ΣΤΡΑΤΙΩΤΙΚΟΝ ΣΧΟΛΕΙΟΝ ΕΥΕΛΠΙΔΩΝ

ΜΑΘΗΜΑΤΑ

ΑΤΜΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

Παραδοθέντα κατὰ τὸ Σχολικὸν ἔτος 1887—1888

ΥΠΟ

Π. ΠΡΩΤΟΠΑΠΑΔΑΚΗ

Καθηγητοῦ παρὰ τῷ αὐτῷ Σχολείῳ

ΕΝ ΠΕΙΡΑΙΕΙ

Ἐκ τοῦ Λιθογραφείου τοῦ Στρατιωτικοῦ Σχολείου

1888

ΜΑΘΗΜΑΤΑ ΠΕΡΙ ΜΗΧΑΝΩΝ

Μέρος Β΄

Ἀτμομηχαναί

1.— Τάς θερμοκινήτους ἐν γένει μηχανάς μεταχειριζόμεθα διά νά μετατρέψωμεν εἰς μηχανικήν ἐργασίαν τήν ἐνέργειαν, τήν ὁποίαν μεταδίδομεν εἰς τά ἀέρια καί τούς ἀτμούς διά τῆς διαστελούσης αὐτά θερμότητος. πρίν λοιπόν προβῶμεν εἰς τήν σπουδήν τῆς μηχανῆς καί τῶν ὀργάνων ἐξ ὧν αὕτη σύγκειται, δέον νά ἐξετάσωμεν τάς ἰδιότητας τῶν ἀερίων καί τῶν ἀτμῶν ἐν σχέσει πρός τήν θερμότητα. Περί τῶν ἰδιοτήτων τούτων πραγματεύεται ἡ μηχανική θεωρία τῆς θερμότητος, καί τήν σπουδήν ταύτην θά προτάξωμεν τῆς τῶν μηχανῶν.

ἀφοῦ πρῶτον ἐξετάσωμεν συντόμως τὴν γενικὴν σύστασιν μι-
ᾶς θερμοκινήτου μηχανῆς τῆς ἀτμομηχανῆς, διότι τὸ ἀέριον
τὸ ὁποῖον συνήθως μεταχειριζόμεθα ὡς ὄχημα τῆς ἐνεργείας
εἶναι ὁ ἐκ τοῦ θερμαινομένου ὕδατος προκύπτων ἀτμός.

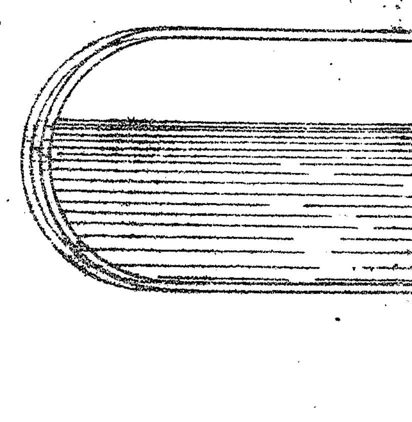
Καὶ ἐν τῇ περιληπτικῇ ταύτῃ σπουδῇ τῆς ἀτμομηχανι-
κῆς θὰ διακρίνωμεν δύο κυρίως μέρη. Ἐν τῷ πρώτῳ θὰ
πραγματευθῶμεν περὶ τῆς ἐκ τοῦ ὕδατος παραγωγῆς τοῦ
ἀτμοῦ καὶ τῶν συσκευῶν, δι' ὧν αὕτη ἐπιτυγχάνεται, δηλ
τοῦ λέβητος μετὰ τῶν προσαρτημάτων αὐτοῦ. Ἐν τῷ δευτέ-
ρῳ θὰ ἐξετάσωμεν τὴν στοιχειώδη σύστασιν τῆς μηχανῆς διὰ
τῆς ὁποίας μετατρέπομεν εἰς μηχανικὴν ἐργασίαν τὴν ἐνέρ-
γειαν, ἣν κέκτηται ὁ ὑπὸ τοῦ λέβητος παρεχόμενος ἡμῖν ἀ-
τμός.

Κεφάλαιον I

Συνοπτικὴ περιγραφὴ τῆς ἀτμομηχανῆς

Περὶ τοῦ λέβητος καὶ τῶν προσαρτημάτων αὐτοῦ

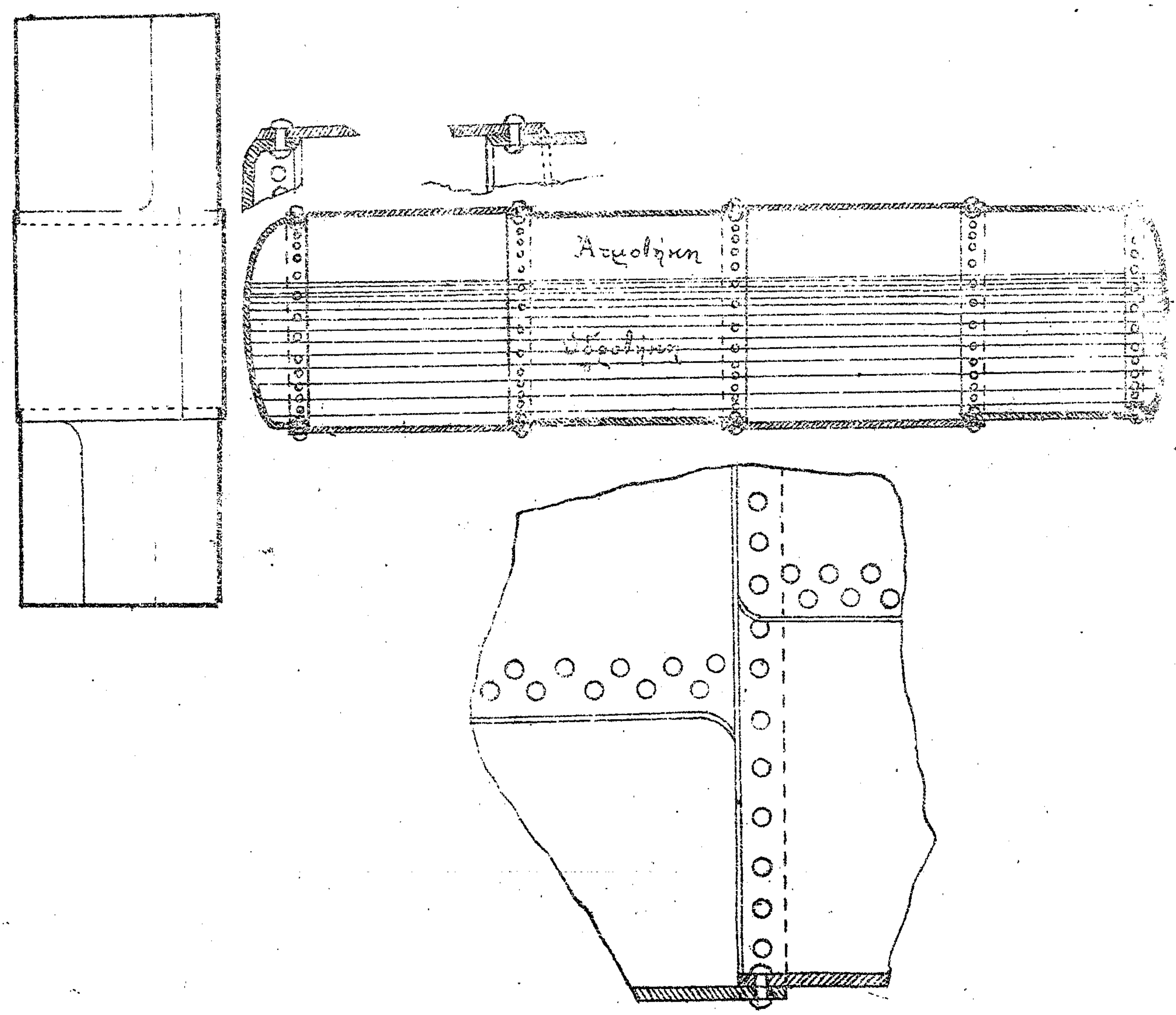
2. — Τὸ φαινόμενον τῆς εἰς ἀτμὸν μετατροπῆς τοῦ θερ-
μαινομένου ὕδατος τοῦ ὁποίου τὴν φύσιν θὰ ἐξετάσωμεν λε-
πτομερῶς ἐν τῇ μηχανικῇ θεωρίᾳ τῆς θερμότητος μᾶς εἶναι
οἰκεῖον. ἐὰν ἡ ζέσις τοῦ ὕδατος ἐκτελεῖται ἐν ἀγγείῳ παν-
ταχόθεν κεκλεισμένῳ συλλέγομεν ἐν αὐτῷ τὸν παραγόμενον



ἀτμὸν καὶ χρησιμοποιοῦμεν τοῦτον κατὰ βούλησιν.
Τὸ πανταχόθεν κεκλεισμένον τοῦτο ἀγγεῖον ὀνομάζομεν

λέβητα.

Σῶμα τοῦ λέβητος. Εἶναι δέ ὁ λέβης κατεσκευασμένος ἐκ φύλλων σιδήρου ἐληλαμένου καλλίστης ποιότητος, προσηρμοσμένων πρός ἄλληλα διά κοινωματίων. ἡ προσαρμογή τῶν φύλλων

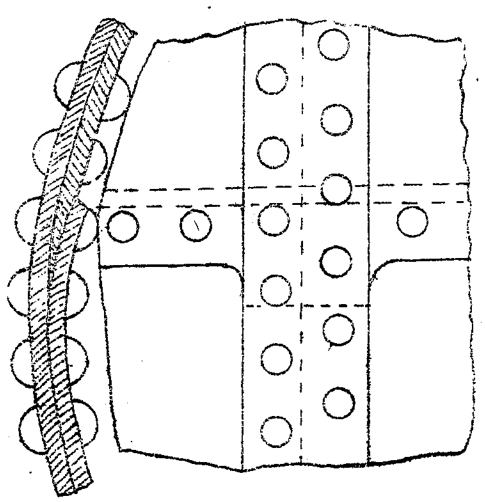


δέον νά γίνεται μετά μεγάλης προσοχῆς, καί ἡ γεωμετρική μορφή τοῦ λέβητος νά προσδιορίζηται ἐν σχέσει πρός τήν ἀντίστασιν, τήν ὁποίαν πρέπει ν'ἀντιτάσσουν αἱ παρειαί αὐτοῦ εἰς τήν

ὑψηλήν πίεσιν, ἥν ἐξασκεῖ ἐπ' αὐτῶν ὁ ἐν τῷ λέβητι ἐμπεριεχόμενος ἀτμός.

Τό σχῆμα τοῦ λέβητος εἶναι συνήθως κυλινδρικόν περατούμενον εἰς τά δύο ἄκρα διά δύο σφαιρικῶν τμημάτων, ἅτινα εἰσέρχονται ἐν τῷ κυλίνδρῳ καί προσαρμόζονται τούτῳ σταθερῶς διά κοινωματίων. Τό κυλινδρικόν μέρος ἐπιτυγχάνεται διά τῆς πρός ἄλληλα προσαρμογῆς διαφόρων κυλινδρικῶν δακτυλίων (σχ. α^bis^).

Ἕκαστον τῶν δακτυλίων τούτων κατασκευάζομεν κάμπτοντες φύλλον σιδήρου ἐληλαμένου καί καρφόνοντες αὐτό κατά μῆκος μιᾶς γενετείρας τοῦ κυλίνδρου.

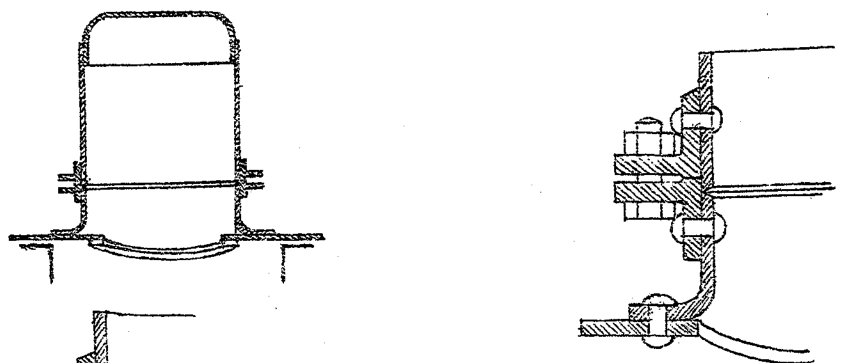


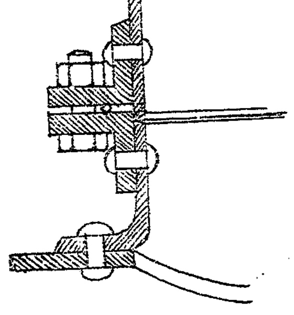
Κατά τήν προσαρμογήν τῶν διαφόρων δακτυλίων ἐξ ὧν ἀπαρτίζεται τό κυλινδρικόν μέρος τοῦ λέβητος αἱ γενέτειραι ~~τῆς~~ προσαρμογῆς δέν πρέπει νά κεῖνται ἐπ' εὐθείας.

Ὁ τρόπος καθ' ὅν προσαρμόζονται πρός ἀλλήλους οἱ ἀποτελοῦντες τόν λέβητα διάφοροι δακτύλιοι ἐμφαίνεται ἐν τῷ ἀνωτέρω σχήματι.

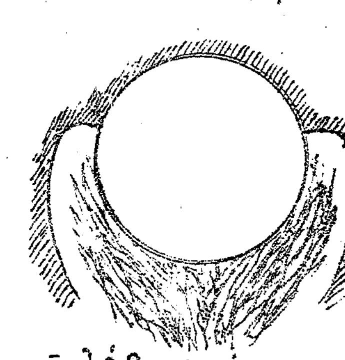
Ατμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

Δῶμα.— Ἐν τῷ ἐσωτερικῷ χώρῳ τοῦ λέβητος διακρίνομεν τό μέρος ἐν ᾧ ἐμπεριέχεται τό ὕδωρ, ὅπερ ὀνομάζομεν <u>ὑδροθήκην</u> (Reservoir d'eau.) καί τό μέρος ἐν ᾧ ἐμπεριέχεται ὁ ἀτμός, ὅπερ ὀνομάζομεν <u>ἀτμοθήκην</u> (Reservoir de vapeur). τῆς ἀτμοθήκης ὑπέρκειται συνήθως <u>δῶμα</u> (dôme de vapeur.) ὅπερ αὐξάνει τήν χωρητικότητα αὐτῆς. τόν ἀτμόν ἐκ τοῦ λέβητος λαμβάνομεν διά σωλῆνος ἔχοντος τήν ἀρχήν του ἐντῷ ἀνωτάτῳ τούτῳ δώματι τῆς ἀτμοθήκης.



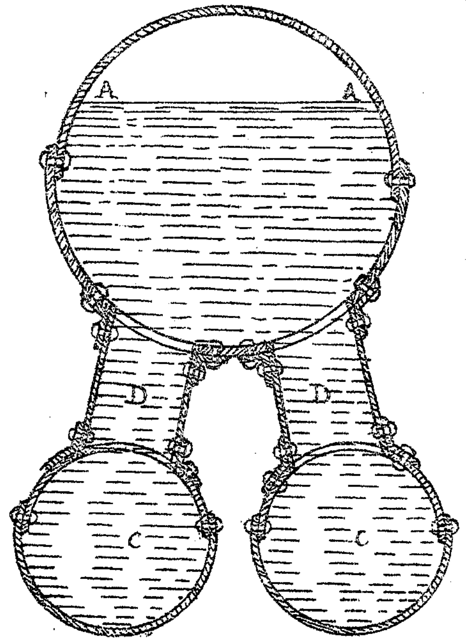


<u>Πυρέβλητον ἐπιφάνειαν</u>(σχ.2.), ὀνομάζομεν τό μέρος ἐκεῖνο τῆς ἐπιφανείας τοῦ λέβητος, ὅπερ εὑρίσκεται εἰς ἄμεσον ἐπαφήν μέ τάς θερμαινούσας τό ἐν αὐτῷ ἐμπεριεχόμενον ὕδωρ φλόγας, καί τά ἐκ τῆς καύσεως προκύπτοντα θερμά ἀέρια. διά



τοῦ μέρους τούτου τῆς ἐπιφανείας τοῦ λέβητος, μεταδίδεται

κυρίως ἡ θερμότης εἰς τό ἐν τῷ λέβητι ἐμπεριεχόμενον ὕδωρ. τήν πυρίβλητον ἐπιφάνειαν ὡς καί τήν χωρητικότητα τῆς ὑδροθήκης αὐξάνομεν διά τῆς προσθήκης μικρῶν λεβήτων περιβαλλομένων πανταχόθεν ὑπό τῆς φλογός καί συνδεομένων μετά τοῦ κυρίου λέβητος διά μικρῶν κυλινδρικῶν βραχιόνων, ὡς ἐμφαίνει τοῦτο τό κάτωθι σχῆμα. (σχ.2.)



Ἐξασφαλιστικά προσαρτήματα

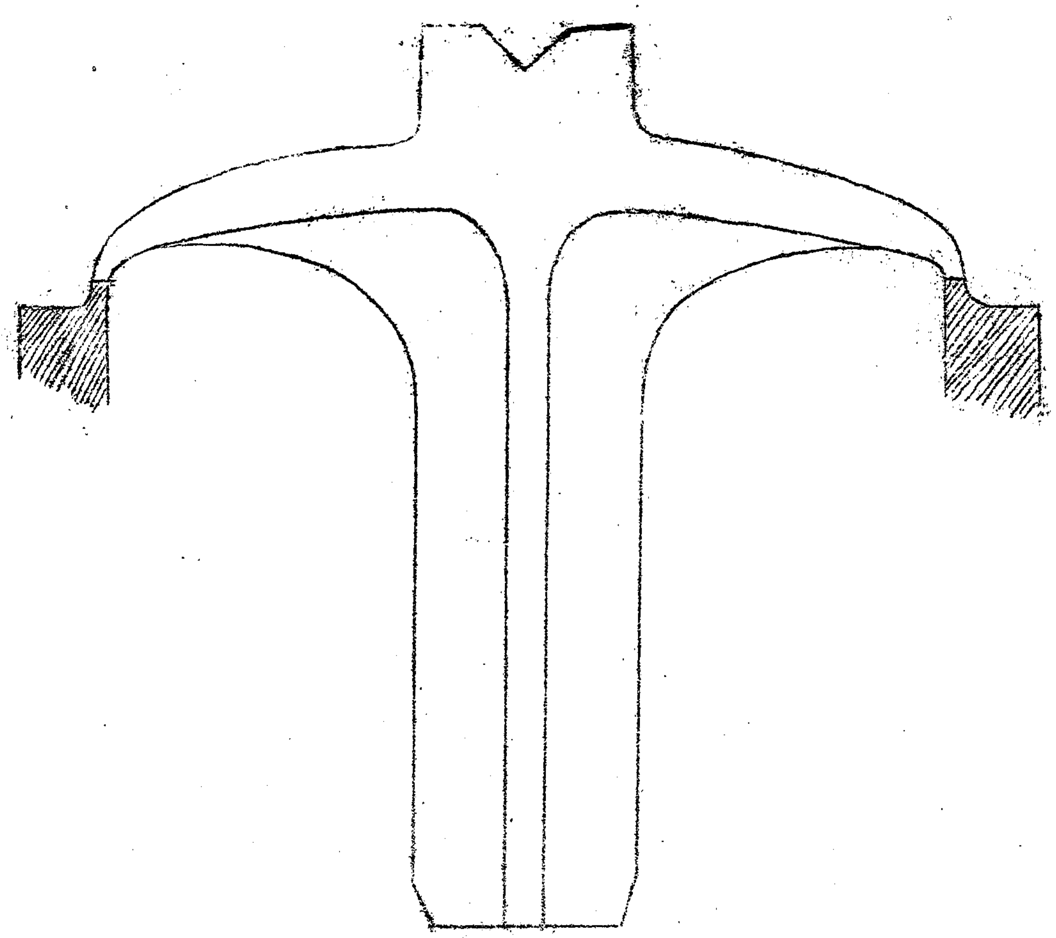
3.— Ὡς ἐκ τῆς ὑψηλῆς πιέσεως τοῦ ἀτμοῦ ἐν τῷ λέβητι καί τῆς κατά τό μᾶλλον ἤ ἧττον ἐπιμεμελημένης κατασκευῆς αὐτῶν, ἤ τῆς ὑπό τοῦ ὕδατος ἀποκαλύψεως μέρους τῆς πυρεβλήτου ἐπιφανείας, ὑφίστανται οἱ λέβητες ἐκρήξεις, αἵτινες συνήθως ἀποβαίνουσιν ὀλέθριοι διά τούς πέριξ εὑρισκομένους.

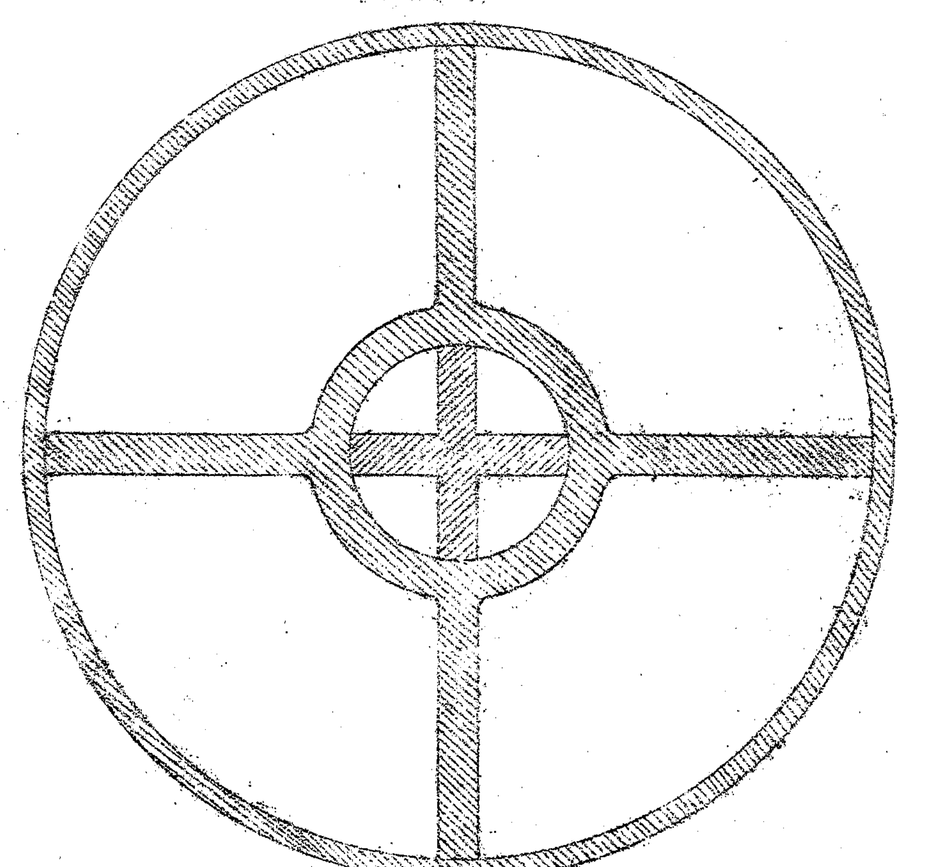
Διά τοῦτο ἕκαστος ἀτμολέβης φέρει μεθ' ἑαυτοῦ προσαρτήματά τινα, δι' ὧν εἰδοποιοῦνται ἐγκαίρως οἱ ἐμπεπιστευμένοι τόν χειρισμόν τοῦ λέβητος περί τοῦ ἐπικειμένου κινδύνου, ἤ καί ἀποσοβεῖται οὗτος αὐτομάτως. Τό σύνολον τῶν προσαρτημάτων τούτων ὀνομάζομεν ἐξασφαλιστικά προσαρτήματα, καί διακρίνομεν ταῦτα εἰς δύο ἀναλόγως τῆς δυναμένης νά παράγῃ τήν ἔκρηξιν αἰτίας.

Τήν ἐκ τῆς ὑψηλῆς τάσεως τοῦ ἀτμοῦ δυναμένην νά ἐπέλθῃ ἔκρηξιν ἀποφεύγομεν,

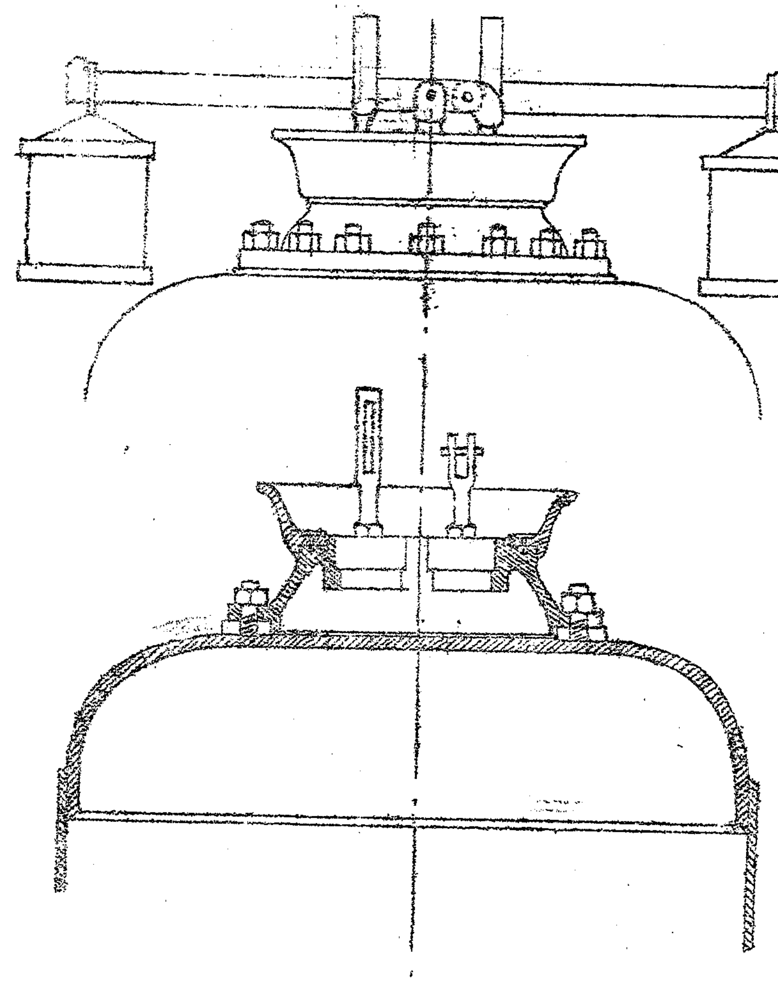
Μανόμε- 1ον.—. Ἀπ' εὐθείας διά τοῦ μανομέτρου [πίναξ III.] ἐργαλείτρον.— ου προσηρμοσμένου ἐπί τοῦ λέβητος καί συγκοινωνοῦντος δι' ἀγωγοῦ σωλῆνος μετά τοῦ ἐν τῷ λέβητι ἀτμοῦ, ὅπερ μᾶς δεικνύει ἀνά πᾶσαν στιγμήν τήν ὑπό τοῦ ἀτμοῦ ἐπί τῶν παρειῶν τοῦ λέβητος ἐξασκουμένην πίεσιν, καί

Ἐπιστομίς 2ον.— Αὐτομάτως διά τῆς ἐπιστομίδος ἀσφαλείας [πιν. IV] ἀσφαλεί- αὕτη εἶναι δίσκος κυκλικός (σχ. 3) προσηρμοσμένος ἐπί ὀπῆς, ας.— τήν ὁποίαν φέρει ἡ παρειά τοῦ λέβητος συνήθως ἐπί τοῦ ἀνωτάτου μέρους τοῦ σώματος ὑφισταμένη κάτωθεν τήν πίεσιν τοῦ ἐν τῷ λέβητι ἀτμοῦ καί δυνάμενος νά κινηθῇ ἐκ τῶν ἔσω τοῦ λέβητος πρός τά ἔξω συγκρατουμένη δέ ἐπί τῆς παρειᾶς τοῦ λέβητος ὑπό βάρους τινός ἤ ὑπό ἐλατηρίων (σχ. 4) εἰς τά ὁποῖα δίδομεν ἔντασιν ἴσην ἐκείνης, τήν ὁποίαν δέν πρέπει νά ὑπερβῇ ἡ πίεσις τοῦ ἐν τῷ λέβητι ἀτμοῦ, ἵνα οὗτος εὑρίσκεται ἐν ἀσφαλείᾳ, ἅμα ἡ πίεσις τοῦ ἀτμοῦ ὑπερβῇ τό ὅριον τοῦτο καταβάλλεται ἡ ἔντασις





Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη



τοῦ καταθλίβοντος τὴν ἐπιστομίδα βάρους ἢ ἐλατηρίου, ἐκκενοῦται ἐν μέρει ὁ ἐν τῷ λέβητι ἀτμός, ἐκ τῆς ἐκκενώσεως δὲ ταύτης ἐπέρχεται κατάπτωσις ἐν τῇ πιέσει τοῦ ἀτμοῦ, καὶ ἀποσοβεῖται οὕτω ὁ κίνδυνος τῆς ἐκρήξεως.

Δύο τοὐλάχιστον τοιαύτας ἐπιστομίδας ἀσφαλείας φέρει ὁ λέβης.

Ἐκρήξεις ἐξ ὑπερθερμάνσεως τῆς πυριβλήτου ἐπιφανείας.— Τὰς ἐκρήξεις, αἵτινες δύνανται νὰ ἐπέλθωσιν ἐκ τῆς ὑπερθερμάνσεως μέρους τινὸς τῆς πυριβλήτου ἐπιφανείας, ὅταν αὕτη δὲν εὑρίσκεται εἰς ἄμεσον ἐπαφὴν μετὰ τοῦ ἐν τῷ λέβη-

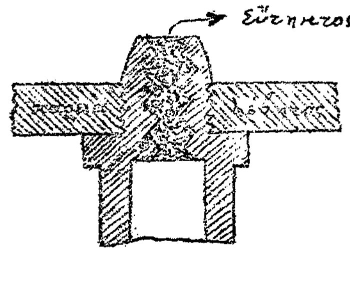
τι ὕδατος ἀποφεύγομεν διὰ τῶν ἀκολούθων συσκευῶν. ἀπ᾽ εὐθείας.

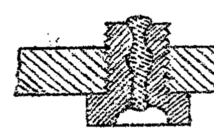
Ὑδροδείκτης αὐλός.— 1.— <u>Διὰ τοῦ ὑδροδείκτου αὐλοῦ</u> (Πιν. V.), ὅστις συγκοινωνεῖ πρὸς τ᾽ ἄνω μὲ τὴν ἀτμοθήκην, πρὸς τὰ κάτω μὲ τὴν ὑδροθήκην καὶ δεικνύει ἀνὰ πᾶσαν στιγμὴν τὴν στάθμην τῆς ἀνωτέρας ἐπιφανείας τοῦ ἐν τῷ λέβητι ὕδατος.

Ἐὰν ὁ ὑδροδείκτης αὐλὸς ὑποστῇ βλάβην, δυναμένην νὰ παρακωλύσῃ τὴν ἐντελῆ λειτουργίαν αὐτοῦ προστρέχομεν εἰς τοὺς <u>ὑδροδείκτας κρουνοὺς</u> (Πιν. V bis) (robinets de jauge), ὧν ὁ μὲν εἶναι τοποθετημένος, ὀλίγον ὑπεράνω τῆς μέσης ἐπιφανείας, ἣν δέον νὰ κατέχῃ τὸ ὕδωρ ὁμαλῶς ἐν τῷ λέβητι, ὁ δὲ ὀλίγον ὑπὸ τὴν αὐτὴν ἐπιφάνειαν· μεταξὺ τῶν δύο τούτων κρουνῶν ὑπάρχει συνήθως καὶ τρίτος δυνάμενος νὰ χρησιμεύσῃ πρὸς ἀκριβεστέραν γνῶσιν τῆς πραγματικῆς στάθμης τοῦ ὕδατος.

Πλωτήρ.— 2.— Διὰ τοῦ πλωτῆρος συγκειμένου ἐκ μεταλλίνου κενοῦ φακοῦ, ὅστις ἐπιπλέει τοῦ ἐν τῷ λέβητι ὕδατος, ἀκολουθεῖ τὰς μεταβολάς, ἃς ὑφίσταται ἡ ἀνωτέρα ἐπιφάνεια τοῦ ὕδατος, καὶ δύναται διὰ μηχανισμοῦ τινος νὰ καταστήσῃ τὰς μεταβολὰς ταύτας ὁρατὰς καὶ ἐκτὸς τοῦ λέβητος· δύναται δὲ οὕτως διὰ καταλλήλου συσκευῆς, νὰ θέσῃ εἰς κίνησιν <u>συρίκτραν,</u> ἥτις εἰδοποιεῖ αὐτομάτως περὶ τοῦ ἐπικειμένου κινδύνου.

Τὸν κίνδυνον τοῦτον, ὄχι μόνον δυνάμεθα νὰ προΐδωμεν, ἀλλὰ καὶ ν᾽ ἀποφύγωμεν ἐντελῶς διὰ τῶν λεγομένων <u>εὐτήκτων πωμάτων</u> (bouchons fusibles) ἅτινα προσαρμόζομεν ἐπί τῶν παρειῶν τοῦ λέβητος, ὀλίγον ὑπό τήν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν, ἥν δέον νά κατέχῃ τό ὕδωρ ὁμαλῶς ἐν τῷ λέβητι. Τό εὔτηκτον πῶμα ὡς ἐμφαίνεται τοῦτο ἐν τῷ σχήματι φέρει κατά τόν ἄξονα αὐτοῦ κεντρικήν ὀπήν πλήρη μετάλλου τινός, μολύβδου λ.χ. ὅπερ διατηρεῖται ἐν στερεᾷ καταστάσει ἐν ὅσῳ τό πῶμα εὑρίσκεται εἰς ἐπαφήν μετά τοῦ ζέοντος ὕδατος, καί τήκεται ἅμα ἡ φέρουσα τοῦτο παρειά ἀποκαλυφθῇ καί θερμαίνεται χωρίς νά εὑρίσκεται εἰς ἄμεσον ἐπαφήν μετά τοῦ ὕδατος. Διά τῆς σχηματιζομένης ἐκ τῆς τήξεως τοῦ μετάλλου ὀπῆς ἐκκενοῦται ὁ λέβης, κατασβέννυται ἐντελῶς το πῦρ καί ὁ ἐπικείμενος κίνδυνος τῆς ἐκρήξεως ἀποσοβεῖται.

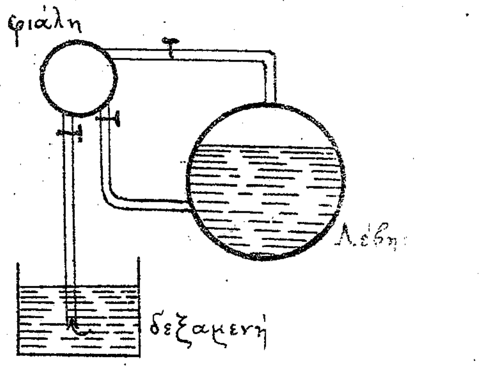




Ὑδροφόρα προσαρτήματα τοῦ λέβητος.

4.— Ἰδού λοιπόν ὁ λέβης ἕτοιμος πρός λειτουργίαν, ἀλλά πρέπει νά εὕρωμεν τρόπον συνεχοῦς χορηγίας ὕδατος, διότι ὡς ἀνωτέρω εἴδομεν, ἡ ἐλευθέρα ἐπιφάνεια τοῦ ζέοντος ὕδατος ἐν τῷ λέβητι εἶναι οὕτως εἰπεῖν σταθερά καί πρέπει νά εἰσάγωμεν συνεχῶς ἐν τῷ λέβητι ποσότητα ὕδατος ἴσην ἐκείνης, ἥτις καταναλίσκεται διά τῆς ἐξατμίσεως.

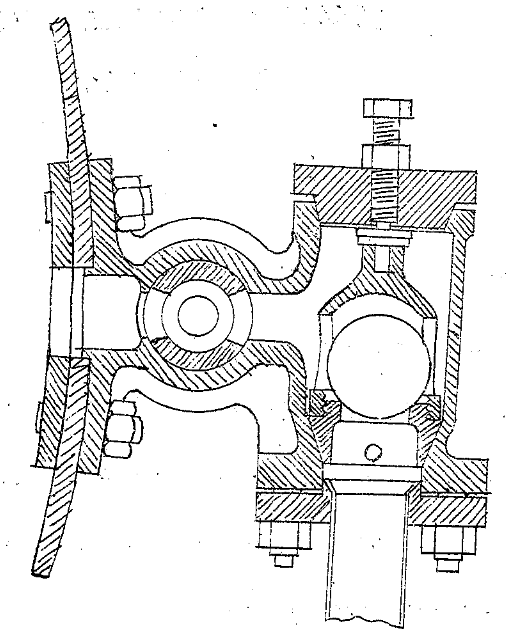
Τ' ἀναγκαῖα διά τήν συνεχῆ εἰσαγωγήν τοῦ ὕδατος ἐν τῷ λέβητι προσαρτήματα ὀνομάζομεν ὑδροφόρα προσαρτήματα καί διακρίνομεν ταῦτα εἰς



ὑδροφόρους φιάλας,
ὑδροφόρους ἀντλίας (Πίναξ X.)
ἐγκλειστῆρας (ingecteurs) (Πιν. VIII καί IX).

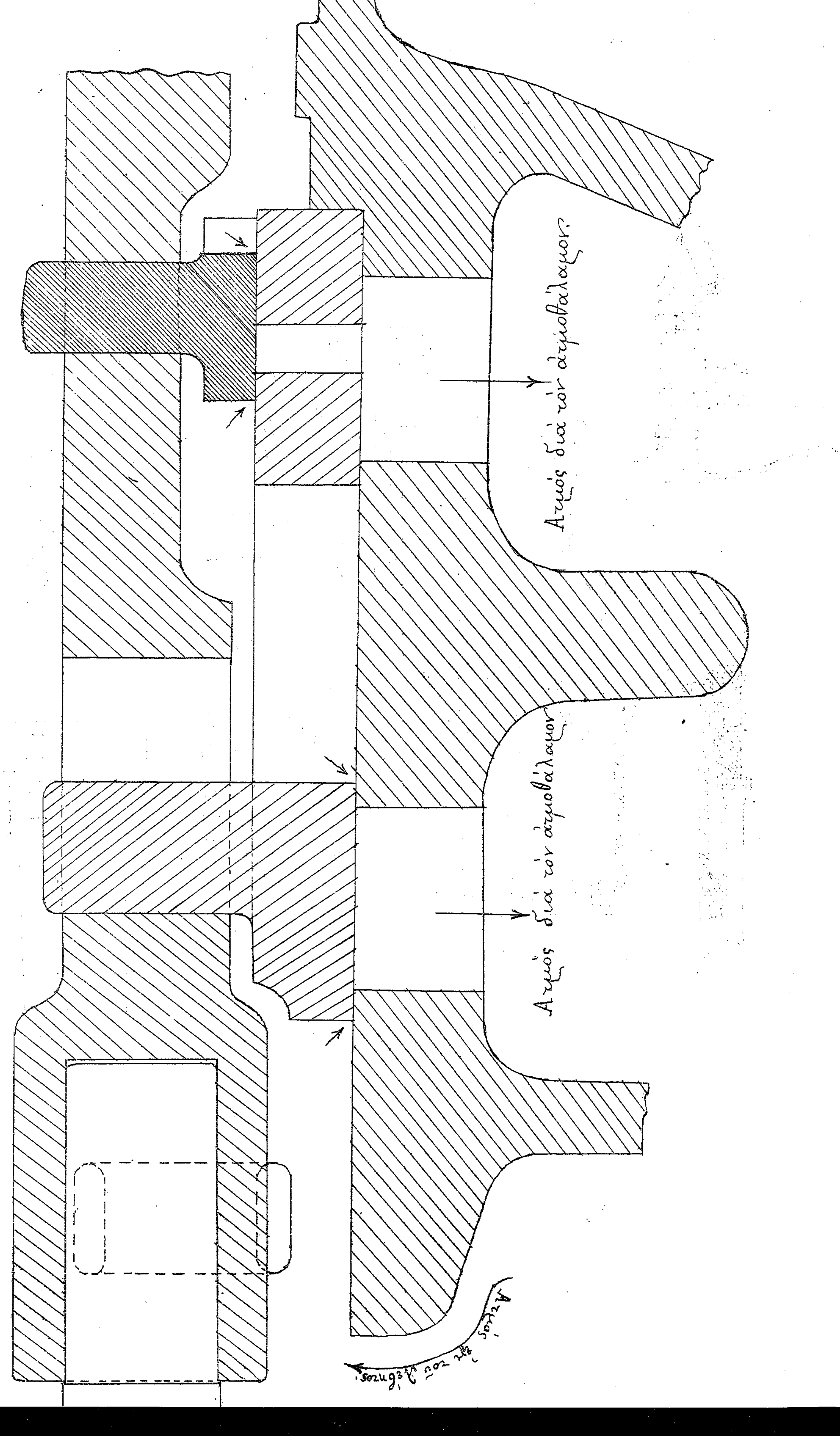
Ἡ εἰσαγωγή τοῦ ὕδατος εἰς τόν λέβητα ἐκτελεῖται δι' ἀγωγοῦ σωλῆνος, ὅστις ἀπολήγει εἰς ὀπήν, τήν ὁποίαν φέρει ἡ παρειά τοῦ λέβητος καί παρά τῇ ὁποίᾳ εἶναι προσηρμοσμένη ἡ συγκρατοῦσα τό ὕδωρ ἐν τῷ λέβητι βαλβίς, ἥν ὀνομάζομεν ἀπείργουσαν βαλβίδα.

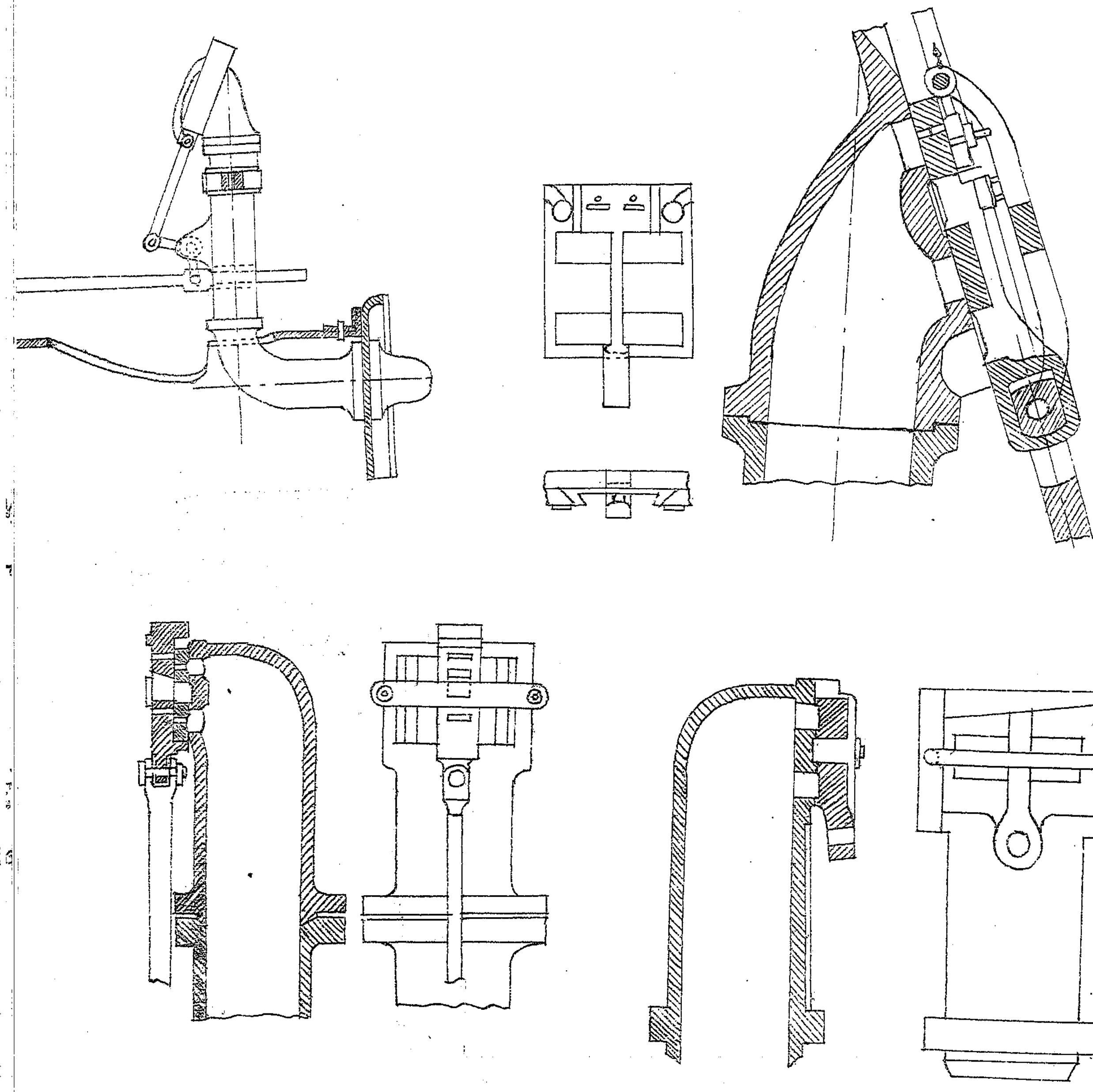
(ὅρα σχῆμα.)



Ἀτμοφράκτης

5.— Μετά τά ὑδροφόρα προσαρτήματα δυνάμεθα νά κατατάξωμεν καί τόν ἀτμοφράκτην (Πιναξ. VI, VII) ὄργανον διά τοῦ ὁποίου δίδομεν ἐλευθέραν ἔξοδον, ἤ φράττομεν αὐτήν εἰς τόν ἐντῷ λέβητι ὑπάρχοντα ἀτμόν. ἡ τελευταία αὕτη συσκευή εἶναι συνήθως προσηρμοσμένη εἰς τό ἀνώτατον μέρος, τό σῶμα τοῦ λέβητος ἤ καί ἀλλαχοῦ, ἀλλά τόν ἀτμόν λαμβάνει πάντοτε ἐκ τοῦ ἀνωτάτου μέρους τοῦ σώματος. τόν τροφοδότην ἀκολουθεῖ ἀτμαγωγός σωλήν, ὅστις φέρει τόν ἀτμόν εἰς τόν ἀτμοθάλαμον τῆς κυρίως μηχανῆς. (ὅρα σχήματα ἀτμοφράκτου).





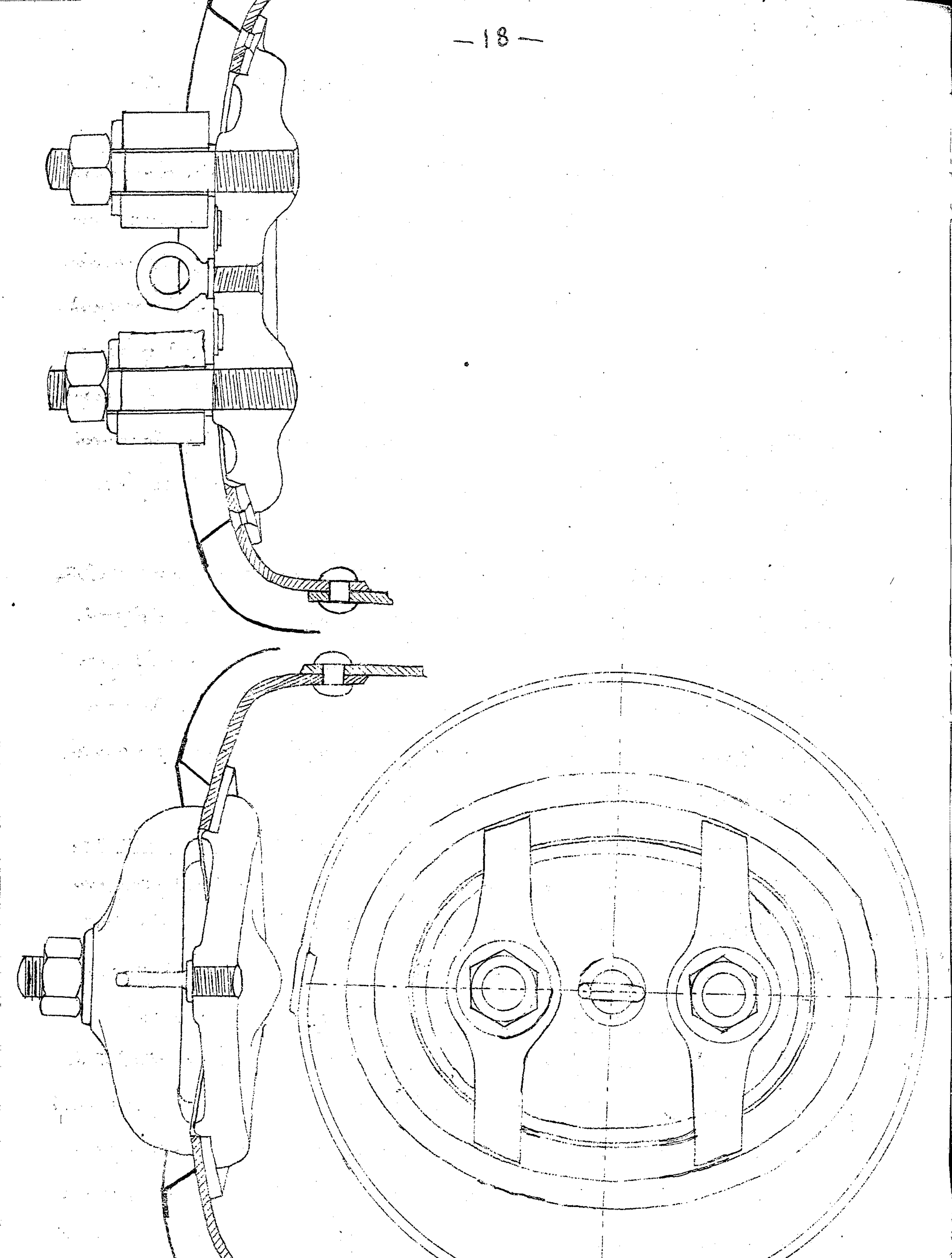
Ὄργανα ἐκκενώσεως, ἐπισκέψεως καί καθαρισμοῦ.

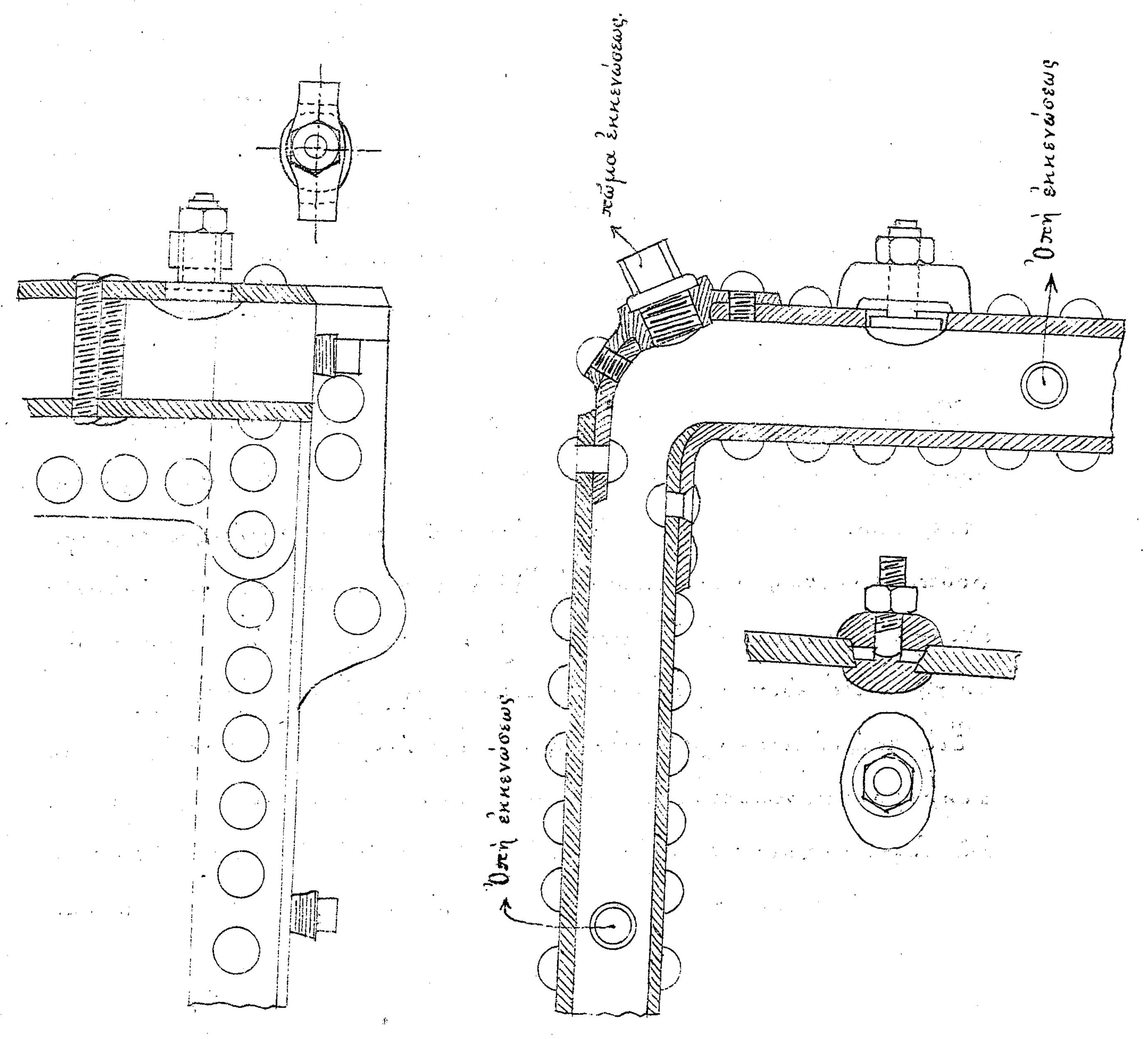
6.— Τό ὕδωρ τό ὁποῖον εἰσάγομεν εἰς τόν λέβητα δέν εἶναι συνήθως καθαρόν οὔτε φυσικῶς, οὔτε χημικῶς, ὅτε μέν διάφορα σώματα αἰωροῦνται ἐν αὐτῷ, ἄλλοτε ἐμπεριέχει οὐσίας διαλελυμένας, αἵτινες διά τοῦ βρασμοῦ καταπίπτουσιν εἰς τό βάθος τοῦ λέβητος ἤ καί προσκολλῶνται στερεῶς εἰς τάς παρειάς αὐτοῦ γενόμεναι αὗται ἐπιβλαβέσταται εἰς τήν διατήρησιν τοῦ λέβητος, καί ἐνίοτε δυνάμεναι νά ἐπιφέρωσι καί τήν ἔκρηξιν αὐτοῦ. Ἐνίοτε δέ ἡ φύσις τοῦ ὕδατος εἶναι τοιαύτη, ὥστε καί χημικῶς προσβάλλει τοῦτο τάς παρειάς τοῦ λέβητος καί ἐπιφέρει τήν βαθμιαίαν καταστροφήν αὐτῶν.

Πρέπει λοιπόν ἀπό καιροῦ εἰς καιρόν νά ἐκκενοῦμεν ἐντελῶς τόν λέβητα νά ἐπισκεπτώμεθα τό ἐσωτερικόν αὐτοῦ καί ἐξετάζωμεν λεπτομερῶς τάς παρειάς αὐτοῦ, ὅπως ἀποκαλύψωμεν τήν βλάβην, ἥν ἐνδέχεται νά ὑποστῶσιν αὗται, καί τέλος νά καθαρίζωμεν αὐτόν ἀπό τά καθιζήματα, ἅτινα πίπτουσιν εἰς τό βάθος αὐτοῦ ἤ προσκολλῶνται ἐπί τῶν παρειῶν του.

Τήν ἐκκένωσιν ἐκτελοῦμεν διά τῶν κρουνῶν ἐκκενώσεως, οἵτινες εὑρίσκονται εἰς τό κατώτατον μέρος τοῦ λέβητος, ἵνα ἐπιτρέπωσι τήν ἐντελῆ ἐκκένωσιν αὐτοῦ. Τό μένον ἐν αὐτῷ ὕδωρ προσβάλλει τῷ ὄντι χημικῶς τάς παρειάς τοῦ λέβητος καί καθίσταται ἐπιβλαβές εἰς τήν διατήρησιν αὐτοῦ.

Ἐάν ἡ ἐσωτερική κατασκευή τοῦ λέβητος εἶναι ἁπλῆ ὥστε νά εἶναι δυνατή ἡ ἀπ' εὐθείας ἐπίσκεψις τοῦ ἐσωτερικοῦ αὐτῆς, τότε εἰς ὡρισμένον μέρος τῆς παρειᾶς αὐτοῦ φέρει ὁ λέβης μεγάλην ὀπήν, ἐπί τῆς ὁποίας, ὅταν οὗτος λειτουργῇ ἐφαρμόζεται πῶμα συγκρατούμενον διά στερεοῦ κοχλί-





ου (σχ. 1) διά τῆς ὀπῆς ταύτης δύναται νά εἰσέλθῃ ἐν τῷ λέβητι ἐργάτης καί ἐξετάσῃ λεπτομερῶς τά διάφορα μέρη αὐτοῦ.

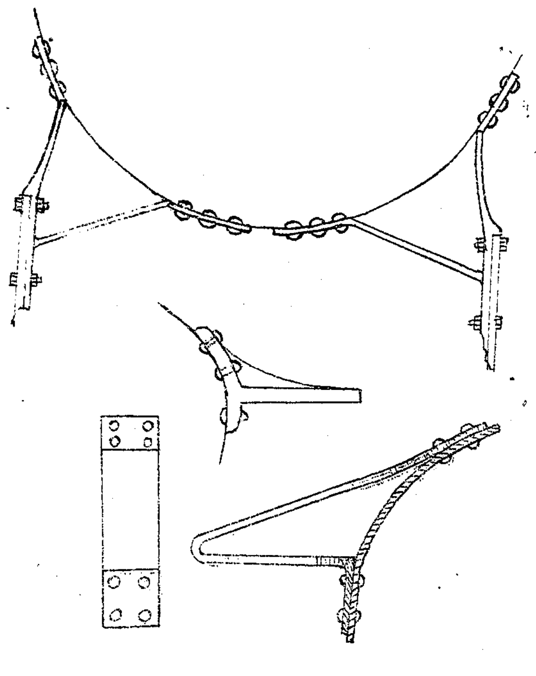
Ἐάν ὅμως ἡ ἐσωτερική κατασκευή τοῦ λέβητος εἶναι πολύπλοκος, ὅπως τοῦτο συμβαίνει λ.χ. διά τούς λέβητας τῶν ἀτμαμαξῶν καί δέν ἐπιτρέπει τήν ἀπ' εὐθείας ἐξέτασιν τοῦ ἐσωτερικοῦ τοῦ λέβητος, τότε αἱ ὀπαί τοῦ καθαρισμοῦ εἶναι μικρότεραι, ἐπιτρέπουσαι ἁπλῶς νά ρίψωμεν μεθ' ὁρμῆς ὕδωρ ἐν τῷ ἐσωτερικῷ τοῦ λέβητος, ἤ καί νά ξέσωμεν τά ἐπί τῶν παρειῶν ἐπικαθήμενα καθιζήματα (σχ. 2.)

