόπους:

– ***Μέ ἀγωγή.***
– ***Μέ μεταφορά*** καί
– ***μέ ἀκτινοβολία.***

Σημείωση.

Σέ πολλές περιπτώσεις ἡ διάδοση τῆς θερμότητας γίνεται καί μέ τούς τρεῖς τρόπους ταυτόχρονα.

9.2 Διάδοση θερμότητας μέ ἀγωγή.

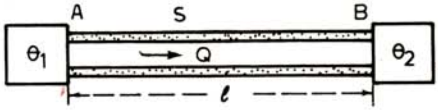
Διάδοση θερμότητας μέ ἀγωγή ὀνομάζεται ὁ ***τρόπος διαδόσεως τῆς θερμότητας σύμφωνα μέ τόν ὁποῖο ἡ θερμότητα μεταδίδεται ἀπό σημεῖο σέ σημεῖο (ἀπό μόριο σέ μόριο) ἑνός σώματος καί χωρίς μεταφορά ὕλης.***

9.2.1 Θερμική ἀγωγιμότητα στά στερεά.

Ἡ διάδοση τῆς θερμότητας μέ ἀγωγή γίνεται μέ διαφορετική ταχύτητα στά διάφορα στερεά.

Νόμος τῆς θερμικῆς ἀγωγιμότητας.

Παίρνομε μία ράβδο πού ἔχει μῆκος l καί διατομή S (σχ. 9.2α). Μο-



Σχ. 9.2α.

νώνομε τή ράβδο ἔτσι ὥστε νά μή φεύγει θερμότητα ἀπό τή ράβδο στό περιβάλλον οὔτε (ἡ ράβδος) νά παίρνει θερμότητα ἀπό τό περιβάλλον.

Φέρνομε τό ἕνα ἄκρο (A) τῆς ράβδου σέ ἐπαφή μέ μιά πηγή θερμότητας, θερμοκρασία Θ_1, καί τό ἄλλο ἄκρο (B) μέ μιά πηγή θερμότητας, θερμοκρασίας Θ_2.

Ἄν οἱ θερμοκρασίες εἶναι τέτοιες, ὥστε νά ἰσχύει ἡ σχέση $\Theta_1 > \Theta_2$, τότε θά διαπιστώσομε ὅτι:

α) Ἡ θερμοκρασία τῶν σημείων τῆς ράβδου ἀρχίζει νά αὐξάνει ἀπό τό σημεῖο A πρός τό B.

β) Ὕστερα ἀπό ἀρκετό χρόνο, κάθε σημεῖο τῆς ράβδου ἀποκτᾶ μία σταθερή θερμοκρασία.

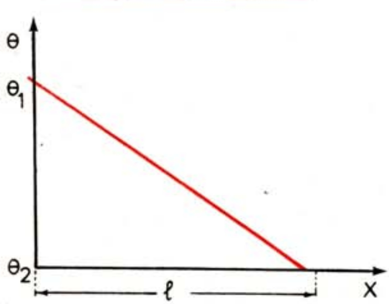
Οἱ θερμοκρασίες τῶν διαφόρων σημείων τῆς ράβδου θά ἔχουν τιμές ἐνδιάμεσες μεταξύ τῶν τιμῶν Θ_1 καί Θ_2 καί θά ἐλαττώνονται συνεχῶς ἀπό τό A (θερμότερο) πρός τό B (ψυχρότερο).

Ἄν Θ_Σ εἶναι ἡ θερμοκρασία ἑνός τυχαίου σημείου τῆς ράβδου, θά ἰσχύει ἡ σχέση $\Theta_1 > \Theta_\Sigma > \Theta_2$.

γ) Ἡ πτώση τῆς θερμοκρασίας κατά μῆκος τῆς ράβδου εἶναι γραμμική (σχ. 9.2β).

δ) Ἀπό τή στιγμή πού κάθε σημεῖο τῆς ράβδου ἀποκτᾶ μία σταθερή θερμοκρασία, ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\boxed{Q = K \,.\, S \,\frac{\Theta_1 - \Theta_2}{l} \,.\, t} \tag{1}$$



Σχ. 9.2β.

ὅπου: Q τό ποσό τῆς θερμότητας πού περνᾶ ἀπό μία διατομή τῆς ράβδου σέ χρόνο t,

S τό ἐμβαδόν τῆς διατομῆς τῆς ράβδου ἀπό τήν ὁποία περνᾶ τό Q,

l τό μῆκος τῆς ράβδου,

K ἕνας συντελεστής, ὁ ὁποῖος ὀνομάζεται συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας τῆς ράβδου.

Ὁ K ἐξαρτᾶται ἀπό τό ὑλικό τῆς ράβδου καί εἶναι χαρακτηριστική σταθερά τοῦ ὑλικοῦ της.

Ἡ σχέση (1) ἐκφράζει τό νόμο τῆς θερμικῆς ἀγωγιμότητας ὁ ὁποῖος ὁρίζει τά ἑξῆς:

Τό ποσό τῆς θερμότητας Q τό ὁποῖο περνᾶ ἀπό διατομή μιᾶς ράβδου εἶναι:

1) Ἀνάλογο μέ τό ἐμβαδόν S τῆς διατομῆς τῆς ράβδου ἀπό τήν ὁποία περνᾶ.

2) Ἀνάλογο μέ τό χρόνο t πού περνᾶ ἀπό τή διατομή μέ ἐμβαδόν S.

3) Ἀνάλογο μέ τή διαφορά $(\Theta_1 - \Theta_2)$ θερμοκρασίας τῶν ἄκρων τῆς ράβδου.

4) Ἀντιστρόφως ἀνάλογο μέ τό μῆκος l τῆς ράβδου καί

5) ἀνάλογο μέ τό συντελεστή (K) τῆς θερμικῆς ἀγωγιμότητας τῆς ράβδου.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

87) *Ἡ διατομή κυλινδρικῆς ράβδου ἀπό χαλκό ἔχει ἐμβαδόν $S = 1\ cm^2$ καί τό μῆκος τῆς ράβδου εἶναι $l = 100\ cm$. Τό ἕνα ἄκρο τῆς ράβδου βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ λουτρό σταθερῆς θερμοκρασίας $\Theta_1 = 320°C$, ἐνῶ τό ἄλλο της διατηρεῖται σέ θερμοκρασία $\Theta_2 = 20°C$. Πόση θερμότητα Q ἀπάγεται ἀπό τό λουτρό μέσα σέ χρόνο $t = 10\ sec$, ἄν ὁ συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας τοῦ χαλκοῦ εἶναι $K = 0{,}9\ cal \,.\, grad^{-1} \,.\, cm^{-1} \,.\, sec^{-1}$;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$Q = K \,.\, S\ \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{l}\ .\ t \qquad (1)$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = 0{,}9\ \frac{cal}{grad \,.\, cm \,.\, sec}\ .\ 1\ cm^2\ \frac{(320 - 20)\ grad}{100\ cm}\ .\ 10\ sec$$

$$Q = \frac{0{,}9 \,.\, 1 \,.\, 300 \,.\, 10}{100}\ cal \qquad Q = 27\ cal$$

9.2.2 Θερμική ἀγωγιμότητα στά ὑγρά καί ἀέρια.

Τά ὑγρά (ἐκτός ἀπό τόν ὑδράργυρο) καί τά ἀέρια (ἐκτός ἀπό τό ὑδρογόνο) ἔχουν πάρα πολύ μικρή θερμική ἀγωγιμότητα.

9.3 Διάδοση θερμότητας μέ μεταφορά.

Διάδοση θερμότητας μέ μεταφορά ὀνομάζεται ***ὁ τρόπος διαδόσεως τῆς θερμότητας σύμφωνα μέ τόν ὁποῖο μάζες ρευστοῦ, ἀφοῦ θερμανθοῦν (πάρουν θερμική ἐνέργεια) σέ μιά θερμή περιοχή του, μετακινοῦνται πρός τίς ψυχρές περιοχές του, μεταφέροντας μαζί τους τή θερμική ἐνέργεια πού πῆραν ἀπό τή θερμή περιοχή.***

Δηλαδή μέ τόν τρόπο αὐτά μεταφέρεται ἡ θερμότητα ***μέ μετακίνηση τῆς ὕλης πού τήν ἔχει προσλάβει.***

Ὁ τρόπος διαδόσεως θερμότητας μέ μεταφορά ὀνομάζεται καί τρόπος διαδόσεως θερμότητας μέ ρεύματα, γιατί κατά τή μετακίνηση τῶν μαζῶν τοῦ ρευστοῦ δημιουργοῦνται ρεύματα ἀπ' αὐτό.

Παρατήρηση.

Ὁ τρόπος διαδόσεως τῆς θερμότητας μέ μεταφορά (μέ ρεύματα) ἐμφανίζεται ***μόνο στά ρευστά (ὑγρά καί ἀέρια).***

9.4 Διάδοση τῆς θερμότητας μέ ἀκτινοβολία.

9.4.1 Γενικά.

Ἡ θερμότητα μπορεῖ νά διαδίδεται καί μέ ἠλεκτρομαγνητικά κύματα. Ἡ διάδοση τῆς θερμότητας μέ ἠλεκτρομαγνητικά κύματα ὀνομάζεται ***διάδοση τῆς θερμότητας μέ ἀκτινοβολία.***

Τά ἠλεκτρομαγνητικά κύματα μποροῦν νά διαδοθοῦν μέσα στά σώματα ὅπως ἐπίσης καί μέσα στό κενό.

Ἑπομένως ἡ θερμότητα ***μπορεῖ νά διαδοθεῖ καί στό κενό,*** δηλαδή μπορεῖ νά διαδοθεῖ ἀπό ἕνα σῶμα σέ ἄλλο μέ ἠλεκτρομαγνητικά κύματα, χωρίς νά εἶναι ἀπαραίτητο νά ὑπάρχει μεταξύ τους ὑλικό μέσο.

9.4.2 Ἡ ἐκπεμπόμενη ἰσχύς.

