ΜΑΘΗΜΑΤΑ
ΦΥΣΙΚΗΣ

Ὑπὸ
Νικ. Π. Θεοδώρου
Δρος Φυσικῶν

II

ΘΕΡΜΑΝΤΙΚΟΝ – ΟΠΤΙΚΗ

Μὲ 164 Προβλήματα κατανεμημένα
εἰς τὰς καθέκαστα παραγράφους

ΑΘΗΝΑΙ - 1951

Εἰσαγωγικὸν σημείωμα

Τὸ βιβλίον τοῦτο περιέχει τὸ δεύτερον μέρος τῶν «Μαθημάτων Φυσικῆς» καὶ ἀποτελεῖ συνέχειαν τοῦ πρὸ διετίας ἐκδοθέντος πρώτου μέρους, ποὺ περιέχει ὕλην τῆς Μηχανικῆς καὶ Ἀκουστικῆς. Ἡ συνέχεια ἐκδηλώνεται καὶ μὲ τὴν ἀρίθμησιν τῶν παραγράφων τοῦ βιβλίου, ἡ ὁποία ἀρχίζει μὲ τὸν ἀριθμὸν (29), ποὺ εἶναι ὁ ἑπόμενος τοῦ ἀριθμοῦ τῆς τελευταίας παραγράφου τοῦ πρώτου μέρους. Ὡς τόσο ἐκρίθη σκόπιμον νὰ δοθῇ εἰς τὸ βιβλίον τοῦτο σχῆμα διάφορον ἐκείνου, ποὺ εἶχε τὸ ἀναφερόμενον εἰς τὸ πρῶτον μέρος. Τοῦτο ὅμως δὲν πρέπει νὰ νομισθῇ ὅτι ὀφείλεται εἰς μεταβολὴν τοῦ προορισμοῦ, ὁ ὁποῖος, ὡς καθωρίσθη εἰς τὸ βιβλίον τοῦ πρώτου μέρους, ἔχει ταχθῆ εἰς τὴν συγγραφὴν αὐτήν. (Ἂς σημειωθῇ ὅτι πολὺ συντόμως θὰ ἐκλείψῃ ἡ διαφορὰ αὐτὴ τῆς ἐμφανίσεως, ὅταν μετ' ὀλίγον ἐπανεκδοθῇ μὲ τὸ σχῆμα τοῦ παρόντος καὶ τὸ πρῶτον μέρος, ποὺ ἤδη ἔχει ἐξαντληθῆ). Θὰ παρατηρηθῇ ἴσως ὅτι ἡ ἐξεταζομένη ὕλη εἰς τὸ βιβλίον τοῦτο εἶναι περισσότερον ἐκτεταμένη ἀπὸ ὅ,τι δίδεται ἀναλογικῶς εἰς ἄλλα διδακτικὰ βιβλία τῆς Φυσικῆς καὶ τοῦτο ἴσως ἀφήσῃ τὴν ἐντύπωσιν ὅτι ὁ προορισμὸς τοῦ βιβλίου τούτου εἶναι διάφορος ἀπὸ τὸν τοῦ πρώτου μέρους τῶν «Μαθημάτων Φυσικῆς». Νομίζομεν ἐν τούτοις (καὶ ἡ γνώμη αὐτὴ μᾶς καθωδήγησε εἰς τὴν σχετικὴν ἔκτασιν τῶν καθέκαστα μερῶν) ὅτι τὸ σύγχρονον βιβλίον τῆς Φυσικῆς πρέπει νὰ ἀνταποκρίνεται ἀναλογικῶς πρὸς τὴν εἰκόνα, ποὺ παρουσιάζει σήμερον τὸ οἰκοδόμημα τῆς σχετικῆς ἐπιστημονικῆς ἐρεύνης. Ἂν τοῦτο ληφθῇ ὑπ' ὄψιν, δὲν μπορεῖ πλέον σήμερον νὰ δίδεται ἡ μεγαλυτέρα σχετικῶς ἔκτασις εἰς τὴν Μηχανικὴν (ὅπως ἐγίνετο παλαιότερα, ποὺ ἡ μηχανικιστικὴ ἀντίληψις ἐδέσποζεν εἰς τὴν θεώρησιν τῆς φυσικῆς), ἀλλὰ καθίσταται ἐπιβεβλημένη ἡ μετάθεσις τοῦ ἐνδιαφέροντος εἰς ἄλλα μέρη τοῦ περιεχομένου τῆς Φυσικῆς καὶ περισσότερον ὅλων εἰς τὸν Ἠλεκτρισμὸν καὶ τὴν Ἠλεκτρονικήν. Ἔτσι τὸ βιβλίον τοῦτο καὶ μὲ τὴν ἔκτασιν ποὺ ἔχει προορίζεται, ὅπως καὶ τὸ προηγηθὲν τοῦ πρώτου μέρους, διὰ τελειοφοίτους τῶν σχολείων τῆς Μέσης Παιδείας καὶ ἰδιαιτέρως ἐκείνους, ποὺ τὰ διαφέροντά των στρέφονται πρὸς τὴν θετικὴν μόρφωσιν. Διὰ τὸν λόγον αὐτὸν καὶ εἰς τὸ βιβλίον τοῦτο παρέχονται εἰς τὸ τέλος κάθε παραγράφου προβλήματα, τὰ ὁποῖα ἀποβλέπουν ὄχι μόνον εἰς τὴν ἀνακεφαλαίωσιν καὶ ἐμπέδωσιν τῶν ἀναπτυσσομένων εἰς τὸ βιβλίον, ἀλλὰ καὶ εἰς τὴν δημιουργικὴν ἐπέκτασιν τούτων εἰς περιπτώσεις, ποὺ μπορεῖ νὰ συναχθοῦν ἐκ τῶν ἀναπτυχθέντων εἰς τὸ βιβλίον.

Ὁ Συγγραφεὺς

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΜΕΡΟΣ ΤΡΙΤΟΝ

ΘΕΡΜΑΝΤΙΚΟΝ

§ 29. ΘΕΡΜΙΚΗ ΔΙΑΣΤΟΛΗ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΩΝ

α) Θερμοκρασία. Μὲ τὴν ἐπαφήν μας ἢ προσέγγισιν πρὸς διάφορα σώματα διεγείρονται εἰς ἡμᾶς καὶ ***αἰσθήματα θερμότητος***, μᾶς φαίνεται δηλαδὴ ὅτι ἄλλο σῶμα εἶναι ψυχρό, ἄλλο θερμό, ἄλλο δροσερό, ἄλλο χλιαρὸ κλπ. Παρουσιάζει λοιπὸν κάθε σῶμα κατὰ τὴν στιγμὴν ποὺ τὸ θεωροῦμεν μίαν ***θερμικὴν κατάστασιν*** ἢ ἕνα ***βαθμὸν θερμάνσεως***· τὴν ἐκδήλωσιν αὐτὴν τοῦ σώματος τὴν ὀνομάζομεν ***θερμοκρασίαν*** αὐτοῦ.

β) Θερμόμετρα. Πρὸς καθορισμὸν τῆς θερμοκρασίας δὲν μποροῦμε νὰ βασιζώμεθα εἰς τὸ ὑποκειμενικό μας αἴσθημα θερμότητος, διότι τοῦτο καὶ μικρὰν εὐπάθειαν ἔχει καὶ συχνὰ μᾶς ἀπατᾷ. Τὸ ἴδιο σῶμα μπορεῖ νὰ μᾶς φανῇ κάποια στιγμὴ ψυχρὸ ἢ θερμό, ἂν τὸ χέρι μας, μὲ τὸ ὁποῖον τὸ ἐγγίζομεν, ἦτο προηγουμένως βυθισμένο σὲ θερμὸ ἢ παγωμένο νερό. Διὰ τοῦτο χρησιμοποιοῦμεν ὄργανα—τὰ ***θερμόμετρα***—διὰ τὴν κατασκευὴν τῶν ὁποίων βασιζόμεθα εἰς τὴν ἐπίδρασιν, ποὺ ἀσκεῖ ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας ἐπὶ ἄλλων φυσικῶν μεγεθῶν.

Ἔτσι ἡ κατασκευὴ τῶν εὐχρηστοτέρων θερμομέτρων βασίζεται εἰς τὴν διαπίστωσιν ὅτι ***κατὰ κανόνα τὰ σώματα διαστέλλονται*** (αὐξάνουν τὸν ὄγκον τους), ***ὅταν ἡ θερμοκρασία των ἀνέρχεται καὶ συστέλλονται*** (ἐλαττώνουν τὸν ὄγκον τους), ***ὅταν ἡ θερμοκρασία των κατέρχεται.***

γ) Ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον. Ἡ μεταβολὴ ποὺ παθαίνει ὁ ὄγκος σώματος, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία του, δὲν εἶναι ἡ αὐτὴ εἰς τὰ διάφορα σώματα. Καὶ εἰς τὸ ἴδιο ἀκόμη σῶμα, ἂν θεωρηθῇ εἰς διάφορα ὕψη τῆς θερμοκρασίας, δὲν ἀντιστοιχεῖ πάντοτε ἡ ἴδια μεταβολὴ τοῦ ὄγκου εἰς τὴν αὐτὴν μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας. Εἰς τὰ περισσότερα σώματα ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένην μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας, εἶναι μεγαλυτέρα εἰς ὑψηλὰς καὶ μικροτέρα εἰς χαμηλὰς θερμοκρασίας (πρβλ. σημ. σελ. 7).

Μεταξὺ τῶν διαφόρων σωμάτων ὁ ὑδράργυρος παρουσιάζει κάπως κανονικὰς καὶ εὐδιακρίτους μεταβολὰς τοῦ ὄγκου μετὰ τῆς θερμοκρασίας καὶ διὰ τοῦτο προτιμᾶται τὸ σῶμα τοῦτο εἰς τὴν κατασκευὴν τῶν πλέον κοινοχρήστων θερμομέτρων, τὰ ὁποῖα διὰ τοῦτο ὀνομάζονται ***ὑδραργυρικά.***

Κάθε ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον τριχοειδῆ σωλῆνα τῆς αὐτῆς διαμέτρου καθ' ὅλον του τὸ μῆκος (Σχ. 1). Εἰς τὸ ἓν ἄκρον του ὁ σωλὴν ἀπολήγει εἰς σφαιρικὴν ἢ κυλινδρικὴν διόγκωσιν, ***τὸ δο-***

χεῖον τοῦ θερμομέτρου. Τοῦτο καὶ μέρος τοῦ σωλῆνος περιέχει ὑδράργυρον· τὸ ὑπόλοιπον μέρος τοῦ σωλῆνος ὑπεράνω τοῦ ὑδραργύρου εἶναι συνήθως κενὸν ἀέρος (*). Κατὰ μῆκος τοῦ σωλῆνος ἔχουν χαραχθῆ ὑποδιαιρέσεις τῆς θερμοκρασιακῆς κλίμακος, τὰς ὁποίας ὀνομάζομεν ***βαθμοὺς θερμοκρασίας*** (grad) καὶ σημειώνομεν γράφοντες ἐν ° δεξιὰ τοῦ ἀριθμοῦ των.

Σχ. 1. Θερμομετρικαὶ κλίμακες, ὅπου σημειώνονται τὰ ἀντίστοιχα βασικὰ σημεῖα θερμοκρασίας.

δ) Βαθμολογία θερμομέτρου. Πρὸς βαθμολόγησιν τοῦ θερμομέτρου χρησιμοποιοῦνται διάφοροι θερμομετρικαὶ κλίμακες. Ἡ συνηθεστέρα καὶ εἰς τὴν Φυσικὴν σχεδὸν ἀποκλειστικῶς χρησιμοποιουμένη κλίμαξ τοῦ ***Κελσίου*** (C) ἔχει τὸν βαθμὸν μηδὲν (0°C) εἰς τὸ ὕψος τοῦ σωλῆνος, ὅπου σταματᾶ ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου, ὅταν τὸ θερμόμετρον λαμβάνει τὴν θερμοκρασίαν ἀμιγοῦς τηκομένου πάγου. Εἰς τὸ ὕψος τοῦ σωλῆνος, ὅπου φθάνει ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου, ὅταν τὸ θερμόμετρον λάβῃ τὴν θερμοκρασίαν ὕδατος ἀπεσταγμένου, ποὺ βράζει ὑπὸ κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν (760 Torr), σημειώνεται ἡ θερμοκρασία 100° C. Τὸ μῆκος τοῦ σωλῆνος, ποὺ περιλαμβάνεται μεταξὺ τῶν δύο τούτων σταθερῶν σημείων τοῦ θερμομέτρου, χωρίζεται εἰς 100 ἴσα μέρη—***τοὺς βαθμοὺς θερμοκρασίας*** (grad)— καὶ ἡ ὑποδιαίρεσις αὐτὴ ἐπεκτείνεται καὶ ἄνω τῶν 100° καὶ κάτω τοῦ 0° (τοὺς κάτω τοῦ 0° βαθμοὺς ἀριθμοῦμεν μὲ ἀρνητικοὺς ἀριθμούς). Διὰ λόγους εὐχρηστίας τὸ μῆκος τοῦ σωλῆνος θερμομέτρου δὲν μπορεῖ νὰ εἶναι πολὺ μεγάλο καὶ κατὰ συνέπειαν, προκειμένου νὰ εἶναι εὐπαθές, κάθε θερμόμετρον πρέπει νὰ χρησιμοποιῆται πρὸς μέτρησιν ὡρισμένης περιοχῆς θερμοκρασιῶν. Ἔτσι π. χ. τὰ θερμόμετρα, ποὺ χρησιμεύουν εἰς τὴν ἰατρικὴν πρὸς καθορισμὸν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὀργανισμοῦ, (ἡ ὁποία κυμαίνεται γύρω ἀπὸ τοὺς 37°C), φέρουν μόνον τὸ μέρος τῆς θερμομετρικῆς κλίμακος, τὸ ὁποῖον ἀνταποκρίνεται εἰς τὰς δυνατὰς διακυμάν-

---

*). Διὰ τὴν εἰσαγωγὴν τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὸ θερμόμετρον τὸ ἀνώτερον ἄκρον τοῦ σωλῆνος ἀπολήγει εἰς χοανοειδῆ διεύρυνσιν, ὅταν τὸ ὄργανον εἶναι ἀκόμη κενόν. Εἰς τὴν χοάνην αὐτὴν χύνομεν τὸν ὑδράργυρον καὶ διὰ νὰ τὸν ἀναγκάσωμεν νὰ κατέλθῃ διὰ μέσου τοῦ σωλῆνος εἰς τὸ δοχεῖον, θερμαίνομεν προσεκτικὰ καὶ ἐκδιώκομεν ἔτσι τὸν κάτωθεν τοῦ ὑδραργύρου ἀέρα. Τότε ὁ ὑδράργυρος εἰσρέει εἰς τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου λόγῳ τοῦ βάρους του. Ὅταν εἰς μίαν ἀρκετὰ ὑψηλὴν θερμοκρασίαν τὸ ὄργανον εἶναι πλῆρες ὑδραργύρου, ἰσχυρῶς διεσταλμένου, συντήκομεν τὸ ὑπὸ τὴν χοανοειδῆ διεύρυσιν μέρος τοῦ σωλῆνος καὶ ἀπορρίπτομεν τὴν χοάνην. Ἔτσι, ὅταν τὸ ὄργανον λαμβάνει κατόπιν τὴν πολὺ χαμηλοτέραν συνήθη θερμοκρασίαν, ὁ συστελλόμενος ὑδράργυρος ἀφήνει τὸ ὑπεράνω τῆς ἐλευθέρας ἐπιφανείας του μέρος τοῦ σωλῆνος κενὸν ἀέρος.

σεις τῆς ἐν λόγῳ θερμοκρασίας. Εἶναι εὐνόητον ὅτι τὰ θερμόμετρα ταῦτα βαθμολογοῦνται συγκριτικῶς.

Πλὴν τῆς κλίμακος Κελσίου, ποὺ ἔχει θεσπισθῆ διεθνῶς εἰς ἐπιστημονικὰς μετρήσεις, χρησιμοποιεῖται καὶ ἡ κλίμαξ τοῦ ***Ρεωμύρου*** (R) εἰς τὴν Γαλλίαν καὶ Γερμανίαν καὶ ἡ τοῦ ***Φαρενάϊτ*** (F) εἰς τὴν Ἀγγλίαν καὶ Ἀμερικήν. Ἡ πρώτη ἐπισημαίνει μὲ 0° R τὴν θερμοκρασίαν τοῦ τηκομένου πάγου (ὅπως καὶ ἡ τοῦ Κελσίου) καὶ μὲ 80° R τὴν τοῦ ζέοντος ὕδατος· ἡ δευτέρα σημειώνει τὴν θερμοκρασίαν τοῦ τηκομένου πάγου μὲ 32° F καὶ τὴν τοῦ ζέοντος ὕδατος μὲ 212° F.

Τὸ σχ. 1 παρέχει τὰς ἀντιστοίχους τιμὰς τῶν βασικῶν σημείων θερμοκρασίας εἰς τὰς ἐν χρήσει θερμομετρικὰς κλίμακας. Διὰ τὴν κλίμακα τῶν βαθμῶν ἀπολύτου θερμοκρασίας (Ἀπολ.), ποὺ παρέχεται εἰς τὸ σχῆμα, βλεπ. παρακάτω (ἐδάφ. ιε'). Γενικώτερα ἡ ἔνδειξις Θ° μιᾶς ἀπὸ τὰς ἀνωτέρω θερμομετρικὰς κλίμακας ἀντιστοιχεῖ εἰς ἔνδειξιν ἄλλης ἐξ αὐτῶν, τὴν ὁποίαν εὑρίσκομεν μὲ τὰς σχέσεις :

$$\Theta^\circ\ C = \frac{80}{100}\,\Theta^\circ\ R = \left(\frac{180}{100}\,\Theta^\circ + 32^\circ\right) F$$

$$\Theta^\circ\ R = \frac{100}{80}\,\Theta^\circ\ C = \left(\frac{180}{80}\,\Theta^\circ + 32^\circ\right) F \quad \text{καὶ} \qquad (96)$$

$$\Theta^\circ\ F = \frac{100}{180}\,(\Theta^\circ - 32^\circ)\ C = \frac{80}{180}\,(\Theta^\circ - 32^\circ)\ R.$$

Σημείωσις. Ἀπὸ ὅσα εἴπαμε ὡς τώρα διὰ τὴν θερμοκρασίαν συνάγεται ὅτι αὕτη ἀποτελεῖ ἰδιάζον μέγεθος, διὰ τὴν μέτρησιν τοῦ ὁποίου λαμβάνεται ὡς μονὰς μετρήσεως ὁ βαθμὸς Κελσίου (grad).

ε) Ἄλλα θερμόμετρα. Ἐπειδὴ ὁ ὑδράργυρος πήγνυται εἰς τὴν θερμοκρασίαν — 39°C καὶ βράζει εἰς θερμοκρασίαν 357°C, εἶναι εὐνόητον ὅτι τὰ ὑδραργυρικὰ θερμόμετρα δὲν εἶναι κατάλληλα διὰ τὴν μέτρησιν θερμοκρασιῶν πέραν τῶν ὁρίων τούτων. Ἔτσι διὰ χαμηλὰς θερμοκρασίας μέχρι —100°C χρησιμοποιοῦνται θερμόμετρα, ποὺ ἀντὶ ὑδραργύρου περιέχουν οἰνόπνευμα ἢ τολουόλην καὶ δι' ἀκόμη χαμηλοτέρας μέχρι —180° C τοιαῦτα μὲ πετρελαϊκὸν αἰθέρα ἢ πεντάνιον. Ἐξ ἄλλου δι' ὑψηλοτέρας τῶν 350°C θερμοκρασίας μποροῦμε νὰ χρησιμοποιήσωμεν ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον, ἂν ἐγκλείσωμεν εἰς τὸν ὑπεράνω τοῦ ὑδραργύρου χῶρον τοῦ σωλῆνος μίαν ποσότητα ἀδρανοῦς ἀερίου (ὡς εἶναι τὸ ἄζωτον), ὁπότε ἡ θερμοκρασία βρασμοῦ τοῦ ὑδραργύρου ἀνέρχεται (πρβλ. § 32, ια') λόγῳ τῆς πιέσεως, ποὺ ἐξασκεῖται ἐπ' αὐτοῦ· ὡς τόσο δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ μετρηθοῦν μὲ τοιαῦτα θερμόμετρα πολὺ ὑψηλαὶ θερμοκρασίαι, διότι μὲ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας, αὐξάνεται καὶ ἡ πίεσις τοῦ ἐγκεκλεισμένου ἀερίου (νόμος Gay Lussac) εἰς βαθμὸν ὥστε γύρω στοὺς 600° C νὰ μὴ μπορῇ νὰ ἀνθέξῃ πλέον ἡ ὕαλος τοῦ θερμομέτρου.

Δι' ὑψηλὰς θερμοκρασίας χρησιμοποιοῦνται τὰ ***μεταλλικὰ θερμόμετρα***. Ἡ κατασκευὴ τούτων βασίζεται κυρίως εἰς τὸ ὅτι τὰ διάφορα μέταλλα διαστέλλονται ἢ συστέλλονται ***ἀνίσως*** διὰ τὰς αὐτὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας. Ἂν συγκολλήσωμεν τὸ ἓν ἐπὶ τοῦ ἄλλου δύο διαφόρου συστάσεως ἰσομήκη ἐλάσματα (σχ. 2, I), π. χ. τὸ ἓν ἀπὸ χαλκὸν καὶ τὸ ἄλλο ἀπὸ ψευδάργυρον, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ διπλοῦν αὐτὸ ἔλασμα κάμπτεται πρὸς τὸ ἓν (σχ. 2, II) ἢ τὸ ἄλλο μέταλλον (σχ. 2, III), ὅταν ἀνυψώνεται ἢ κατέρχεται ἡ θερμοκρασία, ἐπειδὴ τὸ ἓν μέταλλον διαστέλλεται ἢ συστέλλεται ἰσχυρότερον τοῦ ἄλλου κατὰ τὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας.

Σχ. 2. Διμεταλλικὸν ἔλασμα, I εἰς μίαν μέσην θερμοκρασίαν, II εἰς ὑψηλοτέραν καὶ III εἰς χαμηλοτέραν θερμοκρασίαν.

Τὸ μεταλλικὸν θερμόμετρον Pfeifer καὶ Hermann (σχ. 3) ἀποτελεῖται ἀπὸ διπλοῦν ἔλασμα ἐκ δύο διαφόρων μετάλλων, ποὺ εἶναι ἐπικεκολλημένα τὸ ἓν ἐπὶ τοῦ ἄλλου. Τὸ διπλοῦν αὐτὸ ἔλασμα εἶναι κεκαμμένον σπειροειδῶς καὶ στερεώνεται διὰ τοῦ ἑνὸς ἄκρου του (τοῦ ἐσωτάτου) ἐπὶ ἑνὸς πλαισίου. Τὸ ἄλλο ἄκρον τῆς σπείρας (τὸ ἐξώτατον) εἶναι ἐλεύθερον καὶ μπορεῖ νὰ μετακινῆται καὶ νὰ παρασύρῃ δείκτην, ποὺ συνδέεται μαζί του, εἰς τρόπον ὥστε οὗτος νὰ ταλαντεύεται ἔμπροσθεν τόξου, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἔχουν χαραχθῆ ὑποδιαιρέσεις θερμομετρικῆς κλίμακος. Ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία, ἡ σπεῖρα διανοίγεται ἢ συσπειρώνεται περισσότερον ἕνεκα τῆς ἀνίσου διαστολῆς τῶν ἐλασμάτων, ποὺ τὴν ἀποτελοῦν. Τοῦτο ἐκδηλώνεται μὲ ἀντίστοιχον μετακίνησιν τοῦ δείκτου πρὸ τῆς θερμομετρικῆς κλίμακος. Δεξιὰ καὶ ἀριστερὰ τοῦ δείκτου ἐξωθοῦνται ὑπ' αὐτοῦ τὰ ἄκρα μοχλῶν, ποὺ φέρονται ἔτσι πρὸς τὰς ἀκροτάτας θέσεις καί, παραμένοντα εἰς αὐτάς, μᾶς δείχνουν τὴν μεγίστην (ἀριστερὰ) καὶ τὴν ἐλαχίστην (δεξιὰ) θερμοκρασίαν, ποὺ προσέλαβε τὸ ὄργανον.

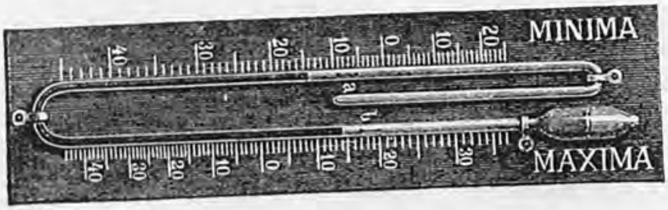

Σχ. 3. Μεταλλικὸν θερμόμετρον, ποὺ μπορεῖ νὰ δείχνει τὴν μεγίστην καὶ τὴν ἐλαχίστην θερμοκρασίαν ποὺ προσέλαβε κατὰ τὸν χρόνον τῆς χρησιμοποιήσεώς του

Εὐπαθέστερα καὶ ἀκριβέστερα τῶν ὡς ἄνω θερμομέτρων εἶναι τὰ ***ἠλεκτρικά***, τῶν ὁποίων ἡ κατασκευὴ βασίζεται εἰς μεταβολάς, ποὺ πάσχουν διάφορα ἠλεκτρικὰ μεγέθη (ἀντίστασις ἀγωγοῦ, ἠλεκτρεγερτικὴ δύναμις), ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία. Περὶ τούτων γίνεται μνεία εἰς τὰ οἰκεῖα κεφάλαια τοῦ Ἠλεκτρισμοῦ.

στ) ***Θερμόμετρα μεγίστου καὶ ἐλαχίστου.*** Εἰς πολλὰς περιπτώσεις χρειάζεται νὰ γνωρίζωμεν τὴν μεγίστην καὶ ἐλαχίστην τιμήν, ποὺ λαμβάνει ἡ θερμοκρασία κατὰ τὴν διάρκειαν ἑνὸς χρονικοῦ διαστήματος, π.χ. μιᾶς ἡμέρας. Πρὸς τοῦτο χρησιμοποιοῦνται τὰ ***ἀκροβάθμια*** θερμόμετρα. Τοιοῦτο π. χ. δύναται νὰ θεωρηθῆ τὸ ἀνωτέρω περιγραφὲν μεταλλικὸν θερμόμετρον Pfeifer καὶ Hermann (σχ. 3), ποὺ μὲ τοὺς μοχλούς, ποὺ φέρει ἑκατέρωθεν τοῦ δείκτου, δείχνει τὰς ἄκρας θερμοκρασίας, ποὺ προσέλαβε τὸ ὄργανον κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς παρακολουθήσεως κάποιου φαινομένου.

Ὡς μεγιστοβάθμιον μπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὑδραργυρικὸν θερμόμετρον, εἰς τὸν σωλῆνα τοῦ ὁποίου ἔχει ἐγκλεισθῆ ὑπεράνω τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὑδραργύρου ραβδίον ἐκ χάλυβος. Τοῦτο προωθεῖται ἀπὸ τὸν ὑδράργυρον τοῦ θερμομέτρου, ὅταν ἀνέρχεται ἡ θερμοκρασία καὶ παραμένει εἰς τὴν ἀκροτάτην αὐτὴν θέσιν ὅταν, κατερχομένης τῆς θερμοκρασίας, ὁ ὑδράργυρος ὑποχωρεῖ εἰς τὸν σωλῆνα.

Κατ' ἀναλογίαν ὡς ἐλαχιστοβάθμιον χρησιμοποιεῖται ἓν οἰνοπνευματικὸν θερμόμετρον, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχει ἐγκλεισθῆ ραβδίον βυθισμένον εἰς τὸ οἰνόπνευμα τοῦ θερμομετρικοῦ σωλῆνος. Ὅταν ἡ θερμοκρασία κατέρχεται, τὸ οἰνόπνευμα συστελλόμενον παρασύρει καὶ τὸ ραβδίον, ποὺ διαβρέχει, μέχρι τῆς κατωτάτης θέσεως ποὺ



Σχ. 4. Θερμόμετρον μεγίστου καὶ ἐλαχίστου κατὰ Six

φθάνει ἡ ἐπιφάνειά του εἰς τὸν σωλῆνα. Εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν παραμένει τὸ ραβδίον ὅταν, ἀνερχομένης τῆς θερμοκρασίας, τὸ οἰνόπνευμα διαστέλλεται καὶ προχωρεῖ εἰς τὸν σωλῆνα.

Συνδυασμὸν τῶν δύο ὡς ἄνω θερμομέτρων ἔχομεν εἰς τὸ ἀκροβάθμιον θερμόμετρον, ποὺ παριστάνει τὸ σχ. 4. Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ κυλινδρικὸν σωλῆνα μὲ οἰνόπνευμα. Οὗτος καμπτόμενος συνεχίζεται εἰς ὑοειδῆ σωλῆνα, ὁ ὁποῖος μετὰ τὸ οἰνόπνευμα περιέχει ὑδράργυρον καὶ μετ' αὐτὸν πάλιν οἰνόπνευμα μέχρι τῆς διευρύνσεως, εἰς τὴν ὁποίαν ἀπολήγει. Εἰς κάθε σκέλος τοῦ ὑοειδοῦς σωλῆνος ἔχει ἐγκλεισθῆ ροβδίον χάλυβος, τὸ ὁποῖον διαβρέχεται ἀπὸ τὸ οἰνόπνευμα καὶ παρασύρεται ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν αὐτοῦ κατὰ τὴν ὑποχώρησίν της, ἐνῷ δὲν διαβρέχεται ἀπὸ τὸν ὑδράργυρον καὶ προωθεῖται ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειάν του, ὅταν αὕτη προχωρεῖ εἰς τὸν σωλῆνα. Ἔτσι ὁ εἷς ἐκ τῶν δεικτῶν a παραμένει εἰς τὴν ἐλαχίστην καὶ ὁ ἄλλος b εἰς τὴν μεγίστην θερμοκρασίαν, ποὺ προσέλαβε τὸ ὄργανον κατά τινα χρησιμοποίησίν του.

Σημείωσις. ***Εἰς τὰ θερμόμετρα αὐτὰ λαμβάνεται πρόνοια πρὸ τῆς χρησιμοποιήσεώς των νὰ φέρεται ὁ δείκτης δι' ἐλαφρῶν τιναγμῶν (ἢ δι' ἐπιδράσεως μαγνήτου) εἰς τὴν θέσιν, ποὺ εὑρίσκεται ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ.***

Εἶδος μεγιστοβαθμίου θερμομέτρου εἶναι καὶ τὸ ἰατρικὸν θερμόμετρον. Εἰς αὐτὸ ὁ τριχοειδὴς σωλὴν φέρει εἰς τὴν θέσιν, ποὺ συνεχίζεται πρὸς τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου, μίαν στρέβλωσιν. Δι' αὐτό, ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου ποὺ, κατὰ τὴν διαστολὴν προωθήθη εἰς τὸν σωλῆνα, ἀποκόπτεται κατὰ τὴν συστολὴν καὶ παραμένει εἰς τὸν σωλῆνα. Ἔτσι ἐξακολουθεῖ νὰ δείχνει καὶ μετὰ τὴν χρησιμοποίησίν του τὸ μέγιστον τῆς θερμοκρασίας, ποὺ προσέλαβε. Προκειμένου νὰ ἐπαναχρησιμοποιηθῆ τὸ θερμόμετρον τοῦτο, πρέπει νὰ ἀναγκασθῆ νὰ καταπέσῃ ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου καὶ τοῦτο γίνεται διὰ τιναγμῶν τοῦ ὀργάνου.

ζ) Συντελεστὴς διαστολῆς. Προκειμένου νὰ καθορισθῆ ποσοτικῶς τὸ μέγεθος τῆς διαστολῆς, ποὺ ἐπιφέρεται μὲ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας, ὁρίζομεν ὡς ***συντελεστὴν (θερμικῆς) διαστολῆς τὸ μέγεθος τῆς μεταβολῆς, ποὺ γίνεται εἰς τὴν μονάδα διαστάσεων σώματος, ὅταν ἡ θερμοκρασία μεταβάλλεται κατὰ*** 1°C (1 grad).

Εἰς τὰ στερεὰ σώματα διακρίνομεν ***συντελεστὴν γραμμικῆς διαστολῆς***, ὅταν ἀποβλέπωμεν εἰς τὴν μεταβολήν, ποὺ πάσχει ἡ μονὰς μιᾶς μόνον διαστάσεως (π. χ. τοῦ μήκους μιᾶς ράβδου), ὅταν ἡ θερμοκρασία μεταβάλλεται κατὰ 1° C. Ἂν ἀποβλέπωμεν εἰς τὴν μεταβολήν, ποὺ πάσχει ἡ μονὰς ἐπιφανείας σώματος, τοῦ ὁποίου μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία κατὰ 1°C, ὁμιλοῦμεν περὶ συντελεστοῦ ***τετραγωνικῆς ἢ ἐπιφανειακῆς διαστολῆς***. Τέλος προκειμένου περὶ τῆς μεταβολῆς τῆς μονάδος ὄγκου τοῦ σώματος, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας του κατὰ 1° C, ἔχομεν τὸν συντελεστὴν ***κυβικῆς ἢ κατ' ὄγκον*** διαστολῆς.

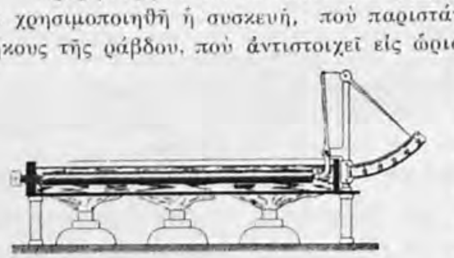
Εἶναι εὐνόητον ὅτι εἰς τὰ ὑγρὰ καὶ ἀέρια σώματα λόγῳ ἐλλείψεως ὡρισμένου σχήματος ἔχομεν συντελεστὴν ***μόνον*** τῆς κατ' ὄγκον διαστολῆς. Σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμόν του ὁ συντελεστὴς διαστολῆς ἔχει διαστάσεις, ποὺ παρέχονται ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν : $[\alpha] = \frac{[L]}{[L] \cdot [\text{grad}]} = [\text{grad}^{-1}]$

Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα διαπιστώνει ὅτι τὰ στερεὰ καὶ ὑγρὰ σώματα πάσχουν μεταβολὰς τῶν διαστάσεών των, αἱ ὁποῖαι εἶναι (περίπου) ἀνάλογοι τῶν μεταβολῶν τῆς θερμοκρασίας καὶ διάφοροι εἰς τὰ διάφορα σώματα. Τοῦτο σημαίνει ὅτι ὁ συντελεστὴς διαστολῆς ἔχει (περίπου) σταθερὰν τιμὴν εἰς κάθε στερεὸν ἢ ὑγρὸν καὶ διάφορον εἰς τὰ διάφορα σώματα.

Πίναξ γ. Συντελεσταὶ γραμμικῆς διαστολῆς εἰς θερμοκρασίας ἀπὸ 0°C μέχρις 100°C

Εἶδος τῆς ὕλης	Συντελεστὴς γραμ. διαστολῆς	Εἶδος τῆς ὕλης	Συντελεστὴς γραμ. διαστολῆς
Ἀργίλιον	0,0000238	Σίδηρος	0,0000119
Ἄργυρος	0,0000197	Ὕαλος	0,0000088
Βολφράμιον	0,0000035	Χαλκὸς	0,0000165
Λευκόχρυσος	0,0000089	Χάλυψ	0,0000108
Μόλυβδος	0,0000292	Χρυσὸς	0,0000145
Ὀρείχαλκος	0,0000191	Ψευδάργυρος	0,0000298

Πρὸς μέτρησιν τοῦ συντελεστοῦ γραμμικῆς διαστολῆς στερεοῦ σώματος μπορεῖ νὰ χρησιμοποιηθῇ ἡ συσκευή, ποὺ παριστάνει τὸ σχ. 5. Εἰς αὐτὴν ἡ αὔξησις τοῦ μήκους τῆς ράβδου, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένην αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας, συνάγεται ἀπὸ τὴν μετακίνησιν δείκτου ἐνώπιον τόξου, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχουν χαραχθῆ μετρικαὶ ὑποδιαιρέσεις. Ὁ δείκτης αὐτὸς συνδέεται μὲ τὸ ἓν ἄκρον μοχλοῦ, τοῦ ὁποίου τὸ ἄλλο ἄκρον ἐφάπτεται τοῦ ἐλευθέρου ἄκρου τῆς ράβδου, τῆς ὁποίας τὸ ἄλλο ἄκρον μένει εἰς τὴν θέσιν του. Ἔτσι, ὅταν ἡ ράβδος διαστέλλεται, προωθεῖ τὸ ἐλεύθερον ἄκρον της κατὰ διάστημα ἴσον μὲ τὴν αὔξησιν τοῦ μήκους της καὶ ἡ προώθησις αὐτὴ προκαλεῖ ἀντίστοιχον μετακίνησιν τοῦ δείκτου, τὴν ὁποίαν ἀναγινώσκομεν εἰς τὰς μετρικὰς ὑποδιαιρέσεις τοῦ τόξου.



Σχ. 5. Συσκευὴ μετρήσεως τοῦ συντελεστοῦ γραμμικῆς διαστολῆς στερεῶν

η) Γραμμικὴ διαστολὴ στερεῶν. Σύμφωνα μὲ τὰ παραπάνω, ἂν εἶναι ***α*** ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς ἑνὸς στερεοῦ σώματος, π. χ. μιᾶς ράβδου, M_1 τὸ μῆκος αὐτῆς προτοῦ θερμανθῆ καὶ M_2 ὅταν ἡ θερμοκρασία της ἀνέλθη κατὰ Θ° C, ἡ ἐπιμήκυνσις τῆς ῥάβδου θὰ εἶναι:

$$\mu = M_2 - M_1 = \alpha \,.\, M_1 \,.\, \Theta \qquad (97)$$

Ἑπομένως τὸ νέον μῆκος M_2 προκύπτει ἀπὸ τὸ πρὸ τῆς θερμάνσεως μῆκος M_1 σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν:

$$M_2 = M_1 + \alpha \,.\, M_1 \,.\, \Theta = M_1 (1 + \alpha\Theta) \qquad (98)$$

Τὸ διώνυμον $(1 + \alpha\Theta)$, μὲ τὸ ὁποῖον πρέπει νὰ πολ]σθῆ τὸ ἀρχικὸν μῆκος M_1 διά νὰ ληφθῆ τὸ μῆκος M_2, ποὺ ἀποκτᾶ τὸ σῶμα, ὅταν θερμανθῆ κατὰ Θ° C, τὸ ὀνομάζομεν ***διώνυμον διαστολῆς.***

θ) Ἐπιφανειακὴ διαστολή. Θεωροῦμεν τώρα τὴν διαστολὴν τῆς ἐπιφανείας E_1 σώματος, π. χ. μιᾶς ὀρθογωνίου πλακὸς μήκους M_1 καὶ πλάτους Π_1. Ὅταν ἡ θερμοκρασία τῆς πλακὸς ταύτης ἀνέλθη κατὰ Θ° C, τὸ μῆκος της θὰ γίνη $M_1(1 + \alpha\Theta)$ καὶ τὸ πλάτος της $\Pi_1(1 + \alpha\Theta)$· συνεπῶς ἡ ἔκτασις E_2, ποὺ θὰ λάβη ἡ ἐπιφάνεια αὕτη κατόπιν τῆς ἀνυψώσεως τῆς θερμοκρασίας της κατὰ Θ° C, θὰ εἶναι:

$$E_2 = M_1(1 + \alpha\Theta) \,.\, \Pi_1(1 + \alpha\Theta) = M_1\,\Pi_1(1 + \alpha\Theta)^2 = E_1(1 + 2\alpha\Theta + \alpha^2\Theta^2)$$

καὶ ἂν παραλείψωμεν τὸν ὅρον $\alpha^2\Theta^2$ ὡς πολὺ μικρὰν ποσότητα ἐν συγκρίσει πρὸς τοὺς δύο ἄλλους ὅρους τοῦ ἀθροίσματος, θὰ ἔχωμεν:

$$E_2 = E_1(1 + 2\alpha\,\Theta) = E_1(1 + \beta\Theta) \qquad (98')$$

ὁπόθεν προκύπτει ὅτι ὁ συντελεστὴς τῆς ἐπιφανειακῆς διαστολῆς ***β*** εἶναι αἰσθητῶς ἴσος μὲ τὸ διπλάσιον τοῦ συντελεστοῦ τῆς γραμμικῆς διαστολῆς ***α***.

ι) Κυβικὴ διαστολή. Καθ' ὅμοιον τρόπον, προκειμένου περὶ τῆς διαστολῆς, ποὺ γίνεται εἰς τὸν ὄγκον V_1 σώματος, π. χ. ἑνὸς ὀρθογωνίου παραλληλεπιπέδου, μήκους M_1, πλάτους Π_1 καὶ ὕψους Y_1, εὑρίσκομεν ὅτι ὁ ὄγκος V_2 ποὺ θὰ λάβη τὸ σῶμα τοῦτο, ὅταν ἡ θερμοκρασία του ἀνέλθη κατὰ Θ° C, θὰ εἶναι:

$$V_2 = M_1(1+\alpha\Theta)\;\Pi_1(1+\alpha\Theta) \,.\, Y_1(1+\alpha\Theta) = V_1(1+3\alpha\Theta+3\alpha^2\Theta^2+\alpha^3\Theta^3).$$

Καὶ ἂν παραλείψωμεν ὡς ἀσημάντους ποσότητας τὰς $3\alpha^2\Theta^2$ καὶ $\alpha^3\Theta^3$, θὰ ἔχωμεν:

$$V_2 = V_1(1+3\alpha\Theta) = V_1(1+\gamma\Theta) \qquad (98'')$$

ὁπόθεν προκύπτει ὅτι ὁ συντελεστὴς κυβικῆς διαστολῆς ***γ*** εἶναι ἴσος κατὰ μεγάλην προσέγγισιν πρὸς τὸ τριπλάσιον τοῦ συντελεστοῦ τῆς γραμμικῆς διαστολῆς.

Λόγῳ τῆς κατ' ὄγκον διαστολῆς σώματος ἐπέρχεται μεταβολὴ τοῦ εἰδικοῦ βάρους αὐτοῦ. Ἂν εἶναι s_1, τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ σώματος, ὅταν ὁ ὄγκος του εἶναι V_1 καὶ s_2 ὅταν ὁ ὄγκος του γίνη $V_2[=V_1(1+\gamma\Theta)]$, ἐπειδὴ τὸ βάρος B τοῦ σώματος μένει τὸ αὐτό, ὅταν τοῦτο θερμαίνεται, θὰ ἔχωμεν:

$$B = V_1 s_1 = V_2 s_2 = V_1(1+\gamma\Theta).s_2$$

ὁπόθεν λαμβάνομεν:

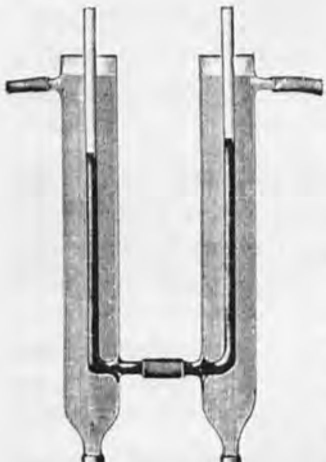
$$s_2 = \frac{s_1}{1+\gamma\Theta} \qquad (99)$$

Σημείωσις. *Ὁ συντελεστὴς διαστολῆς ἑνὸς στερεοῦ δὲν ἔχει τὴν αὐτὴν τιμὴν εἰς τὰ διάφορα ὕψη τῆς θερμοκρασίας. Παρατηρεῖται ὅτι ἔχει μικροτέραν τιμὴν εἰς περιοχὰς χαμηλῆς θερμοκρασίας καὶ μεγαλυτέραν εἰς ὑψηλοτέρας θερ-*

μοκρασίας. Ἕνεκα τούτου ἡ διαστολὴ τῶν στερεῶν δὲν εἶναι τελείως κανονικὴ θεωρουμένη μεταξὺ θερμοκρασιῶν ποὺ ἔχουν ὅρια, ἀπέχοντα πολὺ ἀπ' ἀλλήλων.

ια) Διαστολὴ τῶν ὑγρῶν. Ἡ (μόνον κυβική) διαστολὴ ὑγρῶν σωμάτων εἶναι κατὰ κανόνα ὀλιγώτερον κανονικὴ τῆς διαστολῆς στερεῶν. Ἔχουν δηλαδὴ τὰ ὑγρὰ συντελεστὰς διαστολῆς, ποὺ ὄχι μόνον εἶναι διάφοροι εἰς τὰ διάφορα ὑγρά, ἀλλὰ καὶ εἰς τὸ αὐτὸ ὑγρὸν μεταβάλλονται εἰς τὰ διάφορα ὕψη τῆς θερμοκρασίας περισσότερον ἀπ' ὅ,τι μεταβάλλονται εἰς τὰ στερεά.

Ἐπὶ πλέον ἡ διαστολὴ τῶν ὑγρῶν εἶναι μεγαλυτέρα τῆς τῶν στερεῶν καὶ διὰ τοῦτο παρατηρεῖται μεταβολὴ τοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ, ποὺ περιέχεται εἰς δοχεῖον, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία. Ἡ παρατηρουμένη εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν μεταβολὴ τοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἡ ἐπὶ πλέον διαφορὰ τῆς πραγματικῆς διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ ἀπὸ τὴν διαστολὴν τοῦ δοχείου, εἰς τὸ ὁποῖον περιέχεται. Ἡ διαφορὰ αὐτή, ποὺ εἰς τὰ ὑδραργυρικὰ καὶ οἰνοπνευματικὰ θερμόμετρα παρέχει τὰς ἐνδείξεις τῆς θερμοκρασίας, μᾶς δίδει μόνον τὴν ***φαινομενικὴν*** διαστολὴν τοῦ ὑγροῦ. Ἡ ***πραγματικὴ*** διαστολὴ τοῦ ὑγροῦ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς φαινομενικῆς του κατὰ τὴν διαστολὴν τοῦ δοχείου.



Σχ. 6. Μέτρησις τοῦ συντελεστοῦ τῆς πραγματικῆς διαστολῆς ὑγροῦ

Ὁ συντελεστὴς τῆς πραγματικῆς διαστολῆς ὑγροῦ μπορεῖ νὰ καθορισθῇ μὲ χρησιμοποίησιν δύο συγκοινωνούντων σωλήνων (σχ. 6). Χύνομεν εἰς τοὺς σωλῆνας αὐτοὺς ὑγρόν, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ προσδιορίσωμεν τὸν συντελεστὴν διαστολῆς **γ** καὶ περιβάλλομεν χωριστὰ καθένα ἀπὸ τοὺς σωλῆνας μὲ ἄλλον εὐρύτερον, εἰς τὸν ὁποῖον κυκλοφορεῖ ὑγρὸν ὡρισμένης γνωστῆς θερμοκρασίας. Ἂν ἔτσι τὸ ἓν τῶν συγκοινωνούντων σκελῶν κρατεῖται εἰς θερμοκρασίαν 0°C καὶ τὸ ἄλλο εἰς Θ°C, τὸ ὑγρὸν δὲν θὰ ἔχῃ τὸ αὐτὸ εἰδικὸν βάρος καὶ εἰς τὰ δύο σκέλη καὶ κατὰ συνέπειαν τὰ ὕψη αὐτοῦ εἰς τὰ δύο σκέλη h_0 καὶ h_θ θὰ εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογα τῶν εἰδικῶν βαρῶν s_0 καὶ s_θ (§16, γ) Ἤτοι θὰ ἔχωμεν: $h_0 : h_\theta = s_\theta : s_0$ ἢ $h_0 . s_0 = h_\theta . s_\theta$ ἀλλὰ σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (99) εἶναι:

$$s_\theta = \frac{s_0}{1+\gamma\Theta} \quad \text{καὶ συνεπῶς}$$

$$h_0 s_0 = h_\theta \frac{s_0}{1+\gamma\Theta} \qquad \text{καὶ} \quad h_0 = \frac{h_\theta}{1+\gamma\Theta}$$

ὅθεν προκύπτει διὰ τὸν συντελεστὴν πραγματικῆς διαστολῆς τοῦ ὑγροῦ ἡ τιμή:

$$\gamma = \frac{h_\theta - h_0}{h_0 . \Theta} \tag{100}$$

Πίναξ VI. Συντελεσταὶ διαστολῆς ὑγρῶν εἰς θερμοκρασίας μεταξὺ 0°C καὶ 100°C

Εἶδος ὑγροῦ	Συντ. διαστολῆς	Εἶδος ὑγροῦ	Συντ. διαστολῆς
Αἰθὴρ	0,001997	Πετρέλαιον	0,001039
Οἰνόπνευμα	0,001041	Γλυκερίνη	0,000581
Βενζόλιον	0,001385	Ὑδράργυρος	0,000182

ιβ) *Ἀνώμαλος διαστολὴ τοῦ ὕδατος.* Κατ' ἐξαίρεσιν ἀπὸ τὸν γενικὸν κανόνα τὸ ὕδωρ παρουσιάζει τὴν μεγίστην του πυκνότητα εἰς τὴν θερμοκρασίαν 4° C. Πέραν τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς τὸ ὕδωρ **διαστέλλεται** ὄχι μόνον ὅταν θερμαίνεται, ἀλλὰ ἀκόμη καὶ ὅταν ψύχεται κάτω ἀπὸ τοὺς 4° C. Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο συνάγεται καὶ ἀπὸ τὸ ἑπόμενον πείραμα:

Σχ. 7. Πείραμα ἀποδείξεως ὅτι τὸ ὕδωρ ἔχει τὴν μεγίστην πυκνότητά του εἰς τοὺς 4°C.

Γεμίζομεν μὲ ὕδωρ θερμοκρασίας 0°C κυλινδρικὸν δοχεῖον (σχ. 7) καὶ βυθίζομεν εἰς αὐτὸ δύο θερμόμετρα, τὸ ἓν μέχρι τοῦ πυθμένος τοῦ δοχείου καὶ τὸ ἄλλο εἰς τὰ ἀνώτερα στρώματα τοῦ ὕδατος. Στὴν ἀρχὴ καὶ τὰ δύο θερμόμετρα δείχνουν τὴν θερμοκρασίαν 0° C. Ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος ἀρχίζῃ νὰ ἀνέρχεται πρὸς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ δωματίου, ὅπου ἐκτελοῦμεν τὸ πείραμα, παρατηροῦμεν ὅτι μέχρι τῆς θερμοκρασίας 4° C ἀνέρχεται ταχύτερον ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμομέτρου τοῦ πυθμένος, ἐνῶ τὸ ἄλλο δείχνει ἀνεπαίσθητον αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας του. Πέραν τῆς θερμοκρασίας τῶν 4° C τὸ θερμόμετρον τοῦ πυθμένος δείχνει ἀνεπαίσθητον περαιτέρω ὕψωσιν, ἐνῶ τὸ θερμόμετρον τῶν ἄνω στρωμάτων ἀνέρχεται τώρα ταχέως πρὸς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ δωματίου.

Ἡ ἐξήγησις τοῦ φαινομένου τούτου εἶναι εὔκολος, ἂν σκεφθῶμεν ὅτι τὸ ὕδωρ τῶν ἀνωτέρων στρωμάτων, ὅταν θερμαίνεται ἄνω τῶν 0° C, συστέλλεται καὶ γίνεται πυκνότερον. Ἕνεκα τούτου κατέρχεται πρὸς τὸν πυθμένα καὶ ἀναγκάζει τὸ ὕδωρ αὐτοῦ τῆς θερμοκρασίας 0° νὰ ἀνέρχεται πρὸς τὴν ἀνωτέραν ἐπιφάνειαν. Αὐτὸ γίνεται μέχρις ὅτου καταλάβει τὸν πυθμένα ὕδωρ 4° C. Ἄνω τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς τὸ ὕδωρ εἶναι εἰδικῶς ἀραιότερον καὶ ἑπομένως παραμένει εἰς τὰ ἀνώτερα στρώματα καὶ προκαλεῖ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ θερμομέτρου, ποὺ βυθίζεται εἰς αὐτά. Ὥστε ὄχι μόνον ὅταν θερμαίνεται ἄνω τῶν 4°C, ἀλλὰ καὶ ὅταν ψύχεται ἀπὸ 4° C μέχρι 0° C, τὸ ὕδωρ διαστέλλεται.

Εἰς τὸν ἑπόμενον πίνακα παρέχονται τιμαὶ τοῦ εἰδικοῦ βάρους καὶ τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου, (τ. ἔ. τοῦ ὄγκου, ποὺ καταλαμβάνει ἡ μονὰς μάζης), ποὺ μαρτυροῦν τὴν ἰδιόρρυθμον ὡς ἄνω συμπεριφορὰν τοῦ ὕδατος ἐν σχέσει πρὸς τὴν θερμοκρασίαν του.

Πίναξ VII. Εἰδ. βάρη καὶ εἰδ. ὄγκοι ὕδατος εἰς διαφόρους θερμοκρασίας

Θερμοκρασία	Εἰδ. Βάρος εἰς gr/cm³	Εἰδ. ὄγκος εἰς cm³/gr	Θερμοκρασία	Εἰδ. βάρος εἰς gr/cm³	Εἰδ. ὄγκος εἰς cm³/gr
0° C	0,999874	1,000127	8° C	0,999881	1,000119
2°	0,999970	1,000030	10°	0,999736	1,000265
4°	1	1	50°	0,988[illegible]3	1,01201
6°	0,999970	1,000030	100°	0,95863	1,04315

ιγ) Διαστολὴ τῶν ἀερίων. Ἐνῶ, ὅπως εἴδαμε, τὰ στερεὰ καὶ ὑγρὰ διαστέλλονται ἕκαστον διαφορετικὰ ἀπὸ τὸ ἄλλο καὶ μὲ συντελεστὴν διαστολῆς διάφορον εἰς τὰ διάφορα ὕψη τῆς θερμοκρασίας, ***τὰ ἀέρια ἔχουν ὅλα τὸν αὐτὸν συντελεστὴν διαστολῆς***. Τὴν διαπίστωσιν αὐτὴν τὴν ἔκαμε τὸ 1802 ὁ Gay Lussac.

Πολὺ πρὸ τοῦ Gay Lussac ὁ Amontons (1663—1705) τῆς Ἀκαδημίας τῶν Παρισίων ἔκαμε χρῆσιν τῆς διαπιστώσεως ταύτης εἰς τὴν ἐπινόησιν ἀερικοῦ θερμομέτρου.

Ὁ κοινὸς συντελεστὴς διαστολῆς ὅλων τῶν ἀερίων εὑρίσκεται ὅτι εἶναι:

$$\gamma = \frac{1}{273} = 0{,}003663 \ [\text{grad}^{-1}]$$

Ἐπομένως, ἂν εἶναι V_0 ὁ ὄγκος μιᾶς ὡρισμένης ποσότητος ἀερίου εἰς 0° C καὶ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία του εἰς Θ° C, θὰ αὐξηθῇ οὗτος εἰς V_θ καὶ θὰ εἶναι:

$$V_\theta = V_0\,(1 + \gamma\Theta) \qquad (101)$$

Τοῦτο συμβαίνει, ὅταν τὸ θερμαινόμενον ἀέριον εὑρίσκεται ὑπὸ σταθερὰν (ἀμετάβλητον) πίεσιν, ἤ, ὅπως λέμε, ἡ προκαλουμένη διὰ τῆς θερμάνσεως μεταβολὴ εἶναι ***ἰσοβαρής***. Ἂν ὅμως τὸ ἀέριον εἶναι κλεισμένον εἰς δοχεῖον, ποὺ δὲν ἐπιτρέπει μεταβολὴν τοῦ ὄγκου του καὶ συνεπῶς ἡ θέρμανσις τοῦ ἀερίου γίνεται ὑπὸ σταθερὸν (ἀμετάβλητον) ὄγκον αὐτοῦ ἤ, ὅπως λέμε, ἐπιβάλλωμεν εἰς τὸ ἀέριον ***ἰσόχωρον*** μεταβολήν, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ αὔξησις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου ἐπιφέρει αὔξησιν τῆς πιέσεως αὐτοῦ. Ὀνομάζομεν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν (τῆς ἰσοχώρου μεταβολῆς) κατ' ἀντιστοιχίαν πρὸς τὴν προηγηθεῖσαν (τῆς ἰσοβαροῦς μεταβολῆς) ***θερμικὸν συντελεστὴν μεταβολῆς τῆς πιέσεως*** (δ) ***τὴν μεταβολήν, ποὺ πάσχει ἡ μονὰς τῆς πιέσεως ἀερίου, ὅταν ἡ θερμοκρασία του μεταβάλλεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον κατὰ*** 1° C. Ἔτσι, ἂν εἶναι p_0 ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου καὶ αὐξηθῇ ἡ θερμοκρασία του (ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον) κατὰ Θ° C, ἡ αὔξησις τῆς πιέσεως θὰ εἶναι: $\Delta p = \delta p_0 \Theta$

καὶ συνεπῶς ἡ νέα τιμὴ τῆς πιέσεως p_θ θὰ εἶναι:

$$p_\theta = p_0 + \delta p_0 \Theta = p_0 (1 + \delta\Theta) \qquad (102)$$

Ἐκ τῶν σχετικῶν πειραματικῶν μετρήσεων διαπιστώνεται ὅτι καὶ ὁ συντελεστὴς μεταβολῆς τῆς πιέσεως (δ) εἶναι δι' ὅλα τὰ ἀέρια ὁ αὐτὸς καὶ ἔχει τὴν αὐτὴν τιμὴν ($\delta = \frac{1}{273} = 0{,}003663$) μὲ τὸν συντελεστὴν διαστολῆς αὐτῶν.

Σημείωσις. *Ἡ σύμπτωσις τῶν τιμῶν τῶν δύο ὡς ἄνω συντελεστῶν (γ καὶ δ) εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ ἀρχικὴ πίεσις τοῦ ἀερίου.*

ιδ) Συνδυασμὸς τῶν νόμων Boyle-Mariotte ***καὶ*** Gay Lussac. Εἴδαμε ὅτι, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία μιᾶς ποσότητος ἀερίου μπορεῖ νὰ μεταβάλλεται, ἢ ὁ ὄγκος (ἰσοβαρὴς μεταβολὴ) ἢ ἡ πίεσις (ἰσόχωρος μεταβολὴ) τοῦ ἀερίου (Νόμος Gay Lussac). Γνωρίζομεν ἐξ ἄλλου ὅτι, ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι σταθερὰ (ἰσόθερμος μεταβολή), ὁ ὄγκος ποὺ καταλαμβάνει μία ὡρισμένη ποσότης ἀερίου μεταβάλλεται κατὰ λόγον ἀντίστροφον τῆς πιέσεως αὐτοῦ (Νόμος Boyle —Mariotte, § 19, στ).

Ἐκ τούτων συνάγομεν ὅτι μεταξὺ τῶν τριῶν μεγεθῶν, ἤτοι τῆς θερμοκρασίας Θ, τῆς πιέσεως p καὶ τοῦ ὄγκου V, ποὺ χαρακτηρίζουν τὴν κατάστασιν τοῦ ἀερίου, πρέπει νὰ ὑφίσταται ὡρισμένη σχέσις. Πρὸς εὕρεσιν τῆς σχέσεως ταύτης θεωροῦμεν μίαν ὡρισμένην ποσότητα ἀερίου, ποὺ ἀπὸ μίαν ἀρχικὴν κατάστασιν Α, εἰς τὴν ὁποίαν ἔχει ὄγκον V_0, ὑπὸ πίεσιν p_0 καὶ θερμοκρασίαν 0^0 C, μεταπίπτει εἰς ἄλλην κατάστασιν Β, εἰς τὴν ὁποίαν καταλαμβάνει ὄγκον V_θ ὑπὸ πίεσιν p_θ καὶ θερμοκρασίαν Θ^0 C. Προκειμένου νὰ καθορίσωμεν τὴν σχέσιν ποὺ συνδέει τὰ χαρακτηριστικὰ μεγέθη V_0, p_0, 0^0 τῆς καταστάσεως Α μὲ τὰ V_θ, p_θ, Θ^0 τῆς καταστάσεως Β, φανταζόμεθα μίαν ἐνδιάμεσον κατάστασιν Μ, εἰς τὴν ὁποίαν μεταπίπτει τὸ ἀέριον, ἐὰν θερμανθῇ ἀπὸ 0^0 εἰς Θ^0 C ἰσοβαρῶς (δηλαδὴ μὲ διατηρουμένην σταθερὰν πίεσιν p_0)· τότε κατὰ τὸν νόμον τοῦ Gay Lussac ὁ ὄγκος του γίνεται $V'=V_0\,(1+\gamma\Theta)$. Ἀπὸ τὴν κατάστασιν αὐτὴν Μ (V', p_0, Θ^0) τὸ ἀέριον μεταπίπτει εἰς τὴν κατάστασιν Β (V_θ, p_θ, Θ^0) μὲ ἰσόθερμον μεταβολὴν (δηλ. ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν Θ^0) καὶ κατὰ τὸν νόμον Boyle-Mariotte εἶναι:

$$p_0 V' = p_\theta\, V_\theta \quad \text{ὅθεν:}\quad p_0 V_0\,(1+\gamma\Theta) = p_\theta\,.\,V_\theta \quad \text{ἢ}\quad p_0 V_0 = \frac{p_\theta\, V_\theta}{1+\gamma\Theta} \qquad (103)$$

Ἡ σχέσις αὐτὴ καλεῖται ***ἐξίσωσις καταστάσεως τοῦ ἀερίου***. Ἰσχύει διὰ διαφόρους καταστάσεις μιᾶς καὶ τῆς αὐτῆς ποσότητος τυχόντος ἀερίου, δυναμένου νὰ μεταβάλλῃ τὸν ὄγκον καὶ τὴν πίεσιν αὐτοῦ, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία του.

Διὰ τυχοῦσαν κατάστασιν τῆς θεωρουμένης ποσότητος ἀερίου, χαρακτηριζομένην ἀπὸ τὰ μεγέθη V_i, p_i, Θ_i^0, (ὅπου ὁ δείκτης i σημαίνει οἱασδήποτε ἀντιστοίχους τιμὰς τῶν ἐπισημαινομένων μεγεθῶν), θὰ ἔχωμεν:

$$\frac{p_i\ V_i}{1+\gamma\,\Theta_i} = p_0 V_0 = \text{σταθερόν.} \qquad (104)$$

ιε) Ἀπόλυτος θερμοκρασία. Ἂν εἰς τὴν σχέσιν (103) θέσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ συντελεστοῦ διαστολῆς τῶν ἀερίων ($\gamma=1/273$) λαμβάνομεν:

$$p_\theta\, V_\theta = p_0\, V_0 \left(1+\frac{\Theta}{273}\right) = p_0\,.\,V_0 \left(\frac{273+\Theta}{273}\right) \qquad (105)$$

Ἂν παραστήσωμεν τώρα τὴν θερμοκρασίαν 273+Θ μὲ Τ θὰ ἔχωμεν μίαν νέαν τιμὴν τῆς θερμοκρασίας, ἡ ὁποία ἐκφράζεται (ὅπως καὶ ἡ Θ) εἰς βαθμοὺς ἑκατονταβαθμίου θερμομέτρου, τὸ ὁποῖον ὅμως ἔχει τὸ μηδὲν τῆς κλίμακός του 273 βαθμοὺς χαμηλότερον τῆς θερμοκρασίας τοῦ τηκομένου πάγου. Τὴν ἔτσι ἐκφραζομένην θερμοκρασίαν τὴν καλοῦμεν ***ἀπόλυτον*** καὶ τὴν ἀφετηρίαν αὐτῆς ***θερμοκρασίαν ἀπολύτου μηδενός***. Ἔτσι ἡ θερμοκρασία τοῦ τηκομένου πάγου ἐκφράζεται μὲ $T_0 = 273^0$ ***ἀπολύτου θερμοκρασίας***. Συντομώτερον ἐκφράζομεν τὴν θερμοκρασίαν ταύτην μὲ 273 ***βαθμοὺς*** Kelvin καὶ τὴν σημειώνομεν μὲ $T_0 (= 273^0$ K). Μὲ τὴν χρησιμοποίησιν ὅμως τῆς ἐννοίας τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας ἡ ἀνωτέρω ἐξίσωσις καταστάσεως ἀερίου λαμβάνει τὴν ἁπλουστέραν μορφήν :

$$p_T V_T = p_{T_0} V_{T_0} \frac{T}{T_0} \quad \text{ἢ} \quad \frac{p_T V_T}{T} = \frac{p_{T_0} V_{T_0}}{T_0} = \text{σταθερ.} \qquad (105)$$

ἡ ὁποία μᾶς λέγει :

Διὰ μίαν ὡρισμένην ποσότητα ἀερίου τὸ γινόμενον τῆς πιέσεως ἐπὶ τὸν ὄγκον τοῦ ἀερίου διὰ τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας αὐτοῦ εἶναι σταθερὰ ποσότης.

Μὲ τὴν ἔννοιαν τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας ἁπλοποιεῖται ἡ διατύπωσις τοῦ νόμου Boyle καὶ Gay Lussac. Ὡς τόσο δὲν ξερομε τίποτα διὰ τὴν κατάστασιν τοῦ σωματος εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενός, ἀφοῦ δὲν μπορoῦμε νὰ φθάσωμεν εἰς αὐτὴν (πβλ. § 33 ιε΄), ὅσον καὶ ἂν τὴν πλησιάζωμεν. Ἂν μπορούσαμε νὰ ἐφαρμόσωμεν τὸν νόμον τοῦ Boyle καὶ Gay Lusssac εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς ($T = 0$), θὰ ἐφθάναμεν εἰς κατάστασιν ἀερίου, ἐκφραζομένην ἀπὸ τὴν ἀκατανόητον ἐξίσωσιν $(p.V)_{T=0} = 0$, ποὺ μᾶς λέει ὅτι εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς οἱαδήποτε ποσότης ἀερίου θὰ εἶχε εἴτε ὄγκον εἴτε πίεσιν ἴσην μὲ μηδέν.

Γνωρίζομεν ὅμως ὅτι κάθε ἀέριον (ἄλλο εὐκολώτερον καὶ ἄλλο δυσκολώτερον) ὑφίσταται τελικῶς ὑγροποίησιν καὶ περαιτέρω στεροποίησιν, ὅταν ὑποβάλλεται εἰς ψύξιν ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον μεγαλυτέραν. Εἶναι συνεπῶς εὔλογον νὰ συμπεράνωμεν ὅτι εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς δὲν ὑφίσταται ἀερία κατάστασις τῆς ὕλης καὶ ἔτσι μπορεῖ νὰ ἑρμηνευθῆ ἡ ἐξίσωσις $(p.V)_{T=0} = 0$.

Ἐξ ἄλλου ὁ νόμος Boyle καὶ Guy Lussac εἶναι ἕνας ***νόμος προσεγγίσεως***, νόμος δηλαδὴ ποὺ ἰσχύει εἰς τὰ πραγματικὰ ἀέρια ὄχι ἀκριβῶς, ἀλλὰ μὲ προσέγγισιν τόσον μεγαλυτέραν ὅσον περισσότερον ἀπέχουν ἀπὸ τὰς συνθήκας ὑγροποιήσεώς των. Αὐστηρὰ ἐφαρμογὴ τοῦ νόμου δὲν μπορεῖ νὰ γίνη εἰς κανὲν πραγματικὸν ἀέριον καὶ τοῦτο ἐκφράζομεν λέγοντες ὅτι ὁ νόμος αὐτὸς ἰσχύει μόνον δι' ***ἰδανικὰ ἢ τέλεια*** ἀέρια. Κάθε πραγματικὸν ἀέριον πλησιάζει τὰς ἰδιότητας ἑνὸς ἰδανικοῦ ἀερίου τόσον περισσότερον, ὅσον μικροτέρα γίνεται ἡ πίεσις αὐτοῦ, διότι τότε γίνονται περισσότερον ἀσήμαντοι αἱ μεταξὺ τῶν μορίων τῶν ἀερίων ἐξασκούμεναι δυνάμεις.

ιστ΄) Σταθερὰ τῶν ἀερίων. Διὰ κάθε ἀέριον ἡ τιμὴ τῆς σχέσεως $\frac{p.V}{T}$ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὸ εἶδος τοῦ ἀερίου καὶ τὴν ποσότητα αὐτοῦ. Μποροῦμε ὡς ποσότητα νὰ λαμβάνωμεν 1 gr. τοῦ ἀερίου καὶ νὰ ἐκφράζωμεν τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου εἰς [dyn/cm²] καὶ τὸν ὄγκον του εἰς [cm³]. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὑπολογίζομεν εὐκόλως τὴν σταθερὰν τιμὴν τῆς σχέσεως $\frac{p\,V}{T}$ δι' ἕκαστον ἀέριον. Προκειμένου π. χ. δι' ἀέρα, ξέρομε ὅτι 1 gr. αὐτοῦ ὑπὸ κανονικὰς συνθήκας, δηλ. ὑπὸ θερμοκρασίαν $T_0 = 0^0$C ἢ 273° K καὶ πίεσιν $p_0=760$ [mm Hg] ἢ 76 . 13,6 . 981 [dyn/cm²] καταλαμβάνει ὄγκον $V_0=\frac{1\ [gr.]}{0{,}001293\ [gr/cm^3]}=\frac{1000}{1{,}293}$ [cm³], ἀφοῦ ὑπὸ τὰς ὡς ἄνω συνθήκας 1 [cm³] ἀέρος περιέχει μᾶζαν 0,001293 [gr], τ. ἔ. ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος εἶναι 0,001293 [gr/cm³].

Εἶναι λοιπὸν εἰς τὴν περίπτωσιν 1 [gr] ἀέρος:

$$\frac{p_0V_0}{T_0}=\frac{76.13{,}6.981[dyn/cm^2].1000/1{,}293[cm^3/gr]}{273\ [grad]}=2{,}871.10^6\ [erg/grad.gr]$$

Δι' ὀξυγόνον: $\frac{p_0\,V_0}{T_0}=\frac{76\ .\ 13{,}6\ .\ 981\ .\ 1000}{1{,}43\ .\ 273}=2{,}598.\ 10^6\ [erg/grad.gr]$

» ἄζωτον » $=\frac{76\ .\ 13{,}6\ .\ 981\ .\ 1000}{1{,}25\ .\ 273}=2{,}967\ .\ 10^6$ »

» ὑδρογόνον » $=\frac{76\ .\ 13{,}6\ .\ 981\ .\ 1000}{0{,}09\ .\ 273}=41{,}25\ .\ 10^6$ »

Ἑκάστην τῶν τιμῶν τούτων τῆς σχέσεως pV/T τὴν ὀνομάζομεν **εἰδικὴν σταθερὰν τοῦ ἀερίου**, εἰς τὸ ὁποῖον ἀναφέρεται. Προκειμένου νὰ καθορισθῇ ἡ τιμὴ τῆς σχέσεως pV/T διὰ ποσότητα ἀερίου m γραμμαρίων, εἶναι εὐνόητον ὅτι πρέπει νὰ ληφθῇ m φορὰς ἡ εἰδικὴ σταθερὰ τοῦ ἀερίου. Ἔτσι π. χ. διὰ m gr. ὑδρογόνου θὰ εἶναι: $\frac{p.V}{T}=41{,}25\ .\ 10^6\ .\ m$ [erg/grad].

Ἰδιαζόντως ἁπλῆν μορφὴν λαμβάνει ἡ ἐξίσωσις καταστάσεως ἀερίου, ἂν διὰ κάθε ἀέριον θεωρῆται ποσότης ἀνερχομένη εἰς τόσα γραμμάρια μάζης, ὅσα ἐκφράζει ὁ ἀριθμός, ποὺ παρέχει τὸ μοριακὸν βάρος τοῦ ἀερίου· τὴν ποσότητα αὐτὴν τὴν ὀνομάζομεν **γραμμομόριον** τοῦ ἀερίου καὶ τὴν παριστάνομεν μὲ τὸ διεθνὲς σύμβολον mol. Ἔτσι 1 mol ὑδρογόνου εἶναι 2,016 gr αὐτοῦ, 1 mol ὀξυγόνου ἔχει μᾶζαν 32 gr, κλπ.

Ἂν πολ]σωμεν τὴν ἀνωτέρω εἰδικὴν σταθερὰν ἑνὸς ἀερίου ἐπὶ τὸ μοριακὸν βάρος αὐτοῦ, δηλ. ὑπολογίσωμεν τὴν τιμὴν τοῦ $p.V/T$ δι' 1 mol τοῦ ἀερίου, εὑρίσκομεν πάντοτε τὸ αὐτὸ ἐξαγόμενον· ἤτοι εἰς τὰς ληφθείσας ὡς ἄνω μονάδας τὸ ποσὸν $8{,}313.10^7$ [erg/grad.mol]. Ἔτσι εὑρίσκεται π.χ. διὰ τὸ ὀξυγόνον $2{,}598\ .\ 10^6\ .\ 32=8{,}312\ .\ 10^7$, διὰ τὸ ἄζωτον $2{,}967\ .\ 10^6\ .\ 28{,}02=8{,}314\ .\ 10^7$, διὰ τὸ ὑδρογόνον $41{,}25\ .\ 10^6\ .\ 2{,}016=8.316\ .\ 10^7$ κ.ο.κ.

Τὸ ἑνιαῖον τοῦτο δι' ὅλα τὰ ἀέρια ποσὸν τὸ ὀνομάζομεν **παγκοσμίαν σταθερὰν τῶν ἀερίων** καὶ τὸ παριστάνομεν διεθνῶς μὲ R.

Μὲ τὴν εἰσαγωγὴν τοῦ μεγέθους τούτου ἡ ἐξίσωσις καταστάσεως οἱουδήποτε ἀερίου, λαμβανομένου εἰς ποσότητα ἴσην μὲ 1 mol αὐτοῦ, λαμβάνει τὴν ἁπλῆν μορφήν:

$$\frac{p\ .\ V}{T}=R=8{,}313\ .\ 10^7\left[\frac{erg}{grad\ .\ mol}\right]=8{,}313\left[\frac{Joule}{grad\ .\ mol}\right] \qquad (107)$$

τὴν ὁποίαν χαρακτηρίζομεν ὡς **γενικὴν ἐξίσωσιν καταστάσεως τῶν ἀερίων**.

Εἰς τὴν περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ποσὸν τοῦ θεωρουμένου ἀερίου εἶναι ν γραμμομόρια, ἡ ἐξίσωσις καταστάσεως τοῦ ἀερίου θὰ εἶναι:

$$\frac{p \, . \, V}{T} = R \, . \, \nu \qquad (108)$$

καὶ καλεῖται ***ἐξίσωσις τοῦ*** Clapeyron.

ιζ') Νόμος τοῦ Avogadro. Μὲ τὴν γενικὴν ἐξίσωσιν καταστάσεως τῶν ἀερίων μποροῦμε νὰ ὑπολογίσωμεν τὸν ὄγκον V_0, τὸν ὁποῖον καταλαμβάνει ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C ($T_0 = 273^0$ K) καὶ πίεσιν $p_0 (= 1033.981$ dyn/cm²) 1 γραμμομόριον οἱουδήποτε ἀερίου. Τὸν ἑνιαῖον τοῦτον δι' ὅλα τὰ ἀέρια ὄγκον τὸν ὀνομάζομεν ***μοριακὸν ὄγκον*** τῶν ἀερίων. Ἡ τιμὴ αὐτοῦ εὑρίσκεται ὅτι εἶναι :

$$V_0 = \frac{R \, . \, T_0}{p_0} = \frac{8{,}313 . 10^7 \text{ (erg/grad. mol) . 273 (grad)}}{1033 \, . \, 981 \text{ (dyn/cm}^2)} = 22{,}41 \text{ [λίτρ/mol]}$$

Εἰς τὴν αὐτὴν τιμὴν τοῦ μοριακοῦ ὄγκου οἱουδήποτε ἀερίου φθάνομεν, ἂν διαιρέσωμεν τὸ μοριακὸν βάρος M ἀερίου διὰ τοῦ εἰδικοῦ βάρους **σ** αὐτοῦ. Ἔτσι εὑρίσκομεν π. χ. δι' ὑδρογόνον

$$V_0 = \frac{2{,}016 \text{ [gr*/mol]}}{0{,}08987 \text{(gr*/l)}} = 22{,}4 \text{ [l/mol]} \qquad (109)$$

Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο, ὅτι δηλ. ὁ ὄγκος, ποὺ ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως καταλαμβάνει 1 γραμμομόριον οἱουδήποτε ἀερίου εἶναι ὁ αὐτὸς ἀνεξαρτήτως τῆς φύσεως τοῦ ἀερίου, καθίσταται εὐνόητον, ἂν δεχθῶμεν ὅτι εἰς ἕνα ὡρισμένον ὄγκον ἀερίου περιέχεται πάντοτε ὁ αὐτὸς ἀριθμὸς μορίων ἀνεξαρτήτως τοῦ εἴδους τοῦ ἀερίου.

Τὴν ὑπόθεσιν ταύτην ἐξέφρασε πρῶτος ὁ Avogadro τὸ 1811 διὰ νὰ ἑρμηνεύσῃ τὴν ἐξαιρετικὴν ἁπλότητα τῶν νόμων, ποὺ διέπουν τὰς χημικὰς ἀντιδράσεις ἀερίων σωμάτων. Ἀργότερον ἡ ὑπόθεσις αὕτη ἀπετέλεσε τὴν βάσιν, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἐστηρίχθη ἡ ἑρμηνεία τῶν σχετικῶν πειραματικῶν διαπιστώσεων καὶ ὡς ἐκ τούτου προσέλαβε τὴν ἰσχὺν νόμου, ποὺ διατυπώνεται συνήθως ὡς ἑξῆς :

Εἰς ἴσους ὄγκους διαφόρων ἀερίων περιέχεται ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως ὁ αὐτὸς ἀριθμὸς μορίων.

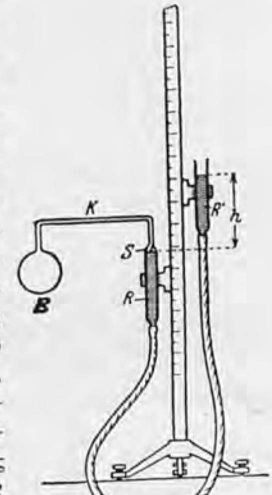
Ἀπὸ τὸν νόμον αὐτὸν προκύπτει ὅτι : ***Αἱ πυκνότητες δύο διαφόρων ἀερίων ἔχουν μεταξύ των λόγον ἴσον πρὸς τὸν λόγον τῶν μοριακῶν βαρῶν τῶν ἀερίων.***

Ἔτσι ἑρμηνεύεται πλέον καὶ τὸ ἐξαγόμενον ὅτι ἡ σταθερὰ 1 mol ἀερίου εἶναι ἡ αὐτὴ δι' ὅλα τὰ ἀέρια. (βλέπε πρόβλημα 16).

ιη) Ἀερικὸν θερμόμετρον. Ἀπὸ τὴν ὁμοιομορφίαν τῶν μεταβολῶν, τὰς ὁποίας πάσχουν τὰ ἀέρια κατὰ τὰς μεταβολὰς τῆς θερμοκρασίας των, εἶναι εὐνόητον ὅτι ταῦτα μποροῦν νὰ χρησιμεύσουν πρὸς ἀκριβεστέραν μέτρησιν τῆς θερμοκρασίας. Ὡς τόσο δὲν πρέπει νὰ λησμονῆται ὅτι οἱ παραπάνω ἀναπτυχθέντες νόμοι ἰσχύουν μόνον δι' ἰδανικὰ ἀέρια καὶ ὅτι, προκειμένου περὶ πραγματικῶν ἀερίων, παρατηρεῖται συμμόρφωσις πρὸς τοὺς νόμους τούτους μόνον κατὰ προσέγγισιν, ποὺ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον περισσότερον ἀπέχουν ἀπὸ τὰς συνθήκας ὑγροποιήσεώς των.

Τέτοια πραγματικὰ ἀέρια ὑπὸ τὰς συνήθεις συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως εἶναι ὁ ἀτμοσφαιρικὸς ἀὴρ (ὀξυγόνον καὶ ἄζωτον), περισσότερον τὸ ὑδρογόνον καὶ ἀκόμη περισσότερον τὸ ἥλιον.

Τὸ ἀερικὸν λοιπὸν θερμόμετρον χρησιμοποιεῖ ὡς θερμομετρικὸν σῶμα ἓν ἀπὸ τὰ ἀέρια αὐτά. Ἀποτελεῖται (σχ. 8) ἀπὸ κοίλην ὑαλίνην σφαῖραν B, εἰς τὴν ὁποίαν ἐγκλείεται τὸ ἀέριον καὶ ἀποτελεῖ τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου. Εἰς αὐτὴν προσαρμόζεται ὑάλινος στενὸς σωλὴν εἰς τὸ ἄκρον τοῦ ὁποίου συναρμολογεῖται μακρότερος σωλὴν ἀπὸ σκληρὸν καουτσοὺκ, ποὺ κάμπτεται υοειδῶς. Εἰς τοῦτον περιέχεται ὑδράργυρος, ποὺ εἰς τὸ πρὸς τὴν σφαῖραν σκέλος του φθάνει μέχρι τοῦ ὕψους, ποὺ ὑποδεικνύει ἡ ἀκὶς S. Ἔτσι τὸ ἀέριον περιορίζεται πάντοτε εἰς τὸν ὡρισμένον χῶρον, ποὺ περικλείει ἡ σφαῖρα καὶ ὁ ὑάλινος σωλὴν μέχρι τῆς ἀκίδος. Φέρομεν τὴν ὑαλίνην σφαῖραν πρῶτον εἰς δοχεῖον μὲ τηκόμενον πάγον, ἤτοι εἰς θερμοκρασίαν 0°C, καὶ σημειώνομεν τὸ ὕψος μέχρι τοῦ ὁποίου πρέπει νὰ κρατήσωμεν τὸ ἀνοικτὸν σκέλος R´ τοῦ σωλῆνος, διὰ νὰ φθάνῃ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὸ ἄλλο σκέλος R μέχρι τῆς ἀκίδος S. Ἀπὸ τὴν διαφορὰν τοῦ ὕψους τῶν στηλῶν τοῦ ὑδραργύρου εὑρίσκομεν τὴν πίεσιν p_0 τοῦ ἀερίου εἰς 0°C. Ἔπειτα φέρομεν τὴν σφαῖραν B (δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου) εἰς τὸν χῶρον, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ προσδιορίσωμεν τὴν θερμοκρασίαν Θ° C καὶ ἀνυψώνομεν τὸ σκέλος R´ μέχρις ὅτου ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὸ σκέλος R φθάσῃ εἰς τὴν ἀκίδα S. Ἀπὸ τὴν διαφορὰν ὕψους h τῶν στηλῶν τοῦ ὑδραργύρου εὑρίσκομεν τὴν πίεσιν $p_\theta = p_0\left(1+\frac{\Theta}{273}\right)$ καὶ ἐξ αὐτῆς τὴν ζητουμένην θερμοκρασίαν Θ μὲ τὸν τύπον:



Σχ. 8. *Ἀερικὸν θερμόμετρον*

$$\Theta = \left(273\,\frac{p_\theta - p_0}{p_0}\right)^0 C.$$

Σημείωσις. ***Εἶναι εὐνόητον ὅτι πρέπει νὰ γίνῃ κάποια διόρθωσις, ἐπειδὴ ἡ χωρητικότης τοῦ δοχείου B δὲν παραμένει ἡ αὐτή, ὅταν μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία καὶ συνεπῶς ὁ ὄγκος V_0 τοῦ ἀερίου δὲν εἶναι ἀκριβῶς ὁ αὐτὸς καὶ εἰς τὰς δύο περιπτώσεις. Ἀλλ' ἐπειδὴ ὁ συντελεστὴς διαστολῆς τῆς ὑάλου εἶναι περίπου 175 φορὰς μικρότερος τοῦ συντελεστοῦ διαστολῆς τοῦ ἀερίου, ἡ ἐπιβαλλομένη διόρθωσις εἶναι ἀσήμαντος. Ἂν μάλιστα τὸ δοχεῖον B εἶναι ἀπὸ χαλαζίαν, ποὺ ἔχει συντελεστὴν διαστολῆς ἀκόμη 10 φορὰς μικρότερον τοῦ τῆς ὑάλου, τὸ λάθος ἐκ τῆς παραλείψεως διορθώσεως εἶναι τελείως ἀσήμαντον.***

Προβλήματα.

1) Πόσοι βαθμοὶ Κελσίου (Ρεωμύρου) εἶναι οἱ —13°F; [Ἀπ. —25°C, (—20° R)]

2) Ἡ θερμοκρασία ὑγιοῦς ἀνθρώπου εἶναι περίπου 37°C. Μὲ πόσους βαθμοὺς Φαρενάιτ (Ρεωμύρου) ἐκφράζεται αὐτή; [Ἀπ. 99,6°F, (29,6°R)].

3) Ποίαν μεταβολὴν τοῦ μήκους ὑφίσταται τεμάχιον σιδηροτροχιᾶς, ποὺ εἶναι ἐκτεθειμένον εἰς διακύμανσιν θερμοκρασίας ἀπὸ —30° μέχρι 40°C, ἂν τὸ μῆκος αὐτοῦ εἰς 0°C εἶναι 5 [m]; [Ἀπ. 4,13 (mm)].

4) Ἡ χωρητικότης κοίλης ὑαλίνης σφαίρας εἶναι εἰς 0°C ἴση μὲ V_0=1,5 [l]. Πόση θὰ εἶναι εἰς 100°C; [Ἀπ. V_{100}=1,50397 (l)].

5) Πόσην δύναμιν ἐξασκεῖ κατὰ τὴν διαστολήν της ῥάβδος ἀπὸ χάλυβα μήκους l_0=2 [m] καὶ τομῆς q_0=12 [cm²], ὅταν θερμαίνεται ἀπὸ 0° εἰς 100°C, ἂν ἡ δύναμις

αὔτη εἶναι ἴση μὲ τὴν δύναμιν, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ νὰ ἐπιφέρῃ ἰσόποσον ἐλαστικὴν ἐπιμήκυνσιν ; ['Απ. 24364,8 (Kg*]).

6) Σφαιρικὴ ὑαλίνη φιάλη μὲ τριχοειδῆ λαιμὸν γεμίζεται τελείως μὲ ὑδράργυρον εἰς θερμοκρασίαν 0°C. Ἂν κατόπιν θερμανθῇ ἡ φιάλη μὲ τὸ περιεχόμενόν της μέχρι 100°C, πόσον βάρος B τοῦ ὑδραργύρου θὰ ἐκχυθῇ, δεδομένου ὅτι τὸ βάρος τοῦ περιεχομένου ὑδραργύρου εἰς 0°C εἶναι $B_0=1050$ [gr] καὶ ὅτι ὁ συντελεστὴς (κυβικῆς) διαστολῆς τοῦ Hg εἶναι $\gamma=0,00018$, ἐνῷ ὁ συντελεστὴς γραμμικῆς διαστολῆς τῆς ὑάλου εἶναι $\alpha=0,0000087$;

$$\left(\text{'Απ. } B=\left[\frac{B_0}{13,6}(1+\gamma\Theta)-\frac{B_0}{13,6}(1+3\alpha\Theta)\right]\frac{13,6}{1+\gamma\Theta}=B_0\,.\,\Theta\,\frac{\gamma-3\alpha}{1+\gamma\Theta}\right)$$

7) Ἂν εἰς τὸ προηγούμενον πρόβλημα μετρηθῇ τὸ βάρος B τοῦ ὑδραργύρου ποὺ ἐκχύνεται, ὅταν ἡ θερμοκρασία ὑψωθῇ κατὰ Θ°C, νὰ ὑπολογισθῇ ὁ συντελεστὴς (κυβικῆς) διαστολῆς τοῦ ὑδραργύρου, ἂν δοθοῦν αἱ τιμαὶ τῶν ἄλλων ὡς ἀνωτέρω μεγεθῶν. $\left(\text{'Απ. } \gamma=\frac{B+3\alpha\Theta B_0}{(B_0-B)\Theta}\right)$

8) Πόσον ὄγκον καταλαμβάνουν 100 [gr] ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος ὑπὸ πίεσιν 722 [mm Hg] καὶ θερμοκρασίαν 20°C ; ('Απ. Ἐπειδὴ 1 [l] ἀέρος ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν 760 mm Hg ζυγίζει 1,033 [gr], ὁ ὄγκος τῶν 100 [gr] ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως θὰ εἶναι $V_0=\frac{100}{1,033}$ [l]· συνεπῶς ὁ ζητούμενος ὄγκος εἶναι $V=\frac{293}{273}\cdot\frac{760}{722}\cdot\frac{100}{1,033}=87,374$ [l]).

9) Μία ὡρισμένη ποσότης CO_2 κατέχει ὄγκον 10 [l] ὑπὸ θερμοκρασίαν 25°C καὶ πίεσιν 730 [mm Hg]. Ὑπὸ ποίαν πίεσιν θὰ εὑρίσκεται τὸ ἀέριον τοῦτο, ἂν ὑπὸ θερμοκρασίαν 100°C καταλαμβάνει ὄγκον 12 [l] ; ('Απ. 761,5 [mm Hg]).

10) Διὰ τὸν προσδιορισμὸν τοῦ βάθους λίμνης βυθίζεται μέχρι τοῦ πυθμένος της ὑάλινον κυλινδρικὸν δοχεῖον πλῆρες ἀέρος μὲ τὸ ἀνοικτὸν στόμιόν του πρὸς τὰ κάτω, ὥστε νὰ μὴ δύναται νὰ ἐκφεύγῃ ὁ ἀὴρ ἀπὸ τὸ δοχεῖον. Εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς λίμνης ὁ ἀὴρ τοῦ δοχείου κατέχει ὄγκον 260 [cm³] ὑπὸ θερμοκρασίαν 20°C καὶ πίεσιν 735,294 [mm Hg]. Εἰς τὸν πυθμένα τῆς λίμνης καταγράφεται ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρος περιωρίσθη εἰς 9,4536 [cm³] ὑπὸ θερμοκρασίαν 4°C, ποὺ ἐπικρατεῖ ἐκεῖ. Πόσον εἶναι τὸ βάθος τῆς λίμνης ; ('Απ. Ἀπὸ τὰ δεδομένα τοῦ προβλήματος προκύπτει ὅτι ἡ πίεσις εἰς τὸν πυθμένα τῆς λίμνης ἀνῆλθε εἰς $p=\frac{277\,.\,735,294\,.\,260}{293\,.\,9,4536}$ [mm Hg]. τὴν πίεσιν αὐτὴν ἐπιφέρει στήλη ὕδατος ὕψους (ἴσου μὲ τὸ βάθος τῆς λίμνης) 13,6 φορὰς μεγαλυτέρου· ἐπομένως τὸ βάθος τῆς λίμνης εἶναι $\beta=\frac{277\,.\,735,294\,.\,260}{293\,.\,9,4536}\,.\,13,6=250$ [m]).

11) Πόση εἶναι ἡ πυκνότης S ἀερίου ὑπὸ θερμοκρασίαν Θ°C καὶ πίεσιν p, ἂν ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν p_0 εὑρίσκεται ὅτι εἶναι S_0 ; $\left(\text{'Απ. } S=\frac{p}{p_0}\,\frac{S_0}{1+\gamma\Theta}\right)$

12) Ποῖον τὸ εἰδικὸν βάρος S ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος ὑπὸ θερμοκρασίαν 15°C καὶ πίεσιν 722 [mm Hg], δεδομένου ὅτι τοῦτο ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν 760 [mmHg] εἶναι 0,001293 [gr/cm³]. $\left(\text{'Απ. } S=\frac{722}{760}\cdot\frac{0,001293}{1+15/273}=0,001164\ [\text{gr/cm}^3]\right)$

13) Τὸ ὕψος τῆς ὑδραργυρικῆς στήλης εἰς τὸ ἀνοικτὸν σκέλος τοῦ μανομέτρου ἑνὸς ἀερικοῦ θερμομέτρου (σχ. 8) εἶναι κατὰ 7 [mm] ἀνώτερον τοῦ ὕψους τῆς στήλης εἰς τὸ ἄλλο σκέλος τοῦ μανομέτρου, ὅταν τὸ δοχεῖον τοῦ ἀερικοῦ θερμομέτρου εὑρίσκεται ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις τοῦ γύρω ἀέρος ἀνέρ-

χεται εἰς 715 [mm Hg]. Ἂν φέρωμεν τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου τούτου εἰς τὴν θερμοκρασίαν Τ (ποὺ θέλομεν νὰ μετρήσωμεν) παρατηροῦμεν ὅτι ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου τοῦ θερμομέτρου, περιοριζομένου εἰς τὸν αὐτὸν ὄγκον, εἶναι κατὰ 44 [mm Hg] ἀνωτέρα τῆς πιέσεως τοῦ γύρω ἀέρος, ὁ ὁποῖος δείχνει τώρα 716 [mm Hg]. Πόση εἶναι ἡ θερμοκρασία Τ; ('Απ. $T = 273{,}2\,(716+44)/(715+7) = 287{,}56^{\circ}K$ ἢ $14{,}36^{\circ}C$.

14) Εἰς ἀερικὸν θερμόμετρον ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὰ δύο σκέλη τοῦ μανομέτρου εὑρίσκεται εἰς τὸ αὐτὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν 712 [mm Hg]. Ποίαν διαφορὰν ὕψους θὰ δείξουν αἱ ἐπιφάνειαι τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὰ δύο σκέλη τοῦ μανομέτρου, ἂν ὑπὸ ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν 724 [mm Hg] ἡ θερμοκρασία ἀνέλθῃ εἰς 500°C; ('Απ. 1292,73 [mmHg]).

15) Πόσον ζυγίζει 1 [m³] ἀέρος ὑπὸ θερμοκρασίαν 12°C καὶ πίεσιν 715 [mmHg]; ('Απ. 1,1652 [kg*]).

16) Πῶς ἐξηγεῖται ὅτι τὸ γινόμενον τῆς εἰδικῆς σταθερᾶς ἀερίου ἐπὶ τὸ μοριακὸν βάρος αὐτοῦ εἶναι τὸ αὐτὸ δι' ὅλα τὰ ἀέρια (ἴσον μὲ τὴν παγκοσμίαν σταθερὰν τῶν ἀερίων); ['Απ. Ἂν r_1 καὶ r_2 εἶναι αἱ εἰδικαὶ σταθεραὶ δύο διαφόρων ἀερίων, V_1 καὶ V_2 οἱ εἰδικοὶ ὄγκοι (cm³/gr) αὐτῶν, s_1 καὶ s_2 αἱ πυκνότητες καὶ M_1 καὶ M_2 τὰ μοριακά των βάρη, θὰ εἶναι: $\frac{r_1}{r_2} = \frac{p\,V_1/T}{p\,V_2/T} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{1/s_1}{1/s_2} = \frac{s_2}{s_1} = \frac{M_2}{M_1}$ ὅθεν $r_1 M_1 = r_2 M_2 = R$ (σταθ.)].

§ 30. ΜΕΤΡΗΣΙΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ

α) ***Μονὰς μετρήσεως τοῦ ποσοῦ θερμότητος.*** Κρατοῦμεν εἰς τὴν φλόγα λύχνου ἀεριόφωτος δοχεῖον μὲ ὡρισμένον ποσὸν (π.χ. 1 χιλιόγραμμον) ὕδατος καὶ παρατηροῦμεν εἰς θερμόμετρον, ποὺ ἔχομεν βυθίσει εἰς αὐτό, τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας ὕστερα ἀπὸ ὡρισμένον χρόνον (π. χ. 60 δευτερόλεπτα). Ἐὰν κατόπιν κρατήσωμεν ἐπὶ τὸν αὐτὸν χρόνον εἰς τὴν αὐτὴν φλόγα τὸ δοχεῖον μὲ διπλάσιον ποσὸν (2 kg) ὕδατος, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας εἶναι τώρα τὸ ἥμισυ τῆς προηγουμένης. Εἶναι φυσικὸν ὅτι καὶ εἰς τὴν πρώτην καὶ εἰς τὴν δευτέραν περίπτωσιν ἡ φλὸξ παρέχει εἰς τὸ ὕδωρ τοῦ δοχείου τὸ αὐτὸ ποσὸν θερμότητος, ἀφοῦ καίει ὁμοιομόρφως ἐπὶ τὸν αὐτὸν χρόνον καὶ εἰς τὰς δύο περιπτώσεις. Τὸ ποσὸν τοῦτο τῆς θερμότητος προκαλεῖ καὶ εἰς τὴν μίαν καὶ εἰς τὴν ἄλλην περίπτωσιν τὸ αὐτὸ ἀποτέλεσμα, ἂν ὡς τοιοῦτο θεωρηθῇ ***τὸ γινόμενον τῆς μάζης τοῦ θερμαινομένου ὕδατος ἐπὶ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας αὐτοῦ***. Εἶναι συνεπῶς εὐνόητον ὅτι τὸ γινόμενον τοῦτο μπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς μέτρον τοῦ ποσοῦ θερμότητος, ποὺ παρέχει ἡ θερμαντικὴ πηγή. ***Πρὸς μέτρησιν τοῦ ποσοῦ θερμότητος λαμβάνεται ὡς μονὰς ἡ θερμότης, ποὺ χρειάζεται, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία 1*** kg ***ὕδατος ἀπὸ 14,5° εἰς 15,5°***C. Τὴν μονάδα αὐτὴν τὴν ὀνομάζομεν ***χιλιογραμμοθερμίδα ἢ μεγάλην θερμίδα*** καὶ τὴν σημειώνομεν μὲ kcal. Τὸ χιλιοστὸν τῆς μονάδος αὐτῆς ἢ τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ χρειάζεται 1 gr ὕδατος, διὰ νὰ θερμανθῇ ἀπὸ 14,5° εἰς 15,5°C, ὀνομάζεται ***γραμμοθερμὶς*** ἢ ἁπλῶς (μικρὰ) ***θερμὶς*** καὶ σημειώνεται μὲ cal.

Ὑπὸ τὴν προϋπόθεσιν, (ποὺ διὰ τὰς συνήθεις μετρήσεις δὲν ἀπέχει αἰσθητῶς τῆς ἀκριβείας), ὅτι διὰ τὴν θέρμανσιν ὡρισμένης μάζης ὕδατος m_0(gr) ἀπὸ τυχούσης θερμοκρασίας Θ°C εἰς τὴν θερμοκρασίαν (Θ+1)°C χρειάζεται πάντοτε τὸ αὐτὸ ποσὸν θερμότητος, μποροῦμε νὰ ὑπολογίζωμεν τὸ ποσὸν θερμότητος Q, ποὺ χρειάζεται, διὰ νὰ θερμανθοῦν m_0 [gr] ὕδατος κατὰ Θ°C μὲ τὴν σχέσιν : $Q=m_0\,\Theta$ [cal] (110)

Σημείωσις. Εἰς μετρήσεις μεγάλης ἀκριβείας εὑρίσκεται ὅτι τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χρειάζεται μία ὡρισμένη μᾶζα ὕδατος, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία της κατὰ 1°C, δὲν εἶναι τὸ αὐτὸ εἰς τὰ διάφορα ὕψη τῆς θερμοκρασίας. Εἰς τοῦτο ὀφείλεται ὅτι ἡ θερμὶς ὁρίζεται μὲ τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ ἐπιφέρει τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ 1°C εἰς τὸ ὕψος αὐτῆς τῶν 15°C. Ὡς τόσο αἱ διαφοραὶ αὐταὶ εἶναι τόσον μικραί, ὥστε μπορεῖ νὰ παραβλέπωνται ὡς ἀσήμαντοι.

β) Εἰδικὴ θερμότης καὶ θερμοχωρητικότης σώματος. Θερμαίνομεν μέχρι τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας σφαιρικὰ σώματα τῆς αὐτῆς μάζης m ἀπὸ διάφορα ὑλικά, π. χ. ἓν ἀπὸ χαλκόν, ἄλλο ἀπὸ κασσίτερον, τρίτον ἀπὸ μόλυβδον κλπ., βυθίζοντες τὰ σώματα αὐτὰ εἰς δοχεῖον γεμᾶτο μὲ νερό, ποὺ βράζει. Ἂν εὐθὺς μόλις τὰ βγάλομε ἀπὸ τὸ βράζον ὕδωρ, τὰ τοποθετοῦμεν ἐπάνω εἰς μίαν πλάκα ἀπὸ κηρόν, βλέπομεν ὅτι αἱ κοιλότητες, ποὺ σχηματίζονται εἰς τὴν πλάκα λόγω τήξεως τοῦ κηροῦ, δὲν ἔχουν τὸ αὐτὸ βάθος· βαθυτέρα εἶναι ἐκείνη, ποὺ σχηματίζεται κάτω ἀπὸ τὴν σφαῖραν τοῦ χαλκοῦ καὶ ἀβαθεστέρα ἡ κάτω ἀπὸ τὴν σφαῖραν τοῦ μολύβδου, μολονότι αἱ σφαῖραι αὐταὶ ἔχουν τὴν αὐτὴν μάζαν καὶ ψύχονται κατὰ τοὺς αὐτοὺς βαθμοὺς θερμοκρασίας. Τοῦτο σημαίνει ὅτι τὸ αὐτὸ ποσὸν μάζης ἀπὸ **διάφορα ὑλικὰ** δὲν ἀποδίδει, ὅταν ψύχεται κατὰ τοὺς αὐτοὺς βαθμοὺς θερμοκρασίας, τὸ αὐτὸ ποσὸν θερμότητος καὶ δι' αὐτὸ δὲν τήκεται τὸ αὐτὸ ποσὸν κηροῦ. Ἀντιστρόφως διὰ νὰ θερμανθῇ τὸ αὐτὸ ποσὸν μάζης κατὰ τοὺς αὐτοὺς βαθμοὺς θερμοκρασίας, χρειάζεται διάφορον ποσὸν θερμότητος εἰς τὰ διάφορα ὑλικά.

Ὥστε ***διὰ κάθε εἶδος τῆς ὕλης ἔχει ἰδιάζουσαν τιμὴν τὸ ποσὸν τῶν θερμίδων, ποὺ ἀπαιτοῦνται, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία 1 γραμμαρίου τῆς ὕλης ταύτης κατὰ*** 1°C. Τὸ ποσὸν τοῦτο τὸ ὀνομάζομεν ***εἰδικὴν θερμότητα*** τῆς θεωρουμένης ὕλης. Ἔτσι ἡ εἰδικὴ θερμότης c ἑνὸς σώματος ἐκφράζεται εἰς γραμμοθερμίδας [cal] κατὰ γραμμάριον μάζης [gr] καὶ κατὰ βαθμὸν θερμοκρασίας [grad], ἤτοι ἔχει ἐξίσωσιν διαστάσεων τήν : [c]=[cal/gr.grad] ἢ τήν : [c]=[kcal/kg.grad].

Σύμφωνα μὲ τὸν καθορισμὸν αὐτὸν τῆς ἐννοίας τῆς εἰδικῆς θερμότητος, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία σώματος μάζης m καὶ εἰδικῆς θερμότητος c κατὰ Θ°C, πρέπει νὰ προσληφθῇ ἀπὸ τὸ σῶμα ποσὸν θερμότητος Q, τὸ ὁποῖον προκύπτει ἀπὸ τὴν σχέσιν : $Q=m.c.\Theta$ (110')

Κατόπιν τούτου ἡ παραπάνω σχέσις (110), ποὺ ἰσχύει εἰδικῶς διὰ τὴν περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ θερμαινόμενον σῶμα εἶναι ὕδωρ ἀπεσταγμένον. μπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς μία μερικὴ περίπτωσις τῆς σχέσεως (110') καὶ ὀφείλει τὴν ἁπλουστέραν της μορφὴν εἰς τὸ ὅτι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὕδατος εἶναι ἴση μὲ 1 [cal/grad . gr], λόγω τοῦ ὁρισμοῦ, ποὺ ἐδώσαμεν εἰς τὴν μονάδα μετρήσεως τοῦ ποσοῦ θερμότητος.

Εἰς τὰ ἀέρια τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ χρειάζεται διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ τοὺς αὐτοὺς βαθμούς, εἶναι εἰς τὴν περίπτωσιν, ποὺ τὸ θεωρούμενον ἀέριον μπορεῖ νὰ διαστέλλεται, σημαντικῶς μεγαλύτερον ἀπὸ ἐκεῖνο, ποὺ χρειάζεται, ὅταν ἡ θέρμανσις τοῦ ἀερίου γίνεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. Διὰ τοῦτο διακρίνομεν εἰς ἕκαστον ἀέριον δύο τιμὰς τῆς εἰδικῆς θερμότητος αὐτοῦ: 1) τὴν εἰδικὴν θερμότητα τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ποὺ τὴν ἐκφράζομεν συμβολικῶς μὲ c_p καὶ ἰσοῦται μὲ τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ χρειάζεται 1 gr τοῦ ἀερίου, διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία του κατὰ 1°C, ὅταν ἡ πίεσίς του διατηρῆται κατὰ τὴν θέρμανσιν σταθερὰ καὶ αὐξάνεται μόνον ὁ ὄγκος του καὶ 2) τὴν εἰδικὴν θερμότητα ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, ποὺ τὴν παριστάνομεν συμβολικῶς μὲ c_v καὶ εἶναι τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ χρειάζεται 1gr τοῦ ἀερίου διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία του κατὰ 1°C, ὅταν ὁ ὄγκος του μένει σταθερὸς καὶ αὐξάνεται μόνον ἡ πίεσις αὐτοῦ. Ἡ διαπίστωσις ὅτι ἡ c_p εἶναι μεγαλυτέρα τῆς c_v καθίσταται εὐεξήγητος, ἂν σκεφθῶμεν ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν θερμάνσεως ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν πλὴν τοῦ ποσοῦ θερμότητος, ποὺ χρειάζεται διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας, ἀπαιτεῖται καὶ ἄλλο διὰ τὴν ἐκτέλεσιν τοῦ ἔργου, ποὺ παράγεται κατὰ τὴν αὔξησιν τοῦ ὄγκου τοῦ ἀερίου.

Σημείωσις 1. Κατ' ἀρχὴν θὰ ἔπρεπε νὰ διακρίνωμεν καὶ εἰς τὰ στερεὰ καὶ ὑγρὰ τὰ δύο εἴδη εἰδικῆς θερμότητος c_p *καὶ* c_v *· ἀλλὰ εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν σωμάτων τούτων ἡ διαφορὰ μεταξὺ* c_p *καὶ* c_v *εἶναι μηδαμινή, λόγω τῆς πολὺ μικρᾶς αὐξήσεως τοῦ ὄγκου (διαστολῆς) κατὰ τὴν θέρμανσιν. Διὰ τοῦτο εἰς τὰ σώματα ταῦτα ἔχομεν ἑνιαίαν τὴν τιμὴν τῆς εἰδικῆς των θερμότητος* c.

Σημείωσις 2. Ἡ εἰδικὴ θερμότης σώματος δὲν εἶναι ἡ αὐτὴ εἰς τὰ διάφορα ὕψη τῆς θερμοκρασίας καὶ διὰ τοῦτο, προκειμένου διὰ μετρήσεις μεγάλης ἀκριβείας πρέπει νὰ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν ἡ περιοχὴ θερμοκρασιῶν, διὰ τὴν ὁποίαν ἰσχύει μία ὡρισμένη τιμὴ εἰδικῆς θερμότητος (πρβλ. ἐδάφ. δ').

Ἂν θεωρήσωμεν σῶμα μάζης m καὶ εἰδικῆς θερμότητος c, τὸ ποσὸν θερμότητος K, ποὺ χρειάζεται τὸ σῶμα τοῦτο, διὰ νὰ θερμανθῇ κατὰ 1°C εἶναι :

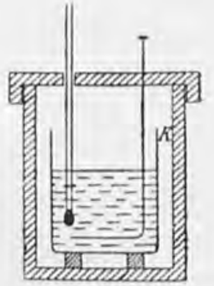
$$K = m.c.1 = m.c \qquad (111)$$

Τὸ γινόμενον m.c τῆς μάζης σώματος ἐπὶ τὴν εἰδικὴν θερμότητα αὐτοῦ καλεῖται θερμοχωρητικότης τοῦ σώματος.

Προκειμένου περὶ ὕδατος μάζης $m_υ$, ἐπειδὴ ἡ εἰδικὴ θερμότης αὐτοῦ εἶναι 1, ἡ θερμοχωρητικότης του θὰ εἶναι : $K_υ = m_υ . 1 = m_υ$, ἤτοι θὰ παρέχεται εἰς [cal/grad] ἀπὸ τὸν ἀριθμόν, ποὺ παρέχει τὴν μᾶζαν αὐτοῦ εἰς [gr]. Ἔτσι ἡ θερμοχωρητικότης ἑνὸς σώματος μπορεῖ νὰ ἐκφράζεται ἀριθμητικῶς μὲ γραμμάρια ὕδατος ἀντὶ μὲ [cal/grad]. Τὴν ἔκφρασιν αὐτὴν τῆς θερμοχωρητικότητος τὴν ὀνομάζομεν ***ὑδατικὸν ἰσοδύναμον*** ἢ ***ὑδατικὴν ἀξίαν*** τοῦ σώματος.

γ) Μέτρησις ειδικῶν θερμοτήτων. Διὰ τὸν προσδιορισμὸν εἰδικῶν θερμοτήτων χρησιμεύουν τὰ ***θερμιδόμετρα***. Τοιαῦτα εἶναι:

1) ***Τὸ θερμιδόμετρον μίξεως*** (Regnault, 1840). Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ μετάλλινον δοχεῖον K (σχ. 9) μὲ στιλπνὰ τοιχώματα, τὸ ὁποῖον πρὸς ἐλάττωσιν ἐπηρεασμοῦ τῆς θερμοκρασίας του ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ περιβάλλοντος τοποθετεῖται μέσα εἰς ἄλλο εὐρύτερον (προστατευτικὸν) δοχεῖον, χωρὶς νὰ ἐφάπτεται ἀπ' εὐθείας πρὸς τὰ τοιχώματα αὐτοῦ. Εἰς τὸ ἐσωτερικὸν (θερμιδομετρικὸν) δοχεῖον K, ποὺ ἔχει μᾶζαν m_1 καὶ εἰδικὴν θερμότητα c_1 περιέχεται ὕδωρ μάζης m. Εἰς τοῦτο βυθίζεται τὸ δοχεῖον θερμομέτρου, μὲ τὸ ὁποῖον προσδιορίζεται ἡ θερμοκρασία Θ καὶ λεπτὸν στέλεχος, ποὺ χρησιμεύει ὡς ἀναδευτήρ. Θερμαίνομεν τὸ σῶμα μάζης m_2, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ προσδιορίσωμεν τὴν εἰδικὴν θερμότητα c_2, μέχρις ὡρισμένης θερμοκρασίας $\Theta_2 (>\Theta)$ καὶ τὸ ρίπτομεν εἰς τὸ ὕδωρ τοῦ θερμιδομέτρου. Μετὰ βραχεῖαν ἀνάδευσιν παρατηροῦμεν εἰς τὸ θερμόμετρον τὴν κοινὴν θερμοκρασίαν Θ_3, ποὺ προέκυψεν ἀπὸ τὴν ἀνάμιξιν τοῦ σώματος θερμοκρασίας Θ_2 καὶ τοῦ ὕδατος τοῦ θερμιδομέτρου, ποὺ εἶχε θερμοκρασίαν Θ. Εἶναι εὐνόητον ὅτι τὸ ποσὸν θερμότητος, τὸ ὁποῖον ἔχασε τὸ σῶμα, ποὺ ἐψύχθη ἀπὸ Θ_2 εἰς τὴν Θ_3 εἶναι ἴσον μὲ τὸ ποσὸν θερμότητος, τὸ ὁποῖον προσέλαβε τὸ θερμιδόμετρον, ποὺ ἐθερμάνθη ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν Θ εἰς τὴν Θ_3. Συνεπῶς ἰσχύει ἡ σχέσις: $m_2c_2(\Theta_2-\Theta_3)=m_1c_1(\Theta_3-\Theta)+m.1.(\Theta_3-\Theta)$ ἀπὸ τὴν ὁποίαν λαμβάνεται ἡ ζητουμένη εἰδικὴ θερμότης:



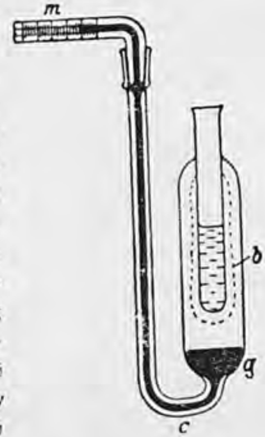
Σχ. 9. Θερμιδόμετρον μίξεως.

$$c_2=\frac{(m+m_1c_1)(\Theta_3-\Theta)}{m_2(\Theta_2-\Theta_3)} \qquad (112)$$

Σημείωσις. *Ἡ θερμοχωρητικότης m_1c_1 τοῦ θερμιδομέτρου προσδιορίζεται προηγουμένως, μετρουμένης τῆς μάζης αὐτοῦ m_1 διὰ ζυγίσεως καὶ ὑπολογιζομένης τῆς εἰδικῆς θερμότητός του c_1 δι' ἀναμείξεως εἰς τὸ ὕδωρ αὐτοῦ ὡρισμένης ποσότητος ἄλλου ὕδατος θερμοκρασίας Θ_2 ὑψηλοτέρας.—Δι' ἀκριβεστέρας μετρήσεις πρέπει νὰ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν καὶ ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ θερμομέτρου ὡς καὶ ἡ τοῦ ἀναδευτῆρος, πού, ἐφόσον ἀποτελοῦν μόνιμα ἐξαρτήματα τῆς συσκευῆς, προσδιορίζονται μαζὶ μὲ τὴν θερμοχωρητικότητα τοῦ δοχείου.*

2) *Τὸ θερμιδόμετρον μὲ πάγον.* Τοῦτο βασίζεται εἰς τὴν διαπίστωσιν, ὅτι διὰ νὰ τακῇ 1 [gr] πάγου θερμοκρασίας 0°C καὶ νὰ μεταβληθῇ ἔτσι εἰς ὕδωρ τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας (0°C), χρειάζεται νὰ προσληφθοῦν 79,65 (στρογγυλὰ 80) [cal] (πρβλ. § 32, γ). Τὸ σχ. 10 παριστάνει θερμιδόμετρον διὰ πάγου κατὰ Bunsen (1870). Ἀποτελεῖται ἀπὸ δοκιμαστικὸν σωλῆνα, ὁ ὁποῖος ἐνσφηνώνεται στεγανὰ εἰς τὸ ἄνοιγμα εὐρυτέρου δοχείου, τὸ κατώτερον μέρος τοῦ ὁποίου συνεχίζεται εἰς ὑοειδῶς κεκαμμένον σωλῆνα, τοῦ ὁποίου τὸ ἐλεύθερον ἄκρον συνεχίζεται εἰς ὁριζόντιον τριχοειδῆ σωλῆνα. Εἰς τὸ δοχεῖον τοῦτο περιέχεται ὑδράργυρος gc καὶ ὑπεράνω αὐτοῦ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον περιβάλλει τὸν δοκιμαστικὸν σωλῆνα. Ἔτσι τὸ ὕδωρ τοῦ δοχείου ἀποκλείεται εἰς αὐτὸ μὲ τὸν ὑδράργυρον τοῦ σωλῆνος, ποὺ ἐν συνεχείᾳ γεμίζει καὶ

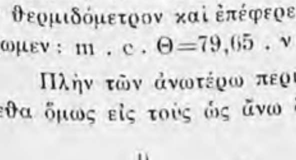
μέρος τοῦ ὁριζοντίου τριχοειδοῦς σωλῆνος. Ἐπὶ τοῦ σωλῆνος τούτου ἔχουν χαραχθῆ με
τρικαὶ ὑποδιαιρέσεις. Ψύχομεν κατ' ἀρχὰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ δοκιμαστικοῦ σωλῆνος, ἀφή
νοντες νὰ ἐξατμίζεται ἐξ αὐτοῦ ἓν πτητικὸν ὑγρόν, π.χ. αἰθὴρ (πρβλ. § 32,ιβ'), μέχρις
ὅτου ἓν μέρος τοῦ περὶ τὸν σωλῆνα ὕδατος παγώσῃ καὶ περιβληθῇ ἔτσι ὁ δοκιμαστι-
κὸς σωλὴν μὲ ἀρκετὸν στρῶμα πάγου. Παρατηροῦμεν τότε
τὴν ὑποδιαίρεσιν, μέχρι τῆς ὁποίας φθάνει ὁ ὑδράργυρος
εἰς τὸν ὁριζόντιον τριχοειδῆ σωλῆνα. Μετὰ τὴν ἑτοιμασίαν
αὐτὴν τοῦ ὀργάνου ρίπτομεν εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ δοκιμα-
στικοῦ σωλῆνος τὴν οὐσίαν, τῆς ὁποίας θέλομεν νὰ προσδιο-
ρίσωμεν τὴν εἰδικὴν θερμότητα c, ἀφοῦ προηγουμένως ἔχο-
μεν μετρήσει τὴν μᾶζαν m αὐτῆς καὶ τὴν ἔχομεν θερμάνει
εἰς θερμοκρασίαν Θ°. Λόγῳ τῆς θερμότητος, ποὺ θὰ δώσῃ
ἡ οὐσία εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ δοκιμαστικοῦ σωλῆνος, ψυ-
χομένη ἀπὸ Θ° εἰς 0°C, θὰ τακῇ μέρος τοῦ στρώματος
τοῦ πάγου, ποὺ ἐπικάθεται γύρω ἀπὸ τὸν δοκιμαστικὸν σω-
λῆνα. Καὶ ἐπειδὴ ἡ μεταβολὴ πάγου εἰς ὕδωρ τῆς αὐτῆς
θερμοκρασίας συνοδεύεται ἀπὸ συστολὴν τοῦ ὄγκου, θὰ πα-
ρατηρήσωμεν εἰς τὸν τριχοειδῆ σωλῆνα ὑποχώρησιν τοῦ
ὑδραργύρου κατά τινας ὑποδιαιρέσεις. Ἐκ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν
ὑποδιαιρέσεων τούτων συνάγεται τὸ ποσὸν τοῦ πάγου, ποὺ
ἐτάκη καὶ ἐκ τούτου τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ παρεχώρησε
ἡ οὐσία εἰς τὸ θερμιδόμετρον. Ἐπὶ τῇ βάσει τούτου προσ-
διορίζεται ἡ ζητουμένη εἰδικὴ θερμότης τῆς οὐσίας.



Σχ. 10. Θερμιδόμετρον πάγου κατὰ Bunsen

Ἂν εἶναι m ἡ μᾶζα τῆς οὐσίας, c ἡ εἰδικὴ θερμότης
αὐτῆς καὶ Θ°C ἡ θερμοκρασία, ποὺ εἶχε πρὶν ριφθῇ εἰς τὸ
θερμιδόμετρον, τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ παρέχεται ἀπὸ τὴν οὐσίαν, θὰ εἶναι :
m . c . Θ. Ἐξ ἄλλου, ἂν καθεμία ὑποδιαίρεσις, κατὰ τὴν ὁποίαν ὀπισθοχωρεῖ ὁ ὑ-
δράργυρος εἰς τὸν τριχοειδῆ σωλῆνα, ἀντιστοιχῇ εἰς τὴν διαφορὰν ὄγκου 1 [gr] πά-
γου 0°C καὶ 1 [gr] ὕδατος τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας καὶ παρατηρηθῇ ὀπισθοχώρησις
τοῦ ὑδραργύρου κατὰ ν ὑποδιαιρέσεις, τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ προσελήφθη ἀπὸ
τὸ θερμιδόμετρον καὶ ἐπέφερε τὴν τῆξιν τοῦ πάγου, θὰ εἶναι 79,65 . ν. Συνεπῶς θὰ
ἔχωμεν : m . c . Θ=79,65 . ν ὅθεν c=79,65 ν/m Θ [cal/grad.gr]. (113)

Πλὴν τῶν ἀνωτέρω περιγραφέντων θερμιδομέτρων ὑπάρχουν καὶ ἄλλα· ἀρκού-
μεθα ὅμως εἰς τοὺς ὡς ἄνω δύο τύπους, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ μὲν πρῶτον εἶναι πολὺ
πρόχειρον, τὸ δὲ δεύτερον εἶναι πολὺ εὐπαθὲς καὶ
ἀπαιτεῖ μικρὰν μόνον ποσότητα τῆς οὐσίας, διὰ τὴν
ὁποίαν πρόκειται νὰ προσδιορισθῇ ἡ εἰδικὴ θερμό-
της. Πάντως τὰ θερμιδόμετρα ταῦτα εἶναι κατάλ-
ληλα διὰ τὸν προσδιορισμὸν εἰδικῶν θερμοτήτων στε-
ρεῶν ἢ ὑγρῶν οὐσιῶν.



Σχ. 11. Συσκευὴ προσδιορισμοῦ τῆς εἰδικῆς θερμότητος ἀερίου

3) Προκειμένου νὰ προσδιορισθῇ ἡ εἰδικὴ θερ-
μότης ἀερίου, χρησιμοποιοῦνται εἰδικὰ θερμιδόμετρα,
ὡς εἶναι τὸ παριστώμενον ἀπὸ τὸ σχ. 11. Εἰς αὐτὸ
μέσα εἰς τὸ ὕδωρ τοῦ θερμιδομετρικοῦ δοχείου εἶναι
βυθισμένος ὀφιοειδὴς σωλήν, διὰ μέσου τοῦ ὁποίου
ἀφήνομεν νὰ διέλθῃ σημαντικὴ ποσότης τοῦ ἀερίου,
ποὺ προέρχεται ἀπὸ ἀεροφυλάκιον, εἰς τὸ ὁποῖον
περιέχεται **ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν**. Εἰς τὴν ἀρχὴν A
καὶ εἰς τὸ τέλος B τοῦ ὀφιοειδοῦς σωλῆνος εἶναι το-
ποθετημένα εὐπαθῆ θερμόμετρα, τὰ ὁποῖα μᾶς δείχνουν τὴν θερμοκρασίαν, ποὺ ἔχει

τὸ ἀέριον, ὅταν εἰσέρχεται εἰς τὸν σωλῆνα καὶ ἐκείνην, ποὺ ἔχει, ὅταν ἐξέρχεται ἀπὸ αὐτόν. Ἀπὸ τὴν διαφορὰν Θ τῶν δύο τούτων θερμοκρασιῶν ὑπολογίζεται μὲ πολλαπλασιασμὸν ἐπὶ τὴν μᾶζαν m καὶ τὴν ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἰδικὴν θερμότητα c_p τοῦ διελθόντος ἀερίου τὸ ποσὸν θερμότητος Q ($=mc_p\,\Theta$), ποὺ παρέχει τοῦτο εἰς τὸ θερμιδόμετρον. Ἐξ ἄλλου ἡ ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας Θ΄ τοῦ ὕδατος τοῦ θερμιδομέτρου, ποὺ παρατηροῦμεν εἰς θερμόμετρον βυθιζόμενον εἰς αὐτό, παρέχει διὰ πολ)σμοῦ ἐπὶ τὴν μᾶζαν m΄ τοῦ ὕδατος καὶ ἐπὶ τὴν θερμοχωρητικότητα K τοῦ ἀγγείου τὸ αὐτὸ ποσὸν θερμότητος Q ($=m'\Theta'+K\,.\,\Theta'$), τὸ ὁποῖον παρελήφθη ἐκ τοῦ ἀερίου ὑπὸ τοῦ θερμιδομέτρου. Ἀπὸ τὴν ἰσότητα: $mc_p\,\Theta=m'\Theta'+K\Theta'$ ὑπολογίζεται ἡ εἰδικὴ θερμότης ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν $c_p=(m'+K)\,\Theta'/m\Theta$ (114)

Ὁ προσδιορισμὸς τῆς εἰδικῆς θερμότητος τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, c_v, δὲν εἶναι εὔκολον νὰ γίνῃ δι' ἀπ' εὐθείας μετρήσεως. Γνωρίζομεν ὅμως ὅτι εἰς κάθε ἀέριον ὁ λόγος c_p/c_v μεταξὺ τῶν δύο τιμῶν τῆς εἰδικῆς του θερμότητος ἔχει σταθερὰν τιμήν. Εἶναι δηλαδὴ ὁ λόγος οὗτος $c_p/c_v=\varkappa$ εἰς τὰ μονατομικὰ ἀέρια, (ὅπως εἶναι τὸ ἥλιον, ἀργόν, κρυπτόν, ἀτμοὶ μετάλλων), ἴσος μὲ 1,67, εἰς τὰ διατομικὰ (ὀξυγόνον, ὑδρογόνον, ἄζωτον) ἴσος μὲ 1,4, εἰς τὰ τριατομικὰ (διοξείδιον ἄνθρακος, ὑδρατμὸς) 1,3 καὶ δι' ἀκόμη συνθετώτερα (ἀτμοὶ οἰνοπνεύματος, αἰθέρος) ἀκόμη πλησιέστερος πρὸς τὴν μονάδα (πρβλ. § 31, ε΄). Ἐκ τούτου ὑπολογίζεται ἡ τιμὴ τῆς c_v, ὅταν ἔχῃ προσδιορισθῇ ἡ τιμὴ τῆς c_p ἑνὸς ἀερίου: $c_v=c_p/\varkappa$. Ἔτσι ἀπὸ τὴν τιμὴν $c_p=0{,}2375$, ποὺ προσδιορίζομεν διὰ τὸν ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα, ὑπολογίζομεν ὅτι ἡ c_v αὐτοῦ θὰ εἶναι: $c_v=0{,}2375/1{,}4=0{,}1690$.

Πίναξ VIII. Εἰδικὴ θερμότης c εἰς [cal/gr.grad] μετρουμένη εἰς θερμοκρασίαν 18°C

Στερεά		Ὑγρά		Ἀέρια		
Εἶδος οὐσίας	c	Εἶδος οὐσίας	c	Εἶδος ἀερίου	c_p	c_p/c_v
Ἀλουμίνιον	0,214	Αἰθὴρ $(C_2H_5)_2O$	0,56	Ἄζωτον	0,244	1,20
Ἄνθραξ(ἄμορφ.)	0,26	Βενζόλιον C_6H_6	0,41	Ἀκετυλένιον	0,402	1,24
Ἄργυρος	0,055	Βρώμιον	0,11	Ἀτμοσφ. Ἀήρ	0.241	1,40
Θεῖον 0,16—	0,24	Γλυκερ. $C_3H_5(OH)_3$	0,58	Αἰθὴρ (ἀτμός)	0,428	1,09
Κασσίτερος	0,052	Διθειάνθραξ CS_2	0,24	Ἀργόν	0,127	1,65
Λευκόχρυσος	0,032	Οἰνόπν. C_2H_5OH	0,58	Διοξείδ. ἄνθρακος	0,202	1,30
Μόλυβδος	0,031	Ὀξ. ὀξὺ CH^3COOH	0,50	Ἥλιον	1,26	1,66
Νικέλιον	0,106	Πετρέλαιον	0,51	Ἰώδιον (ἀτμός)	0,0336	1,294
Σίδηρος	0,105	Τερεβινθέλ. $C_{10}H_{16}$	0,42	Μεθάνιον	0,53	1,31
Ὕαλος	0,190	Ὑδράργυρος	0,0333	Οἰνόπνευμα (ἀτμός)	0,4534	1,15
Χαλκός	0,091	Ὕδωρ	0,999	Ὀξυγόνον	0,218	1,40
Χάλυψ	0,114	Χλωροφόρμιον	0,234	Ὑδρογόνον	3,4	1,41
Χρυσός	0,031			Ὑδρατμός	0,3787	1,28
Ψευδάργυρος	0,091			Χλώριον	0,124	1,36

δ) Παρατηρήσεις ἐπὶ τῶν τιμῶν τῆς εἰδικῆς θερμότητος. Ὅπως φαίνεται καὶ ἀπὸ τὸν ἀνωτέρω πίνακα ἡ εἰδικὴ θερμότης ἑκάστης τῶν διαφόρων οὐσιῶν εἶναι κατὰ κανόνα μικροτέρα τῆς 1 [cal/gr . grad], τ. ἔ. μικροτέρα τῆς εἰδικῆς θερμότητος τοῦ ὕδατος. Ἐξαίρεσιν κάνουν ἀπὸ τὰ στερεὰ τὸ λίθιον, ποὺ εἰς θερμοκρασίαν 100°C ἔχει εἰδικὴν θερμότητα 1,04 [cal/gr . grad], ἀπὸ τὰ ὑγρὰ ἡ διὰ συμπιέσεως ὑγρο-

ποιημένη ἀμμωνία μὲ εἰδικὴν θερμότητα ὀλίγον μεγαλυτέραν τῆς 1
[cal/gr.grad] καὶ ἀπὸ τὰ ἀέρια τὸ ὑδρογόνον μὲ εἰδικὴν θερμότητα ὑπὸ
σταθερὰν πίεσιν $c_p = 3{,}4$ καὶ τὸ ἥλιον μὲ $c_p = 1{,}25$.
῾Η σχετικῶς ὑψηλὴ τιμὴ τῆς εἰδικῆς θερμότητος τοῦ ὕδατος ἐξηγεῖ τὴν
ἰσχυρὰν ἐπίδρασιν, ποὺ ἔχουν εἰς τὸ κλῖμα ἑνὸς τόπου τὰ θερμὰ ἢ ψυχρὰ
θαλάσσια ρεύματα ὡς καὶ τὴν διαφορὰν μεταξὺ ὠκεανείου καὶ ἠπειρωτι-
κοῦ κλίματος.
᾽Εξ ἄλλου, ὅπως φαίνεται καὶ ἀπὸ τὸν ἀνωτέρω πίνακα, ἡ εἰδικὴ
θερμότης μετάλλου εἶναι τόσον μικροτέρα, ὅσον μεγαλύτερον εἶναι τὸ εἰδικὸν
βάρος τοῦ μετάλλου. Σχετικὰ μὲ τὴν παρατήρησιν αὐτὴν οἱ Dulong καὶ
Petit διετύπωσαν τὸ 1819 τὸν ὁμώνυμόν των κανόνα. Διὰ τὴν διατύπωσιν
τοῦ κανόνος τούτου ὁρίζεται ὡς ***ἀτομικὴ θερμότης ἑνὸς στοιχείου τὸ***
γινόμενον τῆς εἰδικῆς θερμότητος τοῦ στοιχείου ἐπὶ τὸ ἀτομικὸν βά-
ρος αὐτοῦ, τ. ἔ. τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ χρειάζεται διὰ ν᾽ ἀνυψωθῇ
κατὰ 1°C ἡ θερμοκρασία τόσων γραμμαρίων τοῦ στοιχείου, ὅσα μᾶς λέγει ὁ
ἀριθμός, ποὺ παρέχει τὸ ἀτομικὸν βάρος αὐτοῦ. Μὲ τὸν ὁρισμὸν τοῦτον ὁ
κανὼν Dulong - Petit διατυπώνεται ὡς ἑξῆς:
῾Η ἀτομικὴ θερμότης χημικοῦ στοιχείου εἰς στερεὰν κατάστασιν
εἶναι ἡ αὐτή, ἴση δηλ. μὲ 6,4, δι᾽ ὅλα τὰ στοιχεῖα.
Προκειμένου δι᾽ ἀέρια εὑρίσκεται εἰς τὴν περίπτωσιν μονατομικῶν ἀε-
ρίων (ἡλίου, ἀτμῶν ὑδραργύρου κλπ.) ὅτι ***ἡ ἀτομικὴ θερμότης ἑκάστου***
τούτων εἶναι ἡ αὐτή, ἴση περίπου μὲ 3, ἤτοι μὲ τὸ ἥμισυ τῆς ἀτομικῆς
θερμότητος στερεοῦ. Διὰ χημικὰς ἑνώσεις ἰσχύει μὲ ἀρκετὴν προσέγγισιν ὁ
κανὼν τῶν Kopp καὶ Neumann, ἤτοι: ***῾Η μοριακὴ θερμότης (τ. ἔ. τὸ***
γινόμενον τῆς εἰδικῆς θερμότητος ἐπὶ τὸ μοριακὸν βάρος) μιᾶς χημι-
κῆς ἑνώσεως εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν ἀτομικῶν θερμοτήτων τῶν
στοιχείων, ποὺ ἀποτελοῦν τὴν χημικὴν ἕνωσιν.
῾Η εἰδικὴ θερμότης σώματος δὲν ἔχει τὴν αὐτὴν τιμὴν εἰς τὰ διάφορα
ὕψη τῆς θερμοκρασίας. Κατὰ γενικὸν κανόνα εἶναι μεγαλυτέρα ὅσον ὑψηλο-
τέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία. Καὶ εἰς ἄλλα μὲν σώματα, ὅπως εἰς τὰ μέταλλα,
ἡ εἰδικὴ θερμότης, ἔχουσα εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν μίαν σταθερὰν ὁρι-
κὴν τιμήν, καταπίπτει ἀποτόμως εἰς πολὺ χαμηλὰς θερμοκρασίας· εἰς ἄλλα
πάλιν, ὅπως ὁ ἄνθραξ, τὸ πυρίτιον, τὸ βόριον, ἡ τιμὴ τῆς εἰδικῆς θερμότη-
τος αὐξάνεται ὀλίγον κατ᾽ ὀλίγον μετὰ τῆς θερμοκρασίας καὶ ὑπολείπεται
τῆς ὁρικῆς της τιμῆς ἀκόμη καὶ εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν.

῎Ενεκα τούτου ὁ κανὼν Dulong-Petit δὲν δεικνύει εἰς τὴν συνήθη θερμοκρα-
σίαν καὶ πολὺ περισσότερον χαμηλότερον αὐτῆς τὴν ἀκρίβειαν φυσικοῦ νόμου. Πα-
ρατηροῦνται δηλαδὴ εἰς τὰς καθέκαστα περιπτώσεις ἐκτροπαὶ ἀπὸ τὸν κανόνα τό-
σον μεγάλαι, ποὺ δὲν ἐπιτρέπονται εἰς φυσικὸν νόμον. ῎Ετσι π.χ. ἡ ἀτομικὴ θερμό-
της τοῦ ἀδάμαντος (χημικῶς καθαροῦ ἄνθρακος) εἶναι ὑπὸ τὴν συνήθη θερμοκρα-
σίαν ἴση μὲ 1,35. Πολὺ ἐπίσης ὑστερεῖ τῆς τιμῆς 6,4 ἡ ἀτομικὴ θερμότης τοῦ πυρι-
τίου, τοῦ βορίου, ἰωδίου κ.ἄ., μετρουμένη εἰς τὴν συνήθη θερμοκρασίαν. ῾Ως τόσο
πλέον ἐπισταμένη ἔρευνα εὑρίσκει ὅτι εἰς ὅλα τὰ στοιχεῖα ὑπὸ στερεὰν κατάστασιν,

ἂν ἡ ἀτομικὴ θερμότης μετρηθῆ εἰς ὑψηλοτέρας θερμοκρασίας, προσεγγίζει περισσότερον πρὸς τὴν τιμὴν 6,4. Ἔτσι συμβαίνει π.χ. μὲ τὴν ἀτομικὴν θερμότητα τοῦ ἀδάμαντος, μετρουμένην εἰς τὴν θερμοκρασίαν 1000°C. Ἀπὸ αὐτὸ συνάγεται ὅτι ὁ κανὼν Dulong-Petit μπορεῖ νὰ θεωρηθῆ ὡς *νόμος ὁρικός*, νόμος δηλαδή, ποὺ ἰσχύει εἰς κάθε περίπτωσιν, ὅταν ἡ θερμοκρασία ἀνέλθη εἰς τὴν ἰδιάζουσαν διὰ τὴν περίπτωσιν τιμήν· κάτω τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς ἑκάστης περιπτώσεως παρατηροῦνται ἐκτροπαὶ τόσον μεγαλύτεραι, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἀπόστασις ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν, διὰ τὴν ὁποίαν ἰσχύει ἡ ὁρικὴ τιμή, ποὺ καθορίζει ὁ κανὼν Dulong-Petit.

Προβλήματα

1) Πρὸς καθορισμὸν τῆς θερμοκρασίας Θ μιᾶς καμίνου εἰσάγεται εἰς αὐτὴν σφαῖρα ἀπὸ λευκόχρυσον μάζης 100gr καί, ἀφοῦ λάβει αὐτὴ τὴν θερμοκρασίαν τῆς καμίνου, ρίπτεται εἰς θερμιδόμετρον μίξεως, ποὺ περιέχει 500 gr ὕδατος θερμοκρασίας 10°C. Ποία εἶναι ἡ θερμοκρασία Θ, ἂν ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου ἀνέλθη εἰς 15°C, δεδομένου ὅτι ἡ θερμοχωρητικότης τοῦ ὀργάνου εἶναι 22,5 [cal/grad]; ('Απ. 1300°C).

2) Ποιὰ εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης c σώματος μάζης 4 gr, τὸ ὁποῖον, ἀφοῦ θερμανθῆ εἰς 25°C, ρίπτεται εἰς θερμιδόμετρον πάγου τύπου Bunsen καὶ προκαλεῖ ὀπισθοχώρησιν τοῦ ὑδραργύρου εἰς τὸν τριχοειδῆ σωλῆνα κατὰ τόσας ὑποδιαιρέσεις, ὅσαι ἀντιστοιχοῦν εἰς ἐλάττωσιν ὄγκου ἴσην μὲ 20 mm^3; (Εἶναι γνωστὸν ὅτι 1 gr πάγου 0°C ἔχει ὄγκον 1,09082 cm^3, ἐνῶ 1 gr ὕδατος 0°C ἔχει ὄγκον 1,00012 cm^3) ('Απ. c=0,020.79,65/(1,09082−1,00012).4 . 25=0,175 [cal/grad gr]).

3) Ποῖον ποσὸν θερμότητος Q ἀπαιτεῖται διὰ νὰ διασταλῆ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν 760 [mm Hg] ὄγκος ἀέρος 60 [m^3], ὥστε νὰ γίνη οὗτος 5/3 τοῦ ἀρχικοῦ, ἂν τὸ εἰδικὸν βάρος τοῦ θεωρουμένου ἀέρος εἶναι 0,001293 [gr*/cm^3], ἡ εἰδικὴ θερμότης αὐτοῦ c_p=0,238 [cal/grad gr] καὶ ὁ συντελεστὴς διαστολῆς του 1/273 [$grad^{-1}$]. ('Απ. $Q=Mc_p\,\Theta=60\,.\,10^6[cm^3].0{,}001293\,[gr/cm^3]\,.\,0{,}238\,[cal/grad.gr]\,.\,273\,[grad].2/3=$ $=3360455$ cal].

4) Εἰς χάλκινον δοχεῖον θερμιδομέτρου μίξεως, ποὺ ἔχει βάρος 200 gr*, περιέχονται 300 gr* ἐλαίου θερμοκρασίας 15°C. Ἐὰν ριφθοῦν εἰς αὐτὸ τεμάχια μολύβδου βάρους 700 gr* καὶ θερμοκρασίας 100°C, ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμιδομέτρου ἀνέρχεται εἰς 25°C. Ποία ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἐλαίου; ('Απ. 0,48 cal/grad gr.].

5) Ἔχομεν δύο διάφορα ὑλικά, τὸ πρῶτον εἰδικῆς θερμότητος c_α καὶ θερμοκρασίας t_α, τὸ δεύτερον ἀντιστοίχως c_β καὶ t_β. Πόσα γραμμάρια m_α πρέπει νὰ πάρωμε ἀπὸ τὸ ἓν καὶ πόσα m_β ἀπὸ τὸ ἄλλο, διὰ νὰ ἔχωμεν μῖγμα M γραμμαρίων θερμοκρασίας t°C μεγαλυτέρας ἀπὸ τὴν t_α καὶ μικροτέρας ἀπὸ τὴν t_β ('Απ. $m_\alpha =$ $=Mc_\beta\,(t_\beta - t)/[c_\alpha\,(t-t_\alpha)+c_\beta\,(t_\alpha - t)]$ καὶ $m_\beta = M\,.\,c_\alpha\,(t-t_\alpha)/[c_\alpha\,(t_\beta - t_\alpha)+$ $+\,c_\beta\,(t_\beta - t)]$.

6) Ποίαν θερμοκρασίαν λαμβάνει τὸ μῖγμα α) 8 kg* ὕδατος 100°C μὲ 10 kg* ὑδραργύρου 22,5°C, β) 15 kg* ὑδραργύρου 10°C μὲ 8 kg* σιδήρου 60°C (ἂν εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὑδραργύρου 0,0333 καὶ ἡ τοῦ σιδήρου 0,11); ('Απ. α) (8 . 100 + 0,0333 . 10 . 22,5)/(8 + 0,0333 . 10) = 96,9°C, β) (0,0333 . 15 . 10 + + 0.11 . 8 . 60)/(0,0333 . 15+0,11 . 8)=41,9°C).

7) Σφαῖρα ὑαλίνη χωρητικότητος 1 l περιέχει ἀέρα ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν 760 mm Hg. Πόσαι γραμμοθερμίδες χρειάζονται διὰ νὰ διπλασιασθῆ ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος τούτου; (Ἡ κατὰ τὴν θέρμανσιν ταύτην αὔξησις τοῦ ὄγκου τῆς σφαίρας δὲν λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν εἰς τὸν ὑπολογισμὸν τοῦ ζητουμένου). ('Απάντ. $Q=mc_v\,\Theta=1{,}293\,[gr]\,.\,(c_p\,/1{,}42)\,[cal/gr\,grad]\,.\,273\,[grad]=60\,[cal]$.

8) Ποια ἡ ὑδατικὴ ἀξία ἑνὸς θερμομέτρου, τὸ ὁποῖον βυθιζόμενον μὲ θερμο-

κρασίαν 80°C εἰς ὕδωρ 400 gr θερμοκρασίας 16°C, ἀνυψώνει τὴν θερμοκρασίαν τού-του εἰς 16,75°C; (Ἀπ. $\chi = 400\ (16{,}75 - 16)/(80 - 16) = 4{,}74$ γραμμάρια ὕδατος).

9) Ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ $CaCO_3$ μετρουμένη εἰς συνήθη θερμοκρασίαν, εὑρίσκεται ὅτι εἶναι 0,203 [cal/grad gr]. Πόση εἶναι ἡ μοριακὴ θερμότης τοῦ σώματος τούτου, ἂν ὑπολογισθῇ α) ὡς θερμότης, ποὺ χρειάζεται διὰ νὰ θερμανθῇ κατὰ 1°C μᾶζα 1 mol τῆς οὐσίας, β] μὲ ἐφαρμογὴν τοῦ κανόνος Neumann καὶ Kopp, διὰ τὴν ὁποίαν δίδεται ὅτι ἡ ἀτομικὴ θερμότης ὑπὸ συνήθη θερμοκρασίαν εἶναι: εἰς τὸν ἄνθρακα 1,8, εἰς τὸ ὀξυγόνον 4 καὶ εἰς τὸ ἀσβέστιον 6,4; (Ἀπ. α) 20,3, β) 20,2).

§ 31 ΦΥΣΙΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ

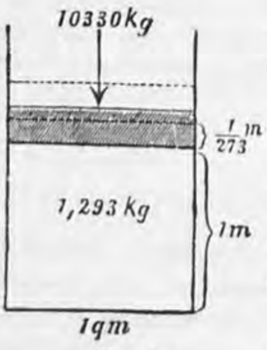
α) ***Ἰσοδύναμον μηχανικοῦ ἔργου καὶ θερμότητος.*** Εἰς κάθε περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ κίνησις σώματος συναντᾷ ἐμπόδια, ποὺ τὴν ἀνακόπτουν, ὁσάκις δηλαδὴ ἐξαφανίζεται κινητικὴ ἐνέργεια τοῦ σώματος, ἐμφανίζεται εἰς ἀντιστάθμισμα ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος. Ἔτσι π. χ. ὅταν πριονίζωμεν μίαν σανίδα καὶ μάλιστα, ὅταν τὸ πριόνι εἶναι στομωμένον καὶ ἀπαιτεῖ τὴν καταβολὴν μεγαλυτέρας προσπαθείας διὰ τὴν λειτουργίαν του, παρατηροῦμεν ὅτι τοῦτο θερμαίνεται. ἐπίσης κατὰ τὸν ρινισμόν, τὴν σφυροκόπησιν καὶ μάλιστα ὅταν τὸ σφυροκοπούμενον σῶμα δὲν εἶναι ἐλαστικόν, τὸ τριβέλισμα καὶ γενικώτερον τὴν προστριβὴν σώματος ἐπὶ ἄλλου ἀναπτύσσεται θερμότης, ἡ ὁποία ἐκδηλώνεται μὲ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας, ποὺ εἰς μερικὰς περιπτώσεις (ἀναπτῆρες) μπορεῖ νὰ φθάσῃ μέχρι τοῦ σημείου ἀναφλέξεως εὐφλέκτων οὐσιῶν.

Εἶναι περίεργον ὅτι ἡ τόσον καταφανὴς σχέσις μεταξὺ μηχανικοῦ ἔργου καὶ θερμότητος ἐχρειάσθη πολὺν καιρὸν διὰ νὰ διαφωτισθῇ ὅσον ἔπρεπε ἀπὸ τὴν ἐπιστημονικὴν σκέψιν, ὥστε νὰ συναχθοῦν τὰ προσήκοντα συμπεράσματα. Ἀνήκει ὡς ἐκ τούτου ἐξαιρετικὴ τιμὴ εἰς τὸν ἰατρὸν Julius R. Meyer (1814—1878), διότι πρῶτος αὐτός, τὸ 1842, διατύπωσε τὸ συμπέρασμα ὅτι μεταξὺ μηχανικοῦ ἔργου καὶ θερμότητος ὑφίσταται ***σταθερὰ σχέσις***, τῆς ὁποίας ὑπελόγισε καὶ τὴν ἀριθμητικὴν τιμήν, εἰς τὴν ὁποίαν δίδομεν τὸ ὄνομα ***μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος***. Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος ὁ Meyer ἐβασίσθη εἰς τὴν διαφοράν, ποὺ παρουσιάζει ἡ εἰδικὴ θερμότης ἀέρος ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ἀπὸ τὴν εἰδικὴν θερμότητα αὐτοῦ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, δηλαδὴ εἰς τὴν διαφορὰν $c_p - c_v$ ἀέρος.

Σύμφωνα μὲ τὴν σκέψιν τοῦ Meyer θεωροῦμεν 1 m³ ἀέρος ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν μιᾶς κανονικῆς ἀτμοσφαίρας (760 Torr) κλεισμένον εἰς δοχεῖον (σχ. 12) βάσεως 1 m², τὸ ὁποῖον εἰς ὕψος 1 m ἀπὸ τὴν βάσιν του κλείεται ἀεροστεγῶς μὲ ἔμβολον, ποὺ μπορεῖ νὰ ὀλισθαίνῃ χωρὶς τριβὴν κατὰ μῆκος τῶν πλευρικῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου. Ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ πυκνότης τοῦ ἀέρος ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν εἶναι $d = 0{,}001293\ (gr / cm^3)$, ἡ μᾶζα τοῦ ὡς ἄνω εἰς τὸ δοχεῖον περικλειομένου 1m³ ἀέρος θὰ εἶναι: $m = Vd = 10^6\ [cm^3]\ 0{,}001293\ [gr/cm^3] = 1293 [gr] = 1{,}293 [kg]$.

Τὸ ποσὸν τοῦτο τοῦ ἀέρος, ἂν θερμανθῇ κατὰ 1°C μὲ ἔμβολον ἀμετάθετον, δηλαδὴ ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, χρειάζεται ποσὸν θερμότητος: $Q_v = m \cdot c_v = 1{,}293\ [kg]$.

.0,169 [kcal/kg] = 1,293 . 0,1690 [kcal], ἐνῶ ἂν θερμανθῇ (πάλιν κατὰ 1°C) μὲ ἔμβολον ἐλεύθερον νὰ προωθηθῇ ἀπὸ τὸν διαστελλόμενον ὑπ' αὐτὸ ἀέρα, δηλαδὴ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, χρειάζεται ποσὸν θερμότητος $Q_p = mc_p = 1{,}293 \cdot 0{,}2375$ [kcal].



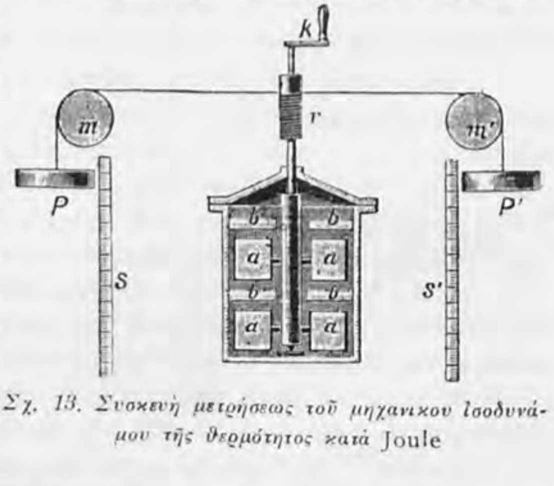
Σχ. 12

Ὥστε κατὰ τὴν δευτέραν περίπτωσιν ἀπαιτεῖται ποσὸν θερμότητος μεγαλύτερον τοῦ κατὰ τὴν πρώτην· τὸ ἐπὶ πλέον τοῦτο ποσὸν θερμότητος εἶναι: $Q = Q_p - Q_v = mc_p - mc_v = m(c_p - c_v) = 1{,}293\,(0{,}2375 - 0{,}1690) = 0{,}0886$ [kcal].

Ἀλλὰ κατὰ τὴν δευτέραν περίπτωσιν τὸ ἔμβολον προωθεῖται κατὰ διάστημα $h = 1/273$ ἢ 0,003663 [m] καὶ κατὰ τὴν προώθησιν αὐτὴν ἐνεργεῖ μὲ δύναμιν ἴσην μὲ τὴν ἐπ' αὐτοῦ ἐνεργοῦσαν δύναμιν τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως, ἤτοι μὲ δύναμιν: $\Delta = 76$ [cm] . 13,6 [gr*/cm³] . 100² [cm²] = 10330 . 10³ [gr*], ἑπομένως παράγεται τώρα μηχανικὸν ἔργον: $E = \Delta h = 10330$ [kg*] 0,003663 [m] = 37,91 [mkg*]. Τὸ μηχανικὸν τοῦτο ἔργον E=37,91 [mkg*] πρέπει νὰ εἶναι ἰσοδύναμον μὲ τὸ ὡς ἄνω ἐπὶ πλέον ποσὸν θερμότητος Q=0,0886 [kcal].

Ἔτσι εὑρίσκεται ὅτι τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος, ἤτοι τὸ μηχανικὸν ἔργον, ποὺ ἰσοδυναμεῖ εἰς τὴν μονάδα ποσοῦ θερμότητος, θὰ εἶναι: $J = 37{,}91/0{,}0886 = 427{,}9$ [mkg*/kcal].

Τὸ 1843 ὁ Joule (1818 - 1889) προσδιώρισε τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος διὰ πειραματικῶν μετρήσεων μὲ συσκευὴν ὡς τὴν παριστανομένην ἀπὸ τὸ σχ. 13. Εἰς ταύτην περιστρέφεται ἄξων μὲ πτερύγια a, βυθισμένα εἰς ὕδωρ ἢ ὑδράργυρον, ποὺ περιέχεται εἰς θερμιδομετρικὸν δοχεῖον. Τὴν περιστροφὴν ἐπιβάλλει τὸ καταπίπτον βάρος P, P', ὅθεν ὑπολογίζεται τὸ μηχανικὸν ἔργον, ποὺ καταναλίσκεται εἰς ὑπερνίκησιν τῆς τριβῆς τῶν πτερυγίων μὲ τὰ μόρια τοῦ διασχιζομένου ὑγροῦ. Βάσει τῆς ἔτσι προκαλουμένης ἀνυψώσεως τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὑγροῦ, ὑπολογίζεται τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ ἰσοδυναμεῖ πρὸς τὸ καταβαλλόμενον μηχανικὸν ἔργον. Σύμφωνα μὲ τὰ ἐξαγόμενα τῶν μετρήσεων τούτων καὶ ἄλλων μεταγενεστέρων συνάγεται ὅτι ἡ ἀκριβεστέρα τιμὴ τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος εἶναι:



Σχ. 13. Συσκευὴ μετρήσεως τοῦ μηχανικοῦ ἰσοδυνάμου τῆς θερμότητος κατὰ Joule

$$J = 0{,}42722 \text{ [mkg*/cal] ἢ } 0{,}427 \cdot 9{,}81 = 4{,}189 \text{ [Joule/cal]} \qquad (115)$$

Τὸ ἀντίστροφον τούτου, τ. ἔ. τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος, ποὺ ἰσοδυναμεῖ πρὸς τὴν μονάδα τοῦ μηχανικοῦ ἔργου ἤ, ὅπως τὸ ὀνομάζομεν, τὸ ***θερμικὸν ἰσοδύναμον τοῦ μηχανικοῦ ἔργου*** εἶναι:

$$A = 1/J = 0{,}23865 \text{ [cal/Joule]} \qquad (116)$$

β) Ἡ πρώτη ἀρχὴ τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος. Τὸ συμπέρασμα, ὅτι ἡ θερμότης εἶναι ἰσοδύναμος μὲ μηχανικὸν ἔργον, χαρακτηρίζεται ὡς πρώτη ἀρχὴ τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος. Ἀποτελεῖ ἐπέκτασιν τῆς ἀρχῆς τῆς διατηρήσεως τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας (§ 19, στ), διότι μᾶς λέγει ὅτι, εἰς τὴν περίπτωσιν κατὰ τὴν ὁποίαν μία ὡρισμένη ποσότης κινητικῆς ἐνεργείας ἐξαφανίζεται καὶ ἀντ' αὐτῆς ἐμφανίζεται θερμότης, ὑφίσταται μία σταθερὰ σχέσις μεταξὺ τῆς ἐξαφανιζομένης μηχανικῆς ἐνεργείας καὶ τῆς ἐμφανιζομένης θερμότητος. Ἔτσι τὸ σύνολον τῆς ἐνεργείας εἶναι τὸ αὐτὸ πρὸ καὶ μετὰ τὴν ἐπελθοῦσαν μεταβολήν.

Ἡ γενικωτέρα λοιπὸν ἔκφρασις τῆς ἀρχῆς τῆς ἀφθαρσίας τῆς ἐνεργείας διατυπώνεται τώρα, ὅπως πρῶτος διέγνωσε τοῦτο ὁ J. R. Meyer, ὡς ἑξῆς: ***Ὅταν ἓν ποσὸν οἱουδήποτε εἴδους ἐνεργείας ἐξαφανίζεται κατὰ τὴν διαδρομὴν ἑνὸς φαινομένου, ἐμφανίζεται ἀντ' αὐτοῦ ἰσοδύναμον ποσὸν ἄλλου εἴδους ἐνεργείας.***

Κατὰ συνέπειαν τούτου εἶναι ἀδύνατον νὰ ἐπινοηθῇ φαινόμενον, κατὰ τὸ ὁποῖον θὰ μποροῦσε νὰ ἀναπτύσσεται ἐνέργεια ἐκ τοῦ μηδενός. Εἶναι μὲ ἄλλα λόγια ἀδύνατον νὰ ἐφευρεθῇ «τὸ ἀεικίνητον», τ.ἔ. μηχανή, ποὺ θὰ ἀπέδιδε ἔργον μεγαλύτερον ἀπὸ ἐκεῖνο, ποὺ τῆς παρέχεται.

Προκειμένου νὰ διατυπωθῇ μαθηματικῶς ἡ πρώτη ἀρχὴ αὕτη, σκεπτόμεθα ὅτι ἓν ποσὸν θερμότητος ΔQ, ποὺ προσδίδεται εἰς σῶμα, μπορεῖ νὰ προκαλέσῃ εἰς αὐτὸ 1) αὔξησιν τοῦ ὄγκου του (ΔV), 2) ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας (ΔT), 3) χαλάρωσιν τῶν δεσμῶν, ποὺ συσσωματώνουν τὰ μόριά του, ἀποτέλεσμα τῆς ὁποίας μπορεῖ νὰ εἶναι καὶ ἡ μεταβολὴ τῆς φυσικῆς καταστάσεως τοῦ σώματος. Κατὰ τὴν αὔξησιν τοῦ ὄγκου κάθε στοιχεῖον $\Delta\omega$ τῆς ἐπιφανείας τοῦ σώματος προωθεῖται πρὸς τὰ ἔξω κατὰ διάστημα Δs. Ἂν εἶναι p ἡ πίεσις, (π.χ. ἡ ἀτμοσφαιρική), ποὺ ἐνεργεῖ ἐπὶ τοῦ σώματος, τ. ἔ. ἡ δύναμις, ποὺ ἐνεργεῖ καθέτως ἐπὶ τῆς μονάδος ἐπιφανείας τοῦ σώματος, εἶναι προφανὲς ὅτι ἐπὶ τοῦ θεωρουμένου στοιχείου ἐπιφανείας $\Delta\omega$ θὰ ἐνεργῇ ἡ δύναμις $p\,\Delta\omega$. Ἕνεκα τούτου κατὰ τὴν προώθησιν τοῦ στοιχείου τούτου κατὰ διάστημα Δs παρέχεται ἔργον:

$$\Delta A = p.\Delta\omega.\Delta s.$$

Ἂν ἀθροίσωμεν τὰ στοιχειώδη ἔργα ΔA, ποὺ παρέχονται διὰ τὴν προώθησιν τῶν καθέκαστα στοιχείων $\Delta\omega$, εἰς τὰ ὁποῖα ἀναλύεται ἡ ὅλη ἐπιφάνεια τοῦ σώματος, θὰ ἔχωμεν τὸ ὁλικὸν ἔργον τῆς διαστολῆς: $A_\delta = \Sigma\Delta A = \Sigma p\Delta\omega\Delta s = p\Sigma\Delta\omega\Delta s$

Ἀλλὰ τὸ ἄθροισμα $\Sigma\Delta\omega.\Delta s$ παρέχει τὴν αὔξησιν τοῦ ὄγκου ΔV καὶ συνεπῶς τὸ παραγόμενον λόγω τῆς διαστολῆς ἐξωτερικὸν ἔργον θὰ εἶναι:

$$A_\delta = p.\Delta V \qquad (117)$$

Ἐπειδὴ τὸ ἔργον τοῦτο εἶναι ἓν μέρος τῶν ἀποτελεσμάτων, ποὺ προκαλεῖ ἡ θερμότης ΔQ, ποὺ προσδίδεται εἰς τὸ σῶμα, ἐκφράζομεν τοῦτο εἰς θερμικὰς μονάδας, πολλαπλασιάζοντες ἐπὶ τὸ θερμικὸν ἰσοδύναμον A τοῦ μηχανικοῦ ἔργου. Ἔτσι θὰ ἔχωμεν:

$$A \cdot A_\delta = A p\,\Delta V \qquad (117')$$

Προκειμένου διὰ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας, ποὺ προκαλεῖ ἡ προσδιδομένη εἰς τὸ σῶμα θερμότης ΔQ, ἀποδίδομεν αὐτὴν (ὅπως θὰ ἴδωμεν παρακάτω) εἰς τὴν αὔξησιν τῶν ταχυτήτων, μὲ τὰς ὁποίας κινοῦνται τὰ μόρια τοῦ σώματος. Ἐξ ἄλλου μεταξὺ τῶν μορίων τοῦ σώματος ἐνεργοῦν δυνάμεις, αἱ ὁποῖαι καθορίζουν τάς μεταξύ των ἀποστάσεις και τὴν κατάστασιν ἰσορροπίας των.