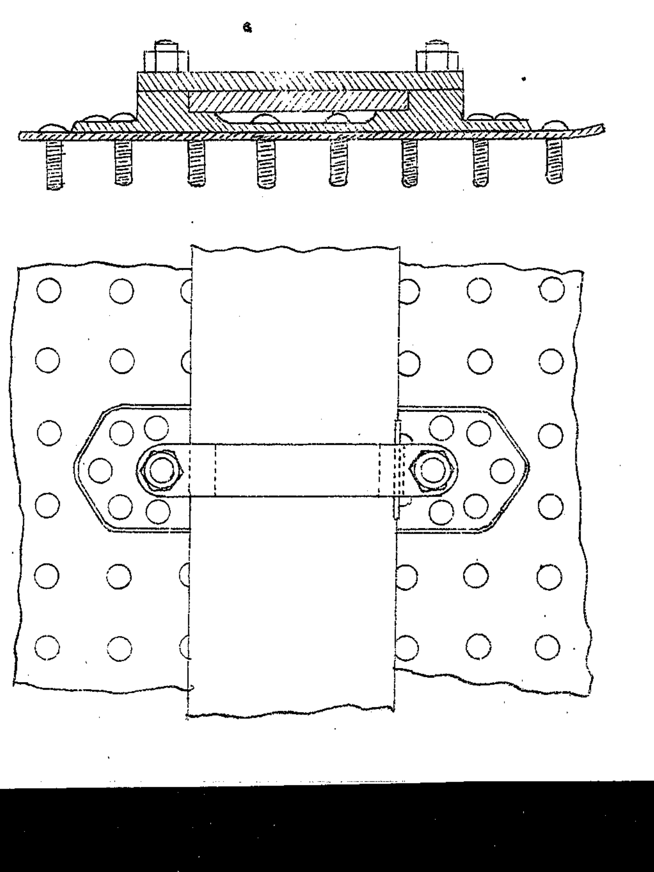
Βραχίονες τοῦ λέβητος

7.— Εἰς τάς πλευράς αὐτοῦ ὁ λέβης φέρει παραρτήματα, βραχίονας, προσηρμοσμένα δι' ἥλων ἐπ' αὐτοῦ, διά τῶν ὁποίων στηρίζεται ἐπί σιδηρῶν πλακῶν προσηρμοσμένων ἐν τῇ περιβαλλούσῃ τόν λέβητα λιθοδομῇ, οἱ βραχίονες ἐρείδονται ἁπλῶς ἐπί τῶν πλακῶν τούτων καί δύναται οὕτω ὁ λέβης νά διαστέλλεται καί συστέλλεται ἐλευθέρως ὑπό τήν ἐπήρειαν τῆς θερμότητος· ἡ διαστολή αὕτη ἐπιφέρει ἁπλῶς τήν ὀλίσθησιν τῶν βραχιόνων ἐπί τῶν σιδηρῶν πλακῶν.

Τό ἄνω μέρος τοῦ λέβητος, περιβάλλεται πανταχόθεν ὑπό τῆς λιθοδομῆς. μεταξύ ὅμως αὐτῆς καί τοῦ λέβητος ἐναπομένει κενός χῶρος ἐπιτρέπων τήν ἐλευθέραν διαστολήν τοῦ λέβητος. ὁ χῶρος οὗτος πληροῦται συνήθως ὑπό ἄμμου ἤ ἄλλου τινός σώματος ἀμμώδους ἐπίσης ἀλλά κακοῦ ἀγωγοῦ τῆς θερμότητος, καί ἀποφεύγουν οὕτω τήν διά ἀκτινοβολήσεως ἀπώλειαν τῆς θερμότητος.

Εἰς τάς ἀτμαμάξας ὁ λέβης στηρίζεται ἐπί δύο δοκῶν, αἵτινες στηρίζονται καί αὗται ἐπί τῶν ἀξόνων τῶν τροχῶν τῆς ἁμάξης ὡς ἐμφαίνει τοῦτο τό σχῆμα (σχ.) βλέπομεν δέ ὅτι διά τοῦ τρόπου τούτου τῆς προσαρμογῆς ἡ διαστολή τοῦ λέβητος εἶναι ἐπίσης ἐλευθέρα.





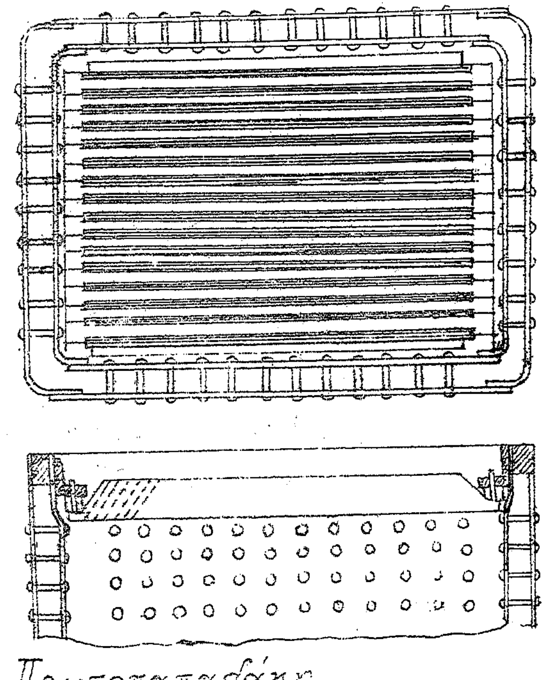
Ἕστία

8.— Ὁ λέβης περιβάλλεται πανταχόθεν ὑπό λιθοδομῆς ἥν ὀνομάζομεν κάμινον, εἰς τό ἕν τῶν ἄκρων αὐτῆς εὑρίσκεται ἡ ἑστία καί εἰς τό ἕτερον ἡ καπνοδόχος.

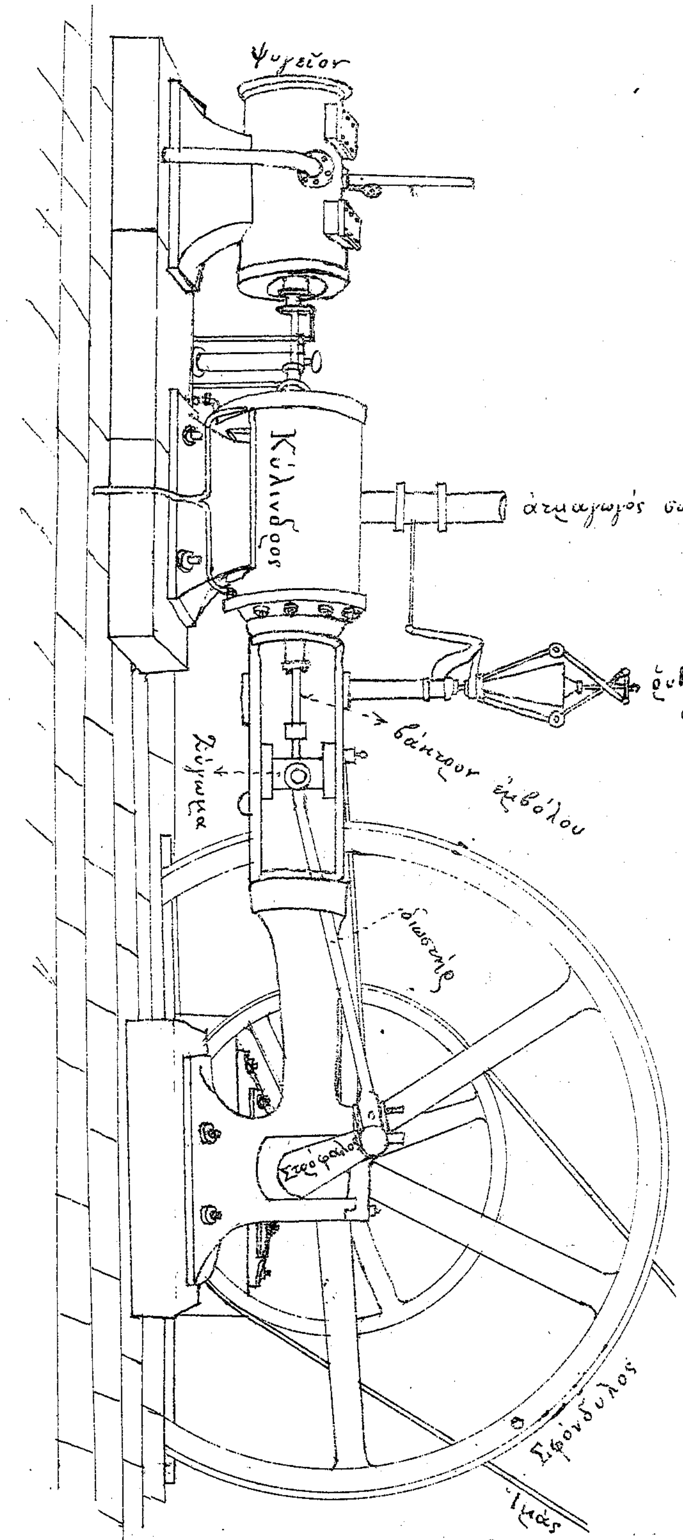
Ἡ ἑστία εἶναι τό μέρος ἐκεῖνο ἔνθα κυρίως ἐκτελεῖται ἡ καῦσις. Ἡ καύσιμος ὕλη εἰσάγεται ἐν τῇ ἑστίᾳ διά θυρίδος τήν ὁποίαν φέρει ἡ ὀπισθία παρειά καί ρίπτεται ἐπί μιᾶς ἐσχάρας, τῆς ὁποίας αἱ ράβδοι εἶναι διευθετημέναι ἀναλόγως τῆς ἐν χρήσει καυσίμου ὕλης. ὑπό τήν ἐσχάραν εὑρίσκεται χῶρος κενός ἡ τεφροδόχη, δι' ἧς εἰσέρχεται εἰς τήν ἑστίαν καί ὁ ἀναγκαῖος διά τήν καῦσιν ἀήρ.

Τά προκύπτοντα ἐκ τῆς καύσεως θερμά ἀέρια προχωροῦσιν διαφοροτρόπως ἐν τῇ καμίνῳ ἐφαπτόμενα τῶν παρειῶν τοῦ λέβητος καί μετά περιελιγμούς τινάς ἀφικνοῦνται ἐν τῇ καπνοδόχῳ, ἥτις φέρει αὐτά εἰς τήν ἀτμοσφαῖραν.—

(σχέδιον ἑστίας μιᾶς ἀτμαμάξης)

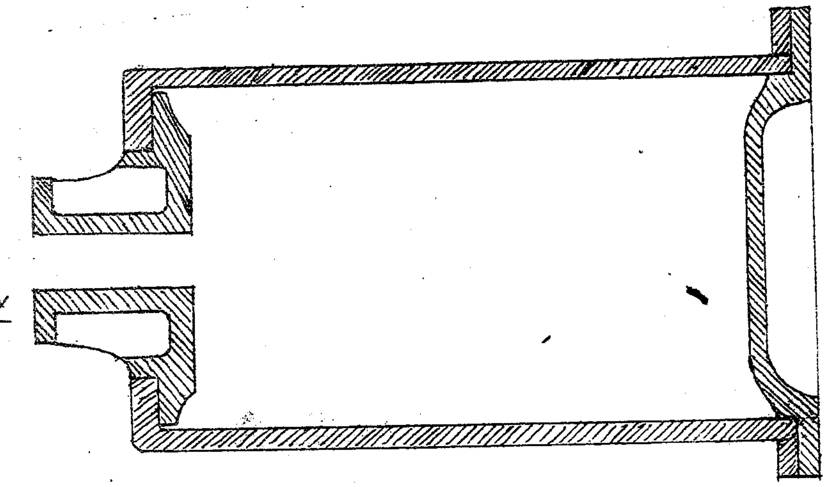


Ατμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

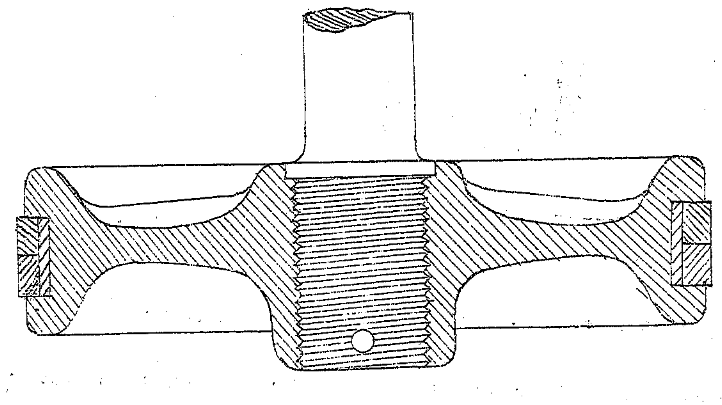


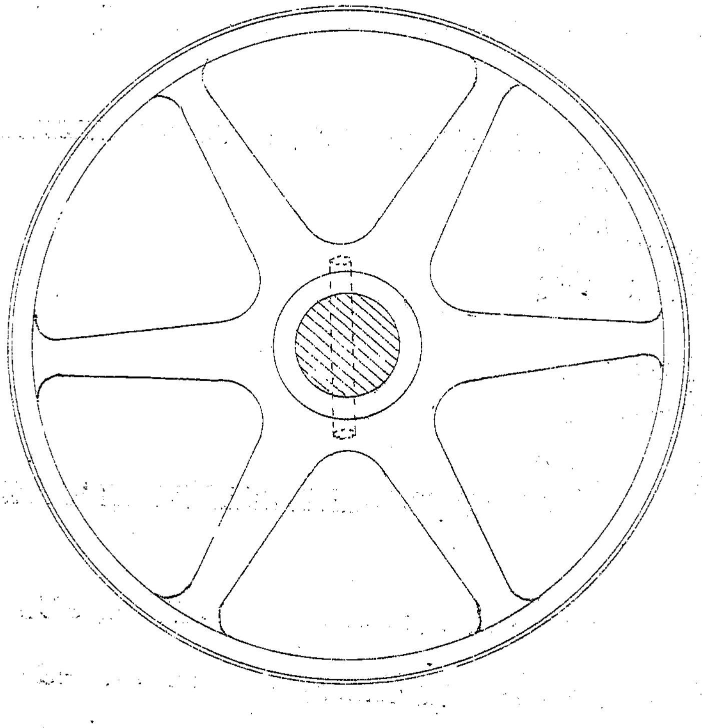
§ 2. Μηχανή

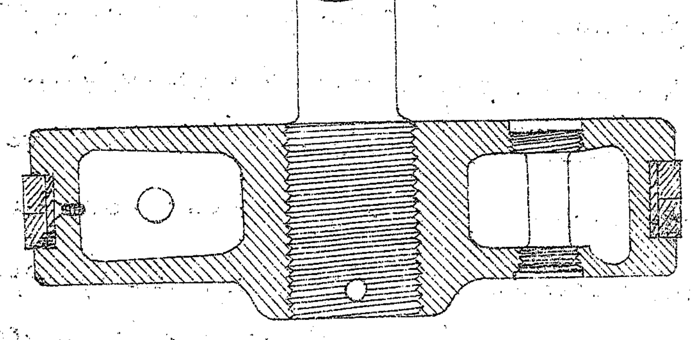
9.— Εἴδομεν ἀνωτέρω τόν τρόπον τῆς παραγῆς τοῦ ἀτμοῦ τήν ἐλαστικήν δύναμιν τοῦ ὁποίου προτιθέμεθα νῦν νά χρησιμοποιήσωμεν διά τοῦ δοχέως τῆς κυρίως μηχανῆς.



Ὁ δοχεύς ἀποτελεῖται ἐκ κυλινδρικοῦ δοχείου, ὅπερ ὀνομάζομεν <u>κύλινδρον</u> πεφραγμένον ἑκατέρωθεν διά δύο πωμάτων. ὁ ἐσωτερικός αὐτοῦ χῶρος, χωρίζεται ἑρμητικῶς εἰς δύο δι᾽ ἐσωτερικῆς παρειᾶς, ἥν ὀνομάζομεν <u>ἔμβολον</u>, καθέτου ἐπί τῶν γενετειρῶν τοῦ κυλίνδρου, καί δυναμένης νά ~~κινηθῇ~~ ἀπό τῆς μιᾶς (   ) μέχρι τῆς ἑτέρας βάσεως αὐτοῦ. ὁ διά τοῦ ἐμβόλου ἑρμητικός χωρισμός τοῦ κυλίνδρου ἐπιτυγχάνεται διά χαλυβδίνων ἐλαστικῶν στεφάνων ἐνηρμοσμένων ἐντός αὐλάκων τούς ὁποίους φέρει τό ἔμβολον ἐν τῇ περιφερείᾳ του· διά τῆς ἐλαστικότητός των οἱ στέφανοι οὗτοι τούς ὁποίους καλοῦσι <u>τμήματα</u> ἐφαρμόζονται ἐπί τῆς ἐξειργασμένης καί λείας ἐσωτερικῆς παρειᾶς τοῦ κυλίνδρου, καί ἐπιτυγχάνεται οὕτω ὁ ἑρμητικός χωρισμός.

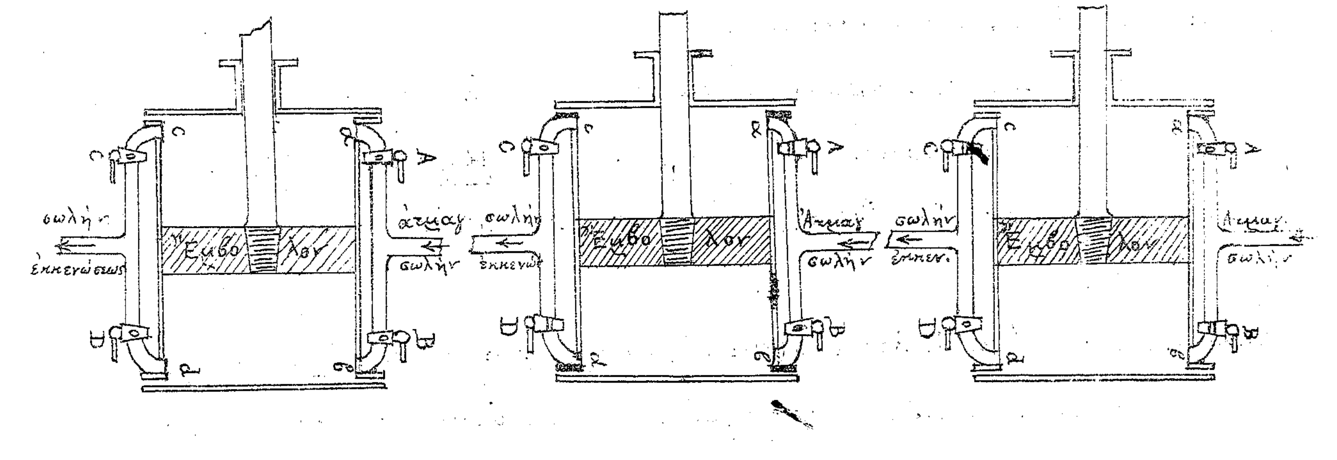






Ἡ ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ ἐπιτυγχάνεται ὡς ἑξῆς.

Ὁ κύλινδρος α, β, c, d φέρει παρά τάς βάσεις αὐτοῦ τέσσαρας ὀπάς, τάς ὁποίας καλοῦμεν στόμια τοῦ κυλίνδρου, ὧν αἱ δύο α, β, συγκοινωνοῦσι μετά τοῦ ἀτμαγωγοῦ σωλῆνος διά τῶν δύο βραχιόνων αὐτοῦ, τῆς συγκοινωνίας ταύτης δυναμένης νά διακοπῇ διά τῆς κινήσεως τῶν κρουνῶν A καί B, καί αἱ δύο ἕτεραι c καί d διά δύο ἄλλων κρουνῶν C, D μετ' ἄλλου



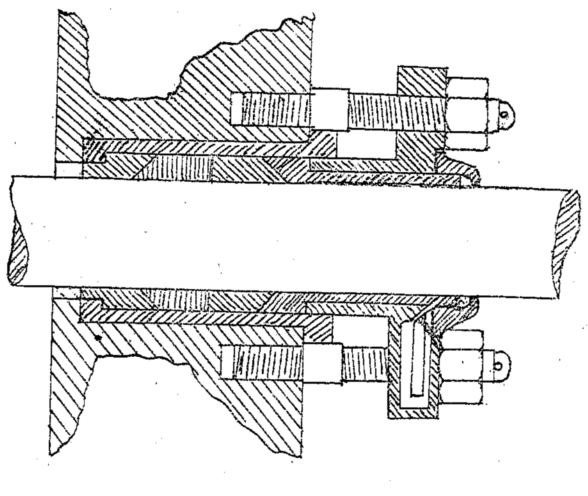
σωλῆνος, σωλὴν ἐκκενώσεως ὅστις φέρει τόν ἀτμόν ἐκ τοῦ κυλίνδρου εἰς τήν ἀτμόσφαιραν ἤ εἰς τό ψηγεῖον.

Ἰδού νῦν πῶς λειτουργεῖ ὁ ἀτμός ἐν τῷ κυλίνδρῳ.

Οἱ κρουνοί ὅλοι εἶναι κλειστοί καί ὁ κύλινδρος πλήρης ἀέρος. ἀνοίγομεν τούς κρουνούς A καί Δ ὁ ἀτμός εἰσέρχεται διά τοῦ κρουνοῦ A καί ὠθεῖ τό ἔμβολον πρός τά δεξιά, ὁ δέ ἐν τῷ χώρῳ e f d β ἀτμοσφαιρικός ἀήρ ἐκκενοῦται διά τοῦ κρουνοῦ D. ἅμα τό ἔμβολον προχωρήσῃ μέχρι τοῦ πυθμένος βd κλείομεν τούς κρουνούς A καί D, καί ἀνοίγομεν τούς κρουνούς B καί C. τότε ὁ ἐν τῷ χώρῳ α e f c ἐμπεριεχόμενος ἀτμός ἐκκενοῦται διά τοῦ κρουνοῦ C ἐνῷ συγχρόνως ὁ ἀτμός τοῦ λέβητος εἰσέρχεται διά τοῦ κρουνοῦ B ἐν τῷ χώρῳ β d f e καί διά τῆς ἐλαστικῆς αὐτοῦ δυνάμεως ὠθεῖ τό ἔμβολον πρός τ' ἀριστερά μέχρι τοῦ πυθμένος ας. ἐάν ἤδη κλείσωμεν τούς κρουνούς B καί C καί ἀνοίξωμεν τούς κρουνούς A καί D, τό ἔμβολον κινεῖται ἐκ νέου ἐξ ἀριστερῶν πρός τά δεξιά καί οὕτω καθ' ἑξῆς. ὥστε διά τῆς ἐλαστικῆς δυνάμεως τοῦ ἀτμοῦ καί τῆς καταλλήλου κινήσεως τῶν κρουνῶν ABCD δυνάμεθα νά μεταδώσωμεν εἰς τό ἔμβολον E κίνησιν παλινδρομικήν εὐθύγραμμον τῆς ὁποίας τό πλάτος εἶναι ἴσον με' τό μῆκος τοῦ κυλίνδρου.

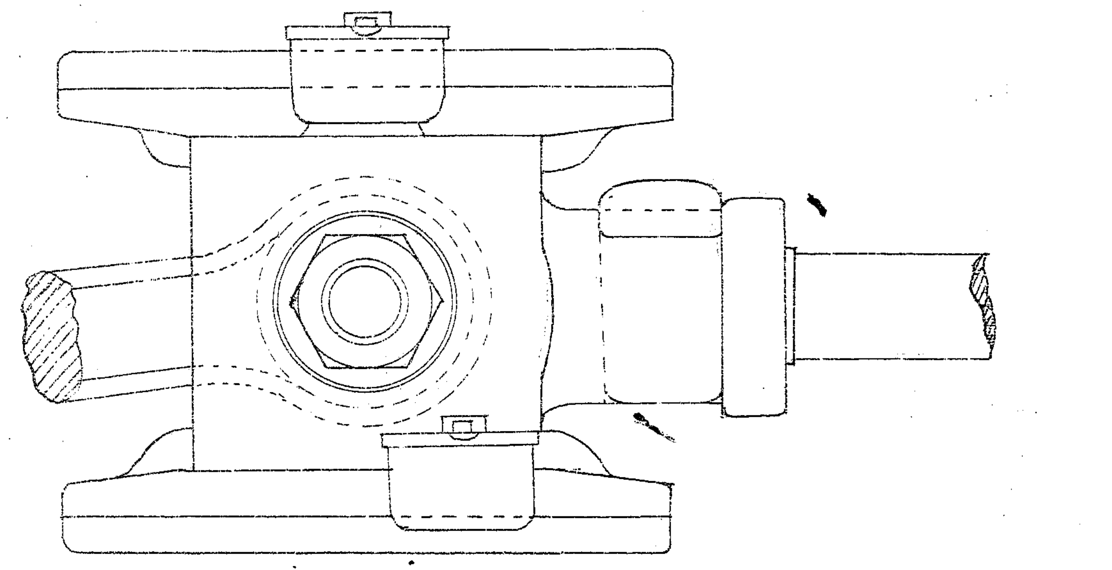
Ἡ κίνησις τῶν κρουνῶν ἀτμονομέων λαμβάνεται ἐν αὐτῇ τῇ μηχανῇ δι' ἰδιαιτέρου μηχανισμοῦ μηχανισμός ἀτμονομῆς, τόν ὁποῖον θά ἐξετάσωμεν κατωτέρω, καί εἶναι αὐτόματος.

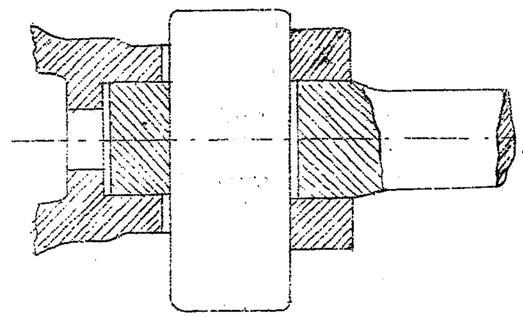
Ἐμβολεύς.— Ὁ ἐμβολεύς φέρει εἰς τό κέντρον αὐτοῦ βάκτρον κυλινδρικόν στερεῶς συνδεδεμένον μετ' αὐτοῦ διά κοχλιοειδοῦς μέρους του, το βάκτρον διέρχεται διά τοῦ ἑτέρου τῶν πυθμένων τοῦ κυλίνδρου, πυθμήν, τόν ὁποῖον ὀνομάζομεν καί πῶμα τοῦ κυλίνδρου, διά μέσου συσκευῆς τινος, στυπειοθλίπτης περιβαλλούσης τοῦτο ἑρμητικῶς.

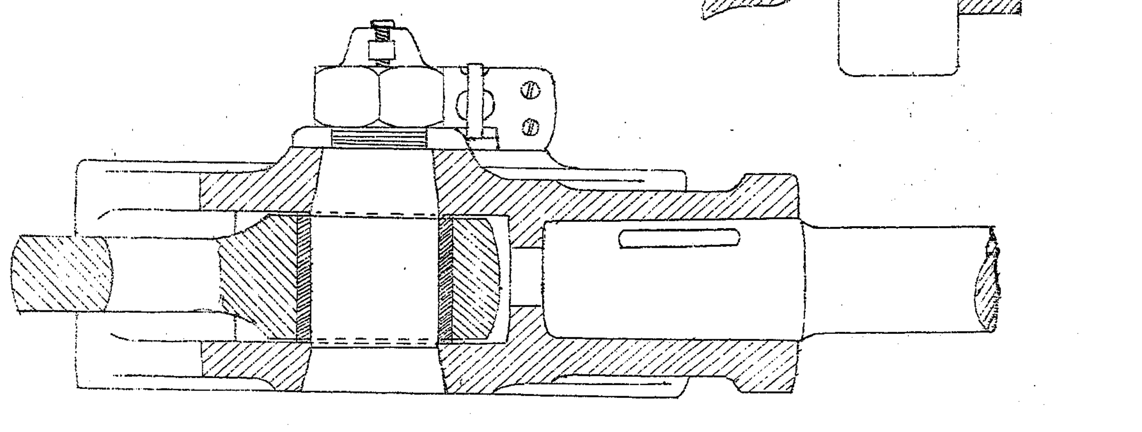


Τό ἕτερον τῶν ἄκρων τοῦ βάκτρου εἶναι ἐσφηνωμένον ἐντός ὀργάνου τινός καλουμένου ζύγωμα (σχ. ζυγωμ. καί πεδίλ.)

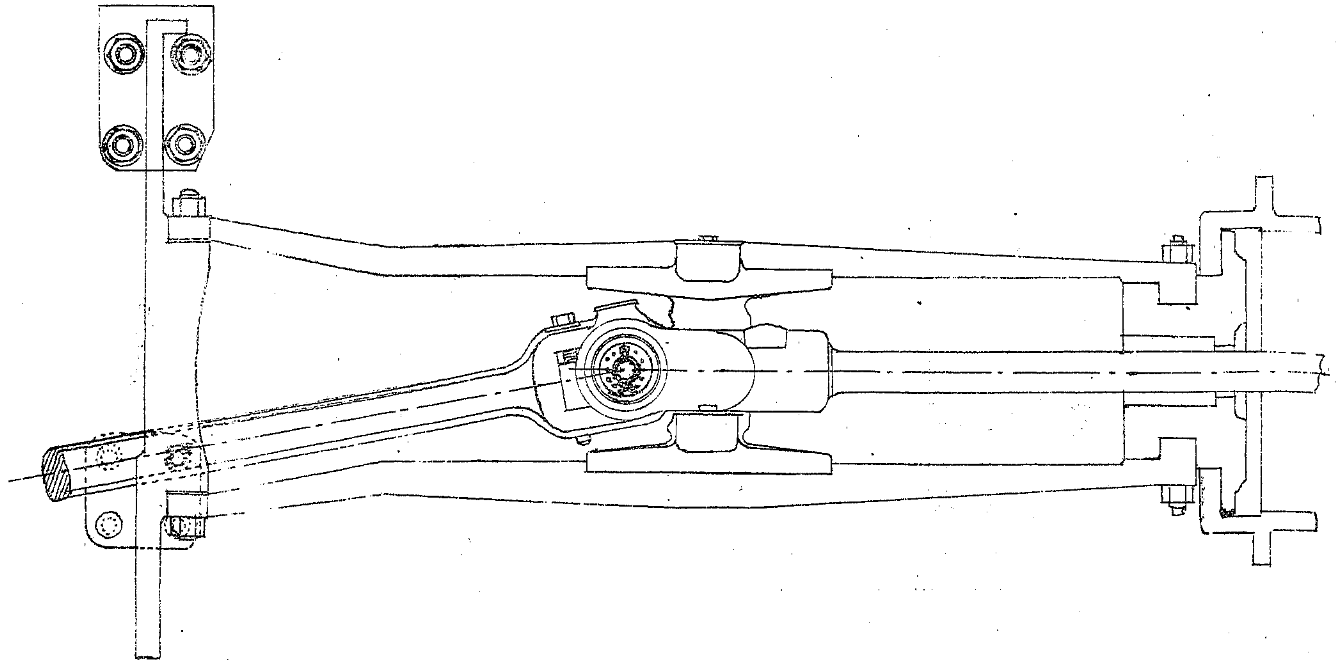
Τό ζύγωμα φέρει εἰς τό ἄνω καί τό κάτω μέρος αὐτοῦ δύο πέδιλα τριβεῖς ἅτινα εἰλημμένα μεταξύ δύο σιδηρῶν πλακῶν



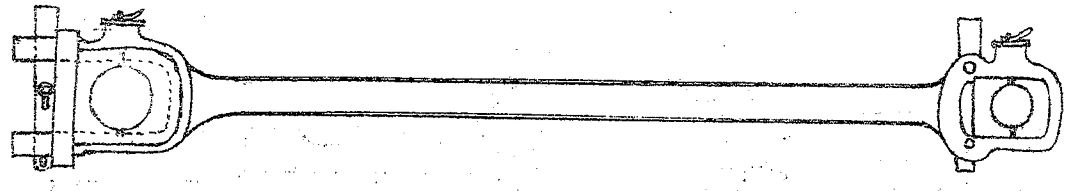




στερεῶς προσηρμοσμένων ἐν τῷ κρηπιδώματι τῆς μηχανῆς, ἰθύνουσαι, ὀλισθαίνουσιν ἐντός αὐτῶν καί ἐξασφαλίζουσιν οὕτω τήν εὐθύγραμμον κίνησιν τοῦ ἐμβολέως καί τοῦ βάκτρου αὐτοῦ.



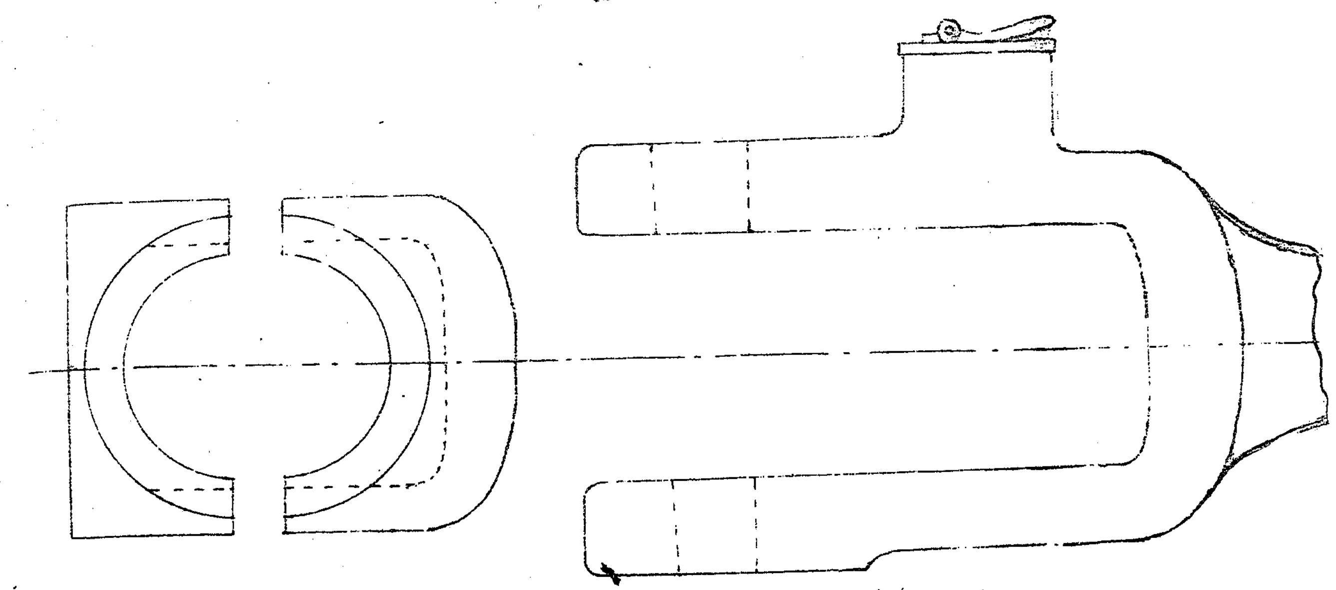
εἰς τό ἕτερον τῶν ἄκρων τοῦ ζυγώματος εἶνα ἐνηθρωμένη δοκός τις διωστήρ (   ) καί δέχεται διά τοῦ ἄκρου τούτου



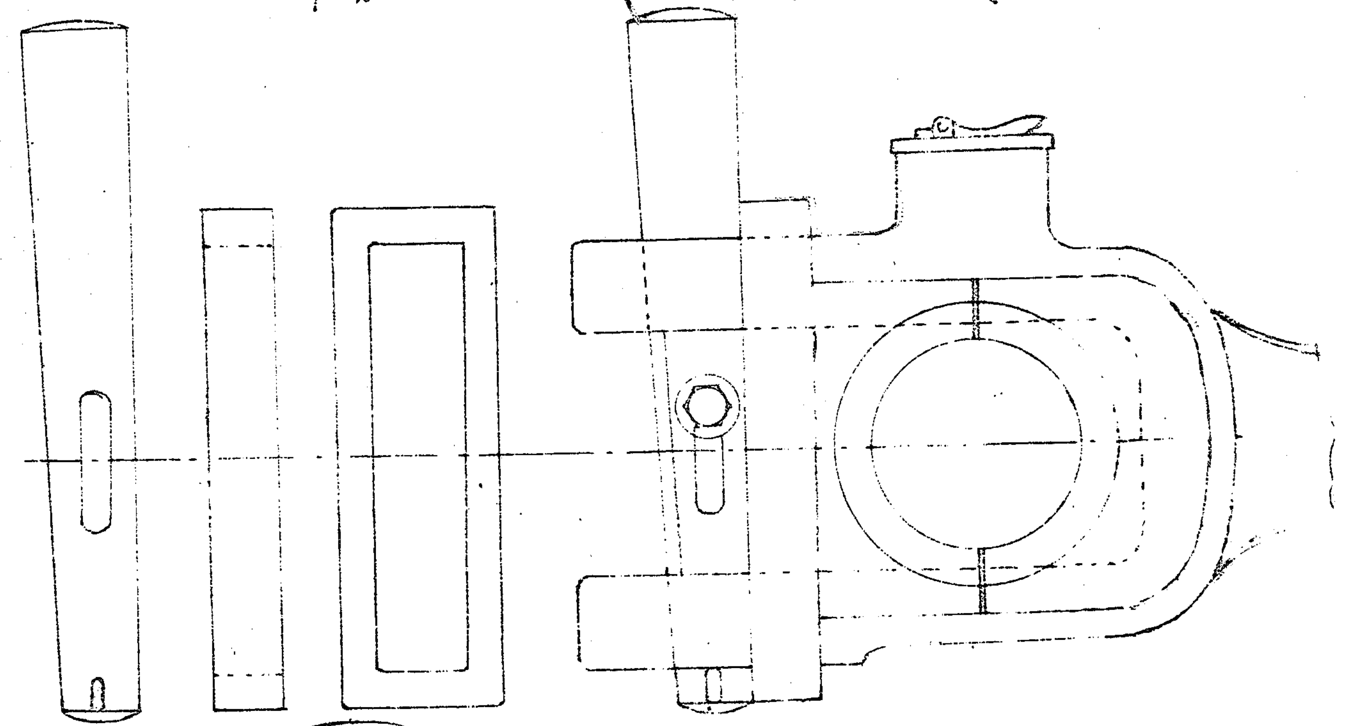
τήν εὐθύγραμμον παλινδρομικήν κίνησιν τοῦ ἐμβόλου, τήν ὁποίαν μετατρέπει εἰς συνεχῆ κυκλικήν κίνησιν περί τόν ἄξονα τῆς ἀτράκτου διά τοῦ ἄλλου ἄκρου αὐτῆς ἐνηρθρωμένου καί τούτου μετά τοῦ στροφάλου (   ) στερεῶς συνδεδεμένου μετά τῆς ἀτράκτου (   )

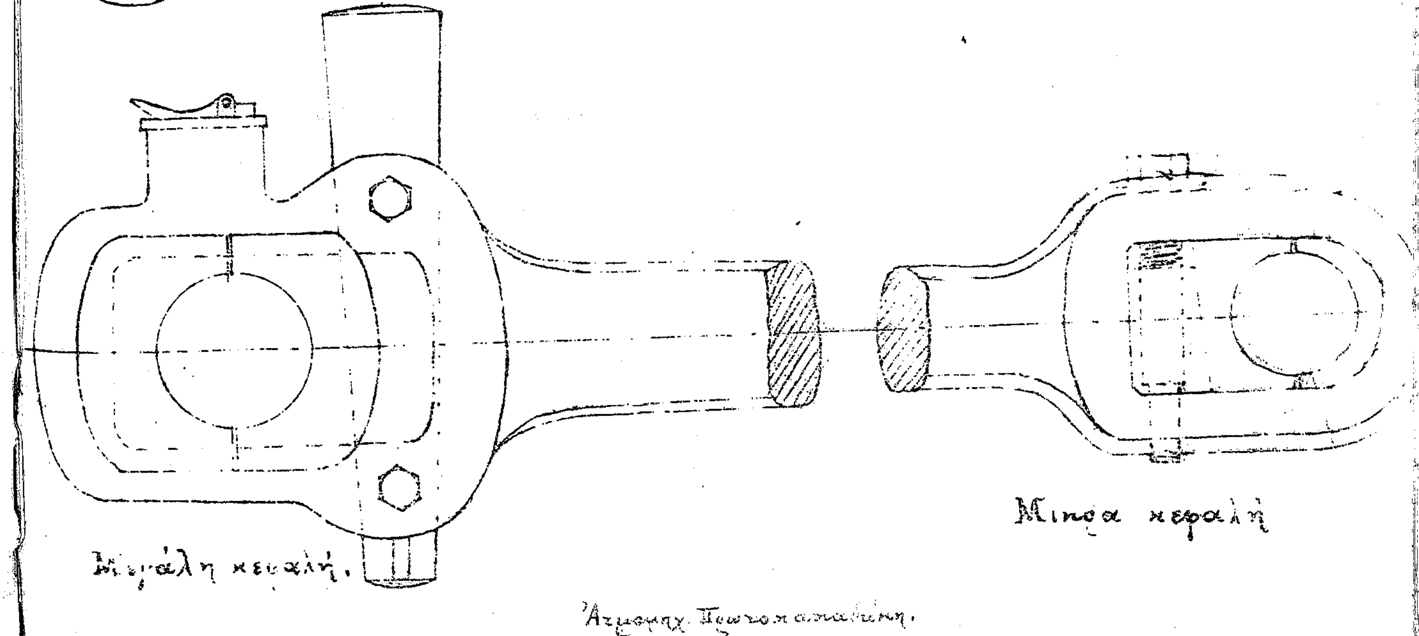
Τά ἄκρα τοῦ διωστῆρος καλοῦνται κεφαλαί.

Τό μετά τοῦ ζυγώματος ἐνηρθρωμένον ἄκρον καλεῖται



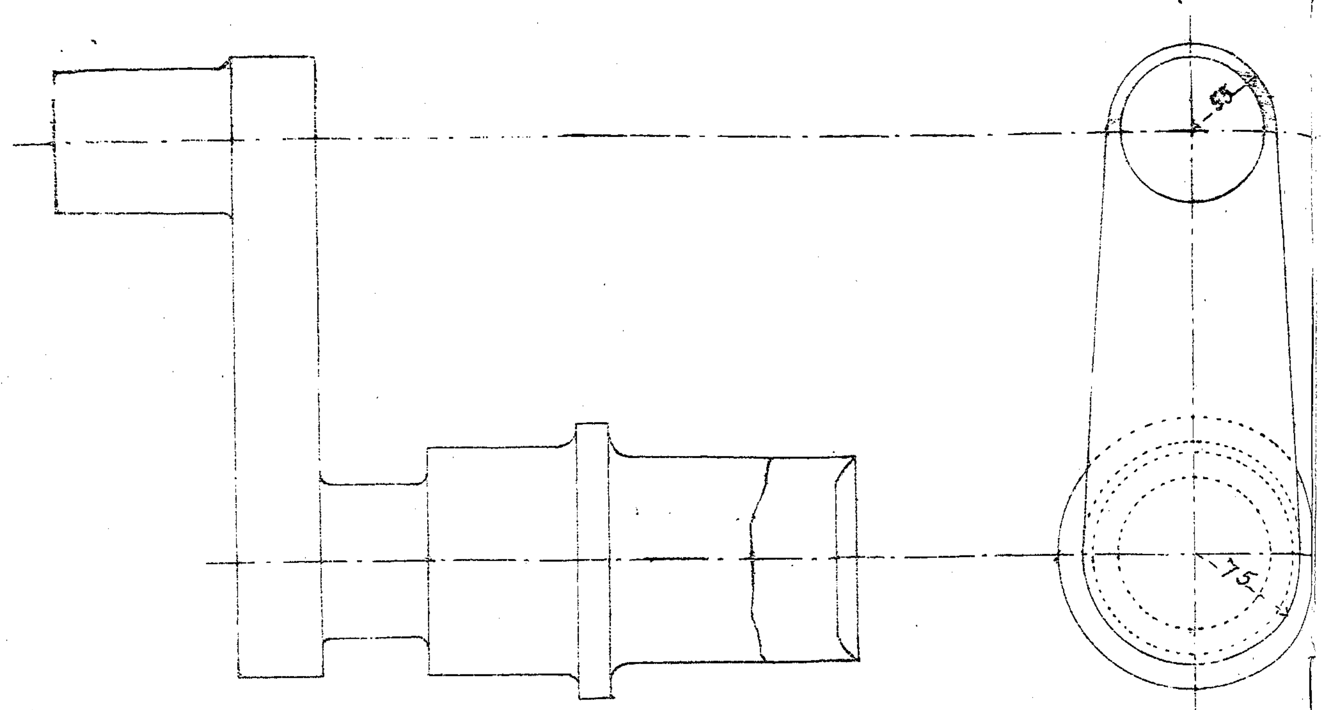
Τεμάχια ἀποτελοῦντα τήν κεφαλήν τοῦ διωστῆρος.

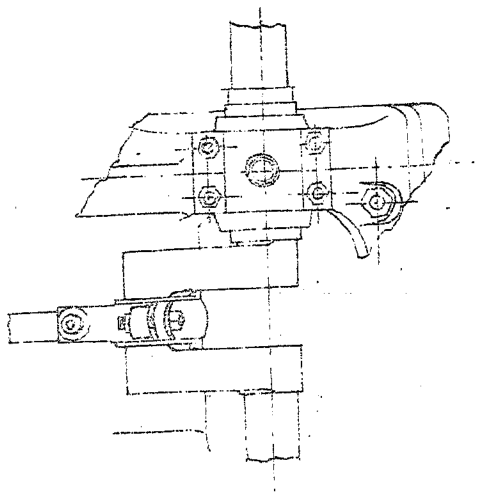


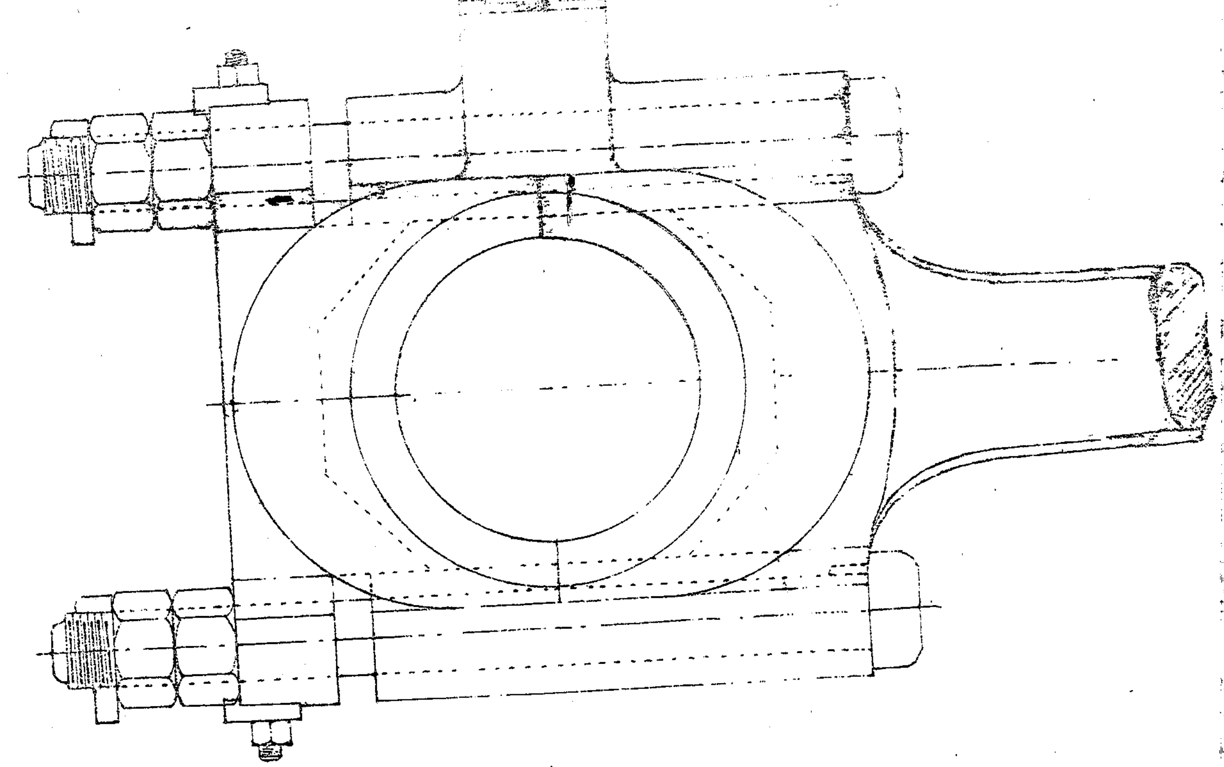


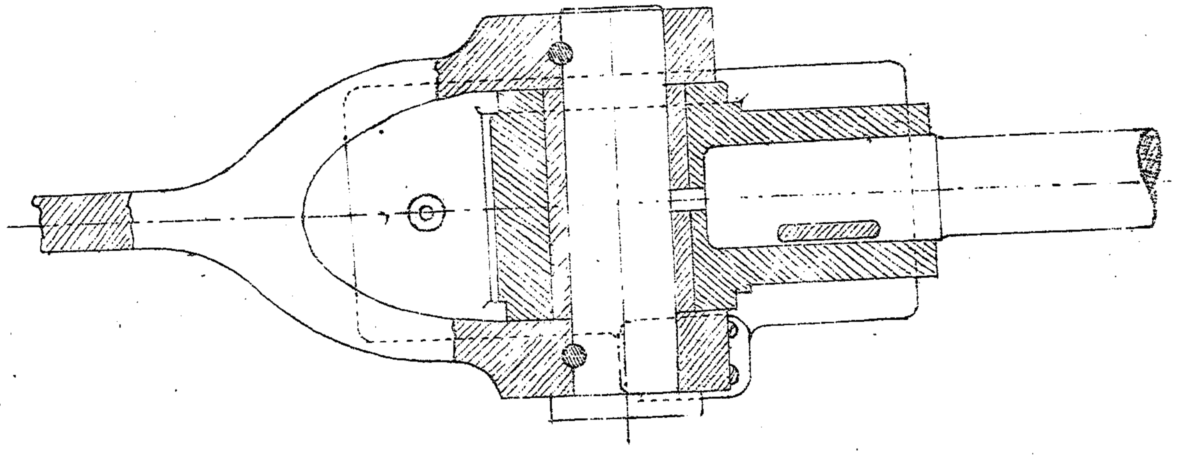
Μεγάλη κεφαλή.

Μικρά κεφαλή



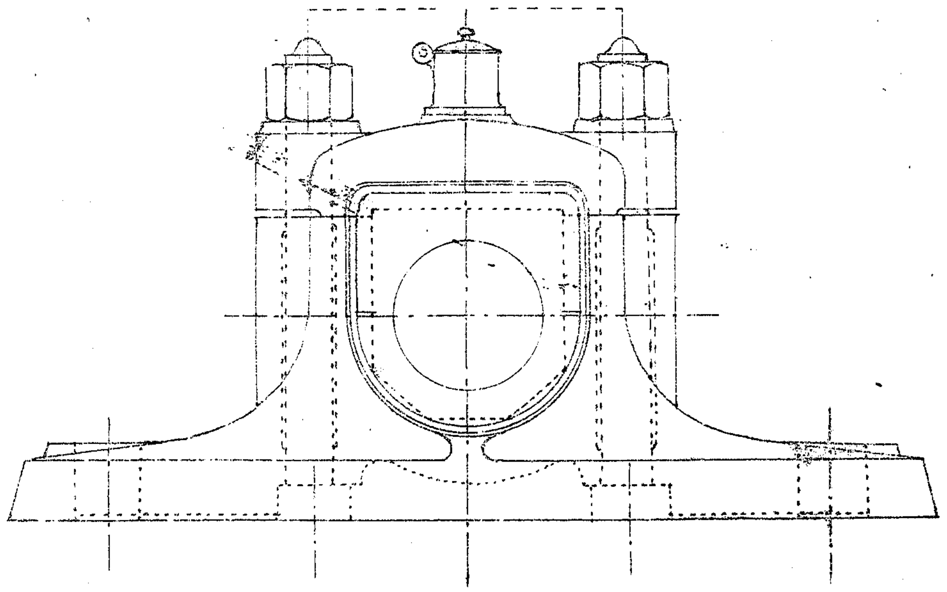


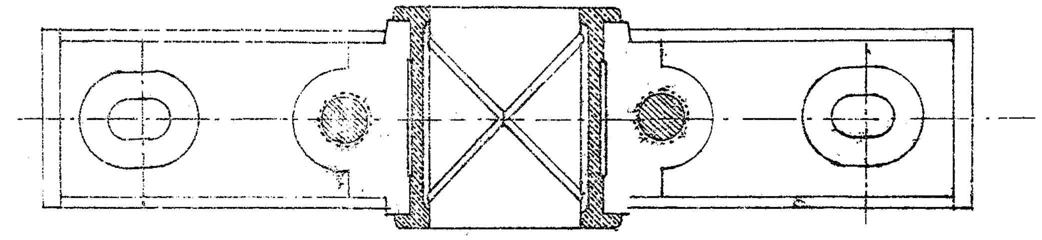


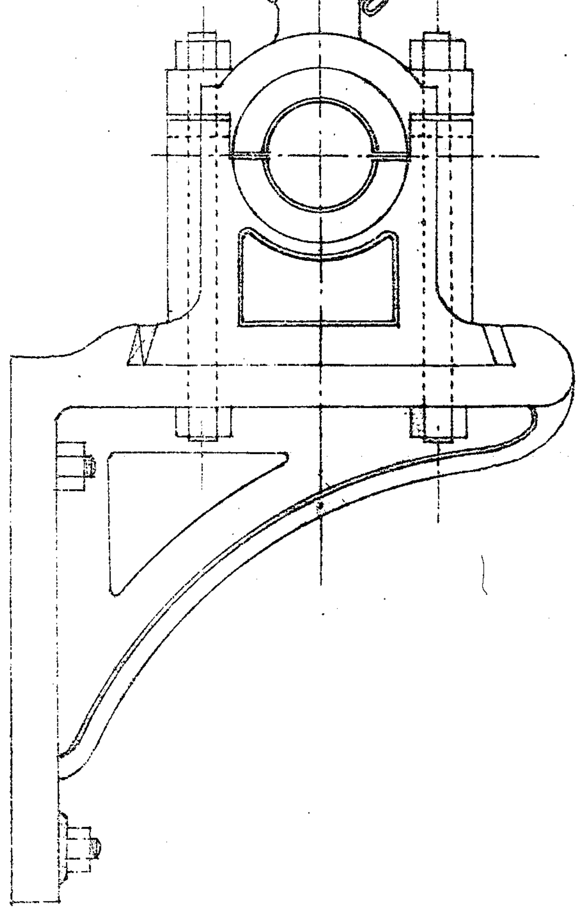


-μικρά κεφαλή τοῦ διωστῆρος. τό μετά τοῦ στροφάλου ἐνηρ-θρωμένον ἄκρον καλεῖται μεγάλη κεφαλή.

Ἡ περιστρεφομένη ἄτρακτος ἐρείδεται ἐπί ὀρειχαλκίνων κυκλικῶν ἑδράνων τά ὁποῖα συνδέονται στερεῶς διά κοχλίων ὡς καί τά λοιπα ἀκίνητα ὄργανα τῆς μηχανῆς, μετά τοῦ κρηπιδώματος, ἐφ' οὗ ἑδράζεται ἡ ὅλη μηχανή.





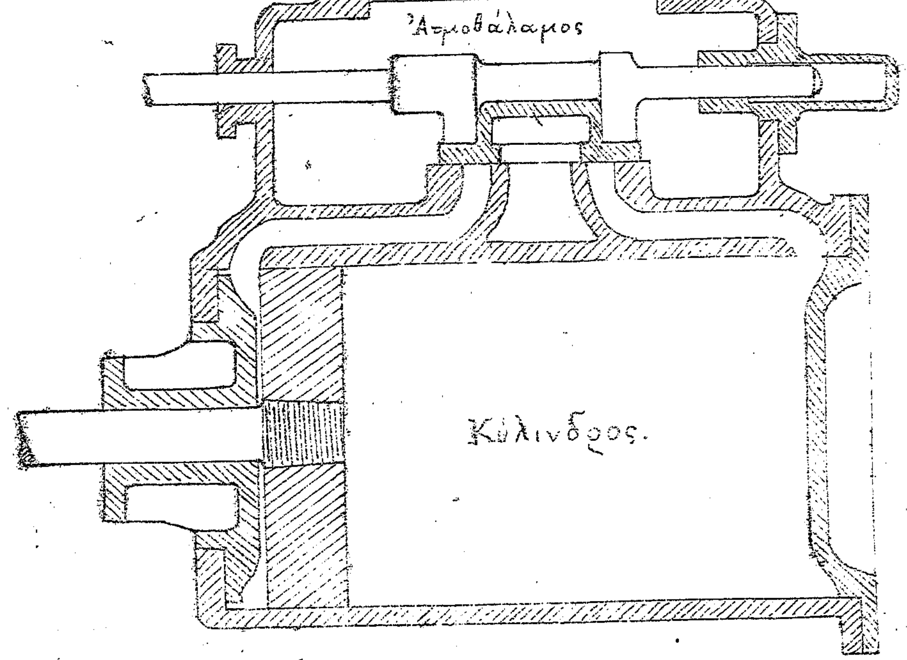


§ 31 Ἀτμονομή

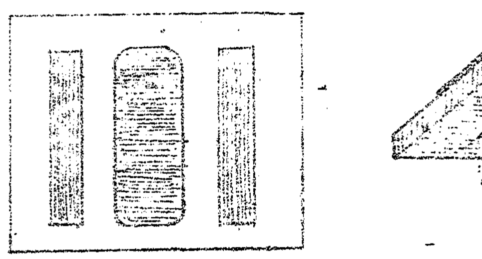
10/. Εἴδομεν ἀνωτέρω ἐν ὀλίγοις τὴν συσκευὴν τῆς διὰ κρουνῶν ἀτμονομῆς, τὴν ὁποίαν ὅμως σπανίως μεταχειρίζονται ἕνεκα τοῦ δυσκόλου χειρισμοῦ αὐτῆς.

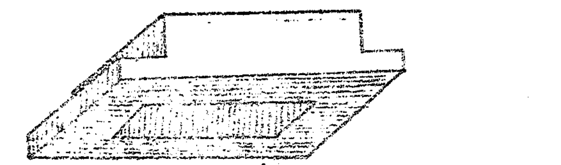
Ἡ ἁπλουστέρα καὶ μᾶλλον ἐν χρήσει συσκευὴ ἀτμονομῆς εἶναι ἡ ἀκόλουθος διὰ σύρτου ἀτμονομή.