Κάθε σῶμα πού βρίσκεται σέ θερμοκρασία μεγαλύτερη ἀπό τό ἀπόλυτο μηδέν, ἀκτινοβολεῖ θερμότητα. ***Τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀκτινοβολεῖ ἕνα σῶμα κατά μονάδα χρόνου,*** δηλαδή ἡ ἐκπεμπόμενη ἰσχύς, ἐξαρτᾶται:

α) Ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ σώματος.

Ἡ ἐκπεμπόμενη ἰσχύς ἀπό ἕνα σῶμα αὐξάνεται ὅσο αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος.

β) Ἀπό τή φύση τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος.

Ἡ ἐκπεμπόμενη ἰσχύς ἀπό ἕνα σῶμα εἶναι τόσο μεγαλύτερη ὅσο πιό τραχιά καί σκοτεινή (σκοτεινοῦ χρώματος) εἶναι ἡ ἐπιφάνεια τοῦ σώματος.

Σημείωση.

Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ ἐκπεμπόμενη ἰσχύς N, δηλαδή ***τό πηλίκον τῆς ἐκπεμπόμενης θερμότητας διά τοῦ ἀντίστοιχου χρόνου,*** εἶναι ἀνάλογη τῆς τέταρτης δυνάμεως τῆς ἀπόλυτης θερμοκρασίας τοῦ σώματος. Δηλαδή:

$$\boxed{N = \sigma \,.\, S \,.\, T^4}$$

ὅπου: S εἶναι τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος πού ἀκτινοβολεῖ,
σ μία σταθερή.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

88) *Ἡ ἐκπεμπόμενη ἰσχύς μιᾶς θερμάστρας πού ἔχει ἀπόλυτη θερμοκρασία T_1 εἶναι N_1. Πόση θά εἶναι ἡ ἐκπεμπόμενη ἰσχύς N_2 τῆς θερμάστρας ὅταν ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία της διπλασιασθεῖ, δηλαδή ὅταν ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία της T_2 εἶναι $T_2 = 2 \,.\, T_1$;*

Λύση.

Ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$N_1 = \sigma \,.\, S \,.\, T_1^4 \qquad (1)$$

$$N_2 = \sigma \,.\, S \,.\, T_2^4 \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\sigma \,.\, S \,.\, T_2^4}{\sigma \,.\, S \,.\, T_1^4} = \frac{T_2^4}{T_1^4}$$

$$N_2 = N_1 \,.\, \frac{T_2^4}{T_1^4} = N_1 \,.\, \frac{(2\,T_1)^4}{T_1^4} = N_1 \,.\, \frac{16 .\, T_1^4}{T_1^4}$$

$$N_2 = 16 \,.\, N_1$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Ἡ θερμοδυναμική ἐξετάζει τή θερμότητα σέ σχέση μέ τίς ἄλλες μορφές ἐνέργειας.

10.1 Κινητική θεωρία τῆς ὕλης (ἤ τῆς θερμότητας).

Οἱ βασικές ἀρχές τῆς κινητικῆς θεωρίας τῆς ὕλης, ἡ ὁποία λέγεται καί κινητική θεωρία τῆς θερμότητας, εἶναι οἱ ἑξῆς:

— Τά δομικά στοιχεῖα (μόρια, ἄτομα, ἰόντα) ὅλων τῶν σωμάτων σέ κάθε θερμοκρασία (ἐκτός ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ ἀπολύτου μηδενός: $-273°C$) βρίσκονται σέ συνεχή κίνηση, πού ***λέγεται θερμική κίνηση*** (γιατί ἡ ταχύτητα τῶν δομικῶν στοιχείων εἶναι συνάρτηση τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος).

— Ἐξ αἰτίας τῆς θερμικῆς κινήσεως, τά δομικά στοιχεῖα κάθε σώματος ἔχουν κινητική ἐνέργεια, πού διαφέρει ἀπό δομικό στοιχεῖο σέ δομικό στοιχεῖο.

— Ἡ μέση κινητική ἐνέργεια E_μ τῶν δομικῶν στοιχείων ἑνός σώματος ἐξ αἰτίας τῆς θερμικῆς κινήσεως εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ἀπόλυτη θερμοκρασία Τ τοῦ σώματος. Δηλαδή:

$$\boxed{E_\mu = \sigma \, . \, T} \qquad (1)$$

ὅπου: σ μία σταθερά τῆς ὁποίας ἡ τιμή ἐξαρτᾶται ἀπό τό εἶδος τῆς κινήσεως πού ἐκτελοῦν τά δομικά στοιχεῖα τοῦ σώματος.

Ἡ μέση κινητική ἐνέργεια E_μ τῶν δομικῶν στοιχείων ἑνός σώματος εἶναι ***χρονικῶς σταθερή.***

Παρατηρήσεις.

1) Ὅταν αὐξάνεται ἤ ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος, αὐξάνεται ἤ ἐλαττώνεται ἀντίστοιχα καί ἡ ἐνέργεια τοῦ σώματος ($E_{\Theta K}$) ἡ ὁποία ὀφείλεται στή θερμική κίνηση τῶν δομικῶν του στοιχείων (σχέση 1).

Ἑπομένως ὅταν αὐξάνεται ἤ ἐλαττώνεται ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος, αὐξάνεται ἤ ἐλαττώνεται ἀντίστοιχα καί ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ σώματος.

2) Ἀφοῦ ἡ μέση κινητική ἐνέργεια τῶν δομικῶν στοιχείων ἑνός σώματος ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία του, εὐνόητο εἶναι ὅτι καί μέση ταχύτητά τους θά ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία.

10.2 Κινητική θεωρία τῶν ἰδανικῶν ἀερίων.

Ἡ κινητική θεωρία τῆς θερμότητας μέ τή βοήθεια τῶν νόμων τῆς Μηχανικῆς καί ὁρισμένων ἁπλῶν παραδοχῶν ἐξηγεῖ πολλούς νόμους τῶν ἰδανικῶν ἀερίων.

Οἱ παραδοχές στίς ὁποῖες στηρίζεται ἡ κινητική θεωρία τῆς θερμότητας, προκειμένου νά ἐφαρμοσθεῖ στά ἰδανικά ἀέρια, ἀποτελοῦν ***τίς βασικές ἀρχές τῆς κινητικῆς θεωρίας τῶν ἰδανικῶν ἀερίων*** καί εἶναι οἱ ἑξῆς:

α) Ὅλα τά ἰδανικά ἀέρια ἀποτελοῦνται ἀπό μόρια, τά ὁποῖα θεωροῦνται σφαιρικά.

β) Τά μόρια τῶν ἰδανικῶν ἀερίων κινοῦνται συνεχῶς, ἀτάκτως καί πρός ὅλες τίς διευθύνσεις καί διατρέχουν τεθλασμένες εὐθύγραμμες τροχιές.

γ) Κατά τήν κίνηση αὐτή, τά μόρια τῶν ἰδανικῶν ἀερίων συγκρούονται διαρκῶς, καί μεταξύ τους καί μέ τά τοιχώματα τοῦ δοχείου στό ὁποῖο περιέχονται. Οἱ συγκρούσεις αὐτές θεωροῦνται ***τελείως ἐλαστικές.***

Σημείωση.

Ἄν οἱ συγκρούσεις δέν ἦταν τελείως ἐλαστικές, τότε μετά ἀπό κάθε σύγκρουση, ἡ κινητική ἐνέργεια τῶν μορίων θά μειωνόταν μέ ἀποτέλεσμα τήν αὐτόματη μείωση τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου.

δ) Τά μόρια τῶν ἰδανικῶν ἀερίων εἶναι τόσο μικρά, ὥστε τό ἄθροισμα τῶν ὄγκων τῶν μορίων ἑνός ἰδανικοῦ ἀερίου νά θεωρεῖται ἀμελητέο, σέ σύγκριση μέ τόν ὄγκο τοῦ δοχείου πού τό περιέχει (δηλαδή τά ἰδανικά ἀέρια εἶναι πολύ ἀραιά).

ε) Μεταξύ τῶν μορίων τῶν ἰδανικῶν ἀερίων δέν ἐξασκοῦνται δυνάμεις, παρά μόνο ὅταν συγκρούονται. Ἑπομένως ἡ κίνηση κάθε μορίου μεταξύ δύο συγκρούσεων θά εἶναι εὐθύγραμμη ὁμαλή.

Παρατηρήσεις.

1) Οἱ παροδοχές α,β καί γ ἰσχύουν καί γιά τά πραγματικά ἀέρια

εἶναι οἱ βασικές ἀρχές ***τῆς κινητικῆς θεωρίας τῶν πραγματικῶν ἀερίων.***

2) Οἱ παραδοχές δ καί ε ***δέν*** ἰσχύουν γιά τά πραγματικά ἀέρια διότι:
   α) Μεταξύ τῶν μορίων τῶν πραγματικῶν ἀερίων ἐξασκοῦνται ἑλκτικές δυνάμεις καί
   β) τό ἄθροισμα τῶν ὄγκων ὅλων τῶν μορίων ἑνός πραγματικοῦ ἀερίου, δέν μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ἀμελητέο σέ σύγκριση μέ τόν ὄγκο τοῦ δοχείου πού τό περιέχει, παρόλο πού σέ σχέση μέ τή διάμετρό τους, βρίσκονται σέ μεγάλη ἀπόσταση μεταξύ τους.

10.3 Κινητική ἐνέργεια τῶν μορίων ἑνός ἀερίου.

Ἐπειδή ***δεχόμασθε*** ὅτι τά μόρια ἑνός ἀερίου κάνουν μόνο μεταφορική κίνηση καί ὅτι μεταξύ τους δέν ἐξασκοῦνται ἑλκτικές δυνάμεις, γι' αὐτό αὐτά ἔχουν μόνο κινητική ἐνέργεια ἡ ὁποία εἶναι ἀνάλογη μέ τή θερμοκρασία τοῦ ἀερίου.

Ὅλα τά μόρια ἑνός ἀερίου δέν κινοῦνται μέ τήν ἴδια ταχύτητα. Ἕνας μικρός ἀριθμός μορίων ἔχει πολύ μεγάλες καί ἕνας ἄλλος ἐπίσης μικρός ἀριθμός μορίων πολύ μικρές ταχύτητες· τά περισσότερα ἔχουν ἐνδιάμεσες ταχύτητες.