Ἔτσι ἕνεκα τῶν κινήσεων τῶν μορίων του τὸ σῶμα ἐγκλείει κινητικὴν ἐνέργειαν καὶ ἕνεκα τῶν δυνάμεων, ποὺ ἐξασκοῦνται μεταξὺ τῶν μορίων του, ἐγκλείει τοῦτο δυναμικὴν ἐνέργειαν. Τὸ ἄθροισμα τῶν δύο τούτων ποσῶν μηχανικῆς ἐνεργείας, ποὺ ἐγκλείει τὸ σῶμα, τὸ καλοῦμεν ***ἐσωτερικὴν ἢ ἰδίαν ἐνέργειαν*** τοῦ σώματος. Ὅταν λοιπὸν ἡ προσδιδομένη εἰς τὸ σῶμα θερμότης ΔQ ἀνυψώνη τὴν θερμοκρασίαν τοῦ σώματος καὶ χαλαρώνη τὴν συσσωμάτωσιν τῶν μορίων του, τοῦτο σημαίνει ὅτι αὐξάνεται ἡ ἐσωτερικὴ ἢ ἰδία ἐνέργεια τοῦ σώματος καὶ συνεπῶς παράγεται ἔργον, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν ***ἐσωτερικὸν ἔργον*** τῆς θερμότητος ΔQ. Τὸ ἔργον τοῦτο ἂν εἶναι ΔU εἰς μονάδας μηχανικοῦ ἔργου, θὰ εἶναι $A \,.\, \Delta U$ εἰς μονάδας θερμότητος.

Ὥστε ἡ θερμότης ΔQ, ποὺ παρέχεται εἰς τὸ σῶμα, θὰ ἐκδηλωθῆ ἐπ' αὐτοῦ μὲ τὸ ἄθροισμα τοῦ ἐξωτερικοῦ ἔργου διαστολῆς $A \,.\, p \,.\, \Delta V$ καὶ τοῦ ἐσωτερικοῦ ἔργου $A \,.\, \Delta U$, ἤτοι θὰ εἶναι:

$$\Delta Q = A\,(p \,.\, \Delta V + \Delta U) \qquad (118)$$

Ἡ σχέσις αὕτη διετυπώθη τὸ 1865 ἀπὸ τὸν Clausius (1822-1888) καὶ ἀποτελεῖ τὴν μαθηματικὴν διατύπωσιν τῆς πρώτης Ἀρχῆς τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος.

γ) Κινητικὴ θεωρία τῆς θερμότητος. Ἡ ἰσοδυναμία θερμότητος καὶ μηχανικοῦ ἔργου εὑρίσκει τὴν ἁπλουστέραν ἐξήγησίν της εἰς τὴν ἐκδοχὴν ὅτι ἡ θερμικὴ ἐνέργεια, ποὺ ἐκδηλώνουν τὰ ὑλικὰ σώματα, ὀφείλεται εἰς τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων, ποὺ ἀποτελοῦν τὰ σώματα. Ἡ αὔξησις τῆς θερμοκρασίας ἑνὸς σώματος σημαίνει ἁπλούστατα αὔξησιν τῶν ταχυτήτων, μὲ τὰς ὁποίας κινοῦνται τὰ καθέκαστα μόρια τοῦ σώματος. Σύμφωνα λοιπὸν μὲ τὴν ἐκδοχὴν αὐτὴν τὰ μόρια κάθε σώματος πρέπει νὰ εὑρίσκωνται εἰς διενεκῆ κίνησιν μὲ ταχύτητας τόσον μεγαλυτέρας ὅσον ὑψηλοτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία.

Εἰς τὰ στερεὰ τὰ μόρια εὑρίσκονται εἰς ἀδιάκοπον κραδασματικὴν κίνησιν, ἕκαστον περὶ ὡρισμένην θέσιν ἰσορροπίας. Εἰς τὰ ὑγρὰ μποροῦν τὰ μόρια νὰ ὀλισθαίνουν μεταξύ των, ἀλλὰ πάντοτε εἰς ὡρισμένας ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις, ἐφ' ὅσον αἱ συνθῆκαι θερμοκρασίας καὶ πιέσεως, ὑπὸ τὰς ὁποίας εὑρίσκεται τὸ ὑγρόν, δὲν μεταβάλλονται. Εἰς τὰ ἀέρια τέλος αἱ κινήσεις τῶν μορίων δὲν δεσμεύονται ἀπὸ δυνάμεις συνοχῆς καὶ διὰ τοῦτο γίνονται πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, αἱ ὁποῖαι μεταβάλλονται ἀπὸ στιγμῆς εἰς στιγμὴν λόγω τῆς ἀλληλοσυγκρούσεως τῶν μορίων.

Εἰς τὴν ἐκδοχὴν ὅτι τὰ μόρια τῶν σωμάτων εὑρίσκονται εἰς κίνησιν ὁδηγοῦν πολλαὶ παρατηρήσεις καὶ πειραματικαὶ διαπιστώσεις. Ἔτσι ἡ ἀνακάλυψις, ποὺ ἔκαμε ἀπὸ τὰ 1827 ὁ Ἄγγλος βοτανολόγος Brown, κατὰ τὴν ὁποίαν, ἂν παρατηρήσωμεν μὲ μικροσκόπιον μεγάλης μεγεθύνσεως σταγόνα ὑγροῦ, εἰς τὴν ὁποίαν αἰωροῦνται πολὺ μικρὰ στερεὰ σωματίδια π.χ. ἀπὸ κόνιν γύρεως ἢ ἀπὸ ἀδιάλυτον εἰς τὸ ὑγρὸν χρωστικὴν οὐσίαν, βλέπομεν αὐτὰ νὰ ἐκτελοῦν κινήσεις σπασμωδικὰς κατὰ διαφόρους μεταβαλλομένας διευθύνσεις. Εἶναι προφανὲς ὅτι ἡ ***κίνησις αὕτη τοῦ*** B r o w n ἀποτελεῖ ἐκδήλωσιν τῶν κινήσεων τῶν μορίων τοῦ ὑγροῦ.

Ἀναστρέφομεν ἐπάνω εἰς ὑάλινον κύλινδρον, γεμᾶτον μὲ καστανόχρουν ἀέριον βρώμιον, ἄλλον ὅμοιον μὲ ἀέρα, εἰς τρόπον ὥστε τὰ χείλη τοῦ ἀνοίγματος τοῦ ἑνὸς κυλίνδρου νὰ ἐφαρμόζουν εἰς τὰ τοῦ ἄλλου. Ἔτσι σχηματίζεται ἕνας συνεχὴς κλειστὸς κύλινδρος, ποὺ εἰς τὸ κατώτερον μέρος του περιέχει βρώμιον καὶ ἐπάνω ἀπ' αὐτὸ ἀέρα. Βλέπομεν τότε ὅτι σιγὰ-σιγὰ τὸ βρώμιον προχωρεῖ πρὸς τὰ ἐπάνω καὶ ἀναμιγνύεται μὲ τὸν ἀέρα, ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὴν ἐξάπλωσιν τοῦ καστανοῦ χρώματος. Λαμβανομένου ὑπ' ὄψιν ὅτι τὸ βρώμιον εἶναι εἰδικῶς βαρύτερον τοῦ ἀέρος, ἡ ἐξάπλωσίς του καὶ πρὸς τὰ ἄνω δὲν μπορεῖ νὰ ἐξηγηθῇ, παρὰ μόνον μὲ τὴν ἐκδοχὴν ὅτι τὰ μόρια τῶν ἀερίων εὑρίσκονται εἰς zig zag κίνησιν, λόγῳ τῆς ὁποίας διαχέονται εἰς ὅλον τὸν χῶρον τῶν δύο συνεχομένων κυλίνδρων.

Μὲ τὴν κίνησιν τῶν μορίων ἐξηγεῖται ἐπίσης ὅτι, ἂν χύσωμεν ὕδωρ εἰς κύλινδρον, ποὺ εἰς τὸν πυθμένα του ἔχει μικρὰν ποσότητα κρυστάλλων θειϊκοῦ χαλκοῦ, βλέπομεν ἀπὸ τὴν ἐξάπλωσιν τοῦ κυανοῦ χρώματος καὶ πρὸς τὰ ἄνω ὅτι μόρια τοῦ θειϊκοῦ χαλκοῦ διαχέονται ὀλίγον κατ' ὀλίγον εἰς ὅλην τὴν στήλην τοῦ ὑγροῦ.

δ) Ἐξαγόμενα τῆς κινητικῆς θεωρίας.—1. Ἡ θεώρησις τῶν μοριακῶν ὡς ἄνω κινήσεων, εἰς τὰς ὁποίας ὀφείλεται ἡ θερμικὴ ἐνέργεια, ποὺ ἐγκλείει τὸ σῶμα, εἶναι ἁπλουστέρα εἰς τὰ **ἀέρια**, ἐπειδὴ εἰς αὐτὰ ἐκμηδενίζονται αἱ μεταξὺ τῶν μορίων δυνάμεις συνοχῆς. Εἰς τὴν περίπτωσιν δηλαδὴ ἀερίων τὰ πολυπληθέστατα μόρια αὐτῶν κινοῦνται ἐλευθέρως κατὰ διαφόρους διευθύνσεις ὡς ἐλάχιστα ἐλαστικὰ σφαιρίδια, ποὺ τρέχουν τὸ ἓν ὡς πρὸς τὸ ἄλλο μὲ μεγάλας ταχύτητας καὶ συγκρούονται συχνότατα μεταξύ των μὲ ἀποτέλεσμα νὰ ἀλλάζουν ἀπὸ στιγμῆς εἰς στιγμὴν τὰς διευθύνσεις καὶ τιμὰς τῶν ταχυτήτων των σύμφωνα μὲ τοὺς νόμους τῆς ἐλαστικῆς κρούσεως (§ 15, γ).

Ἔστω ὅτι ἔχομεν μίαν ποσότητα ἀερίου κλεισμένην εἰς σφαιρικὸν δοχεῖον (σχ. 14). Κάθε μόριον τοῦ ἀερίου τούτου, ποὺ κατὰ τὴν κίνησίν του προσκρούει ***καθέτως*** ἐπὶ τοῦ τοιχώματος τοῦ δοχείου μὲ ταχύτητα c ἀνακλᾶται ἐπ' αὐτοῦ κατὰ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν καὶ ***ἀντίθετον*** φορὰν μὲ ταχύτητα $-c$. Ἂν εἶναι m ἡ μᾶζα τοῦ μορίου, ἡ ποσότης κινήσεως, μὲ τὴν ὁποίαν προσπίπτει τοῦτο ἐπὶ τοῦ τοιχώματος, εἶναι mc, ἐνῶ ἐκείνη, μὲ τὴν ὁποίαν ἀνακλᾶται εἰς τὸ τοίχωμα εἶναι $-mc$. Κατὰ τὴν κάθετον συνεπῶς πρόσπτωσιν ἑνὸς μορίου ἐπὶ τοῦ τοιχώματος, μεταβάλλεται ἡ ποσότης κινήσεως τοῦ μορίου κατὰ $mc-(-mc)=2mc$. Εἶναι λοιπὸν ὡς ἐὰν ἐξασκῇ τὸ τοίχωμα ἐπὶ τοῦ μορίου τούτου σταθερὰν δύναμιν Δ μὲ ὁρμὴν $(\Delta . t)$ ἴσην μὲ $2mc$ καὶ κατὰ τὸ ἀξίωμα τῆς δράσεως καὶ ἀντιδράσεως πρέπει καὶ τὸ τοίχωμα νὰ πιέζεται ὑπὸ δυνάμεως τῆς αὐτῆς ὁρμῆς.

Σχ. 14

Ἂν ἡ διεύθυνσις, μὲ τὴν ὁποίαν προσπίπτει ἓν μόριον ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ τοιχώματος τοῦ δοχείου, σχηματίζῃ μὲ τὴν κάθετον ἐπὶ τοῦ τοιχώματος (εἰς τὸ σημεῖον τῆς προσκρούσεως) γωνίαν φ, τότε ἐνεργεῖ πιεστικῶς ἐπὶ τοῦ τοιχώματος μόνον ἡ κάθετος ἐπ' αὐτοῦ συνιστῶσα τῆς δυνάμεως, ἤτοι δύναμις μὲ ὁρμὴν ἴσην πρὸς 2mcσυνφ. Εἰς τὸ θεωρούμενον σφαιρικὸν δοχεῖον κάθε μόριον, ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τοῦ τοιχώματος ὑπὸ γωνίαν φ, ἀναπηδᾶ ἀπ' αὐτὸ ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν καὶ προσκρούει εἰς ἄλλο σημεῖον τοῦ τοιχώματος πάλιν ὑπὸ τὴν γωνίαν φ, διὰ νὰ ἀναπηδήσῃ πάλιν ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν κ.ο.κ.

Τὸ διάστημα s, ποὺ διανύει τὸ θεωρούμενον μόριον εἰς σφαιρικὸν δοχεῖον ἀκτῖνος R μεταξὺ δύο διαδοχικῶν προσκρούσεων ἐπὶ τοῦ τοιχώματος τοῦ δοχείου, εἶναι: $s/2=R$συνφ καὶ $s=2R$συνφ

Ἐπειδὴ εἰς 1 sec διανύεται ἀπὸ τὸ μόριον διάστημα ἴσον ἀριθμητικῶς μὲ τὴν ταχύτητα c, ὁ ἀριθμὸς τῶν προσκρούσεων τοῦ μορίου κατὰ 1 sec θὰ εἶναι: $N=c/2R$συνφ καὶ ἐπειδὴ κάθε πρόσκρουσις ἐπιδρᾷ ἐπὶ τοῦ τοιχώματος μὲ ὁρμὴν 2 mc·συνφ, ἕκαστον μόριον θὰ ἐπιφέρῃ ἐπὶ τοῦ τοιχώματος καθ' ἕκαστον δευτερόλεπτον συνολικὴν ὁρμὴν ἴσην μέ: N 2mcσυνφ=2mcσυνφ c/2Rσυνφ$=mc^2/R$.

Ἀλλὰ ἡ ὁρμὴ (Δ.t), ποὺ ἐπιφέρεται ἐπὶ τοῦ τοιχώματος εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου (t=1sec), εἶναι ἀριθμητικῶς ἴση μὲ τὴν δύναμιν, ποὺ κατὰ μέσον ὅρον ἐνεργεῖ σταθερῶς ἐπὶ τοῦ τοιχώματος, ἤτοι κάθε μόριον μάζης m καὶ ταχύτητος c, ἀνεξαρτήτως τῆς γωνίας ὑπὸ τὴν ὁποίαν προσπίπτει ἐπὶ τοῦ τοιχώματος, ἐξασκεῖ καθέτως ἐπ' αὐτοῦ δύναμιν ἴσην μὲ mc^2/R.

Ἂν εἶναι n ὁ ἀριθμὸς τῶν μορίων τοῦ περιεχομένου εἰς τὸ δοχεῖον ἀερίου, θὰ ἀσκῆται ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ δοχείου (καθέτως ἐπ' αὐτὴν) δύναμις nmc^2/R καὶ ἐπειδὴ τὸ ἐμβαδὸν τῆς θεωρουμένης σφαιρικῆς ἐπιφανείας εἶναι $4\pi R^2$, ἡ κατὰ μονάδα ἐπιφανείας τοῦ τοιχώματος τοῦ δοχείου ἐξασκουμένη δύναμις, τ. ἔ. ἡ πίεσις τοῦ περιεχομένου ἀερίου, θὰ εἶναι $p=nmc^2/4\pi R^2$.

Ἂν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ δοχείου εἶναι $\frac{4}{3}\pi R^3$, μποροῦμε ἀντὶ τοῦ $4\pi R^3$ νὰ θέσωμεν εἰς τὴν ἀνωτέρω σχέσιν τὸ ἴσον του 3V. Ἐξ ἄλλου ἐπειδὴ ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἑνὸς μορίου εἶναι $\varepsilon=\frac{1}{2}mc^2$ καὶ συνεπῶς ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ὅλων τῶν μορίων εἶναι $E=\frac{nmc^2}{2}$ μποροῦμε εἰς τὴν ἰδίαν ἀνωτέρω σχέσιν νὰ θέσωμεν ἀντὶ nmc^2 τὸ ἴσον του 2E.

Ἔτσι προκύπτει ὅτι ἡ πίεσις, ποὺ ἀσκεῖ τὸ ἀέριον ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου, εἰς τὸ ὁποῖον ἐγκλείεται, παρέχεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$p=\frac{nmc^2}{4\pi R^2}=\frac{n\,m\,c^2}{3V}=\frac{2E}{3V} \qquad (119)$$

(ὅπου p παριστάνει τὴν πίεσιν, n τὸν ἀριθμὸν τῶν μορίων, m τὴν μᾶζαν, καὶ c τὴν μέσην ταχύτητα κάθε μορίου, V τὸν ὄγκον τοῦ ἀερίου καὶ E τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων αὐτοῦ).

2. Ἂν γράψωμεν τὴν σχέσιν (119) ὑπὸ τὴ μορφὴν $pV=\frac{2}{3}E$, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ δεύτερον μέλος τῆς ἐξισώσεως εἶναι σταθερὰ ποσότης, ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερά. Ἔτσι ἀπὸ τὴν γενομένην θεώρησιν προκύπτει ὁ νόμος Boyle—Mariotte (§ 19 στ'): $pV=$σταθ. (119')

Ἐξ ἄλλου σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν τοῦ Clausius $\Delta Q=A\,(\Delta u+p\Delta V)$, (βλ. σχέσιν 117), ὅταν προσδίδεται εἰς ἀέριον, ποὺ κρατεῖται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ($\Delta V=0$), ποσὸν θερμότητος ΔQ, αὐξάνεται μόνον ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τοῦ ἀερίου κατὰ ΔU καὶ συνεπῶς εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ἡ ἁπλουστέρα ἐξίσωσις: $(\Delta Q)_v=A.\Delta U$

Ἀπὸ αὐτὴν προκύπτει: $\frac{(\Delta Q)_v}{\Delta T}=A\frac{\Delta U}{\Delta T}$.

Ἀλλὰ τότε τὸ πηλίκον $\frac{(\Delta Q)_v}{\Delta T}$ παρέχει τὴν εἰδικὴν θερμότητα ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, δηλαδὴ τὴν c_v, ἐφόσον ἡ θεωρουμένη ποσότης ἀερίου εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα (1gr). Εἶναι λοιπὸν : $c_v = A\frac{\Delta U}{\Delta T}$ καὶ $\Delta U = \frac{1}{A}\, c_v\, \Delta T = Jc_v\, \Delta T$, ἤτοι :

Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας (ΔU) ἀερίου εἶναι ἀνάλογος τῆς μεταβολῆς τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας (ΔT) τοῦ ἀερίου.

Προκειμένου ὅμως περὶ ἀερίου ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια αὐτοῦ παρέχεται ὑπὸ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων του. Ἂν ἑπομένως U_1 καὶ U_2 παριστάνουν τὰς τιμὰς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας εἰς τὰς ἀντιστοίχους θερμοκρασίας T_1 καὶ T_2 καὶ εἶναι c_1 καὶ c_2 αἱ ἀντίστοιχοι τιμαὶ τῆς μέσης ταχύτητος τῶν μορίων τοῦ ἀερίου m ἡ μᾶζα ἑκάστου καὶ n ὁ ἀριθμὸς αὐτῶν, θὰ ἔχωμεν :

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{{}^1/_2 nmc_1^2}{{}^1/_2 nmc_2^2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{καὶ} \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{c_1^2}{c_2^2}$$

ἤτοι : ***Ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ἀερίου εἶναι ἀνάλογος τῆς κινητικῆς ἐνεργείας καὶ συνεπῶς τοῦ τετραγώνου τῆς μέσης ταχύτητος τῶν μορίων του.***

Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο ἐκφράζεται μὲ τὴν σχέσιν : $LT = \frac{1}{2}mc^2 = \frac{E}{n}$ (119΄΄)

εἰς τὴν ὁποίαν ὁ συντελεστὴς ἀναλογίας L παρέχει τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν ἑνὸς μορίου εἰς τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν $T = 1^\circ K$ ($= -272^\circ C$).

Ἔτσι ἡ σχέσις (119) $p = \frac{2}{3}\frac{E}{V}$ μπορεῖ νὰ λάβῃ τὴν μορφήν :

$$p = \frac{2}{3}\,\frac{LnT}{V} \quad \text{ἢ} \quad \frac{pV}{T} = \frac{2}{3}Ln \tag{120}$$

εἰς τὴν ὁποίαν τὸ β΄ μέλος τῆς ἐξισώσεως εἶναι σταθερὰ ποσότης R καὶ ἑπομένως εἶναι :

$$\frac{pV}{T} = R \tag{120΄}$$

Ἡ σχέσις ὅμως αὐτὴ εἶναι ἡ μαθηματικὴ ἔκφρασις τοῦ συνδυασμοῦ τῶν νόμων Boyle—Mariotte καὶ Gay Lussec (§ 29,ιδ΄). Ὥστε R εἶναι ἡ σταθερὰ τῶν ἀερίων ἀνηγμένη εἰς n μόρια. Προκειμένου νὰ ἀνάγεται αὕτη εἰς 1 γραμμομόριον (mol) ἀερίου πρέπει ὁ ἀριθμὸς n νὰ γίνῃ ἴσος μὲ τὸν ἀριθμὸν N τῶν μορίων ποὺ περιέχονται εἰς 1 γραμμομόριον τοῦ ἀερίου.

Τὸ $\frac{2}{3}L = \frac{R}{N}$ θὰ παρίστανε κατὰ τ᾽ ἀνωτέρω τὴν σταθερὰν τοῦ ἀερίου διὰ n=1, δηλαδὴ ἀνηγμένην εἰς ποσὸν ἀερίου, ποὺ ἀποτελεῖται ἀπὸ ἕν μόνον μόριον αὐτοῦ.

ε) Ἡ σχέσις τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων ἀερίου c_p/c_v. Ὅταν εἰς μᾶζαν μ ἀερίου προσδίδεται ποσὸν θερμότητος Q, τοῦτο προκαλεῖ ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου ἀπὸ T_1 εἰς T_2 καὶ διαστολὴν τοῦ ὄγκου του ἀπὸ V_1 εἰς V_2. Τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ διατίθεται ***μόνον*** διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας (χωρὶς διαστολὴν τοῦ ὄγκου) εἶναι : $q_v = \mu c_v (T_2 - T_1)$, ἂν c_v εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. Τὸ μέρος ἐξ ἄλλου τῆς θερμότητος, ποὺ διατίθεται διὰ τὴν διαστολήν, θὰ δίδεται ὑπὸ τοῦ ποσοῦ θερμότητος q_δ, τὸ ὁποῖον εἶναι ἰσοδύναμον μὲ τὸ μηχανικὸν ἔργον $p\,(V_2 - V_1)$ [(ἐξίσ. (117)], τὸ ὁποῖον ἐκτελεῖται κατὰ τὴν διαστολὴν τοῦ ὄγκου ἀπὸ V_1 εἰς V_2, ὑπερνικωμένης τῆς πιέσεως p, ὑπὸ τὴν ὁποίαν εὑρίσκεται τὸ ἀέριον· θὰ εἶναι λοιπόν τὸ μέρος τοῦτο τῆς θερμό-μὴν ἴσην πρὸς $2mc\,\sigma\upsilon\nu\varphi$. Εἰς τὸ θεωρούμενον σφαιρικὸν δοχεῖον κάθε μόριον, ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τοῦ τοιχώματος ὑπὸ γωνίαν φ, ἀναπηδᾶ ἀπ' αὐτὸ ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν καὶ προσκρούει εἰς ἄλλο σημεῖον τοῦ τοιχώματος πάλιν ὑπὸ τὴν γωνίαν φ, διὰ νὰ ἀναπηδήση πάλιν ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν κ.ο.κ.

Τὸ διάστημα s, ποὺ διανύει τὸ θεωρούμενον μόριον εἰς σφαιρικὸν δοχεῖον ἀκτῖνος R μεταξὺ δύο διαδοχικῶν προσκρούσεων ἐπὶ τοῦ τοιχώματος τοῦ δοχείου, εἶναι: $s/2 = R\,\sigma\upsilon\nu\varphi$ καὶ $s = 2R\,\sigma\upsilon\nu\varphi$

Ἐπειδὴ εἰς 1 sec διανύεται ἀπὸ τὸ μόριον διάστημα ἴσον ἀριθμητικῶς μὲ τὴν ταχύτητα c, ὁ ἀριθμὸς τῶν προσκρούσεων τοῦ μορίου κατὰ 1 sec θὰ εἶναι: $N = c/2R\,\sigma\upsilon\nu\varphi$ καὶ ἐπειδὴ κάθε πρόσκρουσις ἐπιδρᾶ ἐπὶ τοῦ τοιχώματος μὲ ὁρμὴν $2mc \cdot \sigma\upsilon\nu\varphi$, ἕκαστον μόριον θὰ ἐπιφέρη ἐπὶ τοῦ τοιχώματος καθ' ἕκαστον δευτερόλεπτον συνολικὴν ὁρμὴν ἴσην μέ: $N\,2mc\,\sigma\upsilon\nu\varphi = 2mc\,\sigma\upsilon\nu\varphi . c/2R\,\sigma\upsilon\nu\varphi = mc^2/R$.

Ἀλλὰ ἡ ὁρμὴ ($\Delta . t$), ποὺ ἐπιφέρεται ἐπὶ τοῦ τοιχώματος εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου ($t = 1$sec), εἶναι ἀριθμητικῶς ἴση μὲ τὴν δύναμιν, ποὺ κατὰ μέσον ὅρον ἐνεργεῖ σταθερῶς ἐπὶ τοῦ τοιχώματος, ἤτοι κάθε μόριον μάζης m καὶ ταχύτητος c, ἀνεξαρτήτως τῆς γωνίας ὑπὸ τὴν ὁποίαν προσπίπτει ἐπὶ τοῦ τοιχώματος, ἐξασκεῖ καθέτως ἐπ' αὐτοῦ δύναμιν ἴσην μὲ mc^2/R.

Ἂν εἶναι n ὁ ἀριθμὸς τῶν μορίων τοῦ περιεχομένου εἰς τὸ δοχεῖον ἀερίου, θὰ ἀσκῆται ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ δοχείου (καθέτως ἐπ' αὐτήν) δύναμις nmc^2/R καὶ ἐπειδὴ τὸ ἐμβαδὸν τῆς θεωρουμένης σφαιρικῆς ἐπιφανείας εἶναι $4\pi R^2$, ἡ κατὰ μονάδα ἐπιφανείας τοῦ τοιχώματος τοῦ δοχείου ἐξασκουμένη δύναμις, τ. ἔ. ἡ πίεσις τοῦ περιεχομένου ἀερίου, θὰ εἶναι $p = nmc^2/4\pi R^3$.

Ἂν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ δοχείου εἶναι $\frac{4}{3}\pi R^3$, μποροῦμε ἀντὶ τοῦ $4\pi R^3$ νὰ θέσωμεν εἰς τὴν ἀνωτέρω σχέσιν τὸ ἴσον του 3V. Ἐξ ἄλλου ἐπειδὴ ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἑνὸς μορίου εἶναι $\varepsilon = \frac{1}{2}mc^2$ καὶ συνεπῶς ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ὅλων τῶν μορίων εἶναι $E = \frac{nmc^2}{2}$ μποροῦμε εἰς τὴν ἰδίαν ἀνωτέρω σχέσιν νὰ θέσωμεν ἀντὶ nmc^2 τὸ ἴσον του 2E.

Ἔτσι προκύπτει ὅτι ἡ πίεσις, ποὺ ἀσκεῖ τὸ ἀέριον ἐπὶ τῶν τοιχωμάτων τοῦ δοχείου, εἰς τὸ ὁποῖον ἐγκλείεται, παρέχεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$p = \frac{nmc^2}{4\pi R^3} = \frac{n\,m\,c^2}{3V} = \frac{2E}{3V} \tag{119}$$

(ὅπου p παριστάνει τὴν πίεσιν, n τὸν ἀριθμὸν τῶν μορίων, m τὴν μᾶζαν, καὶ c τὴν μέσην ταχύτητα κάθε μορίου, V τὸν ὄγκον τοῦ ἀερίου καὶ E τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων αὐτοῦ).

2. Ἂν γράψωμεν τὴν σχέσιν (119) ὑπὸ τὴ μορφὴν $pV = \frac{2}{3}E$, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ δεύτερον μέλος τῆς ἐξισώσεως εἶναι σταθερὰ ποσότης, ἐφ' ὅσον ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερά. Ἔτσι ἀπὸ τὴν γενομένην θεώρησιν προκύπτει ὁ νόμος Boyle—Mariotte (§ 19 στ'): $pV = \sigma\tau\alpha\vartheta.$ (119')

Ἐξ ἄλλου σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν τοῦ Clausius $\Delta Q = A\,(\Delta u + p\Delta V)$, (βλ. σχέσιν 117), ὅταν προσδίδεται εἰς ἀέριον, ποὺ κρατεῖται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον ($\Delta V = 0$), ποσὸν θερμότητος ΔQ, αὐξάνεται μόνον ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια τοῦ ἀερίου κατὰ ΔU καὶ συνεπῶς εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ἡ ἁπλουστέρα ἐξίσωσις: $(\Delta Q)_v = A.\Delta U$

Ἀπὸ αὐτὴν προκύπτει: $\frac{(\Delta Q)_v}{\Delta T} = A\,\frac{\Delta U}{\Delta T}$.

Ἀλλὰ τότε τὸ πηλίκον $\frac{(\Delta Q)_v}{\Delta T}$ παρέχει τὴν εἰδικὴν θερμότητα ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον, δηλαδὴ τὴν c_v, ἐφόσον ἡ θεωρουμένη ποσότης ἀερίου εἶναι ἴση μὲ τὴν μονάδα (1gr). Εἶναι λοιπόν: $c_v = A\frac{\Delta U}{\Delta T}$ καὶ $\Delta U = \frac{1}{A} c_v \, \Delta T = Jc_v \, \Delta T$, ἤτοι:

Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας (ΔU) ἀερίου εἶναι ἀνάλογος τῆς μεταβολῆς τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας (ΔT) τοῦ ἀερίου.

Προκειμένου ὅμως περὶ ἀερίου ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια αὐτοῦ παρέχεται ὑπὸ τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων του. Ἂν ἑπομένως U_1 καὶ U_2 παριστάνουν τὰς τιμὰς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας εἰς τὰς ἀντιστοίχους θερμοκρασίας T_1 καὶ T_2 καὶ εἶναι c_1 καὶ c_2 αἱ ἀντίστοιχοι τιμαὶ τῆς μέσης ταχύτητος τῶν μορίων τοῦ ἀερίου m ἡ μᾶζα ἑκάστου καὶ n ὁ ἀριθμὸς αὐτῶν, θὰ ἔχωμεν:

$$\frac{U_1}{U_2}=\frac{{}^1/_2\, nmc_1^2}{{}^1/_2\, nmc_2^2}=\frac{T_1}{T_2} \quad \text{καὶ} \quad \frac{T_1}{T_2}=\frac{c_1^2}{c_2^2}$$

ἤτοι: ***Ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία ἀερίου εἶναι ἀνάλογος τῆς κινητικῆς ἐνεργείας καὶ συνεπῶς τοῦ τετραγώνου τῆς μέσης ταχύτητος τῶν μορίων του.***

Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο ἐκφράζεται μὲ τὴν σχέσιν: $$LT=\frac{1}{2}mc^2=\frac{E}{n} \qquad (119'')$$
εἰς τὴν ὁποίαν ὁ συντελεστὴς ἀναλογίας L παρέχει τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν ἑνός μορίου εἰς τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T=1°K (=−272°C).

Ἔτσι ἡ σχέσις (119) $p=\frac{2}{3}\frac{E}{V}$ μπορεῖ νὰ λάβῃ τὴν μορφήν:

$$p=\frac{2}{3}\frac{LnT}{V} \quad \text{ἢ} \quad \frac{pV}{T}=\frac{2}{3}Ln \qquad (120)$$

εἰς τὴν ὁποίαν τὸ β' μέλος τῆς ἐξισώσεως εἶναι σταθερὰ ποσότης R καὶ ἑπομένως εἶναι:

$$\frac{pV}{T}=R \qquad (120')$$

Ἡ σχέσις ὅμως αὐτὴ εἶναι ἡ μαθηματικὴ ἔκφρασις τοῦ συνδυασμοῦ τῶν νόμων Boyle—Mariotte καὶ Gay Lussec (§ 29,ιδ'). Ὥστε R εἶναι ἡ σταθερὰ τῶν ἀερίων ἀνηγμένη εἰς n μόρια. Προκειμένου νὰ ἀνάγεται αὕτη εἰς 1 γραμμομόριον (mol) ἀερίου πρέπει ὁ ἀριθμὸς n νὰ γίνῃ ἴσος μὲ τὸν ἀριθμὸν N τῶν μορίων ποὺ περιέχονται εἰς 1 γραμμομόριον τοῦ ἀερίου.

Τὸ $\frac{2}{3}L=\frac{R}{N}$ θὰ παρίστανε κατὰ τ' ἀνωτέρω τὴν σταθερὰν τοῦ ἀερίου διὰ n=1, δηλαδὴ ἀνηγμένην εἰς ποσὸν ἀερίου, ποὺ ἀποτελεῖται ἀπὸ ἓν μόνον μόριον αὐτοῦ.

ε) Ἡ σχέσις τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων ἀερίου c_p/c_v. Ὅταν εἰς μᾶζαν μ ἀερίου προσδίδεται ποσὸν θερμότητος Q, τοῦτο προκαλεῖ ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου ἀπὸ T_1 εἰς T_2 καὶ διαστολὴν τοῦ ὄγκου του ἀπὸ V_1 εἰς V_2. Τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ διατίθεται ***μόνον*** διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας (χωρὶς διαστολὴν τοῦ ὄγκου) εἶναι: $q_v = \mu c_v (T_2 - T_1)$, ἂν c_v εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον. Τὸ μέρος ἐξ ἄλλου τῆς θερμότητος, ποὺ διατίθεται διὰ τὴν διαστολήν, θὰ δίδεται ὑπὸ τοῦ ποσοῦ θερμότητος q_δ, τὸ ὁποῖον εἶναι ἰσοδύναμον μὲ τὸ μηχανικὸν ἔργον $p(V_2 - V_1)$ [(ἐξίσ. (117)], τὸ ὁποῖον ἐκτελεῖται κατὰ τὴν διαστολὴν τοῦ ὄγκου ἀπὸ V_1 εἰς V_2, ὑπερνικωμένης τῆς πιέσεως p, ὑπὸ τὴν ὁποίαν εὑρίσκεται τὸ ἀέριον· θὰ εἶναι λοιπὸν τὸ μέρος τοῦτο τῆς θερμότητος $q_\delta = A.p\,(V_2-V_1)$, ἂν A παριστάνη τὸ θερμικὸν ἰσοδύναμον μηχανικοῦ ἔργου. Κατὰ ταῦτα τὸ ὁλικὸν ποσὸν θερμότητος Q, ποὺ προσδίδεται εἰς τὸ ἀέριον, θὰ εἶναι :

$$Q=q_v+q_\delta=\mu.c_v\,(T_2-T_1)+A\,p\,(V_2-V_1) \qquad (121)$$

Ἂν ἀντὶ $p\,(V_2-V_1)$ θέσωμεν σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν καταστάσεως ἀερίου τὸ ἴσον του $R\,(T_2-T_1)$, θὰ ἔχωμεν :

$$Q=\mu.c_v\,(T_2-T_1)+A.R\,(T_2-T_1) \qquad (121')$$

Εἰς τὴν ἁπλουστέραν περίπτωσιν, ποὺ τὰ μόρια τοῦ ἀερίου ἀποτελοῦνται ἕκαστον ἀπὸ ἓν ἄτομον, ἡ εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου ἐκδηλουμένη ἐσωτερικὴ ἐνέργεια αὐτοῦ θὰ ὀφείλεται εἰς μεταφορικὰς μόνον κινήσεις τῶν μορίων κατὰ τὰς τρεῖς διαστάσεις τοῦ χώρου, εἰς τὸ ὁποῖον ἔχει ἐγκλεισθῆ τὸ ἀέριον. Εἰς τὴν περίπτωσιν δηλαδὴ αὐτὴν δὲν ἔχομεν ἐνέργειαν κραδασμοῦ ἢ περιστροφικῆς κινήσεως καὶ ἐπομένως ἡ ἐσωτερικὴ ἐνέργεια E τοῦ ἀερίου θὰ δίδεται ἀπὸ τὴν κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μεταφορικῶν κινήσεων τῶν μορίων του καὶ θὰ εἶναι : $E={}^1/_2 nmc^2=L.Tn$ (παράβαλε μὲ ἐξισ. (119′′). Καὶ ἐπειδὴ εἶναι $\frac{2}{3}L.n=R$, θὰ εἶναι καὶ $E=\frac{3}{2}RT$. Ἡ ἐνέργεια αὐτὴ μοιράζεται ἐξ ἴσου κατὰ τὰς τρεῖς διαστάσεις τοῦ χώρου, ἀφοῦ τὰ μόρια ἔχουν τὴν αὐτὴν ἐλευθερίαν κινήσεως πρὸς οἱανδήποτε ἀπὸ τὰς τρεῖς διαστάσεις ἤ, ὅπως λέμε, ἔχουν ***τρεῖς βαθμοὺς ἐλευθερίας***. Ἐπομένως εἰς ἕκαστον βαθμὸν ἐλευθερίας ἀντιστοιχεῖ μερίδιον ἐνεργείας: $\varepsilon=\frac{E}{3}=\frac{1}{2}RT$.

Ἔτσι τὸ ποσὸν θερμότητος q_v, ποὺ καταναλίσκεται διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας ἀπὸ T_1 εἰς T_2, πού, ὅπως εἴπαμε, εἶναι ἴσον μέ: $\mu\,.\,c_v\,.\,(T_2-T_1)$, θὰ δίδεται καὶ ἀπὸ τὸ ἰσοδύναμον τῆς μεταβολῆς τῆς ἐσωτερικῆς ἐνεργείας, τ.ἔ. ἀπὸ τὸ γινόμενον $A\,{}^3/_2\,R\,(T_2-T_1)$. θὰ εἶναι δηλαδὴ : $\mu c_v\,(T_2-T_1)={}^3/_2 A\,R\,(T_2-T_1)$ καὶ συνεπῶς: $A.R={}^2/_3\,\mu c_v$.

Ἂν τὴν τιμὴν αὐτὴν τοῦ AR θέσωμεν εἰς τὴν σχέσιν (121′) λαμβάνομεν :

$$Q=\mu\,c_v\,(T_2-T_1)+{}^2/_3\,\mu\,c_v\,(T_2-T_1)={}^5/_3\,\mu\,c_v\,(T_2-T_1). \qquad (122)$$

Ἀλλὰ τὸ αὐτὸ ποσὸν θερμότητος Q μπορεῖ νὰ ὑπολογισθῆ διὰ τῆς εἰδικῆς θερμότητος c_p ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν, ὁπότε ἔχομεν :

$$Q=\mu\,c_p\,(T_2-T_1) \qquad (123)$$

Ἐκ τῶν σχέσεων (122) καὶ (123) προκύπτει :

$\mu c_p\,(T_2-T_1)={}^5/_3\mu c_v\,(T_2-T_1)$ ὅθεν $c_p\,/\,c_v=\varkappa={}^5/_3=1{,}667$ (124)

Τὸ θεωρητικὸν τοῦτο ἐξαγόμενον ἐπαληθεύεται μὲ πειραματικὰς μετρήσεις εἰς ὅλα τὰ μονατομικὰ ἀέρια, ὅπως εἶναι τὸ ἥλιον, ἀργόν, κρυπτόν, ἀτμοὶ ὑδραργύρου κ. ἄ.

Διὰ διατομικὰ ἀέρια, ὅπως εἶναι τὸ ὑδρογόνον, ὀξυγόνον, ἄζωτον κ.ἄ. ἡ θεώρησις ἀλλάσσει μόνον ὡς πρὸς τὴν τιμὴν τοῦ AR, διὰ τὸ ὁποῖον πρέπει τώρα νὰ τεθῇ : $AR={}^2/_5\,\mu c_v$, διότι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν πλὴν τῶν τριῶν βαθμῶν ἐλευθερίας, ποὺ ἔχομεν εἰς τὰ μόρια τῶν μονατομικῶν ἀερίων, πρέπει νὰ ληφθοῦν ὑπ' ὄψιν ἀκόμη δύο βαθμοὶ ἐλευθερίας, ἤτοι συνολικῶς 5

Ὥστε διὰ τὰ διατομικὰ ἀέρια προκύπτει ὅτι εἶναι :

$$\varkappa=c_p\,/c_v=7/5=1{,}40 \qquad (125)$$

Εἰς ἀέρια μὲ ἀκόμη συνθετώτερα μόρια, ὅπως εἶναι τὸ διοξείδιον ἄνθρακος (τριατομικόν), ἀτμοὶ οἰνοπνεύματος, βενζολίου κλπ. ἡ τιμὴ τοῦ $\varkappa$ εἶναι ἀκόμη μικροτέρα ($\varkappa$=1,3), παραμένουσα ὅμως πάντοτε μεγαλυτέρα τῆς μονάδος.

στ) Μέση ταχύτης τῶν μορίων ἀερίου. Ἐκ τῶν
σχέσεων (119) $pV={}^1/_3mnc^2$ καὶ (108) $pV=RT\nu$ προκύπτει : ${}^1/_3\, mnc^2=RT\nu$.
Ἀλλὰ τὸ γινόμενον (mn) τῆς μάζης m ἑνὸς μορίου ἐπὶ τὸ πλῆθος n τῶν
μορίων μιᾶς ποσότητος ἀερίου μᾶς δίδει τὴν ὁλικὴν μᾶζαν M τοῦ θεωρού-
μένου ἀερίου τὴν αὐτὴν μᾶζαν μποροῦμε νὰ τὴν ἐκφράσωμεν μὲ τὸ γινόμε-
νον (νμ) τοῦ ἀριθμοῦ ν τῶν γραμμομορίων τῆς θεωρουμένης ποσότητος ἀερίου
ἐπὶ τὸ μοριακὸν βάρος μ τοῦ ἀερίου. Ἔτσι θὰ εἶναι :

$${}^1/_3\mu\nu c^2=RT\nu \quad \text{καὶ ἑπομένως} \quad c^2=3RT/\mu \qquad (126)$$

Μὲ τὴν σχέσιν αὐτὴν μποροῦμε νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ταχύτητα c, μὲ τὴν
ὁποίαν κινοῦνται ***κατὰ μέσον ὅρον*** τὰ μόρια ἀερίου μοριακοῦ βάρους μ εἰς
δεδομένην ἀπόλυτον θερμοκρασίαν T.

Προκειμένου π.χ. νὰ γίνῃ ὁ ὑπολογισμὸς τῆς ***μέσης***, ὅπως τὴν ὀνομά-
ζομεν, ***ταχύτητος*** c εἰς τὴν θερμοκρασίαν 0°C, ἤτοι T=273°K, θὰ ἔχωμεν :

$$c=\sqrt{\frac{3.8{,}313.10^7[erg/gradmol].273[grad]}{\mu}}=\frac{26{,}09.10^4[erg^{1/2}/mol^{1/2}]}{\sqrt{\mu}} \qquad (126')$$

ὁπόθεν λαμβάνομεν διὰ :

ὑδρογόνον, ὅπου μ=2 [gr/mol], $\quad c=\dfrac{26{,}09.10^4[erg^{1/2}/mol^{1/2}]}{\sqrt{2}\quad[gr^{1/2}/mol^{1/2}]}=184500[cm/sec]$

ὀξυγόνον, » μ=32 » $\quad c=\dfrac{26{,}09\,.\,10^4}{\sqrt{32}}$ » $=46100$ »

ἄζωτον, » μ=28 » $\quad c=\dfrac{26{,}09.10^4}{\sqrt{28}}$ » $=49300$ »

διοξείδιον ἄνθρακος, » μ=44 » $\quad c=\dfrac{26{,}09.10^4}{\sqrt{44}}$ » $=39300$ »

ζ) Μέσον μῆκος ἐλευθέρου δρόμου. Ὅπως βλέπομεν ἐκ τῶν
ἀνωτέρω τιμῶν, αἱ ταχύτητες μὲ τὰς ὁποίας κινοῦνται τὰ μόρια ἀερίων, εἶναι πολὺ
μεγάλαι. Ἐν τούτοις τὰ διατρεχόμενα ὑπὸ τῶν μορίων διαστήματα εἶναι ὑπὸ συνήθη
ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν πολὺ μικρά, διότι λόγῳ τοῦ πολὺ μεγάλου ἀριθμοῦ τῶν μο-
ρίων, πού κατακλύζουν τὸν θεωρούμενον χῶρον, ἕκαστον ἐξ αὐτῶν συγκρούεται ἀνὰ
πᾶσαν στιγμὴν μὲ ἄλλο γειτονικόν του. Τὸ διάστημα, ποὺ κατὰ μέσον ὅρον
διανύεται ἀπὸ ἓν μόριον χωρὶς νὰ συγκρουσθῇ μὲ ἄλλο, ὀνομάζεται ***μέσον μῆκος
ἐλευθέρου δρόμου.*** Ἀπὸ αὐτὸ ἐξαρτᾶται ἡ ἐσωτερικὴ τριβὴ καὶ ἡ διάχυσις τοῦ
ἀερίου ὡς καὶ ἡ μετάδοσις τῆς θερμότητος διὰ μέσου τῶν ἀερίων.

Ἂν εἶναι ν ὁ ἀριθμὸς τῶν συγκρούσεων ἑνὸς μορίου κατὰ δευτερόλεπτον καὶ c
ἡ ταχύτης τοῦ μορίου, τὸ μέσον μῆκος ἐλευθέρου δρόμου λ θὰ εἶναι : $\lambda=c/\nu$.

Διὰ τὸν ὑπολογισμὸν τοῦ ἀριθμοῦ ν δεχόμεθα τὰ μόρια ὡς μικρὰ σφαιρίδια
διαμέτρου δ. Φανταζόμεθα πρὸς στιγμὴν ὅτι ὅλα τὰ μόρια εὑρίσκονται σὲ ἠρεμίαν
καὶ κινεῖται μόνον ἐκεῖνο, τοῦ ὁποίου θέλομεν νὰ προσδιορίσωμεν τὸν ἀριθμὸν τῶν
συγκρούσεων κατὰ δευτερόλεπτον. Κατὰ τὴν σύγκρουσιν πλησιάζουν μεταξύ των τὰ
κέντρα τῶν δύο συγκρουομένων μορίων εἰς ἀπόστασιν ἴσην πρὸς τὴν διάμετρον δ.
Ἂν συνεπῶς θεωρήσωμεν ὅλα τὰ μόρια (ποὺ ἐφαντάσθημεν ὅτι ἀκινητοῦν) ὡς ὑλικὰ
σημεῖα καὶ τὸ διὰ μέσου αὐτῶν κινούμενον ὡς σφαιρίον μὲ διπλασίαν ἀκτῖνα, τὸ ἐξα-
γόμενον ὡς πρὸς τὸν ἀριθμὸν τῶν συγκρούσεων θὰ εἶναι τὸ αὐτό, διότι καὶ πάλιν ἡ
σύγκρουσις θὰ λαμβάνῃ χώραν, ὅταν τὸ κέντρον τοῦ σφαιρικοῦ μορίου ἀπέχῃ ἀπὸ
τὸ σημεῖον, ποὺ ἀντιπροσωπεύει ἓν ἀκινητοῦν μόριον, ἀπόστασιν ἴσην μὲ δ. Τὸ οὕτω

θεωρούμενον μόριον διαγράφει είς 1 sec χῶρον, τοῦ όποίου ὁ ὄγκος εἶναι : $\pi\delta^2 c$. Εἰς τὸν χῶρον αὐτὸν εὑρίσκονται $N\pi\delta^2 c$ μόρια, ἄν N εἶναι ὁ ἀριθμος τῶν μορίων, ποὺ εὑρίσκονται εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου. Ἑπομένως κατὰ τὴν διαδρομήν του τὸ μόριον θὰ συγκρουσθῆ $N\pi\delta^2 c$ φορὰς κατὰ δευτερόλεπτον.

Ἄν τώρα ληφθῆ ὑπ' ὄψιν ὅτι δὲν κινεῖται μόνον τὸ θεωρούμενον μόριον (ὅπως πρὸς στιγμὴν ἐδέχθημεν) ἀλλὰ καὶ ὅλα τὰ ἄλλα, πρέπει ἀντὶ τῆς ἀπολύτου ταχύτητος c τοῦ μορίου νὰ λάβωμεν τὴν σχετικὴν ταχύτητα τ αὐτοῦ ἀναφορικῶς πρὸς τὰ ἄλλα· Διὰ τὴν ταχύτητα αὐτὴν ἀπέδειξεν ὁ Clausius, ὅτι εἶναι : $\tau = {}^4/_3 c$. Ἔτσι ὁ ἀριθμὸς τῶν συγκρούσεων κατὰ δευτερόλεπτον θὰ εἶναι : $\nu = {}^4/_3\, N.\pi.\delta^2.c$ καὶ κατὰ συνέπειαν προκύπτει ὅτι τὸ μέσον μῆκος ἐλευθέρου δρόμου θὰ εἶναι:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{{}^4/_3 . N.\pi.\delta^2.c} = \frac{3}{4\, N\pi\delta^2} \qquad (127)$$

Ἡ ἐξίσωσις αὕτη μᾶς δίδει τὴν σχέσιν τοῦ μέσου μήκους ἐλευθέρου δρόμου μὲ μεγέθη (N, δ), τα ὁποῖα δὲν ἐπιδέχονται ἄμεσον μετρησιν. Εἴπαμε ὅμως πάρα πάνω ὅτι τὸ μέσον μῆκος ἐλευθέρου δρόμου σχετίζεται και πρὸς τὴν ἐσωτερικὴν τριβὴν τοῦ ἀερίου· την σχέσιν αὐτὴν εὑρίσκομεν ὡς ἑξῆς :

Ἄν δύο ἐπάλληλα στρώματα ἀερίου κινοῦνται μὲ διαφορετικὴν τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο ταχύτητα, τὸ ταχύτερον κινούμενον προσδίδει εἰς τὸ βραδύτερον ἐπιτάχυνσιν ἤ ἀντιστρόφως τὸ βραδύτερον δρᾶ ἐπιβραδυντικῶς ἐπὶ τοῦ ταχυτέρου. Μὲ ἄλλην ἔκφρασιν τὸ στρῶμα, ποὺ κινεῖται ταχύτερον αὐξάνει τὴν ποσότητα κινήσεως τοῦ βραδυτέρου καὶ ἀντιστρόφως. Τὴν δύναμιν, ποὺ προκαλεῖ τὴν μεταβολὴν τῆς ταχύτητος ἤ τὴν μεταβολὴν τῆς ποσότητος κινήσεως, ποὺ ὑφίσταται ἡ μονὰς ἐπιφανειας τοῦ στρώματος εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου, τὴν ὀνομάζομεν ***ἐσωτερικὴν τριβὴν τοῦ ἀερίου.*** Διὰ τὴν μέτρησιν αὐτῆς καθορίζεται δι' ἕκαστον ἀεριον ***ὁ συντελεστὴς τῆς ἐσωτερικῆς του τριβῆς.***

Ἡ τιμὴ τούτου παρέχεται εἰς [Poise]=[dyn.cm^{-2}.sec] ἀπὸ τὴν δύναμιν εἰς δύνας, ποὺ ἀπαιτεῖται, ὥστε ἡ ταχύτης κινήσεως ἑνὸς στρώματος ἀεριου ἐκτάσεως 1 cm^2 νὰ εἶναι μεγαλυτέρα κατὰ 1 cm/sec ἀπὸ τὴν ταχύτητα κινήσεως ἄλλου στρώματος, τὸ ὁποῖον ὁρίζει μετα τοῦ πρώτου στιβάδα ἀερίου πάχους 1 cm. Ὁ συντελεστὴς τριβῆς κάθε εἴδους ἀεριου μπορεῖ νὰ καθορισθῆ μὲ πειραματικὰς μετρήσεις. Ἔτσι εὑρίσκεται ὅτι εἶναι εἰς 0° C : δι' ἀέρα 0,00018, δι' ὑδρογόνον 0,00008, δι' ἄζωτον 0,0003, κλπ. Κατὰ τὴν κινητικὴν θεωριαν ἡ ἐσωτερικὴ τριβὴ ἀερίου γινεται ἀντιληπτὴ ὡς ἑξῆς : Θεωροῦμεν τὰ ἐπάλληλα στρώματα ἀερίου ρεύματος, ποὺ κινεῖται ὁριζοντίως. Τὰ μόρια τοῦ ἀερίου, ἀκόμη καὶ ὅταν τοῦτο εὑρίσκεται εἰς ἠρεμίαν, κινοῦνται κατὰ διαφόρους διευθύνσεις, τὰς ὁποίας (διὰ τὴν ἁπλότητα τῆς θεωρήσεως) μποροῦμε νὰ ἀναλύσωμεν εἰς τρεῖς καθέτους ἐπ' ἀλλήλας (κατὰ τὰς τρεῖς διαστάσεις τοῦ χώρου). Ἐπειδὴ δι' ἑκάστην τῶν διευθύνσεων τούτων τὰ μόρια ἔχουν τὴν αὐτὴν ἐλευθερίαν κινήσεως, προκύπτει ὅτι κατὰ τὴν κατακόρυφον διεύθυνσιν θὰ κινοῦνται ἐκ τῶν N μορίων, ποὺ περιέχονται εἰς κάθε μονάδα τοῦ ὄγκου (1 cm^3), τὰ N/3 μόρια. Ἀπὸ αὐτὰ τὰ μισὰ (N/6) μόρια κινοῦνται ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω καὶ τὰ ἄλλα N/6 ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω. Ἄν τὰ ἀνώτερα στρώματα τοῦ ρεύματος ἔχουν μεγαλυτέραν ταχύτητα ἀπὸ τὰ κατώτερα, τὰ μόρια, ποὺ κινοῦνται ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω, παρέχουν ποσότητα κινήσεως, ἐλαττώνοντα τὴν ταχύτητά των, ἐνῶ τὰ ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω προσλαμβάνουν ποσότητα κινήσεως, αὐξάνοντα τὴν ταχύτητά των. Ἄν εἶναι c ἡ μέση ταχύτης τῶν μορίων, πρέπει νὰ περνοῦν διὰ τῆς μονάδος ἐπιφανείας (cm^2) τοῦ ὁριζοντίου στρώματος ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω ${}^1/_6 . N.c$ μόρια κατὰ δευτερόλεπτον καὶ ἄλλα τόσα ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω. Ὑπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς δυνάμεως, που καθορίζει τὸν συντελεστὴν ἐσωτερικῆς τριβῆς, καθὲν ἀπὸ τὰ ${}^1/_6 . N.c$ μόρια, ποὺ κατὰ δευτερόλεπτον διασχίζουν τὴν μονάδα ἐπιφανείας τοῦ θεωρουμένου ὁριζοντίου στρώματος, μεταβάλλει τὴν ταχύτητά του ἀπὸ v, ποὺ ἦτο ἐπὶ τοῦ θεωρουμένου στρώμα-

τος εἰς $v+1$, ποὺ θὰ εἶναι ἐπὶ στρώματος, τὸ ὁποῖον κεῖται 1 cm ὑψηλότερον τοῦ
θεωρουμένου, σύμφωνα μὲ τὰ λεχθένα περὶ τῆς ἐσωτερικῆς τριβῆς. Εἰς στρῶμα, ποὺ κεῖται
ὑψηλότερον τοῦ θεωρουμένου κατὰ τόσον, ὅσον εἶναι τὸ μέσον μῆκος τοῦ ἐλευθέρου
δρόμου λ, ἡ ταχύτης τοῦ μορίου θὰ εἶναι $v+\lambda$ καὶ ἡ ποσότης κινήσεώς του $m(v+\lambda)$,
ἂν m εἶναι ἡ μᾶζα τοῦ μορίου. Ἔτσι ἡ ποσότης κινήσεως ὅλων τῶν μορίων, ποὺ
κατὰ δευτερόλεπτον περνοῦν ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω εἰς τὸ ἐν λόγῳ στρῶμα, εἶναι
$^1/_6.N.c.m(v+\lambda)$. Κατ' ἀναλογίαν εὑρίσκεται ὅτι ἡ συνολικὴ ποσότης κινήσεως τῶν
ἄλλων $^1/_6.N.c$ μορίων, ποὺ κατὰ δευτερόλεπτον διασχίζουν τὴν μονάδα ἐπιφα-
νείας τοῦ θεωρουμένου ὁριζοντίου στρώματος ἐκ τῶν ἄνω πρὸς τὰ κάτω, γίνεται
$^1/_6.N.c.m(v-\lambda)$. Ἀλλ' ἡ διαφορὰ τῆς ποσότητος κινήσεως, ποὺ ὑφίσταται ἡ μονὰς
ἐπιφανείας τοῦ στρώματος εἰς κάθε μονάδα τοῦ χρόνου, μᾶς δίδει κατὰ τὸν ἀνωτέρω
ὁρισμὸν τὸν συντελεστὴν ἐσωτερικῆς τριβῆς (η). Ὥστε εἶναι :

$$\eta={}^1/_6.N.c.m(v+\lambda)-{}^1/_6.N.c.m(v-\lambda)={}^1/_3.N.m.c.\lambda={}^1/_3.\varrho.c.\lambda \qquad (128)$$

ἂν $\varrho(=N.m)$ παριστάνῃ τὴν πυκνότητα τοῦ ἀερίου.

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν λαμβάνομεν : $\lambda=3\eta/\varrho.c$ (128′)

ὁπόθεν μπορεῖ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ τιμὴ τοῦ μέσου μήκους ἐλευθέρου δρόμου.

η′) Μέγεθος τῶν μορίων. Ἀπὸ τὴν παραπάνω σχέσιν $\lambda=3/4N\pi\delta^2$ προκύπτει

$$\delta^2=\frac{3}{4N\pi\lambda} \quad \text{καὶ} \quad \frac{1}{\delta}=\frac{3}{4N\pi\delta^3\lambda} \quad \text{ὅθεν:} \quad \delta=\frac{4}{3}N\pi\delta^3\lambda.$$

Ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι ὁ ὄγκος ἑνὸς μορίου εἶναι $\pi\delta^3/6$, ὁ ὄγκος ὅλων τῶν
μορίων N, ποὺ περιέχονται εἰς $1cm^3$ τοῦ ἀερίου, θὰ εἶναι : $V=\frac{N\pi\delta^3}{6}$. Εἰς τὸν ὄγκον
τοῦτον θὰ συγκεντρωθῇ κατὰ προσέγγισιν $1cm^3$ τοῦ ἀερίου, ὅταν διὰ συμπιέσεως καὶ
ψύξεως ἀναγκασθοῦν τὰ μόρια τῆς οὐσίας νὰ πλησιάσουν μέχρις ἐπαφῆς πρὸς ἄλ-
ληλα· τοῦτο κατὰ τὸν Loschmidt ἐπιτυγχάνεται, ὅταν τὸ ἀέριον συμπυκνοῦται μέχρις
ὑγροποιήσεως.

Ἂν εἰς τὴν σχέσιν $\delta={}^4/_3 N\pi\delta^3\lambda$ τεθῇ ἀντὶ $N\pi\delta^3$ τὸ ἴσον του 6V θὰ ἔχωμεν

$$\delta=8V\lambda \qquad (129)$$

ὁπόθεν μπορεῖ νὰ ὑπολογισθῇ ἡ διάμετρος δ ἑνὸς μορίου τῆς οὐσίας, ἂν μετρηθῇ ὁ
ὄγκος V, εἰς τὸν ὁποῖον περιορίζεται τὸ ὑπὸ συνήθεις συνθήκας κυβικὸν ἑκατοστόμε-
τρον τοῦ ἀερίου καὶ ὑπολογισθῇ κατὰ τὰ προηγούμενα τὸ μέσον μῆκος ἐλευθέρου
δρόμου λ. Ἔτσι εὑρίσκεται διὰ τὸ μόριον ὕδατος $\delta=44\cdot10^{-9}$ cm, διοξειδίου τοῦ
ἄνθρακος $\delta=114.10^{-9}$ cm.

θ′) Ἀριθμὸς τοῦ Loschmidt. ***Σταθερὰ τοῦ*** Avogadro. Βασιζόμενος
εἰς τὰς ἀνωτέρω σχέσεις ὁ Loschmidt ὑπελόγισε πρῶτος, τὸ 1865, τὸν ἀριθμὸν
N τῶν μορίων, ποὺ περιέχονται εἰς 1 cm^3 ἀερίου ὑπὸ θερμοκρασίαν 0° C
καὶ πίεσιν 760 mmHg καὶ εὗρε δι' αὐτὸν τὴν τιμὴν 20.10^{18}. Ἀργότερον
μὲ ἠλεκτρικὰς μετρήσεις κατὰ τὴν μέθοδον τοῦ Millikan εὑρέθη ὅτι ἀκριβε-
στέρα τιμὴ τοῦ ἀριθμοῦ τούτου εἶναι ἡ: $27,1\cdot10^{18}$ μόρια/cm^3. Τὴν τιμὴν αὐτὴν
τὴν ὀνομάζομεν ***ἀριθμὸν τοῦ*** Loschmidt. Ἀντὶ ταύτης ὅμως προτιμῶμεν τὴν
τιμήν, ποὺ ἔχει ὁ ἀριθμὸς τῶν μορίων L, ποὺ περιέχονται εἰς ἓν γραμμομόριον
τῆς οὐσίας, διότι ἡ τιμὴ αὐτὴ εἶναι ἀνεξάρτητος τῶν συνθηκῶν θερμοκρασίας
καὶ πιέσεως. Λαμβανομένου ὑπ' ὄψιν ὅτι 1 mol οἱουδήποτε ἀερίου ὑπὸ πίεσιν
760 mmHg καὶ θερμοκρασίαν 0°C καταλαμβάνει ὄγκον 22,4 λίτρα καὶ κατὰ
τὸν νόμον τοῦ Avogadro περιέχει τὸν αὐτὸν ἀριθμὸν μορίων, οἱοδήποτε
καὶ ἂν εἶναι τὸ ἀέριον, ἡ τιμὴ τοῦ L θὰ εἶναι ἴση μὲ : 22400.N καὶ συνεπῶς

είναι: $L=6{,}061.10^{23}$ μόρια/mol. Τὴν τιμὴν αὐτὴν τὴν καλοῦμεν συνηθέστερον καὶ **σταθερὰν τοῦ** Avogadro.

Μὲ τὴν ἀκριβεστέραν αὐτὴν τιμὴν τοῦ N μποροῦμε νὰ προσδιορίσωμεν ἐπακριβῶς καὶ τὴν μᾶζαν m ***τοῦ μορίου μιᾶς οὐσίας, τῆς ὁποίας γνωρίζομεν τὴν πυκνότητα*** d ***ἢ τὸ μοριακὸν βάρος*** M, ***διότι εἶναι:*** $Nm=d$ ***ἢ*** $L.m=M$. ***Ἔτσι εὑρίσκεται ὅτι ἡ μᾶζα ἑνὸς μορίου ὑδρογόνου θὰ εἶναι:***

$$m=\frac{0{,}0000889}{27.10^{18}} \text{ ἢ } \frac{2{,}016}{6{,}06.10^{23}}=3{,}32.10^{-24} \text{ gr.}$$

Προβλήματα

1) Ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὰς τιμὰς εἰδικῆς θερμότητος, ποὺ παρέχονται εἰς τὸν πίνακα VIII (σελ.22), διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας κατὰ 1°C ἀπαιτοῦνται δι' 1 γραμμάριον ὑδρογόνου 16 (περιπου) φορὰς περισσότεραι θερμίδες ἀπὸ ἐκείνας, ποὺ ἀπαιτοῦνται δι' 1 gr. ὀξυγόνου καὶ 14 φορὰς περισσότεραι ἀπὸ ἐκείνας, ποὺ χρειάζονται δι' 1 gr ἀζώτου. Ἐξ ἄλλου, ὅπως προκύπτει ἀπὸ τὸν νόμον τοῦ Avogadro, εἰς 1 gr. ὑδρογόνου περιέχονται 16 (περίπου) φορὰς περισσότερα μόρια ἀπὸ ἐκεῖνα, ποὺ περιέχονται εἰς 1 gr. ὀξυγόνου καὶ 14 φορὰς περισσότερα ἀπὸ ἐκεῖνα, ποὺ ἀποτελοῦν 1 gr. ἀζώτου. Τί συμπέρασμα ἀναφορικῶς πρὸς τὰς ταχύτητας τῶν μορίων πρέπει νὰ ἐξαχθῇ ἀπὸ τὴν συσχέτισιν τῶν ἀνωτέρω δεδομένων; (Ἀπ. Εἰς μίαν καὶ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ἑκάστου μορίου εἶναι κατὰ μέσον ὅρον ἡ αὐτὴ ἀνεξαρτήτως τοῦ εἴδους τοῦ μορίου καὶ συνεπῶς τὸ μόριον τοῦ ὑδρογόνου, ποὺ ἔχει μικροτέραν μᾶζαν, πρέπει νὰ κινῆται μὲ ταχύτητα (περίπου) $\sqrt{16}=4$πλασίαν ἀπὸ ἐκείνην, μὲ τὴν ὁποίαν κινεῖται (εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν) τὸ μόριον τοῦ ὀξυγόνου καὶ $\sqrt{14}$ πλασίαν ἐκείνης, ποὺ ἔχει τὸ μόριον τοῦ ἀζώτου.)

2) Εἰς σωλῆνα κλειστὸν μήκους l=1,2 [m] περιέχονται σφαιρίδια μολύβδου βάρους B=4 [kg*]. Κρατοῦμεν τὸν σωλῆνα τοῦτον κατακορύφως καὶ τὸν ἀναποδογυρίζομεν 40 φορὰς τὴν μίαν μετὰ τὴν ἄλλην. Εἰς κάθε ἀναστροφὴν τοῦ σωλῆνος τὰ σφαιρίδια καταπίπτουν ἀπὸ τὸ ἓν ἄκρον τοῦ σωλῆνος μέχρι τοῦ ἄλλου καὶ μεταβάλλουν τὴν μηχανικήν των ἐνέργειαν εἰς θερμότητα. Ἕνεκα τούτου προκαλεῖται ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας, ἡ ὁποία εἰς τὸ ὡς ἄνω πείραμα εὑρίσκεται ἴση μὲ Θ=3,8° C. Ἂν ἡ εἰδικὴ θερμότης τοῦ μολύβδου εἶναι c=0,03 [cal/gradgr], πόσον θὰ εἶναι τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος J σύμφωνα μὲ τὰ δεδομένα αὐτά; (Ἀπ. J=40B.l/m.c.Θ=421 [mkg*/kcal]).

3) Πόση πρέπει νὰ εἶναι ἡ διαφορὰ $(c_p - c_v)$ τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ὑδρογόνου, ἂν τὸ ἐπὶ τῇ βάσει τῆς διαφορᾶς ταύτης ὑπολογιζόμενον μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος εὑρίσκεται ὅτι εἶναι $J=4{,}18.10^7$ [erg/cal]; (Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν θεώρησιν, ποὺ κατὰ Meyer ὁδηγεῖ εἰς τὸν ὑπολογισμὸν τοῦ J, εἶναι: $\gamma.p.V/V.d(c_p - c_v)$, ἂν p παριστάνει τὴν πίεσιν καὶ V τὸν ὄγκον μιᾶς ποσότητος ὑδρογόνου, d τὴν πυκνότητα καὶ γ τὸν συντελεστὴν διαστολῆς αὐτοῦ. Ἐκ τούτου προκύπτει: $c_p - c_v = \frac{\gamma.p}{d.J} = 0{,}9$[cal/gradgr]).

4) Ποῖον ποσὸν θερμότητος καταναλίσκεται ὑπὸ ἀτμομηχανῆς πρὸς παραγωγὴν ἔργου, ὅταν δι' αὐτῆς ἀνυψώνεται βάρος 1275 kg* εἰς ὕψος 20m; (Ἀπ. 1275.20/427=59,7 kcal).

5) Πόση θερμότης παράγεται εἰς τὴν θέσιν προσκρούσεως σώματος μάζης 1 kg τὸ ὁποῖον, κινούμενον μὲ ταχύτητα 5[m/sec], προσπίπτει ἐπὶ ἐμποδίου, τὸ ὁποῖον σταματᾷ τὴν κίνησιν τοῦ σώματος; (Ἀπ. E/J=29,27 cal).

6) Εἰς κινητῆρα, ποὺ καταναλίσκει καθ' ὥραν διὰ τὴν λειτουργίαν του 72 kg καυσίμου ὕλης, ὁ χαλινὸς Prony (§ 11,α) ποὺ ἐφαρμόζεται εἰς τὸν ἄξονα τοῦ κινητῆρος

ἀπαιτεῖ πρὸς ἰσορρόπησίν του βάρος 90 kg* εἰς ἀπόστασιν 96,5 cm ἀπὸ τὸν ἄξονα, ὅταν οὗτος κάνει 2500 στροφὰς κατὰ πρωτόλεπτον [min]. Ἂν ἀπὸ τὴν καῦσιν ἑκάστου χιλιογράμμου τῆς καυσίμου ὕλης παρέχονται 11000 kcal, ποῖος εἶναι ὁ βαθμὸς ἀποδόσεως τοῦ κινητῆρος; (Ἀπ. Ἡ ἰσχὺς τοῦ κινητῆρος εἶναι $I=2.3,14.(2500/60)[sec^{-1}].90[kg^*].0,965[m]=22725[mkg^*/sec]$ ἢ 303[HP]. Τὸ ἰσοδύναμον ποσὸν τῆς θερμότητος κατὰ δευτερόλεπτον εἶναι $22725/427=53.2$ [kcal]. Ἐπειδὴ ἡ καιομένη ὕλη παρέχει κατὰ δευτερόλεπτον θερμότητα $72.11000/3600=220$ kcal, ὁ ζητούμενος βαθμὸς ἀποδόσεως τοῦ κινητῆρος εἶναι $53,2/220=0,24$).

7) Πόση εἶναι ἡ εἰδικὴ θερμότης (c_v) ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον α) τοῦ ἡλίου, ποὺ εἶναι μονατομικὸν ἀέριον β) τοῦ ὀξυγόνου, ποὺ εἶναι διατομικόν, ἂν ἡ εἰδικὴ θερμότης ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (c_p) εὑρίσκεται ὅτι εἶναι εἰς μὲν τὸ πρῶτον 1,25 εἰς δὲ τὸ δεύτερον 0,218 [cal/gradgr]; (Ἀπ. α) 1,25/1,66, β) 0,218/1,4).

8) Πόση εἶναι ἡ μέση ταχύτης c τῶν μορίων ὑδρογόνου εἰς θερμοκρασίαν 819° C; (Ἀπ. 3690[m/sec]).

9) Πόση εἶναι ἡ μᾶζα ἑνὸς μορίου ὀξυγόνου; (Ἀπ. $32/6,06.10^{23}$[gr]).

10) Πόση εἶναι ἡ μέση ταχύτης c τῶν μορίων ἀερίου μοριακοῦ βάρους M=16 [gr/mol] εἰς θερμοκρασίαν 27° C. (Ἀπ. $c=\sqrt{3.8,313.10^7.300/16}$).

§ 32 Η ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΣ

α) ***Τῆξις, πῆξις, ἐξαέρωσις, ὑγροποίησις.*** Ἂν εἰς ἓν στερεὸν σῶμα προσδίδωμεν ἐξακολουθητικῶς θερμότητα, ἀνυψώνεται συνεχῶς ἡ θερμοκρασία του μέχρις ἑνὸς βαθμοῦ ***(τοῦ σημείου ἢ θερμοκρασίας τήξεως)***, ὅπου τὸ στερεὸν μεταβάλλεται εἰς ὑγρὸν ἤ, ὅπως λέμε, ***τήκεται***. Ἂν πάλιν θερμαίνωμεν ἐξακολουθητικῶς ἓν ὑγρὸν σῶμα, φθάνομεν εἰς θερμοκρασίαν ***(τὸ σημεῖον ἢ θερμοκρασίαν ζέσεως ἢ βρασμοῦ)***, ὅπου τὸ ὑγρὸν ***ζέει ἢ βράζει***, τ. ἔ. μεταβάλλεται εἰς ἀέριον (ἀτμόν). Εἰς μερικὰς περιπτώσεις τὸ στερεὸν σῶμα, θερμαινόμενον, μεταβάλλεται ἀπ' εὐθείας εἰς ἀτμόν ἤ, ὅπως λέμε, ***ἐξαχνοῦται*** (χωρὶς προηγουμένως νὰ τακῇ).

Ἀντιθέτως ὁ ἀτμὸς μιᾶς οὐσίας μεταβάλλεται διὰ ψύξεως εἰς ὑγρὸν ἤ, ὅπως λέμε, ***ὑγροποιεῖται***, ὅταν ἡ θερμοκρασία του κατέλθῃ εἰς ὡρισμένον δι' ἕκαστον ὁμοιομερὲς σῶμα βαθμὸν ***(τὸ σημεῖον ἢ θερμοκρασίαν ὑγροποιήσεως)***· ὁμοίως ἓν ὑγρὸν σῶμα στερεοποιεῖται ***(πήγνυται)***, ὅταν κατέλθῃ ἡ θερμοκρασία του εἰς ὡρισμένον δι' ἑκάστην περίπτωσιν βαθμὸν ***(τὸ σημεῖον πήξεως*** τοῦ σώματος). Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα διαπιστώνει ὅτι διὰ κάθε καθαρὸν σῶμα, τ.ἔ. διὰ σῶμα,τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖται ἀπὸ ὅμοια μόρια, τὸ σημεῖον τήξεως συμπίπτει μὲ τὸ σημεῖον πήξεως, ὡς ἐπίσης τὸ σημεῖον ζέσεως μὲ τὸ σημεῖον ὑγροποιήσεως.

Τὰ φαινόμενα ταῦτα ἐξηγοῦνται ἁπλούστατα διὰ τῆς κινητικῆς θεωρίας. Κατ' αὐτὴν εἰς τὰ στερεὰ σώματα τὰ μόρια, δεσμευμένα ἀπὸ τὰς μεταξύ των δυνάμεις, δὲν μποροῦν νὰ κάνουν μεταφορικὰς κινήσεις, ἀλλὰ πάλλονται μόνον περὶ ὡρισμένας θέσεις ἰσορροπίας. Ὅταν τὸ σῶμα προσλαμβάνῃ θερμότητα, ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν κραδασμῶν τῶν μορίων του αὐξάνεται· τοῦτο σημαίνει ὅτι αὐξάνεται τὸ μέσον πλάτος τῶν κραδασμῶν

(§ 26, β). Ἔτσι τὰ μόρια χρειάζονται μεγαλύτερον χῶρον, ἑπομένως τὸ σῶμα διαστέλλεται. Ὅταν ἡ θερμοκρασία φθάση εἰς τὸ σημεῖον τήξεως, τὸ πλάτος τῶν παλμῶν εἶναι τόσο μεγάλο, ὥστε τὰ μόρια μποροῦν νὰ ἐκφεύγουν ἀπὸ τὰς ὡρισμένας θέσεις ἰσορροπίας των καὶ ἐκτελοῦν πλέον μεταφορικὰς (ὄχι παλινδρομικὰς) κινήσεις. Τὸ σῶμα μεταπίπτει εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν, εἰς τὴν ὁποίαν τὰ μόρια κυλίονται τὸ ἓν ἐπάνω εἰς τὸ ἄλλο χωρὶς ὅμως νὰ ἔχουν ἀπομακρυνθῆ τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο τόσον, ὥστε νὰ ὑπερνικᾶται ἡ μεταξύ των συνοχή.

Ἡ ἐκδοχὴ ὅτι τὰ μόρια τῶν ὑγρῶν μποροῦν νὰ κάνουν καὶ μεταφορικὰς κινήσεις ἐπιβάλλεται καὶ ἀπὸ τὸ φαινόμενον τῆς διαχύσεως (§ 21, δ), τὸ ὁποῖον παρατηρεῖται ὄχι μόνον εἰς τὰ ἀέρια, ἀλλὰ καὶ εἰς τὰ ὑγρὰ μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι εἰς τὰ δεύτερα ἡ ταχύτης τοῦ φαινομένου εἶναι πολὺ μικροτέρα. Τὸ γεγονὸς μάλιστα ὅτι καὶ εἰς τὰ στερεὰ σώματα, ὅπως π. χ. ὅταν ἐπὶ τεμαχίου χρυσοῦ ἐπικάθηται τεμάχιον μολύβδου, παρατηρεῖται μετὰ πάροδον μακροῦ χρόνου (ὁλοκλήρων ἐτῶν) διείσδυσις ὕλης τοῦ ἑνὸς σώματος εἰς τὸ ἄλλο (διάχυσις), ἐπιβάλλει νὰ δεχθῶμεν ὅτι καὶ εἰς τὰ στερεὰ ἀκόμη ὑπάρχει ἓν ***ἐλάχιστον*** ποσοστὸν μορίων, ποὺ ἐκφεύγουν ἀπὸ τὰς θέσεις ἰσορροπίας των καὶ ἐκτελοῦν μεταφορικὴν κίνησιν.

Μερικὰ ἀπὸ τὰ μόρια τοῦ ὑγροῦ, ποὺ κινοῦνται εἰς τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν αὐτοῦ, δέχονται ὠθισμοὺς μὲ τοιαύτην διεύθυνσιν, ὥστε νὰ ἐκφεύγουν ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν πέραν τῆς σφαίρας ἐπιρροῆς τῶν ἑλκτικῶν δυνάμεων τῶν ἄλλων μορίων τοῦ ὑγροῦ. Τὰ μόρια ταῦτα τρέχουν πλέον ἀδέσμευτα εἰς τὸν ὑπεράνω τοῦ ὑγροῦ χῶρον ὡς μόρια ἀερίου (ἀτμοῦ) μὲ μεταφορικὴν κίνησιν. Ἔτσι λαμβάνει χώραν ***ἡ ἐξάτμισις*** τοῦ ὑγροῦ, ποὺ γίνεται εἰς οἱανδήποτε θερμοκρασίαν καὶ μόνον ἀπὸ τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ. Ἂν ὁ χῶρος ὑπεράνω τῆς ἐλευθέρας ἐπιφανείας τοῦ ὑγροῦ εἶναι κλειστός, γεμίζει γρήγορα ἀπὸ τὰ μόρια ἀτμοῦ ἔτσι, ποὺ πολλὰ ἀπ᾽ αὐτά, προσκρούοντα εἰς τὰ τοιχώματα τοῦ κλειστοῦ χώρου ἢ πρὸς ἄλλα μόρια, δέχονται ὠθισμούς, ποὺ τὰ ξαναγυρίζουν πάλιν εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ, ὅπου ξαναδεσμεύονται ἀπὸ τὴν ἑλκτικὴν δύναμιν τῶν ἄλλων μορίων αὐτοῦ. Εἰς τὴν περίπτωσιν λοιπὸν τοῦ κλειστοῦ χώρου ἀποκαθίσταται ὕστερα ἀπὸ λίγο ἰσορροπία μεταξὺ τῶν μορίων, ποὺ ἐκφεύγουν ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ καὶ ἐκείνων, ποὺ ξαναπέφτουν πάλιν εἰς αὐτήν· τότε λέγομεν ὅτι ὁ θεωρούμενος κλειστὸς χῶρος εἶναι ***κορεσμένος*** ἢ ὅτι ἔχομεν ***κατάστασιν κορεσμοῦ ἀτμῶν.***

Ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ ἀνέρχεται, αὐξάνεται ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων του, τ. ἔ. ἡ ταχύτης αὐτῶν. Τοῦτο σημαίνει ὅτι τότε ἐκφεύγουν ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ περισσότερα μόρια καὶ συνεπῶς ἔχομεν ταχυτέραν ἐξάτμισιν. Ὅταν τέλος ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ φθάση εἰς τὸ σημεῖον ζέσεως, ἡ ταχύτης τῶν μορίων του εἶναι τόσον μεγάλη, ὥστε νὰ ὑπερνικᾶται ἡ ἐπὶ τοῦ ὑγροῦ πίεσις καὶ νὰ ἐκφεύγουν τὰ μόρια ἐξ ὅλης τῆς μάζης τοῦ ὑγροῦ, ὁπότε πλέον ἔχομεν τὸν βρασμὸν αὐτοῦ.

β) Ὑπέρτηξις, ὑπερθέρμανσις, ὑπερκορεσμός. Ἂν ψύξωμεν ὑγρόν, ποὺ δὲν περιέχει ἀέρα καὶ ἠρεμεῖ εἰς τελείως καθαρὸν δοχεῖον, ἐπιτυγχάνομεν νὰ ὑποβιβάσωμεν τὴν θερμοκρασίαν αὐτοῦ πολὺ χαμηλότερον τοῦ σημείου πήξεως, χωρὶς νὰ ἐπέλθη ἡ πῆξις τοῦ ὑγροῦ. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν λέγομεν ὅτι τὸ ὑγρόν εὑρίσκεται εἰς ***ὑπέρτηξιν***. Τὸ εἰς τοιαύτην κατάστασιν ὑγρὸν μεταπίπτει ἀποτόμως εἰς στερεὰν κατάστασιν (πήγνυται), ἂν ὑποστῇ κάποιαν διατάραξιν, ὁπότε ἐκτὸς τῆς στερεοποιήσεως παρατηρεῖται καὶ ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας εἰς τὸ σημεῖον πήξεως. Εἶναι λοιπὸν ἡ ὑπέρτηξις ὑγροῦ μία κατάστασις ἀσταθοῦς ἰσορροπίας τῶν μορίων του, ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἐκφεύγουν ταῦτα εὐκόλως.

Παρομοίαν κατάστασιν μπορεῖ νὰ ἐπιτύχωμεν εἰς ὑγρόν, τὸ ὁποῖον θερμαίνομεν χωρὶς διαταράξεις. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν μπορεῖνὰ φθάσωμεν εἰς θερμοκρασίαν ὑψηλοτέραν τοῦ σημείου ζέσεως χωρὶς νὰ λάβη χώραν βρασμὸς τοῦ ὑγροῦ. Εἰς τὴν κατάστασιν αὐτὴν καλοῦμεν τὸ ὑγρὸν ***ὑπέρθερμον***. Ἂν τὸ ὑπέρθερμον ὑγρὸν ὑποστῇ κάποιαν διατάραξιν, ἐπέρχεται απότομος πτῶσις τῆς θερμοκρασίας του εἰς τὸ σημεῖον ζέσεως καὶ λαμβάνει χώραν ζωηρὸς ἀναβρασμός.

Παρασκευάζομεν ***κεκορεσμένον*** διάλυμα θειϊκοῦ νατρίου εἰς 100 gr ὕδατος, διαλύοντες εἰς τὸ ποσὸν τοῦτο τοῦ ὕδατος ὅσην ποσότητα θειϊκοῦ νατρίου μπορεῖ νὰ διαλύσῃ τοῦτο, πρῶτον εἰς θερμοκρασίαν 33° C καὶ δεύτερον εἰς χαμηλοτέραν θερμοκρασίαν π. χ. 15°C. Ἐκ τῶν σχετικῶν μετρήσεων εὑρίσκομεν ὅτι διαλύονται εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν περὶ τὰ 50 gr Na_2SO_4, ἐνῷ εἰς τὴν δευτέραν μόνον 13 gr. Ἂν τὸ κεκορεσμένον διάλυμα τῶν 33° C ψυχθῇ, χωρὶς νὰ διαταραχθῇ, εἶναι δυνατὸν νὰ ὑποβιβασθῇ ἡ θερμοκρασία του, χωρὶς νὰ ἀποβληθῇ τὸ εἰς τὴν χαμηλοτέραν θερμοκρασίαν πλεονάζον ποσὸν τοῦ διαλελυμένου ἅλατος. Ἔτσι μπορεῖ π. χ. νὰ φθάσωμεν εἰς θερμοκρασίαν τῶν 15° C μὲ διάλυμα περιέχον εἰς 100 gr ὕδατος 50 gr Na_2SO_4, ἐνῷ τὸ κεκορεσμένον διάλυμα τῆς θερμοκρασίας αὐτῆς περιέχει κανονικῶς μόνον 13 gr. Τὸ διάλυμα, ποὺ ἐπετύχαμεν νὰ περιέχῃ περισσότερον ποσὸν ἅλατος ἀπὸ ὅσον περιέχει κανονικῶς τὸ κεκορεσμένον, τὸ ὀνομάζομεν ***ὑπέρκορον***. Εἰς κάθε ὑπέρκορον διάλυμα ἔχομεν μίαν κατάστασιν ἀντίστοιχον πρὸς τὴν κατάστασιν ὑπερτήξεως ἢ ὑπερθερμάνσεως ὑγροῦ. Ἔτσι καὶ ἐδῶ, ἂν ἐπιφέρωμεν κάποιαν διατάραξιν εἰς τὸ ὑπέρκορον διάλυμα, π.χ. μὲ τὸ νὰ ῥίψωμεν εἰς αὐτὸ κοκκία τοῦ ἅλατος, ἀνυψώνεται ἀποτόμως ἡ θερμοκρασία του καὶ συγχρόνως ἀποβάλλεται ὑπὸ κρυσταλλικὴν μορφὴν τὸ εἰς τὴν θερμοκρασίαν ταύτην πλεονάζον ποσὸν τῆς διαλελυμένης οὐσίας.

Πρὸς παρεμπόδισιν τῶν φαινομένων τούτων ῥίπτομεν εἰς τὸ ὑγρὸν μικρὰ σωμάτια μὲ ὀξείας ἀκμάς, ὡς εἶναι π. χ. θρύμματα ὑάλου. Ἰδιαιτέρως ἐπιδιώκομεν τὴν ἀποφυγὴν τῆς ὑπερθερμάνσεως, διότι κατόπιν αὐτῆς ὁ βρασμὸς γίνεται μὲ βίαια κτυπήματα καὶ ἐκτόξευσιν τοῦ ὑπερθέρμου ὑγροῦ. Πρὸς τοῦτο ῥίπτονται εἰς τὸ δοχεῖον ζέσεως πορώδη σώματα, ποὺ ἐμποδίζουν τὴν ὑπερθέρμανσιν, ἀποδίδοντα εἰς τὸ ὑγρὸν τὰς εἰς τοὺς πόρους των φυσαλίδας ἀέρος, διὰ τῶν ὁποίων γίνεται ἀνατάραξις τοῦ ὑγροῦ.

Κατ' ἀντιστροφὴν τοῦ φαινομένου τῆς ὑπερθερμάνσεως ὑγροῦ, μπορεῖ νὰ παρατηρηθῇ τὸ φαινόμενον ὅτι οἱ ἀτμοὶ ὑγροῦ, π. χ. ὕδατος, διατηροῦν τὴν ἀερίαν κατάστασιν καὶ ὅταν ἀκόμη ψυχθοῦν εἰς θερμοκρασίαν χαμηλοτέραν τοῦ σημείου ζέσεως, ἢ ὅπως λέμε, τοῦ ***σημείου συμπυκνώσεως*** τῶν ἀτμῶν, ὁπότε κανονικῶς ἔπρεπε νὰ ὑγροποιηθοῦν. Καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἀρκεῖ νὰ προσφυσηθοῦν εἰς τὸν ***ὑπέρκορον***, ὅπως λέγεται, ***ἀτμὸν*** λεπτότατα σωματίδια, ὁπότε ἐπέρχεται ἄμεσος συμπύκνωσις τῶν ἀτμῶν γύρω ἀπὸ τὰ σωματίδια ταῦτα· τὰ σωματίδια, δηλαδή, ἀποτελοῦν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τοὺς πυρῆνας συμπυκνώσεως μὲ τὸ νὰ προσφοροῦν (§ 21, ζ) ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας των τὰ μόρια τοῦ ἀτμοῦ καὶ νὰ προκαλοῦν ἔτσι τὴν ἐκδήλωσιν τῶν μεταξὺ τῶν μορίων ἑλκτικῶν δυνάμεων καὶ συνεπῶς τὴν ὑγροποίησιν. Ὁ σχηματισμὸς ὁμίχλης εὐκολώτερον εἰς πόλεις μὲ ἀτμόσφαιραν πλήρη μὲ αἰωρούμενα σωματίδια κονιορτοῦ ἢ καπνοῦ ἐργοστασίων παρὰ εἰς ἀναπεπταμένους χώρους μὲ καθαρὰν ἀτμόσφαιραν εἶναι ἀπόδειξις τοῦ ρόλου, ποὺ παίζουν τὰ αἰωρούμενα σωματίδια εἰς τὴν συμπύκνωσιν.

γ) Θερμοκρασία καὶ θερμότης τήξεως ἢ πήξεως. Πρὸς ἀκριβέστερον καθορισμὸν τοῦ σημείου τήξεως ἢ πήξεως μιᾶς οὐσίας ἐγκλείομεν αὐτὴν εἰς λεπτότοιχον ὑάλινον σωληνίσκον, τὸν ὁποῖον ἔχομεν προσδέσει εἰς τὸ δοχεῖον εὐπαθοῦς θερμομέτρου· βυθίζομεν μετὰ τοῦτο τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου καὶ τὸν κλειστὸν σωληνίσκον μὲ τὴν οὐσίαν εἰς λουτρὸν ὑγροῦ, τὸ ὁποῖον θερμαίνομεν ἢ ψύχομεν μέχρις ὅτου παρατηρήσωμεν ὅτι ἡ οὐσία τήκεται ἢ πήγνυται. Ἡ θερμοκρασία, ποὺ δείχνει τότε τὸ θερμόμετρον, εἶναι τὸ σημεῖον τήξεως ἢ πήξεως τῆς οὐσίας.

Ἡ τῆξις τῶν σωμάτων συνοδεύεται κατὰ κανόνα μὲ αὔξησιν τοῦ ὄγκου· ἀντιστρόφως κατὰ τὴν πῆξιν παρατηρεῖται ἐλάττωσις τοῦ ὄγκου. Ὑπάρχουν ὡς τόσο σώματα μὲ ἀντίθετον συμπεριφοράν. Μεταξὺ τούτων ἰδιάζουσαν σημασίαν ἔχει τὸ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον διαστέλλεται, ὅταν πήγνυται. Ἀποτέλεσμα τούτου εἶναι ἡ διαρρηκτικὴ ἐπίδρασις, ποὺ ἀσκεῖ τὸ ὕδωρ εἰς τὰ τοιχώματα τῶν χώρων, ἐντὸς τῶν ὁποίων πήγνυται. Ἔτσι ἐξηγεῖται ἡ ἀποσάθρωσις, ποὺ προκαλεῖται εἰς τὰ πετρώματα, ὅταν εἰς σχισμὰς τούτων εἰσδύῃ ὕδωρ, τὸ ὁποῖον λόγῳ πτώσεως τῆς θερμοκρασίας πήγνυται. Ἐπίσης ἡ διάρρηξις ὑδραγωγῶν σωλήνων ἢ ἄλλων δοχείων, (π. χ. ψυγείων αὐτοκινήτων), ὅταν ταῦτα ἀφεθοῦν πλήρη ὕδατος, τὸ ὁποῖον ψύχεται μέχρι πήξεως. Ἡ πιεστικὴ δύναμις, ποὺ ἐξασκεῖ τὸ ὕδωρ πρὸς διαστολήν του, ὅταν πήγνυται, εἶναι πολὺ μεγάλη, ὅπως ἀποδεικνύεται ἐκ τοῦ ὅτι κοίλη σφαῖρα ἀπὸ χυτοσίδηρον μὲ τοίχωμα πάχους 1cm διαρρηγνύεται, ἂν γεμισθῇ μὲ ὕδωρ, καὶ (ἀφοῦ κλεισθῇ καλῶς) ἀφεθῇ νὰ παγώσῃ. Ἄλλα σώματα ποὺ κατὰ τὴν πῆξιν των αὐξάνουν ἐπίσης τὸν ὄγκον των εἶναι τὸ βισμούθιον καὶ ὁ χυτοσίδηρος.

Ἡ πειραματικὴ παρακολούθησις τῆς τήξεως μιᾶς οἱασδήποτε οὐσίας ἀποδεικνύει ὅτι: ***Καθ' ὅλον τὸν χρόνον, ποὺ διαρκεῖ ἡ τῆξις σώματος, ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερὰ εἰς τὸ σημεῖον τήξεως, μολονότι προσφέρεται ἐξακολουθητικῶς θερμότης εἰς τὸ σῶμα.*** Τοῦτο προφανῶς σημαίνει ὅτι ἡ θερμότης, ποὺ προσδίδεται εἰς τὸ σῶμα κατὰ τὸν χρόνον, ποὺ γίνεται ἡ τῆξις του, διατίθεται διὰ τὴν μεταβολὴν τῆς στερεᾶς καταστάσεως τοῦ σώματος εἰς ὑγρὰν καὶ συνεπῶς δὲν ἐπιφέρει ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας. Ἔτσι ἡ θερμότης αὕτη δὲν ἐκδηλώνεται καὶ δι' αὐτὸ τὴν λέμε καὶ ***λανθάνουσαν*** θερμότητα.

Εἰδικώτερον ὀνομάζομεν ***εἰδικὴν θερμότητα τήξεως ἑνὸς σώματος τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος εἰς*** cal (kcal), ***ποὺ χρειάζεται 1*** gr (kg) ***τοῦ σώματος, διὰ νὰ μεταπέση ἀπὸ τῆς στερεᾶς καταστάσεως εἰς τὴν ὑγράν, χωρὶς νὰ ἀνυψωθῇ ἡ θερμοκρασία του.***

Εἰς δοχεῖον μὲ λεπτὰ τοιχώματα (διὰ νὰ ἔχῃ μικρὰν θερμοχωρητικότητα), ποὺ περιέχει 1 kg ὕδατος θερμοκρασίας 100°C, ρίπτομεν 1 kg πάγου θερμοκρασίας 0°C καὶ ἀναδεύομεν. Ὅταν θὰ ἔχῃ τακῆ ὁ πάγος, εὑρίσκομεν ὅτι τὰ 2 kg ὕδατος, ποὺ περιέχει τώρα τὸ δοχεῖον, εἶναι θερμοκρασίας 10°C.

Εἶναι λοιπὸν προφανὲς ὅτι τὸ 1 kg ὕδατος 100° C, ποὺ περιεῖχε ἀρχικῶς τὸ δοχεῖον, ἐψύχθη ἀπὸ 100° εἰς 10°, ἤτοι ἀπέβαλε ποσὸν θερμότητος ἴσον μὲ 1×(100—10)=90 χιλιογραμμοθερμίδας. Τὸ ποσὸν τοῦτο θερμότητος προσελήφθη ἀπὸ τὸ 1 kg πάγου 0°C καὶ ἐπέφερε τὴν τῆξιν αὐτοῦ καὶ μετὰ τοῦτο τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας του ἀπὸ 0° εἰς 10°C. Ἐπειδὴ διὰ τὴν ἀνύψωσιν αὐτὴν τῆς θερμοκρασίας ἐχρειάσθησαν 1 × 10=10 χιλιογραμμοθερμίδες, προκύπτει ὅτι αἱ ὑπόλοιποι 90—10=80 kcal κατηναλώθησαν διὰ τὴν μεταβολὴν τοῦ 1 kg πάγου 0°C εἰς 1 kg ὕδατος 0°C.

Ὥστε ἡ εἰδικὴ θερμότης τήξεως τοῦ πάγου ἀνέρχεται εἰς 80 (ἀκριβέστερον 79,65) [kcal/kg] ἢ [cal/gr].

Σημ. Βάσει τῆς θερμότητος τήξεως τοῦ πάγου ὑπολογίζεται εἰς τὸ θερμιδόμετρον διὰ πάγου (§ 30,γ) ἡ εἰδικὴ θερμότης σώματος.

Πίναξ IX. Σημεῖα καὶ θερμότητες τήξεως διαφόρων οὐσιῶν.

Οὐσία	Σημεῖον τήξεως	Θερμότης τήξεως	Οὐσία	Σημεῖον τήξεως	Θερμότης τήξεως
Ἀλουμίνιον	658°C	94 cal/gr	Πάγος	0 °C	79,65 cal/gr
Ἄνθραξ(ἄμορφ.)	3900 »	»	Παραφίνη	52,4 »	35,4 »
Ἄργυρος	961 »	26 »	Σίδηρος	1200—1530 »	30 »
Βολφράμιον	3400 »	— »	Ὕαλος	800—1400 »	— —
Θεῖον	119 »	10 »	Ὑδράργυρος	—38,9 »	2,82 »
Κασσίτερος	231,8 »	14 »	Φωσφόρος	44,2 »	5 »
Κηρός	61,8 »	42,3 »	Χαλκὸς	1083 »	41 »
Μόλυβδος	327,4 »	5,5 »	Ψευδάργυρος	419,4 »	23 »
Νικέλιον	1450 »	65 »			

Προκειμένου ἀντιστρόφως μία οὐσία, ποὺ εὑρίσκεται ὑπὸ θερμοκρασίαν τοῦ σημείου τήξεως εἰς ὑγρὰν κατάστασιν, νὰ μεταπέση εἰς τὴν στερεάν, ἤτοι νὰ παγώση, πρέπει νὰ ἀφαιρεθῇ ἀπὸ αὐτὴν ἡ θερμότης, ποὺ προσέλαβε διὰ νὰ τακῇ. Ἔτσι διὰ νὰ παγώση ἓν ὑγρόν, δὲν ἀρκεῖ νὰ ψύξωμεν τοῦτο μέχρι τοῦ σημείου πήξεως, ἀλλὰ νὰ ἀφαιροῦμεν ἐξακολουθητικῶς ἀπὸ αὐτὸ καὶ ἄλλο ποσὸν θερμότητος. Εἰς περίπτωσιν κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ θερμότης, πού ἀποβάλλεται ἀπὸ τὸ ὑγρόν, ποὺ πήγνυται, δὲν ἀπορροφᾶται δι' ἄλλην χρησιμοποίησιν, θὰ παρατηρηθῆ ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ περιβάλλοντος. Εἰς τὴν θερμότητα αὐτήν, ποὺ ἀποβάλλεται κατὰ τὴν πῆξιν ὀφείλεται ἡ ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας, ποὺ παρατηροῦμεν, ὅταν εἰς ὑγρόν, ποὺ εὑρίσκεται εἰς ὑπέρτηξιν, προκαλοῦμεν δι' ἀναταράξεως ἀπότομον πῆξιν. Ἔτσι π. χ. ἂν ἔχωμεν ὑπερτετηγμένον ὕδωρ εἰς θερμοκρασίαν—10°C καὶ προκαλέσωμεν εἰς αὐτὸ ἀπότομον πῆξιν, διαπιστώνομεν ὅτι κατ' αὐτὴν ἀνέρχεται ἡ θερμοκρασία εἰς 0°C.

δ') Θερμότης διαλύσεως. Ψυκτικὰ μείγματα. Κατὰ τὴν διάλυσιν στερεοῦ σώματος εἰς διαλυτικὸν μέσον ἔχομεν μεταβολὴν τῆς στερεᾶς καταστάσεως τοῦ διαλυομένου σώματος εἰς ὑγράν. Διὰ νὰ γίνῃ τοῦτο προσλαμβάνεται ὑπὸ τοῦ διαλυομένου σώματος θερμότης, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν ***θερμότητα διαλύσεως***. Ἂν ἡ θερμότης αὕτη δὲν προσφέρεται ἔξωθεν εἰς τὸ διάλυμα ἢ δὲν ἀναπτύσσεται διὰ χημικῆς δράσεως, (ὡς εἶναι ἡ πρόσληψις κρυσταλλικοῦ ὕδατος ὑπὸ τῶν μορίων τοῦ διαλυομένου σώματος), τότε παρατηρεῖται πτῶσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ διαλύματος, ὀφειλομένη εἰς τὴν ἀφαίρεσιν θερμότητος ἐκ τούτου ὑπὸ τοῦ διαλυομένου σώματος πρὸς ὑγροποίησίν του. Ἔτσι παρατηρεῖται ὅτι διὰ διαλύσεως 75 μερῶν βάρους νιτρικοῦ νατρίου εἰς 100 μέρη βάρους ὕδατος ἐπέρχεται πτῶσις τῆς θερμοκρασίας κατὰ 18,5°C.

Ἂν ἀναμείξωμεν ἴσας ποσότητας θρυμματισμένου πάγου καὶ μαγειρικοῦ ἅλατος ἡ θερμοκρασία καταπίπτει εἰς —21° C. Ἡ σημαντικὴ αὐτὴ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι μὲ τὴν ἀνάμιξιν αὐτὴν μεταπίπτουν καὶ τὰ δύο συστατικὰ ἀπὸ τῆς στερεᾶς καταστάσεως εἰς ὑγράν. Ὁμοίως δι' ἀναμίξεως 70 μερῶν βάρους κρυσταλλικοῦ χλωριούχου ἀσβεστίου μὲ 100 μέρη βάρους πάγου ἐπιτυγχάνεται πτῶσις τῆς θερμοκρασίας μέχρι —55° C. Τὰ μίγματα αὐτὰ διὰ τῶν ὁποίων ἐπιτυγχάνεται σημαντικὴ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας, τὰ ὀνομαζομεν ***ψυκτικὰ μίγματα.***

ε) Σημεῖον πήξεως διαλύματος. Τὸ σημεῖον πήξεως διαλύματος κεῖται πάντοτε χαμηλότερον τοῦ σημείου πήξεως τοῦ διαλυτικοῦ μέσου. Προκειμένου περὶ ***ἀραιῶν διαλυμάτων***, εὑρίσκεται ὅτι ἡ πτῶσις τοῦ σημείου πήξεως τοῦ διαλύματος εἶναι ἀνάλογος τῆς ***συγκεντρώσεως*** αὐτοῦ, τ. ἔ. ***τῆς ποσότητος τῆς διαλελυμένης οὐσίας (εἰς γραμμάρια), ποὺ περιέχεται εἰς 1 λίτρον (1000 cm³) τοῦ διαλύματος.***

Γενικώτερον ἂν παριστάνη: Θ τοὺς βαθμοὺς θερμοκρασίας κατὰ τοὺς ὁποίους τὸ σημεῖον πήξεως τοῦ διαλύματος εἶναι χαμηλότερον τοῦ σημείου πήξεως τοῦ καθαροῦ διαλυτικοῦ μέσου, Τ τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν πήξεως τοῦ καθαροῦ διαλυτικοῦ μέσου, β τὸ ποσὸν (εἰς γραμμάρια μάζης) τῆς διαλελυμένης οὐσίας, ποὺ περιέχεται εἰς 100 gr διαλυτικοῦ μέσου, λ τὴν θερμότητα τήξεως τοῦ διαλυτικοῦ μέσου καὶ Μ τὸ μοριακὸν βάρος τῆς διαλελυμένης οὐσίας, εὑρίσκομεν ὅτι εἶναι: $\Theta = 0{,}0198 . T^2 . \beta / \lambda . M$ [grad] (130)
ὅπου ὁ συντελεστὴς 0,0198 [cal/gr.grad.mol] προκύπτει ἐκ τῆς συσχετίσεως

θερμικῶν μεγεθῶν πρὸς μηχανικὰ τοιαῦτα. Ἐκ τῆς σχέσεως ταύτης προκύπτει ὅτι διὰ κάθε διαλυτικὸν μέσον ἡ παράστασις $0,0198T^2/\lambda$ ἔχει μίαν σταθερὰν τιμὴν K. Ἂν λοιπὸν θεωρήσωμεν τὴν ***ἀνηγμένην πτῶσιν τοῦ σημείου ζέσεως***(τ), δηλαδὴ τοὺς βαθμοὺς θερμοκρασίας κατὰ τοὺς ὁποίους κατέρχεται τὸ σημεῖον τήξεως τοῦ καθαροῦ διαλυτικοῦ μέσου, ὅταν εἰς 100 gr αὐτοῦ διαλυθῆ 1 gr (β=1) τῆς οὐσίας, τότε διὰ κάθε διαλυτικὸν μέσον θὰ ἔχωμεν :

$$\tau = K\frac{1}{M} \quad \text{ἢ} \quad \tau . M = K \qquad (131)$$

ὅπου K παριστάνει σταθερὰν χαρακτηριστικὴν διὰ κάθε διαλυτικὸν μέσον, τῆς ὁποίας ἡ τιμὴ ὑπολογίζεται κατὰ τ' ἀνωτέρω καὶ εἶναι π. χ. δι' ὕδωρ $K_\upsilon = 0,0198.273^2/80 = 18,3$, δι' ὀξικὸν ὀξὺ 39, διὰ βενζόλιον 51 κλπ. Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο διετυπώθη τὸ 1886 ὑπὸ τοῦ Raoult ὡς ἑξῆς :

Ἡ ἀνηγμένη πτῶσις (τ) τοῦ σημείου πήξεως ἑνὸς διαλυτικοῦ μέσου, ὅταν εἰς αὐτὸ διαλύεται μία στερεὰ οὐσία, εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ μοριακοῦ βάρους (M) τῆς διαλυομένης οὐσίας.

Σύμφωνα μὲ τὴν διαπίστωσιν ταύτην μποροῦμε νὰ βοηθηθῶμεν εἰς τὸν προσδιορισμὸν τοῦ μοριακοῦ βάρους μιᾶς οὐσίας. Ἔτσι π.χ. ἂν διαλυθῆ 1 gr καλαμοσακχάρου εἰς 100 gr ὕδατος καὶ μετρηθῆ τότε ἡ ἀνηγμένη πτῶσις τοῦ σημείου πήξεως, ἀνερχομένη εἰς $\tau = 0,054^0$, τὸ μοριακὸν βάρος τοῦ σακχάρου θὰ εἶναι : $M = K_\upsilon/\tau = 18,3/0,054 = 339$. Τὴν μέθοδον αὐτὴν προσδιορισμοῦ τοῦ μοριακοῦ βάρους τὴν λέγομεν ***κρυοσκοπικήν***.

Σημ. Λόγω ἠλεκτρολυτικῆς διασπάσεως (περὶ τῆς ὁποίας γίνεται λόγος εἰς τὸν ἠλεκτρισμὸν) τῶν μορίων ἠλεκτρολυτικῆς οὐσίας ἡ κατὰ τὴν κρυοσκοπικὴν μέθοδον εὑρισκομένη τιμὴ τοῦ μοριακοῦ βάρους εἶναι μικροτέρα τῆς ἀληθοῦς τιμῆς· τοῦτο ἐξηγεῖται πλήρως μὲ τὴν περὶ ἠλεκτρολύσεως θεωρίαν τοῦ Arhenius.

στ) Εὐτηκτικὰ μίγματα. Ὅταν ἡ συγκέντρωσις τοῦ διαλύματος (τ. ἔ. τὸ ποσὸν τῆς διαλελυμένης οὐσίας, ποὺ περιέχεται εἰς 1 λίτρον διαλύματος), εἶναι ἀρκετὰ μεγάλη, ἐκδηλώνονται πολυπλοκώτερα φαινόμενα. Τοιαύτας περιπτώσεις ἔχομεν κατὰ τὴν σύμμιξιν διαφόρων μετάλλων, τ. ἔ. εἰς τὰ ***κράματα***. Τὸ σημεῖον τήξεως μεταλλικοῦ κράματος εἶναι κατὰ γενικὸν κανόνα χαμηλότερον ἀπὸ τὰ σημεῖα τήξεως τῶν καθέκαστα συστατικῶν τοῦ κράματος. Ἔτσι π. χ. τὸ κράμα ἀπὸ ἴσα μέρη κασσιτέρου καὶ μολύβδου ἔχει τὸ σημεῖον τήξεώς του εἰς 200^0 C, ἐνῶ τὸ σημεῖον τήξεως τοῦ μὲν κασσιτέρου εἶναι 232^0 C, τοῦ δὲ μολύβδου 327^0. Τὸ κράμα Wood, ποὺ ἀποτελεῖται ἀπὸ 1 μέρος βάρους κάδμιον, 1 μέρος βάρους κασσίτερον, 2 μέρη βάρους μόλυβδον καὶ 4 μέρη βάρους βισμούθιον, ἔχει τὸ σημεῖον τήξεώς του εἰς 68^0 C. Κράμα ἀπὸ ἴσα μέρη βάρους καλίου καὶ νατρίου εἶναι ὑπὸ συνήθη θερμοκρασίαν ὑγρόν, ἐνῶ καὶ τὸ ἕνα καὶ τὸ ἄλλο συστατικόν του εἶναι στερεὰ εἰς τὴν θερμοκρασίαν ταύτην.

Ὡς τόσο τὰ κράματα, ποὺ σχηματίζονται κατ' ἀναλογίαν συστατικῶν χημικῆς ἑνώσεως, μπορεῖ νὰ ἔχουν σημεῖον τήξεως ὑψηλότερον τῶν σημείων τήξεως τῶν καθέκαστα συστατικῶν. Ἔτσι κράμα ἀπὸ ἀλουμίνιον καὶ χρυσόν, κατ' ἀναλογίαν τῆς χημικῆς ἑνώσεως Al_2Au τήκεται εἰς 1098° C, ἐνῶ ὁ μὲν χρυσὸς τήκεται εἰς 1063°C, τὸ δὲ ἀργίλιον εἰς 657° C.

Ἐξ ἄλλου τὸ σημεῖον πήξεως, διαλύματος δὲν εἶναι κατὰ γενικὸν κανόνα σταθερὸν καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τῆς πήξεως, ὅπως συμβαίνει εἰς τὸ καθαρὸν διαλυτικὸν μέσον. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι, ὅταν ἀρχίσῃ ἡ πῆξις, στερεοποιεῖται κατ' ἀρχὰς μέρος τοῦ διαλυτικοῦ μόνον μέσου καὶ ὑπολείπεται ἔτσι πυκνότερον διάλυμα, τὸ ὁποῖον ὡς ἐκ τούτου ἔχει χαμηλότερον σημεῖον πήξεως. Πρέπει λοιπὸν νὰ κατέλθῃ ἀκόμη ἡ θερμοκρασία διὰ νὰ συνεχισθῇ ἡ πῆξις. Μόνον ὅταν φθάσωμεν εἰς τὸ σημεῖον, κατὰ τὸ ὁποῖον λαμβάνει χώραν πῆξις τῶν συστατικῶν τοῦ διαλύματος μὲ τὴν αὐτὴν ἀναλογίαν, μὲ τὴν ὁποίαν εὑρίσκονται εἰς τὸ διάλυμα ,τότε πλέον παραμένει σταθερὰ ἡ θερμοκρασία μέχρι πλήρους στερεοποιήσεως τοῦ διαλύματος. Κάθε διάλυμα ἢ κρᾶμα, ποὺ πήγνυται μὲ τὴν αὐτὴν ἀναλογίαν τῶν συστατικῶν του καὶ ἔχει, (ὅπως κάθε καθαρὰ οὐσία), ἓν σταθερὸν σημεῖον πήξεως ἢ τήξεως, καλεῖται ***εὐτηκτικὸν μεῖγμα.*** Ἡ σύνθεσίς του εἶναι τέτοια, ὥστε νὰ ἔχῃ τὸ χαμηλότερον σημεῖον τήξεως καὶ εἰς τοῦτο ὀφείλει τὸ ὄνομά του. Εἰδικώτερον τὰ εὐτηκτικὰ μίγματα, τῶν ὁποίων τὸ ἓν συνθετικὸν εἶναι ὕδωρ, λέγονται ***κρυοϋδατικά.***

ζ') Μεταβολὴ τοῦ σημείου τήξεως μετὰ τῆς πιέσεως. Ὅταν μεταβάλλεται ἡ πίεσις ποὺ ἐπιφέρεται ἐπὶ τοῦ σώματος, παρατηρεῖται ὅτι καὶ τὸ σημεῖον τήξεως αὐτοῦ μεταβάλλεται (ἔστω καὶ σχετικῶς ὀλίγον). Εἰς τὰ περισσότερα σώματα, ποὺ κατὰ τὴν τῆξιν των διαστέλλονται, τὸ σημεῖον τήξεως ἀνέρχεται, ὅταν αὐξάνεται ἡ ἐπ' αὐτῶν πίεσις. Ἔτσι π. χ. ὁ ὑδράργυρος, ποὺ ὑπὸ κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν τήκεται εἰς —39° C, ἔχει ὑπὸ πίεσιν 1500 Atm τὸ σημεῖον τήξεως εἰς 10° C.

Ἀντιθέτως εἰς τὰ σώματα, ποὺ ἐλαττώνουν τὸν ὄγκον των, ὅταν τήκωνται, τὸ σημεῖον τήξεως κατέρχεται, ὅταν αὐξάνεται ἡ πίεσις. Ἔτσι ὁ πάγος, ποὺ ὑπὸ κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν τήκεται εἰς 0°C, ὑποβιβάζει τὸ σημεῖον τήξεως κατὰ 0,0075°, ὅταν ἡ ἐπ' αὐτοῦ πίεσις αὐξάνεται κατὰ 1 Atm. Εἰς τοῦτο ὀφείλεται ὅτι μποροῦμε νὰ ὑγροποιήσωμεν πάγον κλεισμένον εἰς χαλύβδινον κύλινδρον, ἂν τὸν συμπιέσωμεν ἀρκετὰ ἰσχυρῶς. Ἡ κίνησις καὶ κάμψις παγετώνων γίνεται μὲ τὴν τῆξιν τοῦ κατωτάτου στρώματος αὐτῶν, ὑφισταμένου τὴν πίεσιν τῶν ὑπερκειμένων ὄγκων πάγου. Πειραματικῶς διαπιστώνομεν τὴν συμπεριφορὰν αὐτὴν τοῦ πάγου, ἂν στηρίξωμεν στήλην πάγου ἐπὶ λεπτοῦ σύρματος, ὁπότε παρατηροῦμεν ὅτι κατὰ τὴν γραμμὴν τῆς στηρίξεως τήκεται ὁ πάγος καὶ τὸ σύρμα εἰσδύει εἰς αὐτὸν λόγῳ τῆς πιέσεως, ποὺ ἐξασκεῖται κατὰ τὴν γραμμὴν αὐτὴν τοῦ σύρματος. Ὁ ὑγροποιηθεὶς κατὰ μῆκος τοῦ σύρματος στηρίξεως πάγος μόλις προσπεράσῃ τὸ σῦρμα καὶ παύσῃ νὰ ὑφίσταται τὴν πίεσιν τοῦ βάρους του, ξαναπαγώνει καὶ μπορεῖ ἔτσι νὰ περάσῃ διὰ μέσου τῆς στήλης τοῦ πάγου τὸ σῦρμα, χωρὶς νὰ διαχωρίσῃ τὴν στήλην ταύτην.

Ἡ μεταβολὴ (δ) ποὺ πάσχει τὸ σημεῖον τήξεως (ἀνύψωσις ἢ κατάπτωσις εἰς βαθμοὺς Κελσίου), ὅταν ἡ ἐπὶ τοῦ σώματος πίεσις αὐξάνεται κατὰ 1 ἀτμόσφαιραν, εὑρίσκεται ὅτι εἶναι: ἀνάλογος τῆς διαφορᾶς (V_1-V_2) τῶν εἰδικῶν ὄγκων (V_1 τῆς ὑγρᾶς καὶ V_2 τῆς στερεᾶς καταστάσεως) τοῦ σώματος, ἀνάλογος τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας T, εἰς τὴν ὁποίαν γίνεται ἡ τῆξις τοῦ σώματος καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος τῆς θερμότητος τήξεως λ τοῦ σώματος, ἤτοι εἶναι:

$$\delta = 0{,}0242(V_1 - V_2).T/\lambda\,[\mathrm{grad/at}] \qquad (132)$$

Ἡ σχέσις αὕτη, σύμφωνος καὶ πρὸς πειραματικὰς διαπιστώσεις, δεικνύει ὅτι, ἂν ὁ εἰδικὸς ὄγκος (cm^3/gr) τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως (V_1) εἶναι μεγαλύτερος τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου τῆς στερεᾶς καταστάσεως (V_2) (ὅπως συμβαίνει εἰς τὰ πλεῖστα σώματα), ἡ διαφορὰ $V_1 - V_2$ εἶναι θετικὸς ἀριθμὸς καὶ συνεπῶς ἔχομεν ἀνύψωσιν, ($\delta > 0$), τοῦ σημείου τήξεως μετὰ τῆς πιέσεως. Ἀντιθέτως, ἂν εἶναι $(V_1 - V_2) < 0$, ὅπως συμβαίνει εἰς τὴν περίπτωσιν τήξεως πάγου, τότε ἡ αὔξησις τῆς πιέσεως ἐπιφέρει χαμήλωσιν ($\delta < 0$) τοῦ σημείου τήξεως.

Ἡ ἀνωτέρω σχέσις προκύπτει ἀπὸ γενικωτέραν ἐξίσωσιν, ποὺ διετύπωσεν ὁ Clapeyron καὶ συνήγαγε καὶ ὁ Clausius ἐκ τῆς κινητικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος. Μὲ τὴν ἐξίσωσιν τῶν Clapeyron καὶ Claussius καθορίζεται ἡ σχέσις μεταξὺ τῆς θερμότητος λ, ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ τὴν μεταβολὴν 1 gr σώματος ἀπὸ μιᾶς καταστάσεως (1) εἰς ἄλλην (2) (ὅπως γίνεται κατὰ τὴν τῆξιν, ἐξαέρωσιν ἢ ἐξάχνωσιν), τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας T, εἰς τὴν ὁποίαν γίνεται ἡ μεταβολή, τῆς πιέσεως p, ὑπὸ τὴν ὁποίαν εὑρίσκεται τὸ σῶμα καὶ τῶν εἰδικῶν ὄγκων V_1, V_2, ποὺ ἔχει τὸ σῶμα εἰς τὴν μίαν καὶ εἰς τὴν ἄλλην κατάστασιν ὑπὸ τὴν θερμοκρασίαν T.

Ἡ ἐξίσωσις Clapeyron — Clausius ἔχει τὴν μορφήν:

$$\lambda = c.T.(V_2 - V_1).\Delta p/\Delta T \qquad (133)$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν, ποὺ ἐκφράζεται ἡ θερμότης λ εἰς cal/gr, ἡ θερμοκρασία T εἰς βαθμοὺς ἀπολύτου θερμοκρασίας, ὁ εἰδικὸς ὄγκος V_1 καὶ V_2 εἰς cm^3/gr, ἡ μεταβολὴ τῆς πιέσεως Δp εἰς mm Hg, ἡ τιμὴ τοῦ συντελεστοῦ c εἶναι $3{,}1841.10^{-5}$ καὶ συνεπῶς ἡ ἐξίσωσις εἶναι:

$$\lambda = 3{,}1841.10^{-5}.T(V_2 - V_1)\Delta p/\Delta T \qquad (133')$$

η) Ἐξάτμισις, κεκορεσμένος καὶ ἀκόρεστος ἀτμός. Εἴπαμεν εἰς τὴν ἀρχὴν τῆς παραγράφου ταύτης ὅτι χαρακτηρίζομεν ὡς ***ἐξάτμισιν*** τὴν ἐξαέρωσιν, τ. ἔ. τὴν μεταβολὴν ὑγροῦ εἰς ἀέριον (ἀτμόν), ποὺ γίνεται εἰς κάθε θερμοκρασίαν ἀπὸ τὴν ἐλευθέραν μόνον ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ.

Εἶναι κοινῶς γνωστὴ ἡ παρατήρησις ὅτι τὸ ἴδιο ποσὸν ἑνὸς ὑγροῦ, ὅταν περιέχεται εἰς λεκάνην μὲ εὐρεῖαν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν, ἐξατμίζεται μὲ μεγαλυτέραν ταχύτητα ἀπὸ ἐκείνην, μὲ τὴν ὁποίαν ἐξατμίζεται τοῦτο, ὅταν εὑρίσκεται εἰς στενόλαιμον φιάλην. Ἡ παρατήρησις αὐτὴ δείχνει, ὅτι ***ἡ ἐξάτμισις ὑγροῦ εἶναι τόσον ταχυτέρα, ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια αὐτοῦ*** καὶ τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο καθίσταται εὐνόητον, ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν, ὅτι ἡ ἐξάτμισις γίνεται μόνον ἀπὸ τὴν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑγροῦ. Πέραν τούτου διαπιστώνεται πειραματικῶς ὅτι ἡ ταχύτης τῆς ἐξατμίσεως εἶναι μεγαλυτέρα, ὅσον περισσότερον πλησιάζει ἡ θερμοκρασία πρὸς τὸ σημεῖον ζέσεως τοῦ ὑγροῦ. Τὰ λεγόμενα ***πτητικὰ ὑγρὰ*** ἔχουν σημεῖον ζέσεως ὄχι πολὺ ὑψηλότερον τῆς συνήθους θερμοκρασίας καὶ διὰ τοῦτο ἐξατμίζονται ταῦτα μὲ μεγάλην ταχύτητα καὶ ὅταν ἀκόμη εὑρίσκονται ὑπὸ τὴν συνήθη θερμοκρασίαν.

Εἰς κλειστὸν χῶρον ὡρισμένης θερμοκρασίας ἡ ἐξάτμισις ὑγροῦ καταπαύει, ὅταν ὁ χῶρος κορεσθῇ διὰ τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν μὲ ἀτμὸν τοῦ ὑγροῦ. Ὀνομάζομεν τότε τὸν ἀτμὸν ***κεκορεσμένον*** (ἀκριβέστερον εἶναι νὰ λέμε ὅτι ὁ χῶρος εἶναι κεκορεσμένος δι' ἀτμοῦ). Ἂν ἀνυψώσωμεν τὴν θερμοκρασίαν τοῦ θεωρουμένου χώρου, θὰ ἐξατμισθῇ καὶ ἄλλη ποσότης ὑγροῦ, μέχρις ὅτου φθάσωμεν εἰς κορεσμὸν διὰ τὴν νέαν θερμοκρασίαν.

Ὥστε κάθε μονὰς ὄγκου ἑνὸς κλειστοῦ χώρου μπορεῖ εἰς κάθε ὡρισμένην θερμοκρασίαν νὰ περιλάβῃ μίαν ὡρισμένην ποσότητα (τὴν ποσότητα κορεσμένου) ἀτμοῦ δι' ἕκαστον ὑγρόν. Ἂν ὁ κεκορεσμένος ἀτμὸς ψυχθῇ ἢ συμπιεσθῇ (περιορισθῇ εἰς μικρότερον χῶρον), ἐπέρχεται συμπύκνωσις (τ. ἔ. ὑγροποίησις) μέρους αὐτοῦ, μέχρις ὅτου εἰς τὴν νέαν θερμοκρασίαν ἢ εἰς τὸν νέον χῶρον εἶναι πάλιν ὁ ἀπομένων ἀτμὸς κεκορεσμένος. Ἀντιστρόφως ἂν ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία ἢ αὐξηθῇ ὁ ὄγκος τοῦ χώρου, ποὺ περιέχει κεκορεσμένον ἀτμόν, δὲν θὰ ἔχωμεν πλέον εἰς τὴν νέαν θερμοκρασίαν ἢ τὸν νέον χῶρον κεκορεσμένον ἀτμόν. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ ἀτμός, ποὺ περιέχεται εἰς τὸν θεωρούμενον χῶρον καὶ ὑπὸ τὴν θεωρουμένην θερμοκρασίαν, δὲν ἐπαρκεῖ διὰ τὸν κορεσμόν. ***Ὀνομάζομεν τὸν ἀτμὸν αὐτὸν ἀκόρεστον ἢ ὑπέρθερμον.***

Ὁ ἀκόρεστος ἀτμὸς ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τῶν ἀερίων, τ. ἔ. τοὺς νόμους Boyle-Mariotte καὶ Gay Lussac, μὲ τόσον μεγαλυτέραν προσέγγισιν, ὅσον περισσότερον ἀπέχει ἀπὸ τὴν κατάστασιν κορεσμοῦ.

θ) *Πυκνότης ἀτμοῦ καὶ μοριακὸν βάρος.* Σύμφωνα μὲ τὸν γενικὸν ὁρισμὸν τῆς πυκνότητος (§ 7 γ) ἡ πυκνότης ἀτμοῦ παρέχεται ἀπὸ τὰ γραμμάρια μάζης τοῦ θεωρουμένου ἀτμοῦ πού, ἀναγόμενος σύμφωνα μὲ τὸν νόμον Boyle-Mariotte καὶ Gay Lussac (§ 29, ιδ') εἰς θερμοκρασίαν 0° C καὶ πίεσιν 760 [mm Hg], καταλαμβάνει ὄγκον 1[cm³].

Ἀντὶ τοῦ μεγέθους αὐτοῦ λαμβάνεται ὡς πυκνότης ἀτμοῦ ἡ σχετικὴ πυκνότης αὐτοῦ, τ. ἔ. ὁ λόγος τοῦ βάρους ἑνὸς ὡρισμένου ὄγκου ἀτμοῦ πρὸς τὸ βάρος ἴσου ὄγκου ἀέρος (εἰς τὴν χημείαν: ὑδρογόνου) ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως.

Ἔτσι ἂν εἶναι β τὸ βάρος τοῦ θεωρουμένου ἀτμοῦ, ποὺ περιέχεται εἰς χῶρον ὄγκου V ὑπὸ πίεσιν p καὶ θερμοκρασίαν Θ καὶ λ τὸ βάρος ἴσου ὄγκου V ἀέρος ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν p καὶ θερμοκρασίαν Θ ἡ πυκνότης τοῦ ἀτμοῦ (ὡς πρὸς τὸν ἀέρα) θὰ εἶναι : $\delta=\beta/\lambda$.

Ἀλλὰ τὸ βάρος λ τοῦ ἀέρος, ποὺ ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν 760 mm Hg ἔχει ὄγκον V_0 καὶ εἰδικὸν βάρος $s_0=0{,}001293$ [gr/cm³], δίδεται ὑπὸ τῆς σχέσεως : $\lambda=s_0 V_0=0{,}001293 . V_0$. Ὑπὸ θερμοκρασίαν Θ°C καὶ πίεσιν p ὁ ὄγκος τοῦ αὐτοῦ ποσοῦ ἀέρος θὰ γίνῃ : $V=\frac{760}{p}V_0(1+\gamma\Theta)$ (§ 29, ιδ') καὶ μὲ τὴν τιμὴν αὐτὴν τὸ βάρος θὰ δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν : $\lambda=0{,}001293 . \frac{V}{1+\gamma\Theta} . \frac{p}{760}$.

Συνεπῶς ἡ πυκνότης δ ἀτμοῦ βάρους β, ποὺ περιέχεται εἰς χῶρον V ὑπὸ πίεσιν p καὶ θερμοκρασίαν Θ°C, θὰ εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$\delta=\beta/\lambda=\frac{\beta}{V}.\frac{760}{p}.\frac{1+\gamma\Theta}{0,001293} \qquad (134)$$

Ἔτσι εὑρίσκεται ὅτι ἡ πυκνότης ὡς πρὸς τὸν ἀέρα εἶναι δι' ἀτμόν :

Οἰνοπνεύματος	1,63	Ἀμμωνίας	0,589	Βενζολίου	2,770
Ἰωδίου	8,716	Ὑδραργύρου	6.976	Αἰθέρος	2,565
Θειούχου ἄνθρακος	2,645	Ὕδατος	0,622	κ. λ. π.	

Κατ' ἀναλογίαν ἡ πυκνότης ἀτμοῦ ὡς πρὸς ὑδρογόνον θὰ ὑπολογίζεται μὲ τὴν σχέσιν :

$$\delta'=\frac{\beta}{\lambda'}=\frac{\beta}{V}.\frac{760}{p}.\frac{1+\gamma\Theta}{0,00009} \qquad (134')$$

ἐπειδὴ ἀντιστοίχως τὸ βάρος λ' ὑδρογόνου, ποὺ καταλαμβάνει ὄγκον V_0 ὑπὸ θερμοκρασίαν 0°C καὶ πίεσιν 760 mm, εἶναι : $\lambda'=0,00009.V_0$, ἀφοῦ 0,00009 εἶναι τὸ εἰδικὸν βάρος ὑδρογόνου ὑπὸ τὰς ὡς ἄνω συνθήκας.

Ἂν τώρα ληφθῇ ὑπ' ὄψιν, ὅτι αἱ πυκνότητες δύο (ἢ περισσοτέρων) εἰδῶν ἀτμῶν, ποὺ περιέχονται χωριστὰ εἰς ἴσους χώρους, ἔχουν μεταξύ των λόγους ἴσους μὲ τοὺς λόγους τῶν βαρῶν τῶν μορίων των, ἀφοῦ αὐτὰ σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Avogadro (§ 29, ιγ') ἔχουν τὸ αὐτὸ πλῆθος εἰς ἕκαστον εἶδος τῶν ἀτμῶν τούτων, καθίσταται εὐνόητον ὅτι :

Τὰ μοριακὰ βάρη ἔχουν μεταξύ των τόν αὐτὸν λόγον, ποὺ ἔχουν καὶ αἱ πυκνότητες τῶν ἀτμῶν. Ἂν δηλ. εἶναι μ ἡ μᾶζα τοῦ μορίου ἑνὸς ἀερίου ἢ ἀτμοῦ καὶ περιέχονται εἰς τὴν μονάδα τοῦ ὄγκου ὑπὸ θερμοκρασίαν 0° C καὶ πίεσιν 760 [mmHg]N μόρια, τότε ἡ μᾶζα τῆς μονάδος τοῦ ὄγκου, ἤτοι ἡ πυκνότης δ τοῦ ἀερίου θὰ εἶναι : δ=μ N. Ἀντιστοίχως δι' ἄλλο ἀέριον, τοῦ ὁποίου τὸ μόριον ἔχει μᾶζαν μ', ἐπειδὴ θὰ περιέχωνται εἰς τὴν αὐτὴν μονάδα τοῦ ὄγκου(ὑπὸ θερμοκρασίαν πάλιν 0° C καὶ πίεσιν 760 mmHg) ἰσάριθμα πάλιν N μόρια, ἡ πυκνότης δ' θὰ εἶναι : δ'=μ'.N.

Κατὰ συνέπειαν θὰ ἰσχύει : δ : δ'=μ.N : μ'.N=μ : μ' καὶ ἐπειδὴ ὁ λόγος τῶν βαρῶν τῶν μορίων, (μ/μ') εἶναι καὶ λόγος τῶν μοριακῶν βαρῶν M/M' τῶν θεωρουμένων ἀερίων, προκύπτει ἡ ἀλήθεια τῆς παραπάνω προτάσεως, ποὺ ἐκφράζομεν μὲ τὸ τύπον : δ/δ'=M/M'.

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν μπορούμε νὰ προσδιορίσωμε τὸ μοριάκὸν βάρος M' μιᾶς οὐσίας, ἐὰν γνωρίζωμεν τὴν πυκνότητα δ' τῶν ἀτμῶν αὐτῆς καὶ τὸ μοριακὸν βάρος M καὶ τὴν πυκνότητα δ ἑνὸς ἄλλου ἀερίου ἢ ἀτμοῦ. Διότι εἶναι: M'=M.δ'/δ (135)

Ἂν τὸ γνωστὸν ἀέριον εἶναι τὸ ὑδρογόνον, γνωρίζομεν τὸ μοριακὸν αὐτοῦ βάρος M=2,016 καὶ τὴν πυκνότητά του ὡς πρὸς τὸν ἀέρα $\delta=\frac{0,0000899}{0,001298}=0,0692$ καὶ συνεπῶς μποροῦμε νὰ ὑπολογίσωμεν τὸ μοριακὸν βάρος M' μιᾶς οὐσίας. ἂν προσδιορίσωμεν τὴν πυκνότητα δ' τῶν ἀτμῶν αὐτῆς ὡς πρὸς τὸν ἀέρα. Τότε θὰ ἔχωμεν :

$$M'=\frac{M}{\delta}.\delta'=\frac{2,016}{0,0692}\delta'=28,98.\delta' \qquad (135')$$

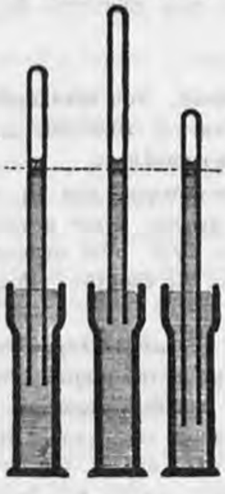
Ἂν τέλος ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι εἶναι M/δ=M'/δ', ὅτι δηλ. τὸ πηλίκον τοῦ μοριακοῦ βάρους διὰ τῆς πυκνότητος εἶναι τό αὐτὸ διά κάθε ἀέριον καὶ ἴσον πρὸς 28,98. συνάγομεν τὸν κανόνα :

Πρὸς εὕρεσιν τοῦ μοριακοῦ βάρους μιᾶς οὐσίας πολ)ζομεν τὴν πυκνότητα τῶν ἀτμῶν αὐτῆς ὡς πρὸς τὸν ἀέρα ἐπὶ τὸν σταθερὸν ἀριθμὸν 28,98.

ι') Τάσις ἀτμῶν. Εἰς λεκάνην ποὺ περιέχει ὑδράργυρον (σχ 15) ἀναστρέφομεν σωλῆνας πλήρεις ὑδραργύρου, καθεὶς τῶν ὁποίων ἔχει μῆκος

1 περίπου μέτρου. Λόγω τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως ὁ ὑδράργυρος εἰς κάθε σωλῆνα θὰ σταματήση εἰς ὕψος κάπου 76 [cm] ὑπὲρ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ὑδραργύρου τῆς λεκάνης καὶ ἔτσι θὰ ἔχωμεν κενὸν τὸ ἀνώτερον μέρος κάθε σωλῆνος (Τορικέλλειον κενὸν § 19,γ) Ἀπὸ τὸ κατώτερον ἀνοικτὸν ἄκρον κάθε σωλῆνος (ποὺ εἶναι βυθισμένον εἰς τὸν ὑδράργυρον τῆς λεκάνης), ἀφήνομεν μὲ σταγονόμετρον νὰ ἀνέλθουν ὀλίγαι σταγόνες ὑγροῦ (διαφόρου εἰς κάθε σωλῆνα), αἱ ὁποῖαι φθάνουν εἰς τὸ τορικέλλειον κενὸν τοῦ σωλῆνος.

Σχ. 15



Σχ. 16

Παρατηροῦμεν ὅτι λαμβάνει χώραν ἐξάτμισις μέρους (ἂν ἡ ποσότης εἶναι ἐπαρκὴς) τοῦ ὑγροῦ, μέχρις ὅτου εἰς ἕκαστον σωλῆνα κορεσθῇ ὁ ὑπεράνω τῆς στήλης τοῦ ὑδραργύρου κλειστὸς χῶρος δι' ἀτμῶν τοῦ ὑγροῦ. Κατὰ συνέπειαν τούτου ἡ στήλη τοῦ ὑδραργύρου εἰς κάθε σωλῆνα καταπίπτει κατὰ ὡρισμένα χιλιοστόμετρα δι' ἕκαστον εἶδος ὑγροῦ καὶ δι' ἑκάστην θερμοκρασίαν. Ἡ πτῶσις αὐτὴ τῆς ὑδραργυρικῆς στήλης (μειωμένη κατὰ τὴν σχετικῶς ἀσήμαντον πτῶσιν, ποὺ προκαλεῖ τὸ βάρος τοῦ μὴ ἐξατμισθέντος ὑγροῦ) παρέχει τὴν πίεσιν ἢ τάσιν τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ τοῦ ὑγροῦ, ποὺ ἐξητμίσθη εἰς τὸν κλειστὸν χῶρον τοῦ σωλῆνος. Ἔτσι διαπιστώνεται πειραματικῶς ὅτι :

Ὁ κεκορεσμένος ἀτμὸς ἑκάστου ὑγροῦ ἐξασκεῖ μίαν τελείως ὡρισμένην δι' ἑκάστην θερμοκρασίαν πίεσιν, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν τάσιν τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ ἢ μεγίστην τάσιν τοῦ ἀτμοῦ εἰς τὴν θεωρουμένην θερμοκρασίαν.

Ἡ μεγίστη τάσις (ὅπως καὶ ἡ ποσότης τοῦ κεκορεσμένου) ἀτμοῦ αὐξάνεται, ὅταν ἡ θερμοκρασία ἀνέρχεται.

Ἡ μεγίστη τάσις ἀτμοῦ ἑνὸς ὑγροῦ εἶναι γενικῶς διάφορος τῆς μεγίστης τάσεως ἀτμοῦ ἄλλου ὑγροῦ εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

Ἄν, ὅπως δείχνει τὸ σχ. 16, μεταβάλλεται ὁ διατιθέμενος κλειστὸς χῶρος (μὲ τὸ νὰ ἀνασύρεται ἢ βυθίζεται βαθύτερον ὁ βαρομετρικὸς σωλήν), παρατηρεῖται ὅτι, ἐφόσον ἡ θερμοκρασία μένει ἀμετάβλητος, τὸ ὕψος τῆς ὑδραργυρικῆς στήλης καὶ συνεπῶς ἡ τάσις τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ μένει ἀμετάβλητος καὶ μόνον ἡ ποσότης τοῦ ἐξατμιζομένου ὑγροῦ μεταβάλλεται μετὰ τοῦ ὄγκου τοῦ κλειστοῦ χώρου, ὥστε νὰ εἶναι οὗτος πάντοτε κεκορεσμένος. Ἔτσι, ὅταν αὐξάνεται ὁ χῶρος, ἐξατμίζεται καὶ ἄλλη ποσότης τοῦ ὑγροῦ, ἐνῷ ἀντιθέτως, ὅταν ἐλαττώνεται ἡ χωρητικότης τοῦ ὑπὲρ τὸν ὑδράργυρον χώρου τοῦ σωλῆνος, μέρος τοῦ ἀτμοῦ συμπυκνώνεται, τ. ἔ. ξαναγίνεται ὑγρόν.

῞Ωστε : ***Ἡ μεγίστη τάσις ἀτμοῦ, ὁ ὁποῖος εὑρίσκεται εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸ ὑγρόν του, παραμένει σταθερά, ὅταν μεταβάλλεται ἡ χωρητικότης τοῦ χώρου, ὅπου εἶναι κλεισμένος.***

Πίναξ X. Μεγίστη τάσις ἀτμῶν διαφόρων οὐσιῶν εἰς διαφόρους θερμοκρ ασίας.

Εἶδος οὐσίας ποὺ παρέχει τὸν ἀτμόν	*Τάσις τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἰς* mm *στήλης* Hg *διὰ θερμοκρασίαν*									
	-20°	0°	20°	40°	60°	80°	100°	200°	300°	400°	500°
Αἰθὴρ	66	185	440	920	1740	3000	4900				
Οἰνόπνευμα	3,3	12,5	44,1	133,6	351	812	1690				
Βενζόλιον	6	26	75	182	389	753	1342	10660			
Διοξείδ θείου	177	1160	2460	4670	8120	13700	21200				
Χλωριάνθραξ	47	128	298	618	1160	2030	3220	23810			
Ὑδράργυρος		0,0004	0,0018	0,008	0,025	0,09	0,28	18	249	1570	6100
Ὕδωρ	0,77	4,6	17,5	55,3	149,2	355,1	760	11660	64450		
Χλώριον	1370	2766	4993	8467	13370	19940	28610				

Διὰ τὸ ποσὸν τῶν κεκορεσμένων ὑδρατμῶν εὑρίσκεται ὅτι :

Εἰς θερμοκρασίαν	—2C	0	20	40	60	80	100	200° C
περιέχονται	0,90	4,88	17,2	50,9	130	293	599	7763 gr/cm³

ια´) **Σημεῖον ζέσεως καὶ ἐξάρτησις αὐτοῦ ἀπὸ τὴν πίεσιν.** Διὰ νὰ βράζωμεν ἓν ὑγρόν, τὸ θερμαίνομεν συνεχῶς μὲ κάποιαν πηγὴν θερμότητος. Ὁ βρασμὸς τοῦ ὑγροῦ γίνεται μὲ σχηματισμὸν φυσαλίδων ἀτμοῦ ***ἀπὸ ὅλην τὴν μᾶζαν*** τοῦ ὑγροῦ καὶ μὲ κυματώδη κίνησιν τῆς ἐλευθέρας ἐπιφανείας αὐτοῦ. Τὸ νέφος ποὺ σχηματίζεται ὑπεράνω τοῦ δοχείου, εἰς τὸ ὁποῖον βράζει τὸ ὑγρόν, ἀποτελεῖται ἀπὸ μικρὰ σταγονίδια ὑγροῦ, εἰς τὰ ὁποῖα μεταβάλλεται ὁ ἐκφεύγων ἀτμὸς ποὺ συμπυκνώνεται, λόγῳ διαστολῆς του εἰς τὸν ἀνοικτὸν χῶρον καὶ κατὰ συνέπειαν λόγῳ ψύξεώς του.

Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα τοῦ φαινομένου τοῦ βρασμοῦ διαπιστώνει ὅτι : ***Κάθε ὑγρὸν βράζει πάντοτε, ὅταν ἡ μεγίστη τάσις τοῦ ἀτμοῦ του,*** (τ. ἔ. ἡ πίεσις ποὺ ἐξασκεῖ ὁ κεκορεσμένος ἀτμὸς τοῦ ὑγροῦ), ***εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὑγροῦ ἐξασκουμένην πίεσιν. Κατὰ συνέπειαν τούτου τὸ σημεῖον ζέσεως ἑνὸς ὑγροῦ, τ. ἔ. ἡ θερμοκρασία εἰς τὴν ὁποίαν βράζει τὸ ὑγρόν, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν πίεσιν, ποὺ ἐξασκεῖται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας του***· εἶναι ὑψηλότερον ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ πίεσις καὶ χαμηλότερον, ὅταν αὕτη ἐλαττώνεται (βλ. πίν. XI).

Ἡ θερμοκρασία ζέσεως ἑνὸς ὑγροῦ διατηρεῖται σταθερὰ καθ᾽ ὅλην τὴν διάρκειαν τοῦ βρασμοῦ, ἐφ᾽ ὅσον καὶ ἡ ἐπὶ τοῦ ὑγροῦ ἐξασκουμένη πίεσις παραμένει ἀμετάβλητος.

Σύμφωνα πρὸς τὰς διαπιστώσεις ταύτας καθίσταται εὐνόητον, ὅτι δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ὑψωθῇ πέραν τοῦ σημείου ζέσεως ἡ θερμοκρασία ὕδατος, τὸ ὁποῖον περιέχεται εἰς βραστῆρα, ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἐνεργεῖ μόνον ἡ γύρω του σταθερὰ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις. Ἔτσι εἰς θέσεις ὕψους ποὺ δὲν διαφέρει σημαντικῶς ἀπὸ τὸ τῆς ἐπιφανείας τῆς θαλάσσης, ὅπου ἡ κανονικὴ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἶναι 760 [mm Hg], ἡ θερμοκρασία ζέσεως τοῦ ὕδατος εἰς κοινὴν χύτραν εἶναι 100°C. Εἰς μεγαλύτερα ὕψη ἡ θερμοκρασία ζέσεως εἶναι χαμηλοτέρα, ἐπειδὴ καὶ ἡ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις εἶναι χαμηλοτέρα (*).

Ἡ χύτρα τοῦ Papin (σχ. 17), ὡς καὶ οἱ εἰς τὸ ἐμπόριον φερόμενοι «ταχυβραστῆρες» εἶναι δοχεῖα, τῶν ὁποίων τὸ πῶμα κλείει ἀεροστεγῶς καὶ παραμένει κλειστὸν μέχρις ὡρισμένης πιέσεως (ὀλίγων ἀτμοσφαιρῶν). Εἰς τὰ δοχεῖα αὐτὰ τὸ ὕδωρ μπορεῖ νὰ θερμανθῇ πολὺ πέραν τῶν 100° C, διότι οἱ ἀναπτυσσόμενοι ἀτμοί, μὴ εὑρίσκοντες διέξοδον, ἐπιφέρουν ἐπὶ τοῦ ὑγροῦ πίεσιν μεγάλην, ἕνεκα τῆς ὁποίας τὸ σημεῖον ζέσεως ἀνέρχεται. Τὰ δοχεῖα ταῦτα προστατεύονται ἀπὸ διάρρηξιν μὲ βαλβίδα, ἡ ὁποία ἀνοίγει, ὅταν ἡ πίεσις ἀνέλθῃ εἰς σημεῖον πάντως κατώτερον ἐκείνου, ποὺ ἐπιτρέπει ἡ ἀντοχὴ τοῦ ὑλικοῦ, ἀπὸ τὸ ὁποῖον εἶναι κατασκευασμένον τὸ δοχεῖον.

Σχ. 17

ιβ) Θερμότης ἐξαερώσεως. Ἡ διαπίστωσις ὅτι καθ' ὅλην τὴν διάρκειαν τοῦ βρασμοῦ ἑνὸς ὑγροῦ ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερὰ (εἰς τὸ σημεῖον ζέσεως), μολονότι προσδίδεται ἐξακολουθητικῶς θερμότης εἰς τὸ ὑγρόν, ἐπιβάλλει τὸ (σύμφωνον πρὸς τὴν κινητικὴν θεωρίαν) συμπέρασμα ὅτι ἡ θερμότης, ποὺ προσδίδεται κατὰ τὸν βρασμόν, χρησιμοποιεῖται διὰ τὴν αὔξησιν τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων, προκειμένου νὰ μεταβοῦν ταῦτα ἀπὸ τῆς ὑγρᾶς εἰς ἀερίαν κατάστασιν. Τὴν ***λανθάνουσαν*** αὐτὴν ποσότητα θερμότητος, «λανθάνουσαν», διότι δὲν ἐκδηλώνεται μὲ αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας, τὴν ὀνομάζομεν ***θερμότητα ἐξαερώσεως***.

Τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος ἐξαερώσεως εἶναι διάφορον εἰς τὰ διάφορα ὑγρά. Δι' ἕκαστον ὑγρὸν ἡ εἰδικὴ θερμότης ἐξαερώσεως αὐτοῦ ὁρίζεται ἀπὸ τὸ ***ποσὸν τῆς θερμότητος εἰς*** cal (Kcal), ***ποὺ χρειάζεται μᾶζα 1*** gr (kg) ***τοῦ ὑγροῦ, διὰ νὰ μεταβληθῇ τοῦτο χωρὶς ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας του εἰς ἀέριον.***

Σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμὸν τοῦτον ἡ θερμότης ἐξαερώσεως ὑγροῦ μετρᾶται εἰς θερμίδας

Πίναξ XI Σημεῖα ζέσεως ὕδατος ἀντιστοιχοῦντα εἰς τὰς ἔναντι τούτων πιέσεις.

Σημεῖα ζέσεως εἰς °C	Ἀντίστοιχοι πιέσεις
30	32 [mmHg]
40	55 »
50	92 »
60	149 »
70	233 »
80	355 »
90	526 »
100	760 »
121	2 Atm
134	3 »
144	4 »
152	5 »
180	10 »

(*) Ἡ θερμοκρασία Θ ζέσεως ὕδατος ὑπὸ τυχοῦσαν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν b [mm Hg] δίδεται ὑπὸ τοῦ ἐμπειρικοῦ τύπου : $\Theta = [100 + 0{,}0375\ (b - 760)]\ ^\circ C$ (136)

κατὰ γραμμάριον μάζης (cal/gr). Εἰς τὴν περίπτωσιν τῆς ἐξατμίσεως ἡ θερμότης ἐξαερώσεως παραλαμβάνεται ἐκ τῆς ὑπολοίπου μάζης τοῦ ὑγροῦ καὶ ἐκ τοῦ περιβάλλοντος. Ἔτσι ἐξηγεῖται τὸ ψῦχος, ποὺ παράγεται κατὰ τὴν ἐξάτμισιν· ὅσον ταχύτερον ἐξατμίζεται τὸ ὑγρόν, τόσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας.

Πίναξ XII. Σημεῖα ζέσεως ὑπὸ κανον. ἀτμοσφ. πίεσιν καὶ θερμότητες ἐξαερώσεως διαφόρων ὑλικῶν.

Ἐξαερούμενον ὑλικὸν	Σημ. ζέσ. εἰς °C	θερ. ἐξαερ. εἰς cal/gr
Ἄζωτον	—195,8	48
Αἰθὴρ	34,5	90
Αἰθυλαλκοόλη	78,3	202
Βενζόλιον	80,2	94
Γλυκερίνη	290	—
Διθειάνθραξ	46,2	85
Διοξ. ἄνθρακος	—78,5	142
Ἥλιον	—268,8	—
Ὀξυγόνον	—183	51
Νέον	—245,9	—
Πετρέλαιον	110—120	75
Τερεβινθέλαιον	161	70
Ὑδράργυρος	356,7	68
Ὑδρογόνον	—252,8	110
Ὕδωρ	100	539,1

ιγ) Τάσις ἀτμῶν στερεοῦ. Ὅπως τὰ ὑγρὰ ἔτσι καὶ τὰ στερεὰ ἔχουν ἕκαστον μίαν ὡρισμένην δι' ἑκάστην θερμοκρασίαν τάσιν ἀτμοῦ. Ἡ τάσις ἀτμοῦ στερεοῦ σώματος αὐξάνεται καὶ ἐδῶ μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Ἔτσι, ἂν μὲ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας φθάση ἡ τάσις ἀτμοῦ τοῦ στερεοῦ νὰ γίνη ἴση μὲ τὴν ἐπ' αὐτοῦ πίεσιν, πρὶν ἀκόμη φθάσωμεν εἰς τὸ σημεῖον τήξεως, τὸ στερεὸν μεταβάλλεται ἀπ' εὐθείας εἰς ἀτμόν, χωρὶς νὰ τακῆ προηγουμένως. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν λέγομεν ὅτι γίνεται ***ἐξάχνωσις*** τοῦ στερεοῦ. Παράδειγμα στερεῶν, ποὺ ἐξαχνοῦνται ὑπὸ συνήθη ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν, εἶναι τὸ ἰώδιον, ἡ ναφθαλίνη κλπ. Εἶναι εὐνόητον ὅτι διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν τῆξιν τοιούτων στερεῶν, πρέπει νὰ τὰ θερμαίνωμεν ὑπὸ μεγαλυτέραν πίεσιν.

Εἰς τὸ ***σημεῖον τήξεως*** μιᾶς στερεᾶς οὐσίας ἡ τάσις ἀτμοῦ τῆς στερεᾶς καταστάσεως τῆς οὐσίας πρέπει νὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν τάσιν ἀτμοῦ τῆς ὑγρᾶς καταστάσεως, ἀφοῦ εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν συνυπάρχουν καὶ αἱ δύο καταστάσεις. Ἂν ἡ τάσις ἀτμοῦ τῆς μιᾶς καταστάσεως ἦτο διάφορος τῆς τάσεως ἀτμοῦ τῆς ἄλλης, θὰ ἦτο ἀδύνατον νὰ συνυπάρχουν αἱ δύο καταστάσεις, καθόσον τότε θὰ μετεβάλλετο ἡ κατάστασις, ποὺ ἔχει τὴν μεγαλυτέραν τάσιν, εἰς τὴν κατάστασιν, ποὺ ἔχει τὴν μικροτέραν.

ιδ) Σημεῖον ζέσεως διαλυμάτων. Ἐὰν εἰς τὸ ὕδωρ δοχείου, ποὺ κρατοῦμεν ὑπεράνω θερμικῆς πηγῆς (π. χ. φλογὸς) καὶ ἔχομεν φέρει εἰς τὴν θερμοκρασίαν βρασμοῦ, ρίψωμεν ποσότητα ζαχάρεως ἢ ἄλλης διαλυτῆς εἰς τὸ ὕδωρ οὐσίας, παρατηροῦμεν ὅτι ὁ βρασμὸς καταπαύει καὶ χρειάζεται νὰ ἀνυψωθῆ ἡ θερμοκρασία περισσότερον, διὰ νὰ ἐπαναληφθῆ ὁ βρασμός. Γενικῶς ***τὰ διαλύματα βράζουν εἰς θερμοκρασίας ὑψηλοτέρας τοῦ σημείου ζέσεως τοῦ καθαροῦ διαλυτικοῦ μέσου.***

Ἡ ἀνύψωσις αὐτὴ τῆς θερμοκρασίας βρασμοῦ ἔχει ὁμοιότητα πρὸς τὴν ταπείνωσιν τοῦ σημείου πήξεως διαλύματος, ποὺ εἴδαμε παραπάνω (σελ. 43). Παρατηροῦμεν δηλαδὴ καὶ ἐδῶ ὅτι, προκειμένου περὶ διαλυμάτων μὲ ὄχι μεγάλην συγκέντρωσιν, ***ἡ ἀνύψωσις τοῦ σημείου ζέσεως εἶναι ἀνάλογος τοῦ ποσοῦ τῆς οὐσίας, ποὺ διαλύεται.***

Ἔτσι ἰσχύει καὶ διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας ζέσεως κατὰ Θ° ἡ σχέσις: $\Theta = 0{,}0198.T^2.\beta/\lambda.M$ (grad), εἰς τὴν ὁποίαν T παριστάνει τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν ζέσεως τοῦ διαλυτικοῦ μέσου, β τὸ ποσὸν τῆς διαλελυμένης οὐσίας εἰς 100gr διαλυτ. μέσου, λ τὴν εἰδ. θερμότητα ἐξαερώσεως αὐτοῦ καὶ M τὸ μοριακὸν βάρος τῆς οὐσίας. Ἀντιστοίχως πρὸς τὰ μεγέθη τῆς σχέσεως (130) ὀνομάζομεν καὶ ἐδῶ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας ζέσεως τ, τὴν ὁποίαν προκαλεῖ διάλυσις 1 gr (β=1) τῆς διαλυομένης οὐσίας εἰς 100 γραμμάρια τοῦ διαλυτικοῦ μέσου, ***ἀνηγμένην ὕψωσιν τοῦ σημείου ζέσεως.*** Δι' ἓν καὶ τὸ αὐτὸ διαλυτικὸν μέσον τὸ μέγεθος $0{,}0198\,T^2/\lambda$ ἔχει σταθερὰν τιμὴν K καὶ συνεπῶς ἡ ἀνηγμένη ὕψωσις τοῦ σημείου ζέσεως εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ μοριακοῦ βάρους M τῆς διαλελυμένης οὐσίας· ἤτοι εἶναι:

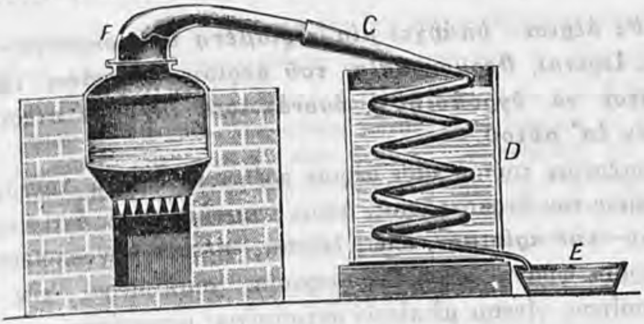
$$\tau = K/M \quad \text{καὶ} \quad M = K/\tau \qquad (137)$$

ὁπόθεν μπορεῖ νὰ ὑπολογισθῇ τὸ μοριακὸν βάρος τῆς διαλελυμένης οὐσίας.

Ἡ τιμὴ τῆς σταθερᾶς K διὰ κάθε διαλυτικὸν μέσον ὑπολογίζεται κατὰ τ' ἀνωτέρω· εἶναι π.χ. διὰ τὸ ὕδωρ, (ποὺ ἔχει σημεῖον ζέσεως T=373,2° K καὶ εἰδ. θερμότητα ἐξαερώσεως λ=539 cal/gr), $K_0 = 0{,}0198.373{,}2^2/539 = 4{,}2$. Καθ' ὅμοιον τρόπον εὑρίσκεται ὅτι εἶναι αὐτὴ διὰ τὸ οἰνόπνευμα 11,6 διὰ τὸν αἰθέρα 21, διὰ τὸ βενζόλιον 27 κλπ. Προκειμένου σύμφωνα μὲ τὰ παραπάνω νὰ ὑπολογίσωμεν π. χ. τὸ μοριακὸν βάρος ἑνὸς σακχάρου, διὰ τὸ ὁποῖον εὑρήκαμεν πειραματικῶς ὅτι ἀνυψώνει τὸ σημεῖον ζέσεως κατὰ 0,31°C, ὅταν διαλυθῇ ποσὸν 4 gr αὐτοῦ εἰς 20 gr ὕδατος, ὑπολογίζομεν πρῶτον τὴν ἀνηγμένην ὕψωσιν τοῦ σημείου ζέσεως, $\tau = 0{,}31.20/4.100 = 0{,}0155$. Μὲ τὴν τιμὴν αὐτὴν ὑπολογίζεται τὸ ζητούμενον μοριακὸν βάρος, διὰ τὸ ὁποῖον λαμβάνομεν: $M = 5{,}2/0{,}0155 = 335$. Ἡ μέθοδος αὐτὴ τοῦ προσδιορισμοῦ τοῦ μοριακοῦ βάρους καλεῖται ***ζεσεοσκοπική***.