Ὁ κύλινδρος φέρει δύο ὀρθογωνίους ὀπὰς (στόμια εἰσαγωγῆς) εἰς τὰ ἄκρα παρὰ τὰς βάσεις αὐτοῦ· αἱ ὀπαὶ αὗται καμπτό-



μεναι ἀπολήγουσιν ἐπὶ ἐπιπέδου καὶ λείας ἐπιφανείας κατόπτρου ἢ τράπεζα ἀτμονομῆς) εἰς χῶρον κεκλεισμένον καὶ πλήρη ἀτμοῦ (ἀτμοθάλαμος) ἐπὶ τοῦ κατόπτρου

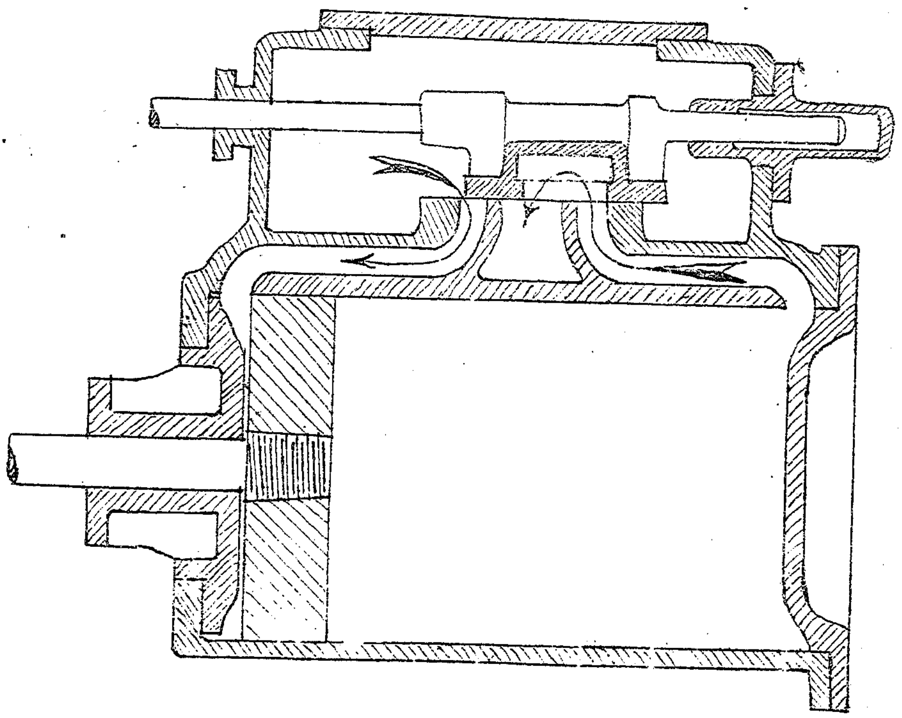




ἐπιθέτομεν τὸν ἀτμονομέα (tiroir de distribution) ἐρειδόμενον ἐπὶ αὐτοῦ

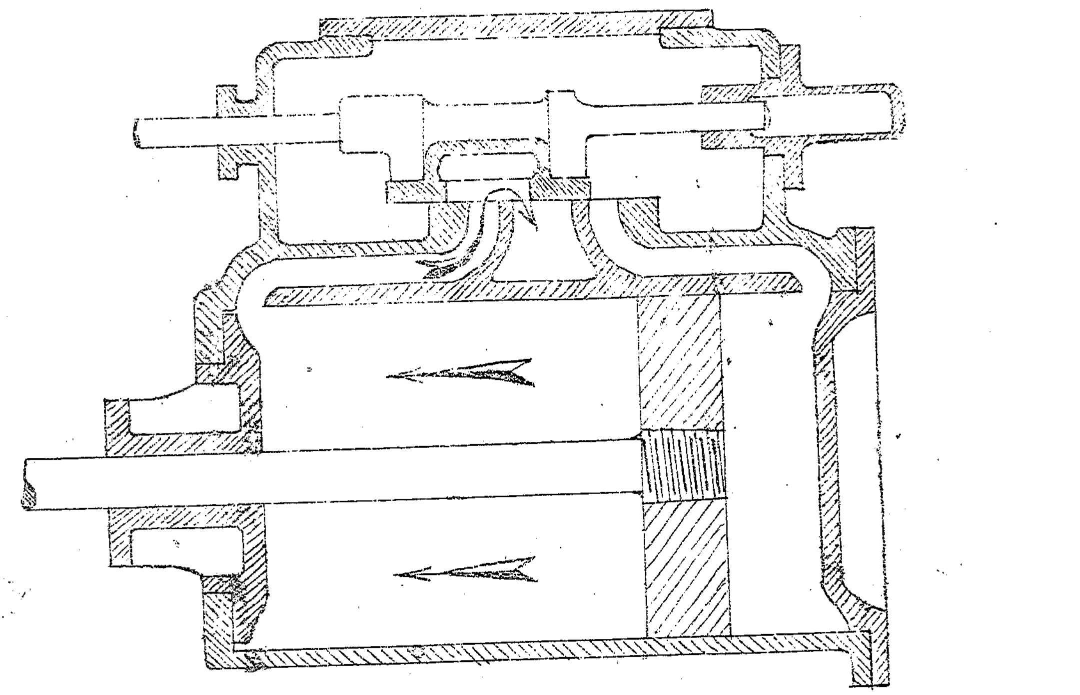
Ἀτμομηχανικὰ Πρωτοπαπαδάκη

δια της κατωτέρας αυτού έδρας, εντελώς εφηρμοσμένης επί
του κατόπτρου. εν τω μέσω αυτού ο ατμονομεύς σύρτης εί-
ναι κοίλος, και το μέρος τούτο συγκοινωνεί μετά τρίτου
στομίου του κυλίνδρου, όπερ φέρει εις τον αγωγόν της εκκενώσεως, δια των
άκρων δε αυτού φράττει τα στόμια εισαγωγής του κυλίνδρου.
Εάν ο ατμονομεύς κινηθή προς τα δεξιά, τα στόμια εισαγω-

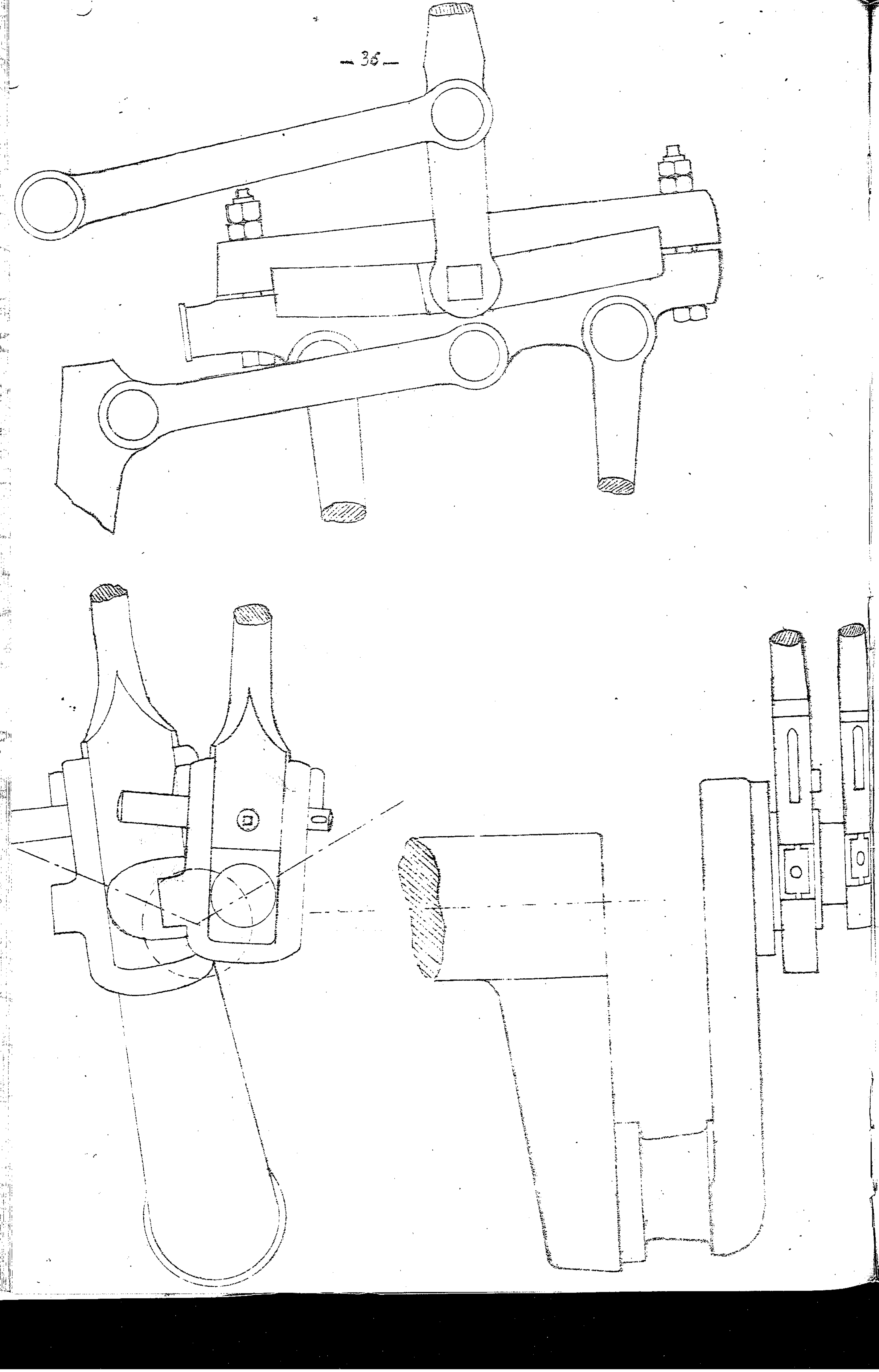


γής του κυλίνδρου αποκαλύπτονται· το προς τα αριστερά
στόμιον τίθεται εις συγκοινωνίαν μετά του ατμοθαλάμου, εν ω
το προς τα δεξιά τίθεται εις συγκοινωνίαν μετά του αγωγού
της εκκενώσεως δια του κοίλου, όπερ φέρει ο ατμονομεύς, τό-
τε ο πανταχόθεν περιβάλλων τον ατμονομέα ατμός εν τω ά-
τμοθαλάμω εισδύει δια του προς τ' αριστερά στομίου εν τω
κυλίνδρω η ελαστική αυτού δύναμις εξασκείται επί της αρι-
στεράς έδρας του εμβόλου και προχωρεί τούτο προς τα δεξιά,
εν ω ο προς τα δεξιά του εμβόλου χώρος του κυλίνδρου εκκε-

νούται δια του ετέρου στομίου εισαγωγής, όπερ νυν συγκοινω-
νεί μετά του αγωγού της εκκενώσεως.
Εάν ήδη ο ατμονομεύς κινηθή προς τα αριστερά η μετά του
ατμοθαλάμου συγκοινωνία του προς τα αριστερά του εμβόλου.

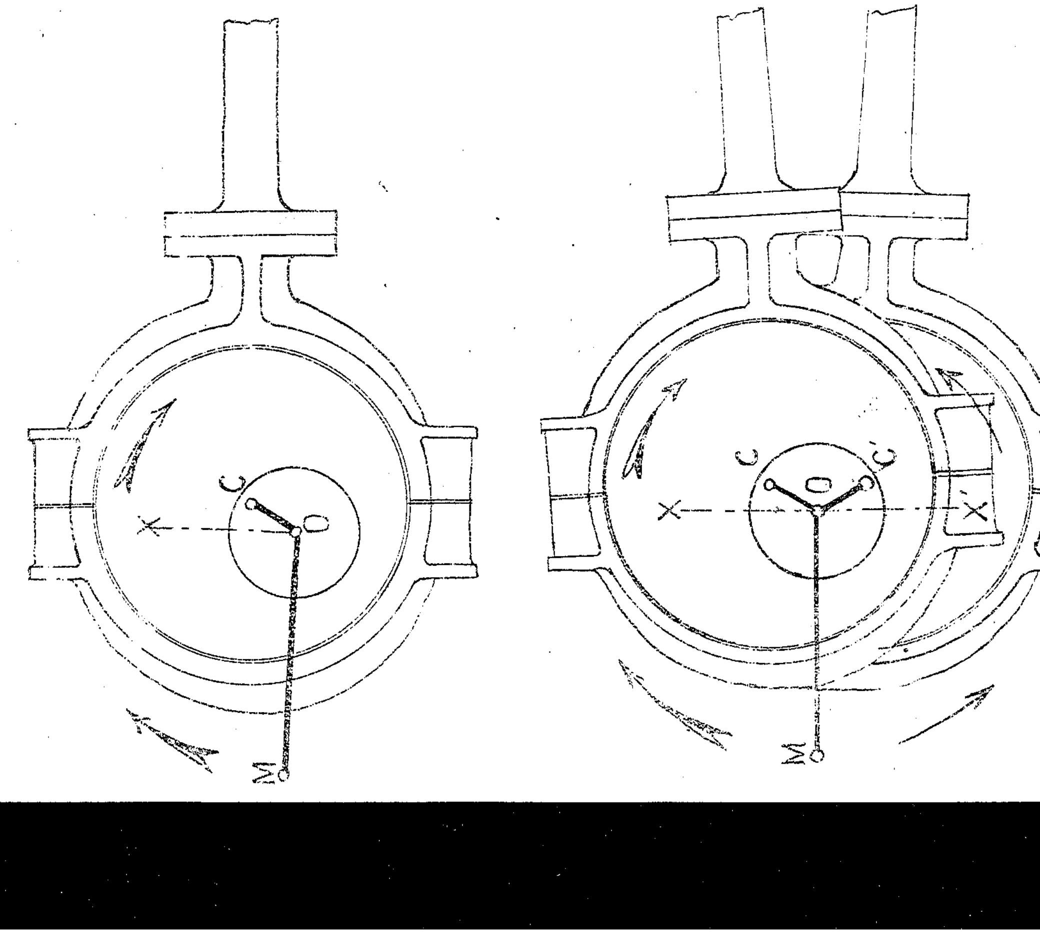


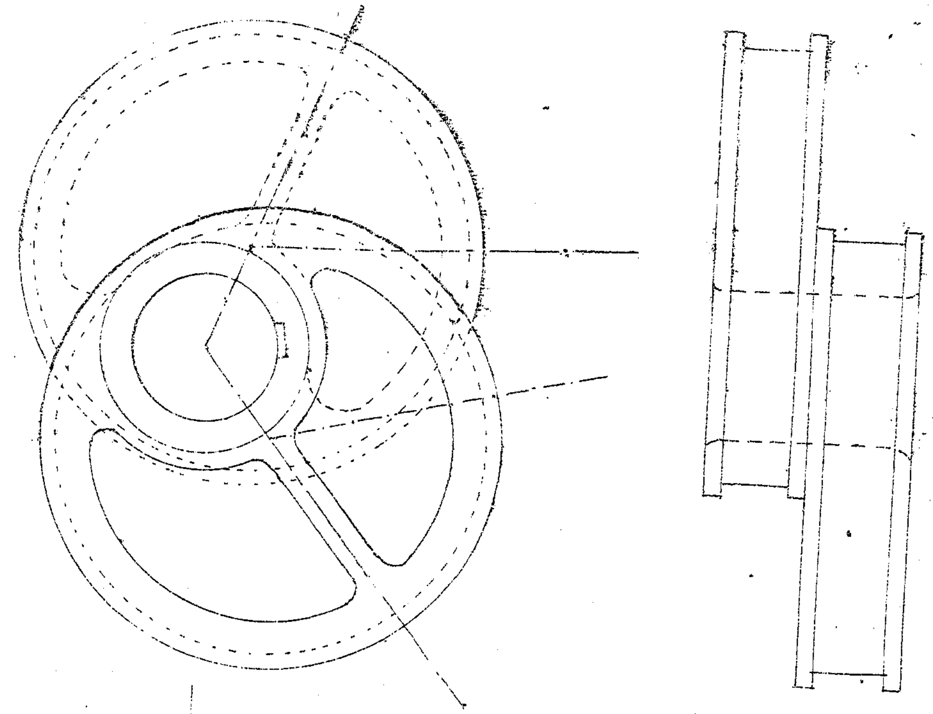
χώρου της μηχανής διακόπτεται και τίθεται ούτος εις συγκοι-
νωνίαν μετά του αγωγού της εκκενώσεως δια του στομίου, εν ω
ο προς τα δεξιά του εμβόλου χώρος του κυλίνδρου τίθεται εις
συγκοινωνίαν δια του προς τα αριστερά στομίου μετά του
ατμοθαλάμου. δια της ελαστικής ωθήσεως του ατμού, ην δέ-
χεται ο εμβολεύς επί της δεξιάς έδρας αυτού, προχωρεί ού-
τος προς τα αριστερά μέχρι του πυθμένος και ούτω καθ' εξής.
Ώστε η ατμονομή ενταύθα επιτυγχάνεται δια καταλλή-
λου ευθυγράμμου παλινδρομικής κινήσεως του ατμονομέως
σύρτου, την οποίαν λαμβάνομεν εν αυτή τη μηχανή, καθιστών-
τες ούτω την ατμονομήν αυτόματον.
Την κίνησιν του ατμονομέως λαμβάνομεν είπον εν αυτή τη

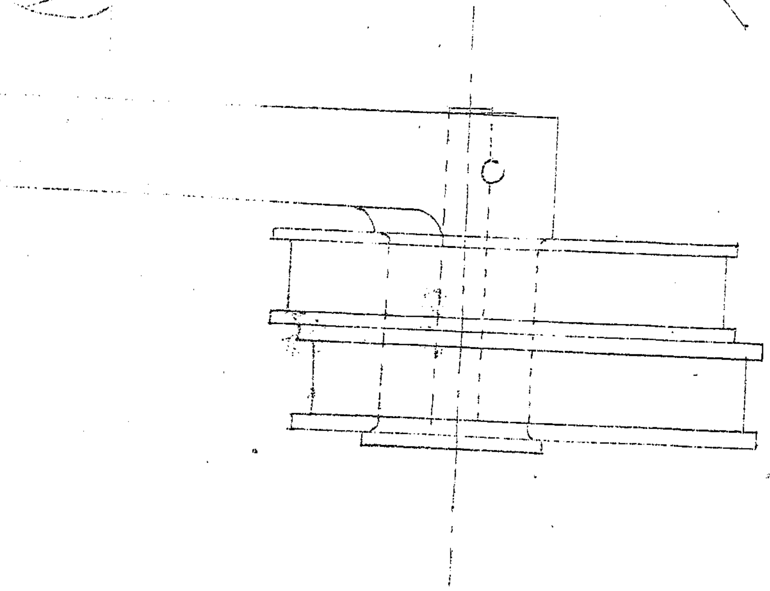


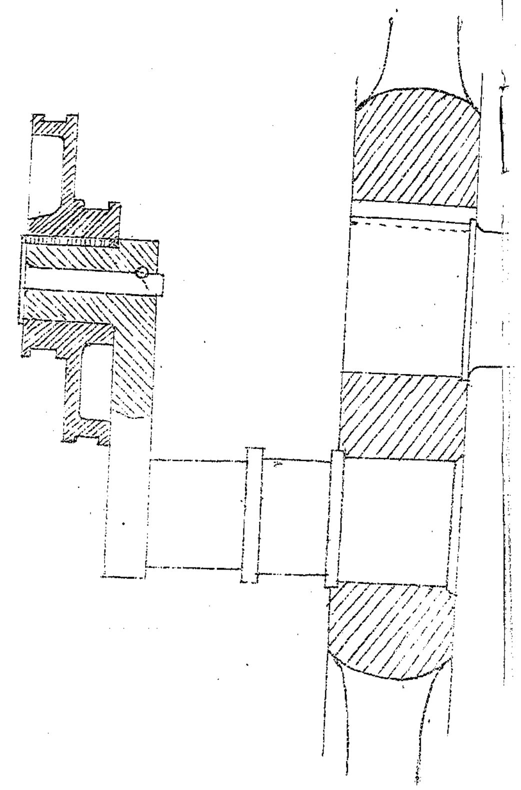
μηχανή ὡς ἑξῆς. Εἴδομεν ἀνωτέρω, ὅτι διά τῆς ἁπλουστάτης συσκευῆς τοῦ στροφάλου καί τοῦ διωστῆρος δυνάμεθα νά μετατρέψωμεν τήν παλινδρομικήν κίνησιν τοῦ ἐμβολέως εἰς περιστροφικήν κίνησιν τῆς ἀτράκτου. Διά τοῦ αὐτοῦ τρόπου δυνάμεθα νῦν ἐφαρμόζοντες ἐπί τῆς ἀτράκτου στρόφαλον καταλλήλων διαστάσεων, καί συνδέοντες αὐτόν μετά τοῦ ἀτμονομέως διά διωστῆρος καί βάκτρου σταθερῶς συνδεδεμένου μετά τοῦ ἀτμονομέως νά μετατρέψωμεν τήν περιστροφικήν κίνησιν τῆς ἀτράκτου εἰς τήν παλινδρομικήν κίνησιν τοῦ ἀτμονομέως.

Ἔκκεντρον.— Ὁ στρόφαλος δι' οὗ μετασχηματίζεται ἡ περιστροφική κίνησις τῆς ἀτράκτου εἰς τήν παλινδρομικήν κίνησιν τοῦ ἀτμονομέως λαμβάνει συνήθως τήν ἐν τῷ σχήματι ἐμφαινομένην μορφήν, ἡ ἀκτίς τοῦ κνώδακος τοῦ στροφάλου αὐ-

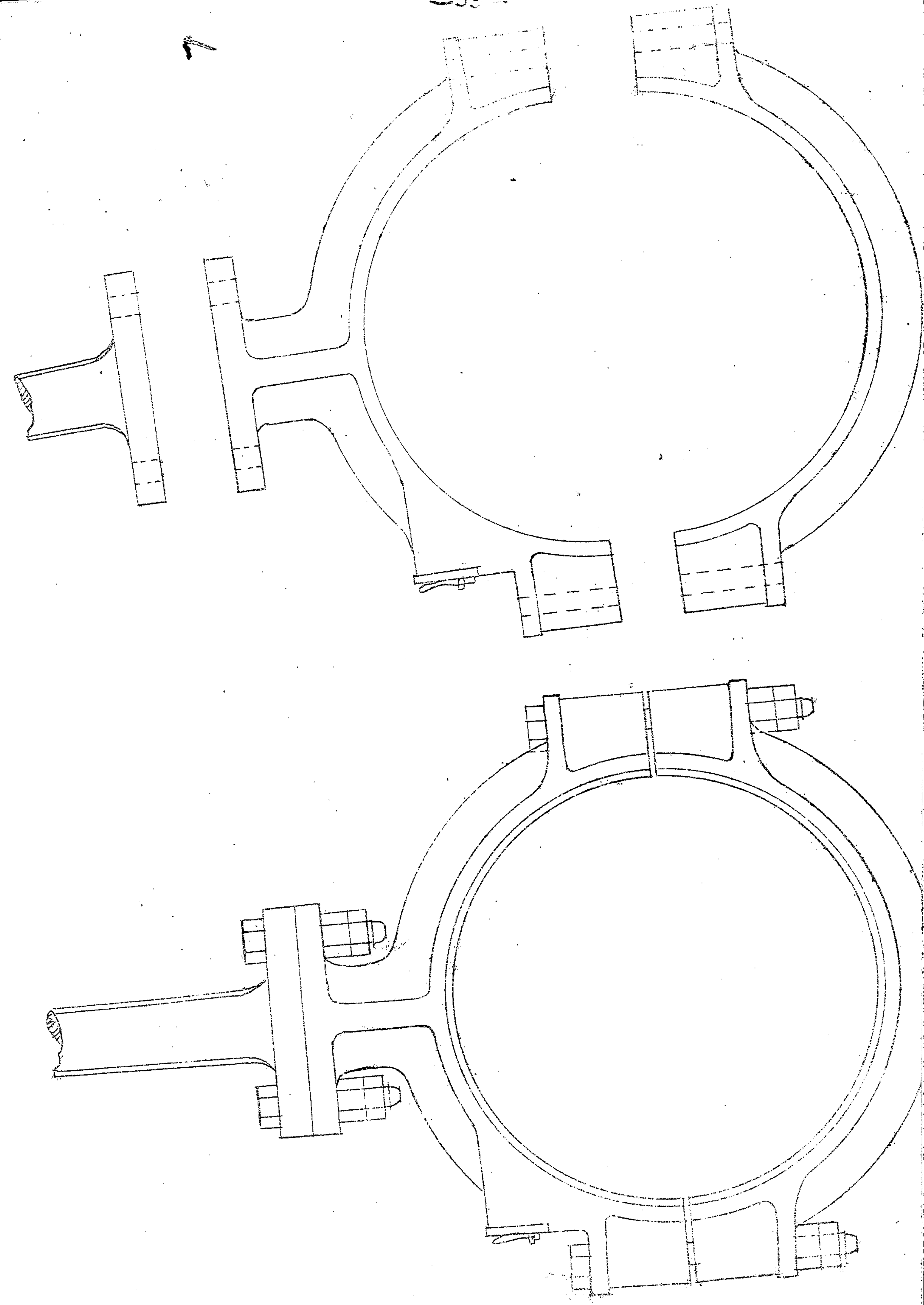


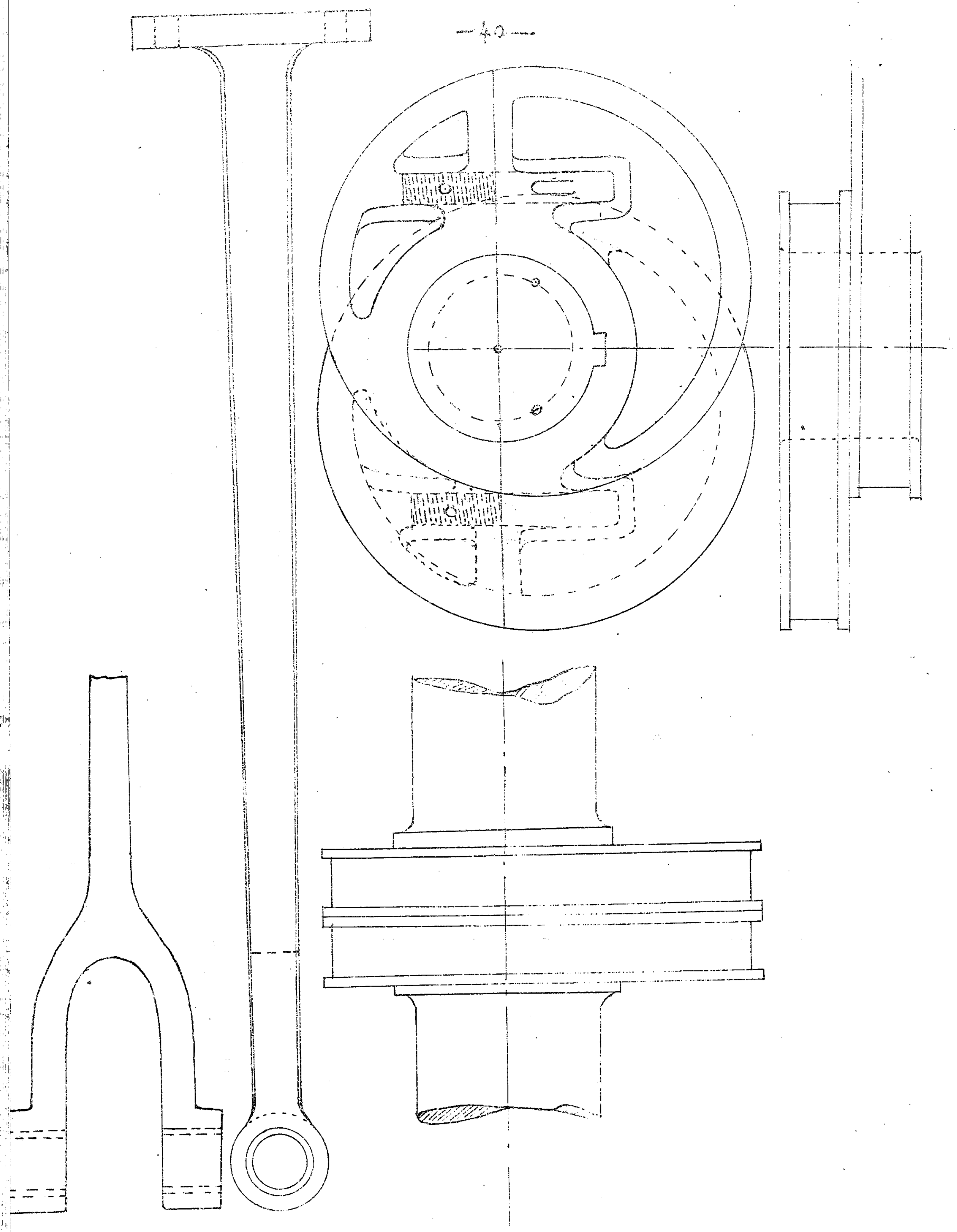


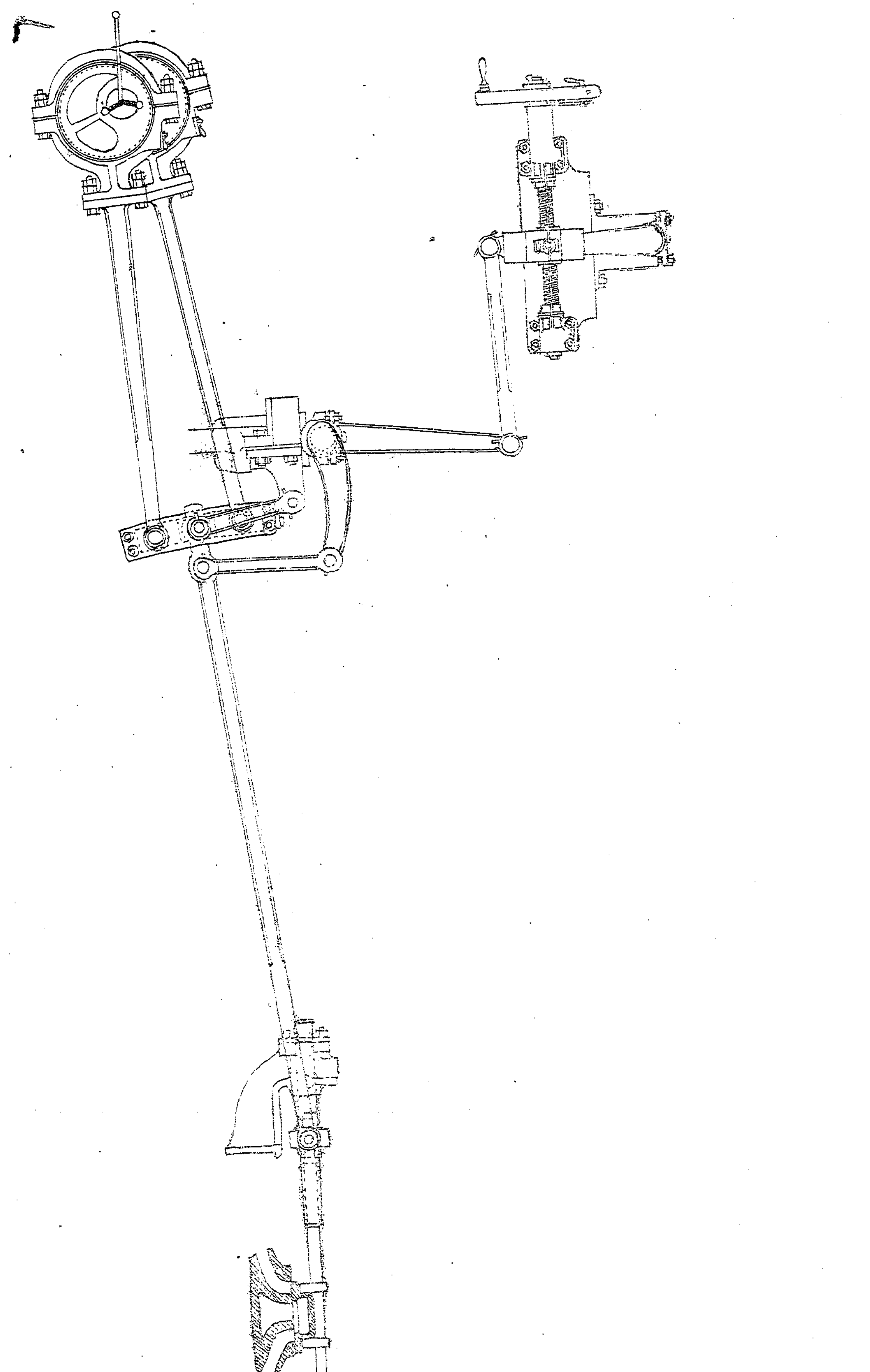




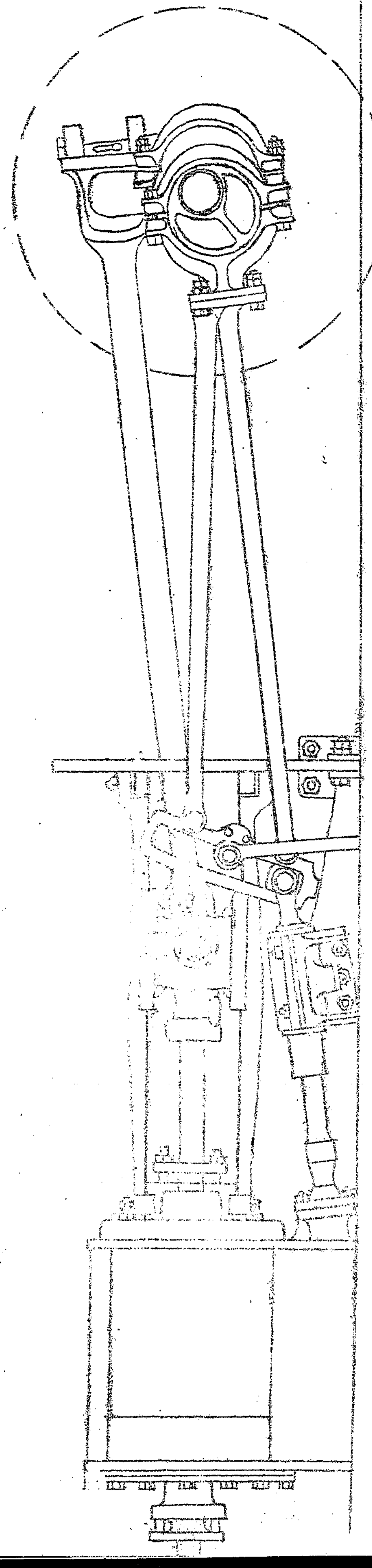
<u>Ἀτμομηχαναί</u> Πρωτοπαπαδάκη

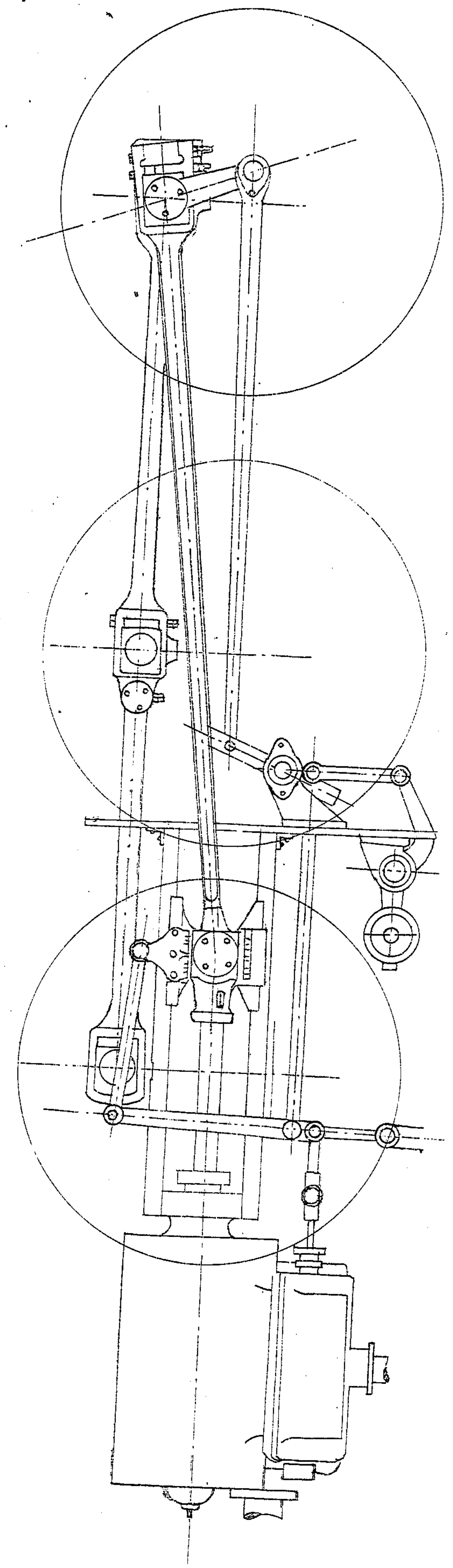






Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη





Κλίμαξ 0,05

ξάντε δηλ. καί περιβάλλει ολόκληρον τόν στρόφαλον. ή μορφή αύτη παρουσιάζει ευκολίας περί τήν κατασκευήν. ή απόστασις τό μήκος δηλ. τού στροφάλου καλείται εκκεντρικότης ή ακτίς εκκεντρικότητος.

Η ετέρα τών κεφαλών τού διωστήρος τού ενούντος τό έκκεντρον μετά βάκτρου τού ατμονομέως έχει μορφήν κλοιού καί καλείται κλοιός τού εκκέντρου. σύγκειται δέ έκ δύο τεμαχίων καί τούτο ευκολύνει τήν τοποθέτησιν αυτού.

Ψυγείον.— Είδομεν ήδη ανωτέρω, ότι ό ατμός εκ τού κυλίνδρου εκκενούται εις χώρον ένθα ή πίεσις είναι κατωτέρα τής πιέσεως τού ατμού εν τώ ατμοθαλάμω. κατά τήν κίνησιν τού εμβόλου ή υπό τού ατμού εξασκουμένη επί τής μιάς τών εδρών αυτού πίεσις, τής αριστεράς λόγου χάριν έχει νά υπερνικήση πρός τοίς άλλοις καί τήν ενυπάρχουσαν εν τώ πρός τά δεξιά τού εμβόλου πίεσιν τού χώρου τού κυλίνδρου, όστις κατά τήν στιγμήν ταύτην συγκοινωνεί μετά τού αγωγού τής εκκενώσεως. όσω λοιπόν μικροτέρα είναι ή πίεσις αύτη τόσω καλλίτερον χρησιμοποιείται ή εν τώ ατμώ εμπεριεχομένη ελαστική δύναμις.

Εάν ή εκκένωσις τού ατμού γίνεται εν τή ατμοσφαίρα όπως τούτο συμβαίνει λ.χ. εν ταίς ατμαμάξαις, τότε εις τάς άλλας αντιστάσεις τάς οποίας πρέπει νά υπερνικήση ή ελαστική δύναμις τού ατμού, διά νά μετατοπίση τό έμβολον επί τού οποίου εξασκείται ή άμεσος επενέργεια τού ατμού, προστίθεται καί ή ατμοσφαιρική πίεσις. Δυνάμεθα όμως νά εκκενώσωμεν τόν ατμόν εκ τού κυλίνδρου όχι πλέον εν τή ατμοσφαίρα αλλ' εν δοχείω ένθα τεχνικώς κρατούμεν τήν πίεσιν ελάσσονα τής ατμοσφαιρικής πιέσεως, εν ώ συμπυκνούμεν τον ἀτμόν θέτοντες αὐτόν εἰς ἄμεσον ἐπαφήν μετά ψυχροῦ ὕδατος, ὅπερ ρίπτομεν ἐν τῷ δοχείῳ τῆς ἐκκενώσεως διά ῥαντιστῆρος κρουνοῦ. τό δοχεῖον τῆς ἐκκενώσεως καλοῦμεν διά τοῦτο ψυγεῖον. θά ἴδωμεν δέ ὅτι ἡ ἐν τῷ ψυγείῳ ἐκκένωσεις εἶναι προτιμωτέρα τῆς ἐν τῇ ἀτμοσφαίρᾳ ἐκκενώσεως, ὡς ἐπαυξάνουσα τήν πρόοδον τῆς μηχανῆς.

Τό σχετικόν κενόν τοῦ ψυγείου διατηρεῖται δι' ἀεραντλίας.

Περί θερμότητος

Θερμοκρασία

* Πάντες γνωρίζομεν νά διακρίνωμεν τά θερμά ἀπό τά ψυχρά σώματα, καί ἡ διάκρισις αὕτη προκύπτει ἐκ τῆς διαφορᾶς περί τάς ἐντυπώσεις τάς ὁποίας δοκιμάζομεν, ἁπτόμενοι διαφόρων φύσεων θερμοτέρων τῶν μέν τῶν δέ.

Ἡ ἔντασις τῶν ἐντυπώσεων τούτων ἐπιδέχεται βαθμολογίαν τινά, οὕτως ὥστε δυνάμεθα διά τῆς ἁφῆς νά εἴπωμεν, ὅτι σῶμά τι εἶναι θερμότερον ἤ ψυχρότερον ἑτέρου σώματος. Αἱ λέξεις θερμός χλιαρός, δροσερός καί ψυχρός συνδέονται ἐν τῇ διανοίᾳ μας μέ σειράν ἐντυπώσεων, αἵτινες ἐμφαίνουν ἀντιστοιχοῦσαν σειράν καταστάσεων σώματός τινος ἐν σχέσει πρός τό θερμόν ἤ ψυχρόν τοῦ σώματος τούτου.

Εἰς τήν ἐπιστημονικήν γλῶσσαν ἀντί νά μεταχειρισθῶμεν τάς λέξεις ταύτας, μεταχειριζόμεθα τήν λέξιν θερμοκρασίαν. οὕτω ἡ λέξις θερμός ἀντικαθίσταται διά τῆς φράσεως ὑψηλή θερμοκρασία, ἡ λέξις ψυχρός διά τῆς φράσεως χαμηλή θερμοκρασία. καί ἐν γένει ἡ λέξις ~~θερμοκρασία~~ θερμοκρασία εἶναι γενικός ὅρος ἐφαρμόσιμος εἰς ἑκάστην κατάστασιν τοῦ σώματος, θεωρουμένην ἐν σχέσει πρός τό θερμόν ἤ ψυχρόν αὐτοῦ.

Ἡ θερμοκρασία σώματός τινος ἐμφαίνει δηλ. τό κατά πόσον

* Maxwel.

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδ.

τό σῶμα εἶναι θερμόν ἤ ψυχρόν, καί ἐπειδή ἐκ πείρας γνωρίζομεν ὅτι τά θερμότερα τῶν σωμάτων, εὑρισκόμενα εἰς θερμικήν συγκοινωνίαν μετ' ἄλλων ψυχροτέρων, θερμαίνουσι ταῦτα, ψυχραινόμενα, λέγομεν ὅτι,

Ἡ θερμοκρασία σώματός τινος, εἶναι ἡ θερμική αὐτοῦ κατάστασις, θεωρουμένη ἐν σχέσει πρός τήν δύναμιν, ἥν κέκτηται τοῦτο διά νά θερμάνῃ ἄλλα σώματα.

Ἐάν δύο σώματα τεθῶσιν εἰς θερμικήν συγκοινωνίαν τό ἕν τούτων θερμαίνεται, τό ἕτερον ψυχραίνεται, λέγομεν δέ ὅτι, τό ψυχραινόμενον σῶμα εὑρίσκεται εἰς θερμοκρασίαν ὑψηλοτέραν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ψυχραινομένου σώματος.

Ἐάν δύο σώματα συγκοινωνοῦντα ὑπό θερμικήν ἔποψιν, οὐδέτερον τούτων θερμαίνεται ἤ ψυχραίνεται, λέγομεν ὅτι τά σώματα ἔχουσιν ἴσας θερμοκρασίας εὑρίσκονται ὑπό τήν αὐτήν θερμοκρασίαν, ἤ ἐν θερμικῇ ἰσορροπίᾳ. σώματα ἔχοντα τήν αὐτήν θερμοκρασίαν μέ τρίτον σῶμα εὑρίσκονται ἐν θερμικῇ ἰσορροπίᾳ καί πρός ἄλληλα ἤτοι ἔχουσι τήν αὐτήν θερμοκρασίαν.

Ἐάν δηλ. βυθίσωμεν ἐν τῷ ὕδατι σῶμά τι, τεμάχιον σιδήρου λ.χ. ὅπερ εὑρίσκεται ἐν θερμικῇ ἰσορροπίᾳ μετά τοῦ περιβρέχοντος αὐτό ὕδατος, καί μεταφέρωμεν τό αὐτό τεμάχιον σιδήρου, εἰς ἕτερον ἀγγεῖον ἐμπεριέχον ἔλαιον λ.χ. βυθίσωμεν αὐτό καί παρατηρήσωμεν ὅτι εὑρίσκεται τοῦτο ἐν θερμικῇ ἰσορροπίᾳ καί μετά τοῦ περιβρέχοντος αὐτό ἐλαίου, λέγομεν ὅτι τό ὕδωρ καί τό ἔλαιον εὑρίσκονται ἐν θερμικῇ ἰσορροπίᾳ πρός ἄλληλα, ἔχουσι τήν αὐτήν θερμοκρασίαν.

Τό ἀξίωμα τοῦτο, εἶναι ἀνάλογον τῷ τοῦ Εὐκλείδου, τά τρίτῳ τινί ἴσα καί ἀλλήλοις εἰσίν ἴσα, καί ἀποτελεῖ τήν βάσιν τῆς θερμομετρικῆς ἐπιστήμης.

Αἱ φυσικαί ἰδιότητες τῶν σωμάτων ἀλλοιοῦνται, ἐν ὅσῳ μεταβάλλεται ἡ θερμοκρασία αὐτῶν. Τινές τῶν ἀλλοιώσεων τούτων εἶναι ἀπότομοι καί ὁρίζουσι θερμοκρασίας ὡρισμένας, αἵτινες χρησιμεύουσιν ἡμῖν ὡς σημεῖα παραβολῆς.

Ἄλλαι εἶναι συνεχεῖς, καί διά τῆς μεταβολῆς αὐτῶν μετά τῶν ἄνω ὡρισμένων θερμοκρασιῶν, δυνάμεθα νά καταμετρήσωμεν ἀριθμητικῶς τήν θερμοκρασίαν.

Οὕτω λ.χ. ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑπό σταθεράν πίεσιν τηκομένου πάγου εἶναι ἀμετάβλητος· ἀμετάβλητος, εἶναι ἐπίσης καί ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑπό σταθεράν πίεσιν παραγομένου ὑπό τοῦ ζέοντος ὕδατος ἀτμοῦ, καί τάς θερμοκρασίας ταύτας δυνάμεθα νά λάβωμεν σημεῖα παραβολῆς.

Αἱ ἀπότομοι αὗται ἀλλοιώσεις, ὡρισμένας μόνον θερμοκρασίας ὁρίζουσι, καί πρέπει νά εὕρωμεν ἀλλοιώσεις μεταβαλλομένας συνεχῶς μετά τῆς θερμοκρασίας, δι' ὧν θά δυνηθῶμεν νά καταμετρήσωμεν καί ταύτην συνεχῶς.

Ὡς τοιαύτην λαμβάνομεν τήν διαστολήν, ἥν ὑφίστανται τά σώματα ἰδίᾳ τά ὑγρά καί πρό πάντων τά ἀέρια ὑψουμένης τῆς θερμοκρασίας αὐτῶν.

Ἀλλ' ἡ διαστολή αὕτη εἶναι συνάρτησις, ὄχι μόνον τῆς θερμοκρασίας ἀλλά καί τῆς πιέσεως, ὑπό τήν ὁποίαν εὑρίσκεται τό διαστελλόμενον σῶμα. ἔχομεν λοιπόν

$$\theta = \varphi(v, p)$$

ὡς θερμομετρικόν σῶμα, ὅπερ θά μᾶς χρησιμεύσῃ διά τήν ἀριθμητικήν καταμέτρησιν τῆς θερμοκρασίας λαμβάνομεν τόν ἀτμοσφαιρικόν ἀέρα καί τήν συνάρτησιν φ λαμβάνομεν αὐθαιρέτως ὑπό τήν μορφήν

$$\varphi(v,p) = v.p$$

Ἔστωσαν λοιπόν v_0 ὁ ὄγκος ὡρισμένου βάρους ἑνός χιλιογράμμου λ.χ. ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος καί p_0 ἡ πίεσις αὐτοῦ ὑπό τήν θερμοκρασίαν τοῦ τηκομένου πάγου. v_1 ὁ ὄγκος τοῦ αὐτοῦ βάρους ἀέρος καί p_1 ἡ πίεσις αὐτοῦ ὑπό τήν θερμοκρασίαν τοῦ ζέοντος ὕδατος. ἐκ τῶν πειραμάτων τοῦ Regnault πορίζόμεθα τήν σχέσιν

$$\frac{p_1 v_1}{p_0 v_0} = 1,365$$

Ἔστωσαν ἤδη T_0 καί T_1 αἱ θερμοκρασίαι τοῦ τηκομένου πάγου καί τοῦ ζέοντος ὕδατος ὑπό τήν μέσην ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν (10,333 χιλιόγραμμα κατά τετραγωνικόν μέτρον) ἐκφραζόμεναι εἰς βαθμούς τοῦ ἐξ ἀέρος θερμομέτρου, οὗτινος τά κλιμάκια κατεσκευάσαμεν οὕτως, ὥστε ἡ διαφορά τῶν βαθμῶν ν' ἀντιστοιχῇ τῇ διαφορᾷ τῶν ἀριθμητικῶν τιμῶν τοῦ λόγου

$$\frac{p_1 v_1}{p_0 v_0}$$

τό θερμομετρικόν διάστημα $T_1 - T_0$ ἀντιστοιχεῖ λοιπόν τῇ διαφορᾷ

$$\frac{p_1 v_1 - p_0 v_0}{p_0 v_0} = 0,365$$

Ἔστω ἤδη T ἡ ἀντιστοιχοῦσα τῷ γινομένῳ pv θερμοκρασία, εἰς τό θερμομετρικόν διάστημα $T - T_0$ ἀντιστοιχεῖ ἡ διαφορά

$$\frac{pv - p_0 v_0}{p_0 v_0}$$

ἔχομεν δέ προφανῶς

$$\frac{T - T_0}{T_1 - T_0} = \frac{\frac{pv - p_0 v_0}{p_0 v_0}}{0,365}$$

ἤ

$$T - T_0 = \frac{T_1 - T_0}{0,365} \times \frac{pv - p_0 v_0}{p_0 v_0}$$

σχέσις ἥτις συνδέει τά θερμομετρικά διαστήματα πρός τάς διαφοράς $pv - p_0 v_0$.

κλίμακες θερμοκρασίας. — Ὁ ἀριθμός $T_1 - T_0$ τῶν θερμομετρικῶν βαθμῶν εἰς οὓς ὑποδιαιροῦμεν τό μεταξύ τῆς θερμοκρασίας τοῦ τηκομένου πάγου καί τῆς θερμοκρασίας τοῦ ζέοντος ὕδατος περιλαμβανόμενον θερμομετρικόν διάστημα λαμβάνεται αὐθαιρέτως. αὐθαιρέτως ἐπίσης λαμβάνεται καί ὁ ἀριθμός T_0 τῶν θερμομετρικῶν βαθμῶν, μεταξύ τοῦ μηδέν τῆς κλίμακος καί τῆς θερμοκρασίας τοῦ τηκομένου πάγου. εἰς τήν αὐθαίρετον δέ ταύτην ἐκλογήν ὀφείλονται καί αἱ διαφοραί περί τάς θερμομετρικάς κλίμακας.

Ἐν τῇ ἑκατονταβάθμῳ κλίμακι τό μηδέν ἀντιστοιχεῖ εἰς τήν θερμοκρασίαν τοῦ τηκομένου πάγου ὑπό τήν μέσην ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν, καί τό διάστημα $T_1 - T_0$ ὑποδιαιροῦσιν εἰς 100 ἴσα μέρη εἰς 100° βαθμούς.

Ὅθεν κατά τήν προηγουμένην σχέσιν

$$T_0 = 0 \quad T_1 = 100^\circ$$

καί

$$T - T_0 = \frac{T_1 - T_0}{0.365} \times \frac{pv - p_0 v_0}{p_0 v_0} = 274^\circ \, \frac{pv - p_0 v_0}{p_0 v_0}$$

Ἐν τῇ κλίμακι τοῦ Réaumur τό μηδέν ἀντιστοιχεῖ ἐπίσης εἰς τήν θερμοκρασίαν τοῦ ὑπό τήν μέσην ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν τηκομένου πάγου, ἀλλά τό διάστημα $T_1 - T_0$ ὑποδιαιροῦσιν εἰς 80° βαθμούς ὅθεν

$$T_0 = 0 \quad T_1 = 80^\circ$$

καί

$$T - T_0 = 219,2 \, \frac{pv - p_0 v_0}{p_0 v_0}$$

Τέλος ἐν τῇ κλίμακι τοῦ Fahrenheit τό μηδέν λαμβάνεται, οὕτως, ὥστε ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑπό σταθεράν πίεσιν τηκομένου πάγου νά εἶναι ἴση μέ 32°, καί τό διάστημα $T_1 - T_0$ ὑπο-

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδ.

[illegible] τὰ 180° Fh.

$$T_0 = 32° \quad T_1 = 212°$$

καί

$$T - T_0 = 493,2 \frac{pv - p_0v_0}{p_0v_0}$$

Ἐνταῦθα θά κάμωμεν χρῆσιν μόνον τῆς ἑκατοντάβαθμου κλίμακος.

Ἀπόλυτος θερμοκρασία. —— Εἴδομεν ἀνωτέρω ὅτι τό μηδέν τῶν διαφόρων θερμομετρικῶν κλιμάκων λαμβάνεται ὅλως αὐθαιρέτως. Ὑπάρχει [illegible] θερμοκρασία τις, τήν ὁποίαν καίτοι μή δυνάμενοι νά πραγματοποιήσωμεν ἐάν λάβωμεν ὡς μηδέν, οὐχί πλέον αὐθαιρέτως, ἀλλ' ἐν σχέσει πρός τάς θερμοδυναμικάς ἰδιότητας τῶν ἀερίων. Ἡ θερμοκρασία αὕτη ἀντιστοιχεῖ εἰς τήν κατάστασιν [illegible] τοῦ ἀερίου ὅπερ μᾶς χρησιμεύει ὡς θερμομετρική οὐσία, ἐν ᾗ τό γινόμενον pv ἰσοῦται τῷ μηδενί.

Τήν κλίμακα ταύτην καλοῦμεν ἀπόλυτον κλίμακα θερμοκρασίας.

Τάς θερμοκρασίας τῆς κλίμακος ταύτης καλοῦμεν ἀπολύτους θερμοκρασίας, τό μηδέν αὐτῆς ἀπόλυτον μηδέν θερμοκρασίας.

Ἐάν καλέσωμεν τ_0 τήν θερμοκρασίαν τοῦ τηκομένου πάγου ὑπολογιζομένην ἐν τῇ ἀπολύτῳ κλίμακι, τ_1 τήν τοῦ ζέοντος ὕδατος, καί τ οἱανδήποτε ἄλλην θερμοκρασίαν ἐν τῇ αὐτῇ κλίμακι.

ἐκ τῆς ἄνω εὑρεθείσης σχέσεως

$$T - T_0 = \frac{T_1 - T_0}{0,365} \times \frac{pv - p_0v_0}{p_0v_0}$$

ἐξάγομεν

$$\text{μηδέν} - \tau_0 = -\frac{\tau_1 - \tau_0}{0,365} \quad \text{ἤ} \quad \tau_0 = \frac{\tau_1 - \tau_0}{0,365}$$

ὅθεν $\tau_1 = 1,365\,\tau_0$

καί κατά συνέπειαν

$$\tau - \tau_0 = \frac{\tau_1 - \tau_0}{0,365} \times \frac{pv - p_0v_0}{p_0v_0}$$

ἤ

$$\tau = \tau_0 \frac{pv}{p_0v_0}$$

καί διά τάς συνηθεστέρας θερμομετρικάς κλίμακας ἔχομεν

ἐν τῇ ἑκατονταβάθμῳ κλίμακι

$$\tau_0 = 274° \quad \tau_1 = 374° \quad \tau = 274 \frac{pv}{p_0v_0} = T + 274°$$

ἐν τῇ κλίμακι τοῦ Fahrenheit

$$\tau_0 = 493°,2 \quad \tau_1 = 673°,2 \quad \tau = 493°,2 \frac{pv}{p_0v_0} = T + 461°,2$$

ἐν τῇ κλίμακι τοῦ Reaumur

$$\tau_0 = 219°,2 \quad \tau_1 = 299°,2 \quad \tau = 219°,2 \frac{pv}{p_0v_0} = T + 219°,2$$

καί αἱ θέσεις τοῦ ἀπολύτου μηδενός ἐν ταῖς θερμομετρικαῖς ταύταις κλίμαξι εἶναι

ἐν τῇ ἑκατονταβάθμῳ	Fahrenheit	Reaumur
− 274	− 461,2	− 219°,2

Πίναξ τῆς ἐλαστικότητος τῶν μονίμων ἀερίων.

θερμοκρασία θ	τ	$\frac{pv}{p_0 v_0}$	θερμοκρασία θ	τ	$\frac{pv}{p_0 v_0}$	θερμοκρας. θ	τ	$\frac{pv}{p_0 v_0}$	θερμοκρας. θ	τ	$\frac{pv}{p_0 v_0}$
−30	244	0,8905	95	369	1.3468	220	494	1.8029	470	744	2.7153
−25	249	0.9088	100	374	1.3650	230	504	1.8394	480	754	2.7518
−20	254	0.9270	105	379	1.3832	240	514	1.8759	490	764	2.7883
−15	259	0.9453	110	384	1.4015	250	524	1.9124	500	774	2.8248
−10	264	0.9635	115	389	1.4197	260	534	1.9489	520	794	2.8978
−5	269	0.9818	120	394	1.4380	270	544	1.9854	540	814	2.9708
0	274	1.0000	125	399	1.4562	280	554	2.0219	560	834	3.0438
5	279	1.0182	130	404	1.4744	290	564	2.0584	580	854	3.1168
10	284	1.0365	135	409	1.4927	300	574	2.0940	600	874	3.1898
15	289	1.0547	140	414	1.5109	310	584	2.1314	620	894	3.2328
20	294	1.0730	145	419	1.5292	320	594	2.1679	640	914	3.3358
25	299	1.0912	150	424	1.5474	330	604	2.2044	660	934	3.4088
30	304	1.1095	155	429	1.5657	340	614	2.2409	680	954	3.4818
35	309	1.1277	160	434	1.5839	350	624	2.2774	700	974	3.5547
40	314	1.1460	165	439	1.6022	360	634	2.3139	720	994	3.6277
45	319	1.1643	170	444	1.6204	370	644	2.3504	740	1014	3.7007
50	324	1.1825	175	449	1.6387	380	654	2.3869	760	1034	3.7737
55	329	1.2007	180	454	1.6569	390	664	2.4234	780	1054	3.8467
60	334	1.2190	185	459	1.6752	400	674	2.4599	800	1074	3.9197
65	339	1.2375	190	464	1.6934	410	684	2.4964	820	1094	3.9927
70	344	1.2555	195	469	1.7117	420	694	2.5329	840	1114	4.0657
75	349	1.2738	200	474	1.7299	430	704	2.5693	860	1134	4.1387
80	354	1.2920	205	479	1.7451	440	714	2.6058	880	1154	4.2117
85	359	1.3103	210	484	1.7604	450	724	2.6423	900	1174	4.2847
90	364	1.3285	215	489	1.7846	460	734	2.6788	1000	1274	4,6496

θ θερμοκρασία ὑπολογιζομένη ἀπό τοῦ συνήθους μηδέν
τ ἀπόλυτος θερμοκρασία
p πίεσις εἰς χιλιόγραμμα κατά τετραγωνικόν μέτρον
v ὄγκος ἑνός χιλιογράμμου ἀερίου εἰς κυβικά μέτρα
pv τό γινόμενον τῶν ποσοτήτων τούτων ὑπό θερμοκρασίαν θ
$p_0 v_0$ τό γινόμενον ὑπό τήν θερμοκρασίαν τοῦ τηκομένου πάγου

Φυσικαί ἰδιότητες τῶν ῥευστῶν

Τά σώματα διακρίνομεν ἐν γένει εἰς στερεά καί ῥευστά καί τά τελευταῖα ταῦτα εἰς ἀέρια.

Ἐάν φαντασθῶμεν χῶρον περιβαλλόμενον ὑπό ἐλαστικῶν παρειῶν, κατεχόμενον ὑπό ὑγροῦ τινος πληροῦντος ἀκριβῶς τόν χῶρον τοῦτον, καί ἐπιφέρωμεν μεταβολήν τινα εἰς τήν μορφήν τοῦ περιέχοντος, χωρίς νά ἐλαττώσωμεν τόν ὄγκον αὐτοῦ, τό περιεχόμενον ὑγρόν λαμβάνει τήν μορφήν τοῦ περιέχοντος καί ἐξακολουθεῖ πληροῦν αὐτό. Ἀλλ᾽ ἄν θελήσωμεν, μεταβάλλοντες τήν μορφήν νά ἐλαττώσωμεν καί τόν ὄγκον τοῦ περιεχομένου ἀπαντῶμεν ἀντίστασιν σχεδόν ἀνυπέρβλητον. Δέν δυνάμεθα δηλ. νά ἐλαττώσωμεν ἐπαισθητῶς τόν ὄγκον τοῦ ὑγροῦ, ἐνῷ δυνάμεθα νά δώσωμεν εἰς αὐτόν οἱανδήποτε μορφήν.

Τά ὑγρά εἶναι λοιπόν <u>ἀπίεστα</u> καί καλοῦσιν αὐτά ἐνίοτε καί <u>ἀπίεστα ῥευστά</u>.

Ἐάν αὐξήσωμεν τόν ὑπό τοῦ περιβάλλοντος ἀγγείου περιεχόμενον χῶρον, μέρος μόνον τούτου κατέχεται ὑπό τοῦ ὑγροῦ, ὅπερ παρουσιάζει ὁριζοντίαν ἐλευθέραν ἐπιφάνειαν. αἱ πιέσεις τάς ὁποίας ἐξασκεῖ τότε ἐπί τῶν παρειῶν τοῦ περιέχοντος τοῦτο ἀγγείου, ὀφείλονται ἁπλῶς τῇ ἐπί τοῦ ὑγροῦ ἐπενεργείᾳ τῆς βαρύτητος.

Ἐάν τοὐναντίον φαντασθῶμεν τόν αὐτόν ὄγκον πληρούμενον ὑπό ἀερίου τινός, παρατηροῦμεν ὅτι ὄχι μόνον τό σχῆμα δυνάμεθα νά μεταβάλωμεν ἀλλά καί τόν ὄγκον τοῦ περιεχομένου (αὐξάνοντες ἤ ἐλαττοῦντες αὐτόν) τό ἀέριον ἐξακολουθεῖ πληροῦν τὸν ὄγκον καὶ ἐὰν θελήσωμεν νὰ ἐλαττώσωμεν αὐτὸν μικρὰν σχετικῶς ἀντίστασιν ἀπαντῶμεν. ὥστε τὰ ἀέρια εἶναι συμπιεστὰ καὶ καλοῦσιν αὐτὰ ἐνίοτε καὶ συμπιεστὰ ἢ ἐλαστικὰ ῥευστά.