Ἑπομένως τό ἴδιο θά ἰσχύει καί γιά τήν κινητική ἐνέργεια τῶν μορίων. Ἡ μέση κινητική ἐνέργεια τῶν μορίων $\overline{E}_{\kappa\iota\nu}$ ἑνός ἀερίου, δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\boxed{\overline{E}_{\kappa\iota\nu} = \frac{3}{2} K \cdot T}$$

ὅπου: T ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ ἀερίου,
K παγκόσμια σταθερά, πού ὀνομάζεται σταθερά τοῦ Μπόλτζμαν (Boltzmann) καί ἰσοῦται μέ $1,83 \cdot 10^{-23}$ Joule/grad.

Σημείωση.

Ἡ κινητική ἐνέργεια τῶν μορίων ἑνός mole δίνεται ἀπό τόν τύπο:

$$\boxed{E_{K,m} = \frac{3}{2} \cdot R \cdot T}$$

10.4 Πίεση πού ὀφείλεται στήν κίνηση τῶν μορίων.

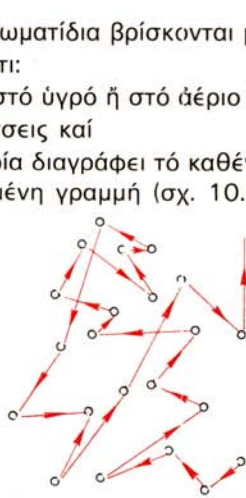
Σύμφωνα μέ τήν κινητική θεωρία τῶν ἀερίων, τά μόρια ἑνός ἀερίου κινοῦνται ἀτάκτως καί διαρκῶς πρός ὅλες τίς διευθύνσεις καί κατά τήν κίνησή τους αὐτή συγκρούονται συνεχῶς τόσο μεταξύ τους ὅσο καί μέ τά τοιχώματα τῶν δοχείων μέσα στά ὁποῖα περιέχονται.

Κατά τίς συνεχεῖς συγκρούσεις τῶν μορίων ἑνός ἀερίου μέ τά τοιχώματα τοῦ δοχείου στό ὁποῖο περιέχεται, τά μόριά του ἐξασκοῦν πάνω στά τοιχώματα δυνάμεις. Ἀποτελέσματα τῶν δυνάμεων αὐτῶν εἶναι ἡ πίεση τοῦ ἀερίου.

10.5 Κίνηση Μπράουν (Brown).

Ὅταν πολύ μικρά σωματίδια βρίσκονται μέσα σ' ἕνα ὑγρό ἤ σ' ἕνα ἀέριο διαπιστώνομε ὅτι:

- Κινοῦνται μέσα στό ὑγρό ἤ στό ἀέριο διαρκῶς καί ἀτάκτως πρός ὅλες τίς διευθύνσεις καί
- ἡ τροχιά τήν ὁποία διαγράφει τό καθένα ἀπό αὐτά εἶναι μία ἀκανόνιστη τεθλασμένη γραμμή (σχ. 10.5).



Σχ. 10.5.

Τήν κίνηση αὐτή, δηλαδή τήν ἄτακτη κίνηση πού κάνουν συνεχῶς τά πολύ μικρά σωματίδια ὅταν βρίσκονται μέσα σ' ἕνα ὑγρό ἤ ἀέριο, τήν ὀνομάζομε ***κίνηση Brown.***

Ἄν παρατηρήσομε μέ μικροσκόπιο σταγόνα νεροῦ μέσα στήν ὁποία ὑπάρχει λεπτή σκόνη ἀπό γραφίτη, θά διαπιστώσομε ὅτι τά μικρά σωματίδια τοῦ γραφίτη κινοῦνται διαρκῶς καί ἀτάκτως πρός ὅλες τίς διευθύνσεις ***(κίνηση Brown).***

Ὅταν μία ἀκτίνα φωτός μπαίνει μέσα σέ σκοτεινό δωμάτιο, παρατηροῦμε ὅτι τά πολύ ἐλαφρά καί μικρά σωματίδια, πού αἰωροῦνται μέσα στόν ἀέρα, βρίσκονται σέ ἀδιάκοπη καί ἄτακτη κίνηση ***(κίνηση Brown).***

Ἡ κίνηση τοῦ Brown ἐξηγεῖται ὡς ἑξῆς:

Τά μόρια ἑνός ὑγροῦ ἤ ἑνός ἀερίου κινοῦνται διαρκῶς καί ἀτάκτως πρός ὅλες τίς κατευθύνσεις, ἑπομένως τά μόρια κτυποῦν διαρκῶς καί ἀπό ὅλες τίς κατευθύνσεις κάθε σωματίδιο πού βρίσκεται μέσα στό ὑγρό ἤ στό ἀέριο.

Οἱ κρούσεις ὅμως αὐτές δέν εἶναι τό ἴδιο «δυνατές» ἀπό ὅλες τίς κατευθύνσεις. Ἔτσι κάθε στιγμή ἡ κρούση κατά μιά τυχαία διεύθυνση εἶναι πιό «δυνατή», καί ἑπομένως ἡ κίνηση τοῦ σωματιδίου εἶναι τελείως ἀκανόνιστη.

Σημείωση.

Ἄν τό σωματίδιο εἶναι μεγάλο, τότε ἤ δέν ἐκτελεῖ κίνηση Brown ἤ καί ἄν ἐκτελεῖ, αὐτή εἶναι πολύ ἀδύνατη. Αὐτό συμβαίνει γιατί ἄν οἱ διαστάσεις τοῦ σωματιδίου εἶναι σχετικά μεγάλες, ὁ ἀριθμός τῶν κρούσεων κατά μονάδα χρόνου εἶναι μεγάλος καί γι' αὐτό πάνω σέ ὅλες τίς πλευρές τοῦ σωματίου πέφτει ὁ ἴδιος, κατά μέσο ὅρο, ἀριθμός μορίων, ὁπότε τά ἀποτελέσματά τους ἀλληλοαναιροῦνται.

Παρατήρηση.

Ἡ κίνηση τοῦ Brown εἶναι ἡ ὡραιότερη ἐπιβεβαίωση τῆς κινητικῆς θεωρίας τῆς ὕλης.

10.6 Πρῶτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα.

Ὑπάρχουν πολλές μορφές ἐνέργειας, π.χ. ἡ μηχανική ἐνέργεια, ἡ θερμότητα, ἡ ἠλεκτρική ἐνέργεια, ἡ χημική, ἡ πυρηνική κλπ.

Κάθε μορφή ἐνέργειας μπορεῖ νά ἀλλάξει μορφή. Ἡ μηχανική ἐνέργεια μπορεῖ νά γίνει θερμότητα καί ἀντίστροφα, μπορεῖ ἐπίσης νά γίνει ἠλεκτρική καί ἀντίστροφα, ἡ ἠλεκτρική ἐνέργεια μπορεῖ νά γίνει θερμότητα κ.ο.κ.

Στίς ἀλλαγές μιᾶς μορφῆς ἐνέργειας σέ ἄλλη ἤ ἄλλες, ***ἰσχύει τό πρῶτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα*** τό ὁποῖο ὁρίζει τά ἑξῆς:

Ὅταν ἐξαφανίζεται ἕνα ποσό ἐνέργειας μιᾶς μορφῆς, ἐμφανίζεται ἴσο ποσό ἐνέργειας ἄλλης μορφῆς.

Σύμφωνα μέ τό ἀξίωμα αὐτό δέν μποροῦμε νά δημιουργήσομε μιά μορφή ἐνέργειας ἀπό τό μηδέν, γιατί μιά μορφή ἐνέργειας δημιουργεῖται μόνο ἀπό μετατροπή ἄλλης μορφῆς ἐνέργειας.

Ἑπομένως, σύμφωνα μέ τό ἀξίωμα αὐτό, ***δέν μποροῦμε νά φτιάξομε τό ἀεικίνητο τοῦ πρώτου εἴδους,*** δηλαδή μιά μηχανή, ἡ ὁποία θά μποροῦσε νά παράγει ἐνέργεια ἀπό τό μηδέν.

Σημείωση.

Τονίζομε ὅτι, ὅταν λέμε ἀεικίνητο πρώτου εἴδους, δέν ἐννοοῦμε κάτι πού κινεῖται συνέχεια, ἀλλά μιά μηχανή ἡ ὁποία θά μποροῦσε, ὅπως σημειώθηκε, νά παράγει ἐνέργεια ἀπό τό μηδέν.

Παρατήρηση.

Τό πρῶτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα εἶναι, οὐσιαστικά, ἡ ἀρχή διατηρήσεως τῆς ὁλικῆς ἐνέργειας.

10.6.1 Ποσοτική διατύπωση.

Ἔστω ὅτι σέ ἕνα σῶμα Σ, πού ἔχει ἐσωτερική ἐνέργεια U_1, προσφέρομε θερμότητα.

Τότε, κατά κανόνα, ἕνα μέρος αὐτῆς μετατρέπεται σέ ἔργο καί τό ἄλλο αὐξάνει τήν ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ σώματος Σ ἀπό U_1 σέ U_2.

Ἄν συμβολίσομε μέ Q τό ποσό τῆς θερμότητας πού προσφέραμε στό σῶμα Σ καί μέ Α τό ἔργο πού παρήχθη, τότε τό πρῶτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα διατυπώνεται ὡς ἑξῆς:

$Q = (U_2 - U_1) + A$	Πρῶτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα

10.6.2 Ἔργο κατά τή μεταβολή τοῦ ὄγκου τῶν ἀερίων.

Α. Ἔργο, πού παράγεται ἀπό ἕνα ἀέριο ὅταν αὐξάνεται ὁ ὄγκος του, ἐνῶ ἡ πίεσή του παραμένει σταθερή.

Ἔστω ὅτι μία μάζα m ἑνός ἀερίου ἡ ὁποία ἔχει πίεση P_1, ὄγκο V_1 καί θερμοκρασία T_1, ἐκτονώνεται ὑπό σταθερή πίεση (P_1) καί ἀποκτᾶ ὄγκο V_2 ($V_2 > V_1$) καί θερμοκρασία T_2. Κατά τήν ἐκτόνωση αὐτή, ἡ μάζα m τοῦ ἀερίου παράγει ἔργο Α τό ὁποῖο δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\boxed{A = P_1 \, . \, (V_2 - V_1)} \tag{1}$$

Πράγματι βάζομε μέσα στόν κύλινδρο Κ (σχ. 10.6α) ἕνα ἀέριο καί τό κλείνομε μέ τό ἔμβολο Ε.