ιε') ***Ἀ π ό σ τ α ξ ι ς.*** Χαρακτηρίζομεν ὡς ἀπόσταξιν ἑνὸς ὑγροῦ τὴν διαδικασίαν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ὑγρὸν μεταβάλλεται διὰ βρασμοῦ εἰς ἀτμόν, ὁ ὁποῖος ἐν συνεχείᾳ ὑποβάλλεται εἰς ψῦξιν καὶ ἐπαναφέρεται εἰς ὑγρὰν πάλιν κατάστασιν. Διὰ τὴν ἀπόσταξιν χρησιμεύουν συσκευαί, τὰς ὁποίας καλοῦμεν ***ἀποστακτῆρας.*** Μίαν συσκευὴν ἀποστάξεως παριστάνει τὸ σχῆμα 18. Εἰς αὐτὴν τὸ πρὸς ἀπόσταξιν ὑγρὸν περιέχεται εἰς λέβητα, ὁ ὁποῖος τοποθετεῖται ὑπεράνω πηγῆς θερμότητος. Ὅταν τὸ ὑγρὸν τίθεται εἰς βρασμόν, ὁ ἀτμὸς αὐτοῦ διαβιβάζεται διὰ μέσου ὀφιοειδοῦς σωλῆνος, ποὺ ἔχει τὸ ἓν ἄκρον του ἐφηρμοσμένον εἰς ἄνοιγμα τοῦ πώματος τοῦ λέβητος. Τὸ κύριον σῶμα τοῦ ὀφιοειδοῦς σωλῆνος βυθίζεται εἰς ἀνανεούμενον ψυχρὸν ὕδωρ καὶ λόγῳ τούτου ψύχεται ὁ ἀτμός, ποὺ περνάει διὰ μέσου τοῦ σωλῆνος καὶ αναμεταβάλλεται εἰς ὑγρόν, τὸ ὁποῖον ἐκρέει ἀπὸ τὸ ἄλλο ἀνοικτὸν ἄκρον τοῦ σωλῆνος. Τὸ ἔτσι συλλεγόμενον ὑγρὸν εἶναι ἀπόσταγμα τοῦ ὑγροῦ, ποὺ βράζει εἰς τὸν λέβητα.

Εἰς περιπτώσεις κατὰ τὰς ὁποίας τὸ ἀρχικὸν ὑγρόν, (ποὺ τίθεται εἰς τὸν λέβητα) εἶναι μῖγμα δύο ἢ περισσοτέρων διαφόρων ὑγρῶν, ὁ παραγόμενος ἀτμὸς καὶ συνεπῶς καὶ τὸ ἀπόσταγμα θὰ ἔχῃ διάφορον ἑκατοστιαίαν σύν-



Σχ. 18. Συσκευὴ ἀποστάξεως

θεσιν, ἐπειδὴ τὰ διάφορα συστατικὰ ἔχουν γενικῶς διάφορα σημεῖα ζέσεως. Ἔτσι τὸ ἀπόσταγμα ποὺ παίρνομε περιέχει τὸ συστατικόν, ποὺ ζέει εἰς χαμηλοτέραν θερμοκρασίαν, εἰς ποσοστὸν ἀνώτερον ἐκείνου, μὲ τὸ ὁποῖον περιέχεται εἰς τὸ ἀρχικὸν ὑγρόν. Μποροῦμε λοιπὸν νὰ χρησιμοποιήσωμεν τὴν ἀπόσταξιν πρὸς διαχωρισμὸν ἑνὸς ὑγροῦ ἀπὸ ἄλλα, μὲ τὰ ὁποῖα εἶναι ἀναμεμιγμένον. Λέμε τότε ὅτι κάνομε ***κλασματικὴν ἀπόσταξιν.***

Τὸ νερὸ τῶν πηγῶν, τῶν ποταμῶν, τῶν φρέατων κλπ. περιέχει διαλελυμένα διάφορα ἅλατα. Τὸ ἀπόσταγμα ἀπὸ νερὸ οἱασδήποτε προελεύσεως εἶναι ἀπηλλαγμένον ἀπὸ τὰ ἅλατα, τῶν ὁποίων ἡ ποιότης καὶ ἡ ποσότης ποικίλλει ἀπὸ ἑνὸς εἴδους εἰς ἄλλο. ***Τὸ ἀπεσταγμένον ὕδωρ*** εἶναι ἓν καὶ μόνον εἶδος ὕδατος, εἶναι ***τὸ χημικῶς καθαρὸν ὕδωρ.***

ιστ΄) Ὑγροποίησις τῶν ἀερίων. Εἴδαμε εἰς τὰ προηγούμενα ὅτι διὰ νὰ ὑγροποιηθῇ (συμπυκνωθῇ) ἀτμὸς πρέπει, εἴτε νὰ ψυχθῇ, εἴτε νὰ συμπιεσθῇ, εἴτε νὰ ὑποστῇ καὶ τὰς δύο αὐτὰς μεταβολάς. Εἰς αὐτὸ ἐστηρίχθησαν οἱ Faraday καὶ Davy καὶ ἐπέτυχαν (ἤδη τὸ 1823) νὰ ὑγροποιήσουν πολλὰ ἀέρια, ἤτοι τὸ χλώριον, τὸ διοξείδιον τοῦ θείου, τὸ διοξείδιον τοῦ ἄνθρακος, τὴν ἀμμωνίαν, τὸ ὑποξείδιον τοῦ ἀζώτου κ.ἄ. Τὴν ἀπαιτουμένην ψῦξιν ἐπέφερον μὲ ψυκτικὰ μίγματα (σελ. 42) ἢ μὲ ταχεῖαν ἐξάτμισιν πτητικῶν ὑγρῶν (σελ. 45). Ἔτσι ἐπέτυχεν ὁ Faraday τὸ 1845 νά παραγάγῃ ψῦξιν μέχρι —110° C μὲ ταχεῖαν ἐξάτμισιν μίγματος στερεοῦ διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος καὶ διαιθυλικοῦ αἰθέρος. Παρ' ὅλην ὅμως τὴν ταπείνωσιν αὐτὴν τῆς θερμοκρασίας δὲν κατώρθωσεν ὁ διάσημος οὗτος ἐρευνητὴς νὰ ὑγροποιήσῃ τὸν ἀέρα (δηλ. τὸ ὀξυγόνον καὶ τὸ ἄζωτον), οὔτε τὸ ὑδρογόνον, ἂν καὶ συνεπίεζε τὰ ἀέρια ταῦτα μὲ τεραστίας πιέσεις (κάπου 3000 Atm).

Ἡ ἀποτυχία αὐτὴ εἶχεν ὡς ἀποτέλεσμα νὰ νομισθῇ ὅτι τὰ ἀέρια ταῦτα δὲν ἦτο δυνατὸν νὰ ὑγροποιηθοῦν καὶ ὡς ἐκ τούτου ἐχαρακτηρίζοντο ὡς ***μόνιμα ἀέρια.*** Ἀργότερον ὅμως τὸ 1869 ὁ Andrews, πειραματιζόμενος μὲ τὴν ὑγροποίησιν διοξειδίου τοῦ ἄνθρακος εἰς διαφόρους θερμοκρασίας δι' ἐφαρμογῆς ἀντιστοίχως διαφόρων πιέσεων, ἔφθασε εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι :

Διὰ κάθε ἀέριον ὑπάρχει μία ὡρισμένη θερμοκρασία—ἡ κρίσιμος, ὅπως λέγεται, θερμοκρασία τοῦ ἀερίου—ὑπεράνω τῆς ὁποίας εἶναι ἀδύνατον νὰ ὑγροποιηθῇ, ὁσονδήποτε ἰσχυρὰν πίεσιν καὶ ἂν ἐξασκήσωμεν ἐπ' αὐτοῦ.

Κατὰ συνέπειαν τούτου κάθε ἀέριον πρέπει νὰ ψυχθῇ τοὐλάχιστον μέχρι τῆς κρισίμου του θερμοκρασίας, ὁπότε ὑποκείμενον εἰς ἀντιστοίχως ὡρισμένην πίεσιν—***τὴν κρίσιμον***, ὅπως λέγεται, ***πίεσιν***—ὑγροποιεῖται. Ἂν ἡ ψῦξις τοῦ ἀερίου φθάνῃ μέχρι θερμοκρασίας χαμηλοτέρας τῆς κρισίμου του, ἡ ὑγροποίησις γίνεται μὲ πίεσιν ἀντιστοίχως μικροτέραν.

Τὰ ἀέρια ποὺ ὑγροποιήθησαν ἤδη ἀπὸ τοὺς πρώτους ἐρευνητάς, ἔχουν κρισίμους θερμοκρασίας ὑψηλοτέρας τῶν ψύξεων, ποὺ κατώρθωναν νὰ ἀναπτύξουν οἱ ἐρευνηταὶ οὗτοι. Τὰ χαρακτηρισθέντα ὅμως ὡς μόνιμα ἀέρια ἔπρεπε νὰ ψυχθοῦν πολὺ χαμηλότερον διὰ νὰ ἀχθοῦν εἰς τὰς κρισίμους των θερμοκρασίας, ὅπως φαίνεται εἰς τὸν πίνακα XIII.

Πίναξ XIII. Κρίσιμοι θερμοκρασίαι καὶ κρίσιμοι πιέσεις ἀερίων

Εἶδος ἀερίου	Κρίσιμος θερμοκρασία εἰς °C	Κρίσιμος πίεσις εἰς atm.
Ἄζωτον	—147	33,4
Ἀμμωνία	133	112
Ἀργὸν	—122	47
Ἀτμοσφ. ἀὴρ	—141	37
Βενζόλιον (ἀτμ.)	288	47
Διοξείδ. ἄνθρακ.	31	72
Ἥλιον	—268	2,6
Κρυπτὸν	—63	54
Μεθάνιον	—82	45,6
Μονοξείδ. ἄνθρ.	—139	34
Νέον	—228	26,9
Ξένον	17	57
Ὀξυγόνον	—119	49,7
Ὑδρατμὸς	374	205
Ὑδρογόνον	—240	12,8
Χλώριον	144	77

Ἁπλῆ μελέτη τοῦ πίνακος τούτου καθιστᾷ εὐνόητον ὅτι καὶ οἱ ἀτμοὶ οὐσιῶν, ποὺ ὑπὸ συνήθη θερμοκρασίαν παρουσιάζονται ὑπὸ ὑγρὰν (ἢ καὶ στερεὰν) κατάστασιν, ἀποτελοῦν μόνιμα ἀέρια, ὅταν ἔχουν θερμοκρασίαν ἀνωτέραν τῆς κρισίμου των. Ἔτσι π. χ. ὁ ὑδρατμὸς ὑπὸ θερμοκρασίαν ἀνωτέραν τῶν 374° C εἶναι ἀδύνατον νὰ ὑγροποιηθῇ, ὁσηνδήποτε πίεσιν καὶ ἂν ἀσκήσωμεν ἐπ' αὐτοῦ. Κατὰ ταῦτα οἱ ἀτμοὶ δὲν διαφέρουν ἀπὸ τὰ κυρίως ἀέρια παρὰ μόνον ἐκ τοῦ ὅτι τὰ δεύτερα ἔχουν κρισίμους θερμοκρασίας χαμηλοτέρας τῶν συνήθων θερμοκρασιῶν.

Τὸ 1877 οἱ Pictet εἰς τὴν Γενεύην καὶ Cailletet εἰς Παρισίοις, ἐργαζόμενοι βάσει τοῦ συμπεράσματος τοῦ Andrews, ἐπέτυχαν σχεδὸν συγχρόνως νὰ ὑγροποιήσουν τὸ ὀξυγόνον καὶ τὸ ἄζωτον. Πρὸς ἐπίτευξιν τῆς ἀπαιτουμένης ψύξεως συνεπίεζον ἰσχυρῶς τὰ ἀέρια ταῦτα καὶ ἀφοῦ τὰ ἔψυχον μέχρι τινὸς εἰς περιβάλλον ταχέως ἐξατμιζομένων πτητικῶν ὑγρῶν, ἠλάττωνον ἀποτόμως τὴν συμπίεσιν (ἔκαναν ἐκτόνωσιν) καὶ ἐπέφεραν ἔτσι καὶ νέαν περαιτέρω πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας.

Τὸ 1895 ὁ Olszewski ἐπέτυχε πτῶσιν τῆς θερμοκρασίας μέχρι —225° C διὰ ταχείας ἐξατμίσεως στερεοῦ ἀζώτου. Εἰς τὴν χαμηλὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν ἔφερε ὑδρογόνον, ποὺ ἐκράτει ὑπὸ ἰσχυρὰν πίεσιν καὶ μετὰ τοῦτο ἠλάττωνε ἀποτόμως τὴν ἰσχυρὰν συμπίεσιν, ὁπότε κατέπιπτε ἀκόμη περισσότερον ἡ θερμοκρασία καὶ ἔφθανε ἔτσι εἰς τὴν κρίσιμον θερμοκρασίαν τοῦ ὑδρογόνου. Κατόπιν τούτου ἐπέτυχεν οὗτος νὰ ὑγροποιήσῃ τὸ ὑδρογόνον.

Τὸ φαινόμενον ποὺ ἐχρησιμοποίησεν ὁ Olszewski πρὸς ὑποβιβασμὸν τῆς θερμοκρασίας ἀερίου δι' ἀποτόμου ἐκτονώσεως αὐτοῦ, εἶναι γνωστὸν ὡς ἀποτέλεσμα τῶν Joule καὶ Thomson. Κατ' αὐτὸ εἰς κάθε ἀέριον, εὑρισκόμενον εἰς θερμοκρασίαν κατωτέραν μιᾶς ὡρισμένης διὰ τὸ ἀέριον θερμοκρασίας, (τῆς ***θερμοκρασίας ἀναστροφῆς***, ὅπως λέγεται), παρατηρεῖται ὅτι δι' ἀποτόμου ἐλαττώσεως τῆς πιέσεως (Δp) ἐπέρχεται πτῶσις τῆς θερμοκρασίας (ΔT), ἡ ὁποία δίδεται ἀπὸ τὴν σχέσιν :

$$\Delta T = \xi \cdot \Delta p \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right)^2 \tag{138}$$

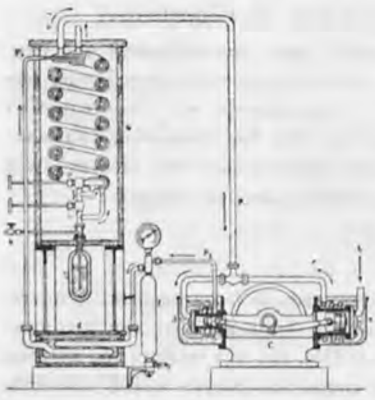
ὅπου ΔT παριστάνει τοὺς °C, κατὰ τοὺς ὁποίους καταπίπτει ἡ θερμοκρασία, ξ συντελεστὴν ποὺ ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ εἶδος τοῦ ἀερίου καὶ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ πειράματος (εἶναι π. χ. δι' ἀέρα εἰς θερμοκρασίαν 0°C $\xi = 0{,}275$), Δp τὴν πτῶσιν τῆς πιέσεως εἰς Atm, $T_0 = 273$°C τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν τηκομένου πάγου καὶ T τὴν ἀπόλυτον θερμοκρασίαν, εἰς τὴν ὁποίαν γίνεται τὸ πείραμα.

Εἰς τὰ πλεῖστα τῶν ἀερίων ἡ θερμοκρασία ἀναστροφῆς, κάτω τῆς ὁποίας, ὡς ἐλέχθη, λαμβάνει χώραν τὸ ἀποτέλεσμα Joule—Thomson, εἶναι ἀνωτέρα τῆς συνήθους θερμοκρασίας καὶ δι' αὐτὸ παρατηρεῖται τὸ ἀποτέλεσμα Joule—Thomson ἀκόμη καὶ εἰς συνήθη θερμοκρασίαν, ἔστω καὶ ἀσθενέστερον σύμφωνα μὲ τὴν παραπάνω σχέσιν. Εἰς τὸ ὑδρογόνον ὅμως ἡ θερμοκρασία ἀναστροφῆς εἶναι χαμηλοτέρα τῆς συνήθους θερμοκρασίας καὶ δι' αὐτὸ πρέπει νὰ ψυχθῇ τὸ ἀέριον καὶ κατόπιν νὰ ἐκτονωθῇ διὰ νὰ προκληθῇ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας διὰ τῆς ἐκτονώσεως. Ἄνω τῆς θερμοκρασίας ἀναστροφῆς ἡ ἐκτόνωσις ἀερίου συνοδεύεται ἀπὸ ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας. Ἔτσι δικαιολογεῖται καὶ ἡ ὀνομασία τῆς θερμοκρασίας ταύτης.

Περαιτέρω ὁ Olszewski ἐπέτυχε νὰ ὑποβιβάσῃ τὴν θερμοκρασίαν εἰς —243°C, ἀφήνοντας νὰ βράζῃ τὸ ὑγροποιηθὲν ὑδρογόνον, καὶ ἀργότερον (τὸ 1896) εἰς —264°C δι' ἐκτονώσεως ἡλίου, τὸ ὁποῖον προηγουμένως εἶχε φέρει εἰς θερμοκρασίαν —214°C ὑπὸ πίεσιν 144 Atm. Ἀλλὰ καὶ μὲ τὴν μεγάλην αὐτὴν ψῦξιν δὲν ἐπέτυχε τὴν ὑγροποίησιν τοῦ ἡλίου. Ἔτσι ἡ ὑγροποίησις τοῦ ἀερίου τούτου ἐπετεύχθη μόλις τὸ 1909 ἀπὸ τὸν Kammerling Onnes, ὁ ὁποῖος κατώρθωσε νὰ ταπεινώσῃ τὴν θερμοκρασίαν εἰς —268,5°C. Ὁ αὐτὸς ἐρευνητὴς ἐπέτυχε καὶ περαιτέρω ταπείνωσιν τῆς θερμοκρασίας μέχρι —271,5°C μὲ ταχεῖαν ἐξάτμισιν ὑγροῦ ἡλίου.

Διὰ τὴν βιομηχανικὴν ὑγροποίησιν ἀερίων χρησιμοποιοῦνται συσκευαὶ ὡς ἡ ἀπὸ τοῦ 1895 ἐπινοηθεῖσα συσκευὴ τοῦ Linde, εἰς τὴν ὁποίαν τὰ ἀπαιτούμενα διὰ τὴν ὑγροποίησιν ψύχη παράγονται βάσει τοῦ ἀποτελέσματος Joule—Thomson, τὸ ὁποῖον ἐπαναλαμβάνεται μὲ τὴν ***ἀρχὴν τοῦ ἀντιρρεύματος***, ποὺ ἐφαρμόζεται εἰς τὴν συσκευήν. Τὸ σχ. 19 παρέχει διάγραμμα τῆς συσκευῆς Linde. Διὰ τοῦ σωλῆνος L εἰσροφᾶται ἀὴρ εἰς τὴν διπλῆν πιεστικὴν ἀεραντλίαν C καὶ συμπιέζεται οὗτος μέχρις 22 Atm εἰς τὸν κύλινδρον e καὶ κατόπιν μέχρις 65 Atm εἰς τὸν κύλινδρον d. Ἀπὸ αὐτὸν διὰ τοῦ σωλῆνος p_2 εἰσρέει εἰς τὸ δοχεῖον f, ὅπου κρατοῦνται οἱ ὑδρατμοί του καὶ κατόπιν φέρεται εἰς τὸν ὀφιοειδῆ σωλῆνα g, ποὺ περιβάλλεται ἀπὸ πάγον καὶ ψύχεται εἰς 0°C. Ἔτσι συμπεπιεσμένος, ξηρὸς καὶ ψυχρὸς ὁ ἀὴρ εἰσρέει εἰς τὸ τμῆμα G τῆς συσκευῆς, ὅπου ἐφαρμόζεται ἡ ἀρχὴ τοῦ ἀντιρρεύματος. Τὸ τμῆμα τοῦτο ἀπὸ διπλοῦν ὀφιοειδῆ σωλῆνα (ἕνα ἐσωτερικὸν στενὸν σωλῆνα, ποὺ περιβάλλεται ὁμοκεντρικῶς ἀπὸ ἄλλον εὐρύτερον), ὁ ὁποῖος προστατεύεται ἀπὸ θερμικὴν ἀκτινοβολίαν πρὸς τὸ περιβάλλον μὲ περιένδυσιν ἀπὸ μαλί.

Ὁ συμπεπιεσμένος ἀὴρ εἰσρέει ἐκ τῶν ἄνω εἰς τὸν ἐσωτερικὸν ὀχετὸν τῆς συσκευῆς ἀντιρρεύματος καὶ ὅταν φθάσῃ εἰς τὸ κατώτερον ἄκρον αὐτῆς, διοχετεύεται, ἀνοιγομένης τῆς βαλβίδος α, εἰς τὸν ἐξωτερικὸν ὀχετόν. Μὲ τὸ ἄνοιγμα τῆς βαλβίδος λαμβάνει χώραν ἐκτόνωσις (πτῶσις τῆς πιέσεως) τοῦ ἀέρος ἀπὸ 65 Atm εἰς 22 Atm καὶ διὰ τοῦτο πίπτει ἡ θερμοκρασία κατὰ $\Delta T = \xi \Delta p T_0^2/T^2 = 0{,}275\ (65-22) 273^2/(273+16)^2 = 11^\circ$ C. Ἔτσι εἰς τὸν ἐξωτερικὸν ὀχετὸν τοῦ διπλοῦ σωλῆνος τοῦ ἀντιρρεύματος περνάει ἀὴρ θερμοκρασίας -11°C ἐκ τῶν κάτω πρὸς τὰ ἄνω, δηλ. μὲ φορὰν ἀντίθετον ἐκείνης ποὺ ἀκολουθεῖ ὁ ἰσχυρότερον συμπεπιεσμένος ἀὴρ τοῦ ἐσωτερικοῦ ὀχετοῦ. Καὶ ἐνῶ αὐτὸς θερμαίνεται ὑπὸ τοῦ ἐσωτερικοῦ καὶ ἐκρέει εἰς τὸ ἀνώτερον ἄκρον τοῦ σωλῆνος ἀντιρρεύματος μὲ θερμοκρασίαν 0°C, ὁ κατερχόμενος διὰ τοῦ ἐσωτερικοῦ ὀχετοῦ ψύχεται καὶ φθάνει εἰς τὴν βαλβίδα α μὲ θερμοκρασίαν -11°C. Ἐπακολουθεῖ τώρα νέα ἐκτόνωσις, ἕνεκα τῆς ὁποίας λαμβάνει χώραν περαιτέρω πτῶσις τῆς θερμοκρασίας εἰς -22°C. Ὁ ἀὴρ ποὺ μετὰ κάθε ἐκτόνωσιν ἐξέρχεται διὰ τοῦ ἐξωτερικοῦ ὀχετοῦ ἐκ τοῦ σωλῆνος ἀντιρρεύματος, φέρεται πάλιν εἰς τὴν συμπιεστικὴν ἀντλίαν, ὅπου συμπιέζεται ἀπὸ 22 εἰς 65 Atm καὶ ὡς τοιοῦτος ὁδηγεῖται πάλιν εἰς τὸν ἐσωτερικὸν ὀχετὸν τοῦ σωλῆνος ἀντιρρεύματος. Μὲ ἐπανειλημμένας ἐκτονώσεις ἐπιτυγχάνεται νὰ ταπεινωθῇ ἡ θερμοκρασία εἰς βαθμὸν ποὺ ὑπὸ τὴν πίεσιν 22 Atm ὁ ἀὴρ μεταπίπτει εἰς ὑγρὰν κατάστασιν. Τότε ἀνοίγεται ἡ βαλβὶς b καὶ ἐκρέει ὁ ὑγρὸς ἀὴρ εἰς τὸ δοχεῖον c, ὁπόθεν λαμβάνεται εἰς δοχεῖα θερμικῶς ἀπομεμονωμένα (Thermos πρβλ. § 35, β) διὰ τοῦ κρουνοῦ h.



Σχ. 19

Ὅταν ἀνοίξῃ ἡ στρόφιγξ τοῦ κρουνοῦ h ἐξατμίζεται μέρος τοῦ ἐκρέοντος ὑγροῦ ἀέρος καὶ λόγῳ τούτου ψύχεται τὸ ὑπόλοιπον μέχρι -191°C, τ. ἔ. τοῦ σημείου ζέσεως ὑγροῦ ἀέρος ὑπὸ κανονικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν. Ὁ ἐπίσης μέχρι 1 Atm ἐκτονούμενος ἀὴρ τοῦ δοχείου c διαβιβάζεται ὅπως δείχνει τὸ τόξον γύρω ἀπὸ τὸν σωλῆνα ἀντιρρεύματος καὶ τὸν ψύχει ἀκόμη περισσότερον.

Ὁ ὑγρὸς ἀὴρ εἶναι μῖγμα ὑγροῦ ἀζώτου καὶ ὑγροῦ ὀξυγόνου. Ἐπειδὴ τὸ ἄζωτον ζέει εἰς $-195{,}8^\circ$C ἐνῶ τὸ ὀξυγόνον ζέει εἰς -183°C, λαμβάνει χώραν κλασματικὴ ἐξάτμισις, κατὰ τὴν ὁποίαν ἐκφεύγει περισσότερον ἄζωτον καὶ ὡς ἐκ τούτου ὁ ὑπολειπόμενος ὑγρὸς ἀὴρ περιέχει τὸ ὀξυγόνον εἰς ποσοστὸν μεγαλύτερον ἐκείνου, ποὺ τὸ περιέχει εἰς ἀερίαν κατάστασιν.

Ἔτσι ὅταν μία ποσότης ὑγροῦ ἀέρος ἐξατμισθῇ κατὰ τὸ ἥμισυ, τὸ ὑπολειπόμενον ὑγρὸν ἀποτελεῖται ἀπὸ 35% ὀξυγόνον καὶ 65% ἄζωτον.

ιξ΄) Ἐξίσωσις πραγματικῶν ἀερίων. Εἴδαμε ὅτι ἡ ἐξίσωσις (108)—$pV = R\nu T$— ἰσχύει δι᾿ ἰδανικὰ ἀέρια, δηλαδὴ ἀέρια τῶν ὁποίων τὰ μόρια οὔτε δυνάμεις συνοχῆς ἐκδηλώνουν μεταξύ των, οὔτε αἰσθητὸν χῶρον καταλαμβάνουν (θεωροῦνται ὡς σημεῖα). Εἰς τὰ πραγματικὰ ἀέρια αἱ προϋποθέσεις αὐταὶ μόνον κατὰ προσέγγισιν μποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὅτι ἰσχύουν καὶ διὰ τοῦτο ὑπόκεινται ταῦτα εἰς τὴν ἀνωτέρω ἐξίσωσιν κατὰ προσέγγισιν τόσον μεγαλυτέραν, ὅσον περισσότερον πλησιάζουν τὰ μόριά των εἰς τὰς ἀνωτέρω προϋποθέσεις. Τοῦτο συμβαίνει εἰς περιπτώσεις, ποὺ τὰ θεωρούμενα ἀέρια εἶναι λίαν ἀραιωμένα ἢ ἀπέχουν πολὺ ἀπὸ τὴν κατάστασιν κόρου, εὑρισκόμενα ὑπὸ θερμοκρασίας ἀνωτέρας καὶ πιέσεις χαμηλοτέρας τῶν κρισίμων των· προκειμένου ὡς τόσο περὶ ἀκριβεστέρας διατυπώσεως τῆς ἐξισώσεως καταστάσεως πραγματικοῦ ἀερίου, πρέπει νὰ ληφθῇ ὑπ' ὄψιν, ὅτι τὰ μόριά του καὶ συνοχὴν ἐκδηλώνουν μεταξύ των καὶ ἴδιον ὄγκον (διαστάσεις) ἔχουν.

Αἱ μεταξὺ τῶν μορίων δυνάμεις συνοχῆς εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ ἀερίου ἐξουδετερώνονται ἀμοιβαίως καὶ ἐκδηλώνονται μόνον εἰς τὰ μόρια τῆς ἐξωτάτης ἐπιφανείας τοῦ ἀερίου. Τὰ μόρια δηλαδὴ τῆς ἐπιφανείας ἕλκονται μόνον πρὸς τὸ ἐσωτερικὸν ὑπὸ τῶν ὑπολοίπων μορίων. Ἔτσι ἡ ἐκ τῶν ἔξω ἐπιφερομένη ἐπὶ τοῦ ἀερίου πίεσις p παρουσιάζεται ἐπηυξημένη κατὰ π, λόγῳ τῆς ἕλξεως τῶν μορίων τοῦ ἐσωτερικοῦ ἐπὶ τῶν μορίων τῆς ἐπιφανείας. Ἡ ἐπαύξησις αὕτη π πρέπει νὰ εἶναι ἀνάλογος τοῦ πλήθους τῶν ἑλκομένων μορίων, δηλαδὴ τῶν κατὰ μονάδα ἐπιφανείας ἢ κατὰ μονάδα ὄγκου μορίων καὶ συνεπῶς ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ ὄγκου V τοῦ ἀερίου. Ἐπίσης ὅμως πρέπει τὸ μέγεθος π νὰ εἶναι ἀνάλογον καὶ τοῦ πλήθους τῶν ἑλκόντων μορίων, δηλαδὴ τῶν κατὰ μονάδα ὄγκου μορίων τοῦ ἀερίου καὶ ἑπομένως καὶ πάλιν ἀντιστρόφως ἀνάλογον τοῦ ὄγκου V τοῦ ἀερίου. Ἔτσι ἡ προσαύξησις τῆς πιέσεως π πρέπει νὰ εἶναι : $\pi = \alpha / V^2$. Ἐξ ἄλλου, ἂν εἶναι β ὁ ὄγκος, ποὺ κατέχουν τὰ μόρια αὐτὰ καθ' ἑαυτά, πρέπει ὁ ὄγκος V, ποὺ καταλαμβάνει τὸ ἀέριον (μετὰ τῶν μεσομορίων διαστημάτων) νὰ ἐλαττωθῇ ἀντιστοίχως εἰς τὴν ἐξίσωσιν πραγματικοῦ ἀερίου, ἤτοι νὰ γίνῃ : $(V-\beta)$.

Ἀπὸ τὰς σκέψεις αὐτὰς ὡδηγήθη ὁ van der Waals (τὸ 1873) εἰς τὴν διατύπωσιν τῆς ἑπομένης ἐξισώσεως καταστάσεως πραγματικοῦ ἀερίου :

$$\left(p+\frac{\alpha}{V^2}\right)(V-\beta)=RvT \tag{139}$$

εἰς τὴν ὁποίαν τὰ μεγέθη α καὶ β ἔχουν εἰδικὰς τιμὰς δι' ἕκαστον πραγματικὸν ἀέριον καὶ εἶναι π. χ.

δι' ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα : $\alpha = 0{,}0037$ καὶ $\beta = 0{,}0026$
διὰ διοξείδιον ἄνθρακος : $\alpha = 0{,}0115$ » $\beta = 0{,}003$
δι' ὑδρογόνον : $\alpha = 0{,}000$ » $\beta = 0{,}00069$

Ἀργότερον τὸ 1903 ὁ Daniel Berthelot διετύπωσε διὰ τὴν περίπτωσιν πολὺ μεγάλων πιέσεων καὶ ὑψηλῶν θερμοκρασιῶν τὴν ἐξίσωσιν καταστάσεως πραγματικοῦ ἀερίου ὡς ἑξῆς :

$$\left(p+\frac{\alpha}{TV^2}\right)(V-\beta)=RvT \tag{140}$$

Προβλήματα

1. Ποία θὰ εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ ὕδατος, ποὺ λαμβάνεται, ὅταν ριφθοῖν 3 kg πάγου θερμοκρασίας 0° C εἰς 4 kg βράζοντος ὕδατος; ['Απ. 4(100−x)= =3·79,65+3x, ὅθεν x=23,07°C].

2. Πόσα χιλιόγραμμα πάγου 0° C πρέπει νὰ ἀναμιχθοῦν μὲ 6 kg ὕδατος 95° C διὰ νὰ ληφθῇ ὕδωρ 10°C; ['Απ. 79,65·x+10x=6(95−10), ὅθεν x=5,7 kg.]

3. Προκειμένου νὰ προσδιορισθῇ ἡ (λανθάνουσα) θερμότης ἐξαερώσεως ὕδατος, διαβιβάζομεν ὑδρατμόν, προερχόμενον ἐκ βραστῆρος, δι' ὀφιοειδοῦς σωλῆνος, ὁ ὁποῖος εἶναι βυθισμένος εἰς δοχεῖον, περιέχον 120 kg ὕδατος θερμοκρασίας 30° C. Λόγω τῆς ὑγροποιήσεως τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ γίνεται ἐντὸς τοῦ ὀφιοειδοῦς σωλῆνος, λαμβάνομεν ἀπὸ τὸ ἐλεύθερον ἄκρον αὐτοῦ 2 kg ὕδατος θερμοκρασίας 40° C. Ἐπὶ πλέον παρατηροῦμεν ὅτι ἡ θερμοκρασία τῶν 120 kg ὕδατος ἀνέρχεται ἀπὸ 30° εἰς 40° C. Πόση εἶναι ἡ θερμότης ἐξαερώσεως ὑπολογιζομένη ἐκ τῶν δεδομένων τούτων; ['Απ. 2x+2(100−40)=120(40−30), ὅθεν x=540 kcal/kg].

4. Ποίαν θερμοκρασίαν θὰ λάβη τὸ μῖγμα, ποὺ προκύπτει, ὅταν εἰσρεύσῃ 1 kg ὑδρατμοῦ 100° C εἰς 5,4 kg ὕδατος 0° C; ['Απ. 5,4x=540+(100−x), ὅθεν x=100°C.]

5. Πόση γίνεται ἡ θερμοκρασία 60 kg ὕδατος τῶν 16° C, εἰς τὸ ὁποῖον εἰσρέουν 4 kg ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας 100° C; ['Απ. 60(x−16)=4.540+4(100−x), ὅθεν x=55°C).

6. Πόσα χιλιόγραμμα ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας 121° πρέπει νὰ εἰσρεύσουν εἰς 300 kg ὕδατος τῶν 11° C, διὰ νὰ ἔχῃ τὸ προκύπτον ὕδωρ θερμοκρασίαν 28° C, ἂν ἡ θερμότης ἐξαερώσεως ὕδατος ὑπὸ θερμοκρασίαν 121° C ἀνέρχεται εἰς 519 [cal/gr]; ['Απ. 519x+x(121−28)=300(28−11), ὅθεν x=8$^1/_3$ kg].

7. Ἂν εἰς ὕδωρ ποὺ εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν ὑπερτήξεως ὑπὸ θερμοκρασίαν −10°C, προκαλέσωμεν διὰ κρούσεως ἀπότομον πῆξιν, πόσον μέρος τοῦ ὕδατος τούτου θὰ μεταβληθῇ ἀμέσως εἰς πάγον; ['Απ. Ἂν εἶναι m ἡ μᾶζα τοῦ θεωρουμένου ὕδατος, περιέχεται εἰς αὐτὸ ὑπὸ λανθάνουσαν μορφὴν ἡ θερμότης τήξεως m.80. Ἀπὸ τὴν θερμότητα αὐτὴν θὰ ἐλευθερωθῇ εὐθὺς ἀμέσως μόνον ἡ θερμότης m·10, ποὺ χρειάζεται διὰ νὰ ἀνυψωθῇ ἡ θερμοκρασία ἀπὸ −10° εἰς 0°C. Συνεπῶς θὰ μεταβληθῇ ἀμέσως εἰς πάγον τὸ m·10/m·80=$^1/_8$ τοῦ ὕδατος τούτου].

8. Πόσα χιλιόγραμμα αἰθέρος μποροῦν νὰ θερμανθοῦν ἀπὸ 0° μέχρι τοῦ σημείου ζέσεως (34,9° C) τῆς οὐσίας ταύτης μὲ τὴν θερμότητα ἐξαερώσεως 1 kg αὐτῆς ['Απ. Ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ θερμότης ἐξαερώσεως τοῦ αἰθέρος εἶναι 90 [kcal/kg] καὶ ὅτι ἡ εἰδικὴ θερμότης αὐτοῦ εἶναι 0,54[kcal/kg·grad] θὰ ἔχωμεν:

$$x \cdot 34{,}9 \cdot 0{,}54 = 1.90, \quad \text{ὅθεν} \quad x = 4{,}78\ \text{kg}]$$

9. Ἡ πυκνότης ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος θερμοκρασίας t° C καὶ πιέσεως p mmHg προκύπτει ἐκ τῆς πυκνότητος αὐτοῦ 0,001293 [gr/cm³] ὑπὸ 0° C καὶ 760mm Hg σύμφωνα μὲ ὅσα εἴπαμε εἰς τὴν σ. 46 καὶ εἶναι ἴση μὲ $0{,}001293 \cdot \frac{273}{(273+t)} \cdot \frac{p}{760}$ Ἐξ ἄλλου ἡ πυκνότης ὑδρατμοῦ 100° C καὶ 760 mmHg εὑρίσκεται ἴση μὲ $^1/_{1700}$ τῆς πυκνότητος ὕδατος 4° C. Πόση εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ὑδρατμοῦ τούτου ἐν σχέσει πρὸς τὴν τοῦ ἀέρος τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας καὶ πιέσεως; ('Απ. $\frac{^1/_{1700}}{0{,}001293[273/(273+100)]760/760} = \frac{^1/_{1700}}{^1/_{1056}} = 0{,}662$. Τὸ αὐτὸ ἐξαγόμενον προκύπτει ἀπὸ κάθε σύγκρισιν τῶν δύο τούτων ἀερίων ὑπὸ διαφόρους ἄλλας, τὰς αὐτὰς ὅμως καὶ διὰ τὰ δύο, συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως].

10. 1 ὄγκος ὀξυγόνου καὶ 2 ὄγκοι ὑδρογόνου ἑνώνονται καὶ παράγουν 2 ὄγκους ὑδρατμοῦ τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας καὶ τάσεως. Πόση εἶναι ἡ ἐκ τούτου προκύπτουσα πυκνότης τοῦ ὑδρατμοῦ ἐν σχέσει πρὸς τὴν τοῦ ἀέρος; ('Απ. Βάσει τῶν εἰς τὸν πιν-

III, γ τοῦ I τεύχους παρεχομένων πυκνοτήτων ὀξυγόνου καὶ ὑδρογόνου ὡς πρὸς τὸν ἀέρα, ἡ ζητουμένη πυκνότης τοῦ ὑδρατμοῦ θὰ εἶναι : (1,1056+2·0,0695)/2=0,622).

11. Ἡ τάσις ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας 0° C εἶναι 4,6 mmHg Πόση εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ ὑδρατμοῦ τούτου; [Ἀπ. Ἀὴρ τῆς αὐτῆς πιέσεως θὰ εἶχε πυκνότητα 0,001293·4 6/760 καὶ ἐπομένως ὁ ὑδρατμός, ποὺ σύμφωνα καὶ μὲ τὸ ὑπ' ἀριθμ. 9 ἔχει πυκνότητα ἴσην μὲ 0,622 τῆς τοῦ ἀέρος, θὰ ἔχῃ ὡς πρὸς τὸ ὕδωρ 4° C τὴν πυκνότητα : 0,001293·0,622·4,6/760=0,0000049 τῆς τοῦ ἀέρος].

12. Ποία εἶναι ἡ πυκνότης κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ ὑπὸ θερμοκρασίαν 40° C ; [Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὸν πίνακα X ἡ τάσις τοῦ ὑδρατμοῦ τούτου εἶναι 55,3 mmHg καὶ ἐπομένως ἡ ζητουμένη πυκνότης θὰ εἶναι : $0{,}622 \cdot 0{,}001293 \cdot \frac{273}{273+40} \cdot \frac{55{,}3}{760}$].

13. Πόσον ζυγίζει 1m³ ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας α) 60° C, β) 100° C ; [Ἀπ. 1m³ ἀέρος ὑπὸ θερμοκρασίαν t° καὶ πίεσιν p [mmHg] ζυγίζει : $1{,}293 \cdot \frac{273}{273+t} \cdot \frac{p}{760}$ kg*. Ἐπειδὴ σύμφωνα μὲ τὸν πίνακα X ἡ τάσις ὑδρατμοῦ εἶναι εἰς 60°C ἴση μὲ 149,2 mmHg καὶ εἰς 100°C ἴση μὲ 760 mmHg, τὸ ζητούμενον βάρος θὰ εἶναι : α) $0{,}622 \cdot 1{,}293 \cdot \frac{273}{323} \cdot \frac{149{,}2}{760} = 0{,}134$ kg* καὶ β) 0,5914 kg*).

14) Ποῖον εἶναι τὸ βάρος H_2O, ποὺ περιέχεται εἰς 1m³ ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας 25°C ; (Ἀπ. $0{,}622 \cdot 0{,}001293 \cdot \frac{273}{298} \cdot \frac{23{,}8}{760} = 0{,}0000232$ gr*/cm³ καὶ συνεπῶς εἰς 1m³ περιέχονται 0,0232 kg* ὕδατος).

15. Πόση θὰ γίνῃ ἡ τάσις ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας 100° C, ὁ ὁποῖος ἐγκλειόμενος εἰς δοχεῖον σταθεροῦ ὄγκου (χωρὶς καμμίαν ἐπαφὴν πρὸς ὕδωρ) ὑφίσταται αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας του εἰς 121° C ; [Ἀπ. x=760·(273+121)/(273+100)= =803 mmHg).

16. Πόσος θὰ γίνῃ ὁ ὄγκος 1700 m³ ὑδρατμοῦ 100° C, ὅταν οὗτος (ἀποχωρισμένος ἀπὸ ὕδωρ) θερμανθῇ εἰς 121° C ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν ; [Ἀπ. 1700·394/373= =1800 m³].

17. Πόση εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ θερμοκρασίας 121° C . [Ἀπ. Δεδομένου ὅτι ἡ πίεσις τοιούτου ὑδρατμοῦ εἶναι: p=2 Atm=2·760 mmHg ἡ ζητουμένη πυκνότης, ποὺ εἶναι ἴση μὲ 0,622 τῆς πυκνότητος ἀέρος, εὑρισκομένου ὑπὸ τὰς αὐτὰς συνθήκας θερμοκρασίας καὶ πιέσεως, θὰ εἶναι : 0,622·0,001293·2·273/ /394=1/892 τῆς πυκνότητος ὕδατος].

18. Πόση εἶναι ἡ πυκνότης κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ, ἔχοντος τάσιν 5 Atm καὶ πόσον ζυγίζει 1 dm³ τοιούτου ὑδρατμοῦ ; [Ἀπ. Ὑδρατμὸς μὲ τάσιν 5·760=3800 mm Hg ἔχει θερμοκρασίαν 153° C καὶ ἐπομένως ἡ πυκνότης του εἶναι : $0{,}622 \cdot 0{,}001293 \cdot \frac{5 \cdot 760}{760} \cdot \frac{273}{426} = 1/386 = 0{,}0026$ τῆς πυκνότητος ὕδατος. Τὸ βάρος 1 dm³ τοιούτου ὑδρατμοῦ θὰ εἶναι λοιπὸν 0,0026 kg*, ἀφοῦ τὸ βάρος 1 dm³ ὕδατος εἶναι 1 kg*].

19. Πόσα μέτρα ὑψηλότερον κεῖται σταθμὸς A ἀπὸ ἄλλον B, ἂν τὸ σημεῖον ζέσεως τοῦ ὕδατος εἶναι εἰς τὸν A 97° C καὶ εἰς τὸν B 99,5° C, δεδομένου ὅτι τὸ ὕδωρ βράζει εἰς 99,5° C, ὅταν ἡ ἐπ' αὐτοῦ πίεσις ἀνέρχεται εἰς 746,5 mmHg καὶ εἰς 97° C, ὅταν ἡ πίεσις εἶναι 682,2 mmHg ; [Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (73) (σελ. 119 τοῦ τεύχους I) ἡ ζητουμένη διαφορὰ ὕψους εἶναι : 18400 (λογ 746,5—λογ 682,2)=721 m)

20. Ποῖον τὸ σημεῖον τήξεως πάγου, ὅταν οὗτος τεθῇ ὑπὸ πίεσιν 10 Atm, δεδομένου ὅτι ὁ εἰδικὸς ὄγκος V, ἤτοι ὁ ὄγκος 1 gr τῆς οὐσίας εἶναι εἰς θερμοκρασίαν 0° C τοῦ μὲν πάγου V_2=1,0908 [cm³/gr] τοῦ δὲ ὕδατος V_1=1,0001[cm³/gr] καὶ ὅτι ἡ θερμότης τήξεως πάγου ἀνέρχεται εἰς 79,7 [cal/gr] ; [Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν

σχέσιν (132) τῆς σελίδος 45 τὸ σημεῖον τήξεως τοῦ πάγου θὰ μεταβληθῇ κατὰ $0{,}0242\cdot(1{,}0001-1{,}0908)\cdot273{,}2\cdot10/79{,}7=-0{,}075$ [grad], ἤτοι ὁ πάγος οὗτος τήκεται εἰς $-0{,}075^0$ C ἢ $273{,}115^0$ K. Νὰ ὑπολογισθῇ ἡ πτῶσις αὕτη τοῦ σημείου τήξεως καὶ μὲ τὴν γενικωτέραν ἐξίσωσιν Clausius—Clapeyron (σελ. 45)].

§ 33 ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

α) Ὁ ρ ι σ μ ο ί. Θερμοδυναμικὴν ὀνομάζομεν τὸ μέρος τῆς θεωρίας τῆς θερμότητος, εἰς τὸ ὁποῖον ἐξετάζεται εἰδικώτερον ***ἡ παραγωγὴ ἔργου διὰ θερμότητος.*** Εἰς τὰ προηγούμενα ἐθεωρήσαμεν τὴν θερμότητα ὡς ἐκδήλωσιν τῶν ἀτάκτων (κατὰ διαφόρους διευθύνσεις καὶ μὲ διαφόρους ταχύτητας) κινήσεων τῶν μορίων καὶ μὲ τὴν θεώρησιν αὐτὴν προσεπαθήσαμεν νὰ ἑρμηνεύσωμεν τὰ θερμικὰ φαινόμενα. Ἀντιθέτως εἰς τὴν θερμοδυναμικὴν ἑρμηνεύομεν τὰ φαινόμενα, ποὺ ἐξετάζομεν, ἐπὶ τῇ βάσει σχέσεων, ποὺ διαπιστώνομεν μεταξὺ μακροσκοπικῶς ἀντιληπτῶν μεγεθῶν, ὅπως εἶναι ὁ ὄγκος ἡ πίεσις καὶ θερμοκρασία.

Ἡ θερμοδυναμικὴ βασίζεται εἰς ***τρεῖς ἀρχὰς ἢ ἀξιώματα***, ποὺ ἔχουν τὰς ρίζας των εἰς τὴν ἐμπειρίαν. Ἡ κινητικὴ θεωρία τῆς θερμότητος προσπαθεῖ νὰ συναγάγῃ τὰς ἀρχὰς αὐτὰς μὲ τοὺς νόμους τῆς μηχανικῆς καὶ εἴδαμε πῶς ἐπιτυγχάνει τοῦτο διὰ τὴν πρώτην ἀρχὴν (§ 31,β) *

Ἡ θερμοδυναμικὴ δέχεται a priori τὴν ἰσχὺν τῶν ἐμπειρικῶν Ἀρχῶν της καὶ ἐπὶ τῇ βάσει τούτων συνάγει τοὺς νόμους, ποὺ διέπουν τὴν παραγωγὴν ἔργου διὰ θερμότητος.

β) Ἡ δ ι α φ ο ρ ὰ τ ῶ ν ε ἰ δ ι κ ῶ ν θ ε ρ μ ο τ ή τ ω ν ἀ ε ρ ί ο υ c_p καὶ c_v. Εἴδαμε ὅτι ἡ εἰδικὴ θερμότης ἀερίου, ποὺ θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν (c_p), εἶναι μεγαλυτέρα ἐκείνης, ποὺ εὑρίσκομεν, ὅταν τὸ ἀέριον θερμαίνεται ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (c_v) καὶ ὅτι ἡ διαφορὰ αὐτὴ ($c_p - c_v$) ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ ἔργον διαστολῆς τοῦ ἀερίου, ποὺ παράγεται κατὰ τὴν θέρμανσιν τοῦ ἀερίου ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν. Ἂν ἐπομένως παραστήσωμεν τὸ ἔργον τοῦτο μὲ (ε), θὰ ἔχωμεν : $c_p - c_v = A\cdot\varepsilon$, ὅπου ($A=0{,}24$ cal/Joule) παριστάνει τὸ θερμικὸν ἰσοδύναμον τοῦ μηχανικοῦ ἔργου.

Προκειμένου νὰ ὑπολογίσωμεν τὸ ἔργον τοῦτο διαστολῆς τοῦ ἀερίου (ε), θεωροῦμεν τὸ ἀέριον κλεισμένον εἰς δοχεῖον μὲ ἔμβολον (πρβλ. σχ. 12) ἐπὶ τοῦ ὁποίου ἐνεργεῖ ἡ σταθερὰ πίεσις p_0 (π. χ. ἡ κανονικὴ ἀτμοσφαιρικὴ πίεσις). Ἂν εἶναι q ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου ἐπὶ τῆς ὁποίας ἐνεργεῖ ἡ πίεσις, ἡ ὁλικὴ δύναμις, ποὺ ἐνεργεῖ σταθερῶς ἐπὶ τοῦ ἐμβόλου, εἶναι : $\Delta = p_0 q$. Κατὰ τὴν διαστολὴν τὸ ἔμβολον ἐξωθεῖται κατὰ διάστημα h καὶ ἔτσι αὐξάνεται ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου κατὰ $\Delta V = qh$. Τὸ πρὸς τοῦτο ἀπαιτούμενον ἔργον θὰ εἶναι : $\varepsilon = \Delta\cdot h = p_0 q \Delta V/q = p_0 . \Delta V$. Ἀλλ' ἡ μεταβολὴ τοῦ ὄγκου ΔV, ὅταν τὸ ἀέριον θερμαίνεται κατὰ 1°C, εἶναι ἴση μὲ τὸν ἀρχικὸν ὄγκον V_0 ἐπὶ τὸν συντελεστὴν διαστολῆς ἀερίου $1/273 = 1/T_0$ ἤτοι εἶναι : $\Delta V = V_0/T_0$. Ἔτσι τὸ ἔργον (ε) τῆς διαστολῆς εἶναι : $\varepsilon = p_0 V_0/T_0$.

* Διὰ τὴν δευτέραν ἀρχὴν ἡ συνήθης μηχανικὴ χρειάζεται νὰ συμπληρωθῇ μὲ τὴν στατιστικήν. Ὅσον διὰ τὴν τρίτην ἀρχὴν ἡ κλασσικὴ μηχανικὴ δὲν μπορεῖ νὰ τὴν ἀποδείξῃ καὶ χρειάζεται πρὸς τοῦτο ἡ θεώρησις τῆς ***Κβαντομηχανικῆς.***

Ἀλλὰ κατὰ τὴν ἐξίσωσιν τοῦ Clapeyron τὸ μέγεθος p_0V_0/T_0 καὶ ἑπομένως τὸ ἔργον διαστολῆς (ε) εἶναι ἴσον μὲ Rv. Ἂν χρησιμοποιήσωμεν τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο, εἰς τὴν παραπάνω σχέσιν, λαμβάνομεν :

$$c_p - c_v = ARv \tag{141}$$

γ) **Ἀδιαβατικὴ μεταβολὴ τῆς καταστάσεως ἀερίου. Νόμος** Poisson. Ἡ ὀρθότης τῶν ἐξαγομένων εἰς τὰ ὁποῖα ἔφθασεν ὁ Robert Meyer, κατορθώσας νὰ ὑπολογίσῃ τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος ἀπὸ τὴν διαφορὰν $c_p - c_v$ τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων ἀερίου, ὁδηγεῖ εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι κάθε ἀέριον πρέπει νὰ θερμαίνεται, ὅταν συμπιέζεται καὶ νὰ ψύχεται, ὅταν διαστέλλεται, ἂν κατὰ τὰς μεταβολὰς ταύτας οὔτε προσφέρεται, οὔτε ἀφαιρεῖται θερμότης ἀπὸ τὸ ἀέριον. Τὴν μεταβολὴν ποὺ ὑφίσταται ἡ κατάστασις ἀερίου, τὸ ὁποῖον οὔτε προσλαμβάνει ἔξωθεν, οὔτε ἀποδίδει εἰς τὸ περιβάλλον του θερμότητα, τὴν ὀνομάζομεν ***ἀδιαβατικὴν ἢ ἀδιάθερμον***, μεταβολήν. Ἔτσι τὸ παραπάνω συμπέρασμα διατυπώνεται ὡς ἑξῆς : ***Κατὰ πᾶσαν ἀδιάθερμον ἢ ἀδιαβατικὴν μεταβολὴν ἀερίου πρέπει νὰ μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία αὐτοῦ.***

Πειραματικὴν ἐπιβεβαίωσιν τούτου ἔχομεν εἰς τὸν ἀερικὸν ἀναπτῆρα. Ὡς τοιοῦτον χαρακτηρίζομεν ἀνθεκτικὸν (δοκιμαστικὸν) σωλῆνα, ὁ ὁποῖος κλείεται μὲ ἔμβολον, εἰς τὸ κατώτερον μέρος τοῦ ὁποίου μπορεῖ νὰ προσκολληθῇ μία εὔφλεκτος οὐσία. Ἂν δι' ἀποτόμου πιέσεως εἰσωθήσωμεν τὸ ἔμβολον καὶ συμπιέσωμεν ἔτσι τὸν κάτωθέν του ἀέρα ἀδιαβατικῶς, ἐπέρχεται ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας εἰς βαθμὸν ὥστε νὰ ἀναφλεγῇ ἡ εὔφλεκτος οὐσία.

Ὅταν μεταβάλλωμεν τὴν πίεσιν ἀερίου, περιεχομένου εἰς κλειστὸν χῶρον, κατὰ τοιοῦτον τρόπον ὥστε νὰ προσλαμβάνεται ἀπὸ τὸ περιβάλλον ἢ νὰ ἀποδίδεται εἰς αὐτὸ θερμότης καὶ συνεπῶς νὰ διατηρῆται σταθερὰ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου, θὰ ἔχωμεν μίαν ***ἰσόθερμον*** μεταβολήν. Κατ' αὐτὴν ἰσχύει ὁ νόμος Boyle—Mariotte, ἤτοι ὁ ὄγκος, ποὺ καταλαμβάνει ἑκάστοτε τὸ ἀέριον, εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος τῆς πιέσεως αὐτοῦ.

Ἂν ὅμως τὰ τοιχώματα τοῦ δοχείου, ποὺ ἐγκλείει τὸ ἀέριον, εἶναι ἀδιαπέραστα ὑπὸ τῆς θερμότητος καὶ συνεπῶς οὔτε προσλαμβάνεται ἐκ τοῦ περιβάλλοντος, οὔτε ἐκφεύγει πρὸς αὐτὸ θερμότης, ἤτοι ἂν ἡ μεταβολὴ εἶναι ***ἀδιαβατική***, τότε ἀποδεικνύεται ὅτι ἰσχύει ὁ νόμος, ποὺ διετύπωσε τὸ 1822 ὁ Poisson μὲ τὴν σχέσιν :

$$pV^{\varkappa} = \text{σταθερὸν} \tag{142}$$

εἰς τὴν ὁποίαν p παριστάνει τὴν πίεσιν, V τὸν ὄγκον καὶ $\varkappa = c_p/c_v$ (§ 31, στ) τὸν λόγον τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ἀερίου.

Εἰς τὴν περίπτωσιν λοιπὸν ἀδιαβατικῆς μεταβολῆς ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογος τῆς $\varkappa$ $(= c_p/c_v)$ δυνάμεως τοῦ ὄγκου του.

Πρὸς ἀπόδειξιν τοῦ νόμου τοῦ Poisson ἀναχωροῦμεν ἀπὸ τὴν πρώτην ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς, ποὺ ἐκφράζει ἡ σχέσις (118) (σελ. 28). $\Delta Q = A(\Delta U + p\Delta V)$. Προκειμένου περὶ ἀδιαβατικῆς μεταβολῆς θὰ εἶναι $\Delta Q = 0$ καὶ συνεπῶς θὰ εἶναι :

$$A\Delta U = -Ap\Delta V \quad \text{ἢ} \quad A\Delta U/\Delta T = -Ap\Delta V/\Delta T.$$

Ἀλλὰ εἶναι: $A\Delta U/\Delta T = c_v$ (§ 31, ε) καὶ συνεπῶς $c_v\,\Delta T = -Ap\Delta V$. Διαιροῦμεν τὴν ἐξίσωσιν αὐτὴν κατὰ μέλη διὰ τῆς ἐξισώσεως $T = pV/Rv$, ποὺ προκύπτει ἀπὸ τὴν ἐξίσωσιν (108) καὶ θὰ ἔχωμεν:

$$c_v \frac{\Delta T}{T} = -ARv \frac{\Delta V}{V} \quad \text{καὶ} \quad \frac{\Delta T}{T} = -\frac{ARv}{c_v}\frac{\Delta V}{V}$$

Φέρομεν τὴν τελευταίαν αὐτὴν ἐξίσωσιν εἰς τὴν διαφορικήν της μορφὴν καὶ τὴν ὁλοκληρώνομεν μεταξὺ τῶν τιμῶν T_0 καὶ T τῆς θερμοκρασίας καὶ τῶν ἀντιστοίχων τιμῶν V_0 καὶ V τῶν ὄγκων, ποὺ καταλαμβάνει τὸ ἀέριον εἰς τὴν ἀρχὴν καὶ εἰς τὸ τέλος τῆς μεταβολῆς, ὁπότε λαμβάνομεν:

$$\int_{T_0}^{T}\frac{dT}{T} = -\frac{ARv}{c_v}\int_{V_0}^{V}\frac{dV}{V} \quad \text{ὅθεν:} \quad \lg T - \lg T_0 = -\frac{ARv}{c_v}(\lg V - \lg V_0) =$$

$$= \frac{ARv}{c_v}(\lg V_0 - \lg V) \quad \text{ἢ} \quad \lg\left(\frac{T}{T_0}\right) = \frac{ARv}{c_v}\lg\left(\frac{V_0}{V}\right) \quad \text{καὶ} \quad \frac{T}{T_0} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\frac{ARv}{c_v}}$$

Ἀλλ' εἴδαμε παραπάνω ὅτι εἶναι $ARv = c_p - c_v$ καὶ συνεπῶς:

$$\frac{ARv}{c_v} = \frac{c_p}{c_v} - 1 \quad \text{ἢ} \quad ARv/c_v = \varkappa - 1. \quad \text{Ὅθεν:}$$

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\varkappa-1} \quad \text{καὶ} \quad TV^{\varkappa-1} = T_0\,V_0^{\varkappa-1} = \text{σταθερὸν} \qquad (142')$$

Ἡ ἐξίσωσις αὐτὴ παρέχει μίαν διατύπωσιν τοῦ νόμου τοῦ Poisson.

Ἂν πολλαπλασιάσωμεν τὴν ἐξίσωσιν αὐτὴν κατὰ μέλη μὲ τὴν ἐξίσωσιν (108), θὰ ἔχωμεν

$$TV^{\varkappa-1}pV/T = \text{σταθερ.} \quad \text{ἢ} \quad pV^{\varkappa} = \text{σταθερ.} \qquad (142)$$

ποὺ ἀποτελεῖ ἄλλην (συνηθεστέραν) ἔκφρασιν τοῦ νόμου τοῦ Poisson.

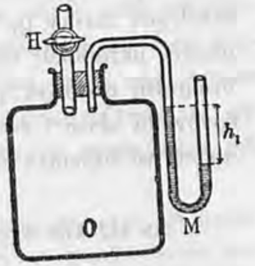
Ἂν ἐξ ἄλλου ὑψώσωμεν τὰ μέλη τῆς ἐξισώσεως (108) εἰς τὴν $\varkappa$ δύναμιν καὶ τὴν διαιρέσωμεν κατὰ μέλη διὰ τῆς ἐξισώσεως (142) εὑρίσκομεν:

$$p^{\varkappa}V^{\varkappa}/T^{\varkappa}pV^{\varkappa} = \text{σταθερὸν} \quad \text{ὅθεν:} \quad p^{\varkappa-1}/T^{\varkappa} = \text{σταθερὸν} \qquad (142'')$$

τρίτην διατύπωσιν τοῦ νόμου τοῦ Poisson, ἡ ὁποία ἐκφράζει τὴν σχέσιν, ποὺ ἔχει ἡ μεταβολὴ τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου πρὸς τὴν μεταβολὴν τῆς πιέσεως αὐτοῦ.

δ) Πειραματικὸς προσδιορισμὸς τοῦ λόγου c_p/c_v κατὰ Clement καὶ Desormes. Εἰς τὴν φιάλην O (σχ. 20) μὲ πῶμα διὰ μέσου τοῦ ὁποίου περνοῦν, ἀφ' ἑνὸς σωλήν, ποὺ κλείεται μὲ στρόφιγγα H, καὶ ἀφ' ἑτέρου ἄλλος σωλήν, ποὺ κάμπτεται καὶ ἀπολήγει εἰς ὑοειδὲς μανόμετρον M, ἐγκλείεται ἀήρ. Ὅταν ἡ στρόφιγξ H εἶναι ἀνοικτὴ ὁ ἀήρ, ποὺ περιέχεται εἰς τὴν φιάλην, ἔχει τὴν αὐτὴν πίεσιν μὲ τὸν ἔξω αὐτῆς καὶ διὰ τοῦτο ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ εἰς τὰ δύο σκέλη τοῦ μανομέτρου M εὑρίσκεται εἰς τὸ αὐτὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον. Ἀναρροφῶμεν μικρὰν ποσότητα ἀέρος ἐκ τῆς φιάλης διὰ μέσου τοῦ σωλῆνος, ποὺ φέρει τὴν στρόφιγγα καὶ μετὰ τοῦτο κλείομεν τὴν στρόφιγγα. Ὅταν μετ' ὀλίγον ἐπέλθη ἐξίσωσις τῆς θερμοκρασίας, ἡ διαφορὰ τοῦ ὕψους h_1 ποὺ ἔχει τὸ ὑγρὸν εἰς τὰ δύο σκέλη τοῦ μανομέτρου, μᾶς δείχνει πόσον μικροτέρα εἶναι ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος μέσα εἰς τὴν φιάλην ἀπὸ τὴν ἐξωτερικὴν ἀτμοσφαιρικὴν πίεσιν b. Στρέφομεν τώρα μὲ ταχύτητα τὴν στρόφιγγα κατὰ 180° καὶ προκαλοῦμεν ἔτσι μίαν ἀδιαβατικὴν συμπύκνωσιν τοῦ ἀέρος τῆς φιάλης. Ὁ ἀὴρ τῆς φιάλης λαμβάνει τὴν πίεσιν ποὺ ἔχει ἡ γύρω ἀτμόσφαιρα, ὅταν κατὰ τὴν στροφὴν τῆς στρόφιγγος ἐπικοινωνεῖ μετ' αὐτῆς.

Ἀλλὰ κατὰ τὴν ταχυτάτην αὐτὴν συμπίεσιν ἐπέρχεται ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀέρος τῆς φιάλης καὶ ὅταν μετ' ὀλίγον ἐπέλθη ἐξίσωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀέρος τῆς φιάλης καὶ τῆς γύρω του ἀτμοσφαίρας, τὸ μανόμετρον δείχνει ὅτι ἡ πίεσις τοῦ ἀέρος τῆς φιάλης εἶναι κατὰ h_2 μικροτέρα τῆς ἀτμοσφαιρικῆς b.



Σχ. 20

Ἀπὸ τὰς μετρηθείσας εἰς τὸ μανόμετρον διαφορὰς πιέσεως h_1 καὶ h_2 εὑρίσκεται ὁ λόγος τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων τοῦ ἀερίου τῆς φιάλης μὲ τὴν σχέσιν:

$$\frac{c_p}{c_v}=\frac{h_1}{h_1-h_2} \qquad (143)$$

Εἰς τὴν σχέσιν ταύτην φθάνομεν ὡς ἑξῆς: Ἔστω ὅτι ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία τοῦ περὶ τὴν φιάλην ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος εἶναι T_1. Ἡ πρώτη ὑποπίεσις εἰς τὸν ἀέρα τῆς φιάλης, ὅταν ἀναρροφηθῇ ἀπὸ αὐτὴν ἀήρ, εἶναι $(b-h_1)$. Ὅταν κατὰ τὴν ταχεῖαν στροφὴν τῆς στρόφιγγος κατὰ 180° τίθεται διὰ μίαν στιγμὴν εἰς ἐπικοινωνίαν μὲ τὸν ἐξωτερικὸν ἀέρα, ὁ ἀὴρ τῆς φιάλης ἀποκτᾷ ἀδιαβατικῶς (πρὶν προλάβη νὰ ἐξισώση τὴν θερμοκρασίαν του μὲ τὸ περιβάλλον) πίεσιν ἴσην πρὸς τὴν τῆς περιβαλλούσης ἀτμοσφαίρας b. Ἡ συμπύκνωσις αὐτὴ γίνεται μὲ ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας εἰς T_2. Ἐν συνεχεία, ἐνῷ ἡ στρόφιγξ παραμένη κλειστή, ὁ ἀὴρ τῆς φιάλης ἐξισώνει μετ' ὀλίγον τὴν θερμοκρασίαν του μὲ τὴν τοῦ περιβάλλοντος, ἤτοι ψύχεται ἀπὸ T_2 εἰς T_1. Καὶ ἐπειδὴ κατὰ τὴν πτῶσιν αὐτὴν τῆς θερμοκρασίας παραμένει σταθερὸς ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρος τῆς φιάλης, ἡ πίεσις αὐτοῦ καταπίπτει εἰς $b-h_2$.

Σύμφωνα μὲ τὸν νόμον Gay Lussac θὰ εἶναι:

$$\frac{b}{b-h_2}=\frac{T_2}{T_1} \quad \text{καὶ} \quad b-h_2=b\frac{T_1}{T_2} \quad \text{ὅθεν:} \quad h_2=b\left(1-\frac{T_1}{T_2}\right)=b\frac{T_2-T_1}{T_2}$$

Διὰ τὴν ἀδιαβατικὴν μεταβολὴν ποὺ λαμβάνει χώραν κατὰ τὴν στιγμήν, ποὺ διὰ τῆς στροφῆς τῆς στρόφιγγος ἐπικοινωνεῖ ἐπ' ὀλίγον ὁ ἀὴρ τῆς φιάλης μὲ τὸν ἐξωτερικόν, ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Poissson, ποὺ ἐκφράζει ἡ σχέσις: $\frac{p^{\varkappa-1}}{T^{\varkappa}}=$ σταθερὸν

καὶ συνεπῶς θὰ εἶναι: $$\frac{(b-h_1)^{\varkappa-1}}{T_1^{\varkappa}}=\frac{b^{\varkappa-1}}{T_2^{\varkappa}} \quad \text{ἢ} \quad \left(\frac{b-h_1}{b}\right)^{\varkappa-1}=\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\varkappa}$$

$$\text{καὶ} \quad \left(1-\frac{h_1}{b}\right)^{\varkappa-1}=\left(1-\frac{T_2-T_1}{T_2}\right)^{\varkappa}$$

Εἰς τὴν ἐξίσωσιν αὐτὴν τὰ $\frac{h_1}{b}$ καὶ $\frac{T_2-T_1}{T_2}$ εἶναι μεγέθη πολὺ μικρότερα τῆς 1. Διὰ τοῦτο μποροῦμε νὰ γράψωμεν τὴν ἐξίσωσιν κατὰ προσέγγισιν ὡς ἑξῆς:

$$1-(\varkappa-1)\frac{h_1}{b}=1-\varkappa\frac{T_2-T_1}{T_2} \quad \text{ὅθεν} \quad b\frac{T_2-T_1}{T_2}=\frac{\varkappa-1}{\varkappa}h_1$$

καὶ θέτοντες ἀντὶ $b\frac{T_2-T_1}{T_2}$ τὸ ἀνωτέρω εὑρεθὲν ἴσον του h_2 λαμβάνομεν:

$$h_2=\frac{\varkappa-1}{\varkappa}h_1 \qquad \text{ὅθεν} \quad \varkappa\left(=\frac{c_p}{c_v}\right)=\frac{h_1}{h_1-h_2} \qquad (143)$$

ε) Ἔργον τῆς μεταβολῆς τῆς καταστάσεως ἀερίου. Εἴδαμε παραπάνω ὅτι, ὅταν ἡ μεταβολὴ τῆς καταστάσεως ἀερίου γίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν p, τὸ ἔργον ποὺ παρέχεται διὰ τὴν μεταβολὴν τοῦ ὄγκου ΔV, εἶναι : $\varepsilon = p.\Delta V$

Εἰς τὴν γενικωτέραν περίπτωσιν ποὺ ἡ ὅλη μεταβολὴ δὲν γίνεται ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν p, θεωροῦμεν αὐτὴν ὡς κατατετμημένην εἰς διαδοχικὰς ἐπὶ μέρους μεταβολὰς τόσον μικράς, ὥστε δι' ἑκάστην ἐξ αὐτῶν νὰ μπορῇ νὰ θεωρηθῇ σταθερὰ ἡ πίεσις p. Ἔτσι εἰς ἑκάστην ἐπὶ μέρους μεταβολὴν τὸ ἔργον θὰ εἶναι : $\varepsilon = p.\Delta V$ καὶ διὰ νὰ ἔχωμεν τὸ ἔργον τῆς ὅλης μεταβολῆς πρέπει νὰ λάβωμεν τὸ ἄθροισμα Σ τῶν μερικῶν τούτων ἔργων, ἤτοι θὰ εἶναι :

$$A = \Sigma \varepsilon = \Sigma p \Delta V$$

Ἂν εἰς τὴν σχέσιν αὐτὴν ἀντικαταστήσωμεν τὸ μέγεθος p διὰ τοῦ κατὰ τὴν ἐξίσωσιν (108) ἴσου του $\frac{R\nu T}{V}$, θὰ ἔχωμεν :

$$A = \Sigma \frac{R\nu T}{V} \Delta V = R\nu \Sigma \frac{T\Delta V}{V} \qquad (144)$$

Καὶ ἂν θεωρήσωμεν τὰς ἐπὶ μέρους μεταβολὰς τόσον μικρὰς ($\Delta V \rightarrow 0$), ὥστε νὰ θέσωμεν ἀντὶ ΔV τὴν ἀπειροστὴν μεταβολὴν dV, θὰ θέσωμεν ἀντὶ τοῦ ἀθροίσματος Σ τὸ ὁλοκλήρωμα $\int$ καὶ ἡ ἐξίσωσις τοῦ ἔργου τῆς ὅλης μεταβολῆς θὰ λάβῃ τὴν μορφήν :

$$A = R\nu \int \frac{TdV}{V} \qquad (144')$$

Πρὸς εὕρεσιν τῆς τιμῆς τοῦ ὁλοκληρώματος τούτου διακρίνομεν τὰς δύο περιπτώσεις, ὑπὸ τὰς ὁποίας μπορεῖ νὰ λάβῃ χώραν ἡ μεταβολὴ τῆς καταστάσεως τοῦ ἀερίου, ἤτοι 1) τὴν περίπτωσιν ἰσοθέρμου μεταβολῆς 2) τὴν περίπτωσιν ἀδιαθέρμου ἢ ἀδιαβατικῆς μεταβολῆς.

Εἰς τὴν περίπτωσιν ἰσοθέρμου μεταβολῆς, δηλαδὴ μεταβολῆς κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ θερμοκρασία T παραμένει σταθερά, τὸ παρεχόμενον ἔργον διὰ μεταβολὴν τοῦ ὄγκου ἀπὸ V_1 εἰς V_2 εὑρίσκεται κατὰ τοὺς κανόνας τοῦ ὁλοκληρωματικοῦ λογισμοῦ ἐκ τοῦ ἀνωτέρω τύπου ὅτι εἶναι :

$$A = RT\nu \lg \frac{V_2}{V_1} \qquad (145)$$

ὅπου lg σημαίνει τὸν φυσικὸν λογάριθμον τοῦ ποσοῦ.

Καὶ ἐπειδὴ κατὰ τὴν ἰσόθερμον μεταβολὴν ἰσχύει ὁ νόμος Boyle-Mariotte καὶ συνεπῶς οἱ ὄγκοι V εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογοι τῶν πιέσεων p τοῦ ἀερίου, μποροῦμε νὰ ὑπολογίσωμεν τὸ ὡς ἄνω ἔργον καὶ μὲ τὴν σχέσιν $A = RT\nu \lg \frac{p_1}{p_2}$ καὶ ἂν ἀντὶ τοῦ φυσικοῦ λογαρίθμου λάβωμεν τὸν δεκαδικόν, θὰ ἔχωμεν :

$$A = 2{,}3026 RT\nu \, \lambda o\gamma \frac{p_1}{p_2} \qquad (145')$$

Τὸ ἔργον ποὺ παρέχεται κατὰ τὴν ἰσόθερμον μεταβολὴν τοῦ ἀερίου πρέπει νὰ προσδίδεται ἔξωθεν εἰς τὸ ἀέριον ὑπὸ μορφὴν θερμότητος διὰ νὰ μὴ μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου. Τοῦτο συμβαίνει, ὅταν ἡ μεταβολὴ εἶναι ἀπείρως βραδεῖα ὥστε νὰ προλαμβάνῃ τὸ ἀέριον νὰ διατηρῇ θερμοκρασίαν του σταθερῶς ἴσην πρὸς τὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν θερμοδεξαμενῆς, μὲ τὴν ὁποίαν ἐπικοινωνεῖ θερμικῶς. ***Εἰς τὴν περίπτωσιν λοιπὸν ἰσοθέρμου μεταβολῆς τῆς καταστάσεώς του τὸ ἀέριον παίζει τὸν ρόλον μεσολαβητοῦ, χάρις εἰς τὸν ὁποῖον ἡ θερμότης ποὺ τοῦ παρέχεται ἔξωθεν ἀπὸ θερμοδεξαμενήν, ἀποδίδεται ἐξ ὁλοκλήρου ὑπὸ μορφὴν μηχανικοῦ ἔργου. Εἶναι μία ἰδανικὴ περίπτωσις, κατὰ τὴν ὁποίαν ὅλον τὸ προσφερόμενον ποσὸν θερμότητος μετασχηματίζεται εἰς μηχανικὸν ἔργον, διότι δὲν συνοδεύεται ἀπὸ οἱασδήποτε μεταβολὰς τῆς ἐνεργείας, ποὺ ἐγκλείει τὸ ἀέριον.***

Προκειμένου περὶ ἀδιαβατικῆς μεταβολῆς, μεταβολῆς δηλαδὴ κατὰ τὴν ὁποίαν δὲν γίνεται ἀνταλλαγὴ ποσῶν θερμότητος μεταξὺ ἀερίου καὶ τοῦ περιβάλλοντός του, ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Poisson : $TV^{\varkappa-1} = C$ (σταθερὸν) καὶ συνεπῶς $\lg T + (\varkappa-1)\lg V = \lg C$ ἢ $\lg V = \frac{1}{\varkappa-1} . \lg C - \frac{1}{\varkappa-1} . \lg T$, ὅθεν διὰ διαφορίσεως λαμβάνεται:

$$\frac{dV}{V} = -\frac{1}{\varkappa-1}\,\frac{dT}{T} \quad \text{καὶ} \quad \frac{TdV}{V} = -\frac{1}{\varkappa-1}\,dT$$

Ἂν τὴν τιμὴν αὐτὴν θέσωμεν εἰς τὴν σχέσιν (144'), ποὺ παρέχει τὸ ἔργον Α διὰ μεταβολὴν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου ἀπὸ T_1 εἰς T_2, θὰ ἔχωμεν :

$$A = R\nu \int -\frac{1}{\varkappa-1}dT = -\frac{R\nu}{\varkappa-1}\int_{T_1}^{T_2} dT = -\frac{R\nu}{\varkappa-1}(T_2-T_1) = \frac{R\nu}{\varkappa-1}(T_1-T_2) \quad (146)$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν λοιπὸν ἀδιαβατικῆς μεταβολῆς τὸ παρεχόμενον ἔργον ὑπολογίζεται μὲ τὴν σχέσιν :

$$A = \frac{R\nu}{\varkappa-1}(T_1-T_2) \qquad (146)$$

Τὸ ἔργον τοῦτο παρέχεται ὑπὸ τοῦ ἀερίου διὰ μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας του ἀπὸ T_1 εἰς T_2. Τοῦτο συμβαίνει, ὅταν δὲν γίνεται θερμικὴ ἐπικοινωνία τοῦ ἀερίου πρὸς τὸ περιβάλλον του. Ἑπομένως κατὰ τὴν ἀδιαβατικὴν μεταβολὴν τῆς καταστάσεως ἀερίου τὸ ἔργον παρέχεται μόνον ἀπὸ τὴν ἐνέργειαν, ποὺ ἐγκλείει τὸ ἀέριον καὶ δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ὑπερβῆ ὡρισμένον ὅριον. Τὸ μέγιστον ἔργον ποὺ μπορεῖ νὰ μᾶς δώση τὸ ἀέριον εἶναι ἐκεῖνο, ποὺ θὰ ἀπαιτηθῆ διὰ νὰ ψυχθῆ τοῦτο ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν Τ, ποὺ ἔχει, μέχρι τοῦ ἀπολύτου μηδενός, ἤτοι εἶναι :

$$A_{\mu\varepsilon\gamma} = \frac{R\nu}{\varkappa-1}(T-0) = \frac{R\nu T}{\varkappa-1} \qquad (146')$$

Καὶ ἐπειδὴ σύμφωνα μὲ τὴν γενικὴν ἐξίσωσιν καταστάσεως ἀερίου εἶναι : $R\nu T = pV$, θὰ εἶναι καὶ : $A_{\mu\varepsilon\gamma} = pV/(\varkappa-1)$ (146'')

Τὸ μέγιστον τοῦτο ἔργον ἀποτελεῖ τὸ ὅλον τῆς ἐνεργείας (Ε), ποὺ ἐγκλείει τὸ ἀέριον καὶ εἶναι : $E = pV/(\varkappa-1) = R\nu T/(\varkappa-1)$ (146''')

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν παίρνομε τὴν ***πυκνότητα ἐνεργείας***, τ. ἔ. τὴν κατὰ μονάδα τοῦ ὄγκου τοῦ θεωρουμένου ἀερίου ἐγκλειομένην ἐνέργειαν:

$$\sigma = E/V = p/(\varkappa-1) \qquad (146'''')$$

στ) Κυκλικαὶ μεταβολαί. Θεωροῦμεν κυλινδρικὸν δοχεῖον Α (σχ. 21), τὸ ὁποῖον περιέχει ἀέριον καὶ εἶναι βυθισμένον εἰς θερμοδεξαμενήν, ὡς εἶναι π.χ. δεξαμενὴ πλήρης ὕδατος τόσον μεγάλης θερμοχωρητικότητος, ὥστε ἡ θερμοκρασία Τ νὰ παραμένη σταθερὰ ὁσαδήποτε ποσὰ θερμότητος καὶ ἂν λαμβάνωνται ἀπὸ αὐτὴν ἢ προσδίδωνται εἰς αὐτήν. Τὸ δοχεῖον Α κλείεται ἀεροστεγῶς μὲ ἔμβολον Κ, ποὺ μπορεῖ νὰ ὀλισθαίνη χωρὶς τριβὴν κατὰ μῆκος τοῦ τοιχώματος τοῦ δοχείου. Τὸ βάρος τοῦ ἐμβόλου μὲ τὰ ἐπ' αὐτοῦ πρόσθετα βάρη Σ, σ, σ' ἰσορροπεῖται ἀπὸ τὴν πίεσιν τοῦ ἀερίου, τὸ ὁποῖον περιέχεται εἰς τὸ δοχεῖον καὶ ἔχει τὴν θερμοκρασίαν Τ τῆς θερμοδεξαμενῆς. Ἂν ἀφαιρέσωμεν ἀπὸ τὸ ἔμβολον τὸ μικρὸν βάρος σ, τὸ ἀέριον θὰ διασταλῆ καὶ θὰ ἀνυψώση τὸ ἔμβολον μὲ τὸ ὑπόλοιπον βάρος, ἤτοι θὰ παραγάγη ἔργον. Εἰς τὸ ἔργον τοῦτο ἀντιστοιχεῖ ἰσοδύναμον ποσὸν θερμότητος, τὸ ὁποῖον ἀντλεῖται ἀπὸ τὴν ἐνέργειαν, ποὺ ἐγκλείει τὸ ἀέριον· ἕνεκα τούτου ἔπρεπε νὰ κατέλθη ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου· ἐπειδὴ ὅμως συγκοινωνεῖ θερμικῶς μὲ τὴν θερμοδεξαμενὴν τῆς σταθερᾶς θερμοκρασίας Τ, θὰ παραχωρηθῆ ἀπὸ τὴν δεξαμενὴν τὸ ἀπαιτηθὲν ποσὸν θερμότητος καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου θὰ παραμείνη σταθερὰ Τ, ἤτοι ἡ διαστολὴ θὰ γίνη ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν (ἰσοθέρμως). Ὥστε ὑπὸ τὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν Τ μετεβλήθη εἰς ἔργον ἓν ποσὸν θερμότητος, ποὺ ἐλήφθη ἀπὸ τὴν θερμοδεξαμενὴν διὰ μέσου τοῦ ἀερίου. Κατὰ τὸν μετασχηματισμὸν τοῦτον θερμότητος εἰς ἔργον ἐπῆλθε μεταβολὴ εἰς τὸ μεσολαβῆσαν ἀέριον, τ. ἔ. ἔλαβε χώραν αὔξησις τοῦ ὄγκου του καὶ κατὰ συνέπειαν ἐλάττωσις τῆς πυκνότητός του. Ἂν ἀφαιρέσωμεν ὀλίγον κατ' ὀλίγον καὶ τὰ ἄλλα σταθμά, ποὺ φέρει τὸ ἔμβολον, θὰ συνεχισθῆ ἡ περαιτέρω διαστολὴ τοῦ ἀερίου, τ.ἔ. ἡ παροχὴ βαθμηδὸν αὐξανομένου ἔργου, ποὺ συνοδεύεται ἀπὸ βαθμιαίαν ἐπαύξησιν τοῦ ὄγκου καὶ ἐλάττωσιν τῆς πυκνότητος τοῦ ἀερίου.

Σχ. 21

Ἀντιθέτως ἂν ἐπαναφορτώσωμεν βαθμηδὸν τὸ ἔμβολον μὲ τὰ τεμαχίδια τῶν σταθμῶν Σ, σ, σ', τὸ ἔμβολον θὰ εἰσχωρήση εἰς τὸ δοχεῖον καὶ τὸ ἀέριον θὰ συμπιεσθῆ βαθμηδὸν εἰς τὸν ἀρχικόν του ὄγκον καὶ τὴν ἀρχικήν του πυκνότητα. Παρέχεται δηλ. τώρα ἔργον εἰς τὸ ἀέριον καὶ εἰς τὸ ἔργον τοῦτο ἀντιστοιχεῖ ἰσοδύναμον ποσὸν θερμότητος, τὸ ὁποῖον ἔπρεπε νὰ ἀνυψώση τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀερίου· λόγῳ ὅμως τῆς παρουσίας τῆς θερμοδεξαμενῆς τὸ ποσὸν τοῦτο θερμότητος παραλαμβάνεται ἀπὸ αὐτὴν καὶ ἔτσι παραμένει σταθερὰ ἡ θερμοκρασία Τ. Ἕνεκα τούτου ὅταν τελικῶς τὸ ἀέριον ἐπαναφερθῆ εἰς τὸν ἀρχικόν του ὄγκον καὶ τὴν ἀρχικήν του πίεσιν ὑπὸ τὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν Τ, θὰ ἔχωμεν πάλιν τὴν αὐτὴν κατάστασιν τοῦ ἀερίου, ποὺ εἴχαμε πρὶν τοῦτο ὑποβληθῆ εἰς τὰς ὡς ἄνω διαδοχικὰς μεταβολάς. Τὸ σύνολον τῶν διαδοχικῶν μεταβολῶν τοῦ ἀερίου ποὺ ἀπολήγουν εἰς κατάστασιν αὐτοῦ, ταυτιζομένην πλήρως μὲ τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν, τὸ ὀνομάζομεν ***κυκλικὴν μεταβολὴν*** τοῦ ἀερίου.

Γενικῶς ὀνομάζομεν κυκλικὴν μεταβολὴν σώματος (ἢ συστήματος σωμάτων) τὸ σύνολον τῶν μεταβολῶν τοῦ σώματος, κατόπιν τῶν ὁποίων ἡ κατάστασις αὐτοῦ ταυτίζεται καθ' ὅλα τὰ χαρακτηριστικά της μεγέθη μὲ τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν.

ζ) Ἀντιστρεπταὶ καὶ μὴ ἀντιστρεπταὶ μεταβολαί. Ἂν εἰς τὴν κυκλικὴν μεταβολήν, ποὺ περιεγράψαμεν, συγκρίνωμεν τὸ ἔργον, ποὺ μᾶς παρέχεται κατὰ τὴν διαστολὴν τοῦ ἀερίου μὲ ἐκεῖνο, ποὺ παρέχομεν διὰ τὴν συστολὴν τοῦ ἀερίου εἰς τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν, εὑρίσκομεν ὅτι ***εἰς τὴν πραγματικότητα*** τὸ δεύτερον εἶναι μεγαλύτερον τοῦ πρώτου. Τοῦτο σημαίνει ὅτι διὰ νὰ συντελεσθῇ ἡ κυκλικὴ μεταβολὴ ἀπαιτεῖται ἡ κατανάλωσις ἔργου, ποὺ ὑπὸ μορφὴν ἰσοδυνάμου ποσοῦ θερμότητος χάνεται εἰς τὴν θερμοδεξαμενήν. Τὸ ποσὸν τοῦτο τῆς θερμότητος, ποὺ ἀναπτύσσεται κατὰ τὴν μεταβολήν, χωρὶς νὰ ἀποσκοπῆται δι' αὐτῆς, εἶναι κατὰ ποσοστὸν τοῦ ὅλου ἔργου διάφορον εἰς διαφόρους περιπτώσεις. Ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ τριβή, μὲ τὴν ὁποίαν ὀλισθαίνει τὸ ἔμβολον κατὰ μῆκος τοῦ τοιχώματος, τόσον μικρότερον εἶναι καὶ τὸ ὡς ἄνω ποσὸν θερμότητος. Ἀπὸ τό γεγονὸς αὐτὸ ἀναχωροῦσα ἡ θεωρία, δέχεται ἰδανικὴν περίπτωσιν μιᾶς ὡς ἄνω κυκλικῆς μεταβολῆς κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ἔργον, ποὺ μᾶς δίδεται κατὰ τὴν μίαν φορὰν τῆς μεταβολῆς (διαστολὴν τοῦ ἀερίου), εἶναι ἀκριβῶς ἴσον μὲ ἐκεῖνο, ποὺ καταβάλλομεν κατὰ τὴν ἀντίθετον φορὰν (συστολὴν τοῦ ἀερίου). Μίαν τοιαύτην περίπτωσιν μεταβολῆς τὴν λέμε ***ἀντιστρεπτήν***. Εἰς αὐτὴν ἡ παραμικρὰ ἀλλοίωσις τῶν ἐξωτερικῶν ἢ ἐσωτερικῶν συνθηκῶν (πιέσεως, θερμοκρασίας, συστάσεως τοῦ σώματος) προκαλεῖ τὴν ἐκδήλωσιν τῆς μεταβολῆς μὲ τὴν αὐτὴν δυνατότητα εἴτε πρὸς τὴν μίαν φορὰν εἴτε πρὸς τὴν ἀντίθετόν της.

Εἶναι λοιπὸν μία κυκλικὴ ἀντιστρεπτὴ μεταβολὴ τέτοια, ὥστε τὸ σῶμα ἢ σύστημα σωμάτων, ποὺ τὴν ὑφίσταται, μεταπίπτει διαδοχικῶς ἀπὸ μιᾶς ἀρχικῆς καταστάσεως εἰς ἄλλας διαφόρους, μέχρις ὅτου καταλήξει εἰς μίαν τελικὴν κατάστασιν τελείως ὁμοίαν πρὸς τὴν ἀρχικήν, ***χωρὶς νά σημειωθῇ πουθενὰ οἱαδήποτε ἄλλη μεταβολή***. Εἰς τὸ παράδειγμά μας ἡ μεταβολὴ θὰ ἦτο ἀντιστρεπτή, ἂν ὄχι μόνον τὸ ἀέριον, ἀλλὰ καὶ ἡ θερμοδεξαμενὴ ἔχουν εἰς τὸ τέλος τῆς μεταβολῆς κατάστασιν τελείως ὁμοίαν πρὸς τὴν ἀρχικήν.

Προσέγγισιν πρὸς τὴν ἔννοιαν ἀντιστρεπτῆς μεταβολῆς ἔχομεν π. χ. εἰς μίαν πλήρη αἰώρησιν ἐκκρεμοῦς, τὸ ὁποῖον προσεγγίζει ὅσον τὸ δυνατὸν περισσότερον πρὸς τὴν ἔννοιαν μαθηματικοῦ ἐκκρεμοῦς. Εἰς τὴν πραγματικότητα κάθε αἰώρησις ἐκκρεμοῦς, συνοδεύεται ἀπὸ κάποιο ποσὸν θερμότητος, (ὀφειλόμενον εἰς τὴν τριβὴν περὶ τὸν ἄξονα αἰωρήσεως καὶ εἰς τὴν ἀντίστασιν τοῦ διασχιζομένου ἀέρος), ποὺ χάνεται εἰς τὸ περιβάλλον.

Ὅταν μία τελείως ἐλαστικὴ σφαῖρα πίπτῃ ἀπὸ κάποιο ὕψος λόγω τοῦ βάρους της καὶ προσκρούῃ καθέτως ἐπὶ μιᾶς ἐπίσης τελείως ἐλαστικῆς βάσεως, ἡ δυναμικὴ ἐνέργεια ποὺ εἰς τὸ ὕψος τῆς ἀρχικῆς της θέσεως ἐγκλείει ἡ σφαῖρα λόγῳ τοῦ βάρους της, μεταβάλλεται κατὰ τὴν πτῶσιν της εἰς κινητικήν· μὲ αὐτὴν προσκρούει ἐλαστικῶς ἡ σφαῖρα ἐπὶ τοῦ βάθρου καὶ ὡς ἐκ τούτου μεταβάλλεται πρὸς στιγμὴν ἡ κινητικὴ ἐνέργεια τῆς σφαίρας εἰς δυναμικὴν ἐνέργειαν τῆς ἐλαστικῆς παραμορφώσεως σφαίρας καὶ βάθρου· μὲ τὴν ἀμέσως ἐπακολουθοῦσαν πάροδον τῆς ἐλαστικῆς παραμορφώσεως προσδίδεται εἰς τὴν σφαῖραν ταχύτης ἴση καὶ ἀντίθετος ἐκείνης, μὲ τὴν ὁποίαν προσέκρουσε ἐπὶ τοῦ βάθρου. Ἕνεκα τούτου ἡ σφαῖρα ἀναπηδᾶ πρὸς τὰ ἄνω καὶ καθόσον ὑψώνεται ἐλαττώνεται ἡ κινητική της ἐνέργεια καὶ αὐξάνεται ἡ δυναμική της, μέχρις ὅτου φθάσει εἰς τὸ ἀρχικόν της ὕψος, ὁπότε εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν τελείως ὁμοίαν πρὸς τὴν ἀρχικήν της. Τὸ φαινόμενον τοῦτο εἰς τὸ ὁποῖον ἔχομεν διαδοχικὰς μεταπτώσεις ***μηχανικῆς μόνον*** ἐνεργείας (τ.ἔ. δυναμικῆς εἰς κινητικὴν καὶ τανάπαλιν), φαινόμενον καθαρῶς μηχανικὸν (βλ. ὑποσημ. § 10, στ), εἶναι ἀντιστρεπτόν.

Γενικῶς τὰ καθαρῶς μηχανικὰ φαινόμενα εἶναι ἀντιστρεπτά.

Ὅταν ὅμως ἡ σφαῖρα ἢ τὸ βάθρον, ὅπου προσκρούει, δὲν εἶναι τελείως ἐλαστικά, ὅπως περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον συμβαίνει εἰς τὴν πραγματικότητα, ἡ κινητικὴ ἐνέργεια, μὲ τὴν ὁποίαν προσκρούει ἡ σφαῖρα ἐπὶ τοῦ βάθρου, μεταβάλλεται κατὰ μεγάλο ἢ μικρὸν ποσοστὸν εἰς θερμότητα (μονίμου παραμορφώσεως), ἡ ὁποία χάνεται εἰς τὸν περὶ τὴν θέσιν τῆς προσκρούσεως χῶρον καὶ δὲν μπορεῖ νὰ χρησιμοποιηθῆ διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς σφαίρας εἰς τὸ ὕψος τῆς ἀρχικῆς της θέσεως. Τὸ φαινόμενον λοιπὸν διατρέχεται μόνον κατὰ τὴν μίαν φοράν, ὄχι ὅμως καὶ κατὰ τὴν ἀντίθετόν της. Εἶναι δηλαδὴ φαινόμενον ***μὴ ἀντιστρεπτόν.***

Τὰ μὴ καθαρῶς μηχανικὰ φαινόμενα, δηλ. φαινόμενα εἰς τὰ ὁποῖα μέρος τῆς μηχανικῆς ἐνεργείας μεταβάλεται λόγῳ τριβῆς εἰς θερμότητα, εἶναι μὴ ἀντιστρεπτά.

Ἂν φαντασθῶμεν κύλινδρον μὲ τοιχώματα θερμικῶς μονωτικά, εἰς τὸν ὁποῖον ἐγκλείεται ἀέριον μὲ ἔμβολον, ποὺ μπορεῖ νὰ ὀλισθαίνη ἀεροστεγῶς χωρὶς τριβὴν καὶ ἐπιφέρωμεν μίαν ἀδιαβατικὴν συμπίεσιν τοῦ ἀερίου δι' εἰσωθήσεως τοῦ ἐμβόλου, θὰ προκαλέσωμεν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου· ἂν μετὰ τοῦτο ἀνασυρθῆ τὸ ἔμβολον εἰς τὴν ἀρχικήν του θέσιν, τὸ ἀέριον διαστέλεται εἰς τὸν ἀρχικόν του ὄγκον καὶ ἡ θερμοκρασία του καταπίπτει εἰς τὴν ἀρχικήν της τιμήν. Ἔτσι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἔχομεν μίαν κυκλικὴν μεταβολὴν πού, ἂν ὑποτεθῆ ὅτι γίνεται μὲ τελείαν ἀδιαθερμίαν τῶν τοιχωμάτων καὶ ἀνυπαρξίαν τριβῆς, δὲν ἀφήνει ὀπίσω της καμμίαν μεταβολὴν εἰς οἱοδήποτε ἀπὸ τὰ σώματα, ποὺ ἐπηρεάζονται ἀπὸ αὐτὴν καὶ συνεπῶς εἶναι ἀντιστρεπτὴ μεταβολή.

Γενικῶς ὅταν εἰς κλειστὸν σύστημα σωμάτων ἓν μέρος τοῦ συστήματος μπορεῖ νὰ ἀνακτήση μετὰ μίαν μεταβολὴν τὴν ἀρχικήν του κατάστασιν, χωρὶς νὰ παραμένη οὔτε εἰς οἱοδήποτε ἄλλο μέρος τοῦ συστήματος ἡ παραμικρὰ μεταβολή, λέμε ὅτι πρόκειται περὶ ἀντιστρεπτῆς μεταβολῆς. Τοὐναντίον, ἂν

διὰ τὴν ἐπαναφορὰν εἰς τὴν ἀρχικὴν κατάστασιν τοῦ μέρους τοῦ συστήματος
ποὺ ὑφίσταται τὴν κυκλικὴν μεταβολήν, παραμένουν εἰς ἄλλα μέρη αὐτοῦ
οἱαιδήποτε μεταβολαί, χαρακτηρίζομεν τὴν μεταβολὴν ὡς μὴ ἀντιστρεπτήν.

Πλὴν τῆς τριβῆς «μὴ ἀντιστρεπτὸν» εἶναι ἐπίσης τὸ φαινόμενον τῆς
μεταδόσεως θερμότητος δι' ἀγωγῆς ἢ ἀκτινοβολίας, διότι ἡ μετάδοσις αὕτη
γίνεται χωρὶς νὰ παρέχεται ἔργον, ἐνῷ ἡ περισυλλογὴ τῆς θερμότητος ποὺ
ἐξέφυγε ἀπαιτεῖ τὴν καταβολὴν ἔργου πρὸς ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας.
Ὁμοίως ἡ ἐκροὴ ἀερίου εἰς κενὸν χῶρον εἶναι μὴ ἀντιστρεπτή, ἀφοῦ γίνεται
χωρὶς παροχὴν ἔργου, ἐνῷ ἀπαιτεῖται τοιοῦτο διὰ νὰ περισυλλεγῆ καὶ συμ-
πιεσθῆ πάλιν τὸ ἐκρεῦσαν ἀέριον. Περαιτέρω ἡ ἀνάμιξις δύο ἀερίων (διά-
χυσις) ὡς καὶ ἡ διάλυσις σώματος εἰς διαλυτικὸν μέσον εἶναι ἐπίσης «μὴ
ἀντιστρεπτὰ» φαινόμενα, ἐπειδὴ λαμβάνουν χώραν αὐτομάτως, ἐνῷ ἀπαιτεῖ-
ται ἔργον, διὰ νὰ χωρίσωμεν ἀπ' ἀλλήλων τὰ ἀναμιχθέντα ἀέρια ἢ νὰ ἀπο-
χωρίσωμεν τὸ διαλυθὲν σῶμα ἀπὸ τὸ διαλυτικὸν μέσον.

η) Ὁ κύκλος τοῦ Carnot. Μὲ τὰς θερμομηχανάς, τὰς
ὁποίας περιγράφομεν εἰς τὴν ἑπομένην παράγραφον, μεταβάλλεται εἰς μηχα-
νικὸν ἔργον ἡ θερμότης, ποὺ παράγεται διὰ καύσεως. Ἡ μέτρησις ὅμως τῆς
ἀποδόσεως θερμομηχανῆς, τ. ἔ. τοῦ λόγου ποὺ ἔχει τὸ θερμικὸν ἰσοδύ-
ναμον τοῦ ἀποδιδομένου ἔργου πρὸς τὴν διὰ τοῦτο καταναλισκομένην θερ-
μότητα, παρέχει τὴν ἐμπειρικὴν διαπίστωσιν ὅτι ***μέρος μόνον*** τῆς θερμότη-
τος ποὺ παρέχεται εἰς τὴν θερμομηχανήν, ἀποδίδεται ὑπ' αὐτῆς ὑπὸ μορ-
φὴν ἰσοδυνάμου μηχανικοῦ ἔργου. Γεννᾶται λοιπὸν τὸ ἐρώτημα μέχρι
ποίου βαθμοῦ μπορεῖ νὰ αὐξηθῆ ἡ ἀπόδοσις θερμομηχανῆς; Εἰς τὸ ἐρώ-
τημα τοῦτο ἔδωσε ἱκανοποιητικὴν ἀπάντησιν πρῶτος ὁ Sadi Carnot τὸ 1824.

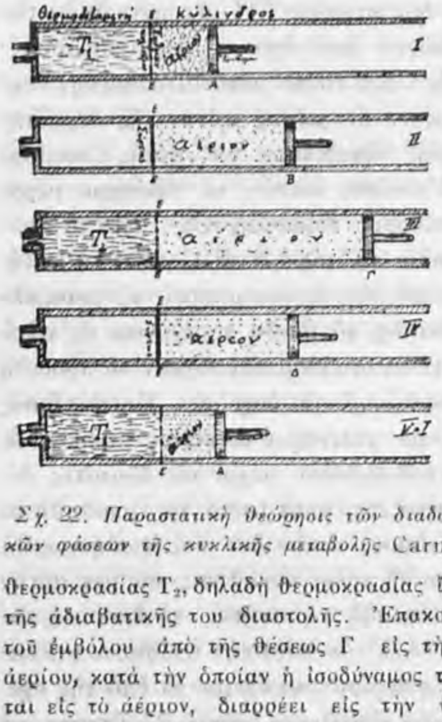
Εἴδαμε ὅτι κατὰ τὴν ***ἰσόθερμον*** διαστολὴν ἀερίου μπορεῖ νὰ μεταβάλ-
λωνται εἰς ἔργον ὁσαδήποτε ποσὰ θερμότητος, τὰ ὁποῖα παρέχονται εἰς αὐτὸ
ὑπὸ θερμοδεξαμενῆς, ἀρκεῖ πρὸς τοῦτο τὸ διαστελλόμενον ἀέριον νὰ προωθῆ
ἔμβολον κατὰ μῆκος τῶν τοιχωμάτων κυλινδρικοῦ δοχείου. Ἐπειδὴ ὅμως
δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἔχωμεν μηχανὴν μὲ κύλινδρον ***ἀπείρως*** μακρόν, τὸ
παραγόμενον καθ' ἑκάστην διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου μέχρι τῆς ἐξωτάτης θέ-
σεως ἔργον εἶναι περιωρισμένον καὶ χρειάζεται μετὰ τοῦτο νὰ εἰσωθηθῆ τὸ
ἔμβολον εἰς τὴν ἐσωτάτην θέσιν τοῦ κυλίνδρου, ὁπότε διὰ νέας ἐξωθήσεως θὰ
παραχθῆ νέα ποσότης ἔργου· θὰ ἐπακολουθῆ πάλιν εἰσώθησις καὶ μετ' αὐτὴν
ἐξώθησις τοῦ ἐμβόλου κ.ο.κ. Χρειάζεται δηλαδὴ νὰ κινῆται τὸ ἔμβολον πα-
λινδρομικῶς κατὰ μῆκος τοῦ κυλίνδρου. Ἀλλ' ἂν κατὰ τὴν ἐξώθησιν τοῦ ἐμ-
βόλου ὑπὸ τοῦ ἰσοθέρμως διαστελλομένου ἀερίου παρέχεται τὸ ὑπὸ τῆς σχέ-
σεως (145) καθοριζόμενον ἔργον, διὰ τὴν εἰσώθησιν αὐτοῦ θὰ ἔπρεπε νὰ
καταναλίσκεται ἔργον διὰ τὴν συμπίεσιν τοῦ ἀερίου. Τὸ ἔργον τοῦτο θὰ ἦτο
ἀκριβῶς ἴσον μὲ τὸ ἀποδιδόμενον κατὰ τὴν διαστολήν, ἂν ἡ συμπίεσις ἐγί-
νετο καὶ αὐτὴ ὑπὸ τὴν ἰδίαν θερμοκρασίαν T. Ἂν ὅμως ἡ συμπίεσις γίνεται
ὑπὸ θερμοκρασίαν μικροτέραν ἐκείνης, ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἔγινε ἡ διαστολή, εἶναι
προφανὲς ἀπὸ τὴν σχέσιν (145), ὅτι τὸ ἔργον ποὺ κερδίζομεν κατὰ τὴν δια-

στολὴν τοῦ ἀερίου, εἶναι μεγαλύτερον ἐκείνου ποὺ καταβάλλομεν διὰ τὴν συμπίεσιν αὐτοῦ εἰς τὸν ἀρχικὸν ὄγκον.

Βάσει τῶν σκέψεων αὐτῶν ὁ Sadi Carnot καθώρισε τὴν λειτουργίαν μιᾶς ἰδανικῆς θερμομηχανῆς κατὰ τὸ ἀκόλουθον σχεδιάγραμμα.

Εἰς κύλινδρον ποὺ ἔχει πλευρικὰ τοιχώματα ἀδιάθερμα, ἀλλὰ βάσιν ΕΕ (σχ. 22) τελείως διαπερατὴν ὑπὸ τῆς θερμότητος, εἶναι ἀποκεκλεισμένον μὲ ἀδιάθερμον ἔμβολον μία ὡρισμένη ποσότης ἀερίου. Ἡ βάσις τοῦ κυλίνδρου συγκοινωνεῖ θερμικῶς μὲ θερμοδεξαμενήν, ποὺ ἔχει ὡρισμένην ἀμετάβλητον θερμοκρασίαν καὶ δύναται νὰ ἀπομονώνεται θερμικῶς ἀπὸ αὐτὴν μὲ ἀδιαθερμον σύρτην. Εἰς τὸ σχῆμα παριστάνονται πέντε διαδοχικαὶ φάσεις τῆς κυκλικῆς μεταβολῆς τοῦ ἀερίου.

Εἰς τὴν πρώτην φάσιν (ἀρχικὴ κατάστασις) ἡ θερμοδεξαμενή, μὲ τὴν ὁποίαν συγκοινωνεῖ θερμικῶς ὁ κύλινδρος διὰ τῆς θερμοδιαπερατῆς βάσεώς του, ἔχει τὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν T_1 καὶ τὸ ἔμβολον, ποὺ ἀποκλείει τὸ ἀέριον, εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν Α. Εἰς τὴν δευτέραν φάσιν τὸ ἀέριον διαστέλλεται ἰσοθέρμως ὑπὸ τὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν T_1 καὶ προωθεῖ τὸ ἔμβολον ἀπὸ τὴν θέσιν Α εἰς τὴν θέσιν Β· ἔτσι παράγεται ἔργον καὶ πρὸς τοῦτο παρέχεται εἰς τὸ ἀέριον ἀπὸ τὴν θερμαδεξαμενὴν ποσὸν θερμότητος Q_1 ὑπὸ τὴν σταθερὰν θερμοκρασίαν T_1. Σύμφωνα μὲ τὴν ἐξίσωσιν καταστάσεως ἀερίου ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου καταπίπτει βαθμηδόν, καθόσον αὐξάνεται ὁ ὄγκος αὐτοῦ. Ὅταν τὸ ἔμβολον φθάσῃ εἰς τὴν θέσιν Β, ἀπομονώνεται θερμικῶς ὁ κύλινδρος ἀπὸ τὴν θερμοδεξαμενὴν διὰ παρεμβολῆς τοῦ ἀδιαθέρμου σύρτου καὶ μετὰ τοῦτο (τρίτη φάσις) τὸ ἀέριον διαστέλλεται πλέον *ἀδιαβατικῶς*, ἕνεκα τοῦ ὁποίου καταπίπτει ἡ θερμοκρασία του. Εἰς τὸ τέλος τῆς ἀδιαβατικῆς αὐτῆς διαστολῆς τὸ ἔμβολον ἔχει φθάσει εἰς τὴν θέσιν Γ καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ἔχει καταπέσει εἰς $T_2(<T_1)$· τὸ ποσὸν θερμότητος, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν πτῶσιν αὐτὴν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀερίου, παρέχει τὸ ἰσοδύναμον τοῦ ἔργου, ποὺ ἐκτελεῖται κατὰ τὴν φάσιν αὐτὴν τῆς μεταβολῆς. Ἀποσύρεται τώρα ὁ ἀδιάθερμος σύρτης καὶ ἡ διάθερμος βάσις τοῦ κυλίνδρου τίθεται εἰς θερμικὴν ἐπικοινωνίαν μὲ θερμοδεξαμενὴν θερμοκρασίας T_2, δηλαδὴ θερμοκρασίας ἴσης μὲ ἐκείνην ποὺ ἀπέκτησε τὸ ἀέριον λόγω τῆς ἀδιαβατικῆς του διαστολῆς. Ἐπακολουθεῖ ὑπὸ τὰς συνθήκας αὐτὰς εἰσώθησις τοῦ ἐμβόλου ἀπὸ τῆς θέσεως Γ εἰς τὴν Δ καὶ συνεπῶς ἰσόθερμος συμπίεσις τοῦ ἀερίου, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ ἰσοδύναμος τοῦ μηχανικοῦ ἔργου θερμότης, ποὺ παρέχεται εἰς τὸ ἀέριον, διαρρέει εἰς τὴν θερμοδεξαμενήν. Εὐθὺς ἀμέσως παρεμβάλλεται πάλιν ὁ ἀδιάθερμος σύρτης καὶ ἀποκλείεται πάλιν ἡ θερμικὴ ἐπικοινωνία τοῦ ἀερίου μὲ τὴν θερμοδεξαμενήν. Τὸ θερμικῶς ἀπομεμονωμένον ἀέριον συμπιέζεται τώρα πλέον ἀδιαβατικῶς μὲ περαιτέρω εἰσώθησιν τοῦ ἐμβόλου ἀπὸ τῆς θέσεως Δ εἰς τὴν θέσιν Α. Λόγω τῆς ἀδιαβατικῆς αὐτῆς συμπιέσεως ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου ἀνέρχεται ἀπὸ T_2 εἰς T_1. Φέρομεν τέλος τὸν κύλινδρον εἰς ἐπικοινωνίαν μὲ τὴν θερμοδεξαμενὴν τῆς θερμοκρασίας T_1, ἀποσύροντες τὸν ἀδιάθερμον σύρτην, καὶ φθάνομεν ἔτσι εἰς κατάστασιν τελείως ὁμοίαν πρὸς τὴν ἀρχικήν. Κατ' αὐτὸν τὸν τρόπον

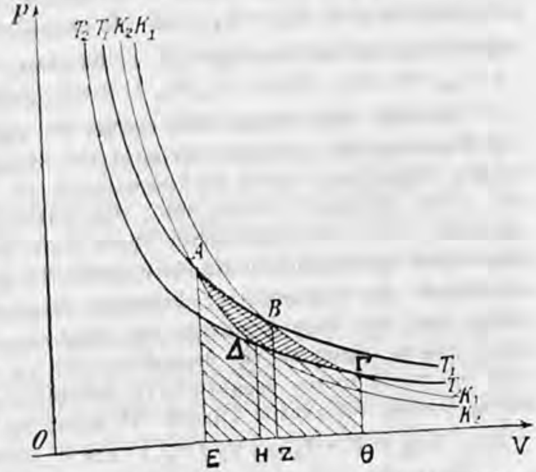


Σχ. 22. Παραστατικὴ θεώρησις τῶν διαδοχικῶν φάσεων τῆς κυκλικῆς μεταβολῆς Carnot

ἔχομεν μίαν πλήρη κυκλικὴν μεταβολήν, ποὺ μπορεῖ νὰ ἐπαναλαμβάνεται διαδοχικῶς διὰ μέσου τῶν περιγραφέντων σταδίων. Τὴν κυκλικὴν αὐτὴν μεταβολὴν τὴν ὀνομάζομεν *κύκλον τοῦ* Carnot.

Θ') Ἔργον ἀποδιδόμενον κατὰ τὸν κύκλον τοῦ Carnot.

Διὰ νὰ σχηματίσωμεν παραστατικὴν ἀντίληψιν τοῦ ἔργου, ποὺ παρέχει τὸ ἀέριον κατὰ τὴν ὡς ἄνω κυκλικήν του μεταβολήν, παριστάνομεν τὴν μεταβολὴν αὐτὴν γραφικῶς σύμφωνα μὲ σχεδιάγραμμα τοῦ Clapeyron (σχ. 23). Εἰς τοῦτο ἀναγόμεθα εἰς σύστημα συνιεταγμένων, τῶν ὁποίων αἱ τετμημέναι παρέχουν τὰς διαδοχικὰς τιμὰς τοῦ ὄγκου V καὶ αἱ τεταγμέναι τὰς ἀντιστοίχους τιμὰς τῆς πιέσεως p τοῦ ἀερίου, ποὺ ὑφίσταται τὴν μεταβολήν. Εἰς τὸ ἐπίπεδον τῶν ἀξόνων τούτων χαράσσονται— βάσει τῶν ἐξισώσεων α') τῆς ἰσοθέρμου μεταβολῆς ($pV =$ σταθ), β) τῆς ἀδιαβατικῆς μεταβολῆς ($pV^{\varkappa} =$ σταθ) — ἀφ' ἑνὸς αἱ εἰς τὰς θερμοκρασίας T_1 καὶ T_2 ἀντιστοιχοῦσαι ἰσόθερμοι καμπύλαι καὶ ἀφ' ἑτέρου αἱ ἀδιαβατικαὶ K_1 καὶ K_2, ποὺ περνοῦν ἀπὸ τὰ σημεῖα τῶν ἰσοθέρμων B ἡ πρώτη καὶ Δ ἡ δευτέρα. Τὰ σημεῖα τομῆς A, B, Γ, Δ παριστάνουν τὰς τέσσαρας διαφόρους διαδοχικὰς καταστάσεις τοῦ ἀερίου κατὰ τὴν διαδρομὴν ἑνὸς κύκλου Carnot. Ἀπὸ τὸ σημεῖον A μέχρι τοῦ B ἡ μεταβολὴ τῶν μεγεθῶν p καὶ V γίνεται κατὰ τὴν πορείαν τῆς ἰσοθέρμου T_1, καὶ τὸ ἔργον, ποὺ παράγεται κατὰ τὴν μεταβολὴν παρέχεται ἀπὸ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ABZE. Ἀπὸ τὸ σημεῖον B μέχρι τοῦ Γ συνεχίζεται ἡ διαστολὴ τοῦ ἀερίου κατὰ τὴν πορείαν τῆς ἀδιαβατικῆς καμπύλης K_1 καὶ τὸ ἔργον ποὺ παράγεται κατὰ τὴν διαστολὴν αὐτήν, παρέχεται ἀπὸ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ΒΓΘΖ. Ἀπὸ τὸ σημεῖον Γ μέχρι τοῦ Δ ἐπακολουθεῖ συμπίεσις τοῦ ἀερίου κατὰ μῆκος τῆς ἰσοθέρμου T_2 καὶ τὸ ἔργον ποὺ καταναλίσκεται πρὸς τοῦτο, παρέχεται ἀπὸ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ΓΔΗΘ. Τέλος ἀπὸ τὸ σημεῖον Δ μέχρι τοῦ ἀρχικοῦ σημείου A τὸ ἀέριον συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς κατὰ τὸ μῆκος τῆς καμπύλης K_2 καὶ τὸ ἔργον ποὺ καταβάλλεται πρὸς τοῦτο, παρέχεται ἀπὸ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ΔΑΕΗ. Ἔτσι τελικῶς τὸ ἔργον ποὺ παράγεται κατὰ τὴν ὅλην κυκλικὴν μεταβολήν, εἶναι μεγαλύτερον ἐκείνου, ποὺ δαπανᾶται κατ' αὐτὴν καὶ ἡ διαφορὰ αὐτὴ παρέχεται ἀπὸ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας ΑΒΓΔ.



Σχ. 23. Ἔργον ἀποδιδόμενον κατὰ τὸν κύκλον Carnot.

Ὥστε κατὰ τὴν κυκλικὴν μεταβολὴν ἑνὸς πλήρους κύκλου **Carnot** ***ἀπολαμβάνομεν ἔργον, τοῦ ὁποίου ἡ τιμὴ ὁρίζεται γραφικῶς ἀπὸ τὸ ἐμβαδὸν τοῦ σχήματος, ποὺ ἀποτελοῦν τὰ μεταξὺ ἀλλήλων περιλαμβανόμενα τμήματα τῶν δύο ἰσοθέρμων καὶ τῶν δύο ἀδιαβατικῶν καμπυλῶν.***

Προκειμένου τώρα νὰ εὕρωμεν τὴν ἀριθμητικὴν τιμὴν τοῦ ἔργου τούτου A, ἀθροίζομεν ἀλγεβρικῶς τὰς τιμάς, ποὺ ἔχουν τὰ ἐπὶ μέρους ἔργα κατὰ τὰς τέσσαρας διαδοχικὰς φάσεις τῆς κυκλικῆς μεταβολῆς, ἤτοι σχηματίζομεν τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα τῆς τιμῆς A_{AB} τοῦ ἔργου, ποὺ παράγεται ἀπὸ τοῦ A μέχρι τοῦ B, τῆς τιμῆς $A_{B\Gamma}$, τῆς τιμῆς $-A_{\Gamma\Delta}$ καὶ τῆς $-A_{\Delta A}$. Ἀλλὰ σύμφωνα μὲ τὰς σχέσεις (145) καὶ

(146), πού μάς δίδουν τό έργον, ή πρώτη κατά τήν ισόθερμον καί ή δευτέρα κατά τήν άδιαβατικήν μεταβολήν, θά είναι : $A_{AB} = R.\nu.T_1.\lg(V_B/V_A)$,
$A_{B\Gamma}=[R.\nu/(\varkappa-1)].(T_1-T_2)$, $-A_{\Gamma\Delta}=R.\nu.T_2.\lg(V_\Delta/V_\Gamma)=-R.\nu.T_2.\lg(V_\Gamma/V_\Delta)$
καί $-A_{\Delta A}=[R.\nu/(\varkappa-1)].(T_2-T_1)=-[R.\nu/(\varkappa-1)].(T_1-T_2)$

Έτσι τό έργον πού κερδίζομεν κατά τόν κύκλον Carnot θά είναι :

$$A=R\nu T_1\lg\left(\frac{V_B}{V_A}\right)+\frac{R.\nu}{\varkappa-1}\left(T_1-T_2\right)-R\nu T_2\lg\left(\frac{V_\Gamma}{V_\Delta}\right)-\frac{R.\nu}{\varkappa-1}\left(T_1-T_2\right)=$$

$$=R\nu T_1\lg\left(\frac{V_B}{V_A}\right)-R.\nu T_2\lg\left(\frac{V_\Gamma}{V_\Delta}\right) \text{ ή } A=R\nu\left|T_1\lg\frac{V_B}{V_A}-T_2\lg\left(\frac{V_\Gamma}{V_\Delta}\right)\right| \quad (147)$$

Άν ληφθή ύπ' όψιν ότι κατά τόν νόμον τού Poisson είναι : $V_A^{\varkappa-1}.T_1=$ $=V_\Delta^{\varkappa-1}.T_2$ καί $V_B^{\varkappa-1}.T_1=V_\Gamma^{\varkappa-1}.T_2$ προκύπτει : $\dfrac{V_B^{\varkappa-1}}{V_A^{\varkappa-1}}=\dfrac{V_\Gamma^{\varkappa-1}}{V_\Delta^{\varkappa-1}}$

καί $V_B/V_A=V_\Gamma/V_\Delta$

Μπορούμε λοιπόν νά άντικαταστήσωμεν είς τήν σχέσιν (147) τόν λόγον $\dfrac{V_\Gamma}{V_\Delta}$ μέ τόν $\dfrac{V_B}{V_A}$ καί έτσι θά έχωμεν : $A=R.\nu(T_1-T_2)\lg\left(\dfrac{V_B}{V_A}\right)$ (148)

Ό λόγος τού έργου τούτου A τό όποίον κερδίζομεν κατά τήν κυκλικήν αύτήν μεταβολήν πρός τό έργον A_{AB} πού ύπό μορφήν θερμότητος προσλαμβάνεται άπό τήν θερμοδεξαμενήν τής θερμοκρασίας T_1 θά είναι :

$$A:A_{AB}=R.\nu.(T_1-T_2).\lg(V_B/V_A):R.\nu.T_1.\lg(V_B/V_A)=(T_1-T_2):T_1 \quad (149)$$

Ό λόγος αύτός παρέχει τήν σχέσιν τού μηχανικού έργου, πού άπολαμβάνομεν άπό θερμομηχανήν λειτουργούσαν κατά τόν κύκλον Carnot, πρός τό έργον πού ύπό μορφήν θερμότητος πρέπει νά προσφέρωμεν είς τήν μηχανήν διά τήν λειτουργίαν της. Όπως βλέπομεν ό λόγος αύτός είναι πάντοτε μικρότερος τής μονάδος καί τούτο σημαίνει ότι τό άπολαμβανόμενον έργον είναι πάντοτε μικρότερον τού ύπό μορφήν θερμότητος προσφερομένου είς τήν μηχανήν. Τό έξαγόμενον τούτο είναι εύνόητον, άν σκεφθώμεν ότι έν μέρος τής θερμικής ένεργείας πού προσδίδεται είς τήν μηχανήν άπό τήν θερμοδεξαμενήν τής ύψηλοτέρας θερμοκρασίας T_1, άποδίδεται πάλιν άπό τό άέριον είς τήν θερμοδεξαμενήν τής θερμοκρασίας T_2. Ή άριθμητική τιμή τού ποσού τούτου θερμότητος Q_2 καθορίζεται άπό τήν τιμήν τού έργου $A_{\Gamma\Delta}$ τής τρίτης φάσεως τού κύκλου Carnot. Ή σχέσις της πρός τήν A_{AB} θά είναι :

$$A_{\Gamma\Delta}:A_{AB}=R.\nu.T_2.\lg(V_\Gamma/V_\Delta):R.\nu.T_1.\lg(V_B/V_A)=T_2:T_1 \quad (150)$$

Προκειμένου νά έκφρασθούν αί παραπάνω άριθμητικαί τιμαί είς θερμικάς μονάδας πρέπει νά πολ]σθούν έπί τό θερμικόν ίσοδύναμον A τού μηχανικού έργου. Έτσι, άν παραστήσωμεν μέ Q_1 τό ποσόν θερμότητος, πού προσφέρεται είς τό άέριον άπό τήν θερμοδεξαμενήν τής θερμοκρασίας T_1 καί $-Q_2$ τό ποσόν θερμότητος, πού άποδίδεται πάλιν άπό τό άέριον είς τήν θερμοδεξαμενήν τής χαμηλοτέρας θερμοκρασίας T_2 θά είναι :

$$Q_1=A.A_{AB} \quad \text{καί} \quad Q_2=A.A_{\Gamma\Delta}$$

Ό λόγος τών ποσών παραμένει ό αύτός, είτε είς θερμικάς μονάδας έκφράζονται ταύτα, είτε είς μηχανικάς. Συνεπώς είναι :

$$\frac{Q_1}{Q_2}=\frac{A_{\Gamma\Delta}}{A_{AB}}=\frac{T_1}{T_2} \quad (150') \quad \text{καί} \quad \frac{Q_1-Q_2}{Q_1}=\frac{A}{A_{AB}}=\frac{T_1-T_2}{T_1} \quad (149')$$

ι') Ἀπόδοσις τῆς κυκλικῆς μεταβολῆς Carnot. Σύμφωνα μὲ ὅσα εἴπαμε παραπάνω διὰ τὰς διαδοχικὰς φάσεις τῆς κυκλικῆς μεταβολῆς τοῦ Carnot μποροῦμε νὰ χωρίσωμεν τὴν ἐνέργειαν, ποὺ παρέχεται εἰς τὸ ἀέριον ἀπὸ τὴν θερμοδεξαμενὴν τῆς θερμοκρασίας T_1 ὑπὸ μορφὴν θερμότητος Q_1, εἰς δύο μέρη. Ἐκ τούτων τὸ ἓν καθοριζόμενον ἀπὸ τὸν λόγον $\mu = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$ κερδίζεται ὡς μηχανικὸν ἔργον, ἐνῶ τὸ ἄλλο $1 - \mu = \frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1}$ ἐκφεύγει πάλιν ὡς θερμότης εἰς τὴν θερμοδεξαμενὴν τῆς θερμοκρασίας T_2. Ὁ λόγος μ ὀνομάζεται **ἀπόδοσις** θερμομηχανῆς λειτουργούσης κατὰ τὸν κύκλον Carnot. Τὸ ἐξαγόμενον εἰς τὸ ὁποῖον ἔφθασε ὁ Carnot διὰ τὴν ἀπόδοσιν μιᾶς ἰδανικῆς μηχανῆς ἔχει μεγάλην σημασίαν, διότι παρέχει τὸ ὅριον μέχρι τοῦ ὁποίου θὰ ἔφθανε ἡ ἀπόδοσις κάθε θερμομηχανῆς τελειοποιουμένης εἰς βαθμόν, ὥστε ἡ κυκλικὴ μεταβολὴ εἰς αὐτὴν νὰ εἶναι ἀντιστρεπτή, τ. ἔ. νὰ διατρέχῃ σειρὰν διαδοχικῶν καταστάσεων ἰσορροπίας ἢ νὰ εἶναι ἀπηλλαγμένη μὴ ἀντιστρεπτῶν ἐπὶ μέρους μεταβολῶν, ὡς εἶναι ἡ τριβὴ καὶ ἡ ἀπώλεια θερμότητος δι' ἀγωγῆς ἢ ἀκτινοβολίας.

Ὅπως δείχνει ἡ σχέσις $\mu = (T_1 - T_2)/T_1$, ἡ ἀπόδοσις εἶναι μεγαλυτέρα ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ὑψηλοτέρα θερμοκρασία T_1 ἐν συγκρίσει πρὸς τὴν χαμηλοτέραν T_2. Τὴν μεγίστην ἀπόδοσιν θὰ εἶχε μία ἰδανικὴ μηχανή, θὰ ἦτο δηλ. δι' αὐτὴν $\mu = 1$, ἂν ἡ θερμοκρασία T_2 τῆς ψυχροτέρας δεξαμενῆς ἦτο ἴση μὲ τὴν τοῦ ἀπολύτου μηδενός.

ια') Πρώτη ἀρχὴ τῆς θερμοδυναμικῆς. Εἴδαμε εἰς τὰ προηγούμενα (§ 31, β) ὅτι κατὰ τὴν μεταβολὴν μηχανικοῦ ἔργου εἰς θερμότητα ἰσχύει πάντοτε ἡ ἀρχὴ διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας, σύμφωνα μὲ τὴν ὁποίαν ἡ παραγομένη θερμότης εἶναι ἀνάλογος τοῦ μηχανικοῦ ἔργου, ποὺ καταναλίσκεται πρὸς τοῦτο. Ἐπὶ πλέον καθωρίσαμεν ἐκεῖ καὶ τὸν συντελεστὴν τῆς ἀναλογίας αὐτῆς, ποὺ τὸν ὠνομάσαμεν μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος. Ἀλλὰ καὶ ὅταν ἀντιστρόφως μετατρέπεται θερμότης εἰς μηχανικὸν ἔργον, ὅπως γίνεται εἰς τὰς θερμομηχανάς, ἰσχύει πάλιν ἡ Ἀρχὴ διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας, ἀφοῦ καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ παραγόμενον μηχανικὸν ἔργον εἶναι ἀνάλογον τοῦ ποσοῦ θερμότητος, ποὺ διατίθεται πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον.

Ἔτσι ἡ Ἀρχὴ διατηρήσεως τῆς ἐνεργείας ποὺ μᾶς λέει ὅτι ἡ ἐνέργεια παραμένει ἐν τῷ συνόλῳ της σταθερὰ κατὰ τὰς διαφόρους μεταπτώσεις της ἀπὸ τῆς μιᾶς μορφῆς (θερμικῆς) εἰς τὴν ἄλλην (μηχανικὴν) καὶ τανάπαλιν, ἀποτελεῖ μίαν τῶν βασικῶν προϋποθέσεων τῆς θερμοδυναμικῆς καὶ χαρακτηρίζεται ὡς ***πρώτη Ἀρχὴ αὐτῆς***.

ιβ') Δευτέρα Ἀρχὴ τῆς θερμοδυναμικῆς. Εἴδαμε ὅτι ἀκόμη καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ποὺ μιὰ κυκλικὴ μεταβολὴ εἶναι ἀντιστρεπτὴ (κύκλος Carnot), διατρέχει δηλαδὴ διαδοχικὰς καταστάσεις ἰσορροπίας, δὲν μεταβάλλεται εἰς ἔργον ὅλον τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος Q_1 ποὺ παρέχεται ἀπὸ τὴν θερμοδεξαμενὴν τῆς ὑψηλοτέρας θερμοκρασίας T_1, ἀφοῦ μέρος Q_2 τῆς θερμότητος ταύτης παραλαμβάνεται ἀπὸ τὴν δεξαμενὴν τῆς χαμηλοτέρας θερμοκρασίας T_2. Εἰς τὴν πραγματικότητα ποὺ ἡ κυκλικὴ μεταβολὴ εἶναι μὴ ἀντιστρεπτή, τ. ἔ. ἀφήνει κατὰ τὴν διαδρομήν της μεταβολῆς, ποὺ παραμένουν, τὸ ποσοστὸν τῆς θερμότητος, ποὺ μεταβάλλεται εἰς ἔργον, εἶναι πολὺ μικρότερον, ἐνῶ αὐξάνεται ἀντιστοίχως τὸ ποσοστὸν αὐτῆς, ποὺ ἐκφεύγει ὡς θερμότης εἰς τὸ περιβάλλον τοῦ συστήματος, ποὺ ὑφίσταται τὴν μεταβολήν.

Εἶναι λοιπὸν ἀδύνατον νὰ κατασκευασθῇ πραγματικὴ θερμομηχανή, ἡ ὁποία νὰ ἔχῃ ἀπόδοσιν ἴσην μὲ τὴν ἀπόδοσιν $(T_1-T_2)/T_1$ τῆς ἰδανικῆς θερμομηχανῆς καὶ πολὺ περισσότερον ἀδύνατον νὰ ὑπερβῇ τὴν ἀπόδοσιν αὐτήν. Τὸ ἀδύνατον τῆς κατασκευῆς μιᾶς τοιαύτης μηχανῆς δὲν ὑποστηρίζεται ἐκ τοῦ ὅτι αὕτη θὰ ἀντέβαινε εἰς τὴν πρώτην ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς. Τοὐναντίον μάλιστα σύμφωνα μὲ τὴν πρώτην ἀρχὴν θὰ μπορούσαμε νὰ ἀποπειραθῶμεν τὴν ἐπινόησιν θερμομηχανῆς, ποὺ θὰ μᾶς μετέτρεπε εἰς ἔργον ὅλην τὴν θερμότητα, ποὺ θὰ παρείχαμεν εἰς αὐτήν. Ὑποστηρίζομεν ὅμως μετὰ βεβαιότητος τὸ ἀδύνατον τῆς ἐπινοήσεως μιᾶς τοιαύτης θερμομηχανῆς, διότι τοῦτο μᾶς ἐπιβάλλει ἡ Ἐμπειρία· καὶ εἴμεθα τόσον βέβαιοι περὶ τῆς γενικῆς ἰσχύος τῆς ἐμπειρικῆς διαπιστώσεως ὅτι εἶναι ἀδύνατον νὰ ἐφευρεθῇ τοιαύτη μηχανή, ὥστε θεωροῦμεν τὴν διαπίστωσιν αὐτὴν ὡς ἓν δεύτερον βάθρον τῆς θερμοδυναμικῆς καὶ χαρακτηρίζομεν αὐτὴν ὡς ***δευτέραν Ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς.***

Σύμφωνα μὲ τὴν δευτέραν Ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς (πού, ἐπαναλαμβάνομεν, ἔχει τὰς ρίζας της εἰς τὴν Ἐμπειρίαν) δὲν εἶναι μὲ κανένα τρόπον δυνατὸν νὰ παίρνομε συνεχῶς θερμότητα ἀπὸ μίαν θερμοδεξαμενὴν (ὕδωρ θαλάσσης) ὁμοιομόρφου καθ' ὅλην της τὴν ἔκτασιν θερμοκρασίας καὶ νὰ μετατρέπωμεν τὴν θερμότητα αὐτὴν εἰς ἔργον, χωρὶς νὰ ἔχωμεν καὶ μίαν ἄλλην θερμοδεξαμενὴν μὲ χαμηλοτέραν θερμοκρασίαν, μὲ ἄλλα λόγια, χωρὶς τὴν ὕπαρξιν μιᾶς διαφορᾶς θερμοκρασιῶν. Ἐὰν δὲν ἴσχυε τοῦτο θὰ ἦτο δυνατὸν μὲ τὰ τεράστια ποσὰ θερμότητος, ποὺ περιέχονται εἰς τὸ ὕδωρ τῶν θαλασσῶν καὶ ὠκεανῶν, εἰς τὴν ξηρὰν καὶ εἰς τὸν ἀέρα νὰ τροφοδοτοῦμεν ***ἀδαπάνως*** θερμομηχανὰς καὶ συνεπῶς νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν λειτουργίαν ἑνὸς εἴδους «ἀεικινήτου», τὸ ὁποῖον πρὸς διάκρισιν ἀπὸ ἐκεῖνο ποὺ ἀποκλείει ἡ πρώτη Ἀρχὴ ὀνομάζεται «ἀεικίνητον δευτέρου εἴδους». Ἔτσι μποροῦμε κατὰ τὸν Ostwald νὰ διατυπώσωμεν τὴν δευτέραν Ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς καὶ ὡς ἑξῆς :

«Τὸ ἀεικίνητον δευτέρου εἴδους εἶναι καὶ αὐτὸ ἀδύνατον».

Ἐπὶ πλέον εἶναι ἐπίσης ἀδύνατον νὰ μεταβιβάσωμεν θερμότητα ἀπὸ δεξαμενὴν χαμηλοτέρας θερμοκρασίας εἰς δεξαμενὴν ὑψηλοτέρας θερμοκρασίας χωρὶς νὰ καταναλώσωμεν πρὸς τοῦτο ἀντίστοιχον ἔργον.

Μὲ αὐτὰ ἡ δευτέρα ἀρχὴ μπορεῖ νὰ διατυπωθῇ κατὰ τὸν Clausius (1850) καὶ ὡς ἑξῆς : ***Εἶναι ἀδύνατον νὰ μεταφερθῇ θερμότης ἀφ' ἑαυτῆς, δηλαδὴ χωρὶς ἐξωτερικὴν ἐπίδρασιν, ἀπὸ ψυχρὸν σῶμα εἰς θερμότερον*** *ἢ νὰ παραχθῇ ἀφ' ἑαυτῆς διαφορὰ θερμοκρασίας εἰς σῶμα μὲ ὁμοιόμορφον καθ' ὅλην του τὴν ἔκτασιν θερμοκρασίαν.*

Εἰς κάθε φαινόμενον, ποὺ λαμβάνει χώραν ἀφ' ἑαυτοῦ, εὑρίσκομεν ὅτι ἡ κατεύθυνσις τῆς διαδρομῆς του εἶναι τοιαύτη ὥστε νὰ προκύπτη δι' αὐτοῦ πιθανωτέρα ἢ τουλάχιστον ὄχι ἀπιθανωτέρα κατάστασις. Ἡ πιθανωτέρα κατάστασις εἰς ἓν κλειστὸν σύστημα, ποὺ δὲν δέχεται ἔξωθεν ἐπιδράσεις, εἶναι ἡ κατάστασις πλήρους ἀταξίας, εἰς τὴν ὁποίαν ἐξαφανίζονται ὅλαι ἐκεῖναι αἱ καταστάσεις, ποὺ εἶναι ἀποτέλεσμα κάποιας τακτοποιήσεως, ὅπως εἶναι αἱ καταστάσεις τῶν διαφορῶν θερμοκρασίας, πιέσεως, συγκεντρώσεως. Μὲ ἄλλα λόγια ἡ πιθανωτέρα κατάστασις ἐμφανίσεως ἑνὸς κλειστοῦ καὶ μεμονωμένου συστήματος εἶναι ἐκείνη, εἰς τὴν ὁποίαν δὲν ὑφίσταται καμμία συμπύκνωσις ἐνεργείας εἰς κάποιαν ἐπὶ μέρους θέσιν τοῦ σώματος, ἀλλὰ ἐπικρατεῖ τελείως ὁμοιόμορφος θερμοκρασία καθ' ὅλην τὴν ἔκτασιν τοῦ συστήματος.

Εἰς κάθε κλειστὸν καὶ ἀπομεμονωμένον σύστημα αἱ μεταβολαί, ποὺ λαμβάνουν χώραν ἀφ' ἑαυτῶν, ἔχουν τοιαύτην διεύθυνσιν τῆς διαδρομῆς των, ὥστε νὰ μεταπίπτη τὸ σύστημα εἰς καταστάσεις μεγαλυτέρας ἢ (τὸ πολὺ) ἴσης πιθανότητος. Μεταβολαὶ μὲ τὰς ὁποίας ἡ πιθανότης καταστάσεως τοῦ συστήματος παραμένει ἡ αὐτὴ εἶναι αἱ ἀντιστρεπταὶ μεταβολαί. Ἀντιθέτως ἐκεῖναι διὰ τῶν ὁποίων προκύπτουν καταστάσεις μεγαλυτέρας πιθανότητος εἶναι μὴ ἀντιστρεπταὶ μεταβολαί. Σύμφωνα μὲ αὐτὰ ὁ Boltzmann διετύπωσε τὸ 1866 τὴν δευτέραν Ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς ὡς ἑξῆς: *Ἡ Φύσις τείνει διαρκῶς ἀπὸ μιᾶς καταστάσεως εἰς ἄλλην πιθανωτέραν.*

ιγ) Ἐ ν τ ρ ο π ί α. Ἀπὸ τὴν σχέσιν (150') προκύπτει ὅτι εἶναι:

$$Q_1/T_1 = Q_2/T_2 \qquad (151)$$

Ἤτοι: Τὸ πηλίκον τῆς διαιρέσεως τῆς θερμότητος Q_1 ποὺ προσλαμβάνεται ἀπὸ τὸ ἀέριον, ποὺ ὑφίσταται τὴν κυκλικὴν μεταβολήν, διὰ τῆς θερμοκρασίας T_1 ὑπὸ τὴν ὁποίαν γίνεται τοῦτο, εἶναι ἴσον μὲ τὸ πηλίκον τῆς θερμότητος Q_2, ποὺ ἀποδίδεται ἀπὸ τὸ ἀέριον, διὰ τῆς θερμοκρασίας T_2, ὑπὸ τὴν ὁποίαν γίνεται ἡ ἀπόδοσις αὕτη κατὰ τὴν διαδρομὴν τῆς κυκλικῆς μεταβολῆς τοῦ ἀερίου.

Ὁ Lorenz ὠνόμασεν *ἀνηγμένην θερμότητα* τὸ πηλίκον τυχόντος ποσοῦ θερμότητος Q διὰ τῆς θερμοκρασίας T, ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἐκδηλώνεται τοῦτο. Ἔτσι τὸ ἐξαγόμενον ἀπὸ τὴν σχέσιν (151) διατυπώνεται συντομώτερον ὡς ἑξῆς: *Εἰς κάθε ἀντιστρεπτὴν κυκλικὴν μεταβολὴν (ὅπως εἶναι ὁ κύκλος* Carnot*) ἡ ἀνηγμένη θερμότης, ποὺ προσλαμβάνει τὸ σῶμα, (τὸ ὁποῖον ὑφίσταται τὴν μεταβολήν), εἶναι ἴση μὲ τὴν ἀνηγμένην θερμότητα, ποὺ ἀποδίδει τὸ αὐτὸ σῶμα, μέχρις ὅτου συμπληρωθῇ ἡ κυκλικὴ μεταβολή.*

Ἂν τὸ προσλαμβανόμενον ποσὸν θερμότητος Q_1 θεωρηθῇ θετικόν, τότε τὸ ἀποδιδόμενον Q_2 θὰ εἶναι ἀρνητικὸν καὶ συνεπῶς θὰ εἶναι:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{-Q_2}{T_2} \quad ἢ \quad \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \qquad (151')$$

τ.ἔ. *Τὸ ἀλγεβρικὸν ἄθροισμα ὅλων τῶν ἀνηγμένων ποσῶν θερμότητος ποὺ ἀπαιτοῦνται διὰ τὴν συμπλήρωσιν μιᾶς πλήρους ἀντιστρεπτῆς κυκλικῆς μεταβολῆς εἶναι ἴσον μὲ μηδέν.*

Ἐξ ἄλλου ἀποδεικνύεται ὅτι τὸ ἄθροισμα τῶν ἀνηγμένων θερμοτήτων, ποὺ προσλαμβάνονται ἀπὸ τὸ σῶμα ἢ ἀποδίδονται ἀπὸ αὐτό, ὅταν τοῦτο μεταπίπτη ἐκ μιᾶς καταστάσεως A εἰς ἄλλην B, εἶναι ἀνεξάρτητον τῆς διαδρομῆς, τὴν ὁποίαν ἀκολουθεῖ ἡ μετάπτωσις αὐτὴ καὶ ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν διαφοράν, ποὺ ἔχουν μεταξύ των αἱ δύο θεωρούμεναι καταστάσεις. Πρὸς ἔκφρασιν τῆς διαφορᾶς ταύτης μᾶς χρειάζεται διὰ κάθε κατάστασιν τοῦ σώματος ἕνα μέγεθος S χαρακτηριστικὸν τῆς καταστάσεως αὐτοῦ. Ἂν ἡ τιμὴ τοῦ μεγέθους αὐτοῦ εἶναι S_A διὰ τὴν κατάστασι A καὶ S_B διὰ τὴν κατάστασιν B, ἡ διαφορὰ $S_B - S_A$ μᾶς δίνει τὸ ἄθροισμα ὅλων τῶν ἀνηγμένων θερμοτήτων $\sum\limits_A^B \frac{\Delta Q}{T}$ (καὶ εἰς τὸ ὅριον $\int\limits_A^B \frac{dQ}{T}$) ποὺ προσλαμβάνονται ἢ ἀποδίδονται ἀπὸ τὸ σῶμα κατὰ τὴν μετάβασίν του ἀπὸ τῆς καταστάσεως A εἰς τὴν B.

Τὴν διαφορὰν αὐτὴν $S_B - S_A \left[= \int\limits_A^B \frac{dQ}{T}\right]$ τὴν ὀνομάζομεν ***ἐντροπίαν*** τοῦ σώματος, ποὺ ὑφίσταται τὴν μεταβολὴν ἀπὸ τῆς καταστάσεως A εἰς τὴν B.

Ἀπὸ τὸν ὁρισμὸν αὐτὸν τῆς ἐντροπίας προκύπτει ὅτι αἱ διαστάσεις τοῦ ποσοῦ τούτου εἰς τὸ σύστημα cgs εἶναι: $[\text{erg} \cdot \text{grad}^{-1}]$.

Σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμὸν τῆς ἐντροπίας ἡ τιμὴ αὐτῆς διὰ μίαν ὡρισμένην κατάστασιν τοῦ σώματος δὲν μπορεῖ νὰ καθορισθῆ, ἂν δὲν καθορισθῆ προηγουμένως μία ἀρχικὴ τιμὴ χαρακτηριστικὴ μιᾶς βασικῆς καταστάσεως, εἰς τὴν ὁποίαν ἀναγόμεθα. Εἶναι δηλαδὴ ἡ ἐντροπία σώματος ἓν ὡρισμένον μέγεθος ἐπηυξημένον κατὰ αὐθαίρετον σταθερὰν ποσότητα.

Ἂν τὸ σῶμα ἐκτελῆ μίαν *κυκλικὴν* ἀντιστρεπτὴν μεταβολήν, ἡ τελικὴ κατάστασις B δὲν διαφέρει τῆς ἀρχικῆς καταστάσεως A καὶ ἑπομένως εἶναι $S_B - S_A = S_A - S_A = 0$. ***Ὥστε κατὰ μίαν κυκλικὴν ἀντιστρεπτὴν μεταβολὴν ἡ ἐντροπία τοῦ σώματος δὲν μεταβάλλεται*** $\left[\oint \frac{dQ}{T} = 0\right]$

Ἂν ἡ κυκλικὴ μεταβολὴ ***δὲν*** εἶναι ἀντιστρεπτή, ἡ ἐντροπία τοῦ σώματος μεταβάλλεται. Τὸ ὁλοκλήρωμα $\int \frac{dQ}{T}$, ποὺ παρέχει τὴν τιμὴν τῆς μεταβολῆς αὐῆς, θὰτ εἶναι μικρότερον τοῦ μηδενός, διότι οἱ ἀρνητικοὶ ὅροι τοῦ ἀθροίσματος, ποὺ συνιστᾶ τὸ ὁλοκλήρωμα, τ. ἔ. αἱ ἀνηγμέναι θερμότητες, ποὺ ἀποδίδονται ἀπὸ τὸ σῶμα, εἶναι τώρα μεγαλύτεραι, ἀφοῦ εἰς τὴν μὴ ἀντιστρεπτὴν μεταβολὴν ἀναπτύσσονται τριβαί, ποὺ ἀπορροφοῦν μέρος τῆς θερμότητος, ποὺ παρέχεται εἰς τὸ σῶμα. Πρέπει λοιπὸν νὰ εἶναι τώρα: $\int \frac{dQ}{T} < 0$. Τούτου τεθέντος ὑποθέτομεν ὅτι τὸ σῶμα, ποὺ διὰ μιᾶς μὴ ἀντιστρεπτῆς μεταβολῆς μετέπεσε ἀπὸ τὴν κατάστασιν A εἰς τὴν B, ἐπαναφέρεται μὲ ἀντιστρεπτὴν μεταβολὴν ἀπὸ τὴν κατάστασιν B εἰς τὴν A. Ἔτσι τὸ σῶμα ἐκτελεῖ ἐν συνόλῳ μίαν κυκλικὴν μὴ ἀντιστρεπτὴν μεταβολήν. Ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας του κατὰ τὸν κύκλον αὐτὸν θὰ εἶναι ἄθροισμα τῶν ὁλοκληρωμάτων $\int\limits_A^B \frac{dQ}{T}$ καὶ $\int\limits_B^A \frac{dQ}{T}$. Ἐκ τούτων τὸ πρῶτον ποὺ ἐκφράζει μὴ ἀντιστρεπτὴν μεταβολὴν εἶναι ἀρνητικόν, ἐνῶ τὸ δεύτερον ποὺ ἐκφράζει ἀντιστρεπτὴν μεταβολὴν εἶναι ἴσον μὲ $S_A - S_B = 0$. Ἑπομένως θὰ ἔχωμεν $\int\limits_A^B \frac{dQ}{T} + (S_A - S_B) < 0$

καὶ $S_B - S_A > \int\limits_A^B \frac{dQ}{T}$ ἤτοι: Εἰς τὴν μὴ ἀντιστρεπτὴν μεταβολὴν ἡ μεταβολὴ τῆς ἐντροπίας εἶναι μεγαλυτέρα τοῦ ὁλοκληρώματος τῶν ἀνηγμένων θερμοτήτων αὐτῆς.

Προκειμένου περὶ σώματος (ἢ συστήματος σωμάτων) ἀποκεκλεισμένου θερμικῶς ἀπὸ τὸ περιβάλλον του διὰ τὸ ὁποῖον εἶναι $dQ=0$, θὰ εἶναι καὶ $\int \frac{dQ}{T} = 0$ καὶ συνεπῶς

$$S_B - S_A > 0, \text{ τ. ἔ.} \qquad (152)$$

Εἰς κάθε κλειστὸν σύστημα αἱ μὴ ἀντιστρεπταὶ μεταβολαὶ γίνονται κατὰ τρόπον, ὥστε νὰ αὐξάνεται ἡ ἐντροπία τοῦ συστήματος.

Συσχετίζοντες τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο μὲ τὸ συμπέρασμα ὅτι εἰς κάθε κλειστὸν σύστημα αἱ μεταβολαὶ ποὺ λαμβάνουν χώραν γίνονται κατὰ τρόπον, ὥστε νὰ προκύπτουν πιθανώτεραι καταστάσεις τοῦ συστήματος (σελ. 75), εὑρίσκομεν ὅτι :

Ἡ ἐντροπία S μιᾶς καταστάσεως κλειστοῦ συστήματος εἶναι ἀνάλογος πρὸς τὸν φυσικὸν λογάριθμον (lg) τῆς πιθανότητος W τῆς καταστάσεως ταύτης.

ἤτοι εἶναι :

$$S=k \cdot \lg W \qquad (153)$$

ὅπου ὁ συντελεστὴς ἀναλογίας $k=1{,}37.10^{-16}$ [erg . grad^{-1}] εἶναι ἡ λεγομένη σταθερὰ τοῦ Boltzmann.

ιδ) *Ἐλευθέρα καὶ δεσμευμένη ἐνέργεια συστήματος.* Εἴδαμε (σελ 28) ὅτι ἡ πρώτη ἀρχὴ τῆς θερμοδυναμικῆς μπορεῖ νὰ ἐκφρασθῇ μὲ τὴν σχέσιν :

$$J.\Delta Q=\Delta U+\Delta A \qquad (118')$$

Ὅπου J παριστάνει τὸ μηχανικὸν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος, ΔQ τὴν μεταβολὴν τοῦ ποσοῦ θερμότητος τοῦ συστήματος καὶ ΔU, ΔA τὰς ἀντιστοίχους μεταβολὰς τῆς ἐνεργείας ποὺ ἐγκλείει τὸ σύστημα καὶ τοῦ ἐξωτερικοῦ ἔργου.

Ἐξ ἄλλου σύμφωνα μὲ ὅσα εἴπαμε εἰς τὸ προηγούμενον ἐδάφιον ἡ δευτέρα ἀρχὴ τῆς θερμοδυναμικῆς μπορεῖ νὰ ἐκφρασθῇ μὲ τὸν τύπον :

$$\Delta S = \Delta Q/T \quad \text{ἢ} \quad \Delta Q=T.\Delta S$$

ὅπου ΔS παριστάνει τὴν μεταβολὴν τῆς ἐντροπίας τοῦ συστήματος καὶ $\frac{\Delta Q}{T}$ τὴν ἀντίστοιχον μεταβολὴν τῆς ἀνηγμένης θερμότητος αὐτοῦ.

Διὰ συνδυασμοῦ τῶν σχέσεων τούτων προκύπτει :

$$J.T.\Delta S=\Delta U+\Delta A \text{ καὶ εἰς τὸ ὅριον } J.T.dS=dU+dA \qquad (154)$$

Προκειμένου νὰ καθορισθῇ τὸ μέτρον τῆς χημικῆς συγγενείας ὁ Berthelot διετύπωσε τὸ 1867 τὸν κανόνα ὅτι μεταξὺ τῶν διαφόρων δυνατῶν χημικῶν μεταβολῶν εἰς κάθε συγκεκριμένην περίπτωσιν λαμβάνουν χώραν ἐκεῖναι, ποὺ συνοδεύονται ἀπὸ ἔκλυσιν μεγαλυτέρου ποσοῦ θερμότητος. Εἰς πολλὰς ὅμως περιπτώσεις, ἰδίως ὅταν ἡ μεταβολὴ συνεπάγεται ἀλλαγὴν τῆς φυσικῆς καταστάσεως τοῦ συστήματος, ὁ κανὼν οὗτος τοῦ Berthelot δὲν ἔχει ἰσχὺν καὶ διὰ τοῦτο ἐχρειάσθη νὰ ἀναζητηθοῦν ἄλλα κριτήρια διὰ τὸν βαθμὸν τῆς χημικῆς συγγενείας.

Εἰς τὴν περίπτωσιν ἀντιστρεπτῆς χημικῆς μεταβολῆς πρέπει κατὰ τ' ἀνωτέρω νὰ εἶναι:

$$J.\Delta Q=J.T.\Delta S=\Delta U+\Delta A=\Delta U+p.\Delta V$$

(ἂν ἀντὶ τοῦ ἐξωτερικοῦ ἔργου ΔA θέσωμεν τὸ ἴσον του γινόμενον τῆς πιέσεως p ἐπὶ τὴν μεταβολὴν τοῦ ὄγκου ΔV τοῦ συστήματος).

Ἐκ τῆς σχέσεως αὐτῆς προκύπτει :

$$\Delta A=p.\Delta V=-\Delta U+J.T.\Delta S=-\Delta(U-J.T.S)=-\Delta H \qquad (155)$$

Ἤτοι τὸ παραγόμενον κατὰ τὴν μεταβολὴν αὐτὴν ἐξωτερικὸν ἔργον ΔA εἶναι ἴσον μὲ τὴν ἐλάττωσιν (−ΔH) ἑνὸς μεγέθους $H=U-J.T.S$, τὸ ὁποῖον προκύπτει, ἂν ἡ ὅλη ἐνέργεια U, ποὺ ἐγκλείει τὸ σύστημα μειωθῇ, κατὰ τὸ ποσὸν J.T.S.

Ἀλλὰ κατὰ τὴν ἀντιστρεπτὴν μεταβολὴν παρέχεται τὸ μέγιστον δυνατὸν ἐξωτερικὸν ἔργον. Ἐπομένως δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἀντλήσωμεν ἀπὸ τὴν ἐνέργειαν U, ποὺ ἐγκλείει τὸ σῶμα, ποσὸν μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μέρος H αὐτῆς καὶ νὰ χρησιμοποιήσωμεν τοῦτο πρὸς παραγωγὴν ἐξωτερικοῦ ἔργου. Μόνον δηλαδὴ τὸ μέρος H εἶναι ἐλεύθερον (διαθέσιμον)· διὰ τοῦτο χαρακτηρίζομεν τὸ μέρος τοῦτο H τῆς ἐνεργείας U ποὺ ἐγκλείει τὸ σῶμα, ὡς ***ἐλευθέραν ἐνέργειαν***, ἐνῶ τὸ ἄλλο μέρος J.T.S αὐτῆς τὸ ὀνομάζομεν ***δεσμευμένην ἐνέργειαν*** τοῦ σώματος (ἢ συστήματος σωμάτων). Βάσει τοῦ καθορισμοῦ τούτου ὁ vant' Hoff διετύπωσε τὸ 1883 τὴν σκέψιν ὅτι τὸ μέτρον τῆς χημικῆς συγγενείας πρέπει νὰ δίδεται ἀπὸ μόνην τὴν ἐλευθέραν ἐνέργειαν τοῦ σώματος (ἢ συστήματος σωμάτων).

Μεταβολαὶ ποὺ λαμβάνουν χώραν αὐτομάτως, γίνονται μὲ δαπάνην τῆς ἐλευθέρας ἐνεργείας τοῦ συστήματος καὶ μὲ αὔξησιν τῆς ἐντροπίας S καὶ συνεπῶς τῆς δεσμευμένης ἐνεργείας J.T.S. Αἱ μεταβολαὶ αὗται συνοδεύονται μὲ παραγωγὴν ἐξωτερικοῦ ἔργου. Τοὐναντίον μεταβολαὶ κατὰ τὰς ὁποίας αὐξάνεται ἡ ἐλευθέρα ἐνέργεια τοῦ συστήματος, δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ λάβουν χώραν αὐτομάτως, ἀλλὰ χρειάζονται πρὸς τοῦτο κατανάλωσιν ἐξωτερικοῦ ἔργου.

ιε) Θεώρημα τοῦ Nernst ***ἢ τρίτη Ἀρχὴ τῆς θερμοδυναμικῆς.*** Εἴδαμε ὅτι ἡ ἐνέργεια U ποὺ περιέχεται εἰς κλειστὸν σύστημα εἶναι ἄθροισμα τῆς ἐλευθέρας ἐνεργείας H καὶ τῆς δεσμευμένης τοιαύτης J.T.S καὶ ὅτι ἡ ἐλευθέρα ἐνέργεια H τοῦ συστήματος παρέχει τὸ μέτρον τοῦ μεγίστου ἔργου που εἶναι δυνατὸν νὰ πάρωμεν ἀπὸ τὸ σύστημα. Ἂν ἡ θερμοκρασία κατέλθη εἰς 0 (T=0) θὰ εἶναι καὶ J.T.S=0 καὶ συνεπῶς θὰ εἶναι : U=H, ἤτοι ὅλη ἡ ἐνέργεια ποὺ ἐγκλείεται εἰς τὸ σύστημα εἶναι ἐλευθέρα ἐνέργεια, ἂν τὸ σύστημα εὑρίσκεται ὑπὸ θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενός.

Τὸ θεωρητικὸν τοῦτο ἐξαγόμενον εἶναι σύμφωνον πρὸς τὰς ἐμπειρικὰς διαπιστώσεις, αἱ ὁποῖαι μᾶς λέγουν ὅτι αἱ διαφοραὶ U καὶ H εἶναι πολὺ μικραὶ κατὰ τὰς ἀντιδράσεις μεταξὺ ἀμιγῶν στερεῶν καὶ ὑγρῶν οὐσιῶν καὶ μεταβάλλονται πολὺ ὀλίγον, ὅταν θεωροῦνται ὑπὸ λίαν ταπεινὰς θερμοκρασίας. Ἐκ τούτων ὡδηγήθη ὁ Nernst τὸ 1906 εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς τα μεγέθη U καὶ H εἶναι ἴσα μεταξύ των καὶ ὑπόκεινται εἰς μεταβολάς, τῶν ὁποίων αἱ τιμαὶ πλησιάζουν ἀσυμπτωτικῶς πρὸς ἀλλήλας. Τοῦτο ἐκφράζεται μαθηματικῶς

διὰ τῆς σχέσεως : $$ορ\frac{dU}{dT}=ορ\frac{dH}{dT} \quad \text{διὰ } T=0 \tag{156}$$

Ἔτσι κατὰ τὸν Nernst ***πλησίον τοῦ ἀπολύτου μηδενὸς τῆς θερμοκρασίας ὅλαι αἱ μεταβολαὶ γίνονται χωρὶς μεταβολὴν τῆς ἐντροπίας, τ. ἔ. εἶναι ἀντιστρεπταί.***

Τοῦτο σημαίνει ὅτι ὅσον περισσότερον πλησιάζομεν εἰς τὸ μηδὲν τῆς θερμοκρασίας, τόσον ἀνεπαίσθητοι γίνονται αἱ μεταβολαὶ οἱασδήποτε ἰδιότητος τοῦ σώματος καὶ κατὰ συνέπειαν τούτου :

Εἶναι ἀδύνατον νὰ φθάσωμεν εἰς τὴν θερμοκρασίαν τοῦ απολύτου μηδενὸς δι' οἱασδήποτε μεταβολῆς· ἢ ἄλλως : τὸ ἀπόλυτον μηδὲν τῆς θερμοκρασίας εἶναι ἀνέφικτον. Τὸ θεώρημα τοῦτο τοῦ Nernst ἀποτελεῖ τὴν τρίτην Ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς.

Προβλήματα

1) Νὰ ὑπολογισθοῦν αἱ τιμαὶ τῶν εἰδικῶν θερμοτήτων c_p καὶ c_v : α) ὑδρογόνου β) ὀξυγόνου, γνωστοῦ ὄντος ὅτι καὶ διὰ τὰ δύο αὐτὰ ἀέρια εἶναι $c_p/c_v=1{,}4$ ὅτι τὸ μοριακὸν βάρος τοῦ ὑδρογόνου εἶναι 2,016 καὶ τοῦ ὀξυγόνου 32 καὶ ὅτι ἡ

τιμὴ τῆς σταθερᾶς τῶν ἀερίων R εἶναι 1,986 [cal/grad.mol]. ('Απ. α) $c_p - c_v = \frac{1{,}986}{2{,}016}$ καὶ $c_p / c_v = 1{,}4$ ὅθεν $c_p = 3{,}45$ καὶ $c_v = 1{,}464$ β) $c_p = 0{,}218$, $c_v = 0{,}156$).