Ἡ ἐπὶ τοῦ ἀερίου ἐπενέργεια τῆς βαρύτητος εἶναι σχετικῶς μικρὰ ἐνῷ ἡ ἐπὶ τῶν παρειῶν τοῦ περιέχοντος ἀξασκουμένη ὑπ' αὐτοῦ πίεσις δύναται νὰ καταστῇ μεγίστη καὶ εἶναι ἄσχετος πρὸς τὴν βαρύτητα.

Ἐπενέργεια τῆς θερμότητος ἐπὶ τῶν ῥευστῶν.—

Τὰ ὑγρὰ ἐν γένει αὐξάνουσι τὸν ὄγκον διαστέλλονται καὶ μετατρέπονται εἰς ἀέρια ἐξατμίζονται καθ' ὅσον ὑψοῦται ἡ θερμοκρασία των. παρατηροῦμεν δέ, ὅτι ὑπὸ μίαν καὶ τὴν αὐτὴν πίεσιν ἡ ἐξάτμισις ἄρχεται ὑπὸ τὴν αὐτὴν πάντοτε θερμοκρασίαν θ.

Ἐὰν αὐξήσωμεν τὴν πίεσιν ὑπὸ τὴν ὁποίαν εὑρίσκεται τὸ θερμαινόμενον ὑγρόν, αὐξάνει καὶ ἡ θερμοκρασία ὑπὸ τὴν ὁποίαν ἄρχεται ἡ ἐξάτμισις. Ὅθεν τὸ σημεῖον τῆς ἐξατμίσεως ὑγροῦ τινος εἶναι συνάρτησις δύο παραγόντων p καὶ θ, καὶ μεταβάλλεται μετ' αὐτῶν.

Οἱ παραγόμενοι ἀτμοὶ συμπυκνοῦνται διὰ τῆς ψύξεως, καὶ ἐπανέρχονται εἰς τὴν προτέραν ὑγρὰν κατάστασιν. Ἐὰν οἱ ἀτμοὶ εὑρίσκωνται ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν, ἣν ὑφίστατο καὶ τὸ ὑγρὸν κατὰ τὴν παραγωγὴν αὐτῶν, ἡ θερμοκρασία τῆς συμπυκνώσεως, εἶναι ἡ αὐτὴ μὲ τὴν θερμοκρασίαν τῆς ἐξατμίσεως.

Καὶ ἐν γένει ἐὰν ῥευστόν τι εὑρισκόμενον ὑπὸ πίεσιν p καὶ θερμοκρασίαν θ ἄρχεται ἐξατμιζόμενον, οἱ παραγόμενοι ἀτμοὶ ὑπὸ τὴν αὐτὴν πίεσιν p καὶ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν θ ἄρχονται συμπυκνούμενοι.

Τὰ ἐκ τῆς ἐξατμίσεως ὑγροῦ τινος παραγόμενα ἀέρια ὀνομάζομεν ἀτμούς.

Κυρίως δὲ ἀέρια ὀνομάζομεν τὰ ῥευστὰ ἐκεῖνα ἅτινα ὑπὸ τὴν συνήθη θερμοκρασίαν καὶ πίεσιν, διατηροῦσι τὴν ἐλαστικὴν φύσιν, ἣν ἀνεγνωρίσαμεν ἀνωτέρω [§] ὅτε κέκτηνται.

Τινὰ τῶν ἀερίων τούτων μεταβαίνουσιν εἰς τὴν ὑγρὰν κατάστασιν διὰ μικρᾶς σχετικῶς καταπτώσεως τῆς θερμοκρασίας αὐτῶν, ἢ διὰ μικρᾶς σχετικῶς αὐξήσεως τῆς πιέσεως ὑπὸ τὴν ὁποίαν εὑρίσκονται. τοιαῦτα εἶναι τὸ χλῶρον (chlore), τὸ θειοῦχον ὀξὺ (acide sulfureux). ἡ συμπύκνωσις ἄλλων τοὐναντίον, μόνον δι' ἐνεργητικωτάτων διαψυκτικῶν μέσων καὶ ὑπὸ μεγίστην πίεσιν ἐπετεύχθη. καὶ τοιαῦτα εἶναι (protoxyde d'azote) καὶ τὸ ἀνθρακικὸν ὀξὺ (acide carbonique) Τινὰ τούτων μάλιστα ἀνθίσταντο μέχρι τῶν τελευταίων τούτων ἐτῶν εἰς ὅλα τὰ μέσα δι' ὧν ἐπεδιώχθη ἡ συμπύκνωσις αὐτῶν. μεταξὺ τούτων συγκαταλέγονται (oxyde de carbone) ἄζωτον (azote) ὀξυγόνον (oxygène) καὶ ὑδρογόνον (hydrogène). ἀλλὰ δι' ἐπαρκοῦς ἀνυψώσεως τῆς πιέσεως καὶ καταπτώσεως τῆς θερμοκρασίας κατωρθώθη καὶ τῶν τελευταίων τούτων ἡ συμπύκνωσις.

Εἰδικὸν βάρος τῶν ῥευστῶν.—

Τὸ εἰδικὸν βάρος ῥευστοῦ τινος εἶναι τὸ βάρος τῆς μονάδος τοῦ ὄγκου τοῦ ῥευστοῦ τούτου.

Ὡς μονάδα τοῦ ὄγκου τῶν ὑγρῶν λαμβάνουσι συνήθως τὴν λίτραν (litre).

Ὡς μονάδα τοῦ βάρους τῶν ὑγρῶν λαμβάνουσι συνήθως τὸ χιλιόγραμμον.

Ὡς μονὰς τοῦ ὄγκου τῶν ἀερίων λαμβάνεται συνήθως τὸ κυβικόν μέτρον καί ὡς μονάς τοῦ βάρους τό χιλιόγραμμον.

Τό εἰδικόν βάρος ρευστοῦ τινος εἶναι λοιπόν, διά τά ὑγρά τό βάρος εἰς χιλιόγραμμα μιᾶς λίτρας (litre).
διά τά ἀέρια τό βάρος εἰς χιλιόγραμμα ἑνός κυβικοῦ μέτρου.
Ἀλλά θά εἴδομεν, ὅτι διά τῆς ἐπ' αὐτῶν ἐπενεργείας τῆς θερμότητος, τά ρευστά, εἴτε ὑγρά εἶναι εἴτε ἀέρια διαστέλλονται καί κατά συνέπειαν τό εἰδικόν βάρος ρευστοῦ τινος μεταβάλλεται μετά τῆς θερμοκρασίας ὑφ' ἥν εὑρίσκεται.

Εἴδομεν ἐπίσης ὅτι τά μέν τῶν ρευστῶν, τά ὑγρά εἶναι ἀσυμπίεστα, καί κατά συνέπειαν οὐδαμῶς ἐπηρεάζεται τό εἰδικόν βάρος αὐτῶν διά τῆς μεταβολῆς τήν πιέσεως ἥν ὑφίστανται.

Τοὐναντίον τά ἐλαστικά ρευστά, τά ἀέρια, εἶναι εἰς μέγιστον βαθμόν συμπιεστά καί κατά συνέπειαν ἡ πίεσις ὑπό τήν ὁποίαν εὑρίσκονται ἐπηρεάζει σπουδαίως καί τό εἰδικόν βάρος αὐτῶν.

Ὅταν λοιπόν ὁμιλοῦμεν περί εἰδικοῦ βάρους ρευστοῦ τινος, πρέπει νά μνημονεύωμεν καί τῆς θερμοκρασίας ὑπό τήν ὁποίαν ἐγένετο ὁ προσδιορισμός τοῦ εἰδικοῦ τούτου βάρους ἐάν πρόκειται περί ὑγροῦ, καί τῆς θερμοκρασίας καί πιέσεως ὁμοῦ ἐάν πρόκειται περί ἀερίου.

Τά εἰδικά βάρη τῶν ὑγρῶν προσδιορίζονται συνήθως ὑπό θερμοκρασίαν ἑκατοντάβαθμον 0°.-

Τά εἰδικά βάρη τῶν ἐλαστικῶν ρευστῶν προσδιορίζονται συνήθως ὑπό θερμοκρασίαν ἑκατοντάβαθμον 0° καί πίεσιν ὑδραργυρικήν 76 ἑκατοστομέτρων.

Διά νά προσδιορίσωμεν τό εἰδικόν βάρος τῶν ρευστῶν, ὑπό θερμοκρασίαν καί πίεσιν οἱανδήποτε, δέον νά γνω-

ρίζωμεν τούς νόμους τῆς διαστολῆς αὐτῶν.

Πυκνότης. — Πυκνότητα ὑγροῦ τινος καλοῦμεν τό εἰδικόν βάρος αὐτοῦ ὑπό ἑκατοντάβαθμον θερμοκρασίαν 0°.-

Πυκνότητα (densité tabulaire) ἀερίου τινός, ὀνομάζομεν τόν λόγον τοῦ εἰδικοῦ βάρους τοῦ ἀερίου τούτου (ὑπό θερμοκρασίαν 0° καί πίεσιν 76 ἑκατοστομέτρων) πρός τό εἰδικόν βάρος τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος (καθαροῦ καί ξηροῦ) ὑπό τήν αὐτήν θερμοκρασίαν καί πίεσιν.

Τό εἰδικόν βάρος τοῦ ἀέρος ὑπό ἑκατοντάβαθμον θερμοκρασίαν 0° καί ὑδραργυρικήν πίεσιν 76 ἑκατοστομ. εἶναι 1,293 χιλ.

Εἰδικός ὄγκος. — Ὁ εἰδικός ὄγκος ρευστοῦ τινος εἶναι ὁ ὄγκος τῆς μονάδος τοῦ βάρους.

Τό γινόμενον τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου ρευστοῦ τινος ἐπί τό εἰδικόν βάρος τοῦ αὐτοῦ ρευστοῦ ἰσοῦται τῇ μονάδι.

Πίεσις καί τάσις. — Ἡ πίεσις, τήν ὁποίαν ἐξασκεῖ ρευστόν τι ἐπί τῆς παρειᾶς τοῦ περιέχοντος τοῦτο ἀγγείου εἶναι μία δύναμις ἴση καί ἀντίθετος ἐκείνης τήν ὁποίαν πρέπει νά ἐφαρμόσωμεν ἐπί τῆς παρειᾶς ὑποτιθεμένης κινητῆς, διά νά κρατήσωμεν αὐτήν ἐν ἰσορροπίᾳ καί τήν ὑφισταμένην τήν πίεσιν τοῦ ἐμπεριεχομένου ρευστοῦ.

Τήν πίεσιν, τήν ὁποίαν ἐξασκεῖ τό ρευστόν ἐπί ἐπιπέδου ἐμβαδοῦ τῆς παρειᾶς ἴσου τῇ μονάδι καλοῦμεν τάσιν τοῦ ρευστοῦ.

Τήν τάσιν ρευστοῦ τινος μετροῦμεν διά τοῦ ὕψους ὑδραργυρικῆς στήλης, ἥτις ἰσορροπεῖ αὐτήν, ἤ διά τῆς πιέσεως εἰς χιλιόγραμμα τήν ὁποίαν ἐξασκεῖ ἐπί τῆς μονάδος τοῦ ἐμβαδοῦ, εἴτε δι' ἰσοδυνάμου στήλης ὕδατος.

Ἡ μέση τάσις τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος εἶναι 76 ἑκατοστομέτρων ὑδραργύρου. ἰσοδυναμεῖ δέ μέ πίεσιν $1^{\chi\iota\lambda}.0333$ κατά τετραγωνικόν ἑκατοστόμετρον, ἤ μέ 10,333 χιλ. κατά τετραγωνικόν μέτρον.

Ἐνίοτε ἡ τάσις ἐκφράζεται δι' ἀτμοσφαιρῶν.

Οὕτω πίεσις δύο, τριῶν ἀτμοσφαιρῶν, ἰσοδυναμεῖ μέ δίς ἤ τρίς $1^{\chi\iota\lambda}.0333$ κατά τετραγωνικόν ἑκατοστόμετρον.

Προσδιορισμός τοῦ εἰδικοῦ βάρους ἀερίου τινός. ——

Ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀερίου εἶναι

$$\upsilon = \frac{\tau}{p}\, \alpha p_0 v_0$$

κατά συνέπειαν ἡ τιμή ρ τοῦ εἰδικοῦ βάρους εἶναι·

$$\rho = \frac{1}{\upsilon} = \frac{p}{\tau \alpha p_0 v_0}$$

Θεωρήσωμεν ἕτερον ἀέριον οὗτινος ὁ εἰδικός ὄγκος ὑπό θερμοκρασίαν 0° καί τήν μέσην ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν p_0 εἶναι v_0' καί ρ' τό εἰδικόν βάρος αὐτοῦ ὑπό θερμοκρασίαν θ καί πίεσιν p. ὡς ἐν τοῖς προηγουμένοις ἔχομεν

$$\rho' = \frac{p}{\tau\theta \alpha p_0 v_0}$$

καί παραβάλλοντες τά εἰδικά βάρη τῶν δύο ἀερίων ἔχομεν

$$\frac{\rho}{\rho'} = \frac{v_0'}{v_0} \quad \text{ἤ} \quad \rho = \rho' \frac{v_0'}{v}$$

οὕτω παραβαλλομένης τῆς θερμοκρασίας τά εἰδικά βάρη τῶν δύο ἀερίων ἔχουσι σταθερόν λόγον.

Οὕτω διά νά εὕρωμεν τό εἰδικόν βάρος ἀερίου τινός ὑπό θερμοκρασίαν θ καί πίεσιν p, ὑπολογίζομεν τό εἰδικόν βάρος ἑτέρου ἀερίου ὑπό τήν αὐτήν θερμοκρασίαν καί πίεσιν καί πολλαπλασιάζομεν αὐτό ἐπί τήν σταθεράν $\frac{v_0}{v}$.

Ὁ σταθερός οὗτος λόγος τοῦ εἰδικοῦ βάρους ἀερίου τινός πρός τό εἰδικόν βάρος τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρος ὑπό τήν αὐτήν θερμοκρασίαν καί πίεσιν καλεῖται πυκνότης.

Μόνιμα ἀέρια

Ἀριθμητικά δεδόμενα

	ἀήρ	ὑδρογόνον	ὀξυγόνον	ἄζωτον	ἀνθρακικόν ὀξύ	oxde carbon
Πυκνότης tabulaire	1.000	0.06926	1.1056	0.971	1.529	0.9673
εἰδικόν βάρος (βάρος ἑνός κυβ. μέτρου ὑπό 0° καί πίεσιν $0^{\mu}.76$ ὑδραργύρου)	$1^{\chi}.293$	$0^{\chi}.0.8958$	1.430	1.256	1.977	1.250
εἰδικός ὄγκος (v_0) (ὄγκος ἑνός χιλιογρ. ὑπό 0° καί πίεσιν $0^{\mu},76$ ὑδραργύρου	$0^{\mu^3},7736$	11,162	0.6993	0.796	0.506	0.800
εἰδική θερμότης ὑπό σταθ. πίεσιν	0.2375	3.409	0.2175	0.2438	0.2169	0.245
$R = \alpha p_0 v_0$ $\left[p_0 = 1^{\chi\iota\lambda}.0333^0 \text{ καί } \alpha = \frac{1}{273}\right]$	$\frac{29.28}{10000}$	$\frac{422.52}{10000}$	$\frac{26.48}{10000}$	$\frac{30.13}{10000}$	$\frac{19.15}{10000}$	$\frac{30.28}{10000}$

Διαστολή

Εἴδομεν ἀνωτέρω, ὅτι ἡ θερμότης ἐπενεργοῦσα ἐπί σωμάτων διαστέλλει ταῦτα (ἐκτός ὀλιγίστων ἐξαιρέσεων) εἴτε στερεά εἶναι, εἴτε ρευστά.

Τήν διαστολήν ταύτην σχετικῶς μικράν διά τά στερεά σώματα μεγαλειτέραν διά τά ὑγρά καί ἔτι μείζονα διά τά ἀέρια μετροῦμεν διά τῶν συντελεστῶν τῆς διαστολῆς.

Διαστολή τῶν ὑγρῶν.— Ἔστω ὑγρόν τι κατέχον ὄγκον v_0 ὑπό θερμοκρασίαν $0°$ τό σῶμα θερμανθέν ἀπό τῆς θερμοκρασίας $0°$ εἰς τήν θερμοκρασίαν $1°$ κατέχει ὄγκον $V_1 = v_0 + \alpha v_0 = v_0(1+\alpha)$.

Ὁ συντελεστής α μετρεῖ τήν ἐπελθοῦσαν εἰς τήν μονάδα τοῦ ὄγκου τοῦ σώματος μεταβολήν ἐκ τῆς ἀνυψώσεως τῆς θερμοκρασίας αὐτοῦ ἀπό $0°$ εἰς $1°$ καί καλεῖται <u>συντελεστής τῆς διαστολῆς ἀπό τῆς θερμοκρασίας $0°$ μέχρι τῆς θερμοκρασίας $1°$</u>.-

Ἐάν ὁ συντελεστής τῆς διαστολῆς μένει σταθερός, οἱαδήποτε καί ἄν εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος, ἐάν ἡ ἐπερχομένη εἰς τόν ὄγκον τοῦ ὑγροῦ μεταβολή ὅταν ἡ θερμοκρασία αὐτοῦ μεταβάλλεται ἀπό τοῦ βαθμοῦ θ εἰς θ+1 εἶναι ἡ αὐτή οἱαδήποτε καί ἄν εἶναι ἡ θερμοκρασία θ, τότε τόν ὄγκον V, ὅν κατέχει τό ρευστόν ὑπό θερμοκρασίαν θ° προσδιορίζομεν συναρτήσει τοῦ ὄγκου v_0 ὅν κατεῖχεν ἡ αὐτή μάζα ὑπό θερμοκρασίαν $0°$ διά τῆς σχέσεως.

$$V_\theta = V_0(1+\alpha\theta)$$

ὅθεν ἐξάγομεν

$$\alpha = \frac{V_\theta - V_0}{V_0\theta} = \frac{\Delta V}{V_0\theta}$$

Ἐάν ὁ συντελεστής τῆς θερμοκρασίας μεταβάλλεται μέ τήν θερμοκρασίαν τότε $\alpha = \frac{\Delta V}{V_0\theta}$ παριστᾷ τόν <u>μέσον συντελεστήν τῆς διαστολῆς</u> ἀπό τῆς θερμοκρασίας $0°$ μέχρι τῆς θερμοκρασίας θ. τόν <u>πραγματικόν δέ συντελεστήν τῆς διαστολῆς</u> προσδιορίζομεν διά τῆς σχέσεως

$$\alpha = \frac{1}{v_0}\frac{dv}{d\theta}$$

ὅθεν

$$dv = \alpha v_0 d\theta$$

καί ὁλοκληροῦντες

$$v_\theta = v_0\left[1 + \int_0^\theta \alpha\, d\theta\right]$$

Ἐπειδή δέ δυνάμεθα νά θεωρήσωμεν τόν ὄγκον ὑγροῦ τινος υ ὡς συνάρτησιν ἁπλῶς τῆς θερμοκρασίας θ ὑπό τήν ὁποίαν εὑρίσκεται $v = \varphi(\theta)$, προσδιορίζομεν καί τόν συντελεστήν α διά τῆς συναρτήσεως $\varphi(\theta)$.

Διαστολή τοῦ ὕδατος

Εἴδομεν, ὅτι τό εἰδικόν βάρος τῶν ὑγρῶν εἶναι συνάρτησις ἁπλῶς τῆς θερμοκρασίας καί ἀνεξάρτητον οὕτως εἰπεῖν τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως ὑπό τήν ἐπήρειαν τῆς ὁποίας εὑρίσκεται τό ὑγρόν, καί ὁ ὄγκος δύναται νά παρασταθῇ διά συναρτήσεώς τινος τῆς θερμοκρασίας.

$$v = \varphi(\theta)$$

Ἐν τῇ περιπτώσει τοῦ ὕδατος καί διά διαστήματα θερμοκρασίας μικρόν ἀπέχοντα δυνάμεθα νά γράψωμεν

$$v = v_0 + \alpha\theta + \beta\theta^2 + \gamma\theta^3$$

ἔνθα

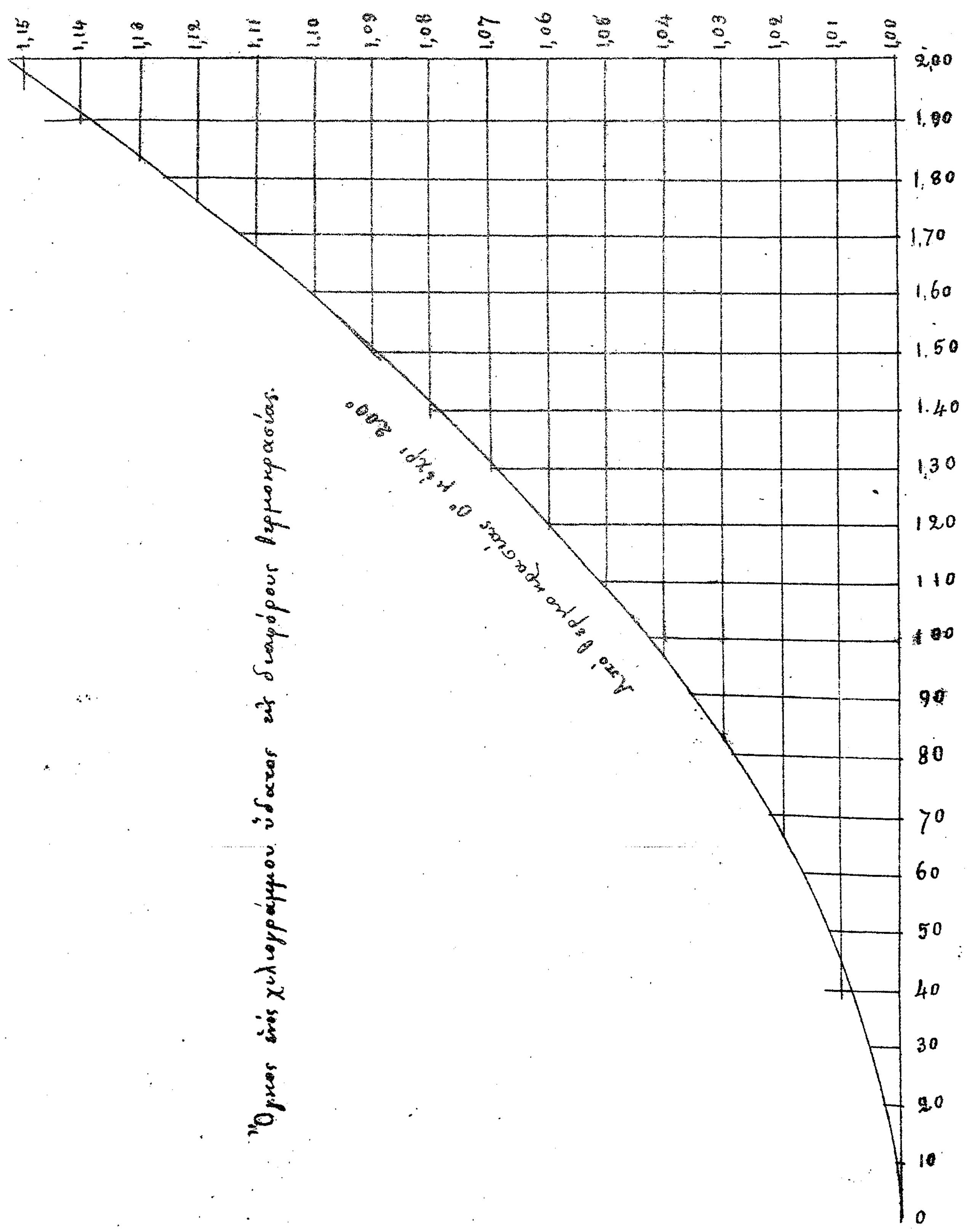
v ἐμφαίνει τόν εἰδικόν ὄγκον ὑπό θερμοκρασίαν θ
v_0 τόν ἀρχικόν ὄγκον
θ τήν τελικήν θερμοκρασίαν.

Οἱ συντελεσταί α β καί γ μένουσιν ἀμετάβλητοι διά διαστήματα θερμοκρασίας σχετικῶς μικρά ἀλλά μεταβάλλονται ἀφ' ἑνός εἰς ἕτερον διάστημα. Οὕτω λ.χ. ἀπό θερμοκρασίας 0° μέχρι θερμοκρασίας 50° α εἶναι ἀρνητικόν καί β θετικόν, κατά συνέπειαν ὁ ὄγκος v παρουσιάζει ἐλαχίστην τινά τιμήν ἥτις ἀντιστοιχεῖ εἰς τήν θερμοκρασίαν 4°.-

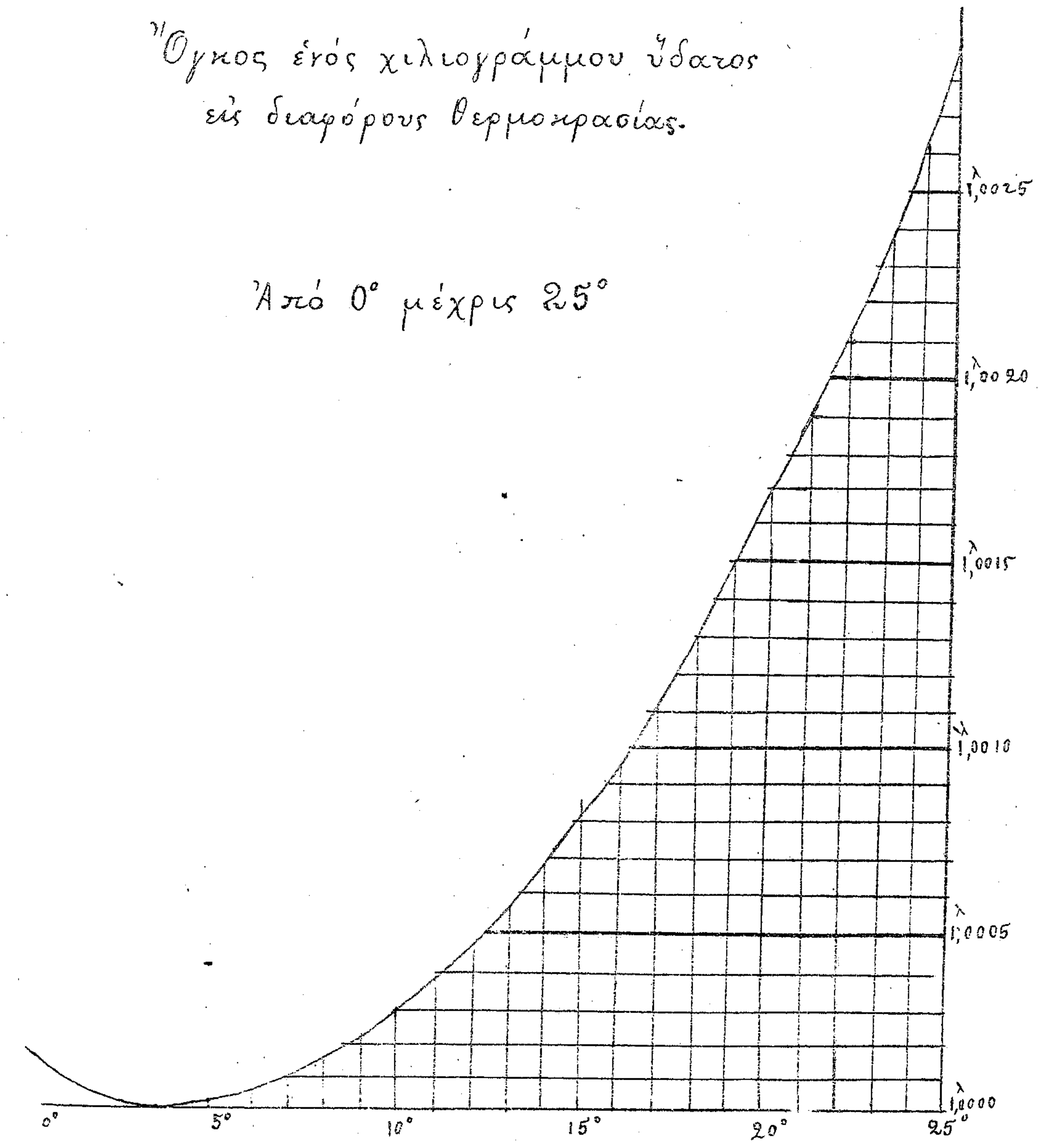
Ὁ νόμος ἐν γένει τόν ὁποῖον ἀκολουθεῖ τό ὕδωρ ἐν τῇ διαστολῇ του εἶναι ἀρκετά πολύπλοκος καί ἄγνωστος. Τά ἔναντι διαγράμματα καί ὁ πίναξ (   ) δίδουσι τόν ὑπό ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος κατεχόμενον ὄγκον εἰς διαφόρους θερμοκρασίας.

Διαστολή
ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος

Θερμοκρ.	Ὄγκος	Διαφορά	Θερμοκρασία	Ὄγκος	Διαφορά
Βαθμοί	λίτρα		Βαθμοί	λίτρα	
0	1,00013		55	1,01439	244
1	1,00007	-6	60	1,01691	252
2	1,00003	-4	65	1,01964	273
3	1,00001	-2	70	1,02256	282
4	1,00000	-1	75	1,02566	310
5	1,00001	1	80	1,02887	321
6	1,00003	2	85	1,03221	334
7	1,00007	4	90	1,03567	346
8	1,00011	4	95	1,03931	364
9	1,00018	7	100	1,0431	379
10	1,00025	7	110	1,0512	81
15	1,00084	59	120	1,0599	87
20	1,00174	90	130	1,0694	95
25	1,00289	115	140	1,0795	101
30	1,00425	136	150	1,0903	108
35	1,00586	161	160	1,1017	114
40	1,00770	184	170	1,1140	125
45	1,00971	201	180	1,1268	128
50	1,01195	224	190	1,1402	134
			200	1,1544	142



Ὄγκος ἑνὸς χιλιογράμμου ὕδατος
εἰς διαφόρους θερμοκρασίας.



Ἀτμομηχαναὶ Πρωτοπαπαδάκη

Διαστολή τῶν ἀερίων. — Ἐνταῦθα γνωρίζομεν ὅτι διά τῆς ἐπενεργείας τῆς θερμότητος μεταβάλλεται συγχρόνως ὁ ὄγκος καί ἡ τάσις τοῦ ἀερίου καί πρέπει νά λάβωμεν ὑπ' ὄψιν καί τά δύο ταῦτα στοιχεῖα ἐν τῇ διαστολῇ τοῦ σώματος.

Θά διακρίνωμεν ἰδίᾳ δύο περιπτώσεις

1ον. — Ἐκείνην κατά τήν ὁποίαν θερμαίνομεν τό ἀέριον διατηροῦντες τήν πίεσιν αὐτοῦ σταθεράν. Λέγομεν τότε ὅτι τό ἀέριον <u>διαστέλλεται ὑπό σταθεράν πίεσιν,</u> καί προσδιορίζομεν τόν σχετικόν συντελεστήν τῆς διαστολῆς ὅν καλοῦμεν <u>συντελεστήν διαστολῆς ὑπό σταθεράν πίεσιν</u>, ὅπως καί προηγουμένως ἐν τῇ περιπτώσει τῶν ῥευστῶν διά τῆς σχέσεως

$$dv = \alpha v_0 \, d\theta$$

τόν ὄγκον, ὅν κατέχει τό ἀέριον ὑπό θερμοκρασίαν θ εὑρίσκομεν καί ἐνταῦθα διά τῆς σχέσεως

$$v = v_0\left[1+\int_0^\theta \alpha \, d\theta\right]$$

2ον. — Δυνάμεθα ὅμως θερμαίνοντες τό ἀέριον νά διατηρῶμεν τόν ὄγκον αὐτοῦ σταθερόν, <u>καί τότε</u> ἡ πίεσις μεταβάλλεται μετά τῆς θερμοκρασίας· ἡ θέρμανσις συντελεῖται <u>ὑπό σταθερόν ὄγκον.</u>

Ἐάν παραστήσωμεν διά p_0 τήν τάσιν τοῦ ἀερίου ὑπό θερμοκρασίαν 0° ἡ τάσις αὐτοῦ ὑπό θερμοκρασίαν θ ἔσεται

$$p = p_0 + \alpha' p_0 \theta = p_0(1+\alpha'\theta)$$

καί ὁ μέσος συντελεστής τῆς διαστολῆς ὑπό σταθερόν ὄγκον ἀπό θερμοκρ. 0° μέχρι θ μετρεῖται διά τοῦ λόγου

$$\alpha' = \frac{p-p_0}{p_0\,\theta} = \frac{\Delta p}{p_0 \theta}$$

ὁ πραγματικός δέ συντελεστής διαστολῆς ὑπό σταθερόν ὄγκον προσδιορίζεται διά τῆς σχέσεως

$$\alpha' = \frac{1}{p_0}\frac{dp}{d\theta}$$

ὅθεν

$$dp = p_0 \alpha' d\theta$$

καί ὁλοκληροῦντες

$$p = p_0\left[1+\int_0^\theta \alpha' d\theta\right]$$

Προσδιορισμός τῶν συντελεστῶν διαστολῆς α καί α' τῶν ἀερίων. Εἴδομεν ἀνωτέρω ὅτι ὁ ὑπό ὡρισμένης μάζης ἀερίου τινός κατεχόμενος ὄγκος εἶναι συνάμα συνάρτησις τῆς θερμοκρασίας καί τῆς τάσεως ὑπό τάς ὁποίας εὑρίσκεται τό ἀέριον τοῦτο.

ἔχομεν δηλαδή

$$v = \varphi(p,\theta)$$

διά τοῦ προσδιορισμοῦ τῆς συναρτήσεως φ προσδιορίζονται καί οἱ συντελεσταί διαστολῆς α καί α'.

τήν φύσιν τῆς συναρτήσεως φ δυνάμεθα νά ζητήσωμεν ὑποθέτοντες πρῶτον τήν μίαν τῶν μεταβλητῶν p καί θ ἀπό τάς ὁποίας ἐξαρτᾶται ὡς σταθεράν.

Ὑποθέσωμεν λ.χ. ὅτι ἡ θερμοκρασία μένει σταθερά καί μεταβάλλεται ἡ πίεσις οὕτως ὥστε τό ἀέριον νά ἦναι ἀρκούντως μακράν τῆς συμπυκνώσεως αὐτοῦ. Τότε παρατηροῦμεν, ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ἀερίου μεταβάλλεται κατ' ἀντίστροφον λόγον τῆς πιέσεως, τουτέστι

$$pv = p_0 v_0 = \sigma\tau\alpha\theta$$

Ἀλλ' ὁ νόμος οὗτος γνωστός ὑπό τήν ὀνομασίαν νόμος τοῦ Μαριόττου (Mariotte), ἐπαληθεύει ἀκριβῶς μόνον διά τά ἀέρια, τῶν ὁποίων ἡ συμπύκνωσις οὐσιωδῶς ἐπιτυγχάνεται, κατά προσέγγισιν δέ μόνον ἐπαληθεύει διά τά λοιπά.

Ἐάν ἤδη ὑποθέσωμεν τήν πίεσιν p σταθεράν καί μεταβάλλωμεν τήν θερμοκρασίαν θ τοῦ σώματος, τότε καί ὁ ὄγκος αὐτοῦ μεταβάλλεται. παρατηροῦμεν δέ, ὅτι ὑπό σταθεράν πίεσιν συντελεστής τῆς διαστολῆς α εἶναι σταθερός καί ἴσος μέ $\frac{1}{273}$ τουτέστιν, Ἐάν ὁ ὄγκος ὡρισμένης μάζης ἀερίου τινός ἦτο v_0 ὑπό θερμοκρασίαν 0° καί πίεσιν p, ὁ ὄγκος V τῆς αὐτῆς μάζης ὑπό θερμοκρασίαν θ καί τήν αὐτήν πίεσιν p ἔσεται

$$V = v_0 + \frac{1}{273} v_0 \theta = v_0\left[1 - \frac{\theta}{273}\right]$$

οἱαδήποτε καί ἄν εἶναι ἡ θερμοκρασία θ ὁ ὄγκος v_0 αὐξάνει δηλ. δι' ἕκαστον βαθμόν θερμοκρασίας κατά $\frac{1}{273} v_0$.

Προσδιορισμός τῆς συναρτήσεως $\varphi(v,p)$.

Διά τῶν δύο τούτων σχέσεων δυνάμεθα ἤδη νά προσδιορίσωμεν τήν συνάρτησιν $\varphi(v,p)$.

Ἔστω τῷ ὄντι v_0 ὁ ὑπό ἑνός χιλιογράμμου τοῦ ἀερίου κατεχόμενος ὄγκος ὑπό τήν θερμοκρασίαν 0° καί τήν μέσην ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν p_0.

Ἐάν ἤδη μεταβάλωμεν τήν πίεσιν τῆς μάζης ταύτης ἀπό p_0 εἰς p διατηροῦντες ταύτην ὑπό θερμοκρασίαν 0° μεταβάλλομεν καί τόν ὄγκον αὐτῆς ἀπό v_0 εἰς v. τόν τελευταῖον τοῦτον προσδιορίζομεν διά τοῦ νόμου τοῦ Mariotte καί εὑρίσκομεν

$$v = \frac{v_0 p_0}{p}$$

Τόν ὄγκον v θερμαίνομεν ἤδη μέχρι τῆς θερμοκρασίας θ

διατηροῦντες τήν πίεσιν αὐτοῦ p σταθεράν τότε ἐπέρχεται ἐπαύξησις εἰς τόν ὄγκον, καί ἡ ἐπαύξησις αὐτη κατά τόν νόμον τοῦ Gay-Lussac εἶναι

$$v' = \frac{1}{273} v\theta = \frac{1}{273}\frac{v_0 p_0}{p}\theta = \alpha\frac{v_0 p_0}{p}\theta$$

ὥστε ὁ ὄγκος τῆς μάζης τοῦ ἀερίου ὑπό θερμοκρασίαν θ καί πίεσιν p εἶναι

$$V = v + v' = \frac{v_0 p_0}{p} + \alpha\theta\frac{v_0 p_0}{p} = \frac{v_0 p_0}{p}(1+\alpha\theta)$$

ὅθεν

$$pv = p_0 v_0 \alpha\left(\frac{1}{\alpha}+\theta\right) \text{ ἤ } \alpha p_0 v_0 = \frac{pv}{\frac{1}{\alpha}+\theta} = \frac{pv}{273+\theta} = \frac{pv}{\tau}$$

$\tau = 273^\circ + \theta$ εἶναι ἡ ἀπόλυτος θερμοκρασ[ία] τοῦ ἀερίου.

Ἡ ποσότης $\alpha p_0 v_0$ εἶναι σταθερά δι' ἕκαστον ἀ[έριον κ]αι χαρακτηρίζει οὕτως εἰπεῖν τοῦτο.

Διά τόν ἀτμοσφαιρικόν ἀέρα ἔχομεν

$$\alpha p_0 v_0 = \frac{29{,}28}{10000}$$

ἔνθα ἡ πίεσις ὑπελογίσθη εἰς χιλιόγραμμα κατά τετραγωνικόν ἑκατοστόμετρον καί ὁ εἰδικός ὄγκος εἰς κυβικά μέτρα κατά χιλιόγραμμον.

Συντελεστής τῆς διαστολῆς ὑπό σταθερόν ὄγκον. —— Εὕρομεν ἀνωτέρω, ὅτι ἡ συνδέουσα τόν ὄγκον v τήν πίεσιν p καί τήν θερμοκρασίαν θ μάζης τινός ἀερίου σχέσις εἶναι

$$pv = p_0 v_0 (1+\alpha\theta)$$

ὑποθέτωμεν ὅτι καταπίπτει ἡ θερμοκρασία τῆς μάζης τοῦ ἀερίου ἀπό θ εἰς 0°, καί ὅτι τοῦτο τηρεῖ τόν αὐτόν ὄγκον, ἡ πίεσις αὐτοῦ μετεβλήθη ἀπό p εἰς p_1 καί ἔχομεν

$$p_1 v = p_0 v_0$$

Ἀτμοσφ... ! Πρωτοσυνεδρίαση.

ἢ συνδυάζοντες τὴν σχέσιν ταύτην μὲ τὴν προηγουμένην

$$pv = p_1 v(1+\alpha\theta)$$

ἢ

$$p = p_1 + p_1 \alpha\theta$$

ὁ συντελεστὴς τῆς διαστολῆς ὑπὸ σταθερὸν ὄγκον (   ) εἶναι λοιπὸν ὁ αὐτὸς μὲ τὸν συντελεστὴν τῆς διαστολῆς ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν.

Παρατηρήσεις ἐπὶ τῶν νόμων τοῦ *Mariotte* καὶ Gay-Lussac

Οἱ διὰ τῶν σχέσεων

$$pv = p_0 v_0 \qquad (\S\quad)$$

καὶ

$$pv = p_0 v_0(1+\alpha\theta) \qquad (\S\quad)$$

ἐκφραζόμενοι νόμοι τοῦ *Mariotte* καὶ Gay-Lussac δὲν ἐπαληθεύουσι δι' ὅλα τὰ ἀέρια, ἢ μᾶλλον δι' οὐδὲν τῶν γνωστῶν ἀερίων ἐπαληθεύουσιν ἀκριβῶς.

Παρατηρεῖται ὅμως, ὅτι καθ' ὅσον ἀέριόν τι εὑρίσκεται μακρὰν τῆς θερμοκρασίας καὶ πιέσεως ὑφ' ἃς συμπυκνοῦται τοῦτο, κατὰ τοσοῦτον πλησιάζει ν' ἀκολουθήσῃ τοὺς δύο τούτους νόμους, τοὺς ὁποίους ἐν τῇ πράξει θεωροῦμεν ὡς ἐφαρμοσίμους εἰς τὰ λεγόμενα μόνιμα ἀέρια (τὰ ὑπὸ μεγάλην μόνον πίεσιν καὶ χαμηλὴν θερμοκρασίαν συμπυκνούμενα). οὕτω λ. χ. διὰ τὸν ἀέρα οἱ νόμοι οὗτοι ἐπαληθεύουσιν σχεδὸν ἀκριβῶς, ἐν ᾧ διὰ τοὺς ἀτμούς, τὸν ὑδάτινον ἀτμόν, ὅστις θὰ μᾶς ἀπασχολήσῃ εὐθὺς κατωτέρω, θὰ οἱ νόμοι οὗτοι οὐδαμῶς εἶναι ἐφαρμόσιμοι.

Θερμότης θεωρουμένη ποσότης

Κατεσκευάσαμεν ἤδη ἐργαλεῖον τὸ θερμόμετρον, δι' οὗ δυνάμεθα νὰ βεβαιωθῶμεν, ἐὰν δύο σώματα εὑρίσκωνται ὑπὸ τὴν αὐτὴν ἢ διάφορον θερμοκρασίαν.

Θεωρήσωμεν ἤδη ἀγγεῖον πλῆρες ὕδατος ἐν ὡρισμένῃ θερμοκρασίᾳ θ' τὴν ὁποίαν ὁρίζομεν διὰ τοῦ θερμομέτρου. ἐντὸς τοῦ ἀγγείου τούτου βυθίζομεν ἑτέραν φιάλην ἐμπεριέχουσαν ἕτερον σῶμα, ἔλαιον λ. χ. ὑπὸ θερμοκρασίαν τινα θ τὴν ὁποίαν ὁρίζομεν ἐπίσης διὰ τοῦ θερμομέτρου.

Ἐὰν μετὰ παρέλευσιν χρονικοῦ τινος διαστήματος, καθ' ὃ ἡ πλήρης ἐλαίου φιάλη μένει βεβυθισμένη ἐν τῷ ὕδατι ἐξετάσωμεν τὰς θερμοκρασίας ἀμφοτέρων τῶν σωμάτων τούτων, παρατηροῦμεν, ὅτι

Ἐὰν ἀρχικῶς τὰ σώματα εὑρίσκοντο ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν καὶ ἡ παροῦσα θερμοκρασία αὐτῶν εἶναι ἡ αὐτὴ καὶ ἴση μὲ τὴν ἀρχικήν.

Ἀλλ' ἐὰν τὸ ἕτερον τῶν σωμάτων τούτων εὑρίσκετο ὑπὸ θερμοκρασίαν ὑψηλοτέραν ἐκείνης τοῦ ἄλλου, ψυχραίνεται τοῦτο, ἐν ᾧ τὸ ὑπὸ χαμηλὴν θερμοκρασίαν εὑρισκόμενον σῶμα θερμαίνεται μέχρις οὗ εὑρεθῶσι ταῦτα ὑπὸ τὴν αὐτὴν θερμοκρασίαν, καὶ τότε ἡ θερμοκρασία αὐτὴ μένει ἀμετάβλητος, τὰ σώματα εὑρίσκονται ἐν θερμικῇ ἰσορροπίᾳ.

Ἡ κατάπτωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ θερμομέτρου τῶν σωμάτων τούτων δέν εἶναι ἐν γένει ἴση μέ τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ψυχροτέρου· τά δύο ταῦτα φαινόμενα ἐν τούτοις ὀφείλονται ἀναντιρρήτως εἰς μίαν καί τήν αὐτήν αἰτίαν.

Τήν μετάβασιν δηλ. τῆς θερμότητος ἀπό τοῦ θερμοτέρου εἰς τό ψυχρότερον τῶν σωμάτων τούτων.

Ἡ θερμότης λοιπόν εἶναι τι, τό ὁποῖον δυνάμεθα νά μεταβιβάσωμεν ἀφ' ἑνός εἰς ἕτερον σῶμα, διά τῆς μεταφορᾶς δέ ταύτης ἐλαττοῦται ἡ θερμότης τοῦ πρώτου σώματος ἐν ᾧ ἡ τοῦ δευτέρου αὐξάνει.

Ἡ μετάδοσις θερμότητος εἰς σῶμά τι συνεπάγεται ἐν γένει καί τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας, ἐνίοτε ὅμως ἐπακολουθοῦσιν αὐτήν καί ἄλλα φαινόμενα, οἷον μεταβολή καταστάσεως κλπ. Ἐάν τοὐναντίον ἀφαιρέσωμεν μέρος τῆς ἐν τῷ σώματι ἐμπεριεχομένης θερμότητος ἐπέρχεται καί κατάπτωσις θερμοκρασίας ἤ μεταβολή καταστάσεως. Ἐάν δέ οὔτε μεταδίδωμεν, οὔτε ἀφαιρῶμεν θερμότητα ἐκ τοῦ σώματος, καί ἐάν οὐδεμία ἐπέρχηται μεταβολή ἐν τῇ καταστάσει τοῦ σώματος οὐδ' ἐπενεργοῦσιν ἐπ' αὐτοῦ μηχανικαί δυνάμεις, ἡ θερμότης τοῦ σώματος μένει σταθερά.

Ἡ θερμότης λοιπόν δύναται νά μεταβῇ ἀφ' ἑνός εἰς ἕτερον σῶμα, ἀκριβῶς ὅπως τό ὕδωρ χύνεται ἀφ' ἑνός ἀγγείου εἰς ἄλλο, καί δύναται νά διατηρηθῇ ἐντός ἑνός σώματος ἐπί τινα χρόνον, ὅπως τό ὕδωρ δύναται νά

διατηρηθῇ ἐντός τοῦ ἀγγείου. Δικαιούμεθα ἄρα νά ὁμιλῶμεν περί τῆς θερμότητος ὡς περί ποσότητος ἐπιδεχομένης ἀριθμητικήν καταμέτρησιν καί νά ἐξετάζωμεν αὐτήν ἀριθμητικῶς, ὅπως πᾶσαν ἄλλην τοιαύτην ποσότητα, ἐν ὅσῳ τοὐλάχιστον ἐξακολουθεῖ αὕτη ὑπάρχουσα ὡς θερμότης. Λέγω δέ τοῦτο διότι θά ἴδωμεν κατωτέρω ὅτι δέν μᾶς ἐπιτρέπεται νά θεωρῶμεν τήν θερμότητα ὡς ὕλην, διότι δύναται νά μετατραπῇ αὕτη εἰς κάτι τι, τό ὁποῖον δέν εἶναι θερμότης, ἀλλ' οὐδέ καί εἶδός τι ὕλης, εἰς μηχανικήν δηλ. ἐργασίαν.

Παραβολή ποσοτήτων θερμότητος — Εἴδομεν ἀνωτέρω, ὅτι ἡ θερμότης εἶναι ἐπιδεκτική καταμετρήσεως ὅπως καί πᾶσα ἄλλη ποσότης. Τήν καταμέτρησιν δέ ταύτην ἐν τοῖς διαφόροις σώμασι καί ὑπό διαφόρους περιστάσεις ἐπιτυγχάνομεν παραβάλλοντες πρός ἀλλήλας τάς ἐπιφερομένας εἰς γνωστά φαινόμενα ἀλλοιώσεις διά τῆς μεταβάσεως τῆς θερμότητος ἀφ' ἑνός εἰς ἕτερον σῶμα, ἤ καί διά τῆς ἐντελοῦς ἐξαφανίσεως αὐτῆς. Μεταξύ τῶν ἐν τῇ θερμότητι ὀφειλομένων τούτων ἀλλοιώσεων, τήν πρωτίστην θέσιν κατέχει τό φαινόμενον τῆς μεταβολῆς τῆς θερμοκρασίας τῶν σωμάτων. Τήν θερμότητα ἥτις καταναλίσκεται πρός ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος καλοῦμεν ἐπαισθητήν θερμότητα. (chaleur sensible).

Μεταχειριζόμενοι οὕτω τάς ἀλλοιώσεις τῆς θερμοκρασίας τῶν σωμάτων πρός καταμέτρησιν τῆς θερμότητος, δέν δυνάμεθα νά παραδεχθῶμεν, ὅτι εἰς ἴσας διαφοράς θερμοκρασίας ἐν ἑνί καί τῷ αὐτῷ σώματι, ἀντιστοιχοῦσιν ἴσαι ποσότητες θερμότητος. Τοῦτο ἐπαληθεύει διά τά μόνιμα ἀέρια ὡς ἀπεδείχθη πειραματικῶς. Διά τά σώματα ὅμως ἐν γένει, εὑρισκόμενα ὑπό ἄλλας συνθήκας δέν ἐπαληθεύει τοῦτο· εἰς ἴσας δηλ. διαφοράς θερμοκρασίας δέν ἀντιστοιχοῦσιν ἴσαι ποσότητες θερμότητος.

Ἐάν λόγου χάριν μεταχειρισθῶμεν ὡρισμένην τινά ποσότητα Q θερμότητος διά νά ὑψώσωμεν τήν θερμοκρασίαν $1^{\chi\iota\lambda}$ βάρους σώματός τινος ἀπό $0°$ μέχρι $10°$ ἡ ἀναγκαία ποσότης θερμότητος διά τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας $1^{\chi\iota\lambda.}$ τοῦ αὐτοῦ σώματος, ἀπό $0°$ μέχρις $20°$ δέν εἶναι ἀκριβῶς $2Q$. Διά ποσότητας ὅμως $2Q$ θερμότητος δυνάμεθα ν' ἀνυψώσωμεν τήν θερμοκρασίαν $2^{\chi\iota\lambda.}$ τοῦ αὐτοῦ σώματος ἀπό τῆς θερμοκρασίας $0°$ εἰς τήν θερμοκρασίαν $10°$.

Τήν ποσότητα τῆς θερμότητος καταμετροῦμεν συνήθως διά τοῦ ἑξῆς πειράματος.

Θέτομεν εἰς ἄμεσον ἐπαφήν m χιλιόγραμμα οὐσίας τινός A, τῆς ὁποίας ἡ θερμοκρασία εἶναι θ_1 μετά n χιλιογράμμων ἑτέρας οὐσίας B, τῆς ὁποίας ἡ θερμοκρασία εἶναι θ_3. Μετά τινα χρόνον τά δύο σώματα εὑρίσκονται εἰς θερμικήν ἰσορροπίαν, ὑπό θερμοκρασίαν θ_2 περιλαμβανομένην μεταξύ τῶν θερμοκρασιῶν θ_1 καί θ_2.

Ἐάν ὑποθέσωμεν $\theta_1 > \theta_3$ τό σῶμα A μετέδωκε θερμότητα εἰς τό σῶμα B καί τά ἀποτελέσματα τῆς μεταβάσεως τῆς θερμότητος ἀπό τοῦ σώματος A εἰς τό σῶμα B εἶναι τ' ἀκόλουθα.

1ον — κατάπτωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ A ἀπό θ_1 εἰς θ_2.

2ον — ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ B ἀπό θ_3 εἰς θ_2

αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς τά δύο ταῦτα φαινόμενα ποσότητες θερμότητος εἶναι προφανῶς αἱ αὐταί.

Ἔστω ἤδη $\left\{\begin{matrix} Q \\ q \end{matrix}\right.$ ἡ ποσότης θερμότητος τήν ὁποίαν πρέπει νά μεταδώσωμεν εἰς ἕν χιλιόγραμμον τοῦ σώματος $\left\{\begin{matrix} A \\ B \end{matrix}\right.$ διά νά ὑψώσωμεν τήν θερμοκρασίαν αὐτοῦ ἀπό τῆς $\left\{\begin{matrix} \theta_2 \\ \theta_3 \end{matrix}\right.$ εἰς τήν $\left\{\begin{matrix} \theta_1 \\ \theta_2 \end{matrix}\right.$. Ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς τήν ἀπό $\left\{\begin{matrix} \theta_1 \\ \theta_3 \end{matrix}\right.$ εἰς θ_2 ἐπερχομένην $\left\{\begin{matrix} \text{κατάπτωσιν} \\ \text{ἀνύψωσιν} \end{matrix}\right.$ τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος $\left\{\begin{matrix} A \\ B \end{matrix}\right.$ ποσότης θερμότητος εἶναι $\left\{\begin{matrix} mQ \\ nq \end{matrix}\right.$ καί ἐπειδή αἱ ἀντιστοιχοῦσαι εἰς τά δύο ταῦτα φαινόμενα

ἀνύψωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος B ἀπό θ_3 εἰς θ_2, κατάπτωσις τῆς θερμοκρασίας τοῦ σώματος A ἀπό θ_1 εἰς θ_2, ποσότητες θερμότητος εἶναι αἱ αὐταί ἔχομεν

$$mQ = nq \quad \text{ἤ} \quad \frac{Q}{q} = \frac{n}{m}$$

ἤ

$$\frac{\text{ποσότης θερμότητος ἀντιστοιχοῦσα τῇ διαφορᾷ θερμοκρασίας } \theta_1 - \theta_2 \text{ ἐν τῷ } A}{\text{ποσότης θερμότητος ἀντιστοιχοῦσα τῇ διαφορᾷ θερμοκρασίας } \theta_2 - \theta_3 \text{ ἐν τῷ } B} = \frac{n}{m}$$

Ἐάν τά σώματα A καί B εἶναι ἐκ τῆς αὐτῆς οὐσίας δυνάμεθα διά τῆς μεθόδου ταύτης νά παραβάλωμεν πρός ἀλλήλας τάς ποσότητας θερμότητος, τάς ἀντιστοιχούσας εἰς ἴσα διαστήματα θερμοκρασίας λαμβανόμενα εἰς διαφόρους βαθμούς τῆς θερμομετρικῆς κλίμακος.

Μονάς θερμότητος.— Ἵνα ἐκφράσωμεν ἀριθμητικῶς καί παραβάλωμεν πρός ἀλλήλας τάς ποσότητας θερμότητος, λαμβάνομεν ὡς μονάδα θερμότητος ἤ θερμικήν μονάδα τήν ποσότητα θερμότητος, τήν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς ὡρισμένην μεταβολήν θερμοκρασίας ἐν ὡρισμένῳ βάρει ὡρισμένου σώματος.

Ὡς μονάδα θερμότητος λαμβάνομεν τήν ποσότητα θερμότητος, ἥτις εἶναι ἀναγκαία διά τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας ἀπό 0 εἰς 1° (τῆς ἑκατονταβάθμου κλίμακος) ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος.

Εἰδική θερμότης.— Ἡ εἰδική θερμότης σώματός τινος, εἶναι ἡ ποσότης θερμότητος ἐκφραζομένη ~~εἰς~~ (εἰς θερμομονάδας) Calories τήν ὁποίαν πρέπει νά {προσθέσωμεν εἰς / ἀφαιρέσωμεν ἀπό} τήν μονάδα τοῦ βάρους (ἕν χιλιόγραμμον) διά νά {ὑψώσωμεν / καταβιβάσωμεν} τήν θερμοκρασίαν αὐτοῦ κατά ἕνα βαθμόν ἐν ὡρισμένῃ τινί θερμοκρασίᾳ (τό μηδέν τῆς ἑκατονταβάθμου κλίμακος).

Ἐκ τοῦ ἄνω δοθέντος ὁρισμοῦ τῆς μονάδος θερμότητος, ἕπεται ὅτι, ἡ εἰδική θερμότης τοῦ ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν μηδέν ἰσοῦται τῇ μονάδι.

Ἡ εἰδική θερμότης πάσης ἄλλης οὐσίας, ἤ καί αὐτοῦ τοῦ ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν θ εἶναι ὁ λόγος τοῦ βάρους τοῦ ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν 0°, οὗτινος ἡ θερμοκρασία ὑψοῦται κατά ἕνα βαθμόν, πρός τό βάρος τοῦ ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν θ, οὗτινος ἡ θερμοκρασία ὑψοῦται κατά ἕνα βαθμόν, διά τῆς ἀπορροφήσεως τῆς ποσότητος ταύτης τῆς θερμότητος.

Εἰδική θερμότης τοῦ ὕδατος.— Ἡ εἰδική θερμότης τοῦ ὕδατος μένει ἀνεπηρέαστος ὑπό τῆς ἐξωτερικῆς πιέσεως ὑπό τήν ὁποίαν εὑρίσκεται τοῦτο.

Διά σειρᾶς ἀκριβεστάτων πειραμάτων τά ὁποῖα ἐξετέλεσεν ὁ διάσημος φυσικός Regnault ἐπί τῆς ἀναγκαίας θερμότητος διά τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὕδατος εἰς θ βαθμούς ἔδωκε τόν τύπον

$$g = \theta + 0,2\left[\frac{\theta}{100}\right]^2 + 0,3\left[\frac{\theta}{100}\right]^3$$

τήν ποσότητα g καλοῦμεν ὁλικήν θερμότητα τοῦ ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν θ.

Τήν εἰδικήν θερμότητα $C = \frac{dg}{d\theta}$ εὑρίσκομεν ἤδη εὐκόλως διά τῆς ἀνωτέρω σχέσεως

$$C = \frac{dg}{dt} = 1 + 0,004\frac{\theta}{100} + 0.003\left[\frac{\theta}{100}\right]^2$$

Εἰδική θερμότης τῶν ἀερίων.— Ἀπεδείχθη πειραματικῶς ὅτι ἐν τοῖς μονίμοις ἀερίοις ἡ εἰδική θερμότης ὑπό σταθεράν πίεσιν εἶναι σταθερά εἰς πᾶσαν θερμοκρασίαν καί πᾶσαν πίεσιν. ὥστε εἰς ἴσα διαστήματα θερμοκρασίας ἀντιστοιχοῦσιν ἴσαι ποσότητες θερμότητος, ἐν οἱῳδήποτε βαθμῷ τῆς θερμομετρικῆς κλίμακος.

Ἐκ τούτου συμπεραίνομεν ὅτι κατά πᾶσαν πιθανότητα τό μηδέν τῆς ἀπολύτου θερμομετρικῆς κλίμακος συμπίπτει μετά τοῦ ἀπολύτου μηδενός τῆς θερμότητος ὅτι δηλ. ἐν τῇ θερμοκρασίᾳ ταύτῃ τά σώματα στεροῦνται ἐντελῶς θερμότητος.

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

Ἡ εἰδική θερμότης τῶν ἀερίων δέν εἶναι ἡ αὐτή, ἐάν θερμαίνωνται ταῦτα ὑπό σταθερόν ὄγκον ἤ ὑπό σταθεράν πίεσιν.

Θεωρήσωμεν 1 χιλιόγραμμον ἀερίου τινός ἐμπεριεχομένου ἐν ἀγγείῳ ἀμεταβλήτου ὄγκου, καί ἔστω C_v ἡ ἀναγκαία ποσότης θερμότητος διά τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας αὐτοῦ κατά ἕνα βαθμόν.