Θεωροῦμε ὅτι τό ἔμβολο Ε δέν ἔχει βάρος, μπορεῖ νά κινεῖται χωρίς τριβή καί ὅτι ἰσορροπεῖ στή θέση Α, ὁπότε τό ἀέριο ἔχει ὄγκο V_1.

Εὐνόητο εἶναι ὅτι ἡ πίεση P τοῦ ἀερίου εἶναι ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική ($P = P_{ατμ}$).

Ἄν τώρα προσφέρομε θερμότητα στό ἀέριο, τό ἔμβολο μετακινεῖται ἀπό τή θέση Α στή θέση Β καί ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου γίνεται V_2, ἐνῶ ἡ πίεσή του παραμένει σταθερή καί ἴση μέ τήν ἀτμοσφαιρική.

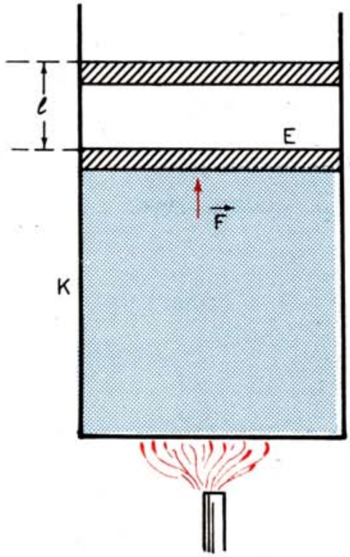
Κατά τήν αὔξηση ($V_2 - V_1$) τοῦ ὄγκου του, τό ἀέριο ἐξασκεῖ στό ἔμβολο Ε τή δύναμη $\vec{F}$, ἡ ὁποία δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$F = P \, . \, S \tag{2}$$

ὅπου: P ἡ πίεση τοῦ ἀερίου ($P = P_{ατμ}$),
S τό ἐμβαδόν τοῦ ἐμβόλου Ε.

Ἡ δύναμη $\vec{F}$ μετακίνησε τό ἔμβολο Ε κατά l καί ἐπομένως κατά τή μετακίνηση αὐτή παρήγαγε ἔργο Α, πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$A = F \, . \, l$$



Σχ. 10.6α.

Ἀπό τίς σχέσεις (2) καί (3) παίρνομε:

$$A = P \,.\, S \,.\, l \tag{4}$$

Τό γινόμενο $S \,.\, l$ εἶναι ἡ αὔξηση τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου. Δηλαδή:

$$S \,.\, l = V_2 - V_1 \tag{5}$$

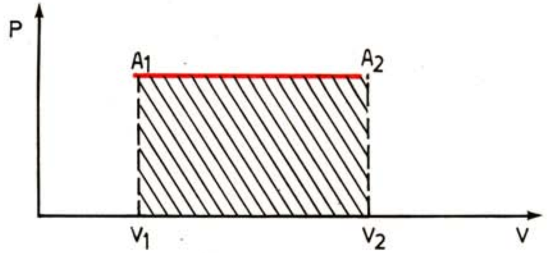
Ἀπό τίς σχέσεις (4) καί (5) παίρνομε:

$$A = P \,.\, S \,.\, l = P \,.\, (V_2 - V_1)$$

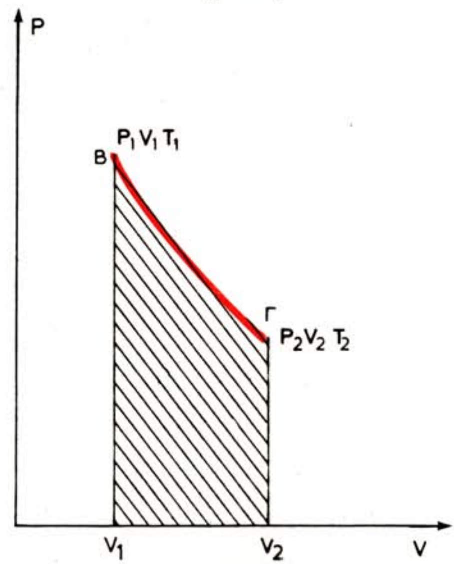
$$A = P \,.\, (V_2 - V_1)$$

Ἄν παραστήσομε γραφικά τή μεταβολή τῆς καταστάσεως τοῦ ἀερίου, πού περιγράψαμε, θά πάρομε τήν εὐθεία γραμμή A_1 A_2 (σχ. 10.6β).

Παρατηροῦμε ὅτι τό ἔργο A, πού μᾶς δίνει ἡ σχέση (1) εἶναι ἴσο μέ τό ἐμβαδόν τοῦ ὀρθογώνιου παραλληλογράμμου, πού ἔχει βάση ἴση μέ $(V_2 - V_1)$ καί ὕψος ἴσο μέ P.



Σχ. 10.6β.



Σχ. 10.6γ.

Β. Ἔργο, πού παράγεται ἀπό ἕνα ἀέριο ὅταν αὐξάνεται ὁ ὄγκος του, ἐνῶ ἡ πίεσή του δέν παραμένει σταθερή.

Ἔστω ὅτι οἱ ἀρχικές συνθῆκες ἑνός ἀερίου εἶναι P_1, V_1, T_1 καί οἱ τελικές P_2, V_2, T_2.

Ἄν ἡ μεταβολή ἔγινε ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 10.6γ τότε τό ἔργο τό ὁποῖο παρήγαγε τό ἀέριο κατά τήν αὔξηση τοῦ ὄγκου του ἀπό V_1 σέ V_2 εἶναι ἴσο μέ τό ἐμβαδόν πού περικλείεται ἀπό τή γραμμή ΒΓ, τῶν κατακορύφων V_1Β καί V_2Γ καί τοῦ ἄξονα τῶν ὄγκων, δηλαδή ἴσο μέ τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας (V_1 V_2 ΓΒ).

Γ. Ἔργο τό ὁποῖο καταναλίσκεται ἀπό ἕνα ἀέριο κατά τή συμπίεσή του.

Ὅταν ἕνα ἀέριο συμπιέζεται καταναλίσκει ἔργο.

Τό ἔργο αὐτό τό δίνει στό ἀέριο ἡ ἐξωτερική δύναμη ἡ ὁποία τό συμπιέζει.

Γιά νά μεταβεῖ τό ἀέριο (σχ. 10.6γ) ἀπό τήν κατάσταση Γ (P_2, V_2, T_2) στήν κατάσταση Β (P_1, V_1 T_1) πρέπει νά ἐξασκήσομε πάνω του ἐξωτερική δύναμη, δηλαδή θά καταναλωθεῖ μηχανική ἐνέργεια ἴση μέ τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας V_2 V_1 ΒΓ.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

89) *Πόσο ἔργο παράγει ἕνα ἀέριο, ὅταν ὁ ὄγκος του αὐξηθεῖ ἀπό 5 λίτρα σέ 32 λίτρα, ὑπό σταθερή πίεση 2 ἀτμοσφαιρῶν; 1 ἀτμόσφαιρα = 1 kp/cm².*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A = P \,.\, \Delta V \qquad (1)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (1) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$A = 2 \,.\, \frac{kp}{cm^2} \,.\, (32 - 5)\ lt = 2\ \frac{kp}{cm^2} \,.\, 27\ lt =$$

$$= 2\ \frac{kp}{cm^2} \,.\, 27.000\ cm^3 = 54.000\ kp \,.\, cm = 540 \,.\, kp \,.\, m$$

10.7 Μετατροπή τῆς θερμότητας σέ ἔργο. Ἀρχή λειτουργίας τῶν θερμικῶν μηχανῶν.

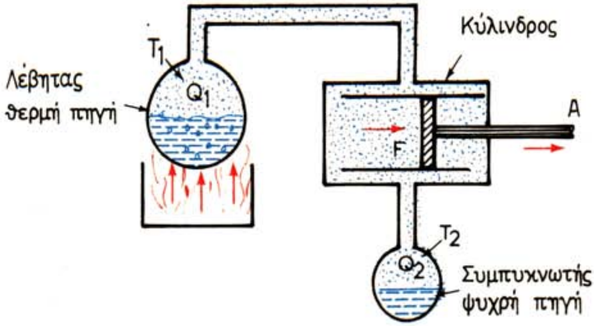
Ἡ σκόπιμη μετατροπή μιᾶς μορφῆς ἐνέργειας σέ ἄλλη πραγματοποιεῖται μέ συσκευές οἱ ὁποῖες ὀνομάζονται ***γενικά μηχανές.*** Δηλαδή ἡ μηχανή δέν εἶναι συσκευή ἡ ὁποία δημιουργεῖ ἐνέργεια, ἀλλά ***εἶναι συσκευή στήν ὁποία προσφέρεται μία μορφή ἐνέργειας καί αὐτή ἀποδίδει μιά ἄλλη τήν ὁποία ἐπιθυμοῦμε.***

Τή μορφή ἐνέργειας πού ἐπιθυμοῦμε νά ἀποδώσει ἡ μηχανή, τήν ὀνομάζομε ***ὠφέλιμη ἐνέργεια τῆς μηχανῆς.***

Τό πηλίκον τῆς ὠφέλιμης ἐνέργειας $E_{ωφ}$ πού ἀποδίδει μία μηχανή σέ χρόνο t, πρός τή μορφή τῆς ἐνέργειας $E_π$ πού τῆς προσφέρεται στόν ἴδιο χρόνο t, ὀνομάζεται ***συντελεστής ἀποδόσεως (η) τῆς μηχανῆς αὐτῆς.*** Δηλαδή:

$$\boxed{\eta = \frac{E_{ωφ}}{E_π}}$$

Οἱ μηχανές ***στίς ὁποῖες προσφέρεται θερμική ἐνέργεια καί αὐτές ἀποδίδουν μηχανική ἐνέργεια, δηλαδή μετατρέπουν τή θερμική ἐνέργεια σέ μηχανική, ὀνομάζονται θερμικές μηχανές.***



Σχ. 10.7.