2) Νὰ ὑπολογισθῇ τὸ μοριακὸν βάρος ἀκετυλενίου διὰ τὸ ὁποῖον δίδεται ὅτι ἔχει $c_p = 0{,}402$ cal/gr.grad καὶ $c_v = 0{,}3242$ cal/gr.grad. ('Απ. $0{,}402 - 0{,}3242 = 1{,}989.\nu$

ὅθεν: $\nu = 0{,}0387$ [mol] καὶ $M = \frac{1}{0{,}0387} = 26$)

3) Πρὸς εὕρεσιν τοῦ λόγου c_p / c_v κατὰ τὴν πειραματικὴν μέθοδον Clement καὶ Desormes ἐμετρήθη μετὰ τὴν ἀναρρόφησιν ποσότητος ἀερίου τῆς φιάλης διαφορὰ ὕψους τοῦ ὑγροῦ εἰς τὰ σκέλη τοῦ μανομέτρου ἴση μὲ $h_1 = 40$ mm καὶ μετὰ τὸ ἄνοιγμα καὶ ξανακλείσιμο τῆς στρόφιγγος διαφορὰ ὕψους $h_2 = 10$ mm. Ποία τιμὴ τοῦ λόγου c_p / c_v προκύπτει ἐκ τούτων διὰ τὸ ἀέριον τῆς φιάλης; ('Απ. $\frac{40}{40-10} = 1{,}4$)

4) Εἰς ἀερικὸν ἀναπτῆρα προκαλεῖται δι' ἀποτόμου εἰσωθήσεως τοῦ ἐμβόλου ἀδιαβατικὴ συμπίεσις τοῦ ὑπ' αὐτὸ ἀέρος, τῆς ὁποίας ἀποτέλεσμα εἶναι νὰ αὐξηθῇ ἡ πίεσίς του ἀπὸ 1 Atm εἰς 10 Atm. Ποίαν θερμοκρασίαν θὰ λάβῃ ὁ οὕτω συμπιεσθεὶς ἀήρ, ἂν πρὸ τῆς συμπιέσεως εἶχε θερμοκρασίαν 17 °C; (Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (142'') $\frac{p_1^{\varkappa-1}}{T_1^{\varkappa}} = \frac{p_2^{\varkappa-1}}{T_2^{\varkappa}}$ ἢ $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\varkappa-1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\varkappa}$ καὶ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}$

ὅθεν $T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1-\frac{1}{\varkappa}} = 290 \cdot 10^{4/14} = 290.1{,}93 = 560$ °K ἢ 287 °C)

5) Ποῖον εἶναι τὸ ἔργον διαστολῆς 3 γραμμομορίων διατομικοῦ ἀερίου θερμοκρασίας 27 °C, ὅταν διπλασιάζῃ τὸν ὄγκον του, α) ἰσοθέρμως β) ἀδιαβατικῶς; ('Απ. α) $R\nu T \lg \frac{V_2}{V_1} = 8{,}313$ [Joule/grad.mol]. 3 [mol]. 300 [grad]. 2,302 λογ $\frac{2}{1} = 5185$ Joule.

β) Ὑπολογίζομεν πρῶτον τὴν θερμοκρασίαν T_2 μέχρι τῆς ὁποίας ψύχεται τὸ ἀέριον σύμφωνα μὲ τὸν νόμον τοῦ Poisson:

$T_2 V_2^{\varkappa-1} = T_1 V_1^{\varkappa-1}$ ὅθεν $T_2 = 300 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{1{,}4-1} = 300 \cdot 0{,}7579 = 227{,}37^0$ K.

Ἔτσι τὸ ἔργον εἶναι: $\frac{R.\nu}{\varkappa-1}(T_1 - T_2) = 4544{,}25$ Joule).

6) Ποία ἡ μεγίστη (θεωρητικὴ) ἀπόδοσις θερμομηχανῆς, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ ἐκ τοῦ λέβητος ἐρχόμενος ἀτμὸς εἰσέρχεται εἰς τὸν κύλινδρον μὲ θερμοκρασίαν 187° C καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ αὐτὸν πρὸς τὰ ἔξω μὲ θερμοκασίαν 87° C;

('Απ.: $\frac{100}{460} = 0{,}218$).

7) Πόσον μεταβάλλεται ἡ ἐντροπία 1 γραμμομορίου H_2O, τὸ ὁποῖον μεταπίπτει ἀπὸ τῆς στερεᾶς καταστάσεως (πάγου) εἰς τὴν ὑγρὰν (ὕδατος) ὑπὸ θερμοκρασίαν 0° C; ('Απ: $\Delta S = \frac{\Delta Q}{T} = \frac{80 \cdot 18\,[\text{cal}]}{273\,[\text{grad}]} = 5{,}3$ [cal/grad]).

§ 34 ΘΕΡΜΟΜΗΧΑΝΑΙ

α) Γενικά. Αἱ θερμομηχαναὶ εἶναι σύνθετοι μηχανισμοὶ διὰ τῶν ὁποίων χρησιμοποιεῖται ἡ θερμότης πρὸς παραγωγὴν μηχανικοῦ ἔργου. Εἰς ὅλας τὰς θερμομηχανὰς ἡ μετατροπὴ θερμότητος εἰς μηχανικὸν ἔργον γίνεται διὰ μέσου σωμάτων εὑρισκομένων εἰς ἀερίαν κατάστασιν. Αἱ θερμομηχαναὶ λειτουργοῦν κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε νὰ συντελοῦνται εἰς αὐτὰς κυκλικαὶ μεταβολαί, ἐπαναλαμβανόμεναι μὲ ὡρισμένην διὰ κάθε περίπτωσιν περιοδικότητα. Ἕνεκα τούτου ἰσχύει διὰ τὴν ἀπόδοσιν αὐτῶν ἡ ἐξίσωσις (146) μὲ τὴν παρατήρησιν ὅτι αὕτη καθορίζει τὸ μέγιστον τῆς ἀποδόσεως τῆς μηχανῆς*.

Ἔτσι ἡ ἀπόδοσις θερμομηχανῆς εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ὑψηλοτέρα εἶναι ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία T_1 μὲ τὴν ὁποίαν εἰσρέει τὸ ἀέριον εἰς τὴν μηχανὴν καὶ ὅσον χαμηλοτέρα εἶναι ἡ T_2, μὲ τὴν ὁποίαν ἐξέρχεται τοῦτο ἀπὸ αὐτήν. Ἐπειδὴ μάλιστα εἰς τὴν ἐφαρμογὴν ἡ θερμοκρασία T_2 δὲν μπορεῖ νὰ εἶναι σημαντικῶς διάφορος τῆς συνήθους θερμοκρασίας, ἀπομένει ὡς μόνη δυνατότης ἐπαυξήσεως τῆς ἀποδόσεως ἡ κατὰ τὸ δυνατὸν μεγαλυτέρα ἀνύψωσις τῆς ἀρχικῆς θερμοκρασίας T_1 τοῦ ἀερίου. Τοὺς διαφόρους τύπους θερμομηχανῶν μποροῦμε νὰ τοὺς κατατάξωμεν εἰς τρεῖς κατηγορίας, ἤτοι: 1) τὰς ἐμβολοφόρους 2) τὰς στροβιλοφόρους καὶ 3) τὰς μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως.

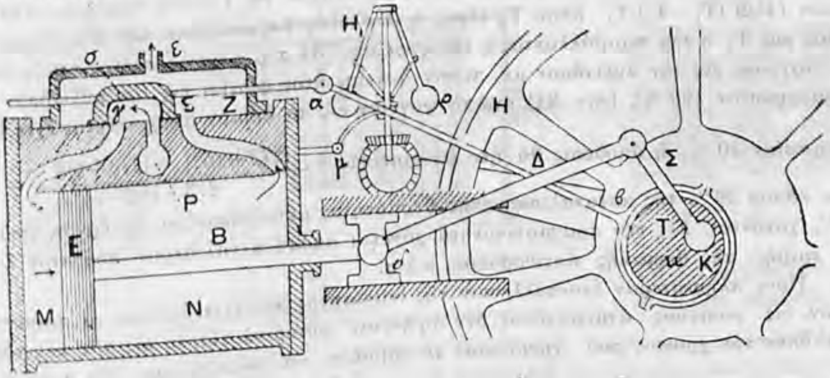
β') Ἐμβολοφόρος ἀτμομηχανή. Ἡ ἐπινόησις τοῦ τύπου τούτου θερμομηχανῆς ὀφείλεται εἰς τοὺς Newcomen καὶ Watt (1736 - 1819). Εἰς αὐτὴν χρησιμοποιεῖται ἡ μεγάλη πίεσις, ποὺ ἐξασκεῖ ὁ ἀτμὸς ὕδατος, εὑρισκόμενος ὑπὸ ἀρκετὰ ὑψηλὴν θερμοκρασίαν.

Τὸ οὐσιωδέστερον μέρος ἀτμομηχανῆς εἶναι ὁ κύλινδρος ΜΝ (σχ. 23). Εἰς τοῦτον εἰσρέει ὁ ἀτμὸς μὲ πίεσιν ὑψηλήν, λόγῳ τῆς ὁποίας μπορεῖ νὰ παραγάγῃ οὗτος μηχανικὸν ἔργον. Μέσα εἰς τὸν κύλινδρον μπορεῖ νὰ κινῆται παλινδρομικῶς τὸ ἔμβολον Ε, ποὺ ἐφάπτεται ἀεροστεγῶς εἰς τὴν ἐσωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ κυλίνδρου. Ὁ ἀτμὸς παράγεται εἰς κλειστὸν λέβητα μὲ τοιχώματα ἀπὸ ἀνθεκτικὸν ἔλασμα σιδήρου ἢ χάλυβος καὶ θερμαίνεται εἰς ὑψηλὴν θερμοκρασίαν, μέχρις ὅτου ἀποκτήσει τὴν ἀπαιτουμένην ὑψηλὴν πιεσιν. Ὅταν γίνῃ τοῦτο φέρεται εἰς χῶρον Ζ, ὅπου κινεῖται ***ὁ ἀτμονόμος σύρτης*** σ. καὶ διὰ μέσου ὀχετοῦ γ ποὺ εἶναι ἀνοικτός, ὅταν ὁ σύρτης εὑρίσκεται εἰς τὴν θέσιν ποὺ δείχνει τὸ σχῆμα, εἰσορμᾶ εἰς τὸν πρὸς τὰ ἀριστερὰ τοῦ ἐμβόλου χῶρον Μ τοῦ κυλίνδρου. Λόγῳ τῆς ὑψηλῆς του πιέσεως ὠθεῖ τὸ ἔμβολον καὶ τὸ ἀναγκάζει νὰ προχωρήσῃ πρὸς τὰ δεξιά. Ἡ προώθησις αὐτὴ τοῦ ἐμβόλου μεταβιβάζεται διὰ τοῦ ***βάκτρου*** Β, τῆς ***κεφαλῆς δ*** καὶ τοῦ ***διωστῆρος Δ*** εἰς τὸν ***στρόφαλον Σ***, μὲ τὸν ὁποῖον περιστρέφεται ***ὁ ἄξων Κ***. Εἰς τὸν ἄξονα Κ εἶναι ἐνσφηνωμένος βαρὺς (κατὰ τὴν περιφέρειάν του) τροχὸς—***ὁ σφόνδυλος Η***. Οὗτος λόγῳ τῆς μεγάλης ῥοπῆς ἀδρανείας ποὺ ἔχει ὡς πρὸς τὸν ἄξονα, διατηρεῖ τὴν περιστροφικὴν κίνησιν αὐτοῦ καὶ ὅταν ἀκόμη ὁ μηχανισμὸς τοῦ στροφάλου εὑρίσκεται εἰς τὸ «νεκρὸν σημεῖον» τ. ἔ. εἰς τὴν θέσιν ἐκείνην, εἰς τὴν ὁποίαν τὸ βάκτρον, ὁ διωστὴρ καὶ τὸ στέλεχος τοῦ στροφάλου εὑρίσκονται εἰς τὴν αὐτὴν εὐθεῖαν. Τὸ ἔμβολον κινεῖται πρὸς τὴν αὐτὴν φορὰν μέχρις ὅτου πλησιάσει εἰς τὴν βάσιν τοῦ κυλίνδρου. Διὰ νὰ διατηρηθῆ ἡ κί-

---

*) Εἰς τὴν πραγματικότητα ἡ ἀπόδοσις αὕτη μόνον κατὰ προσέγγισιν (καὶ μάλιστα ὄχι πολὺ μεγάλην) ἐπιτυγχάνεται, λόγῳ τῶν ἀπωλειῶν εἰς τριβὰς μεταξὺ τῶν μερῶν τῆς μηχανῆς καὶ λόγῳ τῆς ἀκτινοβολίας θερμότητος (§ 35) πρὸς τὸ περιβάλλον.

νησις τῆς μηχανῆς πρέπει εὐθὺς ἀμέσως νὰ προωθηθῇ τὸ ἔμβολον κατ' ἀντίθετον φοράν. Πρὸς τοῦτο χρειάζεται νὰ ἐνεργῇ ὁ ἀτμὸς κατ' ἐναλλαγὴν πότε ἀπὸ τὰ ἀριστερὰ καὶ πότε ἀπὸ τὰ δεξιὰ τοῦ ἐμβόλου. Τοῦτο γίνεται ὡς ἐξῆς: Ὁ ἀτμὸς μὲ τὴν πίεσιν, ποὺ ἀποκτᾷ εἰς τὸν λέβητα, φέρεται εἰς τὸν χῶρον Ζ ὁ ὁποῖος συγκοινωνεῖ μὲ τὸν κύλινδρον διὰ δύο ὀχετῶν γ, ε (ἑνὸς δεξιὰ



Σχ. 24 Διατομὴ ἐμβολοφόρου ἀτμομηχανῆς.

καὶ ἑνὸς ἀριστερά). Καθένας ἀπὸ τοὺς ὀχετοὺς αὐτοὺς χρησιμεύει κατ' ἐναλλαγὴν ὡς **δίοδος εἰσαγωγῆς** διὰ τὸν ὑπέρθερμον ἀτμόν, ποὺ ἔρχεται ἀπὸ τὸν λέβητα εἰς τὸν κύλινδρον καὶ ὡς **δίοδος ἐξαγωγῆς** διὰ τὸν ἀτμόν, ποὺ παρήγαγε μηχανικὸν ἔργον καὶ ἐκρέει ἀπὸ τὸν κύλινδρον πρὸς τὰ ἔξω. Κατὰ τὸν χρόνον ποὺ ὁ ἕνας ὀχετὸς εἶναι **δίοδος εἰσαγωγῆς**, ὁ ἄλλος εἶναι **δίοδος ἐξαγωγῆς**. Ἔτσι ὅταν ὁ ἀτμονόμος σύρτης σ ἔχῃ τὴν θέσιν, ὥστε νὰ εἶναι δίοδος εἰσαγωγῆς ὁ ὀχετὸς γ, ὁ ἄλλος ὀχετὸς συγκοινωνεῖ μὲ ἄνοιγμα πρὸς τὰ ἔξω. Ὅταν τὸ ἔμβολον προχωρεῖ πρὸς τὰ δεξιά, ὁ σύρτης (ποὺ μὲ τὸ στέλεχος αδ συνδέεται δι' ἐκκεντρικοῦ δακτύλου πρὸς τὸν ἄξονα Κ) ὀλισθαίνει πρὸς τὰ ἀριστερὰ καὶ ἔρχεται εἰς θέσιν, ὥστε νὰ ἀνοίγῃ ἡ δίοδος εἰσαγωγῆς (τ.ἔ. ἐπικοινωνίας τοῦ ἀτμοῦ τοῦ λέβητος μὲ τὸν κύλινδρον) πρὸς τὰ ἀριστερά, ἐνῶ ὁ πρὸς τὰ δεξιὰ ὀχετὸς γίνεται δίοδος ἐξαγωγῆς.

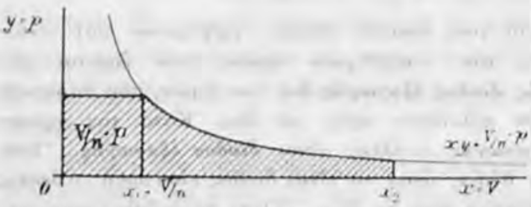
Σημ. Εἰς μηχανὰς μὲ δύο κυλίνδρους ἡ ὑπέρβασις τοῦ «νεκροῦ σημείου» τοῦ ἑνὸς κυλίνδρου γίνεται μὲ τὴν ἐνέργειαν τοῦ ἄλλου ποὺ ἔχει «τὸ νεκρόν του σημεῖον» εἰς ἄλλην φάσιν τῆς κινήσεως. Ἔτσι εἰς μηχανὰς μὲ περισσοτέρους τοῦ ἑνὸς κυλίνδρους δὲν χρειάζεται νὰ ὑπάρχῃ σφόνδυλος.

Ἡ δύναμις ποὺ ὠθεῖ τὸ ἔμβολον «ἐμπρὸς—ὀπίσω» καθορίζεται ἀπὸ τὴν διαφορὰν ποὺ ἔχει ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ τοῦ λέβητος ἀπὸ τὴν πίεσιν τοῦ ἐξερχομένου ἀτμοῦ. Ὅταν ἡ ἐξαγωγὴ γίνεται πρὸς τὸν ἐλεύθερον ἀέρα, θὰ ἐνεργῇ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας αὐτῆς τοῦ ἐμβόλου πίεσις 1 ἀτμοσφαίρας. Ἂν τότε ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ τοῦ λέβητος εἶναι π. χ. 2 Atm, ἡ ὑπερπίεσις ποὺ ὠθεῖ τὸ ἔμβολον εἶναι $2-1=1$ Atm. Διὰ νὰ αὐξηθῇ ἡ ὑπερπίεσις, ὁ ἀποτονωμένος ἀτμὸς δὲν ἐκφεύγει εἰς τὸν ἐλεύθερον ἀέρα ἀλλὰ εἰς χῶρον ψυχόμενον (***τὸ ψυγεῖον***), ὅπου ὑγροποιεῖται καὶ καταπίπτει ἡ πίεσις του πολὺ χαμηλότερον τῆς ἀτμοσφαιρικῆς.

Διὰ νὰ διατηρηθῇ (αὐτομάτως) σταθερὸς ὁ ἀριθμὸς τῶν στροφῶν τοῦ ἄξονος μεταβιβάζεται ἡ περιστροφή του δι' ἱμάντος εἰς τὸν ***φυγοκεντρικὸν ρυθμιστὴν*** H_1. Εἰς αὐτὸν αἱ σφαῖραι ρ συνδέονται ἀρθρωτῶς διὰ στελεχῶν πρὸς τὸ περιστρεφόμενον μετὰ τοῦ ἄξονος κατακόρυφον στέλεχος. Ὅταν ἡ περιστροφικὴ ταχύτης αὐξάνεται, ἡ αὐξανομένη φυγόκεντρος δύναμις ἀπομακρύνει ἀκόμη περισσότερον τὰς σφαίρας ἀπὸ τὸ κατακόρυφον στέλεχος. Μὲ τὴν κίνησιν αὐτὴν παρασύρεται δακτύλιος μὲ τὸν ὁποῖον συνδέεται διὰ μοχλῶν μ βαλβίς, ἡ ὁποία κινεῖται μέσα εἰς τὸν σωλῆνα, ποὺ φέρει τὸν ἀτμὸν ἀπὸ τὸν λέβητα εἰς τὸν κύλινδρον Ἔτσι στενεύει ἢ καὶ κλείεται ἡ δίοδος τοῦ ἀτμοῦ και ἐμποδίζεται ἡ αὔξησις τῆς περιστροφικῆς ταχύτητος τοῦ ἄξονος πέραν ὡρισμένου ὁρίου.

Ἡ ἀπόδοσις, τ. ἔ. ὁ λόγος τῆς πρὸς παραγωγὴν ἔργου καταναλωθείσης εἰς τὸν κύλινδρον θερμότητος πρὸς τὸ παρεχόμενον ὑπ' αὐτοῦ ἔργον. εἰς τὴν περίπτωσιν ποὺ ἡ διαδικασία γίνεται ὑπὸ τοὺς ἰδανικοὺς ὅρους κύκλου τοῦ Carnot παρέχεται ἀπὸ τὴν σχέσιν (152) $(T_1-T_2)/T_1$ ὅπου T_1 εἶναι ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ τοῦ λέβητος καὶ T_2 ἡ τοῦ περιβάλλοντος ἢ τοῦ ψυγείου. Ἂν π.χ. ὁ κεκορεσμένος ἀτμὸς ἔρχεται ἀρχικῶς εἰς τὸν κύλινδρον μὲ πίεσιν 5 Atm, ἤτοι φθάνει εἰς τὸν κύλινδρον μὲ θερμοκρασίαν 152 °C, (πίν. XI), ἐνῶ τὸ ψυγεῖον εἰς τὸ ὁποῖον ἀποχετεύεται ἔχει θερμοκρασίαν 40 °C, ἡ ἀπόδοσις θὰ ἦτο θεωρητικῶς : $\dfrac{(273+152)-(273+40)}{273+152}=\dfrac{112}{425}$ ἤτοι κάπου 26% τῆς καταναλισκομένης θερμότητος μεταβάλλονται εἰς ἔργον, ἐνῶ τὰ 74 % χάνονται. Εἰς τὴν πραγματικότητα χάνεται ἀκόμη μεγαλύτερον ποσοστὸν λόγω τῆς τριβῆς, τῆς θερμικῆς ἀκτινοβολίας κ.λ.π.

Πρὸς πληρεστέραν ἐκμετάλλευσιν τῆς ἱκανότητος ποὺ ἔχει ὁ ἀτμὸς νὰ παραγάγη ἔργον, εἰς νεωτέρας ἀτμομηχανὰς δὲν ἀφήνεται οὗτος νὰ εἰσρέῃ εἰς τὸν κύλινδρον καθ' ὅλον τὸν χρονον. ποὺ χρειάζεται τὸ ἔμβολον νὰ συμπληρώσῃ τὴν κατὰ μίαν φορὰν διαδρομήν του εἰς τὸν κύλινδρον, ἀλλὰ φράσσεται ἡ εἴσοδός του, ὅταν τὸ ἔμβολον ἔχει κάμει μέρος 1/n τῆς διαδρομῆς του· τὸ ὑπόλοιπον μέρος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου γίνεται μὲ ἐλαττουμένην βαθμηδὸν πίεσιν τοῦ διαστελλομένου περαιτέρω ἀτμοῦ. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν λέγομεν ὅτι ὁ ἀτμὸς ἐργάζεται μὲ ἀποτόνωσιν. Τὸ ἔργον ποὺ παρέχεται τότε κατὰ μίαν ὁλόκληρον διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου, εἶναι ἴσον μὲ τὸ ἐμβαδὸν τῆς ἐπιφανείας, ποὺ ἔχει τὸ διαγραμμισμένον μέρος τοῦ σχ. 26. Τὸ διάγραμμα τοῦτο προκύπτει, ἂν καταγράψωμεν τὰς διαδοχικὰς ἀντιστοίχους τιμὰς ὄγκου καὶ πιέσεως εἰς ἄξονας συντεταγμένων x διὰ τοὺς ὄγκους καὶ y διὰ τὰς πιέσεις. Ὅπως φαίνεται ἐξ αὐτοῦ μέχρι τῆς θέσεως $x_1(=V/n)$ τοῦ ἐμβόλου παρέχεται ἔργον ἴσον μὲ $yx=p.V/n$. Ἀπὸ τῆς θέσεως αὐτῆς x_1 μέχρι τέλους τῆς διαδρομῆς $x_2(=V)$ τὸ παρεχόμενον ἔργον εἶναι ἄθροισμα (ὁλοκλήρωμα) τῶν ἀπειροστῶν ἔργων $y.dx$, ἤτοι $\int_{x_1}^{x_2} ydx$. Ἂν εἰς τὴν παράστασιν y dx ἀντικαταστήσωμεν τὴν μεταβλητὴν y μὲ τὸ ἐκ τῆς σχέσεως $yx=p.V/n$ προκῦπτον ἴσον της pV/nx θὰ ἔχωμεν διὰ τὸ ἔργον τοῦτο :



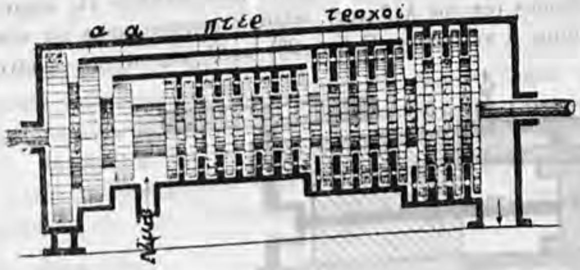
Σχ. 25 Ἔργον ἀτμοῦ ποὺ ὑφίσταται ἀποτόνωσιν

$$\int_{x_1}^{x_2} p\frac{V}{n}\cdot\frac{dx}{x}=p\frac{V}{n}\int_{x_1}^{x_2}\frac{dx}{x}=p\frac{V}{n}\lg\frac{x_2}{x_1}$$ καὶ ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι εἶναι : $\dfrac{x_2}{x_1}=\dfrac{V}{V/n}=n$, τὸ ἔργον ποὺ παρέχεται μετὰ τὴν ἔναρξιν τῆς ἐκτονώσεως μέχρι τέλους τῆς διαδρομῆς θὰ εἶναι ἴσον μὲ $p.\dfrac{V}{n}.\lg n$ καὶ συνεπῶς ὅλον τὸ ἔργον μιᾶς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου θὰ εἶναι ἴσον μὲ :

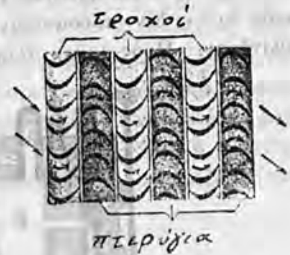
$$p\frac{V}{n}+p\frac{V}{n}\lg n=p\frac{V}{n}(1+\lg n)=p\frac{V}{n}(1+2{,}302\,.\,\text{λογ}\,n) \qquad (157)$$

γ) Ἀ τ μ ο σ τ ρ ό β ι λ ο ς. Ἡ ἐμβολοφόρος ἀτμομηχανὴ χρησιμοποιεῖται ὡς κινητὴρ μονίμου ἐγκαταστάσεως εἰς ἐργοστάσια καθὼς καὶ διὰ τὴν κίνησιν σιδηροδρόμων καὶ ἀτμοπλοίων. Ὡς τόσο ὅμως παραγκωνίζεται σήμερον ὅλο καὶ περισσότερον εἰς περιπτώσεις κινητήρων δυναμοηλεκτρικῶν μηχανῶν καὶ πλοίων ἀπὸ τὸν ***ἀτμοστρόβιλον***. (Parsons 1886 καὶ de Laval 1887).

Εἰς τὸν ἀτμοστρόβιλον τοῦ ὁποίου μίαν κατὰ μῆκος τοῦ ἄξονος τομὴν παριστά-



Σχ. 26.
Διατομὴ ἀτμοστροβίλου.

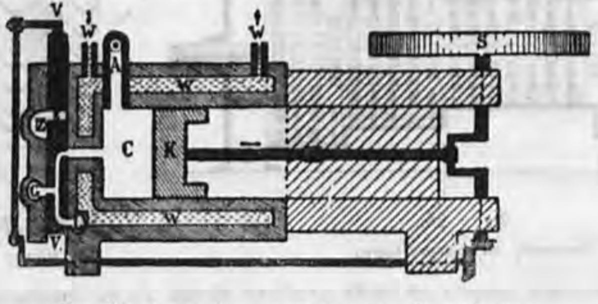


Σχ. 27. Πορεία τοῦ ἀτμοῦ διὰ μέσου ἀτμοστροβίλου.

νει τὸ σχ. 26, ὁ ἀτμὸς εἰσρέει μὲ πολὺ μεγάλην πίεσιν εἰς τὸ ἐσωτερικὸν τοῦ στροβίλου καὶ προσπίπτει ἐπὶ τῶν ***πτερυγίων***, τ.ἔ. ἡμικυλινδρικῶς ἐσκαμμένων αὐλακώσεων, τὰς ὁποίας φέρουν εἰς τὴν περιφερειακὴν των ἐπιφάνειαν τροχοὶ στερεωμένοι ὁ εἰς μετὰ τὸν ἄλλον ἐπὶ κοινοῦ δι' ὅλους ἄξονος. Μὲ τὴν πίεσιν ποὺ ἀσκεῖ ἔτσι ὁ ἀτμὸς ἐπὶ τῆς πτερυγώσεως τῶν τροχῶν ἐπιβάλλει περιστροφὴν αὐτῶν καὶ συνεπῶς τοῦ στροβίλου. Εἰς τὰ μεταξὺ τῶν διαδοχικῶν τροχῶν διαστήματα προβάλλουν ἄλλα ἡμικυλινδρικῶς-ἐσκαμμένα πτερύγια, ποὺ εἶναι ἀμετακινήτως στερεωμένα ἐπὶ τοῦ ***κελύφους*** (περιβλήματος) τῆς μηχανῆς. Ἡ καμπύλωσις τῶν πτερυγίων τούτων εἶναι, ὅπως δείχνει τὸ σχ. 27, ἀντίστροφος τῆς καμπυλώσεως τοῦ πτερυγώματος τῶν τροχῶν· ἔτσι ὁ ἀτμὸς μετὰ τὴν ἐπενέργειάν του ἐπὶ τοῦ πτερυγώματος ἑνὸς τροχοῦ, ἀναστρέφων τὴν διεύθυνσιν τῆς πορείας του, προσπίπτει ἐπὶ αὐλακώσεων τοῦ ἐπακολουθοῦντος σταθεροῦ πτερυγώματος, ὅπου ἀναστρέφει ἐκ νέου τὴν πορείαν του καὶ φέρεται ἐπὶ τῶν αὐλακώσεων τοῦ μετ' αὐτὸ δευτέρου τροχοῦ κ.ο.κ. Τὸ σταθερὸν δηλαδὴ πτερύγωμα τοῦ στροβίλου χρησιμεύει διὰ νὰ ὁδηγῇ τὸν ἀτμὸν ἀπὸ τὸν ἕνα τροχὸν εἰς τὸν ἄλλον καὶ νὰ ἐπιτυγχάνεται ἔτσι νὰ προσδοθῇ εἰς τοὺς ἀλεπαλλήλους τροχοὺς μεγαλύτερον ποσοστὸν τῆς ἐνεργείας, ποὺ ἐγκλείει ὁ ἀτμός. Ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ ἐλαττώνεται βαθμηδὸν ὕστερα ἀπὸ ἐπενέργειάν του ἐπὶ τροχῶν καὶ διὰ τοῦτο αὐξάνεται ὁ ὄγκος του. Ἕνεκα τούτου οἱ διαδοχικοὶ τροχοὶ κατατάσσονται εἰς ὁμάδας, ἑκάστη τῶν ὁποίων ἀποτελεῖται ἀπὸ τροχούς, τῶν ὁποίων ἡ διάμετρος εἶναι μικροτέρα τῆς διαμέτρου τῶν τροχῶν τῆς ἑπομένης ὁμάδος. Εἰς τὸν στρόβιλον τοῦ ὁποίου τομὴν παριστάνει τὸ σχ. 26, ἔχομεν τρεῖς τοιαύτας ὁμάδας τροχῶν. Ὅταν ὁ ἀτμὸς ἔχῃ ἐπενεργήσει ἐπὶ τῆς πρώτης ὁμάδος καὶ ὡς ἐκ τούτου ἔχῃ ἀποβάλλει μέρος τῆς τάσεώς του, ἔρχεται εἰς τὴν ἑπομένην ὁμάδα, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἀφήνει ἄλλο ποσοστὸν τῆς πιέσεώς του κ.ο.κ. μέχρις ὅτου διατρέξει καὶ τὴν τελευταίαν ὁμάδα, ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἐξέρχεται πλήρως ἀποτονωμένος. Ἐπειδή, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχ. 27 ἐκ τῆς διευθύνσεως τῶν βελῶν, ἡ πρόσπτωσις τοῦ ἀτμοῦ ἐπὶ τῶν τροχῶν ἔχει κεκλιμένην ὡς πρὸς τὸν ἄξονα διεύθυνσιν, ἐνεργεῖ ἐπὶ τούτου δύναμις τείνουσα νὰ τὸν μετατοπίσῃ πρὸς τὸ κατὰ τὴν θέσιν τῆς ἐκροῆς ἄκρον του. Πρὸς ἰσορρόπησιν τῆς δυνάμεως ταύτης στερεώνονται ἐπὶ τοῦ ἄξονος οἱ πλήρεις δίσκοι α, α, τοὺς ὁποίους ὡς ἐκ τούτου τοὺς λέμε ***ἰσορροπητικοὺς δίσκους*** τῆς τουρμπίνας.

Οἱ ἀτμοστρόβιλοι ὑπερέχουν τῶν ἐμβολοφόρων ἀτμομηχανῶν, διότι α) καταλαμβάνουν μικρότερον χῶρον β) ἔχουν ἀπλουστέραν δομὴν (ἀφοῦ μόνον περιστρεφόμενα μέρη ἔχουν) γ) εἶναι οἰκονομικώτεροι εἰς τὴν λίπανσιν καὶ δ) ἀπαιτοῦν μικροτέραν ἐπίβλεψιν τῆς λειτουργίας των. Ἐπὶ πλέον ἡ ἀπόδοσις αὐτῶν εἶναι μεγαλυτέρα ἢ τοὐλάχιστον ἴση πρὸς τὴν ἀπόδοσιν τῶν τελειοτέρων ἐμβολοφόρων ἀτμομηχανῶν.

δ) ***Μηχανὶ ἐσωτερικῆς καύσεως.*** Εἰς τὰς ***μηχανὰς ἐσωτερικῆς καύσεως*** ἢ ***κινητῆρας δι' ἐκρήξεως*** τὸ θερμὸν σῶμα (ἀέριον ἢ ἀτμὸς) ποὺ διὰ πτώσεως τῆς θερμοκρασίας του παρέχει τὴν θερμότητα, ποὺ μεταβάλλεται εἰς μηχανικὸν ἔργον, δὲν προσάγεται ἔξωθεν (ἐκ τοῦ λέβητος), ἀλλὰ παράγεται μέσα εἰς τὸν κύλινδρον. Πρὸς τοῦτο πληροῦται ὁ κύλινδρος C (σχ. 28) καθ' ὡρισμένην φάσιν



Σχ. 28. Διατομὴ μηχανῆς ἐσωτερικῆς καύσεως.

τῆς λειτουργίας τῆς μηχανῆς ἀπὸ ἐκρηκτικὸν μῖγμα ἀέρος καὶ ἑνὸς ἀερίου (φωταερίου) ἢ ἀτμοῦ, ὁ ὁποῖος παρέχεται διὰ μέσου ἐξαεριστῆρος (carburateur) ἀπὸ ὀρυκτέλαια (βενζίνας, βενζόλιον, οἰνόπνευμα, πετρέλαια). Ἔτσι ἀποφεύγονται αἱ σοβαραὶ ἀπώλειαι τῶν προηγουμένων τύπων μηχανῶν καὶ κατορθώνεται νὰ φθάσῃ ἡ ἀπόδοσις μέχρι 36 %. Λόγω τῆς ἐκρήξεως ποὺ γίνεται μέσα εἰς τὸν κύλινδρον ἀνυψώνεται πολὺ ἡ θερμοκρασία του καὶ διὰ τοῦτο χρειάζεται νὰ περιβάλλεται οὗτος ἀπὸ ψυχρὸν ὕδωρ W, W (σχ. 28).

Ἡ λειτουργία μηχανῆς ἐσωτερικῆς καύσεως γίνεται ὡς ἑξῆς:

1. Δι' ὀπισθοδρομήσεως τοῦ ἐμβόλου K (σχ. 28), καθ' ὃν χρόνον εἶναι ἀνοικτὴ ἡ βαλβὶς V, ἀναρροφᾶται καὶ εἰσρέει εἰς τὸν κύλινδρον C τὸ ἐκρηκτικὸν μῖγμα ἀέρος, φερομένου διὰ τοῦ σωλῆνος L καὶ καυσίμου ἀερίου ἢ ἀτμοῦ, φερομένου διὰ τοῦ σωλῆνος G. (στάδιον ἀπορροφήσεως).

2. Μὲ τὴν ὀπισθοδρόμησίν του τὸ ἔμβολον ἐνεργεῖ μὲ τὸ βάκτρον του εἰς τὸ στρόφαλον τοῦ ἄξονος, εἰς τὸ ὁποῖον εἶναι στερεωμένος ὁ σφόνδυλος S. Οὗτος, τιθέμενος εἰς περιστροφικὴν κίνησιν, ὑπερβαίνει λόγω τῆς ἀδρανείας του τὸ «νεκρὸν σημεῖον» τοῦ στροφάλου καὶ ὡς ἐκ τούτου εἰσωθεῖται πάλιν τὸ ἔμβολον εἰς τὸν κύλινδρον καθ' ὃν χρόνον εἶναι κλεισταὶ αἱ βαλβῖδες τόσον τῆς εἰσροῆς ὅσον καὶ τῆς ἐξαγωγῆς. Κατὰ συνέπειαν συμπιέζεται κατὰ τὸ στάδιον τοῦτο τῆς λειτουργίας τὸ ἐκρηκτικὸν μῖγμα (στάδιον συμπιέσεως).

3. Ἐνῶ ἀκόμη αἱ βαλβῖδες εἶναι κλεισταὶ ἐπέρχεται ἡ ἔκρηξις τοῦ συμπιεσμένου μίγματος εἴτε δι' ἠλεκτρικοῦ σπινθῆρος, εἴτε δι' ἄλλης ἀναφλεκτικῆς ρυθμίσεως καὶ λόγω τῆς ὑψηλῆς πιέσεως ποὺ ἀναπτύσσει ἡ ἔκρηξις ἐξωθεῖται πάλιν τὸ ἔμβολον πρὸς τὰ ἔξω τοῦ κυλίνδρου. (στάδιον ἐκρήξεως καὶ παραγωγῆς μηχανικοῦ ἔργου).

4. Ἀνοίγεται ἡ βαλβὶς ἐξαγωγῆς V καὶ τὸ ἔμβολον εἰσωθούμενον εἰς τὸν κύλινδρον λόγω τῆς συνεχιζομένης περιστροφῆς τοῦ σφονδύλου ἐκδιώκει τὸ μετὰ τὴν ἔκρηξιν ἀδρανὲς πλέον ἀέριον (στάδιον ἐξαγωγῆς).

Τώρα πλέον ἡ μηχανὴ ἔχει ἐπανέλθει εἰς τὴν ἀρχικήν της κατάστασιν καὶ ἐπαναλαμβάνονται μὲ τὴν αὐτὴν σειρὰν τὰ παραπάνω τέσσαρα στάδια τῆς λειτουργίας της. Εἰς τοῦτο ὀφείλεται ὁ χαρακτηρισμός τῆς λειτουργίας της ὡς «τετραχρόνου».

Οἱ κινητῆρες ἐσωτερικῆς καύσεως ἔχουν σημαντικῶς ὑψηλοτέραν ἀπόδοσιν τῆς τῶν ἀτμομηχανῶν. Ἐνῶ δηλαδὴ εἰς τὰς ἀτμομηχανὰς ὁ συντελεστὴς ἀποδόσεως δὲν

ὑπερβαίνει τὰ 16 %, εἰς τοὺς δι' ἐκρήξεως κινητῆρας φθάνει μέχρι 30 %. Τοῦτο
ὀφείλεται πλὴν τῶν μικροτέρων ἀπωλειῶν θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας κυρίως εἰς
τὸ ὅτι ἡ ἀρχικὴ θερμοκρασία T φθάνει εἰς τοὺς κινητῆρας τοὺς 1500° C, ἐνῶ εἰς τὰς ἀ-
τμομηχανὰς δι' ἀτμὸν πιέσεως 15 atm ἔχομεν ἀρχικὴν θερμοκρασίαν μόλις 200° C.
Ἀκόμη μεγαλύτερον συντελεστὴν ἀποδόσεως (μέχρι 35 %) ἔχουν οἱ κινητῆρες Diesel
(1893), ποὺ εἶναι ἐπίσης μηχαναὶ ἐσωτερικῆς καύσεως. Εἰς τούτους ὁ ἀπορροφώμε-
νος εἰς τὸν κύλινδρον ἀὴρ συμπιέζεται ἀδιαβατικῶς καὶ ἔτσι ἀνέρχεται ἡ θερ-
μοκρασία του εἰς 600°—800° C. Εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν τὸ ὑπὸ μορφὴν λεπτο-
τάτου καταμερισμοῦ εἰσρέον καύσιμον ὑλικὸν (βαρέα ἔλαια, παραφινέλαια, πίσσα)
ἀναφλέγεται ἀμέσως καὶ καίεται, ἀναπτῦσσον θερμοκρασίαν 1500° C καὶ πλέον. Διὰ
τὰ πλεονεκτήματά του αὐτὰ (μεγάλη ἀπόδοσις, εὐθυνὴ καύσιμος ὕλη) ὁ κινητὴρ
Diesel χρησιμοποιεῖται σήμερον εὐρύτατα διὰ πλοῖα, (ὑποβρύχια), σιδηροδρομικὰς
μηχανὰς καὶ πρὸ πάντων ὡς κινητὴρ σταθερᾶς βάσεως.

Προβλήματα

1) Ποία εἶναι ἡ ἐνεργὸς ἰσχὺς (τ. ἔ. ἡ ἰσχὺς ποὺ θὰ εἶχε, ἂν δὲν ὑπῆρχον τρι-
βαὶ κλπ.) ἀτμομηχανῆς, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ ἐκ τοῦ λέβητος ἀτμὸς ἔχει πίεσιν 9 Atm
καὶ ἐκρέει μετὰ τὴν παραγωγὴν ἔργου εἰς τὸν ἐλεύθερον ἀέρα; (Δίδεται ὅτι εἶναι: ἡ
ἐγκαρσία τομὴ τοῦ κυλίνδρου τῆς μηχανῆς 4 dm², τὸ μῆκος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμ-
βόλου 3 dm καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν στροφῶν (διπλῶν διαδρομῶν) 120 κατὰ πρωτόλε-
πτον. β) Ποία εἶναι ἡ πραγματικὴ ἰσχὺς τῆς μηχανῆς, ἂν αἱ τριβαὶ κλπ. ἀνέρχωνται
εἰς 15 %; ('Απ. $I_\varepsilon = (9-1)$ [kg*/cm²]. 400 [cm²]. 0,3 [m] $\frac{2.120}{60}$ [sec⁻¹] =
3840[mkg*/sec] ἢ 51,2 [HP]. β) $I_\pi = 0{,}85\ I_\varepsilon = 43{,}52$ [HP]).

2) Ποία εἶναι ἡ ἰσχὺς τῆς ὡς ἄνω ἀτμομηχανῆς, ἂν ὁ χρησιμοποιηθεὶς ἀτμὸς
ἐκρέῃ εἰς ψυγεῖον, ὅπου ἡ πίεσις εἶναι 0,25 Atm; ('Απ. $I_\varepsilon = 56$ [HP] καὶ
$I_\pi = 47{,}6$ [HP]).

3) Πόση εἶναι ἡ ἐνεργὸς ἰσχὺς ἀτμομηχανῆς, τῆς ὁποίας ὁ ἀτμὸς εἰς τὸν λέβητα
ἔχει πίεσιν 7 Atm καὶ μετὰ $^1/_3$ τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου ἐργάζεται μὲ ἐκτόνωσιν,
ἂν ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου ποὺ ὑφίσταται τὴν πίεσιν εἶναι 500 [cm²], τὸ μῆκος
τῆς διαδρομῆς αὐτοῦ 30 [cm] καὶ ὁ ἀριθμὸς τῶν διαδρομῶν ἀνέρχεται εἰς 120 κατὰ
πρωτόλεπτον; ['Απ. $p\frac{V}{3}(1+\ln 3)$. $\frac{120}{60}$[sec⁻¹] = (7−1) [Kg*/cm²]. $\frac{500.30}{3}$[cm³]
(1 + 2,3026 λογ3). 2 [sec⁻¹] = 1259,2 [mkg*/sec] = 16,8 [HP].

4. Ποία θὰ ἦτο ἡ ἰσχὺς τῆς ἀνωτέρω μηχανῆς, ἂν ὁ ἀτμὸς εἰργάζετο μὲ πλήρη
πίεσιν καθ' ὅλην τὴν διαδρομὴν τοῦ ἐμβόλου καὶ τί συνάγεται ἐκ τῶν τιμῶν τῆς
ἰσχύος ἐνσχέσει πρὸς τὸν καταναλισκόμενον ἀτμὸν εἰς τὴν μίαν καὶ εἰς τὴν ἄλλην
περίπτωσιν; ('Απ. 1800 [mkg*/sec] ἢ 24[HP]. Τὸ αὐτὸ ποσὸν ἀτμοῦ ἐργαζόμενον μὲ
ἐκτόνωσιν παρέχει ὑπερδιπλάσιον ἔργον ἐκείνου ποὺ παρέχει μὲ πλήρη πίεσιν).

5) Πόσον εἶναι μεγαλύτερος ὁ θερμικὸς συντελεστὴς ἀποδόσεως μηχανῆς ἐσω-
τερικῆς καύσεως ἐργαζομένης μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν 1500° C καὶ 100° C ἀπὸ
τὸν συντελεστὴν ἀποδόσεως ἀτμομηχανῆς ἐργαζομένης μεταξὺ τῶν θερμοκρασιῶν
200° C καὶ 100° C; ('Απ. Κάπου 3,8 φορὰς μεγαλύτερος).

ΠΗΓΑΙ ΚΑΙ ΜΕΤΑΔΟΣΙΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ

§ 35. ***α) Πηγαὶ τῆς θερμότητος.*** Μποροῦμε νὰ διακρίνωμεν τὰς ***πηγὰς*** θερμότητος εἰς ***κοσμικάς***, ποὺ κεῖνται ἔξω τῆς Γῆς εἰς τὸ Σύμπαν, ὅπως εἶναι ὁ Ἥλιος καὶ οἱ ἀπλανεῖς ἀστέρες καὶ εἰς ***ἐπιγείους***, ὡς εἶναι διαπυρωμένα σώματα ἢ φλόγες καιομένων ἀερίων.

Ἡ θερμότης ποὺ φθάνει εἰς τὴν Γῆν ἀπὸ τὸν Ἥλιον εἶναι αἰτία τῶν καιρικῶν μεταβολῶν, τῆς κυκλοφορίας τοῦ ὕδατος διὰ τοῦ ἀέρος, τῆς ζωῆς τῶν ὀργανισμῶν καὶ γενικῶς ὅλων τῶν φαινομένων καὶ καταστάσεων ἐπάνω εἰς τὴν Γῆν. Ἡ θερμότης ποὺ παρέχεται ἀπὸ τὸν Ἥλιον εἰς τὸ Σύμπαν ὑπολογίζεται ὅτι ἀνέρχεται εἰς 15.10^{26} γραμμοθερμίδας κατὰ δευτερόλεπτον (cal/sec). Ἐκ τούτων φθάνουν εἰς τὴν Γῆν 64.10^{15} (cal/sec) ἢ 20.10^{23} γραμμοθερμίδες κατ' ἔτος. Κάθε ἐπιφάνεια 1 cm^2 εἰς τὰ ὅρια τῆς γηΐνης ἀτμοσφαίρας δέχεται μόλις 0,05 (cal/sec) καὶ ἐκ τούτων μόνον τὰ $^2/_3$ περίπου φθάνουν εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τῆς Γῆς (*).

Αἰτίαν τῆς παραγωγῆς θερμότητος εἰς τὰς συνηθεστέρας ἐπιγείους πηγὰς ἀποτελεῖ κατὰ κανόνα ἡ καῦσις διαφόρων ὑλικῶν, τ.ἔ. ἡ χημικὴ ἕνωσις τῶν ὑλικῶν τούτων μὲ ὀξυγόνον. Γενικώτερον ὅμως παράγεται θερμότης καθ' ὅλας τὰς ἐξωθέρμους χημικὰς μεταβολάς, π.χ. κατὰ τὴν ἕνωσιν ὑδρογόνου μὲ χλώριον, θείου μὲ σίδηρον κλπ.

Διὰ νὰ λάβη χώραν μία καῦσις πρέπει τὸ καύσιμον ὑλικὸν νὰ ἀχθῆ εἰς μίαν ὡρισμένην θερμοκρασίαν, τὴν ὁποίαν καλοῦμεν ***θερμοκρασίαν ἀναφλέξεως***. Μποροῦμε λοιπὸν νὰ ἐμποδίσωμεν τὴν καῦσιν, ἂν κρατοῦμεν τὴν θερμοκρασίαν τοῦ καυσίμου χαμηλοτέραν τῆς θερμοκρασίας ἀναφλέξεώς του.

Ὀνομάζομεν (εἰδικὴν) ***θερμότητα καύσεως*** μιᾶς οὐσίας τὸ ποσὸν τῆς θερμότητος εἰς γραμμοθερμίδας (χιλιογραμμοθερμίδας), τὸ ὁποῖον ἀναπτύσσεται κατὰ τὴν πλήρη καῦσιν 1 γραμμαρίου (χιλιογράμμου) τῆς οὐσίας ταύτης. Ἡ τιμὴ αὐτῆς προσδιορίζεται διὰ πειραματικῶν μετρήσεων καὶ εὑρίσκεται ὅτι εἶναι διά : τὸν ἄνθρακα 7700, τὸ βενζόλιον 10000, τὸ θεῖον 2220, τὸν λιθάνθρακα 4700—8800, τὸ ξύλον δρυὸς 3990, τὸ ξύλον ἐλάτης 4400, τὸ οἰνόπνευμα 7200, τὸ πετρέλαιον 11000, τὸν σίδηρον 1350, τὸ τερεβινθέλαιον 10850, τὸ ὑδρογόνον 33200, τὸν φωσφόρον 5750, τὸ φωταέριον 7800—8700, τὸν ψευδάργυρον 1300 [cal/gr] κλπ.

β') Μετάδοσις θερμότητος. Σύμφωνα μὲ τὴν δευτέραν Ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς (§ 33, ιβ') μεταξὺ δύο σημείων τοῦ χώρου ποὺ ἔχουν διάφορον θερμοκρασίαν λαμβάνει χώραν μεταφορὰ θερμότητος ἀπὸ τοῦ θερμοτέρου πρὸς τὸ ψυχρότερον, μέχρις ὅτου ἐπέλθει ἐξίσωσις τῶν θερμοκρασιῶν. Ἡ μεταφορὰ αὐτὴ τῆς θερμότητος μπορεῖ νὰ γίνεται δι' ***ἀγωγῆς***, τ.ἔ. διὰ μεταβιβάσεως ἀπὸ στρώματος εἰς στρῶμα τοῦ ὑλικοῦ μέσου ποὺ εὑρίσκεται μεταξὺ τῶν δύο σημείων διαφόρου θερμοκρασίας, ὡς καὶ διὰ ***ρευμάτων*** (ὅταν τὸ μεσολαβοῦν ὑλικὸν μέσον εἶναι ὑγρὸν ἢ ἀέριον) ἢ καὶ δι' ***ἀκτινοβολίας***.

Ἡ μετάδοσις τῆς θερμότητος δι' ἀγωγῆς ἑρμηνεύεται εὐκόλως ὡς συνέπεια τῆς κινητικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος, διότι κατ' αὐτὴν τὰ μόρια τῆς θερμοτέρας θέσεως παρέχουν τὴν μεγαλυτέραν των κινητικὴν ἐνέργειαν διὰ προσκρούσεων εἰς τὰ μόρια τῆς ἀμέσως γειτονικῆς θέσεως, ποὺ ἔχει χαμη-

*) Ὀνομάζομεν ***ἡλιακὴν σταθερὰν*** τὸ ποσὸν θερμότητος ποὺ κατὰ πρωτόλεπτον [min] δέχεται ἐκ τοῦ Ἡλίου ἐπιφάνεια 1 cm^2 ἐπὶ τῆς Γῆς. Ἡ τιμὴ αὐτῆς εἶναι : 1,94 [cal/cm^2.min]

λοτέραν θερμοκρασίαν, μέχρις ὅτου ἡ κινητικὴ ἐνέργεια ὅλων τῶν μορίων τοῦ ὑλικοῦ μέσου ἀποκτήσει μίαν ὁμοιόμορφον κατανομὴν καὶ συνεπῶς προσλάβει κάθε θέσις τοῦ ὑλικοῦ μέσου τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.

Πρὸς σύγκρισιν τῶν διαφόρων σωμάτων ἀπὸ τὴν ἄποψιν τῆς διὰ μέσου αὐτῶν ἀγωγῆς τῆς θερμότητος ὁρίζομεν ὡς ***θερμικὴν ἀγωγιμότητα ἑνὸς σώματος τὸν ἀριθμὸν τῶν θερμίδων, αἱ ὁποῖαι περνοῦν εἰς τὴν μονάδα τοῦ χρόνου (1***sec***) διὰ μέσου ἑνὸς κύβου τοῦ σώματος ἀκμῆς 1***cm ***ἀπὸ τὴν μίαν ἕδραν αὐτοῦ εἰς τὴν ἀπέναντί της, ὅταν ἡ μεταξύ των διαφορὰ θερμοκρασίας εἶναι 1***°C

Ἔτσι προσδιορίζεται ὅτι ἡ θερμικὴ ἀγωγιμότης εἶναι εἰς [cal/grad.cm.sec] διά: ἀλουμίνιον 0,48—ἄργυρον 1,01—γραφίτην 0,01—κασσίτερον 0,15—λευκόχρυσον 0,17—μόλυβδον 0,08—νικελιον 0,14—σίδηρον 0,15—ὕαλον 0,0023—χαλκὸν 0,90—χρυσὸν 0,70—ψευδάργυρον 0,27—γλυκερίνην 0,0007—πετρέλαιον 0,00036—ὑδράργυρον 0,018—ὕδωρ 0,0014—ἀκετυλένιον 0,000044—ἄζωτον 0,000057—ἀτμ. ἀέρα 0,000057—διοξείδιον ἄνθρακος 0,000033—μεθάνιον 0,000074—ὀξυγόνον 0,000057—ὑδρογόνον 0,000376—χλώριον 0,000018.

Γενικῶς ἡ θερμικὴ ἀγωγιμότης εἶναι μεγάλη εἰς τὰ μέταλλα καὶ πρὸ πάντων εἰς τὸν ἄργυρον καὶ τὸν χαλκόν, πολὺ μικροτέρα εἰς τὰ ὑγρὰ καὶ μηδαμινὴ εἰς τὰ ἀέρια. Διὰ τοῦτο χαρακτηρίζομεν τὰ μέταλλα ὡς ***εὐθερμαγωγὰ*** καὶ τὰ ἀέρια ὡς ***δυσθερμαγωγὰ*** σώματα.

Εἰδικῶς διὰ μέσου κενοῦ χώρου εἶναι τελείως ἀδύνατος ἡ ἀγωγὴ θερμότητος, πρᾶγμα ποὺ συμφωνεῖ μὲ ὅσα εἴπαμε περὶ τῆς φύσεως τῆς ἀγωγῆς τῆς θερμότητος. Εἰς τὴν διαπίστωσιν αὐτὴν βασίζεται ἡ κατασκευὴ τῶν δοχείων «Thermos» ἢ Dewar ποὺ ἔχουν διπλᾶ τοιχώματα μὲ τὸν μεταξύ των χῶρον κενὸν ἀέρος. Ἔτσι προστατεύουν ταῦτα τὸ περιεχόμενόν των ἀπὸ τὴν ἐπίδρασιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ περιβάλλοντος.

Ἂν ὑπεράνω μιᾶς φλογὸς κρατήσωμεν μεταλλικὸν πλέγμα, ἡ φλὸξ δὲν προβάλλει ἐπάνω ἀπὸ τὸ πλέγμα, διότι ἡ θερμότης ποὺ ἀπαιτεῖται διὰ νὰ ὑψώσῃ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ καυσίμου ἀερίου διασκορπίζεται δι' ἀγωγῆς εἰς τὸ πλέγμα. Ἂν πάλιν ἀνάψωμεν τὸ ἀέριον ὑπεράνω πλέγματος μεταλλικοῦ ἡ φλὸξ δὲν περνάει καὶ κάτω ἀπὸ τὸ πλέγμα. Ἐφαρμογὴν τούτων ἔχομεν εἰς τὸν λύχνον Davy, ὅπου ἡ φλὸξ περιβάλλεται ὑπὸ μεταλλικοῦ πλέγματος. Εἰς τὴν περίπτωσιν κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ κρατῶν τὸν λύχνον αὐτὸν (ἐργάτης ὀρυχείου) εὑρεθῇ εἰς χῶρον, περιέχοντα ἐκρηκτικὸν ἀέριον (ὅπως εἶναι τὸ μῖγμα μεθανίου μὲ ἀέρα), γίνεται ἔκρηξις τοῦ περὶ τὴν φλόγα ἀερίου, ἀλλ' ἡ ἀνάφλεξις δὲν ἐπεκτείνεται εἰς τὸ ἔξω τοῦ πλέγματος ἀέριον. Ἔτσι προλαμβάνονται αἱ ἐκ τῆς ἐκρήξεως καταστροφαί.

Τὸ δυσθερμαγωγὸν τῶν ὑγρῶν ἐξηγεῖ ὅτι, ἂν εἰς δοκιμαστικὸν σωλῆνα πλήρη ὑγροῦ θερμάνωμεν διὰ φλογὸς τὸ ἀνώτερον μέρος αὐτοῦ, φέρομεν τὸ τμῆμα τοῦτο τοῦ ὑγροῦ εἰς βρασμόν, χωρὶς νὰ ἐπηρεασθῇ σημαντικῶς ἡ θερμοκρασία τῶν κατωτέρων στρωμάτων αὐτοῦ.

Τοὐναντίον ἂν θερμάνωμεν τὸ κατώτερον μέρος δοκιμαστικοῦ σωλῆνος γεμάτου μὲ ὑγρὸν τὸ ὑγρόν, τῆς θερμαινομένης θέσεως διαστέλλεται καὶ ἀνέρχεται ὡς εἰδικῶς ἐλαφρότερον· ἔτσι μεταφέρει τὴν θερμότητα ποὺ προσέλαβε εἰς τὰ ἀνώτερα στρώματα. Ἡ μετάδοσις αὐτὴ τῆς θερμότητος διὰ ῥευμάτων λαμβάνει χώραν ἐπίσης καὶ εἰς ἀέρια. Παράδειγμα μεταδόσεως θερμότητος διὰ ῥευμάτων ἔχομεν εἰς τὸ «ῥεῦμα τοῦ κόλπου», μὲ τὸ ὁποῖον μεταφέρονται τεράστια ποσὰ θερμότητος μὲ ῥεῦμα ὕδατος, ποὺ ἀπὸ τὸν κόλπον τοῦ Μεξικοῦ, ὅπου ἡ θερμοκρασία φθάνει τοὺς 30° C, διὰ τοῦ Ἀτλαντικοῦ Ὠκεανοῦ φθάνει εἰς τὰς δυτικὰς ἀκτὰς τῆς βορείας Εὐρώπης καὶ μετριάζει τὸ ψῦχος αὐτῶν, ὥστε ἀκόμη καὶ εἰς βόρειον πλάτος 68° νὰ μπορῇ νὰ γίνεται καλλιέργεια σιτηρῶν.

Ἡ θερμότης τέλος μεταδίδεται δι' ἀκτινοβολίας. Κατ' αὐτὴν τὸ θερμὸν σῶμα ἐκπέμπει θερμικὴν ἐνέργειαν εὐθυγράμμως καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις εἰς τὸν χῶρον. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ θερμικὴ ἐνέργεια μεταδίδεται ὑπὸ μορφὴν κυμάνσεως (§ 22), ἡ ὁποία διαδιδομένη διὰ μέσου τοῦ κενοῦ χώρου ἐκδηλώνεται μὲ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας ἄλλου ψυχροτέρου σώματος, ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτει. Φυσικὰ καὶ τὸ ψυχρότερον σῶμα ἐκπέμπει θερμικὴν ἀκτινοβολίαν, ἡ ὁποία διαδιδομένη πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις φθάνει καὶ εἰς τὸ θερμότερον. Ἀλλὰ ἡ θερμικὴ ἀκτινοβολία εἶναι ἐντονωτέρα ἀπὸ τὸ θερμότερον σῶμα πρὸς τὸ ψυχρότερον καὶ κατὰ συνέπειαν ἡ μεταξὺ δύο σωμάτων διαφόρου θερμοκρασίας ἀνταλλαγὴ ποσῶν θερμότητος δι' ἀκτινοβολίας θὰ ἔχῃ ὡς ἀποτέλεσμα τὴν ἐξίσωσιν τῶν θερμοκρασιῶν των, ὁπότε καθὲν ἀπὸ αὐτὰ ἀκτινοβολεῖ πρὸς τὸ ἄλλο τόσην θερμικὴν ἐνέργειαν ὅσην δέχεται ἀπὸ αὐτό.

Εἰδικώτερον τώρα ὅταν ἡ θερμικὴ ἀκτινοβολία προσπίπτῃ ἐπὶ ἑνὸς σώματος, προκαλεῖ εἰς αὐτὸ ἀποτελέσματα, ποὺ ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν ὑφὴν τοῦ σώματος. Ἔτσι παρατηρεῖται ὅτι :

1. Εἰς ἀνοικτόχρωμον καὶ στιλπνὴν ἐπιφάνειαν σώματος αἱ θερμικαὶ ἀκτῖνες ὑφίστανται ἀναστροφὴν τῆς πορείας των ἤ, ὅπως λέμε, ἀνακλῶνται, χωρὶς νὰ ἐπιφέρουν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος (δι' αὐτὸ καὶ τὰ τοιχώματα τῶν «Thermos» ἔχουν κατοπτρικὴν στιλπνότητα).

2. Εἰς σκοτεινόχρωμον καὶ τραχεῖαν ἐπιφάνειαν σώματος αἱ θερμικαὶ ἀκτῖνες ἀπορροφῶνται καὶ ἐπιφέρουν θέρμανσιν τοῦ σώματος. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν παρατηρεῖται ὅτι τὰ σώματα ποὺ ἔχουν μεγαλυτέραν ἱκανότητα ἀπορροφήσεως θερμότητος, ἔχουν ἐπίσης μεγαλυτέραν ἱκανότητα ἀκτινοβολίας θερμότητος.

3. Εἰς ὡρισμένας οὐσίας αἱ θερμικαὶ ἀκτῖνες μποροῦν νὰ περάσουν διὰ μέσου αὐτῶν χωρὶς νὰ ἐξασθενίσουν αἰσθητῶς. Πάντως κατὰ τὴν δίοδόν των αὐτὴν αἱ θερμικαὶ ἀκτῖνες ὑφίστανται γενικῶς μεταβολὴν τῆς διευθύνσεως τῆς πορείας των ἤ, ὅπως λέμε διὰ τὸ φαινόμενον αὐτό, **διαθλῶνται** (§ 23,ε). Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα διαπιστώνει ὅτι ἡ ἐξασθένισις, ποὺ ὑφίστανται αἱ αἱ θερμικαὶ ἀκτῖνες, ὅταν διέρχωνται διὰ μέσου διαφόρων οὐσιῶν, εἶναι μηδαμινὴ διὰ μέσου κρυστάλλων ὀρυκτοῦ μαγειρικοῦ ἅλατος καὶ γίνεται ἐπὶ

μᾶλλον καὶ μᾶλλον σημαντικωτέρα εἰς τὰς περιπτώσεις διόδου διὰ μέσου ὑάλου, διθειούχου ἄνθρακος, ὕδατος, πάγου, στυπτηρίας.

Σημ. Αἱ θερμικαὶ ἀκτῖνες εἶναι τῆς αὐτῆς φύσεως μὲ τὰς ἀκτῖνας φωτός. Διὰ τοῦτο ἐξετάζεται τὸ φαινόμενον τῆς ἀκτινοβολίας μεθοδικώτερα εἰς τὴν Ὀπτικὴν (πρβλ. § 48).

Προβλήματα

1) Ποῖον ποσὸν θερμότητος παράγεται κατὰ τὴν καῦσιν 50 kg λιθάνθρακος, τοῦ ὁποίου ἡ θερμότης καύσεως ἀνέρχεται εἰς 6000 kcal/kg; (Ἀπ. 300.000 kcal).

2) Πόσα χιλιόγραμμα ὕδατος θὰ μποροῦσαν νὰ θερμανθοῦν ἀπὸ 0° εἰς 100° C διὰ καύσεως 1 kg ἀρίστης ποσότητος λιθάνθρακος, ἂν ὅλη ἡ παραγομένη θερμότης χρησιμοποιῆται εἰς τοῦτο; (88 kg).

3) Διατί προκειμένου ν' ἀποδειχθῇ ἡ κακὴ ἀγωγιμότης τοῦ ὕδατος δὲν πρέπει νὰ θερμαίνεται τὸ ὑγρὸν ἐκ τῶν κάτω; (Ἀπ. Διότι τότε θὰ μεταδοθῇ ἡ θερμότης διὰ ρεύματος).

4) Ἂν κύλινδρος ποὺ ἀποτελεῖται κατὰ τὸ ἥμισυ ἀπὸ μέταλλον καὶ κατὰ τὸ ἄλλο ἥμισυ ἀπὸ ξύλον ἐπικαλυφθῇ μὲ φύλλον χάρτου καὶ κατόπιν κρατηθῇ εἰς φλόγα, ποὺ τὸν θερμαίνει ὁμοιομόρφως καθ' ὅλην του τὴν ἔκτασιν, παρατηροῦμεν ὅτι πρῶτον ἀπανθρακοῦται τὸ τμῆμα τοῦ χάρτου, ποὺ ἐπικάθηται ἐπὶ τοῦ ξυλίνου τμήματος τοῦ κυλίνδρου. Διατί συμβαίνει τοῦτο; (Ἀπ. Διότι τὸ μέταλλον ὡς καλὸς ἀγωγὸς διασκορπίζει τὴν θερμότητα τῆς φλογὸς καθ' ὅλην του τὴν ἔκτασιν καὶ πρέπει νὰ ἐπιδράσῃ περισσότερον διὰ νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία μέχρι τοῦ σημείου, ποὺ γίνεται ἡ ἀπανθράκωσις).

5) Διατί τὰ ποτήρια μὲ παχέα τοιχώματα σπάζουν εὐκολώτερα ἀπὸ ἐκεῖνα μὲ λεπτὰ τοιχώματα, ὅταν χύνωμεν εἰς αὐτὰ θερμὸν ὕδωρ; Διατί σπάζουν τὰ ποτήρια εὐκολώτερον, ὅταν ἐπιτίθενται ἐπὶ θερμῆς μεταλλίνης πλακὸς παρὰ ὅταν ἐπιτίθενται ἐπὶ ἐξ ἴσου θερμῆς μαρμαρίνης πλακός;

6) Μία ἐμβολοφόρος ἀτμομηχανὴ καταναλίσκει καθ' ὥραν καὶ δι' ἕκαστον ἵππον ἰσχύος της 1 kg ἄνθρακος, ποὺ ἔχει θερμότητα καύσεως 7300 kcal/kg. Αἱ νεώτεραι ἀτμομηχαναὶ διὰ τὸ αὐτὸ ἔργον καταναλίσκουν μόνον 0,65 kg ἄνθρακος τῆς αὐτῆς ποιότητος. Ἐξ ἄλλου κινητὴρ δι' ἐκρήξεως καταναλίσκει πρὸς παροχὴν τοῦ αὐτοῦ ὡς ἄνω ἔργου 0,4 kg πετρελαίου (θερμότητος καύσεως 10700 kcal/kg) ἢ 0,32 kg βενζίνης (θερμότητος καύσεως 10200 kcal/kg), ἢ 0,42 kg οἰνοπνεύματος (θερμ. καύσεως 7200 kcal/kg) ἢ 0,5 m³ φωταερίου (θερμότητος καύσεως 4000 kcal/kg). Πόσον τοῖς ἑκατὸν τῆς ἐνεργείας ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν θερμότητα καύσεως τοῦ ὑλικοῦ παρέχουν κατὰ τ' ἀνωτέρω αἱ ὡς ἄνω κατὰ σειρὰν μηχαναὶ καὶ τί προκύπτει ἐκ τούτου διὰ τὴν οἰκονομικότητά των; (Ἀπ. 8,66 %, 13,33 %, 14,77 %, 19,37 %, 29,91 % 25,81 %).

7) Πῶς ἐξηγεῖται ὅτι ἐκ τοῦ ὅλου ποσοῦ θερμότητος ποὺ παράγεται διὰ τῆς καύσεως τοῦ ἀερίου εἰς τοὺς κινητῆρας ἐσωτερικῆς καύσεως μόνον μικρὸν ποσοστὸν μεταβάλλεται εἰς ἔργον; (Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν 2αν ἀρχὴν τῆς θερμοδυναμικῆς, ἐπειδὴ ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀναφλεγομένου ἀερίου ἀπὸ T_1 δὲν πίπτει εἰς -273° C, ἀλλὰ εἰς T_2 (θερμοκρασίαν τοῦ ψυγείου ἢ τοῦ περιβάλλοντος) τὸ ποσὸν θερμότητος $Q\frac{T_2}{T_1}$ ἀποδίδεται πάλιν εἰς τὸ περιβάλλον δι' ἀγωγῆς, ἀκτινοβολίας, ἀπορροφήσεως).

§ 36 ΜΕΤΕΩΡΟΛΟΓΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΟΣ

α') Θέρμανσις τοῦ ἐδάφους ἀπὸ τὸν ἥλιον. Αἱ ἡλιακαὶ ἀκτῖνες κατὰ τὴν διαδρομήν των διὰ μέσου τῆς ἀτμοσφαίρας ὑφίστανται διαφόρους μεταβολάς. Μέρος ἀπὸ αὐτὰς ἀπορροφᾶται ἀπὸ τὰ μόρια τοῦ ἀέρος καὶ τὰ σωματίδια (σταγονίδια ὕδατος, τεμαχίδια κονιορτοῦ), ποὺ αἰωροῦνται εἰς αὐτόν. Ἄλλο μέρος ἀνακλᾶται πρὸς διαφόρους κατευθύνσεις ἢ διασκορπίζεται (διαχέεται) εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν. Ἡ βαθυτέρα ἔρευνα διὰ τὴν φύσιν τῶν ἡλιακῶν ἀκτίνων ἀποδεικνύει ὅτι αὗται εἶναι αἱ διευθύνσεις διαδόσεως ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων (πρβλ. § 48) ποὺ ἀντιστοίχως πρὸς τὴν συχνότητα κυμάνσεως γίνονται αἰσθηταὶ εἰς ἡμᾶς ὑπὸ διάφορα χρώματα ἀπὸ τοῦ ἐρυθροῦ μέχρι τοῦ ἰώδους· ὑπάρχουν μάλιστα εἰς τὰς ἡλιακὰς ἀκτῖνας καὶ κυμάνσεις μὲ συχνότητας κατωτέρας τῶν τοῦ ἐρυθροῦ καὶ ἀνωτέρας τοῦ ἰώδους ποὺ δὲν ἀντιλαμβανόμεθα ὡς φῶς, ἀλλ' ἐκδηλώνονται μὲ τὰ θερμικὰ ἢ χημικὰ ἀποτελέσματά των. Ἡ διάχυσις εἰς τὴν ἀτμόσφαιραν γίνεται πρὸ πάντων εἰς τὰς κυανᾶς καὶ ἰώδεις ἀκτῖνας καὶ εἰς αὐτὰς ὀφείλεται τὸ κυανοῦν χρῶμα τοῦ οὐρανοῦ. Ἀντιθέτως ἡ ἀπορρόφησις εἶναι ἰσχυροτέρα εἰς τὰς ἐρυθρὰς ἀκτῖνας. Ἡ θέρμανσις τοῦ ἐδάφους ἀπὸ τὰς ἡλιακὰς ἀκτῖνας, ποὺ φθάνουν εἰς αὐτό, ἐξαρτᾶται 1ον) ἀπὸ τὸ ὕψος τοῦ ἡλίου ὑπὲρ τὸν ὁρίζοντα· (ὅσον πλησιέστερον πρὸς τὸ ζενὶθ εὑρίσκεται ὁ ἥλιος, τόσον ἰσχυροτέραν θέρμανσιν προκαλεῖ), 2ον) ἀπὸ τὴν κατάστασιν τῆς ἀτμοσφαίρας· (ὅσον διαυγέστερος εἶναι ὁ οὐρανός, τόσον μικροτέρα εἶναι ἡ ἀπορρόφησις) καὶ 3ον) ἀπὸ τὴν σύστασιν τοῦ θεωρουμένου ἐδάφους (ἀμμώδη καὶ πετρώδη ἐδάφη θερμαίνονται καὶ ψύχονται πολὺ ταχύτερον ἀπὸ ἐκεῖνα, ποὺ καλύπτονται μὲ φυτείας· ἐπίσης θαλάσσιαι περιοχαὶ λόγῳ τῆς μεγάλης θερμοχωρητικότητος τοῦ ὕδατος παρουσιάζουν πολὺ μικροτέρας διακυμάνσεις τῆς θερμοκρασίας ἀπὸ ἐκείνας, ποὺ παρουσιάζουν τμήματα ξηρᾶς, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν ἀπὸ τὴν θάλασσαν).

β') Θέρμανσις τοῦ ἀέρος. Ἡ θέρμανσις τοῦ ἀέρος ἀπ' εὐθείας διὰ τῶν ἡλιακῶν ἀκτίνων, ποὺ διέρχονται δι' αὐτοῦ, εἶναι ἀνεπαίσθητος· ἀντὶ τούτου θερμαίνονται πρῶτον τὰ εἰς ἐπαφὴν μὲ τὸ θερμανθὲν ἔδαφος κατώτερα στρώματα ἀέρος καὶ ἀπὸ αὐτὰ μεταδίδεται θέρμανσις καὶ εἰς ἀνώτερα στρώματα διὰ ρευμάτων.

Ἀφοῦ λοιπὸν ἡ κυριωτέρα πηγὴ θερμότητος διὰ τὸν ἀέρα εἶναι τὸ ἔδαφος, πρέπει νὰ παρατηρῆται πτῶσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀέρος, ὅσον ἀνερχόμεθα ὑψηλότερον. Ἡ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀέρος, ὅταν αὐξάνεται τὸ ὑπὲρ τὸ ἔδαφος ὕψος, εἶναι ἀποτέλεσμα καὶ τοῦ ὅτι ὁ ἀνερχόμενος θερμὸς ἀὴρ ψύχεται, διότι διαστέλλεται καὶ παράγει ἔργον πρὸς ὑπερνίκησιν τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως. Ἂν ὁ ἀὴρ ἦτο τελείως ξηρός, ἔπρεπε νὰ πίπτῃ ἡ θερμοκρασία του κατὰ 1°C ἀνὰ 100 μέτρα ὕψους. Ἐπειδὴ ὅμως ὁ ἀνερχόμενος ἀὴρ περιέχει ὑδρατμούς, οἱ ὁποῖοι, ψυχόμενοι, συμπυκνοῦνται καὶ σχηματίζουν νέφη, ἡ πτῶσις τῆς θερμοκρασίας εἶναι μικροτέρα (κάπου 1°C ἀνὰ 200 μέτρα ὕψους), διότι κατὰ τὴν συμπύκνωσιν ἐκλύεται θερμότης.

Πολλὲς φορὲς συμβαίνει νὰ ἔχῃ ὁ ἀὴρ πλησίον τοῦ ἐδάφους θερμοκρασίαν χαμηλοτέραν τῶν ἀνωτέρων στρωμάτων του. Τὸ φαινόμενον αὐτὸ καλεῖται **ἀναστροφὴ τῆς θερμοκρασίας** καὶ λαμβάνει χώραν κατὰ αἰθρίας χειμερινὰς νύκτας, ποὺ γίνεται ἔντονος ἀκτινοβολία θερμότητος ἀπὸ τὸ ἔδαφος.

Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος ἔχει διαφόρους τιμὰς κατὰ τὴν διάρκειαν μιᾶς ἡμέρας. Ἔχει τὴν μεγίστην της τιμὴν 2—4 ὥρας μετὰ τὴν μεσημβρίαν καὶ τὴν ἐλαχίστην της ὀλίγον πρὸ τῆς ἀνατολῆς τοῦ ἡλίου. Ὡς **μέσην θερμοκρασίαν** μιᾶς ἡμέρας λαμβάνομεν τὸν μέσον ὅρον τῶν θερμοκρασιῶν, ποὺ θὰ παρατηρηθοῦν α) κατὰ τὴν 7ην πρωινήν, β) τὴν 3ην ἀπογευματινὴν καὶ γ) τὴν 11ην νυκτερινὴν ὥραν.

Ἐπίσης ἔχομεν διακυμάνσεις τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀέρος κατὰ τὴν διάρκειαν ἑνὸς μηνὸς ἢ ἑνὸς ἔτους καὶ ὡς ἐκ τούτου ὁμιλοῦμεν εἰς τὰς περιπτώσεις αὐτὰς περὶ μέσης θερμοκρασίας, τὴν ὁποίαν λαμβάνομεν διαιροῦντες τὸ ἄθροισμα περισσοτέρων ἐνδείξεων τῆς θερμοκρασίας διὰ τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἐνδείξεων.

γ) Ἰσόθερμοι. Αἱ γραμμαὶ ποὺ ἑνώνουν σημεῖα τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς ποὺ δείχνουν ὅλα τὴν αὐτὴν μέσην θερμοκρασίαν καλοῦνται **ἰσόθερμοι**. Αἱ ἐτήσιοι ἰσόθερμοι ποὺ ἑνώνουν σημεῖα, τὰ ὁποῖα ἔχουν τὴν αὐτὴν μέσην θερμοκρασίαν ἔτους, μᾶς δείχνουν ὅτι 1) Ἡ μέση θερμοκρασία ἔτους ἐλαττώνεται, ὅταν ἀπομακρυνώμεθα ἀπὸ τὸν Ἰσημερινὸν πρὸς τοὺς πόλους, ἀλλὰ αἱ ἰσόθερμοι ἐκτρέπονται ἰσχυρῶς τῶν διευθύνσεων τῶν παραλλήλων κύκλων. Αἱ ἐκτροπαὶ αὐταὶ εἶναι εἰς τὸ βόρρειον ἡμισφαίριον μεγαλύτεραι ἀπὸ τὰς εἰς τὸ νότιον. 2) Εἰς κατώτερα πλάτη (μέχρι 40°) ἔχομεν μεγαλυτέρας θερμοκρασίας εἰς τὸ βόρειον, ἐνῶ εἰς ἀνώτερα (ἄνω τῶν 40°) σημειώνονται ὑψηλότεραι θερμοκρασίαι εἰς τὸ νότιον ἡμισφαίριον. 3) Εἰς τὸ βόρειον ἡμισφαίριον αἱ δυτικαὶ ἀκταὶ τῶν ἠπείρων εἶναι θερμότεραι τῶν ἀνατολικῶν, ἐνῶ εἰς τὸ νότιον συμβαίνει τὸ ἀντίθετον.

Ἐξήγησιν τούτων παρέχει ἡ ἄνισος κατανομὴ ξηρᾶς καὶ θαλάσσης καὶ τὰ θαλάσσια ρεύματα. Αἱ μηναῖαι ἰσόθερμοι παρέχουν τὴν μέσην θερμοκρασίαν εἰς τοὺς καθ' ἕκαστα μῆνας. Αἱ σπουδαιότεραι εἶναι αἱ ἰσόθερμοι τῶν μηνῶν Ἰανουαρίου καὶ Ἰουλίου. Ἀπὸ αὐτὰς διαπιστώνεται ὅτι: 1) Αἱ διακυμάνσεις τῆς θερμοκρασίας κατὰ τὴν διάρκειαν ἑνὸς ἔτους εἶναι πολὺ μικραὶ εἰς τὴν διακεκαυμένην ζώνην καὶ πολὺ σημαντικαὶ εἰς τὰς εὐκράτους καὶ κατεψυγμένας ζώνας. 2) Αἱ ἤπειροι ἔχουν θερμὸν θέρος καὶ ψυχρὸν χειμῶνα. Αἱ θάλασσαι καὶ αἱ παρ' αὐτὰς χῶραι ἔχουν δροσερὸν θέρος καὶ ἤπιον χειμῶνα.

δ) Ὑγρασία. Διὰ τὴν κατάστασιν τῆς ἀτμοσφαίρας ἔχει μεγάλην σημασίαν ἡ **ὑγρασία τοῦ ἀέρος**, τ. ἔ. ὁ ὑδρατμὸς ποὺ περιέχεται εἰς αὐτόν. Ὀνομάζομεν **ἀπόλυτον ὑγρασίαν τοῦ ἀέρος τὸ ποσὸν τοῦ ὑδρατμοῦ (εἰς γραμμάρια) ποὺ περιέχεται εἰς *1* [m³] ἀέρος ἢ τὴν πίεσιν εἰς χιλιοστόμετρα ὑδραργυρικῆς στήλης** [mm Hg] **ποὺ ἐξασκεῖ ὁ περιεχόμενος εἰς τὸν ἀέρα ὑδρατμός.** (§ 32, ι').

Διάφορος τῆς ἀπολύτου ὑγρασίας εἶναι ***ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος.*** Ὀνομάζομεν ἔτσι ***τὸν λόγον τοῦ ποσοῦ*** m ***ὑδρατμοῦ, ποὺ περιέχεται εἰς ὡρισμένον ὄγκον ἀέρος πρὸς τὸ ποσὸν*** M ***ποὺ ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν θὰ ἦτο κεκορεσμένος*** ἢ ***τὸν λόγον τῆς πράγματι ἀσκουμένης ὑπὸ τοῦ ὑδρατμοῦ πιέσεως*** p ***πρὸς τὴν μεγίστην τάσιν*** P ***αὐτοῦ ὑπὸ τὴν ὑφισταμένην θερμοκρασίαν.*** Ἡ τιμὴ αὐτῆς ἐκφράζεται συνήθως εἰς ποσοστὸν ἐπὶ τοῖς ἑκατόν. Ἑπομένως ἡ σχετικὴ ὑγρασία παρέχεται ἀπὸ τὴν σχέσιν: $(100m/M)\%$ ἢ τὴν $(100p/P)\%$. Ἔτσι π.χ. ἡ σχετικὴ ὑγρασία 100% σημαίνει ὅτι ὁ ἀὴρ εἶναι κεκορεσμένος δι' ὑδρατμοῦ· ἂν ἡ σχετικὴ ὑγρασία ἀνέρχεται εἰς 80%, τοῦτο σημαίνει ὅτι ἡ τάσις τοῦ περιεχομένου ὑδρατμοῦ εἶναι 0,80 τῆς μεγίστης τάσεως αὐτοῦ, τ.ἔ. τῆς τάσεως ποὺ θὰ εἶχε, ἂν ὁ ἀὴρ ἦτο κεκορεσμένος δι' ὑδρατμοῦ, ἤτοι περιεῖχε τὸ μέγιστον τοῦ ὑδρατμοῦ, ποὺ μπορεῖ νὰ περιλάβῃ. Ὥστε ἡ σχετικὴ ὑγρασία μᾶς δίδει πόσον ἀπέχει ὁ περιεχόμενος ὑδρατμὸς ἀπὸ τὴν κατάστασιν κόρου, ἀπὸ τὴν κατάστασιν δηλαδὴ εἰς τὴν ὁποίαν κάθε ἐπὶ πλέον ποσότης ὑδρατμοῦ ὑγροποιεῖται. Εἶναι λοιπὸν ἡ σχετικὴ ὑγρασία καὶ ὄχι ἡ ἀπόλυτος τὸ μέγεθος ποὺ μαρτυρεῖ, ἂν ὁ ἀὴρ εἶναι ὑγρὸς ἢ ξηρὸς καὶ συνεπῶς μόνον ἡ σχετικὴ ὑγρασία μπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς κριτήριον διὰ τὴν πιθανότητα συμπυκνώσεως τοῦ ὑδρατμοῦ καὶ συνεπῶς τῶν φαινομένων βροχῆς ἢ δρόσου, χιόνος ἢ πάχνης.

Ἂν ψυχθῇ ἀὴρ ποὺ δὲν εἶναι κεκορεσμένος μὲ ὑδρατμόν, φθάνομεν τελικῶς εἰς μίαν θερμοκρασίαν, ὅπου ὁ περιεχόμεεος ὑδρατμὸς εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν κόρου. Τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν καλοῦμεν ***σημεῖον δρόσου.*** Ἀπὸ τοῦ σημείου τούτου καὶ κάτω ἀρχίζει νὰ ὑγροποιῆται ὑδρατμὸς καὶ ἔτσι σχηματίζονται νέφη, ὀμίχλη, βροχή, δρόσος κλπ.

Ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία ἀέρος εἶναι ἴση μὲ τὴν μεγίστην τάσιν ποὺ ἔχει ὁ περιεχόμενος ὑδρατμὸς εἰς τὸ σημεῖον δρόσου. Ἂν π. χ. ὁ περιεχόμενος ὑδρατμὸς ἔχῃ σημεῖον δρόσου εἰς 15° C, εὑρίσκομεν εἰς τὸν πίνακα **XIV** ὅτι ἡ μεγίστη του τάσις εἶναι 12,8 mm Hg. Ἡ τιμὴ αὐτὴ μᾶς δίδει τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν τοῦ θεωρουμένου ἀέρος. Ἂν πάλιν ἡ σχετικὴ ὑγρασία ὑπὸ θερμοκρασίαν 15° C ἀνέρχεται εἰς 59%, τοῦτο σημαίνει ὅτι ἡ πραγματικὴ τάσις τοῦ ὑδρατμοῦ εἶναι $0{,}59 \,.\, 12{,}8 = 7{,}55$ mm Hg. Ἀλλὰ κατὰ τὸν πίν. **XIV** ἡ τάσις αὐτὴ ἀποτελεῖ τὴν μεγίστην τάσιν ὑδρατμοῦ εἰς θερμοκρασίαν 7° C. Ἑπομένως ἡ θερμοκρασία 7° C εἶναι τὸ σημεῖον δρόσου τοῦ περιεχομένου ὑδρατμοῦ.

Ὅταν γνωρίζωμεν τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος καὶ τὸ σημεῖον δρόσου, μποροῦμε νὰ προσδιορίσωμεν τὴν ἀπόλυτον καὶ τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν. Ἂν π. χ. ἔχωμεν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος 18°C καὶ σημεῖον δρόσου 15°C, εὑρίσκομεν εἰς τὸν πίν. **XIV** ὅτι ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία (ἴση μὲ τὴν μεγίστην τάσιν τοῦ σημείου δρόσου 15°C) θὰ εἶναι 12,8 [mm Hg] καὶ ἡ σχετικὴ ὑγρασία θ' ἀνέρχεται εἰς $(100 \,.\, 12{,}8/15{,}5)\% = 82{,}5\%$.

Πίναξ XIV. Ἀντίστοιχοι τιμαὶ τῆς θερμοκρασίας Θ εἰς [°C], τῆς μεγίστης τάσεως P εἰς [mm Hg] καὶ τῆς περιεκτικότητος Π εἰς [gr/m³] κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ.

Θ	P	Π	Θ	P	Π	Θ	P	Π	Θ	P	Π	Θ	P
−20	0,77	0,88	5	6,5	6.8	16	13,6	13,6	27	26,7	25,8	90	526
−15	1,24	1,38	6	7,0	7,3	17	14,5	14,5	28	28,3	27,2	100	760
−10	1,95	2,14	7	7,5	7,8	18	15,5	15,4	29	30,0	28,7	110	1075
− 5	3,01	3,24	8	8,0	8,3	19	16,5	16,3	30	31,8	30,3	120	1489
− 2	3,88	4,13	9	8,6	8,8	20	17,5	17,3	35	42,2	39,3	130	2026
− 1	4,22	4,47	10	9,2	9 4	21	18,7	18,4	40	55,3	51.0	140	2711
0	4,6	4,8	11	9.8	10,0	22	19,8	19,4	45	71,9	65,4	150	3571
1	4,9	5,2	12	10,5	10.7	23	21,1	20,6	50	92.5	83,0	160	4636
2	5,3	5,6	13	11.2	11.4	24	22,4	21,8	60	149.4	130.5	180	7521
3	5,7	6,0	14	12,0	12.1	25	23,8	23,1	70	233,7	199,5	200	11661
4	6,1	6,4	15	12,8	12,8	26	25,2	24,4	80	355,1	296,5	230	21280

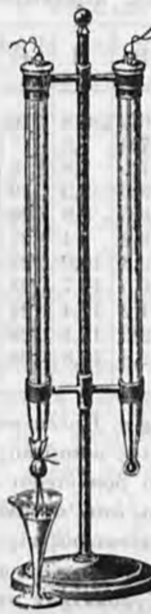
η) Ὑγρόμετρα. Πολλὰ σώματα, ποὺ ὡς ἐκ τούτου χαρακτηρίζονται ὡς ***ὑγροσκοπικά***, δείχνουν τὰς μεταβολὰς τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρος. Ἔτσι π. χ. χορδαὶ ἀπὸ ἔντερον καθίστανται βραχύτεραι καὶ παχύτεραι, αἱ τρίχες τῆς κεφαλῆς ἀνθρώπου γίνονται μακρότεραι, ὅταν αὐξάνεται ἡ ὑγρασία· λινὸν ὕφασμα διαποτισμένον μὲ χλωριοῦχον κοβάλτιον εἶναι ῥὸζ εἰς ὑγρὸν ἀέρα καὶ ἰῶδες εἰς ξηρόν. Διὰ τὴν μέτρησιν ὅμως τῆς ὑγρασίας χρησιμοποιοῦνται ὄργανα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται ***ὑγρόμετρα.***

Τοιοῦτο εἶναι τὸ ***ὑγρόμετρον μὲ τρίχα ἢ ὑγρόμετρον τοῦ*** Saussure (σχ. 29). Εἰς τοῦτο τὸ ἓν ἄκρον τριχός, ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἔχει ἐκπλυθῆ τὸ λῖπος της, προσδένεται εἰς ἓν πλαίσιον. Τὸ ἄλλο ἄκρον τῆς τριχός, ἀφοῦ αὐτὴ περιτυλιχθῆ εἰς τὴν αὔλακα μικρᾶς εὐκινήτου τροχαλίας, ἐπιβαρύνεται μὲ μικρὸν βάρος, ὥστε νὰ κρατῆται τεντωμένη ἡ τρίχα. Κάθε μεταβολὴ τοῦ μήκους τῆς τριχὸς προκαλεῖ στροφὴν τῆς τροχαλίας. Ταύτην παρακολουθεῖ δείκτης, ποὺ εἶναι στερεωμένος εἰς τὸν ἄξονα τῆς τροχαλίας καὶ κινεῖται ἐνώπιον τόξου μὲ βαθμολογικὰς ὑποδιαιρέσεις. Τὸ ὄργανον συνοδεύεται καὶ ἀπὸ θερμόμετρον, ποὺ μᾶς δείχνει τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος. Πρὸς βαθμολογίαν τοῦ ὀργάνου διαβρέχομεν μὲ ὕδωρ ὕφασμα μουσελίνης τεντωμένον εἰς κινητὸν πλαίσιον καὶ εἰσάγομεν αὐτὸ εἰς τὸ κιβώτιον τοῦ ὀργάνου, τὸ ὁποῖον κλείομεν κατόπιν. Ἡ θέσις εἰς τὴν ὁποίαν σταματᾷ τότε ὁ δείκτης βαθμολογεῖται μὲ 100, διότι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὁ ἀὴρ τοῦ χώρου εἰς τὸν ὁποῖον εὑρίσκεται τὸ ὄργανον, εἶναι κεκορεσμένος δι' ὑδρατμοῦ. Ἐὰν κατόπιν φέρωμεν τὸ ὄργανον εἰς κλειστὸν χῶρον, ὅπου διὰ τῆς παρουσίας ὑγροσκοπικῶν οὐσιῶν, ὡς εἶναι τὸ θειικὸν ὀξύ, χλωριοῦχον ἀσβέστιον, φωσφορικὸν ὀξὺ κ. ἄ., ἔχει ἀπορροφηθῆ ἡ ὑγρασία, ὁ δείκτης θὰ σταματήσῃ εἰς ἄλλην θέσιν, τὴν ὁποίαν βαθμολογοῦμεν μὲ 0. Εἶναι προφανὲς ὅτι μὲ τὸ ὑγρόμετρον αὐτὸ μετροῦμε τὴν σχετικὴν ὑγρασίαν τοῦ ἀέρος.

Τὸ ὑγρόμετρον συμπυκνώσεως τοῦ Daniell (σχ. 30) χρησιμεύει διὰ τὸν προσδιορισμὸν τοῦ σημείου δρόσου. Ἀποτελεῖται ἀπὸ ὑάλινον σωλῆνα ποὺ ἔχει καμφθῆ εἰς σχῆμα Γ καὶ ἀπολήγει εἰς σφαιρικὰς ἐξογκώσεις Α καὶ Β. Ἡ μία ἀπὸ αὐτάς, ἡ Α, ἐπικαλύπτεται ἐν μέρει μὲ φύλλον χρυσοῦ καὶ περιέχει αἰθέρα καὶ θερμόμετρον t. Ἡ ἄλλη σφαιρικὴ διόγκωσις, ἡ Β, περιβάλλεται μὲ ὕφασμα ἀπὸ μουσελίνην, τὸ ὁποῖον διαβρέχεται μὲ αἰθέρα. Μὲ τὴν ταχεῖαν ἐξάτμισιν τούτου παράγεται ψῦχος καὶ ὑγροποιοῦνται οἱ ἀτμοὶ αἰθέρος, ποὺ περιέχονται εἰς τὴν ἐξόγκωσιν αὐτήν. Ἕνεκα τούτου ἐξατμίζεται νέα ποσότης ἀπὸ τὸν αἰθέρα τῆς σφαίρας Α καὶ τοῦτο ἐπιφέρει τὴν ψῦξιν αὐτῆς. Ὅταν ἡ ψῦξις τῆς Α φθάσῃ μέχρι τοῦ σημείου δρόσου τοῦ περιβάλλοντος ἀέρος, ἐπικάθηται ἐπὶ τοῦ ἐκ φύλλων χρυσοῦ ἐπικαλύμματος τῆς σφαίρας Α λεπτοτάτη δρόσος. Τότε ἀναγινώσκεται ἡ θερμοκρασία, ποὺ δείχνει τὸ θερμόμετρον t. Ἔτσι ἔχομεν τὸ σημεῖον δρόσου. Μὲ αὐτὸ καὶ μὲ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος ποὺ μᾶς δείχνει τὸ θερμόμετρον t΄ προσδιορίζεται βάσει τοῦ πίνακος *XIV* ἡ ἀπόλυτος καὶ ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος. Ἂν π.χ. ὑπὸ θερ-

Σχ. 29. Ὑγρόμετρον μὲ τρίχα.

Σχ. 30. Ὑγρόμετρον Daniell



Σχ. 31. Ὑγρόμετρον August.

Σχ. 32 Ὑγρόμετρον Assmann.

μοκρασίαν $t'=21^0C$ εὑρίσκεται σημεῖον δρόσου $t=6^0C$, πρέπει νὰ εἶναι ἡ μὲν ἀπόλυτος ὑγρασία 7,3 [gr/m³], ἡ δὲ σχετικὴ $100 \cdot (7{,}3/18{,}4)\%=40\%$.

Τὸ ψυχρόμετρον τοῦ August (σχ. 31) ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο θερμόμετρα. Τὸ ἓν ἀπὸ αὐτὰ (εἰς τὸ σχῆμα τὸ δεξιὰ) μᾶς δίδει τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος. Τὸ δοχεῖον τοῦ ἄλλου εἶναι τυλιγμένο μὲ ὕφασμα μουσελίνας, τοῦ ὁποίου ἓν ἄκρον βυθίζεται εἰς δοχεῖον μὲ ὕδωρ καὶ εἶναι ὡς ἐκ τούτου διαρκῶς μουσκεμένο. Ὅταν ὁ περιβάλλων ἀὴρ δὲν εἶναι κεκορεσμένος μὲ ὑδρατμόν, ἐξατμίζεται ὕδωρ ἀπὸ τὸ ὕφασμα καὶ τόσον ταχύτερον ὅσον περισσότερον ἀπέχει ἀπὸ τὴν κατάστασιν κόρου. Λόγῳ τῆς ἐξατμίσεως ψύχεται τὸ δοχεῖον τοῦ θερμομέτρου καὶ ἔτσι μᾶς δείχνει θερμοκρασίαν χαμηλοτέραν ἀπὸ ἐκείνην ποὺ δείχνει τὸ ξηρὸν θερμόμετρον. Ἡ διαφορὰ ***(ψυχρομετρικὴ διαφορὰ)*** εἶναι τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον ξηρότερος εἶναι ὁ ἀήρ.

Βάσει τῆς ψυχρομετρικῆς διαφορᾶς $(t-t')$ ποὺ λαμβάνομεν ἀπὸ τὸ ὄργανον, προσδιορίζομεν τὴν ἀπόλυτον ὑγρασίαν f μὲ τὴν σχέσιν: $f=f'-A.b.(t-t')$, εἰς τὴν ὁποίαν f΄ παριστάνει τὴν εἰς τὴν θερμοκρασίαν t΄ περιεκτικότητα κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ, ποὺ δίδεται εἰς τὸν πίνακα XIV, b τὴν κρατοῦσαν βαρομετρικὴν πίεσιν καὶ A μίαν σταθεράν. Ὡς τιμὴ τῆς τελευταίας μπορεῖ νὰ τεθῇ $A=0{,}0008$, ἂν ἡ θερμοκρασία t΄ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς 0^0C, καὶ $A=0{,}00068$, ἂν $t'<0^0C$. Κατὰ τὴν πρακτικὴν χρησιμοποίησιν τοῦ ὀργάνου ἀντὶ τοῦ ἀνωτέρω ὑπολογισμοῦ, λαμβάνομεν τὴν τιμὴν τῆς ὑγρασίας, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς μετρηθεῖσαν ψυχρομετρικὴν διαφοράν, ἀπὸ πίνακα, ποὺ συνοδεύει τὸ ὄργανον.

Ἐπειδὴ ὁ γύρω ἀπὸ τὸ θερμόμετρον τοῦ ψυχρομέτρου ἀὴρ πληροῦται γρήγορα ἀπὸ ὑδρατμούς, δὲν γίνεται ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς τὴν κατάστασιν τῆς ἀτμοσφαίρας ἐξάτμισις καὶ κατὰ συνέπειαν δὲν ἐπέρχεται ὅση θὰ ἔπρεπε πτῶσις τῆς θερμοκρασίας, ἂν ὁ γύρω τοῦ θερμομέτρου ἀὴρ δὲν ἀνανεώνεται. Ἕνεκα τούτου αἱ ἐνδείξεις τοῦ ὀργάνου παραπλανοῦν πρὸς ὑπερβολικὴν ἐκτίμησιν τῆς ὑγρασίας, ὅταν ὁ περὶ τὸ θερμόμετρον ἀὴρ εἶναι ἀκίνητος. Πρὸς ἀποφυγὴν τούτου πρέπει νὰ ἀνανεώνεται ὁ περὶ τὸ θερμόμετρον τοῦ ὀργάνου ἀήρ. Τοῦτο γίνεται εἰς τὸ **ψυχρόμετρον τοῦ** Assmann. Εἰς τοῦτο (σχ. 32) τὰ δοχεῖα τῶν δύο θερμομέτρων εἰσάγονται εἰς ἀνοικτοὺς μεταλλικοὺς σωλῆνας. Οἱ δύο οὗτοι σωλῆνες συμβάλλουν εἰς ἕνα κοινὸν σωλῆνα, τὸ ἀνώτερον ἄκρον τοῦ ὁποίου ἐκβάλλει εἰς χῶρον, ὅπου λειτουργεῖ ἐξαεριστήρ. Μὲ αὐτὸν ἀναρροφᾶται συνεχῶς ἀὴρ διὰ μέσου τῶν σωλήνων, εἰς τοὺς ὁποίους εἰσδύουν τὰ δοχεῖα τῶν θερμομέτρων καὶ ἔτσι ἐπιτυγχάνεται ὥστε ὁ περὶ τὸ θερμόμετρον ἀὴρ νὰ ἀνανεώνεται συνεχῶς

ε) Μεταβολαὶ τῆς ὑγρασίας. Ἡ ἀπόλυτος ὑγρασία εἶναι μεγαλυτέρα ὑπεράνω θαλασσῶν ἢ λιμνῶν ὡς καὶ καταφύτων ἐδαφῶν καὶ μικροτέρα ὑπεράνω ξηρῶν καὶ ἀμμωδῶν ἐκτάσεων. Ἐπίσης εἶναι μεγαλυτέρα κατὰ τὰς θερμοτέρας ἐποχὰς καὶ τὰς θερμοτέρας ὥρας τῆς ἡμέρας, ἐπειδὴ τότε εἶναι μεγαλυτέρα ἡ τάσις τοῦ κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ. Ἀντιθέτως ἡ σχετικὴ ὑγρασία ἔχει τὰς μεγαλυτέρας της τιμὰς ὑπεράνω κοιλάδων καὶ ὑγρῶν ἐδαφῶν, ὅταν ἡ θερμοκρασία εἶναι χαμηλοτέρα, διότι τότε πλησιάζει ἡ θερμοκρασία πρὸς τὸ σημεῖον δρόσου. Ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρος κατέλθῃ χαμηλότερον ἀπὸ τὸ σημεῖον δρόσου, ὁ ὑδρατμὸς ποὺ περιέχεται εἰς αὐτὸν ἀρχίζει νὰ ὑγροποιῆται γύρω ἀπὸ σωματίδια κονιορτοῦ ἢ καπνοῦ καὶ ἀποβάλλεται ὑπὸ μορφὴν λεπτοτάτων σταγονιδίων, σχηματιζομένων ἔτσι τῶν νεφῶν εἰς ὑψηλότερα στρώματα τῆς ἀτμοσφαίρας καὶ τῆς ὁμίχλης παρὰ τὸ ἔδαφος. Διὰ συνενώσεως τῶν σταγονιδίων πρὸς μεγαλυτέρας σταγόνας ὕδατος παράγεται τὸ φαινόμενον τῆς βροχῆς, κατὰ τὸ ὁποῖον τὸ ὕδωρ τῶν νεφῶν καταπίπτει εἰς τὸ ἔδαφος. Ἐὰν ἡ ψῦξις τοῦ νέφους εἶναι χαμηλοτέρα τῶν 0° C τὰ σταγονίδια γίνονται κρυσταλλίδια πάγου καὶ αἱ σταγόνες βροχῆς νιφάδες χιόνος.

Σπανιώτερα κατὰ τὴν ἄνοιξιν ἢ τὸ φθινόπωρον λαμβάνει χώραν τὸ φαινόμενον πτώσεως χαλάζης. Οἱ κόκκοι τῆς χαλάζης, ποὺ τὸ μέγεθός των εἶναι συνήθως ὅσον τὸ μέγεθος πιζελίου, ἀποτελοῦνται ἀπὸ θολὸν πυρῆνα περὶ τὸν ὁποῖον ἔχουν ἐπικαθήσει συγκεντρωτικῶς ἀλλεπάλληλα στρώματα πάγου μᾶλλον διαυγοῦς. Εἰς σπανιωτάτας περιπτώσεις οἱ κόκκοι χαλάζης ἔχουν μέγεθος ᾠοῦ περιστερᾶς ἢ καὶ ὄρνιθος. Ὁ σχηματισμός των λαμβάνει χώραν πιθανῶς ὡς ἑξῆς: Σταγόνες ὕδατος ποὺ εὑρίσκονται εἰς κατάστασιν ὑπερτήξεως (§ 32, β), συναντώμεναι μὲ κρυσταλλίδια πάγου, ποὺ ἔρχονται ἀπὸ ὑψηλότερα, παγώνουν γύρω ἀπὸ αὐτὰ καὶ κατὰ τὴν πτῶσιν των συνενώνονται μὲ ἄλλας. Μὲ τὴν πῆξιν των ἐλευθερώνεται θερμότης, ἕνεκα τῆς ὁποίας θερμαίνεται ὁ ἀήρ, εἰς τὸν ὁποῖον εὑρίσκονται καὶ ἀνέρχεται πρὸς τὰ ἄνω· ἔτσι τὰ μικρότερα κοκκία φέρονται πάλιν ὑψηλότερα, ὅπου συναντοῦν νέας σταγόνας ὑπερτετηγμένου ὕδατος καὶ ἔτσι περιβάλλονται μὲ νέα στρώματα πάγου.

Δρόσος καὶ πάχνη σχηματίζονται κατὰ ἡσύχους καὶ ἀνεφέλους νύκτας, ὅταν τὸ ἔδαφος ψύχεται ἰσχυρῶς δι' ἀκτινοβολίας. Ὁ ὑδρατμὸς ποὺ λόγω τούτου ὑγροποιεῖται (δρόσος) ἢ στερεοποιεῖται (πάχνη) δὲν προέρχεται μόνον ἐκ τοῦ ἀέρος ἀλλὰ (ἴσως καὶ εἰς μεγαλύτερον βαθμὸν) ἀπὸ τὸ ἔδαφος, διότι ἡ δρόσος καὶ ἡ πάχνη δὲν εἶναι ἐπακόλουθα ὁμίχλης καὶ εἶναι ἀφθονώτεραι εἰς ὑγρὰ καὶ κατάφυτα ἐδάφη παρὰ εἰς πετρώδη.

στ) Ἄνεμοι. Οἱ ἄνεμοι προκαλοῦνται ἀπὸ διαφορὰς τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως εἰς διαφόρους τόπους τῆς Γῆς. Αὗται πάλιν ὀφείλονται εἰς ἄνισον θέρμανσιν μεγάλων μαζῶν ἀέρος. Ἔτσι π. χ. ἡ θαλασσία αὔρα ποὺ εἰς παράλια μέρη πνέει ἀπὸ τὴν θάλασσαν πρὸς τὴν ξηράν, ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι κατὰ τὴν νύκτα ἡ ξηρὰ ψύχεται ἰσχυρότερον τῆς θαλάσσης, ἐνῶ τοὐναντίον ἡ ἀπόγειος αὔρα, ποὺ πνεέει ἀπὸ τὴν ξηρὰν πρὸς τὴν θάλασσαν, εἶναι ἀποτέλεσμα τοῦ ὅτι αἱ ἡλιακαὶ ἀκτῖνες ἐπιφέρουν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας μεγαλυτέραν εἰς τὴν ξηρὰν παρὰ εἰς τήν θάλασσαν, λόγω τῆς μεγαλυτέρας θερμοχωρητικότητος τῆς θαλάσσης. ***Ὁ ἄνεμος λοιπὸν φυσᾷ πάντοτε ἀπὸ μίαν θέσιν μεγίστης ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως (βαρομετρικοῦ μεγίστου) πρὸς θέσιν ἐλαχίστης ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως (βαρομετρικοῦ ἐλαχίστου). Ὡς τόσο ἡ κίνησις αὐτὴ τοῦ ἀέρος δὲν γίνεται κατ' εὐθεῖαν, ἀλλὰ λόγω τῆς περιστροφῆς τῆς Γῆς κατὰ καμπύλας τροχιάς.*** Οἱ ἄνεμοι ποὺ πνέουν κατὰ σπειροειδεῖς τροχιὰς πρὸς ἓν καὶ τὸ αὐτὸ βαρομετρικὸν ἐλάχιστον ἀποτελοῦν μίαν ἐκτεταμένην συστροφὴν ἀέρος ἤ, ὅπως λέμε, ἕνα ***κυκλωνικὸν σύστημα***, τὸ ὁποῖον μετατοπιζόμενον ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς, προκαλεῖ τὰς μεταβολὰς τοῦ καιροῦ εἰς τοὺς διαφόρους τόπους. Κατ' ἀναλογίαν οἱ ἄνεμοι ποὺ ἐκχύνονται σπειροειδῶς ἀπὸ ἓν βαρομετρικὸν μέγιστον πρὸς τὰ ἔξω ἀποτελοῦν ἓν ἀντικυκλωνικὸν σύστημα. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ συστήματος ἐπικρατεῖ νηνεμία, ἐπειδὴ ἐκεῖ ὁ ἀὴρ κινεῖται κατακορύφως πρὸς τὰ ἄνω (εἰς τὸ κυκλωνικὸν σύστημα) ἢ πρὸς τὰ κάτω (εἰς τὸ ἀντικυκλωνικόν). Ὁ πλούσιος εἰς ὑδρατμὸν ἀὴρ ποὺ φέρεται εἰς τὸ κέντρον τοῦ κυκλῶνος, προκαλεῖ σχηματισμὸν νεφῶν καὶ φαινόμενα βροχῆς ἢ χιόνος, ἐπειδὴ ἀνερχόμενος, ὅταν φθάσῃ εἰς τὸ κέντρον, διαστέλλεται καὶ ψύχεται. Ἀντιθέτως ὁ ξηρὸς ἀὴρ ποὺ πνέει εἰς τὸ κέντρον ἀντικυκλῶνος ἀπὸ μέγα ὕψος πρὸς τά κάτω ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα ξεκαθάρισμα καὶ βελτίωσιν τοῦ καιροῦ.

ζ) Ἰσοβαρεῖς καμπύλαι. Ἂν ἑνώσωμεν διὰ συνεχοῦς γραμμῆς ὅλους τοὺς τόπους, ποὺ κατὰ τὸν αὐτὸν χρόνον ἔχουν τὴν αὐτὴν βαρομετρικὴν πίεσιν (ἀνηγμένην εἰς τὸ ὕψος τῆς στάθμης τῆς θαλάσσης) λαμβάνομεν καμπύλην γραμμήν, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν ***ἰσοβαρῆ***. Μὲ τὴν χάραξιν τῶν ἰσοβαρῶν ποὺ ἀντιστοιχοῦν εἰς διαδοχικὰς τιμὰς τῆς βαρομετρικῆς πιέσεως, συντάσσεται ὁ ***χάρτης τοῦ καιροῦ*** ἀπὸ τὸν ὁποῖον μποροῦμε νὰ συναγάγωμεν τὴν πιθανὴν πορείαν τοῦ καιροῦ. Ἡ ἀπόστασις μεταξὺ ἰσοβαρῶν καμπύλων (μιᾶς ὡρισμένης διαφορᾶς βαρομετρικῆς πιέσεως) παρέχει ἀμέσως τὸ μέτρον τῆς ἰσχύος τοῦ ἀνέμου. Εἰς θέσεις δηλ. ὅπου αἱ ἰσοβαρεῖς καμπύλαι εἶναι πυκνότεραι (περνοῦν ἡ μία πολὺ πλησίον τῆς ἄλλης), ἡ κατὰ μονάδα μήκους (ὡς τοιαύτη λαμβάνεται τὸ μῆκος 111 [km], τ.ἔ. τὸ μῆκος τόξου 1° ἐπὶ τοῦ Ἰσημερινοῦ) διαφορὰ τῆς βαρομετρικῆς πιέσεως ***(ἡ βαρομετρικὴ κλίσις)*** θὰ εἶναι σημαντικὴ καὶ συνεπῶς ἡ ταχύτης τοῦ ἀνέ-

μου μεγάλη. Τουναντίον, ὅταν αἱ ἰσοβαρεῖς καμπύλαι περνοῦν εἰς μεγάλας
ἀπ' ἀλλήλων ἀποστάσεις, τὰ σχηματιζόμενα ρεύματα ἀέρος εἶναι ἀσθενῆ.
Εἰς τοὺς χάρτας καιροῦ σημειώνεται ἡ ἰσχὺς τοῦ ἀνέμου διὰ βελῶν μὲ
πτέρωσιν πυκνοτέραν ἢ ἀραιοτέραν ἀντιστοίχως πρὸς μεγαλυτέραν ἢ μικρο-
τέραν ἰσχύν.

Οἱ χάρται τοῦ καιροῦ εἶναι ἡ σπουδαιοτέρα βάσις διὰ τὴν πρόγνωσιν
αὐτοῦ. Ἐπειδὴ ὅμως ἀκόμη δὲν ἔχομεν ἀκριβῆ γνῶσιν τῆς πορείας τῶν
τῶν κυκλώνων καὶ ἀντικυκλώνων, ἡ πρόγνωσις τοῦ καιροῦ δὲν γίνεται μετὰ
βεβαιότητος. Ἡ ἐπέλασις κυκλῶνος ὕστερα ἀπὸ καλὸν καιρὸν ἀγγέλλεται
μὲ τὴν ἐμφάνισιν πτεροειδῶν νεφῶν, ***τῶν θυσάνων*** (Cirrus), τὰ ὁποῖα σχη-
ματίζονται εἰς τὴν προπορευομένην κορυφὴν τοῦ κυκλῶνος καὶ ἀποτελοῦνται
λόγω τοῦ μεγάλου ὕψους (9—12 km) ἀπὸ λεπτὰς βελόνας πάγου. Ἀμέ-
σως κατόπιν ἀκολουθεῖ τὸ κατώτερον μέρος τῆς ὑφέσεως. Κατὰ τὸ στά-
διον τοῦτο ὁ οὐρανὸς καλύπτεται βαθμηδὸν ὕστερα ἀπὸ παροδικὸν σχηματι-
σμὸν λευκῶν σφαιροειδῶν νεφῶν, ***τῶν θυσανοσωρειτῶν*** (Cirrocumulus),
εἰς ὕψος 7—8 km ἀπὸ ἕνα βαθμηδὸν πυκνούμενον πέπλον νεφῶν, ὁ ὁποῖος
(πέπλος) μεταπίπτει εἰς ἄμορφον, ἐκτεινόμενον εἰς χαμηλότερον ὕψος, νέφος
βροχῆς, τὸν ***μελανίαν*** (Nimbus). Καθ' ὅλην αὐτὴν τὴν διαδρομὴν μέχρις ὅτου
τὸ κέντρον τῆς ὑφέσεως μὲ τὰς ἀφθόνους ὑδατοπτώσεις του φθάσει εἰς τὸ
τόπον τῆς παρατηρήσεως, ἡ στήλη τοῦ βαρομέτρου καταπίπτει.

Προβλήματα

Πόσα γραμμάρια ὑδρατμοῦ περιέχονται εἰς δωμάτιον μήκους 5m, πλάτους 4m
καὶ ὕψους 3m, ἂν ἡ θερμοκρασια εἰς αὐτὸ εἶναι 15°C καὶ ἡ σχετικὴ ὑγρασία ἀνέρ-
χεται εἰς 80 %; (Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμὸν τῆς σχετικῆς ὑγρασίας, ἂν m εἶναι
τὸ ζητούμενον ποσὸν ὑδρατμοῦ καὶ M(=12,8 [gr/m³].(5×4×3)[m³]=756 gr), τὸ πο-
σὸν τοῦ ὑδρατμοῦ ποὺ θὰ περιείχετο εἰς τὸ δωματιον, ἂν ὁ χῶρος ἦτο κεκορεσμένος
εἰς 15° C (βλ. πίν. XIV), θὰ εἶναι : m/M=0,80 καὶ m=0,8.756=604,8 gr)

2) Πόσα gr ὕδατος θὰ ἀποβληθοῦν ἀπὸ 1 m³ ἀέρος, ὅταν λαμβάνη χώραν
ἀνάμιξις ἑνὸς ποσοῦ ἀέρος κεκορεσμένου μὲ ὑδρατμὸν εἰς 25° C καὶ ἑνὸς ἄλλου ἴσου
ποσοῦ ἀέρος κεκορεσμένου μὲ ὑδρατμὸν εἰς θερμοκρασίαν 15° C; [Ἀπ. Σύμφωνα μὲ
τὸν πίνακα XIV 1m³ ἀέρος θερμοκρασίας (25+15)/2=20° C περιέχει 17,3 gr κεκο-
ρεσμένου ὑδρατμοῦ, ἐνῶ τὰ δύο ἀναμιγνυόμενα ποσὰ ἀέρος φέρουν εἰς τὸ μῖγμα
(23,1+12,8)/2=17,95 gr/m³. Συνεπῶς ἀποβάλλονται 17,95−17,3=0,65[gr/m³]).

3) Διατὶ δὲν σχηματίζεται δρόσος καὶ πάχνη κάτω ἀπὸ δένδρα καὶ στέγας; Διατὶ
θαμπώνουν τὰ ματογυάλια τὸν χειμῶνα κατὰ τὴν εἴσοδον ἀπὸ τὸ ὕπαιθρον εἰς τὴν
θερμὴν ἀτμόσφαιραν ἑνὸς δωματίου; Πότε τὰ τζάμια τῶν παραθύρων ἐπικαλύπτον-
ται μὲ δρόσον ἀπ' ἔξω καὶ πότε ἀπὸ μέσα;

4) Ἓν ὑγρόμετρον Daniell δείχνει θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος 25° C καὶ σημεῖον
δρόσου 15° C. Πόση εἶναι ἡ ἀπόλυτος καὶ πόση ἡ σχετικὴ ὑγρασία τοῦ ἀέρος; (Ἀπ.
12,8 [gr/m³] καὶ 55%).

5) Ποῖον ποσὸν βροχῆς θὰ καταπέση ἀπὸ χῶρον ὕψους 1000m ὑπὲρ ἐπιφάνειαν
ἐκτάσεως 14 ἑκατομμυρίων m², ἂν ὁ χῶρος αὐτὸς κεκορεσμένος μὲ ὑδρατμὸν εἰς 20°C
ψυχθῆ μεχρι 11° C; (Ἀπ. 14.000.000.000[m³].(17,3−10)[gr/m³] = 99.400.000.000[gr]=
=99400 τόννοι· τὸ ὕψος τῆς βροχῆς ταύτης θ' ἀνέλθη εἰς 99400[m³]/14.000.000[m²]=
=0,0071[m] ἢ 7,1[mm]).

ΜΕΡΟΣ ΤΕΤΑΡΤΟΝ

ΟΠΤΙΚΗ

§ 37. ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΟΝ ΚΑΙ ΥΠΟΔΙΑΙΡΕΣΙΣ ΤΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ

α) ***Περιεχόμενον τῆς Ὀπτικῆς.*** Ὀπτικὴν ὀνομάζομεν τὸ μέρος τῆς Φυσικῆς, εἰς τὸ ὁποῖον ἐξετάζονται φαινόμενα ποὺ ὀφείλονται εἰς τὸ **φῶς**, τ. ἔ. τὴν ἰδιάζουσαν ἐκείνην διατάραξιν τοῦ περιβάλλοντος, τὴν ὁποίαν ἀντιλαμβανόμεθα πρωτίστως μὲ τὸ αἰσθητήριον τῆς ὁράσεως.

β) ***Πηγαὶ φωτός.*** Τὸ φῶς ἐκπέμπεται ἀπὸ σώματα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν ***φωτεινά***. Ταῦτα εἴτε ἐκπέμπουν ἀφ' ἑαυτοῦ των φῶς, ὅπως συμβαίνει μὲ κάθε σῶμα, τοῦ ὁποίου ἡ θερμοκρασία εἶναι ἀνωτέρα ἑνὸς ὡρισμένου βαθμοῦ (περίπου τῶν 500°C), εἴτε, δεχόμενα φῶς ἐξ ἄλλων πηγῶν, τὸ διαχέουν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας των καὶ γίνονται φωτεινά, ἐνῶ καθ' ἑαυτὰ εἶναι ***σκοτεινὰ*** σώματα. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν χαρακτηρίζονται τὰ σώματα ὡς ***αὐτόφωτα*** ἢ ***καθ' ἑαυτὰ φωτεινά***, εἰς τὴν δευτέραν ὡς ***ἑτερόφωτα***. Αὐτόφωτα σώματα εἶναι π. χ. ὁ ἥλιος, διάπυρα σύρματα λαμπτήρων κλπ., φλόγες καιομένων ἀερίων κ. ἄ. Ἡ σελήνη καὶ γενικῶς ὅλα τὰ γύρω μας σώματα πού, ὅταν δὲν φωτίζωνται ἀπὸ ἄλλα αὐτόφωτα σώματα, εἶναι σκοτεινά, ἀποτελοῦν ἑτεροφώτους πηγάς, ὅταν προσπίπτῃ ἐπ' αὐτῶν φῶς.

Πλὴν τῶν ὡς ἄνω αὐτοφώτων πηγῶν ποὺ προκαλοῦνται ἀπὸ ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας πέραν ὡρισμένου βαθμοῦ καὶ διὰ τοῦτο μποροῦμε νὰ τὰς χαρακτηρίσωμεν ὡς ***θερμοκρασιακὰς*** πηγὰς φωτός, ὑπάρχουν περιπτώσεις ἐκπομπῆς φωτὸς χωρὶς ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας. Εἰς τὰς περιπτώσεις αὐτὰς χαρακτηρίζομεν τὸ φῶς ποὺ ἐκπέμπεται ὡς ***ψυχρὸν φῶς***. Τὴν ἰδιότητα ὡρισμένων σωμάτων νὰ ἐκπέμπουν ψυχρὸν φῶς τὴν ὀνομάζομεν ***φωταύγειαν***. Περιπτώσεις φωταυγείας ἀποτελοῦν ὁ ***φθορισμὸς*** καὶ ὁ ***φωσφορισμὸς*** (πρβλ. § 47, στ'). Εἰς τὰς περιπτώσεις ταύτας τὰ πρὸς τοῦτο ἰδιάζοντα σώματα, ὅταν διεγείρωνται μὲ τὸ φῶς ἄλλων αὐτοφώτων πηγῶν, ἐκπέμπουν ἀφ' ἑαυτοῦ των φῶς ἄλλου χρώματος, κατὰ μὲν τὸν φθορισμὸν ἐφ' ὅσον διαρκεῖ ἡ ἐπίδρασις τῆς διεγειρούσης πηγῆς, κατὰ δὲ τὸν φωσφορισμὸν καὶ μετ' αὐτήν.

γ) ***Διαφανῆ καὶ ἀδιαφανῆ σώματα.*** Ἐὰν μεταξὺ φωτεινῆς πηγῆς καὶ ὀφθαλμοῦ παρεμβάλλεται διάφραγμα, εἶναι δυνατὸν τοῦτο ἀντιστοίχως πρὸς τὴν σύστασίν του, εἴτε νὰ ἀφήνῃ νὰ διέρχεται διὰ μέσου του τὸ φῶς τῆς πηγῆς καὶ συνεπῶς νὰ βλέπωμεν αὐτὴν εὐκρινῶς, εἴτε νὰ ἐμποδίζῃ τὴν δίοδον τοῦ φωτός. Διακρίνομεν ὡς ἐκ τούτου τὰ σώματα εἰς

διαφανῆ, ὅταν ἐπιτρέπουν νὰ βλέπωμεν διὰ μέσου των τὰ ὄπισθέν των φωτεινὰ ἀντικείμενα καὶ εἰς **ἀδιαφανῆ**, ὅταν ἐμποδίζουν τοῦτο. Διάμεσον θέσιν μεταξὺ διαφανῶν καὶ ἀδιαφανῶν καταλαμβάνουν τὰ λεγόμενα **διαφώτιστα** ἢ **ἡμιδιαφανῆ** σώματα, τὰ ὁποῖα ἐπιτρέπουν νὰ βλέπωμεν δι' αὐτῶν τὸ φῶς τῶν ὄπισθέν των φωτεινῶν ἀντικειμένων, ὄχι ὅμως καὶ νὰ διακρίνωμεν τὸ σχῆμα τῶν ἀντικειμένων τούτων. Διαφανῆ σώματα εἶναι π. χ. ὁ ἀήρ, τὸ ὕδωρ, ἡ ὕαλος παραθύρων κ. ἄ. Ἀδιαφανῆ εἶναι τὰ μέταλλα, ξύλον, αἰθάλη κ. ἄ. Διαφώτιστα τέλος σώματα μᾶς δίδουν ἡ γαλακτόχρους (θολὴ) ὕαλος, ὕαλος μὲ τραχεῖαν ἐπιφάνειαν, φύλλον χάρτου διαποτισμένον μὲ λῖπος, τὰ νέφη κ. ἄ. Φύλλα ἀπὸ ἀδιαφανῆ ὕλην, ὅταν ἔχουν πολὺ μικρὸν πάχος, (π. χ. φύλλα χρυσοῦ πάχους μικροτέρου τῶν 0,01 mm), καθίστανται διαφώτιστα, ὅπως ἀντιθέτως στρώματα διαφανοῦς ὕλης, ὅταν ἔχουν μέγα πάχος ἀποβαίνουν ἡμιδιαφανῆ ἢ καὶ ἀδιαφανῆ. Ἔτσι π.χ. εἰς μεγάλα βάθη θαλασσῶν ἐπικρατεῖ σκότος, μολονότι τὸ ὕδωρ τῆς θαλάσσης εἶναι διαφανές.

δ) Ὑποδιαίρεσις τῆς Ὀπτικῆς. Μολονότι τὸ φῶς παρέχει τὸ προσφορώτερον μέσον ἐπικοινωνίας μὲ τὸν γύρω μας κόσμον, δὲν εἶναι προσιτὸν νὰ ἀντιληφθῶμεν τὴν φύσιν αὐτοῦ, πρὶν γνωρίσωμεν τὰ χαρακτηριστικώτερα φαινόμενα αὐτοῦ. Ἐκ τούτων ἄλλα μὲν μποροῦν νὰ μελετηθοῦν ἐπὶ τῇ βάσει τῆς ἐμπειρικῆς διαπιστώσεως ὅτι τοῦτο διαδίδεται πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις κατ' εὐθείας γραμμάς, τὰς ὁποίας καλοῦμεν **φωτεινὰς ἀκτῖνας**, ἐνῶ ἄλλα δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ ἑρμηνευθοῦν, ἂν δὲν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι τὸ φῶς εἶναι ἀποτέλεσμα κραδασμῶν, οἱ ὁποῖοι διαδίδονται ὡς κύματα εἰς τὸν γύρω ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν χῶρον. Κατὰ συνέπειαν τούτου ὑποδιαιροῦμεν τὴν Ὀπτικὴν εἰς ***Ἀκτινικὴν ἢ Γεωμετρικὴν*** καὶ εἰς ***Κυματικὴν*** ἢ ***Φυσικὴν Ὀπτικήν.***

I. ΑΚΤΙΝΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

§ 38 Η ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟΣ ΔΙΑΔΟΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

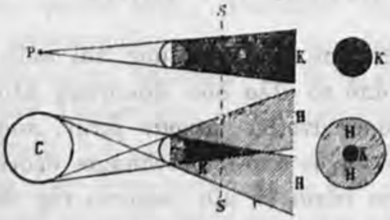
α) Ἀκτῖνες φωτός. Ἂν μεταξὺ τοῦ ὀφθαλμοῦ μας καὶ μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς κρατήσωμεν τὸ ἓν πίσω ἀπὸ τὸ ἄλλο δύο ἀδιαφανῆ πλαίσια (χαρτόνια), εἰς καθὲν τῶν ὁποίων ἔχομεν ἀνοίξει μικρὰν ὀπήν, παρατηροῦμεν ὅτι διὰ νά ἴδωμεν τὴν φωτεινὴν πηγὴν ἀπὸ ὁποιανδήποτε θέσιν διὰ μέσου τῶν ὀπῶν, πρέπει νὰ εὑρίσκωνται αὗται (ἡ μία κατόπιν τῆς ἄλλης) εἰς μίαν καὶ τὴν αὐτὴν εὐθεῖαν μετὰ τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Ὥστε ἀπὸ κάθε σημεῖον φωτεινῆς πηγῆς ἐκπέμπεται τὸ φῶς πρὸς ὅλας τὰς δυνατὰς διευθύνσεις καὶ διαδίδεται εἰς τὸν χῶρον κατὰ μῆκος εὐθειῶν γραμμῶν. Τὰς εὐθείας αὐτὰς γραμμάς, κατὰ τὰς ὁποίας διαδίδεται τὸ φῶς πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις, τὰς ὀνομάζομεν **ἀκτῖνας φωτὸς** ἢ **φωτεινὰς** ἢ **ὀπτικὰς ἀκτῖνας.**

Αἰσθητοποίησιν φωτεινῶν ἀκτίνων ὑπὸ μορφὴν δέσμης αὐτῶν ἔχομεν εἰς τὴν περίπτωσιν ποὺ τὸ φῶς (π.χ. τοῦ Ἡλίου) εἰσδύει δι' ὀπῆς εἰς σκοτεινὸν περικεκλεισμένον χῶρον (δωμάτιον). Ἐπειδὴ εἰς τὸν ἀέρα τοῦ χώρου τούτου αἰωροῦνται πάντοτε σωματίδια κόνεως, βλέπομεν ὅσα ἐξ αὐτῶν εὑρίσκονται εἰς τὸν δρόμον τοῦ εἰσδύοντος φωτὸς καὶ ἐκ τούτων ἔχομεν τὴν αἴσθησιν φωτεινῶν εὐθειῶν γραμμῶν, τ. ἔ. ἀκτίνων τοῦ φωτός.

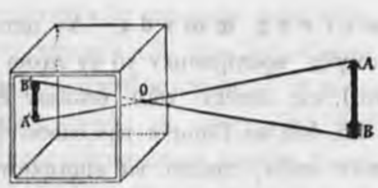
β) Σκιά. Πίσω ἀπὸ κάθε ἀδιαφανὲς σῶμα ποὺ φωτίζεται μονοπλεύρως, παρατηροῦμεν ἕνα χῶρον σκοτεινόν, εἰς τὸν ὁποῖον λόγω τῆς εὐθυγράμμου του διαδόσεως δὲν μπορεῖ νὰ εἰσδύσῃ τὸ φῶς ἐκ τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Τὰ ὅρια τοῦ σκοτεινοῦ τούτου τούτου χώρου καθορίζονται ἀπὸ τὰς προεκτάσεις τῶν (γεωμετρικῶν) ἐφαπτομένων ποὺ φέρονται ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν εἰς τὴν ἐξωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ σκιεροῦ σώματος. Τὸ σκοτεινὸν σχῆμα ποὺ λαμβάνεται ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας παραπετάσματος διατέμνοντος τὸν σκοτεινὸν χῶρον καλεῖται ***σκιὰ*** τοῦ σώματος.

Ὅταν ἡ φωτεινὴ πηγὴ P (σχ 33) ἔχει τόσον μικρὰς διαστάσεις, ὥστε νὰ δύναται νὰ ἐκληφθῇ ὡς σημεῖον, ἡ σκιά K ποὺ λαμβάνεται ἐπὶ παραπετάσματος κρατουμένου καθέτως εἰς τὴν θέσιν SS εἶναι καθ' ὅλην τὴν ἔκτασίν της ἐξ ἴσου σκοτεινὴ καὶ ἔχει εὐκρινῆ ὅρια. Ἂν ὅμως ἡ φωτεινὴ πηγὴ L ἔχει αἰσθητὰς διαστάσεις, ἡ σχηματιζομένη ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος σκιὰ τοῦ σώματος ἀποτελεῖται ἀπὸ κεντρικὸν μέρος K, ***τὸν πυρῆνα τῆς σκιᾶς,*** ποὺ εἶναι ὁμοιομόρφως σκοτεινὸν καὶ τὸ γύρω αὐτοῦ ***ὑποσκίασμα HH***, τοῦ ὁποίου ἡ σκοτεινότης ἐλαττοῦται βαθμηδὸν πρὸς τὰ ἔξω καὶ συνεπῶς δὲν ἔχει εὐκρινῆ ὅρια ἀπὸ τὸν γύρω του φωτισμένον δι' ὅλης τῆς πηγῆς χῶρον.

Αἱ ἐκλείψεις τοῦ Ἡλίου καὶ τῆς Σελήνης ὀφείλονται εἰς τὴν λόγω τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτὸς τοῦ Ἡλίου σχηματιζομένην σκιάν. Εἰδικώτερον αἱ ἐκλείψεις τοῦ Ἡλίου λαμβάνουν χώραν, ὅταν ἡ Σελήνη εὑρίσκεται μεταξὺ Ἡλίου καὶ Γῆς καὶ συνεπῶς ρίπτει τὴν σκιάν της ἐπὶ τῆς Γῆς, ἐνῶ αἱ ἐκλείψεις τῆς Σελήνης γίνονται, ὅταν παρεμβάλλεται ἡ Γῆ μεταξὺ Ἡλίου καὶ Σελήνης.



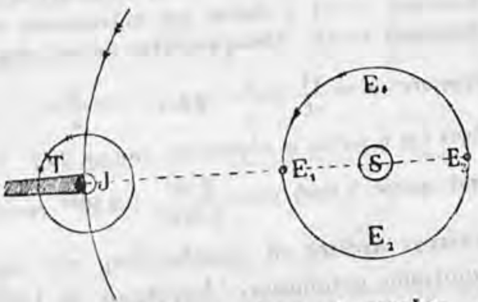
Σχ. 33. Σχηματισμὸς σκιᾶς σώματος ποὺ φωτίζεται: ἄνω ἀπὸ φωτεινὸν σημεῖον P, κάτω ἀπὸ φωτεινὸν σῶμα L.



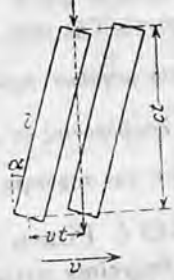
Σχ. 34. Σχηματισμὸς εἰδώλου εἰς σκοτεινὸν θάλαμον.

γ) Σκοτεινὸς θάλαμος. Κάθε κιβώτιον κλειστὸν πανταχόθεν μὲ ἀδιαφανῆ τοιχώματα ἀποτελεῖ θάλαμον, εἰς τὸν ὁποῖον δὲν μπορεῖ νὰ εἰσδύσῃ τὸ φῶς· εἶναι, ὅπως λέμε, ***σκοτεινὸς θάλαμος***. Ἂν ἀνοίξωμεν μικρὰν ὀπὴν O (σχ. 34) εἰς ἓν τῶν τοιχωμάτων σκοτεινοῦ θαλάμου καὶ ἔμπροσθεν αὐτῆς κρατήσωμεν φωτεινὸν ἀντικείμενον ΑΒ, σχηματίζεται ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀπέναντι τοιχώματος μία ἀντεστραμμένη εἰκὼν τοῦ ἀντικειμένου. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὴν εὐθύγραμμον διάδοσιν τοῦ φωτός, διότι λόγῳ τῆς στενότητος τῆς ὀπῆς ἀπὸ κάθε σημεῖον τοῦ ἀντικειμένου εἰσδύει εἰς τὸν θάλαμον καὶ φθάνει μέχρι τῆς ἀπέναντι ἕδρας μόνον μία στενὴ δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων. Ἂν ἡ ὀπὴ διευρυνθῇ, ἡ εἰκὼν γίνεται ἀσαφεστέρα καὶ ἂν ἡ διεύρυνσις λάβη σημαντικὰς διαστάσεις, δὲν διακρίνεται ἐπὶ τοῦ ἀπέναντι τοιχώματος εἰκὼν τοῦ φωτεινοῦ ἀντικειμένου, ἀλλὰ φωτεινὸν σχῆμα τῆς ὀπῆς.

δ) Ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτός. Ἡ ἰλιγγιώδης ταχύτης μὲ τὴν ὁποίαν διαδίδεται τὸ φῶς, εἶχεν ὡς ἀποτέλεσμα νὰ ἐπιβραδυνθῇ ἐπὶ μακρὸν ὁ προσδιορισμὸς αὐτῆς. Μόλις τὸ 1676 πρῶτος ὁ Δανὸς ἀστρονόμος Olaf Römer κατώρθωσε νὰ προσδιορίσῃ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός, βασιζόμενος εἰς καταμετρήσεις τοῦ χρόνου τῶν διαδο-



Σχ. 35. Πρὸς κατανόησιν τοῦ προσδιορισμοῦ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς κατὰ Römer



Σχ. 36. Πρὸς ἐξήγησιν τῆς ἀποπλανήσεως τοῦ φωτός.

χικῶν ἐκλείψεων τοῦ πρώτου δορυφόρου τοῦ πλανήτου Διός. Πρὸς τοῦτο προσδιώρισε τὸν χρόνον ποὺ μεσολαβεῖ μεταξὺ δύο διαδοχικῶν ἐκλείψεων (καταβυθίσεων εἰς τὴν σκιὰν τοῦ πλανήτου) τοῦ ῥηθέντος δορυφόρου Τ (σχ. 35), ὅταν ἡ Γῆ E_1 εὑρίσκεται εἰς τὴν πλησιεστέραν πρὸς τὸν Δία J θέσιν τῆς τροχιᾶς της. Ἀπὸ τὸν χρόνον αὐτὸν ὑπελόγισε κατόπιν τὴν χρονικὴν στιγμήν, κατὰ τὴν ὁποίαν ὤφειλε νὰ λάβη χώραν ἡ αὐτὴ ἔκλειψις, ὅταν ἡ Γῆ E_2 θὰ εὑρίσκεται εἰς τὴν πλέον ἀπομεμακρυσμένην ἀπὸ τὸν Δία θέσιν τῆς τροχιᾶς της. Ἀντιθέτως πρὸς ὅ,τι προέκυψεν ἀπὸ τὸν ὑπολογισμὸν ἡ ἀστρονομικὴ παρατήρησις τοῦ φαινομένου ἔδειξε μίαν καθυστέρησιν 1000 δευτερολέπτων. Πρὸς ἐξήγησιν τούτου ἐσκέφθη ὅτι ἡ καθυστέρησις τῶν 1000 τούτων δευτερολέπτων εἶναι ὁ χρόνος ποὺ χρειάζεται διὰ νὰ διανύσῃ τὸ φῶς ποὺ ἔρχεται ἀπὸ τὸν δορυφόρον τὸ διάστημα E_1E_2 κατὰ τὸ ὁποῖον ηὐξήθη ἡ ἀπόστασις τῆς Γῆς ἀπὸ τὸν Δία. Ἂν λοιπὸν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι τὸ διάστημα τοῦτο E_1E_2 ἤτοι ἡ διάμετρος τῆς (περίπου) κυκλικῆς τροχιᾶς τῆς Γῆς εἶναι 3.10^{13} cm, προκύπτει ἀπὸ τὴν παρατήρησιν αὐτὴν ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι :

$$c = \frac{3.10^{13}}{10^3} = 3.10^{10}\ [\mathrm{cm/sec}].$$

Ἀργότερον, τὸ 1725, ὁ Bradley εὗρε τὴν αὐτὴν τιμήν, βασιζόμενος εἰς μετρήσεις ἐπὶ ἄλλου ἀστρονομικοῦ φαινομένου, τ. ἔ. τοῦ φαινομένου τῆς ***ἀποπλανήσεως*** τοῦ φωτὸς ἀπλανοῦς ἀστέρος.

Ὡς ἀποπλάνησιν τοῦ φωτὸς ἀπλανοῦς ἀστέρος χαρακτηρίζομεν τὴν ἐκτροπὴν ἀπὸ τῆς εὐθυγράμμου πορείας, τὴν ὁποίαν πάσχει φαινομενικῶς φωτεινὴ ἀκτὶς ποὺ προέρχεται ἀπὸ τὸν ἀστέρα. Αὕτη ὀφείλεται εἰς τὴν μετακίνησιν τῆς Γῆς εἰς τὸν χῶρον καὶ συνεπῶς εἰς τὴν μετακίνησιν τοῦ τηλεσκοπίου μὲ τὸ ὁποῖον γίνεται ἡ παρατήρησις τοῦ ἀστέρος. Ἂν εἶναι 1 (σχ. 36) ὁ σωλὴν τηλεσκοπίου καὶ κινεῖται τοῦτο μαζὶ μὲ τὴν Γῆν μὲ ταχύτητα $v = 3.10^6$ cm/sec καθέτως πρὸς τὴν διεύθυνσιν ποὺ ἔχει ἡ ἐκ τοῦ ἀστέρος φωτεινὴ ἀκτίς, (τὴν ὁποίαν δείχνει εἰς τὸ σχῆμα τὸ βέλος καὶ ἡ στικτὴ εὐθεῖα), χρειάζεται νὰ κλίνωμεν τὸν ἄξονα τοῦ τηλεσκοπίου κατὰ γωνίαν α ὡς πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος ποὺ προσπίπτει εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν τοῦ τηλεσκοπίου, διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν ὥστε ἡ ἀκτὶς αὕτη νὰ φθάσῃ διὰ μέσου τοῦ σωλῆνος τοῦ τηλεσκοπίου εἰς τὸ κέντρον τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ. Διότι κατὰ τὸν χρόνον t ποὺ χρειάζεται τὸ φῶς διὰ νὰ διανύσῃ τὸ μεταξὺ ἀντικειμενικοῦ καὶ προσοφθαλμίου φακοῦ διάστημα $l = ct$, ὁ σωλὴν τοῦ τηλεσκοπίου θὰ ἔχῃ προχωρήσῃ μετὰ τῆς Γῆς κατὰ διάστημα $s = vt$. Ὅπως φαίνεται ἐκ τοῦ σχήματος εἶναι:

ημα καὶ κατὰ μεγάλην προσέγγισιν $\alpha = \frac{vt}{ct} = \frac{v}{c}$ ὅθεν $c = \frac{v}{\alpha}$.

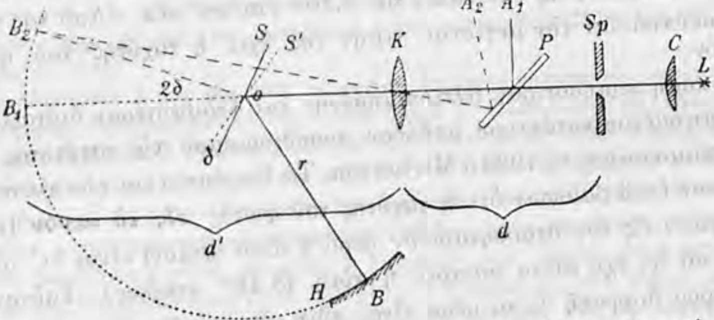
Ἔτσι, λαμβάνοντες ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ γωνία α εὑρίσκεται ἴση μὲ 20,7″ ἢ 0,0001 [rd] προκύπτει διὰ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς ἡ τιμὴ $c = \frac{3.10^6}{0{,}0001} = 3.10^{10}$ cm/sec.

Τὸ 1849 ὁ Fizeau ἐπέτυχε πρῶτος νὰ προσδιορίσῃ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς δι' ***ἐπιγείων*** πειραματικῶν μετρήσεων. Ἀργότερον τὸ 1872 ὁ Foucault ἐπενόησε τρόπον μὲ τὸν ὁποῖον ἐπιτυγχάνεται ὁ προσδιορισμὸς τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς μὲ πειραματικὴν διαρρύθμισιν ποὺ μπορεῖ νὰ τακτοποιηθῇ εἰς τὸν χῶρον ἐργαστηρίου καὶ συνεπῶς ἐπιτρέπει νὰ διαβιβάζεται τὸ φῶς διὰ διαφόρων διαφανῶν μέσων καὶ νὰ μετρᾶται ἡ διὰ μέσου αὐτῶν ταχύτης του.

Πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον χρησιμεύει ἡ διάταξις ποὺ δείχνει τὸ σχ. 37. Εἰς αὐτὴν τὸ φῶς μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς L συγκεντρώνεται μὲ τὸν φακὸν C εἰς τὸ ἄνοιγμα μιᾶς στεσχισμῆς Sp, ποὺ ἀφήνει νὰ διέρχεται μία λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων. Ἡ δέσμη αὐτὴ περνάει κατὰ μέγα μέρος (τὸ ἄλλο μέρος ἀνακλᾶται) διὰ μέσου ὑαλίνης πλακὸς P ποὺ τοποθετεῖται ὑπὸ γωνίαν 45° εἰς τὴν δίοδον τῆς δέσμης. Μετὰ τὴν πλάκα ἡ δέσμη διέρχεται διὰ συγκεντρωτικοῦ φακοῦ K, ὁ ὁποῖος θὰ συνεκέντρωνε αὐτὴν εἰς τὸ σημεῖον B_1, ἂν δὲν παρενεβάλλετο ἐπίπεδον κάτοπτρον S, τὸ ὁποῖον δύναται νὰ τεθῇ εἰς περιστροφικὴν κίνησιν περὶ τὸν ἄξονα O. Λόγῳ τοῦ κατόπτρου S ἡ δέσμη ἀνακλᾶται καὶ συγκεντρώνεται εἰς τὸ σημεῖον B τῆς ἀνακλώσης ἐπιφανείας κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου H ποὺ ἔχει τὸ κέντρον καμπυλότητός του εἰς τὸ O καὶ ἀκτῖνα καμπυλότητος r, ἴσην μὲ OB_1. Ἔτσι τὸ B_1 εἶναι τὸ φανταστικὸν εἴδωλον τοῦ σημείου B ὅπου γίνεται πραγματικὴ συγκέντρωσις τῶν ἀκτίνων τῆς δέσμης. Ἀπὸ τὸ κάτοπτρον H ἀνακλᾶται κατὰ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν καὶ ἀντίθετον φορὰν ἡ φωτεινὴ δέσμη BO, ἡ ὁποία δι' ἄλλης ἀνακλάσεως εἰς τὸ κάτοπτρον S περνάει πάλιν (κατ' ἀντίθετον τώρα φοράν) διὰ τοῦ φακοῦ K καὶ προσπίπτει ἐπὶ τῆς πλακὸς P. Εἰς αὐτὴν ἀνακλᾶται ἐν μέρει καὶ συγκεντρώνεται εἰς τὸ σημεῖον A_1 μιᾶς μικρομετρικῆς κλίμακος, τὴν ὁποίαν παρατηροῦμεν μὲ μικροσκόπιον (τὸ ἄλλο μέρος τῆς δέσμης ποὺ διέρχεται διὰ τῆς πλακὸς P συγκεντρώνεται ἐπὶ τῆς σχισμῆς s). Ἂν τὸ κάτοπτρον

S τεθῇ εἰς περιστροφικὴν κίνησιν τὸ εἴδωλον A_1 τῆς σχισμῆς σχηματίζεται μόνον ὁσάκις ἡ φωτεινὴ δέσμη, ποὺ ἀνακλᾶται ἀπὸ τὸ S, συναντᾶ τὸ κάτοπτρον H. Ἐπειδὴ τοῦτο γίνεται δι' ὡρισμένην θέσιν τοῦ S τὸ A_1 θὰ ἐμφανίζεται καὶ θὰ ἐξαφανίζεται περιοδικῶς ἐπὶ τῆς μικρομετρικῆς κλίμακος. Ὅσον αὐξάνεται ἡ ταχύτης περιστροφῆς τοῦ S, τόσον βραχυτέρα γίνεται ἡ περίοδος τῆς ἐμφανίσεως καὶ ἐξαφανίσεως τοῦ φωτεινοῦ εἰδώλου A_1. Ἔτσι φθάνομεν εἰς μίαν τρομώδη αὐξομείωσιν τῆς φωτεινότητος τοῦ εἰδώλου καὶ τελικῶς (ὅταν ἡ ταχύτης ὑπερβῇ τὰς 10 στροφὰς κατὰ δευτερόλεπτον) εἰς συνεχῆ ἐμφάνισιν αὐτοῦ εἰς τὸν ὀφθαλμὸν τοῦ παρατηρητοῦ.

Θεωροῦμεν τώρα τὴν περίπτωσιν ποὺ ἡ ταχύτης περιστροφῆς τοῦ S αὐξάνεται τόσον πολύ, ὥστε εἰς τὸν χρόνον ποὺ χρειάζεται τὸ φῶς διὰ νὰ φθάσῃ ἀπὸ τὸ S εἰς τὸ H καὶ ἀνακλώμενον νὰ γυρίσῃ πάλιν εἰς τὸ S, τοῦτο ἔχει στραφῆ εἰς τὴν θέσιν S′. Εἰς τὸν χρόνον δηλαδὴ 2r/c ποὺ χρειάζεται τὸ φῶς διὰ νὰ διατρέξῃ τὸ διάστημα 2r μὲ ταχύτητα c, τὸ κάτοπτρον S ἔχει στραφῆ κατὰ γωνίαν δ. Λόγῳ τῆς νέας θέσεως S′ εἰς τὴν ὁποίαν εὑρίσκεται τὸ κάτοπτρον, τὸ φανταστικὸν εἴδωλον τῆς σχισμῆς δὲν σχηματίζεται τώρα εἰς τὴν θέσιν B_1 ἀλλὰ εἰς τὴν B_2. Ἡ προέκτασις τῆς B_2O δεικνύει τὴν διεύθυνσιν ποὺ ἔχει τώρα ἡ ἀνακλωμένη δέσμη καὶ διὰ τοῦτο ἡ γωνία B_1OB_2 εἶναι ἴση μὲ 2δ (προβλ. § 40, β′). Αἱ ἀκτῖνες ποὺ ἀνακλῶνται ἀπὸ τὸ κάτοπτρον S′ φαίνονται νὰ προέρχωνται ἀπὸ τὸ B_2. Μὲ τὴν διόδον των διὰ τοῦ φακοῦ K καὶ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τῆς πλακὸς P συγκεντρώνονται τώρα εἰς τὴν θέσιν A_2 τῆς μικρομετρικῆς κλίμακος. Ἡ ἀπόστασις $A_1A_2=\mu$ μπορεῖ νὰ μετρηθῇ μὲ τὰς μεσολαβούσας ὑποδιαιρέσεις τῆς μικρομετρικῆς κλίμακος. Ἡ γωνία ω ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὰς A_1 καὶ A_2 προεκτεινομένας εἶναι ἴση μὲ τὴν γωνίαν ποὺ σχηματίζουν αἱ OK καὶ B_2K καὶ συνεπῶς εἶναι: $\mu=d\omega$, ἂν d παριστάνει τὴν ἀπόστασιν τῆς σχισμῆς Sp ἀπὸ τὸν φακὸν K. Ἐκ τῆς σχέσεως $\omega:2\delta=B_1O:B_1K=r:d'$ (εἰς τὴν ὁποίαν d′ παριστάνει τὴν ἀπόστασιν τοῦ εἰδώλου B_1 ἀπὸ τὸν φακὸν K) προκύπτει: $\omega=2\delta r/d'$. Ἔτσι ἡ σχέσις ποὺ δίδει τὴν μετρηθεῖσαν ἀπόστασιν μ τῶν εἰδώλων A_1 καὶ A_2 εἶναι: $\mu=2\delta dr/d'$. Ἂν εἶναι ν ὁ ἀριθμὸς τῶν στροφῶν κατὰ δευτερόλεπτον, ἡ γωνιακὴ ταχύτης τοῦ περιστρεφομένου κατόπτρου θὰ εἶναι $2\pi\nu$ καὶ ἐπειδὴ ἡ γωνία δ διαγράφεται εἰς χρόνον 2r/c, θὰ εἶναι: $\delta=2\pi\nu\frac{2r}{c}=\frac{4\pi\nu r}{c}$. Μὲ τὴν τιμὴν αὐτὴν γίνεται: $\mu=\frac{2.4\pi\nu r}{c}\cdot\frac{dr}{d'}=8\frac{\pi\nu r^2 d}{cd'}$ ὁπόθεν προκύπτει διὰ τὴν ταχύτητα τοῦ φωτός: $c=8\frac{\pi\nu r^2 d}{\mu . d'}$.



Σχ. 37. Διάγραμμα πειραματικῆς διατάξεως πρὸς μέτρησιν τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς κατὰ τὴν μέθοδον Foucault

Ἔτσι μὲ χρησιμοποίησιν σφαιρικοῦ κατόπτρου ποὺ ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος $r=900$ cm καὶ μὲ τοποθέτησιν τοῦ συγκεντρωτικοῦ φακοῦ εἰς θέσιν, ὥστε νὰ εἶναι $d=200$ cm καὶ $d'=1000$ cm, εὑρίσκεται ὅτι, ὅταν τὸ περιστρεφόμενον κάτοπτρον ἐκτελῇ $\nu=800$ στροφὰς κατὰ δευτερόλεπτον ἡ μετατόπισις τοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς ἐπὶ τῆς μικρομετρικῆς κλίμακος θὰ εἶναι: $\mu=1{,}08.10^{-1}$ cm. Μὲ τὰς τιμὰς αὐτὰς προκύπτει ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἶναι: $c=\dfrac{8\,.\,3{,}14\,.\,800\,.\,900^2\,.\,200}{1{,}08\,.\,10^{-1}\,.\,1000}=3\,.\,10^{10}$ [cm/sec]. Ἂν εἰς τὸν δρόμον ΟΒ ποὺ ἀκολουθεῖ ἡ φωτεινὴ δέσμη μεταξὺ περιστρεφομένου κατόπτρου καὶ σφαιρικοῦ τοιούτου, παρεμβάλωμεν σωλῆνα πλήρη ὕδατος (ἢ ἄλλου διαφανοῦς σώματος), εὑρίσκομεν ἄλλην μετατόπισιν μ τοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς, μὲ τὴν ὁποίαν ὑπολογίζεται ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ ὕδωρ (ἢ ἄλλο διαφανὲς μέσον).

Ἔτσι εὑρέθη ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ ὕδωρ εἶναι ἴση μὲ $2{,}25.10^{10}$ cm/sec, εἰς τὴν ὕαλον μὲ 2.10^{10} cm/sec κλπ. Ἀπὸ τὰς τιμὰς αὐτὰς προκύπτει ὅτι τὴν μεγίστην τιμήν της ἔχει ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν.

Ἀκόμη περισσότερον τελειοποιημένην καὶ ἀκριβεστέραν διάταξιν τῆς διὰ περιστρεφομένου κατόπτρου μεθόδου προσδιορισμοῦ τῆς ταχύτητος τοῦ φωτὸς ἐχρησιμοποίησε τὸ 1926 ὁ Michelson. Τὰ ἐξαγόμενα καὶ τῶν πλέον ἀκριβῶν μετρήσεων ἐπεβεβαίωσαν ὅτι ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς ***εἰς τὸ κενὸν*** (καὶ κατὰ προσέγγισιν εἰς τὸν ἀτμοσφαιρικὸν ἀέρα ἢ ἄλλο ἀέριον) εἶναι δι' οἱοδήποτε χρῶμα καὶ ἂν ἔχῃ τοῦτο πάντοτε ἡ αὐτὴ (3.10^{10} cm/sec). Τοὐναντίον εἰς τὰ διάφορα διαφανῆ ὑλικὰ μέσα εἶναι αὕτη ὄχι μόνον περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον μικροτέρα τῆς εἰς τὸ κενόν, ἀλλὰ καὶ διάφορος διὰ τὰ διάφορα χρώματα. Ἔτσι π. χ. εἰς τὸ ὕδωρ εἶναι δι' ἐρυθρὸν φῶς κατὰ 1,4 % μεγαλυτέρα ἐκείνης ποὺ εἶναι διὰ κυανοῦν φῶς.

ε) Ὀπτικὴ πυκνότης. Ἡ διαφορὰ ποὺ ἔχει ἡ ταχύτης ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ χρώματος φωτὸς εἰς τὰ διάφορα διαφανῆ ὑλικὰ ὁδηγεῖ εἰς τὴν ἔννοιαν τῆς ***ὀπτικῆς πυκνότητος*** ἑνὸς ὑλικοῦ. Ἔτσι χαρακτηρίζομεν ἓν ὑλικὸν ὡς ὀπτικῶς πυκνότερον ἀπὸ ἄλλο, ἐὰν ἡ ταχύτης ἑνὸς καὶ τοῦ αὐτοῦ χρώματος φωτὸς εἶναι εἰς τὸ πρῶτον μικροτέρα τῆς εἰς τὸ ἄλλο. Τὸ ὕδωρ π. χ. εἶναι ὀπτικῶς πυκνότερον ἀπὸ τὸν ἀέρα, ἡ ὕαλος ὀπτικῶς πυκνοτέρα ἀπὸ τὸ ὕδωρ (καὶ τὸν ἀέρα) κλπ. Δὲν πρέπει ὅμως νὰ νομισθῇ ὅτι ἡ ὀπτικὴ πυκνότης συμβαδίζει μὲ τὴν πυκνότητα μάζης, διότι ἔχομεν περιπτώσεις κατὰ τὰς ὁποίας ὑλικὸν ποὺ εἶναι ὀπτικῶς πυκνότερον ἄλλου, ἔχει πυκνότητα μάζης μικροτέραν ἐκείνου. Τὸ οἰνόπνευμα π. χ. εἶναι ὀπτικῶς πυκνότερον ἀπὸ τὸ ὕδωρ, ἐνῶ ἡ πυκνότης μάζης αὐτοῦ εἶναι μικροτέρα τῆς τοῦ ὕδατος. Κάθε ὑλικὸν μέσον ποὺ ἔχει τὴν αὐτὴν ὀπτικὴν πυκνότητα καθ' ὅλην του τὴν ἔκτασιν ὀνομάζεται ***ἰσότροπον.***

Προβλήματα.

1) Εἰς ἀπόστασιν α ἀπὸ φωτεινὸν σημεῖον εὑρίσκεται ἀδιαφανὴς κυκλικὸς δίσκος ἀκτῖνος ϱ. Πόση θὰ εἶναι ἡ διάμετρος τῆς κυκλικῆς σκιᾶς ποὺ σχηματίζεται ἐπὶ παραπετάσματος, τὸ ὁποῖον κρατεῖται παραλλήλως πρὸς τὸν δίσκον εἰς ἀπόστασιν δ ὄπισθεν αὐτοῦ; (Ἀπ. $\chi = 2\,(\alpha+\delta)\,\varrho/\alpha$)

2) Πόση εἶναι ἡ ἀκτὶς τοῦ πυρῆνος σκιᾶς καὶ πόση ἡ τοῦ ὑποσκιάσματος ποὺ λαμβάνομεν ἐπὶ παραπετάσματος, τὸ ὁποῖον κρατοῦμεν ὄπισθεν ἀδιαφανοῦς κυκλικοῦ δίσκου εἰς ἀπόστασιν δ ἀπ' αὐτοῦ, ἂν ὁ δίσκος αὐτός, ἀκτῖνος ρ, φωτίζεται ἀπὸ σφαιρικῶς ἐκτεινομένην φωτεινὴν πηγὴν ἀκτῖνος r, ἡ ὁποία ἀπέχει ἀπὸ τὸν δίσκον ἀπόστασιν α; $\left|\text{'Απ. } \chi_1 = \varrho\left(1 - \frac{\delta}{\alpha} \cdot \frac{r-\varrho}{\varrho}\right) \text{ καὶ } \chi_2 = \varrho\left(1 + \frac{\delta}{\alpha} \cdot \frac{r+\varrho}{\varrho}\right)\right|$

3) Μέχρι ποίας ἀποστάσεως ὄπισθεν τοῦ δίσκου φθάνει εἰς τὴν ἀνωτέρω περίπτωσιν ὁ πυρὴν τῆς σκιᾶς, ἐφ' ὅσον, ἐννοεῖται, εἶναι $r>\varrho$; $\left(\text{'Απ. } \chi = \frac{\alpha \, . \, \varrho}{r-\varrho}\right)$

4) Ἂν ληφθῇ ὡς μονὰς μετρήσεως μήκους ἡ ἀκτὶς τῆς Γῆς, ὁπότε εἶναι 112 ἡ ἀκτὶς τοῦ Ἡλίου, 23984 ἡ ἀπόστασις τοῦ κέντρου τῆς Γῆς ἀπὸ τὸ κέντρον τοῦ Ἡλίου καὶ 60 ἡ ἀπόστασις τῆς Σελήνης ἀπὸ τὴν Γῆν, πόσον θὰ εἶναι α') τὸ μῆκος χ τοῦ πυρῆνος σκιᾶς ὄπισθεν τῆς Γῆς φωτιζομένης ὑπὸ τοῦ Ἡλίου β') ἡ ἀκτὶς χ_1 τοῦ πυρῆνος σκιᾶς καὶ ἡ χ_2 τοῦ ὑποσκιάσματος μιᾶς καθέτου διατομῆς τοῦ σκιεροῦ χώρου εἰς ἀπόστασιν ἴσην μὲ τὴν τῆς σελήνης; ('Απ. α') $\chi=216{,}0727$ β') $\chi_1=0{,}72$ καὶ $\chi_2=1{,}282$ ἀκτῖνες Γῆς).