Ἐάν τό αὐτό βάρος ἀερίου ἐμπεριέχεται ἐν χώρῳ, οὗτινος ὁ ὄγκος δύναται νά μεταβληθῇ ὑπόκειται εἰς σταθεράν καί ἀμετάβλητον πίεσιν, ὑψουμένης τῆς θερμοκρασίας αὐτοῦ, ὄχι μόνον θερμαίνεται τοῦτο ἀκριβῶς τόσῳ, ὅσῳ καί προηγουμένως, ἀλλά καί διαστέλλεται κατά $\frac{1}{273}$ τοῦ ὄγκου αὐτοῦ ὑπό θερμοκρασίαν 0°.

Ἡ ἀναγκαία ποσότης θερμότητος C_p διά τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ ὑπό τάς συνθήκας ταύτας εὑρισκομένου ἀερίου κατά ἕνα βαθμόν, καί τήν διαστολήν αὐτοῦ κατά $\frac{1}{273}$ τοῦ ὄγκου αὐτοῦ ὑπό θερμοκρασίαν μηδέν, εἶναι μεγαλειτέρα ἐκείνης C_v ἥτις εἶναι ἀναγκαία διά τήν ἀνύψωσιν ἁπλῶς τῆς θερμοκρασίας κατά ἕνα βαθμόν ἄνευ διαστολῆς.

Ἐν τῇ θερμοδυναμικῇ ἀποδείκνυνται ὅτι ὁ λόγος $\frac{C_p}{C_v}$ εἶναι σταθερός καί ἴσος μέ 1,41 δι' ὅλα τά ἀέρια, ἅτινα δύνανται νά θεωρηθῶσιν ὡς μόνιμα ἀέρια.

Λανθάνουσα θερμότης. — Βλέπομεν λοιπόν ὅτι δυνάμεθα νά μεταδώσωμεν εἰς σῶμά τι θερμότητα χωρίς νά μεταβάλωμεν τήν θερμοκρασίαν αὐτοῦ. Ἡ ποσότης αὕτη φαίνεται ὡς ἐξαφανισθεῖσα, ἐάν ὡς ἀποτέλεσμα αὐτῆς θεωρήσωμεν τήν ἐν τῇ θερμοκρασίᾳ τοῦ σώματος ἐπερχομένην μεταβολήν. Ἀλλ' ἐάν λάβωμεν ὑπ' ὄψιν καί τάς ἄλλας ἀλλοιώσεις, ἅστινας ὑφίσταται τό σῶμα ....

ἐπανευρίσκομεν τό μέρος τῆς θερμότητος, ὅπερ φαίνεται ὡς ἐξαφανισθέν, ἐάν δέ ἀνατρέψωμεν ἀκριβῶς τάς ἀλλοιώσεις ταύτας. ἡ ἐξαφανισθεῖσα θερμότης ἀναφαίνεται καί εἶναι επαισθητή εἰς τό θερμόμετρον.

Ὅταν λοιπόν λέγωμεν, ὅτι σῶμά τι ἐμπεριέχει τόσην ποσότητα λανθανούσης θερμότητος, ἐννοοῦμεν, ὅτι τό σῶμα τοῦτο μετέβαλε κατάστασιν δι' ἀπορροφήσεως ποσότητός τινος θερμότητος, ἥτις δέν ἀνύψωσε τήν θερμοκρασίαν του. ὅτι τό σῶμα ὑπέστη ἀλλοίωσίν τινα, ἥτις δέν εἶναι μεταβολή θερμοκρασίας καί ὅτι ἐάν επαναφέρωμεν αὐτό εἰς τήν ἀρχικήν του κατάστασιν. ἀνατρέποντες ἀκριβῶς ὅλας τάς διαδοχικάς περιόδους τῆς ἀρχικῆς μεταβολῆς, ἅπασα ἡ πρότερον καταναλωθεῖσα θερμότης ἀναφαίνεται ἐκ νέου γενομένη ἐπαισθητή εἰς τό θερμόμετρον καί δυναμένη νά θερμαίνῃ τά περικυκλοῦντα σώματα.

Λανθάνουσα θερμότης διαστολῆς. — Ὡρίσαμεν ἤδη ἀνωτέρω τήν θερμότητα, ἥτις ἐξαφανίζεται ἐν τῇ διαστολῇ τῶν ἀερίων χωρίς νά γίνεται επαισθητή εἰς τό θερμόμετρον.

Οὕτω λ.χ. διά νά ὑψώσωμεν κατά ἕνα βαθμόν τήν θερμοκρασίαν ἑνός χιλιογράμμου ἀέρος καί αὐξήσωμεν συγχρόνως τόν ὄγκον αὐτοῦ κατά $\frac{1}{273}$ τοῦ ὄγκου αὐτοῦ ὑπό θερμοκρασίαν 0°, ἀπαιτεῖται ποσότης θερμότητος

$$C_p = 0,237$$

ἐνῷ διά τήν αὐτήν ἀνύψωσιν θερμοκρασίας ἄνευ διαστολῆς χρειάζεται ἁπλῶς ποσότης θερμότητος.

$$C_v = 0,108$$

ἡ διαφορά

$$c_p - c_v = 0.069$$

εἶναι προφανῶς ἡ ποσότης θερμότητος, ἥτις ἐξηφανίσθη διαστέλλουσα τό ἀέριον· ἡ λανθάνουσα δηλ. θερμότης διαστολῆς τοῦ ἀέρος διά διαστολήν ἴσην μέ $\frac{1}{273}$ τοῦ ὄγκου αὐτοῦ ὑπό θερμοκρασίαν 0° καί τήν αὐτήν πίεσιν.

Εἴδομεν ἀνωτέρω, ὅτι ἡ εἰδική θερμότης τῶν στερεῶν καί τῶν ῥευστῶν μεταβάλλεται μετά τῆς θερμοκρασίας, καί ἡ μεταβολή αὐξάνει ἐν τοῖς μᾶλλον διασταλτοῖς σώμασι. εἴδομεν πρός τούτοις, ὅτι τό ὕδωρ ὑπό τήν μεγίστην αὐτοῦ πυκνότητα ἔχει καί τήν ἐλαχίστην εἰδικήν θερμότητα· ἐκ τούτων δυνάμεθα νά συμπεράνωμεν μετά σχετικῆς τινος πιθανότητος, ὅτι

Τό μεταβλητόν μέρος τῆς εἰδικῆς θερμότητος τῶν στερεῶν καί ῥευστῶν σωμάτων εἶναι ἡ λανθάνουσα θερμότης τῆς διαστολῆς καί ὅτι ἡ πραγματική εἰδική θερμότης ἐκείνη δηλ. ἥτις χρησιμοποιεῖται ἀποκλειστικῶς διά τήν μεταβολήν τῆς θερμοκρασίας εἶναι σταθερά εἰς πᾶσαν θερμοκρασίαν καί δι' ὅλα τά σώματα.

Λανθάνουσα θερμότης τήξεως — Ὅταν σῶμά τι μεταβαίνει ἀπό τῆς στερεᾶς εἰς τήν ὑγράν κατάστασιν ἡ θερμοκρασία του μένει σταθερά καθ' ὅλην τήν διάρκειαν τῆς τήξεως.

Διά νά ἐπιφέρωμεν τήν μεταβολήν ταύτην εἰς τῇ κατα-

στάσει τοῦ σώματος πρέπει νά μεταδώσωμεν εἰς αὐτό θερμότητα ἀνάλογον τοῦ βάρους τοῦ τηκομένου σώματος. Ἡ θερμότης αὕτη οὐδαμῶς ὑψοῖ τήν θερμοκρασίαν τοῦ σώματος, ἀλλ' ἐξαφανίζεται μεταφέρουσα τό σῶμα ἀπό τῆς στερεᾶς εἰς τήν ὑγράν κατάστασιν. καλοῦμεν δέ ταύτην λανθάνουσαν θερμότητα τήξεως.

Τἀνάπαλιν ὅταν σῶμά τι μεταβαίνει ἐκ τῆς ὑγρᾶς εἰς τήν στερεάν κατάστασιν, ἡ θερμοκρασία του μένει σταθερά καθ' ὅλην τήν διάρκειαν τῆς πήξεως, παράγεται ἐν ~~τῷ~~ σώματι ποσότης θερμότητος ἴση μέ τήν θερμότητα τῆς τήξεως, καί ἡ πῆξις δέν δύναται νά ἐπιτευχθῇ, ἐάν δέν ἀφαιρέσωμεν ἐκ τοῦ σώματος τήν παραγομένην ταύτην θερμότητα.

Ἀτρομηχ. καί Πρωτοπαπαδάκη

Ἀτμός

Ἐάν ἐντός ἀγγείου κενοῦ πάσης ἄλλης ὕλης εἰσαγάγωμεν σῶμα ὑγρόν ὕδωρ, λ.χ. τό ὁποῖον δέν πληροῖ ἐντελῶς τό ἀγγεῖον, παρατηροῦμεν, ὅτι μέρος τοῦ ὑγροῦ τούτου μετατρέπεται ἀμέσως εἰς ἀτμούς, οἵτινες πληροῦσι τόν ὑπεράνω τῆς ἐπιφανείας τοῦ ὑγροῦ ἐναπομένοντα κενόν χῶρον.

Ἐάν ἤδη κρατήσωμεν σταθεράν τήν θερμοκρασίαν τοῦ ὕδατος ἐν τῷ ἀγγείῳ, ἡ τάσις τοῦ σχηματισθέντος ἀτμοῦ μένει ἀμετάβλητος. ἀλλ᾽ ὑποθέσωμεν, ὅτι μία τῶν παρειῶν τοῦ ἐμπεριέχοντος τό ὕδωρ ἀγγείου εἶναι κινητή, ὥστε νά εἶναι δυνατή ἡ ἐπαύξησις τοῦ ἐσωτερικοῦ χώρου τοῦ ἀγγείου τούτου. Τότε παρατηροῦμεν, ὅτι ἐάν αὐξήσωμεν τόν ἐσωτερικόν τοῦτον χῶρον, καί ἑτέρα ποσότης ἐκ τοῦ ἐν τῷ ἀγγείῳ ἐμπεριεχομένου ὕδατος ἐξατμίζεται, πληροῦσα τόν ἐπηυξημένον χῶρον, οὕτως ὥστε ἡ ἐν τῷ ἀγγείῳ τάσις τοῦ ἀτμοῦ, ἥτις τείνει νά ἐλαττωθῇ, ὡς ἐκ τῆς ἐπαυξήσεως τοῦ ὑπό τοῦ ἀτμοῦ κατεχομένου χώρου, μένει ἀμετάβλητος.

Βλέπομεν οὕτω, ὅτι διά πᾶσαν θερμοκρασίαν ὑπάρχει ὡρισμένον ὅριον ἐξωτερικῆς πιέσεως, ἀναγκαίας διά τήν ὕπαρξιν τοῦ ὕδατος εἰς τήν ὑγράν κατάστασιν· ἐάν ἐλαττώσωμεν τήν ὡρισμένην ταύτην πίεσιν, διατηροῦντες τήν αὐτήν θερμοκρασίαν, τό ὕδωρ

ἀλλάσσει μορφήν μετασχηματιζόμενον εἰς ἀέριον, τό ὕδωρ ἐξατμίζεται.

Ὑποθέσωμεν ἤδη, ὅτι ἀντί ν᾽ αὐξήσωμεν, ἐλαττοῦμεν τόν ἐσωτερικόν χῶρον τοῦ ἐμπεριέχοντος τό ὕδωρ ἀγγείου διατηροῦντες ἀμετάβλητον τήν θερμοκρασίαν, ὑπό τήν ὁποίαν εὑρίσκεται τοῦτο, τότε μέρος τῶν ἐν τῷ ἀγγείῳ ἐμπεριεχομένων ἀτμῶν συνεπυκνώθη ἐπανελθόν εἰς τήν προτέραν ὑγράν κατάστασιν καί ἡ τάσις τοῦ ἀτμοῦ, ἥτις ὡς ἐκ τῆς ἐλαττώσεως τοῦ ὑπ᾽ αὐτοῦ κατεχομένου ὄγκου τείνει νά αὐξήσῃ, μένει ἀμετάβλητος.

Βλέπομεν οὕτω, ὅτι διά πᾶσαν θερμοκρασίαν, ὑπάρχει ὡρισμένον ὅριον ἐξωτερικῆς πιέσεως, ἀναγκαίας διά τήν ὕπαρξιν τοῦ σώματος εἰς τήν ἀέριον κατάστασιν. ἐάν αὐξήσωμεν τήν ὡρισμένην ταύτην πίεσιν διατηροῦντες τήν αὐτήν θερμοκρασίαν τό ἐν ἀερίῳ καταστάσει διατελοῦν ὕδωρ ἀλλάσσει μορφήν μετασχηματιζόμενον εἰς ὑγρόν ὁ ὑδάτινος ἀτμός συμπυκνοῦται.

Οὕτω ἡ πίεσις ὑπό τήν ὁποίαν εὑρίσκεται ὁ ἀτμός, οὐδόλως ἐξαρτᾶται ἐκ τοῦ ἐσωτερικοῦ χώρου τοῦ ἀγγείου, ἀλλ᾽ ἁπλῶς ἐκ τῆς θερμοκρασίας εἰς ἥν εὑρίσκεται τοῦτο. αὐξάνει δέ ἡ πίεσις αὕτη μετά τῆς θερμοκρασίας.

Τό βάρος τοῦ ἐν τῇ μονάδι τοῦ ὄγκου ἐμπεριεχομένου ἀτμοῦ εἶναι ἐπίσης ἀνεξάρτητον τοῦ ἐσωτερικοῦ χώρου τοῦ ἀγγείου καί ἐξαρτᾶται ἁπλῶς ἐκ τῆς θερμοκρασίας. τό βάρος τοῦτο δέν δύναται ν᾽ αὐξηθῇ διά τῆς θλίψεως, οὔτε νά ἐλαττωθῇ διά τῆς ἐπαυξήσεως τοῦ ἐσωτερικοῦ χώρου τοῦ ἀγγείου. ἐν τῇ πρώτῃ περιπτώσει εἴδομεν ὅτι τό πλεόνασμα τοῦ ἐν τῇ μονάδι τοῦ ὄγκου ἀτμοῦ μετασχηματίζεται εἰς ὑγρόν, ἐνῷ τοὐναντίον ἐν τῇ δευτέρᾳ περιπτώσει μέρος τοῦ ὑγροῦ μετατρέπεται εἰς ἀτμόν ἀνάλογον τῆς ἐπελθούσης εἰς τόν ἐσωτερικόν χῶρον τοῦ ἀγγείου ἐπαυξήσεως.

Τόν ὑπό τάς συνθήκας ταύτας εὑρισκόμενον ἀτμόν καλοῦμεν κεκορεσμένον ἀτμόν τοῦ ὕδατος.

καί ἐν γένει κεκορεσμένον ἀτμόν ἐν ὡρισμένῃ θερμοκρασίᾳ ὑγροῦ τινος ὀνομάζομεν τόν ἀτμόν τόν ἀντιστοιχοῦντα εἰς τήν μεγαλειτέραν πυκνότητα, ἥτις δύναται νά συνυπάρξῃ μέ τήν ἀέριον κατάστασιν.

Ἐάν ἤδη αὐξήσωμεν τήν θερμοκρασίαν καί ἡ τάσις τοῦ ἐν τῷ ἀγγείῳ ἐμπεριεχομένου ἀτμοῦ αὐξάνει καί εἰσέρχεται νέα κατάστασις ἰσορροπίας ἀντιστοιχοῦσα καί αὐτή εἰς κεκορεσμένον ἀτμόν, ἀλλ' ὑπό ἄλλην θερμοκρασίαν.

Οὕτω εἰς ἑκάστην θερμοκρασίαν ἀντιστοιχεῖ κεκορεσμένος ἀτμός μέ ὡρισμένον εἰδικόν βάρος καί τάσιν.

Ἀλλ' ὑπεθέσαμεν ἐν τοῖς ἀνωτέροις

1ον. —— Ὅτι τό ἀγγεῖον οὐδεμίαν ἄλλην ὕλην ἐμπεριέχει ἐκτός τοῦ ὕδατος, καί τοῦτο εἰς ὑγράν συνάμα καί ἀέριον κατάστασιν.

2ον. —— Ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀγγείου καί τοῦ περιεχομένου ὕδατος καί ὑδατικοῦ ἀτμοῦ, εἶναι ἡ αὐτή καί σταθερῶς ἀμετάβλητος.

Ἴδωμεν ἤδη τί συμβαίνει, ἐάν αἱ συνθῆκαι αὗται δέν πληροῦνται.

Ξηρός καί ὑπερθερμασμένος ἀτμός. ——

Ὑποθέσωμεν, ὅτι, ἐν τῷ προηγουμένῳ παραδείγματι, αὐξάνομεν τόν ἐσωτερικόν χῶρον τοῦ ἀγγείου διατηροῦντες τήν θερμοκρασίαν αὐτοῦ σταθεράν, μέχρις οὗ τό ὅλον ὑγρόν μετατραπῇ εἰς ἀτμούς.

Καθ' ἥν στιγμήν καί ἡ τελευταία σταγών τοῦ ἐν τῷ ἀγγείῳ ἐμπεριεχομένου ὕδατος μετατρέπεται εἰς ἀτμόν, τό ἀγγεῖον εἶναι πλῆρες ξηροῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ, ὑπό τήν πίεσιν κορέσεως, ἥτις ἀντιστοιχεῖ εἰς τήν θερμοκρασίαν αὐτοῦ.

Ἐάν θλίψωμεν τόν ἀτμόν τοῦτον ἐλαττοῦντες τόν ἐσωτερικόν χῶρον τοῦ ἀγγείου, μέρος αὐτοῦ ἐπανέρχεται εἰς τήν ὑγράν κατάστασιν, καί εὑρισκόμεθα ἐκ νέου ὑπό τάς συνθήκας τοῦ προηγουμένου παραδείγματος.

Ἐάν τοὐναντίον αὐξήσωμεν τόν πλήρη ξηροῦ ἀτμοῦ ἐσωτερικόν χῶρον τοῦ ἀγγείου, διαστέλλεται οὗτος καί ἐπέρχεται κατάπτωσις ἐν τῇ θερμοκρασίᾳ του, δυναμένη νά ἐπιφέρῃ τήν συμπύκνωσιν, ἀλλ' ἐάν παρέχωμεν διαρκῶς εἰς τόν διαστελλόμενον ξηρόν ἀτμόν τήν ἀναγκαίαν θερμότητα, ἵνα διατηροῦμεν ἀμετάβλητον τήν θερμοκρασίαν αὐτοῦ, ἡ συμπύκνωσις δέν ἐπέρχεται. Ἡ θερμοκρασία δέ ὑπό τήν ὁποίαν εὑρίσκεται ἤδη ὁ ἀτμός εἶναι ἀνωτέρα τῆς θερμοκρασίας τῆς κορέσεως, τῆς ἀντιστοιχούσης εἰς τήν τάσιν, ἥν κέκτηται ἤδη ὁ ἀτμός, καί διά τοῦτο τόν ἐν τῷ ἀγγείῳ ἐμπεριεχόμενον ἤδη ἀτμόν καλοῦμεν ξηρόν ὑπερθερμασμένον ἀτμόν.

Ἡ ὑπερθέρμανσις τοῦ ἀτμοῦ, δύναται νά ἐπιτευχθῇ καί ὡς ἑξῆς:

Ἐάν καθ' ἥν στιγμήν τό ἀγγεῖον εἶναι πλῆρες κεκορεσμένου ξηρού ατμού, αντί ν' αυξήσωμεν τον υπ' αυτού κατεχόμενον χώρον, διατηρούμεν αυτόν σταθερόν, αλλ' υψούμεν την θερμοκρασίαν του ατμού, παρέχοντες αυτῷ νέαν ποσότητα θερμότητος, το ειδικόν βάρος αυτού δεν μετεβλήθη διότι ο αυτός χώρος κατέχεται υπό της αυτής ποσότητος ύλης, και εν τούτοις είναι μικρότερον του ειδικού βάρους κεκορεσμένου ατμού υπό την αυτήν θερμοκρασίαν, διότι, εάν το αγγείον, αντί να είναι πλήρες ξηρού ατμού εμπεριείχε και ποσότητά τινα ύδατος, μέρος τούτου θα μετετρέπετο εις ατμούς. ώστε και εν τη περιπτώσει ταύτη ο ατμός είναι υπερθερμασμένος.

Κατά δύο λοιπόν τρόπους δυνάμεθα να υπερθερμαίνωμεν ατμόν τινα.

Διαστέλλοντες αυτόν υπό σταθεράν θερμοκρασίαν.

Θερμαίνοντες αυτόν υπό σταθερόν όγκον.

Το ουσιώδες είναι, ότι εν τη μιᾷ ή τη ετέρα των περιπτώσεων τούτων, η υπερθέρμανσις απαιτεί κατανάλωσιν ποσότητός τινος θερμότητος.

Τουναντίον τον υπερθερμασμένον ατμόν δεν δυνάμεθα να επαναφέρωμεν εις την κεκορεσμένην κατάστασιν ειμή διαθέτοντες ψυχράν τινα πηγήν, δι' ἧς τῷ αφαιρούμεν θερμότητα.

Ζέσις. — Εάν η θερμοκρασία του αγγείου και του εμπεριεχομένου είναι ομοιόμορφος όπως υπεθέσαμεν τούτο ανωτέρω, η εξάτμισις του υγρού εκτελείται ομαλώς και ησύχως.

Τούτο όμως δεν συμβαίνει εν τη πράξει, η μετάδοσις της θερμότητος εις το υγρόν γίνεται δι' εστίας και των εκ της καύσεως προερχομένων αερίων υπό υψηλήν θερμοκρασίαν αι παρειαί του εμπεριέχοντος το υγρόν και τους ατμούς λέβητος θερμαίνονται ανίσως, και η παραγωγή του ατμού δεν είναι η αυτή εις τα διάφορα μέρη του λέβητος. Το υγρόν το ευρισκόμενον εις άμεσον επαφήν με τα μάλλον θερμαινόμενα μέρη των παρειών του λέβητος εξατμίζεται μετά περισσοτέρας εντάσεως. οι παραγόμενοι ατμοί διέρχονται υπό μορφήν πομφολύγων την υπερκειμένην αυτών ρευστήν μάζαν μέχρι της ανωτέρας επιφανείας ένθα ρήγνυνται, και η εξάτμισις γίνεται μετά πολλής ταραχής. το ρευστόν <u>ζέει</u>.

Ενίοτε δε όταν η ζέσις είναι σφοδρά οι ατμοί συμπαρασύρουσι μηχανικώς και ποσότητά τινα του εν τῷ λέβητι υγρού.

Την σφοδρότητα της ζέσεως επαυξάνει και η συνεχής και αλλεπάλληλος κατάπτωσις και ανύψωσις της πιέσεως των εν τῷ λέβητι ατμών ήτις προκύπτει εκ της εισαγωγής του ατμού εις τους κυλίνδρους.

Τάσις του κεκορεσμένου <u>υδατίνου</u> ατμού. — Η μάλλον αναγκαία εν τοις υπολογισμοίς των ατμομηχανών σχέσις, είναι η συνδέουσα την τάσιν του κεκορεσμένου ατμού προς την αντιστοιχούσαν θερμοκρασίαν της κορέσεως. Είδομεν, ότι εις εκάστην θερμοκρασίαν θ αντιστοιχεί ωρισμένη τάσις κορέσεως, την οποίαν δυνάμεθα να εκφράσωμεν διά της σχέσεως

$$p=f(\theta)$$

ἡ συνάρτησις ὅμως $f(\theta)$ δέν εἶναι ἀκριβῶς προσδιωρισμένη.

Διά τῶν πειραματικῶν δεδομένων εἰς ἅ ἔφθασεν ὁ Regnault ἔθεσε τήν σχέσιν

$$\lambda o \gamma . p = \alpha + \beta \varphi^{\tau} + c \chi^{\tau}$$

ἔνθα α, β, c, φ καί χ εἶναι σταθεροί ἀριθμοί καί

$$\tau = \theta^{\circ} + 20^{\circ}$$

ἔνθα θ° ἐμφαίνει τήν ἑκατοντάβαθμον θερμοκρασίαν τοῦ ἀτμοῦ.

Τά πειράματα τοῦ Regnault ἐπεκτείνονται ἀπό τῆς θερμοκρασίας -32° εἰς ἥν ἀντιστοιχεῖ ἡ τάσις 0,3 χιλιοστόμετρα ὑδραργύρου, μέχρι τῆς θερμοκρασίας $+230^{\circ}$ εἰς ἥν ἀντιστοιχεῖ ἡ τάσις 27,5 ἀτμοσφαιρῶν. καί τά ἀποτελέσματα τῶν πειραμάτων τούτων ἐμφαίνουσιν οἱ πίνακες [ ] καί τά ἔναντι διαγράμματα, καί βλέπομεν, ὅτι εἰς τάς χαμηλάς θερμοκρασίας ἡ τάσις τοῦ ἀτμοῦ αὐξάνει μετά μεγάλης βραδύτητος. εἰς τήν θερμοκρασίαν 46° ἀντιστοιχεῖ τάσις 1/10 ἀτμοσφ. ὑψουμένης ὅμως τῆς θερμοκρασίας, ὑψοῦται καί ἡ ἀντιστοιχοῦσα τάσις τοῦ ἀτμοῦ. ~~ὑπό~~ εἰς τήν θερμοκρασίαν 121° βαθμῶν ἀντιστοιχεῖ τάσις δύο ἀτμοσφαιρῶν, καί εἰς τήν θερμοκρασίαν 180° ἀντιστοιχεῖ τάσις 10 ἀτμοσφαιρῶν, ἐκεῖθεν διά τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας κατά ἕνα βαθμόν, ἡ τάσις αὐξάνει κατά 1/4 ἀτμοσφαίρας.

Εἰδικόν βάρος. — Ἀναχωροῦντες ἐκ τῆς χημικῆς συνθέσεως τοῦ ὕδατος εὑρίσκομεν ὅτι τό εἰδικόν βάρος τοῦ ὑδατίνου ἀτμοῦ ὡς πρός τόν ἀέρα εἶναι 0,622. οἱ διά τῆς πειραματικῆς μεθόδου προσδιορισθέντες ἀριθμοί συμπίπτουσι σχεδόν μέ τοῦτον (ἴδε πίνακα).

ὁ Zeuner ἔδωκε τόν τύπον

$$\gamma = 0{,}606\, p^{0.94}$$

ἔνθα p ἐμφαίνει τήν τάσιν τοῦ ἀτμοῦ καί γ τό βάρος ἑνός κυβικοῦ μέτρου οἱ πίνακες τοῦ Regnault δίδουν

διά p = 1 ἀτμοσφ.	γ = 0, 606 χιλ.
5	2, 75
10	5, 27

Ὄγκος ἑνός χιλιογράμμου ἀτμοῦ. — Ὑπό πίεσιν p = 1 ὁ ὄγκος ἑνός χιλιογρ. ἀτμοῦ εἶναι 1,649 m^3

= 5	0.363
10	0.189

Θερμότης ἐξατμίσεως. — Διά τῶν πειραμάτων του, ὁ Regnault εὗρεν, ὅτι διά τήν ἐξάτμισιν ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος ληφθέντος ὑπό θερμοκρασίαν 0° ἀπαιτεῖται θερμότης λ ἴση μέ

$$\lambda = 606{,}5 + 0.305\,\theta \quad ἤ \quad \lambda = 606{,}5 + 30{,}5\,\frac{\theta}{100}$$

ἔνθα θ ἐμφαίνει τήν ἑκατοντάβαθμον θερμοκρασίαν ὑπό τήν ὁποίαν γίνεται ἡ ἐξάτμισις. ἡ ὁλική θερμότης ἐξατμίσεως αὐξάνει λοιπόν μετά τῆς θερμοκρασίας,

ὑπό 100°	p = 1 ἀτμοσφ.	λ = 637 θερμ.
152,2	5	647
180,3	10	661

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

Γνωρίζομεν δὲ ὅτι ἡ ἀναγκαία θερμότης διὰ τὴν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας τοῦ αὐτοῦ βάρους ὕδατος ἀπὸ τῆς θερμοκρασίας 0° μέχρι τῆς θερμοκρασίας θ εἶναι

$$q = \theta + 0,2\left[\frac{\theta}{100}\right]^2 + 0,3\left[\frac{\theta}{100}\right]^3$$

ἡ διαφορὰ $\lambda - q$ παριστᾷ τὴν ἀναγκαίαν διὰ τὴν ἐξάτμισιν θερμότητα ἣν καλοῦμεν θερμότητα ἐξατμίσεως.

ἔχομεν δὲ

$$\lambda - q = 606,5 - 0,695\theta - 0,0000\,2\theta^2 - 0,0000003\theta^3$$

ἡ λανθάνουσα θερμότης ἐξατμίσεως ἐλαττοῦται καθ' ὅσον ἡ θερμοκρασία καὶ ἡ πίεσις αὐξάνουσιν

ὑπὸ θερμοκρασίαν 100°	$p = 1$ ἀτμοσφ.	$\lambda - q = 536,5$ θερματ.
152,2	5	500
180,3	10	479

Εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὑπερθερμασμένου ἀτμοῦ. — Κατὰ τὸν Regnault ἡ ὑπὸ σταθερὰν πίεσιν εἰδικὴ θερμότης τοῦ ὑπερθερμασμένου ἀτμοῦ εἶναι 0,4805, ἀνεξάρτητος δὲ τῆς πιέσεως καὶ τῆς θερμοκρασίας.

Κεκορεσμένος ὑδάτινος ἀτμός
ἀριθμητικὰ δεδομένα

ἀπόλυτος πίεσις κατὰ □ ἑκατοστ. p = χιλιογρ.	θερμοκρασία ἑκατονταβάθμιος θ.	ὁλικὴ θερμότης λ	θερμότης ἐξατμίσεως	θερμότης τοῦ ὑγροῦ	βάρος ἑνὸς κυβικοῦ μέτρου	ὄγκος ἑνὸς χιλιογράμμου
χιλιογραμ.	βαθμοί					
1, 0	99.08	636.72	537.10	99.56	0.5868	μ³ 1, 704
1, 5	110, 76	640,28	528.87	111.41	0.8609	1.160
2, 0	119, 50	642.97	522.02	120.35	1.1280	λιτρα 886.0
2, 5	126, 72	645.15	517.51	127.64	1.3910	719.0
3, 0	132,79	647.00	513.16	133.84	1. 651.	606.0
3, 5	139, 10	648.62	509.36	139.26	1.908	524.0
4, 0	142, 82	650.06	505.90	144.10	2.163	462.3
4, 5	147, 09	651.36	502.89	148.47	2.415	414.1
5, 0	150.99	652.55	500.08	152.47	2.667	375.0
5, 5	154.59	653.65	497.49	156.16	2.917	342.9
6, 0	157.94	654.67	495.07	159.60	3.165	316.0
6, 5	161, 08	655. 63	492.78	162.85	3.412	293.1
7, 0	164, 03	656.53	490. 53	165.89	3.657	273.4
7, 5	166.81	657.38	488.62	168.70	3.902	256.4
8, 0	169.46	658.19	486.70	171.49	4.145	241.3
8, 5	171.97	658.95	484.87	174.08	4.388	227.9
9, 0	174.38	659.69	483.12	176.57	4.030	216.0
9, 5	176.68	660.39	481.44	178.95	4.871	205.3
10, 0	178.89	661.06	479.81	181.25	5.111	195.7
10, 5	181.01	661.71	478.27	183.44	5.351	188.9
11, 0	183.05	662.33	476.77	185.56	5.590	178.9
11, 5	185.03	662.93	475.32	187.61	5.827	171.7
12, 0	186.94	663.52	473.92	189.60	6.064	164.9
12, 5	188.78	664.07	472.57	191.50	6.301	158.7

Κεκορεσμένος ὑδάτινος ἀτμός
ἀριθμητικά δεδόμενα

ἀπόλυτος πίεσις κατά □ ἑκατοστό p=χιλιογρ.	θερμοκρασία ἑκατονταβ. θ	ὁλική θερμότης λ.	θερμότης ἐξατμίσεως	θερμότης τοῦ ὑγροῦ	βάρος ἑνός κυβικοῦ μέτρου	ὄγκος ἑνός χιλιογράμμου
χιλιογραμ.	βαθμοί					
12.0	190.57	664.62	471.24	193.38	6.538	152.9
13.5	192.31	665.15	469.97	195.18	6.774	147.6
14.0	194.00	665.67	468.73	196.94	7.008	142.6
14.5	195.64	666.17	467.53	198.64	7.242	138.2
15.0	197.25	666.66	466.33	200.33	7.475	133.8
15.5	198.80	667.13	465.18	201.95	7.708	129.8
16.0	200.00	667.60	464.07	203.53	7.941	125.9
16.5	201.81	668.05	462.97	205.08	8.172	122.4
17.0	203.26	668.49	461.88	206.61	8.402	119.1
17.5	204.68	668.93	460.85	208.08	8.633	115.8
18.0	206.07	669.35	459.81	209.54	8.864	112.8
18.5	207.43	669.77	458.80	210.97	9.095	109.9
19.0	208.76	670.17	457.81	212.36	9.326	107.2
19.5	210.06	670.57	456.85	213.72	9.556	104.7
20.0	211.34	670.96	455.90	215.06	9.787	102.2

Θεμελιώδεις Ἀρχαί τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος

Φύσις τῆς θερμότητος

Μέχρι τοῦδε ἐξητάσαμεν τάς κυριωτέρας τῶν ἰδιοτήτων τῶν σωμάτων ἐν σχέσει πρός τήν θερμότητα, ἥν ἀνεγνωρίσαμεν ὡς ποσότητα ἐπιδεικτικήν μετρήσεως. Ἤδη γεννᾶται ἡ ἐρώτησις

Ποία ἡ φύσις τῆς θερμότητος;

Ἡ ἀρχαιοτέρα γνώμη περί τῆς φύσεως τῆς θερμότητος ἦτο, ὅτι αὕτη εἶναι αἰθέριον λεπτότατον καί ἀβαρές, ὅπερ ὠνόμαζον θερμαντικόν, ἄφθαρτον καί ἀμετάβλητον ἐν τῇ ποσότητί του. αἱ τελευταῖαι δέ αὗται ἰδιότητες τοῦ θερμαντικοῦ εἶναι προφανῶς αἱ χαρακτηριστικαί ἰδιότητες παντός εἴδους ὕλης. Ἐν τοῖς πλείστοις τῷ ὄντι τῶν σχετικῶν τῇ θερμότητι φαινομένων, ἡ γενομένη αἰσθητή εἰς τό θερμόμετρον θερμότης δείκνυται ἀμετάβλητος, τήν ποσότητα:

Ἡ θερμότης δύναται διαφορετρόπως νά μεταβῇ ἐκ τῶν θερμοτέρων εἰς τά ψυχρότερα σώματα, ἐν τῇ μεταβάσει ὅμως ταύτῃ διατηρεῖται ἀμετάβλητος ὡς ποσότης. Ἡ θερμότης δηλ. τήν ὁποίαν ἀπώλεσε τό θερμότερον τῶν σωμάτων, ἀναφαίνεται ἐξ ὁλοκλήρου ἐν τῷ ψυχροτέρῳ σώματι, ἐάν κατά τήν μετάβασιν ταύτην τῆς θερμότητος ἐκ τοῦ ἑνός εἰς τό ἕτερον σῶμα, οὐδεμίαν ἄλλην ἀλλοίωσιν ὑπέ.

<u>Ἀτμομηχαναί</u> Πρωτοπαπαδάκη

στησαν ταῦτα εἰμή τήν ἐπελθοῦσαν ἐν τῇ θερμοκρασίᾳ τῶν μεταβολήν.

Ἀλλ' ἐάν ἐκτός τῆς μεταβολῆς ταύτης τῆς θερμοκρασίας τά σώματα ὑφίστανται καί ἄλλας ἀλλοιώσεις, οἷον τήν διαστολήν τήν μετάβασιν ἐκ τῆς στερεᾶς εἰς τήν ὑγράν καί ἐκ ταύτης εἰς τήν ἀέριον κατάστασιν, μέρος τῆς θερμότητος ἐξαφανίζεται ἤ μᾶλλον δέν γίνεται ἐπαισθητή εἰς τό θερμόμετρον. ἀλλ' ἐάν ἀνατρέψωμεν ἀκριβῶς ὅλας τάς περιόδους τῶν μετασχηματισμῶν τούτων ἐπαναφέροντες τά σώματα εἰς τήν ἀρχικήν αὐτῶν κατάστασιν ἡ ἐξαφανισθεῖσα θερμότης ἐπαναφαίνεται ἐκ νέου ἄνευ οὐδεμιᾶς ἀπωλείας, γενομένη ἐπαισθητή εἰς τό θερμόμετρον.

Τό μέρος τοῦτο τῆς θερμότητος ἐκαλεῖτο ~~ὅπως καί νῦν~~ λανθάνουσα θερμότης καί τά αἴτια τοῦ φαινομένου τούτου ἦσαν τά ἑξῆς.

Ἵνα ὁ πάγος μετατραπῇ εἰς ῥευστόν ὕδωρ ἑνοῦται (καί ἡ ἕνωσις αὕτη ἐκτελεῖται ὅπως αἱ χημικαί ἑνώσεις) μετά ὡρισμένης ποσότητος θερμαντικοῦ, ὅπερ ὡς ἐκ τούτου δέν ἐπενεργεῖ πλέον ἐπί τοῦ θερμομέτρου. Τό αὐτό συμβαίνει καί κατά τήν ἐξάτμισιν τοῦ ὕδατος. Τοὐναντίον, κατά τήν συμπύκνωσιν τῶν ὑδατίνων ἀτμῶν εἰς ῥευστόν ὕδωρ καί τόν μετασχηματισμόν τοῦ τελευταίου τούτου εἰς πάγον, ἐπέρχεται ἡ ἀποσύνθεσις τοῦ μετά τοῦ ὑδατίνου ἀτμοῦ ἤ τοῦ ῥευστοῦ ὕδατος ἑνωθέντος θερμαντικοῦ καί οὕτω καθιστάμενον τοῦτο ἐλεύθερον ἐπενεργεῖ ἐπί τοῦ θερμομέτρου καί καθίσταται ἐπαισθητόν.

Ἡ διατήρησις τῆς θερμότητος ὡς ὕλης παρατηρεῖ-

ται καί ἐν τοῖς χημικοῖς ἐν γένει φαινομένοις, ἔνθα ἡ θερμότης ἀναφαίνεται ἤ ἐξαφανίζεται. Ἐάν καί ἐνταῦθα μετατρέψωμεν ἀκριβῶς τά φαινόμενα ταῦτα ἐπαναφέροντες τάς χημικάς ἑνώσεις εἰς τά ἐξ ὧν συνετέθησαν συστατικά, ἡ ἀναφανεῖσα / ἐξαφανισθεῖσα θερμότης ἐξαφανίζεται / ἀναφαίνεται ἐκ νέου ἀκριβῶς κατά τήν αὐτήν ποσότητα.

Πάντα ταῦτα συμφωνοῦσιν ἐντελῶς μετά τῆς ἀρχικῆς ὑποθέσεως περί τῆς φύσεως τῆς θερμότητος, ὅτι δηλ. αὕτη εἶναί τι ὅπερ μένει ἀμετάβλητον κατά τό ποσόν.

Ὑπάρχουσιν ἐν τούτοις καί φαινόμενα, τά ὁποῖα ἐν τῇ ὑποθέσει ταύτῃ περί τῆς ὑλικῆς φύσεως τῆς θερμότητος μένουσιν ἀνεξήγητα. Ταῦτα εἶναι τά σχετικά πρός τήν διά τῆς θερμότητος παραγωγήν μηχανικῆς ἐργασίας φαινόμενα.

Ἐκ πείρας λ. χ. καί ἀπό καταβολῆς κόσμου γνωρίζομεν, ὅτι παρά τῇ ἐπιφανείᾳ τῆς πρός ἄλληλα προστριβῆς δύο σωμάτων ἀναπτύσσεται θερμότης, χωρίς νά γνωρίζωμεν πόθεν ἡ θερμότης αὕτη.

Καί μέν προκειμένου περί τῆς ἐπ' ἀλλήλων προστριβῆς τῶν στερεῶν σωμάτων δύναταί τις νά εἴπῃ, ὅτι ὡς ἐκ τῆς ἀποκοπῆς τῶν ἐλαχίστων τεμαχίων, ἅτινα ἀποχωρίζονται τῶν προστριβομένων σωμάτων, μέρος τῆς ἐν αὐτοῖς ἐνυπαρχούσης (λανθανούσης) θερμότητος ἐλευθεροῦται καί γίνεται ἐπαισθητή εἰς τό θερμόμετρον.

Θερμότης ὅμως ἀναπτύσσεται ὄχι μόνον ἐν τῇ προστριβῇ τῶν στερεῶν σωμάτων, ἀλλά καί ἐν τῇ τῶν ὑγρῶν ἔνθα οὐδεμία ἐπέρχεται μεταβολή ἐν τῇ καταστάσει τούτων.

Ἄλλως καί πειραματικῶς ὁ κόμης *Rumford* ἔδειξεν.

« *Recherches sur la source de la chaleur engendrée par le frottement 1798*,, ὅτι τά αἴτια τῆς ἐν τῇ προστριβῇ ἀναπτυσσομένης θερμότητος δέν εἶναι τά ἄνω μνημονευθέντα καί ἀναφερόμενα εἰς τήν ὑλικήν φύσιν τῆς θερμότητος. Ἐάν τῷ ὄντι ἡ ἐκ τῆς προστριβῆς τῶν στερεῶν σωμάτων προκύπτουσα θερμότης, εἶναι ἡ λανθάνουσα θερμότης τῶν ἐκ τῶν σωμάτων τούτων ἀποκοπέντων τεμαχίων, ἥτις καθίσταται ἐλευθέρα καί γίνεται ἐπαισθητή εἰς τό θερμόμετρον τότε ἡ εἰδική θερμότης τῶν ἀποκοπέντων τεμαχίων ἔπρεπε νά εἶναι διάφορος τῆς εἰδικῆς θερμότητος αὐτῶν τῶν σωμάτων, καί ὅμως οὐδεμία τοιαύτη διαφορά παρατηρεῖται. κατά συνέπειαν ἡ ἐκ τῆς προστριβῆς προκύπτουσα θερμότης δέν δύναται νά θεωρηθῇ ὡς ὀφειλομένη εἰς τήν μερικήν κατανάλωσιν τῆς εἰδικῆς θερμότητος τῶν ἀποκοπέντων τεμαχίων.

Πείραμα τοῦ *Sir Humprey Davy*. — Τό ἀποφασιστικώτερον ὅμως πείραμα εἰς ὅ δέν ἠδύνατο πλέον ν' ἀνθέξῃ ἡ ὑπόθεσις περί τῆς ὑλικῆς φύσεως τῆς θερμότητος ἐγένετο ὑπό τοῦ *Sir Humprey Davy*. ἔλαβεν οὗτος δύο τεμάχια πάγου, οὗτινος ἡ εἰδική θερμότης εἶναι ἴση μέ τό ἥμισυ τῆς εἰδικῆς θερμότητος τοῦ ῥευστοῦ

ὕδατος, (ἡ ποσότης δηλ. θερμότητος, ἥτις ἀπαιτεῖται διά ν' ἀνυψώσῃ τήν θερμοκρασίαν ἑνός χιλιογράμμου πάγου κατά 10 βαθμούς, δέν δύναται ν' ἀνυψώσῃ εἰμή κατά 5 μόνον βαθμούς τήν θερμοκρασίαν ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος), καί ἔκαμε τόν ἑξῆς συλλογισμόν

„ Ἐάν διά τῆς προστριβῆς κατορθώσω νά τήξω τοῦ πάγου θά παραγάγω οὕτω οὐσίαν (τό ὕδωρ), ἥτις ἐμπεριέχει ἀπόλυτον ποσότητα θερμότητος πολύ μεγαλειτέραν ἐκείνης, ἥν ἐμπεριέχει ὁ πάγος, καί ἐν τῇ περιπτώσει ταύτῃ οὐδείς δύναται λογικῶς νά ὑποστηρίξῃ, ὅτι διά τῆς προστριβῆς καθιστῶμεν ἁπλῶς ἐπαισθητήν την ἐν τῷ πάγῳ κεκρυμμένην θερμότητα, ἀφοῦ αὕτη εἶναι ἐλάχιστον μόλις μέρος τῆς ἐν τῷ ῥευστῷ ὕδατι ἐμπεριεχομένης θερμότητος„. Τό πείραμα ἐγένετο καί ἡ τῆξις τοῦ πάγου ἐπετεύχθη διά μόνης τῆς προστριβῆς.

Ἡ προστριβή λοιπόν τῶν σωμάτων αὐτή καθ' ἑαυτήν δύναται νά παραγάγῃ θερμότητα ἐκ τοῦ μηδενός, καί τοῦτο ἀπᾴδει πρός τήν ἀρχικήν ἰδέαν περί τῆς φύσεως τῆς θερμότητος θεωρουμένης ὡς ὕλης.

Καί ὄχι μόνον ἐκ τῆς προστριβῆς ἀλλά καί ἐκ τῆς κρούσεως τῶν σωμάτων (ὅταν ταῦτα δέν εἶναι ἐντελῶς ἐλαστικά) δυνάμεθα νά παραγάγωμεν θερμότητα ἐκ τοῦ μηδενός, ὅπως μᾶς διδάσκει τοῦτο ἡ καθημερινή πεῖρα.

Ἀφ' ἑτέρου γνωρίζομεν, ὅτι ἡ προστριβή καί ἡ κροῦσις τῶν σωμάτων, (ἅτινα δέν εἶναι ἐντελῶς ἐλαστικά) εἶναι ἱκαναί νά καταστρέψωσι τήν ἐν τοῖς σώμασιν ἐνυπάρχουσαν κινητικήν ἐνέργειαν διά τῆς μεταβολῆς, ἥν ἐπιφέρουσιν εἰς τήν ταχύτητα τῶν προστριβομένων πρός ἄλληλα ἤ κρουόντων σωμάτων.

Ἡ μηχανική μᾶς διδάσκει ὅτι ἡ κατάστασις τῆς κινήσεως ἤ ἠρεμίας σώματός τινος δέν δύναται νά τροποποιηθῇ ἄνευ τῆς ἐπεμβάσεως ἐξωτερικῆς τινός δυνάμεως, ἥτις ἐπενεργεῖ ἐπί τοῦ σώματος. καί ἐν τούτοις ἡ καθημερινή πεῖρα μᾶς διδάσκει, ὅτι τοῦτο δέν συμβαίνει ἐν ταῖς κινήσεσι τῶν σωμάτων ἐπί τῆς γῆς, ἔνθα ἡ ταχύτης τῶν σωμάτων καταστρέφεται (κυλινδουμένη σφαῖρα ἐπί ὁριζοντίου ἐπιπέδου. κροῦσις πίπτοντος σώματος ἐπί τῆς ἐπιφανείας τῆς γῆς.) ἡ καταστροφή δέ αὕτη ὀφείλεται εἴτε εἰς τήν προστριβήν εἴτε εἰς τήν κροῦσιν τῶν ἀτελῶς ἐλαστικῶν σωμάτων.

Ἐκ τούτων συμπεραίνομεν ὅτι,

Ἡ προστριβή καί ἡ πρός ἄλληλα κροῦσις τῶν ἀτελῶς ἐλαστικῶν σωμάτων παράγουσι θερμότητα ἐξαφανίζουσαι τήν ἐν αὐτοῖς ἐμπεριεχομένην κινητικήν ἐνέργειαν, δι' ἧς τά σώματα ταῦτα θά ἠδύναντο νά παραγάγωσι μηχανικήν ἐργασίαν.

Διά σειρᾶς δέ πειραμάτων ὁ μέγας ἄγγλος φυσικός Joule ὑπελόγισεν ἀφ' ἑνός τήν ποσότητα μηχανικῆς ἐργασίας, ἥτις καταναλίσκεται διά τῆς ἐπ' ἀλλήλων προστριβῆς τῶν σωμάτων διαφόρου φύσεως, καί ἀφ' ἑτέρου τήν ποσότητα θερμότητος, ἥτις παράγεται ἐκ τῆς προστριβῆς ταύτης, καί εὗρεν ὅτι

Ἐν τῷ φαινομένῳ τῆς παραγωγῆς θερμότητος διά τῆς καταναλώσεως μηχανικῆς ἐργασίας, ἵνα παραγάγωμεν μίαν μονάδα θερμότητος (calorie) ἀρκοῦσαν δηλ. διά ν' ἀνυψώσῃ τήν θερμοκρασίαν ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος ἀπό τῆς θερμοκρασίας 0° εἰς τήν θερμοκρασίαν 1°, δέον νά καταναλώσωμεν ποσότητα μηχανικῆς ἐργασίας ἴσην μέ ἐκείνην, ἥν θά μᾶς ἔδιδεν τό αὐτό χιλιόγραμμον τοῦ ὕδατος καταπῖπτον ἀπό ὕψους 424 μέτρων. τήν αὐτήν δ' ἀκριβῶς εὑρίσκομεν σχέσιν μεταξύ τῆς καταναλισκομένης θερμότητος καί τῆς ὑπ' αὐτῆς παραγομένης ἐργασίας ἐν τῷ ἀντιθέτῳ φαινομένῳ, ὅπως τοῦτο ἀπεδείχθη ἐκ τῶν πειραμάτων τοῦ Regnault ἐπί τῶν ἀερίων, ἅτινα διαστελλόμενα χάνουσι μίαν μονάδα θερμότητος (calorie) κατά 425 χιλιογραμμόμετρα παραγομένης μηχανικῆς ἐργασίας. Ἐν τῇ προτάσει δέ ταύτῃ: ὅτι δηλ. ὑπάρχει πλήρης ἰσοδυναμία (équivalence) μεταξύ τῆς παραγομένης ἐργασίας καί τῆς καταναλισκομένης θερμότητος ἤ τἀνάπαλιν ἔγκειται καί ἡ πρώτη καί θεμελιώδης ἀρχή τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος.

Τόν ἀριθμόν 424 καλοῦμεν μηχανικόν ἰσοδύναμον τῆς θερμότητος (équivalent mécanique de la chaleur) καί παριστῶμεν διά τοῦ E τό ἀντίστροφον αὐτοῦ $\frac{1}{E}=\frac{1}{424}=A$ καλοῦμεν θερμικόν ἰσοδύναμον τῆς μηχανικῆς ἐργασίας (équivalent thermique du travail).

Τά πειραματικά ταῦτα ἀποτελέσματα, δέν μᾶς ἐπιτρέπουσι λοιπόν νά θεωρῶμεν τήν θερμότητα ὡς ὕλην ἀμετάβλητον εἰς τήν ποσότητα αὐτῆς, ἥτις ποσότης, καθώς βλέπομεν επί των ανωτέρω δέν είναι αμετάβλητος, αφού δυνάμεθα να μετατρέψωμεν την κινητικήν ενέργειαν σώματός τινος εις θερμότητα, μηδενίζοντες την ταχύτητά του, αυξάνομεν τότε την εν τω σώματι ενυπάρχουσαν ποσότητα θερμότητος· αλλά και να ελαττώσωμεν ταύτην δυνάμεθα, μετατρέποντες αυτήν εις μηχανικήν εργασίαν. Συμπεραίνομεν δε εκ τούτου, ότι και αυτή η θερμότης είναι απλώς είδος τι κινήσεως των ελαχίστων μορίων εξ ων αποτελούνται τα υλικά σώματα. Όταν λοιπόν η κινητική ενέργεια απόλλυται εν τη προστριβή ή τη πρός άλληλα κρούσει των σωμάτων, η απώλεια αύτη είναι απλώς φαινομενική, διότι η κινητική ενέργεια η φαινομένη εξωτερική κίνησις του σώματος μετατρέπεται εις εσωτερικήν αδηλον κίνησιν των μορίων αυτού και η κινητική ενέργεια διατηρείται αλλάσσουσα απλώς μορφήν και αναφαινομένη ως θερμότης.

Είδομεν ανωτέρω, ότι η φυσική κατάστασις σώματός τινος δύναται να παρασταθή διά συναρτήσεώς τινος.

$$f(p,v,t)=0$$

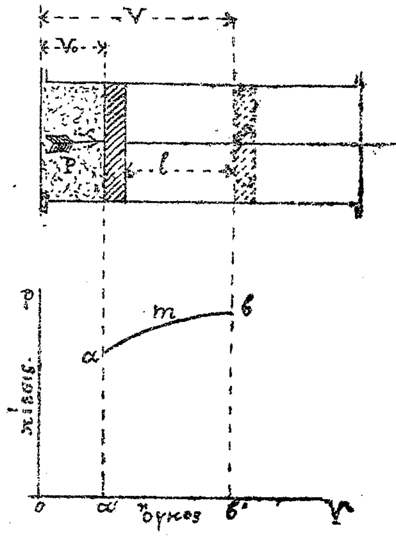
ένθα

p εμφαίνει την πίεσιν v τον όγκον και t το βάρος ωρισμένου βάρους του σώματος τούτου.

Εάν λοιπόν γνωρίζωμεν δύο εκ των ποσοτήτων p,v,t προσδιορίζομεν και την τρίτην διά της άνω συναρτήσεως. ως ανεξαρτήτους μεταβλητάς λαμβάνουσι συνήθως τας p,v και δι' αυτών προσδιορίζεται κατόπιν

η θερμοκρασία t.

Εν τω κυλίνδρω μιάς μηχανής ο όγκος και η πίεσις του ατμού και εν γένει του κινούντος αερίου, όπερ εξασκεί την επί του εμβόλου πίεσιν μεταβάλλονται ανά πάσαν στιγμήν, και την μεταβολήν ταύτην χαρακτηρίζωμεν συμβολικώς διά συνεχούς τινος καμπύλης $\alpha\beta$, ής αι συντεταγμέναι είναι $p\,v$



ποία είναι η εργασία, την οποίαν εκτελεί το αέριον κατά την διαστολήν αυτού εν τω χρόνω dt.

Η εργασία αυτή είναι ίση με την δύναμιν pS ένθα S εμφαίνει το εμβαδόν του εμβόλου πολλαπλασιαζομένη την μετατόπισιν dl του τελευταίου τούτου, ήτοι

$$pS\,dl$$

αλλά $S\,dl = dv$ ώστε η εργασία είναι

$$p\,dv$$

και η όλη εργασία κατά την διαστολήν $v-v_0$ είναι

$$\int_{v_0}^{v} p\,dv$$

ακριβώς, δηλ. ίση με το εμβαδόν το εμπεριεχόμενον μεταξύ της καμπύλης $\alpha\beta$, των τεταγμένων $\alpha\alpha'$ $\beta\beta'$ και του άξονος ov.

Αναστρέψιμοι πορείαι. — Το άθροισμα λοιπόν

$$\int_{v_0}^{v} p\,dv$$

Ατμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

ἐκφράζει καί τήν ἐνέργειαν διά τῆς ὁποίας τό βάκτρον τοῦ ἐμβόλου θά ὑπερνικήσῃ τάς ἐξωτερικάς ἀντιστάσεις, τάς ὁποίας ἀπαντᾷ.

Ἀλλ' ἐάν αἱ ἐξωτερικαί αὗται ἀντιστάσεις εἶναι μείζονες τοῦ ἀθροίσματος

$$\int_{v_0}^{v} p\,dv$$

ὄχι μόνον δέν ἐπιτρέπουσιν εἰς τό ἀέριον νά διασταλῇ, ἀλλά καί ὠθοῦσι τό ἔμβολον πρός τά ὀπίσω, συστέλλουσαι τοῦτο· ἡ καμπύλη αβ διαγράφεται τότε ἐκ τοῦ σημείου β πρός τό σημεῖον α καί τό ἐμβαδόν ββ'α'α ὅπερ ἰσοῦται μέ τήν ἐργασίαν τήν ὁποίαν μεταδίδομεν εἰς τό ἔμβολον εἶναι ἀρνητικόν, διότι τό ἀέριον δέν ἀναπτύσσει ἀλλ' ἀπορροφᾷ ἐργασίαν, ἡ πορεία τῆς μηχανῆς ἀναστρέφεται ἀκριβῶς.

Τό αὐτό συμβαίνει καί διά τήν θερμοκρασίαν· ὑποθέσωμεν λ.χ. ὅτι μεταδίδομεν θερμότητα εἰς τό ἀέριον κατά τήν πορείαν αβ ἀρκεῖ πρός τοῦτο νά ἔχωμεν σῶμα τι εἰς θερμοκρασίαν ὑψηλοτέραν τῆς τοῦ ἀερίου καί εἰς ἄμεσον μετά τούτου ἐπαφήν· κατά τήν ἀνατροπήν τῆς πορείας καθ' ἥν ἡ καμπύλη διαγράφεται κατά τήν φοράν βα, ἐάν διαθέτωμεν ψυχροῦ τινος σώματος εἰς ἕκαστον σημεῖον m τῆς καμπύλης βα τό ἐν τῷ κυλίνδρῳ ἀέριον ἀποδίδει εἰς τό ψυχρόν σῶμα τόσην ἀκριβῶς θερμότητα, ὅσην ἔλαβε προηγουμένως ἐκ τοῦ θερμοῦ σώματος καί ἡ πορεία αβ εἶναι ἀναστρέψιμος καί ὑπό θερμικήν ἔποψιν ὅπως καί ὑπό τήν ἔποψιν τῆς μηχανικῆς ἐργασίας.

Ἐν συνόψει

Ἡ πορεία (le trajet) αβ εἶναι ἀναστρέψιμος, ὅταν αἱ συνθῆκαι ὑπό τάς ὁποίας ἐκτελεῖται αὕτη εἶναι τοιαῦται, ὥστε αἱ ποσότητες ἐργασίας καί θερμότητος αἵτινες $\left\{\begin{array}{l}\text{ἀναπτύσσονται}\\ \text{ἀπορροφῶνται}\end{array}\right.$ ἐν ἑκάστῳ στοιχείῳ τῆς εὐθείας πορείας αβ $\left\{\begin{array}{l}\text{ἀπορροφῶνται}\\ \text{ἀναπτύσσονται}\end{array}\right.$ καθ' ὁλοκληρίαν ἐν τῷ ἀντιστοιχοῦντι στοιχείῳ τῆς ἀνατραπείσης πορείας βα.

Εἴδομεν δέ, ὅτι

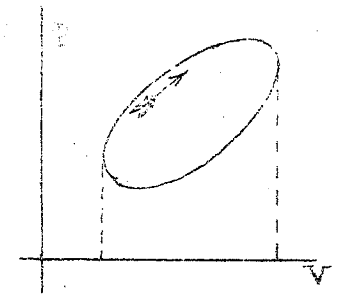
Ἡ πορεία εἶναι ἀναστρέψιμος ὑπό τήν ἔποψιν τῆς μηχανικῆς ἐργασίας ἐάν αἱ ὀφειλόμεναι τῇ μεταβολῇ τῆς ταχύτητος τῶν κινουμένων μαζῶν ἀντιστάσεις ἀδρανείας, καί αἱ ἐκ τῶν παθητικῶν ἀντιστάσεων προκύπτουσαι ἀπώλειαι δύνανται νά παραλειφθῶσιν ἐν ἑκάστῳ σημείῳ τῆς πορείας.

Ἡ πορεία εἶναι ἀναστρέψιμος ὑπό ἔποψιν θερμικήν, ὅταν ἡ διαφορά τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἐν τῷ κυλίνδρῳ ἀερίου καί τῶν σωμάτων ἅτινα τῷ δίδουσιν ἤ λαμβάνουσιν ἀπ' αὐτοῦ θερμότητα εἶναι διαρκῶς ἐλαχίστη.

Κύκλος [Cycles]. —— Ἄς ἐφαρμόσωμεν τ' ἀνωτέρω εἰς τάς θερμοκινήτους μηχανάς.

Ἡ κίνησις τῶν διαφόρων ὀργάνων αὐτῶν δύναται νά θεωρηθῇ ὡς περιοδική. εἰς τό τέλος ἑκάστης περιόδου ὅλα τά ὄργανα κατέχουσι τάς αὐτάς θέσεις καί φέρονται μέ τάς αὐτάς ταχύτητας. [illegible] νά παραδεχθῶμεν, ὅτι καί τό κινοῦν ἀέριον εὑρίσκεται εἰς τὴν αὐτὴν κατάστασιν ἐν τέλει ἑκάστης περιόδου. Τότε ἡ παραστατικὴ καμπύλη τῶν ὄγκων καὶ πιέσεων εἶναι κλειστὴ καὶ καλοῦμεν αὐτὴν κύκλον (cycle).