Στό σχῆμα 10.7 φαίνεται σχηματικά μιά θερμική μηχανή. Γιά νά λειτουργήσει μιά θερμική μηχανή πρέπει νά ὑπάρχουν.

– Μιά θερμή πηγή μέ θερμοκρασία T_1.
– Ἕνα ψυγεῖο (συμπυκνωτής – ψυχρή πηγή) μέ θερμοκρασία T_2, ἡ ὁποία εἶναι μικρότερη ἀπό τήν T_1 δηλαδή: $T_2 < T_1$ καί
– ἕνας φορέας θερμότητας, π.χ. μάζα ὑδρατμῶν.

Γενικά ἡ θερμική μηχανή παίρνει ἕνα ποσό θερμότητας Q_1 ἀπό τή θερμή πηγή, παράγει ἕνα ἔργο A καί ἀποδίδει στό ψυγεῖο ἕνα ποσό θερμότητας Q_2. Π.χ. μιά μάζα m ἑνός ἀερίου (συνήθως ὑδρατμός) ὅταν βρίσκεται στή θερμή πηγή (π.χ. στό λέβητα) ***κλείνει μέσα της θερμότητα Q_1*** καί ἔχει ἀπόλυτη θερμοκρασία T_1.

Ὅταν ἡ μάζα m τοῦ ἀερίου ἔρχεται στήν κυρίως μηχανή (π.χ. στόν κύλινδρο) ἐκτονώνεται καί παράγει ἔργο A.

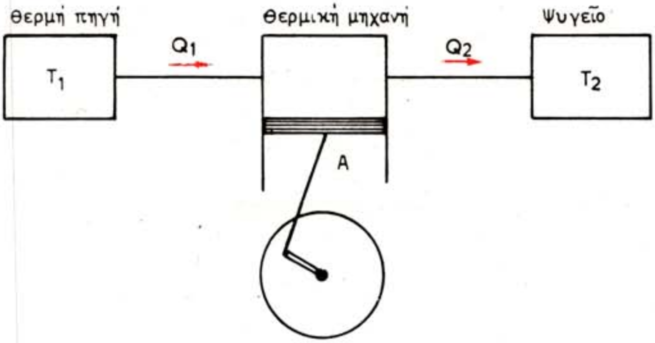
Τέλος ἡ μάζα m τοῦ ἀερίου ἔρχεται στό ψυγεῖο (ψυχρή πηγή – συμπυκνωτής) ὅπου ἐξακολουθεῖ νά κλείνει μέσα της θερμότητα Q_2 ($Q_2 < Q_1$) καί νά ἔχει ἀπόλυτη θερμοκρασία T_2 ($T_2 < T_1$).

Προσοχή.

Παντοῦ ὅπου λέμε «θερμότητα τοῦ σώματος», ἐννοοῦμε «ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ σώματος».

10.8 Συντελεστές ἀποδόσεως θερμικῆς μηχανῆς.

Μία θερμική μηχανή (σχ. 10.8) παίρνει ἀπό τή θερμή πηγή θερμότητα Q_1, παράγει ὠφέλιμη μηχανική ἐνέργεια $A_{ωφ}$ καί ἀποδίδει στό ψυγεῖο θερμότητα Q_2.



Σχ. 10.8.

10.8.1 Βιομηχανικός συντελεστής ἀποδόσεως.

Σχεδόν σέ ὅλες τίς περιπτώσεις τό ποσό τῆς θερμότητας $(Q_1 - Q_2)$ δέ μετατρέπεται ἀπό τή μηχανή ἐξ ὁλοκλήρου σέ ὠφέλιμη μηχανική ἐνέργεια $(Q_1 - Q_2 > A_{ωφ})$, δηλαδή ἕνα μέρος ἀπό τή θερμότητα $(Q_1 - Q_2)$ χάνεται γιά διαφόρους λόγους (διαρροή θερμότητας στό περιβάλλον, ἀπώλειες ἐνέργειας ἐξ αἰτίας τριβῶν κλπ.).

Στίς περιπτώσεις αὐτές ὁ συντελεστής ἀποδόσεως τῆς θερμικῆς μηχανῆς ὀνομάζεται βιομηχανικός συντελεστής ἀποδόσεως τῆς θερμικῆς μηχανῆς (ἤ βιομηχανική ἀπόδοση τῆς θερμικῆς μηχανῆς). Δηλαδή:

Βιομηχανικός συντελεστής ἀποδόσεως (η_B) ***θερμικῆς μηχανῆς ὀνομάζεται*** τό πηλίκον τῆς ὠφέλιμης μηχανικῆς ἐνέργειας $A_{ωφ}$ πού παράγει ἡ μηχανή, ὅταν τῆς προσφέρεται θερμότητα Q_1 πρός τή θερμότητα αὐτή Q_1. Δηλαδή:

$$\boxed{\eta_B = \frac{A_{ωφ}}{Q_1}} \qquad (1)$$

Σημείωση.

Εὐνόητο εἶναι ὅτι ὁ βιομηχανικός συντελεστής ἀποδόσεως μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς εἶναι πάντοτε μικρότερος ἀπό τή μονάδα $(\eta_B < 1)$.

Γενικά ἡ βιομηχανική ἀπόδοση τῶν θερμικῶν μηχανῶν εἶναι μικρή.

Ἡ βιομηχανική ἀπόδοση στίς ἀτμομηχανές φθάνει μέχρι τό 25%, στούς ἀτμοστροβίλους 35%, στούς βενζινοκινητῆρες 30% καί στίς μηχανές Diesel 38%.

10.8.2 Θερμοδυναμικός συντελεστής ἀποδόσεως.

Ἄν θεωρήσομε ὅτι ὅλο τό ποσό τῆς θερμότητας $(Q_1 - Q_2)$ μετατρέπεται μέσα στή μηχανή σέ ὠφέλιμη μηχανική ἐνέργεια $A_{ωφ.Θ}$ δηλαδή θεωρήσομε ὅτι ἡ ἰσχύει ἡ σχέση: $Q_1 - Q_2 = A_{ωφ.Θ}$, τότε ὁ συντελεστής ἀποδόσεως τῆς θερμικῆς μηχανῆς ὀνομάζεται θερμοδυναμικός συντελεστής ἀποδόσεως (ἤ θεωρητική ἀπόδοση) η_Θ τῆς θερμικῆς μηχανῆς καί ὁρίζεται ὡς ἑξῆς:

Θερμοδυναμικός συντελεστής ἀποδόσεως η_Θ θερμικῆς μηχανῆς ὀνομάζεται τό πηλίκον τῆς ὠφέλιμης μηχανικῆς ἐνέργειας $A_{\omega\varphi.\Theta}$ πού παράγει ἡ μηχανή ὅταν τῆς προσφέρεται θερμότητα Q_1, πρός τή θερμότητα αὐτή Q_1, ***μέ τήν προϋπόθεση*** ὅτι ὅλο τό ποσό θερμότητας $(Q_1 - Q_2)$ πού ἐξαφανίζεται μέσα στή μηχανή, μετατρέπεται ἀπό αὐτή σέ ὠφέλιμη μηχανική ἐνέργεια $(Q_1 - Q_2 = A_{\omega\varphi.\Theta})$. Δηλαδή:

$$\eta_\Theta = \frac{A_{\omega\varphi.\Theta}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

$$\boxed{\eta_\Theta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}} \qquad (2)$$

10.8.3 Σχέση θεωρητικῆς ἀποδόσεως καί τῶν θερμοκρασιῶν T_1, T_2 τῆς θερμῆς καί τῆς ψυχρῆς πηγῆς (δηλαδή τῶν θερμοκρασιῶν T_1 T_2 πού ἔχει τό ἀέριον ὅταν μπαίνει καί ὅταν βγαίνει ἀπό τόν κύλινδρο).

Γνωρίζομε ὅτι ἡ θερμότητα πού περικλείει μιά μάζα ἑνός ἀερίου εἶναι ἀνάλογη μέ τήν ἀπόλυτη θερμοκρασία της. Δηλαδή:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \qquad (3)$$

Ἀπό τή σχέση (3) παίρνομε:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (4)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (2) καί (4) παίρνομε:

$$\boxed{\eta_\Theta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}} \qquad (5)$$

Παρατηρήσεις.

1) Ἀπό τή σχέση (5) προκύπτει:
   α) Ἡ θεωρητική ἀπόδοση θερμικῆς μηχανῆς ἐξαρτᾶται μόνο ἀπό τίς ἀπόλυτες θερμοκρασίες T_1 καί T_2 τῆς θερμῆς καί τῆς ψυχρῆς πηγῆς τῆς μηχανῆς.
   β) Ἡ θεωρητική ἀπόδοση θερμικῆς μηχανῆς εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τή φύση τοῦ ρευστοῦ μέ τό ὁποῖο λειτουργεῖ ἡ μηχανή.
2) Ἐπειδή πάντοτε εἶναι $T_2 < T_1$, γι' αὐτό ἀπό τή σχέση (5) προκύπτει:

Ἡ θεωρητική ἀπόδοση (η_Θ) θερμικῆς μηχανῆς εἶναι πάντοτε μικρότερη ἀπό τή μονάδα. Δηλαδή:

$$\eta_\Theta < 1$$

3) Ἄν ἦταν δυνατό νά εἶναι $T_2 = 0°K$, τότε ἡ θεωρητική ἀπόδοση τῆς θερμικῆς μηχανῆς θά ἦταν ἴση μέ τή μονάδα.

Πράγματι:

$$\eta_\Theta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{T_1 - 0}{T_1} = \frac{T_1}{T_1} = 1$$

Σημείωση.