5) Εἰς ἀπόστασιν δ ἀπὸ τῆς ὀπῆς σκοτεινοῦ θαλάμου εὑρίσκεται φωτεινὸν ἀντικείμενον σχήματος ὀρθογωνίου πλάτους α καὶ ὕψους β. Πόσον εἶναι τὸ πλάτος χ καὶ τὸ ὕψος ψ τοῦ εἰδώλου ποὺ σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀπέναντι τῆς ὀπῆς τοιχώματος τοῦ θαλάμου, ἂν τοῦτο ἀπέχῃ ἀπὸ τὴν ὀπὴν ἀπόστασιν d; ('Απ. $\chi=\alpha d/\delta$ καὶ $\psi=\beta d/\delta$).

6) Ὁ πυρὴν σκιᾶς μιᾶς ἀδιαφανοῦς σφαίρας, φωτιζομένης ὑπὸ τοῦ Ἡλίου, ἔχει μῆκος ὄπισθεν αὐτῆς ἴσον πρὸς τὸ 105πλάσιον τῆς διαμέτρου της. Πόση πρέπει συμφωνα μὲ τὴν διαπίστωσιν αὐτὴν νὰ εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ Ἡλίου, ἂν ἡ ἀπόστασίς του ἀνέρχεται εἰς 150000000 km; ('Απ. Ἂν εἶναι Δ ἡ διάμετρος τοῦ Ἡλίου καὶ δ ἡ τῆς σφαίρας, Α ἡ ἀπόστασις τοῦ Ἡλίου καὶ α ἡ τῆς σφαίρας ἀπὸ τὴν κορυφὴν τοῦ σκιεροῦ κώνου, θὰ εἶναι $\Delta : \delta = A : \alpha$, ὅθεν $\Delta = A \, . \, \delta/\alpha = 150000000 \, . \, 1/105 = = 1430000$ km).

7) Εἰς ποίαν ἀπόστασιν εὑρίσκεται ὁ ἀπλανὴς ἀστὴρ Σείριος, ἂν τὸ φῶς ποὺ ἐκπέμπει χρειάζεται 16,9 ἔτη διὰ νὰ φθάσῃ μέχρις ἡμῶν; ('Απ. $159{,}074 \, . \, 10^{12}$ km).

8) Πόσα χιλιόμετρα εἶναι 1 ἔτος φωτός, δηλ. ἡ μονὰς τὴν ὁποίαν χρησιμοποιοῦν οἱ Ἀστρονόμοι διὰ νὰ ἐκφράζουν τὰς ἀποστάσεις μεταξὺ οὐρανίων σωμάτων, ἴση πρὸς τὸ μῆκος ποὺ διατρέχει τὸ φῶς εἰς ἓν ἔτος; ('Απ $9{,}46 \, . \, 10^{12}$ km).

§ 39 ΑΝΑΚΛΑΣΙΣ ΚΑΙ ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

α) Ἀνάκλασις. Ἂν δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, ποὺ διασχίζει (εὐθυγράμμως) ἰσότροπον (ὁμοιομερὲς) μέσον, (π.χ. ἀέρα), προσπέσῃ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας, ποὺ χωρίζει τὸ μέσον τοῦτο ἀπὸ ἄλλο διαφόρου ὀπτικῆς πυκνότητος, (π.χ. ὕδωρ), διαπιστώνεται ὅτι αὐτὴ ὑφίσταται κατὰ κανόνα μεταβολὴν τῆς διευθύνσεως τῆς πορείας της. Ἓν μέρος τῆς φωτεινῆς δέσμης ἀναστρέφει τὴν διεύθυνσιν τῆς πορείας του εἰς τὸ αὐτὸ ὀπτικὸν μέσον (τὸν ἀέρα), ἐνῶ ἄλλο μέρος αὐτῆς προχωρεῖ εἰς τὸ δεύτερον μέσον (τὸ ὕδωρ). Τὴν μεταβολὴν ποὺ ὑφίσταται ἡ διεύθυνσις τῆς δέσμης εἰς τὸ αὐτὸ μέσον τὴν λέμε ***ἀνάκλασιν,*** ἐνῶ ἐκείνην ποὺ ὑφίσταται, ὅταν εἰσδύῃ εἰς τὸ ἄλλο μέσον, τὴν λέμε ***διάθλασιν*** τοῦ φωτός.

Πρὸς πειραματικὴν ἔρευναν τοῦ φαινομένου τῆς ἀνακλάσεως ἀποχωρίζομεν διὰ διαφράγματος, φέροντος στενὴν ὀπὴν Α (σχ. 38), λεπτὴν δέσμην φωτεινῶν ἀκτίνων ΑΒ καὶ ἀφήνομεν νὰ προσπέσῃ αὐτὴ ἐπὶ τῆς ἐπιπέδου ἐπιφανείας

SS ἑνὸς καθρέπτου. Καθέτως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ καθρέπτου καὶ παραλλήλως πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς δέσμης κρατοῦμεν φύλλον χαρτονίου, τὸ ὁποῖον ἔχει τὸ σχῆμα γωνιομετρικοῦ ἡμικυκλίου (μοιρογνωμονίου), εἰς τρόπον ὥστε ἡ φωτεινὴ δέσμη νὰ ἀκολουθῆ κατὰ τὴν πρόσπτωσίν της τὴν διεύθυνσιν μιᾶς ἀκτῖνος τοῦ γωνιομετρικοῦ ἡμικυκλίου. Παρατηροῦμεν τότε ὅτι μετὰ τὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας SS ἡ δέσμη λαμβάνει τὴν διεύθυνσιν BC μιᾶς ἄλλης ἀκτῖνος τοῦ γωνιομετρικοῦ ἡμικυκλίου. Ἂν θεωρήσωμεν τὴν κάθετον BD ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας SS εἰς τὸ σημεῖον τῆς προσπτώσεως B, ὀνομάζομεν ***γωνίαν προσπτώσεως*** τὴν γωνίαν ABD ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὴν ***προσπίπτουσαν*** δέσμην AB καὶ τὴν κάθετον BD καὶ ***γωνίαν ἀνακλάσεως*** τὴν γων. DBC ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὴν ***ἀνακλωμένην*** δέσμην BC καὶ τὴν αὐτὴν κάθετον BD.

Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα τοῦ φαινομένου τῆς ἀνακλάσεως φωτὸς ἀποδεικνύει ὅτι τὸ φαινόμενον ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους κατὰ τοὺς ὁποίους γίνεται ἡ ἀνάκλασις κυμάτων (§ 23, ε), ἤτοι :

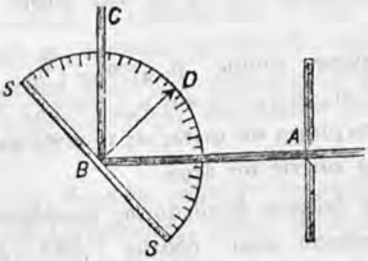
1. ***Ἡ προσπίπτουσα φωτεινὴ δέσμη καὶ ἡ ἀνακλωμένη ὁρίζουν ἓν ἐπίπεδον, τὸ ὁποῖον εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν ἀνακλῶσαν ἐπιφάνειαν ἢ : Ἡ ἀνακλωμένη δέσμη ἔχει διεύθυνσιν, ἡ ὁποία κεῖται ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου, τὸ ὁποῖον ὁρίζεται ἀπὸ τὴν προσπίπτουσαν καὶ τὴν κάθετον ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν εἰς τὸ σημεῖον τῆς προσπτώσεως.***

2. ***Ἡ γωνία ἀνακλάσεως (α) εἶναι πάντοτε ἴση μὲ τὴν γωνίαν τῆς προσπτώσεως (π).*** Ἂν συνεπῶς ἡ προσπίπτουσα ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῆς καθέτου ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν ($\pi=0$) καὶ ἡ ἀνακλωμένη θὰ ἔχη τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν ($\alpha=0$) μὲ ἀντίθετον φοράν.

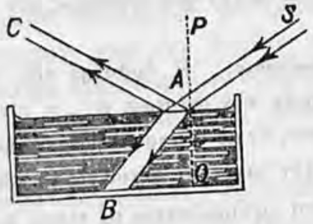
Τὸ φαινόμενον τῆς ὡς ἄνω ἀνακλάσεως, ποὺ εἰδικώτερα τὸ λέμε καὶ ***κανονικὴν ἀνάκλασιν***, λαμβάνει χώραν, ἂν ἡ ἐπιφάνεια SS εἶναι λεία καὶ στιλπνή. Μίαν τοιαύτην ἐπιφάνειαν τὴν ὀνομάζομεν ***κατοπτρικήν***. Ἂν ὅμως ἡ ἐπιφάνεια ἐπὶ τῆς ὁποίας προσπίπτει ἡ φωτεινὴ δέσμη δὲν εἶναι κατοπτρική, ἀλλὰ τραχεῖα, ἡ προσπίπτουασ δέσμη ἀνακλᾶται πολλαπλῶς εἰς τὰς ἀνωμαλίας τῆς ἐπιφανείας καὶ διασκορπίζεται ἐπ' αὐτῆς κατὰ διαφόρους διευθύνσεις. Τὸ φαινόμενον τοῦτο τὸ ὀνομάζομεν ***διάχυτον ἀνάκλασιν*** ἢ ἁπλῶς ***διάχυσιν*** τοῦ φωτός. Ἀποτέλεσμα τῆς διαχύσεως εἶναι νὰ καθίσταται ἡ διαχέουσα ἐπιφάνεια (ἑτερόφωτος) πηγὴ φωτός, ποὺ ἐκπέμπει φῶς καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις.

β) Διάθλασις. Εἰς τὸ σχ. 39 ἡ φωτεινὴ δέσμη SA προσπίπτει ἐπὶ ἐπιφανείας διαφανοῦς ὀπτικοῦ μέσου (ὡς εἶναι ἡ ἐπιφάνεια ὕδατος ἠρεμοῦντος εἰς λεκάνην) καὶ ἔτσι μποροῦμε νὰ παρακολουθήσωμεν τὴν διεύθυνσιν, ποὺ θὰ λάβη, ὄχι μόνον τὸ ἀνακλώμενον τμῆμα αὐτῆς AC, ἀλλὰ καὶ ἐκεῖνο ποὺ εἰσδύει εἰς τὸ δεύτερον ὀπτικὸν μέσον, ἤτοι ἡ διεύθυνσις τῆς δέσμης φωτὸς AB. Ἂν θεωρήσωμεν καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὴν κάθετον PQ ἐπὶ τῆς διαχωριζούσης τὰ δύο ὀπτικῶς διάφορα μέσα ἐπιφανείας εἰς τὸ σημεῖον τῆς προσπτώσεως A, ὀνομάζομεν καὶ ἐδῶ ***γωνίαν προσπτώ-***

σεως τὴν SAP ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὴν προσπίπτουσαν δέσμην SA καὶ τὴν κάθετον ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας PQ καὶ ***γωνίαν διαθλάσεως*** τὴν BAQ ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὴν διαθλωμένην δέσμην AB καὶ τὴν αὐτὴν κάθετον PQ.



Σχ. 38. Ἀνάκλασις φωτεινῶν ἀκτίνων.



Σχ. 39. Ἀνάκλασις καὶ διάθλασις φωτεινῶν ἀκτίνων.

Μπορούμε καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν νὰ παρακολουθήσωμεν μετρικῶς τὸ φαινόμενον, ὁπότε διαπιστώνομεν ὅτι καὶ ἡ διάθλασις τοῦ φωτὸς ἀκολουθεῖ τοὺς νόμους τῆς διαθλάσεως κυμάτων (§ 23, ε), ἤτοι:

1. ***Ἡ διαθλωμένη ἀκτὶς κεῖται καὶ αὐτὴ (ὅπως καὶ ἡ ἀνακλωμένη) ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου, τὸ ὁποῖον ὁρίζεται ἀπὸ τὴν προσπίπτουσαν καὶ τὴν κάθετον ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας εἰς τὸ σημεῖον τῆς προσπτώσεως.***

2. ***Ἡ γωνία διαθλάσεως (δ) μεταβάλλεται, ὅταν μεταβάλλεται ἡ γωνία προσπτώσεως (π), κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε ὁ λόγος τῶν ἡμιτόνων τῶν δύο τούτων γωνιῶν (ημπ : ημδ) νὰ εἶναι πάντοτε ὁ αὐτὸς (n), εἰς τὰ αὐτὰ δύο διάφορα ὀπτικῶς μέσα καὶ διὰ αὐτὸ ἁπλοῦν χρῶμα φωτός.***

Ὁ σταθερὸς αὐτὸς λόγος (n) καλεῖται ***δείκτης διαθλάσεως*** καὶ εὑρίσκεται ὅτι εἶναι ἴσος μὲ τὸν λόγον ποὺ ἔχει ἡ ταχύτης (v_1) τοῦ φωτὸς εἰς τὸ ἓν ὀπτικὸν μέσον πρὸς τὴν ταχύτητα (v_2) αὐτοῦ εἰς τὸ ἄλλο μέσον. Εἶναι λοιπόν: $n = \eta\mu\pi / \eta\mu\delta = v_1 / v_2$ (158).

Ὅταν ἡ δέσμη προσπίπτη καθέτως ($\eta\mu\ \pi = 0$) ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ δευτέρου μέσου, θὰ εἶναι καὶ ἡ γωνία διαθλάσεως ἴση μὲ μηδὲν ($\eta\mu\delta = 0$), ἤτοι ἡ δέσμη προχωρεῖ εἰς τὸ δεύτερον μέσον μὲ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν.

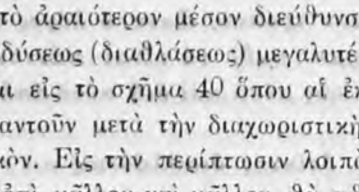
Προκειμένου περὶ τῆς ἀριθμητικῆς τιμῆς τοῦ δείκτου διαθλάσεως μιᾶς οὐσίας, λαμβάνεται ὁ λόγος τῶν ἡμιτόνων τῶν γωνιῶν προσπτώσεως καὶ διαθλάσεως μονοχρώμου φωτεινῆς ἀκτῖνος (συνήθως κιτρίνης), ἡ ὁποία εἰσδύει εἰς τὴν θεωρουμένην οὐσίαν ἀπὸ τὸ κενόν. Τὴν τιμὴν αὐτὴν τὴν ὀνομάζομεν ***ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως*** τῆς οὐσίας. Αὕτη κατὰ μεγάλην προσέγγισιν εἶναι ἴση μὲ τὴν τιμὴν ποὺ ἔχει ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς οὐσίας ὡς πρὸς τὸν ἀέρα, τ. ἔ. τὸν λόγον τῶν ἡμιτόνων τῶν γωνιῶν προσπτώσεως καὶ διαθλάσεως φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἡ ὁποία εἰσδύει εἰς τὴν οὐσίαν ἀπὸ τὸν **ἀέρα**. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως τῆς οὐσίας ($n_{o,\sigma}$) εἶναι ἴσος μὲ τὸ γινόμενον τοῦ δείκτου διαθλάσεως τῆς οὐσίας ὡς πρὸς τὸν ἀέρα ($n_{\alpha,\sigma}$) ἐπὶ τὸν ἀπόλυτον δείκτην διαθλάσεως τοῦ ἀέρος ($n_{o,\alpha}$), ὁ ὁποῖος εἶναι σχεδὸν ἴσος πρὸς τὴν μονάδα (ἀκριβῶς εἶναι $n_{o,\alpha}=1{,}000292$) καὶ συνεπῶς δὲν ἐπηρεάζει αἰσθητῶς τὴν τιμὴν τοῦ γινομένου.

Σημείωσις. Ἡ ὀρθότης τῆς σχέσεως ταύτης: $n_{o,\sigma}=n_{\alpha,\sigma}\cdot n_{o,\alpha}$ (159) προκύπτει ἐκ τῶν σχέσεων: $n_{o,\sigma}=c/v_\sigma$, $n_{\alpha,\sigma}=v_\alpha/v_\sigma$ και $n_{o,\alpha}=c/v_\alpha$, τὰς ὁποίας λαμβάνομεν, ἂν μὲ c παραστήσωμεν τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν καὶ μὲ v_σ καὶ v_α τὴν ταχύτητα αὐτοῦ εἰς τὸ σῶμα καὶ εἰς τὸν ἀέρα.

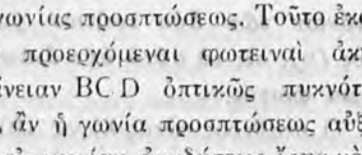
Ἔτσι καθορίζονται αἱ τιμαὶ τοῦ δείκτου διαθλάσεως διαφόρων οὐσιῶν καὶ εἶναι διὰ κίτρινον φῶς προκειμένου περί: ὕδατος 1,334—καλιούχου (βοημικῆς) ὑάλου 1,52—μολβδυάλου 1,75—διθειούχου ἄνθρακος 1,63—ἀδάμαντος 2,4—οἰνοπνεύματος 1,36—βενζολίου 1,5—κεδρελαίου 1,51—βαλσάμου τοῦ Καναδᾶ 1,54 κλπ.

γ') Ὁλικὴ ἀνάκλασις. Ἐκ τῶν τιμῶν ποὺ ἔχει ὁ δείκτης διαθλάσεως εἰς τὰ διάφορα διαφανῆ μέσα προκύπτει ὅτι, ὅταν φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτῃ πλαγίως ἐκ τοῦ ἀέρος ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας σώματος, εἰσδύει εἰς αὐτὸ μὲ διεύθυνσιν, ἡ ὁποία σχηματίζει μὲ τὴν κάθετον γωνίαν διαθλάσεως μικροτέραν τῆς γωνίας προσπτώσεως.

Ἀντιθέτως ὅταν ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς ἐξέρχεται ἀπὸ διαφανὲς ὑλικὸν εἰς τὸν ἀέρα ἢ ἄλλο ὑλικὸν μικροτέρας ὀπτικῆς πυκνότητος (μικροτέρου δείκτου διαθλάσεως) ἀκολουθεῖ ἀκριβῶς τὸν ἀντίστροφον δρόμον, δηλαδὴ λαμβάνει εἰς τὸ ἀραιότερον μέσον διεύθυνσιν σχηματίζουσαν μετὰ τῆς καθέτου γωνίαν ἀναδύσεως (διαθλάσεως) μεγαλυτέραν τῆς γωνίας προσπτώσεως. Τοῦτο ἐκφράζεται εἰς τὸ σχῆμα 40 ὅπου αἱ ἐκ τοῦ A προερχόμεναι φωτειναὶ ἀκτῖνες συναντοῦν μετὰ τὴν διαχωριστικὴν ἐπιφάνειαν BCD ὀπτικῶς πυκνότερον ὑλικόν. Εἰς τὴν περίπτωσιν λοιπὸν αὐτήν, ἂν ἡ γωνία προσπτώσεως αὐξάνεται ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον, θὰ φθάσωμεν εἰς γωνίαν ἀναδύσεως ἴσην μὲ 90°



Σχ. 40. Διάθλασις καὶ ὁλικὴ ἀνάκλασις φωτός.



Σχ. 41. Φαινομενικὴ ἀνύψωσις φωτεινοῦ ἀντικειμένου λόγῳ ὁλικῆς ἀνακλάσεως.

(ἡ ἀκτὶς τότε ἐξέρχεται παράλληλος πρὸς τὴν χωριστικὴν ἐπιφάνειαν), ἐνῷ ἀκόμη ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι $<90°$. Ὑπὸ μεγαλυτέραν τῆς γωνίας αὐτῆς προσπτώσεως (ὅπως εἶναι εἰς τὸ σχῆμα ἡ τῆς ἀκτῖνος AD) αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες δὲν μποροῦν πλέον νὰ ἐξέλθουν ἀπὸ τὸ ὀπτικῶς πυκνότερον μέσον πρὸς τὸ ἀραιότερον. Προκύπτει, δηλαδή, τώρα περίπτωσις, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ φῶς ποὺ προσπίπτει εἰς τὴν χωριστικὴν ἐπιφάνειαν δύο μέσων διαφόρου ὀπτικῆς πυκνότητος ἀνακλᾶται ***ἐξ ὁλοκλήρου*** εἰς τὸ πυκνότερον μέσον. Καλοῦμεν τὸ φαινόμενον τοῦτο ***ὁλικὴν ἀνάκλασιν*** τοῦ φωτός. Ἡ ὁλικὴ ἀνάκλασις ἀποτελεῖ μοναδικὴν περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ φῶς, ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τῆς χωριστικῆς ἐπιφανείας δύο διαφόρων διαφανῶν μέσων, δὲν πάσχει ἐν μέρει ἀνάκλασιν καὶ ἐν μέρει διάθλασιν, ἀλλὰ μόνον ἀνάκλασιν.

Καλοῦμεν ***ὁρικὴν γωνίαν*** προσπτώσεως τὴν γωνίαν προσπτώσεως φ εἰς τὴν ὁποίαν ἀντιστοιχεῖ γωνία διαθλάσεως ἴση μέ 90°. Ἐκ τῆς σχέσεως:

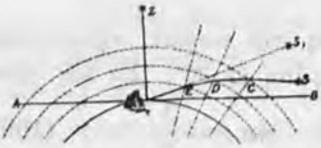
$$\frac{\eta\mu\,\varphi}{\eta\mu 90^\circ}=\frac{1}{n} \quad \text{προκύπτει:} \quad \eta\mu\,\varphi=\frac{1}{n} \qquad (160)$$

ὁπόθεν προσδιορίζεται εἰς ἑκάστην περίπτωσιν ἡ ὁρικὴ γωνία φ. Οὕτω διὰ τὴν περίπτωσιν ὕδατος συνορεύοντος μὲ ἀέρα εἶναι $\eta\mu\,\varphi=0{,}75$ καὶ $\varphi=48{,}6^\circ$.

Τὸ σχ. 41 παριστάνει μίαν περίπτωσιν ὁλικῆς ἀνακλάσεως, λόγῳ τῆς ὁποίας ὁ ὀφθαλμὸς παρατηρητοῦ ποὺ εὑρίσκεται πρὸ ποτηρίου μὲ ὕδωρ βλέπει φωτεινὸν ἀντικείμενον L, ποὺ εὑρίσκεται ὄπισθεν τοῦ ποτηρίου, εἰς θέσιν πολὺ ὑψηλοτέραν τῆς πραγματικῆς του.

δ) Ἀτμοσφαιρικὴ διάθλασις. Τὸ φῶς τῶν διαφόρων οὐρανίων σωμάτων διὰ νὰ φθάσῃ μέχρι τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς διασχίζει τὴν ἀτμόσφαιραν, ἡ ὁποία δὲν εἶναι ὁμοιογενὴς καθ' ὅλην της τὴν ἔκτασιν, ἀφοῦ ἡ πυκνότης της ἐλαττώνεται βαθμηδόν, ὅσον ἀπομακρυνόμεθα ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν τῆς Γῆς. Ἔτσι αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ποὺ μᾶς ἔρχονται ἀπὸ ἓν ἄστρον S (σχ. 42) διαπερνοῦν κατὰ τὴν πορείαν των διὰ μέσου τῆς ἀτμοσφαίρας ἀλλεπάλληλα στρώματα ἀέρος, τῶν ὁποίων ἡ πυκνότης γίνεται ὁλονὲν μεγαλυτέρα καὶ κατὰ συνέπειαν ὑφίστανται διαθλάσεις, κατὰ τὰς ὁποίας ἡ διεύθυνσίς των πλησιάζει ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον πρὸς τὴν κάθετον. Ἕνεκα τούτου ἡ διὰ μέσου τῆς ἀτμοσφαίρας πορεία μιᾶς φωτεινῆς ἀκτῖνος ἀκολουθεῖ καμπύλην γραμμὴν SCDEO καὶ ὁ ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς παρατηρητής, δεχόμενος τὸ φῶς μὲ τὴν διεύθυνσιν τοῦ τελευταίου στοιχείου τῆς καμπύλης, βλέπει τὰ φωτεινὸν σῶμα S, ἀπὸ τὸ ὁποῖον προέρχεται, κατὰ τὴν ἐφαπτομένην τῆς καμπύλης αὐτῆς γραμμῆς εἰς τὸ θεωρούμενον στοιχεῖον αὐτῆς. Ἀποτέλεσμα τούτου εἶναι νὰ φανῇ τὸ ἄστρον S ὑψηλότερον ἀπὸ τὴν πραγματικήν του θέσιν, ἤτοι εἰς τὴν θέσιν S_1 τοῦ σχήματος. Ἡ ἀνύψωσις αὐτὴ εἶναι τόσον μεγαλυτέρα ὅσον πλησιέστερον πρὸς τὸν ὁρίζοντα εὑρίσκεται τὸ ἄστρον, —εἶναι περίπου 35', ἤτοι κατά τι μεγαλυτέρα τῆς φαινομένης διαμέτρου τοῦ ἡλίου— ὅσον δηλαδὴ περισσότερον πλαγία εἶναι ἡ πρόσπτωσις τῶν ἀκτίνων, διότι τότε εἶναι μεγαλυτέρα ἡ γωνία προσπτώσεως καὶ ἑπομένως ὑφίστανται ἰσχυροτέραν διάθλασιν. Τοὐναντίον ὅσον τὸ ἄστρον S πλησιάζει πρὸς τὸ ζενίθ, τόσον καὶ ἡ ἐκτροπὴ πλησιάζει πρὸς τὸ μηδέν. Εἰς τοῦτο ὀφείλεται ὅτι ὁ δίσκος τοῦ Ἡλίου ἢ τῆς Σελήνης φαίνεται πεπλατυσμένος κατὰ τὴν ἀνατολήν του, ἀφοῦ τὸ κατώτερον χεῖλος αὐτοῦ θὰ ἀνυψώνεται αἰσθητῶς περισσότερον τοῦ ἀνωτέρου. Ἐπίσης βλέπομεν τὸν δίσκον τοῦ Ἡλίου ἢ τῆς Σελήνης ὑπὲρ τὸν ὁρίζοντα, ἐνῶ πραγματικῶς εἶναι ἀκόμη ὑπ' αὐτόν.

Εἰς τὴν ἀτμοσφαιρικὴν διάθλασιν ὀφείλεται ἐπίσης ὅτι ἀπομεμακρυσμένα ἀντικείμενα ἢ τοποθεσίαι ***ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τῆς Γῆς*** μποροῦν νὰ φαίνωνται ὑψηλότερον, ὅταν αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ αὐτὰ διασχίζουν στρώματα ἀέρος διαφορετικῆς πυκνότητος διὰ νὰ φθάσουν εἰς τὸν παρατηρητήν.



Σχ. 42. Φαινομενικὴ ἀνύψωσις τοῦ ἡλίου λόγω τῆς ἀτμοσφαιρικῆς διαθλάσεως.

Σχ. 43. Ἀντικατοπτρισμὸς εἰς πολικὰς χώρας τῆς Γῆς.

Εἰς τὰς πολικὰς θαλάσσας, ὅπου τὰ κατώτερα στρώματα τοῦ ἀέρος εἶναι ψυχρότερα καὶ πυκνότερα τῶν ἀνωτέρων, παρατηροῦνται συχνὰ αἰωρούμενα εἰς τὸν ἀέρα ἀντεστραμμένα εἴδωλα ἀπομεμακρυσμένων πλοίων (σχ. 43) κ. λ. π. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς ὁλικὴν ἀνάκλασιν ποὺ παθαίνουν φωτειναὶ ἀκτῖνες ποὺ διασχίζουν στρώματα ἀέρος ἀπὸ πυκνοτέρου εἰς ἀραιότερον· τὸ φαινόμενον τοῦτο καλεῖται ἀτμοσφαιρικὸς ***ἀντικατοπτρισμός***. Τοὐναντίον εἰς θερμὰς ἀμμώδεις ἐκτάσεις (ἐρήμους) συμβαίνει (λόγω τῆς ἰσχυρᾶς θερμάνσεως τοῦ ἐδάφους) νὰ καθίστανται τὰ κατώτερα στρώματα τοῦ ἀέρος ἀραιότερα τῶν ἀνωτέρων· τότε λαμβάνει χώραν ὁλικὴ ἀνάκλασις εἰς φωτεινὰς ἀκτῖνας, ποὺ ἀπὸ ἀνώτερα στρώματα προχωροῦν πρὸς κατώτερα. Κατὰ συνέπειαν τούτου ὁ παρατηρητὴς ποὺ δέχεται τοιαύτας ἀκτῖνας βλέπει τὰ εἴδωλα ἀντικειμένων ἐκ τῶν ὁποίων προέρχονται, ὡς ἐὰν ταῦτα σχηματίζονται εἰς κατοπτρικὰς ἐπιφανείας ὕδατος (σχ. 44) καὶ τοῦτο τοῦ δημιουργεῖ τὴν απατηλὴν ἐντύπωσιν ὅτι εἰς ὄχι πολὺ μεγάλην ἀπόστασιν ἀπ' αὐτοῦ ὑπάρχει λίμνη ὕδατος.

Σχ. 44. Ἀντικατοπτρισμὸς εἰς χώρας ὅπου τὸ ἔδαφος θερμαίνεται ἰσχυρῶς.

ε) Ἀ ρ ι θ μ η τ ι κ ὸ ν   ἄ ν ο ι γ μ α. Ἂν γράψωμεν τὴν σχέσιν (158) ὑπὸ τὴν μορφὴν $\eta\mu\,\pi/v_1 = \eta\mu\,\delta/v_2$ καὶ πολ)σωμεν εἰς αὐτὴν καὶ τὰ δύο μέλη τῆς ἐξισώσεως ἐπὶ τὴν ταχύτητα c τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενόν, θὰ ἔχωμεν: $\frac{c\cdot\eta\mu\,\pi}{v_1} = \frac{c\cdot\eta\mu\,\delta}{v_2}$

Ἀλλὰ c/v_1, τ. ἔ. ὁ λόγος τῶν ταχυτήτων τοῦ φωτὸς εἰς τὸ κενὸν καὶ εἰς τὸ μέσον 1, εἶναι ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως n_1 τοῦ μέσου 1 καὶ c/v^2 εἶναι ὁ ἀπόλυτος δείκτης διαθλάσεως n_2 τοῦ μέσου 2. Κατὰ συνέπειαν εἶναι :

$$n_1 \,\eta\mu\, \pi = n_2 \,\eta\mu\, \delta = \sigma\tau\alpha\theta\varepsilon\rho. \qquad (161)$$

ἤτοι : *Τὰ γινόμενον τοῦ δείκτου διαθλάσεως μιᾶς οὐσίας ἐπὶ τὸ ἡμίτονον τῆς γωνίας τὴν ὁποίαν σχηματίζει μὲ τὴν κάθετον ἡ διεύθυνσις τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος, παραμένει ἀμετάβλητος κατὰ τὴν διείσδυσιν τῆς ἀκτῖνος ἀπὸ ἓν μέσον εἰς ἄλλο.*

Τὸ σταθερὸν τοῦτο γινόμενον τὸ ὀνομάζομεν *ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα* τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος καὶ διατυπώνομεν τὸ παραπάνω ἐξαγόμενον ὡς ἑξῆς :

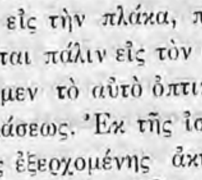
Τὸ ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα φωτεινῆς ἀκτῖνος δὲν μεταβάλλεται κατὰ τὴν διείσδυσιν αὐτῆς ἀπὸ ἓν μέσον εἰς ἄλλο.

στ) Ἐκτροπὴ φωτεινῆς ἀκτῖνος διὰ μέσου πλακός. Θεωροῦμεν τὴν περίπτωσιν κατὰ τὴν ὁποίαν φωτεινὴ ἀκτὶς ἐκ τοῦ ἀέρος εἰσδύει διὰ τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας (σχ. 45) διαφανοῦς (π.χ. ὑαλίνης) πλακὸς μὲ παραλλήλους ἕδρας, διατρέχει τὴν πλάκα καὶ ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν κατωτέραν παράλληλον ἕδραν τῆς πλακὸς πάλιν εἰς τὸν ἀέρα. Εἶναι εὐνόητον ὅτι τότε λόγω τῆς σταθερότητος τοῦ ἀριθμητικοῦ ἀνοίγματος ἡ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἡ ἀκτὶς εἰσδύει εἰς τὴν πλάκα, πρέπει νὰ εἶναι ἴση μὲ τὴν γωνίαν ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἐξέρχεται πάλιν εἰς τὸν ἀέρα, ἀφοῦ καὶ εἰς τὰ δύο αὐτὰ στάδια τῆς πορείας της ἔχομεν τὸ αὐτὸ ὀπτικὸν μέσον (ἀέρα) καὶ συνεπῶς καὶ τὸν αὐτὸν δείκτην διαθλάσεως. Ἐκ τῆς ἰσότητος τῶν γωνιῶν τούτων προκύπτει ὅτι ἡ διεύθυνσις τῆς ἐξερχομένης ἀκτῖνος εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς εἰσδυούσης. Ὥστε : ***Ὅταν ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς διασχίζει πλάκα μὲ παραλλήλους ἕδρας, ὑφίσταται λόγω τῆς διαθλάσεως μόνον παράλληλον μετατόπισιν.***

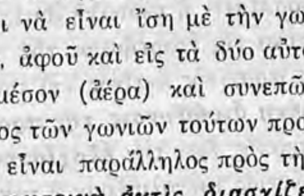
Ὅπως προκύπτει ἐκ τοῦ σχήματος (45), ἂν εἶναι δ ἡ παράλληλος μετατόπισις, d τὸ πάχος τῆς πλακός, α ἡ γωνία προπτώσεως ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας τῆς πλακὸς καὶ β ἡ γωνία διαθλάσεως θὰ εἶναι :

$$\delta = (AB)\,\eta\mu\,(\alpha-\beta) = \frac{d}{\sigma\upsilon\nu\,\beta}\,\eta\mu\,(\alpha-\beta) \qquad (162)$$

ἤτοι : ***Ἡ παράλληλος μετατόπισις*** δ ***εἶναι ἀνάλογος τοῦ πάχους*** d ***τῆς πλακός.*** Ἑπομένως εἰς πλάκας πολὺ μικροῦ πάχους αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες διέρχονται χωρὶς ***αἰσθητὴν*** μετατόπισιν.



Σχ. 45. Παράλληλος μετατόπισις φωτεινῆς ἀκτῖνος ποὺ διέρχεται διὰ διαφανοῦς πλακὸς



Σχ. 46. Ἐκτροπὴ φωτεινῆς ἀκτῖνος διὰ μέσου πρίσματος.

ζ) Ἐκτροπὴ διὰ πρίσματος. Εἰς τὴν ὀπτικὴν ὀνομάζομεν πρίσμα κάθε σῶμα διαφανές, τοῦ ὁποίου δύο ἐπίπεδοι ἕδραι συγκλίνουν πρὸς ἀλλήλας σφηνοειδῶς. Ἡ ἀκμὴ κατὰ τὴν ὁποίαν συναντῶνται αἱ δύο συγκλίνουσαι ἕδραι, λέγεται ***διαθλαστικὴ ἀκμὴ*** τοῦ πρίσματος. Κάθε τομὴ τοῦ πρίσματος ὑπὸ ἐπιπέδου καθέτου ἐπὶ τὴν διαθλαστικὴν ἀκμὴν καλεῖται **κυρία τομή**. Ἡ ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς ἐπίπεδος γωνία, ἡ ὁποία μετρᾷ τὴν δίεδρον γωνίαν τῶν συγκλινουσῶν ἑδρῶν, λέγεται **διαθλαστικὴ γωνία** τοῦ πρίσματος.

Ἂν ἐπὶ τῆς μιᾶς τῶν συγκλινουσῶν ἑδρῶν προσπέσῃ παραλλήλως πρὸς τὴν κυρίαν τομὴν λεπτὴ δέσμη ἀκτίνων μονοχρώμου φωτός, αὕτη λόγῳ τῆς διαθλάσεως, ποὺ θὰ ὑποστῇ κατὰ τὴν εἴσοδον εἰς τὸ πρῖσμα καὶ τὴν ἔξοδόν της ἀπὸ αὐτό, θὰ ἐκτραπῇ ἀπὸ τὴν ἀρχικήν της διεύθυνσιν, χωρὶς νὰ παύσῃ νὰ εἶναι παράλληλος πρὸς τὴν κυρίαν τιμὴν σύμφωνα μὲ τὸν σχετικὸν νόμον τῆς διαθλάσεως.

Ὀνομάζομεν **γωνίαν ἐκτροπῆς** δ (σχ. 46) τὴν γωνίαν ποὺ σχηματίζει ἡ διεύθυνσις τῆς προσπιπτούσης μὲ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐξερχομένης ἐκ τοῦ πρίσματος δέσμης ἀκτίνων.

Ἡ γωνία ἐκτροπῆς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν δείκτην διαθλάσεως τῆς ὕλης, ἐκ τῆς ὁποίας ἀποτελεῖται τὸ πρίσμα καὶ ἀπὸ τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν γ αὐτοῦ. Ἐπὶ πλέον ἐξαρτᾶται αὕτη καὶ ἀπὸ τὴν γωνίαν α_1, ὑπὸ τὴν ὁποίαν προσπίπτει ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ πρίσματος. Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα τῆς ἐξαρτήσεως τῆς γωνίας ἐκτροπῆς ἀπὸ τὴν γωνίαν προσπτώσεως τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος ἐπὶ τοῦ πρίσματος ἀποδεικνύει ὅτι ὑπάρχει **μία ὡρισμένη διεύθυνσις τῆς προσπιπτούσης ἀκτῖνος**, διὰ τὴν ὁποίαν ἡ γωνία ἐκτροπῆς ἔχει τὴν **ἐλαχίστην** της τιμήν. Διὰ πᾶσαν ἄλλην γωνίαν προσπτώσεως (μεγαλυτέραν ἢ μικροτέραν τῆς ἀνωτέρω) ἡ γωνία ἐκτροπῆς εἶναι μεγαλυτέρα.

Κατὰ ταῦτα ὑπάρχει διὰ κάθε πρίσμα μία ὡρισμένη θέσις αὐτοῦ ἐν σχέσει πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης φωτεινῆς δέσμης διὰ τὴν ὁποίαν ὑφίσταται αὕτη τὴν ἐλαχίστην της ἐκτροπὴν δ_0. Ἡ θέσις αὐτὴ καλεῖται **Νευτώνιος θέσις** τοῦ πρίσματος καὶ εὑρίσκεται θεωρητικῶς καὶ πειραματικῶς ὅτι εἶναι ἐκείνη, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς διασχίζει τὸ πρίσμα συμμετρικῶς, τ. ἔ. ἐξέρχεται ἀπὸ αὐτὸ ὑπὸ γωνίαν διαθλάσεως α_2 ἴσην μὲ τὴν γωνίαν προσπτώσεως α_1 ὑπὸ τὴν ὁποίαν εἰσδύει εἰς αὐτό.

Ὅπως φαίνεται ἐκ τοῦ σχήματος εἶναι :

$$\gamma=\beta_1+\beta_2 \text{ καὶ } \delta=(\alpha_1-\beta_1)+(\alpha_2-\beta_2)=(\alpha_1+\alpha_2)-(\beta_1+\beta_2)=(\alpha_1+\alpha_2)-\gamma.$$

Εἰς τὴν περίπτωσιν ἐλαχίστης ἐκτροπῆς δ_0 εἶναι : $\alpha_1=\alpha_2$ καὶ $\beta_1=\beta_2=\gamma$

$$\text{συνεπῶς εἶναι : } \delta_0=2\alpha_1-\gamma \quad \text{ἢ} \quad \alpha_1=\frac{\delta_0+\gamma}{2} \qquad (163)$$

Ἂν εἶναι n ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὕλης, ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἀποτελεῖται τὸ πρίσμα, θὰ ἔχωμεν :

$$n=\frac{\eta\mu\ \alpha_1}{\eta\mu\ \beta_1}=\eta\mu\left(\frac{\delta_0+\gamma}{2}\right):\eta\mu\frac{\gamma}{2} \qquad (163')$$

Μὲ τὴν σχέσιν αὐτὴν μποροῦμε νὰ προσδιορίσωμεν τὸν δείκτην διαθλάσεως τῆς ὕλης τοῦ πρίσματος, ἂν μετρήσωμεν εἰς αὐτὸ τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν γ καὶ τὴν γωνίαν ἐλαχίστης ἐκτροπῆς δ_0.

Προκειμένου περὶ πρίσματος μὲ πολὺ μικρὰν διαθλαστικὴν γωνίαν γ (καὶ μικρὰν γωνίαν ἐλαχίστης ἐκτροπῆς δ_0) εἶναι μὲ μεγάλην προσέγγισιν :

$$\eta\mu\left(\frac{\delta_0+\gamma}{2}\right)=\frac{\delta_0+\gamma}{2} \quad \text{καὶ} \quad \eta\mu\,\frac{\gamma}{2}=\frac{\gamma}{2}.$$

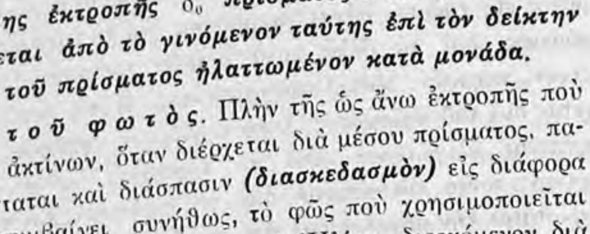
Τότε ἡ ἀνωτέρω σχέσις λαμβάνει τὴν ἁπλουστέραν μορφήν :

$$n=\frac{\delta_0+\gamma}{\gamma}=\frac{\delta_0}{\gamma}+1 \quad \text{ὅθεν} \quad \delta_0=(n-1)\gamma \qquad (164)$$

ἤτοι : ***Ἡ γωνία ἐλαχίστης ἐκτροπῆς δ_0 πρίσματος πολὺ μικρᾶς διαθλαστικῆς γωνίας γ δίδεται ἀπὸ τὸ γινόμενον ταύτης ἐπὶ τὸν δείκτην διαθλάσεως τῆς οὐσίας τοῦ πρίσματος ἠλαττωμένον κατὰ μονάδα.***

η) Ἀνάλυσις τοῦ φωτός. Πλὴν τῆς ὡς ἄνω ἐκτροπῆς ποὺ παθαίνει δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, ὅταν διέρχεται διὰ μέσου πρίσματος, παρατηροῦμεν ὅτι αὕτη ὑφίσταται καὶ διάσπασιν ***(διασκεδασμὸν)*** εἰς διάφορα ἁπλᾶ χρώματα, ἄν, ὅπως συμβαίνει συνήθως, τὸ φῶς ποὺ χρησιμοποιεῖται δὲν εἶναι ἁπλοῦν. Ἔτσι π. χ. τὸ λευκὸν φῶς τοῦ Ἡλίου, διερχόμενον διὰ πρίσματος, παρουσιάζει ἐπὶ παραπετάσματος, τὸ ὁποῖον τοποθετεῖται μετὰ τὸ πρίσμα, ἔγχρωμον ταινίαν, εἰς τὴν ὁποίαν διακρίνομεν τὸ ἓν μετὰ τὸ ἄλλο τὰ διάφορα χρώματα ποὺ βλέπομεν εἰς τὸ ***οὐράνιον τόξον***. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ὀνομάζεται ***ἀνάλυσις τοῦ φωτός.***

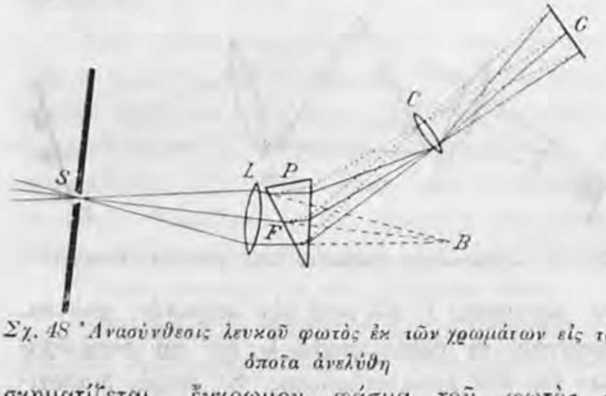
Πρὸς εὐκρινεστέραν παρατήρησιν τοῦ φαινομένου τοποθετοῦμεν τὴν φωτεινὴν πηγὴν ὄπισθεν στενῆς σχισμῆς Sp (σχ. 47) καὶ παρεμβάλλομεν εἰς τὴν δέσμην, ποὺ προέρχεται ἐξ αὐτῆς, τὸν φακὸν L_1 εἰς τόσην ἀπόστασιν ἀπὸ τὴν σχισμήν, ὥστε αἱ ἀκτῖνες ποὺ περνοῦν δι' αὐτοῦ νὰ εἶναι μετ' αὐτὸν παράλληλοι (πρβλ. § 40, ια'). Αἱ παράλληλοι αὐταὶ ἀκτῖνες λευκοῦ φωτὸς περνοῦν κατόπιν διὰ μέσου τοῦ πρίσματος P καὶ μετὰ τὴν ἐκτροπήν, ποὺ παθαίνουν εἰς αὐτό, συγκεντρώνονται δι' ἄλλου φακοῦ L_2 ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος S. Τότε παρατηροῦμεν ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος S σειρὰν διαδοχικῶν εἰδώλων τῆς σχισμῆς, καθὲν ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἔχει ἓν ἁπλοῦν χρῶμα διάφορον ἀπὸ τὰ χρώματα τῶν ἄλλων. Τὰ εἴδωλα αὐτὰ (ἐκ τῶν ὁποίων διὰ τὴν εὐκρίνειαν σημειώνονται εἰς τὸ σχῆμα τὸ ἐρυθρὸν ε, τὸ πράσινον π καὶ τὸ ἰῶδες ι) ἀποτελοῦν μίαν συνεχῆ σειρὰν χρωμάτων, εἰς τρόπον ὥστε νὰ σχηματίζεται μία ἔγχρωμος φωτεινὴ ταινία, τῆς ὁποίας τὸ ἓν ἄκρον εἶναι ἐρυθρὸν καὶ τὸ ἄλλο ἰῶδες.



Σχ. 47. Σχηματισμὸς φάσματος μιᾶς φωτεινῆς δέσμης.

Ἡ μετάπτωσις ἀπὸ τοῦ ἐρυθροῦ μέχρι τοῦ ἰώδους γίνεται διὰ πλήθους διαφόρων ἀποχρώσεων, ἐκ τῶν ὁποίων διακρίνομεν κατὰ σειρὰν τὸ ἐρυθρόν, τὸ πορτοκαλιόχρουν, τὸ κίτρινον, τὸ πράσινον, τὸ ἀνοικτὸν κυανοῦν, τὸ βαθὺ κυανοῦν καὶ τέλος τὸ ἰῶδες χρῶμα. Τὴν ταινίαν τῶν ἀποχρώσεων, εἰς τὰς ὁποίας ἀναλύεται διὰ τοῦ πρίσματος τὸ χρησιμοποιηθὲν λευκὸν φῶς, τὴν ὀνομάζομεν ***φάσμα*** τοῦ φωτὸς τούτου.

Πρὸς ἐξήγησιν τοῦ φαινομένου ἐδέχθη ἤδη ἀπὸ τοῦ 1666 ὁ Νεύτων ὅτι τὸ λευκὸν φῶς εἶναι σύνθετον ἀπὸ τὰς ἀποχρώσεις φωτός, εἰς τὰς ὁποίας ἀναλύεται διὰ τοῦ πρίσματος. Αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ἑκάστου ἀπὸ τὰ χρώματα τοῦ φάσματος ἔχουν ἴδιον δείκτην διαθλάσεως, ὁ ὁποῖος διαφέρει ἀπὸ χρώματος εἰς χρῶμα. Εἶναι μικρότερος διὰ τὸ ἐρυθρὸν χρῶμα καὶ βαίνει αὐξανόμενος διὰ τὰ ἄλλα κατὰ σειρὰν χρώματα (πορτοκαλί, κίτρινον, πράσινον, κυανοῦν, ἰῶδες) τοῦ φάσματος. Κατὰ συνέπειαν τούτου, ὅταν διέρχεται διὰ τοῦ πρίσματος λευκὸν φῶς, τὸ ἐρυθρὸν ποὺ ὑπάρχει εἰς αὐτὸ ἐκτρέπεται ὀλιγώτερον ἀπὸ τὸ πορτοκαλί, αὐτὸ ὀλιγώτερον ἀπὸ τὸ κίτρινον, τοῦτο ὀλιγώτερον ἀπὸ τὸ πράσινον κ.ο.κ. μέχρι τοῦ ἰώδους, ποὺ ὑφίσταται τὴν μεγαλυτέραν ἀπὸ τὰ ἄλλα χρώματα ἐκτροπήν. Ἔτσι τὰ διαδοχικὰ χρώματα πίπτουν ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος τὸ ἓν κατόπιν τοῦ ἄλλου καὶ σχηματίζουν τὸ φάσμα. Σύμφωνα μὲ τὴν ἐξήγησιν αὐτήν, ἂν συγκεντρώσωμεν εἰς τὴν αὐτὴν θέσιν ὅλα τὰ χρώματα τοῦ σχηματιζομένου φάσματος πρέπει νὰ λάβωμεν πάλιν ἐπὶ τοῦ πετάσματος φωτεινὴν κηλίδα λευκοῦ φωτός. Τοῦτο πράγματι συμβαίνει, ὅταν μὲ τὴν πειραματικὴν διάταξιν ποὺ δείχνει τὸ σχ. 48 ἐπιβάλωμεν τὴν συγκέντρωσιν τῶν ἀκτίνων ὅλων τῶν διαφόρων χρωμάτων εἰς τὴν αὐτὴν θέσιν. Εἰς τὴν διάταξιν τοῦ σχήματος 48 ὁ φακὸς L θὰ συνεκέντρωνε τὸ λευκὸν φῶς, ποὺ προέρχεται ἀπὸ τὴν σχισμὴν S, εἰς τὴν θέσιν B, ἂν δὲ ὑπῆρχε μετὰ τὸν φακὸν τὸ πρίσμα P. Λόγω τῆς παρεμβολῆς τοῦ πρίσματος λαμβάνει χώραν ἐκτροπή, ποὺ εἶναι διάφορος διὰ τὰ διάφορα χρώματα καὶ διὰ τοῦτο



Σχ. 48 Ἀνασύνθεσις λευκοῦ φωτὸς ἐκ τῶν χρωμάτων εἰς τὰ ὁποῖα ἀνελύθη

σχηματίζεται ἔγχρωμον φάσμα τοῦ φωτὸς τούτου εἰς τὴν θέσιν C. Ἂν εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν τοποθετηθῆ ἄλλος φακός, ὅπως δείχνει τὸ σχῆμα, οὗτος συγκεντρώνει ἐπὶ παραπετάσματος G τὰς ἀκτῖνας ὅλων τῶν διαφόρων χρωμάτων, ὅπως ὑποδηλώνεται μὲ τὴν διάφορον παράστασιν αὐτῶν (αἱ πλήρεις γραμμαὶ παριστάνουν ἐρυθράς, ἐνῶ αἱ στικταὶ παριστάνουν ἰώδεις ἀκτῖνας). Ἀποτέλεσμα τούτου εἶναι νὰ λαμβάνεται ἐπὶ τοῦ πετάσματος G λευκὸν φῶς.

Ἂν ἐξ ἄλλου διὰ στενῆς σχισμῆς ποὺ ἀνοίγομεν εἰς τὸ ἀδιαφανὲς παραπέτασμα S τοῦ σχ. 47, ἀφήσωμεν νὰ περάση τὸ φῶς ἑνὸς μόνον χρώματος καὶ εἰς τὸν δρόμον του παρεμβάλωμεν ἄλλο πρίσμα, παρατηροῦμεν ὅτι θὰ λάβη χώραν καὶ ἄλλη ἐκτροπὴ τῆς διευθύνσεως τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἀλλ' ὄχι καὶ ἄλλη ἀνάλυσις, ἐφόσον ἡ στενὴ δέσμη ἑνὸς μόνον χρώματος ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀκτῖνας, ποὺ ὑφίστανται ὅλαι τὴν αὐτὴν ἐκτροπήν.

θ) Συμπληρωματικὰ χρώματα. Ἂν ἐκ τοῦ φάσματος λευκοῦ φωτὸς ἀποχωρίσωμεν τὰς ἀκτῖνας ἑνὸς χρώματος καὶ συγκεντρώσωμεν διὰ φακοῦ ἐπὶ παραπετάσματος τὰς ἀκτῖνας τῶν ὑπολοίπων χρωμάτων, λαμβάνομεν ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος φωτεινὴν κηλίδα, τῆς ὁποίας τὸ χρῶμα εἶναι σύνθετον ἐκ τῶν συγκεντρουμένων εἰς αὐτὴν ἁπλῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος. Τὸ σύνθετον τοῦτο χρῶμα συντιθέμενον μαζὶ μὲ τὸ ἀποχωρισθὲν ἀποτελεῖ τὸ λευκὸν φῶς. Ὀνομάζομεν ***συμπληρωματικὰ*** δύο χρώματα, ὅταν συντιθέμενα παρέχουν λευκὸν φῶς. Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα εὑρίσκει ὅτι τὸ ἐρυθρὸν χρῶμα εἶναι συμπληρωματικὸν τοῦ κυανοπρασίνου, τὸ πορτοκαλιόχρουν τοῦ κυανοῦ, τὸ κίτρινον τοῦ ἰώδους. Γενικῶς κάθε ἁπλοῦν χρῶμα τοῦ φάσματος εἶναι συμπληρωματικὸν τοῦ χρώματος ποὺ προκύπτει ἐκ τῆς συνθέσεως τῶν ὑπολοίπων χρωμάτων αὐτοῦ.

ι) Ἡλιακὸν φάσμα. Ἂν σχηματίσωμεν ἀρκετὰ ἀνεπτυγμένον καὶ εὐκρινὲς φάσμα μιᾶς δέσμης ***ἡλιακῶν*** ἀκτίνων, παρατηροῦμεν (σχ. 49) ὅτι εἰς ὡρισμένας θέσεις τῆς συνεχοῦς διαδοχῆς τῶν χρωμάτων ἀπὸ τοῦ ἐρυ-

Σχ. 49. Φάσμα ἡλιακοῦ φωτός, εἰς τὸ ὁποῖον σημειώνεται ἡ θέσις τῶν γραμμῶν Fraunhofer

θροῦ μέχρι τοῦ ἰώδους ἐμφανίζονται ἐγκάρσιαι σκοτειναὶ γραμμαί, τὰς ὁποίας ὀνομάζομεν γραμμὰς τοῦ Fraunhofer πρὸς τιμὴν τοῦ ἐρευνητοῦ ποὺ πρῶτος τὰς παρετήρησε (πρβλ. § 47,δ). Ἀντιθέτως πρὸς τὸ ἡλιακὸν τὸ φάσμα ἑνὸς λευκοπυρωθέντος στερεοῦ (π.χ. τοῦ βολταϊκοῦ τόξου) εἶναι μία συνεχὴς ταινία διαδοχικῶν φωτεινῶν χρωμάτων. Ὥστε εἰς τὸ φάσμα τοῦ ἡλιακοῦ φωτὸς λείπουν εἴδη φωτός, τὰ ὁποῖα εἰς τὸ συνεχὲς φάσμα διαπύρου στερεοῦ κατέχουν τὰς θέσεις, εἰς τὰς ὁποίας παρατηροῦνται αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος. Τὰς εὐκρινεστέρας ἀπὸ τὰς γραμμὰς τοῦ Fraunhofer τὰς ἐπισημαίνομεν κατὰ σειρὰν μὲ τὰ γράμματα A, B, C, D, E, F, G, H_1, H_2.

ια) Διασκεδαστικὴ ἱκανότης πρίσματος. Ὀνομάζομεν ***εἰδικὸν διασκεδασμὸν*** ϑ τῆς οὐσίας πρίσματος τὴν διαφορὰν $n_\iota - n_\varepsilon$, ἂν n_ι εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς οὐσίας τοῦ πρίσματος δι' ἰῶδες καὶ n_ε δι' ἐρυθρὸν φῶς. Ἔτσι εὑρίσκομεν ὅτι ὁ εἰδικὸς διασκεδασμὸς ὕδατος 20°C εἶναι: 1,344−1,331=0,013 —στεφανυάλου 1,547−1,526=0,021—μολυβδυάλου 1,671−1,628=0,043—διθειούχου ἄνθρακος 1,702−1,618=0,084 κ. λ. π.

Προκειμένου περὶ τοῦ διασκεδασμοῦ δύο οἱωνδήποτε ἄλλων χρωμάτων ὀνομάζομεν τοῦτον ***μερικὸν διασκεδασμὸν*** τῆς οὐσίας διὰ φῶς τῶν χρωμάτων τούτων. Εἰδικώτερον καλεῖται ***μέσος διασκεδασμός*** ϑ_m ἡ διαφορὰ τῶν δεικτῶν διαθλάσεως n_F δι' ἀκτῖνας ἀνοικτοῦ κυανοῦ καὶ n_c διὰ τοιαύτας ἀνοικτοῦ ἐρυθροῦ, σύμφωνα πρὸς τὸν χαρακτηρισμὸν τῶν ἀποχρώσεων μὲ τὰς γραμμὰς τοῦ Fraunhofer (βλ. σχ. 49). εἶναι δηλαδή :

$$\vartheta_m = n_F - n_c \qquad (165)$$

Τέλος καλοῦμεν ***σχετικὸν διασκεδασμὸν*** ϑ_σ τὸν λόγον τοῦ μέσου διασκεδασμοῦ ($n_F - n_c$) πρὸς τὸν κατὰ μονάδα ἠλαττωμένον δείκτην διαθλάσεως n_D τῆς οὐσίας διὰ κίτρινον φῶς, ἤτοι εἶναι :

$$\vartheta_\sigma = \frac{n_F - n_c}{n_D - 1} \qquad (166)$$

Ἡ ἀντίστροφος τιμὴ τοῦ λόγου τούτου ἀποτελεῖ διὰ κάθε οὐσίαν ἕνα χαρακτηριστικὸν ἀπὸ ὀπτικῆς ἀπόψεως ἀριθμόν, τὸν ὁποῖον καλοῦμεν ***ἀριθμὸν τοῦ*** Abbe (α) διὰ τὴν θεωρουμένην οὐσίαν. Εἶναι δηλαδὴ δι' ἑκάστην οὐσίαν : $\alpha = (n_D - 1) : (n_F - n_c)$

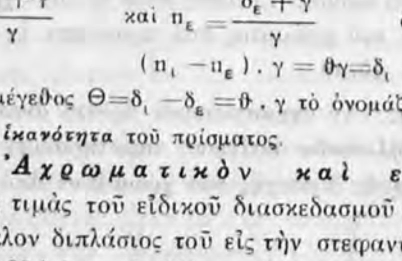
Προκειμένου διὰ πρίσμα μικρᾶς διαθλαστικῆς γωνίας γ καὶ ἑπομένως καὶ μικρᾶς ἐλαχίστης ἐκτροπῆς δ_ι δι' ἰώδεις ἀκτῖνας καὶ δ_ε δι' ἐρυθράς, σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (164) εἶναι :

$$n_\iota = \frac{\delta_\iota + \gamma}{\gamma} \quad \text{καὶ} \quad n_\varepsilon = \frac{\delta_\varepsilon + \gamma}{\gamma} \quad \text{ὅθεν} \quad n_\iota - n_\varepsilon = \frac{\delta_\iota - \delta_\varepsilon}{\gamma} \quad \text{καὶ}$$

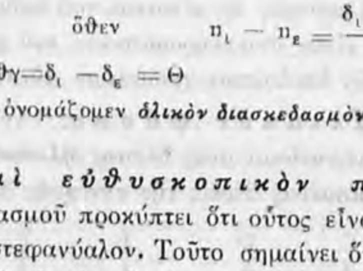
$$(n_\iota - n_\varepsilon) \,.\, \gamma = \vartheta\gamma = \delta_\iota - \delta_\varepsilon = \Theta \qquad (167)$$

Τὸ μέγεθος $\Theta = \delta_\iota - \delta_\varepsilon = \vartheta \,.\, \gamma$ τὸ ὀνομάζομεν ***ὁλικὸν διασκεδασμὸν ἢ διασκεδαστικὴν ἱκανότητα*** τοῦ πρίσματος.

ιβ) Ἀχρωματικὸν καὶ εὐθυσκοπικὸν πρίσμα. Ἀπὸ τὰς τιμὰς τοῦ εἰδικοῦ διασκεδασμοῦ προκύπτει ὅτι οὗτος εἶναι εἰς τὴν μολυβδύαλον διπλάσιος τοῦ εἰς τὴν στεφανύαλον. Τοῦτο σημαίνει ὅτι πρίσμα ἀπὸ μολυβδύαλον μᾶς δίδει φάσμα διπλασίας ἐκτάσεως ἀπὸ ἐκεῖνο ποὺ μᾶς δίδει πρίσμα τῆς αὐτῆς διαθλαστικῆς γωνίας ἀπὸ στεφανύαλον. Ἂν ὅμως ἡ διαθλαστικὴ γωνία τοῦ πρίσματος στεφανυάλου εἶναι σχεδὸν διπλασία ἐκείνης ποὺ ἔχει πρίσμα μολυβδυάλου, θὰ ἔχωμεν τὸν αὐτὸν διασκεδασμὸν καὶ μὲ τὸ ἓν καὶ μὲ τὸ ἄλλο πρίσμα. Συνδυάζομεν δύο τέτοια πρίσματα Kr καὶ Fl (σχ. 50) εἰς τρόπον ὥστε τὸ φῶς νὰ ἐκτρέπεται (καὶ ἀναλύεται) διαδοχι-



Σχ. 50 Ἀχρωματικὸν πρίσμα



Σχ. 51 Εὐθυσκοπικὸν πρίσμα

κῶς ἀπὸ καθὲν ἐξ αὐτῶν ***κατ' ἀντιθέτους διευθύνσεις***. Τότε ὁ χρωματικὸς διασκεδασμὸς ποὺ γίνεται εἰς τὸ πρίσμα τῆς στεφανυάλου Kr, θὰ ἀντιστρέφεται διὰ μέσου τοῦ πρίσματος μολυβδυάλου Fl καὶ αἱ ἀκτῖνες τῆς δέσμης θὰ εἶναι πάλιν παράλληλοι· συνεπῶς θὰ ἔχωμεν πάλιν λευκὸν φῶς, ὅπως ἦτο τὸ φῶς τῆς δέσμης ποὺ ἀρχικῶς προσέπεσε ἐπὶ τοῦ πρώτου πρίσματος. Ἐπειδὴ ὅμως ἡ ἐκτροπὴ πρὸς τὴν μίαν διεύθυνσιν ποὺ ἔλαβε χώραν εἰς τὸ πρῶτον πρίσμα εἶναι μεγαλυτέρα ἐκείνης ποὺ κατὰ τὴν ἀντίθετον διεύθυνσιν ἔλαβε χώραν εἰς τὸ δεύτερον, θὰ ἔχωμεν τελικῶς ἓν ὑπόλοιπον ἐκτροπῆς. Ἔτσι μὲ τὸ διπλοῦν αὐτὸ πρῖσμα ἐπιτυγχάνομεν ἐκτροπὴν χωρὶς ἀνάλυσιν τοῦ συνθέτου φωτὸς καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὸ σύστημα τῶν δύο τούτων πρισμάτων ***ἀχρωματικὸν πρίσμα.***

Ἂν ἐξ ἄλλου συνδυάσωμεν πρίσμα στεφανυάλου Kr (σχ. 51) μὲ πρίσμα μολυβδυάλου Fl, τοῦ ὁποίου ἡ διαθλαστικὴ γωνία, εἶναι τόσον μεγάλη, ὥστε ἡ ἐκτροπὴ ποὺ πάσχει ἀκτὶς μεσαίου χρώματος εἰς τὸ πρῶτον νὰ ἀναιρεῖται ὑπὸ τῆς ἀντιθέτου ἐκτροπῆς ποὺ γίνεται εἰς τὸ δεύτερον, θὰ λάβωμεν σύστημα πρισμάτων, τὸ ὁποῖον καλοῦμεν ***εὐθυσκοπικὸν πρίσμα.*** Μὲ αὐτὸ δὲν ἔχομεν ἐκτροπήν, ἀλλ' ἐπειδὴ ὁ διασκεδασμὸς εἰς τὸ πρίσμα τῆς μολυβδυάλου εἶναι μεγαλύτερος ἐκείνου ποὺ ἔχομεν εἰς τὸ τῆς στεφανυάλου, ἐπιτυγχάνεται τελικῶς νὰ ἔχωμεν ἀνάλυσιν τοῦ συνθέτου φωτός, ἤτοι λαμβάνομεν φάσμα ἐπὶ τῆς διευθύνσεως τῆς προσπιπτούσης δέσμης.

Σημείωσις. Πρὸς ἐπαύξησιν τοῦ διασκεδασμοῦ εἰς εὐθυσκοπικὸν πρίσμα συναρμολογεῖται τοῦτο ἀπὸ περισσότερα τῶν δύο πρίσματα, π.χ. τρία πρίσματα στεφανυάλου μεταξὺ τῶν ὁποίων εἶναι τοποθετημένα δύο πρίσματα μολυβδυάλου μὲ κατάλληλον ἐπιλογὴν τῶν διαθλαστικῶν των γωνιῶν.

Προβλήματα

1) Πῶς θὰ μπορούσαμε νὰ ἀποδείξωμε τοὺς νόμους ἀνακλάσεως τοῦ φωτὸς μὲ παρακολούθησιν τῆς πορείας μιᾶς λεπτῆς δέσμης ἡλιακῶν ἀκτίνων, ποὺ παρατηροῦμεν εἰς σκοτεινὸν δωμάτιον, ὅπου εἰσδύουν διὰ στενῆς ὀπῆς; ('Απ. 'Αρκεῖ νὰ τοποθετήσωμεν εἰς τὴν θέσιν τοῦ πατώματος ἢ μιᾶς τραπέζης, ὅπου προσπίπτει ἡ φωτεινὴ δέσμη, σῶμα μὲ ἀνακλαστικὴν (λίαν καὶ στιλπνὴν) ἐπιφάνειαν· τότε θὰ παρατηρήσωμεν μίαν νέαν διεύθυνσιν ποὺ ἀκολουθεῖ ἡ δέσμη ὡς ἀνακλωμένη. 'Επὶ τῶν οὕτω καθοριζομένων εὐθυγράμμων διευθύνσεων μετρᾶμε τὰ μεγέθη, εἰς τὰ ὁποῖα ἀναφέρονται οἱ νόμοι, ποὺ θέλομεν νὰ ἐπαληθεύσωμεν).

2) Πῶς μποροῦμε νὰ καθορίσωμεν μὲ γεωμετρικὴν κατασκευὴν τὴν διεύθυνσιν τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος, ἡ ὁποία ἀντιστοιχεῖ εἰς προσπίπτουσαν ὑπὸ ὡρισμένην γωνίαν α εἰς σημεῖον τῆς ἐπιφανείας, ποὺ διαχωρίζει δύο μέσα διαφόρου ὀπτικῆς πυκνότητος τοιαῦτα, ὥστε ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ἑνὸς ὡς πρὸς τὸ ἄλλο νὰ εἶναι n; ('Απ. Γράφομεν μὲ κέντρον τὸ σημεῖον προσπτώσεως δύο περιφερείας, τὴν μίαν μὲ ἀκτῖνα 1 καὶ τὴν ἄλλην μὲ ἀκτῖνα n. Προεκτείνομεν τὴν δοθεῖσαν προσπίπτουσαν μέχρις ὅτου συναντήσῃ τὴν περιφέρειαν τῆς ἀκτῖνος 1 καὶ ἀπὸ τὸ σημεῖον τῆς συναντήσεως αὐτῆς φέρομεν παράλληλον πρὸς τὴν κάθετον ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας. Ἡ παράλληλος αὕτη συναντᾶ τὴν περιφέρειαν τῆς ἀκτῖνος n εἰς ἓν σημεῖον. Ἡ εὐθεῖα ποὺ ἑνώνει τὸ σημεῖον αὐτὸ μὲ τὸ σημεῖον τῆς προσπτώσεως μᾶς δίδει τὴν διεύθυνσιν τῆς διαθλωμένης ἀκτῖνος. Διατί;).

3) Πόση εἶναι ἡ γωνία διαθλάσεως χ φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἡ ὁποία προσπίπτει ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως 60° ἀπὸ τὸν ἀέρα εἰς ὕδωρ καὶ πόση ψ, ὅταν ἀντιστρόφως ἔρχεται ἀπὸ τὸ ὕδωρ εἰς τὸν ἀέρα ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως $\alpha = 11^\circ\, 15'$; ('Απ. $\eta\mu\, \chi = \frac{\eta\mu\ 60^\circ}{4/3}$ ὅθεν $\chi = 40^\circ\ 30'$ καὶ $\eta\mu\ \psi = \frac{\eta\mu\ 11^\circ\ 15'}{3/4}$ ὅθεν $\psi = 15^\circ$).

4) Διατί μᾶς φαίνεται σπασμένη μία ράβδος ποὺ εἶναι βυθισμένη πλαγίως εἰς ὕδωρ; ('Απ. 'Επειδὴ αἱ φωνειναὶ ἀκτῖνες ποὺ προέρχονται ἀπὸ σημεῖα τῆς ράβδου ποὺ εἶναι κάτω ἀπὸ τὸ νερό, φθάνουν κατόπιν διαθλάσεως εἰς τὸν ὀφθαλμόν, ὁ ὀφθαλμὸς τὰ βλέπει εἰς τὴν προέκτασιν τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων).

5) Διατί ἀνυψώνεται ὁ πυθμὴν δοχείου, εἰς τὸ ὁποῖον χύνομεν ὕδωρ καὶ πόσον φαίνεται νὰ μειώνεται τὸ βάθος τοῦ δοχείου μὲ νερό; ('Απ. 'Επειδὴ ἡ διεύθυνσις τῶν διαθλωμένων ἀκτίνων ποὺ φθάνουν εἰς τὸν ὀφθαλμὸν συναντῶνται εἰς σημεῖα κείμενα ὑψηλότερον· καί: λόγῳ τοῦ ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως ὕδατος ὡς πρὸς ἀέρα εἶναι 4/3 ἡ φαινομενικὴ ἀνύψωσις φθάνει εἰς 1/3 τοῦ πραγματικοῦ βάθους).

6) Πῶς ἐξηγεῖται ὅτι γίνεται διαφανέστερο τὸ χαρτὶ ποὺ διεβράχη μὲ λάδι, ἐνῷ μάλιστα ὁ ἀὴρ ποὺ προηγουμένως κατεῖχε τοὺς πόρους τοῦ χαρτιοῦ εἶναι διαφανέστερος ἀπὸ τὸ λάδι; ('Απ. Κάθε φωτεινὴ ἀκτὶς ποὺ περνάει διὰ διαφόρων ἐπαλλήλων μέσων ἐξασθενίζει τόσον ὀλιγώτερον δι' ἐπὶ μέρους ἀνακλάσεων, ὅσον ὁμοιογενέστερα ὀπτικῶς εἶναι τὰ μέσα ταῦτα, δηλαδὴ ὅσον περισσότερον συμπίπτουν οἱ δεῖκται διαθλάσεώς των. 'Επειδὴ τοῦτο συμβαίνει περισσότερον εἰς χαρτὶ καὶ λάδι παρὰ εἰς χαρτὶ καὶ ἀέρα καθίσταται εὐεξήγητον τὸ φαινόμενον).

7) Μὲ κέννρον τὸ σημεῖον ὅπου ἡ προσπίπτουσα ἀκτὶς συναντᾷ τὴν χωριστικὴν ἐπιφάνειαν δύο μέσων διαφόρου ὀπτικῆς πυκνότητος, χαράσσομεν ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τῆς προσπτώσεως δύο (ὁμοιοκέντρους) περιφερείας τὴν μίαν μὲ ἀκτῖνα 1 καὶ τὴν ἄλλην μὲ ἀκτῖνα ἴσην μὲ τὸν δείκτην διαθλάσεως n' τοῦ ἀραιοτέρου μέσου ὡς πρὸς τὸ πυκνότερον, ἤτοι τὸ ἀντίστροφον 1/n τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ πυκνοτέρου μέσου ὡς πρὸς τὸ ἀραιότερον. 'Εκ τοῦ ἑνὸς τῶν δύο σημείων ὅπου ἡ περιφέρεια τῆς ἀκτῖνος 1/n=n' συναντᾷ τὴν τομὴν τῆς διαχωριστικῆς ἐπιφανείας ὑπὸ τοῦ ἐπιπέδου τῆς προσπτώσεως φέρομεν τὴν ἐφαπτομένην τῆς περιφερείας ταύτης ποὺ θὰ εἶναι καὶ παράλληλος πρὸς τὴν κάθετον ἐπὶ τῆς διαχωριστικῆς ἐπιφανείας. 'Η γραμμὴ αὕτη συναντᾷ τὴν περιφέρειαν τῆς ἀκτῖνος 1 εἰς ἓν σημεῖον τοῦ πυκνοτέρου μέσου. "Αν ἑνώσωμεν τὸ σημεῖον τοῦτο μὲ τὸ σημεῖον τῆς προσπτώσεως ἔχομεν τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος, ἡ ὁποία προσπίπτει ὑπὸ γωνίαν ἴσην μὲ τὴν ὁρικήν, πέραν τῆς ὁποίας δηλαδὴ λαμβάνει χώραν ὁλικὴ ἀνάκλασις. Διατί; ('Απ. 'Εκ τῶν γεωμετρικῶν σχέσεων ποὺ λαμβάνομεν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν βλέπομεν ὅτι τὸ ἡμίτονον τῆς γωνίας αὐτῆς εἶναι ἴσον μὲ $\frac{1/n}{1}=\frac{1}{n}=n'$ καὶ συνεπῶς πληροῖ τὴν συνθήκην, ποὺ ἰσχύει διὰ τὴν ὁρικὴν γωνίαν).

8) Πόση εἶναι ἡ ὁρικὴ γωνία διαθλάσεως ἀκτῖνος ποὺ ἐκ τοῦ ἀέρος εἰσδύει ὕδωρ; ('Απ. 'Απὸ τὴν σχέσιν $\frac{\eta\mu\alpha}{\eta\mu\beta}=\frac{4}{3}$ εὑρίσκομεν τὴν ζητουμένην γωνίαν, λαμβάνοντες ὑπ' ὄψιν ὅτι αὕτη θὰ εἶναι ἡ γωνία διαθλάσεως β ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς γωνίαν προσπτώσεως $\alpha=90^\circ$ καὶ ἑπομένως θὰ εἶναι $\frac{\eta\mu\, 90^\circ}{\eta\mu\, \beta}=\frac{4}{3}$ ὅθεν $\eta\mu\, \beta=0{,}75$ καὶ $\beta=48^\circ 35$)

9) 'Υπὸ ποίαν γωνίαν δ (μετὰ τῆς καθέτου) ἐξέρχεται ἐκ πρίσματος ὑαλίνου διαθλαστικῆς γωνίας $\varphi=60^\circ$ φωτεινὴ ἀκτίς, ἡ ὁποία προσπίπτει ἐπὶ τοῦ πρίσματος ὑπὸ γωνίαν (μετὰ τῆς καθέτου) $\alpha=50^\circ$; ('Απ. 'Η γωνία διαθλάσεως β εἰς τὴν πρώτην διαθλῶσαν ἕδραν τοῦ πρίσματος εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν $\frac{\eta\mu\, \alpha}{\eta\mu\, \beta}=\frac{3}{2}$ ἢ $\eta\mu\, \beta=\frac{2}{3}\, \eta\mu\, 50^\circ$ ὅτι εἶναι $\beta=30^\circ 42' 37''$. 'Επειδὴ ἐξ ἄλλου τὸ ἄθροισμα τῆς β μὲ τὴν γωνίαν γ ὑπὸ τὴν ὁποίαν φθάνει ἡ ἀκτὶς εἰς τὴν ἕδραν τοῦ πρίσματος, ἀπὸ τὴν ὁποίαν θὰ ἐξέλθῃ ἐξ αὐτοῦ. εἶναι ἴσον μὲ τὴν διαθλαστικὴν γωνίαν τοῦ πρίσματος, θὰ ἔχωμεν $\gamma=\varphi-\beta=60^\circ-30^\circ 42' 37''=29^\circ 19' 23''$. "Ετσι ἡ γωνία δ ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἐξέρχεται ἡ ἀκτὶς ἐκ τοῦ πρίσματος θὰ εὑρίσκεται ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$\frac{\eta\mu\, \delta}{\eta\mu\, \gamma}=\frac{3}{2} \text{ ἢ } \eta\mu\, \delta=\frac{3}{2}\, \eta\mu\, 29^\circ 17' 23'', \text{ ὅθεν } \delta=47^\circ 12' 33'')$$

10) Εἰς τὸ αὐτὸ ὡς ἄνω πρίσμα ὑπὸ ποίαν γωνίαν α πρέπει νὰ προσπέση φωτεινὴ ἀκτὶς διὰ νὰ περνάῃ διὰ μέσου τοῦ πρίσματος μὲ διεύθυνσιν παράλληλον πρὸς τὴν βάσιν αὐτοῦ; ('Απ. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι β=γ=φ/2=30° καὶ συνεπῶς $\eta\mu\, \alpha = \frac{3}{2}\eta\mu 30^0 = \eta\mu\, \delta$ ὅθεν α=δ=48° 35′ 25″).

11) Νὰ ἀποδειχθῆ ὅτι, ἂν εἶναι α ἡ γωνία προσπτώσεως ἐπὶ τῆς προσθίας ἕδρας τοῦ πρίσματος, δ ἡ γωνία ἀναδύσεως ἐκ τῆς ὀπισθίας ἕδρας αὐτοῦ, φ ἡ διαθλαστικὴ γωνία καὶ n ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς οὐσίας ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἀποτελεῖται τὸ πρίσμα, ἰσχύει ἡ σχέσις : $\eta\mu\, \delta = n \cdot \eta\mu\, \varphi \sqrt{1 - \frac{\eta\mu^2 \alpha}{n^2}} - \sigma\upsilon\nu\varphi\eta\mu\alpha =$ $= \eta\mu\varphi\sqrt{n^2\eta\mu^2\alpha} - \sigma\upsilon\nu\, \varphi . \eta\mu\, \alpha$. ('Απ. Ἂν εἶναι β ἡ γωνία διαθλάσεως εἰς τὴν ἕδραν εἰσδύσεως καὶ γ ἡ γωνία προσπτώσεως εἰς τὴν ἕδραν ἀναδύσεως τῆς ἀκτῖνος, θὰ ἔχωμεν : $\eta\mu\, \delta = n \cdot \eta\mu\gamma = n \cdot \eta\mu\, (\varphi - \beta) = n \cdot \eta\mu\, \varphi\, \sigma\upsilon\nu\, \beta - n \cdot \sigma\upsilon\nu\, \varphi\, \eta\mu\, \beta =$ $= n \cdot \eta\mu\, \varphi \cdot \sqrt{1-\eta\mu^2\beta} - n \cdot \eta\mu\, \beta\, \sigma\upsilon\nu\, \varphi = n\eta\mu\, \varphi . \sqrt{1 - \frac{\eta\mu^2\alpha}{n^2}} - \eta\mu\alpha\sigma\upsilon\nu\varphi =$ $\eta\mu\, \varphi \sqrt{n^2 - \eta\mu^2\alpha} - \sigma\upsilon\nu\, \varphi\, \eta\mu\alpha$).

12) Πόση εἶναι ἡ γωνία ἐκτροπῆς ε εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ προβλήματος 9; ('Απ. ε=α+δ−φ=50°+47° 12′ 33″−60=37° 12′ 33″).

13) Πόση εἶναι ἡ γωνία ἐκτροπῆς ε πρίσματος ὑαλίνου, ποὺ ἔχει διαθλαστικὴν γωνίαν φ πολὺ μικρὰν π. χ. 5°, ἂν ἡ γωνία προσπτώσεως εἶναι α=4° καὶ ὁ δείκτης διαθλάσεως n=3/2 ['Απ. ε=(n−1) φ = φ/2=2° 30′ ἢ ε=α+δ−φ=2° 30′)

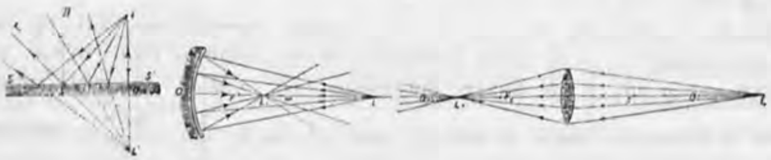
14) Πόση εἶναι ἡ γωνία ἐλαχίστης ἐκτροπῆς ε_0 εἰς πρίσμα δείκτου διαθλάσεως n=3/2 καὶ διαθλαστικῆς γωνίας φ=60°; ('Απ. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι β=γ=φ/2=30°, $\eta\mu\alpha = n\, \eta\mu 30^0$ ὅθεν α=δ=48° 35′ 25″ καὶ ἑπομένως $\varepsilon_0 = 2\alpha - \varphi =$ =97° 10′ 50″−60=37° 10′ 50″)

15) Νὰ ἀποδειχθῆ ὅτι ἡ παράλληλος μετατόπισις δ ποὺ ὑφίσταται φωτεινὴ ἀκτίς, ἡ ὁποία προσπίπτει ὑπὸ γωνίαν α ἐπὶ πλακὸς μὲ παραλλήλους ἐπιφανείας, πάχους d καὶ δείκτου διαθλάσεως n, εἶναι $\delta = d\, \eta\mu\, \alpha \left(1 - \frac{\sigma\upsilon\nu\, \alpha}{\sqrt{n^2 - \eta\mu^2\, \alpha}}\right)$. ('Απ. Ἂν εἶναι β ἡ γωνία διαθλάσεως κατὰ τὴν εἴσοδον τῆς ἀκτῖνος εἰς τὴν πλάκα καὶ $\overline{AB}$ ἡ πορεία τῆς ἀκτῖνος μεταξὺ τῶν παραλλήλων ἐπιφανειῶν τῆς πλακός, θὰ ἔχωμεν $\delta =$ $= \overline{AB} . \eta\mu\, (\alpha - \beta)$, ἀλλὰ $\overline{AB} = d\, \sigma\upsilon\nu\, \beta$ καὶ ἑπομένως $\delta = \frac{d}{\sigma\upsilon\nu\, \beta}(\eta\mu\alpha\, \sigma\upsilon\nu\, \beta - \eta\mu\beta\sigma\upsilon\nu\alpha)$ καὶ ἐπειδὴ εἶναι $\eta\mu\beta = \frac{\eta\mu\, \alpha}{n}$ προκύπτει $\delta = \frac{d}{\sqrt{1-\eta\mu^2\, \beta}}(\eta\mu\alpha\sqrt{1-\eta\mu^2\beta} - \eta\mu\beta\sigma\upsilon\nu\alpha) =$

$$= d\, \eta\mu\, \alpha \left(1 - \frac{\sigma\upsilon\nu\alpha}{\sqrt{n^2 - \eta\mu^2\alpha}}\right)$$

§ 40. ΚΑΤΟΠΤΡΑ ΚΑΙ ΦΑΚΟΙ

α) Σχηματισμὸς εἰδώλων. Ὅταν φωτεινὸν ἀντικείμενον κρατῆται ἔμπροσθεν λείας καὶ στιλπνῆς ἐπιφανείας, ὡς εἶναι ἡ ἐπιφάνεια τῶν ***κατόπτρων***, παρατηροῦμεν ὅτι σχηματίζεται εἰκὼν τοῦ ἀντικειμένου, τὴν ὁποίαν καλοῦμεν ***εἴδωλον*** αὐτοῦ. Εἴδωλα φωτεινῶν ἀντικειμένων σχηματίζονται ἐπίσης καὶ διὰ μέσου ***φακῶν***, τ.ἔ. διαφανῶν σωμάτων ποὺ περιορίζονται ἀπὸ δύο ἀπέναντι ἐπιφανείας ποὺ εἶναι καμπύλαι, εἴτε καὶ αἱ δύο εἴτε τοὐλάχιστον ἡ μία. Τοῦτο ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι διὰ τῆς ἀνακλάσεως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας κατόπτρων ἢ διὰ τῆς διαθλάσεως διὰ μέσου φακῶν ἐπέρχεται τοιαύτη μεταβολὴ εἰς τὴν διεύθυνσιν τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων, ποὺ προέρχονται ἀπὸ τυχὸν σημεῖον L (σχ. 52, 53 καὶ 54), ὥστε αἱ νέαι των διευθύνσεις νὰ



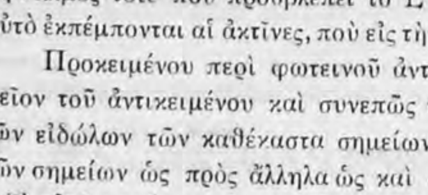
Σχηματισμὸς εἰδώλου L΄ φωτεινοῦ σημείου L.

Σχ. 52. Εἰς ἐπίπεδον κάτοπτρον. *Σχ. 53. Εἰς σφαιρικὸν κάτοπτρον.* *Σχ. 54. Διὰ μέσου συγκεντρωτικοῦ φακοῦ.*

συγκλίνουν πάλιν πρὸς ἓν ἀντίστοιχον σημεῖον L΄, τὸ ὁποῖον εἶναι εἴδωλον τοῦ L. Καὶ ἂν μὲν εἰς τὸ σημεῖον L΄ συγκεντρώνωνται καὶ τέμνωνται αἱ πραγματικαὶ νέαι διευθύνσεις τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων (σχ. 53 καὶ 54) τὸ εἴδωλον εἶναι ***πραγματικὸν*** ἢ ***καθ' ὑπόστασιν***. Ἂν ὅμως τὸ L΄ κεῖται εἰς τὴν κοινὴν τομὴν τῶν ***προεκτάσεων*** τῶν πραγματικῶν ἀκτίνων (σχ. 52) τὸ εἴδωλον εἶναι ***φανταστικὸν*** ἢ ***κατ' ἔμφασιν***. Ἔτσι τὸ εἴδωλον ἑνὸς σημείου L σχηματίζεται, ὅταν αἱ μετὰ τὴν ἀνάκλασιν ἢ διάθλασιν νέαι διευθύνσεις τῶν ἀκτίνων, ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ L, συναντῶνται εἰς ἓν σημεῖον L΄. Ὁ ὀφθαλμὸς τότε ποὺ προσβλέπει τὸ L΄ ἔχει τὴν ἐντύπωσιν ὅτι ἀπὸ τὸ σημεῖον αὐτὸ ἐκπέμπονται αἱ ἀκτῖνες, ποὺ εἰς τὴν πραγματικότητα ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ L.

Προκειμένου περὶ φωτεινοῦ ἀντικειμένου ἰσχύει, τὸ αὐτὸ διὰ κάθε σημεῖον τοῦ ἀντικειμένου καὶ συνεπῶς τὸ εἴδωλον αὐτοῦ θὰ εἶναι τὸ σύνολον τῶν εἰδώλων τῶν καθέκαστα σημείων του. Ἐὰν ἡ τοποθέτησις τῶν εἰδώλων τῶν σημείων ὡς πρὸς ἄλληλα ὡς καὶ αἱ μεταξύ των ἀποστάσεις εἶναι ὅπως μεταξὺ αὐτῶν τούτων τῶν σημείων τοῦ ἀντικειμένου, τὸ εἴδωλον θὰ εἶναι ὅμοιον πρὸς τὸ ἀντικείμενον.

β) Εἴδωλα εἰς ἐπίπεδα κάτοπτρα. Θεωροῦμεν τὴν περίπτωσιν ποὺ τὸ φωτεινὸν ἀντικείμενον LP (σχ. 55) εὑρίσκεται ἐνώπιον ἐπιπέδου κατόπρου SS καὶ παρακολουθοῦμεν τὴν πορείαν δύο οἱωνδήποτε ἀκτίνων LA καὶ LO, ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ ἓν σημεῖον L τοῦ ἀντικειμένου καὶ μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ κατόπτρου λαμβάνουν τὰς διευθύνσεις AB καὶ OΔ. Αἱ νέαι αὗται διευθύνσεις ἀποκλίνουν πάντοτε καὶ φαίνονται ὅτι συναντῶνται ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου εἰς σημεῖον L΄, πρὸς τὸ ὁποῖον συγκλίνουν αἱ προεκτάσεις των. Ἔτσι ὁ ὀφθαλμὸς

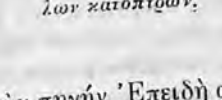


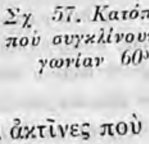
Σχ. 55. Εἴδωλον ἀντικειμένου εἰς ἐπίπεδον κάτοπτρον.

ποὺ δέχεται τὰς ἀκτίνας ΑΒ καὶ ΟΔ ἔχει τὴν ἐντύπωσιν ὅτι προέρχονται ἀπὸ τὸ σημεῖον L'. Τοῦτο εἶναι τὸ φανταστικὸν εἴδωλον τοῦ L. Ἐκ τῶν γεωμετρικῶν σχέσεων ποὺ λαμβάνονται βάσει τῆς ἰσότητος τῶν γωνιῶν προσπτώσεως καὶ ἀνακλάσεως, προκύπτει ὅτι τὸ L' εἶναι συμμετρικὸν τοῦ L ὡς πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ κατόπτρου, ἤτοι κεῖται ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου εἰς ἀπόστασιν EL' ἀπὸ τῆς ἐπιφανείας αὐτοῦ ἴσην μὲ τὴν ἀπόστασιν EL, ποὺ ἔχει τὸ σημεῖον L ἀπὸ τὴν αὐτὴν ἐπιφάνειαν ἔμπροσθεν του κατόπτρου.

Ἐπειδὴ τὸ αὐτὸ ἰσχύει διὰ κάθε σημεῖον τοῦ φωτεινοῦ ἀντικειμένου PL, συνάγομεν ὅτι: ***Εἰς κάθε ἐπίπεδον κάτοπτρον σχηματίζονται πάντοτε φανταστικὰ εἴδωλα, τὰ ὁποῖα εἶναι συμμετρικὰ τῶν ἀντιστοίχων ἀντικειμένων ὡς πρὸς τὴν ἀνακλῶσαν ἐπιφάνειαν τοῦ κατόπτρου.*** Εἶναι συνεπῶς τὰ εἴδωλα ταῦτα ἴσα πρὸς τὰ ἀντίστοιχα ἀντικείμενα καὶ ὄρθια, ἀλλὰ ὄχι καὶ ἐφαρμόσιμα (ἀντιστοιχεῖ π. χ. εἰς τὴν δεξιὰν χεῖρα ἑνὸς παρατηρητοῦ ἡ ἀριστερὰ τοῦ εἰδώλου του καὶ ἀντιστρόφως).

Ἂν τὸ φωτεινὸν σημεῖον L εὑρίσκεται μεταξὺ δύο παραλλήλων κατόπτρων I καὶ II (σχ. 56), σχηματίζονται λόγω τῶν ἀλλεπαλλήλων ἀνακλάσεων τῶν ἀκτίνων, ποὺ ἐκπέμπει τὸ σημεῖον, (θεωρητικῶς) ἄπειρα τὸ πλῆθος εἴδωλα τὸ ἓν κατόπιν τοῦ ἄλλου ἐπὶ τῆς καθέτου L_2 L_1 L L' L'' ποὺ φέρεται διὰ τοῦ φωτεινοῦ σημείου ἐπὶ τὰς ἀνακλώσας παραλλήλους ἐπιφανείας. Ἡ φωτεινότης τῶν εἰδώλων τούτων ἐλαττώνεται βαθμιαίως μετὰ τῆς ἀποστάσεως των ἀπὸ τῶν κατόπτρων.





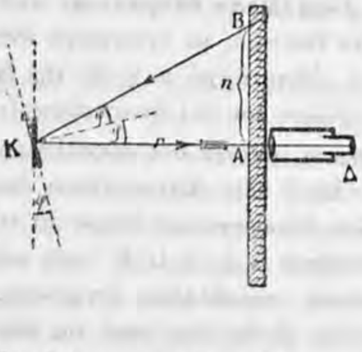
Εἴδωλα ἀντικειμένου μεταξὺ

Σχ. 56. Παραλλήλων κατόπτρων.

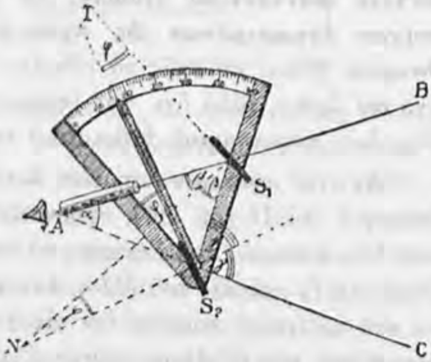
Σχ. 57. Κατόπτρων ποὺ συγκλίνουν ὑπὸ γωνίαν 60°.

Εἰς τὴν περίπτωσιν δύο κατόπτρων I, II (σχ. 57), τῶν ὁποίων αἱ ἀνακλῶσαι ἐπιφάνειαι συγκλίνουν πρὸς γωνίαν α°, σχηματίζονται $\frac{360}{\alpha} - 1$ εἴδωλα τοῦ φωτεινοῦ σημείου L. Τὰ εἴδωλα ταῦτα κεῖνται ἐπὶ μιᾶς περιφερείας κύκλου, ποὺ γράφεται μὲ κέντρον τὸ σημεῖον O (τομῆς τῆς ἀκμῆς συναντήσεως τῶν ἐπιφανειῶν τῶν κατόπτρων μὲ τὸ ἐπίπεδον τῆς ἀνακλάσεως) καὶ ἀκτῖνα τὴν ἀπόστασιν αὐτοῦ ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγήν. Ἐπειδὴ αἱ ἀκτῖνες ποὺ ἀνακλῶνται εἰς τὸ ἓν κάτοπτρον, φαίνονται νὰ προέρχωνται ἀπὸ τὸ φανταστικὸν εἴδωλον, ποὺ σχηματίζεται εἰς τὸ ἄλλο κάτοπτρον μποροῦμε νὰ θεωρήσωμεν κάθε εἴδωλον εἰς τὸ ἓν κάτοπτρον (π.χ. τὸ L' εἰς τὸ κάτοπτρον II) ὡς φωτεινὸν ἀντικείμενον διὰ τὸ ἄλλο κάτοπτρον (εἰς τὸ παράδειγμά μας διὰ τὸ κάτοπτρον I, ὁπότε παρέχει τὸ εἴδωλον L_2). Ἔτσι διευκολύνεται ἡ εὕρεσις τῆς θέσεως ἑκάστου τῶν σχηματιζομένων εἰδώλων.

γ) *Περιπτώσεις χρησιμοποιήσεως ἐπιπέδων κατόπτρων.* Τὰ ἐπίπεδα κάτοπτρα χρησιμοποιοῦνται εὐρύτατα λόγω τῆς ἰδιότητος των νὰ παρέχουν εἴδωλα ὅμοια πρὸς τὰ ἀντικείμενα. Μία ἀπὸ τὰς πολλὰς χρήσεις ἐπιπέδου κατόπτρου εἶναι ἡ κατὰ τὴν μέθοδον Poggendorff μέτρησις πολὺ μικρῶν γωνιῶν στροφῆς, κυρίως εἰς μετρικὰ ὄργανα ἠλεκτρικῶν καὶ μαγνητικῶν μεγεθῶν. Κατὰ τὴν μέθοδον αὐτὴν παρατηροῦμεν μὲ διόπτραν Δ (σχ. 58) τὸ εἴδωλον μιᾶς χιλιοστομετρικῆς κλίμακος ΑΒ. Αὕτη εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν r ἔμπροσθεν μικροῦ κατόπτρου Κ, ποὺ εἶναι συνδεδεμένον μὲ τὸ κινητὸν σύστημα τοῦ μετρικοῦ ὀργάνου (π.χ. τὴν βελόνην ἑνὸς γαλβανομέτρου). Εἰς τὴν θέσιν ἀβιάστου ἠρεμίας τοῦ κατόπτρου βλέπομεν τὸ εἴδωλον μιᾶς ὑποδιαιρέσεως Α τῆς κλίμακος. Ὅταν λόγῳ ἐπιδράσεως τοῦ πρὸς μέτρησιν μεγέθους τὸ κάτοπτρον στραφῇ κατὰ γωνίαν φ, βλέπομεν τὴν ὑποδιαίρεσιν Β τῆς κλίμακος· Ἂν μεταξὺ Α καὶ Β μεσολαβοῦν n ὑποδιαιρέσεις τῆς κλίμακος, εὑρίσκομεν, ὅπως φαίνεται ἐκ τοῦ σχήματος, τὴν γωνίαν στροφῆς φ ἐκ τῆς σχέσεως : $\varepsilon\varphi\, 2\varphi = n/r$ καὶ διὰ πολὺ μικρὰς γωνίας κατὰ μεγάλην προσέγγισιν : $\varphi = n/2r$ (168)



Σχ. 58. Μέτρησις μικρᾶς γωνίας στροφῆς.



Σχ. 59. Προσδιορισμὸς γωνιακῆς ἀποστάσεως διὰ τοῦ ἑξάντος.

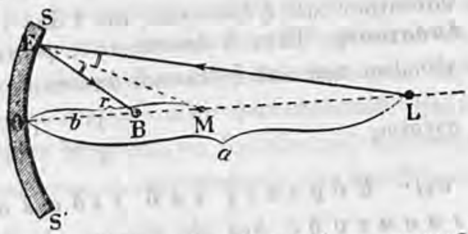
Κατ' ἐφαρμογὴν ἐπίσης τῶν ἰδιοτήτων ἐπιπέδων κατόπτρων λειτουργεῖ καὶ ὁ **ἑξάς**, ὄργανον μὲ τὸ ὁποῖον προσδιορίζεται ἡ γωνιακὴ ἀπόστασις δύο οἱωνδήποτε ἀπομεμακρυσμένων σημείων. Ἀποτελεῖται (σχ. 59) ἀπὸ συνάρθρωσιν ποὺ ἔχει τὸ σχῆμα κυκλικοῦ τομέως ἀνοίγματος 60°, (εἰς τὸ ὁποῖον ὀφείλεται καὶ τὸ ὄνομά του). Εἰς τὸν κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῆς τελικῆς ἀκτῖνος τοῦ τομέως βραχίονα εἶναι στερεωμένον παραλλήλως πρὸς τὸν ἄλλον βραχίονα ἀμετακίνητον κάτοπτρον S_1 κατὰ τὸ ἥμισυ ἐπαργυρωμένον καὶ κατὰ τὸ ἄλλο ἥμισυ διαφανές. Ἀπέναντι τοῦ κατόπτρου τούτου ἐπὶ τοῦ ἄλλου βραχίονος ἔχει στερεωθῆ διόπτρα Α, ἡ ὁποία δέχεται ἀκτῖνας· ἀφ' ἑνὸς διὰ μέσου τοῦ διαφανοῦς μέρους τοῦ κατόπτρου S_1, ἀφ' ἑτέρου δι' ἀνακλάσεως ἐπὶ τῆς ἐπαργυρωμένης ἐπιφανείας του. Εἰς τὸ κέντρον τοῦ κυκλικοῦ τομέως καὶ ἐπὶ τοῦ ἑνὸς ἄκρου στελέχους, στρεπτοῦ περὶ τὸ ἄκρον τοῦτο, εἶναι προσηλωμένον δεύτερον κάτοπτρον S_2, τὸ ὁποῖον μπορεῖ νὰ περιστρέφεται κατὰ γωνίαν, τὴν ὁποίαν μᾶς δείχνει τὸ ἄλλο ἄκρον τοῦ στελέχους, μετακινούμενον κατὰ μῆκος τοῦ τόξου τοῦ τομέως, τὸ ὁποῖον φέρει μετρικὰς ὑποδιαιρέσεις γωνίας. Ὅταν τὸ στέλεχος εὑρίσκεται εἰς τὸ 0 τῆς κλίμακος τοῦ τόξου, τὸ ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου S_2 εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ S_1. Σκοπεύομεν διὰ μέσου τοῦ διαφανοῦς τμήματος τοῦ ἀμετακινήτου κατόπτρου S_1 τὸ σημεῖον Β καὶ στρέφομεν τὸ κάτοπτρον S_2 διὰ μετακινήσεως τοῦ ἐλευθέρου ἄκρου τοῦ ἀρθρωτοῦ στελέχους κατὰ μῆκος τοῦ τόξου, μέχρις ὅτου τὸ εἴδωλον τοῦ δευτέρου σημείου C τὸ σχηματιζόμενον διὰ διαδοχικῶν ἀνακλάσεων ἐπὶ τοῦ S_2 καὶ S_1, συμπέσῃ μετὰ τοῦ Β. Ἡ γωνιακὴ ἀπόστασις τῶν δύο σημείων, τ. ἔ. ἡ γωνία $\alpha = BAC$, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν αἱ ὀπτικαὶ ἀκτῖνες ἐκ τοῦ ὀφθαλμοῦ τοῦ παρατηρητοῦ Α πρὸς τὰ σημεῖα Β καὶ C, εἶναι τότε ἴση μὲ τὸ διπλάσιον τῆς γωνίας στροφῆς φ τοῦ κατόπτρομ S_2, τὴν ὁποίαν μᾶς δίδουν αἱ ὑποδιαιρέσεις τοῦ

τοῦ τόξου. Διότι εἶναι: $S_1TS_2 = \varphi = S_1NS_2$ καὶ $\alpha + 2\beta = 2\gamma$, ὅπου $\gamma = \varphi + \beta$
ὅθεν: $\alpha + 2\beta = 2(\varphi + \beta)$ καὶ συνεπῶς: $\alpha = 2\varphi$. (169)

ιδ) Χαρακτηριστικὰ σφαιρικῶν κατόπτρων.

Σφαιρικὰ ὀνομάζομεν τὰ κάτοπτρα, τῶν ὁποίων ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι μέρος τῆς ἐπιφανείας σφαίρας. Ταῦτα διακρίνονται εἰς ***κοῖλα ἢ συγκεντρωτικὰ*** καὶ εἰς ***κυρτὰ ἢ ἀποκεντρωτικά***, καθόσον ἡ ἀνακλῶσα ἐπιφάνεια εἶναι τμῆμα ἐσωτερικῆς (κοίλης) ἢ ἐξωτερικῆς (κυρτῆς) ἐπιφανείας σφαίρας.

Ἡ ἐπιφάνεια σφαιρικοῦ κατόπτρου μπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὅτι προκύπτει διὰ περιστροφῆς ἑνὸς κυκλικοῦ τόξου SS′ (σχ. 60) περὶ τὴν ἀκτῖνα MO ποὺ ἄγεται εἰς τὸ μέσον αὐτοῦ O. Τὸ σημεῖον O καλεῖται ***κορυφὴ*** ἢ ***πόλος*** τοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου. Τὸ κέντρον M λέγεται ***κέντρον καμπυλότητος*** καὶ ἡ εὐθεῖα ποὺ ὁρίζεται ἀπὸ τὸ κέντρον καμπυλότητος καὶ τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου καλεῖται ***κύριος ἄξων***. Κάθε ἄλλη εὐθεῖα, ὅπως π.χ. ἡ ME ποὺ διέρχεται ἀπὸ τὸ κέντρον καμπυλότητος καὶ συναντᾶ τὸ κάτοπτρον εἰς τυχὸν σημεῖον τῆς ἐπιφανείας του (πλὴν τῆς κορυφῆς) λέγεται ***δευτερεύων ἄξων***. Ἡ ἐπίκεντρος γωνία SMS′ τοῦ τόξου SS′, διὰ περιστροφῆς τοῦ ὁποίου θεωροῦμεν ὅτι προέκυψε τὸ κάτοπτρον, καλεῖται ***ἄνοιγμα*** τοῦ κατόπτρου.



Σχ. 60. *Πρὸς ἐξαγωγὴν τοῦ τύπου σφαιρικῶν κατόπτρων μικροῦ ἀνοίγματος.*

ε) Τύπος σφαιρικῶν κατόπτρων. Ἐὰν θεωρήσωμεν φωτεινὸν σημεῖον L (σχ. 60) ἐπὶ τοῦ κυρίου ἄξονος κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου, ἡ τυχοῦσα προσπίπτουσα ἀκτὶς LE θὰ ἀνακλᾶται κατὰ τὴν διεύθυνσιν EB, ἡ ὁποία σχηματίζει μὲ τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος EM (δηλ. μὲ τὴν κάθετον ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ κατόπτρου) γωνίαν BEM=LEM. Κάθε ἄλλη ἀκτὶς ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τοῦ κατόπτρου ὑπὸ γωνίαν πρὸς τὸν κύριον ἄξονα ἴσην μὲ τὴν γωνίαν ELB, θὰ ἀνακλᾶται κατὰ τὴν διεύθυνσιν ποὺ σχηματίζει γωνίαν πρὸς τὸν ἄξονα ἴσην μὲ τὴν γων. EBO, ἤτοι θὰ συναντᾷ τὸν κύριον ἄξονα εἰς τὸ σημεῖον B. Εἶναι λοιπὸν τὸ B εἴδωλον τοῦ φωτεινοῦ σημείου L.

Ἂν τὸ ἄνοιγμα τοῦ κατόπτρου εἶναι μικρὸν καὶ αἱ προσπίπτουσαι ἀκτῖνες δὲν ἀποκλίνουν πολὺ ἀπὸ τὸν κύριον ἄξονα ἤ, ὅπως λέμε, εἶναι ***κεντρικαὶ ἀκτῖνες***, μποροῦμε νὰ θεωρήσωμε μὲ μεγάλην προσέγγισιν $(EB)=(OB)=b=$ ἀπόστασιν τοῦ εἰδώλου καὶ $(EL)=(OL)=\alpha=$ ἀπόστασιν τοῦ φωτεινοῦ σημείου.

Εἰς τὸ τρίγωνον BEL, ὅπου ἡ EΘ εἶναι διχοτόμος ἔχομεν:
$(EL):(EB)=(ML):(MB)$ καὶ κατὰ μεγάλην προσέγγισιν:
$(OL):(OB)=(ML):(MB)$. Ἂν λοιπὸν θέσωμεν $(OM)=(ME)=r$, $(OL)=\alpha$

καὶ (OB)=b θὰ ἔχωμεν : $\alpha : b = (\alpha - r) : (r - b)$, ὅθεν $\alpha b - br = \alpha r - \alpha b$ ἢ $2\alpha b = br + \alpha r$ ἢ $\frac{2}{r} = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{b}$ (170)

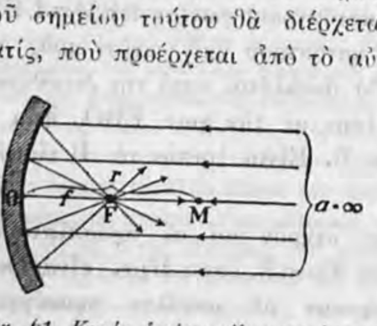
Ἂν τὸ φωτεινὸν σημεῖον L μετατίθεται ἐπὶ τοῦ ἄξονος εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ κατόπτρου, τότε θὰ εἶναι : $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\infty} = 0$ καὶ συνεπῶς :

$$\frac{1}{b} = \frac{2}{r} \quad \text{ἢ} \quad b = \frac{r}{2} = f \tag{171}$$

Τοῦτο σημαίνει ὅτι αἱ ἀκτῖνες ποὺ προέρχονται ἀπὸ φωτεινὸν σημεῖον τοῦ ἄξονος ποὺ κεῖται εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν, τ. ἔ. αἱ ἀκτῖνες ποὺ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα (σχ. 61), τέμνονται ὅλαι μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τοῦ κοίλου κατόπτρου εἰς ἓν σημεῖον F τοῦ ἄξονος, ποὺ ἀπέχει ἀπὸ τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου ἀπόστασιν f ἴσην μὲ τὸ ἥμισυ τῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος αὐτοῦ. Τὸ σημεῖον F καλεῖται ***ἑστία*** τοῦ κατόπτρου καὶ ἡ ἀπόστασίς του f ἀπὸ τὴν κορυφὴν τοῦ κατόπτρου ***ἑστιακὴ ἀπόστασις***. Ἔτσι ἡ ἀπόστασις α φωτεινοῦ ἀντικειμένου, ἡ ἀπόστασις b τοῦ εἰδώλου του καὶ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις f τοῦ κατόπτρου συνδέονται διὰ τῆς σχέσεως

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{b} \tag{172}$$

στ) Εὕρεσις τοῦ εἰδώλου διὰ γεωμετρικῆς κατασκευῆς. Διὰ τὴν εὕρεσιν τῆς θέσεως τοῦ εἰδώλου δοθέντος φωτεινοῦ ἀντικειμένου, εὑρισκομένου ἔμπροσθεν κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου, θεωροῦμεν ἐκ τοῦ ἀπείρου πλήθους τῶν ἀκτίνων, ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ κάθε φωτεινὸν σημεῖον, δύο ἐξ ἐκείνων, ποὺ εἶναι εὔκολον νὰ καθορίσωμεν τὰς διευθύνσεις των μετὰ τὴν ἀνάκλασιν. Τὸ σημεῖον εἰς τὸ ὁποῖον τέμνονται αἱ δύο αὗται ἀκτῖνες μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των καθορίζει τὴν θέσιν τοῦ εἰδώλου τοῦ φωτεινοῦ σημείου, ἐκ τοῦ ὁποίου προέρχονται αὗται· διὰ τοῦ σημείου τούτου θὰ διέρχεται μετὰ τὴν ἀνάκλασίν της καὶ κάθε ἄλλη ἀκτίς, ποὺ προέρχεται ἀπὸ τὸ αὐτὸ φωτεινὸν σημεῖον. Ἀκτῖνες τῶν ὁποίων



Σχ. 61. Κυρία ἑστία κοίλου κατόπτρου.

Σχ. 62. Πρὸς εὕρεσιν τῆς θέσεως εἰδώλου.

εἶναι εὔκολον νὰ καθορίσωμεν τὴν πορείαν μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἐπὶ τοῦ κατόπτρου εἶναι :

1. Ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς (1) (σχ. 62) ποὺ ἐκ τοῦ σημείου P προσπίπτει ἐπὶ τοῦ κατόπτρου παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα αὐτοῦ. Αὕτη, ἀνα-

κλωμένη ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, λαμβάνει διεύθυνσιν, διερχομένην διὰ τῆς κυρίας ἑστίας αὐτοῦ F.

2. Ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς (2) ποὺ ἐκ τοῦ φωτεινοῦ σημείου P προσπίπτει ἐπὶ τοῦ κατόπτρου μὲ διεύθυνσιν, ἡ ὁποία περνάει ἀπὸ τὸ κέντρον καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου. Αὐτή, προσπίπτουσα καθέτως ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, ἀνακλᾶται ἐπ' αὐτοῦ κατὰ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν (μὲ ἀντίθετον φοράν).

3. Ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς (3) ποὺ ἔχει διεύθυνσιν, ἡ ὁποία περνάει ἀπὸ τὴν κυρίαν ἑστίαν. Αὐτή, ἀνακλωμένη ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, λαμβάνει διεύθυνσιν παράλληλον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα αὐτοῦ.

Ἂν τὸ σημεῖον ὅπου συναντῶνται μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των δύο ἐκ τῶν ἀκτίνων ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ αὐτὸ σημεῖον φωτεινοῦ ἀντικειμένου, εὑρίσκεται πρὸ τοῦ κατόπτρου, τοῦτο σημαίνει ὅτι συναντῶνται αἱ πραγματικαὶ ἀκτῖνες καὶ τὸ σχηματιζόμενον εἴδωλον εἶναι πραγματικόν. Τουναντίον, ἂν αἱ θεωρούμεναι δύο ἀκτῖνες ἐκ τῶν ἐκπεμπομένων ἀπὸ τὸ αὐτὸ φωτεινὸν σημεῖον δὲν συναντῶνται μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἔμπροσθεν τοῦ κατόπτρου, ἀλλ' ἔχουν ἀποκλινούσας διευθύνσεις, (ὅπως εἰς τὰ ἐπίπεδα κάτοπτρα), τοῦτο σημαίνει ὅτι τὸ εἴδωλον τοῦ φωτεινοῦ σημείου εἶναι **φανταστικόν**. Εἰς τὴν περίπτωσιν δηλαδὴ αὐτὴν τὸ εἴδωλον σχηματίζεται ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου, εἰς τὸ σημεῖον πρὸς τὸ ὁποῖον συγκλίνουν αἱ **προεκτάσεις** τῶν διευθύνσεων τῶν ἀνακλωμένων ἀκτίνων.

στ) Ἀντίστοιχοι θέσεις καὶ μέγεθος εἰδώλων καὶ ἀντικειμένων εἰς κοῖλα κάτοπτρα. Δι' ἁπλῶν σχετικῶς πειραμάτων ἐπαληθεύομεν εἰς διαφόρους περιπτώσεις τὰ ἐξαγόμενα εἰς τὰ ὁποῖα φθάνομεν, (εἴτε βάσει τοῦ τύπου $1/f=1/\alpha+1/b$, εἴτε βάσει γεωμετρικῆς ὡς ἀνωτέρω κατασκευῆς), ὡς πρὸς τὴν θέσιν καὶ τὸ εἶδος τοῦ εἰδώλου σχετικῶς πρὸς τὴν θέσιν τοῦ ἀντικειμένου. Ἔτσι εὑρίσκομεν ὅτι διὰ τὸ κοῖλον σφαιρικὸν κάτοπτρον ἰσχύει :

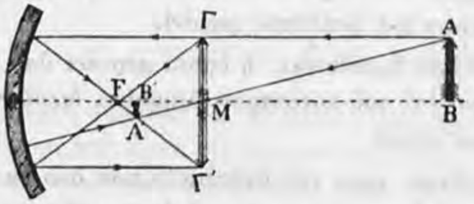
1) Προκειμένου περὶ φωτεινοῦ ἀντικειμένου AB (σχ 63), τὸ ὁποῖον κεῖται εἰς ἀπόστασιν α ἀπὸ τοῦ κατόπτρου μεγαλυτέραν τῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος ($r=2f$) αὐτοῦ, ἤτοι ὅταν εἶναι ($\alpha>2f$), τὸ εἴδωλον A'B' εἶναι πραγματικόν, ἀντεστραμμένον καὶ μικρότερον τοῦ ἀντικειμένου καὶ σχηματίζεται μεταξὺ κέντρου καμπυλότητος M καὶ ἑστίας F τοῦ κατόπτρου ($f<b<2f$).

2) Προκειμένου περὶ ἀντικειμένου ΓΜ (σχ. 63), κειμένου εἰς ἀπόστασιν α ἴσην πρὸς τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος τοῦ κατόπτρου, ($\alpha=2f$), τὸ εἴδωλον Γ'Μ εἶναι πραγματικόν, ἀντεστραμμένον καὶ ἴσον μὲ τὸ ἀντικείμενον καὶ σχηματίζεται εἰς τὴν αὐτὴν ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ κάτοπτρον ($b=2f$).

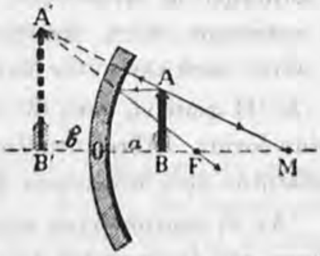
3) Ἀντιστρόφως πρὸς τὴν περίπτωσιν 1 τὸ εἴδωλον AB (σχ. 63) ἀντικειμένου A'B', τὸ ὁποῖον εὑρίσκεται μεταξὺ κέντρου καμπυλότητος καὶ ἑστίας ($f<\alpha<2f$), σχηματίζεται πέραν τοῦ κέντρου καμπυλότητος πραγματικόν, ἀντεστραμμένον καὶ μεγαλύτερον τοῦ ἀντικειμένου ($b>2f$).

4) Τὸ εἴδωλον ἀντικειμένου κειμένου εἰς ἑστιακὴν ἀπόστασιν ($\alpha=f$)

σχηματίζεται ἀπείρως μέγα εἰς ἄπειρον ἀπόστασιν. Ἂν συνεπῶς τοποθετηθῇ μία φωτεινὴ πηγὴ εἰς τὴν ἑστίαν κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου (σχ. 61), αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες αὐτῆς ποὺ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου ἀνακλῶνται ὡς



Σχ. 63. Θέσις καὶ μέγεθος πραγματικοῦ εἰδώλου εἰς κοῖλον κάτοπτρον.



Σχ. 64 Περίπτωσις σχηματισμοῦ φανταστικοῦ εἰδώλου εἰς κοῖλον κάτοπτρον.

παράλληλος δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, (ὅπως γίνεται π.χ. εἰς ἕνα προβολέα).

5) Τὸ εἴδωλον A′B′ ἀντικειμένου AB (σχ. 64), τὸ ὁποῖον κεῖται μεταξὺ κυρίας ἑστίας καὶ κορυφῆς τοῦ κατόπτρου ($a<f$), εἶναι φανταστικόν, ὄρθιον καὶ μεγαλύτερον τοῦ ἀντικειμένου καὶ εὑρίσκεται ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου εἰς ἀπόστασιν μεταξὺ τοῦ $-\infty$ καὶ 0, ($b<0$).

6) Γενικῶς αἱ θέσεις ἀντικειμένου καὶ εἰδώλου μποροῦν νὰ ἐναλλάσσωνται ἀμοιβαίως. Ἂν δηλαδὴ τὸ ἀντικείμενον ἔλθη εἰς τὴν θέσιν τοῦ εἰδώλου, τὸ εἴδωλον σχηματίζεται εἰς τὴν θέσιν ποὺ κατεῖχε τὸ ἀντικείμενον καὶ ἀντιστρόφως. Τοῦτο ἐκφράζομεν συντόμως, λέγοντες ὅτι αἱ θέσεις ἀντικείμενου καὶ εἰδώλου εἶναι **ἀντιστρεπταὶ** ἢ **συζυγεῖς.**

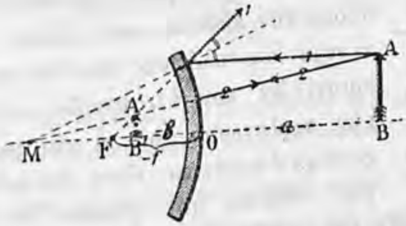
7) Τὸ (γραμμικὸν) μέγεθος A τοῦ ἀντικειμένου ἔχει πρὸς τὸ (γραμμικὸν) μέγεθος B τοῦ εἰδώλου του λόγον ἴσον πρὸς τὸ λόγον τῶν ἀντιστοίχων ἀποστάσεων a,b ἀπὸ τοῦ κατόπτρου· ἤτοι: $A{:}B=a{:}b$. (173)

η) Κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα. Ἂν κρατήσωμεν φωτεινὸν ἀντικείμενον AB (σχ. 65) ἔμπροσθεν κυρτοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου, αἱ ἀκτῖνες ποὺ ἀνακλῶνται ἐπ' αὐτοῦ ἀποκλίνουν πάντοτε ἀλλήλων. Ἔτσι δὲν λαμβάνει χώραν εἰς τὰ κάτοπτρα ταῦτα συγκέντρωσις τῶν πραγματικῶν ἀκτίνων, ἀλλὰ τῶν προεκτάσεων τούτων ὄπισθεν τῆς κατοπτρικῆς ἐπιφανείας Κατὰ συνέπειαν εἰς τὰ κάτοπτρα αὐτὰ ἔχομεν πάντοτε φανταστικὰ καὶ ὄρθια (ὄχι ἀντεστραμμένα) εἴδωλα. Ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἐπαληθεύει ὅτι εἰς τὰ κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα ἰσχύει ἡ σχέσις: $-\frac{1}{f}=\frac{1}{a}+\frac{1}{b}$. (172′)

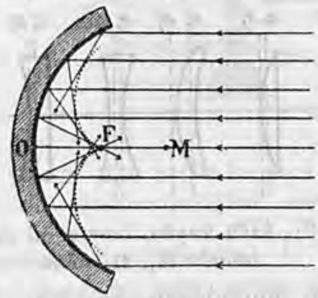
Τοῦτο εἶναι εὐνόητον, ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι εἰς τὰ κυρτὰ κάτοπτρα ἡ ἑστία F εὑρίσκεται ὄπισθεν τῆς κατοπτρικῆς ἐπιφανείας, εἶναι δηλαδὴ φανταστικὴ καὶ ἑπομένως πρέπει ἡ ἑστιατικὴ ἀπόστασις f νὰ εἶναι ἀρνητική. Ἐξ ἄλλου ἡ πειραματικὴ διαπίστωσις ὅτι τὰ εἴδωλα εἰς τὰ κάτοπτρα ταῦτα εἶναι φανταστικὰ καὶ σχηματίζονται ὄπισθεν τῆς κατοπτρικῆς ἐπιφανείας, εἶναι σύμφωνος μὲ τὸ ὅτι ἡ ἐκ τοῦ ἀνωτέρω τύπου προκύπτουσα τιμὴ τῆς ἀποστάσεως τοῦ εἰδώλου εἶναι πάντοτε ἀρνητική.

Φωτειναὶ ἀκτῖνες ποὺ προσπίπτουν ἐπὶ κυρτοῦ σφαιρικοῦ κατόπτρου παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα αὐτοῦ, ἔχουν μετὰ τὴν ἀνάκλασίν των ἀποκλινούσας διευθύνσεις καὶ φαίνονται νὰ προέρχωνται ἀπὸ σημεῖον F ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου τὸ ὁποῖον εἶναι φανταστικὴ ἑστία αὐτοῦ. Τὰ κυρτά κάτοπτρα δίδουν δι' οἱανδήποτε ἀπόστασιν τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸ κάτοπτρον πάντοτε εἴδωλα φανταστικά, ὄρθια καὶ μικρότερα τοῦ ἀντικειμένου εἰς ἀπόστασιν ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου πάντοτε μικροτέραν τῆς ἑστιατικῆς ἀποστάσεως f.

ϑ) Γενικὸς κανὼν διὰ τὸ εἶδος εἰδώλου σφαιρικοῦ κατόπτρου. Συνδυάζοντες τὰς ἰδιότητας τῶν εἰδώλων εἰς κοῖλα καὶ κυρτὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα συνάγομεν. **Ὅλα τὰ πραγματικὰ** εἴδωλα φωτεινῶν ἀντικειμένων, εὑρισκομένων ἔμπροσθεν σφαιρικῶν κατόπτρων, σχηματίζονται ἔμπροσθεν τῆς κατοπτρικῆς ἐπιφανείας καὶ εἶναι



Σχ. 95. Εὕρεσις τῆς θέσεως εἰδώλου εἰς κυρτὸν κάτοπτρον



Σχ. 66. Κατακαυστικὴ ἐπιφάνεια κοίλου κατόπτρου

ἀντεστραμμένα, ἐνῶ ὅλα τὰ **φανταστικὰ** εἴδωλα σχηματίζονται ὄπισθεν τῶν κατόπτρων καὶ εἶναι **ὄρθια**.

ι) Σφαιρικὴ ἀποπλάνησις. Κατακαυστικὴ ἐπιφάνεια. Εἰς σφαιρικὰ κάτοπτρα μὲ μεγαλύτερον ἄνοιγμα αἱ ἐξ ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου ἀκτῖνες ποὺ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ κατόπτρου, δὲν συγκεντρώνονται ὅλαι εἰς ἓν σημεῖον, ἀλλὰ ἐπὶ μιᾶς ἐπιφανείας, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν **κατακαυστικήν**. Τὸ φαινόμενον τοῦτο ὀνομάζεται **σφαιρικὴ ἀποπλάνησις**. Τὸ σχ. 66 δείχνει μὲ τὴν στικτὴν γραμμὴν τὴν τομὴν τῆς κατακαυστικῆς ὑπὸ τοῦ ἐπιπέδου τῆς σχεδιάσεως. Πρὸς ἀποφυγὴν τῆς σφαιρικῆς ἀποπλανήσεως χρησιμοποιοῦνται διαφράγματα, διὰ τῶν ὁποίων διέρχεται στενὴ μόνον δέσμη ἀκτίνων πλησίον τοῦ ἄξονος (ἀξονικῶν) καὶ ἐμποδίζονται αἱ ἀπέχουσαι ἀπὸ τὸν ἄξονα νὰ φθάσουν εἰς τὸ κάτοπτρον. Τότε ἡ συγκέντρωσις γίνεται αἰσθητῶς εἰς ἓν μόνον σημεῖον.

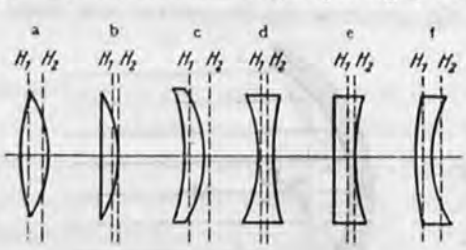
Σημείωσις. ***Ἂν τὸ κοῖλον κάτοπτρον ἔχει ἀντὶ σφαιρικοῦ παραβολικὸν σχῆμα, δηλ. ἔχει ἀνακλῶσαν ἐπιφάνειαν ποὺ προκύπτει διὰ περιστροφῆς παραβολικῆς γραμμῆς περὶ τὸν ἄξονα ποὺ διέρχεται διὰ τῆς κορυφῆς τῆς παραβολῆς*),***

---

*) Ὡς γνωστὸν ***παραβολὴ*** ὀνομάζεται ἡ καμπύλη, ποὺ ἀποτελεῖ τὸν γεωμετρικὸν τόπον τῶν σημείων, τὰ ὁποῖα ἀπέχουν ἐξ ἴσου, τόσον ἀπὸ δοθὲν σημεῖον, ***τὴν ἑστίαν***, ὅσον καὶ ἀπὸ δοθεῖσαν εὐθεῖαν, ***τὴν διευθετοῦσαν***. Ἡ ἐξίσωσις τῆς καμπύ-

τότε σύμφωνα μὲ γεωμετρικὴν ἰδιότητα τῆς παραβολῆς, (βλ. ὑποσημ.), *ὅλαι αἱ ἀκτῖνες ποὺ προσπίπτουν παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα συγκεντρώνονται εἰς ἓν μόνον σημεῖον. Ἕνεκα τούτου τὰ παραβολικὰ κάτοπτρα παρέχουν πολὺ εὐκρινέστερα εἴδωλα τῶν ἀντικειμένων, ποὺ ἀπέχουν πολύ.*

ια) Σχηματισμὸς εἰδώλων εἰς φακούς Ὀνομάζομεν ***φακοὺς*** (σχ. 67) σώματα διαφανῆ τὰ ὁποῖα, ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα περιορίζονται ἀπὸ δύο καμπύλας (συνήθως σφαιρικὰς) ἐπιφανείας ἢ ἀπὸ μίαν ἐπίπεδον καὶ μίαν καμπύλην ἐπιφάνειαν. Τοὺς διακρίνομεν εἰς συγκεντρωτικοὺς φακοὺς (a,b,c), οἱ ὁποῖοι εἶναι παχύτεροι εἰς τὸ μέσον καὶ λεπτότεροι εἰς τὰ ἄκρα καὶ τέτοιοι εἶναι οἱ ἀμφίκυρτοι (a), οἱ ἐπιπεδόκυρτοι (b) καὶ οἱ κοιλόκυρτοι (c) καὶ εἰς ἀποκεντρωτικοὺς (d,e,f,) ποὺ εἶναι λεπτότεροι εἰς τὸ μέσον καὶ παχύτεροι πρὸς τὰ ἄκρα καὶ τοιοῦτοι εἶναι οἱ ἀμφίκοιλοι (d), οἱ ἐπιπεδόκοιλοι (e), καὶ κυρτόκοιλοι (f) φακοί.



Σχ. 67. *Εἴδη φακῶν, ἕκαστον μὲ τὰ κύρια ἐπίπεδα* H_1, H_2 *αὐτοῦ.*

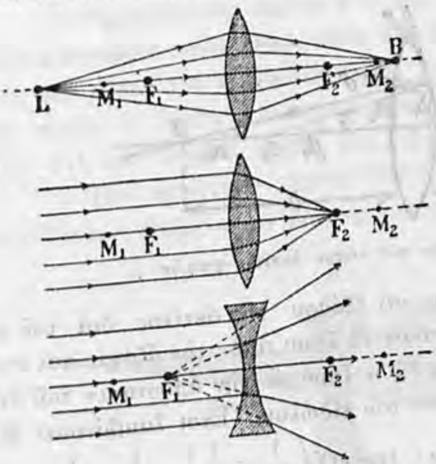
Εἰς κάθε φακὸν ὀνομάζομεν ἄξονα τὴν εὐθεῖαν ποὺ ἑνώνει τὰ κέντρα καμπυλότητος τῶν δύο περιοριστικῶν του ἐπιφανειῶν καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν ποὺ ἡ μία περιοριστικὴ ἐπιφάνεια εἶναι ἐπίπεδος, τὴν κάθετον ποὺ φέρεται ἀπὸ τὸ κέντρον καμπυλότητος τῆς ἄλλης ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦτο.

Ἐπὶ τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ εὑρίσκονται εἰς ἴσας ἀποστάσεις ἀπὸ τοῦ φακοῦ (ἑκατέρωθεν αὐτοῦ) δύο σημεῖα, τὰ ὁποῖα καλοῦνται ***ἑστίαι τοῦ φακοῦ***, F_1, F_2 (σχ. 68). Αἱ ἑστίαι εἶναι τὰ σημεῖα, εἰς τὰ ὁποῖα συγκεντρώνονται μετὰ τὴν διάθλασίν των διὰ μέσου τοῦ φακοῦ φωτειναὶ ἀκτῖνες, ποὺ προσπίπτουν παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα.

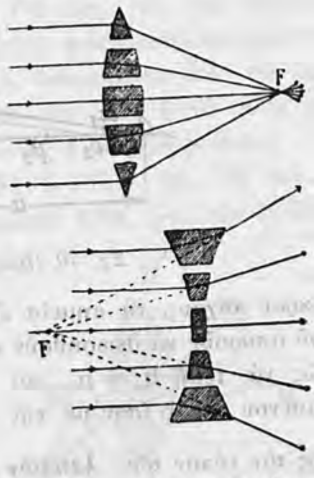
Οἱ συγκεντρωτικοὶ φακοὶ συγκεντρώνουν τὰς ἀκτῖνας ποὺ προέρχονται ἀπὸ φωτεινὸν σημεῖον L (σχ. 68, ἄνω), κείμενον ἐπὶ τοῦ ἄξονος, κατὰ γενικὸν κανόνα εἰς ἓν πάλιν σημεῖον B τοῦ ἄξονος ἀπὸ τὸ ἄλλο μέρος τοῦ φακοῦ. Τὸ σημεῖον τοῦτο εἶναι πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ L. Προκειμένου περὶ προσπιπτούσης δέσμης παραλλήλων ἀκτίνων τὸ σημεῖον, εἰς τὸ ὁποῖον συγκεντρώνονται, εἶναι ἡ πραγματικὴ ἑστία F_2 (σχ. 68 μέσον) τοῦ φακοῦ. Οἱ ἀποκεντρωτικοὶ φακοὶ ἐκτρέπουν τὰς φωτεινὰς ἀκτῖνας, οὕτως ὥστε αὗται φαίνονται προερχόμεναι ἀπὸ σημεῖον F_1 (σχ. 68, κάτω) τὸ ὁποῖον εἶναι ***προκειμένου περὶ προσπιπτούσης δέσμης παραλλήλων ἀκτίνων***, ἡ φανταστικὴ ἑστία τοῦ ἀποκεντρωτικοῦ φακοῦ.

λης αὐτῆς εἶναι: $\psi^2=2\mu\chi$, εἰς τὴν ὁποίαν μ εἶναι *ἡ παράμετρος* τῆς παραβολῆς. ***Ἡ εὐθεῖα ποὺ ἑνώνει τυχὸν σημεῖον τῆς παραβολῆς μὲ τὴν ἑστίαν της σχηματίζει μὲ τὴν ἐφαπτομένην (ἢ μὲ τὴν κάθετον) εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο τῆς καμπύλης, γωνίαν ἴσην μὲ ἐκείνην ποὺ σχηματίζει ἡ ἐκ τοῦ σημείου παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα τῆς παραβολῆς (ἄξονα χ) μὲ τὴν αὐτὴν ἐφαπτομένην (ἢ μὲ τὴν κάθετον).***

Ἡ πορεία αὕτη τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων προέρχεται ἐκ τοῦ ὅτι κάθε φωτεινὴ ἀκτίς, ποὺ περνάει διὰ μέσου τοῦ φακοῦ, ἐκτρέπεται λόγω διαθλάσεως πρὸς τὸ παχύτερον μέρος τοῦ φακοῦ τόσον περισσότερον, ὅσον ἀπώτε-



Σχ. 68. Μεταβολὴ τῆς διευθύνσεως δέσμης ἀκτίνων ποὺ διέρχεται διὰ μέσου φακοῦ.



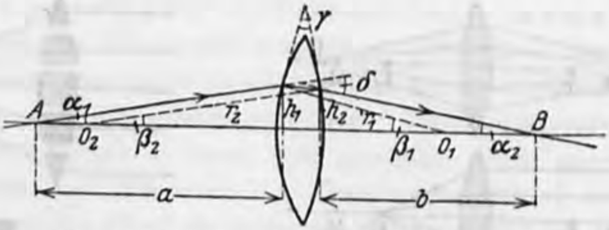
Σχ. 69. Πρὸς κατάδειξιν ὅτι ὁ φακὸς εἶναι σύνολον ἐπαλλήλων πρισμάτων

ρον ἀπὸ τὸ μέσον τοῦ φακοῦ κεῖται τὸ σημεῖον προσπτώσεως. Ἡ διαπίστωσις αὕτη εἶναι εὐεξήγητος, ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι κάθε φακὸς μπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὅτι ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀλλεπάλληλα πρίσματα (σχ. 69) μὲ διαθλαστικὴν γωνίαν ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον αὐξανομένην, ὅσον ἀπώτερον κεῖται ἀπὸ τὸ μέσον τοῦ φακοῦ τὸ σημεῖον προσπτώσεως.

ιβ) Τύπος τῶν φακῶν. Θεωροῦμεν τώρα φωτεινὴν ἀκτῖνα, ἡ ὁποία ἐκπεμπομένη ἀπὸ τὸ φωτεινὸν σημεῖον Α (σχ.70), προσπίπτει ἐπὶ τοῦ φακοῦ καὶ ἀφοῦ ὑποστῇ διάθλασιν κατὰ τὴν εἴσδυσίν της εἰς τὸν φακὸν καὶ τὴν ἔξοδόν της ἀπὸ αὐτόν, συναντᾷ πάλιν τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ εἰς τὸ σημεῖον Β. Εἰς τὸ σημεῖον τοῦτο θὰ συναντοῦν τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ καὶ αἱ ἄλλαι ἀκτῖνες, ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ Α ὑπὸ τὴν αὐτὴν γωνίαν α ὡς πρὸς τὸν ἄξονα. Τὸ αὐτὸ συμβαίνει μὲ μεγάλην προσέγγισιν καὶ δι' ὅλας τὰς ἄλλας ἀκτῖνας, ποὺ δὲν ἀποκλίνουν πολὺ ἀπὸ τὸν ἄξονα ἤ, ὅπως λέμε, εἶναι **κεντρικαὶ ἀκτῖνες.** Ἔστωσαν r_1 καὶ r_2 αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τῶν περιοριστικῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ καὶ γ ἡ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν συγκλίνουν μεταξύ των τὰ δύο ἐπίπεδα ποὺ ἐφάπτονται τῶν σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ εἰς τὰ σημεῖα εἰσδύσεως καὶ ἐξόδου τῆς θεωρουμένης ἀκτῖνος. Ἐπειδὴ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἰσχύει ὁ τύπος (164) τῶν πρισμάτων μικρᾶς διαθλαστικῆς γωνίας καὶ ἐπειδὴ αἱ γωνίαι α_1, α_2 καὶ β_1, β_2 (προκειμένου περὶ κεντρικῶν ἀκτίνων) εἶναι πολὺ μικραί, θὰ ἔχωμεν (ὅπως φαίνεται ἐκ τοῦ σχήματος) $\gamma = \beta_1 + \beta_2 = \eta\mu\beta_1 + \eta\mu\beta_2 = \frac{h_1}{r_1} + \frac{h_2}{r_2}$ καὶ $\delta = (n-1)\gamma = \alpha_1 + \alpha_2 =$

$$=\varepsilon\varphi\,\alpha_1+\varepsilon\varphi\,\alpha_2=\frac{h_1}{\alpha}+\frac{h_2}{b} \text{ συνεπῶς } (n-1)\left(\frac{h_1}{r_1}+\frac{h_2}{r_2}\right)=\frac{h_1}{\alpha}+\frac{h_2}{b}. \quad (174)$$

Ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι οἱ χρησιμοποιούμενοι συνήθως φακοὶ εἶναι



Σχ. 70. Πρὸς ἐξαγωγὴν τοῦ τύπου λεπτῶν φακῶν

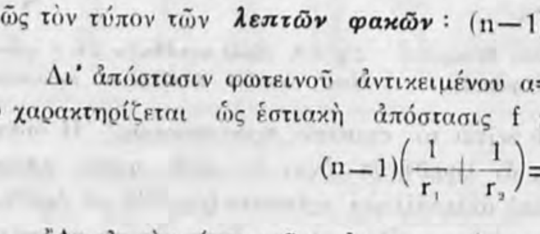
μικροῦ πάχους, τὰ σημεῖα εἰσδύσεως καὶ ἐξόδου τῆς ἀκτῖνος διὰ τοῦ φακοῦ μποροῦν νὰ θεωρηθοῦν ὡς ἀπέχοντα ἐξ ἴσου ἀπὸ τὸν ἄξονα καὶ συνεπῶς νὰ τεθῇ $h_1 = h_2$ καὶ νὰ ληφθῇ α ἴσον μὲ τὴν ἀπόστασιν τοῦ ἀντικειμένου καὶ b ἴσον μὲ τὴν ἀπόστασιν τοῦ εἰδώλου. Ἔτσι λαμβάνομεν τελικῶς τὸν τύπον τῶν ***λεπτῶν φακῶν***: $(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)=\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{b}$ (175)

Δι' ἀπόστασιν φωτεινοῦ ἀντικειμένου $\alpha=\infty$ ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώλου b χαρακτηρίζεται ὡς ἑστιακὴ ἀπόστασις f καὶ ἔτσι ἔχομεν τὴν σχέσιν :

$$(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)=\frac{1}{f} \quad (176)$$

Ἂν εἰς τὸν τύπον τοῦτον ἀντικαταστήσωμεν τὸ $(n-1)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right)$ διὰ τοῦ ἴσου του του $\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{b}$, φθάνομεν τελικῶς εἰς τύπον ὅμοιον πρὸς τὸν τύπον τῶν σφαιρικῶν κατόπτρων $\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$ (177)

Ἡ διαφορὰ εἶναι ὅτι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις f εἶναι τώρα συνάρτησις τῶν n, r_1 καὶ r_2, ἐνῶ εἰς τὰ σφαιρικὰ κάτοπτρα εἶναι $f = r/2$. Ἐκτὸς τούτου εἰς κάθε φακὸν ἔχομεν δύο ἑστίας ἑκατέρωθεν αὐτοῦ εἰς ἴσας ἀποστάσεις f. Εἶναι εὐνόητον ὅτι αἱ ἀκτῖνες r_1, r_2 τῶν κοίλων ἐπιφανειῶν ἀποκεντρικῶν φακῶν λαμβάνονται εἰς τὸν τύπον (176) μὲ ἀρνητικὸν σημεῖον.

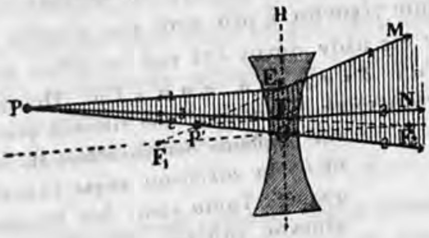


Σχ. 71. Εὕρεσις τῆς θέσεως εἰδώλου εἰς συγκεντρωτ. φακὸν

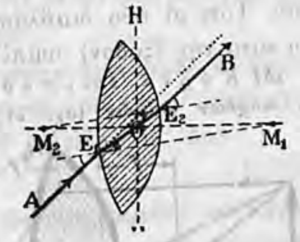
ιγ) Εὕρεσις τῆς θέσεως εἰδώλου διὰ γεωμετρικῆς κατασκευῆς. Πρὸς εὕρεσιν τῆς θέσεως τοῦ εἰδώλου ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου διὰ γεωμετρικῆς κατασκευῆς, χρησιμοποιοῦμεν ἐκ τοῦ ἀπείρου πλήθους ἀκτίνων, ποὺ ἐκπέμπονται ἐκ τοῦ φωτεινοῦ σημείου P (σχ. 71), τὰς ἑξῆς τρεῖς, τῶν ὁποίων εἶναι εὔκολον νὰ καθορίσωμεν τὴν διεύθυνσιν ποὺ λαμβάνουν μετὰ τὴν διάθλασίν των.

1. Τὴν φωτεινὴν ἀκτῖνα PE (σχ. 71) ἢ PE_1 (σχ. 72), ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τοῦ φακοῦ παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα αὐτοῦ. Αὕτη μετὰ τὴν διάθλασίν της διὰ μέσου τοῦ φακοῦ λαμβάνει διεύθυνσιν, διερχομένην διὰ τῆς ἑστίας F_1 αὐτοῦ, ἡ ὁποία εὑρίσκεται ἀπὸ τὸ αὐτὸ (σχ. 72) ἢ τὸ ἄλλο μέρος (σχ. 71), καθ' ὅσον ὁ φακὸς εἶναι ἀποκεντρωτικὸς ἢ συγκεντρωτικός.

2. Τὴν φωτεινὴν ἀκτῖνα PF_2E_2 (σχ. 71) ἢ PE_2F_2 (σχ. 72) ποὺ ἔχει διεύθυνσιν, διερχομένην διὰ τῆς ἑστίας τοῦ φακοῦ. Αὕτη μετὰ τὴν διάθλασίν



Σχ. 72. Εἴδωλον εἰς ἀποκεντρωτικὸν φακόν



Σχ. 73. Ὀπτικὸν κέντρον φακοῦ

της διὰ μέσου τοῦ φακοῦ θὰ λάβη διεύθυνσιν παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα. Κατὰ τὴν ἐκλογὴν τῆς ἀκτῖνος ταύτης θὰ θεωρήσωμεν τὴν ἔνθεν ἢ ἐκεῖθεν τοῦ φακοῦ κειμένην ἑστίαν, καθόσον ὁ φακὸς εἶναι συγκεντρωτικὸς ἢ ἀποκεντρωτικός.

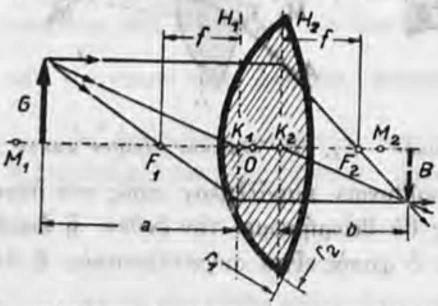
3. Τὴν φωτινὴν ἀκτῖνα PO (σχ. 71 καὶ 72) ποὺ διέρχεται διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ φακοῦ. Αὕτη διατηρεῖ τὴν διεύθυνσίν της κατὰ τὴν περαιτέρω πορείαν της.

Ὡς ***ὀπτικὸν κέντρον*** O (σχ. 73) χαρακτηρίζεται σημεῖον τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ τοιοῦτο, ὥστε ἀκτὶς AE_1 ποὺ κατὰ τὴν εἴσδυσίν της εἰς τὸν φακὸν διέρχεται δι' αὐτοῦ, λαμβάνει κατὰ τὴν ἔξοδόν της ἐκ τοῦ φακοῦ διεύθυνσιν E_2B παράλληλον πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης. Τοῦτο σημαίνει ὅτι τὸ ὀπτικὸν κέντρον εἶναι σημεῖον, ὡς πρὸς τὸ ὁποῖον ὁ φακὸς συμπεριφέρεται ὡς πλὰξ μὲ παραλλήλους ἕδρας διὰ κάθε ἀκτῖνα ποὺ διέρχεται δι' αὐτοῦ. Ὥστε κάθε φωτεινὴ ἀκτὶς ποὺ κατὰ τὴν πορείαν της διὰ μέσου τοῦ φακοῦ περνάει διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου, ὑφίσταται ἁπλῶς μίαν μικρὰν παράλληλον μετατόπισιν ποὺ εἶναι ἀσήμαντος, ὅταν τὸ πάχος τοῦ φακοῦ εἶναι μικρόν. Διὰ νὰ εἶναι ὅμως μεταξύ των παράλληλοι ἡ προσπίπτουσα AE_1 καὶ ἡ ἐξερχομένη E_2B, πρέπει καὶ αἱ κάθετοι εἰς τὰ σημεῖα εἰσδύσεως E_1 καὶ ἀναδύσεως E_2, ἤτοι αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος εἰς τὰ ἐν λόγῳ σημεῖα, νὰ εἶναι καὶ αὐταὶ μεταξύ των παράλληλοι. Ἔτσι τὰ σχηματιζόμενα τρίγωνα E_1OM_1 καὶ E_2OM_2 εἶναι ὅμοια καὶ ἐκ τῆς ὁμοιότητος αὐτῶν προκύπτει $(E_1O):(OE_2)=(M_1E_1):(M_2E_2)$ ἢ $\alpha_1:\alpha_2=r_1:r_2$ (ἂν μὲ α_1, α_2 παραστήσωμεν τὰς ἀποστάσεις τοῦ O ἀπὸ τὰς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ καὶ μὲ r_1, r_2 τὰς ἀκτῖνας καμπυλότητος αὐτῶν). Ὥστε τὸ ὀπτικὸν κέντρον Ο εἰς φακοὺς μὲ ἐπιφανείας τῆς αὐτῆς ἀκτῖνος καμπυλότητος κεῖται εἰς τὸ μέσον τοῦ ἄξονος· εἰς ἄλλην περίπτωσιν κεῖται πλησιέστερα πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν ποὺ ἔχει μικροτέραν ἀκτῖνα καμπυλότητος.

Ἀκριβέστερον τὸ ὀπτικὸν κέντρον εὑρίσκεται εἰς σημεῖον τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ, τὸ ὁποῖον διαιρεῖ τὸ μεταξὺ τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ τμῆμα τοῦ ἄξονος εἰς μέρη ἀνάλογα τῶν ἀκτίνων καμπυλότητος.

Αἱ ἑστίαι τοῦ φακοῦ κεῖνται εἰς ἴσας ἀποστάσεις ἑκατέρωθεν τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου. Κατὰ τὴν γεωμετρικὴν κατασκευὴν εἰδώλων ποὺ σχηματίζονται διὰ φακῶν, φανταζόμεθα τὸν φακὸν ἀντικατεστημένον διὰ μιᾶς ἐπιφανείας ποὺ φέρεται καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ εἰς τὸ ὀπτικὸν κέντρον αὐτοῦ. Τότε αἱ δύο διαθλάσεις (ποὺ γίνονται ἡ μία κατὰ τὴν εἴσοδον καὶ ἡ ἄλλη κατὰ τὴν ἔξοδον) συμπίπτουν εἰς μίαν μόνον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τούτου.

ιδ) Κύρια ἐπίπεδα καὶ δεσμικὰ σημεῖα. Προκειμένου περὶ *παχέων φακῶν* (σχ. 74) ἡ γεωμετρικὴ κατασκευὴ τοῦ εἰδώλου γίνεται μὲ τὴν βοήθειαν δύο ἐπιπέδων H_1 καὶ H_2 τὰ ὁποῖα καλοῦνται *κύρια ἐπίπεδα* τοῦ φακοῦ*. Ταῦτα εἶναι δύο ἐπίπεδα, ποὺ φέρονται καθέτως ἐπὶ τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ εἰς δύο σημεῖα αὐτοῦ K_1 καὶ K_2, τὰ ὁποῖα καλοῦνται *κύρια σημεῖα* καὶ εἰς περίπτωσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν ὁ φακὸς περιβάλλεται πανταχόθεν ἀπὸ τὸ αὐτὸ ὁμοιογενὲς μέσον, *δεσμικὰ σημεῖα*. Ἡ θέσις τῶν σημείων τούτων καθορίζεται ἀπὸ τὰ σημεῖα, εἰς τὰ ὁποῖα συναντᾷ τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ, ἀφ' ἑνὸς ἡ διεύθυνσις μὲ τὴν ὁποίαν μία φωτεινὴ ἀκτὶς προσπίπτει εἰς τὸν φακὸν καὶ ἀφ' ἑτέρου ἐκείνη μὲ τὴν ὁποίαν ἐξέρχεται αὕτη ἀπὸ αὐτόν, ἐφόσον αἱ δύο αὗται διευθύνσεις εἶναι μεταξύ των παράλληλοι, ἐφόσον δηλ. πρόκειται περὶ ἀκτῖνος, διὰ τὴν ὁποίαν ὁ φακὸς συμπεριφέρεται ὡς πλὰξ μὲ παραλλήλους ἕδρας.



Σχ. 74. Ὀπτικὸν κέντρον Ο, κύρια ἐπίπεδα H_1, H_2 καὶ δεσμικὰ σημεῖα K_1, K_2 παχέος συγκεντρωτικοῦ φακοῦ

Μετὰ τὸν καθορισμὸν τῶν κυρίων ἐπιπέδων ἑνὸς παχέος φακοῦ ἡ εὕρεσις τῆς θέσεως τοῦ εἰδώλου ἑνὸς φωτεινοῦ σημείου διευκολύνεται, διότι δυνάμεθα νὰ χαράξωμεν τὴν πορείαν ἑκάστης ἐκ τῶν τριῶν ὡς ἀνωτέρω ἀκτίνων. Ἔτσι ἡ παράλληλος πρὸς τὸν ἄξονα διασχίζει τὸν φακὸν κατὰ τρόπον, ὥστε νὰ φαίνεται ὅτι διατηρεῖ σταθερὰν τὴν διεύθυνσιν (μὲ τὴν ὁποίαν προσπίπτει) μέχρι τοῦ σημείου, ὅπου συναντᾷ τὸ δεύτερον κύριον ἐπίπεδον· ἀπὸ τοῦ σημείου τούτου λαμβάνει διεύθυνσιν, διερχομένην διὰ τῆς ἑστίας. Ἡ διερχομένη διὰ τῆς ἑστίας φθάνει μέχρι τοῦ πρώτου κυρίου ἐπιπέδου καὶ ἀπὸ τοῦ σημείου τούτου διευθύνεται παραλλήλως πρὸς τὸν ἄξονα· τέλος ἡ ἀκτὶς ποὺ ἔχει διεύθυνσιν φθάνουσαν εἰς τὸ πρῶτον δεσμικὸν σημεῖον K_1 προχωρεῖ ἐντὸς τοῦ φακοῦ κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος μέχρι τοῦ δευτέρου δεσμικοῦ σημείου K_2 καὶ κατόπιν λαμβάνει διεύθυνσιν παράλληλον πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης.

ιε') Ἀντίστοιχοι θέσεις καὶ μεγέθη ἀντικει-

---

*) Εἰς τὸ σχῆμα 67 σημειώνεται ἡ θέσις τῶν κυρίων ἐπιπέδων H_1 καὶ H_2 εἰς τὰ διάφορα εἴδη φακῶν.

μένου καὶ εἰδώλου. Ἡ κατὰ τανωτέρω γεωμετρικὴ κατασκευὴ εἰδώλου παρέχει ἐξαγόμενα σύμφωνα πρὸς τὸν τύπον τῶν φακῶν, ποὺ ἐπαληθεύονται καὶ πειραματικῶς. Ἔτσι εὑρίσκεται ὅτι :

Εἰς συγκλίνοντας φακοὺς σχηματίζεται εἴδωλον πραγματικὸν καὶ ἀντεστραμένον, ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν μεγαλυτέραν τῆς ἑστιακῆς. Ὅταν τὸ ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν μικροτέραν τῆς ἑστιακῆς, τὸ εἴδωλον σχηματίζεται πρὸς τὸ μέρος τοῦ φακοῦ, ὅπου κεῖται καὶ τὸ ἀντικείμενον καὶ εἶναι φανταστικόν, ὄρθιον καὶ μεγαλύτερον τοῦ ἀντικειμένου.

Εἰς ἀποκλίνοντας φακοὺς ἔχομεν πάντοτε εἴδωλα πρὸς τὸ αὐτὸ μὲ τὸ ἀντικείμενον μέρος τοῦ φακοῦ, τὰ ὁποῖα εἶναι φανταστικὰ ὄρθια καὶ μικρότερα τῶν ἀντιστοίχων ἀντικειμένων.

Τὸ γραμμικὸν μέγεθος A τοῦ ἀντικειμένου ἔχει πρὸς τὸ γραμμικὸν μέγεθος B τοῦ εἰδώλου λόγον ἴσον πρὸς τὸν λόγον ποὺ ἔχει ἡ ἀπόστασις τοῦ ἀντικειμένου a πρὸς τὴν τοῦ εἰδώλου b ἤτοι :

$$A : B = a : b \tag{178}$$

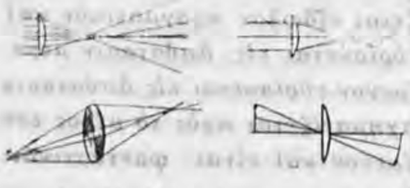
Τὰ πραγματικὰ εἴδωλα εἶναι πάντοτε ἀντεστραμμένα καὶ σχηματίζονται μετὰ τὸν φακόν, ἐνῷ τὰ ἀντικείμενα εἶναι πρὸ τοῦ φακοῦ. Τὰ φανταστικὰ εἴδωλα εἶναι ὄρθια καὶ σχηματίζονται πρὸς τὸ αὐτὸ μὲ τὸ ἀντικείμενον μέρος τοῦ φακοῦ.

ιστ') Διαθλαστικότης φακοῦ. Διοπτρίαι. Ἀντὶ τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως f χρησιμοποιεῖται πολλάκις ἡ ἀντίστροφος τιμή της $1/f = \Delta$, ἡ ὁποία καλεῖται ***διαθλαστικότης*** τοῦ φακοῦ. Αὕτη ἐκφράζεται εἰς ***διοπτρίας,*** ὅταν ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις f παρέχεται εἰς μέτρα. Οὕτω φακὸς ἑστιακῆς ἀποστάσεως 1, 2, . . . μέτρων ἔχει διαθλαστικότητα, $1, {}^1/_2, \ldots$ διοπτριῶν καὶ ἀντιστρόφως φακὸς 2, 3,... διοπτριῶν ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $^1/_2, {}^1/_3, \ldots$ μέτρων. Διὰ συγκεντρωτικοὺς φακοὺς λαμβάνονται αἱ διοπτρίαι μὲ θετικὸν σημεῖον (+), δι' ἀποκεντρωτικοὺς μὲ ἀρνητικὸν(—). Οὕτω φακὸς (—5)διοπτριῶν εἶναι ἀποκεντρωτικὸς φακὸς ἑστιακῆς ἀποστάσεως f=—0,2 [m].

ιζ) Ἐλαττώματα τῶν φακῶν. Ὁ τύπος τῶν φακῶν $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ ἰσχύει ὑπὸ τὴν προϋπόθεσιν ὅτι ἡ καμπυλότης τῶν ἐπιφανειῶν φακοῦ εἶναι μικρὰ (ὅπως εἰς λεπτοὺς φακοὺς) καὶ ὅτι αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ποὺ προσπίπτουν ἐπ' αὐτοῦ εἶναι κεντρικαί, τ.ἔ. δὲν ἀποκλίνουν πολὺ ὡς πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ φακοῦ. Εἰς τὴν πραγματικότητα αἱ προϋποθέσεις αὐταὶ δὲν ὑφίστανται πάντοτε καὶ δι' αὐτὸ παρουσιάζονται κατὰ τὴν χρῆσιν τῶν φακῶν παρεκτροπαί, τὰς ὁποίας χαρακτηρίζομεν ὡς *ἐλαττώματα* αὐτῶν. Τὰ ἐλαττώματα τῶν φακῶν εἶναι :

1. ***Ἡ σφαιρικὴ ἀποπλάνησις.*** Κατ' αὐτὴν (σχ. 75, ἄνω ἀριστερὰ) αἱ ἀκτῖνες ποὺ προσπίπτουν εἰς τὸν φακὸν ἐξ ἑνὸς σημείου τοῦ ἀντικειμένου δὲν συγκεντρώνονται ὅλαι εἰς ἓν μόνον σημεῖον (τὸ πραγματικὸν εἴδωλον), ἀλλὰ ἐκεῖναι ποὺ ἀπέχουν περισσότερον ἀπὸ τὸν ἄξονα συγκεντρώνονται εἰς σημεῖα πλησιέστερα πρὸς τὸν φακὸν ἀπὸ ἐκεῖνα, εἰς τὰ ὁποῖα συγκεντρώνονται αἱ κεντρικώτεραι ἀκτῖνες. Κατὰ συνέπειαν τούτου δὲν ἔχομεν διὰ κάθε σημεῖον τοῦ

φωτεινοῦ ἀντικειμένου ἓν μόνον ἀντίστοιχον τοῦ εἰδώλου, ἀλλὰ περισσότερα τοιαῦτα ποὺ διαχέονται ἐπὶ ἐπιφανείας καὶ καθιστοῦν τὸ εἴδωλον ἀσαφές. Πρὸς ἀποφυγὴν τοῦ ἐλαττώματος τούτου τοῦ φακοῦ καλύπτομεν αὐτὸν μὲ διάφραγμα, φέρον ὀπὴν εἰς τὸ μέσον, ὥστε νὰ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ φακοῦ μόνον κεντρικαὶ ἀκτῖνες.