ἡ ἐν μιᾷ περιόδῳ ἀναπτυχθεῖσα ποσότης ἐργασίας ἰσοῦται μετὰ ὑπὸ τοῦ κύκλου περιεχομένου ἐμβαδοῦ.



Ἰσόθερμοι γραμμαί. — Ἡ πορεία αβ καλεῖται ἰσόθερμος ἐὰν εἶναι τοιαύτη, ὥστε τοῦ ὄγκου V καὶ τῆς πιέσεως p μεταβαλλομένων κατὰ τὸν ὑπὸ τῆς γραμμῆς αβ ἐμφαινόμενον νόμον ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος μένει σταθερά.

Διὰ τὰ ὑπὸ σταθερὰν θερμοκρασίαν μόνιμα ἀέρια ἔχομεν

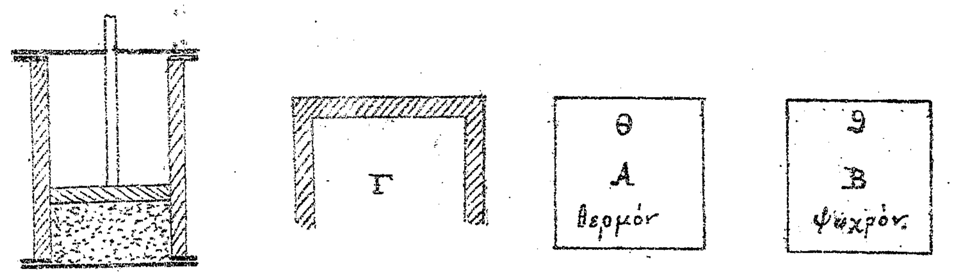
$$pV = p_0V_0(1+\alpha t)$$

καὶ κατὰ συνέπειαν αἱ ἰσόθερμοι γραμμαὶ εἶναι ἰσοσκελεῖς ὑπερβολαί.

Ἀδιάβατοι γραμμαί. — Ἡ πορεία αβ καλεῖται ἀδιάβατος ἐὰν εἶναι τοιαύτη, ὥστε τοῦ ὄγκου V καὶ τῆς πιέσεως p μεταβαλλομένων κατὰ τὸν ὑπὸ τῆς γραμμῆς αβ ἐμφαινόμε-

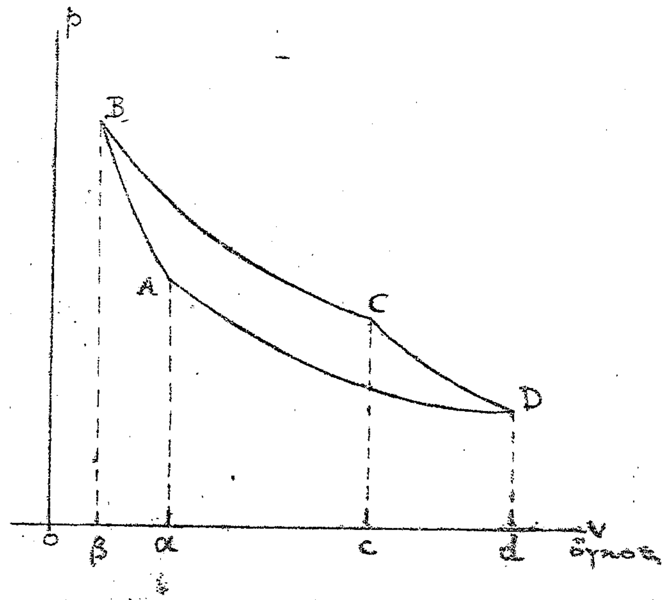
νον νόμον μεταβάλλεται καὶ ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος οὕτως, ὥστε νὰ μὴ λαμβάνῃ τοῦτο, οὔτε νὰ μεταδίδῃ θερμότητα εἰς τὰ περικυκλοῦντα ξένα σώματα.

Ἰσεώδης μηχανὴ τοῦ Carnot. — Θεωρήσωμεν κύλινδρον ἐμπεριέχοντα ἀέριόν τι (ἢ οἱονδήποτε σῶμα) συγκρατούμενον ὑπὸ ἐμβόλου κινουμένου ἐντὸς τοῦ κυλίνδρου. τὸ ἔμβολον ὡς καὶ τὰς πλαγίας παρειὰς τοῦ κυλίνδρου θεωροῦμεν ἐντελῶς ἀδιαθέρμους, ἐνῷ τὸν πυθμένα θεωροῦμεν ἐντελῶς διάθερμον καὶ ἐλαχίστης εἰδικῆς θερμότητος.



Θεωρήσωμεν εἶτα δύο σώματα: A θερμὸν ὑπὸ θερμοκρασίαν θ καὶ B ψυχρὸν ὑπὸ θερμοκρασίαν ϑ, τῶν θερμοκρασιῶν θ καὶ ϑ διατηρουμένων ἀμεταβλήτων.

Τὸν πυθμένα τοῦ κυλίνδρου θέτομεν ἐπὶ τοῦ ψυχροῦ σώματος B. ἐπειδὴ ὁ πυθμὴν οὗτος εἶναι διάθερμος, ἐπέρχεται θερμικὴ συγκοινωνία τοῦ σώματος B καὶ τοῦ ἐντῷ κυλίνδρῳ ἀερίου, καί μετά τινα χρόνον τό τελευταῖον τοῦτο εὑρίσκεται ὑπό θερμοκρασίαν Θ. ἔστω Οα ὁ ὄγκος v καί αA ἡ πίεσις τοῦ ἀερίου ἐν τῷ κυλίνδρῳ κατά τήν στιγμήν ταύτην τό σημεῖον A εὑρίσκεται ἐπί τῆς ἀντιστοιχούσης εἰς τήν θερμοκρασίαν Θ ἰσοθέρμου γραμμῆς.



Θέτομεν ἤδη τόν κύλινδρον ἐπί μιᾶς τραπέζης Γ, τῆς ὁποίας τήν πλάκα ὑποθέτομεν ἐντελῶς ἀδιάθερμον.

1ον — Ἐάν ὠθήσωμεν τό ἔμβολον πρός τά κάτω συμπιέζοντες τό ἀέριον μεταβάλλεται ὁ ὄγκος καί ἡ πίεσις αὐτοῦ καί τό παραστατικόν σημεῖον A διαγράφει τήν ἀδιάβατον καμπύλην AB, διότι ὡς ἐκ τῆς ἀδιαθέρμου φύσεως τῶν παρειῶν τοῦ κυλίνδρου καί τῆς πλακός τῆς τραπέζης τό ἀέριον, οὔτε δέχεται, οὔτε ἀποπέμπει θερμότητα.

Κατά τήν πίεσιν ταύτην, ἥν ἐξασκοῦμεν ἐπί τοῦ ἀερίου ἀνυψοῦται ἡ θερμοκρασία του καί παύομεν καθ' ἥν στιγμήν συμπίπτει αὕτη μέ τήν θερμοκρασίαν Θ τοῦ θερμοῦ σώματος A.

Κατά τήν περίοδον ταύτην τῆς συμπιέσεως τοῦ ἐν τῷ κυλίνδρῳ ἀερίου καταναλώσαμεν μηχανικήν ἐργασίαν ἴσην μέ τό ἐμβαδόν

$-\alpha AB\beta$

2ον. — Μεταφέρομεν ἤδη τόν κύλινδρον ἐπί τοῦ θερμοῦ σώματος A καί ἀφίνομεν ἐλεύθερον τό ἔμβολον ν' ἀνυψοῦται βαθμηδόν διαστελλομένου τοῦ ἀερίου. Τό πρῶτον ἀποτέλεσμα τῆς διαστολῆς τούτου εἶναι ἡ στιγμιαία κατάπτωσις τῆς θερμοκρασίας αὐτοῦ. ἀλλ' ἐπειδή εὑρίσκεται τοῦτο εἰς ἄμεσον ἐπαφήν μετά τοῦ θερμοῦ σώματος A, διά τοῦ ἐντελῶς διαθέρμου πυθμένος τοῦ κυλίνδρου, εὐθύς ὡς ἐπέλθῃ ἡ κατάπτωσις αὕτη ἐν τῇ θερμοκρασίᾳ τοῦ ἀερίου, τό θερμόν σῶμα A, οὗτινος ἡ θερμοκρασία μένει σταθερά χορηγεῖ θερμότητα εἰς τό ἀέριον καί ἐπαναφέρει τήν θερμοκρασίαν τούτου εἰς τόν ἀρχικόν αὐτῆς βαθμόν Θ. Τό ἀέριον διαστέλλεται λοιπόν ὑπό σταθεράν θερμοκρασίαν Θ καί τό παραστατικόν σημεῖον τούτου διαγράφει τήν ἰσόθερμον καμπύλην BC παρέχει δέ ἡμῖν μηχανικήν ἐργασίαν ἴσην μέ τό ἐμβαδόν.

$+\beta BCc$

κατά τήν διαστολήν ταύτην τό θερμόν σῶμα A παρέσχε τῷ ἀερίῳ ποσότητα θερμότητος Q.

3ον — Μεταφέρομεν ἐκ νέου τόν κύλινδρον ἐπί τῆς ἐντελῶς ἀδιαθέρμου τραπέζης Γ, καί ἐπιτρέπομεν εἰς τό ἀέριον νά διασταλῇ ~~διαστολῇ~~ ἐλευθέρως ἐκ τῆς διαστολῆς ἐπέρχεται κατάπτωσις ἐν τῇ θερμοκρασίᾳ τοῦ σώματος, καί ἐπειδή ὡς ἐκ τοῦ ἀδιαθέρμου τῶν παρειῶν δέν δυνάμεθα νά τῷ μεταδώσωμεν θερμότητα, τό σῶμα διαγράφει τήν ἀδιάβατον καμπύλην CD, ἐν ᾧ ἡ θερμοκρασία του καταπίπτει συνεχῶς καί κρατοῦμεν τό ἔμβολον καθ' ἥν στιγμήν ἡ θερμοκρασία ἴσοῦται μέ Θ.

Κατά τήν περίοδον ταύτην τό διαστελλόμενον ἀέριον παρέσχεν ἡμῖν μηχανικήν ἐργασίαν ἴσην μέ τό ἐμβαδόν

$$+cCDd$$

4ον. —— Μεταφέρομεν ἐκ νέου τόν κύλινδρον ἐπί τοῦ ψυχροῦ σώματος B τό ἀέριον εὑρίσκεται ἐν θερμικῇ ἰσορροπίᾳ μετά τοῦ σώματος B. ἐάν ὠθήσωμεν τό ἔμβολον πρός τά κάτω συμπιέζοντες τό ἀέριον αὐξάνομεν τήν θερμοκρασίαν τούτου· ἀλλ' ὡς ἐκ τῆς ἐντελῶς διαθέρμου φύσεως τοῦ πυθμένος τοῦ κυλίνδρου, ἡ θερμική ἰσορροπία τοῦ ἀερίου καί τοῦ σώματος B διατηρεῖται καί κατά συνέπειαν τό ἀέριον παρέχει διαρκῶς θερμότητα εἰς τό ψυχρόν σῶμα B, ἐνῷ τό παραστατικόν αὐτοῦ σημεῖον διαγράφει τήν ἰσόθερμον γραμμήν DA. ἐν τῇ φάσει ταύτῃ τῆς συμπιέσεως κατηναλώσαμεν μηχανικήν ἐργασίαν

$$-DdaA$$

καί μετεβιβάσαμεν ποσότητά τινα θερμότητος Q_1 ἐκ τοῦ ἀερίου εἰς τό ψυχρόν σῶμα B.

Τό ἀέριον ἐπανῆλθεν οὕτω εἰς τήν προτέραν αὐτοῦ κατάστασιν, ὡς πρός τόν ὄγκον τήν πίεσιν καί τήν θερμοκρασίαν, καί τό παραστατικόν αὐτοῦ σημεῖον διέγραψε τόν ὑπό δύο ἀδιαβάτων καί δύο ἰσοθέρμων καμπύλων ἀποτελούμενον κύκλον ABCD, τόν ὁποῖον ὀνομάζομεν <u>κύκλον τοῦ Carnot</u>. καί ἐκ τῶν ἰδιοτήτων, ἅς ἀνεγνωρίσαμεν προηγουμένως εἰς τούς ἀνατρεψίμους κύκλους βλέπομεν, ὅτι ὁ κύκλος τοῦ Carnot εἶναι ἀνατρέψιμος.

Κατά τήν διαγραφήν τοῦ κύκλου τοῦ Carnot ὑπό τοῦ παραστατικοῦ σημείου διακρίνομεν τρία φαινόμενα.

1ον. —— Ποσότης τις θερμότητος Q ὑπό θερμοκρασίαν Θ μετεβιβάσθη ἀπό τοῦ θερμοῦ σώματος A εἰς τό ἐν τῷ κυλίνδρῳ ἀέριον.

2ον. —— Τό ἀέριον παρέσχεν ἡμῖν μηχανικήν ἐργασίαν ἴσην μέ τό ἐμβαδόν ABCD.

3ον. —— Ποσότης τις θερμότητος Q_1 ὑπό θερμοκρασίαν ϑ μετεβιβάσθη ἀπό τοῦ ἀερίου εἰς τό ψυχρόν σῶμα B.

Ἡ παραχθεῖσα λοιπόν μηχανική ἐργασία ὀφείλεται εἰς τήν μετάβασιν τῆς θερμότητος Q ἀπό τῆς θερμῆς πηγῆς A εἰς τό ἀέριον καί τῆς θερμότητος Q_1 ἀπό τοῦ ἀερίου εἰς τήν ψυχράν πηγήν B. ποία σχέσις ὑπάρχει μεταξύ τῆς Q καί Q_1.

Ὁ Carnot ὅστις ὑπέθετεν ὅτι ἡ θερμότης ἦτο ὕλη ἄφθαρτος ἐσυλλογίζετο ὡς ἑξῆς.

Ἀφοῦ τό διαγράφον τόν κύκλον ABCD σῶμα ἐπανέρχεται εἰς τήν ἀρχικήν του κατάστασιν ὑπό τήν ἔποψιν τοῦ ὄγκου τῆς πιέσεως καί τῆς θερμοκρασίας ἐμπεριέχει ἀφιχθέν εἰς τό σημεῖον A τήν αὐτήν ποσότητα θερμότητος οἵαν καί κατά τήν ἀπό τοῦ αὐτοῦ σημείου ἀναχώρησίν του. κατά συνέπειαν $Q=Q_1$.

Ἡ θερμότης Q_1 εὑρίσκεται ὅμως ὑπό συνθήκας διαφόρους ἐκείνων ὑφ' ἅς εὑρίσκεται ἡ θερμότης Q, διότι ἡ πρώτη εὑρίσκεται ὑπό θερμοκρασίαν θ καί ἡ δευτέρα ὑπό θερμοκρασίαν ϑ. καί ἀπέδιδε τήν παραγωγήν τῆς μηχανικῆς ἐργασίας $ABCD$ εἰς τήν κατάπτωσιν αὐτήν, ἥτις ἐπέρχεται ἐν τῇ θερμοκρασίᾳ τῆς θερμότητος Q κατά τήν μετάβασιν αὐτῆς ἀπό τοῦ θερμοτέρου εἰς τό ψυχρότερον σῶμα, ὑπέθετε λοιπόν, ὅτι ἡ ἐνέργεια, ἥν κέκτηται ποσότης Q θερμότητος εἶναι μεγαλειτέρα, ὅταν ἡ θερμότης αὕτη ἐμπεριέχεται εἰς θερμότερα σώματα παρωμοίαζε δέ τήν θερμοκίνητον μηχανήν του πρός ὑδραυλικόν τροχόν ὡς ἑξῆς.

Ἡ μηχανική ἐργασία τήν ὁποίαν δύναται νά μᾶς παράσχῃ ὁ ὑδραυλικός τροχός ἰσοῦται μέ τό βάρος τοῦ ἐν τῇ μονάδι τοῦ χρόνου ῥέοντος ὕδατος ἐπί τό ὕψος ἀφ' οὗ τοῦτο καταπίπτει. ἡ ἐν ὡρισμένῃ ποσότητι ὕδατος ἐμπεριεχομένη ἐνέργεια εἶναι λοιπόν κατά τοσοῦτον μεγαλειτέρα καθ' ὅσον τό ὕδωρ τοῦτο δύναται νά καταπέσῃ ἀπό μεγαλειτέρου ὕψους. εἰς τό ὕψος δέ τοῦτο ἐν τῇ περιπτώσει τοῦ ὕδατος ἀντιστοιχεῖ ἡ ὑψηλή θερμοκρασία προκειμένου περί θερμότητος.

Ἐν τούτοις πειραματικῶς ἀπέδειξεν ὁ διάσημος φυσικός *Hirn* ὅτι ἡ ποσότης θερμότητος Q εἶναι μεγαλειτέρα τῆς ποσότητος Q_1. καί ἀπ' εὐθείας δυνάμεθα ν' ἀποδείξωμεν τοῦτο διά μόνου τοῦ συλλογισμοῦ.

Ὑποτεθείσθω τῷ ὄντι ὅτι μεταχειριζόμεθα τήν μηχανικήν ἐργασίαν $ABCD$, ἥν παρέσχεν ἡμῖν ἡ μηχανή ταράσσοντες ῥευστόν τι γνωρίζομεν ὅτι ἐκ τούτου ἀναπτύσσεται θερμότης τις K ἐν τῷ ῥευστῷ, ἥτις ἐν τῇ ὑποθέσει τῆς ὑλικῆς φύσεως τῆς θερμότητος κατ' ἀνάγκην εἶναι μέρος τῆς θερμότητος Q καί ἔχομεν

$$Q = Q_1 + K$$

Ὁ Carnot ἐπηρεασθείς ἐκ τῆς τότε ἐπικρατούσης ἰδέας περί τῆς ὑλικῆς φύσεως τῆς θερμότητος ἠπατήθη ὑποθέτων ὅτι $Q = Q_1$ καί ὅτι ἡ μηχανική ἐνέργεια ὡρισμένης ποσότητος θερμότητος εἶναι μεγαλειτέρα ἤ μικροτέρα, καθ' ὅσον αὕτη ἐμπεριέχεται ἐν θερμοτέρῳ ἤ ψυχροτέρῳ σώματι, ἐν ᾧ κατά τά νῦν παραδεδεγμένα ἡ μηχανική αὐτῆς ἐνέργεια εἶναι ἡ αὐτή εἰς ἀμφοτέρας τάς περιπτώσεις, ἀλλ' εὑρισκομένη ἐν θερμοτέροις σώμασι δύναται νά χρησιμοποιηθῇ κάλλιον διά τήν κίνησιν τῆς μηχανῆς.

Ἡ δέ ποσότης θερμότητος Q ἰσοῦται τῇ ποσότητι θερμότητος Q_1 πλέον ἑτέραν ποσότητα θερμότητος q ἰσοδύναμον τῇ μηχανικῇ ἐργασίᾳ ἥν παριστᾷ τό ἐμβαδόν τοῦ κύκλου $ABCD$.

Ἐπειδή δέ ὁ κύκλος τοῦ Carnot εἶναι ἀναστρέψιμος, βλέπομεν ὅτι ἐάν καταναλώσωμεν ποσότητά τινα μηχανικῆς ἐργασίας δυνάμεθα νά μεταφέρωμεν θερμότητα ἀπό ψυχροῦ τινος σώματος εἰς θερμότερον.

—

Θεμελιώδης ἰδιότης. — τοῦ κύκλου τοῦ Carnot

Ἡ θεμελιώδης ἰδιότης τῆς ἀναστρεψίμου μηχανῆς τοῦ Carnot εἶναι ὅτι, Ἐάν διά τοιαύτης τινός μηχανῆς ἐργαζομένης μεταξύ τῆς θερμοκρασίας Θ καί ϑ παραλαμβάνει ποσότητά τινα θερμότητος Q ὑπό θερμοκρασίαν Θ καί παράγει μηχανικήν ἐργασίαν Z, δέν εἶναι δυνατόν νά κατασκευασθῇ ἄλλη μηχανή οἱαδήποτε, ἥτις ἐργαζομένη μεταξύ τῶν αὐτῶν θερμοκρασιῶν Θ καί ϑ καί παραλαμβάνουσα τήν αὐτήν ποσότητα θερμότητος ἐκ τῆς θερμῆς πηγῆς, νά μᾶς παράσχῃ μηχανικήν ἐργασίαν μείζονα τῆς Z.

Ἄς ὑποθέσωμεν τῷ ὄντι, ὅτι δυνάμεθα νά κατασκευάσωμεν μηχανήν τινα M παρέχουσαν ἡμῖν μηχανικήν ἐργασίαν Z' μείζονα τῆς Z ἥν μᾶς ἔδωκεν ἡ μηχανή N. Δυνάμεθα νά συνδυάσωμεν τά δύο μηχανάς οὕτως ὥστε ἡ M νά κινήσῃ τήν N κατ' ἀντίθετον φοράν ἐκείνης καθ' ἥν κινεῖται ἡ M. ἐν τῇ κινήσει ταύτῃ ἡ μηχανή N λαμβάνει ἐκ τῆς ψυχρᾶς πηγῆς (ϑ) ποσότητα θερμότητος Q_1 μεταδίδει δέ εἰς τήν θερμήν πηγήν (Θ) τήν θερμότητα ταύτην Q_1 πλέον τήν ἰσοδύναμον τῷ ἔργῳ Z ὅπερ καταναλίσκει ἡ μηχανή M ποσότητα θερμότητος ἐν ὅλῳ δηλ. ποσότητα θερμότητος Q.

Ἡ μηχανή M δύναται ἤδη νά μᾶς παράσχῃ ποσότητα μηχανικῆς ἐργασίας ἴσην μέ $Z'-Z$, τήν ὁποίαν ἡμεῖς δυνάμεθα νά μεταχειρισθῶμεν διά νά μεταφέρωμεν θερμότητα ἐκ τοῦ ψυχροτέρου εἰς τό θερμότερον σῶμα, καί τήν μεταφοράν ταύτην θά ἐπετυγχάνομεν χωρίς νά καταναλώσωμεν ἐνέργειαν, διότι τήν ποσότητα θερμότητος Q, ἥν παρέλαβεν ἡ μηχανή M ἐκ τῆς

θερμῆς πηγῆς μετέφερεν εἰς τήν αὐτήν πηγήν ἡ μηχανή N.

Γνωρίζομεν δέ ἐκ πείρας, ὅτι δέν δυνάμεθα νά μεταφέρωμεν θερμότητα ἀπό ψυχροῦ εἰς θερμόν σῶμα χωρίς νά καταναλώσωμεν ἰσοδύναμον ποσότητα ἐνεργείας.

Τήν ἰδιότητα ταύτην τοῦ κύκλου τοῦ Carnot δυνάμεθα νά ἐκφράσωμεν καί ὡς ἑξῆς.

Ἐάν ὑποθέσωμεν, ὅτι δύο σώματα διαφόρου φύσεως ἐργάζονται μεταξύ τῶν αὐτῶν θερμοκρασιῶν Θ καί ϑ, οὕτως ὥστε τά παραστατικά αὐτῶν σημεῖα νά διαγράφωσι κύκλους τοῦ Carnot, οἱ δύο διαγραφόμενοι κύκλοι εἶναι διάφοροι, ἀλλ' ἔχουσι τήν ἀκόλουθον κοινήν ἰδιότητα τουτέστιν.

Ἐάν ἡ ὑπό τῶν δύο σωμάτων παραγομένη μηχανική ἐργασία εἶναι ἡ αὐτή, καί ἡ ποσότης θερμότητος τήν ὁποίαν μεταφέρουσιν ἀμφότερα τά σώματα ἐκ τῆς θερμῆς (Θ) εἰς τήν ψυχράν πηγήν (ϑ) εἶναι ἡ αὐτή.

Πρόσοδος τῆς μηχανῆς. — Πρόσοδον τῆς μηχανῆς ὀνομάζομεν τοῦ λόγου $\frac{\mathcal{T}}{Q}$ (ὑπολογιζομένων ἀμφοτέρων τῶν ὅρων εἰς χιλιογραμμόμετρα) τῆς ἐργασίας, ἣν μᾶς παρέχει ἡ μηχανὴ πρὸς τὴν ποσότητα θερμότητος, ἣν λαμβάνομεν ἐκ τῆς θερμῆς πηγῆς, καὶ τότε δυνάμεθα νὰ ἐκφράσωμεν τ' ἀνωτέρω ὡς ἑξῆς.

2α Θεμελιώδης ἀρχὴ τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος ἡ ἀρχὴ τοῦ Carnot. — Ὅταν σῶμά τι ἐργάζηται ἀκολουθοῦν κύκλον τοῦ Carnot, μεταξὺ δύο ὡρισμένων θερμοκρασιῶν θ καὶ ϑ ἡ παραγομένη μηχανικὴ ἐργασία εἶναι ἀνάλογος τῆς ποσότητος τῆς θερμότητος, ἣν λαμβάνομεν ἐκ τῆς θερμῆς πηγῆς, ἡ πρόσοδος δὲ τῆς μηχανῆς μένει ἡ αὐτή, οἱασδήποτε φύσεως καὶ ἂν εἶναι τὸ σῶμα, ὅπερ χρησιμεύει ὡς ὄχημα εἰς τὴν θερμότητα.

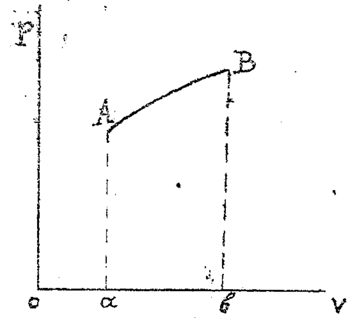
Ἡ πρόσοδος αὕτη ἐξαρτᾶται ἁπλῶς ἐκ τῶν θερμοκρασιῶν θ καὶ ϑ. ἐν τῇ προτάσει ταύτῃ ἔγκειται καὶ ἡ δευτέρα θεμελιώδης ἀρχὴ τῆς μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος.

Ἐφαρμογαὶ τῶν θεμελιωδῶν ἀρχῶν τῆς Μηχανικῆς θεωρίας τῆς θερμότητος

I. Ἀρχὴ τῆς ἰσοδυναμίας.

Διανομὴ τῆς παρεχομένης εἰς σῶμά τι θερμότητος. — Ἔστωσαν p v καὶ θ ἡ τάσις, ὁ ὄγκος καὶ ἡ θερμοκρασία σώματός τινος, οὗτινος τὸ παραστατικὸν σημεῖον εἶναι τὸ A.

Ἐὰν μεταδώσωμεν εἰς τὸ σῶμα ποσότητά τινα θερμότητος Q ἀλλοιοῦται τοῦτο καὶ τὸ παραστατικὸν αὐτοῦ σημεῖον διαγράφει τὴν καμπύλην AB.



Τίνι τρόπῳ διανέμεται ἐν τῷ σώματι ἡ θερμότης Q. Ἐν πρώτοις τὸ σῶμα παρέσχεν ἡμῖν ποσότητα μηχανικῆς ἐργασίας, τὴν ὁποίαν παριστᾷ τὸ ἐμβαδὸν αABβ. ἡ ἐργασία αὕτη εἶναι

$$\mathcal{T}_e = \int_\alpha^\beta p\,dv$$

ἡ διά τήν ἐργασίαν ταύτην καταναλωθεῖσα ποσότης θερμότητος εἶναι

$$AZ_e = A\int_\alpha^\beta p\,dv$$

ἔνθα A παριστᾷ τό θερμικόν ἰσοδύναμον τῆς ἐργασίας.

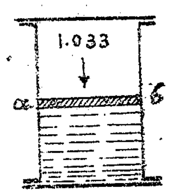
Ἀλλά καί ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος ὑψώθη καί ἡ ἀνύψωσις αὕτη ἐπῆλθε διά τῆς καταναλώσεως ἑτέρας ποσότητος θερμότητος $\mathfrak{S}$, ἣν καλοῦσι καί ἐπαισθητήν θερμότητα (chaleur sensible).

Τέλος αἱ σχετικαί θέσεις τῶν διαφόρων μορίων τοῦ σώματος τροποποιοῦνται. Ἡ τροποποίησις δέ αὕτη δέν δύναται νά ἐπέλθῃ ἄνευ καταναλώσεως μηχανικῆς (ἐργασίας) Z_i ἥτις ἰσοδυναμεῖ μέ κατανάλωσιν ποσότητος θερμότητος, ἴσης μέ AZ_i ὥστε ἔχομεν

$$Q = AZ_e + \mathfrak{S} + AZ_i$$

Ἄς ἐφαρμόσωμεν τοῦτο ἀριθμητικῶς.

Ἔστω ἕν χιλιόγραμμον ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν 100° ἐμπεριεχόμενον ἐντός κυλίνδρου κεκλεισμένου δι' ἐμβόλου αβ [οὗτινος παραλείπομεν τό βάρος], ὅπερ εὑρίσκεται ἐπί τῆς ἑτέρας τοῦ πα-



ρειῶν του ὑπό τήν ἐπήρειαν τῆς ἀτμοσφαιρικῆς πιέσεως.

Ἐάν θερμάνωμεν τοῦτο μέχρι τῆς ἐντελοῦς ἐξατμίσεως του, ὑπό θερ- θερμοκρασίαν 100,° καταναλίσκομεν θερμότητα Q τῆς ὁποίας τήν τιμήν εὑρίσκομεν εἰς τούς πίνακας.

$$Q = 535,5 \text{ θερμομονάδας (calories)}$$

μέρος τῆς θερμότητος ταύτης κατηναλώθη πρός παρα-

γωγήν ἐξωτερικῆς ἐργασίας τοῦτο εἶναι

$$A\int p\,dv = Ap\int dv = Apv$$

ἐπειδή $p = 1^{\chi}.033 \times 10^4$ (κατά τετραγωνικόν μέτρον εἶναι σταθερά. ἀλλ' ὁ ὄγκος ἑνός χιλιογράμμου κεκορεσμένου ἀτμοῦ ὑπό θερμοκρασίαν 100° εἶναι

1651 λίτραι

ὁ ὄγκος τοῦ αὐτοῦ βάρους ῥευστοῦ ὕδατος ἦτο 1 λίτρα ὥστε

$$V = \frac{1650}{10^3} \text{ κυβ. μέτρα}$$

καί κατά συνέπειαν

$$Apv = \frac{1}{424} \times (1^{\chi}.033 \times 10^4) \times \frac{1650}{10^3}$$

$$= \frac{10 \times \overset{\chi\iota\lambda.}{1.033} \times 1650}{424} = 40,2 \text{ θερμομονάδες}$$

Τό ὑπόλοιπον

$$535,5 - 40,2 = 495.3 \text{ θερμομονάδες}$$

ἰσοδυναμοῦσι μέ τήν ἐργασίαν, τήν ὁποίαν κατηναλώσαμεν διά νά ὑπερνικήσωμεν τάς ἀντιστάσεις τῆς αἰτοχῆς τῶν μορίων, ὥστε

$$AZ_i = 495,3 \text{ θερμομονάδας.}$$

Ἐσωτερική θερμότης.— Ἐνταῦθα ὅμως ἐκρατήσαμεν τήν θερμοκρασίαν ἀμετάβλητον, ἀλλ' ἐάν μεταβάλληται καί αὕτη τότε ὁ προσδιορισμός τῆς ἐσωτερικῆς ἐργασίας εἶναι δύσκολος, διότι μέρος τῆς μή ἐπαισθητῆς θερμότητος κατηναλώθη διά τήν ἀνύψωσιν τῆς θερμοκρασίας.

Διά τοῦτο θεωροῦμεν ὁμοῦ τήν ποσότητα θερμότητος

$$\Theta + A\mathcal{T}_i = \mathcal{U}$$

τήν ὁποίαν καλοῦμεν ἐσωτερικήν θερμότητα καί τότε ἔχομεν

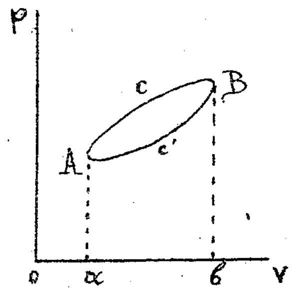
$$Q = A\mathcal{T}_\varepsilon + \Delta\mathcal{U}$$

ἤ ὑπό διαφορικήν μορφήν

$$dQ = Ad\mathcal{T}_\varepsilon + d\mathcal{U} = Apdv + d\mathcal{U}$$

Ἰδιότης τῆς συναρτήσεως $\mathcal{U} = f(p,v)$. $\mathcal{U}$ εἶναι προφανῶς συνάρτησίς τις $f(p.v)$ του p καί v καί ἔχει τήν ἑξῆς ἰδιότητα.

Ἐάν σῶμά τι μεταβῇ ἐκ τῆς καταστάσεως A εἰς τήν κατάστασιν B ἡ ἐπερχομένη ἐν τῇ ἐσωτερικῇ αὐτοῦ θερμότητι μεταβολή εἶναι ἀνεξάρτητος τῆς πορείας δι᾿ ἧς μεταβαίνομεν ἀπό τῆς καταστάσεως A εἰς τήν κατάστασιν B:



Ἐάν τῷ ὄντι ἀκολουθήσωμεν τήν πορείαν ACB παρέχομεν εἰς τό σῶμα ποσότητα θερμότητος Q ἴσην μέ

$$Q = A\mathcal{T}_\varepsilon + \Delta\mathcal{U}$$

ἔνθα

$$\mathcal{T}_\varepsilon = \text{εμβ}\ \alpha ACB\beta$$

Ἐάν τοὐναντίον ἀκολουθήσωμεν τήν πορείαν $AC'B$ παρέχομεν εἰς τό σῶμα ποσότητα θερμότητος

$$Q' = A\mathcal{T}'_\varepsilon + \Delta'\mathcal{U}$$

ἔνθα

$$\mathcal{T}'_\varepsilon = \text{εμβ.}\ \alpha AC'B\beta$$

ἐκ τῶν δύο τούτων σχέσεων πορίζόμεθα

$$Q - Q' = A(\mathcal{T}_\varepsilon - \mathcal{T}'_\varepsilon) + \Delta\mathcal{U} - \Delta'\mathcal{U}$$

ἀλλ᾿ ἐάν διαγράψωμεν τόν ὅλον κύκλον $ACBC'A$ ἔχομεν ὡς ἐκ τῆς ἀρχῆς τῆς ἰσοδυναμίας

$$Q - Q' = A(\mathcal{T}_\varepsilon - \mathcal{T}'_\varepsilon)$$

ὅθεν

$$\Delta\mathcal{U} - \Delta'\mathcal{U} = 0 \text{ ἤ } \Delta\mathcal{U} = \Delta\mathcal{U}'.$$

Ἐφαρμογή ἐπί τῶν μονίμων ἀερίων

Ἡ πειραματική σπουδή τῶν ἀερίων, τά ὁποῖα ἐκαλέσαμεν μόνιμα ἀπέδειξεν, ὅτι ἀκολουθοῦσι ταῦτα κατά προσέγγισιν τούς ἀκολούθους νόμους.

1ον. — *Νόμος τοῦ Mariotte.* — Ὑπό σταθεράν θερμοκρασίαν ὁ ὄγκος μεταβάλλεται κατ᾿ ἀντίστροφον λόγον τῆς πιέσεως.

2ον. — *Νόμος τοῦ Gay-Lussac.* — Ὁ συντελεστής τῆς διαστολῆς ὑπό σταθεράν πίεσιν εἶναι σταθερός.

3ον. — Ἡ εἰδική θερμότης ὑπό σταθεράν πίεσιν εἶναι σταθερά.

4ον.— Η θερμότης AZ_i διά τά μόνιμα αέρια είναι ίση με τό μηδέν (πείραμα του Joule).

Είς τά ακόλουθα θά λάβωμεν εν χιλιόγραμμον του μονίμου αερίου και θά παραστήσωμεν διά

p την πίεσιν
v τόν όγκον } του αερίου
θ την εκατοντάβαθμον θερμοκρασίαν

τ την απόλυτον αυτού θερμοκρασίαν $= 273^\circ + \theta$

v_0 τόν όγκον αυτού υπό ατμοσφαιρικήν πίεσιν p_0

p_0 την μέσην ατμοσφαιρικήν πίεσιν υπό θερμοκρασίαν $\theta_0 = 0$.

$\alpha = \frac{1}{273}$ τόν συντελεστήν της διαστολής υπό σταθεράν πίεσιν.

C την ειδικήν θερμότητα υπό σταθεράν πίεσιν.

c την ειδικήν θερμότητα υπό σταθερόν όγκον.

Ως εκ του τετάρτου των άνω πειραματικών νόμων έχομεν ενταύθα

$$dU = K d\theta$$

ώστε

$$dQ = A p dv + K d\theta$$

τόν συντελεστήν K προσδιορίζομεν αμέσως, εάν θεωρήσωμεν μετατροπήν τινα υπό σταθερόν όγκον τότε $dv = 0$ και έχομεν

$$dQ = K d\theta$$

K είναι λοιπόν η υπό σταθερόν όγκον ειδική θερμότης c ώστε

$$dQ = A p dv + c d\theta$$

Εάν ήδη θεωρήσωμεν μετατροπήν τινα υπό σταθεράν πίεσιν έχομεν ως εκ του ορισμού την υπό σταθεράν πίεσιν ειδικής θερμότητος,

$$dQ = C d\theta$$

εκ της σχέσεως δέ

$$pv = \alpha p_0 v_0 \tau$$

πορίζομεθα

$$p dv + v dp = \alpha p_0 v_0 d\tau = \alpha p_0 v_0 d\theta$$

και η σχέσις

$$dQ = A p dv + c d\theta$$

μετατρέπεται εις

$$C d\theta = A \alpha p_0 v_0 d\theta + c d\theta$$

ή

$$C = A \alpha p_0 v_0 + c$$

όθεν

$$c = C - A \alpha p_0 v_0$$

και βλέπομεν ότι και η υπό σταθερόν όγκον ειδική θερμότης είναι σταθερά. εκ της σχέσεως δέ ταύτης εξάγομεν

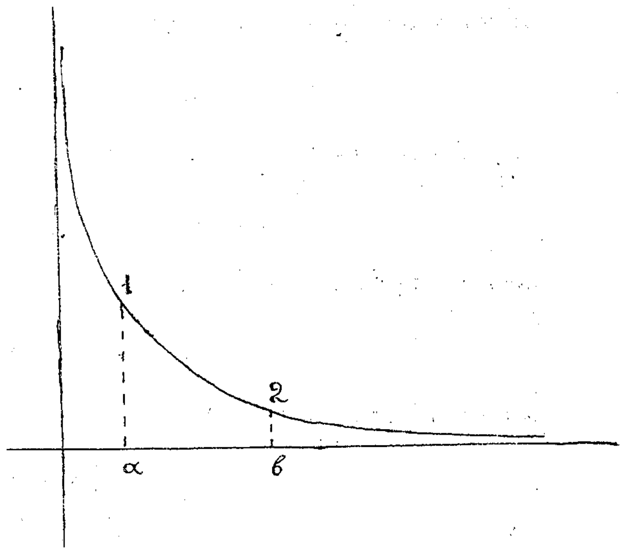
$$m = \frac{C}{c} = 1,41$$

Ατμομηχανική Πρωτονοταρίου

Ἰσόθερμος διαστολή. — Ἐάν ἐν τῇ σχέσει,

$$pv = \alpha p_0 v_0 \tau$$

ὑποθέσωμεν τ σταθερόν ἔχομεν τάς ἐξισώσεις τῶν ἰσοθέρμων καμπύλων, αἵτινες εἶναι ἰσοσκελεῖς ὑπερβολαί·



ἔχομεν δέ μεταξύ τῶν σημείων 1 καί 2

$$\mathcal{T}_\varepsilon = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv$$

ἀλλά

$$pv = \alpha p_0 v_0 \tau = p_1 v_1$$

ὅθεν

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}$$

καί

$$\mathcal{T}_\varepsilon = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v}$$

ἤ

$$\mathcal{T}_\varepsilon = p_1 v_1 \text{ λογ. νεπ } \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 \text{ λογ. νεπ. } \frac{v_2}{v_1}$$

Κατά τήν διαστολήν δέ ταύτην ἀφ' οὗ ἡ θερμοκρασία εἶναι σταθερά ἔχομεν

$$dU = 0$$

ὥστε

$$Q = A\,\mathcal{T}_\varepsilon$$

Ἀδιάβατος διαστολή. — ἔχομεν

$$dQ = A p\,dv + c\,d\theta$$

Ἐν τῇ ἀδιαβάτῳ διαστολῇ $dQ = 0$ κατά συνέπειαν

$$(1) \qquad A p\,dv + c\,d\theta = 0$$

ἔχομεν δέ

$$pv = \alpha p_0 v_0 \tau$$

καί ἄν ἀπαλείψωμεν τό Θ θά ἔχωμεν τήν ἐξίσωσιν τῆς ἀδιαβάτου καμπύλης. ἐκ τῆς ἄνω εὑρεθείσης σχέσεως

$$c = C - A\alpha p_0 v_0$$

ἐξάγομεν

$$\alpha p_0 v_0 = \frac{C-c}{A}$$

ὥστε

$$pv = \alpha p_0 v_0 \tau = \frac{C-c}{A}\tau$$

καί διαφοροῦντες

$$(2) \qquad p\,dv + v\,dp = \frac{C-c}{A}\,d\theta$$

ἐκ τῆς σχέσεως (1) ἐξάγομεν

$$d\theta = -\frac{Ap\,dv}{c}$$

καί ἀντικαθιστῶντες ἐν τῇ σχέσει (2) ἔχομεν

$$\frac{C}{c}p\,dv + v\,dp = 0 = mp\,dv + v\,dp$$

ἤ

$$\frac{m\,dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$$

ἥτις ὁλοκληρουμένη δίδει

$$pv^m = \text{σταθ.}$$

ἥτις εἶναι ἡ ἐξίσωσις τῶν ἀδιαβάτων γραμμῶν

Ἐάν ἐπί τῶν αὐτῶν σχέσεων (1) καί (2) ~~ἐάν~~ ἀπαλείψωμεν p ἔχομεν

$$\tau v^{m-1} = \text{σταθ.} \text{ ἤ } \frac{d\tau}{\tau} + (m-1)\frac{dv}{v} = 0$$

ἐάν ἀπαλείψωμεν v ἔχομεν

$$\tau p^{\frac{1-m}{m}} = \text{σταθ.} \text{ ἤ } \frac{d\tau}{\tau} + \left(\frac{1-m}{m}\right)\frac{dp}{p} = 0$$

Ἐργασία ἐν τῇ ἀδιαβάτῳ διαστολῇ. —— Ἔχομεν

$$\tau = \int_{v_1}^{v} p\,dv$$

ἀλλά

$$pv^m = p_1 v_1^m$$

καί ἀντικαθιστῶντες εὑρίσκομεν

$$\tau = \frac{p_1 v_1}{m-1}\left(1 - \frac{v_1^{m-1}}{v^{m-1}}\right)$$

καί ἐάν μεταξύ τῆς σχέσεως ταύτης καί τῆς ἄνω εὑρεθείσης

$$\tau v^{m-1} = \tau_1 v_1^{m-1} \text{ καί } p_1 v_1 = \alpha p_0 v_0 \tau$$

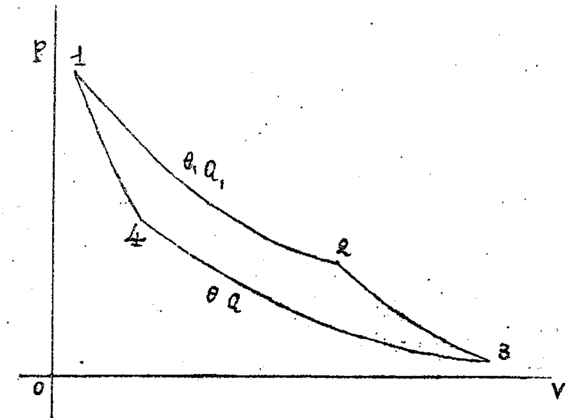
ἀπαλείψωμεν v_1 καί v εὑρίσκομεν

$$\tau = \frac{\alpha p_0 v_0}{m-1} \quad (\tau_1 = \tau)$$

II. Ἀρχή τοῦ Sadi Carnot

Κύκλος τοῦ Carnot ἐν τοῖς μονίμοις ἀερίοις. —— Ἔστωσαν Q_1 ἡ ποσότης θερμότητος, ἥν παρέχει εἰς τό ἀέριον ἡ ὑπό θερμοκρασίαν θ_1 θερμή πηγή κατά τήν πορείαν 1-2.

Q ἡ ποσότης θερμότητος, τήν ὁποίαν ἐγκαταλείπει τό ἀέριον εἰς τήν ὑπό θερμοκρασίαν θ ψυχράν πηγήν κατά τήν πορείαν 3–4. καί



q ἡ ἰσοδύναμος τῇ μηχανικῇ ἐργασίᾳ τ_ε ποσότης θερμότητος ἔχομεν

$$A\tau_\varepsilon = q$$

καί

$$q = Q_1 - Q$$

ὅθεν

$$A\tau_\varepsilon = Q_1 - Q$$

εὕρομεν δέ προηγουμένως

$$Q_1 = A p_1 v_1 \text{ λογ. νεπ. } \frac{v_2}{v_1}$$

$$Q_2 = A p_4 v_4 \text{ λογ. νεπ. } \frac{v_3}{v_4}$$

Ἀφ' ἑτέρου ἐκ τῶν ἀδιαβάτων 1–4 καί ...3 ἔχομεν

$$\tau_1 V_1^{m-1} = \tau V_4^{m-1}$$

$$\tau_1 V_2^{m-1} = \tau V_3^{m-1}$$

καὶ διαιροῦντες κατὰ μέλη ἔχομεν

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

ἐκ τῆς ἐξισώσεως

$$\frac{p_1 V_1}{\tau_1} = \frac{p_4 V_4}{\tau}$$

ἐξάγομεν

$$p_4 V_4 = \frac{\tau}{\tau_1} p_1 V_1$$

ὅθεν

$$Q_1 = \frac{\tau_1}{\tau} Q$$

ἤ

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{\tau}{\tau_1}$$

Ἐὰν δηλ. μόνιμόν τι ἀέριον ὑπόκειται εἰς φυσικὰς ἀλλοιώσεις τοιαύτας, ὥστε τὸ παραστατικὸν σημεῖον αὐτοῦ νὰ διατρέχῃ κύκλον τοῦ *Carnot*.

Ἡ ποσότης θερμότητος Q, τὴν ὁποίαν τὸ ἀέριον παραλαμβάνει ἐκ τῆς θερμῆς πηγῆς ἔχει λόγον πρὸς τὴν ποσότητα θερμότητος Q_1 τὴν ὁποίαν μεταδίδει εἰς τὴν ψυχρὰν πηγήν, οἷον λόγον ἔχει ἡ θερμοκρασία τ τῆς θερμῆς πηγῆς πρὸς τὴν θερμοκρασίαν τ_1 τῆς ψυχρᾶς πηγῆς.

Τὴν ἄνω σχέσιν δυνάμεθα νὰ γράψωμεν καὶ ὡς ἑξῆς.

$$\frac{Q - Q_1}{Q} = \frac{\tau - \tau_1}{\tau}$$

ἀλλὰ $Q - Q_1$ παριστᾷ τὴν εἰς μηχανικὴν ἐργασίαν μετατραπεῖσαν ποσότητα θερμότητος, ἥτις εἶναι,

$$\mathcal{T}_\varepsilon = \mathbb{E}\left[Q - Q_1\right]$$

καὶ

$$\frac{\mathcal{T}_\varepsilon}{Q} = \mathbb{E}\left[1 - \frac{Q_1}{Q}\right]$$

Ἡ δευτέρα θεμελιώδης ἀρχὴ τῆς θερμοδυναμικῆς μᾶς διδάσκει, ὅτι ὁ λόγος

$$\frac{\mathcal{T}_\varepsilon}{Q}$$

εἶναι σταθερὸς δι' ὅλα τὰ σώματα· καὶ ἐκ τῆς σχέσεως

$$\frac{\mathcal{T}_\varepsilon}{Q} = \mathbb{E}\left[1 - \frac{Q_1}{Q}\right]$$

εἰκάζομεν ὅτι καὶ ὁ λόγος $\frac{Q_1}{Q}$ εἶναι σταθερὸς δι' ὅλα τὰ σώματα.

Ἡ ἰδιότης τῶν μονίμων ἀερίων τὴν ὁποίαν ἀνεγνωρίσαμεν ἀνωτέρω ὑφίσταται λοιπὸν καὶ διὰ τὰ λοιπὰ σώματα.

Ἡ πρόσοδος τῆς μηχανῆς (*coefficient économique*) ἐν τῷ κύκλῳ τοῦ *Carnot* εἶναι

$$\eta = \frac{Q - Q_1}{Q} = \frac{\tau - \tau_1}{\tau} = 1 - \frac{\tau_1}{\tau} = \frac{\theta - \theta_1}{273 + \theta}$$

Θεώρημα τοῦ *Clausius*. — *Τὴν* σχετικὴν τῷ κύκλῳ τοῦ *Carnot* σχέσιν

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{\tau}{\tau_1}$$

ἣν εὕρομεν ἀνωτέρω, δυνάμεθα νὰ γράψωμεν καὶ ὡς ἑξῆς,

$$\frac{Q}{\tau} - \frac{Q_1}{\tau_1} = 0.$$

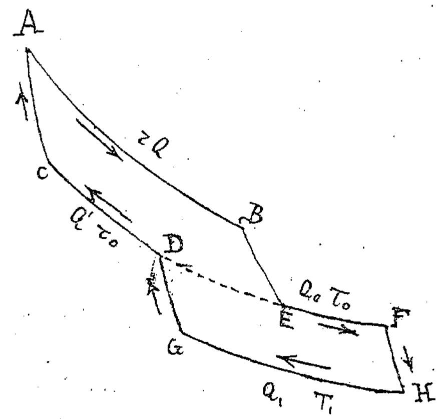
ὁ *Clausius* εὗρεν ὅτι δι' οἱονδήποτε ἀναστρέψιμον κύκλον ἔχομεν τὴν σχέσιν

$$\int \frac{dQ}{\tau} = 0$$

Ἄς ὑποθέσωμεν τῷ ὄντι ὅτι ἀντὶ δύο θερμῶν πηγῶν τ, τ_1

ἔχομεν τρεῖς τ τ_0 καί τ_1 καί ὅτι τό σῶμα διαγράφει τόν ἀναστρέψιμον κύκλον ABEFHGDC τόν ὁποῖον δυνάμεθα νά θεωρήσωμεν ὡς συγκείμενον ἐκ δύο κύκλων τοῦ Carnot

ABEC καί DEFHG



ἐν τῷ πρώτῳ ἔχομεν

$$\frac{Q}{\tau}-\frac{Q''+Q'}{\tau_0}=0$$

ἐν τῷ δευτέρῳ

$$\frac{Q''+Q_0}{\tau_0}-\frac{Q_1}{\tau_1}=0$$

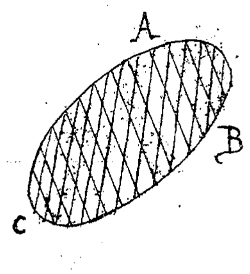
καί προσθέτοντες καί μέλη

$$\frac{Q}{\tau}-\frac{Q_0}{\tau_0}-\frac{Q_1}{\tau_1}-\frac{Q'}{\tau_0}=0$$

ἤ ἐάν δώσωμεν τό ἀρνητικόν σημεῖον — εἰς τάς ποσότητας θερμότητος, τάς ὁποίας τό σῶμα μεταδίδει εἰς τήν ψυχράν πηγήν ἔχομεν

$$\Sigma\frac{Q}{\tau}=0$$

Θεωρήσωμεν ἤδη κύκλον οἷονδήποτε τόν ABC δι' ἰσοθέρμων καί ἀδιαβάτων γραμμῶν δυνάμεθα νά τόν χωρίσωμεν εἰς ἀπειροστούς κύκλους τοῦ Carnot.. καί ἐφαρμόζοντες εἰς τούτους τήν ἄνω σχέσιν



$$\Sigma\frac{Q}{\tau}=0$$

ἔχομεν

$$\int\frac{dQ}{\tau}=0$$

—

Ἀτμοί

Εἴδομεν ἀνωτέρω (   ) ὅτι ἡ πίεσις p τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι σταθερά δι' ἑκάστην θερμοκρασίαν θ. καί ἐκφράζεται διά

$$p=f(\theta)$$

—

Ὁλική θερμότης λ.— Ὁλικήν θερμότητα τοῦ ἀτμοῦ λ ὠνομάσαμεν τόν ἀριθμόν τῶν θερμομονάδων, αἵτινες εἶναι ἀναγκαῖαι διά τήν ἐξάτμισιν ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν θ, ἤ ἀντιστρόφως ἡ ποσότης θερμότητος τήν ὁποίαν ἐκπέμπει χιλιόγραμμον κεκορεσμένου ἀτμοῦ ὑπό θερμοκρασίαν θ, ὅταν ὁ ἀτμός οὗτος συμπυκνοῦται καί τό ἐκ τῆς συμπυκνώσεως ταύτης προκύπτον θερμόν ὕδωρ ψύχεται μέχρι τῆς θερμοκρασίας 0°. ἀλλ' εἴδομεν ἀνωτέρω, ὅτι ἡ εἰς μετατροπῆ τινι ἀπορροφωμένη ποσότης θερμότητος ἐξαρτᾶται ὄχι μόνον ἐκ τῆς ἀρχικῆς καί τελικῆς καταστάσεως τοῦ θεωρουμένου σώματος, ἀλλά καί ἐκ τῶν λοιπῶν διαμέσων καταστάσεων δι' ὧν διῆλθε τό σῶμα. Τήν ποσότητα λ δέν ὁρίζομεν λοιπόν ἀρκούντως λέγοντες, ὅτι λαμβάνομεν τό ὕδωρ ὑπό θερμοκρασίαν 0° καί μετατρέπομεν τοῦτο εἰς ἀτμόν, τόν ὁποῖον θερμαίνομεν μέχρι τῆς θερμοκρασίας θ, χωρίς νά λάβωμεν ὑπ' ὄψιν καί τάς διαμέσους συνθήκας τοῦ πειράματος καί ἰδίᾳ τήν θερμοκρασίαν ὑπό τήν ὁποίαν ἐγένετο ἡ ἐξάτμισις.

Ἡ ποσότης θερμότητος, τήν ὁποίαν πρέπει νά μεταδώσωμεν εἰς τό ὕδωρ ἐξαρτᾶται τῷ ὄντι ἐκ τῆς θερμοκρασίας ἐν ᾗ γίνεται ἡ ἐξάτμισις.

Ἵνα ἐφαρμόσωμεν τόν τύπον τοῦ Regnault

$$\lambda = 606{,}5 + 0.305\theta$$

ὑποθέτομεν λοιπόν

1ον. — Ὅτι τό ὕδωρ, θερμαινόμενον ἀπό τῆς θερμοκρασίας 0° εἰς τήν θερμοκρασίαν θ, διατηρεῖ τήν ὑγράν αὐτοῦ κατάστασιν.

2. — Ὅτι ἡ ἐξάτμισις ἐγένετο ὑπό τήν σταθεράν αὐτήν θερμοκρασίαν θ.

———

Θερμότης τοῦ ὕδατος q. — Ἡ ποσότης θερμότητος τοῦ ὕδατος οὖσα

$$q = \theta + 0.2\left(\frac{\theta}{100}\right)^2 + 0.3\left(\frac{\theta}{100}\right)^3$$

ἡ θερμότης ἐξατμίσεως εἶναι

$$r = \lambda - q = 606{,}5 - 0{,}695\theta - 0{,}2\left(\frac{\theta}{100}\right)^2 - 0{,}3\left[\frac{\theta}{100}\right]^3$$

αἱ ποσότητες λ, q καί r ἐκφράζονται συναρτήσει τῆς ἀπολύτου θερμοκρασίας τ ὡς ἑξῆς,

$$\lambda = 523{,}24 + 0{,}305\tau$$

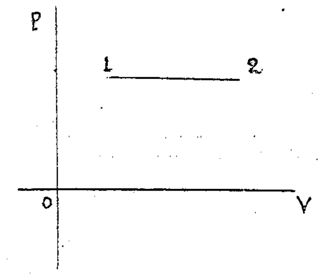
$$q = -277{,}61 + 1.056\tau - 2{,}257\left(\frac{\tau}{100}\right)^2 + 0{,}3\left(\frac{\tau}{100}\right)^3$$

$$r = 800{,}85 - 0.751\tau + 2{,}257\left(\frac{\tau}{100}\right)^2 - 0{,}3\left(\frac{\tau}{100}\right)^3$$

———

Ἰσόθερμος διαστολή. — Ἐν τῇ διαστολῇ ταύτῃ ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος καθ' ὑπόθεσιν ἡ θερμοκρασία μένει σταθερά.

λοιπόν καί ἡ πίεσις $p = f(\theta)$ τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ μένει σταθερά, καί ἡ ἰσόθερμος γραμμή εἶναι ὁριζόντιος εὐθεῖα ἐν ὅσῳ τοὐλάχιστον ὑπάρχει ἀκόμη ῥευστόν ὕδωρ μετά τοῦ ἀτμοῦ.



Ἔστω x τό ἐξατμισθέν βάρος τοῦ ὕδατος τό βάρος τό μετ' αὐτοῦ ῥευστοῦ ὕδατος εἶναι $1-x$.

τό ἐξατμισθέν ὕδωρ παρά τῷ σημείῳ 1 εἶναι x_1;

τό ἐξατμισθέν ὕδωρ παρά τῷ σημείῳ 2 εἶναι x_2

τό ἐξατμισθέν βάρος ὕδατος κατά τήν μετάβασιν ἀπό τοῦ σημείου 1 εἰς τό σημεῖον 2 εἶναι προφανῶς

$$x_2 - x_1$$

καί ἡ διά τήν ἐξάτμισιν αὐτοῦ καταναλωθεῖσα θερμότης εἶναι

$$Q = r(x_2 - x_1)$$

Ἐργασία ἐκτελεσθεῖσα. Ἡ ἐκτελεσθεῖσα ἐργασία ἰσοῦται μέ τό γινόμενον τοῦ ὄγκου 1.2 ἐπί τήν σταθεράν πίεσιν p.

ἐάν καλέσωμεν σ τόν ὄγκον ἑνός χιλιογράμμου κεκορεσμένου ἀτμοῦ ὑπό θερμοκρασίαν θ, ὁ ὄγκος τοῦ ἐξατμισθέντος ὕδατος εἰς τό σημεῖον 1 εἶναι ..... σx_1 ὁ ὄγκος τοῦ ἐν ὑγρᾷ καταστάσει ἐναπομένοντος ὕδατος εἶναι $0.001(1-x_1)$ (ὑποθέτομεν σταθεράν τήν πυκνότητα τοῦ ὕδατος).

ὁ ὑπό τοῦ ὑγροῦ καί τοῦ ἀτμοῦ κατεχόμενος ὄγκος ἐν τῷ σημείῳ 1 εἶναι λοιπόν .... $\sigma x_1 + 0{,}001(1-x_1)$

ὁ αὐτός ὄγκος εἰς τό σημεῖον 2 εἶναι . . . . $\sigma\chi_2+0.001(1-\chi_2)$

ἡ αὔξησις τοῦ ὄγκου ἀπό τοῦ σημείου 1 εἰς τό σημεῖον 2 εἶναι λοιπόν

$$(\sigma-0.001)(\chi_2-\chi_1)$$

καί ἡ ἐκτελεσθεῖσα ἐργασία

$$\mathcal{T}_\varepsilon=p(\sigma-0.001)(\chi_2-\chi_1)$$

Βάρος καί εἰδικός ὄγκος τοῦ ὑδατίνου ἀτμοῦ. — Πρέπει νῦν νά προσδιορίσωμεν τόν εἰδικόν ὄγκον τοῦ ἀτμοῦ.

Ἐάν παρομοιάσωμεν τόν κεκορεσμένον ἀτμόν μέ μόνιμον ἀέριον δυνάμεθα νά ὑπολογίσωμεν τό εἰδικόν βάρος αὐτοῦ ὑπό οἱανδήποτε θερμοκρασίαν, πολλαπλασιάζοντες ἐπί σταθερόν τινα συντελεστήν (*densité tabulaire*), τό εἰδικόν βάρος τοῦ ἀέρος λαμβάνομεν ὑπό τήν αὐτήν θερμοκρασίαν καί πίεσιν. τόν σταθερόν τοῦτον συντελεστήν (*densité tabulaire*) προσδιορίζομεν ἔχοντες ὑπ' ὄψει τήν χημικήν σύστασιν τοῦ ὕδατος, καί εὑρίσκομεν αὐτόν ἴσον μέ 0.622.