Δέν πρέπει νά μᾶς διαφεύγει ὅτι ὁ μέγιστος συντελεστής ἀποδόσεως μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς εἶναι ὁ θερμοδυναμικός της συντελεστής ἀποδόσεως.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

90) *Σέ μιά ἀτμομηχανή προσφέρεται σέ κάθε δευτερόλεπτο θερμότητα $Q = 5.10^4$ cal. Πόσος εἶναι ὁ βιομηχανικός συντελεστής ἀποδόσεως η_B τῆς μηχανῆς ἄν μᾶς δίνει σέ κάθε δευτερόλεπτο, ὠφέλιμη μηχανική ἐνέργεια $A_{\omega\phi} = 52,5 \,.\, 10^3$ joule. Δίνεται: $J = 4,2$ joule/cal.*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\eta_B = \frac{A_{\omega\phi}}{Q} \qquad (1)$$

Γιά νά ἐφαρμόσομε τή σχέση (1), πρέπει τά $A_{\omega\phi}$ καί Q νά εἶναι στίς ἴδιες μονάδες. Γι' αὐτό βρίσκομε πόσα joule εἶναι τό Q:

$$A_\Delta = J \,.\, Q = 4,2 \,\frac{\text{joule}}{\text{cal}}\; 5 \,.\, 10^4 \text{ cal} = 21 \,.\, 10^4 \text{ joule}$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (1) τά γνωστά, βρίσκομε:

$$\eta_B = \frac{A_{\omega\phi} \text{ joule}}{Q \text{ cal}} = \frac{52,5 \,.\, 10^3 \text{ joule}}{5 \,.\, 10^4 \text{ cal}} = \frac{52,5 \,.\, 10^3 \text{ joule}}{21 \,.\, 10^4 \text{ joule}} = 0,25$$

$$\eta_B = 0,25 \quad \text{ἤ} \quad \eta_B = 25\%$$

91) *Ὁ ἀτμός μέσα στό λέβητα μιᾶς ἀτμομηχανῆς ἔχει θερμοκρασία $T_1 = 567,6°K$ καί ὁ συμπυκνωτής της ἔχει θερμοκρασία $T_2 = 351,6°K$. Ποιός εἶναι ὁ θερμοδυναμικός συντελεστής η_Θ τῆς ἀτμομηχανῆς;*

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\eta_\Theta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (1)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (1) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$\eta_\Theta = \frac{567{,}6 - 351{,}6}{567{,}6} = 0{,}38$$

$$\eta_\Theta = 0{,}38 \text{ ἤ } \eta_\Theta = 38\%$$

10.9 Ἀρχή ἰσοδυναμίας μηχανικῆς ἐνέργειας καί θερμότητας.

Ἡ ἀρχή τῆς ἰσοδυναμίας τῆς μηχανικῆς ἐνέργειας καί τῆς θερμότητας ὁρίζει τά ἑξῆς:

α) Ὅταν μία ποσότητα Α μηχανικῆς ἐνέργειας μετατρέπεται ***ἐξ ὁλοκλήρου*** σέ θερμότητα, τότε ἡ ποσότητα Q τῆς θερμότητας ἡ ὁποία παράγεται εἶναι ἴση μέ αὐτή. Δηλαδή:

$$\boxed{A = Q} \qquad (1)$$

β) Ὅταν μία ποσότητα Q θερμότητας μετατρέπεται ***ἐξ ὁλοκλήρου*** σέ μηχανική ἐνέργεια, τότε ἡ ποσότητα Α τῆς μηχανικῆς ἐνέργειας ἡ ὁποία παράγεται εἶναι ἴση μέ αὐτή. Δηλαδή:

$$\boxed{Q = A} \qquad (2)$$

Σημείωση.

1) Οἱ σχέσεις (1) καί (2) ἰσχύουν ***μέ τήν προϋπόθεση ὅτι οἱ Q καί Α μετροῦνται μέ τίς ἴδιες μονάδες.***
Ἔτσι, ὅταν μετατρέπεται ἐξ ὁλοκλήρου μηχανική ἐνέργεια π.χ. 30 Joule σέ θερμότητα, παράγεται θερμότητα ἴση μέ 30 Joule. Ὅταν μετατρέπεται ἐξ ὁλοκλήρου θερμότητα π.χ. 20 Joule σέ μηχανική ἐνέργεια, παράγεται μηχανική ἐνέργεια ἴση μέ 20 Joule.

2) Ἡ ἀρχή τῆς ἰσοδυναμίας τῆς μηχανικῆς ἐνέργειας καί τῆς θερμότητας ***εἶναι συνέπεια*** τῆς ἀρχῆς διατηρήσεως τῆς ὁλικῆς ἐνέργειας. (Ἄν σέ μονωμένο σύστημα ἐξαφανισθεῖ ἕνα ποσό μιᾶς μορφῆς ἐνέργειας ἐμφανίζεται ἴσο ποσό ἐνέργειας ἄλλης ἤ ἄλλων μορφῶν. Τό συνολικό, ἐπομένως, ποσό ἐνέργειας μονωμένου συστήματος μένει σταθερό, ὁποιαδήποτε φαινόμενα καί ἄν συμβοῦν σ' αὐτό).

3) Τήν ἀρχή τῆς ἰσοδυναμίας τῆς μηχανικῆς ἐνέργειας καί τῆς θερμότητας ***πολλοί τήν ὀνομάζουν καί πρῶτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα.*** Πάντως σήμερα ἔχει ἐπικρατήσει νά ὀνομάζεται πρῶτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα ἡ ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς ὁλικῆς ἐνέργειας.

10.9.1 Βασική παρατήρηση.

Ἐπειδή ἡ μηχανική ἐνέργεια μετριέται, συνήθως, σέ μηχανικές μονάδες ἔργου καί ἡ θερμότητα σέ θερμίδες, γι' αὐτό ἀντί γιά τή σχέση (1) χρησιμοποιοῦμε τή σχέση:

$$\boxed{A = J \cdot Q} \quad (3)$$

ὅπου J ἕνας συντελεστής ὁ ὁποῖος ἐξαρτᾶται ἀπό τίς μονάδες ἔργου
μέ τίς ὁποῖες θά μετρήσομε τό Q.

Ἄν τό A τό μετρᾶμε σέ Joule καί τό Q σέ Joule, τότε ὁ J εἶναι: J = 1.

Ἄν τό A τό μετρᾶμε σέ Joule καί τό Q σέ cal, ***τότε ὁ J ὀνομάζεται μηχανικό ἰσοδύναμο τῆς θερμίδας ἤ γενικότερα τῆς θερμότητας καί εἶναι:***

$$\boxed{J = 4{,}19 \, \frac{\text{Joule}}{\text{cal}}}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι, ἄν μηχανική ἐνέργεια ἴση μέ 4,19 Joule μετατραπεῖ ***ἐξ ὁλοκλήρου*** σέ θερμότητα τότε θά παραχθεῖ θερμότητα ἴση μέ μία θερμίδα ἤ, ἄν θερμότητα ἴση μέ μία θερμίδα μετατραπεῖ ***ἐξ ὁλοκλήρου*** σέ μηχανική ἐνέργεια, θά παραχθεῖ μηχανική ἐνέργεια ἴση μέ 4,19 Joule.

Ἄν τό A τό μετρᾶμε σέ kpm καί τό Q σέ kcal, τότε ὁ J ὀνομάζεται μηχανικό ἰσοδύναμο τῆς χιλιοθερμίδας ἤ γενικότερα τῆς θερμότητας καί εἶναι:

$$\boxed{J = 427 \, \frac{\text{kpm}}{\text{kcal}}}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι ἄν μηχανική ἐνέργεια ἴση μέ 427 kpm μετατραπεῖ ἐξ ὁλοκλήρου σέ θερμότητα, τότε θά παραχθεῖ θερμότητα ἴση μέ μία χιλιοθερμίδα ἤ, ἄν θερμότητα ἴση μέ μιά χιλιοθερμίδα μετατραπεῖ ἐξ ὁλοκλήρου σέ μηχανική ἐνέργεια τότε θά παραχθεῖ μηχανική ἐνέργεια ἴση μέ 427 kpm.

Σημείωση.

Ἠλεκτρικό ἰσοδύναμο τῆς θερμότητας (α) ὀνομάζεται τό ἀντίστροφο τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδύναμου:

$$\alpha = \frac{Q}{A} = \frac{1}{J} = \frac{1}{4{,}19 \, \frac{\text{Joule}}{\text{cal}}} = \frac{1 \text{ cal}}{4{,}19 \text{ Joule}} = 0{,}24 \, \frac{\text{cal}}{\text{Joule}}$$

$$\boxed{\alpha = 0{,}24 \, \frac{\text{cal}}{\text{Joule}}}$$

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

92) Σέ μιά ἀτμομηχανή προσφέρεται θερμότητα $Q = 5 \cdot 10^4$ cal σέ κάθε δευτερόλεπτο. Ὑποθέτομε ὅτι ὅλη ἡ θερμότητα πού προσφέρεται στήν ἀτμομηχανή μετατρέπεται ἀπό αὐτή σέ μηχανική ἐνέργεια. Πόση μηχανική ἐνέργεια A θά δίνει σέ κάθε δευτερόλεπτο ἡ ἀτμομηχανή, ἄν τό μηχανικό ἰσοδύναμο τῆς θερμίδας εἶναι $J = 4{,}2$ Joule/cal;

Λύση.

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A = J \cdot Q \qquad (1)$$

Ἄν στή σχέση (1) θέσομε αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$A = 4{,}2 \, \frac{\text{Joule}}{\text{cal}} \, 5 \cdot 10^4 \text{ cal} = 21 \cdot 10^4 \text{ Joule}$$

$$A = 21 \cdot 10^4 \text{ Joule}$$

93) Σῶμα ἔχει μάζα $m = 8{,}4$ kgr καί ἀπό ὕψος $h = 100$ m πέφτει ἐλεύθερα καί χτυπᾶ πάνω σέ μή ἐλαστικό σῶμα. Ὁλόκληρη ἡ κινητική ἐνέργεια τοῦ σώματος μεταβάλλεται σέ θερμότητα. Πόση θερμότητα Q ἀναπτύσσεται ἄν τό μηχανικό ἰσοδύναμο τῆς θερμίδας εἶναι $J = 4{,}2$ Joule /cal καί ἡ ἐπιτάχυνση τῆς βαρύτητας εἶναι $g = 10$ m/sec^2;

Λύση.