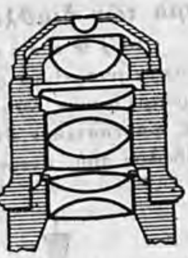
Σχ. 75. Ἐλαττώματα φακῶν

2. *Ἡ χρωματικὴ ἐκτροπή.* Διὰ μέσου τοῦ φακοῦ, ὅπως διὰ μέσου πρίσματος, αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες λευκοῦ (ἢ ἄλλου συνθέτου) φωτὸς ἀναλύονται εἰς τὰ ἁπλᾶ χρώματα ποὺ συνιστοῦν τὸ φῶς τοῦτο (σχ. 75 ἄνω δεξιά). Ἡ ἀνάλυσις αὐτὴ εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τὰς ἀκτῖνας ποὺ προσπίπτουν εἰς τὰς ἐξωτέρας ζώνας συγκεντρωτικοῦ φακοῦ, ἐπειδὴ εἰς τὰ μέρη αὐτὰ τοῦ φακοῦ ἡ διαθλαστικὴ γωνία τῶν συγκλινουσῶν ἐπιφανειῶν εἶναι μεγαλυτέρα. Ἔτσι ἡ συγκέντρωσις τῶν ἀκτίνων ποὺ γίνεται μετὰ τὴν δίοδόν των διὰ τοῦ φακοῦ, γίνεται εἰς πλησιέστερον σημεῖον διὰ τὰς ἰώδεις καὶ εἰς ἀπώτερον διὰ τὰς ἐρυθρὰς ἀκτῖνας.

Ἂν καλύψωμεν τὴν κεντρικὴν ζώνην ἑνὸς ἰσχυρῶς συγκεντρωτικοῦ φακοῦ μὲ διάφραγμα καὶ ἀφήσωμεν νὰ διέρχωνται ἀκτῖνες λευκοῦ φωτὸς μόνον διὰ τῆς περιφερειακῆς ζώνης τοῦ φακοῦ, λαμβάνομεν ἀπὸ τὸ ἄλλο μέρος τοῦ φακοῦ ἐπὶ παραπετάσματος φωτεινὴν κηλῖδα, ἡ ὁποία ἔχει διάφορον χρῶμα ἀντιστοίχως πρὸς τὴν ἀπόστασιν τοῦ παραπετάσματος ἀπὸ τὸν φακόν. Τὸ φαινόμενον τοῦτο τὸ ὀνομάζομεν *χρωματικὴν ἐκτροπήν*. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο τοῦ φακοῦ ἐκδηλώνεται εἰς μικρότερον βαθμόν, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ καμπυλότης τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ καὶ ὅσον κεντρικώτεραι εἶναι αἱ ἀκτῖνες ποὺ ἀφήνομεν νὰ διέρχωνται δι' αὐτοῦ. Ἐπὶ πλέον ὅμως μποροῦμε, ὅπως εἰς τὸ ἀχρωματικὸν πρίσμα (§ 39, ι), νὰ συνδυάσωμεν δύο φακοὺς κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε νὰ μειώνεται εἰς ἀνεπαίσθητον βαθμὸν ἡ χρωματικὴ ἐκτροπή. Οὕτω συγκεντρωτικὸς φακὸς ἀπὸ στεφανύαλον καὶ ἀποκεντρωτικὸς ἀπὸ μολυβδύαλον, μὲ ἑστιακὴν ἀπόστασιν τοῦ δευτέρου μεγαλυτέραν τῆς τοῦ πρώτου, μποροῦν μὲ κατάλληλον ἐκλογὴν τῶν μεγεθῶν τούτων νὰ συνδυασθοῦν, ὥστε νὰ μᾶς δίδουν ἀχρωματικὸν συγκεντρωτικὸν σύστημα φακῶν. Ὡς τόσο δὲν ἐπιτυγχάνεται διὰ δύο μόνον φακῶν πλήρης ἀπάλειψις τῆς χρωματικῆς ἐκτροπῆς, διότι μπορεῖ τὰ φάσματα τῶν δύο τούτων φακῶν χωριστὰ νὰ εἶναι ἰσομήκη, ἀλλὰ δὲν εἶναι καὶ τελείως ἐφαρμόσιμα τὸ ἓν ἐπὶ τοῦ ἄλλου. Πρὸς τελείαν ἀπάλειψιν τῆς χρωματικῆς ἐκτροπῆς προστίθεται εἰς τὸ σύστημα καὶ τρίτος ἢ καὶ ἄλλοι ἀκόμη φακοί, οἱ ὁποῖοι μὲ κατάλληλον ἐπιλογὴν καὶ συναρμολόγησιν μᾶς δίδουν πρακτικῶς ἀχρωματικὸν σύστημα φακῶν, τὸ ὁποῖον συγχρόνως ἀναιρεῖ καὶ τὴν σφαιρικὴν ἀποπλάνησιν. Τοιαῦτα συστήματα φακῶν καλοῦνται ***ἀπλανητικοὶ φακοί*** (σχ. 76).

3. *Ἀστιγματισμὸς καὶ καμπύλωσις εἰδώλου.* Διὰ φωτεινὰ σημεῖα P (σχ. 75 κάτω ἀριστερὰ) ποὺ κεῖνται ἔξω τοῦ ἄξονος τοῦ φακοῦ ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασίς εἰς τὰ διάφορα ἐπίπεδα ποὺ διέρχονται διὰ τοῦ ἄξονος εἶναι διάφορος καὶ ὡς ἐκ τούτου δὲν λαμβάνονται ἀντιστοίχως εἴδωλα τῶν σημείων τούτων εἰς τὰς αὐτὰς δι' οἱοδήποτε ἐπίπεδον θέσεις. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο ὀνομάζεται *ἀστιγματισμός*. Ὁ ἀστιγματισμος ἐκδηλώνεται εἰς φωτογραφίας ἀντικειμένων μέσῳ τοιούτων φακῶν μὲ ἀσάφειαν καὶ παραμόρφωσιν εἰς τὰς γωνίας τῆς εἰκόνος.

Περαιτέρω ἐλέγχεται πειραματικῶς ὅτι τὰ εἴδωλα ἐπιμήκων ἀντικειμένων ποὺ τοποθετοῦνται ἐκτὸς τοῦ ἄξονος παραλλήλως πρὸς τὸν φακὸν δὲν εἶναι εὐθύγραμμα ἀλλὰ καμπυλωμένα μὲ τὸ κοῖλον των ἐστραμμένον πρὸς τὸν φακόν. Ἕνεκα τούτου φωτεινὰ ἀντικείμενα ποὺ τοποθετοῦνται πρὸ συγκεντρωτικοῦ φακοῦ καθέτως πρὸς τὸν ἄξονα αὐτοῦ, παρέχουν πραγματικὰ εἴδωλα ἰσχυρῶς καμπυλωμένα (σχ. 75, κάτω δεξιά). Ἀκόμη μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἐξ ἀστιγματισμοῦ παραμόρφωσις, ὅταν αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες προσπίπτουν εἰς τὴν περιφερειακὴν ζώνην τοῦ φακοῦ, καλυπτομένης τῆς κεντρικῆς του ζώνης διὰ διαφράγματος. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὰ εἴδωλα ἔχουν ἰδιάζουσαν ἑκάστοτε μορφήν, τὴν ὁποίαν καλοῦμεν *κόμα*, ἐπειδὴ πολλάκις ὁμοιάζουν πρὸς οὐρὰν κομήτου.



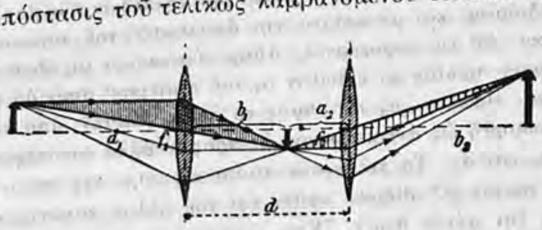
Σχ. 76. Σύνθετος φακὸς πρὸς ἐξάλειψιν τῶν ἐλαττωμάτων ἁπλοῦ φακοῦ

Χάρις εἰς τὰς ἐρεύνας τοῦ Abbe (1840—1905) κατωρθώθη καὶ τὸ ἐλάττωμα τοῦτο νὰ παραμερίζεται διὰ συνδυασμοῦ περισσοτέρων φακῶν εἰς ἑνιαῖον σύστημα, τὸ ὁποῖον καλοῦμεν ***ἀναστιγματικὸν*** φακόν. Οἱ ἀναστιγματικοὶ φακοὶ ἀποτελοῦνται, ἀπὸ 4 ἕως 6 ἁπλοῦς φακοὺς προσηρμοσμένους καθ' ὁμάδας, μεταξὺ τῶν ὁποίων ἀφήνεται χῶρος περιέχων ἀέρα. Τὸ σχ. 76 παριστάνει ἕνα ἀναστιγματικὸν καὶ ἀπλανητικὸν σύστημα φακῶν, ποὺ χρησιμεύει ὡς ἀντικειμενικὸς φακὸς μικροσκοπίου.

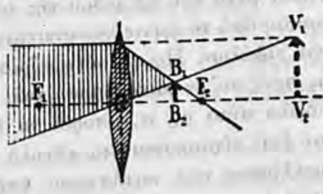
ιη') Διαθλαστικότης συστήματος δύο φακῶν. Ἐξ ὅσων εἴδομεν πάρα πάνω συνηθέστατα οἱ φακοὶ συναρμολογοῦνται ἀνὰ δύο ἢ καὶ περισσότεροι διὰ νὰ μᾶς δώσουν εἴδωλα ἀπηλλαγμένα παραμορφώσεων.

Διὰ τὸν καθορισμὸν τῆς ἑστιατικῆς ἀποστάσεως συστήματος φακῶν θεωροῦμεν τὴν ὑπὸ τοῦ σχ. 77 παριστανομένην ἀπεικόνισιν διὰ δύο φακῶν. Ἂν f_1 καὶ f_2 εἶναι αἱ ἑστιακαὶ ἀποστάσεις τῶν δύο φακῶν καὶ d ἡ μεταξύ των ἀπόστασις, θὰ ἔχωμεν διὰ τὸν φακὸν I : $1/a_1+1/b_1=1/f_1$ ὅθεν $b_1=\frac{a_1 f_1}{a_1-f_1}=\frac{f_1}{1-f_1/a_1}$. Τὸ εἴδωλον ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὸν φακὸν I εἰς ἀπόστασιν b_1 ἀπὸ αὐτόν, χρησιμεύει ὡς ἀντικείμενον διὰ τὸν φακὸν II καὶ συνεπῶς ἡ ἀπόστασις ἀντικειμένου δι' αὐτὸν θὰ εἶναι: $a_2=d-b_1=d-\frac{f_1}{1-f_1/a_1}$

Ἀλλὰ διὰ τὸν φακὸν II ἰσχύει : $1/a_2+1/b_2=1/f_2$ ἢ $1/b_2=1/f_2-1/a_2=\frac{1}{f_2}-\frac{1}{d-f_1:(1-f_1/a_1)}$ ὥστε $\frac{1}{b_2}=\frac{1}{f_2}+\frac{1-f_1/a_1}{f_1-d(1-f_1/a_1)}$. Ἀλλὰ b_2 εἶναι ἡ ἀπόστασις τοῦ τελικῶς λαμβανομένου εἰδώλου καὶ a_1 ἡ ἀπόστασις ἀντικειμένου



Σχ. 77. Πρὸς καθορισμὸν τῆς διαθλαστικότητος συστήματος δύο φακῶν.



Σχ. 78. Πραγματικὸν εἴδωλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου εἰς συγκεντρ. φακόν

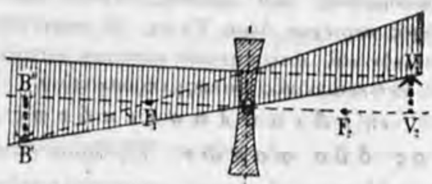
ἀπὸ τὸ σύστημα τῶν δύο φακῶν. Ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τούτου δίδεται ἀπὸ τὴν εὑρεθεῖσαν σχέσιν, ἂν γίνῃ $a_1=\infty$. Τότε εἶναι: $\frac{1}{f}=\frac{1}{f_2}+\frac{1}{f_1-d}$ καὶ ἂν οἱ δύο φακοὶ τοῦ συστήματος ἐφάπτωνται ἀλλήλων (d=0), ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις f τοῦ συστήματος τῶν δύο φακῶν προκύπτει ἀπὸ τὴν σχέσιν:

$$1/f = 1/f_1 + 1/f_2 \qquad (179)$$

τ.ἕ. ***Ἡ διαθλαστικότης συστήματος δύο φακῶν εἶναι ἴση μὲ τὸ ἄθροισμα τῶν διαθλαστικοτήτων τῶν φακῶν ποὺ ἀποτελοῦν τὸ σύστημα.***

ιθ') *Φανταστικὸν ἀντικείμενον.* Κατὰ τὴν χρησιμοποίησιν δύο φακῶν μπορεῖ νὰ συμβῇ ὥστε τὸ εἴδωλον V_1V_2 (σχ. 78),ποὺ σχηματίζεται ἀπὸ τὸν πρῶτον φακόν, νὰ εὑρίσκεται μετὰ τὸν δεύτερον. Ἓν τοιοῦτο εἴδωλον χαρακτηρίζεται ὡς *φανταστικὸν ἀντικείμενον* διὰ τὸν δεύτερον φακόν. Διὰ τὸν προσδιορισμὸν τοῦ εἰδώλου ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ φανταστικὸν ἀντικείμενον φέρομεν ἐξ ἑκάστου ση-

Σχ. 79 Πραγματικὸν εἴδωλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου εἰς ἀποκεντρωτικὸν φακὸν



Σχ. 80. Φανταστικὸν εἴδωλον φανταστικοῦ ἀντικειμένου εἰς ἀποκεντρωτικὸν φακὸν

μείου δύο ἐκ τῶν ἀκτίνων, τῶν ὁποίων γνωρίζομεν τὴν πορείαν π.χ. τὴν παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα καὶ τὴν διὰ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου. Ἔτσι εὑρίσκομεν ὅτι οἱ συγκλίνοντες φακοὶ παρέχουν διὰ φανταστικὸν ἀντικείμενον πάντοτε πραγματικὸν εἴδωλον B_1B_2, διότι εἰς αὐτοὺς ἡ συγκλίνουσα δέσμη συγκλίνει ἰσχυρότερον μέσῳ τοῦ φακοῦ. Εἰς ἀποκλίνοντας φακοὺς (σχ. 79 καὶ 80) διὰ φανταστικὰ ἀντικείμενα V_1V_2 σχηματίζονται εἴδωλα πραγματικὰ B_1B_2 (σχ. 79) ἢ φανταστικὰ B'B'' (σχ. 80), καθ' ὅσον τὸ φανταστικὸν ἀντικείμενον εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν ἀποκλίνοντα φακὸν μικροτέραν ἢ μεγαλυτέραν τῆς ἑστιακῆς του ἀποστάσεως.

Προβλήματα.

1) Νὰ καθορισθῇ γεωμετρικῶς ἡ θέσις ἑκάστου τῶν εἰδώλων φωτεινοῦ σημείου, εὑρισκομένου ἔμπροσθεν δύο ἐπιπέδων κατόπτρων, τῶν ὁποίων τὰ ἐπίπεδα τέμνονται ὑπὸ γωνίαν 60° (καλειδοσκόπιον). (Ἀπ. Γράφομεν περιφέρειαν μὲ κέντρον τὸ σημεῖον συναντήσεως τῶν δύο εὐθειῶν ποὺ μᾶς δίνουν αἱ τομαὶ τῶν ἐπιπέδων τῶν κατόπτρων μετὰ τοῦ ἐπιπέδου τῆς σχεδιάσεως καὶ μὲ ἀκτῖνα τὴν ἀπόστασιν τοῦ σημείου τούτου ἀπὸ τὸ φωτεινὸν σημεῖον καὶ ἐπὶ τῆς περιφερείας αὐτῆς εὑρίσκομεν τὰς θέσεις τῶν εἰδώλων. Πρὸς τοῦτο εὑρίσκομεν πρῶτον τὸ εἴδωλον α_1 τοῦ φωτεινοῦ σημείου α ὡς πρὸς τὸ ἓν κάτοπτρον καὶ τὸ εἴδωλον α_2 ὡς πρὸς τὸ ἄλλο. Καθὲν ἀπὸ τὰ εἴδωλα αὐτὰ α_1, α_2 μπορεῖ νὰ θεωρηθῇ ὡς ἀντικείμενον ὡς πρὸς τὸ ἄλλο κάτοπτρον καὶ ἔτσι εὑρίσκονται τὰ εἴδωλα α_3 καὶ α_4. Τὰ τελευταῖα ταῦτα εἰς τὴν περίπτωσιν συγκλίσεως τῶν κατόπτρων ὑπὸ γωνίαν 60° δίδουν καθὲν ἐπὶ τοῦ ἄλλου κατόπτρου εἴδωλα α_5 καὶ α_6 ποὺ πίπτουν εἰς τὴν αὐτὴν θέσιν. Ἔτσι εὑρίσκομεν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὅτι ἔχομεν συνολικῶς πέντε εἴδωλα).

2) Ὑπὸ ποίαν γωνίαν πρέπει νὰ συγκλίνουν μεταξύ των δύο ἐπίπεδα κάτοπτρα, ὥστε νὰ σχηματίζωνται εἰς αὐτὰ 8 εἴδωλα φωτεινοῦ ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον τοποθετεῖται πρὸ αὐτῶν; (Ἀπ. $360/(8+1)=40°$).

3) Πόσον τοὐλάχιστον μέγεθος πρέπει νὰ ἔχῃ κάτοπτρον, διὰ νὰ εἶναι δυνατὸν νὰ βλέπῃ ὁλόκληρον τὸ εἴδωλόν του ἄνθρωπος ἱστάμενος πρὸ αὐτοῦ; (Ἀπ. Αἱ διαστάσεις τοῦ κατόπτρου πρέπει νὰ εἶναι τοὐλάχιστον ἴσαι πρὸς τὸ ἥμισυ τῶν διαστάσεων τοῦ κατοπτριζομένου).

4) Πῶς μποροῦμε νὰ προσδιορίσωμεν τὸ ὕψος ἑνὸς οἰκοδομήματος μὲ τὴν βοήθειαν ἑνὸς ἐπιπέδου κατόπτρου; (Ἀπ. Τοποθετοῦμεν εἰς ὁριζοντίαν ἀπόστασιν α ἀπὸ τὸ οἰκοδόμημα μικρὸν κάτοπτρον ἐπὶ τοῦ ὁριζοντίου ἐπιπέδου, ἀπὸ τὸ ὁποῖον θέλομεν νὰ βροῦμε τὴν κατακόρυφον ἀπόστασιν Υ τῆς κορυφῆς τοῦ οἰκοδομήματος. Μετακινούμεθα τότε καταλλήλως, ὥστε νὰ λάβωμεν τὴν θέσιν ποὺ χρειάζεται, διὰ νὰ βλέπωμεν εἰς τὸ (ὁριζόντιον) κάτοπτρον τὴν κορυφὴν τοῦ οἰκοδομήματος. Ἂν τότε δια *νήματος στάθμης* προσδιορίσωμεν τὴν κατακόρυφον ἀπόστασιν υ τοῦ ὀφθαλμοῦ ἀπὸ τὸ ὁριζόντιον ἐπίπεδον τοῦ κατόπτρου ὡς καὶ τὴν ὁριζοντίαν ἀπόστασιν δ τῆς κατακορύφου ταύτης ἀπὸ τὸ κάτοπτρον, τὸ ζητούμενον ὕψος θὰ εἶναι: $Υ = αυ/δ$).

5) Ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος κοίλου σφαιρικοῦ κατόπτρου εἶναι $ρ = 6$ cm. Εἰς ποίαν ἀπόστασιν σχηματίζεται καὶ ποῖον μέγεθος ἔχει τὸ εἴδωλον ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον τοποθετεῖται πρὸ τοῦ κατόπτρου τούτου εἰς ἀπόστασιν ἀπ' αὐτοῦ α) 12 cm, β) 6 cm, γ) 4 cm, δ) 3 cm καὶ ε) 2 cm; (Ἀπ. α) 4 cm, $1/3$ τοῦ ἀντικειμένου, β) 6 cm, ἴσον πρὸς τὸ ἀντικείμενον, γ) 12 cm, τριπλάσιον τοῦ ἀντικειμένου, δ) ∞, δὲν σχηματίζεται εἴδωλον καὶ ε) -6 cm, δηλ. φανταστικὸν ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου καὶ 3πλάσιον τοῦ ἀντικειμένου).

6) Ἂν τὸ κάτοπτρον τοῦ προηγουμένου προβλήματος εἶναι κυρτὸν ποῖαι εἶναι αἱ ἀντίστοιχοι τιμαὶ τῶν αὐτῶν ὡς ἄνω περιπτώσεων; (Ἀπ. α) $-2{,}4$ cm, ἤτοι εἴδωλον φανταστικὸν ὄπισθεν τοῦ κατόπτρου, $-1/5$ τοῦ ἀντικειμένου β) -2 cm, $-1/3$ γ) $-1\frac{5}{7}$ cm, $-\frac{3}{7}$ δ) $-1{,}5$ cm, $-1/2$ καὶ ε) $-1\,1/5$ cm, $-3/5$)

7) Αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος ἑνὸς ἀμφικύρτου φακοῦ εἶναι $ρ_1 = 6$ cm καὶ $ρ_2 = 8$ cm. Πόση εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ τούτου, ἂν ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς οὐσίας ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἀποτελεῖται οὗτος, εἶναι $n = 1{,}5$; (Ἀπάντησις: $(1{,}5 - 1)\left(\frac{1}{6} + \frac{1}{8}\right) = \frac{1}{f}$ καὶ $f = \frac{48}{7} = 6\frac{6}{7}$ cm).

8) Ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας ἑνὸς ἐπιπεδοκύρτου φακοῦ εἶναι $ρ_1 = 24$ cm. Πόση εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ, τούτου, ἂν ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι 1,5; (Ἀπ. 48 cm).

9) Πόση εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις συγκεντρωτικοῦ φακοῦ εἰς τὸν ὁποῖον τὸ εἴδωλον ἀντικειμένου ποὺ ἀπέχει $α = 450$ cm σχηματίζεται ἀπὸ τὸ ἄλλο μέρος τοῦ φακοῦ εἰς ἀπόστασιν $b = 24$ cm; (Ἀπ. $f = \frac{450 \cdot 24}{450 + 24} = 22{,}78$ cm).

10) Συγκεντρωτικὸς φακὸς ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $f = 66$ cm. Εἰς ποίαν ἀπόστασιν σχηματίζεται καὶ ποῖον μέγεθος ἔχει τὸ εἴδωλον ἀντικειμένου, τὸ ὁποῖον τοποθετεῖται πρὸ τοῦ φακοῦ εἰς ἀπόστασιν α) 100 cm, β) 150 cm, γ) 200 cm καὶ δ) 236,5 cm; (Ἀπ. α) 150 cm, $1\,1/2$ τοῦ μεγέθους τοῦ ἀντικειμένου β) 100 cm, ἴσον μὲ τὸ ἀντικείμενον, γ) 85,7 cm, 0,857 τοῦ μεγέθους τοῦ ἀντικειμένου καὶ δ) 80,4 cm, 0,804 τοῦ μεγέθους τοῦ ἀντικειμένου).

11) Ποίαν ἑστιακὴν ἀπόστασιν πρέπει νὰ ἔχῃ συγκεντρωτικὸς φακός, ὥστε ἀντικείμενον ποὺ ἀπέχει 30 cm ἀπὸ αὐτὸν νὰ φαίνεται διὰ μέσου τοῦ φακοῦ 4 φορὰς μεγαλύτερον; (Ἀπ. $\left(\frac{1}{30} - \frac{1}{4 \cdot 30} = \frac{1}{χ}\right.$ ἢ $\frac{χ}{χ - 30} = 4$ καὶ $χ = 40$ cm)

12) Πόσον μεγαλύτερον φαίνεται ἀντικείμενον τοποθετημένον εἰς ἀπόστασιν 1,8 cm ἀπὸ φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f = 2$ cm, διὰ μέσου τοῦ ὁποίου παρατηρεῖται; (Ἀπ. 10 φορὰς μεγαλύτερον).

13) Ἀμφίκυρτος φακὸς μὲ ἀκτῖνας καμπυλότητος $ρ_1 = 9$ cm καὶ $ρ_2 = 7$ cm σχηματίζει ὄπισθεν του εἰς ἀπόστασιν $b = 9\,1/11$ cm πραγματικὸν εἴδωλον ἑνὸς ἀντικειμένου, ποὺ εὑρίσκεται ἔμπροσθεν τοῦ φακοῦ εἰς ἀπόστασιν $α = 20$ cm. Ποῖος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως n τῆς ὕλης τοῦ φακοῦ; (Ἀπ. $n = 1{,}63$).

14) Πόση εἶναι ἡ διάμετρος τοῦ εἰδώλου τοῦ Ἡλίου, τὸ ὁποῖον σχηματίζεται εἰς τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν $f = 40$ cm συγκεντρωτικοῦ φακοῦ, δεδομένου ὅτι ἡ φαινομένη διάμετρος τοῦ Ἡλίου εἶναι $\delta = 32'$; (Ἀπ. $\chi = 2f \cdot \varepsilon\varphi\, \delta/2 = 3{,}72$ mm).

15) Νὰ προσδιορισθῇ εἰς φακὸν πάχους d ἡ ἀπόστασις ΟΑ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν ποὺ ἔχει τὴν μικροτέραν ἀκτῖνα καμπυλότητος ϱ_1 : α) Ἂν ὁ φακὸς εἶναι ἀμφίκυρτος ἢ ἀμφίκοιλος μὲ δευτέραν ἀκτῖνα καμπυλότητος ϱ_2, β) Ἂν εἶναι ἐπιπεδόκυρτος ἢ ἐπιπεδόκοιλος, γ) ἂν εἶναι κοιλόκυρτος ἢ κυρτόκοιλος. (Ἀπ. α) $\frac{(OA)}{d-(OA)} = \frac{\varrho_1}{\varrho_2}$, ὅθεν $OA = \frac{d \cdot \varrho_1}{\varrho_1 + \varrho_2}$, β) $OA = 0$ καὶ γ) $(OA) = \frac{d \cdot \varrho_1}{\varrho_1 - \varrho_2}$).

16) Συγκεντρωτικὸν σύστημα ἀπὸ δύο φακούς, ἐκ τῶν ὁποίων ὁ εἷς εἶναι ἀμφίκυρτος μὲ ἑστιακὴν ἀπόστασιν $f_1 = 10$ cm καὶ ὁ ἄλλος ἀμφίκοιλος μὲ ἑστιακὴν ἀπόστασιν $f_2 = -25$ cm, εἶναι κατὰ τοιοῦτον τρόπον συναρμολογημένον, ὥστε νὰ ἐκμηδενίζεται ἡ μεταξὺ τῶν δύο φακῶν ἀπόστασις. Πόση εἶναι ἡ διαθλαστικὴ ἰσχὺς τοῦ συστήματος; (Ἀπ. $\Delta = 1/0{,}1 - 1/0{,}25 = 6$ διοπτρίαι).

17) Ἐπιπεδόκυρτος φακὸς ἀπὸ στεφανύαλον δείκτου διαθλάσεως $n_1 = 1{,}53$ συνδυάζεται μὲ ἐπιπεδόκοιλον φακὸν ἀπὸ πυριθύαλον δείκτου διαθλάσεως $n_2 = 1{,}75$ εἰς τρόπον ὥστε νὰ ἀποτελέσουν συγκεντρωτικὸν σύστημα μὲ ἑστιακὴν ἀπόστασιν $f_0 = 80$ cm. Ἐὰν ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ πρώτου φακοῦ εἶναι $\varrho_1 = 15$ cm, πόσον θὰ εἶναι ἡ ἀκτὶς ϱ_2 τῆς κοίλης ἐπιφανείας τοῦ ἐπιπεδοκοίλου φακοῦ; (Ἀπ. Ἀπὸ τὴν σχέσιν: $\frac{1}{f_0} = (n_1 - 1)\frac{1}{\varrho_1} - (n_2 - 1)\frac{1}{\varrho_2}$ προκύπτει μὲ τὰς δεδομένας τιμὰς $\varrho_2 = 32{,}85$ cm).

18) Πόση εἶναι ἡ διαθλαστικότης συστήματος δύο φακῶν, ἐκ τῶν ὁποίων ὁ εἷς ἔχει ἑστιακὴν ἀπόστασιν $f_1 = 20$ cm καὶ ὁ ἄλλος $f_2 = 25$ cm, ἂν ἡ μεταξὺ τῶν δύο φακῶν ἀπόστασις εἶναι $d = 10$ cm; (Ἀπ. $\Delta = 14$ διοπ.)

§ 41. ΟΠΤΙΚΑ ΟΡΓΑΝΑ

α) Ὀ φ θ α λ μ ό ς. Τὸ σχῆμα 81 παριστάνει ὁριζοντίαν τομὴν τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ εἰδικώτερον τοῦ ***βολβοῦ*** αὐτοῦ. Οὗτος μπορεῖ νὰ παραβληθῇ πρὸς σκοτεινὸν θάλαμον (§ 38,γ , τοῦ ὁποίου ἡ ὀπὴ ο, διὰ τῆς ὁποίας εἰσδύουν εἰς αὐτὸν αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες, τ. ἔ. ἡ ***κόρη*** τοῦ ὀφθαλμοῦ, φράσσεται μὲ συγκεντρωτικὸν φακόν, τὸν ***κρυσταλλώδη***, ὅπως λέγεται, φακὸν Κ, ὅπως γίνεται καὶ εἰς τὸν σκοτεινὸν θάλαμον φωτογραφικῆς συσκευῆς. Τὰ διαφανῆ μέρη τοῦ ὀφθαλμοῦ ποὺ εἶναι κατὰ σειρὰν τὸ ἓν μετὰ ἄλλο ὁ ***κερατοειδὴς χιτὼν*** Γ, ***τὸ ὑδατῶδες ὑγρὸν*** Ζ ***ὁ κρυσταλλώδης φακὸς*** Κ καὶ τὸ ***ὑαλῶδες*** ὑγρόν, ἀποτελοῦν ὅλα μαζὶ ἓν συγκεντρωτικὸν σύστημα φακῶν μὲ πολὺ μικρὰν ἑστιακὴν ἀπόστασιν (μεγάλην διαθλαστικότητα). Τὸ ὀπτικὸν κέντρον (§ 40, δ) τοῦ συστήματος τούτου κεῖται πλησίον τῆς ὀπισθίας ἐπιφανείας τοῦ κρυσταλλώδους φακοῦ Κ.

Σχ. 81. Ὁριζοντία τομὴ ὀφθαλμοῦ ἀνθρώπου

Συνέχειαν τοῦ ἰσχυρότερον καμπυλωμένου κερατοειδοῦς χιτῶνος Γ ἀποτελεῖ ἀδιαφανὴς χιτὼν Δ, ὁ ***σκληρωτικός***, εἰς τρόπον ὥστε νὰ ἀποτελοῦν οὗτοι μαζὶ τὸ ἐξωτερικὸν περίβλημα, ποὺ περικλείει ὁλόγυρα τὸ βολβὸν τοῦ ὀφθαλμοῦ· μόνον εἰς τὸ ὀπίσθιον μέρος τοῦ σκληρωτικοῦ ὑπάρχει τρῆμα Θ, διὰ τοῦ ὁποίου εἰσδύει εἰς τὸν βολβὸν τὸ ὀπτικὸν νεῦρον. Ἐπὶ τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφανείας τοῦ σκληρωτικοῦ ἐπικάθηται δεύτερον **μέλαν** περίβλημα, ὁ **χοριοειδὴς χιτὼν** Α, εἰς τὸν ὁποῖον ἐξαπλώνονται τὰ αἱμοφόρα ἀγγεῖα. Εἰς τὸ πρόσθιον μέρος του καὶ ἀκριβῶς ὄπισθεν τοῦ κερατοειδοῦς ὁ χοριοειδὴς λαμβάνει τὴν μορφὴν κυκλικοῦ λεπτοῦ ὑμένος J, ὁ ὁποῖος ἔχει διάφορα χρώματα εἰς τοὺς διαφόρους ὀφθαλμοὺς καὶ καλεῖται **ἴρις**. Ἡ ἴρις εἰς τὸ κέντρον της ἔχει κυκλικὴν ὀπήν, ἡ ὁποία εἶναι ἡ **κόρη** τοῦ ὀφθαλμοῦ διὰ τῆς ὁποίας, ὡς ἐλέχθη, εἰσδύουν αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες εἰς τὸν ὄπισθέν της κείμενον κρυσταλλώδη φακόν. Ἔτσι ἡ ἴρις παίζει ρόλον διαφράγματος, τὸ ὁποῖον ἐπιτρέπει νὰ προσπίπτουν εἰς τὸν κρυσταλλώδη φακὸν μόνον κεντρικαὶ ἀκτῖνες

Ἐπὶ τοῦ χοριοειδοῦς τέλος χιτῶνος ἐξαπλώνονται αἱ διακλαδώσεις τοῦ τοῦ ὀπτικοῦ νεύρου Ν, τὸ ὁποῖον, ὅπως εἴπαμε, εἰσδύει εἰς τὸν βολβὸν τοῦ ὀφθαλμοῦ διὰ τοῦ τρήματος Θ. Αἱ διακλαδώσεις αὐταὶ ἀποτελοῦν συνολικὰ ἓν δικτυωτὸν πλέγμα, τὸ ὁποῖον λέγεται **ἀμφιβληστροειδὴς χιτών**. Διὰ κάθε φωτεινὸν ἀντικείμενον ποὺ εὑρίσκεται πρὸ τοῦ ὀφθαλμοῦ, σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἴδωλον πραγματικόν, ἀντεστραμμένον καὶ μικρότερον τοῦ ἀντικειμένου. Ἡ πλέον εὐαίσθητος θέσις τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι ἡ **ὠχρὰ κηλὶς** β, ἡ ὁποία κεῖται ὀλίγον παραπλεύρως τοῦ ἄξονος τοῦ ὀφθαλμοῦ πρὸς τὸν κρόταφον. Ἀντιθέτως εἰς τὴν θέσιν γ, κατὰ τὴν ὁποίαν εἰσδύει τὸ ὀπτικὸν νεῦρον εἰς τὸν βολβόν, ἐλλείπουν σχηματισμοὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εὐαίσθητοι εἰς τὸ φῶς. Εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν ὁ ὀφθαλμὸς εἶναι «τυφλὸς» καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὴν θέσιν αὐτὴν **τυφλὸν σημεῖον** τοῦ ὀφθαλμοῦ.

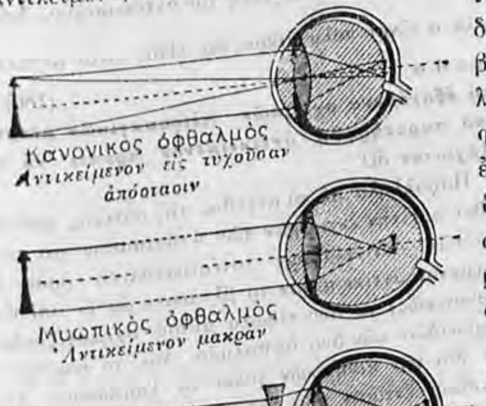
Τὸ τυφλὸν σημεῖον κεῖται εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου, τ. ἔ. τοῦ τμήματος ἐκείνου ποὺ κατὰ μίαν ὡρισμένην στιγμὴν προσβλέπομεν· ἐν τούτοις δὲν δημιουργεῖται ἡ ἐντύπωσις ἀμαυρώσεως διὰ τὴν θέσιν τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὸ τυφλὸν σημεῖον, διότι ἡ θέσις αὐτὴ δὲν εἶναι ἡ αὐτὴ καὶ διὰ τοὺς δύο ὀφθαλμούς, οὔτε ἀπεικονίζεται σταθερῶς ἡ αὐτὴ εἰς τὸ τυφλὸν σημεῖον. Μποροῦμε ὡς τόσο νὰ διαπιστώσωμεν τὴν ὕπαρξιν τοῦ τυφλοῦ σημείου μὲ τὸ ἑξῆς ἁπλοῦν πείραμα. Χαράσσομεν ἐπὶ φύλλου χάρτου ἕνα ἀστερίσκον καὶ δεξιὰ αὐτοῦ εἰς ἀπόστασιν ὀλίγων ἑκατοστομέτρων (6 ἕως 8) ἕνα μικρὸν κύκλον, καὶ κλείοντες τὸν ἀριστερὸν ὀφθαλμόν, σκοπεύομεν μὲ τὸν δεξιὸν τὸν ἀστερίσκον. Ὅταν ἡ σκόπευσις αὐτὴ γίνεται ἀπὸ μικρᾶς ἀποστάσεως, βλέπομεν εἰς τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ ὀφθαλμοῦ καὶ τὸν κύκλον. Ἀπομακρύνομεν ὀλίγον κατ᾿ ὀλίγον τὸν σκοπεύοντα ὀφθαλμὸν ἀπὸ τὸ φύλλον χάρτου (ἐξακολουθοῦντες νὰ σκοπεύωμεν τὸν ἀστερίσκον). Εἰς μίαν ὡρισμένην ἀπόστασιν (κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ εἴδωλον τοῦ κύκλου σχηματίζεται εἰς τὸ τυφλὸν σημεῖον τοῦ σκοπεύοντος ὀφθαλμοῦ) δὲν βλέπομεν πλέον τὸν κύκλον. Πέραν ὅμως τῆς ἀποστάσεως ταύτης ἐπανεμφανίζεται πάλιν ὁ κύκλος, διότι τὸ εἴδωλόν του σχηματίζεται εἰς ἄλλην θέσιν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.

Ἡ μικροσκοπικὴ παρατήρησις ἀμφιβληστροειδοῦς δείχνει ὅτι εὑρίσκονται εἰς αὐτὸν δύο εἴδη σωματιδίων, τὰ **κωνία καὶ τὰ ραβδία**. Μὲ τὰ κωνία βλέπομεν εἰς ἄπλετον φῶς καὶ διακρίνομεν χρώματα, ἐνῶ τὰ ραβδία λειτουργοῦν εἰς πολὺ ἀσθενὲς φῶς (τὴν νύκτα) καὶ δὲν δίδουν αἰσθήματα χρώματος. «Τὴν νύκτα δὲν διακρίνονται χρώματα». Είς τά κωνία καί τά ραβδία περιέχεται φωτοπαθής ούσία (ἕνωσις λευκώματος καί χρωστικῆς ὕλης), ἡ ὁποία, ὅταν προσβάλλεται ἀπὸ φῶς, ὑφίσταται χημικὴν μεταβολήν, κατά συνέπειαν τῆς ὁποίας ἐρεθίζονται αἱ νευρικαὶ ἶνες καί διεγείρουν ἀντιστοίχως τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ ἐγκεφάλου. Ἡ φωτοπαθὴς οὐσία παράγεται εἰς τὸ σκότος καὶ καταναλίσκεται, ὅταν προσβάλλεται ἀπὸ φῶς, τόσον περισσότερον, ὅσον ἰσχυρότερον εἶναι τὸ φῶς. Γιαυτό, ὅταν ἀπὸ ἄπλετον φῶς ἐρχόμεθα εἰς σκοτεινὸν χῶρον, χρειάζεται κάποιος χρόνος, μέχρις ὅτου μπορέσωμε νὰ βλέπωμεν εἰς αὐτόν. Τά ραβδία εἶναι πολὺ περισσοτερον (κάπου 10.000 φοράς) εὐαίσθητα εἰς τὸ φῶς ἀπὸ τὰ κωνία. Εἰς τὴν ὠχρὰν κηλῖδα εὑρίσκονται ***μόνον*** κωνία (κάπου 150000 κατὰ τετραγωνικὸν χιλιοστόμετρον). Γιαυτὸ ἡ θέσις αὐτὴ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι «τυφλή» εἰς τὸ σκότος. Εἰς τὸ τυφλὸν σημεῖον δὲν ὑπάρχουν οὔτε κωνία οὔτε ραβδια. Εἰς τὰς ἄλλας περιοχὰς τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι πολὺ πολυαριθμότερα τὰ ραβδία· ἔτσι ὑπολογίζεται ὅτι εἰς τὸν ὀφθαλμὸν ἀνθρώπου ὑπάρχουν συνολικὰ κάπου 120 ἑκατομμύρια ραβδία καὶ μόνον 7 ἑκατομμύρια κωνία.

Ἀντιστοίχως πρὸς τὴν μικρὰν ἢ μεγάλην ἔντασιν τοῦ φωτὸς ποὺ προσπίπτει εἰς τὸν ὀφθαλμόν, συστέλλεται ἢ διαστέλλεται ἡ ἴρις καὶ ἔτσι διευρύνεται περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον ἡ κόρη τοῦ ὀφθαλμοῦ. Ἐξ ἄλλου εἰς τὸν κρυσταλλώδη φακὸν προσφύεται δακτυλιοειδὴς μῦς, δ ά συστολῆς ἢ διαστολῆς τοῦ ὁποίου μπορεῖ νὰ μεταβάλλεται ἡ καμπυλότη; τῶν ἐπιφανειῶν τοῦ φακοῦ καὶ συνεπῶς ἡ διαθλαστικότης αὐτοῦ. Ἔτσι ὁ ὀφθαλμὸς ποὺ ἀβιάστως εὑρίσκεται εἰς κατάστασιν, ὥστε νὰ σχηματίζωνται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἴδωλα τῶν πολὺ μακρὰν ἀντικειμένων, ἔχει δηλαδὴ ἑστίαν τοῦ φακοῦ του κειμένην εἰς τὴν ἀπέναντι αὐτοῦ θέσιν τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς, μπορεῖ διὰ μεταβολῆς τῆς καμπυλότητος τοῦ κρυσταλλώδους φακοῦ νὰ σχηματίζῃ ἐπίσης ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς καὶ εἴδωλα πλησιεστέρων ἀντικειμένων (σχ. 82, ἄνω). Τὴν ἱκανότητα αὐτὴν τοῦ ὀφθαλμοῦ τὴν ὀνομάζομεν ***προσαρμογήν***. Χωρὶς προσπάθειαν τοῦ μυὸς ὁ κανονικὸς ὀφθαλμὸς ἔχει προσαρμογὴν ἀπείρου (ἀποστάσεως), μὲ προσπάθειαν τοῦ μυὸς μπορεῖ νὰ προσαρμοσθῇ μέχρις ἀποστάσεως 10 ἑκατοστομέτρων. Τὰ συνήθη τυπογραφικὰ στοιχεῖα τὰ βλέπει εὐκρινῶς καὶ χωρὶς τὴν καταβολὴν κουραστικῆς προσπαθείας προσαρμογῆς εἰς ἀπόστασιν 25 ἑκατοστομέτρων. Τὴν ἀπόστασιν αὐτὴν τὴν λέμε ***ἀπόστασιν*** (ἀνέτου) ***εὐκρινοῦς ὁράσεως*** κανονικοῦ ὀφθαλμοῦ.

Εἰς τὸν ***μυωπικὸν*** ὅμως ὀφθαλμὸν (σχ. 82, δεύτερον ἐκ τῶν ἄνω) εἶναι ἀδύνατος ἡ προσαρμογὴ διὰ μακρὰν κείμενα ἀντικείμενα, διότι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ τοῦ ὀφθαλμοῦ τούτου εἶναι μικροτέρα τῆς ἀποστάσεως, ποὺ ἔχει ἀπὸ τὸν φακὸν τὸ τοίχωμα τοῦ βολβοῦ, ἐπὶ τοῦ ὁποίου εἶναι ἐξαπλωμένος ὁ ἀμφιβληστροειδής. Πρὸς διόρθωσιν τῆς ἀδυναμίας αὐτῆς τοῦ μύωπος χρησιμοποιοῦνται «γυαλιὰ» (σχ. 82, τρίτον ἐκ τῶν ἄνω) μὲ ἀποκεντρωτικοὺς φακούς, ποὺ, ὅπως δείχνει τὸ σχῆμα, μεταβάλλουν τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης κατὰ τρόπον, ὥστε νὰ συγκεντρώνεται αὕτη ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.

Ἀντιθέτως εἰς τὸν ***ὑπερμέτρωπα ἢ πρεσβύωπα*** (σχ. 82, τέταρτον ἐκ τῶν ἄνω) δὲν μπορεῖ νὰ προσαρμοσθῇ ὁ ὀφθαλμὸς διὰ πλησίον κείμενα ἀντικείμενα, λόγῳ τοῦ ὅτι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ἀποστάσεως τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς. Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην βοηθοῦμεν τὸν ὀφθαλμὸν μὲ «γυαλιὰ» ποὺ ἔχουν συγκεντρωτικοὺς φακοὺς (σχ. 82, κάτω). Μὲ αὐτοὺς ἐπιτυγχάνεται ἡ ἐπαύξησις τῆς διαθλαστικότητος εἰς τρόπον, ὥστε νὰ σχηματίζωνται τὰ εἴδωλα ἀντικειμένων ποὺ κεῖνται πλησίον ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς.

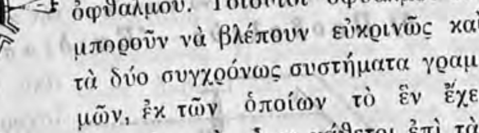


Σχ. 82

Εἰς τοὺς ***ἀστιγματικοὺς*** τέλος ὀφθαλμοὺς συμβαίνει νὰ μὴ εἶναι ἀκριβῶς σφαιρικὴ ἡ ἐπιφάνεια, εἴτε τοῦ κρυσταλλώδους φακοῦ, εἴτε τοῦ κερατοειδοῦς χιτῶνος, ποὺ λόγῳ τῆς καμπυλώσεώς του συμμετέχει εἰς τὸ συγκεντρωτικὸν σύστημα τοῦ ὀφθαλμοῦ. Τοιοῦτοι ὀφθαλμοὶ δὲν μποροῦν νὰ βλέπουν εὐκρινῶς καὶ τὰ δύο συγχρόνως συστήματα γραμμῶν, ἐκ τῶν ὁποίων τὸ ἓν ἔχει γραμμὰς ποὺ εἶναι κάθετοι ἐπὶ τὰς γραμμὰς τοῦ ἄλλου. Τὸ ἐλάττωμα τοῦτο διορθώνεται μὲ «γυαλιὰ» ποὺ ἔχουν κυλινδρικοὺς φακούς.

β) Ὀπτικὴ γωνία. Τὸ ὕψος καὶ τὸ πάχος ἀντικειμένου τὸ κρίνομεν ἐκ τῶν ἀντιστοίχων διαστάσεων τοῦ εἰδώλου ποὺ σχηματίζεται ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς. Ἀλλὰ κάθε διάστασις τοῦ εἰδώλου ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν γωνίαν, τὴν ὁποίαν σχηματίζουν δύο ὀπτικαὶ ἀκτῖνες, ποὺ φέρονται ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ ὀφθαλμοῦ πρὸς δύο ἐξώτατα σημεῖα τῆς θεωρουμένης διαστάσεως τοῦ ἀντικειμένου. Ἡ γωνία αὐτὴ καλεῖται **ὀπτικὴ γωνία**.

Ἐκ δύο ἰσομεγέθων ἀντικειμένων ΑΒ καὶ $Α_1Β_1$ (σχ. 83), τῶν ὁποίων τὰ εἴδωλα ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι ἀντιστοίχως αβ καὶ $α_1β_1$, φαίνεται τὸ πλησιέστερον $Α_1$ $Β_1$ πρὸς τὸν ὀφθαλμὸν ὑπὸ μεγαλυτέραν ὀπτικὴν γωνίαν καὶ συνεπῶς μεγαλύτερον τοῦ ΑΒ. Τοὐναντίον ἀντικείμενα διαφόρου μεγέθους ΑΒ καὶ ΓΔ ποὺ τὰ βλέπομεν ὑπὸ τὴν αὐτὴν ὀπτικὴν γωνίαν σ, μᾶς φαίνονται ὡς ἴσα, ἐπειδὴ τὰ εἴδωλα αὐτῶν αβ ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς εἶναι μεταξύ των ἴσα.



Σχ. 83

Ἐκ τούτων προκύπτει ὅτι ἡ ὀπτικὴ γωνία ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ μεγεθος M καὶ τὴν ἀπόστασιν α τοῦ ἀντικειμένου. Κατὰ συνέπειαν μᾶς δίδει ἡ (τριγωνομετρικὴ) ἐφαπτομένη τῆς ὀπτικῆς γωνίας σ ἓν μέτρον διὰ τὸ φαινομενικὸν μέγεθος τοῦ ἀντικειμένου, διότι εἶναι $\text{εφ}\ \sigma/2=\frac{M/2}{\alpha}$ καὶ ὅταν ἡ γωνία σ εἶναι πολὺ μικρά, θὰ εἶναι κατὰ μεγάλην προσέγγισιν

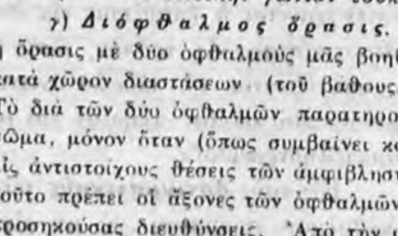
$$\sigma=M/\alpha \qquad (180)$$

Σημείωσις. *Σύμφωνα μὲ τὰ ἐξαγόμενα σχετικῶν πειραματικῶν μετρήσεων προκύπτει ὅτι διὰ νὰ μπορῇ νὰ παρατηρηθῇ ἀντικείμενον πρέπει νὰ τὸ βλέπωμεν ὑπὸ ὀπτικὴν γωνίαν τουλάχιστον 30΄΄.*

γ) ***Διόφθαλμος ὅρασις.*** Παράλληλα μὲ τὸ μέγεθος τῆς ὀπτικῆς γωνίας ἡ ὅρασις μὲ δύο ὀφθαλμοὺς μᾶς βοηθεῖ διὰ τὴν ἐκτίμησιν τῶν ἀποστάσεων καὶ τῶν κατὰ χῶρον διαστάσεων (τοῦ βάθους) τῶν ἀντικειμένων (στερεοσκοπικὴ ὅρασις). Τὸ διὰ τῶν δύο ὀφθαλμῶν παρατηρούμενον ἀντικείμενον τὸ βλέπομεν ὡς ἓν ἁπλοῦν σῶμα, μόνον ὅταν (ὅπως συμβαίνει κανονικῶς) τὰ δύο εἴδωλα αὐτοῦ σχηματίζονται εἰς ἀντιστοίχους θέσεις τῶν ἀμφιβληστροειδῶν τῶν δύο ὀφθαλμῶν. Διὰ νὰ συμβαίνῃ τοῦτο πρέπει οἱ ἄξονες τῶν ὀφθαλμῶν διὰ τῶν κινητικῶν μυῶν νὰ λαμβάνουν τὰς προσηκούσας διευθύνσεις. Ἀπὸ τὴν μυϊκὴν ἔντασιν ποὺ ἀπαιτεῖται ἑκάστοτε διὰ τὸν πρέποντα προσανατολισμὸν τῶν ἀξόνων τῶν ὀφθαλμῶν ἐκτιμῶμεν ἀσυναισθήτως τὴν ἀπόστασιν τῶν προσβλεπομένων ἀντικειμένων.

Τὰ δύο εἴδωλα ἑνὸς ἀντικειμένου ποὺ σχηματίζονται εἰς τοὺς δύο ὀφθαλμούς, δὲν εἶναι τελείως ὅμοια, διότι τὸ εἴδωλον ἑκάστου ὀφθαλμοῦ ἀντιστοιχεῖ περισσότερον πρὸς τὴν πρὸς αὐτὸν πλευρὰν τοῦ ἀντικειμένου. Ἡ διαφορὰ αὐτὴ τῶν δύο εἰδώλων μαζὶ μὲ τὸν προσανατολισμὸν τῶν ἀξόνων ποὺ ἀνταποκρίνεται εἰς τὴν ἀπόστασιν, παρέχει τὴν δυνατότητα νὰ ἐκτιμῶμεν τὴν κατὰ χῶρον μορφὴν τοῦ ἀντικειμένου.

δ) Προβολεὺς — Ἐπιδιασκόπιον. Ἀποτελεῖται (σχ. 84) ἀπὸ θήκην, εἰς τὴν ὁποίαν ἐγκλείεται ἰσχυρὰ φωτεινὴ πηγὴ L, τοποθετημένη ἔμπροσθεν κοίλου κατόπτρου R. Ὑπάρχουν ἐπίσης ἐντὸς τῆς θήκης ἀκόμη ἓν ἄλλο κοῖλον κάτοπτρον, ποὺ μπορεῖ νὰ παίρνῃ τὴν θέσιν T ἢ τὴν T′ ὡς καὶ ἓν πολὺ καλὸ ἐπίπεδον κάτοπτρον S. Ἡ διασκοπικὴ προβολὴ γίνεται διὰ τοῦ ἀνοίγματος τῆς θήκης, ποὺ φράσσεται μὲ τὸν φακὸν O′ καὶ ἡ ἐπισκοπικὴ διὰ τοῦ φακοῦ O. Προκειμένου νὰ γίνῃ διασκοπικὴ προβολή, καταβιβάζεται τὸ κινητὸν κοῖλον κάτοπτρον εἰς τὴν θέσιν T′, ὁπότε τὸ φῶς τῆς φωτεινῆς πηγῆς L προσπίπτει ἐπὶ τοῦ συγκεντρωτικοῦ συστήματος φακῶν σ, τὸ ὁποῖον καλοῦμεν ***συναγωγέα***. Εὐθὺς μετὰ τὸν συναγωγέα ὑπάρχει ἐγκοπὴ ι, εἰς τὴν ὁποίαν τοποθετεῖται πλαίσιον, ποὺ φέρει τὴν διαφανῆ (φωτογραφικὴν) πλάκα μὲ τὸ πρὸς προβολὴν ἀντικείμενον (σχεδίασμα, εἰκόνα) Ἔτσι φωτισμένον ἰσχυρῶς τὸ ἀντικείμενον παρέχει διὰ μέσου τοῦ συγκεντρωτικοῦ φακοῦ O′, (τὸν ὁποῖον ὀνομάζομεν ***ἀντικειμενικόν***), εἴδωλον πραγματικὸν καὶ ἀντεστραμμένον ἐπὶ ὀθόνης, ἡ ὁποία τοποθετεῖται πρὸ τῆς συσκευῆς. Τὸ εἴδωλον τοῦτο εἶναι τόσον μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ ἀντικείμενον, ὅσον ἡ ἀπόστασις τῆς ὀθόνης ἀπὸ τὸν φακὸν O′ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ἀποστάσεως ιO′. Ἀντιστοίχως ὅμως ἐλαττώνεται ἡ φωτεινότης τοῦ εἰδώλου,



Σχ. 84

ὅταν αὐξάνεται τὸ μέγεθος αὐτοῦ. Γι' αὐτὸ χρειάζεται νὰ φωτίζεται πολὺ ἰσχυρῶς τὸ ἀντικείμενον.

Κατὰ τὴν ἐπισκοπικὴν προβολὴν τὸ κινητὸν κοῖλον κάτοπτρον φέρεται εἰς τὴν θέσιν T καὶ τὸ ἀντικείμενον (φωτογραφία, σελὶς βιβλίου) τοποθετεῖται ἐπὶ πλακὸς P, εἰς τὴν ὁποίαν συγκεντρώνεται τὸ φῶς τῆς πηγῆς L, τόσον τὸ ἀπ' εὐθείας, ὅσον καὶ τὸ ἀνακλώμενον εἰς τὰ κάτοπτρα R καὶ T. Ἔτσι ἰσχυρῶς φωτισμένον τὸ ἀντικείμενον ἐκπέμπει φῶς, τὸ ὁποῖον ἀνακλώμενον ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου κατόπτρου S, προσπίπτει εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν O καὶ διὰ μέσου αὐτοῦ συγκεντρώνεται ἐπὶ τῆς ὀθόνης, ὅπου παρέχει εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου. Εἶναι προφανὲς ὅτι τὸ εἴδωλον τῆς ἐπισκοπικῆς προβολῆς εἶναι ὀλιγώτερον φωτεινὸν τοῦ διὰ τῆς αὐτῆς φωτεινῆς πηγῆς L λαμβανομένου διασκοπικῶς, διότι εἰς τὴν περίπτωσιν ἐπισκοπικῆς προβολῆς μέγα μέρος τοῦ φωτὸς τῆς πηγῆς L ἀπορροφᾶται ὑπὸ τοῦ ἀντικειμένου καὶ διαχέεται πρὸς διευθύνσεις, ποὺ δὲν συμβάλλουν εἰς τὴν ἀπεικόνισιν.

ε') Μικροσκόπια. Διακρίνομεν ***ἁπλοῦν*** μικροσκόπιον (τὸν «φακὸν») καὶ ***σύνθετον*** τοιοῦτο.

1. Τὸ ἁπλοῦν μικροσκόπιον εἶναι συγκεντρωτικὸς φακὸς μικρᾶς ἑστιατικῆς ἀποστάσεως. Ἂν διὰ μέσου αὐτοῦ παρατηρήσωμεν ἀντικείμενον AB (σχ. 85), ποὺ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν α_0 ἀπὸ τὸν φακόν, ἡ ὁποία εἶναι μικροτέρα τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως f, βλέπομεν τὸ φανταστικὸν εἴδωλον A′ B′, τὸ ὁποῖον εἶναι ὀρθὸν καὶ μεγαλύτερον τοῦ ἀντικειμένου, εἰς ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως (—25 cm) πρὸς τὸ αὐτὸ μέρος τοῦ φακοῦ. Ἡ ἀπόστασις α_0 εἰς τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ εὑρίσκεται τὸ ἀντικείμενον, διὰ νὰ σχηματίζεται τὸ εἴδωλον εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως, δίδεται σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (177) ἀπὸ τὸν τύπον: $1/\alpha_0 - 1/25 = 1/f$. Ἐξ ἄλλου ὁ λόγος $\mu = (A'B') : (AB)$, τῶν μεγεθῶν εἰδώλου καὶ ἀντικειμένου ποὺ μπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ ὡς μέτρον τῆς μεγεθύνσεως ποὺ ἐπιτυγχάνομεν διὰ τοῦ μικροσκοπίου, παρέχει τὴν ***κλίμακα ἀπεικονίσεως ἢ γραμμικὴν μεγέθυνσιν***. Αὕτη σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (179) εἶναι ἴση μὲ τὸν λόγον $25/\alpha_0$ τῶν ἀποστάσεων εἰδώλου καὶ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν φακόν. Εἶναι λοιπὸν ἡ μεγέθυνσις τοῦ ἁπλοῦ μικροσκοπίου $\mu = 25/\alpha_0$. Ἀλλὰ σύμφωνα μὲ τὸν τύπον τῶν φακῶν εἶναι:

$$\frac{25}{\alpha_0} = \frac{25}{f} + 1 \qquad (181)$$

Ἑπομένως ἡ γραμμικὴ μεγέθυνσις μ εἰς τὸ ἁπλοῦν μικροσκόπιον θὰ δίδεται ὑπὸ τῆς σχέσεως

$$\mu = \frac{25}{f} + 1 \qquad (181')$$

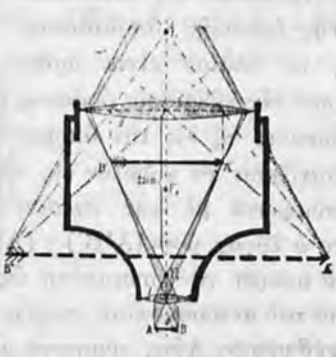
Ἂν τώρα ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ ἀπόστασις α_0 τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν φακὸν εἶναι πολὺ ὀλίγον μικροτέρα τῆς ἑστιακῆς ἀποστάσεως f, μποροῦμε νὰ θεωρήσωμεν τὰς ἀποστάσεις ταύτας ὡς ἴσας ($\alpha_0 = f$) καὶ τότε ἡ μεγέθυνσις δίδεται ***κατὰ προσέγγισιν*** ὑπὸ τοῦ ἁπλουστέρου τύπου:

$$\mu = \frac{25}{\alpha_0} = \frac{25}{f} = \frac{\text{ἀπόστασις εὐκρινοῦς ὁράσεως}}{\text{ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ}} \quad (182)$$

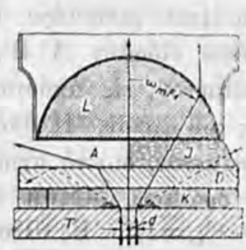
Εἶναι λοιπὸν ἡ μεγέθυνσις τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον μικροτέρα εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ φακοῦ. Διὰ νὰ ἔχωμεν συνεπῶς μεγάλην μεγέθυνσιν πρέπει ὁ φακὸς νὰ ἔχῃ μεγάλην καμπυλότητα. Ἐπειδὴ ὅμως τοιοῦτος ἁπλοῦς φακὸς παρουσιάζει μεγάλην σφαιρικὴν ἀποπλάνησιν, χρησιμοποιοῦμεν ἀντὶ τούτου σύστημα δύο ἢ περισσοτέρων φακῶν (βλ. σχ. 76), καθεὶς τῶν ὁποίων ἔχει μεγαλυτέραν ἑστιακὴν ἀπόστασιν f (ἢ μικροτέραν διαθλαστικότητα 1/f), ἐνῶ τὸ σύστημα ἔχει διαθλαστικότητα καθοριζομένην ἀπὸ τὸ ἄθροισμα τῶν διαθλαστικοτήτων τῶν καθέκαστα φακῶν καὶ συνεπῶς ἀρκετὰ μεγάλην.

2. Τὸ ***σύνθετον μικροσκόπιον*** ἀποτελεῖται ἀπὸ ***δύο συγκεντρωτικοὺς φακούς***, τὸν ***ἀντικειμενικὸν*** I (σχ. 86) καὶ τὸν ***προσοφθάλμιον*** II, οἱ ὁποῖοι εἶναι τοποθετημένοι ὁ εἷς εἰς τὸ ἓν καὶ ὁ ἄλλος εἰς τὸ ἄλλο ἄκρον διπλοῦ μεταλλικοῦ σωλῆνος, τοῦ ὁποίου μπορεῖ νὰ μεταβάλλεται τὸ μῆκος δι' ὀλισθήσεως τοῦ τοιχώματος τοῦ ἑνὸς κατὰ μῆκος τοῦ τοιχώματος τοῦ ἄλλου. Ὁ ἀντικειμενικὸς φακὸς I (συγκεντρωτικὸν σύστημα ἐκ περισσοτέρων ἁπλῶν φακῶν) μὲ πολὺ μικρὰν ἑστιακὴν ἀπόστασιν σχηματίζει εἴδωλον A'B' τοῦ πρὸ αὐτοῦ εἰς ἀπόστασιν ὀλίγον ***μεγαλυτέραν*** τῆς ἑστιακῆς τοποθετουμένου ἀντικειμένου AB. Τὸ εἴδωλον τοῦτο εἶναι πραγματικόν, ἀντεστραμμένον, καὶ μεγαλύτερον τοῦ ἀντικειμένου. Σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τὸν προ-

Σχ. 85



Σχ. 86



Σχ. 87

σοφθάλμιον ὀλίγον ***μικροτέραν*** τῆς ἑστιακῆς του καὶ ἐπέχει θέσιν ἀντικειμένου δι' αὐτόν. Ἔτσι βλέπομεν διὰ μέσου τοῦ προσοφθαλμίου εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως (—25 cm) τὸ εἴδωλον αὐτοῦ A''B'', τὸ ὁποῖον εἶναι φανταστικὸν ὄρθιον ὡς πρὸς τὸ A'B', μεγαλύτερον τοῦ A'B' καὶ ἀκόμη περισσότερον τοῦ ἀντικειμένου.

Τὸ πρὸς παρατήρησιν ἀντικείμενον τοποθετεῖται εἰς σταγόνα ὕδατος ἐπὶ μικρᾶς ὑαλίνης πλακὸς καὶ καλύπτεται ὑπὸ λεπτοῦ διαφανοῦς πλακιδίου, τῆς ***καλυπτρίδος***. Τὸ ἔτσι ἑτοιμαζόμενον ***μικροσκοπικὸν παρασκεύασμα*** φέρεται ἐπὶ τραπεζιδίου τοῦ ὀργάνου ἔμπροσθεν τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ αὐτοῦ. Λόγῳ ἐλαττώσεως τῆς φωτεινότητος τοῦ σχηματιζομένου εἰδώλου, ὀφειλομένης εἰς τὴν μεγάλην μεγέθυνσιν, χρειάζεται νὰ φωτίζεται τὸ μικροσκοπικὸν παρασκεύασμα ἰσχυρῶς. Τοῦτο γίνεται διὰ συγκεντρώσεως ἐπ' αὐτοῦ φωτός, εἴτε διὰ κοίλου κατόπτρου, εἴτε διὰ συγκεντρωτικοῦ φακοῦ.

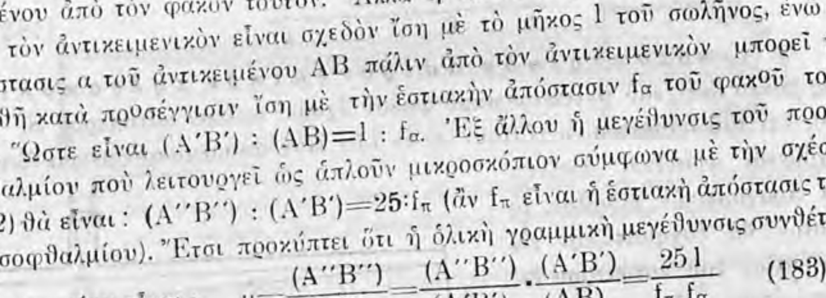
Ὡς τόσο ὅπως δείχνει τὸ ἀριστερὸν ἥμισυ τοῦ σχ. 87, ἂν μεταξὺ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ I. καὶ τοῦ μικροσκοπικοῦ παρασκευάσματος μεσολαβῇ στρῶμα ἀέρος A (*ξηρὸν σύστημα*), δὲν περνάει εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν L ὅλον τὸ φῶς, ποὺ φθάνει μέχρι τῆς ἀνωτάτης ἐπιφανείας τῆς καλυπτρίδος D, ἀφοῦ περάσει τὴν ἀντικειμενοφόρον πλάκα T, τὸ στρῶμα βαλσάμου τοῦ Καναδᾶ K, εἰς τὸ ὁποῖον εἶναι βυθισμένον τὸ πρὸς παρατήρησιν ἀντικείμενον, καὶ τὴν καλυπτρίδα D. Πέραν δηλ. ἀπὸ τὴν ἐξασθένισιν ποὺ παθαίνει τὸ φῶς λόγῳ ἀπορροφήσεως κατὰ τὴν δίοδον διὰ τῶν ὡς ἄνω στρωμάτων, αἱ πλαγίως φθάνουσαι εἰς τὴν συνορεύουσαν πρὸς ἀέρα ἐπιφάνειαν τῆς καλυπτρίδος ἀκτῖνες ἐκτρέπονται λόγῳ διαθλάσεως ἢ καὶ ὁλικῆς ἀνακλάσεως πρὸς διευθύνσεις ποὺ δὲν περνοῦν ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν φακόν. Πρὸς ἀποφυγὴν τούτου εἰς τὸ *σύστημα καταδύσεως*, ποὺ δείχνει τὸ δεξιὸν ἥμισυ τοῦ σχήματος, τὸ μεταξὺ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ καὶ καλυπτρίδος διάστημα πληροῦται ὑπὸ ὑγροῦ J (κεδρελαίου) ποὺ ἔχει ἀρκετὰ μεγάλον δείκτην διαθλάσεως, ὥστε νὰ μὴ ἐκτρέπεται τὸ φῶς πρὸς τὰ ἔξω· συνήθως τὸ ὑγρὸν ἔχει τὸν αὐτὸν περίπου δείκτην διαθλάσεως πρὸς τὴν ὕαλον τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ καὶ διὰ τοῦτο γίνεται λόγος περὶ *συστήματος ὁμογενοῦς καταδύσεως*.

Ἡ μεγέθυνσις συνθέτου μικροσκοπίου ὑπολογίζεται ἐκ τῶν μεγεθύνσεων τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου συστήματος φακῶν. Ἡ μεγέθυνσις τοῦ ἀντικειμενικοῦ δίδεται ἀπὸ τὸν λόγον (A'B') : (AB), ποὺ εἶναι ἴσος μὲ τὸν λόγον b:a τῶν ἀντιστοίχων ἀποστάσεων εἰδώλου καὶ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν φακὸν τοῦτον. Ἀλλὰ ἡ ἀπόστασις b τοῦ εἰδώλου A'B' ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν εἶναι σχεδὸν ἴση μὲ τὸ μῆκος l τοῦ σωλῆνος, ἐνῶ ἡ ἀπόστασις α τοῦ ἀντικειμένου AB πάλιν ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν μπορεῖ νὰ ληφθῇ κατὰ προσέγγισιν ἴση μὲ τὴν ἑστιακὴν ἀπόστασιν f_α τοῦ φακοῦ τούτου. Ὥστε εἶναι $(A'B') : (AB) = l : f_\alpha$. Ἐξ ἄλλου ἡ μεγέθυνσις τοῦ προσοφθαλμίου ποὺ λειτουργεῖ ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (182) θὰ εἶναι: $(A''B'') : (A'B') = 25 : f_\pi$ (ἂν f_π εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ προσοφθαλμίου). Ἔτσι προκύπτει ὅτι ἡ ὁλικὴ γραμμικὴ μεγέθυνσις συνθέτου μικροσκοπίου εἶναι:

$$\mu = \frac{(A''B'')}{(AB)} = \frac{(A''B'')}{(A'B')} \cdot \frac{(A'B')}{(AB)} = \frac{25 l}{f_\pi \, f_\alpha} \qquad (183)$$

στ') Τηλεσκόπια. Εἶναι ὄργανα ποὺ χρησιμεύουν διὰ τὴν παρατήρησιν μακρὰν ἀντικειμένων. Τοιαῦτα εἶναι:

1. ***Τὸ ἀστρονομικὸν τηλεσκόπιον τοῦ*** **Kepler.** Τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ διπλοῦν μετάλλινον σωλῆνα μεταβαλλομένου



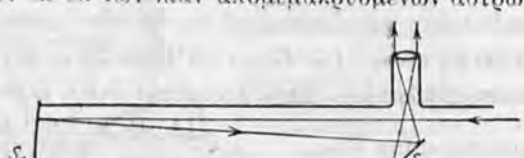
Σχ. 88. *Σχηματισμὸς εἰδώλου εἰς ἀστρονομικὸν τηλεσκόπιον.*

μήκους, εἰς τὰ δύο ἄκρα τοῦ ὁποίου ἔχουν προσαρμοσθῆ φακοί. Ἐκ τούτων ὁ πρὸς τὸ ἀντικείμενον στρεφόμενος ***ἀντικειμενικὸς φακὸς I*** (σχ. 88) εἶναι συγκεντρωτικὸς μεγάλης ἑστιακῆς ἀποστάσεως καὶ σχηματίζει εἴδωλον A΄B΄ πραγματικόν, ἀντεστραμμένον καὶ μικρότερον τοῦ ἀντικειμένου. Τὸ εἴδωλον τοῦτο A΄B΄ σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ ἐπίσης συγκεντρωτικοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ II ὀλίγον μικροτέραν τῆς ἑστιακῆς του καὶ παρατηρεῖται δι' αὐτοῦ ὡς δι' ἁπλοῦ μικροσκοπίου· ἔτσι βλέπομεν εἴδωλον A΄΄B΄΄ φανταστικόν, ὄρθιον ὡς πρὸς τὸ A΄B΄ καὶ μεγαλύτερον τοῦ A΄B΄. Ὥστε μὲ τὸ ἀστρονομικὸν τηλεσκόπιον βλέπομεν εἴδωλον, τὸ ὁποῖον ἐν σχέσει πρὸς ἀντικείμενον εἶναι ἀντεστραμμένον.

Ὡς μεγέθυνσιν εἰς τὸ τηλεσκόπιον χαρακτηρίζομεν τὸν λόγον $2\beta/2\alpha=\beta/\alpha$ τῶν ὀπτικῶν γωνιῶν, ὑπὸ τὰς ὁποίας βλέπομεν, ἀφ' ἑνὸς τὸ εἴδωλον A΄B΄ ἢ τὸ A΄΄B΄΄ τοῦ ἐκ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ προσοφθαλμίου (γων. 2β) καὶ ἀφ' ἑτέρου τὸ ἀντικείμενον AB ἐκ τῆς αὐτῆς θέσεως ἢ (μὲ αἰσθητῶς τὴν αὐτὴν τιμὴν) ἐκ τοῦ ὀπτικοῦ κέντρου τοῦ ἀντικειμενικοῦ (γων. 2α). Ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι τὸ εἴδωλον A΄B΄ σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν σχεδὸν ἴσην πρὸς τὴν ἑστιακήν του, τόσον ἀναφορικῶς πρὸς τὸν προσοφθάλμιον, ὅσον καὶ ἀναφορικῶς πρὸς τὸν ἀντικειμενικόν, πρέπει σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (180) νὰ εἶναι κατὰ προσέγγισιν : $2\beta=A'B'/f'$ καὶ $2\alpha=A'B'/f$, ἂν f΄ εἶναι ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις τοῦ προσοφθαλμίου καὶ f ἡ τοῦ ἀντικειμενικοῦ. Κατὰ συνέπειαν τούτου ἡ θεωρουμένη μεγέθυνσις θὰ δίδεται ὑπὸ τῆς σχέσεως :

$$\frac{\beta}{\alpha}=\frac{A'B'}{f'}:\frac{A'B'}{f}=\frac{f}{f'} \qquad (184)$$

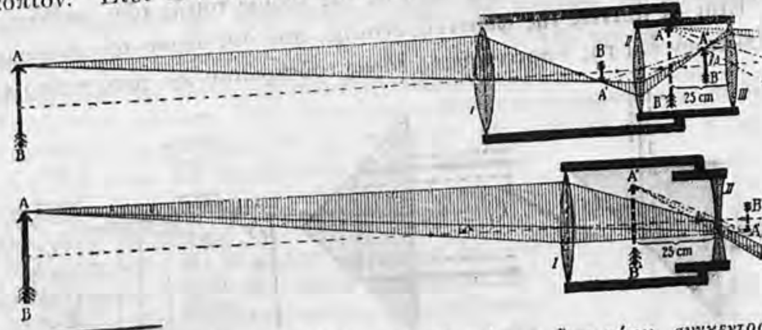
2. Τὸ ***κατοπτρικὸν ἀστρονομικὸν τηλεσκόπιον***. Εἰς τοῦτο ἀντὶ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ ἔχομεν κοῖλον κάτοπτρον S_1 (σχ. 89), ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτουν αἱ ἐκ τῶν λίαν ἀπομεμακρυσμένων ἄστρων ἐρχόμεναι φωτειναὶ ἀκτῖνες. Τὸ πραγματικὸν εἴδωλον, τὸ ὁποῖον θὰ ἐσχηματίζετο εἰς τὴν ἑστίαν τοῦ κατόπτρου δι' ἀνακλάσεως τῶν συγκλινουσῶν ἀκτίνων ἐπὶ τοῦ παρεμβαλλομένου μικροῦ ἐπιπέδου κατόπτρου S_2, ἔρχεται καὶ σχηματίζεται πρὸ τοῦ προσοφθαλμίου εἰς ἀπόστασιν ἀπ' αὐτοῦ ὀλίγον μικροτέραν τῆς ἑστιακῆς του. Ἔτσι παρατηρεῖται διὰ μέσου αὐτοῦ ὡς διὰ μέσου ἁπλοῦ μικροσκοπίου.



Σχ. 89. Διαδρομὴ τῶν ἀκτίνων εἰς κατοπτρικὸν τηλεσκόπιον.

Τὸ κατοπτρικὸν τηλεσκόπιον εἶχε παραμερισθῇ ὑπὸ τοῦ διὰ φακῶν τοιούτου (τῆς διόπτρας), ἀφ' ὅτου ἐπετεύχθη ἡ ἐπινόησις ἀχρωματικῶν συστημάτων φακῶν. Κατὰ τὰ τελευταῖα ὅμως ἔτη ποὺ κατωρθώθη νὰ κατασκευάζωνται κάτοπτρα πολὺ μεγάλα μὲ τὴν ἀπαιτουμένην ἐξαίρετον ἀκρίβειαν τῆς ἐπεξεργασίας των καὶ τῆς τοποθετήσεώς των, ἀπέκτησε πάλιν πρωτεύουσαν θέσιν ὡς μέσον ἐρεύνης τῶν ἀστρονόμων. Ἔτσι ἔχει ἀποκτήσει πρωτεύουσαν σημασίαν τὸ κατοπτρικὸν τηλεσκόπιον τοῦ ἀστρονομικοῦ παρατηρητηρίου τοῦ ὄρους Wilson εἰς τὴν Καλιφορνίαν τῆς Ἀμερικῆς, τὸ ὁποῖον ἔχει κάτοπτρον μὲ ἄνοιγμα διαμέτρου 258 cm καὶ ἐστιακὴν ἀπόστασιν 1290 cm, ἀκόμη δὲ μεγαλυτέραν τὸ ἐσχάτως ἀναγγελθὲν τηλεσκόπιον τοῦ παρατηρητηρίου τοῦ ὄρους Palomar τῆς νοτίου Καλιφορνίας, τὸ ὁποῖον ἔχει ἀντικειμενικὸν κάτοπτρον μὲ ἄνοιγμα διαμέτρου 500 cm καὶ βάθους 100 cm.

3. ***Τὸ τηλεσκόπιον τῶν ἐπιγείων.*** Εἰς τὸ ἀστρονομικὸν τηλεσκόπιον τὸ παρατηρούμενον εἴδωλον εἶναι ἀντεστραμμένον. Τοῦτο δὲν ἐνοχλεῖ προκειμένου διὰ παρατηρήσεις οὐρανίων σωμάτων, ἀλλὰ δὲν εἶναι ἄνετον διὰ παρατηρήσεις ἐπιγείων ἀντικειμένων. Διὰ τοῦτο εἰς τὸ τηλεσκόπιον τῶν ἐπιγείων (σχ. 90,ἄνω) παρεμβάλλεται μεταξὺ τοῦ ἀντικειμενικοῦ I καὶ τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ III καὶ ἄλλος συγκεντρωτικὸς φακὸς II. Διὰ τοῦ φακοῦ τούτου τὸ ἀντεστραμμένον εἴδωλον Α'Β', ποὺ μᾶς δίδει ὁ ἀντικειμενικὸς I, ἀντιστρέφεται πάλιν διὰ τοῦ φακοῦ II καὶ παρέχει τὸ ὄρθιον ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον εἴδωλον Α''Β'', τὸ ὁποῖον παρατηρεῖται διὰ τοῦ προσοφθαλμίου III, ὁ ὁποῖος λειτουργεῖ ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον. Ἔτσι τὸ τελικὸν εἴδωλον Α'''Β''', ποὺ παρατηρεῖται διὰ μέσου



Σχ. 90. Ἀνόρθωσις τοῦ εἰδώλου εἰς τηλεσκόπιον, ἄνω μέσω συγκεντρωτικοῦ φακοῦ, κάτω μὲ ἀποκλίνοντα προσοφθάλμιον φακόν.

τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ III, εἶναι φανταστικὸν καὶ ὄρθιον ὡς πρὸς τὸ Α''Β'' καὶ συνεπῶς καὶ ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον.

Καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἡ μεγέθυνσις παρέχεται ἀπὸ τὸν λόγον τῆς ὀπτικῆς γωνίας β, ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται τὸ εἴδωλον Α'''Β''' ἢ τὸ Α''Β'' ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον, πρὸς τὴν γωνίαν α, ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται τὸ ἀντικείμενον ΑΒ ἢ τὸ εἴδωλον Α'Β' ἀπὸ τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ. Εἶναι λοιπὸν ἡ μεγέθυνσις $M = A''B''/f' : A'B'/f$ καὶ ἐπειδὴ τὸ Α'Β' εἶναι σχεδὸν ἴσον μὲ τὸ Α''Β'', θὰ εἶναι καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ τηλεσκοπίου ἐπιγείων: $M = f/f'$ [βλ. σχέσιν (184)]

4. ***Ἡ (ὁλλανδικὴ) διόπτρα τοῦ Γαλιλαίου.*** Διαμορφώνεται συνήθως ὡς διπλοῦν τηλεσκόπιον (ἀντιστοίχως πρὸς τοὺς δύο ὀφθαλμοὺς) καὶ χρησιμοποιεῖται κοινότατα εἰς παρατήρησιν ἐπιγείων ἀντικειμένων, ἀπεχόντων ὄχι πάρα πολὺ (εἰς τὰ θέατρα, τὰ ταξείδια κλπ.). Εἰς τὸ τηλεσκόπιον τοῦτο ὁ προσοφθάλμιος δὲν εἶναι πλέον συγκεντρωτικός, ἀλλὰ ἀποκεντρωτικὸς φακὸς II (σχ. 90, κάτω). Τὸ ὑπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ I πραγματικὸν εἴδωλον Α'Β' θὰ ἐσχηματίζετο εἰς θέσιν πέραν τοῦ προσοφθαλμίου, ἂν οὕτο-

δὲν ὑπῆρχε· λόγῳ αὐτοῦ ὅμως αἱ ἀκτῖνες ἀποκλίνουν καὶ φαίνονται προερχόμεναι ἐκ θέσεως πρὸ τοῦ προσοφθαλμίου, ὅπου σχηματίζεται τὸ φανταστικὸν καὶ ὀρθὸν ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον εἴδωλον A′′B′′, τὸ ὁποῖον βλέπομεν.

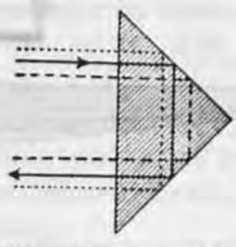
Ἡ μεγέθυνσις εἰς τὴν διόπτραν αὐτὴν εἶναι πάλιν ὁ λόγος τῆς γωνίας β ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται τὸ εἴδωλον A′B′ ἢ A′′B′′ ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον πρὸς τὴν γωνίαν α, ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται τὸ ἀντικείμενον AB ἢ τὸ εἴδωλον A′B′ ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικόν. Συνεπῶς εἶναι κατὰ προσέγγισιν :

$$M=\beta/a=A'B'/f' : A'B'/f=f/f' \qquad [\beta\lambda.\ \sigma\chi\acute{\epsilon}\sigma\iota\nu\ (184)]$$

Εἰς τὴν διόπτραν τοῦ Γαλιλαίου ἐπειδὴ ὁ προσοφθάλμιος πρέπει νὰ εὑρίσκεται πρὸ τῆς θέσεως, εἰς τὴν ὁποίαν θὰ ἐσχηματίζετο τὸ εἴδωλον ποὺ παρέχει ὁ ἀντικειμενικός, εἶναι εὔλογον ὅτι δὲν ἀπαιτεῖται νὰ ἔχῃ ὁ σωλὴν μεγάλο μῆκος καὶ δι' αὐτὸ τὸ ὄργανον τοῦτο εἶναι πολὺ εὐχρηστότερον.

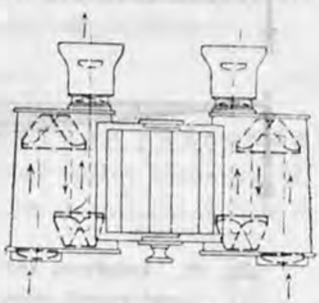
5. Τὸ πρισματικὸν τηλεσκόπιον. Εἰς τοῦτο μεταξὺ τοῦ ἀντικειμενικοῦ φακοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου ποὺ εἶναι ὅπως εἰς τὸ ἀστρονομικὸν τηλεσκόπιον, παρεμβάλλονται διὰ τὴν ἀνόρθωσιν τοῦ εἰδώλου δύο **πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως.*** Τὰ δύο πρίσματα τοποθετοῦνται εἰς τὸ ὄργανον μὲ καθέτους πρὸς ἀλλήλας τὰς ἀκμὰς τομῆς τῶν καθέτων ἑδρῶν των. Ἔτσι αἱ ἀκτῖνες τῆς φωτεινῆς δέσμης, ποὺ διὰ μέσου τοῦ ἀντικειμενικοῦ προσπίπτουν ἐπὶ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας τοῦ πρώτου καὶ μετὰ τοῦτο τοῦ δευ-

Σχ. 91.



Σχ. 92.

Μεταβολὴ τῆς διευθύνσεως καὶ τῆς σχετικῆς θέσεως φωτεινῶν ἀκτίνων εἰς πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως.



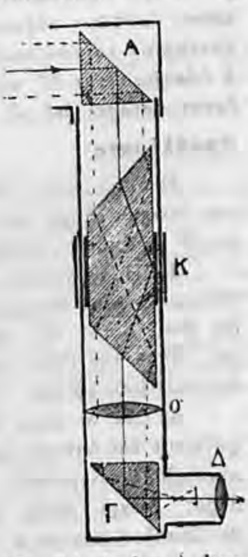
Σχ. 93.
Πρισματικὸν τηλεσκόπιον.

τέρου πρίσματος, ὑφίστανται ἀναστροφὴν τῆς ὁριζοντίας διατάξεώς των εἰς τὸ ἓν καὶ τῆς κατακορύφου των εἰς τὸ ἄλλο πρίσμα. Ἔτσι τὸ σχηματιζόμενον

(*) Ὡς πρίσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως χαρακτηρίζομεν ὀρθὸν τριγωνικὸν πρίσμα τοῦ ὁποίου ἡ κυρία τομὴ εἶναι ἰσοσκελές, ὀρθογώνιον τρίγωνον. Ἐὰν ἐπὶ μιᾶς τῶν καθέτων ἑδρῶν του προσπέσῃ καθέτως δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, αὕτη ὑφισταμένη ὁλικὴν ἀνάκλασιν ἐπὶ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας, ἐφόσον τὸ πρίσμα, ὅπως συνήθως, ἀποτελεῖται ἀπὸ ὕαλον καὶ συνορεύει πρὸς ἀέρα, ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἄλλης καθέτου ἕδρας (σχ. 91). Ἂν ἡ φωτεινὴ δέσμη προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας (σχ. 92) τοῦ πρίσματος, ὑφίσταται διαδοχικῶς δύο ὁλικὰς ἀνακλάσεις ἐπὶ τῶν δύο καθέτων ἑδρῶν καὶ ἐξέρχεται πάλιν ἐκ τῆς ὑποτεινούσης ἕδρας μὲ διεύθυνσιν παράλληλον πρὸς τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης· συγχρόνως ὅμως λαμβάνει χώραν καὶ ἀναστροφὴ τῆς διατάξεως τῶν ἀκτίνων ἐκείνων, ποὺ κεῖνται ἐπὶ ἑνὸς ***ἐπιπέδου καθέτου*** ἐπὶ τὴν ἀκμήν, κατὰ τὴν ὁποίαν τέμνονται αἱ δύο ὁλικῶς ἀνακλῶσαι κάθεται ἕδραι τοῦ πρίσματος).

πρὸ τοῦ προσοφθαλίου πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου εἶναι ὀρθὸν καὶ
ώς τοιοῦτο μᾶς δίδει ἐπίσης ὀρθὸν (ὡς πρὸς τὸ ἀντικείμενον) τὸ φανταστι-
κὸν καὶ μεγαλύτερον εἴδωλον εἰς ἀπόστασιν τῆς εὐκρινοῦς ὁράσεως. Εἰς τὸ
σχ. 93 παριστάνεται διὰ βελῶν ἡ διαδρομὴ τῶν ὀπτικῶν ἀκτίνων διὰ μέσου
ἑκάστου τῶν δύο σωλήνων τοῦ τηλεσκοπίου τούτου. Εἶναι ἀξιοσημείωτον,
ὅτι οἱ ἄξονες ἀντικειμενικοῦ καὶ προσοφθαλμίου εἰς τὰ πρισματικὰ τηλεσκό-
πια δὲν συμπίπτουν, ὅπως συμβαίνει εἰς τὰ ἄλλα εἴδη τηλεσκοπίων. Κατὰ
τὴν ἕνωσιν λοιπὸν δύο πρισματικῶν τηλεσκοπίων πρὸς σχηματισμὸν ὀργάνου
μὲ ἰδιαίτερον δι' ἕκαστον ὀφθαλμὸν προσοφθάλμιον οἱ ἀντικειμενικοὶ ἀπέ-
χουν ἀπ' ἀλλήλων περισσότερον τῶν προσοφθαλμίων. Τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλε-
σμα νὰ παρατηρῇ κάθε ὀφθαλμὸς ἄλλην ἄποψιν τοῦ εἰδώλου καὶ αὐτὸ αὐξά-
νει τὴν διάκρισιν τῆς πλαστικότητος τοῦ ἀντικειμένου εἰς μεγαλύτερον βάθος.
Ἐκτὸς τούτου ἡ θλάσις καὶ ἀναστροφὴ τῆς πορείας τῶν ὀπτικῶν ἀκτίνων
ἐπιτρέπει ὑπὸ μικρὸν μῆκος καὶ συνεπῶς εὔκολον χρῆσιν τοῦ ὀργάνου νὰ
ἔχῃ τοῦτο ἀντικειμενικὸν φακὸν μεγαλυτέρας ἑστιακῆς ἀποστάσεως ἀπὸ
ἐκείνην ποὺ μπορεῖ νὰ ἔχῃ ὑπὸ τὸ αὐτὸ μῆκος τοῦ σωλῆνος ὁ ἀντικειμενικὸς
φακὸς τῆς διόπτρας Γαλιλαίου. Τοῦτο σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (184) ἀπο-
τελεῖ πλεονέκτημα διὰ τὴν ἐπιδιωκομένην μεγέθυνσιν.

6. Ὄργανον μὲ πρίσματα ὁλικῆς ἀνακλάσεως εἶναι καὶ τὸ ***περισκόπιον***, τὸ ὁποῖον
χρησιμοποιεῖται εἰς τηλεβόλα ὡς καὶ εἰς ὑποβρύχια. Εἰς τοῦτο τὸ πρίσμα Α (σχ. 94)
συλλήψεως τῶν ἀκτίνων ποὺ προέρχονται ἐκ τοῦ ἀντικειμέ-
νου, ὡς καὶ τὸ πρισμα ἀναστροφῆς Κ εἶναι στρεπτὰ διὰ
κατόπτευσιν πρὸς διαφόρους διευθύνσεις. Μετὰ τὴν ἔξο-
δόν των ἀπὸ τὸ πρίσμα Κ αἱ ἀκτῖνες διέρχονται διὰ τοῦ
ἀντικειμενικοῦ φακοῦ Ο καὶ μετὰ τοῦτον ἀνακλῶνται ὁλι-
κῶς εἰς τὸ πρίσμα Γ καὶ συγκεντρώνονται, σχηματίζουσαι
πραγματικὸν εἴδωλον πρὸ τοῦ προφθαμίου φακοῦ Δ, διὰ
τοῦ ὁποίου παρατηρεῖται φανταστικόν, ὄρθιον καὶ μεγε-
θυσμένον εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου εἰς τὴν ἀπόστασιν τῆς
εὐκρινοῦς ὁράσεως. Τὰ περισκόπια τῶν ὑποβρυχίων λόγω
τοῦ πολὺ μακροῦ σωλῆνος των ἔχουν ἀντὶ πρίσματος ἀνα-
στροφῆς, φακοὺς ἀντιστρεπτικούς, ὅπως εἰς τὰ τηλεσκόπια
τῶν ἐπιγείων.



Σχ. 94. Διαδρομὴ ἀκτίνων εἰς περισκόπιον.

Σημείωσις. *Εἰς τὸ τηλεσκόπιον, ἀντιστρόφως*
πρὸς τὸ μικροσκόπιον, τὸ γραμμικὸν μέγεθος τοῦ εἰδώ-
λου εἶναι $M(=\beta/\alpha)$ φορὰς (ἂν β καὶ α παριστάνουν
ἀντιστοίχως τὰς ὀπτικὰς γωνίας εἰδώλου καὶ ἀντικειμέ-
νου) μικρότερον ἀπὸ τὰ γραμμικὸν μέγεθος τοῦ
ἀντικειμένου. Ἀντὶ τούτου ὅμως ἡ ἀπόστασις τοῦ εἰδώ-
λου εἶναι M^2 φορὰς μικροτέρα ἀπὸ τὴν ἀπόστασιν τοῦ
ἀντικειμένου. Ἔτσι ἡ ὀπτικὴ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν
βλέπομεν τὸ (φανταστικὸν) εἴδωλον εἶναι Μ φορὰς
μεγαλυτέρα ἐκείνης, ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν ἀπ' εὐθείας τὸ ἀντικείμε-
νον. Τοῦτο σημαίνει ὅτι αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ποὺ ἐκ τοῦ ἀντικειμένου φθάνουν
εἰς τὸν ὀφθαλμὸν διὰ μέσου τοῦ τηλεσκοπίου εἶναι, πολλαπλάσιαι ἐκείνων ποὺ
φθάνουν ἀπ' εὐθείας. Ἕνεκα τούτου αὐξάνεται διὰ τοῦ τηλεσκοπίου ἡ φωτει-
νότης τοῦ ἀντικειμένου.

Ὁ Ἥλιος ἀπέχει ἀπὸ παρατηρητὴν ἐπὶ τῆς Γῆς 1,5.10^8 km *καὶ ἔχει διάμετρον* 1,4.10^6 km· *ἐπομένως σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (180) φαίνεται εἰς τὸν γυμνὸν ὀφθαλμὸν ἐπιγείου παρατηρητοῦ ὑπὸ ὀπτικὴν γωνίαν* $\alpha=1{,}4.10^6/1{,}5.10^8$ *ἤτοι περίπου ἴσην μὲ* 0,5^0 *ἢ* 30΄. *Ἂν παρατηρηθῇ μὲ τηλεσκόπιον μεγεθύνσεως* $M=\beta/\alpha=10$, *τὸ εἴδωλόν του θὰ εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν* $1{,}5.10^8/10^2=1{,}5.10^6$ km *καὶ θὰ ἔχῃ διάμετρον ἴσην μὲ* $1{,}4.10^6/10=1{,}4.10^5$ km· *ἐπομένως θὰ φαίνεται ὑπὸ ὀπτικὴν γωνίαν* $\beta=1{,}4.10^5/1{,}5.10^6$, *ἤτοι περίπου ἴσην μὲ* 5^0. *Ἕνεκα τούτου ἡ παρατήρησις διὰ μέσου τηλεσκοπίου αὐξάνει τὴν ἱκανότητα διακρίσεως ἐπὶ μέρους σχηματισμῶν τοῦ Ἡλίου. Καθ' ὅμοιον τρόπον μᾶς ἐξυπηρετεῖ τὸ τηλεσκόπιον εἰς τὴν παρατήρησιν τῆς Σελήνης ἢ πλανητῶν καὶ ἀκόμη περισσότερον ἄλλων σωμάτων ποὺ κεῖνται ἐπὶ τῆς Γῆς εἰς μεγάλας ἀφ' ἡμῶν ἀποστάσεις.*

Προκειμένου ὅμως περὶ ἀπλανοῦς ἀστέρος ἡ ἀπόστασίς του ἀφ' ἡμῶν εἶναι τόσον πολὺ μεγάλη, ὥστε ἡ ὀπτικὴ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν τὸ φανταστικόν του εἴδωλον διὰ μέσου καὶ τῶν ἰσχυροτέρων ἀκόμη τηλεσκοπίων παραμένει πάντοτε μικροτέρα τοῦ 1΄. Τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα νὰ μὴ μπορῇ νὰ διακριθοῦν τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο δύο διάφορα σημεῖα τοῦ ἀπλανοῦς, διότι, ὅταν ἡ ὀπτικὴ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν δύο διάφορα σημεῖα εἶναι μικροτέρα τοῦ 1΄, τὰ εἴδωλα καὶ τῶν δύο τούτων σημείων ἐπὶ τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς σχηματίζονται εἰς τὸ αὐτὸ φωταίσθητον σωματίδιον (κωνίον ἢ ραβδίον) αὐτοῦ. Ὥστε προκειμένου περὶ ἀπλανοῦς καὶ μὲ τὰ ἰσχυρότερα τηλεσκόπια ποὺ διαθέτομεν δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ διακριθοῦν τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο διάφορα σημεῖα αὐτοῦ. Ὁ ἀπλανὴς φαίνεται καὶ εἰς τὸ τηλεσκόπιον ὡς ἓν σημεῖον. Ὡς τόσο μᾶς ἐξυπηρετοῦν τὰ τηλεσκόπια καὶ εἰς τὴν περίπτωσιν τῶν ἀπλανῶν ἀστέρων, διότι διὰ μέσου αὐτῶν αὐξάνεται ἡ φωτεινότης τῶν παρατηρουμένων εἰδώλων. Κατὰ συνέπειαν τούτου κατορθώνεται νὰ διακρίνωμεν τὰ εἴδωλα ἀστέρων, τῶν ὁποίων ἡ λάμψις εἶναι M^3 *φορὰς μικροτέρα ἀπὸ ἐκείνην, ποὺ πρέπει κατ' ἐλάχιστον νὰ ἔχουν ἀστέρες διὰ νὰ εἶναι ὁρατοὶ μὲ γυμνὸν ὀφθαλμόν.*

Προβλήματα

1) Ὑπὸ ποίαν ὀπτικὴν γωνίαν φ βλέπομεν ἀντικείμενον μήκους (καθέτου ἐπὶ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα τοῦ ὀφθαλμοῦ) μ=30 m, ἂν τοῦτο εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν α=18 m ἀπὸ τὸν ὀφθαλμόν; (Ἀπ. **εφ** (φ/2)=30/2.18, ὅθεν φ=79° 36΄ 40΄΄).

2) Ἡ φαινομένη διάμετρος τῆς σελήνης, **τ. ἔ.** ἡ ὀπτικὴ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν βλέπομεν μίαν διάμετρον τῆς σελήνης κάθετον πρὸς τὴν ἀπόστασιν, εὑρίσκεται ὅτι εἶναι δ=31΄ 3΄΄. Πόση εἶναι ἡ διάμετρος (2ρ) τῆς σελήνης, ἂν ἡ ἀπόστασίς της ἀπὸ τὴν Γῆν ἀνέρχεται εἰς α=384000 km; (Ἀπ. **εφ** (δ/2)=2ρ/2α, ὅθεν 2ρ=2.384000 **εφ** (15΄ 31,5΄΄)[km]).

3) Διὰ νὰ εἶναι ἓν ἀντικείμενον ὁρατὸν ἀπὸ κανονικὸν ὀφθαλμόν, πρέπει νὰ φαίνεται ὑπὸ ὀπτικὴν γωνίαν τοὐλάχιστον 41΄΄, ἂν τοῦτο φωτίζεται ἐπαρκῶς καὶ δὲν παρεμβάλλεται μεταξὺ τούτου καὶ τοῦ ὀφθαλμοῦ τίποτε ἄλλο ἐκτὸς ἀπὸ καθαρὸν ἀέρα. Μέχρι ποίας ἀποστάσεως διακρίνεται α) μελανὴ κηλὶς διαμέτρου 6 cm; β) Πάσσαλος πάχους 6 cm καὶ ὕψους 2 m; (Ἀπ. α) 30940 cm, β) Ὄχι μεγαλυτέραν ἐκείνης εἰς τὴν ὁποίαν διακρίνεται ἀκόμη τὸ πάχος, δηλ. τῆς ἀποστάσεως 309,4 m, διότι πέραν αὐτῆς ἐξαφανίζεται ὁ πάσσαλος).

4) Ὑπὸ ποίαν ὀπτικὴν γωνίαν φαίνεται μῆκος 1mm εἰς ἀπόστασιν 1m; (Ἀπ. 3.44΄)

5) Πῶς ἐξηγεῖται ὅτι ὁ ἥλιος (ἢ ἡ σελήνη) μᾶς φαίνεται μεγαλύτερος κατὰ τὴν ἀνατολήν του παρὰ κατὰ τὴν μεσουράνησιν, μολονότι ἡ φαινομένη διάμετρος εἶναι ἡ αὐτὴ καὶ εἰς τὰς δύο θέσεις; (Ἀπ. Ἡ ἀπόστασις ἑνὸς ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν παρατηρητὴν **φαίνεται** εἰς αὐτὸν τόσον μεγαλυτέρα, ὅσον περισσότεραι γνωσταὶ τοποθεσίαι παρεμβάλλονται μεταξὺ ἀντικειμένου καὶ παρατηρητοῦ. Ἔτσι ὁ ἥλιος (ἢ ἡ σελήνη) μᾶς φαίνεται ὅτι εὑρίσκεται εἰς μεγαλυτέραν ἀπόστασιν κατὰ τὴν ἀνατολὴν

παρὰ κατα τὴν μεσουράνησιν. Ἐπειδὴ ὅμως καὶ εἰς τὴν μίαν θέσιν καὶ εἰς τὴν ἄλλην ὁ ἥλιος φαίνεται ὑπὸ τὴν αὐτὴν ὀπτικὴν γωνίαν, ἔχομεν τὴν ἐντύπωσιν ὅτι οὗτος εἶναι μεγαλύτερος εἰς τὴν (φαινομενικῶς) μεγαλυτέραν ἀπόστασιν (ἀνατολὴ) παρὰ εἰς τὴν μικροτέραν (μεσουράνησις).

6) Κοιλόκυρτος φακὸς ποὺ χρησιμεύει γιὰ ματογυάλι ἔχει ἀκτῖνα καμπυλότητος τῆς κυρτῆς του ἐπιφανείας $\varrho_1=12$ cm καὶ τῆς κοίλης του $\varrho_2=18$ cm. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἔχει κατασκευασθῆ εἶναι $n=1{,}5$. Πόσων διοπτριῶν εἶναι τὸ ματογυάλι τοῦτο; (Ἀπ. $\Delta=1/f=(n-1)(1/\varrho_1-1/\varrho_2)=1^7/_{18}$ $[m^{-1}]$).

7) Αἱ ἀκτῖνες καμπυλότητος τοῦ φακοῦ ἑνὸς ἁπλοῦ μικροσκοπίου εἶναι $\varrho_1=4$ cm καὶ $\varrho_2=5$ cm. Ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὑάλου αὐτοῦ εἶναι $n=1{,}5$. Πόση εἶναι γραμμικὴ μεγέθυνσις M εἰς τὴν ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως $\alpha=32$ cm; (Ἀπ. $M=1+(\alpha/f)=1+[\alpha:\varrho_1\varrho_2/(n-1)(\varrho_1+\varrho_2)]=8^1/_5$)

8) Πόση εἶναι ἡ μεγέθυνσις M καὶ τὸ μῆκος l συνθέτου μικροσκοπίου ποὺ ἔχει ἀντικειμενικὸν φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f_1=5$ mm καὶ προσοφθάλμιον ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f_2=48$ mm, ἂν τὸ ἀντικείμενον τοποθετῆται εἰς ἀπόστασιν $\alpha=5{,}1$ mm πρὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ ἡ ἀπόστασις εἰς τὴν ὁποίαν βλέπει τὸ εἴδωλον ὁ παρατηρητὴς ἀνέρχεται εἰς $s=240$ mm; (Ἀπ. Ἡ μεγέθυνσις M τοῦ μικροσκοπίου εἶναι γινόμενον τῆς μεγεθύνσεως M_α τοῦ ἀντικειμενικοῦ ἐπὶ τὴν μεγέθυνσιν M_o τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ. Ἀλλὰ εἶναι: $M_\alpha=b/\alpha=[f_1\,.\,\alpha/(\alpha-f_1)/\alpha=$ $=f_1/(\alpha-f_1)$ καὶ $M_o=1+s/f_2=(s+f_2)/f_2$ ὅθεν $M=f_1(s+f_2)/f_2(\alpha-f_1)=300$. Τὸ μῆκος l εὑρίσκεται, ἂν εἰς τὴν ἀπόστασιν b ἀπὸ τὸν ἀντικειμενικὸν (ὅπου σχηματίζεται ὑπὸ τούτου τὸ πραγματικὸν εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου) προστεθῆ ἡ ἀπόστασις α′ ποὺ ἔχει τὸ εἴδωλον τοῦτο ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον, εἰς τὸν ὁποῖον παίζει ρόλον ἀντικειμένου, δίδοντος τὸ φανταστικὸν εἴδωλον εἰς ἀπόστασιν s. Ἔτσι εἶναι $b=\alpha f_1/(\alpha-f_1)$ καὶ $\alpha'=sf_2/(s+f_2)$ ὅθεν $l=b+\alpha'=\alpha f_1/(\alpha-f_1)+s\,.\,f_2/(s+f_2)=295$).

9) Μια ἀστρονομικὴ διόπτρα (Kepler) ἔχει ἀντικειμενικὸν φακὸν ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f_\alpha=39$ cm καὶ προσοφθάλμιον ἑστιακῆς ἀποστάσεως $f_o=1{,}3$ cm. Πόσον εἶναι τὸ μῆκος l καὶ ἡ μεγέθυνσις M τοῦ τηλεσκοπίου τούτου; (Ἀπ. $l=f_\alpha+f_o=$ $=40{,}3$ cm, $M=f_\alpha/f_o=30$.

10) Πόσον εἶναι τὸ ἄνοιγμα (φαινομένη διάμετρος) τοῦ ὀπτικοῦ πεδίου τοῦ ὡς ἄνω τηλεσκοπίου; (Ἀπ. Ἂν εἶναι φ ἡ ὀπτικὴ γωνία, ὑπὸ τὴν ὁποίαν φαίνεται τὸ ζητούμενον ἄνοιγμα, τ. ἔ. ἡ διάμετρος δ τοῦ ἀντικειμενικοῦ ἀπὸ τὸν προσοφθάλμιον φακόν, θα εἶναι: εφ $(\varphi/2)=(\delta/2):(f_\alpha+f_o)$. Λαμβάνοντες τὸ ἄνοιγμα δ ἴσον μὲ $f_o/2$, θὰ ἔχωμεν εφ $(\varphi/2)=(f_o/4):(f_\alpha+f_o)$, ὅθεν $\varphi/2=27{,}7'$ καὶ $\varphi=55{,}4'$).

11) Πόσον εἶναι τὸ μῆκος l καὶ ἡ μεγέθυνσις M διόπτρας τοῦ Γαλιλαίου ποὺ ἔχει ἀντικειμενικὸν φακὸν μὲ ἑστιακὴν ἀπόστασιν $f_\alpha=13$ cm καὶ προσοφθάλμιον μὲ ἀπόστασιν τῆς φανταστικῆς του ἑστίας $f_o=2{,}6$cm; (Ἀπ. $l=f_\alpha-f_o=10{,}4$[cm] καὶ $M=f_\alpha/f_o=5$)

12) Εἰς τὴν ἁπλουστέραν μορφὴν τοῦ ἀστρονομικοῦ τηλεσκοπίου (σχ. 88) νὰ χαραχθῇ ἡ γεωμετρικὴ κατασκευὴ τοῦ εἰδώλου διὰ χρησιμοποιήσεως τῆς πορείας ἀκτίνων, ἀφ' ἑνὸς παραλλήλων πρὸς τὸν κοινὸν ἄξονα τῶν φακῶν του καὶ ἀφ' ἑτέρου τοιούτων ποὺ διέρχονται διὰ τῶν ἑστιῶν. Παριστῶντες μὲ A τὸ γραμμικὸν μέγεθος τοῦ ἀντικειμένου, B τὸ τοῦ παρατηρουμένου εἰδώλου καὶ B′ τὸ τοῦ εἰδώλου ποὺ σχηματίζεται ὑπὸ τοῦ ἀντικειμενικοῦ, μὲ b καὶ α τὰς ἀποστάσεις εἰδώλου καὶ ἀντικειμένου ἀπὸ τὸν παρατηροῦντα ὀφθαλμόν, μὲ F_1, F'_1 καὶ F_2, F'_2 τας θέσεις τῶν ἑστιῶν ἔμπροσθεν καὶ ὄπισθεν τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ τοῦ προσοφθαλμίου καὶ μὲ f_1, f' καὶ f_2, f'_2 τὰς ἀντιστοίχους ἑστιακὰς ἀποστάσεις, μὲ x τὴν ἀπόστασιν τοῦ ἀντικειμένου ἀπὸ τὴν ἔμπροσθεν ἑστίαν τοῦ ἀντικειμενικοῦ καὶ μὲ y′ τὴν τοῦ εἰδώλου ἀπὸ τὴν ὄπισθεν ἑστίαν τοῦ προσοφθαλμίου καὶ τέλος μὲ α καὶ β τὰς γωνίας ὑπὸ τὰς ὁποίας βλέπει ὁ παρατηρητής, ἀφ' ἑνὸς τὸ ἀντικείμενον καὶ ἀφ' ἑτέρου τὸ εἴδωλόν του ἀπὸ τῆς θέσεως τοῦ προσοφθαλμίου, ἀπὸ τὰ σχηματιζόμενα μὲ τὴν κατασκευὴν αὐτὴν ὅμοια τρίγωνα, ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι αἱ ἑστίαι F'_1 καὶ F_2 σχεδὸν συμπίπτουν καὶ ὅτι μπορεῖ νὰ ληφθῇ ἡ ἀπόστασις x ὡς ἴση μὲ τὴν α καὶ ἡ y′ ὡς ἴση μὲ b, θὰ ἔχωμεν:

$B'/A=f_1/x$, $B'/B=f_2/y'$ ὅθεν $Bx/Ay'=f_1/f_2$

$B/A=f_2/f_1$ καὶ

ἑπομένως: εφ β/εφ α $=B:b/A:\alpha=B\alpha/Ab=Bx/Ay'=f_1/f_2$.

Τί προκύπτει ἐκ τῆς συγκρίσεως τῆς τιμῆς ποὺ λαμβάνομεν διὰ τὴν μεγέθυνσιν εφ β/εφ α μὲ τὴν τιμὴν τῆς κλίμακος ἀπεικονίσεως (γραμμικῆς μεγεθύνσεως) B/A εἰς τὸ τηλεσκόπιον; (Ἀπ. Ἡ τιμὴ τῆς εφ β/εφ α εἶναι ἀντίστροφος τῆς B/A, ἤτοι εἰς τὸ τηλεσκόπιον τὸ εἴδωλον εἶναι μικρότερον τοῦ ἀντικειμένου κατ' ἀντίθεσιν πρὸς ὅ,τι γίνεται εἰς τὸ μικροσκόπιον).

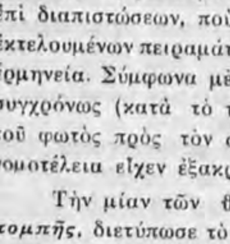
II. ΦΥΣΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ

Α΄. ΤΟ ΦΩΣ ΩΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ ΚΥΜΑΝΣΕΩΣ

§ 42 ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

α) Θεωρίαι περὶ τοῦ φωτός. Εἰς τὴν προηγηθεῖσαν διαπραγμάτευσιν ἠσχολήθημεν μὲ τὴν πορείαν τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων, χωρὶς νὰ ἐξετάσωμεν τὸ ἐρώτημα περὶ τῆς φύσεως τοῦ φωτός. Τὸ ἐρώτημα τοῦτο ἀνέκυψεν ἰδίως ἀπὸ τῆς ἐποχῆς τοῦ Γαλιλαίου, ἀπὸ τότε δηλαδὴ ποὺ ἐχαράχθησαν νέαι γραμμαὶ τῆς φυσικῆς ἐρεύνης, σύμφωνα μὲ τὰς ὁποίας τὸ οἰκοδόμημα τῆς Φυσικῆς ἔπρεπε νὰ βασίζεται ἐπὶ διαπιστώσεων, ποὺ ἀπεκτῶντο διὰ σκοπίμων καὶ κατὰ προδιαγεγραμμένον σχέδιον ἐκτελουμένων πειραμάτων, διὰ τὰ ἐξαγόμενα τῶν ὁποίων ἔπρεπε νὰ παρέχεται βάσιμος ἑρμηνεία. Σύμφωνα μὲ τὴν τάσιν αὐτὴν τῆς φυσικῆς ἐρεύνης διετυπώθησαν σχεδὸν συγχρόνως (κατὰ τὸ τέλος τοῦ 17ου καὶ τὴν ἀρχὴν τοῦ 18ου αἰῶνος) δύο θεωρίαι τοῦ φωτὸς πρὸς τὸν σκοπὸν νὰ ἑρμηνεύσουν τὰ ὀπτικὰ φαινόμενα, τῶν ὁποίων ἡ νομοτέλεια εἶχεν ἐξακριβωθῆ πειραματικῶς.

Τὴν μίαν τῶν θεωριῶν τούτων, ποὺ τὴν χαρακτηρίζομεν ὡς ***θεωρίαν τῆς ἐκπομπῆς***, διετύπωσε τὸ 1704 ὁ Νεύτων. Κατ' αὐτὴν τὸ φῶς ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ φωτεινὴν πηγήν, θεωρεῖται ὡς κάποιο ἰδιάζον συστατικὸν ὕλης, τὸ ὁποῖον ὑπὸ μορφὴν πάρα πολὺ μικρῶν σωματιδίων ἐκφεύγει ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν εἰς τὸν γύρω χῶρον καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ὅταν τὰ σωματίδια αὐτὰ προσπίπτουν ἐπὶ ἀνακλαστικῶν ἐπιφανειῶν, συμπεριφέρονται ὡς ἐλαστικὰ σφαιρίδια καὶ ἀκολουθοῦν τοὺς νόμους κρούσεως τοιούτων ἐπὶ ἀνενδότων ἐπιφανειῶν (§ 15, γ). Ἔτσι ἑρμηνεύεται ἀβιάστως τὸ φαινόμενον τῆς ἀνακλάσεως τοῦ φωτὸς καὶ συνάγονται οἱ νόμοι αὐτοῦ, ποὺ διαπιστώνει τὸ πείραμα. Διὰ τὴν ἑρμηνείαν τοῦ φαινομένου τῆς διαθλάσεως ἡ θεωρία τῆς ἐκπομπῆς δέχεται ὅτι τὰ σωματίδια τοῦ φωτός, ὅταν εἰσδύουν εἰς τὸ διαφανὲς σῶμα ὑφίστανται ἕλξιν ὑπὸ τῆς ὕλης αὐτοῦ, ἡ ὁποία ἔχει τόσον μεγαλυτέραν ἔντασιν ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ πυκνότης τοῦ σώματος. Ἔτσι ἂν θεωρηθῇ φωτεινὸν σωματίδιον, τὸ ὁποῖον προχωρεῖ πλαγίως μὲ ταχύτητα v (σχ. 95) πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν διαφανοῦς σώματος μεγαλυτέρας πυκνότητος, μποροῦμε νὰ ἀναλύσωμεν τὴν ταχύτητά του v εἰς τὰς συνιστώσας v_1 κάθετον πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν καὶ v_2 παράλληλον πρὸς αὐτήν. Ὅταν τὸ σωματίδιον φθάνῃ εἰς τὴν ἐπιφάνειαν, ἡ παράλληλος πρὸς αὐτὴν συνιστῶσα τῆς ταχύτητος μένει ἀμετάβλητος v_2, ἐνῷ ἡ κάθετος ἐπ' αὐτὴν αὐξάνεται εἰς v'_1 λόγῳ τῆς μεγαλυτέρας ἕλξεως. Κατὰ συνέπειαν τούτου ἡ συνισταμένη ταχύτης v' ἔχει τώρα διεύθυνσιν πλησιάζουσαν πρὸς τὴν κάθετον, ὅπως ἀπαιτεῖ ὁ νόμος τῆς διαθλάσεως. Σύμφωνα μὲ τὴν ἐκδοχὴν αὐτὴν πρέπει ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς νὰ εἶναι ***μεγαλυτέρα*** εἰς τὸ πυκνότερον ὀπτικὸν μέσον παρὰ εἰς τὸ ἀραιότερον.



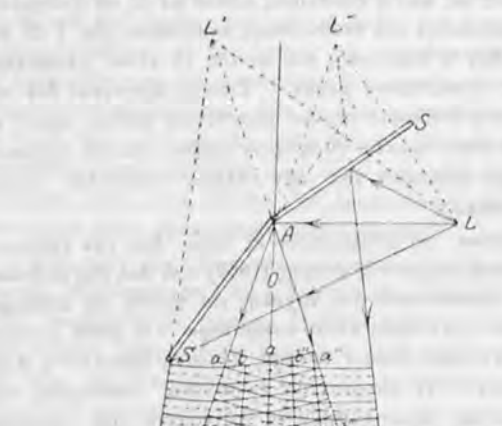
Σχ. 95

Τὴν ἀνάλυσιν συνθέτου φωτός, ὡς εἶναι τὸ λευκόν, εἰς χρώματα ἐξήγησεν ὁ Νεύτων μὲ τὴν παραδοχὴν ὅτι εἰς τὸ σύνθετον φῶς περιέχονται σωματίδια, διαφέροντα μεταξύ των ὡς πρὸς τὴν ἑλκτικὴν δύναμιν ποὺ ἀσκεῖται ἐπ' αὐτῶν ὑπὸ τοῦ διαθλαστικοῦ μέσου καὶ ὡς ἐκ τούτου μεταβάλλοντα τὴν διεύθυνσιν τῆς πορείας των εἰς τὸ διαθλαστικὸν μέσον κατὰ διάφορον βαθμόν.

Ἡ ἄλλη θεωρία τοῦ φωτός, ποὺ τὴν χαρακτηρίζομεν ὡς ***θεωρίαν τῶν κυμάνσεων***, διετυπώθη τὸ 1690 ἀπὸ τὸν Huygens. Κατ' αὐτὴν τὸ φῶς εἶναι ἀποτέλεσμα κυμάνσεων τοῦ ***αἰθέρος***, τ. ἔ. ἑνὸς ὑποθετικοῦ μέσου ἀβαροῦς καὶ τελείως ἐλαστικοῦ, τὸ ὁποῖον γεμίζει κάθε χῶρον, ἀκόμη καὶ τὸν μεταξὺ τῶν ἐλαχίστων σωματιδίων, ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελοῦνται τὰ σώματα. Ἡ κυματικὴ αὕτη κίνησις διαδίδεται ἐντὸς ἰσοτρόπου ὁμοιογενοῦς μέσου ὁμοιομόρφως καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἔτσι φθάνει διαδοχικῶς ἐπὶ ὁμοκέντρων σφαιρικῶν ἐπιφανειῶν, ἑκάστη τῶν ὁποίων περιβάλλει τὰς προηγουμένας της. Μὲ τὴν ἐκδοχὴν αὐτὴν γίνεται κατανοητὴ ἡ διάδοσις τοῦ φωτὸς πρὸς ὅλας τὰς γύρω τῆς φωτεινῆς πηγῆς διευθύνσεις καὶ λόγω τοῦ πολὺ μικροῦ μήκους κύματος τῶν φωτεινῶν κυμάτων προκύπτει ἡ αἰσθητῶς (πρβλ. § 43) κατ' εὐθυγράμμους φωτεινὰς ἀκτῖνας πορεία του. Ἐπὶ πλέον ἐξηγεῖται μὲ τὴν ἐκδοχὴν αὐτὴν ἡ ἀνάκλασις τοῦ φωτὸς ὡς καὶ ἡ διάθλασις αὐτοῦ μὲ τὸ νὰ ἀνάγωνται τὰ φαινόμενα ταῦτα εἰς τοιαῦτα ἀνακλάσεως καὶ διαθλάσεως κυμάνσεως (βλ. § 23, ε). Σύμφωνα μὲ τὴν ἐξήγησιν αὐτὴν πρέπει ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς νὰ εἶναι ***μικροτέρα*** εἰς τὸ διαθλαστικώτερον (ὀπτικῶς πυκνότερον) μέσον. Ἐπίσης ἐξηγεῖται διὰ τῆς θεωρίας τῶν κυμάνσεων καὶ ἡ χρωματικὴ ἀνάλυσις λευκοῦ (συνθέτου) φωτός, ἀρκεῖ νὰ θεωρήσωμεν τὸ λευκὸν φῶς σύνθετον ἀπὸ κύματα διαφόρων μηκῶν καὶ νὰ λάβωμεν ὑπ' ὄψιν ὅτι κάθε μῆκος κύματος ἔχει διάφορον τῆς τῶν ἄλλων ταχύτητα διαδόσεως ἐντὸς τῶν διαφόρων ὑλικῶν μέσων.

Αἱ δύο ὡς ἄνω θεωρίαι μπορούσαν νὰ ἐπαρκέσουν ἐξ ἴσου διὰ τὴν ἐξήγησιν τῶν φαινομένων τῆς Ἀκτινικῆς Ὀπτικῆς μέχρι τῆς ἐποχῆς (1862) ποὺ διὰ τῆς μεθόδου Foucault (σελ. 103) κατωρθώθη νὰ προσδιορισθῇ ἡ ταχύτης τοῦ φωτὸς εἰς διάφορα ὀπτικὰ μέσα καὶ νὰ διαπιστωθῇ ἔτσι ὅτι αὕτη εἶναι ***μικροτέρα*** εἰς μέσα μεγαλυτέρας ὀπτικῆς πυκνότητος. Μετὰ τὴν διαπίστωσιν ταύτην κατέστη ἔκδηλος ἡ ***ἐπικράτησις*** τῆς θεωρίας τῶν κυμάνσεων. Ἡ πληρεστέρα ἐν τούτοις κατίσχυσις τῆς θεωρίας ταύτης ἐπῆλθε, προκειμένου νὰ ἑρμηνευθοῦν τὰ φαινόμενα ποὺ πραγματευόμεθα εἰς τὰς ἑπομένας σελίδας. Τὰ φαινόμενα ταῦτα, ἀποτελοῦντα τὸ οὐσιῶδες περιεχόμενον τῆς Φυσικῆς Ὀπτικῆς, εἶναι τὰ φαινόμενα ***συμβολῆς, παραθλάσεως*** καὶ ***πολώσεως*** τοῦ φωτός. Διὰ τὴν ἐξήγησιν τούτων ἡ θεωρία τῆς ἐκπομπῆς εὑρίσκεται ἐν ἀδυναμίᾳ, ἐνῷ ἡ τῶν κυμάνσεων ἐπαρκεῖ πλήρως. Κατὰ τὴν περίοδον ὡς τόσο τοῦ πρώτου ἡμίσεως τοῦ αἰῶνός μας διεπιστώθησαν φαινόμενα, ποὺ δὲν μπορεῖ νὰ ἐξηγηθοῦν μὲ τὴν ἐκδοχὴν τῶν κυμάτων καὶ ἐπαναφέρουν εἰς ἰσχὺν (ἔστω καὶ τροποποιημένην) τὴν ἐκδοχὴν σωματιδιακῆς ὑφῆς τοῦ φωτός. Ἔτσι γίνεται τώρα προσπάθεια συγκερασμοῦ τῶν δύο ὡς ἄνω θεωριῶν. Προϊὸν τῆς προσπαθείας αὐτῆς εἶναι τὰ σωματίδια φωτός, ***τὰ φωτόνια***, εἰς τὰ ὁποῖα θεωροῦμεν συγκεντρωμένα ξεχωριστὰ ἀθροίσματα κυμάτων, ***τῶν κυματοσυρμῶν***.

β) Πειραματικὴ διαπίστωσις τῆς συμβολῆς φωτὸς κατὰ Fresnel. Εἴδαμε εἰς τὴν § 24 ὅτι ἡ συμβολὴ κυμάτων εἶναι χαρακτηριστικὸν γνώρισμα τούτων. Ἂν λοιπὸν καὶ τὸ φῶς εἶναι ἀποτέλεσμα κυματικῆς κινήσεως, πρέπει νὰ παρατηρηθοῦν καὶ εἰς αὐτὸ φαινόμενα συμβολῆς. Ἔτσι κατ' ἀναλογίαν τῆς παρατηρήσεως ὅτι δι' ἐπιπροσθήκης δύο κυμάτων μπορεῖ ὑπὸ ὡρισμένους ὅρους νὰ ἀναιρῆται τελείως ἡ κύμανσις (§ 24, β, 2), πρέπει νὰ ὑπάρχη καὶ περίπτωσις κατὰ τὴν ὁποίαν φῶς προστιθέμενον εἰς φῶς παράγει σκότος. Διὰ νὰ λάβη ὅμως χώραν συμβολὴ φωτὸς πρέπει τὰ δύο φωτεινὰ κύματα, ποὺ πρόκειται νὰ συμβάλουν εἰς μίαν ὡρισμένην θέσιν, νὰ εἶναι μεταξύ των ***σύμφωνα***, δηλαδὴ νὰ ἔχουν τὴν αὐτὴν συχνότητα καὶ τὰ αὐτὰ πλάτη, ὅπως συμβαίνει εἰς τὰ κύματα ποὺ κατὰ τὸν αὐτὸν χρόνον ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ αὐτὸ σημεῖον μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς. Τὰ κύματα ὅμως ποὺ ἀκτινοβολοῦνται ἀπὸ ἓν σημεῖον μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς δὲν ἀκολουθοῦν τὸ ἓν μετὰ τὸ ἄλλο εἰς μίαν συνεχῆ σειράν, ἀλλὰ διαδίδονται κατὰ μῆκος τῶν καθ' ἕκαστα ἀκτίνων ὑπὸ μορφὴν ἀλληλεπαλλήλων ὁμάδων κυμάτων, τῶν ***κυματοσυρμῶν***, μεταξὺ τῶν ὁποίων μεσολαβοῦν παύσεις. Κάθε κυματοσυρμὸς ποὺ κατά τινα χρονικὴν στιγμὴν ἐκπέμπεται ἀπὸ ἓν σημεῖον φωτεινῆς πηγῆς κατὰ διαφόρους διευθύνσεις (τὰς ἀκτῖνας φωτός), ἔχει ὡρισμένον μῆκος. Μποροῦμε μεταβάλλοντες τὰς διευθύνσεις (π. χ. δι' ἀνακλάσεως) δύο «συμφώνων» κυματοσυρμῶν νὰ ἐπιφέρωμεν τὴν δίοδον αὐτῶν ἀπὸ μίαν καὶ τὴν αὐτὴν θέσιν. Εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν θὰ λάβη χώραν συμβολὴ τῶν δύο κυματοσυρμῶν (φωτὸς) τότε μόνον, ἂν τὸ μῆκος κυματοσυρμοῦ εἶναι μεγαλύτερον ἀπὸ τὴν διαφορὰν τῶν δύο δρόμων ποὺ διανύουν οἱ δύο κυματοσυρμοὶ μέχρι τῆς θεωρουμένης θέσεως. Ἂν ὅμως ἡ διαφορὰ τῶν δρόμων τῶν δύο συμφώνων κυματοσυρμῶν εἶναι μεγαλυτέρα ἀπὸ τὸ μῆκος κυματοσυρμοῦ, τότε δὲν μπορεῖ νὰ γίνη συμβολὴ αὐτῶν, διότι μέχρις ὅτου φθάσει ὁ δεύτερος κυματοσυρμὸς εἰς τὴν θεωρουμένην θέσιν, ὁ δεύτερος θὰ τὴν ἔχη προσπεράσει.

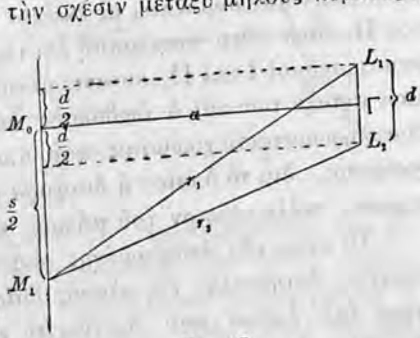


Σχ. 96.

Πρὸς πραγματοποίησιν φωτεινῶν κυμάτων ἐπιδεκτικῶν συμβολῆς ὁ Fresnel ἔλαβε τὰς φωτεινὰς ἀκτῖνας, ποὺ προέρχονται ἐξ ἀνακλάσεως ἐπὶ δύο μελανῶν κατόπτρων SA καὶ AS' (σχ. 96), τὰ ὁποῖα συγκλίνουν πρὸς ἄλληλα ὑπὸ γωνίαν ὀλίγον μικροτέραν τῶν 180°. Πρὸ τῶν κατόπτρων τούτων ἔφερε φωτεινὴν σχισμὴν L. Ἔτσι τὰ φωτεινὰ κύματα ποὺ προέρχονται ἀπὸ τὸ ἴδιο σημεῖον τῆς φωτεινῆς πηγῆς L, ὅταν ἀνακλασθοῦν εἰς τὰ δύο κάτοπτρα παρέχουν δύο κυματοσυρμοὺς ποὺ φαίνονται νὰ προέρχωνται ἀπὸ τὰ φανταστικὰ εἴδωλα L' καὶ L'' τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Οἱ δύο αὐτοὶ κυματοσυρμοὶ εἶναι ἐπιδεκτικοὶ συμβολῆς. Ἂν τοποθετηθῆ εἰς κάποιαν ἀπόστασιν ἀπὸ τὰ κάτοπτρα παραπέτασμα MN, παρατηροῦνται ἐπ' αὐτοῦ ραβδώσεις 0-0, 1-1, 2-2, 3-3... αἱ ὁποῖαι εἶναι ἐναλλὰξ φωτειναὶ καὶ σκοτειναί, ὅταν τὸ φῶς τῆς πηγῆς εἶναι ἁπλοῦν, ἢ ἔχουν ἐναλλασσόμενα χρώματα, ὅταν τὸ φῶς τῆς πηγῆς L εἶναι σύνθετον (λευκόν). Εἰς τὴν θέσιν δηλαδὴ τοῦ παραπετάσματος 0-0, ἡ ὁποία ἀπέχει ἐξ ἴσου ἀπὸ τὰ εἴδωλα L′ καὶ L″, οἱ δύο κυματοσυρμοὶ (ποὺ εἶναι ὡς νὰ προέρχωνται ἀπὸ τὰ εἴδωλα αὐτὰ) φθάνουν μὲ τὴν αὐτὴν φάσιν, ἀφοῦ οἱ δρόμοι ποὺ διανύουν εἶναι ἴσοι μεταξύ των. Ἐπομένως εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν τὰ πλάτη τῶν κυμάτων ποὺ συμβάλλουν προστίθενται καὶ ὡς ἐκ τούτου θὰ παρατηρηθῇ φωτεινὴ ῥάβδωσις. Εἰς τὰς ἑκατέρωθεν τῆς φωτεινῆς ῥαβδώσεως 0-0 θέσεις 1-1 οἱ δύο κυματοσυρμοὶ φθάνουν, ἀφοῦ διανύσουν δρόμους (μῆκος ἀκτίνων διαδόσεως), ποὺ διαφέρουν ὁ εἷς ἀπὸ τὸν ἄλλον κατὰ ἥμισυ μῆκος κύματος· εἰς τὰς θέσεις λοιπὸν αὐτὰς συναντῶνται τὰ κύματα μὲ διαφορὰν φάσεως 180°· (εἰς τὸ σχῆμα παριστάνονται τὰ ἐπάλληλα κύματα μὲ γραμμὰς τόξων πλήρεις καὶ διακεκομμένας, ὅπου αἱ διακεκομμέναι γραμμαὶ ἀντιστοιχοῦν εἰς φάσεις, ποὺ εἶναι κατὰ 180° διάφοροι τῶν γειτονικῶν των πλήρων). Διὰ τοῦτο εἰς τὰς θέσεις αὐτὰς συναντῶνται κυματόβουνα τοῦ ἑνὸς συρμοῦ μὲ κυματοκοιλάδας τοῦ ἄλλου, ἤτοι ἀναιρεῖται ἡ κύμανσις καὶ συνεπῶς θὰ ἔχωμεν σκοτεινὰς ῥαβδώσεις. Ἀκόμη πλαγιώτερον εἰς τὰς θέσεις 2-2 οἱ κυματοσυρμοὶ συναντῶνται, ἀφοῦ διανύσουν δρόμους ποὺ διαφέρουν ἀλλήλων κατὰ δύο ἡμίση κύματα· ἐπομένως φθάνουν μὲ τὴν αὐτὴν πάλιν φάσιν καὶ διὰ τοῦτο θὰ ἔχωμεν φωτεινὰς ῥαβδώσεις. Εἰς τὰς 3-3 θὰ ἔχωμεν πάλιν σκοτεινὰς ῥαβδώσεις, διότι οἱ δύο κυματοσυρμοὶ φθάνουν ἐκεῖ μὲ διαφορὰν πορείας ἴσην πρὸς $3\lambda/2$ κ.ο.κ. Ὥστε, ἂν τὸ φῶς τῆς L εἶναι μονόχρουν, ἐμφανίζονται ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος MN:

φωτειναὶ ῥαβδώσεις εἰς θέσεις ποὺ αἱ ἀποστάσεις των ἀπὸ τὰ L_1 καὶ L_2 διαφέρουν κατὰ $2n.\lambda/2$.
σκοτειναὶ » » » » » » » » » » » κατὰ $(2n+1)\lambda/2$.
(ἂν λ παριστάνῃ τὸ μῆκος κύματος καὶ ὁ n ἔχει μίαν ἀπὸ τὰς ἀκεραίας τιμὰς 0,1,2,3...).

Προκειμένου τώρα νὰ καθορίσωμεν τὴν σχέσιν μεταξὺ μήκους κύματος λ τοῦ χρησιμοποιουμένου μονοχρώμου φωτὸς καὶ τῶν ἀποστάσεων ποὺ μεσολαβοῦν μεταξὺ τῶν διαδοχικῶν ῥαβδώσεων, παριστάνομεν μὲ $s/2 = M_0M_1$ (σχ. 97) τὸ ἥμισυ τῆς ἀποστάσεως μεταξὺ δύο διαδοχικῶν θέσεων σκοτεινῶν ῥαβδώσεων, μὲ $r_1 = L_1M_1$ καὶ $r_2 = L_2M_1$ τὰς ἀποστάσεις τῆς θέσεως M_1 τῆς σκοτεινῆς ῥαβδώσεως ἀπὸ τὰ L_1 καὶ L_2, μὲ $d = L_1L_2$ τὴν ἀπόστασιν μεταξὺ τῶν εἰδώλων τῆς φωτεινῆς πηγῆς καὶ μὲ $\alpha = \Gamma M_0$ τὴν ἀπόστασιν τοῦ παραπετάσματος ἀπὸ τὸ μέσον τῆς $L_1 L_2$.



Σχ. 97.

Ὅπως φαίνεται ἐκ τοῦ σχήματος 97 θὰ εἶναι: $r_1^2 = \alpha^2 + (s/2 + d/2)^2$ καὶ $r_2^2 = \alpha^2 + (s/2 - d/2)^2$ ὅθεν $r_1^2 - r_2^2 = (s/2 + d/2)^2 - (s/2 - d/2)^2$

ἢ $(r_1+r_2)(r_1-r_2)=sd$. Ἂν τὸ M_1 κεῖται ἐπὶ τῆς πρώτης παραπλεύρως τοῦ M_0 σκοτεινῆς ῥαβδώσεως, θὰ εἶναι $r_1-r_2=\lambda/2$, ἐνῶ τὸ ἄθροισμα r_1+r_2 μπορεῖ χωρὶς αἰσθητὸν λάθος νὰ τεθῇ ἴσον μὲ $2a$. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν προκύπτει: $2a.\lambda/2=s.d$ καὶ $\lambda=s.d/a$ (185)

Τὰ μεγέθη s, d καὶ a τῆς σχέσεως (185) μποροῦν νὰ μετρηθοῦν καὶ ἑπομένως μπορεῖ νὰ ὑπολογισθῇ τὸ μῆκος κύμακος λ τοῦ χρησιμοποιηθέντος φωτός. Ἔτσι εὑρίσκεται ὅτι διὰ φῶς ποὺ ἔχει τὸ ἁπλοῦν χρῶμα

τῆς γραμμῆς Fraunhofer :	B	D	E	F	G	H	(βλ. σελ. 115)
τὸ μῆκος κύματος εἶναι :	0,678	0,589	0,527	0.486	0,431	0,397	μικρὰ (μ)

Ἐκ τῶν τιμῶν τούτων τοῦ μήκους κύματος λ εὑρίσκομεν σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (81) $c=\lambda.\nu$ (§23, β) τὴν συχνότητα ν τῆς κυμάνσεως, ἀφοῦ γνωρίζομεν τὴν ταχύτητα c ($=3.10^{10}$ cm/sec) μεταδόσεως τοῦ φωτός. Ἔτσι εὑρίσκεται διὰ φῶς χρώματος :

	ἐρυθροῦ,	κιτρίνου,	ἰώδους	
συχνότης περίπου	400.10^6	600.10^6	800.10^6	παλμῶν κατὰ sec.

γ) Χρώματα λεπτῶν φύλλων. Ὅταν φωτίζωνται μὲ λευκὸν φῶς λεπτόταται ὑάλιναι πλάκες ἢ πομφόλυγες σάπωνος ἢ λεπτότατα στρώματα ἐλαίου ἐπὶ ὕδατος, παρατηροῦμεν ζωηροὺς χρωματισμούς. Διὰ νὰ παρατηρηθῇ τὸ φαινόμενον πρέπει τὸ πάχος τῶν πλακιδίων ἢ ὑμένων νὰ εἶναι πάρα πολὺ μικρόν, ἄλλως εἶναι ταῦτα ἄχροα.

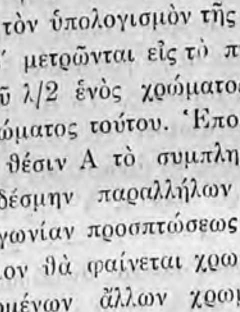
Ἐξήγησιν τοῦ φαινομένου τούτου μᾶς δίδει ἡ συμβολὴ φωτός, ποὺ γίνεται μεταξὺ τῶν δύο κυματικῶν συρμῶν, ποὺ προέρχονται ἐξ ἀνακλάσεως τοῦ προσπίπτοντος λευκοῦ φωτός, ἀφ' ἑνὸς μὲν ἐπὶ τῆς ἀνωτέρας, ἀφ' ἑτέρου δὲ ἐπὶ τῆς κατωτέρας ἐπιφανείας τοῦ πλακιδίου ἢ ὑμένος. Πράγματι ἐκ δύο θεωρουμένων κυματοσυρμῶν τῶν ἀκτίνων I καὶ II (σχ. 98) ποὺ προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ πλακιδίου, ὁ μὲν τῆς ἀκτῖνος I εἰσδύει (ἐν μέρει) εἰς τὸ πλακίδιον καὶ μετὰ διαδρομὴν y' ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς κατωτέρας ἐπιφανείας του, ἐκτελεῖ τὴν διαδρομὴν z καὶ ἐξέρχεται ἐκ τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας μὲ διεύθυνσιν ποὺ συμπίπτει μὲ ἐκείνην ποὺ λαμβάνει ὁ κυματοσυρμὸς τῆς ἀκτῖνος II, ὅταν αὕτη ἀνακλασθῇ ἐπὶ τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας του. Ἔτσι οἱ δύο κυματοσυρμοὶ I καὶ II, συναντώμενοι εἰς τὴν θέσιν A τοῦ πλακιδίου, συμβάλλουν μεταξύ των καὶ ὁ ὀφθαλμὸς ποὺ τοὺς δέχεται ἔχει τὴν ἐντύπωσιν τοῦ συμπληρωματικοῦ χρώματος, ποὺ ἀπομένει μετὰ τὴν ἀπόσβεσιν ἐκείνου τοῦ χρώματος, διὰ τὸ ὁποῖον ἡ διαφορὰ τῶν διανυθέντων ὀπτικῶν δρόμων εἶναι περιττὸν πολλαπλάσιον τοῦ μήκους κύματος τοῦ χρώματος τούτου.

Τὸ κῦμα τῆς ἀνακλωμένης ἀκτῖνος II διανύει διὰ νὰ φθάσῃ μέχρι τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας τῆς πλακὸς διάστημα, τὸ ὁποῖον εἶναι κατὰ x μεγαλύτερον ἀπὸ ἐκεῖνο ποὺ διανύει τὸ κῦμα τῆς I μέχρι τῆς αὐτῆς ἐπιφανείας. Ἐξ ἄλλου ἡ κύμανσις τῆς I ποὺ ἐξέρχεται εἰς τὴν αὐτὴν θέσιν A τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας τῆς πλακὸς διατρέχει εἰς τὸ πυκνότερον μέσον (τὴν ὕλην τοῦ πλακιδίου) τὸν ἐπὶ πλέον δρόμον y'+z'. Ἐφόσον καὶ τὰ δύο κύματα ποὺ συμπίπτουν εἰς τὴν θέσιν A καὶ ἐφεξῆς προέρχονται ἀπὸ τὸ αὐτὸ κέντρον κυμάνσεως, θὰ παρουσιάζουν διαφορὰν φάσεως ἀντιστοίχως πρὸς τὴν διαφορὰν πορείας των ἴσην πρὸς $y'+z'-x$. Ἐπὶ πλέον ὅμως ἡ I ἀνακλᾶται εἰς τὴν ἐπιφάνειαν ποὺ συνορεύει πρὸς τὸ ἀραιότερον μέσον, ἐνῶ ἡ II ἀνακλᾶται εἰς τὴν συνορεύουσαν πρὸς τὸ πυκνότερον. Διὰ τοῦτο πρέπει νὰ προσθέσωμεν εἰς τὴν ὡς ἄνω διαφορὰν πορείας ἀκόμη $\lambda/2$, διότι γνωρίζομεν ὅτι ἡ ἀνάκλασις κύματος ἐπὶ πυκνοτέρου μέσου γίνεται μὲ διαφορὰν φάσεως $\lambda/2$, ἐνῶ ἐπὶ ἀραιοτέρου γίνεται μὲ τὴν αὐτὴν φάσιν (§ 24, β)· ἔτσι ἡ ὅλη διαφορὰ Δ φάσεως τῶν δύο συμβαλλόντων κυμάτων I καὶ II θὰ εἶναι:

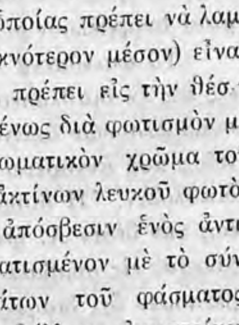
$$\Delta = y' + z' - x + \lambda/2$$

Ἐὰν ἡ διαφορὰ αὕτη (κατὰ τὸν ὑπολογισμὸν τῆς ὁποίας πρέπει νὰ λαμβάνεται ὑπ' ὄψιν ὅτι τὸ y' καὶ z' μετρῶνται εἰς τὸ πυκνότερον μέσον) εἶναι ἴση μὲ περιττὸν πολλαπλάσιον τοῦ $\lambda/2$ ἑνὸς χρώματος, πρέπει εἰς τὴν θέσ ν A νὰ ἔχωμεν ἀπόσβεσιν τοῦ χρώματος τούτου. Ἑπομένως διὰ φωτισμὸν μὲ λευκὸν φῶς θὰ ἔχωμεν εἰς τὴν θέσιν A τὸ συμπληρωματικὸν χρῶμα τοῦ ἀποσβυνομένου χρώματος. Διὰ δέσμην παραλλήλων ἀκτίνων λευκοῦ φωτὸς θὰ ἔχωμεν ὑπὸ μίαν ὡρισμένην γωνίαν προσπτώσεως ἀπόσβεσιν ἑνὸς ἀντιστοίχου χρώματος καὶ τὸ πλακίδιον θὰ φαίνεται χρωματισμένον μὲ τὸ σύνθετον χρῶμα τῶν μὴ ἀποσβυνομένων ἄλλων χρωμάτων τοῦ φάσματος. Ὅταν μεταβάλωμεν τὴν γωνίαν τῆς προσπτώσεως, μεταβάλλεται ἀντιστοίχως καὶ τὸ χρῶμα τοῦ πλακιδίου.

Ἂν τὸ πάχος τοῦ πλακιδίου μεταβάλλεται, ἤτοι ἔχει τοῦτοσφηνοειδῆ μορφήν, τότε ἡ πρόσπτωσις παραλλήλου δέσμης λευκοῦ φωτὸς προκαλεῖ διαφόρους χρωματισμοὺς εἰς τὰς θέσεις διαφόρου πάχους, διότι ἀντιστοίχως πρὸς τὸ πάχος τοῦ πλακιδίου εἰς ἑκάστην θέσιν ἀποσβύνεται ὡρισμένον ἁπλοῦν χρῶμα· ἂν τὸ προσπῖπτον φῶς εἶναι μονόχρουν, σχηματίζονται ἐκ συμβολῆς ῥαβδώσεις ἐναλλὰξ φωτειναὶ καὶ σκοτειναί. Διαφοροχρώμους ῥαβδώσεις (ὅταν τὸ προσπῖπτον φῶς εἶναι λευκὸν) ἢ ἐναλλὰξ φωτεινὰς καὶ σκοτεινὰς ῥαβδώσεις (ὅταν τὸ προσπῖπτον φῶς εἶναι μονόχρουν) δυνάμεθα νὰ παρατηρήσωμεν καὶ μὲ πλακίδ.ον ἢ ὑμένα μὲ παραλλήλους ἕδρας, ἂν ἡ προσπίπτουσα δέσμη φωτὸς (λευκοῦ ἢ μονοχρώμου) ἀποτελῆται ἀπὸ μὴ παραλλήλους (συγκλινούσας ἢ ἀποκλινούσας) ἀκτῖνας. Εἰς τὴν περίπτωσιν δηλ. αὐτὴν κάθε ἀκτὶς τῆς δέσμης θὰ προσπίπτῃ ὑπὸ γωνίαν διάφορον τῶν ἄλλων καὶ συνεπῶς θὰ ἀποσβένυται εἰς ἑκάστην ἀκτῖνα διάφορον χρῶμα ἀντίστοιχως πρὸς τὴν γωνίαν προσπτώσεως. Ἂν τὸ πάχος τοῦ πλακιδίου δὲν εἶναι πολὺ μικρόν, δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ παρατηρηθοῦν τὰ ἀνωτέρω φαινόμενα τῆς συμβολῆς, ἐπειδὴ εἰς τὴν περίπτωσιν ἱκανοῦ πάχους αἱ διαδοχικαὶ ῥαβδώσεις διαφόρων χρω-



Σχ. 98.



Σχ. 99.

μάτων (προκειμένου περὶ προσπίπτοντος λευκοῦ φωτὸς) ἢ ἐναλλὰξ φωτειναὶ καὶ σκοτειναὶ (προκειμένου περὶ μονοχρώμου φωτὸς) πίπτουν ἡ μία τόσον πλησίον τῆς ἄλλης, ὥστε δὲν μποροῦν νὰ διακριθοῦν χωριστὰ ἡ μία ἀπὸ τὴν ἄλλην.

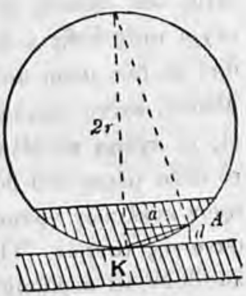
Ἐπειδὴ ἡ ἔντασις τῶν δύο ἀκτίνων I καὶ II (σχ. 98) ποὺ συμβάλλουν κατὰ τὴν ἔξοδόν των εἰς τὸ A, δὲν εἶναι ἀκριβῶς ἡ αὐτὴ καὶ διὰ τὰς δύο καὶ κατὰ συνέπειαν δὲν εἶναι καὶ τὰ πλάτη τῶν δύο παλμικῶν κινήσεων ἴσα μεταξύ των, καθίσταται εὐεξήγητον ὅτι εἰς τὴν περίπτωσιν φωτισμοῦ μὲ μονόχρουν φῶς δὲν θὰ ἔχωμεν πλήρη σκοτεινότητα εἰς τὰς θέσεις, ὅπου τὰ κύματα συμβάλλουν μὲ διαφορὰν φάσεως 180^0.

Τὰ φαινόμενα συμβολῆς φωτεινῶν ἀκτίνων παρατηροῦνται ἐπίσης καὶ εἰς τὰς ἐκ διαθλάσεως τοιαύτας. Τὸ σχ. 99 δείχνει τὴν πορείαν τοιούτων συμβαλλουσῶν ἀκτίνων φωτός. Ἡ ἀκτὶς I ἀνακλᾶται δύο φορὰς ἐπὶ ἐπιφανείας ποὺ συνορεύει πρὸς τὸ ἀραιότερον μέσον, ἐνῶ ἡ II ὑφίσταται μόνον διάθλασιν. Ἡ διαφορὰ πορείας Δ′ ἕως τὴν θέσιν B εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν ἕως τὴν θέσιν A, ἤτοι $\Delta' = y' + z' - x$. Συγκρίνοντες αὐτὴν μὲ τὴν διαφορὰν πορείας εἰς συμβαλλούσας ἀκτῖνας ἀνακλωμένου φωτὸς ($\Delta = y' + z' - x + \lambda/2$), βλέπομεν ὅτι διαφέρει αὐτῆς κατὰ $\lambda/2$. Ἐκ τούτου προκύπτει ὅτι τὸ χρῶμα ἐκεῖνο ποὺ ἀποσβέννυται κατὰ τὴν ἀνάκλασιν, διέρχεται χωρὶς ἀπόσβεσιν διὰ μέσου τοῦ πλακιδίου. Ἑπομένως τὸ πλακίδιον φαίνεται εἰς τὸ διερχόμενον φῶς μὲ χρῶμα συμπληρωματικὸν ἐκείνου, ὑπὸ τὸ ὁποῖον φαίνεται εἰς τὸ ἀνακλώμενον.

δ) ***Δακτύλιοι τοῦ Νεύτωνος.*** Τοποθετοῦμεν ἐπὶ κατοπτρικῆς πλακὸς K (σχ. 100) ἕνα ἐπιπεδόκυρτον φακὸν A μικρᾶς καμπυλότητος. Ἔτσι περιορίζεται μεταξὺ φακοῦ καὶ πλακὸς στρῶμα ἀέρος, τὸ πάχος τοῦ ὁποίου εἶναι μηδὲν εἰς τὴν θέσιν ἐπαφῆς καὶ αὐξάνεται βαθμηδὸν πρὸς τὰ ἔξω. Ἐὰν διὰ καταλλήλου διαρρυθμίσεως ρίψωμεν ἐπὶ τῆς ἀνωτέρας ἐπιπέδου ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ καθέτως ἐπ' αὐτὴν δέσμην παραλλήλων ἀκτίνων φωτὸς παρατηροῦμεν εἰς τὸ ἀνακλώμενον φῶς συγκεντρωτικοὺς δακτυλίους περὶ τὸ σημεῖον ἐπαφῆς (σχ. 101), οἱ ὁποῖοι, ἂν τὸ προσπῖπτον φῶς εἶναι λευκόν, ἔχουν διάφορα χρώματα, ἐνῶ, ἂν τὸ προσπῖπτον φῶς εἶναι μονόχρουν, εἶναι ἐναλλὰξ φωτεινοὶ καὶ σκοτεινοί. Τὸ σημεῖον τῆς ἐπαφῆς ἐμφανίζεται εἰς τὸ ἀνακλώμενον μονόχρουν φῶς σκοτεινόν. Τοὺς δακτυλίους μποροῦμε νὰ τοὺς παρατηρήσωμεν καὶ εἰς τὸ διαθλώμενον φῶς μὲ τὴν διαφορὰν ὅτι ἀλλάσσει ἡ τάξις αὐτῶν, ἤτοι εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν εἶναι φωτεινὸν τὸ κέντρον τῶν δακτυλίων.

Τὴν ἐμφάνισιν τῶν δακτυλίων τούτων ἐξηγοῦμεν ἐπίσης διὰ τῆς συμβολῆς ἀνὰ δύο συρμῶν κυμάτων φωτός, οἱ ὁποῖοι προέρχονται ἐξ ἀνακλάσεως ὁ εἷς εἰς τὴν κατωτέραν σφαιρικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ φακοῦ καὶ ὁ ἄλλος εἰς τὴν ἀνωτέραν ἐπιφάνειαν τῆς πλακὸς K. Εἰς τὴν περίπτωσιν δηλαδὴ αὐτὴν ὁ μεταξὺ φακοῦ καὶ πλακὸς ἀὴρ σχηματίζει τρόπον τινὰ λεπτὸν πλακίδιον, τοῦ ὁποίου τὸ πάχος αὐξάνεται βαθμηδὸν πρὸς τὰ ἔξω. Ἂν εἶναι α ἡ ἀκτὶς ἑνὸς σκοτεινοῦ δακτυλίου, d τὸ πάχος τοῦ πλακιδίου (στρώματος ἀέρος) εἰς τὴν θέσιν ποὺ σχηματίζεται ὁ θεωρούμενος δακτύλιος καὶ r ἡ ἀκτὶς τῆς σφαίρας, εἰς τὴν ὁποίαν ἀνήκει ἡ σφαιρικὴ ἐπιφάνεια τοῦ φακοῦ, θὰ ἔχωμεν (ὅπως φαίνεται ἐκ τοῦ σχήματος) $(AK)^2$ καὶ κατὰ προσέγγισιν: $\alpha^2 = 2r.d$. Ἐπειδὴ ὁ εἷς τῶν κυματοσυρμῶν ἀνακλᾶται ἐπὶ ἐπιφανείας ποὺ συνορεύει πρὸς ἀραιότερον καὶ ὁ ἄλλος ἐπὶ τοιαύτης ποὺ συνορεύει πρὸς πυκνότερον ὀπτικὸν μέσον, ἡ διαφορὰ φάσεως μεταξὺ αὐτῶν εἶναι $\Delta = y + z - \lambda/2 - x$. Διὰ καθέτως προσπῖπτον παράλληλον φῶς εἶναι $x = 0$ καὶ $y + z = 2d$.

Σχ. 100.



Σχ. 101.

Πρέπει ἐπομένως [κατὰ τἀνωτέρω (σελ. 157) νὰ λαμβάνῃ χώραν ἀπόσβεσις, ἂν εἶναι: $\Delta = 2d - \lambda/2 = (2n-1).\lambda/2$ ὅθεν $2d = 2n.\lambda/2 = n.\lambda$.

Ἔτσι προκύπτει, ἂν εἶναι n ὁ ἀριθμὸς τάξεως τοῦ θεωρουμένου δακτυλίου,

$$2d = \frac{\alpha_n^2}{r} = n.\lambda \quad \text{καὶ} \quad \lambda = \frac{\alpha^2}{r.n} \tag{186}$$

Ἐκ τῆς σχέσεως αὐτῆς μποροῦμε νὰ προσδιορίσωμεν τὸ μῆκος κύματος τοῦ χρησιμοποιουμένου μονοχρώμου φωτός, ἂν μετρήσωμεν τὴν ἀκτῖνα α_n τοῦ θεωρουμένου δακτυλίου καὶ γνωρίζωμεν τὴν ἀκτῖνα καμπυλότητος r τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ φακοῦ.

Ἡ ἀπόστασις $(\alpha_n - \alpha_{n-1})$ μεταξὺ δύο διαδοχικῶν δακτυλίων καθίσταται ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον μικροτέρα, καθ' ὅσον ἀπομακρυνόμεθα ἐκ τοῦ κέντρου. Τοῦτο προκύπτει καὶ ἐκ τῆς κατὰ τ' ἀνωτέρω προκυπτούσης σχέσεως: $\alpha_n^2 - \alpha_{n-1}^2 = n\lambda r - (n-1)\lambda r$ καὶ $(\alpha_n - \alpha_{n-1})(\alpha_n + \alpha_{n-1}) = \lambda r$ ἢ

$$\alpha_n - \alpha_{n-1} = \frac{\lambda . r}{\alpha_n + \alpha_{n-1}}. \tag{187}$$

ε) Προσδιορισμὸς τῆς ταχύτητος τοῦ φωτός. Ἂν πληρωθῇ τὸ μεταξὺ φακοῦ καὶ πλακὸς διάστημα (εἰς τὴν συσκευὴν δακτυλίων τοῦ Νεύτωνος) ὄχι δι' ἀέρος, ἀλλὰ δι' ἄλλου διαφανοῦς ὑλικοῦ π.χ. ὕδατος, εὑρίσκεται κατὰ τὸν ἀνωτέρω προσδιορισμὸν μία ἄλλη τιμὴ τοῦ μήκους κύματος λ διὰ τὸ αὐτὸ μονόχρουν φῶς. Τοῦτο κατὰ τὴν θεωρίαν τῶν κυμάνσεων ἑρμηνεύεται μὲ τὸ ὅτι ἡ κύμανσις συχνότητος ν (ἀντιστοίχου πρὸς τὸ χρησιμοποιούμενον χρῶμα φωτὸς) διαδίδεται διὰ μέσου τοῦ ἀέρος μὲ ταχύτητα $c = \lambda.\nu$ καὶ διὰ μέσου τοῦ ἄλλου διαφανοῦς ὑλικοῦ μὲ ταχύτητα $c_1 = \lambda_1.\nu$. Ἐκ τούτου προκύπτει ὅτι εἶναι $c_1 : c = \lambda_1 : \lambda$, τ. ἔ. Ἡ ταχύτης διαδόσεως τοῦ φωτὸς (τυχόντος χρώματος) εἰς ἓν ἄλλο διαφανὲς μέσον μπορεῖ νὰ προσδιορισθῇ εὐκόλως διὰ καθορισμοῦ τοῦ μήκους κύματος τοῦ χρώματος τούτου, ἀφ' ἑνὸς εἰς τὸν ἀέρα (λ) καὶ ἀφ' ἑτέρου εἰς τὸ ἄλλο διαφανὲς ὑλικὸν ($λ_1$).

§ 43 ΠΑΡΑΘΛΑΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

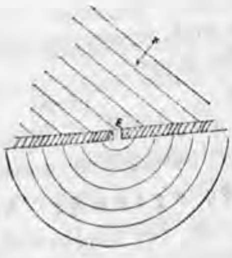
α) Παράθλασις κυμάτων Τοποθετοῦμεν ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὕδατος μιᾶς λεκάνης μίαν, σανίδα ἡ ὁποία βυθίζεται εἰς τὸ ὕδωρ μέχρι μιᾶς ὀπῆς ε (σχ. 102) ποὺ ἔχομεν ἀνοίξει εἰς αὐτήν. Ἂν εἰς τὸ ἓν ἀπὸ τὰ δύο μέρη ποὺ χωρίζεται τὸ ὕδωρ διὰ τῆς σανίδος παραχθοῦν κύματα ὕδατος, ταῦτα προσπίπτοντα κατὰ τὴν περαιτέρω ἐξάπλωσίν των, ὅπως δείχνει εἰς τὸ σχῆμα τὸ βέλος, ἐπὶ τῆς σανίδος, περνοῦν διὰ μέσου τῆς ὀπῆς ε εἰς τὸ ἄλλο μέρος τοῦ ὕδατος καὶ ἐξαπλώνονται εἰς αὐτὸ ὑπὸ μορφὴν ὁμοκέντρων κυκλικῶν γραμμῶν κύματος, ὡς ἐὰν ἡ ὀπὴ ε ἀποτελῇ κέντρον παραγωγῆς τούτων. Ὅταν λοιπὸν τὰ κύματα κατὰ τὴν ἐξάπλωσίν των ἀναγκασθοῦν νὰ περάσουν διὰ μέσου στενοῦ ***(σχετικῶς πρὸς τό μῆκος των)*** ἀνοίγματος, διαδίδονται πέραν αὐτοῦ καθ' ὅλας τὰς δυνατὰς γύρω του διευθύνσεις.