Τῷ ὄντι ὑπό θερμοκρασίαν 0° καί τήν μέσην ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν.

ἕν κυβικόν μέτρον ὀξυγόνου ζυγίζει . . . . $1^{\chi\iota\lambda.}$ 4298

ἕν κυβικόν μέτρον ὑδρογόνου ζυγίζει . . . . $0^{\chi\iota\lambda.}$, 1792

δύο κυβικά μέτρα ὑδατίνου ἀτμοῦ ζυγίζουν . . . . $1^{\chi\iota\lambda.}$ 6090

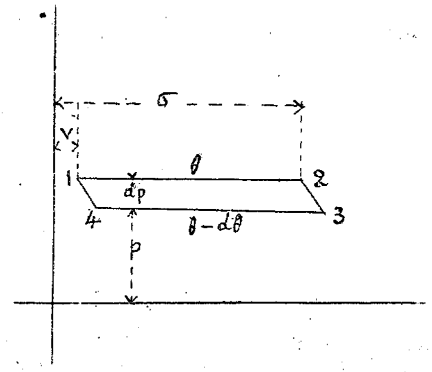
ἕν κυβικόν μέτρον ἀτμοῦ ζυγίζει . . . . . . $0^{\chi.}$ 8045

ἕν κυβικόν μέτρον ἀέρος ζυγίζει . . . . . . $1^{\chi.}$ 2932

ὥστε ὁ σταθερός συντελεστής (*densité tabulaire*) εἶναι

$$\frac{0.8045}{1.2932}=0.622$$

Ἡ μέθοδος ὅμως αὕτη δέν εἶναι ἀκριβής, διότι δέν δυνάμεθα ποσῶς νά παρομοιάσωμεν τόν κεκορεσμένον ὑδάτινον ἀτμόν πρός τά μόνιμα ἀέρια. ἀλλά καί ὁ διά πειραμάτων προσδιορισμός τῆς πυκνότητος τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι δύσκολος, καί συνήθως ὑπολογίζουν ταύτην βασιζόμενοι ἐπί τῆς ἀρχῆς τοῦ Carnot.



Λαμβάνομεν πρός τοῦτο ἕν χιλιόγραμμον ὕδατος, τό ὁποῖον ἀναγκάζομεν νά διατρέξῃ τόν ἔναντι κύκλον τοῦ Carnot, ὅν ὁρίζομεν ὡς ἑξῆς.

1-2 καί 3-4 εἶναι αἱ ἀντιστοιχοῦσαι ταῖς θερμοκρασίαις $\theta-d\theta$ καί θ ἰσόθερμοι γραμμαί, αἵτινες ὡς εἴδομεν ἀνωτέρω εἶναι ὁριζόντιοι εὐθεῖαι εἰς τό σημεῖον 1 ἡ ὅλη ποσότης τοῦ ὕδατος εὑρίσκεται ἐν ῥευστῇ καταστάσει κατέχουσα ὄγκον V, εἰς τό σημεῖον 2 ἡ ὅλη ποσότης τοῦ ὕδατος εὑρίσκεται εἰς ἀέριον κατάστασιν κατέχουσα ὄγκον σ.

ὥστε

$$1-2=\sigma-V$$

ἀφ' ἑτέρου τό ὕψος τοῦ κύκλου ἰσοῦται τῇ διαφορᾷ μεταξύ τῶν πιέσεων τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ ὑπό θερμοκρασίαν $\theta-d\theta$ καί θ καί εἶναι $\frac{dp}{d\theta}d\theta$ τό ἐμβαδόν τοῦ κύκλου εἶναι λοιπόν

$$(\sigma-V)\frac{dp}{d\theta}d\theta$$

καί τό θερμικόν ἰσοδύναμον τῆς ἐργασίας τήν ὁποίαν παριστᾷ εἶναι

$$A(\sigma-V)\frac{dp}{d\theta}d\theta$$

ἡ ὑπό τῆς θερμῆς πηγῆς μεταδοθεῖσα εἰς τό σῶμα θερμότης

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

εἶναι τ ὥστε ὁ οἰκονομικός συντελεστής εἶναι

$$\frac{A(\sigma-v)\frac{dp}{dt}\,d\theta}{\tau}$$

γνωρίζομεν δέ ὅτι ὁ αὐτός συντελεστής ἰσοῦται μέ

$$1-\frac{\tau}{\tau+d\tau}=\frac{d\theta}{\tau}$$

ὥστε

$$\frac{A(\sigma-v)\frac{dp}{dt}\,dt}{\tau}=\frac{d\theta}{\tau}$$

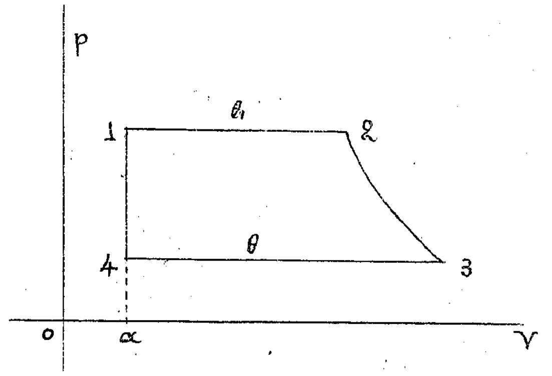
ὅθεν

$$\sigma=v+\frac{\tau}{A\tau\frac{dp}{dt}}$$

Τό εἰδικόν βάρος ἰσοῦται μέ $\frac{1}{\sigma}$
ἐκ τοῦ τύπου τούτου ὁ Zeuner ὑπελόγισεν τάς κάτωθι τιμάς.

ἑκατονταβάθμος θερμοκρασία	ὄγκος εἰς λίτρας	ἑκατονταβάθμος θερμοκρασία	ὄγκος εἰς λίτρας
58°.20	82.83	118°.46	916.6
68.52	53.32	124.17	774
70.76	48.65	128.41	685
77.18	3770	130.67	643
77.49	3724	131.78	623,5
79.40	3457	134 87	572,5
83.50	2962	137.46	533,5
86.83	2620	139.21	509
92,66	2125	141.81	475
117,17	953	142.36	468
118,23	922,5	144.74	440

ἀδιάβατος διαστολή. — Θεωρήσωμεν δοχεῖον περιέχον ἕν χιλιόγραμμον ὕδατος, οὗτινος μέρος x_1 χιλιόγραμμα εἶναι ἐν καταστάσει ἀτμοῦ καί $1-x_1$ ἐν καταστάσει ὕδατος ὑπό θερμοκρασίαν θ_1. Ἔστω δέ κύκλος ὁ 1-2-3-4 ἐν τῷ ὁποίῳ 1 εἶναι τό παραστατικόν σημεῖον τοῦ χιλιογράμμου τοῦ ὕδατος ὑποτιθεμένου ῥευστοῦ ὑπό θερμοκρασίαν θ_1.



οα εἶναι ὁ ὄγκος ἑνός χιλιογράμμου ὕδατος ῥευστοῦ ὑπό θερμοκρασίαν θ_1

2 τό παραστατικόν σημεῖον τοῦ μίγματος (ὕδωρ ῥευστόν $=(1-x_1)$ ἀτμός x_1) ἐν τῇ ἀρχικῇ του καταστάσει,

3 τό παραστατικόν σημεῖον εἰς τό τέλος τῆς ἀδιαβάτου διαστολῆς (ὕδωρ $=(1-x)$, ἀτμός $=x$) ὑπό θερμοκρασίαν θ.

4 τό παραστατικόν σημεῖον τοῦ χιλιογράμμου τοῦ ὕδατος συμπυκνωθέντος καθ' ὁλοκληρίαν ὑπό θερμοκρασίαν θ

αἱ γραμμαί 1-2 καί 3-4 εἶναι ὁριζόντιοι εὐθεῖαι.

Ἐφαρμόζομεν ἐπί τοῦ κύκλου τούτου τήν ἐξίσωσιν τοῦ Clausius.

$$\int\frac{dQ}{\tau}=0$$

Ἡ ποσότης x_1 ἀτμοῦ σχηματισθέντος ἀπό τοῦ σημείου 1 μέχρι τοῦ 2 ἀπερρόφησε ποσότητα θερμότητος ἴσην τῇ $r_1 x_1$ (r_1 εἶναι ἡ ὑπό θερμοκρασίαν θ_1 θερμότης ἐξατμίσεως) καί ἐπειδή ἡ ἐξάτμισις γίνεται ὑπό σταθεράν θερμοκρασίαν ἔχομεν . . . . $\int_1^2 \frac{dQ}{\tau} = \frac{r_1 x_1}{\tau_1}$

ἀπό τοῦ σημείου 2 μέχρι τοῦ 3 τό σῶμα διαστέλλεται ἀκολουθοῦν ἀδιάβατον γραμμήν, ὥστε . . . . . . $\int_2^3 \frac{dQ}{\tau} = 0$

ἀπό τοῦ σημείου 3 μέχρι τοῦ σημείου 4, ἡ ποσότης ἀτμοῦ x συμπυκνοῦται ὑπό θερμοκρασία θ καί ἀποπέμπει ποσότητα θερμότητος $-xr$, ὥστε . . . . $\int_3^4 \frac{dQ}{\tau} = -\frac{rx}{\tau}$

τέλος ἀπό τοῦ σημείου 4 μέχρι τοῦ σημείου 1 τό ρευστόν ὕδωρ θερμαίνεται βαθμηδόν καί ἐπειδή ἡ θερμότης τοῦ ὕδατος εἶναι q ἔχομεν . . . . $\int_4^1 \frac{dQ}{\tau} = \int_\theta^{\theta_1} \frac{dq}{\tau}$

ἡ ἐξίσωσις τοῦ Clausius εἶναι λοιπόν

$$\frac{r_1 x_1}{\tau_1} - \frac{rx}{\tau} + \int_\theta^{\theta_1} \frac{dq}{\tau} = 0$$

ὅθεν

$$x = \frac{\tau}{r}\left[\frac{r_1 x_1}{\tau_1} + \int_\theta^{\theta_1} \frac{dq}{\tau}\right]$$

ἥτις εἶναι ἐφαρμόσιμος ἐν ὅσῳ μένει καί ρευστόν ὕδωρ ἐν τῷ δοχείῳ.

παράδειγμα. —— Ὑποθέσωμεν κεκορεσμένον ἀτμόν ὑπό ἀπόλυτον πίεσιν 5 χιλιογράμμων κατά τετραγωνικόν ὑφεκατοστόμετρον. ὑποθέσωμεν ὅτι ὁ ἀτμός οὗτος διαστέλλεται ἀδιαβάτως μέχρις οὗ ἡ πίεσις καταπέσει εἰς ἕν χιλιόγραμμον.

εἰς τούς πίνακας εὑρίσκομεν

ὑπό τήν ἀρχικήν πίεσιν $p_1 = 5^{\text{χιλ.}}$

$x_1 = 1$ (κεκορεσμένος ξηρός ἀτμός)

$\theta_1 = 151^\circ$ $\quad \tau_1 = 424$ $\quad r_1 = 500,1$

ὑπό τήν τελικήν πίεσιν $p = 2^k$

$\theta = 99^\circ,1$ $\quad \tau = 372,1$ $\quad r = 537,1$ $\quad x$ εἶναι ἡ ἄγνωστος

ὑπολογίζομεν δέ ἀπ' εὐθείας τό ἄθροισμα $\int_\theta^{\theta_1} \frac{dq}{\tau} = 0.135$

ἔχομεν λοιπόν

$$x = \frac{372,1}{537,1}\left[\frac{500.1}{424} + 0.135\right] = 0,910$$

οὕτω $x < 1$ κατά συνέπειαν μέρος τοῦ ἀτμοῦ συνεπυκνώθη κατά τήν ἀδιάβατον διαστολήν, καί ἡ μερική αὕτη συμπύκνωσις προερχομένη ἐκ τῆς καταπτώσεως τῆς θερμοκρασίας κατά τήν διαστολήν ἐν τῇ ἀδιαβάτῳ διαστολῇ ἔχει μεγάλην σπουδαιότητα ἐν τῇ θεωρίᾳ τῶν ἀτμομηχανῶν.

Ὑποθέσωμεν ἤδη κύλινδρον ἀδιάβατον εἰς τήν θερμότητα καί πλήρη θερμοῦ ὕδατος εἰς ἐπαφήν μετά ἐμβόλου δυναμένου νά κινηθῇ. ἐάν ἀνυψώσωμεν τό ἔμβολον παράγομεν ἀδιάβατον διαστολήν, καί ἐν τούτοις μέρος τοῦ ὕδατος ἐξατμίζεται προφανῶς.

Κατά τήν ἀδιάβατον διαστολήν παρατηροῦνται λοιπόν ἀμφότερα τά φαινόμενα τῆς μερικῆς συμπυκνώσεως ἤ τῆς μερικῆς ἐξατμίσεως καί πρέπει νά διακρίνωμεν ταῦτα.

Πρός τοῦτο διαφοροῦμεν τήν ἄνω ἐξίσωσιν

$$\frac{r_1 x_1}{\tau_1} - \frac{rx}{\tau} + \int_\theta^{\theta_1} \frac{dq}{\tau} = 0$$

καί ἔχομεν

$$d.\frac{rx}{\tau} + \frac{dq}{\tau} = 0$$

ἤ

$$\frac{r}{\tau}dx + xd\frac{r}{\tau} + \frac{dq}{\tau} = 0$$

ὅθεν

$$dx = \frac{\tau}{r}\left[-xd\frac{r}{\tau} - \frac{dq}{\tau}\right]$$

εἰς ὡρισμένην δέ θερμοκρασίαν μας εἶναι γνωσταί αἱ ποσότητες

τ, r, q καί προσδιορίζομεν εὐκόλως καί τάς διαφορικάς αὐτῶν. παραλείποντες δέ τούς ὅρους $\left(\frac{\tau}{100}\right)^2$ καί $\left(\frac{\tau}{100}\right)^3$ δυνάμεθα νά λάβωμεν

$$q = -277{,}6 + 1{,}056\tau \quad \text{ὅθεν} \quad dq = 1{,}056\, d\tau$$
$$r = 606{,}5 + 0{,}695\theta = 800{,}8 - 0{,}751\tau$$

ὅθεν

$$\frac{r}{\tau} = \frac{800.8}{\tau} - 0.751 \quad \text{καί} \quad d\frac{r}{\tau} = -\frac{800.8}{\tau^2}\, d\tau$$

οὕτω

$$dx = \frac{\tau}{800{,}8 - 0.751\tau}\left[\frac{800{,}8}{\tau^2}x - \frac{1{,}056}{\tau}\right] d\tau$$

καί

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{1}{808{,}8 - 0751\tau}\left[\frac{800{,}8}{\tau}x - 1{,}056\right]$$

Ἐάν γίνεται συμπύκνωσις ὅταν καταπίπτει ἡ θερμοκρασία ἡ ποσότης ἀτμοῦ ἐλαττοῦται καί $\frac{dx}{dt}$ εἶναι θετικόν ἐάν τοὐναντίον $\frac{dx}{dt} < 0$ ἐπέρχεται μερική ἐξάτμισις. ἀλλά διά τάς συνήθης θερμοκρασίας ἔχομεν

$$808{,}8 > 0.751\tau$$

ἐάν τῷ ὄντι

$$808{,}8 < 0.751\tau$$

θά εἴχομεν

$$\tau > \frac{808.8}{0.751} = 1066 \text{ ἤ } \theta > 800^\circ$$

Τό $\frac{dx}{d\tau}$ ἔχει λοιπόν το σημεῖον τοῦ δευτέρου παράγοντος

$$\frac{800.8}{\tau}x - 1{,}056 = X$$

ὥστε ἐάν

$X > 0$ ἐν τῇ ἀδιαβάτῳ διαστολῇ ἐπέρχεται μερική συμπύκνωσις
$X < 0$ 〃 〃 〃 〃 ἐξάτμισις

Κεκορεσμένος ξηρός ἀτμός. —— Θεωρήσωμεν 1 χιλ κεκορεσμένου ξηροῦ ἀτμοῦ. ἔχομεν $x_1 = 1$. ἵνα ἔχωμεν ἐξάτμισιν κατά τήν ἀδιάβατον διαστολήν δέον νά ἔχωμεν

$$\frac{800.8}{\tau} - 1{,}056 < 0 \text{ ἤ } \tau > \frac{800.8}{1.056} \text{ ἤ } \theta > 485^\circ \text{ ἑκατοντάβαθμος}$$

Ἐν τῇ κοινῇ χρήσει τῶν ἀτμομηχανῶν οὐδέποτε φθάνομεν εἰς τήν θερμοκρασίαν ταύτην. ὥστε οὐδέποτε κατά τήν ἀδιάβατον διαστολήν τοῦ ὑδατίνου ξηροῦ ἀτμοῦ ἐπέρχεται ἡ μερική συμπύκνωσις τούτου.

Μῖγμα ἀτμοῦ καί ὕδατος. —— Ζητήσωμεν τήν τιμήν τοῦ x διά τήν ὁποίαν $X = 0$ ἔχομεν

$$\frac{800.8}{\tau}x - 1{,}056 = 0$$

ὅθεν

$$x = \frac{\tau \times 1{,}056}{800{,}8} = 0.360 + 0.1318\left(\frac{\theta}{100}\right)$$

ἡ ἀντιστοιχοῦσα ποσότης ῥευστοῦ ὕδατος εἶναι

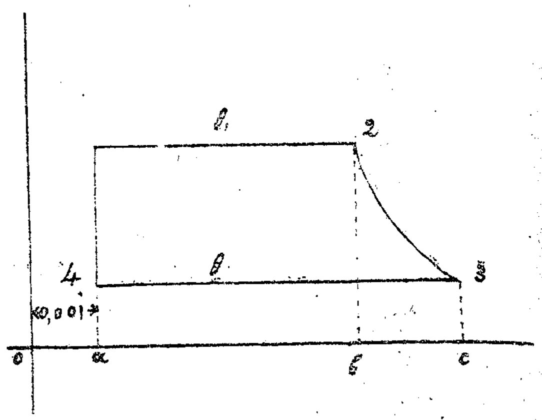
$$1 - x = 0{,}640 - 0.1318\frac{\theta}{100}$$

ἐάν ἡ ἀναλογία τοῦ ῥευστοῦ ὕδατος εἶναι μικροτέρα ταύτης ἐπέρχεται συμπύκνωσις ἐάν εἶναι μεγαλειτέρα ἐπέρχεται ἐξάτμισις. ——

Ἐργασία ἐν τῇ ἀδιαβάτῳ διαστολῇ — Θεωρήσωμεν τόν αὐτόν ὡς καί ἀνωτέρω κύκλον. ἡ κατά τήν ἀδιάβατον διαστολήν ἐκτελεσθεῖσα ἐργασία εἶναι

$$\tau_{2-3} = \text{ἐμβ}(2-3-c-\beta)$$
$$= \text{ἐμβ}.(1-2-3-4) + \text{ἐμβ}.(4-3-c-\alpha) - \text{ἐμβ}(1-2-\beta-\alpha)$$

Τό ἐμβαδόν (1-2-3-4) εἶναι ἡ κατά τήν διάνυσιν τοῦ κύκλου ἐκτελεσθεῖσα ἐργασία. αὕτη ἰσοδυναμεῖ πρός τήν ὑπό τοῦ κύκλου καταναλωθεῖσαν θερμότητα.



αὕτη δέ σύγκειται ἀπό

τήν μεταδοθεῖσαν εἰς τό ῥευστόν ὕδωρ θερμότητα ἀπό τοῦ σημείου 4 μέχρι τοῦ σημείου 1 . . . . $q_1 - q$

τήν καταναλωθεῖσαν ἀπό τοῦ 1 μέχρι τοῦ 2 διά τήν ἐξάτμισιν x χιλιογράμμων ὕδατος . . . . $r_1 x_1$

μεῖον τήν ἐπιστραφεῖσαν ὑπό τοῦ σώματος θερμότητα ἀπό 3 μέχρι 4 . . . . rx

ὥστε $\quad \text{εμβ}(1-2-3-4) = E(r_1 x_1 - rx + q_1 - q)$

τό ὀρθογώνιον $\quad (4-3-\varepsilon-\alpha)$ ἔχει ὕψος p καί βάσιν $4\text{-}3 = (\sigma - 0.001)x$

ὥστε

$$\text{εμβ}.(4-3-c-\alpha) = (\sigma - 0.001)\,xp$$

ἐπίσης $\quad \text{εμβ}(1-2-\beta-\alpha) = (\sigma_1 - 0{,}001)\,x_1 p_1$

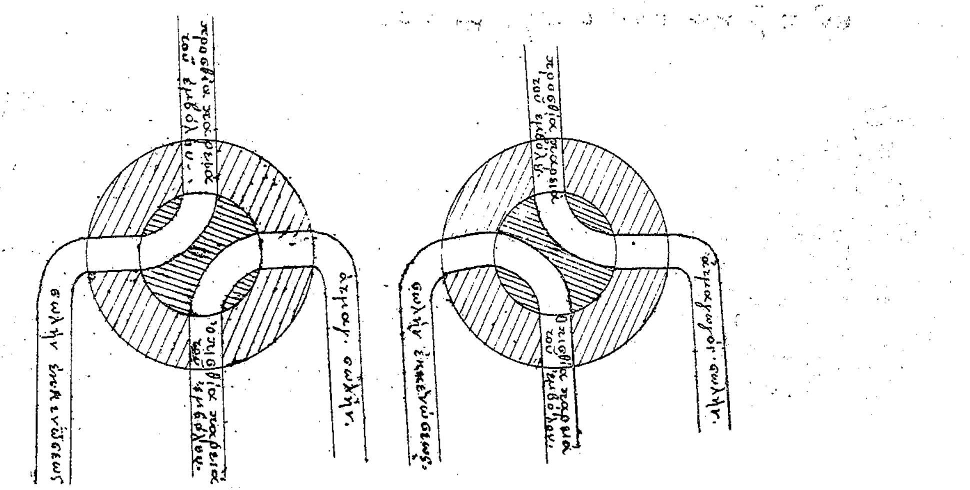
λοιπόν

$$\tau_{2-3} = x\left[Er_1 - (\sigma_1 - 0.001)p_1\right] - x\left[Er - (\sigma - 0.001)p\right] + E\left[q_1 - q\right].$$

Περί ἀτμονομῆς

1ον.— Γεωμετρική σπουδή τῆς ἀτμονομῆς

Εἴδομεν προηγουμένως ὅτι ἡ ἀτμονομή δύναται νά γίνῃ διά κρουνῶν καί διά τοῦ σύρτου.
τό ὄργανον τῆς διά κρουνῶν ἀτμονομῆς ἐμφαίνεται ἐν τῷ κάτωθι σχήματι.

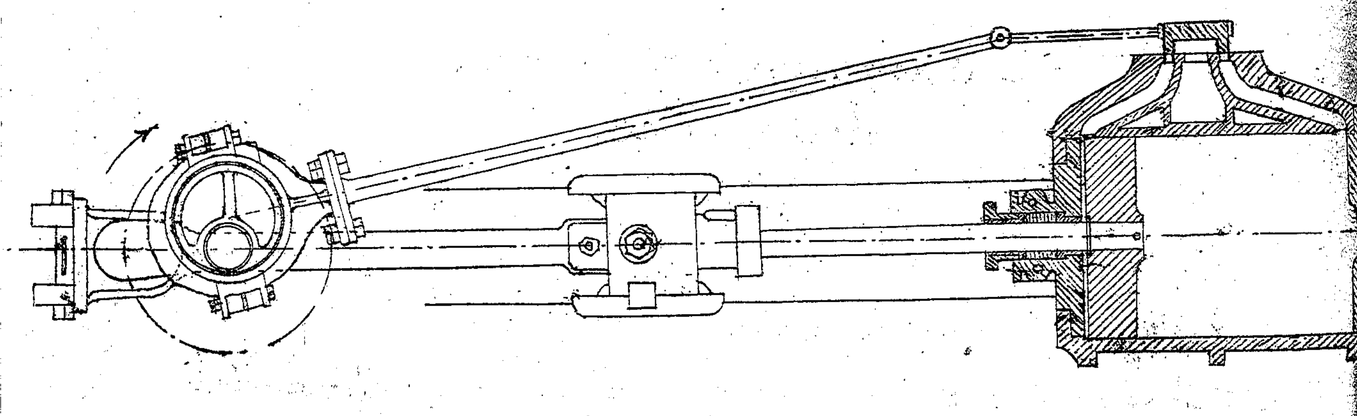


Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

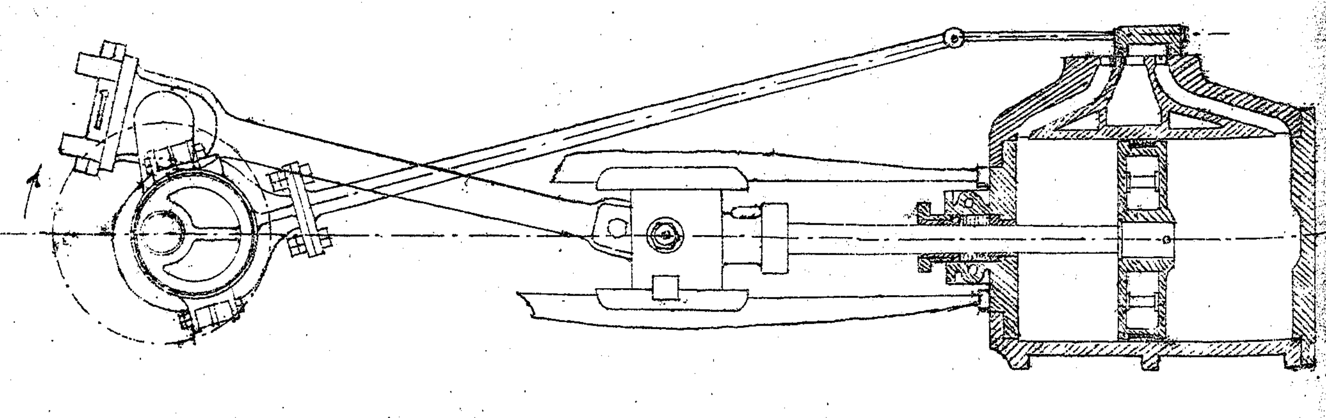
Ἀτμονομή διά σύρτου

Ἁπλοῦς σύρτης. — Ἡ διά τοῦ ἁπλοῦ σύρτου ἀτμονομή ἐπιτυγχάνεται εὐκόλως διά τοῦ μηχανισμοῦ ὅστις ἐμφαίνεται ἐν τοῖς κάτωθι σχήμασι.

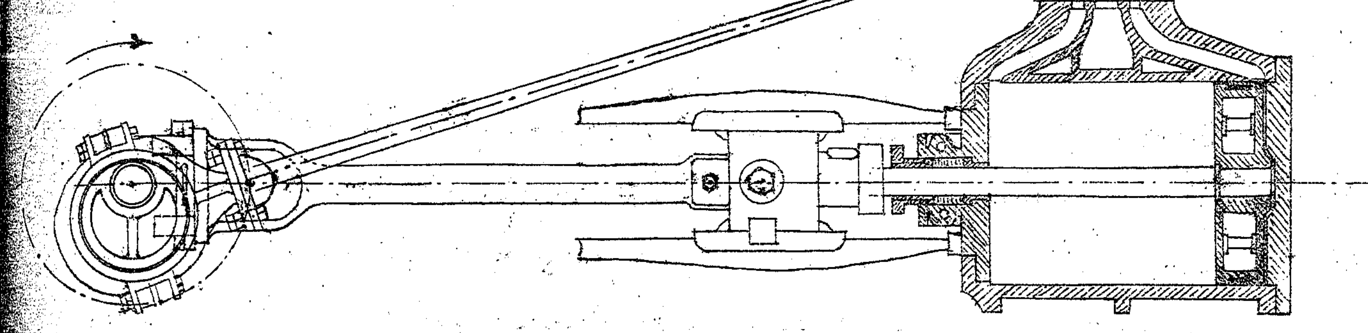
Ὅταν τό ἔμβολον εὑρίσκεται εἰς τό πρός τ᾽ ἀριστερά τέρμα τῆς διαδρομῆς αὐτοῦ ὁ σύρτης καλύπτει ἀκριβῶς ἀμφότερα τά στόμια εἰσροῆς τοῦ κατόπτρου· μόλις δέ κινηθῇ τό ἔμβολον πρός τά δεξιά ἄρχεται ἡ εἰσροή ἀφ᾽ ἑνός καί ἐκκένωσις ἀφ᾽ ἑτέρου τοῦ ἀτμοῦ.



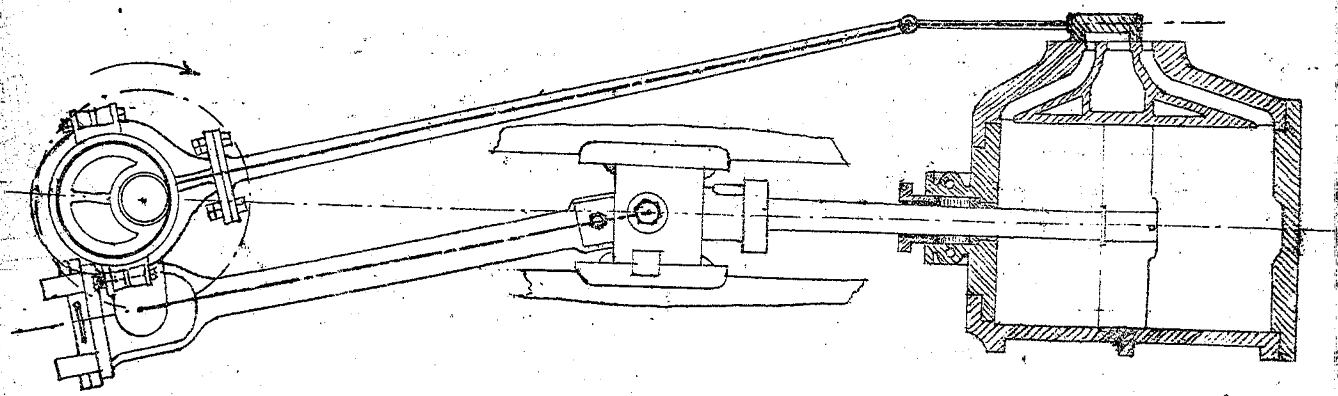
Ἡ στιγμή καθ᾽ ἥν παλινδρόμεῖ ὁ σύρτης ἐμφαίνεται ἐν τῷ κάτωθι σχήματι.



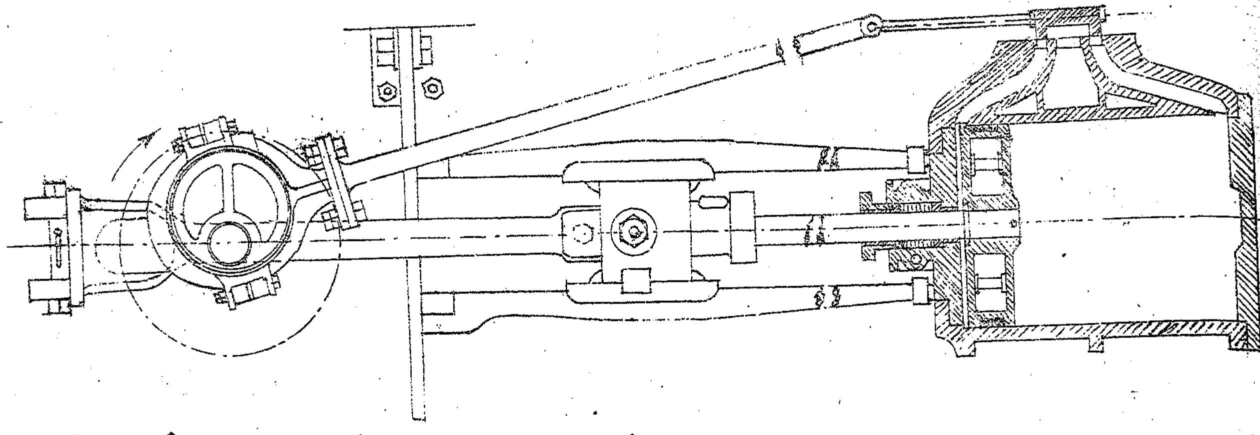
ἐξακολουθεῖ δέ ἡ εἰσροή τοῦ ἀτμοῦ μέχρις οὗ τό ἔμβολον φθάσει εἰς τό πρός τά δεξιά τέρμα τῆς διαδρομῆς του· ὁ σύρτης ἐξακολουθεῖ κινούμενος πρός τ᾽ ἀριστερά· ἀποκαλύπτει λοιπόν τό πρός τά δεξιά στόμιον



τοῦ κατόπτρου διά τοῦ ὁποίου εἰσρέει ὁ ἀτμός καί ὠθεῖ τό ἔμβολον πρός τ᾽ ἀριστερά. ὁ σύρτης φθάνει εἰς τό πρός τ᾽ ἀριστερά τέρμα τῆς διαδρομῆς του παλινδρομεῖ

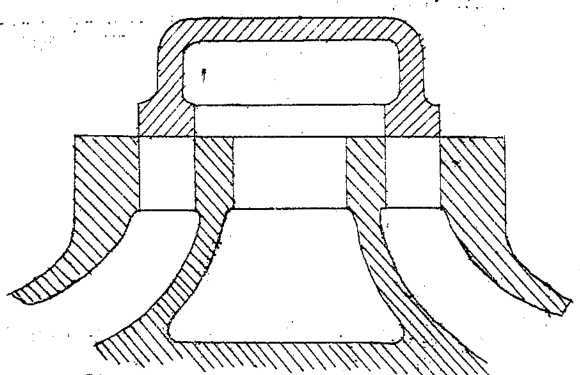


δρομεῖ καί πάλιν καί οὕτω ὅταν τό ἔμβολον ἀφιχθῇ εἰς τό πρός τ᾽ ἀριστερά τέρμα τῆς διαδρομῆς ὁ σύρτης καλύπτει ἐκ νέου ἀμφότερα τά στόμια εἰσροῆς.

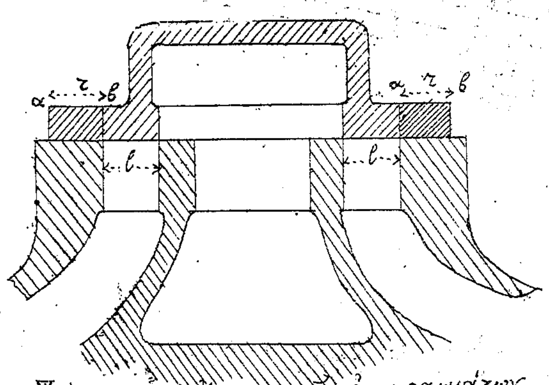


Σταθερά ἐκτόνωσις.— Ὁ μηχανισμός ὅμως οὗτος τοῦ ἁπλοῦ σύρτου δέν ἐπιτρέπει τήν ἐπίτευξιν τῆς ἐκτονώσεως τοῦ ἀτμοῦ, καθ'ἥν ἡ ἐν τῷ κυλίνδρῳ εἰσαγωγή τοῦ ἀτμοῦ δέν ἐξακολουθεῖ καθ'ὅλην τήν διάρκειαν τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου, ἀλλά παύει πρό τοῦ τέλους αὐτῆς, ὁ δέ ἐν τῷ κυλίνδρῳ κεκλεισμένος ἀτμός ἐκτονούμενος ἐξακολουθεῖ πιέζων τό ἔμβολον.

Τήν ἐκτόνωσιν ἐπιτυγχάνομεν διά τῶν <u>ἐπιφραγματικῶν συρτῶν</u> (tiroir á recouvrement), ἅτινα δείκνυσι τό κάτωθι σχῆμα.

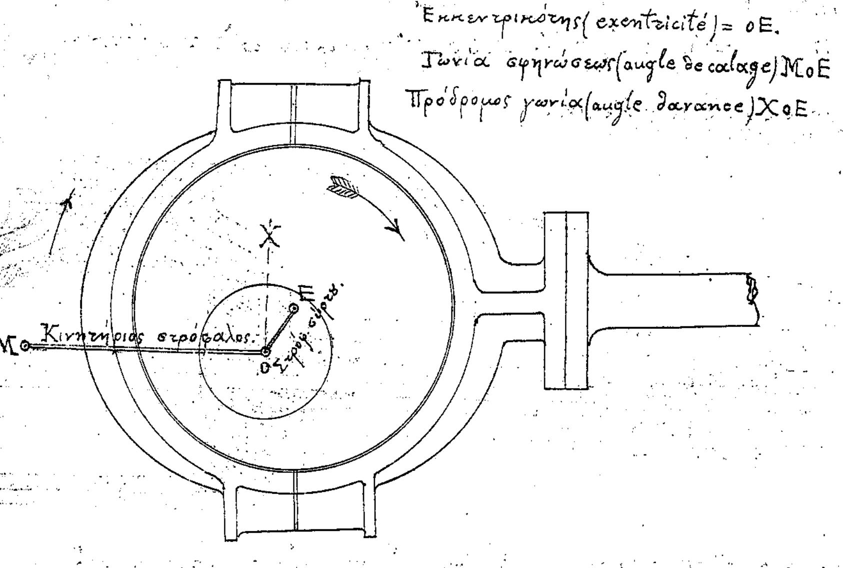


Σύρτης ἄνευ ἐπιφράγματος



Σύρτης μετ' ἐξωτερικῶν ἐπιφραγμάτων.

avance angulaire.— Ὡς ἐκ τῆς προσθήκης ταύτης τῶν ἐπιφραγμάτων (recouvrements) ἀναγκαζόμεθα νά τροποποιήσωμεν καί τήν γωνίαν τήν ὁποίαν σχηματίζει ὁ στρόφαλος τοῦ σύρτου μετά τοῦ στροφάλου τοῦ ἐμβόλου ἀπό 90° εἰς 90°+α τήν γωνίαν α καλοῦμεν πρόδρομος γωνίας (avance angulaire) τήν γωνίαν 90+α γωνίαν σφηνώσεως (angle de calage). ἡ διαδρομή τοῦ ἐμβόλου εἶναι ἤδη 2(l+r).



<u>ἐκκεντρότης</u> (excentricité) = οE
γωνία σφηνώσεως (angle de calage) = MoE
πρόδρομος γωνία (angl. d'avance) XoE.

ἔχομεν δέ προφανῶς

$$OT_1 = OE_1 \, \eta\mu\,\alpha \quad \text{ἤ} \quad r = (l+r)\,\eta\mu\,\alpha$$

ὅθεν

$$(1) \qquad \eta\mu\,\alpha = \frac{r}{l+r}$$

Κίνησις τοῦ ἐμβόλου.— τήν κίνησιν τοῦ ἐμβόλου ἔχομεν ἐν τῇ κινήσει τῆς προβολῆς P τοῦ κνώδακος τοῦ στροφάλου oM

$$x = M_1P = OM_1 - OP = \frac{c}{2}(1 - \sigma\upsilon\nu\,\theta)$$

ἤ

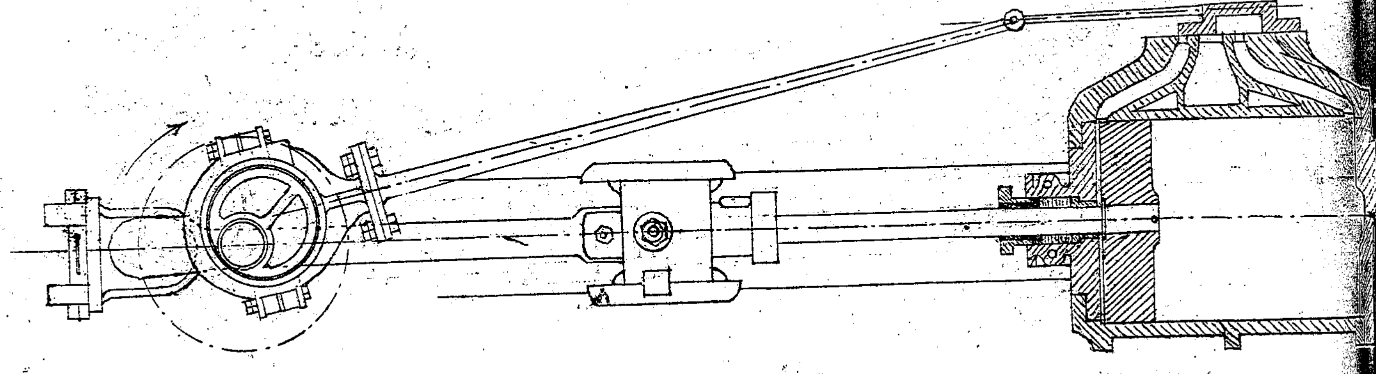
$$(2) \qquad x = c\,\eta\mu^2\frac{\theta}{2}$$

ἔνθα c ἐμφαίνει τὸ μῆκος τοῦ στροφάλου.

κίνησις τοῦ σύρτου. — Τὴν κίνησιν τοῦ σύρτου ἔχομεν ——— ἐν τῇ κινήσει τῆς προβολῆς Τ τοῦ κνώδακος τοῦ στροφάλου ΟΕ ἀπὸ τοῦ σημείου Ο ὅπερ ἀντιστοιχεῖ εἰς τὴν μέσην θέσιν τοῦ σύρτου. ἔχομεν ἐν τῷ ἄνω σχήματι

$$(3) \qquad OT = y = (l+r)\,\eta\mu(\theta+\alpha) = r\,\frac{\eta\mu(\theta+\alpha)}{\eta\mu\,\alpha}$$

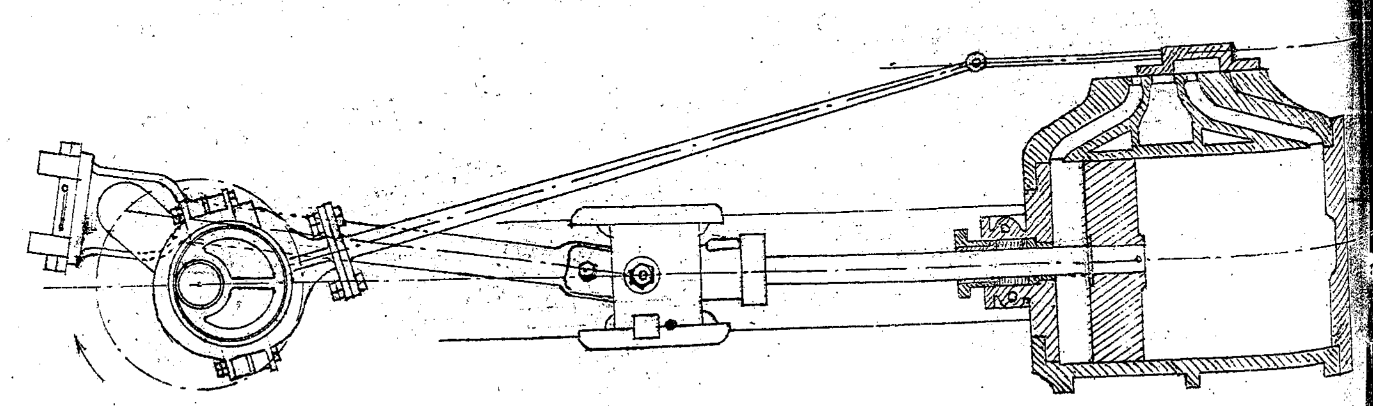
1ον.— νεκρὸν σημεῖον πρὸς τ' ἀριστερά. — ἐκ τῶν ἄνω σχέσεων ἔχομεν $\theta_1 = 0 \quad x_1 = 0 \quad y_1 = r$ εἰς τὴν περίπτωσιν δὲ ταύτην ἀντιστοιχεῖ τὸ κάτωθι σχῆμα.



2ον.— τέλος τῆς διαδρομῆς τοῦ σύρτου. — Εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην αἱ ἄνω σχέσεις (1) (2) καὶ (3) δίδουσι

$$y_2 = l+r \qquad \theta_2 = 90^\circ - \alpha \qquad x_2 = \frac{c}{2}\left(1 - \frac{r}{l+r}\right) = \frac{c\,l}{2(l+r)}$$

καὶ ἔχομεν τὸ κάτωθι σχῆμα

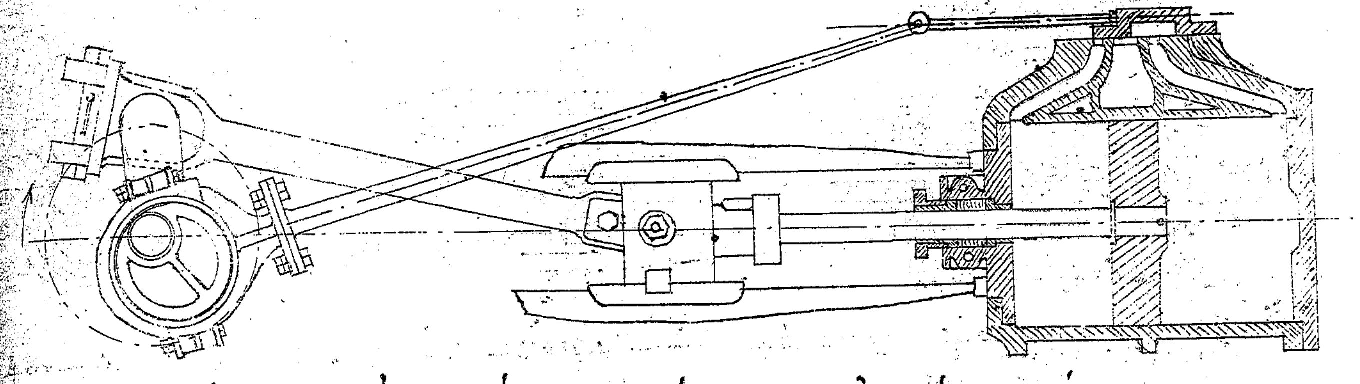


3ον.— τέλος τῆς εἰσαγωγῆς καὶ ἀρχὴ τῆς ἐκτονώσεως τοῦ ἀτμοῦ. — εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἔχομεν

$$y_3 = y_1 = r \quad \eta\mu(\theta_3+\alpha) = \eta\mu\,\alpha \quad \text{ὅθεν } \theta_3 = 180^\circ - 2\alpha$$

$$x_3 = c\,\sigma\upsilon\nu^2\alpha = c\,l\,\frac{l+2r}{(l+r)^2}$$

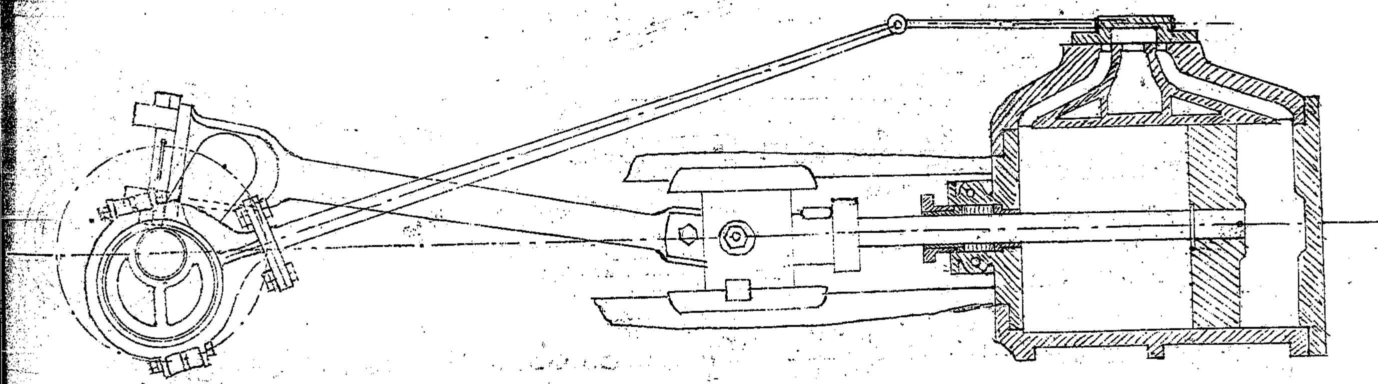
καὶ τὸ ἀντιστοιχοῦν κάτωθι σχῆμα



4ον.— τέλος τῆς ἐκτονώσεως καὶ ἀρχὴ τῆς προώρου ἐκκενώσεως καὶ τῆς συνθλίψεως. — εἰς τὴν περίπτωσιν ταύτην ἔχομεν

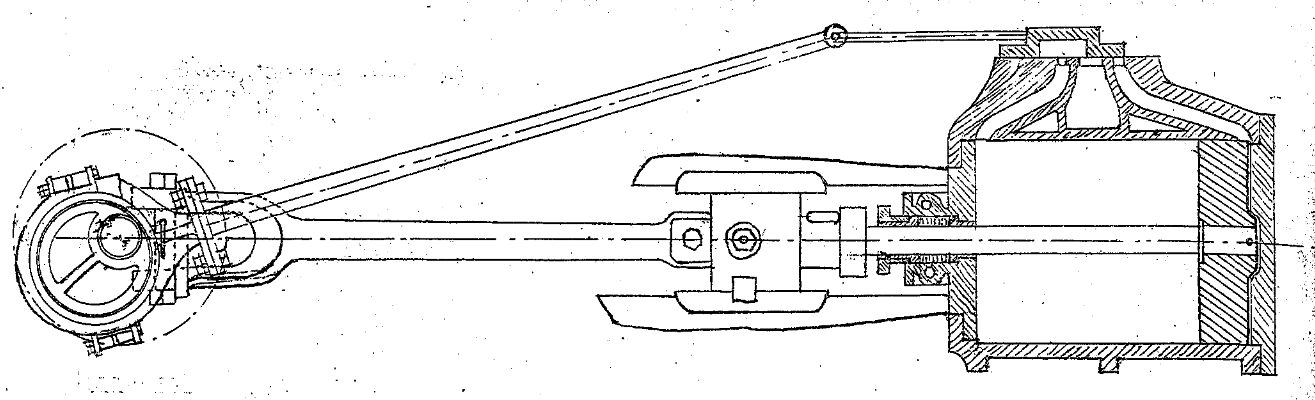
$$y_4 = 0 \quad \eta\mu(\theta_4+\alpha) = 0 \quad \theta_4 = 180^\circ - \alpha \quad x_4 = \frac{c}{2(l+r)}\left[l+r+\sqrt{l^2+2lr}\right]$$

καὶ τὸ ἀντιστοιχοῦν κάτωθι σχῆμα



βλέπομεν ὅμως, ὅτι ἀμέσως ἤδη ἄρχεται καὶ ἡ ἐκκένωσις τοῦ ἀτμοῦ πρὶν ἢ τὸ ἔμβολον ἀφιχθῇ εἰς τὸ τέρμα τῆς διαδρομῆς του. ἀφ' ἑτέρου ἡ πρὸς τὰ δεξιὰ ὀπὴ τοῦ κατόπτρου κλείεται καὶ τὸ ἔμβολον προχωρεῖ συνθλίβων τὸν πρὸς τὰ δεξιὰ ἐναπομένοντα ἀτμόν.

5ον — Νεκρόν σημείον πρὸς τὰ δεξιά. — Ἔχομεν ἐνταῦθα $\theta_5 = 180^\circ$ $x_5 = c$ $y_5 = -r$ καὶ τὸ ἀντιστοιχοῦν κάτωθι σχῆμα.



Διάστημα διανυθὲν ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν — Τὸ ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου διανυθὲν διάστημα κατὰ τὴν εἰσροὴν ἐν πλήρει πιέσει εἶναι $OM\,\sigma\upsilon\nu\,\theta_3 = om\,\sigma\upsilon\nu(180^\circ - 2\alpha) = om\,\sigma\upsilon\nu\,2\alpha$,
μέχρι τῆς στιγμῆς καθ' ἣν παύει ἡ ἐκτόνωσις τοῦ ἐμβόλου διήνυσε δρόμον

$$OM\,\sigma\upsilon\nu\,\theta_4 = om\,\sigma\upsilon\nu(180^\circ - \alpha) = om\,\sigma\upsilon\nu\,\alpha$$

ὥστε τὸ κατὰ τὴν ἐκτόνωσιν διανυθὲν ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου διάστημα εἶναι $OM(\sigma\upsilon\nu\,\theta_4 - \sigma\upsilon\nu\,\theta_3) = om(\sigma\upsilon\nu\,\alpha - \sigma\upsilon\nu\,2\alpha)$

Διάστημα διανυθὲν ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου κατὰ τὴν πρόωρον ἐκκένωσιν — τὸ κατὰ τὴν πρόωρον ἐκκένωσιν διανυθὲν διάστημα εἶναι $OM(1 - \sigma\upsilon\nu\,\theta_4) = OM(1 - \sigma\upsilon\nu\,\alpha)$

ὁ λόγος τῶν δύο τούτων διαστημάτων εἶναι

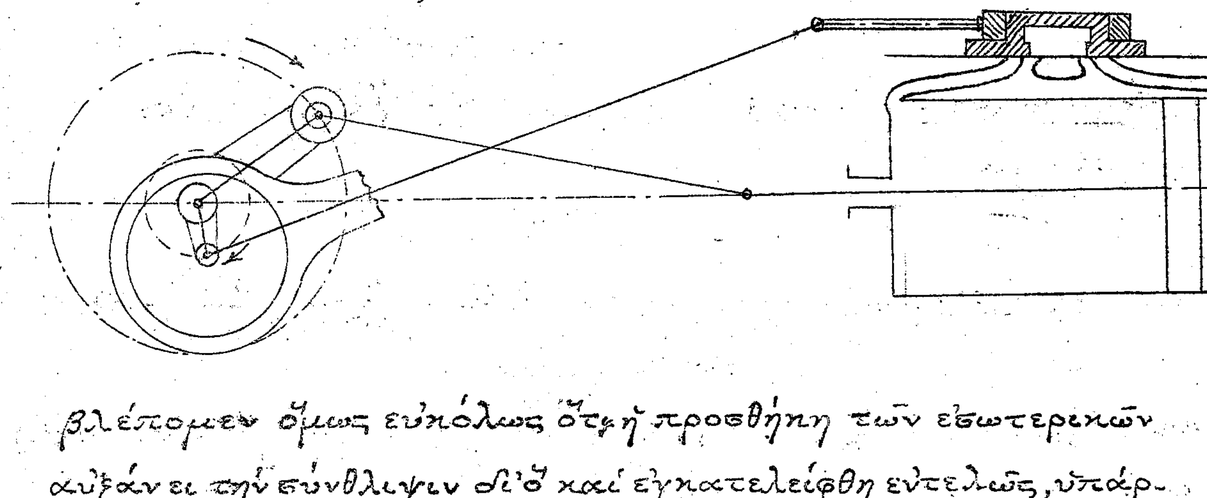
$$\frac{\sigma\upsilon\nu\alpha - \sigma\upsilon\nu 2\alpha}{1 - \sigma\upsilon\nu\alpha} = \frac{2\eta\mu\frac{3\alpha}{2}\,\eta\mu\frac{\alpha}{2}}{2\eta\mu^2\alpha} = \frac{\eta\mu\frac{3\alpha}{2}}{\eta\mu\frac{\alpha}{2}} = \frac{3\eta\mu\frac{\alpha}{2} - 4\eta\mu\frac{3\alpha}{2}}{\eta\mu\frac{\alpha}{2}} = 3 - 4\eta\mu^2\frac{\alpha}{2}$$

$$= 1 + 2\left(1 - 2\eta\mu^2\frac{\alpha}{2}\right) = 1 + 2\sigma\upsilon\nu\alpha = 1 + 2\sqrt{\frac{x_3}{c}}$$

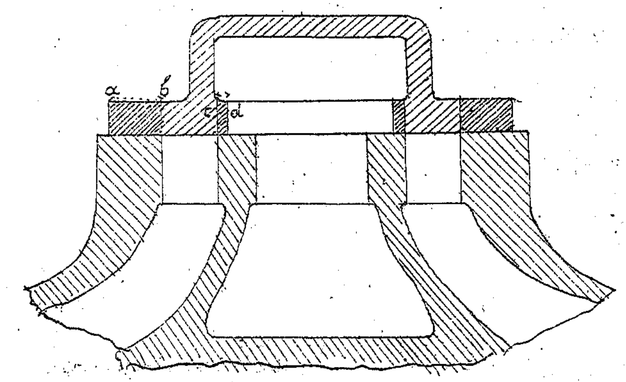
$\frac{x_3}{c}$ εἶναι ὁ λόγος τῆς ἐκτονώσεως.

Ἐσωτερικὸν ἐπίφραγμα — Διὰ τῶν ἐξωτερικῶν ἐπιφραγμάτων ἐζητήσαμεν νὰ ἐπιτύχωμεν τὴν ἐκτόνωσιν τοῦ ἀτμοῦ καὶ εἴδομεν ὅτι ἡ διευθέτησις αὕτη τοῦ σύρτου συνεπάγεται τὴν πρόωρον ἐκκένωσιν ἀφ' ἑνὸς καὶ τὴν σύνθλιψιν ἀφ' ἑτέρου, ὡς ἐμφαίνεται τοῦτο ἐν τῷ ἄνω σχήματι (56ῃ σελίς).

Τὸ ἄτοπον τῆς προώρου ἐκκενώσεως ἐζήτησαν ν' ἀποφύγουν διὰ τῶν ἐσωτερικῶν ἐπιφραγμάτων. (recouvrements interieurs.)



βλέπομεν ὅμως εὐκόλως ὅτι ἡ προσθήκη τῶν ἐσωτερικῶν αὐξάνει τὴν σύνθλιψιν δι' ὃ καὶ ἐγκατελείφθη ἐντελῶς, ὑπάρχει δηλ. ἐλάχιστόν τι ἐσωτερικὸν ἐπίφραγμα, ὅπερ χρησιμεύει ἁπλῶς διὰ νὰ ἐμποδίζῃ τὴν συγκοινωνίαν τῶν ἑκατέρωθεν τοῦ ἐμβόλου χώρων τοῦ κυλίνδρου διὰ τοῦ κοίλου μέρους τοῦ σύρτου ὅτε λαμβάνει τὴν κάτωθι ὀριστικὴν αὐτοῦ μορφήν.



ἐξωτερικὸν ἐπίφραγμα
αβ = recouvrement exterieur
cd = recouvrement interieur
ἐσωτερικὸν ἐπίφραγμα

Οὕτω δοθείσης τῆς συσκευῆς τῆς ἀτμονομῆς εὑρίσκομεν τήν ἐκτόνωσιν. ἤδη προτιθέμεθα τήν λύσιν τοῦ ἀντιστρόφου προβλήματος, κατασκευάσαι δηλ. ἀτμονομήν δίδουσαν ὡρισμένην ἐκτόνωσιν.

Ἔστω $\frac{1}{p}$ ὁ δοθείς βαθμός ἐκτονώσεως $(p>1)$. ὁ ὑπό τοῦ ἐμβόλου διαγραφόμενος ἐν τῷ κυλίνδρῳ χῶρος κατά τήν ἐν αὐτῷ εἴσοδον τοῦ ἀτμοῦ εἶναι δηλ. $p^{\text{ακις}}$ μικρότερος τοῦ ὅλου χώρου τοῦ κυλίνδρου.

Εὕρομεν ἀνωτέρω (   ) ὅτι καθ' ἥν στιγμήν παύει ἡ ἐν τῷ κυλίνδρῳ εἰσαγωγή τοῦ ἀτμοῦ καί ἄρχεται ἡ ἐκτόνωσις τούτου τό ἔμβολον ἔχει ἤδη διανύσει διάστημα

$$x_3 = c\,\sigma\upsilon\nu^2\alpha$$

ἀλλά ἐκ τοῦ ὁρισμοῦ τοῦ ἀριθμοῦ p ἔχομεν $\frac{x_3}{c}=\frac{1}{p}$ ὅθεν

$$\sigma\upsilon\nu\alpha = \frac{1}{\sqrt{p}}$$

καί ἔχομεν οὕτω τήν πρόδρομον γωνίαν (angle d'avance) α τοῦ στροφάλου τοῦ σύρτου.