Ἡ κινητική ἐνέργεια A πού ἔχει τό σῶμα τή στιγμή πού κτυπᾶ τό μή ἐλαστικό σῶμα εἶναι ἴση μέ τή δυναμική A_Δ, πού εἶχε ὅταν βρισκόταν στό ὕψος h, ἑπομένως ἔχομε:

$$A = A_\Delta = m \cdot g \cdot h \qquad (1)$$

Ἰσχύει ἡ σχέση:

$$A = J \cdot Q \qquad (2)$$

Ἀπό τίς σχέσεις (1) καί (2) προκύπτει:

$$J \cdot Q = m \cdot g \cdot h$$

$$Q = \frac{m \cdot g \cdot h}{J} \qquad (3)$$

Ἄν θέσομε στή σχέση (3) αὐτά πού μᾶς δίνονται, βρίσκομε:

$$Q = \frac{8{,}4 \text{ kgr} \cdot 10 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-2} \cdot 100 \text{ m}}{4{,}2 \text{ Joule} \cdot \text{cal}^{-1}} = \frac{8.400 \text{ Joule}}{4{,}2 \text{ Joule} \cdot \text{cal}^{-1}} = 2000 \text{ cal}$$

$$Q = 2000 \text{ cal}$$

10.10 Δεύτερο θερμοδυναμικό ἀξίωμα.

Ἡ μετατροπή μιᾶς ποσότητας θερμότητας σέ μηχανική ἐνέργεια, διέπεται ἀπό τό δεύτερο θερμοδυναμικό ἀξίωμα τό ὁποῖο διατυπώνεται μέ τούς πιό κάτω ἰσοδύναμους τρόπους:

1ος. Εἶναι ἀδύνατο νά κατασκευάσομε μιά θερμική μηχανή, ἡ ὁποία θά μετατρέπει ὁλόκληρη τή θερμότητα, πού παίρνει σέ μηχανική ἐνέργεια.

2ος. Μία θερμική μηχανή μπορεῖ νά παράγει μόνο ὅταν ἕνας φορέας θερμότητας (μάζα ἀερίου) παίρνει ἀπό μία θερμή δεξαμενή θερμότητα Q_1, περνᾶ ἀπό τή μηχανή καί κατόπιν δίνει θερμότητα Q_1 σέ μιά ἄλλη ψυχρή δεξαμενή. Σέ μηχανική ἐνέργεια μπορεῖ νά μετατραπεῖ μόνο θερμότητα ἴση μέ τή διαφορά $Q_1 - Q_2$.

3ος. Γιά νά λειτουργήσει μιά θερμική μηχανή, δηλαδή γιά νά παράγει μηχανική ἐνέργεια, ἀπαιτοῦνται δύο δεξαμενές θερμότητας, μία ὑψηλῆς καί μία χαμηλῆς θερμοκρασίας.

4ος. Εἶναι ἀδύνατο νά κατασκευασθεῖ τό ἀεικίνητο δεύτερου εἴδους.

Παρατήρηση.

Ὅταν λέμε ***ἀεικίνητο δεύτερου εἴδους,*** ἐννοοῦμε μία μηχανή ἡ ὁποία θά μετέτρεπε θερμότητα, τήν ὁποία θά ἔπαιρνε ἀπό μιά θερμή δεξαμενή, σέ μηχανηνική ἐνέργεια, χωρίς, ὅμως, νά παρέχει θερμότητα σέ δεξαμενή μέ χαμηλότερη θερμοκρασία.

Ἡ θάλασσα κλείνει μέσα της μεγάλη ποσότητα θερμότητας. Ἄν τό παραπάνω ἀξίωμα δέν εἶχε ἰσχύ, θά μπορούσαμε νά κατασκευάσομε μιά θερμική μηχανή, ἡ ὁποία θά ἔπαιρνε θερμότητα ἀπό τή θάλασσα καί θά τή μετέτρεπε σέ μηχανική ἐνέργεια.

Σύμφωνα ὅμως μέ τό δεύτερο θερμοδυναμικό ἀξίωμα, γιά νά λειτουργήσει μιά τέτοια θερμική μηχανή, χρειάζεται, ἐκτός ἀπό τή θάλασσα (θερμή δεξαμενή) καί μιά δεύτερη δεξαμενή θερμότητας πιό χαμηλῆς θερμοκρασίας (ψυχρή δεξαμενή), τήν ὁποία, ὅμως δέ διαθέτει ἡ φύση (ἡ θάλασσα ἔχει τή θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντός της).

5ος. Εἶναι ἀδύνατο νά μεταβιβασθεῖ θερμότητα ἀπό ἕνα σῶμα σ' ἕνα ἄλλο σῶμα τό ὁποῖο ἔχει ὑψηλότερη θερμοκρασία, χωρίς νά καταναλώσομε μηχανική ἐνέργεια.

Σημείωση.

α) Μποροῦμε νά μεταφέρομε θερμότητα ἀπό ἕνα σῶμα σ' ἕνα ἄλλο ψυχρότερο ἀπό αὐτό, ἀρκεῖ νά καταναλώσομε μηχανική ἐνέργεια (ὅπως συμβαίνει στίς ψυκτικές μηχανές).

β) Τονίζομε ὅτι ὅλες οἱ πιό πάνω διατυπώσεις τοῦ δεύτερου θερμοδυναμικοῦ ἀξιώματος εἶναι ἰσοδύναμες μεταξύ τους καί ἑπομένως ἡ μία εἶναι παραλλαγή τῆς ἄλλης.

10.11 Τρίτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα.

Τό τρίτο θερμοδυναμικό ἀξίωμα, τό ὁποῖο ὀνομάζεται καί θεώρημα τοῦ Nernst, ***ὁρίζει τά ἑξῆς:***

1) Ὅσο περισσότερο πλησιάζομε πρός τό ἀπόλυτο μηδέν (– 237°C), τόσο δυσκολότερο εἶναι νά ἐπιτύχομε μεγαλύτερη ἐλάττωση τῆς θερμοκρασίας καί

2) μποροῦμε νά πλησιάζομε διαρκῶς περισσότερο πρός τό ἀπόλυτο μηδέν, ποτέ ὅμως δέ θά κατορθώσομε νά τό φθάσομε.

Αὐτό στηρίζεται στό ὅτι ὅλες οἱ ἰδιότητες τῶν σωμάτων, οἱ ὁποῖες ἐξαρτῶνται ἀπό τή θερμοκρασία, ὅταν ἡ θερμοκρασία τους πλησιάζει πρός τή θερμοκρασία τοῦ ἀπόλυτου μηδενός, γίνονται ἀνεξάρτητες ἀπό τίς μεταβολές τῆς θερμοκρασίας.

10.12 Ἡ θερμότητα κατώτερη μορφή ἐνέργειας. Ἀρχή τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνέργειας.

Οἱ διάφορες μορφές ἐνέργειας μποροῦν νά διαιρεθοῦν σέ δύο κατηγορίες:

– Σέ μορφές ἐνέργειας ἀνώτερης ποιότητας καί

– σέ μορφές ἐνέργειας κατώτερης ποιότητας.

Μιά μορφή ἐνέργειας θά ἀνήκει στήν κατηγορία τῶν μορφῶν ἐνέργειας ἀνώτερης ποιότητας, δηλαδή ***θά χαρακτηρίζεται ὡς ἐνέργεια ἀνώτερης ποιότητας ἐάν μπορεῖ κάθε ποσότητά της νά μετατραπεῖ ἐξ ὁλοκλήρου σέ ἄλλη μορφή ἐνέργειας.***

Ἡ μηχανική ἐνέργεια εἶναι ἐνέργεια ἀνώτερης ποιότητας, γιατί κάθε ποσότητά της μπορεῖ νά μετατραπεῖ ἐξ ὁλοκλήρου σέ ἄλλη μορφή ἐνέργειας, π.χ. σέ θερμότητα ἤ σέ ἠλεκτρική ἐνέργεια.

Μία μορφή ἐνέργειας θά ἀνήκει στήν κατηγορία τῶν μορφῶν ἐνέργειας κατώτερης ποιότητας, δηλαδή θά ***χαρακτηρίζεται ὡς ἐνέργεια κατώτερης ποιότητας, ἄν δέν μπορεῖ κάθε ποσότητά της νά μετατραπεῖ ἐξ ὁλοκλήρου σέ ἄλλη μορφή ἐνέργειας.***

Ἡ θερμότητα εἶναι ἐνέργεια κατώτερης ποιότητας, γιατί μιά ποσότητά της δέν μπορεῖ νά μετατραπεῖ ἐξ ὁλοκλήρου σέ ἄλλη μορφή ἐνέργειας.

Ὅλες οἱ μορφές ἐνέργειας, ἐκτός ἀπό τή θερμότητα, εἶναι μορφές ἐνέργειας ἀνώτερης ποιότητας.

Ἔχει διαπιστωθεῖ ὅτι:

Σέ κάθε μετατροπή ὁποιασδήποτε μορφῆς ἐνέργειας, ἕνα μέρος της μετατρέπεται πάντοτε σέ θερμότητα. Δηλαδή ὅλες οἱ μορφές ἐνέργειας παρουσιάζουν τήν τάση ἀπό μορφές ἐνέργειας ἀνώτερης ποιότητας νά μετατραποῦν σέ μορφή κατώτερη ποιότητας (θερμότητα), ἑπομένως νά ὑποβαθμισθοῦν.

Ἐπίσης ἔχει διαπιστωθεῖ ὅτι:

Ἄν σ' ἕνα μονωμένο χῶρο ὑπάρχουν σώματα μέ διαφορετικές θερμοκρασίες, τότε ἐκεῖνα πού ἔχουν ὑψηλότερη θερμοκρασία ἀποβάλουν αὐτομάτως θερμότητα (τήν ὁποία παίρνουν τά ψυχρότερα σώματα) καί ἡ θερμοκρασία τους πέφτει, δηλαδή τή ***«θερμότητα» πού κλείνουν*** μέσα τους τώρα τήν κλείνουν μέ μικρότερη θερμοκρασία. Ἐπειδή ὅμως ὅσο χαμηλότερη εἶναι ἡ θερμοκρασία ἑνός σώματος τόσο λιγότερο μέρος τῆς ***«θερμότητας» πού περιέχει μπορεῖ*** νά μετατραπεῖ σέ μηχανική ἐνέργεια, ἑπομένως τόσο ἐλαττώνεται ἡ ἀξία της, γι' αὐτό τό παραπάνω σημαίνει ὅτι ἡ ***«θερμότητα» πού κλείνει ἕνα σῶμα*** μέσα του τείνει αὐτόματα νά ὑποβαθμισθεῖ (ἀφοῦ τό σῶμα πού τήν κλείνει μέσα του τείνει αὐτόματα νά ἀποκτήσει χαμηλότερη θερμοκρασία).