Ἡ παρατήρησις αὐτὴ εἶναι σύμφωνος μὲ τὴν Ἀρχὴν τοῦ Huygens (§ 23, δ) ποὺ μᾶς λέγει ὅτι κάθε σημεῖον μιᾶς μετωπικῆς ἐπιφανείας κύματος ἀποτελεῖ διὰ τὴν περαιτέρω ἐξάπλωσιν τοῦ κύματος ἓν κέντρον παραγωγῆς νέων (στοιχειωδῶν) κυμάτων.

Τὸ φαινόμενον τοῦτο τῆς ἐξαπλώσεως γύρω ἀπὸ τὴν ὀπὴν (πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις) κυμάτων ποὺ προσπίπτουν εἰς αὐτήν, τὸ ὀνομάζομεν ***παράθλασιν*** τῶν κυμάτων.

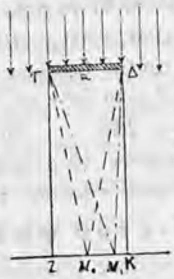
β) Παράθλασις τοῦ φωτός. Ἡ ὑπὸ συνήθεις συνθήκ ς παρακολούθησις τῆς διαδόσεως φωτὸς πέραν μιᾶς ὀπῆς ἐπὶ τῆς ὁποίας προσπίπτει, ἀφήνει τὴν ἐντύπωσιν ὅτι ἡ πέραν τῆς ὀπῆς ἐξάπλωσις τοῦ φωτὸς γίνεται ***μόνον*** εἰς τὴν περ οχὴν ποὺ καθορίζουν αἱ εὐθύγραμμοι ἀκτῖνες, ποὺ ἀναχωροῦσαι ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν ἔχουν διεύθυνσιν, ἡ ὁποία διέρχεται διὰ τῆς ὀπῆς. Ἐὰν ἡ ἐντύπωσις αὐτὴ ἀνταπεκρίνετο ἀκριβῶς εἰς τὴν πραγματικότητα θὰ ἀπετέλει ἐμπόδιον εἰς τὴν παραδοχὴν τῆς κυματικῆς φύσεως τοῦ φωτός. Ἡ προσεκτικωτέρα ὅμως παρατήρησις ἀπέδειξεν ὅτι εἰς τὴν πραγματικότητα λαμβάνει χώραν καὶ εἰς τὸ φῶς τὸ φαινόμενον τῆς παραθλάσεως καὶ τοῦτο ὑπῆρξεν ἓν τῶν ἰσχυροτέρων ἐπιχειρημάτων ποὺ συνηγοροῦν διὰ τὴν κυματικὴν φύσιν τοῦ φωτός.

Τὴν πρώτην παρατήρησιν παραθλάσεως τοῦ φωτὸς ἔκαμε τὸ 1660 ὁ Grimaldi. Κατ' αὐτὴν ἂν εἰς τὴν πορείαν μονοχρώμου φωτὸς ποὺ προέρχεται ἀπὸ μίαν στενὴν σχισμὴν κρατήσωμεν λεπτὴν ἀδιαφανῆ ῥάβδον, ἡ σκιά αὐτῆς ἐπὶ παραπετάσματος, ποὺ τοποθετεῖται μετ' αὐτήν, ἐξαπλώνεται ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος ὑπὸ μορφὴν ῥαβδώσεων (σχ 103) ἐναλλὰξ φωτεινῶν καὶ σκοτεινῶν. Ἂν τὸ φῶς τῆς πηγῆς εἶναι λευκὸν αἱ ῥαβδώσεις εἶναι κυαναῖ πρὸς τὸ μέσον τῆς σκιᾶς καὶ ἐρυθραῖ πρὸς τὰ ἔξω. Τὸ σημαντικώτερον εἰς τὸ φαινόμενον τοῦτο εἶναι ὅτι ἡ μεσαία ῥάβδωσις, ὅπου θὰ ἔπιπτε τὸ κέντρον τῆς σκιᾶς, εἶναι φωτεινή. Ἡ περαιτέρω ἔρευνα τοῦ φαινομένου ἔδειξεν ὅτι διὰ νὰ εἶναι δυνατὸν νὰ παρατηρηθῇ τοῦτο, πρέπει τὸ πάχος τοῦ στελέχους ποὺ παρέχει τὴν σκιὰν νὰ εἶναι ἀρκετὰ μικρόν, δηλ. νὰ μὴ εἶναι πολὺ μεγα-



Σχ. 102

Σχ. 103



Σχ. 104

Σχ. 105

λύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτός. Ἔτσι εἰς τὴν ἀναφερθεῖσαν περίπτωσιν γίνονται εὐδιάκριται αἱ ραβδώσεις τῆς παραθλάσεως, ὅταν τὸ πάχος τοῦ στελέχους γίνῃ περίπου 1 mm. Δι' ἀκόμη μικρότερον πάχος τὸ φαινόμενον γίνεται ἀκόμη περισσότερον εὐδιάκριτον.

Τὴν ἐξήγησιν τοῦ φαινομένου παρέχει *μόνον* ἡ θεωρία τῶν κυμάνσεων. Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τοῦ Huygens κάθε δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων πρέπει νὰ ἐκλαμβάνεται ὡς διεύθυνσις διαδόσεως κυμάνσεως, εἰς τὴν ὁποίαν αἱ ἐπιφάνειαι τῶν κυμάτων εἶναι παράλληλα ἐπίπεδα, κάθετα ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς δέσμης τῶν ἀκτίνων (σχ. 105). Θεωροῦμεν τὴν ἁπλουστέραν περίπτωσιν ποὺ τὰ ἐπίπεδα αὐτὰ κύματα προσπίπτουν καθέτως ἐπὶ τοῦ ἐμποδίου· τὰ ἐκτὸς τῆς σκιᾶς τοῦ ἐμποδίου μέρη αὐτῶν θὰ προχωρήσουν τότε περαιτέρω ὡς ἐπίπεδα κύματα· ἀπὸ τὰ σημεῖα ὅμως Γ,Δ (σχ. 105) τῆς ὁρικῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐμποδίου ἐκπέμπονται στοιχειώδη κύματα, τὰ ὁποῖα εἰσδύουν καὶ εἰς τὸν χῶρον τῆς σκιᾶς. Ἂν θεωρήσωμεν λοιπὸν τὰ στοιχειώδη κύματα ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ σημεῖα τῆς μετωπικῆς ἐπιφανείας τοῦ κύματος, ποὺ ἔχουν τὴν αὐτὴν φάσιν καὶ κεῖνται εἰς τὴν ὁρικὴν ἐπιφάνειαν τῆς σκιᾶς, θὰ ἔχωμεν εἰς τὴν ἄμεσον γειτονίαν τοῦ περιγράμματος τῆς σκιᾶς μίαν κυλινδρικὴν ἐπιφάνειαν κύματος, ποὺ ἀποτελεῖ τὸ περίβλημα τῶν στοιχειωδῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα εἰσδύουν εἰς τὸν χῶρον τῆς σκιᾶς. Τὸ κυλινδρικὸν τοῦτο κῦμα ἔχει τὸ κέντρον του εἰς ἓν τῶν ἀκραίων σημείων Γ, Δ (σχ. 105).

Ἂν τὸ ἐμπόδιον ἔχῃ ἀρκετὸν πλάτος (ἡ ράβδος εἰς τὸ περιγραφὲν πείραμα εἶναι παχεῖα), σχηματίζεται μία κανονικὴ σκιὰ αὐτοῦ, διότι τὰ στοιχειώδη κύματα ποὺ εἰσδύουν εἰς αὐτὴν εἶναι τόσον ἀσθενῆ, ὥστε νὰ μὴ μποροῦν νὰ ἐκδηλωθοῦν αἰσθητῶς. Ἂν ὅμως τὸ ἐμπόδιον εἶναι στενὸν τότε τὰ κυλινδρικὰ κύματα ποὺ ἀναχωροῦν ἀπὸ τὰ ἀκραῖα σημεῖα Γ, Δ τοῦ ἐμποδίου *συμβάλλουν* μεταξύ των. Αἱ γεωμετρικαὶ σχέσεις ὁμοιάζουν τότε μὲ ἐκείνας ποὺ ἔχομεν εἰς τὰ κάτοπτρα Fresnel. Ἔτσι ἂν εἶναι τώρα d ἡ ἀπόστασις $\overline{ΓΔ}$ (τὸ πάχος τῆς ράβδου), (σχ. 104), a ἡ ἀπόστασις $\overline{ΓZ}=\overline{ΔK}$ τοῦ παραπετάσματος ἀπὸ τὸ ἐμπόδιον καὶ $s=\overline{M_0 M_1}$ ἡ ἀπόστασις τῆς πρώτης πλευρικῆς φωτεινῆς ραβδώσεως θὰ ἔχωμεν: Εἰς τὴν θέσιν M_0 τοῦ παραπετάσματος ποὺ ἀπέχει ἐξ ἴσου ἀπὸ τὰ Γ καὶ Δ, τὰ δύο κυλινδρικὰ κύματα συμβάλλουν μὲ τὴν αὐτὴν φάσιν καὶ συνεπῶς ἔχομεν φωτεινὴν ράβδωσιν. Τὸ αὐτὸ συμβαίνει εἰς τὴν θέσιν M_1, ὅπου τὰ δύο κύματα συμβάλλουν μὲ διαφορὰν πορείας $\overline{ΓM_1}-\overline{ΔM_1}$ ἴσην μὲ ἓν μῆκος κύματος λ. Τοὐναντίον εἰς μίαν θέσιν μεταξὺ M_0 καὶ M_1, ὅπου συναντῶνται τὰ κύματα μὲ διαφορὰν πορείας ἴσην πρὸς $\lambda/2$, ἤτοι μὲ διαφορὰν φάσεως 180^0, θὰ ἔχωμεν σκότος. Ὅπως φαίνεται ἀπὸ τὸ σχῆμα εἶναι:

$$(\Gamma M_1)^2=(\Gamma Z)^2+(ZM_1)^2=(\Gamma Z)^2+(ZM_0+M_0M_1)^2=a^2+(d/2+s)^2=a^2+s^2+d^2/4+d.s$$

καὶ $(\Delta M_1)^2=(\Delta K)^2+(KM_1)^2=(\Delta K)^2+(KM_0-M_0M_1)^2=a^2+(d/2-s)^2=a^2+s^2+d^2/4-d.s$

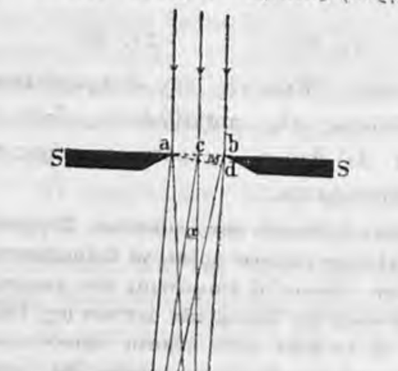
ὅθεν: $(\Gamma M_1)^2-(\Delta M_1)^2$ ἢ $(\Gamma M_1+\Delta M_1).(\Gamma M_1-\Delta M_1)=2\,d\,s$.

Ἂν εἰς τὴν σχέσιν αὐτὴν θέσωμεν ἀντὶ $(\Gamma M_1+\Delta M_1)$ τὸ κατὰ προσέγγισιν ἴσον του $2a$ καὶ ἀντὶ $(\Gamma M_1-\Delta M_1)$ τὸ ἴσον του μῆκος κύματος λ θὰ ἔχωμεν:

$$2a\lambda = 2ds \qquad \text{ὅθεν} \qquad \lambda = d.s/a \qquad (188)$$

Τὰ μήκη d, s καὶ a μπορoῦν νὰ μετρηθοῦν καὶ ἑπομένως μπορεῖ ἀπὸ τὴν σχέσιν (188) νὰ ὑπολογισθῇ τὸ μῆκος κύματος τοῦ χρησιμοποιηθέντος μονοχρώμου φωτός.

γ) Παράθλασις τοῦ φωτὸς διὰ στενῆς σχισμῆς. Ἂν ἀντὶ λεπτοῦ σκιεροῦ σώματος (σύρματος) παρεμβάλωμεν εἰς τὴν πορείαν τῆς δέσμης παραλλήλων ἀκτίνων ἀδιαφανὲς διάφραγμα μὲ στενὴν σχισμὴν a b (σχ. 106), θὰ παρατηρήσωμεν ἐπὶ παραπετάσματος MN, ποὺ κρατῶμεν παραλλήλως πρὸς τὸ ἐπίπεδον τῆς σχισμῆς εἰς ἀρκετὴν ἀπόστασιν ἀπὸ αὐτῆς, ραβδώσεις συμβολῆς, ὀφειλομένας εἰς τὴν παράθλασιν τοῦ φωτὸς γύρω ἀπὸ τὴν σχισμήν. Ἂν τὸ φῶς ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τῆς σχισμῆς εἶναι λευκόν, αἱ ραβδώσεις εἶναι διαφόρων χρωμάτων καὶ ἔχουν φωτεινότητα ποὺ ἐλαττώνεται ταχύτατα πρὸς τὰ ἑκατέρωθεν τῆς μεσαίας λευκῆς ταινίας c_0 πλάγια. Ἂν σκεπάσωμεν τὸ ἥμισυ τῆς σχισμῆς μὲ ἐρυθρὸν καὶ τὸ ἄλλο ἥμισυ μὲ κυανοῦν ὑάλινον πλακίδιον, ὁπότε ἀπὸ τὸ ἓν ἥμισυ τῆς σχισμῆς διέρχεται ἐρυθρὸν καὶ ἀπὸ τὸ ἄλλο κυανοῦν φῶς, παρατηροῦμεν ὅτι αἱ πλευρικαὶ ραβδώσεις παραθλάσεως εἶναι ἐναλλὰξ φωτειναὶ (ἐρυθραὶ εἰς τὸ ἕν, κυαναῖ εἰς τὸ ἄλλο ἥμισυ τοῦ παραπετάσματος) καὶ σκοτειναί. Ἐπὶ πλέον διαπιστώνομεν εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ὅτι αἱ ἀποστάσεις μεταξὺ τῶν ραβδώσεων εἶναι μεγαλύτεραι εἰς τὸ ἐρυθρὸν καὶ μικρότεραι εἰς τὸ κυανοῦν φῶς.



Σχ. 106

Πρὸς ἐξήγησιν καὶ τοῦ φαινομένου τούτου βασιζόμεθα εἰς τὴν ἀρχὴν τοῦ **Huygens**, κατὰ τὴν ὁποίαν κάθε σημεῖον τῆς ἐπιφανείας τῆς σχισμῆς A, H, E, B (σχ. 107) καθίσταται κέντρον ἐκπομπῆς στοιχειωδῶν κυμάτων φωτός, ὅταν τὸ μέτωπον τῆς φωτεινῆς κυμάνσεως, κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης παραλλήλων ἀκτίνων, φθάσῃ εἰς τὸ ἐπίπεδον τῆς σχισμῆς AB. Ἔτσι ἡ θέσις τοῦ παραπετάσματος c_0 (σχ. 106), ἡ ὁποία ἀπέχει ἐξ ἴσου ἀπὸ τὰς ἄκρας θέσεις a, b τῆς σχισμῆς θὰ εἶναι φωτεινή, διότι εἰς αὐτὴν θὰ συμβάλλουν τὰ κύματα ὑπὸ τὴν αὐτὴν φάσιν ἀνὰ δύο. Πλαγίως τῆς θέσεως c_0 εἰς θέσεις τοῦ παραπετάσματος, ὅπως εἶναι ἡ c', ὅπου συμβάλλουν ἀνὰ δύο κύματα μὲ διαφορὰν φάσεως 180°, θὰ ἐμφανίζε- ται σκοτεινὴ ράβδωσις· τοῦτο γίνεται, ὅταν ἡ διαφορὰ πορείας bc'—ac' τῶν κυμάτων ποὺ προέρχονται ἀπὸ δύο ἄκρας θέσεις τῆς σχισμῆς εἶναι ἴση μὲ ἓν μῆκος κύματος λ· διότι τότε εἰς κάθε σημεῖον τοῦ ἑνὸς ἡμίσεως τῆς σχισμῆς ἀντιστοιχεῖ ἓν σημεῖον τοῦ ἄλλου ἡμίσεως τοιοῦτο, ὥστε ἡ διαδρομὴ τοῦ κύματος ἀπὸ τὸ ἓν τῶν σημείων τούτων μέχρι τῆς θέσεως c' τοῦ παραπε- τάσματος νὰ διαφέρῃ τῆς ἀπὸ τὸ ἄλλο κατὰ ἥμισυ μῆκος κύματος καὶ συνε- πῶς νὰ συμβάλλουν εἰς τὴν θέσιν c' ἀνὰ δύο ἓν κυματόβουνον μὲ μίαν κυμα- τοκοιλάδα. Ἀκόμη πλαγιώτερον τοῦ c_0 εἰς θέσεις τοῦ παραπετάσματος, ποὺ αἱ ἀποστάσεις των ἀπὸ τὴν ἄκραν θέσιν a τῆς σχισμῆς διαφέρουν κατὰ 3λ/2 τῶν ἀπὸ τὴν ἄλλην ἄκραν θέσιν b, θὰ ἔχωμεν πάλιν φωτεινὴν ράβδωσιν, ἀλλὰ πολὺ μικροτέρας φωτεινότητος, διότι εἰς τὴν θέσιν αὐτὴν ἐξουδετερώ- νονται ἀμοιβαίως (ἀνὰ δύο) τὰ 2/3 τῶν κυμάτων, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχει ἀνὰ δύο διαφορὰ φάσεως 180°, ἐνῷ τὰ ὑπόλοιπα 1/3 κύματα συμβάλλουν μὲ φάσεις ποὺ διαφέρουν ἀνὰ δύο ὀλιγώτερον τῶν 180°. Μὲ τὴν θεώρησιν αὐτὴν ἐξηγεῖται ἐπίσης καὶ ἡ διαπίστωσις ὅτι αἱ ραβδώσεις ἀπέχουν περισ- σότερον εἰς τὸ ἐρυθρὸν παρὰ εἰς τὸ ἰῶδες φῶς, διότι εἰς τὴν πρώτην περί- πτωσιν εἶναι τὸ μῆκος κύματος λ μεγαλύτερον καὶ συνεπῶς πρέπει νὰ κεῖνται πλαγιώτερον αἱ θέσεις, εἰς τὰς ὁποίας θὰ ἔχωμεν διαφορὰν πορείας ἴσην μὲ μὲ τὸ αὐτὸ καὶ εἰς τὰς δύο περιπτώσεις πολλαπλάσιον τοῦ λ/2.

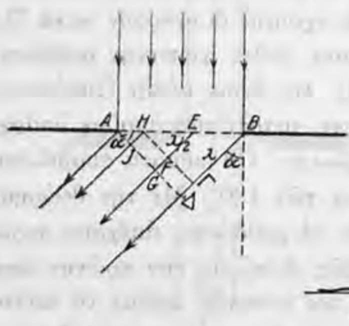
Ὥστε: ***Κατὰ τὴν δίοδον μονοχρώμου φωτὸς διὰ μιᾶς ἀρκετὰ στενῆς σχισμῆς σχηματίζονται ἑκατέρωθεν ἑνὸς μεσαίου φωτεινοῦ εἰδώλου τῆς σχισμῆς ἄλλα τοιαῦτα, τῶν ὁποίων ἡ φωτεινότης κατα- πίπτει πολλαπλασιαστικῶς. Μεταξὺ τούτων παρεμβάλλονται σκοτει- ναὶ ραβδώσεις μὲ ὑπόφωτα περιθώρια. Τὰ εἴδωλα παραθλάσεως κεῖνται εἰς τὸ ἰῶδες φῶς πλησιέστερον ἀλλήλων παρὰ εἰς τὸ ἐρυθρὸν φῶς. Εἰς φωτισμὸν τῆς σχισμῆς μὲ λευκὸν φῶς παράγονται ἕνεκα τῆς διαφόρου παραθλάσεως τῶν διαφόρων χρωμάτων ἔγχρωμα εἴδωλα παραθλάσεως.***

Τὸ συμπέρασμα ἐξ ἄλλου ὅτι ἡ φωτεινότης τῶν εἰδώλων παρα- θλάσεως ἐκμηδενίζεται ταχύτατα πλαγίως τοῦ μεσαίου εἰδώλου τῆς σχισμῆς ἐξηγεῖ καὶ τὴν ἐντύπωσιν τῆς εὐθυγράμμου διαδόσεως τοῦ φωτὸς ὑπὸ συνήθεις συνθήκας, ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι αἱ μεταβολαὶ αὐταὶ ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος, τὸ ὁποῖον διὰ τὰς συνήθεις διόδους εἶναι πάρα πολὺ μικρόν, προκειμένου περὶ κυμάτων φωτός.

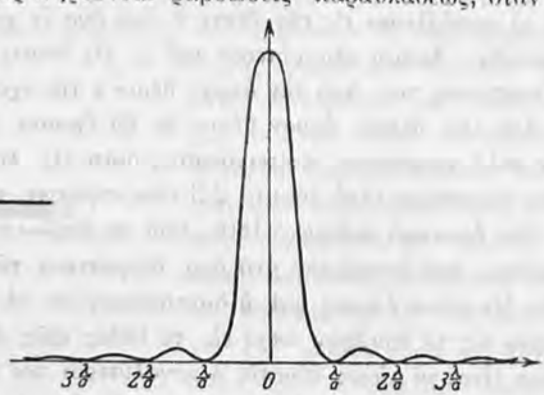
Μὲ τὰς ραβδώσεις παραθλάσεως μποροῦμε νὰ προσδιορίσωμεν τὸ μῆ- κος κύματος τοῦ χρησιμοποιουμένου ἁπλοῦ μονοχρώμου φωτός. Ἂν δηλ. γνω- ρίζωμεν τὴν ἀπόστασιν $\overline{cc_0}=a$ (σχ. 106) τῆς σχισμῆς ἀπὸ τὸ παραπέτασμα καὶ προσδιορίσωμεν τὴν ἀπόστασιν $c_0c'=s$ τῆς πρώτης σκοτεινῆς ραβδώσεως ἀπὸ τὴν μεσαίαν φωτεινὴν ῥάβδωσιν, θὰ εἶναι $s = a.\varepsilon\varphi\alpha$, ὁπόθεν προσδιορίζεται ἡ γωνία παραθλάσεως α, τ.ἔ. ἡ γωνία ποὺ σχηματίζει ἡ διεύθυνσις τῶν παραλλήλων ἀκτίνων μὲ τὴν κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τῆς σχισμῆς. Ἔστω πὼς εἶναι b[=(AB) (σχ. 107)] τὸ πλάτος τῆς σχισμῆς· προκειμένου διὰ τὴν πρώτην ῥάβδωσιν θὰ εἶναι (ΒΔ)=λ. Ἀλλὰ (ΒΔ)=(ΑΒ).ημα ἤτοι $\lambda = b.\eta\mu\alpha$. Ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ γωνία παραθλάσεως α εἶναι πολὺ μικρά, μποροῦμε ἀντὶ τοῦ ημα νὰ λάβωμεν τὴν εφα χωρὶς αἰσθητὸν λάθος. Ἔτσι προκύπτει :

$$\lambda = b\,.\,\eta\mu\alpha = b\,.\,\varepsilon\varphi\alpha = b\,.\,s/a. \qquad (158')$$

Ἂν γράψωμεν τὴν σχέσιν αὐτὴν ὑπὸ τὴν μορφήν : $s = a\lambda/b$, βλέπομεν ἀκριβέστερον διατὶ δὲν παρατηροῦνται ῥαβδώσεις παραθλάσεως, ὅταν τὸ



Σχ. 107



Σχ. 108

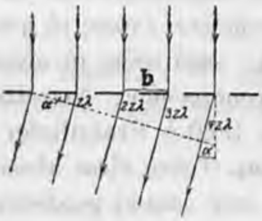
πλάτος τοῦ ἀνοίγματος (σχισμῆς) b εἶναι πολὺ μεγαλύτερον ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος λ· εἰς τὴν περίπτωσιν δηλαδὴ αὐτὴν ἡ ἀπόστασις 2s ποὺ θὰ ἔχῃ ἡ πρώτη φωτεινὴ ῥάβδωσις ἀπὸ τὸ μεσαῖον φωτεινὸν εἴδωλον τῆς σχισμῆς, θὰ εἶναι τόσον μικρά, ὥστε νὰ μὴ μπορῇ νὰ διακριθῇ. Πολὺ περισσότερον δύσκολον εἶναι νὰ διακριθοῦν ἀκόμη πλαγιώτεραι φωτειναὶ ῥαβδώσεις, διότι ἡ φωτεινότης αὐτῶν εἶναι τόσον μικρά, ὥστε νὰ μὴ διαφέρουν αἰσθητῶς ἀπὸ πλήρη ἀπόσβεσιν. Τὸ σχ. 108 δείχνει γραφικῶς τὴν πτῶσιν τῆς φωτεινότητος τῶν ἑκατέρωθεν τοῦ μεσαίου φωτεινοῦ εἰδώλου διαδοχικῶν ἄλλων ῥαβδώσεων παραθλάσεως. Ἔτσι ἑρμηνεύεται πλήρως ἡ ὑπὸ τὰς συνήθεις συνθήκας εὐθύγραμμος αἰσθητῶς διάδοσις τοῦ φωτός.

δ) Φράγματα παραθλάσεως. Ἂν ἡ φωτεινὴ δέσμη προσπίπτῃ ὄχι ἐπὶ μιᾶς ***μόνον*** σχισμῆς, ἀλλὰ ἐπὶ πολλῶν ποὺ κεῖνται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου ἡ μία παραλλήλως τῆς ἄλλης εἰς ἴσας μεταξύ των ἀποστάσεις, τὸ φαινόμενον τῆς παραθλάσεως ποὺ θὰ ὑποστῇ τὸ φῶς ποὺ θὰ διέλθῃ διὰ τῶν σχισμῶν τούτων, εἶναι πολὺ εὐκρινέστερον καὶ φωτεινότερον. Ἔτσι ἂν παρατηρήσωμεν τὴν φλόγα ἑνὸς κηρίου διὰ μέσου τῶν στενωτάτων διακένων ποὺ ἀφήνονται εἰς τὸ γένειον ἑνὸς λεπτοφυοῦς πτεροῦ, βλέπομεν ἑκατέρωθεν τῆς φλογὸς σειρὰν ζωηρῶν φασμάτων. Αἱ φωτειναὶ ῥαβδώσεις ποὺ βλέπομεν πλευρικὰ μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς, ὅταν προσβλέπωμεν εἰς αὐτὴν μὲ ἡμικλείστους ὀφθαλμούς, εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς παραθλάσεως τοῦ φωτὸς διὰ μέσου τῶν μεταξύ τῶν βλεφαρίδων διακένων. Τὰ φῶτα τῶν ὁδῶν κατὰ χειμερινὰς ψυχρὰς νύκτας ποὺ οἱ λαμπτῆρες καλύπτονται ὑπὸ σταγονιδίων ὕδατος ἢ κρυσταλλιδίων πάγου, τὰ βλέπομεν περιβαλλόμενα κυκλικῶς ἀπὸ φάσματα παραθλάσεως, ποὺ εἶναι τόσον ζωηρότερα, ὅσον στενώτερα εἶναι τὰ διάκενα ποὺ ἀφήνει ἡ κάλυψις τῶν λαμπτήρων. Εἰς παράθλασιν διὰ μέσου λεπτοτάτων σταγονιδίων ὕδατος τῆς ἀτμοσφαίρας ἀποδίδεται ἐπίσης τὸ φαινόμενον ποὺ λέγεται **ἅλως** τοῦ Ἡλίου ἢ τῆς Σελήνης κατὰ τοῦτο τὰ οὐράνια αὐτὰ σώματα περιβάλλονται ἀπὸ ὁμοκέντρους διαφοροχρώμους δακτυλίους.

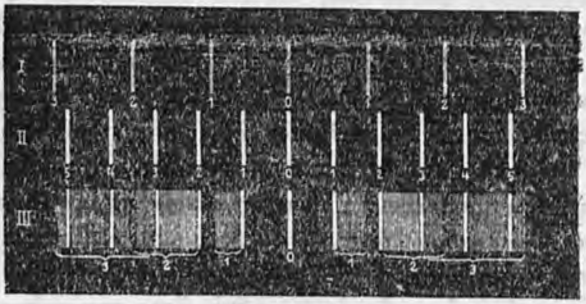
Ἀπὸ τοιαύτας παρατηρήσεις ὡδηγήθη ἀπὸ τὸ 1820 ὁ Fraunhofer εἰς τὴν χρησιμοποίησιν τῶν ***φραγμάτων παραθλάσεως***. Ταῦτα εἶναι πλακίδια ὑάλου μὲ παραλλήλους ἐπιπέδους ἐπιφανείας, ἐπὶ τῶν ὁποίων χαράσσονται λεπτόταται γραμμαὶ εἰς ἴσας μεταξύ των καὶ πολὺ μικρὰς ἀποστάσεις. Ὅσον πυκνοτέρα εἶναι ἡ χάραξις, δηλ. ὅσον περισσότεραι γραμμαὶ χαράσσονται καθ' ἑκάστην μονάδα μήκους, τόσον εὐκρινέστερα καὶ φωτεινότερα εἶναι τὰ δι' αὐτῶν παρατηρούμενα φαινόμενα παραθλάσεως. Εἰς τὰ φράγματα παραθλάσεως καταστρέφεται ἡ διαφάνεια τῆς ὑάλου κατὰ μῆκος τῶν γραμμῶν ποὺ χαράσσονται καὶ τὸ φῶς διέρχεται μόνον διὰ τῶν μεταξὺ τῶν χαραχθεισῶν γραμμῶν διαστημάτων. Ἀργότερον τὸ 1880 ὁ Rowland εἰς τὴν Βαλτιμόρην ἀντὶ τῶν φραγμάτων παραθλάσεως τοῦ διερχομένου φωτὸς ἐχρησιμοποίησε τοιαῦτα ἀνακλωμένου φωτός. Εἰς τὰ ἀνακλαστικὰ αὐτὰ φράγματα παραθλάσεως ἡ χάραξις τῶν γραμμῶν γίνεται ἐπὶ μεταλλικῆς κατοπτρικῆς ἐπιφανείας, εἰς τρόπον ὥστε καταστρέφεται κατὰ μῆκος τῶν γραμμῶν τούτων ἡ ἀνακλαστικότης τῆς κατοπτρικῆς ἐπιφανείας. Τὰ κατοπτρικὰ αὐτὰ φράγματα πλεονεκτοῦν τῶν ὑαλίνων εἰς τὸ ὅτι γίνεται πυκνοτέρα ἡ χάραξις, φθάνουσα μέχρι 750 γραμμῶν κατὰ χιλιοστόμετρον, ἐνῷ εἰς τὰ ὑάλινα εἶναι δύσκολον νὰ ὑπερβῶμεν τὰς 400 γραμμὰς κατὰ mm. Ἐπίσης πλεονεκτοῦν καὶ εἰς τὸ ὅτι ἡ χάραξις γίνεται ἐπὶ ἐπιφανειῶν κοίλων κατόπτρων καὶ ἑπομένως δὲν χρειάζεται φακὸς διὰ τὴν συγκέντρωσιν τῶν ἀκτίνων, ὅπως ἀπαιτεῖται εἰς τὰ φράγματα παραθλάσεως διερχομένου φωτός.

Εἰς κάθε φράγμα παραθλάσεως καλοῦμεν ***ἀντίστοιχα ἢ ὁμόλογα σημεῖα*** τοῦ φράγματος ἐκεῖνα, τὰ ὁποῖα εἰς τὰς διαδοχικὰς σχισμὰς (τ. ἔ. τὰ μεταξὺ τῶν διαδοχικῶν γραμμῶν ἀνέπαφα μέρη τῆς ἐπιφανείας) τοῦ φράγματος ἔχουν τὴν αὐτὴν σχετικὴν θέσιν (κεῖνται π. χ. εἰς τὰ μέσα τῶν σχισμῶν ἢ εἰς τὰς ἐντεῦθεν ἢ ἐκεῖθεν ἀκμὰς αὐτῶν). Ἡ ἀπόστασις μεταξὺ ***δύο διαδοχικῶν*** ὁμολόγων σημείων (π. χ. ἡ ἀπὸ τὸ μέσον μιᾶς σχισμῆς ἕως τὸ μέσον τῆς ἑπομένης της) εἶναι ἡ αὐτὴ δι' ὅλα καὶ καλεῖται ***σταθερὰ τοῦ φράγματος*** b (σχ. 109).

Ἂν ἀφήσωμεν δέσμην παραλλήλων ἀκτίνων νὰ προσπέσῃ ἐπὶ φράγματος παραθλάσεως καὶ τὰς διερχομένας δι' αὐτοῦ ἀκτῖνας τὰς συγκεντρώσωμεν διὰ φακοῦ (ἢ τὰς παρατηρήσωμεν διὰ τοῦ ὀφθαλμοῦ, ὁπότε ἡ συγκέντρωσις γίνεται διὰ τοῦ φακοῦ αὐτοῦ), σχηματίζονται ἐπὶ παραπετάσματος ποὺ κρατοῦμεν εἰς κάποιαν ἀπόστασιν ἀπὸ τοῦ φράγματος φάσματα παραθλάσεως. Ταῦτα, ἂν μὲν τὸ προσπῖπτον φῶς εἶναι μονοχρωματικόν, ἀποτελοῦνται ἀπὸ ῥαβδώσεις ἐναλλὰξ φωτεινὰς (τοῦ χρησιμοποιουμένου χρώματος) καὶ σκοτεινὰς [σχ. 110, I (ἐρυθρὸν) καὶ II (κυανοῦν)], ἐνῶ ἂν τὸ φῶς τῆς πηγῆς εἶναι

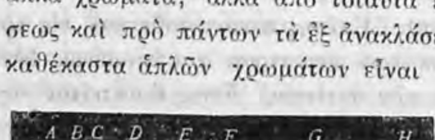


Σχ. 109



Σχ. 110

λευκὸν (σύνθετον) παρουσιάζουν διάφορα χρώματα (σχ. 110, III) κατ' ἀντίστροφον τάξιν ἐκείνης ποὺ παρουσιάζεται εἰς τὴν ἀνάλυσιν τοῦ φωτὸς τούτου διὰ μέσου πρίσματος. Ἐπὶ πλέον εἰς τὴν περίπτωσιν χρωματικῶν φασμάτων παραθλάσεως παρατηροῦμεν ὅτι πλαγιώτερον ἀπὸ τὸ πρῶτον φάσμα (τὸ φάσμα 1ης τάξεως) 1 (σχ. 110, III), σχηματίζεται δεύτερον 2 (φάσμα 2ας τάξεως), εὐρύτερον τοῦ πρώτου, μετ' αὐτὸ τρίτον 3, εὐρύτερον τοῦ δευτέρου, κ.ο.κ. Ἀλλὰ ἀπὸ τοῦ φάσματος 3ης τάξεως παρατηροῦμεν ὅτι μέρος αὐτοῦ πίπτει ἐν μέρει εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ προηγουμένου του, λόγῳ τοῦ ὅτι τὸ πλάτος ἀναπτύξεως τοῦ φάσματος αὐξάνεται, ὅταν αὐξάνεται ὁ ἀριθμὸς τάξεως αὐτοῦ. Ἔτσι τὰ φάσματα 3ης τάξεως καὶ ἄνω δὲν ἀποτελοῦνται ἀπὸ ἁπλᾶ χρώματα, ἀλλὰ ἀπὸ τοιαῦτα ἐξ ἀναμίξεως. Εἰς τὰ φάσματα παραθλάσεως καὶ πρὸ πάντων τὰ ἐξ ἀνακλάσεως φωτὸς λαμβανόμενα ἡ ἀνάπτυξις τῶν καθέκαστα ἁπλῶν χρωμάτων εἶναι ἰσομετρικὴ κατ' ἀντίθεσιν πρὸς τὰ φάσματα ποὺ λαμβάνονται διὰ πρισμάτων, ὅπου τὸ τμῆμα ποὺ καταλαμβάνεται ἀπὸ τὸ κυανοῦν καὶ ἰῶδες χρῶμα, ἔχει πολὺ μεγαλυτέραν ἔκτασιν ἀπὸ τὸ τμῆμα ποὺ καταλαμβάνεται ἀπὸ τὸ ἐρυθρὸν καὶ τὸ κίτρινον χρῶμα. Τὸ σχ. 111 δείχνει τὴν διαφορὰν αὐτὴν μεταξὺ δύο ἰσομήκων φασμάτων τοῦ ἡλιακοῦ φωτός, (τὸ 1 λαμβάνεται διὰ πρίσματος, τὸ 2 διὰ φράγματος)· εἰς ταῦτα σημειώνονται αἱ θέσεις τῶν γραμμῶν Fraunhofer (σελ. 115).



Σχ. 111

Πρὸς ἐξήγησιν τῶν φαινομένων ποὺ παρατηροῦμεν, ὅταν διέρχεται φῶς διὰ μέσου φραγμάτων παραθλάσεως, θεωροῦμεν τὴν ἁπλουστέραν περίπτωσιν παραθλάσεως δέσμης παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν ***παράθλασιν*** F r a u n h o f e r πρὸς διάκρισιν ἀπὸ τὴν ***παράθλασιν*** F r e s n e l, ὅπου ἡ παραθλωμένη δέσμη εἶναι ἀποκλίνουσα. Ἀπὸ τὰς παραλλήλους ἀκτῖνας τῆς καθέτως ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τοῦ φράγματος προσπιπτούσης δέσμης ξεχωρίζομεν ἐκείνας ποὺ προσπίπτουν εἰς ἀντίστοιχα σημεῖα, π. χ. τὰς εἰς τὸ σχῆμα 109 σημειουμένας, καθεμία τῶν ὁποίων περνάει ἀκριβῶς ἀπὸ τὸ ἀριστερὸν χεῖλος σχισμῆς τοῦ φράγματος. Σύμφωνα μὲ τὴν ἀρχὴν τοῦ Huygens καθὲν ἀπὸ τὰ σημεῖα αὐτὰ τοῦ φράγματος καθίσταται κέντρον ἐκπομπῆς φωτὸς πρὸς ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἐκ τῶν διευθύνσεων τούτων ἐκλέγομεν ἐκείνας, ποὺ κάθε μία των σχηματίζει γωνίαν α μὲ τὴν διεύθυνσιν τῆς προσπιπτούσης δέσμης. Εἶναι εὐνόητον ὅτι αἱ ἀκτῖνες ποὺ προέρχονται ἀπὸ ***δύο γειτονικὰ ὁμόλογα*** σημεῖα ἐνισχύονται ἀμοιβαίως, ἂν ἡ διαφορὰ πορείας των κατὰ τὴν θεωρουμένην διεύθυνσιν ἀνέρχεται εἰς ἀκέραιον πολλαπλάσιον τοῦ μήκους κύματος λ. Ἂν ἡ συνθήκη αὐτὴ πληροῦται διὰ τὰς δύο αὐτὰς ἀκτῖνας, θὰ πληροῦται ἐπισης καὶ δι' ὅλας τὰς ἄλλας ποὺ περνοῦν διὰ τοῦ φράγματος ὑπὸ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν, ἐφ' ὅσον προϋποτίθεται ὅτι αἱ σχισμαὶ τοῦ φράγματος ἔχουν τὸ αὐτὸ πλάτος καὶ ἡ ἀπόστασις τῶν σχισμῶν (σταθερὰ τοῦ φράγματος) b, εἶναι ἡ αὐτή. Ὅπως φαίνεται ἐκ τοῦ σχήματος αἱ διευθύνσεις παραλλήλων ἀκτίνων ποὺ συμβάλλουν μὲ μεγίστην ἀμοιβαίαν ἐνίσχυσιν, θὰ σχηματίζουν μὲ τὴν κάθετον ἐπι τὸ ἐπίπεδον τοῦ φράγματος γωνίαν α ποὺ δίδεται ὑπὸ τῆς σχέσεως $z.\lambda = b.\eta\mu\alpha$ ἢ $\eta\mu\alpha = z\lambda/b$ (189) εἰς τὴν ὁποίαν ὁ παράγων z παριστάνει ἕνα τῶν ἀκεραίων ἀριθμῶν 1, 2, 3 ... Ἀντιστοίχως πρὸς τὴν τιμὴν τοῦ z διακρίνομεν φάσματα συμβολῆς ἐκ παραθλάσεως 1ης, 2ας, 3ης .... τάξεως. Ἂν μετὰ τὸ φράγμα ὁ χῶρος καταλαμβάνεται ἀπὸ ὑλικὸν ποὺ ἔχει δείκτην διαθλάσεως n, ἡ ταχύτης c_1 διαδόσεως τῆς φωτεινῆς δέσμης εἰς τὸν χῶρον τοῦτον θὰ εἶναι μικροτέρα τῆς εἰς τὸν ἀέρα (καὶ κατὰ προσέγγισιν εἰς τὸ κενὸν) c. Κατὰ συνέπειαν τούτου τὸ μῆκος κύματος λ ποὺ ἔχει τὸ φωτεινὸν κῦμα εἰς τὸν ἀέρα, γίνεται λ_1 εἰς τὸ ἄλλο ὑλικὸν καὶ συνεπῶς εἶναι : $\eta\mu\alpha = z.\lambda_1/b$ (189'). Ἀλλὰ σύμφωνα μὲ τὴν σχεσιν τοῦ ἐδαφ. ε τῆς § 42 εἶναι : $\lambda_1 = \lambda.c_1/c$ καὶ ἐπειδὴ σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (158) εἶναι : $c/c_1 = n$ θὰ εἶναι $\lambda_1 = \lambda/n$. Ἂν θέσωμεν τὴν τιμὴν αὐτὴν τοῦ λ_1 εἰς τὴν σχέσιν (189') θὰ λάβωμεν : $\eta\mu\,\alpha = z.\lambda/n.b$ (190)

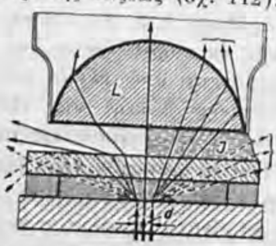
Ὅταν ἡ διαφορὰ πορείας δύο γειτονικῶν ὁμολόγων ἀκτίνων μιᾶς δέσμης παραλλήλων ἀκτίνων εἶναι διάφορος ***ἀκεραίου*** πολλαπλασίου τοῦ μήκους κύματος, προκύπτει σκοτεινὴ ῥάβδωσις συμβολῆς, ἐφόσον ὁ ἀριθμὸς σχισμῶν τοῦ φράγματος εἶναι ἀρκετὰ μεγάλος. Διότι, ἂν π. χ. ἦτο ἡ διαφορὰ πορείας τῶν δύο πρώτων κατὰ σειρὰν ὁμολόγων ἀκτίνων ἴση πρὸς $\lambda/_{10}$, θὰ ἀποσβύνωνται τελείως διὰ συμβολῆς ἡ πρώτη μετὰ τῆς ἕκτης, ἡ δευτέρα μετὰ τῆς ἑβδόμης, ἡ τρίτη μετὰ τῆς ὀγδόης κ.ο.κ. ὁμολόγου ἀκτῖνος, ἀφοῦ διὰ κάθε ἓν ἀπὸ τὰ ζεύγη αὐτὰ ἡ διαφορὰ πορείας εἶναι $5\lambda/10 = \lambda/2$, ἤτοι τὰ συναντώμενα κύματα συμβάλλουν μὲ διαφορὰν φάσεως 180°. Δι' ἀκόμη μικροτέραν διαφορὰν πορείας τῶν δύο γειτονικῶν ὁμολόγων ἀκτίνων π.χ. $\lambda/20$, πρέπει διὰ τὴν ἀπόσβεσιν νὰ συμβάλῃ ἡ πρώτη μετὰ τῆς κατὰ σειρὰν 10ης ὁμολόγου ἀκτῖνος διὰ νὰ εἶναι ἡ διαφορὰ πορείας των ($10\lambda/20 = \lambda/2$) ἴση μὲ ἥμισυ μῆκος κύματος καὶ συνεπῶς νὰ γίνεται ἀπόσβεσις αὐτῶν. Ἔτσι ἐξηγεῖται διατὶ πρέπει νὰ εἶναι πολὺ πυκνὴ ἡ χάραξις τοῦ φράγματος, διότι τότε μόνον ἀποσβύνονται τελείως ὅλαι αἱ ἄλλαι ὁμόλογοι ἀκτῖνες καὶ ἐνισχύονται ἀμοιβαίως ***μόνον*** ἐκεῖναι ποὺ συμβάλλουν μὲ διαφορὰν πορείας ἴσην πρὸς ***ἀκέραιον*** πολλαπλάσιον τοῦ λ· τοῦτο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα να εἶναι πολὺ εὐκρινέστερον τὸ λαμβανόμενον φάσμα παραθλάσεως.

Ἂν τὸ παραπέτασμα ἐπὶ τοῦ ὁποίου λαμβάνομεν τὸ φάσμα παραθλάσεως εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν a ἀπὸ τὸ ἐπίπεδον τοῦ φράγματος καὶ ἡ ***πρώτη*** φωτεινὴ ῥάβδωσις ἐκ παραθλάσεως μονοχρωματικοῦ φωτὸς σχηματίζεται εἰς ἀπόστασιν s πλαγίως τῆς μεσαίας, θὰ εἶναι $s = a\,\varepsilon\varphi\,\alpha$ ἢ $\varepsilon\varphi\,\alpha = s/a$. Ἂν λάβωμεν κατὰ προσέγγισιν $\varepsilon\varphi\,\alpha = \eta\mu\,\alpha$ καὶ θέσωμεν τὴν τιμὴν αὐτὴν εἰς τὴν σχέσιν (189) προκύπτει :

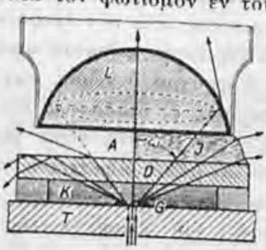
$$s/a = \lambda/b \qquad \text{ὅθεν} \qquad \lambda = b.s/a \tag{191}$$

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτήν, γνωρίζοντες τὴν σταθερὰν τοῦ φράγματος b καὶ μετρῶντες τὰς ἀποστάσεις s καὶ a, ὑπολογίζομεν τὸ μῆκος κύματος λ τοῦ παραθλωμένου μονοχρωματικοῦ φωτός.

ε') Ρόλος τῆς παραθλάσεως εἰς τὸ μικροσκόπιον. Ἡ παράθλασις τοῦ φωτὸς παίζει σπουδαῖον ῥόλον εἰς τὴν ἐπέκτασιν τοῦ ὁρίου τῆς διαχωριστικῆς ἰσχύος μικροσκοπίου. Εἴδαμε εἰς τὴν σελίδα 144 πρὸς 145 πῶς κατορθώνεται μὲ τὸ σύστημα καταδύσεως νὰ ἀντιμετωπισθῇ τὸ ἐμπόδιον ποὺ προβάλλεται εἰς τὴν ἐπαύξησιν τῆς μεγενθύνσεως, λόγῳ ἐλαττώσεως τῆς φωτεινότητος τοῦ σχηματιζομένου εἰδώλου. Ἀλλὰ πρὶν φθάσωμεν εἰς τὸ ὅριον τῆς μεγεθύνσεως λόγῳ ἐλαττώσεως τῆς φωτεινότητος τοῦ εἰδώλου, προσκρούομεν εἰς ἄλλο ἐμπόδιον, ὀφειλόμενον εἰς τὴν παράθλασιν, τὴν ὁποίαν ὑφίσταται τὸ φῶς, ποὺ διέρχεται διὰ μέσου τοῦ μικροσκοπικοῦ παρασκευάσματος, τὸ ὁποῖον ἀποτελεῖ εἶδος φράγματος παραθλάσεως. Διὰ νὰ σχηματισθῇ δηλ. πραγματικὸν καὶ πιστὸν ὡς πρὸς τὴν ἀπόχρωσιν εἴδωλον διὰ φωτισμοῦ μὲ λευκὸν φῶς παράλληλον πρὸς τὸν ἄξονα τοῦ μικροσκοπίου, πρέπει πλὴν τῆς κεντρικῆς δέσμης ἀκτίνων ποὺ διαπερνᾷ χωρὶς παράθλασιν τὸ φωτιζόμενον ἀντικείμενον, νὰ εἰσδύουν εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν τοὐλάχιστον καὶ ἐκεῖναι αἱ πλευρικῶς παραθλώμεναι δέσμαι φωτός, αἱ ὁποῖαι σχηματίζουν τὰ ἑκατέρωθεν φάσματα πρώτης τάξεως (σχ. 112).



Σχ. 112



Σχ. 113

Κατὰ τὸν φωτισμὸν ἐν τούτοις τοῦ ἀντικειμένου μὲ μονόχρουν φῶς μικροῦ μήκους κύματος, δὲν μᾶς ἐνδιαφέρει πλέον διὰ τὸ χρῶμα τοῦ ἀντικειμένου· εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν ἀρκεῖ διὰ τὴν χωριστὰ διάκρισιν δύο πολὺ πλησίον σημείων νὰ φθάσῃ εἰς τὸν φακὸν καὶ ἀνὰ μία μόνον ἀκτὶς ἀπὸ τὰς πλευρικῶς παραθλωμένας ἀκτῖνας τοῦ φάσματος πρώτης τάξεως ἐκτὸς ἀπὸ τὴν ἄνευ παραθλάσεως εἰσδύουσαν μεσαίαν ἀκτῖνα (σχ. 113). Ἂν ὅμως ἡ μεταξὺ τῶν δύο σημείων ἀπόστασις εἶναι τόσον μικρά, ὥστε τὸ σύμπλεγμα αὐτῶν νὰ ἔχῃ τόσον μικρὰν σταθερὰν φράγματος, ὥστε καὶ αἱ ἀκτῖνες τοῦ μικροτέρου μήκους κύματος νὰ ἐκτρέπωνται διὰ παραθλάσεως τόσον, ὥστε νὰ μὴ συναντοῦν πλέον τὸν φακόν, μπορεῖ νὰ ἔχωμεν πάλιν μεγέθυνσιν τοῦ συμπλέγματος τῶν σημείων, ἀλλὰ ὄχι πλέον διάκρισιν ἑκάστου ἐξ αὐτῶν χωριστά. Σύμφωνα δηλαδὴ μὲ τὴν σχέσιν (190) $\eta\mu\ \alpha = z\lambda/nb$, ὅσον μικροτέρα γίνεται ἡ σταθερὰ b τοῦ φράγματος, τόσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ γωνία α τῆς παραθλάσεως πρώτης τάξεως (καὶ ἀκόμη μεγαλυτέρα ἡ τῶν ἑπομένων μεγίστων). Ἐκ τούτου βλέπομεν τώρα καὶ ἄλλην σκοπιμότητα ποὺ ἔχει ἡ πλήρωσις τοῦ μεταξὺ φακοῦ L καὶ καλυπτρίδος D χώρου μὲ ὑγρὸν J μεγάλου δείκτου διαθλάσεως n (σύστημα καταδύσεως). Τοῦτο ὀφείλει ὄχι μόνον νὰ ἐπαυξήσῃ τὴν φωτεινότητα τοῦ εἰδώλου, ὅπως ἤδη ἀνεπτύχθη εἰς τὴν σ. 145—46, ἀλλὰ νὰ ἐπαυξήσῃ καὶ τὴν διαχωριστικὴν ἰσχὺν τοῦ μικροσκοπίου, ἀφοῦ χάρις εἰς τὴν διαθλαστικότητα τοῦ ὑγροῦ τῆς καταδύσεως (κεδρελαίου) αἱ ἀναγκαιοῦσαι ἀκτῖνες παρὰ τὴν ἐκτροπὴν ποὺ ὑφίστανται λόγῳ τῆς παραθλάσεως, πάσχουν τοιαύτην διάθλασιν, ὥστε νὰ φθάνουν (μερικαὶ τοὐλάχιστον) εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν φακόν. Κατὰ τὴν χρησιμοποίησιν μονοχρώμου φωτός, τὸ ὁποῖον προσπίπτει καθέτως καὶ ἔχει μῆκος κύματος (εἰς τὸν ἀέρα) λx αἱ ἐκ τοῦ ἀντικειμένου (φράγματος) προερχόμεναι ἀκτῖνες τοῦ 1ου μεγίστου φωτεινότητος (διὰ τὸ ὁποῖον εἶναι $z=1$) σχηματίζουν κῶνον μὲ ἡμίσειαν *γωνίαν ἀνοίγματος* α_{x_1}. Ἂν εἶναι nx ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὑγροῦ καταδύσεως διὰ τὸ χρησιμοποιούμενον χρῶμα φωτός, πρέπει σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (190) νὰ εἶναι $b = \lambda x / nx\ \eta\mu\ \alpha_{x_1}$ (191').

Ἀπὸ τὴν σχέσιν αὐτὴν φαίνεται ἡ ἐξάρτησις, ποὺ ἔχει ἡ ἐλαχίστη ἀπόστασις b, μέχρι τῆς ὁποίας μποροῦν νὰ πλησιάσουν μεταξὺ των δύο σημεῖα καὶ νὰ ἐξακολουθοῦν νὰ φαίνωνται χωριστὰ εἰς τὸ μικροσκόπιον, ἀπὸ τὸ μῆκος κύματος λ_x τοῦ χρησιμοποιουμένου μονοχρωματικοῦ φωτισμοῦ καὶ ἀπὸ τὸν δείκτην διαθλάσεως n_x τοῦ ὑγροῦ καταδύσεως καὶ τὴν γωνίαν παραθλάσεως α_{x_1}.

Τὸ γινόμενον $n_x \, \eta\mu \, \alpha_{x_1}$ καλεῖται *ἀριθμητικὸν ἄνοιγμα* τοῦ μικροσκοπίου (§ 39,ξ). Ἡ διαχωριστικὴ ἱκανότης μικροσκοπίου μπορεῖ, ὅπως φαίνεται ἐκ τῆς σχέσεως (191'), νὰ αὐξηθῇ καὶ διὰ χρησιμοποιήσεως φωτὸς μικροτέρου μήκους κύματος. Ἔτσι φθάνομεν εἰς τὴν χρησιμοποίησιν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων (πρβλ. § 47, ε) ποὺ δὲν εἶναι πλέον αἰσθηταὶ εἰς τὸν ὀφθαλμὸν καὶ ὡς ἐκ τούτου δὲν εἶναι δυνατὸν νὰ γίνῃ μὲ αὐτὰς ἀπ' εὐθείας παρατήρησις. Ἀντὶ τοῦ ὀφθαλμοῦ τοποθετεῖται τώρα εἰς τὴν θέσιν τοῦ παρατηρητοῦ ἡ *φωτογραφικὴ πλάξ*. Ἐπὶ πλέον πρέπει εἰς τὴν περίπτωσιν χρήσεως ὑπεριωδῶν ἀκτίνων νὰ ἀντικατασταθῇ τὸ ἐξ ὑάλου ὑλικὸν (ποὺ σχεδὸν εἶναι ἀδιαπέραστον διὰ τὰς ὑπεριώδεις ἀκτῖνας) τῶν φακῶν διὰ τοιούτου ἀπὸ χαλαζίαν. Διὰ σωμάτια τώρα τῶν ὁποίων αἱ διαστάσεις εἶναι μικρότεραι τῆς ὡς ἄνω καθοριζομένης ἐλαχίστης ἀποστάσεως b, μπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ τὸ *ὑπερμικροσκόπιον*. Εἰς αὐτὸ δὲν εἶναι πλέον δυνατὸν νὰ διακρίνωμεν τὴν μορφὴν τῶν ὑπερμικροσκοπικῶν σωματίων, ἀλλ' ἁπλῶς διαπιστώνομεν τὴν παρουσίαν των, ὅπως π.χ. συμβαίνει εἰς τὴν διαπίστωσιν τῆς ὑπάρξεως τῶν σωματιδίων τῆς μοριακῆς κινήσεως τοῦ Brown (§ 31,γ) ἢ τῶν αἰωρουμένων εἰς κολλοειδὲς διάλυμα (§ 21, στ'). Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ὑπερμικροσκοπίου ὁ φωτισμὸς τοῦ πρὸς παρατήρησιν ἀντικειμένου δὲν γίνεται ὡς εἰς τὸ μικροσκόπιον κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος τῶν φακῶν, ἀλλὰ σχεδὸν καθέτως πρὸς αὐτήν, ὅπως δείχνει τὸ σχῆμα 114. Ἕνεκα τούτου δὲν φθάνει τώρα εἰς τὸν ἀντικειμενικὸν φακὸν καμμία ἀπὸ τὰς ἀπ' εὐθείας ἀκτῖνας τῆς πλαγίως προσπιπτούσης στενῆς ταύτης δέσμης. Ἀντὶ τούτων εἰσδύουν εἰς αὐτὸν αἱ ἀκτῖνες τῶν ἀνωτέρων μεγίστων (2ας, 3ης τάξεως) παραθλάσεως ποὺ λαμβάνει χώραν εἰς τὰ οὕτω φωτιζόμενα τεμαχίδια τοῦ ἀντικειμένου. Ἔτσι τὰ τεμαχίδια αὐτὰ ποὺ καὶ διὰ τὰ ἰσχυρότερα μικροσκόπια εἶναι ἀόρατα προδίδουν τὴν παρουσίαν των, χωρὶς ὅμως καὶ ν' ἀποκαλύψουν τὴν μορφήν των, διότι σχηματίζουν στρογγύλα φωτεινὰ «*δισκία παραθλάσεως*» ἐπὶ σκοτεινοῦ ὀπτικοῦ πεδίου. Ἀλλὰ καὶ διὰ τὴν παρατήρησιν ἐπὶ σκοτεινοῦ πεδίου ὑπάρχει κάποιο κατώτερον ὅριον ὁρατότητος, πέραν τοῦ ὁποίου τὰ ὑπερμικροσκοπικὰ σωμάτια, ἀκόμη καὶ ὅταν φωτίζωνται ὅσον τὸ δυνατὸν περισσότερον πλαγίως, δὲν παραθλοῦν πρὸς τὸν φακὸν τοῦ μικροσκοπίου ἀρκετὸν φῶς, ὥστε νὰ δύναται νὰ παρατηρηθῇ ἡ παρουσία δισκίων παραθλάσεως εἰς τὸ σκοτεινὸν ὀπτικὸν πεδίον.

Σχ. 114

Προβλήματα

1) Παρατηροῦμεν μὲ φακὸν (ὡς ἁπλοῦν μικροσκόπιον) ἑστιακῆς ἀποστάσεως f=5 (cm) τὰς ραβδώσεις συμβολῆς, ποὺ σχηματίζονται μὲ τὰ κάτοπτρα τῆς πειραματικῆς διατάξεως τοῦ Fresnel καὶ εὑρίσκομεν ὅτι ἡ μεταξὺ δύο γειτονικῶν ραβδώσεων ἀπόστασις εἶναι $s_\varphi = 3$ (mm), ὅταν τὸ θεωρούμενον εἴδωλον τῶν ραβδώσεων τὸ βλέπωμεν εἰς τὴν ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως a_0=25 (cm). Ἡ ἀπόστασις τοῦ παραπετάσματος ἐπὶ τοῦ ὁποίου σχηματίζονται αἱ ραβδώσεις συμβολῆς, εἶναι a=4(m) καὶ ἡ μεταξὺ τῶν δύο εἰδώλων τῆς φωτεινῆς πηγῆς d=4(mm). Ποία εἶναι ἡ συχνότης τῆς κυμάνσεως, ποὺ παρέχει τὸ χρησιμοποιηθὲν ἁπλοῦν χρῶμα

φωτός; ['Απ. 'Η κατὰ τὴν σχέσιν (185) ἀπόστασις s μεταξὺ δύο γειτονικῶν ῥαβδώσεων προκύπτει ἐκ τῆς φαινομένης ἀποστάσεως s_φ σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (181) ὅτι εἶναι : $s = s_\varphi \cdot f/(25+f) = 0{,}5$ [mm], ὅθεν $\lambda = 0{,}5$ (mm).4 (mm)/4000(mm)= =0,0005 (mm) καὶ ἑπομένως $\nu = c/\lambda = 3.10^{10}$(cm/sec)/$5.10^{-5}$(cm)=$600.10^{12}$(sec^{-1})]

2) Ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας τοῦ ἐπιπεδοκύρτου φακοῦ, τὸν ὁποῖον χρησιμοποιοῦμεν διὰ τὸν σχηματισμὸν «δακτυλίων τοῦ Νεύτωνος» εἶναι $\varrho = 118$ [cm]. Ἂν αἱ ἀκτῖνες τοῦ πρώτου καὶ τοῦ τρίτου σκοτεινοῦ δακτυλίου εἶναι ἀντιστοίχως $\alpha_1 = 0{,}83$ καὶ $\alpha_3 = 1{,}45$ [mm], πόσον εἶναι τὸ μῆκος κύματος λ τοῦ χρησιμοποιηθέντος διὰ τὸ πείραμα μονοχρωμου φωτός; ('Απ. $\lambda = 0.83^2$ [mm²]/1180 [mm]=0,000584[mm]= =584 [μμ] καὶ $\lambda = 1{,}45^2/1180 \cdot 3 = 594$ [μμ]).

3) Ποία ἡ ἀκτὶς καμπυλότητος ϱ τῆς κυρτῆς ἐπιφανείας ἐπιπεδοκύρτου φακοῦ, μὲ τὸν ὁποῖον σχηματίζομεν «δακτυλίους Νεύτωνος», ἂν ὁ δεύτερος σκοτεινὸς δακτύλιος ἔχη διάμετρον $\delta_2 = 2{,}6$ [mm], ὅταν τὸ χρησιμοποιούμενον ἁπλοῦν φῶς ἔχη μῆκος κύματος $\lambda = 650$ μμ; ('Απ. Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (186) θὰ εἶναι $\varrho = \dfrac{(\delta_2/2)^2}{\lambda \cdot 2} =$ $= 1{,}3^2$ [mm²] / 2.0,00065 [mm]=1,3 [m].

4) Ἡ ἀπόστασις 2s μεταξὺ τῶν δύο πρώτων δεξιὰ καὶ ἀριστερὰ τοῦ μέσου ῥαβδώσεων παραθλάσεως εἶναι ἴση μὲ 8 [mm], ὅταν ἡ εἰκὼν τῶν ῥαβδώσεων παραθλάσεως σχηματίζεται ἐπὶ παραπετάσματος, ποὺ ἀπέχει ἀπόστασιν $a = 3$[m] ἀπὸ σχισμὴν πλάτους $b = 0{,}5$ [mm], ἡ ὁποία φωτίζεται μὲ ἐρυθρὸν μονόχρουν φῶς. Ποῖον τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς τούτου; ('Απ. $\lambda = bs/a = 0{,}5$[mm]4/3000=667[μμ].

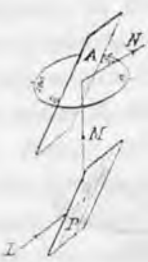
5) Ποῖον θὰ εἶναι τὸ μῆκος κύματος μονοχρώμου φωτός, ἂν φωτίζοντες μὲ τοῦτο τὴν αὐτὴν ὡς ἄνω σχισμήν, ἐλαμβάνομεν ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ παραπετάσματος ῥαβδώσεις παραθλάσεως ποὺ ἀπέχουν ἡ μία ἀπὸ τὴν ἑπομένην της πρὸς τὸ αὐτὸ μέρος ἀπόστασιν $s = 2{,}8$ [mm]; ('Απ. $\lambda = 0{,}5 \cdot 2{,}8/3000 = 467$ [μμ]).

6) Μὲ φράγμα παραθλάσεως ποὺ φέρει 1000 ἐγκοπὰς καθ' ἕκαστον ἑκατοστόμετρον μήκους, παρατηρεῖται ὅτι ἡ ῥάβδωσις τοῦ φάσματος πρώτης τάξεως ἀποκλίνει ἀπὸ τὸ μέσον κατὰ γωνίαν $\alpha_1 = 3^\circ\ 23'$, ὅταν τὸ χρησιμοποιούμενον φῶς εἶναι ἐκεῖνο ποὺ παρέχει ἡ κιτρίνη φλὸξ νατρίου. Πόσον εἶναι τὸ μῆκος κύματος καὶ πόση ἡ συχνότης τοῦ φωτὸς τούτου; ('Απ. $\lambda = b\ \eta\mu\ \alpha_1 = 1/1000$ [cm] . $\eta\mu\,(3^\circ\ 23') =$ $= 19000$ [μμ] . 0,059=590 [μμ].

7) Ὑπὸ ποίαν γωνίαν α_2 ἀποκλίνει εἰς τὴν ἀνωτέρω περίπτωσιν ἡ ῥάβδωσις τοῦ φάσματος δευτέρας τάξεως; ('Απ. $\eta\mu\ a_2 = 2\lambda/b = 2.590$ [μμ] / 10000 [μμ]= =0,118 καὶ $\alpha_2 = 6^\circ\ 45'$).

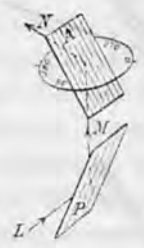
§ 44 ΠΟΛΩΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

α) Πειραματικαὶ διαπιστώσεις. Θεωροῦμεν δέσμην παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων L (σχ. 115), ἡ ὁποία προσπίπτει ὑπὸ γωνίαν περίπου 55° ἐπὶ ὑαλίνης πλακὸς P, τῆς ὁποίας ἡ ὀπισθία ἐπιφάνεια ἔχει ἐπαλειφθῆ μὲ μέλαν χρῶμα, ὥστε τὸ φῶς ποὺ φθάνει μέχρις αὐτῆς νὰ ἀπορροφᾶται καὶ ἔτσι νὰ ἀπομένη μόνον τὸ φῶς ποὺ ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας τῆς πλακός. Ἂν τὸ ἀνακλώμενον τοῦτο φῶς M προσπίπτη ἔπειτα ἐπὶ ἄλλης κατοπτρικῆς πλακὸς A (τῆς ὁποίας ἐπίσης ἔχει ἀμαυρωθῆ ἡ ὀπισθία ἐπιφάνεια), λαμβάνει κατὰ κανόνα χώραν νέα ἀνάκλασις κατὰ τὴν διεύθυνσιν N. Στρέφομεν τώρα τὴν δευτέραν πλάκα A περὶ τὴν ἀκτῖνα M ὡς ἄξονα (σχ. 116, 117, 118) ποὺ περνάει δι' αὐτῆς καὶ παρατηροῦμεν ὅτι ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης δέσμης Ν παρουσιάζει αὐξομειώσεις. Ἔχει δηλαδὴ αὕτη μίαν μεγίστην ἔντασιν, ὅταν ἡ θέσις τῆς δευτέρας πλακὸς ὡς πρὸς τὴν πρώτην εἶναι τέτοια, ὥστε τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως (ἢ ἀνακλάσεως) ἐπὶ τῆς

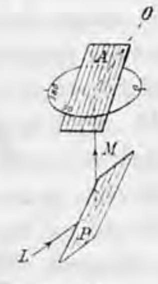


Σχ 115

Σχ. 116



Σχ. 117



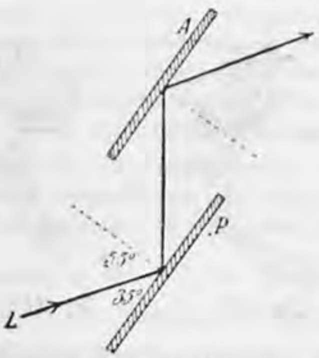
Σχ. 118

μιᾶς πλακὸς νὰ συμπίπτη μὲ τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως (ἢ ἀνακλάσεως) ἐπὶ τῆς ἄλλης, (σχ. 115 καὶ 117) καὶ μίαν ἐλαχίστην, ὅταν μὲ τὴν στροφὴν τῆς δευτέρας πλακὸς φθάνωμεν εἰς θέσιν, ποὺ τὰ δύο αὐτὰ ἐπίπεδα εἶναι κάθετα τὸ ἓν ἐπὶ τοῦ ἄλλου (σχ. 116 καὶ 118)· εἰς τὰς διαμέσους θέσεις ἡ ἔντασις τῆς ἀνακλωμένης δέσμης ἔχει διαμέσους τιμάς. Ἂν μεταβάλλωμεν βαθμηδὸν τὴν γωνίαν προσπτώσεως ἐπὶ τῆς πρώτης πλακός, εὑρίσκομεν ὅτι αἱ παραπάνω αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως τῆς δέσμης ποὺ ἀνακλᾶται ἐκ τῆς δευτέρας πλακὸς ἐκδηλώνονται, ὅταν ἡ γωνία προσπτώσεως ἐπὶ τῆς πρώτης πλακὸς λάβη μίαν ὡρισμένην τιμὴν (εἰς τὴν περίπτωσιν ὑαλίνης πλακός, ὅταν γίνη 55°).

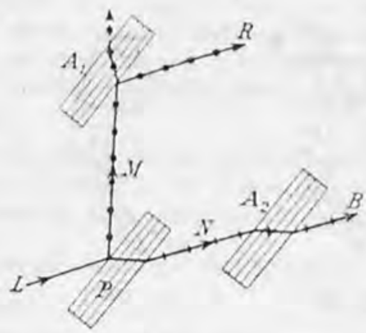
Ὥστε μὲ τὴν ἀνάκλασίν της ἐπὶ τῆς ὑαλίνης πλακὸς Ρ ἡ δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων παθαίνει κάποιαν μεταβολὴν ποὺ ἐκδηλώνεται μὲ διαφορετικὰς ἰδιότητας εἰς δύο καθέτους μεταξύ των διευθύνσεις. Ὀνομάζομεν τὴν μεταβολὴν αὐτὴν τῆς φωτεινῆς δέσμης ***πόλωσιν τοῦ φωτὸς*** αὐτῆς. Ἡ φωτεινὴ δέσμη ποὺ ἔχει ὑποστῆ πόλωσιν λέγεται ***πεπολωμένη***, τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως τῆς δέσμης, ἡ ὁποία ὑφίσταται πόλωσιν, ***ἐπίπεδον πολώσεως***, ἡ γωνία ὑπὸ τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ προσπίπτη ἡ δέσμη διὰ νὰ ὑποστῆ τὴν μεγίστην πόλωσιν (εἰς τὴν περίπτωσιν ὑαλίνης πλακὸς εἶναι, ὅπως εἴπαμε, 55°) ***γωνία πολώσεως*** καὶ ἡ συσκευὴ μὲ τὴν ὁποίαν ἐπιφέρομεν τὴν πόλωσιν ***πολωτής***.

Ρίπτομεν τώρα τὴν δέσμην παραλλήλων ἀκτίνων ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως 55° ἐπὶ ὑαλίνης πλακός, τῆς ὁποίας καὶ ἡ ὀπισθία ἐπιφάνεια εἶναι καθαρὰ καὶ συνεπῶς ἐπιτρέπει νὰ ἐξέρχεται ἀπ' αὐτῆς μέρος τοῦ ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας προσπίπτοντος φωτός. Τὸ μέρος τοῦ φωτὸς ποὺ ἀνακλᾶται ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας (σχ. 119) εἶναι, ὅπως εἴπαμε παραπάνω, πεπολωμένον. Ἀλλὰ καὶ τὸ μέρος τοῦ φωτὸς ποὺ μετὰ τὰς δύο διαθλάσεις ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν ὀπισθίαν ἐπιφάνειαν τῆς πλακὸς εὑρίσκεται ὅτι καὶ αὐτὸ εἶναι πεπολωμένον. Διακρίνεται ὅμως τοῦτο ἀπὸ τὸ ἐξ ἀνακλάσεως πεπολωμένον φῶς : 1) ἐκ τοῦ ὅτι ἡ πόλωσις τοῦ ἐκ διαθλάσεως φωτὸς δὲν εἶναι τελεία καὶ 2) ἐκ τοῦ ὅτι τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως εἶναι εἰς τὸ ἐκ διαθλάσεως φῶς κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τοῦ ἐξ ἀνακλάσεως φωτός.

Διὰ νὰ ἐπιτύχωμεν πληρεστέραν πόλωσιν τοῦ διαθλωμένου φωτὸς διαβιβάζομεν τοῦτο διὰ σειρᾶς περισσοτέρων πλακῶν P (σχ. 120). Στρῶμα ἀπὸ κάπου



Σχ. 119



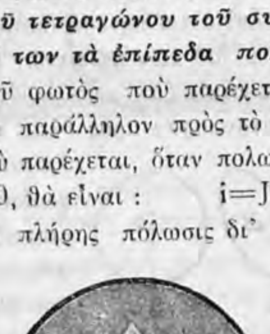
Σχ. 120

20 ὑαλίνας πλάκας ποὺ ἐπιτίθενται ἡ μία ἐπὶ τῆς ἄλλης ἐπιφέρει σχεδὸν τελείαν πόλωσιν τοῦ δι' αὐτοῦ διερχομένου φωτός N. ἂν ἡ γωνία προσπτώσεως τοῦ φωτὸς ἐπὶ τοῦ στρώματος εἶναι περίπου 55°. Διὰ τὴν πιστοποίησιν τῆς πολώσεως μιᾶς φωτεινῆς δέσμης χρησιμεύουν συσκευαὶ ὅμοιαι πρὸς τὰς ἐπιφερούσας τὴν πόλωσιν. Οὕτω τὴν πόλωσιν τῆς ἐξ ἀνακλάσεως εἰς τὸ πρῶτον κάτοπτρον P φωτεινῆς δέσμης (σχ. 119) τὴν ἐλέγχομεν διὰ δευτέρου κατόπτρου A. Ἐπίσης τὴν πόλωσιν διὰ διαθλάσεως εἰς συσκευασίαν περισσοτέρων παραλλήλων ὑαλίνων πλακῶν P (σχ. 120) τὴν διαπιστώνομεν μὲ δευτέραν συσκευασίαν παραλλήλων ὑαλίνων πλακῶν A_1. Αὕτη στρεφομένη περὶ τὴν ἐπ' αὐτῆς προσπίπτουσαν δέσμην N ὡς περὶ ἄξονα, προκαλεῖ μέγιστα καὶ ἐλάχιστα εἰς τὴν διερχομένην δι' αὐτῆς δέσμην B, μαρτυροῦντα τὴν παρουσίαν πολώσεως.

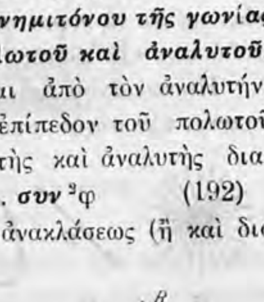
Ὀνομάζομεν τὴν δευτέραν αὐτὴν συσκευὴν (δεύτερον κάτοπτρον, δευτέραν συσκευασίαν πλακῶν) ***ἀναλυτὴν*** πρὸς διάκρισιν ἀπὸ τῆς πρώτης, τὴν ὁποίαν ὠνομάσαμεν πολωτήν. Κάθε συσκευὴ ποὺ συνδυάζει πολωτὴν καὶ ἀναλυτὴν ἀποτελεῖ ἓν ***πολωσισκόπιον***. Ὡς ἀναλυτὴς μπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ μία ὑαλίνη πυραμὶς ἀποτελουμένη ἀπὸ τέσσαρας τριγωνικὰς μαύρας ὑαλίνας πλάκας (σχ. 121). Ἡ βάσις τῆς πυραμίδος αὐτῆς ἐπικολλᾶται εἰς τὸ μέσον λευκοῦ παραπετάσματος κατὰ τρόπον, ὥστε νὰ μπορῇ νὰ στραφῇ ἡ πυραμὶς περὶ τὸν ἄξονά της. Ἡ γωνία κλίσεως ἑκάστης τῶν πλευρικῶν ἑδρῶν τῆς πυραμίδος εἶναι τόση, ὥστε δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων ποὺ προσπίπτει κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος, νὰ σχηματίζῃ μὲ κάθε ἕδραν γωνίαν προσπτώσεως 55°. Ἂν ἡ προσπίπτουσα κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἄξονος ἐπὶ τῆς κορυφῆς τῆς πυραμίδος δέσμη εἶναι πεπολωμένη, παράγονται ἐπὶ τοῦ παραπετάσματος εἰς μίαν ὡρισμένην θέσιν τῆς στρεφομένης πυραμίδος δύο φωτειναὶ τριγωνικαὶ κηλίδες ἐξ ἀνακλάσεως τοῦ φωτὸς μόνον εἰς τὰς δύο ἀπέναντι ἕδρας, διὰ τὰς ὁποίας τὸ ἐπίπεδον προσπτώσεως συμπίπτει μὲ μὲ τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως, ἐνῶ αἱ δύο ἄλλαι ἀπέναντι ἕδραι δὲν ἀνακλοῦν τὸ πεπολωμένον τοῦτο φῶς εἰς τὴν θέσιν αὐτήν. Ἡ πέραν τῆς θέσεως αὐτῆς στροφὴ τῆς πυραμίδος περὶ τὸν ἄξονά της ἐπιφέρει ἐλάττωσιν τοῦ φωτὸς τῶν δύο τριγωνικῶν ἐπιφανειῶν τοῦ παραπετάσματος καὶ βαθμιαίαν ἐμφάνισιν φωτισμοῦ εἰς δύο ἄλλας τριγωνικὰς θέσεις τοῦ παραπετάσματος ποὺ δέχονται τὸ ἐξ ἀνακλάσεως φῶς τῶν δύο ἄλλων ἀπέναντι ἑδρῶν. Ὅταν ἡ στροφὴ φθάση τὰς 45° ὡς πρὸς τὴν ἀρχικὴν θέσιν, αἱ φωτειναὶ τριγωνικαὶ θέσεις τοῦ παραπετάσματος εἶναι ἐξ ἴσου (ἀμυδρῶς) φωτισμέναι, ἐπειδὴ δέχονται τὸν αὐτὸν ἐξ ἀνακλάσεως φωτισμὸν καὶ ἀπὸ τὰς τέσσαρας ἕδρας. Πέραν καὶ τῆς θέσεως αὐτῆς καταπίπτει περισσότερον ἡ φωτεινότης τῶν ἀρχικῶς φωτεινῶν δύο τριγωνικῶν εἰδώλων καὶ αὐξάνεται ἡ φωτεινότης τῶν ἄλλων δύο μέχρις ὅτου συμπληρωθῆ στροφὴ κατὰ 90° ὡς πρὸς τὴν ἀρχικὴν θέσιν, ὁπότε τὰ δύο πρῶτα τριγωνικὰ εἴδωλα ἀποσβύνονται, ἐνῶ ἀποκτοῦν τὴν μεγίστην των φωτεινότητα τὰ ἄλλα δύο.

β) Νόμοι τῆς πολώσεως ἀνακλωμένου φωτός. Ἡ πρώτη διαπίστωσις τῆς πολώσεως φωτὸς δι' ἀνακλάσεως ἐγένετο τὸ 1808 ὑπὸ τοῦ Γάλλου φυσικοῦ Malus. Εἰς τοῦτον ὀφείλεται καὶ ὁ νόμος, σύμφωνα μὲ τὸν ὁποῖον μεταβάλλεται ἡ ἔντασις τοῦ πεπολωμένου φωτὸς ποὺ παρέχεται ἀπὸ τὸν ἀναλυτὴν εἰς τὰς διαφόρους ὡς πρὸς τὸν πολωτὴν θέσεις του. Κατὰ τὸν νόμον τοῦτον ***ἡ ἔντασις*** i ***τοῦ φωτὸς*** (πρβλ. § 46) ***ποὺ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν ἀναλυτὴν εἶναι ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τοῦ συνημιτόνου τῆς γωνίας φ ποὺ σχηματίζουν μεταξύ των τὰ ἐπίπεδα πολωτοῦ καὶ ἀναλυτοῦ.*** Ἔτσι ἂν εἶναι J ἡ ἔντασις τοῦ φωτὸς ποὺ παρέχεται ἀπὸ τὸν ἀναλυτήν, ὅταν τὸ ἐπίπεδόν του εἶναι παράλληλον πρὸς τὸ ἐπίπεδον τοῦ πολωτοῦ (γωνία $\varphi=0$), ἡ ἔντασις i ποὺ παρέχεται, ὅταν πολωτὴς καὶ ἀναλυτὴς διασταυρώνονται ὑπὸ γωνίαν $\varphi \neq 0$, θὰ εἶναι : $i = J \,.\, \sigma\upsilon\nu^2\varphi$ (192)

Ἡ διαπίστωσις ὅτι ἡ πλήρης πόλωσις δι' ἀνακλάσεως (ἢ καὶ διὰ διαθλάσεως) ἐπιτυγχάνεται μόνον ὑπὸ μίαν ὡρισμένην γωνίαν (εἰς τὴν ὕαλον κάπου 55°), ποὺ εἶναι διάφορος εἰς τὰ διάφορα ὑλικά, ὡδήγησε εἰς τὴν σκέψιν ὅτι θὰ ὑπάρχη κάποια σχέσις μεταξὺ τῆς γωνίας αὐτῆς (πολώσεως) καὶ τοῦ δείκτου διαθλάσεως τῆς οὐσίας. Ἡ σχέσις αὕτη ἀνευρέθη τὸ 1813 ὑπὸ τοῦ Brewster. Κατ' αὐτὴν ***ἡ γωνία πολώσεως εἰς κάθε ὑλικὸν εἶναι ἐκείνη, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ ἀνακλώμενον μέρος φωτεινῆς δέσμης σχηματίζει ὀρθὴν γωνίαν μὲ τὸ διαθλώμενον μέρος αὐτῆς.***



Σχ. 121



Σχ. 122

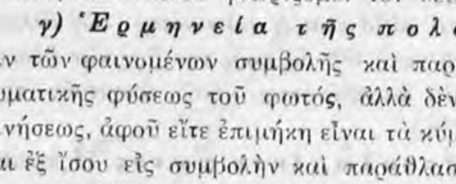
Ὅταν ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς L (σχ. 122) προσπίπτη ὑπὸ γωνίαν α ἐπὶ τῆς ὁρικῆς ἐπιφανείας SS τοῦ διαθλῶντος ὑλικοῦ, τοῦ ὁποίου ὁ δείκτης διαθλάσεως εἶναι n, πρέπει ἡ ἀνακλωμένη ἀκτὶς OR νὰ εἶναι κάθετος ἐπὶ τὴν διαθλωμένην OB. Ἂν ὅμως συμβαίνη τοῦτο, τότε μεταξὺ τῆς γωνίας προσπτώσεως α καὶ τῆς εἰς αὐτὴν ἀντιστοιχούσης γωνίας διαθλάσεως α′ θὰ ἰσχύουν αἱ σχέσεις : $\eta\mu\alpha/\eta\mu\alpha' = n$ ἢ $\eta\mu\alpha = n.\eta\mu\alpha'$ καὶ $\alpha + \alpha' = 90^0$ ἢ $\alpha' = 90 - \alpha$. Ἐκ τούτων προκύπτει : $\eta\mu\alpha = n.\eta\mu(90-\alpha) = n.\sigma\upsilon\nu\alpha$ ὅθεν :

$$\eta\mu\alpha/\sigma\upsilon\nu\alpha \text{ ἢ } \varepsilon\varphi\alpha = n \qquad (193)$$

Ἐκ τῆς σχέσεως αὐτῆς μπορεῖ νὰ προσδιορισθῇ ἡ γωνία πολώσεως **α** ὑλικοῦ, τοῦ ὁποίου γνωρίζομεν τὸν δείκτην διαπλάσεως n.

γ) Ἑρμηνεία τῆς πολώσεως φωτός. Μὲ τὴν θεώρησιν τῶν φαινομένων συμβολῆς καὶ παραθλάσεως ἐθεμελιώθη ἡ ἐκδοχὴ τῆς κυματικῆς φύσεως τοῦ φωτός, ἀλλὰ δὲν καθωρίσθη τὸ εἶδος τῆς κυματικῆς κινήσεως, ἀφοῦ εἴτε ἐπιμήκη εἶναι τὰ κύματα (§ 23, α),εἴτε ἐγκάρσια ὑπόκεινται ἐξ ἴσου εἰς συμβολὴν καὶ παράθλασιν. Διὰ τὴν ἐξήγησιν ὅμως τῆς πολώσεως ἐπιβάλλεται νὰ δεχθῶμεν ὅτι τὰ κύματα τοῦ φωτὸς εἶναι ἐγκάρσια, τ.ἔ. οἱ κραδασμοὶ εἰς τοὺς ὁποίους ὀφείλεται τὸ φῶς γίνονται ἐπὶ γραμμῶν καθέτων ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς διαδόσεως τοῦ κύματος (καθέτως δηλ. ἐπὶ τὴν ὀπτικὴν ἀκτῖνα). Σύμφωνα μὲ τὴν εἰδικωτέραν αὐτὴν εἰκόνα περὶ τῆς κυματικῆς φύσεως τοῦ φωτὸς αἱ κυμάνσεις, τῶν ὁποίων ἐκδήλωσις εἶναι τὸ φῶς, πρέπει νὰ γίνωνται ἐπὶ ἐπιπέδων, τὰ ὁποῖα, διέρχονται διὰ τῶν εὐθειῶν διαδόσεως τοῦ φωτός (τ.ἔ. διὰ τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων).

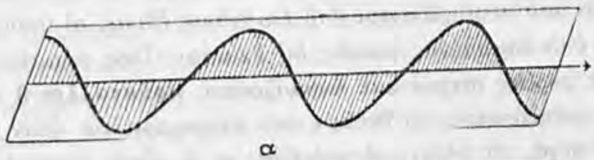
Προκειμένου περὶ φυσικῆς (μὴ πεπολωμένης) φωτεινῆς ἀκτῖνος, ἡ ὁποία δεικνύει τὴν αὐτὴν συμπεριφορὰν πρὸς ὅλας τὰς γύρω της διευθύνσεις, τὰ ἐπίπεδα τῶν κραδασμῶν ποὺ προχωροῦν κατὰ μῆκος αὐτῆς, ἔχουν οἱουσδήποτε ἐκ τῶν ἀπείρων προσανατολισμῶν εἰς τὸν γύρω της χῶρον Κάθε παλμὸς λοιπὸν διεξάγεται ἐπὶ εὐθείας γραμμῆς καθέτου ἐπὶ τὴν ἀκτῖνα φωτὸς εἰς ἓν ἐκ τῶν ἀπείρων τούτων ἐπιπέδων, καὶ προκειμένου περὶ μὴ πεπολωμένου φωτὸς μπορεῖ τὸ ἐπίπεδον διεξαγωγῆς τῶν παλμῶν νὰ ἀλλάσση προσανατολισμὸν ἀπὸ στιγμῆς εἰς στιγμὴν (σχ. 123,α). Ὅταν ὅμως ἡ παλμικὴ κίνησις κατὰ μῆκος μιᾶς ἀκτῖνος φωτὸς γίνεται ***μόνον*** ἐπὶ ἑνὸς ἀπὸ τὰ ἐπίπεδα ποὺ περνοῦν διὰ τῆς ἀκτῖνος, ἔχομεν φωτεινὴν ἀκτῖνα ***πεπολωμένην γραμμικῶς*** (σχ. 123, β καὶ 124,α)· τὸ μοναδικὸν τοῦτο ἐπίπεδον ἐπὶ τοῦ ὁποίου κεῖνται οἱ εὐθύγραμμοι παλμοὶ τοῦ γραμμικῶς πεπολωμενου φωτός, καλεῖται ***ἐπίπεδον τῶν παλμῶν***. Μπορεῖ ὅμως ἡ παλμικὴ κίνησις νὰ εἶναι ἀναγκασμένη νὰ διαγράφη ὄχι εὐθύγραμμον, ἀλλὰ ***ἐλλειπτικὴν*** (σχ. 123, γ καὶ 124, β) ***ἢ κυκλικὴν*** (σχ. 123, δ καὶ 124, γ) τροχιάν, τῆς ὁποίας τὸ ἐπίπεδον εἶναι



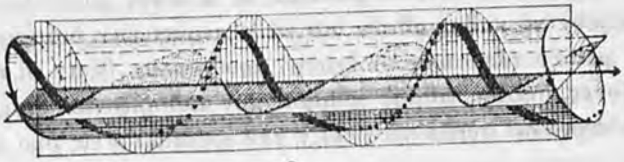
Σχ. 123. Γραμμαὶ ποὺ ἀκολουθεῖ ἡ παλμικὴ κίνησις ποὺ ἐκδηλώνεται ὡς φῶς : α φυσικόν, β γραμμικῶς, γ ἐλλειπτικῶς καὶ δ κυκλικῶς πεπολωμένον

κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς ἀκτῖνος Τότε ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς εἶναι ***ἐλλειπτικῶς*** (σχ. 124, β) ***ἢ κυκλικῶς*** (σχ. 124, γ) ***πεπολωμένη***. Ἡ τροχιὰ ποὺ εἰς ἑκάστην περίπτωσιν ἀκολουθεῖ ἡ παλμικὴ μεταβολή, παριστάνεται ἀπὸ τὸ σχ. 123, ὅπου ἡ ἀκτὶς πρέπει πάντοτε νὰ θεωρῆται κάθετος εἰς τὸ S ἐπὶ τοῦ ἐπιπέδου τοῦ σχήματος.

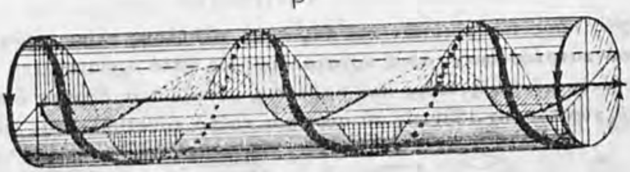
Ἐλλειπτικὴ πόλωσις τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος λαμβάνει χώραν, ὅταν δύο γραμμικῶς πεπολωμένα κύματα τῆς αὐτῆς συχνότητος, ποὺ ἔχουν τὰ ἐπίπεδα παλμῶν των κάθετα τὸ ἓν ἐπὶ τοῦ ἄλλου, διαδίδονται συγχρόνως κατὰ μῆκος



α



β



γ

Σχ. 124. Κυματοσυρμός: α) γραμμικῶς, β) δεξιὰ ἐλλειπτικῶς καὶ γ) δεξιὰ κυκλικῶς πεπολωμένου φωτός

τῆς αὐτῆς ἀκτῖνος μὲ κάποιαν διαφορὰν φάσεως μεταξὺ τῶν δύο κυματοσυρμῶν. Ὅταν ἡ διαφορὰ φάσεως τῶν δύο τούτων κυματοσυρμῶν ἀνέρχεται εἰς 1/4 τοῦ μήκους κύματος ἡ πόλωσις εἶναι κυκλική, (σχ. 124, γ). Εἰς τὴν περίπτωσιν ἐλλειπτικῶς ἢ κυκλικῶς πεπολωμένου φωτὸς αἱ καθέκαστα ἐλλειπτικαὶ ἢ κυκλικαὶ τροχιαὶ τῶν παλμῶν μπορεῖ νὰ διαγράφωνται σχετικῶς πρὸς παρατηρητήν, ποὺ προσβλέπει κατὰ τὴν φορὰν τῆς ἀκτῖνος, εἴτε κατὰ τὴν διεύθυνσιν τῶν δεικτῶν ὡρολογίου, εἴτε κατὰ τὴν ἀντίθετον αὐτῆς. Εἰς τὴν πρώτην περίπτωσιν ἔχομεν ***δεξιὰ*** πεπολωμένον ἐλλειπτικῶς ἢ κυκλικῶς φῶς εἰς τὴν δευτέραν ***ἀριστερὰ*** τοιοῦτο.

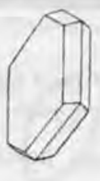
§ 45 ΔΙΠΛΗ ΔΙΑΘΛΑΣΙΣ ΚΑΙ ΠΟΛΩΣΙΣ

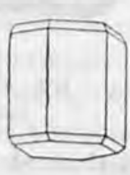
α) Ἰσότροπα καὶ ἀνισότροπα σώματα. Τὰ διάφορα στερεὰ σώματα μποροῦν νὰ καταταχθοῦν εἰς δύο κατηγορίας. Ἄλλα ἀπὸ αὐτὰ ἔχουν τὰ μόρια τους συνδεδεμένα μεταξύ των χωρὶς καμμιὰ προκαθωρισμένην διάταξιν καὶ ὁμοιάζουν κατὰ τοῦτο μὲ ὑγρὰ σώματα πού, ὅπως ξέρομε, ἀποτελοῦνται ἀπὸ μόρια ποὺ ἔχουν ὡρισμένες μεταξύ των ἀποστάσεις, ὄχι ὅμως καὶ ὡρισμένες τὸ ἓν ὡς πρὸς τὸ ἄλλο θέσεις. Τὰ στερεὰ τῆς κατηγορίας αὐτῆς ὀνομάζονται **ἄμορφα** καὶ θεωροῦνται ὡς ὑγρὰ μὲ πολὺ μεγάλην ἐσωτερικὴν τριβήν. Τὸ κερί, τὸ βουλοκέρι, τὸ θειάφι ποὺ πέρνομε μὲ ἀπότομον ψῦξιν τετηγμένου θείου (χύνοντάς το π.χ. εἰς ψυχρὸν ὕδωρ), τὸ γυαλὶ κ. ἄ. εἶναι ἄμορφα στερεά.

Τὰ στερεὰ τῆς ἄλλης κατηγορίας ἔχουν ἀντιθέτως τὰ μόριά των διατεταγμένα εἰς ὡρισμένας μεταξύ των θέσεις, εἰς τρόπον ὥστε νὰ ἔχουν ὡρισμένα σχήματα ποὺ περιορίζονται ἀπὸ ἐπιπέδους ἕδρας, αἱ ὁποῖαι συγκλίνουν πρὸς ἀλλήλας ὑπὸ ὡρισμένας γωνίας δι᾽ ἕκαστον εἶδος σώματος. Τὰ σώματα αὐτὰ εἶναι τὰ κυρίως στερεὰ καὶ ὀνομάζονται ***κρύσταλλοι ἢ κρυσταλλικὰ σώματα***. Ἡ γαλαζόπετρα, τὸ θειάφι ποὺ στερεοποιεῖται ὅταν τὸ τῆγμα του ψύχεται σιγὰ σιγά, τὸ ἁλάτι, ὁ χαλαζίας κ. ἄ. εἶναι κρυσταλλικὰ σώματα. Εἰς αὐτὰ μποροῦν νὰ καθορισθοῦν διὰ κάθε περίπτωσιν διάφορα ***στοιχεῖα συμμετρίας***, μεταξὺ τῶν ὁποίων ἔχουν προέχουσαν θέσιν οἱ ***κρυσταλλογραφικοὶ ἄξονες***, δηλαδὴ νοηταὶ γραμμαὶ ποὺ καθορίζονται ἔτσι, ὥστε κάθε ἐπίπεδον ποὺ περνᾷ δι᾽ αὐτῶν νὰ χωρίζῃ τὸν κρύσταλλον εἰς δύο κατοπτρικῶς ὅμοια ἡμίση.

Ἀντιστοίχως πρὸς τὸν ἀριθμὸν καὶ τὰς πρὸς ἀλλήλους κλίσεις τῶν κρυσταλλογραφικῶν ἀξόνων κατατάσσομεν τοὺς κρυστάλλους εἰς ἑπτὰ κρυσταλλικὰ συστήματα, ἤτοι: 1) Τὸ κυβικὸν μὲ τρεῖς ἴσους καὶ καθέτους μεταξύ των ἄξονας, ὅπως εἶναι εἰς κρυστάλλους τοῦ πυρίτου (σχ.125)· εἰς τὸ σύστημα τοῦτο κρυσταλλοῦται καὶ ὁ μόλυ-






Σχ.125 *Σχ.126* *Σχ.127* *Σχ.128* *Σχ.129* *Σχ.130* *Σχ.131*

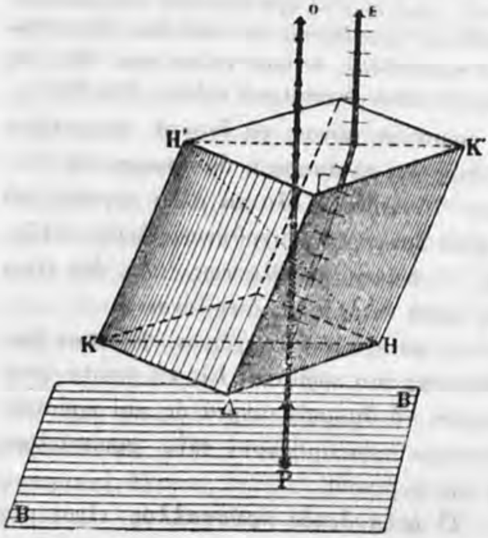
βδος, ἀδάμας, σίδηρος, χρυσός, χαλκός, ἄργυρος, λευκόχρυσος, ὑδράργυρος, μαγειρικὸν ἅλας, ἀργυραδάμας (φθοριοῦχον ἀσβέστιον). 2) ***Τὸ ἑξαγωνικὸν*** μὲ ἕνα ***κύριον*** ἄξονα κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τριῶν ἄλλων, οἱ ὁποῖοι κεῖνται ἐπὶ τοῦ αὐτοῦ ἐπιπέδου, εἶναι ἴσοι μεταξύ των καὶ τέμνονται ἀνὰ δύο ὑπὸ γωνίαν 60°, ὅπως εἶναι εἰς κρυστάλλους ἀπατίτου (σχ.126)· εἰς τὸ σύστημα τοῦτο κρυσταλλοῦται καὶ ὁ ψευδάργυρος, μαγνήσιον, ἰωδιοῦχος ἄργυρος. 3) ***Τὸ τετραγωνικὸν*** μὲ ἕνα ***κύριον*** ἄξονα κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον δύο ἄλλων ποὺ εἶναι κάθετοι καὶ ἴσοι μεταξύ των (ἄνισοι ὅμως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα), ὅπως εἶναι εἰς κρυστάλλους κασσιτέρου (σχ.127)· τοῦ αὐτοῦ συστήματος εἶνε κρύσταλλοι βορίου, ἰωδιούχου ὑδραργύρου, ζιρκονίου, οὐρίας. 4) ***Τὸ ῥομβικὸν*** μὲ τρεῖς ἄξονας καθέτους (τὸν ἕνα ἐπὶ τοῦ ἄλλου), ἀλλ᾽ ἀνίσους μεταξύ των, ὅπως εἶναι εἰς κρυστάλλους ἀραγωνίτου (σχ.128). Τοῦ αὐτοῦ συστήματος εἶναι κρύσταλλοι ἰωδίου, θείου, νιτρικοῦ ἀργύρου, ὑπερμαγγανικοῦ καλίου, τοπαζίου, πικρικοῦ ὀξέως. 5) ***Τὸ τριγωνικὸν*** μὲ τρεῖς ἴσους μεταξύ των, ἀλλ᾽ ὄχι καὶ καθέτους ἄξονας, ὅπως εἶναι εἰς κρυστάλλους ἀσβεστίτου (σχ. 129)· τοῦ αὐτοῦ συστήματος εἶναι κρύσταλλοι ἀντιμονίου, ἀρσενικοῦ, βισμουθίου, γραφίτου, πάγου, χαλαζίου, κιναβάρεως. 6) ***Τὸ μονοκλινὲς*** μὲ τρεῖς ἄξονας ἀνίσους μεταξύ των, ἐκ τῶν ὁποίων ὁ εἷς εἶναι κάθετος ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον τῶν δύο ἄλλων ποὺ δὲν εἶναι κάθετοι πρὸς ἀλλήλους, ὅπως εἶναι εἰς κρυστάλλους γύψου (σχ. 130). Τοῦ αὐτοῦ συστήματος εἶναι κρύσταλλοι θείου, θειικοῦ νατρίου, σόδας, αὐγίτου, μαρμαρυγίου, ὀρθοκλάστου, καλαμοσακχάρου, τρυγικοῦ ὀξέος· τέλος 7) ***Τὸ τρικλινὲς*** μὲ τρεῖς ἄξονας ποὺ οὔτε ἴσοι, οὔτε κάθετοι πρὸς ἀλλήλους εἶναι, ὅπως εἶναι εἰς κρυστάλλους θειικοῦ χαλκοῦ (σχ. 131). Τοῦ αὐτοῦ συστήματος εἶναι κρύσταλλοι βορικοῦ ὀξέος, διχρωμικοῦ καλίου, ἀνορθίτου.

Ἐξ ὅλων τῶν κρυσταλλικῶν σωμάτων μόνον τὰ ἔχοντα συμμετρίαν κυβικοῦ συστήματος παρουσιάζουν, ὅπως καὶ τὰ ἄμορφα, ὁμοιομόρφους ἰδιότητας καθ' ὅλας των τὰς διευθύνσεις. Ἀντιθέτως ὅλα τὰ ἄλλα κρυσταλλικὰ σώματα ἔχουν διαφόρους ἰδιότητας κατὰ διαφόρους διευθύνσεις ἐντὸς αὐτῶν. Ἔτσι π.χ. ὁ συντελεστὴς διαστολῆς, ὁ δείκτης διαθλάσεως κλπ. δὲν εἶναι εἰς τοὺς κρυστάλλους αὐτοὺς ὁ ἴδιος κατὰ διαφόρους διευθύνσεις.

Σύμφωνα μὲ τὰς διαφορὰς αὐτὰς μεταξὺ τῶν διαφόρων σωμάτων διακρίνομεν ταῦτα εἰς ***ἰσότροπα*** καὶ ***ἀνισότροπα*** σώματα. Εἰς τὰ πρῶτα ὑπάγονται τὰ ἀέρια, τὰ πλεῖστα τῶν ὑγρῶν, τὰ ἄμορφα στερεὰ ὡς καὶ κρύσταλλοι τοῦ κυβικοῦ συστήματος, τὰ δεύτερα περιλαμβάνουν τοὺς κρυστάλλους ὅλων τῶν ἄλλων συστημάτων (πλὴν τοῦ κυβικοῦ).

β) Διπλῆ διάθλασις. ***Ὁ ἰσλανδικὸς κρύσταλλος*** εἶναι μία παραλλαγὴ τοῦ ὀρυκτοῦ ***ἀσβεστίτου*** ($CaCO_3$), ποὺ ἀποτελεῖται ἀπὸ διαφανεῖς κρυστάλλους σχήματος ***ρομβοέδρων*** μὲ συμμετρίαν ἑξαγωνικοῦ κρυσταλλικοῦ συστήματος. Εἰς κάθε ρομβόεδρον τοῦ ἰσλανδικοῦ κρυστάλλου διακρίνομεν δύο ἀπέναντι ἀλλήλων κορυφάς, εἰς τὰς ὁποίας αἱ συναντώμεναι ἀκμαὶ σχηματίζουν (ἀνὰ δύο) τρεῖς γωνίας, ποὺ εἶναι καὶ αἱ ***τρεῖς ἀμβλεῖαι***, ἐνῶ εἰς ἑκάστην ἀπὸ τὰς ἄλλας ἓξ κορυφὰς τοῦ κρυστάλλου σχηματίζονται ἀπὸ ἀκμὰς ποὺ συναντῶνται εἰς αὐτὴν ***δύο ὀξεῖαι*** καὶ ***μία*** μόνον ***ἀμβλεῖα*** γωνία. Ἡ εὐθεῖα ποὺ διέρχεται διὰ τῶν δύο ὡς ἄνω διακρινομένων ἀπέναντι κορυφῶν εἶναι ὁ κύριος κρυσταλλογραφικὸς ἄξων. Τὸν ἄξονα τοῦτον τὸν ὀνομάζομεν καὶ ***ὀπτικὸν ἄξονα*** τοῦ κρυστάλλου τούτου. Κάθε ἐπίπεδον ποὺ διατέμνει τὸν κρύσταλλον κατὰ μῆκος τοῦ ὀπτικοῦ (κυρίου κρυσταλλογραφικοῦ) ἄξονος ἢ παραλλήλως πρὸς αὐτόν, μᾶς δίδει μίαν ***κυρίαν τομὴν*** τοῦ κρυστάλλου.

Ἂν τοποθετήσωμεν μὲ μίαν τῶν ἐπιπέδων του ἑδρῶν ἓν ρομβόεδρον ἰσλανδικοῦ κρυστάλλου ἐπάνω εἰς τὰ γράμματα ποὺ ἔχουν χαραχθῆ ἐπὶ φύλλου χάρτου, βλέπομεν τὰ ὑπὸ τὸν κρύσταλλον γράμματα διπλᾶ. Εἰς τοῦτο ὀφείλεται ὅτι ὀνομάζομεν τὸν κρύσταλλον τοῦτον ***διπλοθλαστικόν***. Ἄν, ὅπως ὑποδεικνύει τὸ σχ. 132, κρατήσωμεν εἰς τὸν δρόμον, ποὺ ἀκολουθεῖ μία δέσμη παραλλήλων φωτεινῶν ἀκτίνων, αἱ ὁποῖαι προέρχονται ἀπὸ σημεῖον P τῆς τραπέζης BB, ἓν ρομβόεδρον ἰσλανδικοῦ κρυστάλλου κατὰ τρόπον, ὥστε ἡ δέσμη νὰ προσπίπτη καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ ρομβοέδρου, διαπιστώνομεν ὅτι ἀπὸ τὴν ἀπέναντι ἕδραν ἐξέρχονται δύο φωτειναὶ δέσμαι, ἡ ***ο*** καὶ ἡ ***ε*** (σχ. 132), αἱ ὁποῖαι εἶναι μεταξύ των παράλληλοι. Ἀπὸ τὰς δύο αὐτὰς δέσμας ἡ **ο** περνάει διὰ μέσου τοῦ κρυστάλλου, διατηροῦσα τὴν διεύθυνσιν τῆς ἐκ τοῦ Ρ προσπιπτούσης δέσμης, ἐφόσον αὕτη προσπίπτει καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ κρυστάλλου· ἀκολουθεῖ λοιπὸν ἡ δέσμη αὕτη τὸν νόμον τῆς (κανονικῆς) διαθλάσεως (§ 39, β) καὶ δι' αὐτὸ ὀνομάζεται ***τακτικὴ ἀκτίς***. Ἡ ἄλλη ὅμως φωτεινὴ δέσμη **ε** παρὰ τὴν κάθετον πρόσπτωσιν ὑφίσταται ἐκτροπὴν κατὰ τὴν εἴσοδον τῆς ἀρχικῶς προσπιπτούσης εἰς τὸν κρύσταλλον δέσμης καὶ διὰ τοῦτο ἀποκλίνει ἀπὸ τὴν διεύθυνσιν τῆς τακτικῆς. Ὅταν πάλιν ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν ἀπέναντι ἕδραν ὑφίσταται νέαν ἐκτροπήν, ἀλλὰ κατ' ἀντίθετον τώρα φορὰν



Σχ. 132

καὶ διὰ τοῦτο ἐξέρχεται μετατοπισμένη παραλλήλως ὡς πρὸς τὴν τακτικήν. Ὀνομάζομεν διὰ τοῦτο τὴν παράλληλον δέσμην αὐτὴν ***ἔκτακτον*** ἀκτῖνα διὰ νὰ χαρακτηρίσωμεν ἔτσι τὴν ἰδιάζουσαν συμπεριφορὰν αὐτῆς. Ἂν στρέψωμεν τὸ ῥομβόεδρον περὶ ἄξονα τὴν δέσμην ΡΟ, ποὺ διέρχεται καθέτως διὰ τῶν ἀπέναντι ἑδρῶν του, παρατηροῦμεν ὅτι ἡ τακτικὴ ἀκτὶς **ο** κρατεῖ σταθερῶς τὴν θέσιν της, ἐνῶ ἡ ἔκτακτος **ε** στρέφεται κυκλικῶς γύρω ἀπὸ αὐτήν. Τὸ φαινόμενον αὐτὸ ὀνομάζεται ***διπλῆ διάθλασις*** τοῦ φωτός.

γ) ***Πόλωσις ἐκ διπλῆς διαθλάσεως***. Ἂν ἐξετάσωμεν μὲ ἀναλυτὴν καθεμίαν ἀπὸ τὰς ἀκτῖνας, ποὺ λαμβάνομεν διὰ διπλῆς διαθλάσεως, εὑρίσκομεν ὅτι καὶ ἡ μία καὶ ἡ ἄλλη εἶναι τελείως πεπολωμέναι καὶ ὅτι τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς τακτικῆς εἶναι κάθετον ἐπὶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς ἐκτάκτου. Ἀκριβέστερον εὑρίσκομεν ὅτι : ***Τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος συμπίπτει μὲ τὴν κυρίαν τομήν, ἐνῶ τὸ ἐπίπεδον πολώσεως τῆς ἐκτάκτου εἶναι κάθετον ἐπὶ τὴν κυρίαν τομὴν ἢ ἡ τακτικὴ ἀκτὶς εἶναι πεπολωμένη ἐπὶ τῆς κυρίας τομῆς, ἐνῶ ἡ ἔκτακτος εἶναι πεπολωμένη καθέτως πρὸς αὐτήν.***

Ἂν διαβιβάσωμεν καὶ τὰς δύο ὡς ἄνω πεπολωμένας ἀκτῖνας διὰ μέσου ἀναλυτοῦ καὶ μετὰ τοῦτο στρέψωμεν τὸν ἀναλυτὴν περὶ τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα ὡς ἄξονα, παρατηροῦμεν αὐξομειώσεις τῆς ἐντάσεως αὐτῶν κατ' ἀντίστροφον μεταξύ των σχέσιν, ἤτοι εἰς θέσεις ὅπου αὐξάνεται ἡ φωτεινότης τῆς ἐκτάκτου, ἐλαττώνεται ἡ τῆς τακτικῆς καὶ ἀντιστρόφως.

Ἂν τὰς ἐκ διαθλάσεως εἰς ῥομβόεδρον ἰσλανδικῆς κρυστάλλου λαμβανομένας δύο δέσμας ἀκτίνων τὰς περάσωμεν διὰ μέσου ἄλλου ῥομβοέδρου ὁμοίου πρὸς τὸ πρῶτον, εὑρίσκομεν ὅτι, ὅταν οἱ κύριοι ἄξονες τῶν ρομβοέδρων εἶναι μεταξύ των παράλληλοι, δὲν λαμβάνει χώραν ἄλλη περαιτέρω διάσπασις. Στρέφοντες τὸ δεύτερον ρομβόεδρον κατὰ 180° περὶ τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα ὡς ἄξονα, ἐπιφέρομεν μετατόπισιν τῆς ἐκτάκτου εἰς τὸ δεύτερον ρομβόεδρον κατ' ἀντίθετον διεύθυνσιν ἐκείνης, πρὸς τὴν ὁποίαν μετατοπίσθη εἰς τὸ πρῶτον· ἔτσι αἱ δύο ἀκτῖνες ἐξέρχονται ἀπὸ τὸ δεύτερον ρομβόεδρον συνηνωμέναι ὡς μὴ πεπολωμένον φῶς. Ἂν τὸ δεύτερον ρομβόεδρον στραφῇ μόνον κατὰ 90° περὶ τὴν προσπίπτουσαν ὡς ἄξονα, ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς τοῦ πρώτου ρομβοέδρου περνάει ὡς τακτικὴ διὰ τοῦ δευτέρου καὶ ἡ τακτικὴ τοῦ πρώτου ὡς ἔκτακτος διὰ τοῦ δευτέρου.

Ἂν ἡ δέσμη παραλλήλων ἀκτίνων προσπίπτῃ ὑπὸ κλίσιν ἐπὶ τῆς προσθίας ἐπιφανείας τοῦ ρομβοέδρου τῆς Ἰσλανδικῆς κρυστάλλου, παρατηρεῖται πάλιν διάσπασις τῆς δέσμης εἰς δύο, ἀλλὰ τώρα ἔχομεν ἀλλαγὴν τῆς διευθύνσεως ὄχι μόνον εἰς τὴν ἔκτακτον, ἀλλὰ καὶ εἰς τὴν τακτικὴν δέσμην ἀκτίνων, (ἀφοῦ ἡ πρόσπτωσις δὲν γίνεται τώρα καθέτως ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ ρομβοέδρου).

Ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος δι' οἱανδήποτε ***γωνίαν προσπτώσεως*** ἐπὶ Ἰσλανδικοῦ κρυστάλλου εἶναι 1,65 προκειμένου περὶ μονοχρώμου φωτὸς τῆς κιτρίνης ραβδώσεως D ($\lambda_D = 589$ mμ) τοῦ φάσματος λευκοῦ φωτός. Ἀντιθέτως ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος ***μεταβάλλει*** τὴν τιμήν του, ὅταν μεταβάλλεται ἡ γωνία προσπτώσεως καὶ κυμαίνεται ἀπὸ 1,48 ἕως 1,65. Τὴν μεγίστην του τιμὴν (1,65) ἔχει ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος, ὅταν αὕτη διασχίζει τὸν κρύσταλλον παραλλήλως πρὸς τὸν κύριον ἄξονα καὶ τὴν ἐλαχίστην (1,48), ὅταν ἡ διεύθυνσις τῆς ἀκτῖνος εἶναι κάθετος πρὸς τὸν ἄξονα τοῦτον.

Ἂν συνεπῶς ἀποκόψωμεν ἀπὸ τὸν κρύσταλλον πλάκα κάθετον πρὸς τὸν κύριον ἄξονα καὶ ρίψωμεν ἐπ' αὐτῆς δέσμην φωτεινῶν ἀκτίνων καθέτως, τ. ἔ. κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος, θὰ παρατηρήσωμεν ὅτι δὲν λαμβάνει χώραν διάσπασις τῆς δέσμης εἰς τακτικὴν καὶ ἔκτακτον.

δ) Μονάξονες καὶ διάξονες κρύσταλλοι. Τὸ φαινόμενον τῆς διπλῆς διαθλάσεως παρατηρεῖται καὶ εἰς ἄλλα ἀνισότροπα διαφανῆ σώματα, ἐπειδὴ εἰς ταῦτα δὲν μεταδίδεται τὸ φῶς μὲ τὴν αὐτὴν ταχύτητα καθ'ὅλας τὰς διευθύνσεις καὶ κατὰ συνέπειαν ἔχουν διάφορον δείκτην διαθλάσεως ($n=c_1/c_2$) κατὰ διαφόρους διευθύνσεις.

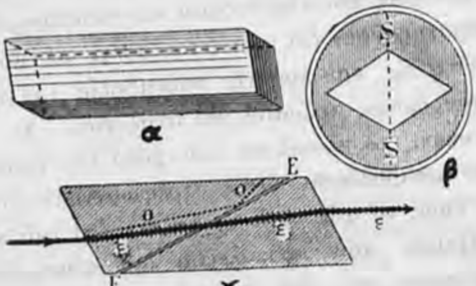
Εἰς τοὺς ὀπτικῶς μονάξονας κρυστάλλους, ὅπως εἶναι ὁ Ἰσλανδικὸς κρύσταλλος καὶ γενικώτερα οἱ κρύσταλλοι τοῦ ἑξαγωνικοῦ καὶ τετραγωνικοῦ συστήματος, ἡ μία ἀπὸ τὰς δύο δέσμας εἰς τὰς ὁποίας διασπᾶται ἡ προσπίπτουσα, ὅταν εἰσχωρήσῃ εἰς τὸν κρύσταλλον, τ. ἔ. ἡ δέσμη τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος, διαδίδεται μὲ τὴν αὐτὴν ταχύτητα καθ' ὅλας τας διευθύνσεις ἐντὸς τοῦ κρυστάλλου, ὅπως συνάγεται ἐκ τοῦ ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως αὐτῆς εἶναι ὁ αὐτὸς καθ' ὅλας τὰς διευθύνσεις. Ἀντιθέτως ἡ δέσμη τῆς ἐκτάκτου ἀκτῖνος ἔχει μεταβαλλομένην ταχύτητα διαδόσεως καὶ συνεπῶς διάφορον δείκτην διαθλάσεως, ὅταν μεταβάλλεται ἡ γωνία προσπτώσεως τῆς δέσμης, πού προσπίπτει ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου. Πάντως ἡ μεταβολὴ τῆς τιμῆς τοῦ δείκτου διαθλάσεως τῆς ἐκτάκτου γίνεται μεταξὺ ὡρισμένων ὁρίων, τὸ ἓν τῶν ὁποίων εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς τακτικῆς ἀκτῖνος. Ἔτσι συμβαίνει ὥστε εἰς τοὺς μονάξονας κρυστάλλους νά ὑπάρχη μία ξεχωριστὴ διεύθυνσις, τ. ἔ. ἡ διεύθυνσις τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος τοῦ κρυστάλλου, κατὰ τὴν ὁποίαν ἡ ταχύτης τῆς τακτικῆς συμπίπτει μὲ τὴν ταχύτητα τῆς ἐκτάκτου. Κατὰ τὴν διεύθυνσιν λοιπὸν αὐτὴν (ὡς και πᾶσαν παράλληλον πρὸς αὐτὴν) δὲν λαμβάνει χώραν διπλῆ διάθλασις καὶ συνεπῶς οὔτε και πόλωσις. Ἡ ἐν λόγω διεύθυνσις τοῦ ὀπτικοῦ ἄξονος εἰς τοὺς μονάξονας κρυστάλλους συμπίπτει μὲ τὴν διεύθυνσιν τοῦ κυρίου κρυσταλλογραφικοῦ ἄξονος.

Οἱ ὀπτικῶς διάξονες κρύσταλλοι τοῦ ρομβικοῦ, μονοκλινοῦς καὶ τρικλινοῦς συστήματος δὲν ἔχουν κανένα κύριον ἄξονα, παρουσιάζουν ὅμως δύο διακεκριμμενας διευθύνσεις, κατά τάς όποιας το φυσικῶς παλλόμενον φῶς διασχίζει τὸν κρύσταλλον ἀμετάβλητον, χωρις δηλαδὴ νά ὑποστῆ διπλῆν διάθλασιν καὶ συνεπῶς οὔτε καὶ πόλωσιν. Καθ'ὅλας τάς ἄλλας διευθύνσεις διασπᾶται τὸ φυσικὸν φῶς εἰς δύο καθέτως ἐπ'ἀλλήλας καὶ εἰς μεταβαλλόμενα ἐπίπεδα πεπολωμένας δέσμας φωτός. Εἰς τὴν περίπτωσιν ὅμως αὐτὴν αἱ ταχύτητες διαδόσεως τῶν δύο τούτων φωτεινῶν ἀκτίνων ἐξαρτῶνται ἀπὸ τὴν γωνίαν, ὑπὸ τὴν ὁποίαν προσπίπτει τὸ φυσικὸν φῶς ἐπὶ τοῦ κρυστάλλου. Ἐπομένως καμμια ἀπὸ τάς δύο αὐτάς πεπολωμένας δέσμας δὲν ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τῆς ἁπλῆς διαθλάσεως. Ἐπὶ πλέον οἱ δύο ὀπτικοὶ ἄξονες, (τ. ἔ. αἱ δύο διευθύνσεις κατὰ τάς ὁποίας δὲν γίνεται διπλῆ διάθλασις), δὲν συμπίπτουν μὲ κανενα ἀπὸ τοὺς ἄξονας συμμετρίας τῶν κρυστάλλων τούτων.

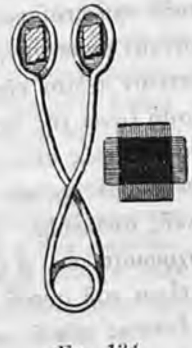
ὥστε: ***Ἐκ τῶν διὰ διπλῆς διαθλάσεως προκυπτουσῶν ἀκτίνων ἀκολουθεῖ τὸν νόμον τῆς ἁπλῆς διαθλάσεως μόνον ἡ εἰς τοὺς μονάξονας κρυστάλλους ἐμφανιζομένη τακτικὴ ἀκτίς.***

ε) Πρίσμα Nicol. Αἱ δύο ἀκτῖνες, εἰς τὰς ὁποίας διασπᾶται τὸ φυσικὸν φῶς, ὅταν διέρχεται διὰ ρομβοέδρου ἰσλανδικοῦ κρυστάλλου, εἶναι, ὅπως εἴπαμε, τελείως πεπολωμέναι. Ἂν ἐπιτευχθῆ νὰ ἀποχωρίσωμεν τὴν μίαν ἐκ τῶν δύο τούτων ἀκτίνων, θὰ ἔχωμεν ἁπλοῦν μέσον πλήρους πολώσεως φυσικοῦ φωτός. Πρὸς τοῦτο ἐπενοήθη ὑπὸ τοῦ W. Nicol τὸ 1841 τὸ ὁμώνυμόν του πρίσμα. Τοῦτο εἶναι ἐπίμηκες ρομβόεδρον ἰσλανδικοῦ κρυστάλλου (σχ. 133α), τοῦ ὁποίου ἀποτρίβονται αἱ ἀκραῖαι ἕδραι τόσον, ὥστε νὰ σχηματίζουν ἑκάστη μὲ τὴν κατὰ μῆκος ἀκμὴν ὀξεῖαν γωνίαν μόνον 68° (ἀντὶ 71° ποὺ εἶναι εἰς τὸν φυσικὸν κρύσταλλον). Τὸ οὕτω μεταβληθὲν τεμάχιον τοῦ κρυστάλλου διατέμνεται διαγωνίως δι' ἐπιπέδου τομῆς ΕΕ (σχ. 133 γ), ἡ ὁποία φέρεται καθέτως πρὸς τὰς σχηματισθείσας δι' ἀποτριβῆς νέας ἕδρας. Ἐπαλείφονται μετὰ τοῦτο αἱ ἐπιφάνειαι τῆς διατομῆς μὲ βάλσαμον τοῦ Καναδᾶ καὶ ἐπικολλῶνται πάλιν τὰ δύο μέρη ἀκριβῶς ὅπως ἦσαν πρὸ τῆς διατομῆς. Ἂν τώρα προσπέση ἐπὶ τῆς τεχνικῶς ἐπεξηργασμένης ἕδρας δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων παραλλήλως πρὸς τὰς ἀμεταβλήτους ἐπιμήκεις ἀκμάς ὑφίσταται αὕτη διπλῆν διάθλασιν καὶ συνεπῶς διάσπασιν εἰς τακτικὴν ***οο*** καὶ ἔκτακτον ***εε*** καὶ μάλιστα ἔτσι, ὥστε ἡ ἐκτροπὴ τῆς τακτικῆς νὰ εἶναι μεγαλυτέρα τῆς ἐκτάκτου. Τὸ βάλσαμον τοῦ Καναδᾶ ἔχει δείκτην διαθλάσεως μικρότερον τοῦ δείκτου διαθλάσεως τοῦ κρυστάλλου. Ἕνεκα τούτου λαμβάνει χώραν εἰς τὸ στρῶμα τοῦ βαλσάμου Καναδᾶ ὁλικὴ ἀνάκλασις τῆς ἀκτῖνος ***οο***, ἡ ὁποία συναντᾶ τὸ στρῶμα τοῦτο ὑπὸ γωνίαν προσπτώσεως μεγαλυτέραν τῆς ὁρικῆς. Ἡ προηγηθεῖσα ἐπεξεργασία εἶχεν ἀκριβῶς τὸν σκοπὸν τοῦτον, νὰ κανονίση δηλαδὴ τὰς γωνίας ἔτσι, ὥστε ἡ τακτικὴ ἀκτὶς ***οο*** νὰ φθάνη εἰς τὸ στρῶμα τοῦ βαλσάμου τοῦ Καναδᾶ ὑπὸ γωνίαν μεγαλυτέραν τῆς ὁρικῆς γωνίας· ἕνεκα τούτου ἀνακλᾶται αὕτη ὁλικῶς καὶ ἀπορροφᾶται πλευρικῶς εἰς τὸ περίβλημα τοῦ πρίσματος. Τοὐναντίον ἡ ἔκτακτος ἀκτὶς συναντᾷ τὸ στρῶμα ὑπὸ γωνίαν μικροτέραν τῆς ὁρικῆς καὶ ἐπομένως διέρχεται δι' αὐτοῦ καὶ ἐξέρχεται εἰς τὴν ἀπέναντι ὁμοίως ἐπεξηργασμένην ἕδραν μὲ μικρὰν παράλληλον μετατόπισιν κατὰ τὴν αὐτὴν διεύθυνσιν, μὲ τὴν ὁποίαν προσέπεσεν ἡ ἀρχικὴ δέσμη ἐπὶ τοῦ πρίσματος. Τὸ πρίσμα Nicol εἶναι ὁ τελειότερος πολωτής, ἐπειδὴ τὸ πλήρως πεπολωμένον φῶς ποὺ διέρχεται δι' αὐτοῦ δὲν ὑφίσταται κανενὸς εἴδους μετατροπὰς (χρωματισμὸν ἢ ἄλλο τι). Εἶναι πάντως εὐνόητον ὅτι τὸ πεπολωμένον φῶς, ποὺ ἐξέρχεται ἐξ αὐτοῦ, ἔχει μικροτέραν ἔντασιν ἀπὸ ἐκεῖνο ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τοῦ πρίσματος, ἀφοῦ ἕνα μέρος αὐτοῦ ποὺ ἀποτελεῖ τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα ἀπορροφᾶται εἰς τὸ περίβλημα τοῦ πρίσματος, πρὸς τὸ ὁποῖον ἀνακλᾶται (ὁλικῶς) καὶ ἀφοῦ ἐπὶ πλέον προκαλεῖται μία ἐξασθένισις δι' ἀνακλάσεως ποὺ λαμβάνει χώραν εἰς τὰς ὁρικὰς ἐπιφανείας τῶν διαφόρων μέσων ποὺ διασχίζει.

στ) *Πόλωσις διὰ μέσου πλακιδίου τουρμαλίνου.* Ὅταν ἀκτὶς φυσικοῦ (μὴ πεπολωμένου) φωτὸς διατρέχῃ ἰσότροπον μέσον δὲν παρί-



Σχ. 133 α) Πρίσμα Nicol, *β) προσθία ὄψις, γ) διατομὴ αὐτοῦ*



Σχ. 134
Λαβὶς Τουρμαλίνου

σταται ἀνάγκη νὰ προτιμηθῇ μία ὡρισμένη διεύθυνσις τῆς παλμικῆς κινήσεως τοῦ φωτὸς καὶ ὡς ἐκ τούτου εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν δὲν λαμβάνει χώραν πόλωσις. Ὅταν ὅμως ἡ φωτεινὴ ἀκτὶς εἰσδύῃ εἰς ἀνισότροπον κρύσταλλον, τοῦ ὁποίου ἡ ἐσωτερικὴ δομὴ εἶναι διάφορος κατὰ διαφόρους διευθύνσεις, λαμβάνει χώραν πόλωσις αὐτῆς πρὸς δύο καθέτους ἐπ' ἀλλήλας διευθύνσεις. Μεταξὺ τῶν ὀρυκτῶν ποὺ ἐπιφέρουν πόλωσιν τοῦ δι' αὐτῶν διερχομένου φωτὸς εἶναι τὸ πολυπλόκου χημικῆς συνθέσεως ὀρυκτὸν ἀργιλίου, πυριτίου, μαγνησίου κλπ., τὸ ὁποῖον εἶναι γνωστὸν ὑπὸ τὸ ὄνομα ***τουρμαλίνης***. Τὸ ὀρυκτὸν τοῦτο ἀποτελεῖται ἀπὸ ρομβόεδρα μὲ συμμετρίαν τριγωνικοῦ συστήματος. Ἐὰν ἀποκόψωμεν ἀπὸ καστανόχρουν ἢ πρασινωπὸν ρομβόεδρον τουρμαλίνου λεπτὸν πλακίδιον μὲ ἐπιπέδους ἕδρας παραλλήλους πρὸς τὸν κρυσταλλογραφικὸν κύριον ἄξονα καὶ διαβιβάσωμεν δι' αὐτοῦ δέσμην φωτεινῶν ἀκτίνων, προσπίπτουσαν καθέτως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ πλακιδίου, εὑρίσκομεν ὅτι τὸ διερχόμενον ἔγχρωμον φῶς εἶναι πεπολωμένον. Ἐὰν ὄπισθεν τοῦ πρώτου πλακιδίου κρατήσωμεν δεύτερον, οὕτως ὥστε οἱ ἄξονες τῶν κρυστάλλων νὰ εἶναι παράλληλοι, τότε τὸ ἐκ τοῦ πρώτου πλακιδίου ἐξερχόμενον φῶς διέρχεται καὶ διὰ τοῦ δευτέρου. Ἂν ὅμως στραφοῦν τὰ πλακίδια περὶ τὴν ἀκτῖνα ὡς ἄξονα, οὕτως ὥστε οἱ ἄξονές των νὰ μὴν εἶναι πλέον παράλληλοι, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ φῶς ποὺ διέρχεται καὶ διὰ τοῦ δευτέρου πλακιδίου γίνεται ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον ἀσθενέστερον καὶ ὅταν οἱ ἄξονες εἶναι κάθετοι πρὸς ἀλλήλους, τότε δὲν διέρχεται πλέον φῶς διὰ τοῦ δευτέρου πλακιδίου (σχ. 134). Τὴν ἰδιότητα αὐτὴν τῶν πλακιδίων χρησιμοποιοῦμεν πρὸς κατασκευὴν προχείρου πολωτικῆς συσκευῆς Εἰς ταύτην ἔχομεν δύο πλακίδια τουρμαλίνου τοποθετημένα ἀπέναντι ἀλλήλων εἰς τὰ ἄκρα λαβίδος κατὰ τοιοῦτον τρόπον, ὥστε νὰ δύνανται νὰ στρέφωνται τὸ ἓν ὡς πρὸς τὸ ἄλλο και νὰ συγκρατοῦν εἰς τὸ μεταξύ των διάστημα τὸ ἐξεταζόμενον σῶμα. Ὅπως καὶ εἰς τὰς προηγουμένας πολωτικὰς συσκευὰς (πρίσματα Nicol, πολωσισκόπια δι' ἀνακλάσεως) τὸ ἓν τῶν πλακιδίων τουρμαλίνου ἀποτελεῖ τὸν πολωτὴν καὶ τὸ ἄλλο τὸν ἀναλυτήν.

Τὸ πλακίδιον τουρμαλίνου ἐνεργεῖ ὡς πολωτὴς μὲ τὸ ὅτι καὶ εἰς αὐτό, ὅπως εἰς τὸ ρομβόεδρον τοῦ ἰσλανδικοῦ κρυστάλλου, τὸ φῶς διασπᾶται εἰς τακτικὴν καὶ ἔκτακτον ἀκτῖνα. Ἀλλὰ εἰς τὸν τουρμαλίνην ἀπορροφᾶται τελείως ἡ τακτικὴ ἀκτὶς μόλις εἰσδύσει εἰς πολὺ μικρὸν βάθος ἐντὸς τοῦ πλακιδίου καὶ ἀφήνεται νὰ διέλθῃ δι' αὐτοῦ μόνον ἡ ἔκτακτος. Ἡ ἰδιότης ἑνὸς κρυστάλλου νὰ ἀπορροφᾷ τὴν τακτικὴν ἀκτῖνα διαφορετικὰ ἀπὸ τὴν ἔκτακτον ὀνομάζεται ***διχρωϊσμός***.

ξ) Στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως. Ἀποκόπτομεν ἀπὸ κρύσταλλον χαλαζίου, ποὺ εἶναι γνωστὸν ὅτι ἐμφανίζει συμμετρίαν ἑξαγωνικοῦ συστήματος, πλακίδιον διὰ τομῆς καθέτου πρὸς τὸν ὀπτικὸν ποὺ εἶναι καὶ ὁ κύριος κρυσταλλογραφικός του ἄξων. Ἐὰν φέρωμεν τὸ πλακίδιον τοῦτο μεταξὺ πολωτοῦ καὶ ἀναλυτοῦ, ποὺ εὑρίσκονται «ἐν διασταυρώσει» εἰς μίαν πολωτικὴν συσκευήν, παρατηροῦμεν ὅτι φωτίζεται πάλιν μὲ μονόχρουν φῶς τὸ ὀπτικὸν πεδίον τῆς συσκευῆς, ποὺ πρὸ τῆς παρεμβολῆς τοῦ χαλαζίου εἶχε σκοτισθῆ λόγῳ τῆς διασταυρώσεως πολωτοῦ καὶ ἀναλυτοῦ. Ἂν τὸ χρησιμοποιούμενον φῶς εἶναι λευκόν, τὸ πλακίδιον τοῦ χαλαζίου ἐμφανίζεται χρωματισμένον μὲ χρῶμα ποὺ μεταβάλλεται, ὅταν στρέφωμεν τὸν ἀναλυτὴν τῆς πολωτικῆς συσκευῆς. Ἂν ὅμως τὸ φῶς ποὺ προσπίπτει ἐπὶ τοῦ πολωτοῦ εἶναι μονοχρωματικόν, ὁ φωτισμὸς ποὺ προκαλεῖται διὰ παρεμβολῆς τοῦ χαλαζίου, εἶναι τοῦ αὐτοῦ χρώματος καὶ διὰ στροφῆς τοῦ ἀναλυτοῦ ἐλαττώνεται ἡ ἔντασις αὐτοῦ μέχρι πλήρους σκότους· διὰ περαιτέρω στροφῆς ἀναφαίνεται πάλιν φῶς, τὸ ὁποῖον φθάνει μέχρις ἑνὸς μεγίστου ἐντάσεως καὶ κατόπιν μειώνεται πάλιν μέχρι πλήρους σκότους κ.ο.κ. Ὥστε διὰ παρεμβολῆς τοῦ πλακιδίου χαλαζίου μεταξὺ πολωτοῦ καὶ ἀναλυτοῦ παρατηρεῖται κατὰ τὴν στροφὴν τοῦ ἀναλυτοῦ εἰς τὴν περίπτωσιν λευκοῦ φωτὸς ἐμφάνισις ἐγχρώμου φωτός, τὸ ὁποῖον μεταβάλλει τὴν ἀπόχρωσίν του χωρὶς νὰ ἀποσβύνεται τελείως, ἐνῷ εἰς τὴν περίπτωσιν μονοχρώμου φωτὸς λαμβάνει χώραν αὐξομείωσις αὐτοῦ, ποὺ κυμαίνεται μεταξὺ ἑνὸς μεγίστου φωτεινότητος καὶ πλήρους σκότους.

Πρὸς ἐξήγησιν τοῦ φαινομένου τούτου πρέπει νὰ δεχθῶμεν, ὅτι διὰ παρεμβολῆς τοῦ πλακιδίου τοῦ χαλαζίου τὸ ἐπίπεδον, εἰς τὸ ὁποῖον πολοῦται τὸ φῶς διὰ τοῦ πολωτοῦ, στρέφεται διὰ μέσου τοῦ πλακιδίου καὶ συνεπῶς φθάνει εἰς τὸν ἀναλυτὴν μὲ προσανατολισμὸν ποὺ δὲν εἶναι πλέον κάθετος πρὸς τὸ ἐπίπεδον πολώσεως αὐτοῦ. Ἡ στροφὴ αὔτη τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως εἶναι διάφορος διὰ τὰ διάφορα χρώματα (μήκη κύματος) καὶ διὰ τοῦτο μόνον εἰς μονόχρουν φῶς μπορεῖ διὰ στροφῆς τοῦ ἀναλυτοῦ νὰ ἐπέλθῃ πάλιν τελεία ἀπόσβεσις, ἐνῷ εἰς λευκὸν φῶς ἀποσβύνεται διὰ κάθε γωνίαν στροφῆς τοῦ ἀναλυτοῦ ἓν ὡρισμένον χρῶμα καὶ συνεπῶς παραμένει ἑκάστοτε εἰς τὸ ὀπτικὸν πεδίον τὸ συμπληρωματικὸν χρῶμα τοῦ ἀποσβυνομένου.

Πλὴν τοῦ χαλαζίου καὶ ἄλλα ἀνισότροπα σώματα, ὅπως π.χ. τὸ κινάβαρι, προκαλοῦν στροφὴν τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως, ἡ ὁποία εἶναι διάφορος διὰ τὰ διάφορα σώματα καὶ ἀνάλογος τοῦ πάχους τοῦ παρεμβαλλομένου σώματος. Πλὴν τούτου καὶ ἡ φορά, κατὰ τὴν ὁποίαν γίνεται ἡ στροφή, εἶναι διάφορος εἰς τὰς διαφόρους οὐσίας. Ἔτσι εἰς τὸν χαλαζίαν ἔχομεν δύο μορφὰς τοῦ κρυστάλλου, αἱ ὁποῖαι ὁμοιάζουν ὅπως τὸ εἴδωλον μὲ ἀντικείμενον εἰς ἐπίπεδον κάτοπτρον. Ἡ μία ἐκ τῶν μορφῶν στρέφει τὸ ἐπίπεδον πολώσεως πρὸς τὰ δεξιὰ καὶ χαρακτηρίζεται ὡς δεξιόστροφος χαλαζίας, ἡ ἄλλη πρὸς τὰ ἀριστερὰ καὶ καλεῖται ἀριστερόστροφος. Δεξιόστροφοι χαλαζίαι εἶναι οἱ πλεῖστοι τῶν μὲ ὑδατώδη διαύγειαν ἀπαντωμένων, ἐνῶ τὸ σκοτεινόχρουν τοπάζιον εἶναι ὡς ἐπὶ τὸ πλεῖστον ἀριστερόστροφον.

*η) **Εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης.*** Ἡ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως μετρουμένη ἐκ τῆς στροφῆς ποὺ πρέπει νὰ δώσωμεν εἰς τὸν ἀναλυτήν, διὰ νὰ ἐπιτευχθῇ πάλιν ἀπόσβεσις τοῦ μονοχρώμου ἁπλοῦ φωτός, εἶναι διάφορος διὰ τὰ διάφορα ἁπλᾶ χρώματα. Ἔτσι π.χ. πλακίδιον χαλαζίου πάχους 1 mm στρέφει τὸ ἐπίπεδον πολώσεως κατὰ 15°, ἂν τὸ φῶς εἶναι ἐρυθρόν, κατὰ 21°, ἂν εἶναι κίτρινον, κατὰ 27°, ἂν εἶναι πράσινον, κατὰ 33°, ἂν εἶναι κυανοῦν, καὶ κατὰ 51°, ἂν εἶναι ἰῶδες. Ἐκτὸς τούτου εὑρίσκεται ὅτι ἡ γωνία στροφῆς εἶναι ἀνάλογος τοῦ πάχους τοῦ πλακιδίου. Τοῦτο σημαίνει ὅτι πλακίδιον χαλαζίου πάχους 2 mm στρέφει τὸ ἐπίπεδον πολώσεως κατὰ γωνίαν διπλασίαν ἐκείνης, κατὰ τὴν ὁποίαν τὸ στρέφει πλακίδιον πάχους 1 mm.

*Ἡ γωνία κατὰ τὴν ὁποίαν στρέφει τὸ ἐπίπεδον πολώσεως πλακίδιον ἀνισοτρόπου στερεᾶς οὐσίας (κρυσταλλικοῦ πλακιδίου ἀποτετμημένου παραλλήλως πρὸ τὸν ὀπτικὸν ἄξονα τοῦ κρυστάλλου) πάχους 1 mm καλεῖται **εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης** τῆς οὐσίας. Ἡ διαφορὰ μεταξὺ τῶν στροφικῶν ἱκανοτήτων ποὺ ἡ αὐτὴ οὐσία δείχνει διὰ φῶς τῶν διαφόρων χρωμάτων τοῦ φάσματος καλεῖται **στροφικὸς διασκεδασμός**.*

Τὴν ἱκανότητα στροφῆς τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως δεικνύουν πλὴν τοῦ χαλαζίου καὶ ἄλλων ἀνιστρόπων κρυσταλλικῶν σωμάτων καὶ μερικὰ ἰσότροπα στερεὰ ἢ ὑγρὰ ἢ διαλύματα στερεῶν εἰς ὑγρά. Τὰ σώματα αὐτὰ ὀφείλουν τὴν στροφικήν των ἱκανότητα εἰς ἀσύμμετρον κατασκευὴν ἑνὸς ἑκάστου τῶν μορίων των, ἐνῶ εἰς τοὺς ἀνισοτρόπους κρυστάλλους ἡ αὐτὴ ἰδιότης ὀφείλεται εἰς τὴν ἀσύμμετρον κατάταξιν τῶν μορίων κατὰ τὴν ἐποικοδόμησιν τοῦ σώματος. Εἰς τὴν κατηγορίαν σωμάτων πού, ἐνῷ δὲν εἶναι ἀνισότροποι κρύσταλλοι, ἔχουν στροφικὴν ἱκανότητα, ἔχομεν π.χ. τὸ χλωρικὸν νάτριον, τὸ καλαμοζάχαρον, τὸ ἄμυλον, τὸ τρυγικὸν ὀξύ, τὸ τερεβινθέλαιον, πολλὰ ἀλκαλοειδῆ, αἰθέρια ἔλαια κλπ. Ὀνομάζομεν τὰ σώματα αὐτὰ ἢ τὰ διαλύματα των *ἐνεργά*. Ἰδιαζόντως μεγάλην στροφικὴν ἱκανότητα παρουσιάζουν ὑγρὰ ποὺ ὀνομάζομεν ὑγροὺς κρυστάλλους ἢ κρυσταλλινικὰ ὑγρά. Τοιαῦτα εἶναι οὐσίαι πού, ὅπως παρετήρησαν οἱ Lehmann (1876) καὶ Reinitzer (1888), ἀκόμη καὶ εἰς ὑγρὰν κατάστασιν παρουσιάζουν ὡρισμένην διάταξιν τῶν μορίων των, ἡ ὁποία κατ' ἀντίθεσιν πρὸς τοὺς κυρίως κρυστάλλους ὑφίστανται μόνον ὑπὸ μίαν μορφήν. Ἰδιάζουσαν σημασίαν καὶ ἀπὸ θεωρητικῆς καὶ ἀπὸ πρακτικῆς ἀπόψεως ἔχει ἡ στροφικὴ ἱκανότης ποὺ παρουσιάζουν διαλύματα ὀργανικῶν οὐσιῶν μὲ ἀσυμμέτρως κεκορεσμένα ἄτομα ἄνθρακος, τ. ἔ. ἄτομα ἄνθρακος ποὺ ἔχουν κορέσει ἕκαστον τὰς τέσσαρας μονάδας συγγενείας του μὲ τέσσαρα μεταξύ των διάφορα στοιχεῖα ἢ ῥίζας.

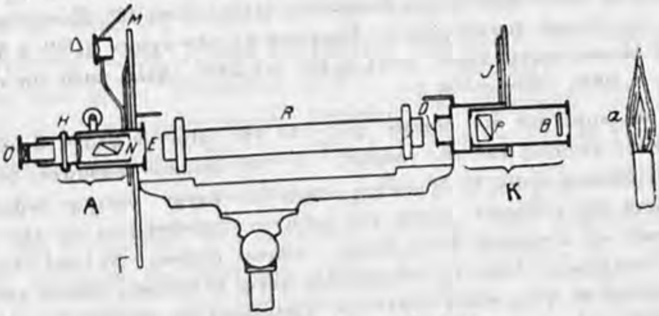
Εἰς μίαν πολωσιμετρικὴν συσκευήν, ὅπως εἶναι τὸ ὑπὸ τοῦ σχ. 135 παρεχόμενον διάγραμμα ἑνὸς σακχαρομέτρου. τὸ μονοχρωματικὸν φῶς ποὺ παρέχεται ἀπὸ τὴν φλόγα α εἰσδύει εἰς τὴν συσκευὴν διὰ μέσου τοῦ πολωτοῦ Κ, ὁ ὁποῖος ἀποτελεῖται ἀπὸ τὸ πρίσμα Nicol P καὶ ἄλλα ἐξαρτήματα, ποὺ ἀποβλέπουν νὰ κάνουν εὐκρινέστερον τὸ φαινόμενον, ἀλλὰ δὲν μεταβάλλουν τὴν θεώρησίν μας. Πρὶν ἀκόμη τοποθετηθῆ εἰς τὴν θέσιν του ὁ σωλὴν R γεμᾶτος μὲ διάλυμα σακχάρου, τὸ φῶς ποὺ ἐξέρχεται ἀπὸ τὸν πολωτήν, εἰσδύει εἰς τὸν ἀναλυτὴν Α καὶ φωτίζει τὸ ὀπτικὸν πεδίον, ποὺ παρατηροῦμεν διὰ μέσου αὐτοῦ ἀπὸ τὴν θέσιν Ο. Στρέφομεν τὸν ἀναλυτὴν Α περὶ ἄξονα ποὺ ἔχει τὴν διεύθυνσιν τῆς φωτεινῆς ἀκτῖνος καὶ κανονίζομεν τὴν συσκευήν, ὥστε τὸ ὀπτικὸν πεδίον ποὺ παρατηροῦμεν ἀπὸ τὸ Ο νὰ εἶναι ὁμοιομόρφως καθ' ὅλην του τὴν ἔκτασιν σκοτεινόν. Μαζὶ μὲ τὸν ἀναλυτὴν στρέφεται καὶ κυκλικος δίσκος ΜΓ, ἐπὶ τῆς περιφερειακῆς ζώνης τοῦ ὁποίου ἔχουν χαραχθῆ ὑποδιαιρέσεις μιᾶς μετρικῆς κλίμακος. Ἔτσι σημειώνομεν τὴν ὑποδιαίρεσιν τῆς κλίμακος ποὺ ἔρχεται πρὸ τῆς ἀμετακινήτου διόπτρας Δ, ὅταν ὁ ἀναλυτὴς ἔχει στραφῆ ὅσον χρειάζεται, διὰ νὰ εἶναι σκοτεινὸν τὸ ὀπτικὸν πεδίον, ποὺ παρατηροῦμεν διὰ μέσου τοῦ ἀναλυτοῦ. Μετὰ τὴν προετοιμασίαν αὐτὴν τοῦ ὀργάνου τοποθετοῦμεν εἰς τὴν πρὸς τοῦτο μεταξὺ πολωτοῦ καὶ ἀναλυτοῦ θέσιν τῆς συσκευῆς τὸν πλήρη ἀπὸ σακχαροῦχον διάλυμα σωλῆνα R, τοῦ ὁποίου αἱ δύο βάσεις κλείονται μὲ λεπτὰς παραλληλεπιπέδους ὑαλίνας πλάκας. Μὲ τὴν παρεμβολὴν αὐτὴν βλέπομεν νὰ φωτίζεται πάλιν τὸ ὀπτικὸν πεδίον καὶ διὰ νὰ τὸ ἐπαναφέρωμεν εἰς τὴν σκοτεινότητα πρέπει νὰ στρέψωμεν τὸν ἀναλυτὴν καὶ μαζὶ μὲ αὐτὸν τὸν δισκον μὲ τὰς μετρικὰς ὑποδιαιρέσεις. Ἀπὸ τὴν νέαν ὑποδιαίρεσιν τῆς μετρικῆς κλίμακος ποὺ θὰ παρατηρήσωμεν τώρα διὰ τῆς διόπτρας Δ, εὑρίσκομεν τὴν γωνίαν κατὰ τὴν ὁποίαν ἐστράφη τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως τοῦ χρησιμοποιηθέντος φωτὸς λόγω τῆς διόδου του διὰ μέσου τοῦ διαλύματος. Ἀπὸ τὰς μετρήσεις ποὺ γίνονται, μὲ τον τρόπον αὐτὸν εὑρίσκεται ὅτι : Ἡ γωνία κατὰ τὴν ὁποιαν τὸ ἐνεργὸν διάλυμα (τοῦ σακχάρου) στρέφει το ἐπίπεδον τῆς πολώσεως, εἶναι ἀνάλογος 1) τοῦ μήκους l τῆς στήλης τοῦ ὑγροῦ (ἤτοι τοῦ μήκους τοῦ σωλῆνος R) ποὺ διατρέχεται ὑπὸ τοῦ φωτὸς καὶ 2) τῆς συγκεντρώσεως τοῦ διαλύματος (ἤτοι τῆς κατὰ μονάδα ὄγκου τοῦ διαλύματος περιεχομένης μάζης τοῦ διαλελυμένου σώματος).

Ὀνομάζομεν εἰδικὴν στροφικὴν ἱκανότητα [α] ἐνεργοῦ διαλύματος τὴν γωνίαν, κατὰ τὴν ὁποίαν στρέφεται τὸ ἐπίπεδον τῆς πολώσεως μονοχρωματικῆς δέσμης ἀκτίνων, ὅταν αὕτη διέρχεται διὰ στήλης μήκους 1 [dm], ***ποὺ κατέχεται ἀπὸ διάλυμα ποὺ ἔχει συγκέντρωσιν ἴσην μὲ 1*** [gr] ***τῆς διαλελυμένης οὐσίας καθ' ἕκαστον*** [cm^3] ***τοῦ διαλύματος.*** Ἂν λοιπὸν μετρηθῆ γωνία στροφῆς α κατὰ τὴν δίοδον τῆς φωτεινῆς δέσμης διὰ μέσου σωλῆνος πλήρους διαλύματος μήκους l [dm] καὶ συγκεντρώσεως τοῦ διαλύματος ἴσης πρὸς β [gr] κατὰ [cm^3], θὰ εἶναι :

$$\alpha=[\alpha].l.\beta/100 \qquad \text{ὅθεν} \qquad [\alpha]=100.\alpha/l.\beta \tag{194}$$

Ἡ εἰδικὴ στροφικὴ ἱκανότης διαλύματος εἶναι διάφορος διὰ τὰ διάφορα εἴδη μονοχρωματικοῦ φωτός. Ἔτσι προκειμένου περὶ διαλύματος καλαμοσακχάρου εἰς ὕδωρ εὑρίσκεται ὅτι διὰ φῶς τῆς κιτρίνης γραμμῆς D τοῦ φάσματος λευκοῦ φωτὸς εἶναι : $[\alpha]_D=66{,}5^0$. Ἂν ἑπομένως περάση φῶς τοῦ χρώματος τούτου διὰ μέσου σωλῆνος R (σχ. 135) μήκους 2 [dm], καὶ ὁ σωλὴν εἶναι πλήρης ἀπὸ διάλυμα καλαμοσακχάρου συγκεντρώσεως 10 γραμμαρίων κατὰ 100 [cm^3] τοῦ διαλύματος, θὰ προκληθῆ στροφὴ τοῦ ἐπιπέδου πολώσεως κατὰ γωνίαν $\alpha_D=66{,}5^0.2.10/100=13{,}3^0$.

ϑ) Σακχαρόμετρα. Ἡ διαπίστωσις ὅτι ἡ γωνία στροφῆς α τοῦ ἐπιπέδου τῆς πολώσεως εἶναι ἀνάλογος τῆς συγκεντρώσεως τοῦ ἐνεργοῦ διαλύματος ποὺ τὴν προκαλεῖ, μπορεῖ νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς ταχύτατον καθορισμὸν τῆς συγκεντρώσεως ἑνὸς ὀπτικῶς ἐνεργοῦ διαλύματος διὰ πολωσιμετρικῆς συσκευῆς. Ἐφαρμογὴν τούτου ἀποτελεῖ ἡ κατασκευὴ ὀργάνων, μὲ τὰ ὁποῖα προσδιορίζομεν δι' ἀμέσου παρατηρήσεως τὴν συγκέντρωσιν σακχαρούχου διαλύματος, τὴν ὁποίαν ἀπαιτεῖται νὰ γνωρίζωμεν κατὰ τὰ διαδοχικὰ στάδια τῆς βιομηχανικῆς ἐξαγωγῆς τοῦ καλαμοσακχάρου. Τὰ ὄργανα αὐτὰ ὀνομάζονται **σακχαρόμετρα**. Ἓν ἀπὸ αὐτὰ εἶναι καὶ ἐκεῖνο, τοῦ ὁποίου διάγραμμα παρέχει τὸ σχ. 135. Εἰς αὐτὸ προσδιορίζομεν δι' ἑκάστην μέτρησιν τὴν γωνίαν α, κατὰ τὴν ὁποίαν πρέπει νὰ στραφῇ ὁ ἀναλυτὴς Α καὶ μαζί του ὁ δίσκος ΜΓ ποὺ φέρει τὰς μετρικὰς ὑποδιαιρέσεις, διὰ νὰ ἀποκτήσῃ μετὰ τὴν τοποθέτησιν τοῦ σωλῆνος R (γεμάτου μὲ διάλυμα) τὸ ὀπτικὸν πεδίον ποὺ παρατηροῦμεν διὰ μέσου τοῦ ἀναλυτοῦ, τὴν αὐτὴν σκοτεινότητα ποὺ εἶχε πρὸ τῆς παρεμβολῆς τοῦ R. Ἂν πρὸς τοῦτο χρειασθῇ στροφὴ κατὰ γωνίαν α_D, (ὅταν τὸ χρησιμοποιούμενον φῶς εἶναι κίτρινον) καὶ τὸ μῆκος τοῦ σωλῆνος εἶναι 1 (dm), ὑπολογίζομεν τὰ γραμμάρια β τοῦ σακχάρου ποὺ περιέχονται εἰς κάθε 100 (cm^3) τοῦ διαλύματος διὰ τῆς σχέσεως:



Σχ. 135. Σακχαρόμετρον

$$\beta = \frac{100}{[\alpha]_D} \cdot \frac{\alpha_D}{1} = \frac{100}{66{,}5} \cdot \frac{\alpha_D}{1} = 1{,}5037 \cdot \frac{\alpha_D}{1} \qquad (195)$$

Πρὸς ἀποφυγὴν μάλιστα τοῦ ὑπολογισμοῦ τούτου ἀναγράφονται ἀπ' εὐθείας ἐπὶ τῆς μετρικῆς κλίμακος τοῦ στρεφομένου δίσκου ΜΓ αἱ τιμαὶ τῆς ἀντιστοιχούσης συγκεντρώσεως ἀντὶ τῶν τῆς γωνίας στροφῆς. Ἔτσι δι' ἁπλῆς παρατηρήσεως διὰ μέσου τῆς διόπτρας Δ λαμβάνομεν ἀμέσως τὴν ζητουμένην συγκέντρωσιν.

Προβλήματα.

1) Ἡ γωνία τῆς πολώσεως φωτὸς ποὺ προσπίπτει ἐπὶ μιᾶς ἀνακλαστικῆς ἐπιφανείας ἀδάμαντος εἶναι: 67°34'. Ποῖος εἶναι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ἀδάμαντος; ('Απ. n=εφ67° 34'=2,42).

2) Ὑπὸ ποίαν γωνίαν π πρέπει νὰ προσπίπτῃ ἐπὶ ἠρεμούσης ἐπιφανείας ὕδατος δέσμη φωτεινῶν ἀκτίνων, διὰ νὰ εἶναι ἡ ἀνακλωμένη δέσμη γραμμικῶς πεπολωμένη, δεδομένου ὅτι ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὕδατος εἶναι n=1,33; ('Απ. π=53°4').

3) Ἡ γωνία ἐλαχίστης ἐκτροπῆς εἰς πρίσμα διαθλαστικῆς γωνιας $\gamma=60^{\circ}$ εὑρίσκεται ἴση μὲ $\delta_0=45^{\circ}$. Ποία εἶναι ἡ γωνία πολώσεως π φωτός, ἀνακλωμένου ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας τοῦ πρίσματος τούτου; (Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (163') ὁ δείκτης διαθλάσεως τῆς ὕλης τοῦ πρισματος εἶναι: $n=\eta\mu[(45+60)/2] : \eta\mu\,(60/2)=0,7931/0,5=$ $=1,5868=\varepsilon\varphi\,\pi$ ὅθεν $\pi=57,77^{\circ}$).

4) Ἡ ὁρικὴ γωνία διαθλάσεως διαφανοῦς ὑλικοῦ εἶναι 46°. Πόση εἶναι ἡ γωνία πολώσεως π τοῦ ὑλικοῦ τούτου; (Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (160) ὁ δείκτης διαθλάσεως τοῦ ὑλικοῦ τούτου εἶναι: $n=1/\eta\mu 46^{\circ}=1,3908$. Ἀλλὰ κατά τὴν σχέσιν (193) εἶναι: $\varepsilon\varphi\,\pi=1,3908$, ὅθεν $\pi=54,3^{\circ}$).

5) Εἰς πολωσίμετρον ποὺ δέχεται φῶς ἀπὸ τὴν κιτρίνην φλόγα ἀτμῶν νατρίου, φῶς δηλ. μήκους κύματος τοῦ τῆς γραμμῆς D τοῦ ἡλιακοῦ φάσματος (σελ. 156), ὁ ἀναλυτὴς ἔχει στραφῆ, ὥστε τὸ δι' αὐτοῦ παρατηρούμενον ὀπτικὸν πεδίον νά εἶναι σκοτεινόν. Μετά τὴν ρύθμισιν αὐτὴν τοῦ ὀργάνου τοποθετεῖται εἰς τὴν πρὸς τοῦτο μεταξὺ πολωτοῦ καὶ ἀναλυτοῦ θέσιν σωλὴν ὑάλινος μήκους 20 [cm] πλήρης διαλύματος καλαμοσακχάρου. Λόγω τῆς παρεμβολῆς αὐτῆς τὸ ὀπτικὸν πεδίον τοῦ ἀναλυτοῦ φωτίζεται καὶ διά νὰ γίνη πάλιν σκοτεινὸν χρειάζεται νά στραφῆ ὁ ἀναλυτὴς κατά γωνίαν $\alpha=13^{\circ}20'$. Πόση εἶναι ἡ συγκέντρωσις τοῦ διαλύματος, ποὺ περιέχει ὁ σωλήν; (Ἀπ. Συμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (195) τὰ γραμμάρια β τοῦ σακχάρου ποὺ ἔχουν διαλυθῆ εἰς κάθε 100 [cm²] τοῦ διαλύματος θά εἶναι: $\beta=1,5037 \cdot 13,33/2=10$ [gr]. Ὥστε ἡ ζητουμένη συγκέντρωσις εἶναι: $C=100$ [gr/lit].

§ 46 ΦΩΤΟΜΕΤΡΙΑ

α) Ἔντασις φωτὸς καὶ φωτεινὴ ροή. Ἀπὸ ὅσα εἴπαμε εἰς τὰ προηγούμενα προκύπτει ὅτι τὸ φῶς εἶναι μία μορφὴ ἐνεργείας· ἀποτελεῖ λοιπὸν τοῦτο ἓν ἰδιόμορφον φυσικὸν ποσόν, διὰ τὸν προσδιορισμὸν τοῦ ὁποίου ἀπαιτεῖται νὰ ὁρισθοῦν μονάδες μετρήσεως αὐτοῦ. Ὀνομάζομεν **ἔντασιν φωτὸς** J τὸ φῶς ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ φωτεινὴν πηγὴν καθ' ὡρισμένην διεύθυνσιν. Πρὸς μέτρησιν τῆς ἐντάσεως φωτὸς λαμβάνεται ὡς μονὰς τὸ **κηρίον** Heffner (HK), τ.ἔ. ἡ ἔντασις ποὺ ἔχει τὸ φῶς, τὸ ὁποῖον ἐκπέμπεται κατὰ τὴν διεύθυνσιν τοῦ ἀνοίγματος στερεᾶς γωνίας ἴσης μὲ 1 (*) ἀπὸ φλόγα ὕψους 40 mm, τὴν ὁποίαν παρέχει ἀναμμένος λύχνος, ποὺ ἔχει θρυαλίδα πάχους 8 mm καὶ τροφοδοτεῖται μὲ ὀξικὸν ἀμύλιον.

Σύμφωνα μὲ τὸν ὁρισμὸν τοῦτον τῆς μονάδος μετρήσεως τῆς ἐντάσεως φωτὸς εἶναι εὔκολος ὁ καθορισμὸς τοῦ μεγέθους τούτου· ἔτσι λαμβάνομεν τοῦτο ὡς βάσιν καθορισμοῦ καὶ τῶν ἄλλων φωτομετρικῶν μεγεθῶν.

Ἂν θεωρήσωμεν φωτεινὴν πηγὴν συγκεντρωμένην εἰς σημεῖον, θὰ ἐκπέμπεται ἀπὸ αὐτὴν φῶς καθ' ὅλας τὰς γύρω της διευθύνσεις. Ὀνομάζομεν **φωτεινὴν ροὴν** (ρεῦμα φωτὸς) τὸ φῶς ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ φωτεινὴν πηγὴν πρὸς ὅλας τὰς γύρω της διευθύνσεις. Μονὰς μετρήσεως τῆς φωτεινῆς ροῆς Φ εἶναι τὸ L u m e n (Lm), τ. ἔ. ἡ φωτεινὴ ροὴ ποὺ ἐκπέμπει ~~εἰς~~

(*) Ὡς μονάδα στερεᾶς γωνίας θεωροῦμεν τὴν στερεὰν γωνίαν, ποὺ ἔχει τὴν κορυφήν της εἰς τὸ κέντρον σφαίρας ἀκτῖνος 1m καὶ βαίνει ἐπὶ τμήματος τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας ταύτης, τὸ ὁποῖον ἔχει ἐμβαδὸν 1 (m²).

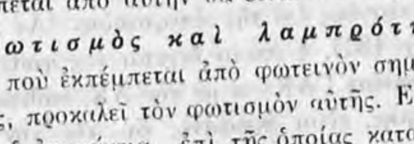
~~στερεὰν γωνίαν ἴσην μὲ 1 φωτεινὸν σημεῖον, ποὺ ἔχει καθ'~~ ὅλας τὰς ~~καθέκαστα~~ διευθύνσεις ~~ἔντασιν φωτὸς ἴσην μὲ 1 (ΗΚ)~~ (*)

Ἂν ληφθῇ ὑπ' ὄψιν ὅτι ὅλη ἡ ἐπιφάνεια σφαίρας γύρω ἀπὸ τὸ φωτεινὸν σημεῖον ἀντιστοιχεῖ εἰς στερεὰν γωνίαν 4π, συνάγεται ὅτι ἡ φωτεινὴ ροὴ Φ δι' ὅλης τῆς ἐπιφανείας τῆς σφαίρας εἶναι 4π φορὰς μεγαλυτέρα τῆς ἐντάσεως φωτὸς J, ποὺ ἐκπέμπεται διὰ μέσου τοῦ ἀνοίγματος στερεᾶς γωνίας ἴσης μὲ 1. Ἑπομένως εἶναι:

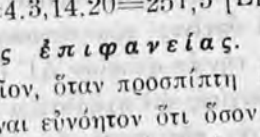
$$\Phi = 4\pi J. \qquad (146)$$

Ἂν π. χ. ἔχωμεν φωτεινὴν πηγὴν ἐντάσεως $J = 20$ [ΗΚ], ἡ φωτεινὴ ροὴ ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ αὐτὴν θὰ εἶναι $\Phi = 4\pi J = 4.3{,}14.20 = 251{,}3$ [Lm].

β) **Φωτισμὸς καὶ λαμπρότης ἐπιφανείας.** Ἡ φωτεινὴ ροὴ ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ φωτεινὸν σημεῖον, ὅταν προσπίπτῃ ἐπὶ μιᾶς ἐπιφανείας, προκαλεῖ τὸν φωτισμὸν αὐτῆς. Εἶναι εὐνόητον ὅτι ὅσον μεγαλυτέρα εἶναι ἡ ἐπιφάνεια, ἐπὶ τῆς ὁποίας κατανέμεται μία ὡρισμένη ποσότης φωτεινῆς ροῆς, τόσον μικρότερος εἶναι ὁ φωτισμὸς τῆς ἐπιφανείας. Θεωροῦμεν τὴν φωτεινὴν ροήν, ἡ ὁποία ἐκπέμπεται ἀπὸ φωτεινὸν σημεῖον S (σχ. 136) καὶ διὰ μέσου τοῦ ἀνοίγματος ὡρισμένης στερεᾶς γωνίας προσπίπτει καθέτως ἐπὶ ἐπιφανειῶν 1, 2, 3 ... ποὺ ἀπέχουν ἀντιστοίχως 1, 2, 3... μονάδας μήκους ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγήν, ποὺ κεῖται εἰς τὴν κορυφὴν τῆς στερεᾶς γωνίας. Εἶναι προφανὲς ὅτι τὸ ἐμβαδὸν ἑκάστης τῶν ἐπιφανειῶν 1, 2, 3 . . . (ὡς τμημάτων ἀντιστοίχων σφαιρικῶν ὁμοκέντρων ἐπιφανειῶν) εἶναι ἀνάλογον τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως (τῆς ἀκτῖνος τῆς ἀντιστοίχου σφαίρας) τῆς ἐπιφανείας ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν (τ. ἔ. τὴν κορυφὴν τῆς στερεᾶς γωνίας).



Σχ. 136



Σχ. 137

Ἀλλὰ ὁ φωτισμὸς ποὺ δέχεται μία ἐπιφάνεια ἀπὸ ὡρισμένην φωτεινὴν ροὴν Φ εἶναι **ἀντιστρόφως ἀνάλογος** τοῦ ἐμβαδοῦ τῆς ἐπιφανείας καὶ συνεπῶς τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως ἀπὸ τὸ φωτεινὸν σημεῖον S. Ἂν εἶναι Β ὁ φωτισμὸς ποὺ δέχεται καθέτως ἡ μονὰς ἐπιφανείας

(*) Μπορούσαμε νὰ λάβωμεν ὡς βάσιν τὴν ἔννοιαν τῆς φωτεινῆς ροῆς Φ, ὁρίζοντες αὐτὴν ὡς τὸ σύνολον τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας, ποὺ ἐκπέμπεται κατὰ δευτερόλεπτον ἀπὸ φωτεινὴν πηγὴν καθ' ὅλας τὰς γύρω της διευθύνσεις. Μὲ τὴν βάσιν αὐτήν, λαμβάνοντες ὑπ' ὄψιν ὅτι ἡ πυκνότης τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας δὲν εἶναι ἡ αὐτὴ κατὰ τὰς διαφόρους καθέκαστα διευθύνσεις, θὰ ὡρίζαμεν τὴν ἔντασιν φωτὸς J, ὡς τὸ ποσὸν τῆς φωτεινῆς ἐνεργείας ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγὴν κατὰ μίαν ὡρισμένην διεύθυνσιν διὰ μέσου τοῦ ἀνοίγματος στερεᾶς γωνίας ἴσης μὲ 1. Ὁ καθορισμὸς αὐτὸς τῶν φωτομετρικῶν μεγεθῶν προσαρμόζεται καλύτερον εἰς τὴν ἐπιστημονικὴν θεώρησιν, ἀλλὰ ὑστερεῖ εἰς παραστατικότητα καὶ διὰ τοῦτο προετάξαμεν τὸν παραπάνω.

(1cm²) ἀπὸ φωτεινὴν πηγὴν S, ἡ ὁποία ἔχει ἔντασιν φωτὸς J καὶ ἐκπέμπει φωτεινὴν ροὴν Φ, προκύπτει ἀπὸ τὰ παραπάνω ὅτι ὁ φωτισμὸς οὗτος (ἔντασις φωτισμοῦ) εἶναι : α) ἀνάλογος τῆς φωτεινῆς ροῆς $\Phi(=4\pi J)$ ἢ τῆς ἐντάσεως φωτὸς J τῆς φωτιζούσης πηγῆς καὶ β) ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως ρ τῆς ἐπιφανείας ἀπὸ τὴν πηγήν, ἤτοι :

$$B=\Phi/4\pi\rho^2=4\pi J/4\pi\rho^2=J/\rho^2 \qquad (197)$$

Ἀλλὰ ἡ ἐπιφάνεια σπανίως δέχεται ***καθέτως*** τὰς ἀκτῖνας ποὺ τὴν φωτίζουν· τοῦτο π.χ. συμβαίνει μὲ τὴν ἐπιφάνειαν σφαίρας, ἡ ὁποία φωτίζεται ἀπὸ πηγὴν κειμένην εἰς τὸ κέντρον της. Εἰς τὰς περισσοτέρας περιπτώσεις αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες προσπίπτουν πλαγίως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας. Ἂν π χ. θεωρήσωμεν τὴν ἐπιφάνειαν ΑΓ (σχ. 137), ἡ ὁποία δέχεται τὰς φωτεινὰς ἀκτῖνας Θ πλαγίως καὶ σχηματίζει γωνίαν ΓΑΚ=α μὲ τὴν ΑΚ, κάθετον ἐπὶ τὴν διεύθυνσιν τῆς φωτεινῆς δέσμης, εἶναι προφανὲς ὅτι εἰς τὴν πλαγίαν θέσιν ΑΓ προσπίπτει ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας ὀλιγώτερος φωτισμὸς ἀπὸ ἐκεῖνον ποὺ προσπίπτει εἰς τὴν ὀρθίαν θέσιν ΑΚ. Ὅπως φαίνεται εἰς τὸ σχῆμα ἡ αὐτὴ ἐπιφάνεια εἰς τὴν πλαγίαν θέσιν ΑΓ δέχεται φωτεινὰς ἀκτῖνας τόσας, ὅσας εἰς τὴν ὀρθίαν θέσιν ΑΚ δέχεται τμῆμα αὐτῆς ἴσον μὲ (ΑΓ).*συν*(ΓΑΚ)= =Ε.*συν* α. Κατὰ συνέπειαν, ἂν εἶναι Β ὁ φωτισμὸς τῆς ἐπιφανείας κατὰ τὴν κάθετον πρόσπτωσιν τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων, θὰ εἶναι Β *συν*α, ὅταν ἡ ἐπιφάνεια δέχεται τὰς ἀκτῖνας, ποὺ προσπίπτουν ἐπ' αὐτῆς, ὑπὸ διεύθυνσιν ποὺ σχηματίζει μετὰ τῆς καθέτου ἐπὶ τὴν ἐπιφάνειαν γωνίαν (προσπτώσεως) α.

Ἐκ τῶν ἀνωτέρω προκύπτει ὁ ὑπὸ τοῦ Lambert διατυπωθεὶς νόμος : ***Ἡ ἔντασις φωτισμοῦ Β μιᾶς ἐπιφανείας εἶναι ἀνάλογος τοῦ συνημιτόνου τῆς γωνίας προσπτώσεως τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων καὶ ἀντιστρόφως ἀνάλογος τοῦ τετραγώνου τῆς ἀποστάσεως ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγήν.***

Τὸν νόμον τοῦτον ἐκφράζει ἡ σχέσις : $$B=\frac{J.\,\text{συν}\,\alpha}{\rho^2} \qquad (198)$$

εἰς τὴν ὁποίαν J παριστάνει τὴν ἔντασιν φωτὸς τῆς φωτεινῆς πηγῆς.

Πρὸς μέτρησιν φωτισμοῦ λαμβάνεται ὡς μονὰς τὸ ***μετροκηρίον ἢ*** L u x [Lx], ποὺ εἶναι ***ὁ φωτισμὸς ἐπιφανείας, ἡ ὁποία φωτίζεται καθέτως ἀπὸ φωτεινὴν πηγὴν ἐντάσεως 1 [ΗΚ], εὑρισκομένην εἰς ἀπόστασιν 1*** [m] ***ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν.***

Ἔτσι π. χ. ὁ φωτισμὸς ἐπιφανείας ποὺ προκαλεῖται ἀπὸ φωτεινὴν πηγὴν ἐντάσεως J=25 [ΗΚ], ἀπέχουσαν 2 [m] ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν ἀνέρχεται, ἂν τὸ φῶς προσπίπτῃ καθέτως ἐπὶ τῆς ἐπιφανείας, εἰς : $B_0=25/4=$ $=6{,}25$ [Lx] καὶ ἂν ἡ πρόσπτωσις γίνεται ὑπὸ γωνίαν 60° εἰς $B_{60}=$ $=(25/4)$ *συν* $60°=6{,}25.0{,}5=3{,}125$ [Lx]. Ὡς κατώτατον ὅριον ὑγιεινοῦ διὰ τὸν ὀφθαλμὸν φωτισμοῦ θεωρεῖται φωτισμὸς 10 [Lx] προκειμένου διὰ βραχυχρόνιον καὶ 50 [Lx] διὰ μακροχρόνιον ἐργασίαν. Ὁ φωτισμὸς ποὺ παρέχει τὸ ἡλιακὸν φῶς εἰς τὸ ὕπαιθρον ἀνέρχεται περίπου εἰς 10000 [Lx].

Ἀπὸ τὸν φωτισμὸν ποὺ δέχεται μία ἐπιφάνεια εἶναι διάφορον τὸ μέγεθος ποὺ μᾶς δίδει τὴν φωτοβολίαν μιᾶς ἐπιφανείας (π. χ. διαπύρου ἐλάσματος λευκοχρύσου). Τὸ μέγεθος τοῦτο τὸ ὀνομάζομεν ***λαμπρότητα τῆς ἐπιφανείας.*** Πρὸς μέτρησιν αὐτῆς λαμβάνεται ὡς μονὰς τὸ κηρίον κατὰ τετραγωνικὸν ἑκατοστόμετρον (HK/cm²), τ.ἔ. ἡ λαμπρότης λ ἐπιφανείας ε=1[cm²], ἡ ὁποία ἐκπέμπει καθέτως φῶς ἐντάσεως 1 [HK]. Ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τούτου προκύπτει ὅτι εἶναι :

$$\lambda = J/\varepsilon. \qquad (199)$$

Ἐὰν ἡ ἐπιφάνεια ε δὲν εἶναι κάθετος πρὸς τὴν διεύθυνσιν, κατὰ τὴν ὁποίαν μετρεῖται ἡ ἔντασις φωτὸς J, ἀλλὰ σχηματίζει πρὸς αὐτὴν γωνίαν φ, τότε μόνον τὸ μέρος τῆς ἐπιφανείας ε . συν φ ἐκπέμπει φῶς κατὰ τὴν θεωρουμένην διεύθυνσιν καὶ συνεπῶς ἰσχύει ἡ σχέσις : $\lambda = J/\varepsilon\,.\text{συν}\,\varphi.$ (199′)

Ἡ λαμπρότης ἐπιφανείας εἶναι περίπου 1 [HK/cm²] εἰς τὴν φλόγα λάμπας πετρελαίου, 48 [HK/cm²] εἰς ἠλεκτρικὸν λαμπτῆρα μὲ νῆμα ἐξ ἄνθρακος ποὺ καταναλίσκει 4 (Watt) κατὰ κηρίον, 150 [HK/cm²] εἰς ἠλεκτρικὸν λαμπτῆρα μὲ μετάλλινον νῆμα καταναλώσεως 1,1 Watt καὶ κάπου 1800 [HK/cm²] εἰς κρατῆρα ἠλεκρικοῦ τόξου.

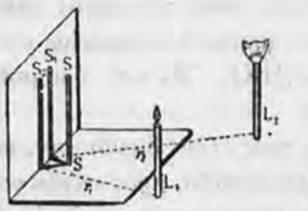
γ) Φωτόμετρα. Τὰ φωτόμετρα εἶναι ὄργανα, μὲ τὰ ὁποῖα μετρᾶμε τὴν ἔντασιν φωτὸς μιᾶς φωτεινῆς πηγῆς καὶ βάσει τῶν παραπάνω σχέσεων προσδιορίζομεν ἀπὸ αὐτὴν τὰς τιμὰς τῶν ἄλλων φωτομετρικῶν μεγεθῶν. Πρὸς τοῦτο συγκρίνεται ἡ ζητουμένη ἔντασις J φωτὸς πρὸς γνωστὴν ἔντασιν J_0 ἄλλης πηγῆς, ποὺ κανονίζεται νὰ παρέχῃ εἰς τὴν αὐτὴν ἐπιφάνειαν τὸν αὐτὸν μὲ ἐκείνην φωτισμὸν B. Ἂν δηλαδὴ ἡ γνωστῆς ἐντάσεως J_0 φωτεινὴ πηγὴ προκαλεῖ τὸν φωτισμὸν B ἐπιφανείας, ὅταν εὑρίσκεται εἰς ἀπόστασιν r_0 ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν, θὰ εἶναι $B = J_0/r_0^2$. Ἂν πάλιν τὸν αὐτὸν φωτισμὸν B τῆς αὐτῆς ἐπιφανείας τὸν προκαλέσωμεν μὲ τὴν φωτεινὴν πηγὴν τῆς ζητουμένης ἐντάσεως J, φέροντες αὐτὴν εἰς ἀπόστασιν r ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν, θὰ εἶναι $B = J/r^2$. Ἐκ τῶν σχέσεων τούτων προκύπτει :

$$J/r^2 = J_0/r_0^2 \qquad \text{καὶ} \qquad J = J_0 r^2/r_0^2 \qquad (200)$$

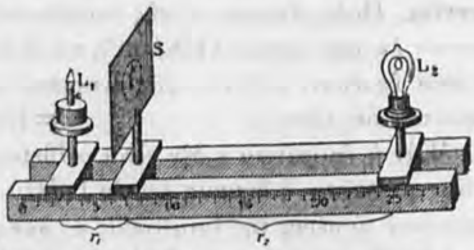
Ἐκ τῆς τελευταίας αὐτῆς σχέσεως μποροῦμε νὰ ὑπολογίσωμεν τὴν ζητουμένην ἔντασιν φωτὸς J, ἂν γνωρίζωμεν τὴν ἔντασιν φωτὸς J_0 καὶ μετρήσωμεν τὰς ἀποστάσεις r καὶ r_0, εἰς τὰς ὁποίας πρέπει νὰ εὑρίσκωνται αἱ δύο πηγαὶ ἀπὸ τὴν ἐπιφάνειαν, διὰ νὰ προκαλοῦν τὸν αὐτὸν φωτισμὸν αὐτῆς.

Εἰς τὸ φωτόμετρον Rumford (1794) αἱ πρὸς σύγκρισιν φωτειναὶ πηγαὶ L_1 καὶ L_2 (σχ. 138) ποὺ ἔχουν ἀντιστοίχως τὰς ἐντάσεις φωτὸς J_1 καὶ J_2 τοποθετοῦνται εἰς σκοτεινὸν δωμάτιον πρὸ μιᾶς ἀδιαφανοῦς ῥάβδου SS εἰς τοιαύτας ἀποστάσεις r_1 καὶ r_2, ὥστε αἱ σκιαὶ τῆς ῥάβδου S_1 καὶ S_2 ἐπὶ παραπετάσματος νὰ εἶναι ἐξ ἴσου ἔντονοι. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν θὰ εἶναι : $J_1 : J_2 = r_1^2 : r_2^2$.

Εἰς τὸ φωτόμετρον Bunsen τοποθετεῖται μεταξὺ τῶν πρὸς σύγκρισιν φωτεινῶν πηγῶν L_1 καὶ L_2 (σχ. 139) διάφραγμα ἀπὸ φύλλον χάρτου S, εἰς τὸ μέσον τοῦ ὁποίου ὑπάρχει μία κηλὶς ἐλαίου F, ποὺ καθιστᾷ τὸ μέρος τοῦτο τοῦ χάρτου διαφώτιστον. Ὅταν τὸ φύλλον τοῦ χάρτου φωτίζεται ἰσχυρότερον ἐκ τῶν ὄπισθεν, (ὅπου ἡ πηγὴ L_1), ἡ κηλὶς φαίνεται σκοτεινοτέρα. Ἂν ὁ φωτισμὸς καὶ ἐκ τῆς μιᾶς καὶ ἐκ τῆς ἄλλης πηγῆς εἶναι ὁ αὐτός, ἡ κηλὶς δὲν διακρίνεται. Κανονίζομεν λοιπὸν εἰς τὸ φωτόμετρον τοῦτο τὰς ἀποστάσεις r_1 καὶ



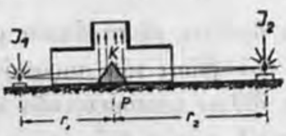
Σχ. 138. Φωτόμετρον Rumford



Σχ. 139. Φωτόμετρον Bunsen

r_2 τῶν πηγῶν L_1 καὶ L_2 ἑκατέρωθεν τοῦ φύλλου χάρτου οὕτως, ὥστε νὰ μὴ διακρίνεται ἡ κηλίς. Τότε θὰ εἶναι $J_1 : J_2 = r_1^2 : r_2^2$

Εἰς τὸ φωτόμετρον Ritschie (σχ. 140) τοποθετεῖται μεταξὺ τῶν πρὸς σύγκρισιν πηγῶν φωτὸς ἐντάσεων J_1 καὶ J_2 πρίσμα ὁλικῆς ἀνακλάσεως (ὑποσ. σελ. 148) Ρ κατὰ τρόπον, ὥστε τὸ φῶς ποὺ προέρχεται καὶ ἀπὸ τὴν μίαν καὶ ἀπὸ τὴν ἄλλην πηγὴν νὰ φθάνη συγκεντρωμένον μαζὶ εἰς τὸν ὀφθαλμόν. Ἐὰν ὁ φωτισμὸς ποὺ δέχεται τὸ πρίσμα ἀπὸ τὴν μίαν πηγὴν ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας του, εἶναι ἴσος μὲ ἐκεῖνον ποὺ δέχεται ἀπὸ τὴν ἄλλην πηγὴν ἐπὶ τῆς ἄλλης ἕδρας του, τότε ἡ ἀκμὴ Κ τῶν δύο ἑδρῶν τοῦ πρίσματος δὲν διακρίνεται. Μετακινοῦμεν λοιπὸν τὰς πηγὰς φωτὸς εἰς ἀποστάσεις r_1, r_2 ἑκατέρωθεν τοῦ πρίσματος, ὥστε νὰ μὴ διακρίνεται ἡ ἀκμὴ Κ τῶν φωτιζομένων ἑδρῶν αὐτοῦ. Τότε θὰ εἶναι πάλιν $J_1 : J_2 = r_1^2 : r_2^2$.



Σχ. 140. Φωτόμετρον Ritschie

Πλὴν τῶν φωτομέτρων τούτων ὑπάρχουν καὶ ἄλλα πολὺ ἀκριβέστερα καὶ μεταξὺ τούτων τὰ βασιζόμενα εἰς τὸ φωτοηλεκτρικὸν φαινόμενον, περὶ τοῦ ὁποίου θὰ γίνη λόγος εἰς τὸ οἰκεῖον μέρος τοῦ βιβλίου.

Προβλήματα

1) Ποῖον φωτισμὸν δέχεται ἐπιφάνεια κειμένη εἰς ἀπόστασιν 10 [m] ἀπὸ πηγὴν φωτὸς ἐντάσεως 100 [HK], ἐὰν τὸ φῶς προσπίπῃ καθέτως; (Ἀπ.: $100/10^2=1$ [Lx]).

2) Ποῖον φωτισμὸν δέχεται ἡ ὡς ἄνω ἐπιφάνεια, ἂν τὸ φῶς προσπίπτῃ ὑπὸ γωνίαν 30^0; (Ἀπ. $100\,\sigma\upsilon\nu 30/10^2=0{,}866$ [Lx])

3) Ποία εἶναι ἡ ἔντασις φωτὸς ἑνὸς ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος ὁ ὁποῖος συγκρινόμενος μὲ φωτεινὴν πηγὴν ἐντάσεως 1 [HK], χρειάζεται νὰ ἀπέχῃ 50 [cm] ἀπὸ τὴν μίαν ὄψιν τοῦ φύλλου χάρτου τοῦ φωτομέτρου Bunsen, ὅταν ἡ πηγὴ τοῦ 1 [HK] ἀπέχῃ ἀπὸ τὴν ἄλλην ὄψιν τοῦ φύλλου 10 [cm], διὰ νὰ ἐξαφανισθῇ ἡ κηλίς; (Ἀπ. $1.50^2/10^2=25$ [HK].

4) Δι' ἄνετον ἀνάγνωσιν ἀπαιτεῖται φωτισμὸς 50 [Lx]. Εἰς ποίαν τὸ πολὺ ἀπόστασιν ἀπὸ τὸ βιβλίον πρέπει νὰ εὑρίσκεται ὁ φωτίζων αὐτὸ λαμπτήρ, ἂν ἡ ἔντασις τοῦ φωτὸς ποὺ ἐκπέμπει οὗτος καθέτως πρὸς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ βιβλίου εἶναι 25 [HK]; (Ἀπ. $25/50=0{,}7$ m).

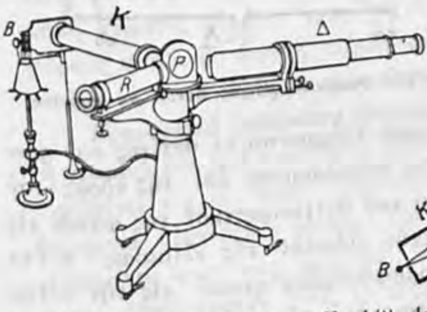
5) Διὰ τὸν φωτισμὸν κεντρικῶν ὁδῶν θεωρεῖται ἐπαρκὴς ἡ ἔντασις φωτισμοῦ 1 [Lx]. Μέχρι ποίας ἀποστάσεως ἀπὸ λαμπτῆρα ἐντάσεως φωτὸς 400 [HK] παρέχεται τοιοῦτος φωτισμός; (Ἀπ. $\sqrt{400/1}=20$ m)

Β΄. ΦΥΣΙΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

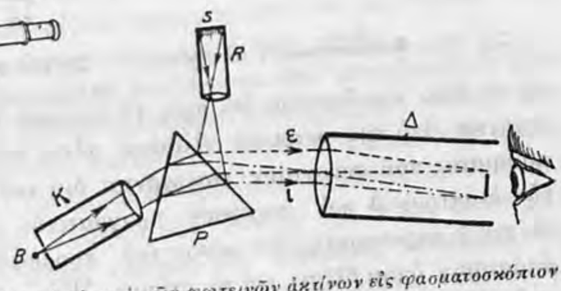
§ 47. ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ

α) Φασματοσκόπιον — φασματογράφος. Εἴδαμε εἰς τὰ προηγούμενα ὅτι τὸ φῶς, ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ φωτεινὴν πηγήν, ὅταν διέρχεται διὰ μέσου πρίσματος (§ 39, η) ἢ παραθλᾶται εἰς φράγμα (§ 43, δ), ἀναλύεται, ἐφόσον εἶναι σύνθετον (π.χ. λευκὸν φῶς), εἰς τὰ ἁπλᾶ χρώματα ἀπὸ τὰ ὁποῖα ἀποτελεῖται καὶ παρέχει ποικιλόχρωμον ἐμφάνισιν, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν ***φάσμα*** τῆς φωτεινῆς πηγῆς.

Πρὸς ἀκριβεστέραν παρατήρησιν φασμάτων χρησιμοποιοῦνται ὄργανα, τὰ ὁποῖα ὀνομάζονται ***φασματοσκόπια***. Τὸ οὐσιωδέστερον συστατικὸν ἑνὸς φασματοσκοπίου εἶναι τὸ πρίσμα ἢ τὸ φράγμα παραθλάσεως. Ἔτσι τὸ φασματοσκόπιον ποὺ ἀπὸ τὰ 1860, ἐπενόησαν οἱ Kirchhoff καὶ Bunsen

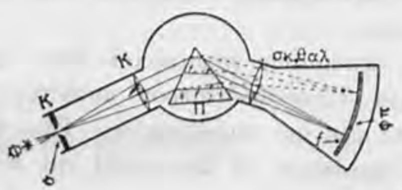


Σχ. 141. Φασματοσκόπιον.

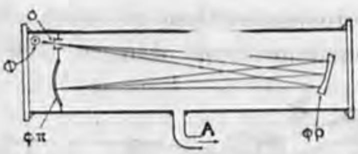


Σχ. 142. Διαδρομὴ τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων εἰς φασματοσκόπιον

ἀποτελεῖται ἀπὸ τριγωνικὸν ὀπτικὸν πρίσμα P (σχ. 141), τοποθετημένον ὄρθιον εἰς τὸ κέντρον κυκλικοῦ δίσκου (τραπεζιδίου), γύρω ἀπὸ τὸν ὁποῖον στηρίζονται ὁριζοντίως τρεῖς διοπτρικοὶ σωλῆνες. Ὁ εἷς ἀπὸ αὐτούς, ποὺ λέγεται ***κατευθυντήριος***, K ἔχει τὸ ἀπώτερον ἀπὸ τὸ πρίσμα ἄνοιγμά του σκεπασμένον μὲ ἐπίπεδον κάλυμμα ποὺ φέρει σχισμήν, τῆς ὁποίας τὸ πλάτος μπορεῖ νὰ ρυθμίζεται μὲ μικρομετρικὸν κοχλίαν· ἔμπροσθεν τῆς σχισμῆς αὐτῆς τοποθετεῖται ἡ φωτεινὴ πηγὴ B, τῆς ὁποίας θέλομεν νὰ παρατηρήσωμεν τὸ φάσμα. Τὸ ἄλλο ἄνοιγμα τοῦ κατευθυντῆρος (τὸ πρὸς τὸ πρίσμα) καταλαμβάνεται ἀπὸ συγκεντρωτικὸν φακόν, τοῦ ὁποίου ἡ ἑστιακὴ ἀπόστασις εἶναι ἴση μὲ τὴν ἀπόστασιν τῆς σχισμῆς ἀπὸ αὐτόν. Ἔτσι αἱ φωτειναὶ ἀκτῖνες ποὺ ἀπὸ τὴν σχισμὴν προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ φακοῦ διὰ μέσου τοῦ κατευθυντηρίου σωλῆνος, θὰ ἐξέρχωνται ἀπὸ τὴν ἄλλην ἐπιφάνειαν τοῦ φακοῦ ὡς παράλληλοι. Ἡ δέσμη αὐτὴ τῶν παραλλήλων ἀκτίνων προσπίπτουσα ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ πρίσματος P (σχ. 142) ποὺ συναντᾶ, θὰ ἐξέρχεται ἀπὸ τὴν ἄλλην ἕδραν αὐτοῦ ἀναλελυμένη εἰς τὰ ἁπλᾶ χρώματα, ποὺ ἀποτελοῦν τὸ φῶς τῆς πηγῆς Β. Ἐν συνεχείᾳ προσπίπτει αὕτη ἐπὶ τοῦ φακοῦ, ποὺ φέρει εἰς τὸ πρὸς τὸ πρίσμα ἄνοιγμά του ὁ ἄλλος σωλήν, ποὺ ἀποτελεῖ τηλεσκοπικὴν **διόπτραν** Δ. Ὁ φακὸς αὐτὸς (ὡς ἀντικειμενικὸς φακὸς τῆς διόπτρας) συγκεντρώνει χωριστὰ τὰς ἀκτῖνας τῶν καθέκαστ ι ἁπλῶν χρωμάτων εἰς τὸ ἑστιακόν του ἐπίπεδον (εἰς μικροτέραν ἐκτροπὴν τὰς ἐρυθρὰς ε, εἰς μεγαλυτέραν τὰς ἰώδεις ι). Τὸ εἴδωλον τοῦτο τοῦ φάσματος τὸ βλέπει παρατηρητὴς διὰ μέσου ἄλλου φακοῦ, ποὺ φέρει ἡ διόπτρα Δ εἰς τὸ ἄλλο ἄνοιγμά της, ὡς διὰ μέσου τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ τῆς διόπτρας Kepler (σελ. 145) εἰς τὴν ἀπόστασιν εὐκρινοῦς ὁράσεως. Ὁ τρίτος σωλὴν R εἰς τὸ ἀπώτερον ἀπὸ τὸ πρίσμα ἄνοιγμά του φέρει φωτεινὴν μετρικὴν κλίμακα χαραγμένην ἐπὶ ἐπιμήκους ὑαλίνης πλακός. Διὰ μέσου φακοῦ ποὺ φέρει ὁ σωλὴν R



Σχ. 143. Φασματογράφος μὲ πρίσμα



Σχ. 144. Φασματογράφος κενοῦ μὲ φράγμα

εἰς τὸ ἄλλο του ἄνοιγμα (τὸ πρὸς τὸ πρίσμα), ἐξέρχονται αἱ ἀκτῖνες ποὺ προέρχονται ἀπὸ τὴν μετρικὴν κλίμακα· αὗται ἀνακλώμεναι ἐπὶ τῆς ἕδρας τοῦ πρίσματος ποὺ συναντοῦν, εἰσέρχονται διὰ τοῦ ἀντικειμενικοῦ της φακοῦ εἰς τὴν διόπτραν Δ καὶ παρέχουν πραγματικὸν εἴδωλον τῆς κλίμακος· τοῦτο βλέπει ὁ παρατηρητὴς διὰ μέσου τοῦ προσοφθαλμίου φακοῦ εἰς τὴν αὐτὴν ἀπόστασιν ὅπου βλέπει καὶ τὸ φάσμα. Ἔτσι διὰ τῆς παρατηρήσεως αὐτῆς καθορίζεται ἀμέσως ἡ σχετικὴ θέσις τῶν καθέκαστα χρωμάτων τοῦ φάσματος τῆς φωτεινῆς πηγῆς.

Ἂν ἀντὶ τοῦ πρίσματος Ρ στηριχθῇ ἐπὶ τοῦ κυκλικοῦ δίσκου φράγμα παραθλάσεως, μποροῦμε νὰ παρατηρήσωμεν διὰ τῆς διόπτρας τὸ φάσμα 1ης, 2ας κλπ. τάξεως, μεταθέτοντες τὴν διόπτραν πρὸς τὰ πλάγια περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον διὰ στροφῆς αὐτῆς περὶ κατακόρυφον ἄξονα.

Τὸ σχ. 143 παριστάνει τὴν συσκευὴν σκεπασμένην μὲ ἀδιαφανῆ τοιχώματα εἰς τρόπον, ὥστε νὰ σχηματίζεται σκοτεινὸς θάλαμος (σκ. θάλ.) Εἰς τὸ βάθος τοῦ σκοτεινοῦ θαλάμου ὄπισθεν συγκεντρωτικοῦ φακοῦ καὶ εἰς ἀπόστασιν ἀπ' αὐτοῦ ἴσην μὲ τὴν ἑστιακήν του ἔχει τοποθετηθῆ φωτογραφικὴ πλὰξ φπ. Ἐπ' αὐτῆς προσπίπτουν χωριστὰ αἱ καθέκασται ἀκτῖνες (ἐρυθραί, κίτριναι κλπ.) εἰς τὰς ὁποίας ἀναλύεται τὸ φῶς τῆς πηγῆς Φ. Ἕνεκα τούτου καταγράφεται ἐπὶ τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς τὸ φάσμα τῆς φωτεινῆς πηγῆς. Εἰς τὴν περίπτωσιν αὐτὴν τὸ ὄργανον λέγεται ***φασματογράφος***.

Φασματογράφον ἐπίσης παριστᾶ καὶ τὸ σχ. 144. Εἰς τοῦτον ὅλη ἡ συσκευὴ εἶναι κλεισμένη ἀεροστεγῶς εἰς θήκην, ποὺ δι' ἀνοίγματος Α συγκοινωνεῖ μὲ ἀεραντλίαν, ἡ ὁποία ἀφαιρεῖ τὸν ἀέρα ἀπὸ τὴν συσκευήν. Εἰς τὸν φασματογράφον τοῦτον τὸ φῶς τῆς πηγῆς Φ εἰσδύει διὰ στενῆς σχισμῆς σ εἰς τὸν σκοτεινὸν θάλαμον καὶ παραθλᾶται ἐπὶ ἀνακλαστικοῦ φράγματος φρ (Rowland, σελ. 165). Εἰς τὴν θέσιν, ὅπου σχηματίζεται τὸ φάσμα 1ης, 2ας κλπ. τάξεως, τοποθετεῖται φωτογραφικὴ πλὰξ φπ, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἀπεικονίζεται τὸ σχηματιζόμενον φάσμα.

β) Εἴδη φασμάτων. Ἀπὸ τὴν σύγκρισιν τῶν φασμάτων, ποὺ λαμβάνομεν ἀπὸ διάφορα φωτεινὰ σώματα, διακρίνομεν αὐτὰ εἰς ***φάσματα ἐκπομπῆς*** καὶ ***φάσματα ἀπορροφήσεως***. Φάσματα ἐκπομπῆς εἶναι ἐκεῖνα ποὺ λαμβάνονται ἀπὸ αὐτόφωτα σώματα, ὅταν τὸ φῶς αὐτῶν προσπίπτη ἐπὶ τοῦ πρίσματος ἢ φράγματος, χωρὶς νὰ ἔχη ὑποστῆ ἀπορρόφησιν μικροῦ ἢ μεγάλου μέρους του. Τὰ φάσματα ἐκπομπῆς εἶναι ***συνεχῆ*** ἢ ***γραμμωτά***.

Συνεχῆ φάσματα ἐκπομπῆς παρέχονται ἀπὸ φωτοβολοῦντα στερεὰ ἢ ὑγρὰ (ἀκόμη καὶ ἀέρια, ὅταν ταῦτα εὑρίσκωνται ὑπὸ πολὺ μεγάλην πίεσιν). Κάθε συνεχὲς φάσμα ἀποτελεῖται ἀπὸ ἀδιάκοπον σειρὰν τῶν ἀλληλοδιαδοχικῶν χρωμάτων (τόνων χρώματος) ἀπὸ τοῦ ἐρυθροῦ πρὸς τὸ ἰῶδες, ποὺ ἀκολουθοῦν τὸ ἓν μετὰ τὸ ἄλλο μὲ τὴν αὐτὴν πάντοτε τάξιν ἀντιστοίχως πρὸς τὰ μήκη κύματος αὐτῶν. Ἔτσι τὰ συνεχῆ φάσματα, ποὺ λαμβάνονται ἀπὸ διαφόρους φωτεινὰς πηγάς, παρουσιάζουν ὁμοιομορφίαν, ποὺ δὲν παρέχει δυνατότητα νὰ συναγάγωμεν τὴν σύστασιν τῆς φωτοβόλου πηγῆς.

Γραμμωτὰ φάσματα ἐκπομπῆς λαμβάνονται ἀπὸ φωτοβολοῦντα ἀέρια (ἢ ἀτμοὺς) καὶ μάλιστα ὅταν ταῦτα εὑρίσκωνται ὑπὸ χαμηλὴν πίεσιν, ὅπως συμβαίνει π.χ. εἰς τοὺς λεγομένους σωλῆνας Geissler, διὰ μέσου τῶν ὁποίων διέρχεται ἠλεκτρικὸν ρεῦμα. Τὰ γραμμωτὰ φάσματα ἀποτελοῦνται ἀπὸ διακεκριμένας φωτεινὰς γραμμάς, καθεμία τῶν ὁποίων ἔχει ἴδιον τόνον χρώματος, (ἀντίστοιχον πρὸς τὸ μῆκος κύματος τῆς κυματικῆς μεταβολῆς, εἰς τὴν ὁποίαν ὀφείλεται) καὶ ἐμφανίζεται ἐπὶ σκοτεινοῦ βάθους (φόντου) εἰς τὴν θέσιν πού, ἂν τὸ φάσμα ἦτο συνεχές, θὰ κατείχετο ἀπὸ τὸν αὐτὸν τόνον χρώματος. Τὸ γραμμωτὸν φάσμα ἑνὸς ἀερίου εἶναι διάφορον ἀπὸ τὸ γραμμωτὸν φάσμα ἄλλου ἀερίου, τόσον ὡς πρὸς τὸ πλῆθος, ὅσον καὶ ὡς πρὸς τὸ χρῶμα καὶ τὴν σχετικὴν ἔντασιν τῶν καθέκαστα φωτεινῶν γραμμῶν. Ἔτσι τὸ γραμμωτὸν φάσμα εἶναι χαρακτηριστικὸν διὰ τὴν σύστασιν τοῦ ἀερίου, ἀπὸ τὸ ὁποῖον προέρχεται. Γραμμωτὸν π.χ. φάσμα ποὺ ἀποτελεῖται ἀπὸ δύο πλησίον ἀλλήλων κειμένας κιτρίνας γραμμὰς D_1 καὶ D_2 (ὅπως τὰς ὀνομάζομεν μὲ τὴν ἐπισήμανσιν ποὺ εἰσήγαγεν ὁ Fraunhofer), αἱ ὁποῖαι ἀντιστοιχοῦν εἰς μήκη κύματος D_1=589,5932 [mμ] καὶ D_2=588,9965 [mμ], μαρτυρεῖ ὅτι ἐκπέμπεται ἀπὸ φωτοβολοῦντας ἀτμοὺς νατρίου.

Εἰς πολλὰς περιπτώσεις αἱ γραμμαὶ τοῦ φάσματος εἰς ὡρισμένας θέσεις αὐτοῦ πυκνώνονται τόσον πολύ, ὥστε δὲν διακρίνονται ἡ μία ἀπὸ τὴν ἄλλην ἀλλὰ φαίνονται νὰ ἀποτελοῦν πλατυτέρας ἐγχρώμους φωτεινὰς ζώνας ἢ ταινίας· τὰ φάσματα τῆς μορφῆς αὐτῆς τὰ λέμε ***ταινιωτὰ ἢ ῥαβδωτά***.

Τὰ γραμμωτὰ φάσματα ὑποδίδονται εἰς φωτοβολίαν ποὺ προέρχεται ἐκ τῶν ἀτόμων τοῦ ἀερίου, ἐνῷ τὰ ῥαβδωτὰ εἰς τοιαύτην τῶν μορίων αὐτοῦ. Ἡ θεώρησις αὐτὴ προκύπτει ἀπὸ διαπιστώσεις, τῶν ὁποίων ἡ ἔρευνα γίνεται εἰς ἄλλο μέρος τῆς Φυσικῆς. Μὲ βάσιν ὡς τόσο τὴν θεώρησιν αὐτὴν ἀποδίδομεν τὰ συνεχῆ φάσματα τῶν στερεῶν καὶ ὑγρῶν σωμάτων εἰς τὸ ὅτι τὰ ἄτομα καὶ μόρια αὐτῶν ὑπόκεινται εἰς ἰσχυρὰν ἀλληλεπίδρασιν, λόγω τοῦ ὅτι κεῖνται πολὺ πλησίον ἀλλήλων. Ἔτσι αἱ καθέκαστα γραμμαὶ ἢ ῥαβδώσεις τῶν ἀτόμων ἢ μορίων στερεῶν ἢ ὑγρῶν σωμάτων συγχέονται μεταξύ των καὶ ἀποτελοῦν συνολικῶς μίαν συνεχῆ σειρὰν χρωμάτων (μηκῶν κύματος).

Ἂν διαβιβάσωμεν τὸ φῶς πηγῆς, ποὺ παρέχει συνεχὲς φάσμα, (π.χ. τὸ φῶς ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος), διὰ μέσου ἀερίου ἢ ἀτμοῦ μικροτέρας φωτεινότητος, παρατηροῦμεν ὅτι ἐμφανίζονται εἰς ὡρισμένας θέσεις τοῦ συνεχοῦς φάσματος τῆς πηγῆς σκοτειναὶ γραμμαὶ ἢ ῥαβδώσεις, ποὺ εἶναι χαρακτηριστικαὶ διὰ τὸ μεσολαβοῦν ἀέριον καὶ ἀποτελοῦν τὸ ***φάσμα ἀπορροφήσεως*** αὐτοῦ. Αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ (ἢ ῥαβδώσεις) τοῦ φάσματος ἀπορροφήσεως κεῖνται εἰς τὰς θέσεις ἐκείνας τοῦ συνεχοῦς φάσματος τῆς πηγῆς, εἰς τὰς ὁποίας εὑρίσκοντο οἱ τόνοι χρώματος (μήκη κύματος), ποὺ ἀπορροφῶνται ὑπὸ τοῦ μεσολαβοῦντος ἀερίου. Καὶ ἐπειδὴ κάθε ὑλικὸν ἀπορροφᾷ ἀπὸ τὸ φῶς τῆς πηγῆς τοὺς τόνους χρώματος, τοὺς ὁποίους ἐκπέμπει τοῦτο (πρβλ. § 48), ὅταν ἀποτελῇ τὴν φωτεινὴν πηγήν, εἶναι προφανὲς ὅτι αἱ σκοτειναὶ γραμμαὶ σχηματίζονται εἰς τὰς θέσεις ἐκείνας, εἰς τὰς ὁποίας θὰ κεῖνται αἱ φωτειναὶ γραμμαὶ εἰς τὸ φάσμα ἐκπομπῆς τοῦ ἀερίου. Ἔτσι, ἂν τὸ φῶς ἠλεκτρικοῦ λαμπτῆρος περάσῃ διὰ μέσου ἀτμῶν νατρίου (μικροτέρας φωτεινότητος), θὰ παρατηρηθοῦν δύο πολὺ πλησίον ἀλλήλων κείμεναι σκοτειναὶ γραμμαὶ D_1 καὶ D_2 εἰς τὰς θέσεις ποὺ εἰς τὸ φάσμα ἐκπομπῆς τῶν αὐτῶν ἀτμῶν σχηματίζονται αἱ δύο κίτριναι γραμμαὶ D_1 καὶ D_2 (βλ. παραπάνω). Τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως ἑνὸς ἀερίου εἶναι κατὰ ταῦτα ἡ ἀρνητικὴ (τρόπον τινὰ) εἰκὼν τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς αὐτοῦ. Ἂν ἡ ἀπορρόφησις χρωμάτων τοῦ φάσματος γίνεται λόγω μεσολαβήσεως στερεῶν ἢ ὑγρῶν, (ποὺ φωτοβολοῦν ἀσθενέστερα ἀπὸ τὴν φωτεινὴν πηγήν), αἱ σκοτειναὶ περιοχαὶ τοῦ φάσματος εἶναι πολὺ εὐρύτεραι καὶ δὲν ἔχουν σαφῆ ὅρια. Ὑλικά, ὅπως ἡ ὕαλος ἢ τὸ ὕδωρ ποὺ εἶναι διαφανῆ, δὲν ἐπιφέρουν αἰσθητὴν ἀπορρόφησιν εἰς τὴν ὁρατὴν περιοχὴν τοῦ φάσματος καὶ συνεπῶς δὲν προκαλοῦν τὴν ἐμφάνισιν σκοτεινῶν περιοχῶν εἰς αὐτό.

Συμπερασματικῶς σημειώνομεν ὅτι κάθε οὐσία παρέχει φάσμα ἀπορροφήσεως, ὅταν τὸ ἀναλυόμενον φῶς, ποὺ διέρχεται διὰ μέσου αὐτῆς, προέρχεται ἀπὸ αὐτόφωτον στερεὸν ἢ ὑγρόν, ποὺ ἔχει ἔντασιν φωτισμοῦ μεγαλυτέραν τῆς ἐντάσεως φωτισμοῦ τῆς οὐσίας καὶ ὅτι τὸ φάσμα ἀπορροφήσεως τῆς θεωρουμένης οὐσίας εἶναι ἡ ἀρνητικὴ εἰκὼν τοῦ φάσματος ἐκπομπῆς αὐτῆς.

Τὸ ἡλιακὸν φάσμα (σχ. 111) εἶναι καθ' ἑαυτὸ ἓν συνεχὲς φάσμα ἐκπομπῆς, ποὺ παρέχεται ἀπὸ τὸ φῶς τῆς διαπύρου ἐπιφανείας τοῦ Ἡλίου, τὴν ὁποίαν ὀνομάζομεν **φωτόσφαιραν** αὐτοῦ. Τὸ φῶς ὅμως τοῦτο διασχίζει τὴν ὀλιγώτερον φωτεινὴν ἀτμόσφαιραν τοῦ Ἡλίου, τὴν ὁποίαν καλοῦμεν **χρωμόσφαιραν**. Εἰς αὐτὴν ὑφίσταται ἀπορρόφησιν ὡρισμένων τόνων τῶν χρωμάτων, ποὺ τὸ ἀποτελοῦν, καὶ παρουσιάζεται ὡς φάσμα ἀπορροφήσεως τῶν ἀερίων, ποὺ ἀποτελοῦν αὐτὴν (τὴν χρωμόσφαιραν). Οἱ ἀπορροφώμενοι τόνοι τῶν χρωμάτων παρέχουν τὰς σκοτεινὰς γραμμάς, ποὺ κατὰ τὸν Fraunhofer χαρακτηρίζομεν μὲ τὰ γράμματα A, B, C κλπ. (σελ. 115).

γ) Φασματοσκοπικὴ ἀνάλυσις. Σύμφωνα μὲ ὅσα εἴπαμε παραπάνω, εἶναι εὔκολο νὰ συμπεράνωμεν ὅτι τὸ φάσμα ἐκπομπῆς ἢ ἀπορροφήσεως ἑνὸς στοιχείου εἶναι ἀπολύτως χαρακτηριστικὸν διὰ τὸ στοιχεῖον τοῦτο καὶ μόνον διὰ τοῦτο. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο διετύπωσε πρῶτος ὁ Plücker (1801—1868) καὶ ἐχρησιμοποίησαν ἀπὸ τοῦ 1860 οἱ Bunsen καὶ Kirchhoff πρὸς πιστοποίησιν τῆς παρουσίας στοιχείων εἰς δοθεῖσαν οὐσίαν διὰ προσεκτικῆς μελέτης τοῦ φάσματος τῆς οὐσίας. Ἡ μέθοδος αὐτὴ τῆς ἀνιχνεύσεως στοιχείων καλεῖται **φασματοσκοπικὴ ἀνάλυσις** καὶ ἀποτελεῖ σημαντικὸν βοήθημα διὰ τὴν χημικὴν καὶ μεταλλογραφικὴν ἔρευναν. Ἡ φασματοσκοπικὴ ἀνάλυσις εἶναι πολὺ περισσότερον εὐαίσθητος τῆς χημικῆς τοιαύτης καὶ διὰ τοῦτο εἰς πολλὰς περιπτώσεις παρέχει μόνον αὐτὴ τὴν δυνατότητα ἀνιχνεύσεως σπανίων στοιχείων. Ἔτσι ἐπετεύχθη μὲ τὴν μέθοδον αὐτὴν νὰ ἀνακαλυφθοῦν τὰ στοιχεῖα Χάφνιον καὶ Ρένιον, τὰ ὁποῖα λόγῳ τῆς παραπολὺ μικρᾶς συγκεντρώσεώς των εἰς τὰ ὀρυκτά, ποὺ τὰ περιέχουν, ἦτο ἀδύνατον νὰ ἀνιχνευθοῦν διὰ χημικῆς ἀναλύσεως. Ἐξαιρετικὰ μεγάλην σημασίαν ἔχει ἡ χρησιμοποίησις τῆς φασματοσκοπικῆς ἀναλύσεως καὶ εἰς τὴν προσπάθειαν ἐξακριβώσεως τῶν στοιχείων, ποὺ εὑρίσκονται εἰς τοὺς ἀπλανεῖς ἀστέρας. Ἡ μελέτη τῶν φασμάτων, ποὺ λαμβάνονται ἀπὸ αὐτούς, ἔφερε εἰς τὸ συμπέρασμα ὅτι εἰς ὅλους ἀνεξαιρέτως τοὺς ἀστέρας εὑρίσκονται στοιχεῖα ὅμοια μὲ αὐτά, ποὺ ἀπαντῶνται ἐπὶ τῆς Γῆς.

δ) Ὑπέρυθροι καὶ ὑπεριώδεις ἀκτῖνες. Λαμβάνομεν ἐπὶ παραπετάσματος τὸ φάσμα πηγῆς λευκοῦ φωτὸς μεγάλης ἐντάσεως, π.χ. τοῦ φωτὸς ἠλεκτρικοῦ τόξου ἢ τοῦ Ἡλίου. Ἂν μεταθέτωμεν κατὰ μῆκος τοῦ φάσματος τούτου (ἀπὸ τοῦ ἰώδους ἄκρου του πρὸς τὸ ἐρυθρὸν) εὐπαθὲς θερμομετρικὸν ὄργανον, παρατηροῦμεν ἀπὸ τὰς ἐνδείξεις τοῦ ὀργάνου ὅτι ἡ θερμαντικὴ ἐνέργεια, ποὺ προσπίπτει ἐπ' αὐτοῦ, αὐξάνεται εἰς θέσεις τοῦ ὀργάνου πλησιεστέρας πρὸς τὸ ἐρυθρὸν ἄκρον τοῦ φάσματος. Ὥστε ἡ θερμαντικὴ ἐνέργεια εἶναι μεγαλυτέρα εἰς τὸ ἐρυθρὸν παρὰ εἰς τὸ ἰῶδες καὶ ἔχει ἀντιστοίχους διαμέσους τιμὰς εἰς ἐνδιάμεσα μέρη τοῦ φάσματος. Τὸ ἐντυπωσιακότερον ὅμως εἶναι ὅτι ἡ θερμαντικὴ αὐτὴ ἐνέργεια δὲν καταπίπτει μετὰ τὴν ὑπέρβασιν τοῦ ἐρυθροῦ ἄκρου, ἀλλὰ τοὐναντίον αὐξάνεται ἀκόμη περισσότερον μέχρι μιᾶς ἀποστάσεως πέραν τοῦ ἐρυθροῦ καὶ ἔπειτα καταπίπτει καὶ τέλος ἐξαφανίζεται, ὅταν τὸ θερμομετρικὸν ὄργανον ἀπομακρυνθῇ ἀρκετὰ ἀπὸ τὸ ὁρατὸν ἐρυθρὸν ἄκρον τοῦ φάσματος. Ἡ διαπίστωσις αὐτὴ ἀποδεικνύει ὅτι τὸ φάσμα τῆς φωτεινῆς πηγῆς ἐπεκτείνεται πέραν τοῦ ἐρυθροῦ καὶ συνεπῶς ὅτι ὑπάρχει ἀόρατος περιοχὴ τοῦ φάσματος πέραν τοῦ ἐρυθροῦ. Εἰς τὴν περιοχὴν αὐτὴν φθάνουν (κατόπιν τῆς ἐκτροπῆς των διὰ τοῦ πρίσματος τοῦ φασματοσκοπίου) ἀκτῖνες μὲ μῆκος κύματος μεγαλύτερον τοῦ τῶν ἐρυθρῶν. Αἱ ἀκτῖνες αὐταὶ δὲν διεγείρουν τὸν ὀφθαλμόν, ἐκδηλώνονται ὅμως μὲ τὰ θερμικά των ἀποτελέσματα καὶ δι' αὐτὸ ὀνομάζονται ***θερμικαί***· ἐξ ἄλλου λόγω τοῦ ὅτι ἐκδηλώνονται εἰς τὴν περιοχὴν τοῦ φάσματος πέραν τῆς περιοχῆς τῶν ἐρυθρῶν καλοῦνται ***ὑπέρυθροι***.

Ἂν ἀντὶ θερμομετρικοῦ ὀργάνου μεταφέρωμεν κατὰ μῆκος τοῦ φάσματος ἀπὸ τοῦ ἐρυθροῦ πρὸς τὸ ἰῶδες καὶ πέραν αὐτοῦ πλάκα ποὺ φέρει ἐπάλειψιν ἀπὸ φθορίζουσαν οὐσίαν (θειοῦχον ψευδάργυρον), παρατηροῦμεν ὅτι αὕτη ἐκπέμπει πρασινωπὸν φῶς (φθορίζει), ὅταν εὑρίσκεται πέραν τοῦ ἰώδους. Διὰ νὰ προκληθῇ ἡ ἐκπομπὴ φωτὸς ἑνὸς κάποιου μήκους κύματος (χρώματος) ὑπὸ τῆς φθοριζούσης οὐσίας, πρέπει νὰ φωτίζεται αὕτη μὲ φῶς μικροτέρου μήκους κύματος· τοῦτο σημαίνει ὅτι εἰς τὴν πέραν τοῦ ἰώδους περιοχὴν τοῦ φάσματος φθάνουν ἀόρατοι ἀκτῖνες (μήκους κύματος μικροτέρου τοῦ τῶν ἰωδῶν), αἱ ὁποῖαι προκαλοῦν τὸν φθορισμὸν τῆς οὐσίας τῆς πλακός. Τὰς ἀκτῖνας αὐτὰς τὰς ὀνομάζομεν ***ὑπεριώδεις***. Τὴν παρουσίαν αὐτῶν μπορεῖ νὰ τὴν πιστοποιήσωμεν καὶ μὲ φωτογραφικὸν φίλμ, τὸ ὁποῖον τοποθετοῦμεν εἰς φασματογράφον (σχ. 143), εἰς τὴν θέσιν ποὺ εὑρίσκεται πέραν ἐκείνης, εἰς τὴν ὁποίαν σχηματίζεται τὸ ἰῶδες ἄκρον τοῦ φάσματος. Ἡ χημικὴ ἀλλοίωσις, ποὺ παθαίνει τότε ἡ φωτογραφικὴ πλάξ, μαρτυρεῖ τὴν παρουσίαν τῶν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων. Ἐπειδὴ αἱ ὑπεριώδεις ἀκτῖνες ἀπορροφῶνται ἰσχυρῶς ὑπὸ τῆς ὑάλου, πρέπει διὰ τὴν ἔρευναν αὐτῶν νὰ χρησιμοποιοῦνται πρίσματα ἀπὸ χαλαζίαν ἢ ἀπὸ ὀρυκτὸν μαγειρικὸν ἅλας. Ἀκόμη καὶ ἡ παρουσία ἀέρος ἐπιφέρει ἀπορρόφησιν ὑπεριωδῶν ἀκτίνων καὶ δι' αὐτὸ ἀκριβεστέρα ἔρευνα αὐτῶν γίνεται διὰ φασματογράφων κενοῦ, τ.ἔ. φασματογράφων ἀπὸ τοὺς ὁποίους ἀφαιρεῖται δι' ἀεραντλίας ὁ ἀὴρ (σχ. 144).

ε) Μετατόπισις τῶν φασματικῶν γραμμῶν. Φαινόμενον Doppler εἰς τὴν Ὀπτικήν. Ὅπως εἰς τὰ ἀκουστικὰ κύματα (§ 26, β) ἔτσι καὶ εἰς τα φωτεινὰ πρέπει νὰ λαμβάνῃ χώραν ***φαινόμενον*** Doppler, ἤτοι μεταβολὴ τῆς συχνότητος τῶν παλμῶν (δηλ. τοῦ χρώματος) τοῦ ἐκπεμπομένου φωτός, ἂν ἡ φωτεινὴ πηγὴ μετακινῆται σχετικὰ πρὸς τὸν παρατηρητήν. Τὸ ἀποτέλεσμα τοῦτο ἐκδηλώνεται μὲ μετατόπισιν τῶν γραμμῶν τοῦ φάσματος τῆς πηγῆς πρὸς τὸ ἐρυθρὸν ἢ πρὸς τὸ ἰῶδες, καθόσον ἡ πηγὴ ἀπομακρύνεται ἀπὸ τὸν παρατηρητὴν ἢ πλησιάζει πρὸς αὐτόν. Ἂν εἶναι ν ἡ συχνότης τῶν παλμῶν (τόνος χρώματος), ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ τὴν πηγήν, ἡ συχνότης ν' τοῦ χρώματος ποὺ βλέπει ὁ παρατηρητής, θὰ εἶναι μεγαλυτέρα (τὸ χρῶμα μετατοπίζεται πρὸς τὸ ἰῶδες), ἂν ἡ πηγὴ πλησιάζῃ πρὸς τὸν παρατηρητήν, ἢ μικροτέρα (τὸ χρῶμα μετατοπίζεται πρὸς τὸ ἐρυθρόν), ἂν αὕτη ἀπομακρύνεται ἀπὸ αὐτόν.

Ἂν μὲ v παραστήσωμεν τὴν ταχύτητα, μὲ τὴν ὁποίαν ἡ φωτεινὴ πηγὴ κινεῖται ὡς πρὸς τὸν παρατηρητὴν καὶ μὲ $c(=3.10^{10}\text{cm/sec})$ τὴν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ φωτός, τότε σύμφωνα μὲ τὰς σχέσεις (89) καὶ (89'), ποὺ προέκυψαν κατὰ τὴν θεώρησιν τοῦ φαινομένου εἰς τὰ ἀκουστικὰ κύματα, πρέπει ἡ συχνότης ν' νὰ συνδέεται πρὸς τὴν ν μὲ τὴν σχέσιν:

$$\nu' = \nu\left(1 \pm \frac{v}{c}\right) \qquad (201)$$

(εἰς τὴν ὁποίαν τὸ σημεῖον + λαμβάνεται εἰς περίπτωσιν προσεγγίσεως καὶ τὸ — εἰς τοιαύτην ἀπομακρύνσεως τῆς πηγῆς). Ὅπως φαίνεται ἐκ τῆς σχέσεως αὐτῆς, τὸ μέγεθος τοῦ ἀποτελέσματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν λόγον v/c. Διὰ τὰς ἐπιγείους φωτεινὰς πηγάς, ὁ λόγος αὐτὸς δὲν μπορεῖ νὰ ἀποκτήσῃ τιμάς, ποὺ νὰ ἔχουν αἰσθητὴν ἐπίδρασιν εἰς τὴν ἀνωτέρω σχέσιν, διότι θὰ ἔπρεπε νὰ μετακινῆται ἡ πηγὴ μὲ ταχύτητα ὑπερβαίνουσαν μερικὰ τοὐλάχιστον km/sec· [μόνον εἰς σωματίδια μεγέθους τῆς τάξεως τῶν μεγεθῶν τῶν ἀτόμων (διαυλικαὶ ἀκτῖνες, φωτοβολοῦντα ἄτομα), περὶ τῶν ὁποίων θὰ γίνῃ λόγος εἰς τὸ οἰκεῖον μέρος τοῦ βιβλίου, πραγματοποιοῦνται ταχύτητες v, ποὺ καθιστοῦν αἰσθητὴν τὴν ἐκδήλωσιν τοῦ φαινομένου Doppler]. Ἀλλὰ προκειμένου περὶ ἀπλανῶν ἀστέρων, ἐπειδὴ αἱ ταχύτητες μετακινήσεώς των ὡς πρὸς τὴν Γῆν εἶναι μεγάλαι, παρατηροῦνται εἰς τὰ φάσματα αὐτῶν αἰσθητοὶ μετατοπίσεις τῶν φασματικῶν των γραμμῶν, ποὺ παρέχουν ἐξαίρετον μέσον ὑπολογισμοῦ τῶν ταχυτήτων, μὲ τὰς ὁποίας κινοῦνται οὗτοι ὡς πρὸς τὴν Γῆν.

στ) Φθορισμὸς καὶ Φωσφορισμός. Εἶναι ἐμπειρικῶς γνωστὸν ὅτι διὰ νὰ προκληθῇ ἐκπομπὴ κυμάτων μὲ μήκη κατάλληλα νὰ διεγείρουν αἴσθημα φωτός, χρειάζεται νὰ ὑψωθῇ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος, ποὺ πρόκειται νὰ καταστῇ πηγὴ φωτός, πέραν ἑνὸς κατωτάτου ὁρίου. Πλὴν τῶν ***θερμοκρασιακῶν***, ὅπως τὰς λέμε, πηγῶν τούτων ἀνεφέραμεν ἤδη (§ 37,β) ὅτι ὑπάρχουν περιπτώσεις, κατὰ τὰς ὁποίας τὸ ἐκπεμπόμενον φῶς δὲν ὀφείλεται εἰς τὴν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν καὶ ὀνομάσαμεν τὴν ἐκπομπὴν τοιούτου φωτὸς ***φωταύγειαν***. Μεταξὺ τῶν διαφόρων εἰδῶν φωταυγείας ὁ φθορισμὸς καὶ ὁ φωσφορισμὸς ἀποτελοῦν ἰδιότητας ὡρισμένων ὑλικῶν. Ἔτσι πολλὰ σώματα, ὅπως ὁ φθορίτης, τὸ πετρέλαιον, ἡ θειικὴ κινίνη, ἡ ἀσκουλίνη, κ. ἄ. ἔχουν τὴν ἰδιότητα νὰ ἀπορροφοῦν μέρος τοῦ φωτὸς ποὺ προσπίπτει ἐπ' αὐτῶν καὶ νὰ τὸ ἐκπέμπουν πάλιν ὡς φῶς τοῦ αὐτοῦ ἢ μεγαλυτέρου μήκους κύματος. Ὅταν ἡ φωταύγεια αὐτὴ διαρκῇ, μόνον ἐφόσον γίνεται ἡ πρόσπτωσις τοῦ φωτός, ποὺ τὴν διεγείρει, ὀνομάζομεν τὸ φαινόμενον φθορισμόν, ἐνῶ, ὅταν αὕτη διαρκῇ καὶ μετὰ τὴν παῦσιν τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ διεγείροντος φωτός, ὀνομάζομεν τὸ φαινόμενον φωσφορισμόν. Ἡ διαπίστωσις ὅτι τὰ κύματα φθορισμοῦ ἢ φωσφορισμοῦ εἶναι συνηθέστερον μεγαλυτέρου μήκους ἀπὸ ἐκεῖνα ποὺ διεγείρουν τὸ φαινόμενον, παρέχει μέσον πρὸς αἰσθητοποίησιν τῆς παρουσίας ἀοράτου (ὑπεριώδους) ἀκτινοβολίας· διότι, ἂν μία τοιαύτη ἀκτινοβολία προσπέσῃ ἐπὶ φθοριζούσης ἢ φωσφοριζούσης οὐσίας, μπορεῖ νὰ προκαλέσῃ τὴν ἐκπομπὴν ἀπὸ τὴν οὐσίαν νέας ἀκτινοβολίας, ποὺ ἔχει μεγαλύτερον μῆκος κύματος καὶ ἑπομένως εἶναι ὁρατὴ (βλ. σελ. 196).

ζ) Χρώματα ἁπλᾶ καὶ σύνθετα. Ἐλέχθη εἰς τὰ προηγούμενα ἐπανειλημμένως ὅτι κάθε τόνος χρώματος τοῦ φάσματος ἀντιστοιχεῖ εἰς ὡρισμένον μῆκος κύματος ἢ εἰς ὡρισμένην συχνότητα τῆς κυματικῆς κινήσεως, ποὺ γίνεται αἰσθητὴ ὡς φῶς. Ἔτσι π.χ. τὸ χρῶμα τῆς γραμμῆς ποὺ εἰς γραμμωτὸν φάσμα σημειώνεται μὲ τὸ γράμμα Α (σύμφωνα μὲ τὴν ἐπισήμανσιν ποὺ εἰσήγαγεν ὁ Fraunhofer) εἶναι ἐρυθρὸν ὡρισμένου τόνου, ποὺ ἀντιστοιχεῖ εἰς μῆκος κύματος 759,38(mμ), τὸ τῆς F εἶναι πρασινωπόν, τοῦ ὁποίου ὁ τόνος ἀντιστοιχεῖ εἰς μῆκος κύματος 486,13 (mμ), τῆς G εἶναι κυανοῦν μήκους κύματος 430,77 [mμ] κ.ο.κ. (ὅπως σημειώνεται εἰς τὴν σελ. 156, ὅπου παρέχονται τὰ μήκη κύματος καὶ ἄλλων γραμμῶν τοῦ Fraunhofer). Τὸ ἐξαγόμενον τοῦτο ἐκφράζομεν, λέγοντες ὅτι τὰ ***καθέκαστα χρώματα τοῦ φάσματος εἶναι ἁπλᾶ (μονοχρωματικά)***.

Ἀλλὰ σύμφωνα πρὸς πειραματικὰ ἐξαγόμενα, ποὺ διεπίστωσε πρῶτος ὁ Helmholtz, εἶναι ἀξιοσημείωτον ὅτι κάθε τόνος ἁπλοῦ χρώματος τοῦ φάσματος μπορεῖ νὰ προκύψῃ κατὰ πολλοὺς καὶ ποικίλλους τρόπους δι' ἀναμίξεως δύο ἢ περισσοτέρων ἁπλῶν χρωμάτων, ποὺ ἀναμιγνύονται ὑπὸ ὡρισμένας εἰς ἑκάστην περίπτωσιν ἀναλογίας. Ἔτσι κάθε τόνος χρώματος μπορεῖ νὰ εἶναι ***ἁπλοῦν χρῶμα*** φάσματος ἢ ***σύνθετον*** ἐξ ἀναμίξεως περισσοτέρων ἁπλῶν χρωμάτων.

η) Χαρακτηριστικὰ τῶν χρωμάτων. Ἂν κατὰ τὴν ἀνάμιξιν δύο διαφόρων ἁπλῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος μεταβάλλωμεν βαθμηδὸν τὸν λόγον τῶν ἐντάσεων τῶν δύο χρωμάτων, λαμβάνομεν ἀντιστοίχως πρὸς τὰς διαδοχικὰς τιμὰς τοῦ λόγου τῆς ἀναμίξεως μίαν ἀκολουθίαν ἀπὸ τόνους χρώματος, ποὺ παρέχουν μίαν βαθμιαίαν (ἄνευ χάσματος) μετάβασιν ἀπὸ τοῦ ἑνὸς εἰς τὸ ἄλλο χρῶμα τοῦ φάσματος. Εἶναι ὡς τόσο ἄξιον προσοχῆς ὅτι ἀντιστοίχως πρὸς τὴν ἀπόστασιν, ποὺ ἔχουν τὰ δύο ἀναμιγνυόμενα ἁπλᾶ χρώματα εἰς τὸ φάσμα, παρατηρεῖται διαφορὰ εἰς τὰ ἐξαγόμενα τῆς ἀναμίξεώς των μὲ βαθμιαίαν μεταβολὴν τῆς σχέσεως τῶν ἐντάσεων τῶν ἀναμιγνυομένων χρωμάτων. Ἂν δηλ. ἀναμιγνύωνται βαθμηδὸν δύο γειτονικὰ χρώματα τοῦ φάσματος, π.χ. κίτρινον μὲ τὸ πλησίον του εὑρισκόμενον ἐρυθρόν, προκύπτουν τόνοι χρώματος, ποὺ εἶναι τελείως ὅμοιοι μὲ τοὺς εἰς τὸ φάσμα μεταξὺ ἐρυθροῦ καὶ κιτρίνου μεσολαβοῦντας. Παρουσιάζουν δηλαδὴ και οἱ ἐξ ἀναμίξεως τόνοι χρώματος τὸν ***κορεσμόν***, χάρις εἰς τὸν ὁποῖον τὸ ἁπλοῦν χρῶμα τοῦ φάσματος μᾶς εἶναι εὐάρεστον. Ἂν ὅμως ἀναμιχθοῦν βαθμηδὸν δύο χρώματα, ποὺ εἰς τὸ φάσμα ἀπέχουν πολὺ ἀπ' ἀλλήλων (π.χ. ἐρυθρὸν καὶ κυανοῦν), προκύπτουν μὲν καὶ τώρα ὅλοι οἱ μεταξὺ τῶν χρωμάτων τούτων μεσολαβοῦντες τόνοι χρώματος, ἀλλὰ ὁ κορεσμὸς τῶν καθέκαστα τόνων χρώματος δὲν εἶναι πλέον, ὅπως εἰς τοὺς διαδοχικοὺς τόνους τοῦ φάσματος· εἰς τοὺς τόνους ποὺ ἀπέχουν ἐξ ἴσου ἀπὸ τὰ ἄκρα χρώματα, παρατηρεῖται ἕνα ξάσπρισμα (ξεπλυμένο χρῶμα) ποὺ μαρτυρεῖ ἀπουσίαν κορεσμοῦ.

Ἐξ ἄλλου εἰς κάθε χρῶμα τοῦ ἑνὸς ἀκραίου τμήματος τοῦ φάσματος ὑπάρχει εἰς τὸ ἄλλο ἀκραῖον τμῆμα ἓν ἄλλο χρῶμα τοιοῦτο, ὥστε καὶ τὰ δύο μαζὶ νὰ δίδουν λευκὸν ὑπὸ κατάλληλον λόγον τῶν ἐντάσεών των. Τέτοια ζεύγη χρωμάτων τὰ λέμε ***συμπληρωματικὰ*** χρώματα (σελ.115). Τὰ συμπληρωματικὰ χρώματα τοῦ φάσματος διακρίνονται καὶ ἐκ τοῦ ὅτι ταῦτα, παρατασσόμενα τὸ ἓν μετὰ τὸ ἄλλο πλησίον ἀλλήλων δίδουν τὴν ἐντύπωσιν μιᾶς ἐξαιρετικὰ εὐαρέστου ἁρμονίας χρωμάτων. Τὸ γεγονὸς αὐτὸ ἔχει μεγάλην σημασίαν εἰς τὴν ζωγραφικήν· (παράδειγμα τὰ συμπληρωματικὰ χρώματα κυανοῦ καὶ κιτρίνου εἰς τὸν μανδύαν τῆς Παναγίας, ὅπως ζωγραφίζεται εἰς πίνακα τοῦ Leonardo da Vinci.) Μόνον τὰ χρώματα τοῦ μεσαίου τμήματος τοῦ φάσματος ἀπὸ τοῦ κιτρινοπρασίνου (μήκους κύματος 492 mμ) μέχρι τοῦ πρασινοκυανοῦ (μήκους κύματος 570 mμ) δὲν ἔχουν ἀντίστοιχα συμπληρωματικὰ ἁπλᾶ χρώματα. Μποροῦν ὅμως καὶ αὐτὰ νὰ μᾶς δώσουν λευκόν, ἂν ἀναμιχθοῦν μὲ χρώματα σύνθετα τῆς ἀποχρώσεως πορφυροῦ, δηλ. τοῦ χρώματος ποὺ προκύπτει ἀπὸ τὴν ἀνάμιξιν ἐρυθροῦ καὶ ἰώδους τοῦ φάσματος.

Οἱ διάφοροι τόνοι πορφυροῦ χρώματος σχηματίζουν ἀντιστοίχως πρὸς τὴν ἀναλογίαν μίξεως τοῦ ἐρυθροῦ μὲ τὸ ἰῶδες μίαν συνεχῆ σειρὰν χρωματικῶν τόνων ἀπὸ τοῦ καθαροῦ ἐρυθροῦ μέχρι τοῦ καθαροῦ ἰώδους. Ἡ μετάβασις λοιπὸν ἀπὸ τοῦ ἑνὸς ἄκρου τοῦ φάσματος πρὸς τὸ ἄλλο γίνεται, εἴτε διὰ μέσου τῆς ἀκολουθίας τῶν καθαρῶν φασματικῶν χρωμάτων (ἐρυθροῦ, κιτρίνου, πρασίνου, κυανοῦ, ἰώδους), εἴτε διὰ μέσου τῶν τόνων τοῦ πορφυροῦ χρώματος (ἐρυθροῦ, πορφυροῦ, ἰώδους). Ἔτσι τὸ ὁρατὸν φάσμα κλείεται διὰ τῶν τόνων τοῦ πορφυροῦ πρὸς ἕνα κύκλον χρωμάτων. Ἐκτὸς τοῦ πορφυροῦ χρώματος φαίνεται νὰ λείπουν εἰς τὴν σειρὰν τῶν καθαρῶν χρωμάτων τοῦ φάσματος καὶ μερικὰ ἄλλα χρώματα, μεταξὺ τῶν ὁποίων μεγαλυτέραν σημασίαν ἔχουν τὸ καστανόχρουν καὶ τὸ ἐλαιοπράσινον. Ὡς τόσο εἰς τὰ χρώματα αὐτὰ δὲν πρόκειται, ὅπως εἰς τὸ πορφυροῦν, περὶ νέων τόνων χρώματος· ὅπως δηλ. ἐξάγεται ἀπὸ τὴν ἔρευναν τοῦ φάσματος ἑνὸς καστανοχρόου σώματος, τὸ χρῶμα τοῦτο εἶναι εἰς τὴν πραγματικότητα ἐρυθροκίτρινον. Τὸν ἰδιάζοντα τόνον χρώματος τὸν ὀφείλουν τὰ καστανὰ (δηλ. ἐρυθροκίτρινα) σώματα εἰς τὸ ὅτι ἀνακλοῦν ἐλάχιστον μέρος τοῦ προσπίπτοντος φωτός. Ἂν φωτίσωμεν μὲ λευκὸν φῶς ἓν καστανόχρουν πλακίδιον ἰσχυρότερον ἀπὸ ὅσον φωτίζομεν ἓν ἐρυθροκίτρινον τοιοῦτο, θὰ μᾶς φανοῦν καὶ τὰ δύο ὁμοίως χρωματισμένα. Ὁ χαρακτηρισμὸς ἑνὸς χρώματος ὡς καστανοῦ συνδέεται πάντοτε μὲ τὸν φωτισμὸν τοῦ περιβάλλοντος. Ἂν διὰ μέσου ἐρυθροκιτρίνης ὑάλου ρίψωμεν δέσμην ἀκτίνων ἐρυθροκιτρίνου φωτὸς ἐπὶ παραπετάσματος, θὰ βλέπωμεν τὸ φωτιζόμενον ὑπὸ τῆς δέσμης μέρος τοῦ παραπετάσματος ἐρυθροκίτρινον, ἂν τὸ μὴ φωτιζόμενον μέρος τοῦ παραπετάσματος εἶναι σκοτεινόν, ἐνῷ, ἂν τοῦτο εἶναι φωτεινόν, τὸ μέρος, ποὺ θὰ πέσῃ ἡ δέσμη, θὰ φανῇ καστανόχρουν. Διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὸ καστανὸ χρῶμα ***μαυρωπό***. Τυπικῶς μαυρωπὰ χρώματα εἶναι καὶ τὸ ἐλαιοπράσινο (λαδί) ὡς καὶ τὸ φαιὸν (γκρίζο) χρῶμα, ποὺ δὲν εἶναι παρὰ μαυρωπὸ λευκόν.

Σύμφωνα μὲ ὅσα εἴπαμε κάθε ἐντύπωσις χρώματος ἔχει τρία χαρακτηριστικά, ἤτοι 1) ***τὸν τόνον*** χρώματος 2) ***τὸν κορεσμὸν*** καὶ 3) ***τὴν λαμπρότητα*** ἢ ***ἐνάργειαν*** αὐτοῦ.

Ὁ τόνος τοῦ χρώματος χαρακτηρίζει τοῦτο ποιοτικῶς. Εἶναι τὸ πλέον καθοριστικὸν γνώρισμα ἑνὸς χρώματος· χωρὶς αὐτὸ δὲν νοεῖται χρῶμα· ἔτσι τὸ λευκὸν φῶς δὲν ἔχει χρῶμα, ἀφοῦ δὲν ἔχει τόνον. Ὁ κορεσμὸς χαρακτηρίζει τὴν καθαρότητα τοῦ χρώματος· ὅσον ὀλιγώτερον λευκὸν φῶς περιέχεται εἰς τὸ χρῶμα, τόσον μεγαλύτερος εἶναι ὁ κορεσμὸς αὐτοῦ. Τὸ ρὸζ ποὺ εἶναι μῖγμα ἐρυθροῦ χρώματος καὶ λευκοῦ φωτὸς ἀποτελεῖ ἀκόρεστον χρῶμα. Ἂν κονιοποιήσωμεν τεμάχιον ἐρυθρᾶς ὑάλου, βλέπομεν τὴν κόνιν αὐτὴν ροδόλευκον καὶ τόσον περισσότερον πρὸς τὸ λευκόν, ὅσον μικρότερα εἶναι τὰ κοκκία τῆς κόνεως. Τοῦτο μαρτυρεῖ ὅτι ὁ κορεσμὸς τοῦ χρώματος ἐλαττώνεται, ὅταν αὐξάνεται (λόγῳ τῆς κονιοποιήσεως) ἡ ἐπιφάνεια ἀπὸ τὴν ὁποίαν παρέχεται λευκὸν φῶς, τὸ ὁποῖον ἀναμιγνύεται μὲ τὸ ἐρυθρὸν χρῶμα, ποὺ ἀνακλοῦν τὰ καθέκαστα κοκκία τῆς ὑάλου. Ἡ λαμπρότης εἶναι ἀποτέλεσμα τῆς ἐντάσεως ποὺ ἔχει τὸ ὑποκειμενικὸν αἴσθημα, ποὺ διεγείρεται ὑπὸ τοῦ χρώματος. Αὐτὴ χαρακτηρίζει τὸ χρῶμα ὡς εἶδος φωτός· διὰ τοῦτο ἔχει λαμπρότητα καὶ τὸ λευκὸν φῶς, μολονότι τοῦτο δὲν εἶναι χρῶμα.

θ') Τριχρωματικὴ θεωρία. Φυσιολογικὴν ἑρμηνείαν τῶν παραπάνω ἐκτεθέντων φαινομένων παρέχει ἡ ***τριχρωματικὴ θεωρία τῆς ὁράσεως***, τῆς ὁποίας κύριοι ὑποστηρικταὶ ὑπῆρξαν οἱ Joung καὶ Helmholtz. Κατ' αὐτὴν κάθε ἐντύπωσις χρώματος βασίζεται εἰς τρεῖς διαφόρους καθέκαστα μεταβολάς, ποὺ γίνονται εἰς τὸν ἀμφιβληστροειδῆ χιτῶνα τοῦ ὀφθαλμοῦ. Μὲ τὴν ἀνακάλυψιν ὅτι εἰς τὸν ἀμφιβληστροειδῆ ὑπάρχουν τρία διάφορα εἴδη κωνίων (βλ. σελ. 139 πρὸς 140), ποὺ καθέκαστα εἶναι εὐπαθῆ, ἄλλα εἰς ἐρυθρόν, ἄλλα εἰς κίτρινον καὶ ἄλλα εἰς κυανοῦν, ἡ θεωρία αὐτὴ ἀποκτᾶ ὑλικὸν ἔρεισμα. Καθὲν ἀπὸ τὰ τρία εἴδη κωνίων διεγείρεται κυρίως ἀπὸ ἓν καθαρὸν χρῶμα τοῦ φάσματος, ἐπηρεάζεται ὅμως (ἔστω καὶ πολὺ ἀσθενέστερα) καὶ ἀπὸ τὰ ἄλλα. Κατὰ τὸν σχηματισμὸν ἑνὸς αἰσθήματος χρώματος προσβάλλονται εἰς διάφορον βαθμὸν καὶ τὰ τρία εἴδη τῶν σωματιδίων ὁράσεως καὶ ἀντιστοίχως πρὸς τὴν κατανομὴν τῆς ἐντάσεως ἐπενεργείας ἐπ' αὐτῶν διεγείρεται εἰς τὸ ὀπτικὸν κέντρον τοῦ ἐγκεφάλου ἡ ἐντύπωσις χρώματος ὡρισμένου τόνου, κορεσμοῦ καὶ λαμπρότητος.

Σπουδαίαν ὑποστήριξιν τῆς θεωρίας αὐτῆς παρέχουν αἱ ἔρευναι ἐπὶ τῶν ***χρωματοτυφλῶν***. Οὗτοι δὲν βλέπουν τὸ φάσμα ὡς ἀδιάλειπτον ἀκολουθίαν χρωμάτων,

ἀλλ' ὅπως θὰ ἔβλεπε περίπου ὁ ὑγιὴς ὀφθαλμὸς τὴν ἀκολουθίαν χρωμάτων, ποὺ
προκύπτει κατὰ τὴν βαθμιαίαν ἀνάμιξιν κιτρίνου χρώματος μὲ τὸ συμπληρωματικὸν
του κυανοῦν. Τὰ δύο ἄκρα τοῦ φάσματος εἶναι (δια τὸν χρωματοτυφλὸν) κίτρινον
τὸ ἓν καὶ κυανοῦν τὸ ἄλλο, ἐνῶ εἰς τὴν περιοχὴν τῶν κάπου 500 [mμ] βλέπουν οὗτοι
λευκόν.

Μεταξὺ τῶν κατὰ τὰ ἄλλα ὑγιῶν ἀνθρώπων παρουσιάζονται **δύο τύποι χρωμα-**
τοτυφλῶν, οἱ τυφλοὶ ἐρυθροῦ καὶ οἱ τυφλοὶ πρασίνου. Εἰς τοὺς **τελευταίους τούτους**
φαίνεται ὡς λευκὸν καὶ εἷς ὡρισμένος τόνος πορφυροῦ. **Καὶ οἱ δύο τύποι** ἔχουν ἀδυ-
ναμίαν νὰ διακρίνουν τὸ ἐρυθρὸν ἀπὸ τὸ πράσινον. Ἐκτὸς **αὐτῶν** ὑπάρχουν (ἀλλ'
αὐτοὶ κατόπιν ὡρισμένων ἀσθενειῶν) τυφλοι τοῦ ἰώδους ἢ κυανοῦ. Πρὸς ἐξήγησιν
τῆς χρωματοτυφλότητος δεχόμεθα ὅτι ἀπουσιάζει εἰς τὰς περιπτώσεις αὐτὰς ἓν ἀπὸ
τὰ τρία εἴδη τῶν σωματιδίων ὁράσεως.

*ι') **Φωτογραφία ἁπλῆ καὶ ἔγχρωμος**.* Ἡ συνήθης φωτο-
γράφισις ἀντικειμένων στηρίζεται εἰς τὴν χημικὴν ἀλλοίωσιν, ποὺ προκαλεῖ τὸ φῶς
εἰς ὡρισμένας οὐσίας, ὅπως εἶναι ὁ βρωμιοῦχος ἄργυρος (ποὺ ἀλλοιώνεται, ὅταν προσ-
βάλλεται ἀπὸ πράσινον, κυανοῦν καὶ ἰῶδες φῶς) καὶ ἄλλα ἅλατα τοῦ ἀργύρου
ἀκόμη εὐπαθέστερα. Ἐπειδὴ ἡ χημικὴ αὐτὴ ἀλλοίωσις εἶναι ἀνάλογος τῆς λαμπρό-
τητος τῶν καθέκαστα θέσεων τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀντικειμένου, ἡ εἰκὼν ποὺ λαμβά-
νομεν μὲ τὴν φωτογράφισιν δὲν δείχνει χρώματα, ἀλλὰ σχηματίζεται μὲ ἀπόδοσιν
τῶν βαθμῶν φωτεινότητος τῶν καθέκαστα θέσεων τῆς ἐπιφανείας τοῦ φωτογραφιζο-
μένου σώματος. Πρὸς τὸν σκοπὸν τοῦτον χρησιμεύει ἡ φωτογραφικὴ συσκευή, ποὺ
εἶναι ἕνας σκοτεινὸς θάλαμος (σελ.100), τὸ ἄνοιγμα τοῦ ὁποίου κατέχεται ἀπὸ συγκεν-
τρωτικὸν φακόν. Τὸ πρὸς φωτογράφισιν σῶμα τοποθετεῖται πρὸ τοῦ φακοῦ, ὁ ὁποῖος
διὰ καταλλήλου ρυθμίσεως τῆς ἀποστάσεως σχηματίζει εὐκρινὲς εἴδωλον τοῦ σώμα-
τος εἰς τὸ ἀπέναντι τοίχωμα τοῦ θαλάμου, ὅπου τοποθετεῖται φωτογραφικὴ πλὰξ ἢ
φίλμ. Ἡ φωτογραφικὴ πλὰξ εἶναι ὑαλίνη πλάξ, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἔχει ἁπλωθῆ λεπτὸν
στρῶμα ἀπὸ ζελατίναν, εἰς τὴν ὁποίαν ἔχει ὁμοιομόρφως ἀναμιχθῆ ἡ φωτοπαθὴς
οὐσία (βρωμιοῦχος ἄργυρος). Ἡ ἐπεξεργασία τῆς φωτογραφικῆς πλακὸς πρὸ καὶ
μετὰ τὴν φωτογράφισιν γίνεται εἰς ἐρυθρὸν φῶς, ἐπειδὴ τοῦτο δὲν ἀλλοιώνει τὸν βρω-
μιοῦχον ἄργυρον. Μόνον κατα τὸν χρόνον τῆς φωτογραφίσεως (ποὺ κανονίζεται βραχύ-
τερος ἢ μακρότερος ἀναλόγως τοῦ φωτισμοῦ, τῆς διαυγείας τοῦ φακοῦ καὶ τῆς
εὐαισθησίας τῆς φωτοπαθοῦς οὐσίας) ἀνοίγει τὸ ἀδιαφανὲς διάφραγμα τοῦ φακοῦ
καὶ ἀφήνεται νὰ σχηματισθῆ φωτεινὸν εἴδωλον τοῦ ἀντικειμένου ἐπὶ τῆς φωτοπα-
θοῦς οὐσίας τῆς πλακός. Ἂν μετὰ τοῦτο παρατηρήσωμεν τὴν πλάκα (πάντοτε εἰς
ἐρυθρὸν φῶς), δὲν διακρίνομεν τίποτε ἐπ' αὐτῆς. Πρέπει νὰ ὑποβάλωμεν αὐτὴν εἰς
εἰδικὴν ἐπεξεργασίαν, τὴν ὁποίαν καλοῦμεν ***ἐμφάνισιν*** τῆς εἰκόνος. Πρὸς τοῦτο βυθί-
ζεται ἡ πλὰξ εἰς κατάλληλον λουτρὸν ὅπως εἶναι τὸ εἰς 500 cm³ ὕδατος διάλυμα
5 gr μετόλης, 50 gr θειώδους νατρίου καὶ 5 gr ὑδροκινόνης ἀναμεμιγμένον μὲ διά-
λυμα 75 gr ἀνθρακικοῦ νατρίου εἰς 1000 cm³ ὕδατος. Εἰς αὐτὸ ἀνάγεται ὁ βρω-
μιοῦχος ἄργυρος εἰς τὰς θέσεις ποὺ προσεβλήθη ὑπὸ φωτὸς καὶ ἀποτίθεται εἰς
αὐτὰς μέλας ἄργυρος τόσον πυκνότερος, ὅσον ἐντονώτερον ἦτο τὸ φῶς, ποὺ προσέπεσεν
ἐπ' αὐτοῦ. Ὅταν ἔτσι ἐμφανισθῆ ἡ εἰκὼν φέρεται ἡ πλὰξ εἰς δεύτερον λουτρόν, ποὺ
ἀποτελεῖται ἀπὸ διάλυμα 20—25 gr ὑποθειώδους νατρίου εἰς 100 cm³ ὕδατος ἢ ἀπὸ
ἄλλα συνθετικά. Εἰς τοῦτο διαλύεται ἡ φωτοπαθὴς οὐσια ποὺ δὲν προσεβλήθη ὑπὸ
τοῦ φωτὸς καὶ προστατεύεται ἡ πλὰξ ἀπὸ ἄλλην ἐπὶ πλέον ἀλλοίωσιν, ὅταν ἐξαχθῆ εἰς
τὸ φῶς· ἔγινε, ὅπως λέμε, ***στερέωσις*** (φιξάρισμα) τῆς εἰκόνος. Ἡ εἰκὼν αὐτὴ εἶναι
ἀρνητική, διότι τὰ φωτεινότερα σημεῖα τῆς ἐπιφανείας τοῦ ἀντικειμένου εἶναι εἰς
τὴν εἰκόνα μελανώτερα καὶ ἀντιστρόφως.

Ἡ ἀρνητικὴ αὐτὴ εἰκὼν χρησιμεύει πλέον ὡς κλισέ, ἀπὸ τὸ ὁποῖον μποροῦμε
νὰ τραβήξωμε ***θετικὰ*** ἀντίτυπα, δηλ. ἀντίτυπα εἰς τὰ ὁποῖα ἡ φωτεινότης τῶν καθέ-
καστα θέσεων εἶναι ὅπως καὶ εἰς τὴν ἐπιφάνειαν τοῦ ἀντικειμένου, ποὺ ἐφωτογρα-

φίσαμεν. Τοῦτο γίνεται μὲ νέαν ἀνάλογον τῆς προηγουμένης διαδικασίαν, τὴν ὁποίαν ἡ τεχνικὴ ἔχει ἐξαπλουστεύσει.

Πρὸς φωτογράφισιν τῶν χρωμάτων, ποὺ ἔχουν τὰ ἀντικείμενα, βασιζόμεθα εἰς τὴν τριχρωματικὴν θεωρίαν. Κατ' αὐτὴν ἂν πάρωμεν τρεῖς φωτογραφίας ἑνὸς ἀντικειμένου, τὴν μίαν μὲ ἐρυθρόν, τὴν ἄλλην μὲ πράσινον καὶ τὴν τρίτην μὲ κυανοῦν φῶς καὶ παρατηρήσωμεν διὰ μέσου τῶν τριῶν τούτων κλισέ, καθὲν ἀπὸ τὰ ὁποῖα φωτίζεται μὲ τὸ ἀντίστοιχόν του φῶς, θὰ ἴδωμεν εἰκόνα τοῦ ἀντικειμένου μὲ τὰ φυσικὰ χρώματα. Πρὸς ἐπιτυχίαν τοῦ ἐξαγομένου τούτου χρησιμοποιεῖται ἡ ***αὐτόχρωμος***, ὅπως λέγεται, φωτογραφικὴ πλάξ. Αὕτη εἶναι ὑαλίνη πλάξ, ἐπὶ τῆς ὁποίας ἐξαπλώνεται στρῶμα ἐκ μικροτάτων διαφανῶν κοκκίων ἀμύλου, τὰ ὁποῖα εἶναι κατ' ἴσας ποσότητας ἄλλα ἐρυθρά, ἄλλα πράσινα καὶ ἄλλα κυανᾶ. Ἡ διάμετρος κάθε κοκκίου δὲν εἶναι μεγαλυτέρα των 15 [μ] καὶ ἡ πυκνότης τῆς ὁμοιομόρφου διασπορᾶς των εἰς τὸ στρῶμα φθάνει τὰ 6000 ἕως 7000 κοκκία κατὰ τετραγωνικὸν χιλιοστόμετρον. Τὰ μεταξὺ τῶν κοκκίων διάκενα γεμίζονται μὲ ἄνθρακα λεπτοτάτου καταμερισμοῦ, ὥστε νὰ μὴ διέρχεται δι' αὐτῶν φῶς. Τὸ στρῶμα τοῦτο τῶν κοκκίων καλύπτεται μὲ διαφανὲς βερνίκιον καὶ ἐπ' αὐτοῦ ἐξαπλώνεται τὸ αἰώρημα τῆς φωτοπαθοῦς οὐσίας εἰς ζελατίναν. Ἡ αὐτόχρωμος αὐτὴ φωτογραφικὴ πλὰξ τοποθετεῖται εἰς τὴν φωτογραφικὴν συσκευήν, ἀλλὰ μὲ ἐστραμμένην πρὸς τὸν φακὸν τὴν μὴ ἐπιστρωμένην ἐπιφάνειάν της· ἔτσι τὸ φῶς, ποὺ προέρχεται ἐκ τοῦ φωτογραφιζομένου ἀντικειμένου, πρέπει νὰ περάσῃ διὰ τῶν κοκκίων διὰ νὰ φθάσῃ εἰς τὴν φωτοπαθῆ οὐσίαν.

Ἡ ἐπεξεργασία τῆς ληφθείσης φωτογραφίας γίνεται εἰς περισσότερα στάδια. Πρῶτον γίνεται ἡ ἐμφάνισις τῆς εἰκόνος εἰς πλῆρες σκότος, διότι ἡ φωτοπαθὴς οὐσία εἶναι τώρα τοιαύτη, ὥστε νὰ ἀλλοιώνεται καὶ ἀπὸ τὸ ἐρυθρὸν φῶς. Τὸ ἅλας τοῦ ἀργύρου ἀνάγεται εἰς τὰς θέσεις, ὅπου προσεβλήθη ὑπὸ φωτὸς καὶ ἐπομένως ἀποτίθεται εἰς τὰς θέσεις αὐτὰς μέλας ἄργυρος. Ἂν π.χ. ἀπὸ κάποιαν θέσιν τοῦ ἀντικειμένου ἐκπέμπεται μόνον κυανοῦν φῶς, τοῦτο θὰ περάσῃ μόνον ἀπὸ τὰ κυανᾶ κοκκία καὶ ἐπομένως θὰ προσβάλῃ μόνον τὴν ὑπ' αὐτὰ φωτοπαθῆ οὐσίαν· κάτω ὅμως ἀπὸ τὰ ἐρυθρὰ καὶ πράσινα δὲν θὰ ὑποστῇ μεταβολὴν ἡ φωτοπαθὴς οὐσία ἀπὸ τὸ κυανοῦν φῶς· κατ' ἀναλογίαν ἐνεργεῖ τὸ ἐρυθρὸν καὶ πράσινον φῶς. Δεύτερον λουτρὸν ὀξειδωτικὸν ἀπὸ ὑπερμαγγανικὸν κάλιον ἢ διχρωμικὸν κάλιον καὶ θειικὸν ὀξὺ διαλύει τὸν ἀναχθέντα ἄργυρον, χωρὶς νὰ προσβάλλῃ τὸ ἅλας τοῦ ἀργύρου ποὺ δὲν ἔχει ἀλλοιωθεῖ κατὰ τὴν φωτογράφισιν. Τρίτον ὑποβάλλεται ἡ πλὰξ εἰς κατεργασίαν μὲ λουτρὸν ἐμφανίσεως, ἀλλὰ εἰς πλῆρες φῶς, ὥστε νὰ ἀποτίθεται μέλας ἄργυρος εἰς τὰς θέσεις ἐκείνας, ποὺ δὲν εἶχον προσβληθῆ κατὰ τὴν φωτογράφισιν. Τέλος φέρωμεν τὴν πλάκα εἰς λουτρὸν στερεώσεως. Μετὰ τὰς ἐπεξεργασίας αὐτὰς ἡ πλὰξ παρουσιάζει διαφανῆ τὰ μέρη, ποὺ προσεβλήθησαν κατὰ τὴν φωτογράφισιν καὶ ἐπομένως ἀφήνει νὰ φαίνωνται τὰ ἔγχρωμα ἀμυλοκοκκία εἰς τὰ μέρη αὐτά. Ἔτσι, ἂν τὴν παρατηρήσωμεν εἰς τὸ διερχόμενον φῶς, βλέπομεν ἔγχρωμον εἰκόνα τοῦ ἀντικειμένου.

ια') Χρώματα τῶν σωμάτων. Τὰ χρώματα ποὺ δεικνύουν τὰ σώματα, ὅταν φωτίζωνται, ὀφείλονται εἰς τὸ ὅτι δὲν ἀνακλῶνται ἐπ' αὐτῶν μὲ τὸ αὐτὸ μέτρον αἱ ἀκτῖνες τῶν διαφόρων χρωμάτων. Σῶμα π.χ. ποὺ ἀνακλᾷ ἐκ τῆς προσπιπτούσης δέσμης φωτὸς μόνον τὸ ἐρυθρόν, θὰ φαίνεται ἐρυθρόν, ἂν φωτίζεται μὲ λευκὸν φῶς· ἂν τὸ προσπῖπτον φῶς δὲν περιέχῃ τὸ χρῶμα, ποὺ μπορεῖ νὰ ἀνακλασθῇ ἀπὸ τὸ σῶμα, θὰ φαίνεται τοῦτο μέλαν (εἰς τὸ παράδειγμα τοῦ ἐρυθροῦ σώματος, ἂν τοῦτο φωτισθῇ μὲ κυανοῦν φῶς θὰ φαίνεται μέλαν). Ἂν τὸ προσπῖπτον φῶς περιέχῃ μέρος τῶν ὑπὸ τοῦ σώματος ἀνακλωμένων χρωμάτων, τὸ χρῶμα ποὺ θὰ παρουσιάζῃ τοῦτο θὰ ἀντιστοιχῇ εἰς τὸ χρῶμα μίξεως τῶν ὑπολειπομένων χρωμάτων, ἀντιστοίχως πρὸς τὰς σχέσεις ἐντάσεων αὐτῶν. Ἐπειδὴ ὡς χρῶμα σώματος λαμβάνομεν ἐκεῖνο ποὺ δείχνει τοῦτο, ὅταν φωτίζεται ἀπὸ ἡλιακὸν φῶς, εἶναι εὐνόητον ὅτι τὸ χρῶμα τοῦ σώματος δεικνύει διαφοράν, ὅταν τοῦτο φωτίζεται ἀπὸ τεχνητὸν φῶς, τὸ ὁποῖον ὑστερεῖ τοῦ ἡλιακοῦ καὶ κατὰ τὴν σχετικὴν ἔντασιν καὶ κατὰ τὴν ἔκτασιν τοῦ φάσματος πρὸς ὑπεριώδεις ἀκτῖνας. Εἶναι εὐνόητος ὡς ἐκ τούτου ἡ γνωστὴ δυσκολία ἐκλογῆς τοῦ χρώματος ἑνὸς ὑφάσματος εἰς τὸ τεχνητὸν φῶς.

Εἰς τὴν περίπτωσιν ἐγχρώμων διαφανῶν σωμάτων τὸ χρωμα των ὀφείλεται κατ' ἀναλογίαν εἰς τὸ ὅτι ἀπορροφοῦν ταῦτα ἀπὸ τὸ διερχόμενον διὰ μέσου των φῶς ὅλας τὰς ἄλλας ἀκτῖνας, πλὴν ἐκείνων ποὺ καθορίζουν τὸ χρῶμα των. Ἔτσι ἡ ἐρυθρὰ ὕαλος ἀπορροφᾶ ὅλας τὰς ἀκτῖνας πλὴν τοῦ ἐρυθροῦ, διάλυμα χλωροφύλλης ἀπορροφᾶ τὸ ἐρυθρόν, τὸ αἷμα ἀπορροφᾶ τὸ πράσινον κ.ο.κ. Ὥστε τὰ χρώματα τῶν σωμάτων προκύπτουν δι' ἀφαιρεσεως (ἀπορροφήσεως) τόνων χρώματος ἀπὸ τὸ ἀνακλώμενον ἐπ' αὐτῶν ἢ διερχόμενον δι' αὐτῶν φῶς. Διὰ τοῦτο τὰ χαρακτηρίζομεν ὡς ***χρώματα ἀφαιρέσεως*** πρὸς διάκρισιν ἀπὸ τὰ προκύπτοντα ἀπὸ τὴν ἀνάμιξιν φασματικῶν χρωμάτων, ποὺ τὰ λέμε ***χρώματα ἐπιπροσθήκης***. Τὰ χρώματα τῆς ζωγραφικῆς (μπογιὲς) εἶναι χρώματα ἀφαιρέσεως καὶ διὰ τοῦτο διαφέρουν ἀπὸ τὰ ὅμοιά των, ποὺ προκύπτουν δι' ἀναμίξεως φασματικῶν χρωμάτων. Ἡ χρωστικὴ ὕλη κιτρίνου τῆς ζωγραφικῆς εἶναι χρῶμα ἀφαιρέσεως κυανοῦ καὶ ἰώδους, ἡ τοῦ κυανοῦ ὀφείλει τὴν ἀπόχρωσίν της εἰς τὸ ὅτι ἀπορροφᾶ ἐρυθρὸν και κίτρινον. Ἂν ἀναμειχθοῦν αἱ δύο αὐταὶ χρωστικαὶ ὗλαι προκύπτει πράσινον (χρῶμα ἀφαιρέσεως ἐρυθροῦ, κιτρίνου, κυανοῦ καὶ ἰώδους), ἐνῶ ἡ ἀνάμιξις κιτρίνου χρώματος τοῦ φάσματος μὲ κυανοῦν αὐτοῦ δίδει λευκόν.

§ 48. ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ

α) Νόμος τοῦ Prévost. Ὡς ***θερμοκρασιακὴν*** ἀκτινοβολίαν χαρακτηρίζομεν κάθε ἀκτινοβολίαν, ποὺ παρέχεται λόγῳ τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος, ποὺ τὴν ἐκπέμπει. Κατὰ τὴν θεώρησιν αὐτῆς πρέπει νὰ μὴ λησμονῶμεν ὅτι αἱ ἀκτῖνες, ποὺ ἐκπέμπονται ἀπὸ τὴν πηγήν, δὲν ἔχουν ἰδίαν φυσικὴν ὑπόστασιν, ἀλλ' ἀποτελοῦν τὰς διευθύνσεις ἐξαπλώσεως τῶν κυμάτων, ποὺ ἐκπορεύονται ἀπὸ τὴν πηγήν, λόγῳ κραδασματικῶν μεταβολῶν, ποὺ γίνονται εἰς αὐτήν. Ἕνεκα τούτου εἰς τὴν ἔρευναν αὐτὴν χρησιμοποιοῦμεν τὰς ἐννοίας ***κυματικῆς ἐνεργείας*** καὶ ***ἀκτινοβολίας*** μὲ τὴν αὐτὴν σημασίαν, ἀντιστοίχως πρὸς τὴν παραστατικότητα, ποὺ εὐνοεῖ περισσότερον τὴν κατανόησιν.

Ἡ ἔντασις θερμοκρασιακῆς ἀκτινοβολίας ὡς καὶ ἡ κατανομὴ αὐτῆς εἰς τὰ καθέκαστα μήκη κύματος, ποὺ τὴν ἀποτελοῦν, ἐξαρτᾶται μόνον ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν καὶ τὴν φύσιν τοῦ σώματος, ποὺ τὴν ἐκπέμπει. Ἂν δύο σώματα, ποὺ ἔχουν διαφόρους θερμοκρασίας, ἀφεθοῦν τὸ ἓν ἀπέναντι τοῦ ἄλλου, χωρὶς νὰ γίνεται μεταξύ των μετάδοσις τῆς θερμότητος δι' ἀγωγῆς (§ 32, β), ἐπέρχεται τελικῶς ἐξίσωσις τῶν θερμοκρασιῶν των, ποὺ γίνεται δι' ἀκτινοβολίας. Κατ' αὐτὴν ἀκτινοβολεῖ ὄχι μόνον τὸ θερμότερον πρὸς τὸ ψυχρότερον, ἀλλὰ καὶ τὸ ψυχρότερον πρὸς τὸ θερμότερον· ἡ ἀκτινοβολία ὅμως τοῦ θερμοτέρου πρὸς τὸ ψυχρότερον εἶναι ἐντονωτέρα τῆς τοῦ ψυχροτέρου πρὸς τὸ θερμότερον καὶ διὰ τοῦτο ὀλίγον κατ' ὀλίγον μειώνεται ἡ διαφορὰ θερμοκρασίας, μέχρις ὅτου μηδενισθῇ αὕτη· τότε τὰ δύο σώματα, ποὺ θὰ ἔχουν τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, θὰ ἐκπέμπουν ἕκαστον πρὸς τὸ ἄλλο τόσην ἀκτινοβολίαν, ὅσην θὰ δέχεται ἀπὸ αὐτό. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο διετυπώθη ἀπὸ τὸ 1809 ὑπὸ τοῦ Prévost ὡς ἑξῆς: ***Εἰς κάθε ὡρισμένην θερμοκρασίαν ἕκαστον σῶμα ἐκπέμπει τόσην ἀκτινοβόλον ἐνέργειαν, ὅσην ἀκριβῶς ἀπορροφᾶ τοῦτο εἰς τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν.***

Ἡ θέρμανσις σώματος, ποὺ δέχεται ἀκτινοβολίαν, ὀφείλεται εἰς τὸ ὅτι ἡ ἀκτινοβόλος ἐνέργεια μεταβάλλεται μέσα εἰς τὸ σῶμα εἰς κινητικὴν ἐνέργειαν τῶν μορίων του, δηλ. εἰς θερμότητα (§ 31, γ)· ἀντιθέτως τὸ σῶμα ψύχεται, ὅταν ἐκπέμπῃ ἀκτινοβολίαν, διότι μέρος τῆς κινητικῆς ἐνεργείας τῶν μορίων του μεταβάλλεται εἰς ἀκτινοβολουμένην ἐνέργειαν. Κάθε σῶμα ἀκτινοβολεῖ εἰς ὁποιανδήποτε θερμοκρασίαν καὶ ἂν ἔχῃ, ὁσονδήποτε χαμηλήν· ἀλλὰ μόνον ἡ ἀκτινοβολία ποὺ λαμβάνῃ χώραν ἐπάνω ἀπὸ ἓν ὡρισμένον ὕψος τῆς θερμοκρασίας, περιέχει ἀκτῖνας, ποὺ διεγείρουν αἴσθημα φωτός. Ἔτσι ἡ πρώτη αἰσθητὴ ὡς ἀμυδρὸν ὑπόφαιον φῶς ἀκτινοβολία παρατηρεῖται εἰς σκοτεινὸν χῶρον, ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος ἀνέλθῃ εἰς κάπου 525° C. Ὅταν ἡ θερμοκρασία ἐξακολουθήσῃ νὰ ἀνέρχεται, τὸ σῶμα ἐρυθροπυρώνεται, ἔπειτα κιτρινοπυρώνεται καὶ τέλος λευκοπυρώνεται.

Ἡ ποικιλία τῶν μηκῶν κύματος τῆς ἀκτινοβολίας, ποὺ ἐκπέμπεται ἀπὸ διαφόρους οὐσίας δι' ἀνυψώσεως τῆς θερμοκρασίας, εἶναι διάφορος εἰς τὰς διαφόρους οὐσίας. Δι' ὅλας ὅμως τὰς πηγὰς ἀκτινοβολίας ἰσχύει ὁ νόμος τοῦ Prévost. Ἀπὸ τὴν ἄποψιν τῆς φυσικῆς τὰ φωτεινὰ κύματα δὲν διαφέρουν ἀπὸ τὰ ἄλλα κύματα τῆς θερμοκρασιακῆς ἀκτινοβολίας παρὰ μόνον κατὰ τὰ μήκη των, ἀκριβῶς ὅπως συμβαίνει μὲ τὰ ὑδατηρὰ κυμάτια, ποὺ παράγονται γύρω ἀπὸ τὴν θέσιν τῆς ἐπιφανείας ὕδατος, ὅπου ἀφήνομεν νὰ πέσῃ μικρὸς λίθος συγκρινόμενα μὲ τὰ κύματα, ποὺ παράγονται ἀπὸ ἀτμόπλοιον, ποὺ διασχίζει τὴν θάλασσαν.

Ὅταν τὰ θερμοκρασιακὰ κύματα φθάνουν εἰς τὰ αἰσθητήρια νεῦρα τοῦ σώματός μας, μᾶς διεγείρουν ὅλα (εἴτε μακρὰ εἶναι, εἴτε βραχέα) αἰσθήματα θερμότητος. Τὰ κωνία καὶ ραβδία ὅμως τοῦ ἀμφιβληστροειδοῦς δὲν διεγείρονται παρὰ μόνον ἀπὸ κύματα, ποὺ τὰ μήκη των κυμαίνονται μεταξὺ κάπου 0,4 [μ] καὶ 0,8 [μ]. Μόνον λοιπὸν τὰ κύματα τῶν μηκῶν αὐτῶν διεγείρουν αἰσθήματα φωτός, ἐνῷ τὰ μακρότερα τούτων (ὑπέρυθρα) ἢ τὰ βραχύτερά των (ὑπεριώδη) δὲν γίνονται αἰσθητὰ εἰς τὸν ὀφθαλμόν.

Ἡ θερμοκρασιακὴ ἀκτινοβολία γίνεται αἰσθητὴ δι' ἀνυψώσεως τῆς θερμοκρασίας των εἰς σώματα, ἐπὶ τῶν ὁποίων προσπίπτει, μόνον ἐφόσον ἀπορροφᾶται αὕτη ὑπὸ τῶν σωμάτων. Ἂν ὅμως τὸ σῶμα, ἐπὶ τοῦ ὁποίου προσπίπτει ἡ ἀκτινοβολία, τὴν ἀφήνῃ νὰ διέλθῃ ἀμείωτος διὰ μέσου του, τότε οὔτε θέρμανσις οὔτε φωτισμὸς (ἂν τὰ μήκη κύματος εἶναι τῆς περιοχῆς τῶν φωτεινῶν) τοῦ σώματος λαμβάνει χώραν. Ἂν κατὰ μίαν ψυχρὰν ἡμέραν τοῦ χειμῶνος προσπίπτουν ἐπὶ τοῦ σώματός μας ἡλιακαὶ ἀκτῖνες, αἰσθανόμεθα νὰ μᾶς θερμαίνουν, διότι τὸ σῶμα μας ἀπορροφᾷ τὰς ἀκτῖνας αὐτάς.

Ὁ ἀὴρ ὅμως, διὰ μέσου τοῦ ὁποίου περνοῦν ἀνεμπόδιστοι αἱ θερμικαὶ ἀκτῖνες, δὲν παρουσιάζει ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας του ὑπ' αὐτῶν. Θερμόμετρον, ποὺ ἐκτίθεται εἰς τὰς ἡλιακὰς ἀκτῖνας, παρουσιάζει ὕψωσιν τῆς θερμοκρασίας του, ἐπειδὴ τοῦτο, ὅπως καὶ τὸ σῶμα μας, ἀπορροφᾶ τὰς ἡλιακὰς ἀκτῖνας. Ἔτσι τὸ θερμόμετρον δείχνει θερμοκρασίαν ἀνωτέραν τῆς τοῦ γύρω ἀέρος· διὰ τοῦτο πρέπει νὰ προστατεύεται ἀπὸ τὰς ἡλιακὰς ἀκτῖνας τὸ θερμόμετρον, ποὺ θέλομεν νὰ μᾶς δείξῃ τὴν θερμοκρασίαν τοῦ ἀέρος.

Τὰ διάφορα ὑλικὰ συμπεριφέρονται κατὰ διάφορον τρόπον πρὸς τὰς θερμοκρασιακὰς ἀκτῖνας· τὰς ἀνακλοῦν ἢ τὰς διαθλοῦν ἢ τὰς ἀπορροφοῦν περισσότερον ἢ ὀλιγώτερον. Ἔτσι π. χ. ἡ αἰθάλη (καπνιὰ) καὶ ἡ μαύρη πλατίνα (μέλαν λευκοχρύσου) ἀπορροφοῦν σχεδὸν ὅλας τὰς ἀκτῖνας, ποὺ προσπίπτουν ἐπ' αὐτῶν, οἱαδήποτε καὶ ἂν εἶναι, τὰ μήκη κύματος αὐτῶν. Ὁ στιλπνὸς ἄργυρος τὰς ἀνακλᾷ σχεδὸν ὅλας, τὸ ὀρυκτὸν μαγειρικὸν ἅλας ($NaCl$) καὶ ὁ ἀργυραδάμας (CaF_2) τὰς ἀφήνουν νὰ διέλθουν δι' αὐτῶν. Ὅπως ὑπάρχουν διὰ τὸ φῶς διαφανῆ καὶ ἀδιαφανῆ σώματα, ἔτσι ὑπάρχουν γενικώτερον διὰ τὴν θερμότητα ***διάθερμα καὶ ἀδιάθερμα*** σώματα. Ἡ ἄχρους ὕαλος ἀφήνει νὰ διέρχεται διὰ μέσου της μικρὸν ποσοστὸν τῶν πολὺ μακρῶν κυμάτων, τ. ἔ. τῶν σκοτεινῶν θερμικῶν ἀκτίνων· (διὰ τοῦτο χρησιμοποιοῦνται ὑαλοπίνακες πρὸς προστασίαν ἀπὸ τὴν ἀκτινοβόλον ἐνέργειαν θερμαστρῶν). Διὰ τὰς ἀκτῖνας ὅμως, ποὺ γίνονται αἰσθηταὶ ὡς φῶς (μεταφέρουν δηλ. κύματα μεσαίων σχετικῶς μηκῶν), ἡ ὕαλος εἶναι σχεδὸν τελείως διαπερατὴ (διαφανής), ἐνῷ διὰ τὰς ὑπεριώδεις (ποὺ μεταφέρουν κύματα μὲ μήκη μικρότερα ἀπὸ τὰ τῶν φωτεινῶν) εἶναι αὕτη σχεδὸν τελείως ἀδιαπέραστος (Αἱ ἰδιότητες αὐταὶ τῆς ὑάλου ἐπέβαλαν τὴν χρησιμοποίησιν πρισμάτων ἢ πλακῶν ἀπὸ ἀργυραδάμαντα ἢ συλβίνην διὰ τὰς ὑπερύθρους ἀκτῖνας καὶ ἀπὸ χαλαζίαν διὰ τὰς ὑπεριώδεις, διότι αἱ οὐσίαι αὐταὶ εἶναι διαπεραταὶ ἀπὸ τὰς ἀκτῖνας αὐτὰς κατ' ἀντίθεσιν πρὸς τὴν ὕαλον, ποὺ τὰς ἀπορροφᾷ).

β) Πειραματικαὶ διαπιστώσεις τῆς σχέσεως ἐκπομπῆς καὶ ἀπορροφήσεως ἀκτινοβολίας. Εἰς κλειστὸν χῶρον μὲ ἀδιάθερμα τοιχώματα εὑρίσκονται αἰθάλη (ποὺ ἀπορροφᾷ τὴν προσπίπτουσαν ἀκτινοβολίαν) καὶ στιλπνὸς ἄργυρος (ποὺ τὴν ἀνακλᾷ σχεδὸν ἐξ ὁλοκλήρου). Ἡ διατήρησις τῆς αὐτῆς θερμοκρασιας εἰς ὅλα τὰ σώματα τοῦ θεωρουμένου κλειστοῦ χώρου (εἰς τὴν αἰθάλην καὶ τὸν ἄργυρον) πιστοποιεῖ τὸ νόμον τοῦ Prévost (ἡ αἰθάλη ἀκτινοβολεῖ ἐντατικῶς, ἀλλὰ καὶ ἀπορροφᾷ ἐντατικῶς τὴν ἀκτινοβολίαν, ποὺ δέχεται ἀπὸ τὸν ἄργυρον. Ἀντιθέτως ὁ ἄργυρος δὲν ἐκπέμπει παρὰ ἐλαχίστην ἀκτινοβολίαν, ἀπορροφᾷ ὅμως ἐπίσης ἐλάχιστα τὴν ἀκτινοβολίαν τῆς αἰθάλης, ποὺ προσπίπτει ἐπ' αὐτοῦ, διότι κάθε ἀκτινοβολίαν, ποὺ προσπίπτει ἐπ' αὐτοῦ, τὴν ἀνακλᾷ σχεδὸν ἐξ ὁλοκλήρου). Ἡ θερμοκρασία διατηρεῖται σταθερὰ μὲ τὸ νὰ ἀπορροφᾷ ἡ αἰθάλη τὴν ἀκτινοβολίαν ποὺ ἐκπέμπει, ἡ ὁποία, προσπίπτουσα ἐπὶ τοῦ ἀργύρου, ἀνακλᾶται πάλιν πρὸς τὴν αἰθάλην χωρὶς ἀπορρόφησιν.

Διαπυρώνομεν εἰς τὴν φλόγα λύχνου Bunsen πλακίδιον ἀπὸ λευκόχρυσον, μίαν θέσιν τοῦ ὁποίου ἔχομεν καλύψει μὲ αἰθάλην ἢ μελάνην· παρατηροῦμεν τότε ὅτι ἡ μελανωθεῖσα θέσις φωτοβολεῖ πολὺ ζωηρότερον ἀπὸ τὸ ἄλλο μέρος τῆς ἐπιφανείας τοῦ πλακιδίου. Ζωγραφίζομεν ἐπὶ πλακὸς ἀπὸ πυρίμαχον ὑλικὸν π. χ. ἀπὸ πορσελά-

νην, σχέδιον ἀπὸ μελανάς καὶ λευκάς κηλίδας. Ἂν διαπυρώσωμεν τὴν πλάκα, παρα-
τηροῦμεν ὅτι αἱ μελαναὶ κηλίδες εἶναι φωτεινότεραι ἀπὸ τὰς λευκάς· ἔχομεν δηλ. εἰς
τὴν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν τῆς διαπυρώσεως ἀρνητικὸν ἀντίτυπον τῆς εἰκόνος, ποὺ
ἔχομεν εἰς τὴν χαμηλὴν θερμοκρασίαν. Ἡ ἐξήγησις εἶναι ἁπλῆ, ἂν σκεφθῶμεν ὅτι εἰς
τὴν χαμηλὴν θερμοκρασίαν ἐκπέμπονται ἀπὸ τὸ πλακίδιον τοῦ λευκοχρύσου ἢ τὴν
πλάκα πορσελάνης θερμοκρασιακὰ κύματα τόσον μακρά, ὥστε νὰ μὴ διεγείρουν τὸν
ὀφθαλμόν· εἰς τὴν θερμοκρασίαν αὐτὴν βλέπομεν τὰ σώματα αὐτὰ λόγω τῆς ἀνακλά-
σεως ἢ διαχύσεως τοῦ φωτὸς, ποὺ προσπίπτει ἐπ' αὐτῶν καὶ ἐπειδὴ ἡ ἀνάκλασις εἶναι
ἰσχυροτέρα εἰς τὰ λευκα παρά εἰς τὰ μελανὰ μέρη, βλέπομεν τὰ πρῶτα φωτεινότερα
ἀπὸ τὰ δεύτερα. Ὅταν ἡ θερμοκρασία ὑψωθῇ τόσον, ὥστε νὰ ἐκπέμπωνται ἀπὸ τὰ
σώματα καὶ κύματα μὲ μῆκος μικρότερον τῶν 0,8 [μ], ἡ ἀκτινοβολία των γίνεται αἰ-
σθητὴ εἰς τὸν ὀφθαλμὸν καὶ ἐπειδη τὸ μελανὰ μέρη ἀκτινοβολοῦν ἰσχυρότερον τῶν
λευκῶν, βλεπομεν τὰ πρῶτα φωτεινότερα ἀπὸ τὰ δεύτερα.

Ὁ νόμος τοῦ Prévost ἰσχύει ὄχι μόνον διὰ τὴν ὁλικὴν ἀκτινοβολίαν, ἀλλὰ καὶ
διὰ καθὲν χωριστὰ ἐκ τῶν μηκῶν κύματος, ποὺ τὴν ἀποτελοῦν. Μία οὐσία ποὺ ἐξ
ὅλων τῶν φωτεινῶν κυμάτων, τὰ ὁποῖα προσπίπτουν ἐπ' αὐτῆς, ἀπορροφᾶ μόνον ὅσα
ἔχουν ἓν ὡρισμένον μῆκος (χρῶμα), θὰ ἀκτινοβολῇ κατὰ τὴν διαπύρωσίν της κύματα
τοῦ μήκους (χρώματος) τούτου. Ἡ ἄχρωμος ὕαλος, ἡ ὁποία ἔχει μηδαμινὴν ἀπορρο-
φητικὴν ἱκανότητα, ὅταν θερμανθῇ μέχρι θερμοκρασίας, εἰς τὴν ὁποίαν κάθε ἀδια-
φανὲς σῶμα ἐρυθροπυρώνεται, ἐκπέμπει μόλις διακρινόμενον ἀμυδρὸν φῶς, τ. ἔ.
ἀκτινοβολεῖ ἐπίσης μηδαμινότατα. Τουναντίον κιτρίνη ὕαλος, ἡ ὁποία ἔχει τὸ χρῶμα
τοῦτο, ἐπειδὴ ἀπορροφᾶ τὸ κυανοῦν συστατικὸν λευκοῦ φωτός, ὅταν διαπυρωθῇ ἰσχυ-
ρῶς, θὰ ἐκπέμπη κυανοῦν φῶς.

Ἂν θερμάνωμεν εἰς τὴν αὐτὴν ὑψηλὴν θερμοκρασίαν πλακίδιον ἀπὸ ὕαλον καὶ
τοιοῦτον ἀπὸ μέταλλον, παρατηροῦμεν ὅτι τὸ πλακίδιον τοῦ μετάλλου φωτοβολεῖ ζωη-
ρότερον ἀπὸ τὸ πλακίδιον τῆς ὑάλου· γενικῶς ὅσον διαφανέστερον εἶναι ἓν σῶμα,
ἤτοι ὅσον μικροτέραν ἀπορρόφησιν τῶν φωτεινῶν ἀκτίνων κάνει, τόσον ἀσθε-
νέστερον φωτοβολεῖ τοῦτο, ὁσονδήποτε ὑψηλὴ καὶ ἂν γίνῃ ἡ θερμοκρασία του. Φλόξ,
ἡ ὁποία ἐκπέμπει ἀκτῖνας κιτρίνου χρώματος, ἀπορροφᾶ ἐπίσης τὰς ἀκτῖνας κιτρί-
νου χρώματος, ποὺ προσπίπτουν ἐπ' αὐτῆς. Χρωματίζομεν κιτρίνας (διὰ διαπυρώσεως
μαγειρικοῦ ἅλατος εἰς αὐτάς) δύο φλόγας Α καὶ Β, τοποθετοῦμεν αὐτὰς τὴν μίαν
ὄπισθεν τῆς ἄλλης καὶ παρατηροῦμεν τὴν Β διὰ μέσου τῆς Α. Ἐπειδὴ καὶ αἱ δύο
ἐκπέμπουν κίτρινον φῶς, θὰ ἀπορροφοῦν καὶ αἱ δύο τὸ κίτρινον καὶ συνεπῶς τὸ κί-
τρινον τῆς Β, ποὺ διὰ νὰ φθάσῃ εἰς τὸν ὀφθαλμόν μας πρέπει νὰ περάσῃ διὰ τῆς Α,
θὰ ὑποστῇ ἀπορρόφησιν εἰς αὐτήν. Ἂν ἡ θερμοκρασία τῆς Α εἶναι ἴση μὲ τὴν τῆς Β
(εἶναι π. χ. καὶ αἱ δύο φλόγες λύχνων Bunsen), τότε θὰ μᾶς φαίνεται ἡ Α τόσον
φωτεινὴ ὅσον καὶ τὸ περιβάλλον της. Ἂν ὅμως ἡ Α ἔχῃ θερμοκρασίαν ὑψηλοτέραν
τῆς θερμοκρασίας, ποὺ ἔχει ἡ Β (εἶναι π. χ. ἡ Α φλὸξ λύχνου Bunsen καὶ ἡ Β τοι-
αύτη λύχνου οἰνοπνεύματος), τότε ἀκτινοβολεῖ ἡ Α περισσότερον ἀπὸ ὅ,τι ἀπορ-
ροφᾶ ἐκ τῆς Β καὶ συνεπῶς φαίνεται αὕτη φωτεινοτέρα τοῦ περιβάλλοντός της.
Ἀντιθέτως, ἂν ἡ Α εἶναι ὀλιγώτερον θερμὴ ἀπὸ τὴν Β, θὰ βλέπωμεν αὐτὴν σκοτει-
νοτέραν ἀπὸ τὸ περιβάλλον της.

γ) Νόμος τοῦ Kirchhoff. Ὁ νόμος τοῦ Prévost μᾶς λέγει ὅτι ἓν σῶμα ποὺ ἐκπέμπει «πολὺ» ἀπορροφᾶ ἐπίσης «πολύ», ἀλλὰ δὲν μᾶς λέγει «πόσον πολύ»· τὴν ποσοτικὴν αὐτὴν συμπλήρωσιν παρέχει ὁ νόμος ποὺ διετύπωσεν ὁ Kirchhoff τὸ 1860. Σύμφωνα μὲ αὐτόν. ***Ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς Ε ἑνὸς σώματος εἶναι ἀνάλογος τῆς ἱκανότητος ἀπορροφήσεως Α,***

ποὺ ἔχει τὸ σῶμα τοῦτο δι' ἀκτινοβολίαν τοῦ αὐτοῦ μήκους κύματος λ καὶ διὰ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν Τ.

Εἶναι δηλαδὴ $E = k.A$ ἢ $E/A = k$ (202)

ἂν k παριστάνη τὴν σταθερὰν τῆς ἀναλογίας αὐτῆς· ἡ τιμὴ αὐτῆς εὑρίσκεται ὅτι εἶναι ἡ αὐτὴ δι' ὁποιοδήποτε σῶμα, ἐφόσον πάντως πρόκειται περὶ τοῦ αὐτοῦ μήκους κύματος λ καὶ τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας Τ. Ἂν δηλαδὴ θεωρήσωμεν τὰ διάφορα σώματα 1, 2, 3... καὶ ἔχουν αὐτὰ ἀντιστοίχως τὰς ἱκανότητας ἐκπομπῆς E_1, E_2, E_3... καὶ τὰς ἱκανότητας ἀπορροφήσεως A_1, A_2, A_3... (διὰ τὸ αὐτὸ μῆκος κύματος λ καὶ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν Τ), θὰ εἶναι :

$$E_1 : A_1 = E_2 : A_2 = E_3 : A_3 = \ldots = k \qquad (202')$$

Ἔτσι ἂν δι' ἓν ὁποιοδήποτε σῶμα εἶναι $E_{\lambda,T}$ ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς ἀκτινοβολίας μήκους κύματος λ ὑπὸ θερμοκρασίαν Τ καὶ $A_{\lambda,T}$ ἡ ἱκανότης ἀπορροφήσεως τῆς αὐτῆς ἀκτινοβολίας ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, θὰ εἶναι:

$$E_{\lambda,T} = k.A_{\lambda,T} \quad \text{ἢ} \quad (E:A)_{\lambda,T} = k \qquad (203)$$

Εἰς τὴν θεώρησιν αὐτὴν ὀνομάζομεν σύμφωνα μὲ τὸν Kirchhoff ***μέλαν σῶμα*** ἐκεῖνο ποὺ ἀπορροφᾶ πᾶσαν προσπίπτουσαν ἐπ' αὐτοῦ ἀκτινοβολίαν, ἔχει δηλαδὴ ἱκανότητα ἀπορροφήσεως (λόγον τῆς ἀπορροφωμένης ἀκτινοβολίας πρὸς τὴν προσπίπτουσαν) ἴσην μὲ 1.*

Εἰς τὴν περίπτωσιν τοῦ ἔτσι ὁριζομένου μέλανος σώματος, ἂν εἶναι $M_{\lambda,T}$ ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς αὐτοῦ δι' ἀκτινοβολίαν μήκους κύματος λ ὑπὸ θερμοκρασίαν Τ, θὰ εἶναι : $M_{\lambda,T} = k.$ (203')

Ἤτοι: ***Ὁ σταθερὸς λόγος k τῆς ἱκανότητος ἐκπομπῆς πρὸς τὴν ἱκανότητα ἀπορροφήσεως σώματος εἶναι ἴσος μὲ τὴν ἱκανότητα ἐκπομπῆς τοῦ μέλανος σώματος***, ἐφόσον, ἐννοεῖται, πρόκειται περὶ ἀκτινοβολίας τοῦ αὐτοῦ μήκους κύματος καὶ τῆς αὐτῆς θερμοκρασίας.

δ) Ἄλλοι νόμοι τῆς ἀκτινοβολίας. Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (203') ἡ τιμὴ τοῦ λόγου k αὐξάνεται, ὅταν αὐξάνεται καὶ ἡ θερμοκρασία, διότι μὲ τὴν αὔξησιν τῆς θερμοκρασίας αὐξάνεται ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς μέλανος σώματος ($M_{\lambda,T}$), ποὺ εἶναι ἴση μὲ τὸν λόγον k. Πρὸς ἀκριβέστε-

---

* Εἰς τὴν πραγματικότητα δὲν ὑπάρχει τοιοῦτο μέλαν σῶμα, διότι καὶ ἡ αἰθάλη καὶ τὰ ἄλλα κοινῶς λεγόμενα μέλανα σώματα δὲν ἀπορροφοῦν τελείως κάθε ἀκτινοβολίαν, ποὺ προσπίπτει ἐπ' αὐτῶν. Προσεγγίζομεν ὡς τόσο πάρα πολὺ πρὸς τὴν ἔννοιαν τοῦ μέλανος σώματος, ἂν θεωρήσωμεν κλειστὴν πανταχόθεν κοιλότητα (π.χ. κοίλην σφαῖραν), τῆς ὁποίας ἡ ἐσωτερικὴ ἐπιφάνεια τοῦ τοιχώματος, ποὺ τὴν περικλείει, ἔχει ἐπαλειφθῆ μὲ αἰθάλην. Ἂν διὰ μικρᾶς ὀπῆς τοῦ τοιχώματος τῆς κοιλότητος εἰσδύη εἰς αὐτὴν μία ἀκτινοβολία, αὕτη ἀπορροφωμένη κατὰ μέγιστον ποσοστὸν (95%) καθ' ἑκάστην πρόσπτωσιν εἰς τὴν ἐσωτερικὴν ἐπιφάνειαν τοῦ τοιχώματος, θὰ ἀπορροφηθῆ ἐξ ὁλοκλήρου, πρὶν μετὰ τὰς διαδοχικὰς ἀνακλάσεις ἐπιτύχει νὰ ἔχη διεύθυνσιν, ποὺ διέρχεται διὰ τῆς ὀπῆς, ὥστε νὰ ἐκπέμπεται ἀπὸ τὴν κοιλότητα.

ρον καθορισμὸν τοῦ λόγου k εἰς τὰ διάφορα ὕψη τῆς θερμοκρασίας, πρέπει νὰ καθορισθῇ ἡ ἐξάρτησις αὐτοῦ ἀπὸ τὴν θερμοκρασίαν· εἰς τὸ αὐτὸ ἀποτέλεσμα φθάνομεν, ἂν ἀντὶ τῆς σχέσεως τοῦ k καθορίσωμεν τὴν σχέσιν τῆς ἴσης πρὸς τὸν k ἱκανότητος ἀπορροφήσεως μέλανος σώματος (M) μετὰ τῆς θερμοκρασίας. Εἰς τοῦτο ἀναφέρεται ὁ νόμος ποὺ ἀνεκάλυψεν ἐμπειρικῶς ὁ Stefan (1870) καὶ συνήγαγε μὲ τὴν θεώρησιν τῆς θερμοδυναμικῆς ὁ Boltzmann (1883). Σύμφωνα μὲ αὐτόν, ***Ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς μέλανος σώματος εἶναι ἀνάλογος τῆς τετάρτης δυνάμεως τῆς θερμοκρασίας T τοῦ σώματος,*** ἤτοι :

$$M = \sigma T^4 \tag{204}$$

ὅπου σ παριστάνει τὴν σταθερὰν Stefan-Boltzmann καὶ εἶναι ἴση μὲ $1{,}36.10^{-12}$ [cal/cm.^{2} sec grad^4] ἢ μὲ $5{,}67.10^{-12}$ [watt/cm.^{2} grad^4].

Ἡ σχέσις (204) ἀναφέρεται εἰς τὴν ***συνολικὴν*** ἀκτινοβολίαν μέλανος σώματος. Διὰ νὰ καθορισθῇ ὅμως ἡ ἱκανότης ἀκτινοβολίας ἑκάστου χωριστὰ μήκους κύματος λ, χρειάζεται νὰ εὑρεθῇ πῶς μεταβάλλεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς δι' ἓν ἕκαστον χωριστὰ μῆκος κύματος. Ἡ σχετικὴ πειραματικὴ ἔρευνα διαπιστώνει ὅτι ἡ κατανομὴ τῆς ἐνεργείας εἰς τὰ καθέκαστα μέρη τοῦ φάσματος μιᾶς ἀκτινοβολίας δὲν εἶναι ὁμοιόμορφος, ἀλλά, ἐνῶ εἰς τὰ διάμεσα μήκη κύματος (διάμεσον τμῆμα τοῦ φάσματος) ἐκδηλώνεται τὸ μεγαλύτερον ποσὸν τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας, εἰς τὰ βραχύτερα καὶ πολὺ περισσότερον εἰς τὰ μακρότερα τῶν μεσαίων μηκῶν κύματος (ἀκραῖα μέρη τοῦ φάσματος) ἀνευρίσκεται πολὺ μικρὸν ποσοστὸν τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας. Ὀνομάζομεν ***μῆκος κύματος μεγίστης ἐνεργείας*** λ_μ, ἐκεῖνο ὑπὸ τὸ ὁποῖον ἐκδηλώνεται τὸ μέγιστον ποσοστὸν τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας. Σχετικῶς πρὸς τοῦτο ἡ πειραματικὴ ἔρευνα ἀποδεικνύει ὅτι, ***ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τὸ μῆκος κύματος μεγίστης ἐνεργείας*** (λ_μ) ***μετατοπίζεται πρὸς τὰ βραχύτερα κύματα***, τ. ἔ. ὅσον ὑψηλοτέρα γίνεται ἡ θερμοκρασία, τόσον μεγαλύτερον εἶναι τὸ ποσοστὸν τῆς ἐνεργείας, ποὺ ἀκτινοβολεῖται ὑπὸ μορφὴν κυμάτων μικροτέρου μήκους.

Ἀκριβεστέραν ἔκφρασιν τῆς σχέσεως αὐτῆς παρέχει ὁ ὑπὸ Wien τὸ 1893 διατυπωθεὶς ***νόμος τῆς μετατοπίσεως.*** Κατ' αὐτόν : ***Τὸ μῆκος κύματος μεγίστης ἐνεργείας*** λ_μ ***εἶναι ἀντιστρόφως ἀνάλογον τῆς θερμοκρασίας T,*** ἤτοι:

$$\lambda_\mu \cdot T = A \tag{205}$$

ὅπου A παριστάνει μίαν σταθεράν, τῆς ὁποίας ἡ τιμὴ εὑρίσκεται ὅτι εἶναι ἴση, εἰς τὴν περίπτωσιν μέλανος σώματος μὲ 0,29 [cm.grad] ἢ 2940 [μ.grad] καὶ εἰς τοιαύτην τελείως ἀνακλῶντος σώματος μὲ 2630 [μ.grad].

ε) Βαθμὸς φωτιστικῆς δράσεως φωτεινῆς πηγῆς. Τὸ σχῆμα 145 παρέχει γραφικὴν παράστασιν τῶν κατὰ τὸν ἀνωτέρω νόμον τοῦ Wien ἀντιστοίχων τιμῶν τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας E_λ καὶ τῶν μηκῶν κύματος λ, ὑπὸ τὰ ὁποῖα ἀκτινοβολεῖται αὕτη εἰς διαφόρους θερμοκρασίας (συγκεκριμμένως εἰς τὰς θερμοκρασίας τῶν 1000° K, τῶν 1500° K, τῶν 1750° K καὶ τῶν 2000° K). Ὅπως φαίνεται ἐξ αὐτοῦ τὸ μέγιστον τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας (ποὺ δείχνουν αἱ στικταὶ γραμμαὶ — τεταγμέναι) μετατοπίζεται, ὅπως ὁρίζει ὁ νόμος τοῦ Wien, πρὸς μικρότερα μήκη κύματος, ὅταν αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀκτινοβολοῦντος σώματος.

Εἰκ. 145.

Τὸ διαγραμμισμένον τμῆμα τοῦ σχήματος παρέχει τὸ μέρος τῆς ἀκτινοβολίας, ποὺ γίνεται ὑπὸ μήκη κύματος, τὰ ὁποῖα εἶναι αἰσθητὰ ὡς φῶς. Εἶναι ἀπὸ αὐτὸ πρόδηλον ὅτι ὅσον ὑψηλοτέρα εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀκτινοβολοῦντος σώματος, τόσον σημαντικώτερον εἶναι τὸ ποσοστὸν τῆς ἀκτινοβολίας, ποὺ ἐκδηλώνεται ὡς φῶς. Ὀνομάζομεν ***βαθμὸν φωτιστικῆς δράσεως*** ἀκτινοβολοῦντος σώματος (ὡς εἶναι μία φωτεινὴ πηγὴ) τὸν λόγον τῆς αἰσθητῆς φωτεινῆς ἀκτινοβολίας πρὸς τὴν ὅλην ἀκτινοβολίαν τοῦ σώματος. Εἶναι εὔκολον νὰ συναγάγωμεν ἀπὸ τὴν γραφικὴν παράστασιν τοῦ σχήματος 145 ὅτι ὁ βαθμὸς φωτιστικῆς δράσεως αὐξάνεται μετὰ τῆς θερμοκρασίας, ἀλλὰ πάντως μέχρις ἑνὸς ὁρίου αὐτῆς, τὸ ὁποῖον ὀνομάζομεν ***βέλτιστον τῆς θερμοκρασίας***. Τοῦτο εὑρίσκεται γύρω ἀπὸ τοὺς 5500° K, τὴν θερμοκρασίαν δηλαδὴ ποὺ ἔχει περίπου καὶ ἡ ἀκτινοβολοῦσα ἐπιφάνεια τοῦ Ἡλίου. Ὥστε ὁ ἀνθρώπινος ὀφθαλμὸς εἶναι εὐαίσθητος δι' ἐκεῖνα τὰ μήκη κύματος, εἰς τὰ ὁποῖα ἐκδηλώνεται τὸ μέγιστον τῆς ἐντάσεως τῆς ἡλιακῆς ἀκτινοβολίας.

Ὅλη ἡ ἀνάπτυξις τῆς τεχνικῆς τοῦ φωτισμοῦ ἀποβλέπει εἰς τὴν αὔξησιν τοῦ βαθμοῦ τῆς φωτιστικῆς δράσεως τῶν φωτεινῶν πηγῶν καὶ ἐπιχειρεῖ τοῦτο διὰ κατασκευῆς φωτεινῶν πηγῶν ὑψηλοτέρας ἐπὶ μᾶλλον καὶ μᾶλλον θερμοκρασίας (μέχρις, ἐννοεῖται, τοῦ βελτίστου, ποὺ ὡς τόσο δὲν ἔχει ἐπιτευχθῆ εἰς τὴν τεχνικὴν τοῦ φωτισμοῦ). Παρὰ ταῦτα παραμένει πάντοτε πολὺ χαμηλὸς ὁ βαθμὸς φωτιστικῆς δράσεως τῶν τεχνητῶν φωτεινῶν πηγῶν. Ἔτσι π. χ. εἶναι οὗτος εἰς λάμπαν πετρελαίου 0,2%, εἰς ἠλεκτρικὸν λαμπτῆρα μὲ νῆμα ἄνθρακος 0,5%, εἰς ἠλεκτρικὸν λαμπτῆρα μὲ νῆμα βολφραμίου 1,6%, ἂν ὁ λαμπτὴρ εἶναι κενὸς καὶ 4%, ἂν οὗτος εἶναι πλήρης ἀδρανοῦς ἀερίου. Πολὺ ἀνωτέρας τιμὰς ἔχει ὁ βαθμὸς φωτιστικῆς δράσεως εἰς νεωτέρους λαμπτῆρας, τῶν ὁποίων ἡ κατασκευὴ βασίζεται εἰς ἠλεκτρικὰς ἐκκενώσεις διὰ μέσου ἀερίων (περὶ τούτων γίνεται λόγος εἰς ἑπόμενον μέρος τοῦ βιβλίου) καὶ μάλιστα, ὅταν τὸ ὑπεριῶδες μέρος τῆς ἀκτινοβολίας των μετατρέπεται διὰ φθορισμοῦ εἰς αἰσθητὸν φῶς (λαμπτῆρες φθορισμοῦ).

στ) Κβαντικὴ θεώρησις τῆς ἀκτινοβολίας. Σύμφωνα μὲ τὴν κλασσικὴν θεώρησιν τῆς Θερμοδυναμικῆς ὁ W. Wien, προκειμένου νὰ καθορίσῃ τὴν κατανομὴν τῆς ἀκτινοβολουμένης ἐνεργείας εἰς τὰ καθέκαστα μήκη κύματος λ, ποὺ ἐκπέμπονται εἰς θερμοκρασίαν T τοῦ σώματος, διετύπωσε τὴν σχέσιν : $E_{\lambda,T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{\beta}{\lambda T}}$ (206)

ὅπου $E_{\lambda,T}$ παρέχει τὴν ἐνέργειαν, ποὺ εἰς τὴν θερμοκρασίαν T ἀκτινοβολεῖται μὲ μῆκος κύματος λ καὶ εἶναι α καὶ β σταθεραὶ καὶ e ἡ βάσις τῶν Νεπερείων (φυσικῶν) λογαρίθμων.

Ἀπὸ ἀκριβεῖς σχετικὰς μετρήσεις προκύπτει ὅτι ἡ σχέσις αὐτὴ συμφωνεῖ μὲ τὰ πειραματικὰ ἐξαγόμενα δι' ὑψηλὰς θερμοκρασίας T καὶ μικρὰ μήκη κύματος λ.

Ἀντὶ τῆς σχέσεως (206) οἱ Rayleigh καὶ Jeans διετύπωσαν πρὸς τὸν αὐτὸν σκοπὸν τὴν σχέσιν : $E_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^4} \varkappa T$ (207)

εἰς τὴν ὁποίαν c παριστάνει τὴν ταχύτητα τοῦ φωτὸς καὶ $\varkappa = 1{,}38.10^{-16}$[erg/grad] τὴν *σταθερὰν* B o l t z m a n n.

Ἀλλὰ καὶ ἡ σχέσις (207) συμφωνεῖ πρὸς τὰ πειραματικὰ ἐξαγόμενα μόνον ὑπὸ περιορισμούς, δηλ. μόνον διὰ πολὺ μεγάλα μήκη κύματος.

Τὸ γεγονὸς ὅτι καὶ αἱ δύο ὡς ἄνω σχέσεις (206) καὶ (207) ἐπαληθεύονται πειραματικῶς μόνον εἰς ὁρικὰς περιπτώσεις ὡδήγησε τὸν M. Planck (1854—1943) εἰς τὴν σκέψιν, ὅτι κάποια βασικὴ προϋπόθεσις, ἀπὸ τὴν ὁποίαν ἐξεπήγησαν καὶ αἱ δύο, ἔπρεπε νὰ ἀναθεωρηθῇ. Τὴν βασικὴν αὐτὴν προϋπόθεσιν τῆς κλασσικῆς θεωρίας διέγνωσεν ὁ Max Planck εἰς τὸ ὅτι αὐτὴ δέχεται τὸ ποσὸν ἐνεργείας ὡς συνεχές. Ἔτσι ἀντὶ τῆς ὑποθέσεως αὐτῆς τῆς κλασσικῆς θεωρίας διετύπωσεν οὗτος τὸ 1900 τὴν ὄντως συγκλονιστικὴν δι' ὅλον τὸ οἰκοδόμημα τῆς κλασσικῆς Φυσικῆς ***θεωρίαν τῶν κβάντων.***

Κατὰ τὴν θεωρίαν αὐτὴν ἡ ἀκτινοβολουμένη ἐνέργεια ἀποτελεῖται ἀπὸ διακεκριμένα τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο τεμαχίδια, τὰ κβάντα ἐνεργείας, ὅπως ἡ ὕλη ἀποτελεῖται ἀπὸ ξεχωριστὰ τὸ ἓν ἀπὸ τὸ ἄλλο σωματίδια. Τὰ κβάντα κάθε εἴδους ἀκτινοβολίας (καὶ ξέρομε πῶς τὸ εἶδος τῆς ἀκτινοβολίας καθορίζεται ἀπὸ τὴν συχνότητα τῆς κυμάνσεως) εἶναι ἴσα μεταξύ των, ἀλλὰ εἶναι διάφορα ἀπὸ τὰ κβάντα ἄλλου εἴδους ἀκτινοβολίας. Ἀκριβέστερα καθώρισεν ὅτι τὸ μέγεθος ποὺ ἔχει κάθε κβάντο ἑνὸς εἴδους ἀκτινοβολίας εἶναι ἀνάλογον τῆς συχνότητος ν τῆς παλμικῆς κινήσεως, εἰς τὴν ὁποίαν ὀφείλεται ἡ θεωρουμένη ἀκτινοβολία. Ἔτσι π.χ. κάθε κβάντο ἰώδους ἀκτινοβολίας εἶναι σχεδὸν διπλάσιον ἀπὸ κάθε κβάντο ἐρυθρᾶς ἀκτινοβολίας, ἀφοῦ καὶ ἡ συχνότης τῆς πρώτης εἶναι σχεδὸν διπλασία τῆς συχνότητος τῆς δευτέρας ἀκτινοβολίας. Ἂν δηλαδὴ εἶναι **ε** ἡ ἐνέργεια ἑνὸς κβάντου ἐνεργείας, ποὺ ἀκτινοβολεῖται μὲ συχνότητα ***ν***, θὰ εἶναι: $\varepsilon = h\nu$ ἢ $\varepsilon/\nu = h$ (208)

ὅπου $h = 6{,}623.10^{-27}$ [erg.sec] παριστάνει μίαν παγκοσμίαν σταθεράν, τὴν ὁποίαν πρὸς τιμὴν **τοῦ** θεμελιωτοῦ τῆς θεωρίας τὴν ὀνομάζομεν ***σταθερὰν*** τοῦ Planck. Αἱ φυσικαί της διαστάσεις [erg.sec] εἶναι διαστάσεις ποσοῦ, τὸ ὁποῖον εἰς τὴν Φυσικὴν λέγεται «δρᾶσις» καὶ διὰ τοῦτο ὀνομάζομεν τὴν σταθερὰν τοῦ Planck καὶ ***στοιχειῶδες κβάντο δράσεως***.

Βασιζόμενος εἰς τὴν θεωρίαν του αὐτήν, ὁ Planck καθώρισε τὴν κατανομὴν τῆς ἐνεργείας $E_{\lambda,T}$, ποὺ εἰς δοθεῖσαν θερμοκρασίαν T ἀκτινοβολεῖται μὲ μῆκος κύμαιος λ, διὰ τῆς σχέσεως: $E_{\lambda,T}=\frac{hc^2}{\lambda^5}\cdot e^{-\frac{hc}{\kappa\lambda T}}$ (209)
ἡ ὁποία ἐπαληθεύεται πάντοτε ἀπὸ τὰ ἐξαγόμενα τῶν πειραματικῶν μετρήσεων.

Ἡ θεωρία τῶν κβάντων ἔχει διὰ τὴν Φυσικὴν πολὺ μεγάλην σημασίαν, διότι πέραν τῆς ἐπιτυχοῦς ἑρμηνείας, ποὺ ἔδωσε εἰς τὸ ὡς ἄνω εἰδικὸν ζήτημα τῆς κατανομῆς τῆς ἀκτινοβολίας, ἐπεκτείνεται καὶ εἰς ἄλλας περιοχὰς τῆς φυσικῆς ἐρεύνης καὶ παρέχει ἱκανοποιητικὰ ἐξαγόμενα μὲ τὴν διατύπωσιν σχέσεων, διὰ τὰς ὁποίας ἡ κλασσικὴ θεωρία εἶναι ἀνεπαρκής.

ζ) Φύσις τοῦ φωτός. Ἡ κβαντικὴ θεώρησις τῆς ἀκτινοβολίας ἐπιβάλλει τὴν ἐκδοχὴν ὅτι τὰ κύματα, ποὺ τὴν ἀποτελοῦν, ἐκπέμπονται ἀπὸ τὴν πηγὴν ὄχι κατὰ συνεχῆ σειράν, ἀλλὰ ξεχωρισμένα κατὰ ὁμάδας, ***κυματοσυρμούς***, οἱ ὁποῖοι ἐκπέμπονται ὁ εἷς μετὰ τὸν ἄλλον μὲ ἐνδιαμέσους παύσεις. Ἔτσι προκύπτει διὰ τὴν σύστασιν τοῦ φωτὸς (καὶ γενικώτερα κάθε ἀκτινοβολίας) κάτι ἀνάλογον πρὸς ὅ,τι ἰσχύει διὰ τὴν ἐποικοδόμησιν τῆς ὕλης. Ὅπως δηλ. ἡ ὕλη δὲν εἶναι συνεχής, ἀλλὰ συγκροτεῖται ἀπὸ διακεκριμένα σωματίδια, μεταξὺ τῶν ὁποίων ὑπάρχουν διάκενα, ἔτσι καὶ τὸ φῶς ἀποτελεῖται ἀπὸ ξεχωριστοὺς κυματοσυρμούς, δηλαδὴ ξεχωριστὰ τεμαχίδια (κβάντα) κυματικῆς ἐνεργείας, τὰ ὁποῖα ὀνομάζομεν ***φωτόνια*** ἢ ***στοιχειώδη κβάντα φωτός***. Τὸ συμπέρασμα τοῦτο πού, ὅπως εἰσαγωγικῶς εἴπαμεν εἰς τὴν § 42, ὀφείλει νὰ συμβιβάσῃ τὴν κυματικὴν μὲ τὴν σωματιδιακὴν φύσιν τοῦ φωτός, ἐπιβάλλεται ὄχι μόνον διὰ τὴν ὡς ἄνω ἐξήγησιν τῶν νόμων τῆς ἀκτινοβολίας, ἀλλὰ καὶ ἀπὸ ἄλλα φαινόμενα, τῶν ὁποίων ἡ ἀνάπτυξις ἀνήκει εἰς ἄλλο μέρος τῆς Φυσικῆς. Εἰς τὸ μέρος ἐκεῖνο θὰ δειχθῇ συγχρόνως ὅτι τὰ φωτεινὰ κύματα εἶναι τῆς αὐτῆς φύσεως μὲ τὰ ἠλεκτρομαγνητικὰ τοιαῦτα καὶ δὲν διαφέρουν ἀπὸ αὐτὰ παρὰ μόνον κατὰ τὰ μήκη κύματος.

Προβλήματα

1) Ποία εἶναι ἡ ταχύτης c καὶ τὸ μῆκος κύματος λ τοῦ φωτὸς τῆς πρασίνης γραμμῆς E τοῦ φάσματος, ὅταν τοῦτο διατρέχῃ ὕαλον, εἰς τὴν ὁποίαν ὁ δείκτης διαθλάσεώς του εὑρίσκεται ἴσος μὲ $n=1{,}76$; (Ἀπ. $c=3.10^{10}/1{,}76=1{,}7\cdot10^{10}$ [cm/sec]· ἀπὸ τὴν σχέσιν $n=\frac{c_0}{c}=\frac{\lambda_0}{\lambda}$ (§ 30,β καὶ § 42,ε) προκύπτει $\lambda=\frac{\lambda_0}{n}$ καὶ ἐπειδὴ εἶναι (σελ. 156) $\lambda_0=0{,}627$ [μ] θὰ ἔχωμεν: $\lambda=0{,}527/1{,}76=0{,}3$ [μ]).

2) Ποίαν συχνότητα ν ἔχει τὸ ἰῶδες φῶς τῆς γραμμῆς H τοῦ φάσματος, ἂν τὸ μῆκος κύματος τοῦ φωτὸς τούτου εἰς τὸ κενὸν (καὶ κατὰ προσέγγισιν εἰς τὸν ἀέρα) εἶναι $\lambda_0=397.10^{-7}$ [cm]; (Ἀπ. $\nu=3.10^{10}/397.10^{-7}=758.10^{12}$ [sec^{-1}]).

3) Ποῖον εἶναι τὸ ἐλάχιστον τεμαχίδιον (στοιχειῶδες κβάντο) τῆς ἐνεργείας ε, ποὺ πρέπει νὰ προσλάβῃ *ταλαντευτής*, (ὅπως εἶναι ἓν ἄτομον σώματος, ποὺ ὑπόκειται εἰς παλμικὴν κίνησιν), διὰ νὰ εἶναι εἰς θέσιν νὰ ἐκπέμψῃ φῶς τῆς κιτρίνης γραμμῆς D τοῦ φάσματος; (Ἀπ. $\varepsilon = h\,\nu = h\,c/\lambda = 6{,}623.10^{-27} \cdot 3.10^{10}/589.10^{-7} = 51.10^{13}\,[sec^{-1}]$).

4) Πόσας φορὰς μεγαλυτέρα γίνεται ἡ ἱκανότης ἐκπομπῆς μέλανος σώματος, ὅταν ἡ θερμοκρασία του διπλασιάζεται; (Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (204) γίνεται $2^4 = 16$πλασία).

5) Πόσην θερμοκρασίαν πρέπει νὰ ἔχῃ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ Ἡλίου, ἂν ἀπὸ τὴν ἐξέτασιν τοῦ φάσματος, ποὺ λαμβάνομεν ἀπὸ αὐτήν, εὑρίσκεται ὅτι τὸ μῆκος κύματος μεγίστης ἐνεργείας εἶναι $\lambda_\mu = 0{,}55\,[\mu]$; (Ἀπ. Σύμφωνα μὲ τὴν σχέσιν (205), ἂν ἡ ἀκτινοβολοῦσα ἐπιφάνεια ἦτο μέλαν σῶμα θὰ ἦτο: $T_\mu = 2940/0{,}55 = 5350$ [grad], ἐνῶ, ἂν αὕτη ἦτο τελείως κατοπτρική, θὰ ἦτο $T_\kappa = 2630/0{,}55 = 4780$ [grad]. Θεωροῦντες ὅτι ἡ ἐπιφάνεια τοῦ Ἡλίου ἔχει διάμεσον ὑφήν, θὰ εἶναι $T = (5350 + 4780):2 = 5065^\circ K$. Ἂν τώρα λάβωμεν ὑπ' ὄψιν, ὅτι μέρος τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ Ἡλίου ἀπορροφᾶται ὑπὸ τῆς ἀτμοσφαίρας καὶ ὅτι ἡ ἀπορρόφησις αὐτὴ εἶναι ἐντονωτέρα δι' ἀκτῖνας τῶν μικροτέρων μηκῶν κύματος, πρέπει νὰ συναγάγωμεν ὅτι τὸ μέγιστον τῆς ἀκτινοβολίας ἐκπέμπεται μὲ μῆκος κύματος μικρότερον τῶν 0,55 [μ] καὶ συνεπῶς πρέπει ἡ θερμοκρασία τῆς θεωρουμένης ἐπιφανείας τοῦ Ἡλίου νὰ εἶναι ὑψηλοτέρα των $5065^\circ K$. Ἔτσι καταλήγομεν νὰ ἐκτιμῶμεν αὐτὴν εἰς κάπου $6000^\circ K$).

Παροράματα

Σελὶς 39,	στίχ. 25	ἀντὶ	10 gr	νὰ γραφῇ	100 gr
» 44,	» 23	»	σημερον	» »	σημ ῖον
» 64,	» τελευταῖος	»	θερμοκρασίαν	» »	τὴν θερμοκρασ'αν
» 70,	» 15	»	θέσιν Λ	» »	θέσιν Α
» 72,	» τελευταῖος	»	$\frac{A_{\Gamma\Delta}}{A_{AB}}$	» »	$\frac{A_{AB}}{A_{\Gamma\Delta}}$
» 79,	» 2	»	1,464	» »	2,464
» 93,	» 15	»	η)	» »	δ')
» 123,	» 3	»	ιδ)	» »	δ)
» 125,	» 21	»	στ)	» »	ζ)
» 182,	» 15	»	ξ)	» »	ζ)