Ὅλα τά πιό πάνω ἐκφράζονται ***ἀπό τήν ἀρχή τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνέργειας ἡ ὁποία ὁρίζει τά ἑξῆς:***

1) Ὅλες οἱ ἀνώτερες μορφές ἐνέργειας, ὅταν μετατρέπονται σέ ἄλλες μορφές ἐνέργειας, τείνουν αὐτόματα νά ὑποβαθμισθοῦν μετατρεπόμενες σέ θερμότητα καί

2) ἡ θερμότητα, τείνει αὐτόματα νά βρεθεῖ ὅσο τό δυνατό ὑπό μικρότερη θερμοκρασία, δηλαδή τείνει αὐτόματα νά ὑποβαθμισθεῖ.

Γενικές ἀσκήσεις γιά λύση.

40) *Ράβδος χάλκινη ἔχει μῆκος $l = 1,5$ m σέ θερμοκρασία 20°C. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐπιμήκυνση τῆς ράβδου στή θερμοκρασία τῶν 40°C. Ὁ γραμμικός συντελεστής διαστολῆς τοῦ χαλκοῦ εἶναι $16 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.*

41) *Ὁ ἀπόλυτος συντελεστής διαστολῆς τοῦ ὑδραργύρου εἶναι $18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}. Ἡ πυκνότητα τοῦ Hg στούς 0°C εἶναι 13,6 g/cm^3. Ἄν τό ὕψος τῆς ὑδραργυρικῆς στήλης ὑδραργυρικοῦ μανομέτρου εἶναι 970 mm σέ θερμοκρασία 30°C, πόση εἶναι ἡ πραγματική ἀτμοσφαιρική πίεση;*

42) *Σέ ποιά θερμοκρασία πρέπει νά θερμάνομε χάλκινο δακτύλιο, τοῦ ὁποίου ἡ διάμετρος στούς 0°C εἶναι 99,8 mm, ὥστε νά περνᾶ σφαίρα ὄγκου 4187 cm^3; Ὁ συντελεστής γραμμικῆς διαστολῆς τοῦ χαλκοῦ εἶναι $16 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.*

43) *Νά ὑπολογισθεῖ ἡ πυκνότητα τοῦ λευκοχρύσου στή θερμοκρασία τῶν 40°C ὅταν στή θερμοκρασία 20°C ἔχει πυκνότητα 21,5 g/cm^3 καί ὁ γραμμικός συντελεστής διαστολῆς του εἶναι $9 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1}.*

44) *Μιά γυάλινη φιάλη ἔχει χωρητικότητα 1 lt στούς 15°C καί εἶναι γεμάτη μέ νερό θερμοκρασίας 15°C. Ἄν ἡ θερμοκρασία ἀνέβει στούς 50°C, πόσος ὄγκος νεροῦ θά χυθεῖ; Δίνεται ὅτι ὁ γραμμικός συντελεστής τοῦ γυαλιοῦ εἶναι $9 \cdot 10^{-6}$ grad^{-1} καί ὁ ἀπόλυτος (πραγματικός) συντελεστής διαστολῆς τοῦ νεροῦ εἶναι $18 \cdot 10^{-5}$ grad^{-1}.*

45) *Ἡ πυκνότητα τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα στούς 20°C καί ὑπό πίεση 1 Atm εἶναι 1,3 kg/m^3. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ πυκνότητα στούς 60°C καί ὑπό πίεση 360 mmHg.*

46) *Στή θερμοκρασία − 20°C καί πίεση 1 at ἕνα ἀέριο ἔχει ὄγκο 1 lt. Ἄν ἡ θερμοκρασία γίνει 40 °C καί ὁ ὄγκος 1/2 lt πόση πίεση ἀσκεῖ τό ἀέριο;*

47) *10 g ὀξυγόνου πόσον ὄγκο καταλαμβάνουν στή θερμοκρασία 30°C καί ὑπό πίεση 1000 mmHg; (Ἀτομικό βάρος ὀξυγόνου 16).*

48) *Νά ὑπολογισθεῖ ἡ θερμοχωρητικότητα 2 kg χαλκοῦ. Πόση μάζα νεροῦ ἔχει τήν ἴδια θερμοχωρητικότητα; (Εἰδική θερμότητα χαλκοῦ 0,092 cal/g . grad).*

49) *Πόση ποσότητα θερμότητας παίρνομε ἀπό 200 ton νεροῦ ὅταν ἡ θερμοκρασία του κατέβει κατά 2 grad;*

50) *Πόση θερμότητα χρειάζονται 2 kg πάγου θερμοκρασίας 0°C ὥστε νά γίνουν νερό θερμοκρασίας 80°C;*

51) *Θερμιδόμετρο ἔχει θερμοχωρητικότητα 400 cal/grad καί θερμοκρασία 20°C. Ἄν προσθέσομε σ' αὐτό 20 g νερό θερμοκρασίας 60°C, ποιά θά εἶναι ἡ τελική θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου;*

52) *Σέ θερμιδόμετρο θερμοχωρητικότητας 500 cal/grad καί θερμοκρασία 20°C τοποθετοῦμε σῶμα μάζας m = 300 g καί θερμοκρασίας 50°C. Ἡ τελική θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου γίνεται 25°C. Ποιά εἶναι ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ σώματος;*

53) *Ἀναμιγνύονται 10 g πάγου θερμοκρασίας 0°C καί 8 g νεροῦ θερμοκρασίας 40°C. Ποιά θά εἶναι ἡ τελική κατάσταση τοῦ μίγματος;*

54) *500 g νεροῦ καί 100 g πάγου βρίσκονται στή θερμοκρασία 0°C. Ἄν 200 g ἀτμοῦ θερμοκρασίας 100°C εἰσαχθοῦν στό παγωμένο μίγμα, νά βρεθεῖ ἡ τελική θερμοκρασία καί ἡ σύσταση τοῦ μίγματος.*

55) *Πόση θερμότητα χρειάζεται ὥστε 10 g πάγου θερμοκρασίας 0°C νά γίνουν ἀτμός θερμοκρασίας 100°C;*

56) *Μιά πλάκα ἀπό χαλκό ἔχει πάχος 2 cm καί ἐμβαδόν 5000 cm². Ἡ θερμοκρασία στή μιά ἐπιφάνεια τῆς πλάκας εἶναι 150°C καί στήν ἄλλη 140°C. Πόση θερμότητα μεταφέρεται κάθε λεπτό ἀπό τή μιά ἐπιφάνεια τῆς πλάκας στήν ἄλλη; Ὁ συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας τοῦ χαλκοῦ εἶναι 0,93 cal/s . cm . grad.*

57) *Νά ὑπολογισθεῖ σέ Watt ἡ συνολική θερμική ἰσχύς πού ἀκτινοβολεῖ μιά σφαίρα διαμέτρου 2 cm, ἡ ὁποία μπορεῖ νά θεωρηθεῖ μέλαν σῶμα καί βρίσκεται σέ θερμοκρασία 600°C. Ὁ συντελεστής σ στόν τύπο τοῦ Stefan - Boltzmann εἶναι:*

$$\sigma = 5{,}67 \,.\, 10^{-8} \,\frac{W}{m^2 \,.\, grad}$$

58) *Ἕνας κινητήρας ἰσχύος 0,4 HP χρησιμοποιεῖται γιά νά ἀναταράξει 20 kg νεροῦ. Δεχόμαστε ὅτι ὅλη ἡ μηχανική ἐνέργεια πού βγαίνει ἀπό τόν κινητήρα μετατρέπεται σέ θερμότητα. Ἐπί πόσο χρόνο πρέπει νά ἐργάζεται ὁ κινητήρας, ὥστε ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ νά ἀνέβει κατά 5 grad;*

59) *Πόσο ἔργο παράγει ἕνα ἀέριο, τοῦ ὁποίου ὁ ἀρχικός ὄγκος εἶναι ἴσος πρός 3 lt καί τοῦ ὁποίου ἡ θερμοκρασία αὐξάνεται ἀπό 27°C σέ 227°C, ὑπό σταθερή πίεση 2 ἀτμοσφαιρῶν; 1 ἀτμόσφαιρα = 1 kp/cm².*

60) *Νά ὑπολογισθεῖ ὁ θερμικός συντελεστής ἀποδόσεως θερμικῆς μηχανῆς πού ἐργάζεται μεταξύ τῶν θερμοκρασιῶν 100°C καί 400°C.*

61) *Μιά ἀτμομηχανή ἐργάζεται μεταξύ θερμοκρασιῶν 410°F καί 120°F καί ἀποδίδει ἰσχύ 8 HP. Ἐάν ὁ βιομηχανικός συντελεστής ἀποδόσεως εἶναι τό 30% τοῦ θερμικοῦ συντελεστῆ ἀποδόσεως ἰδανικῆς θερμικῆς μηχανῆς, νά ὑπολογισθεῖ τό ποσό θερμότητας πού ἀπορροφᾶται ἀνά δευτερόλεπτο ἀπό τή θερμή πηγή.*

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΜΕΡΟΣ ΠΡΩΤΟ

ΜΗΧΑΝΙΚΗ ΤΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

Ὑδροστατική

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

Ἀεροστατική

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

Μοριακά φαινόμενα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ὑδροδυναμική — Ἀεροδυναμική

ΜΕΡΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ – ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

Θερμότητα – Θερμοκρασία

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

Διαστολή

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Θερμιδομετρία

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

Μεταβολές καταστάσεως τῶν σωμάτων

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

Διάδοση θερμότητας

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

Στοιχεῖα θερμοδυναμικῆς