Ζητήσωμεν ἤδη τό ἐξωτερικόν ἐπίφραγμα r (recouvrement exterieur) ὡς εἴδομεν τοῦτο ἀνωτέρω τήν σχέσιν $x_3 = c\,\sigma\upsilon\nu^2\alpha$ δυνάμεθα νά μετασχηματίσωμεν ὡς ἑξῆς.

$$x_3 = c\,\sigma\upsilon\nu^2\alpha = cl\,\frac{l+2r}{(l+r)^2} \quad \kappa\alpha\grave{\iota} \quad \frac{x_3}{c} = \frac{l(l+2r)}{(l+r)^2} = \frac{1}{p}$$

ὅθεν ἡ δευτεροβάθμιος ἐξίσωσις.

$$\left(\frac{r}{l}\right)^2 - 2(p-1)\left(\frac{r}{l}\right) - (p-1) = 0$$

ἥτις ἔχει μίαν μόνον θετικήν ῥίζαν

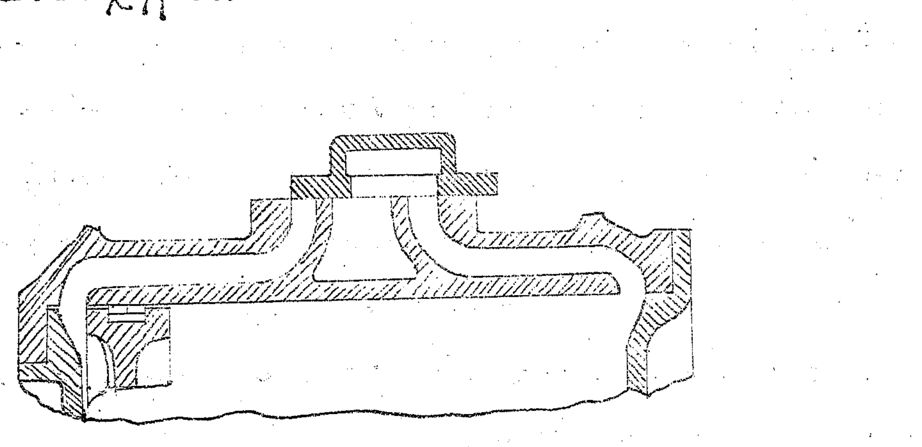
$$\frac{r}{l} = p - 1 + \sqrt{p(p-1)}$$

ἥτις μᾶς δίδει τήν τιμήν τοῦ λόγου $\frac{r}{l}$ τό πλάτος l τῆς ὀπῆς τοῦ κατόπτρου λαμβάνομεν

αὐθαιρέτως ἀναλόγως τῆς ποσότητος τοῦ ἀτμοῦ ἥν προτιθέμεθα νά εἰσαγάγωμεν εἰς τόν κύλινδρον ἐν τῇ μονάδι τοῦ χρόνου. δοθέντος, οὕτω τοῦ πλάτους l, ἡ ἄνω σχέσις προσδιορίζει τό πλάτος r καί ἔχομεν τήν ἔναντι τομήν τοῦ σύρτου.

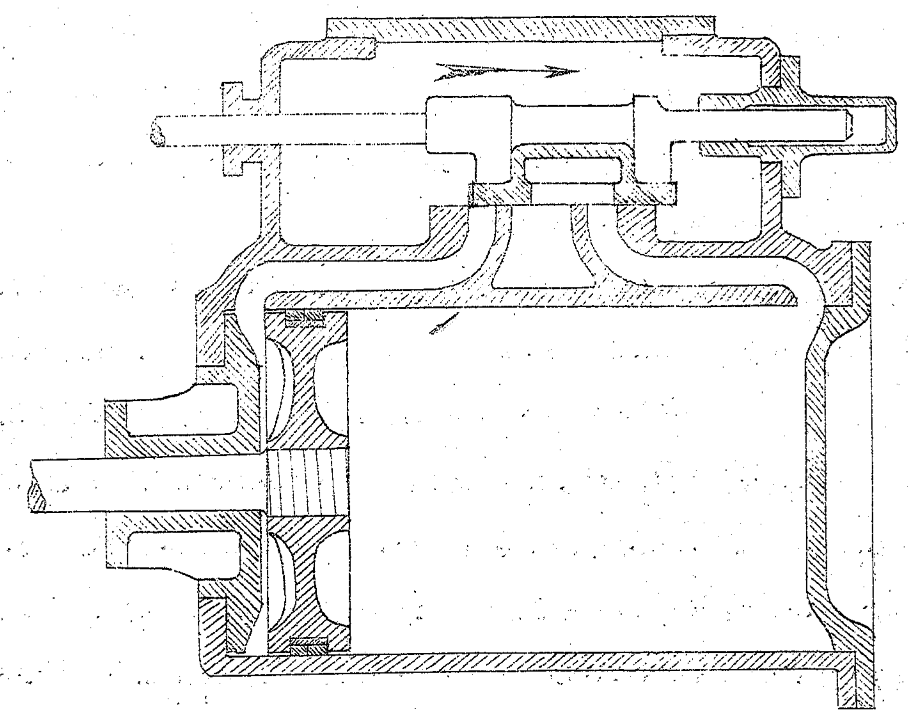
Ὑπολείπεται ἤδη ὁ προσδιορισμός τοῦ μήκους τοῦ σύρτου, τοῦτον ἐπιτυγχάνομεν ἔχοντες ὑπ' ὄψει, ὅτι ὁ σύρτης εἶναι πολύ μικρός ὁ ἐπιβλαβής χῶρος (espaces nuisibles) γίνεται μεγάλος, ἐάν δέ ὁ σύρτης εἶναι μεγάλος ἡ ἐπ' αὐτοῦ ἐξασκουμένη πίεσις τοῦ ἀτμοῦ εἶναι ἀρκετά μεγάλη.

Πρόωρος εἰσαγωγή τοῦ ἀτμοῦ εἰς τόν κύλινδρον — Μέχρι τοῦδε ὑπεθέσαμεν, ὅτι ὅταν τό ἔμβολον εὑρίσκεται εἰς τό ἕτερον τῶν ἄκρων τῆς διαδρομῆς αὐτοῦ, τό πρός τ' ἀριστερά λ.χ. ἡ πρός τ' ἀριστερά ἄκρα τοῦ σύρτου, συμπίπτει ἀκριβῶς μετά τοῦ ἀριστεροῦ χείλους τοῦ πρός τό αὐτό μέρος στομίου τοῦ κατόπτρου, ἐπιφράττον τοῦτο ἐντελῶς ὡς ἐμφαίνει τοῦτο τό κάτωθι σχῆμα.



εὐκόλως δέ βλέπομεν, ὅτι οὕτως ἔχοντος τοῦ μηχανισμοῦ ἡ ἐν τῷ κυλίνδρῳ εἰσαγωγή τοῦ ἀτμοῦ καθίσταται ἀδύνατος εἰς τό νεκρόν σημεῖον τῆς μηχανῆς, τοὐλάχιστον κατά τήν ἔναρξιν τῆς κινήσεώς της.

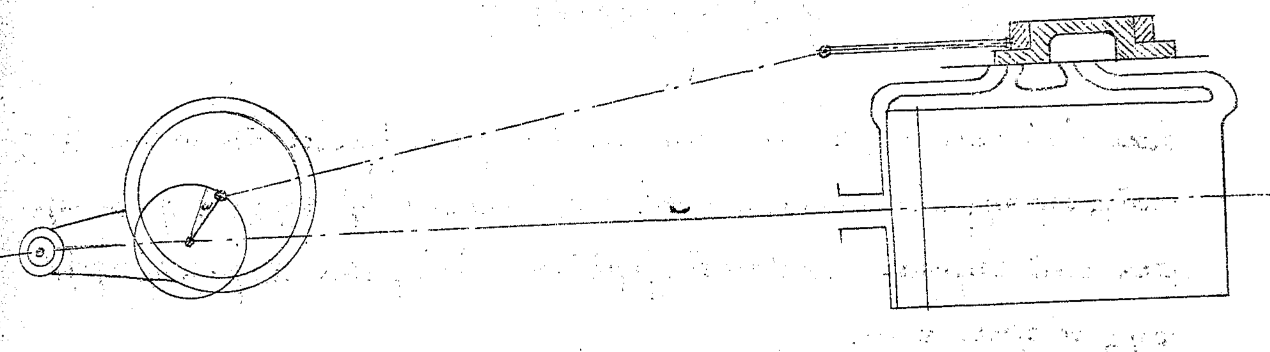
πρός ἀποφυγήν τοῦ ἀτόπου τούτου διαθέτουσι τόν μηχανισμόν τῆς ἀτμονομῆς ὡς ἐμφαίνεται ἐν τῷ κάτωθι σχήματι.



οὕτως ὥστε τό πρός τ' ἀριστερά στόμιον τοῦ κατόπτρου ἀποκαλύπτεται ὑπό τοῦ σύρτου πρίν ἤ τό ἔμβολον φθάσῃ εἰς τό πρός τ' ἀριστερά ἄκρον τῆς διαδρομῆς αὐτοῦ. Οὕτω ὁ ἀτμός εἰσερχόμενος, προώρως εἰς τόν κύλινδρον ἀποκτᾷ τήν ὑψίστην αὐτοῦ πίεσιν ἐπενεργῶν ἐπί τοῦ ἐμβόλου καθ' ἥν στιγμήν ἄρχεται τοῦτο κινούμενον πρός τά δεξιά.

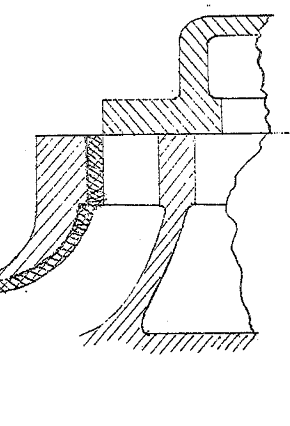
Τήν πρόωρον εἰσαγωγήν τοῦ ἀτμοῦ ἐν τῷ κυλίνδρῳ

ἐπιτυγχάνομεν κινηματικῶς ἐπαυξάνοντες τήν πρόδρομον γωνίαν (angle d'avance) κατά ω ὡς ἐμφαίνει τοῦτο τό κάτωθι σχῆμα.



"Εστω δ τό ὑπό τοῦ ἀριστεροῦ χείλους τοῦ στομίου τῆς εἰσαγωγῆς διανυθέν ὑπό τοῦ σύρτου μῆκος, πρό τῆς ἀφίξεως τοῦ ἐμβόλου εἰς τό ἄκρον τῆς διαδρομῆς αὐτοῦ.

κινηματικῶς δυνάμεθα νά ὑποθέσωμεν ὅτι ὁ σύρτης μένει ἀκίνητος διατηρῶν τήν πρόδρομον γωνίαν (angle d'avance) α καί ὅτι τήν πρόωρον εἰσαγωγήν τοῦ ἀτμοῦ ἐπιτυγχάνομεν αὐξάνοντες τό πλάτος l τοῦ πρός τ' ἀριστερά χείλους τοῦ κατόπτρου ἀπό l εἰς $\lambda = l + \delta$ καί τότε τό ἐξωτερικόν ἐπίφραγμα (recouvrement exterieur) τοῦ σύρτου ἐλαττοῦται ἀπό r εἰς $\rho = r - \delta$.



αἱ ἄνω σχέσεις
ἐν αἷς ἀντικαθιστῶμεν τάς τιμάς $r = \rho + \delta$ καί $l = \lambda - \delta$

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

μετατρέπονται ἐνταῦθα εἰς

$$(1^{\text{δίς}}) \qquad \text{ἡμ}\,\alpha = \frac{\rho+\delta}{\rho+\lambda}$$

$$(3^{\text{δίς}}) \qquad y = (\lambda+\rho)\,\text{ἡμ}(\theta+\alpha)$$

καί διά τῶν σχέσεων τούτων θά ἠδυνάμεθα ὅπως καί ἐν τοῖς προηγουμένοις νά σπουδάσωμεν τήν σχετικήν κίνησιν τοῦ σύρτου καί τοῦ ἐμβόλου διά μίαν περιστροφήν τῆς ἀτράκτου.

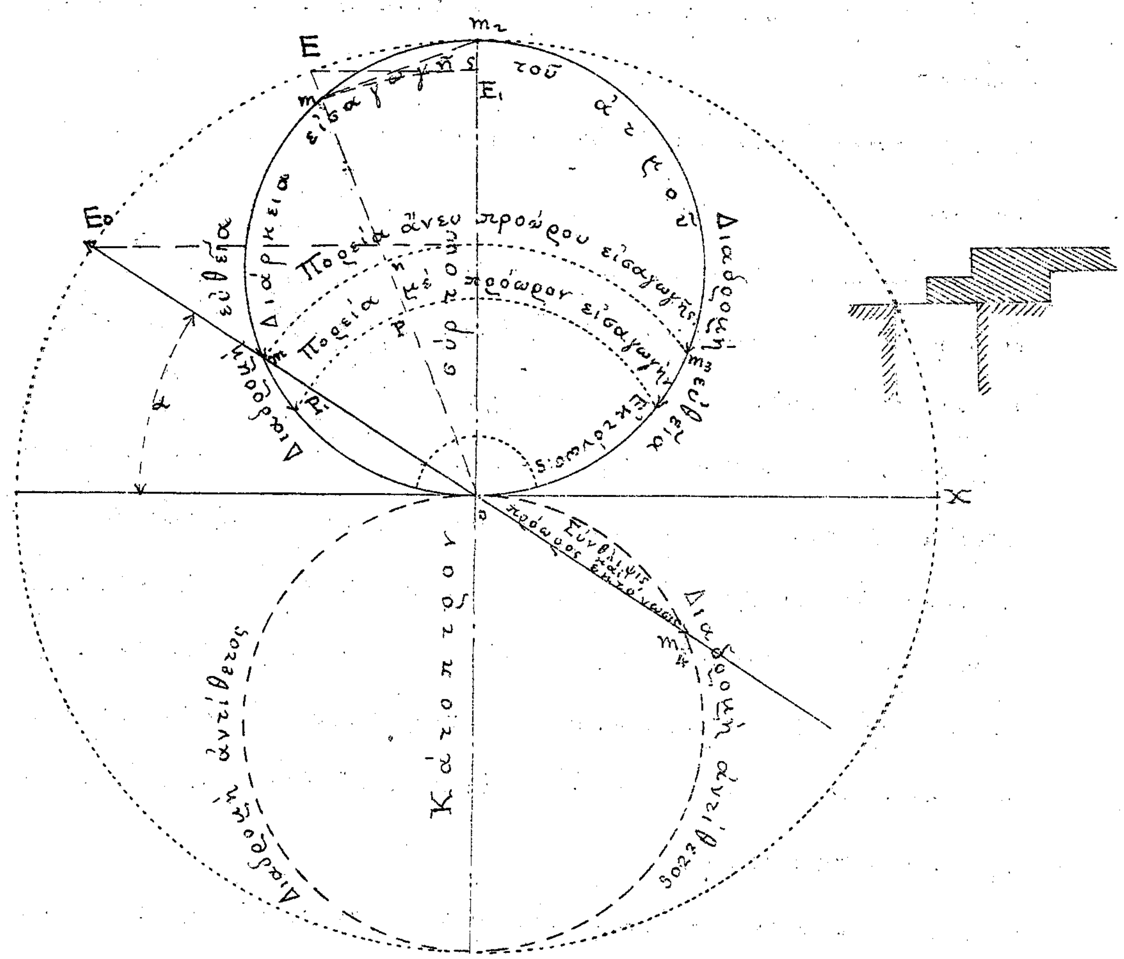
Ἀντί τούτου θά ζητήσωμεν τήν κίνησιν ταύτην γραφικῶς διά τοῦ διαγράμματος τοῦ Zeuner.

Πολικόν διάγραμμα τοῦ Zeuner. — Ἐάν λάβωμεν τήν ἄτρακτον O ὡς πόλον, τήν ἀκτῖνα ἐκκεντρικότητος ὡς πολικήν ἀκτῖνα τό μῆκος y ἔχομεν τό πολικόν διάγραμμα τοῦ Zeuner

$$y = (l+r)\,\text{ἡμ}(\theta+\alpha)$$

παριστᾷ τόν $om_1\ m_2\ m_3$ ο κύκλον, μέ διάμετρον τήν $l+r$. καί βλέπομεν ἀμέσως, ὅτι ὅταν δέν ὑπάρχει πρόωρος εἰσαγωγή ἀτμοῦ

$$om_1 = y_1 \qquad om_2 = l+r = y_2 \qquad om_3 = y_3$$



δηλαδή, τό σημεῖον m_1 ἀντιστοιχεῖ εἰς τήν ἔναρξιν τῆς
εἰσαγωγῆς τοῦ ἀτμοῦ. τό σημεῖον m_2 εἰς τό τέλος τῆς
διαδρομῆς τοῦ σύρτου. τό σημεῖον m_3 εἰς τό τέλος τῆς
εἰσαγωγῆς τοῦ ἀτμοῦ καί τήν ἔναρξιν τῆς ἐκτονώσε-
ως τό σημεῖον O εἰς τό τέλος τῆς ἐκτονώσεως καί τήν
ἀρχήν τῆς συνθλίψεως καί προώρου ἐκκενώσεως καί
τό σημεῖον m_4 εἰς τό τέλος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμ-
βόλου· τό ἀποκεκαλυμμένον μέρος τοῦ στομίου τῆς
εἰσαγωγῆς εἶναι $y - r = om - on = mn$.

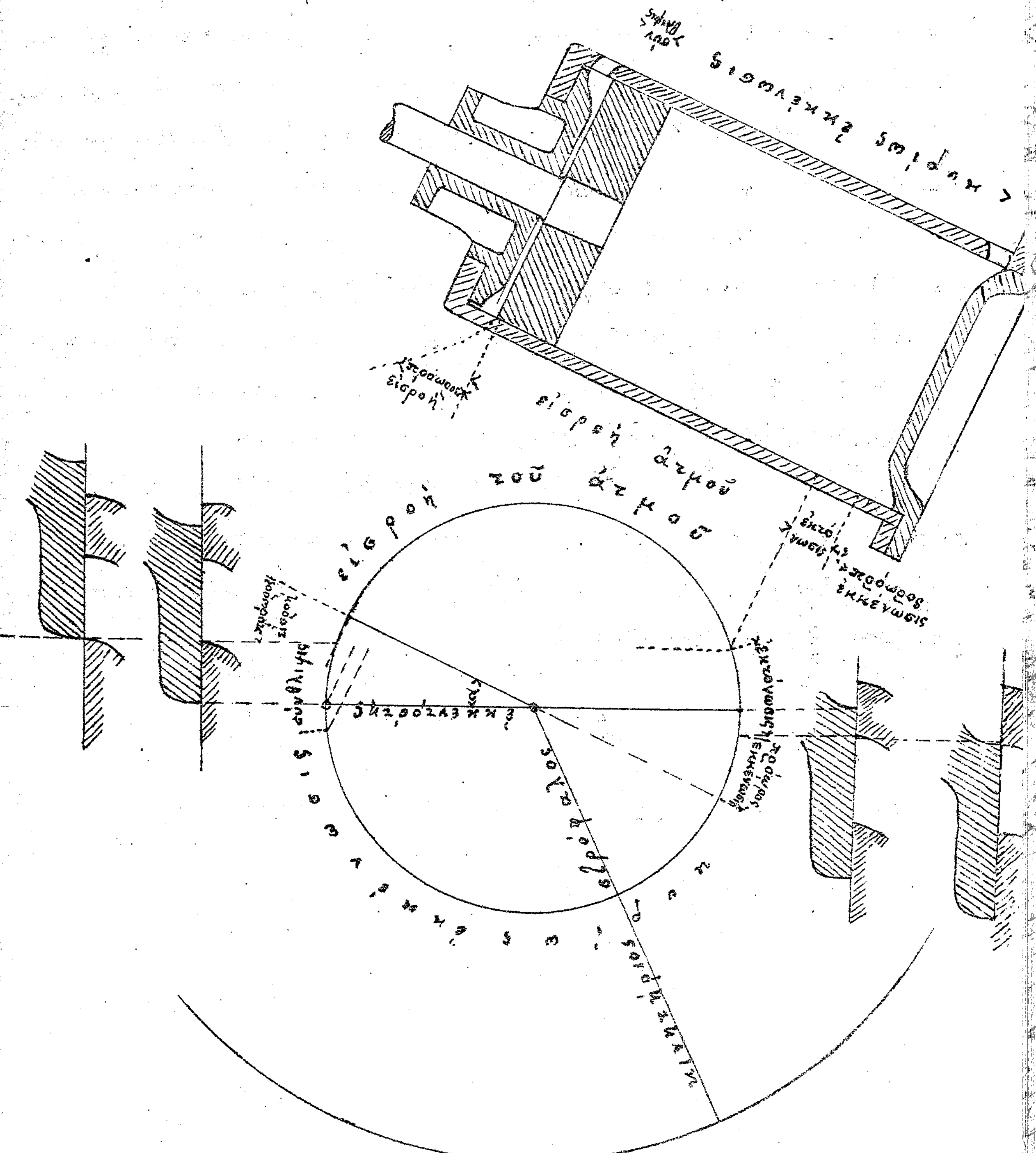
ὑποθέσωμεν ἤδη, ὅτι ὑπάρχει καί πρόωρος εἰσαγωγή
ἀτμοῦ. τότε ἔχομεν $r = \rho + \delta$ ὥστε ἐάν λάβωμεν $m_1 p_1 = \delta$
ἔχομεν $op_1 = \rho$ καί βλέπομεν ὅτι ἡ εἰσαγωγή τοῦ ἀτ-
μοῦ διαρκεῖ περισσότερον, ἐνῷ ἡ ἐκτόνωσις ἐπιβρα-
χύνεται.
τό ἀποκαλυπτόμενον μέρος τοῦ στομίου εἶναι ἐνταῦ-
θα mp.

Σημείωσις.— Εἰς τό διάγραμμα τοῦ Zeuner ἠδυνάμε-
θα νά φθάσωμεν καί ὡς ἑξῆς.
Ἔστω O ἡ ἄτρακτος, OE ἡ ἀκτίς ἐκκεντρότητος τήν
ἐπί τοῦ κατόπτρου μετατόπισιν τοῦ σύρτου ἀπό τῆς
μέσης θέσεως αὐτοῦ εὑρίσκομεν προβάλλοντες τό ση-
μεῖον E ἐπί τοῦ κατόπτρου om_2. ἡ μετατόπισις αὕτη
εἶναι OE_1. μεταφέροντες αὐτήν ἐπί τῆς ἀκτῖνος OE παρά
τῷ σημείῳ n ἔχομεν ἕν σημεῖον τοῦ ἄνω ὁρισθέντος δια-
γράμματος τοῦ Zeuner.
ἐάν ἑνώσωμεν τό σημεῖον n μετά τοῦ σημείου m_2 ἔχο-

μεν προφανῶς.

τρίγωνον OEE_1 = τρίγωνον onm_2

ἡ γωνία $m_2 n o$ εἶναι λοιπόν ὀρθή καί τό σημεῖον n διαγράφει κύκλον
μέ διάμετρον τήν om_2.

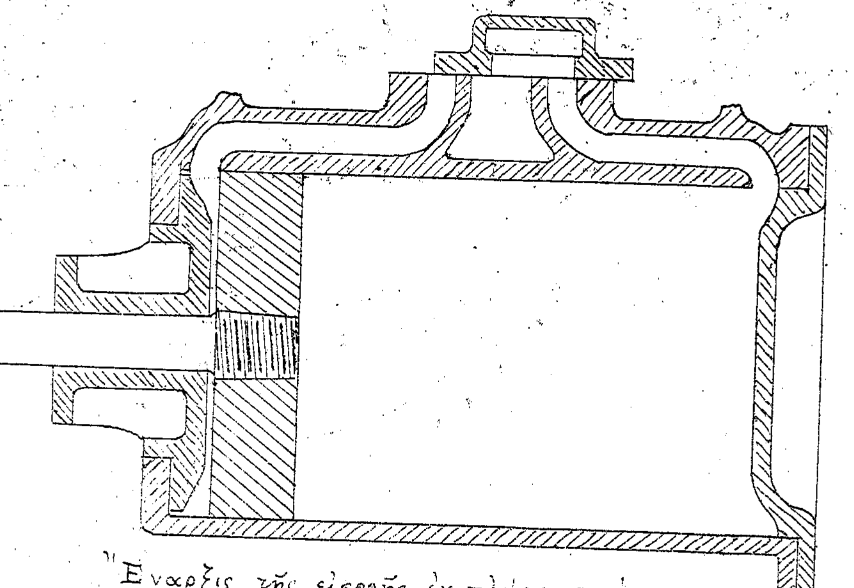


Δυναμική σπουδή τῆς ἀτμονομῆς

Μετά τήν γεωμετρικήν σπουδήν τῆς κινήσεως τοῦ ἀτμονομέως σύρτου θά ἐξετάσωμεν ἤδη τόν τρόπον τῆς ἐπί τοῦ ἐμβόλου ἐπενεργείας τοῦ ἀτμοῦ, ὅν φέρει οὗτος εἰς τόν κύλινδρον. Θά συμπεριλάβωμεν δ' ὁμοῦ τήν ἀπ' εὐθείας διαδρομήν τοῦ ἐμβόλου ἐκείνην δηλ. καθ' ἥν ὁ θεωρούμενος χῶρος τοῦ κυλίνδρου βαίνει αὐξάνων, καί ταύτην ὀνομάζομεν ἄνοδον τοῦ ἐμβόλου καί τήν ἀντίστροφον διαδρομήν καθ' ἥν ὁ θεωρούμενος χῶρος ἐλαττοῦται, καί τήν ὁποίαν καλοῦμεν κάθοδον τοῦ ἐμβόλου. εἰς τήν ἄνοδον καί κάθοδον ὁμοῦ ἀντιστοιχεῖ μία ὁλόκληρος στροφή τῆς ἀτράκτου.

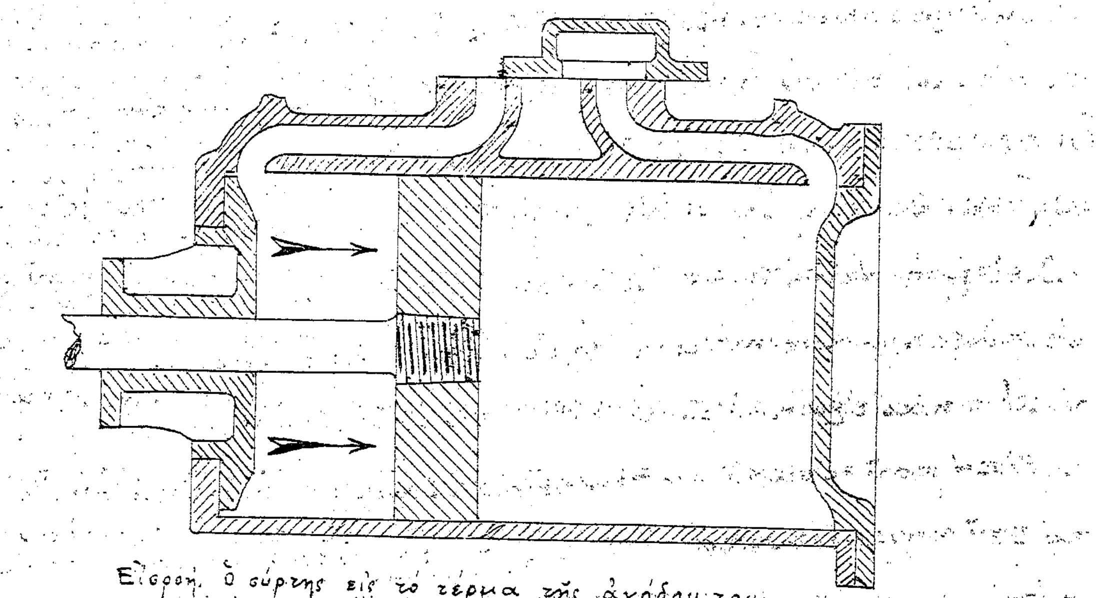
I Ἄνοδος τοῦ ἐμβόλου

1ον. Εἰσροή ἐν πλήρει πιέσει.— Τό ἔμβολον λαμβάνομεν ἐν τῇ πρός τ' ἀριστερά ἄκρα τῆς διαδρομῆς του, ὡς ἐκ τῆς προώρου εἰσροῆς τοῦ ἀτμοῦ.



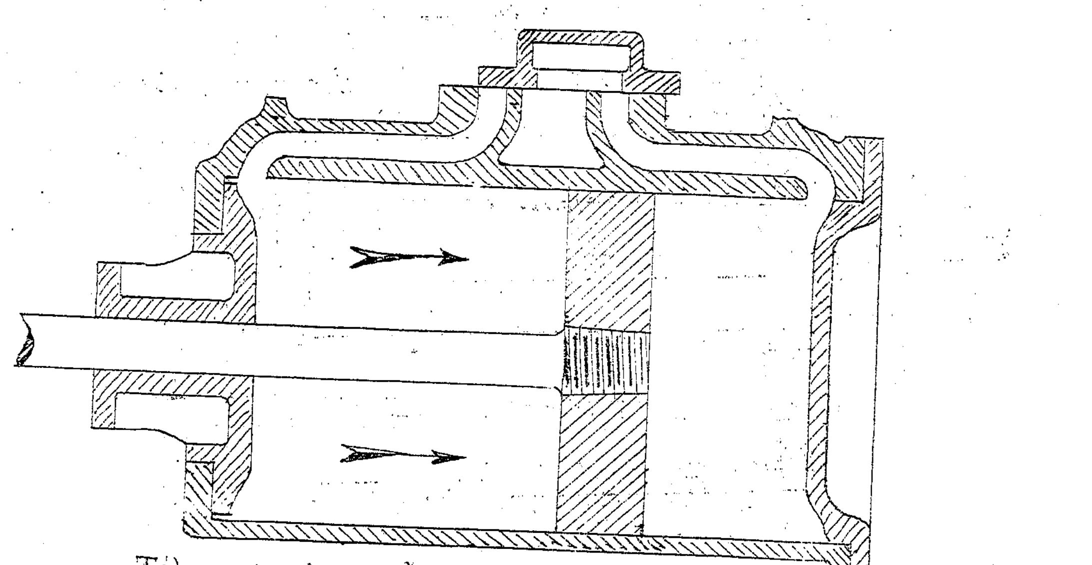
Ἔναρξις τῆς εἰσροῆς ἐν πλήρει πιέσει.

Ὁ σύρτης ἔχει ἤδη ἐν μέρει ἀποκαλύψει τό πρός τ' ἀριστερά στόμιον εἰσροῆς καί τό ἐναπομένον κενόν μικρόν διάστημα (espace nuisible) εὑρίσκεται εἰς συγκοινωνίαν μετά τοῦ λέβητος καί πληροῦται ἀτμοῦ, ὅστις ὠθεῖ τό ἔμβολον πρός τά δεξιά πιέζων διά τῆς ἑτέρας τῶν ἑδρῶν του. ὁ ἀτμονόμος σύρτης βαίνει καί οὗτος πρός τά δεξιά καί ἐξ-



Εἰσροή. ὁ σύρτης εἰς τό τέρμα τῆς ἀνόδου του.

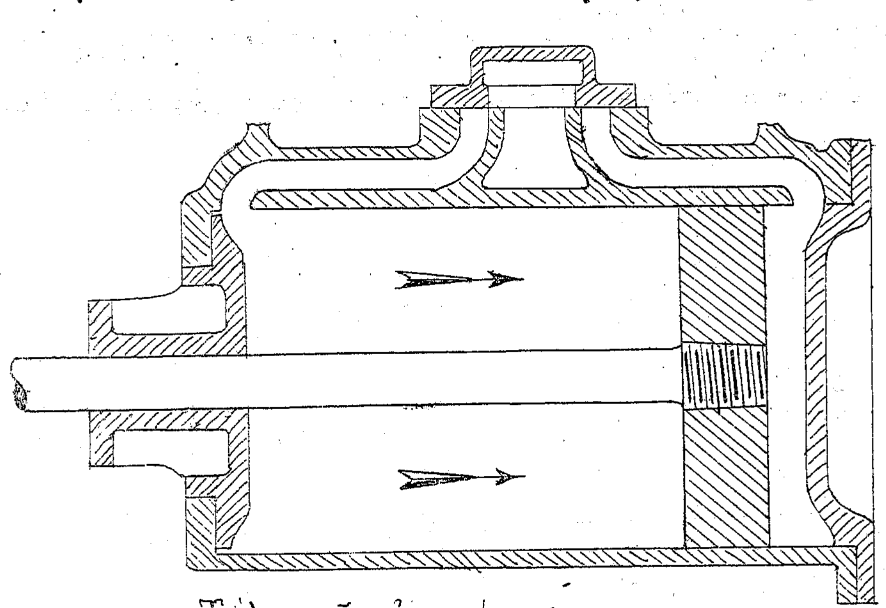
ακολουθεῖ ἀποκαλύπτων τό πρός τ' ἀριστερά στόμιον εἰσροῆς τοῦ κατόπτρου μέχρις οὗ φθάσει εἰς τό τέρμα τῆς πρός τά δεξιά



Τέλος τῆς εἰσροῆς. Ἔναρξις τῆς ἐκτονώσεως.

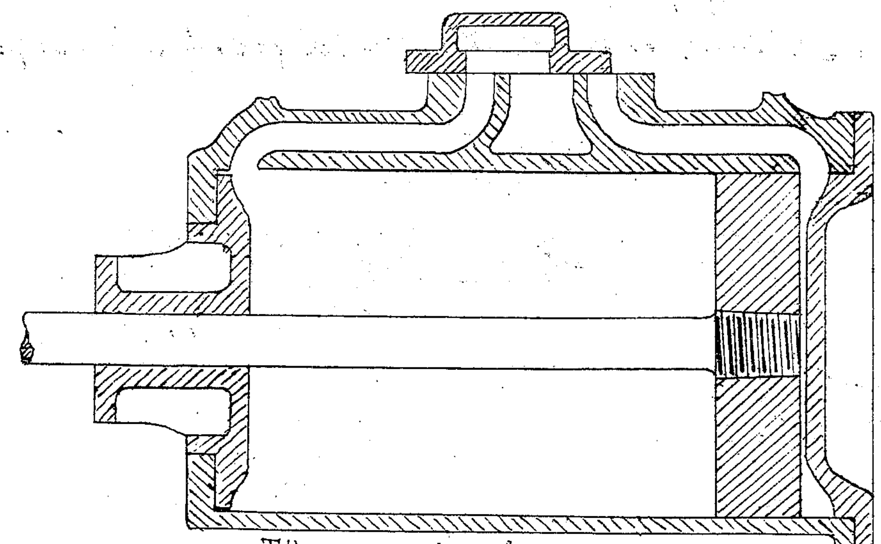
διαδρομῆς του, ὁπόθεν παλινδρομεῖ ἐπανερχόμενος πρός τ' ἀριστερά καί καλύπτων ἐπί μᾶλλον καί μᾶλλον τό στόμιον εἰσροῆς ὅπερ πρό ὀλίγου ἀπεκάλυπτε μέχρις οὗ φράζει ἐντελῶς τήν διά τούτου εἰσροήν τοῦ ἀτμοῦ ἐν τῷ κυλίνδρῳ. ἀπό τῆς ἐνάρξεως τῆς κινήσεως τοῦ ἐμβόλου μέχρι τῆς στιγμῆς ταύτης ὁ εἰς τόν κύλινδρον εἰσρέων ἀτμός εὑρίσκετο ὑπό τήν σταθεράν πίεσιν τοῦ ἐν τῷ λέβητι ἀτμοῦ, ἐξ οὗ καί ἡ ὀνομασία εἰσροή ἐν πλήρει πιέσει.

2ον. **Ἐκτόνωσις.** — Ἀπό τῆς στιγμῆς ταύτης ὁ ἐν τῷ λέβητι ἀτμός δέν εἰσρέει πλέον εἰς τόν κύλινδρον. ὁ ἐν αὐτῷ κεκλεισμένος ἀτμός ἔχει ἐν τούτοις δύναμιν ἀρκοῦσαν ἔτι καί ἐξακολουθεῖ ὠθῶν τό ἔμβολον πρός τά δεξιά. ὁ ὑπό τοῦ ἀτμοῦ κατειλημμένος χῶρος αὐξάνει καί ἡ τάσις τοῦ ἀτμοῦ καταπίπτει, ἐκτονοῦται οὗτος μέχρις οὗ τό ἐσωτερικόν χεῖλος τοῦ πρός τ' ἀριστερά στομίου συμπέσει μετά τῆς ἐσωτερικῆς κόγχης τοῦ σύρτου.



Τέλος τῆς ἐκτονώσεως.
Ἔναρξις τῆς προώρου ἐκκενώσεως.

Πρόωρος ἐκκένωσις. — Ἀμέσως μετά τήν στιγμήν ταύτην ὁ πλήρης ἀτμοῦ χῶρος τοῦ κυλίνδρου συγκοινωνεῖ μετά τοῦ σωλῆνος τῆς ἐκκενώσεως εἰς ὅν εἰσορμᾷ ὁ ἀτμός. Τό ἔμβολον ἐν τούτοις δέν ἀφίκετο εἰσέτι εἰς τό τέρμα τῆς ἀνόδου του ἐνῷ ἔπαυσεν ἤδη ἐπενεργοῦσα ἐπί τῆς πρός τ' ἀριστερά ἕδρας ἡ πρός τό τέρμα τοῦτο ὠθοῦσα δύναμις, ἐκ τούτου δέ δικαιολογεῖται καί ἡ ἐπωνυμία πρόωρος ἐκκένωσις ἥτις διαρκεῖ μέχρις οὗ τό ἔμβολον φθάσει εἰς τό τέρμα τῆς ἀνόδου του.

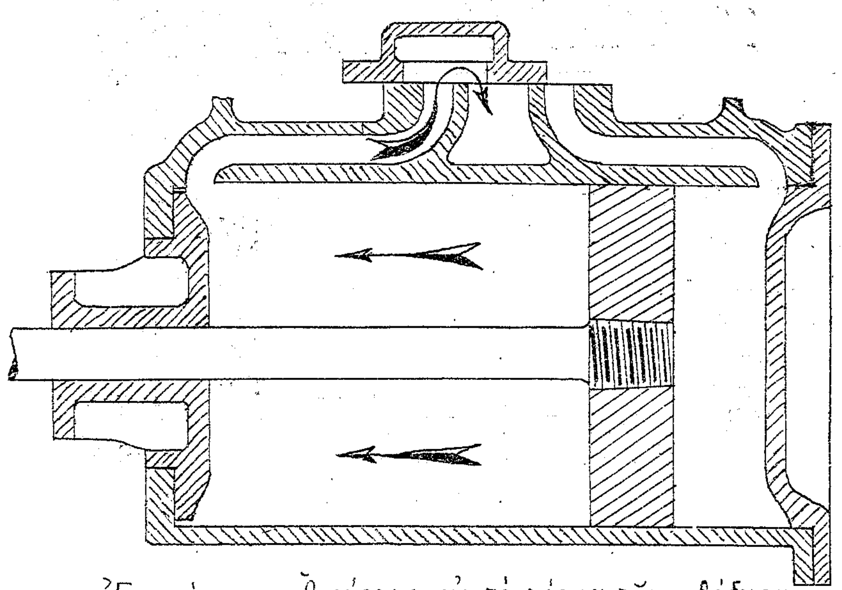


Τέλος τῆς προώρου ἐκκενώσεως
Ἔναρξις τῆς κυρίως ἐκκενώσεως.

κατά τόν αὐτόν χρόνον ὁ σύρτης ἐξακολουθεῖ, προχωρῶν πρός τ' ἀριστερά. ἀποκαλύπτει ἐπί μᾶλλον καί μᾶλλον τό πρός τ' ἀριστερά στόμιον δι' οὗ γίνεται ἡ ἐκκένωσις καί ἐν μέρει τό πρός τά δεξιά δι' οὗ ἀρχίζει νά εἰσρέῃ ὁ ἀτμός τοῦ λέβητος εἰς τό ἕτερον διαμέρισμα τοῦ κυλίνδρου.

II. Κάθοδος τοῦ ἐμβόλου.

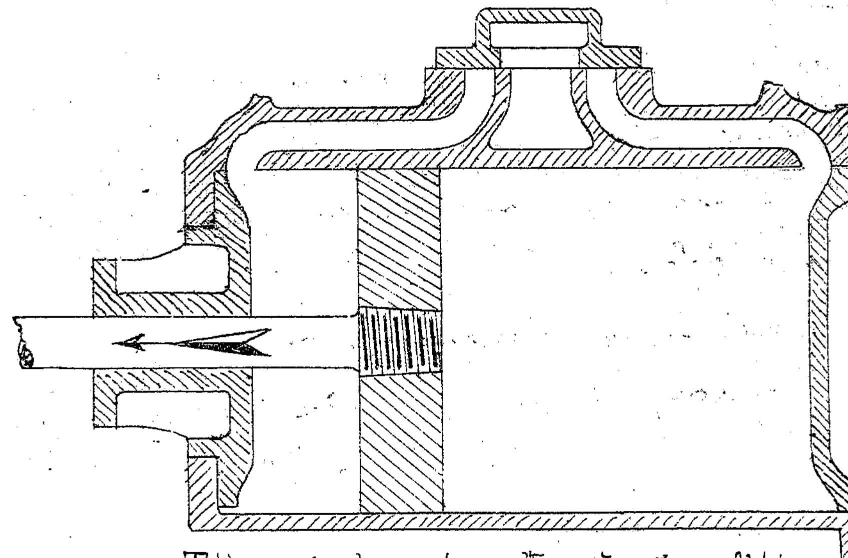
Κυρίως ἐκκένωσις. — Ἀπό τῆς στιγμῆς ταύτης τό ἔμβολον ὑπό τήν ἐπήρειαν τῆς ἐπί τῆς δεξιᾶς ἕδρας αὐτοῦ ἐξασκουμένης πιέσεως παλινδρομεῖ κινούμενον πρός τ' ἀριστερά. ὁ σύρτης ἐξακολουθεῖ ἐπίσης κινούμενος πρός τ' ἀριστερά ἀποκαλύπτων ἀμφότερα τά στόμια τοῦ κατόπτρου· διά τοῦ ἑνός τούτου ὁ ἀτμός εἰσρέει εἰς τό ἕτερον διαμέρισμα τοῦ κυλίνδρου, ἐνῷ διά τοῦ ἑτέρου ἐκκενοῦται εἰς τήν ἀτμοσφαῖραν ἤ εἰς τό ψυγεῖον.



Ἐκκένωσις. Ὁ σύρτης εἰς τό τέρμα τῆς καθόδ. τχ.

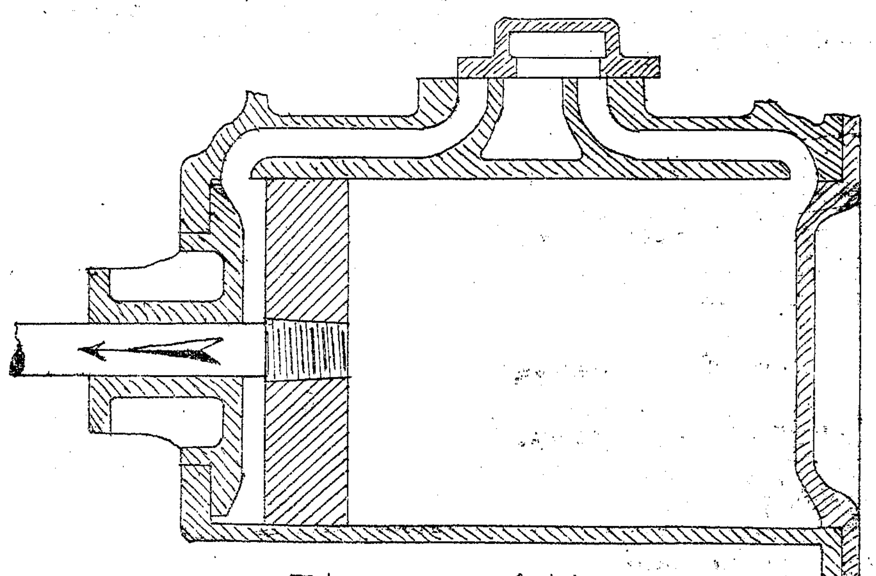
Σύνθλιψις. — Ὁ σύρτης ὅμως δέν βραδύνει να' παλινδρομήσῃ καί τότε προχωρῶν πρός τά δεξιά φράσσει ἐκ νέου τό πρός τ' ἀριστερά στόμιον, πρίν ἤ τό ἔμβολον ἀφιχθῇ εἰς τό τέρμα τῆς καθόδου του. Τότε ὁ ἐν τῷ

πρός τ' ἀριστερά χώρῳ τοῦ κυλίνδρου ἐναπομένων ἀτ-



Τέλος τῆς ἐκκενώσεως. Ἔναρξις τῆς συνθλίψεως.

μός δέν εὑρίσκει πλέον οὐδεμίαν διέξοδον, ἐνῷ ὁ ὑπ' αὐτοῦ κατεχόμενος χῶρος ἐλαττοῦται ὡς ἐκ τῆς πρός τ' ἀριστερά κινήσεως τοῦ ἐμβόλου. ὁ ἐναπομένων ἀτμός συνθλίβεται μέχρις οὗ ὁ σύρτης ἐξακολουθῶν κινούμενος πρός τά

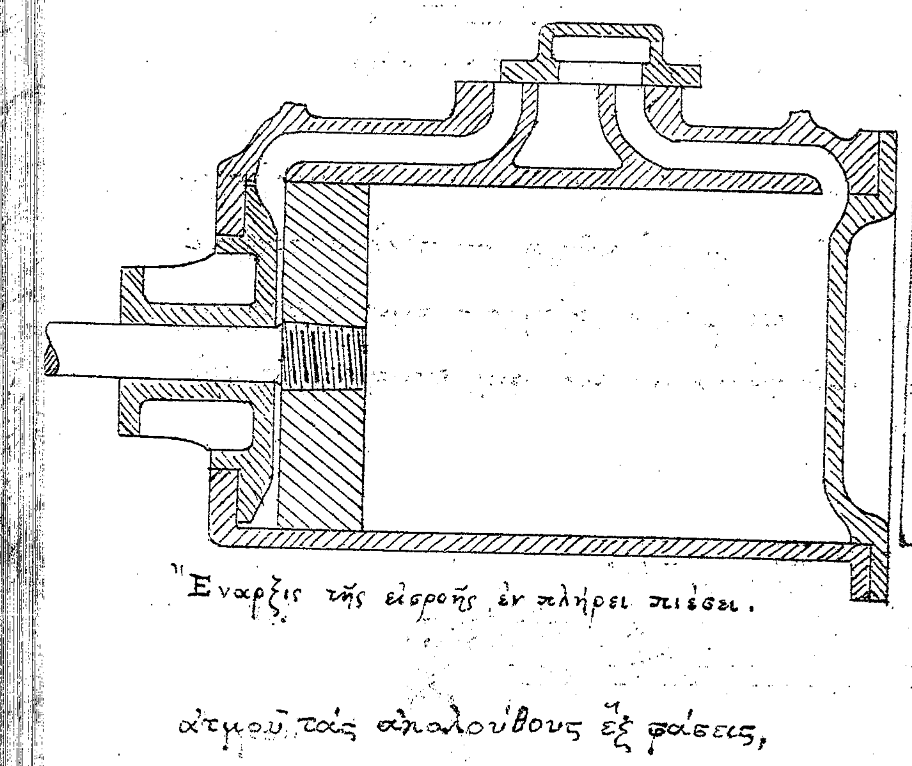


Τέλος τῆς συνθλίψεως.
Ἔναρξις τῆς προώρου εἰσροῆς.

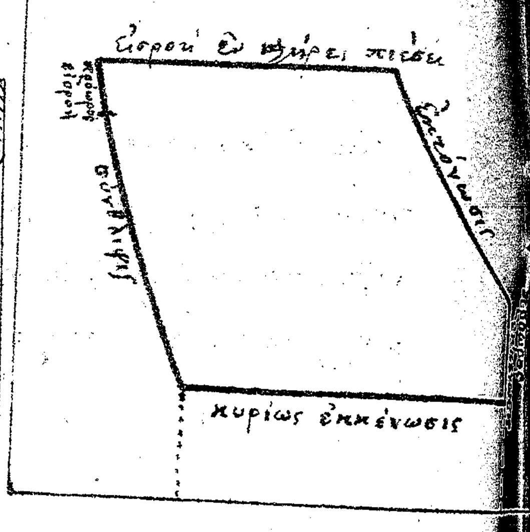
δεξιά ἀποκαλύψῃ ἐκ νέου τό πρός τ' ἀριστερά στόμιον ὀλίγον πρό τῆς ἀφίξεως τοῦ ἐμβόλου εἰς τό τέρμα τῆς καθόδου του.

Πρόωρος εἰσροή. —— Κατά τήν στιγμήν ταύτην ἄρχεται ἡ πρόωρος εἰσροή ἐνῷ τό ἔμβολον ἐξακολουθεῖ κινούμενον πρός τ' ἀριστερά καί ἀφικνεῖται οὕτω εἰς τό τέρμα τῆς καθόδου του.

Ἐν συνόψει κατά τήν διάρκειαν τῆς ἀνόδου καί καθόδου τοῦ ἐμβόλου, διακρίνομεν ἐν τῇ ἐπενεργείᾳ τοῦ



Ἔναρξις τῆς εἰσροῆς ἐν πλήρει πιέσει.



ἀτμοῦ τάς ἀκολούθους ἕξ φάσεις,

1ον.- Τῆς εἰσροῆς ἐν πλήρει πιέσει.

2ον.- τῆς ἐκτονώσεως.

3ον.- τῆς προώρου ἐκκενώσεως.

4ον.- τῆς κυρίως ἐκκενώσεως.

5ον.- τῆς συνθλίψεως

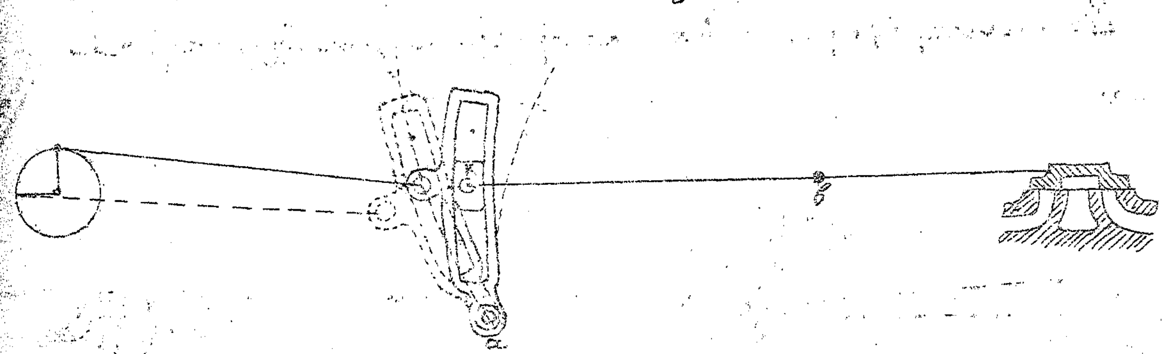
6ον.- τῆς προώρου εἰσροῆς.

καί τό παραστατικόν διάγραμμα τῆς πορείας τοῦ ἀτμοῦ ἔχει τήν κάτωθι μορφήν.

Μεταβλητή ἐκτόνωσις

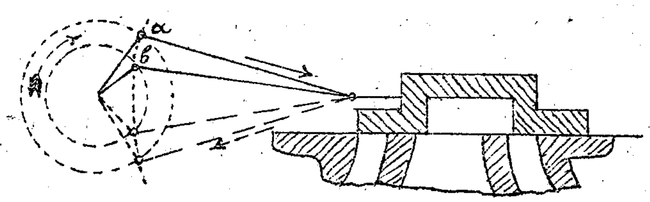
*Μ*έχρι τοῦδε ἐξητάσαμεν τάς συσκευάς δι' ὧν ἐπιτυγχάνεται ἡ σταθερά ἐκτόνωσις. ἀλλ' ὑπάρχουσι μηχαναί, αἵτινες ὡς ἐκ τῆς φύσεως αὐτῶν χρήζουσι μεταβλητῆς ἐκτονώσεως (ἀτμάμαξαι, μηχαναί ἐργοστασίων κλπ.) τήν μεταβλητήν ταύτην ἐκτόνωσιν δυνάμεθα νά ἐπιτύχωμεν διά πολλῶν συσκευῶν, ὧν παραθέτομεν ἐνταῦθα τάς ἁπλουστέρας.

Συσκευή Duvergier —— Διά τῆς ἐν τῷ κάτωθι σχήματι λ.χ. ἐμφαινομένης συσκευῆς τοῦ Duvergier

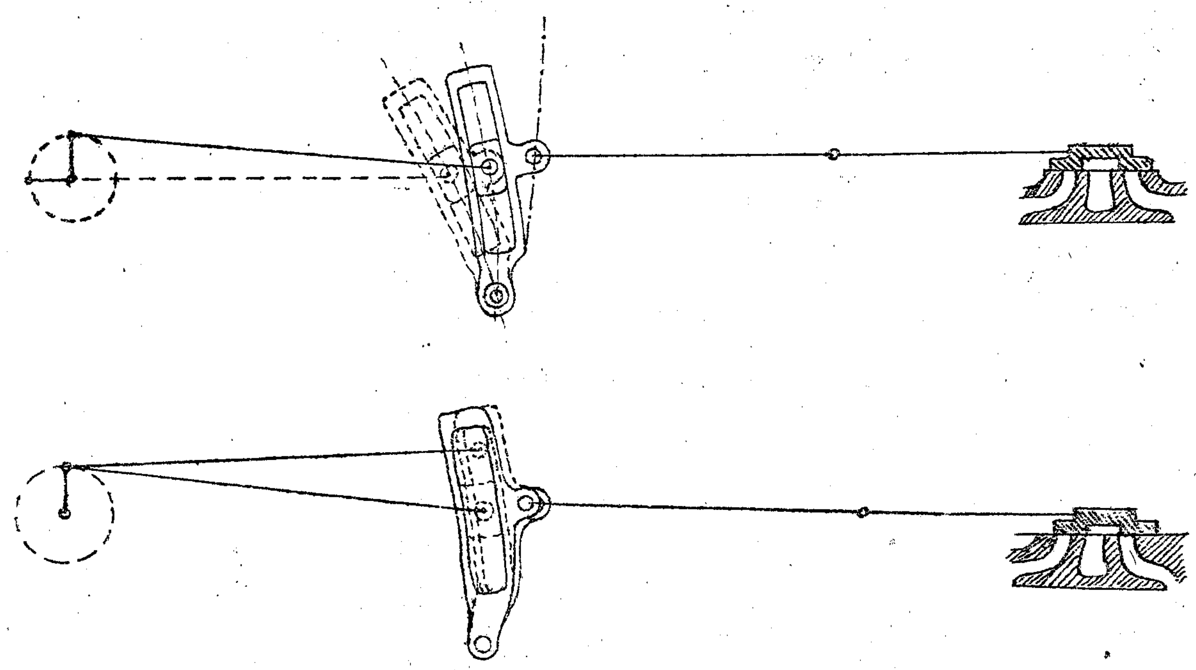


δυνάμεθα νά ἐπιτύχωμεν ἐκτόνωσιν μεταβλητήν.

Ἐν τῇ συσκευῇ ταύτῃ ὁ διωστήρ τοῦ ἐκκέντρου δέν συνδέεται ἀπ' εὐθείας μετά τοῦ διωστῆρος τοῦ σύρτου, ἀλλά διά μέσου ὁλκοῦ στρεφομένης περί σταθερόν τι σημεῖον α, ἐν ᾗ κινεῖται ὁ ὀλισθήρ Κ. ἡ ὁλκός εἶναι τετμημένη ἐν τόξῳ κύκλου μέ ἀκτῖνα δΚ. Τά διάφορα σημεῖα τῆς ὁλκοῦ διαγράφουσι τόξα κύκλου μέ κέντρον τό α, τῶν ὁποίων τά μήκη αὐξάνουν καθ' ὅσον ἀπομακρυνόμεθα τοῦ κέντρου α. καί ἡ διαδρομή τοῦ σύρτου, ἥ ὅπερ ταὐτόν ἡ ἐκκεντρότης αὐξάνει λοιπόν, καθ᾽ ὅσον ὁ ὀλισθήρ Κ ἀπομακρύνεται τοῦ κέντρου α. ἀλλά διά τῆς μεταβολῆς τῆς ἐκκεντρότητος μεταβάλλεται καί ἡ ἐπτόνωσις. ὡς ἐμφαίνεται τοῦτο ἐν τῷ κάτωθι σχήματι. ὅταν ἡ ἐκκεντρότης ἐλαττοῦται ἀπό οα εἰς οβ ἡ εἰσαγωγή τοῦ ἀτμοῦ ἄρχεται βραδύτερον καί ἡ ἐπικάλυψις τοῦ στομίου εἰσαγωγῆς ἐπέρχεται προτιμώτερον ὥστε καί ἡ ἐπτόνωσις αὐξάνει.



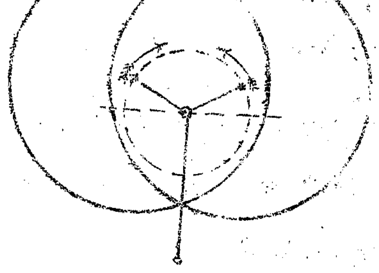
Ἐάν ἀνατρέψωμεν τηὶ συσκευήν Duvergier ἔχομεν τήν κάτωθε.

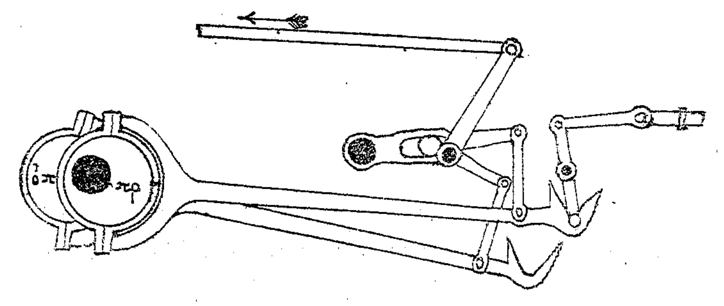


ἔνθα εὐκόλως βλέπομεν ὅτι δι᾽ αὐτῆς ὄχι μόνον ἡ ἐκκεντρότης ἀλλά καί ἡ γωνία σφηνώσεως εὐκόλως μεταβάλλονται. δυνάμεθα δέ εὐκόλως νά ἴδωμεν, ὅτι ἡ μεταβολή τῆς γωνίας τῆς σφηνώσεως, δέν ἐπιφέρει μεταβολήν τινα εἰς τήν διάρκειαν τῆς ἐπτονώσεως ἀλλά ἐπιβραδύνει ἢ ἐπιταχύνει τήν ἔναρξιν τῶν διαφόρων φάσεων τῆς ἀτμονομῆς.

Ἀνατροπή τῆς πορείας

Τήν ἀνατροπήν τῆς πορείας ὡς εἴδομεν τοῦτο ἀνωτέρω δυνάμεθα νά ἐπιτύχωμεν διά δύο ἐκκέντρων ἐσφηνωμένων ἐπί τοῦ ἄξονος συμμετρικῶς ἑκατέρωθεν τοῦ στροφάλου τοῦ ἐμβόλου. ἀλλά πρέπει πρός τοῦτο νά εὕρωμεν καί συσκευήν, διά τῆς ὁποίας νά θέτωμεν εἰς συνάφειαν τό βάκτρον τοῦ σύρτου, ὁτέ μέν μέ τό πρός τά πρόσω ἔκκεντρον, ὁτέ δέ μέ τό πρός τά ὄπισθεν ἀναλόγως τῆς φορᾶς κατά τήν ὁποίαν θέλομεν νά κινήσωμεν τήν μηχανήν.



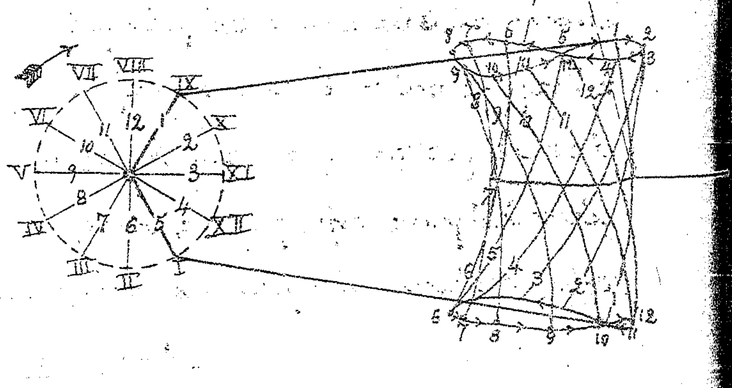


Ἡ πρώτη συσκευή, ἥν μετεχειρίσθημεν πρός τοῦτο, εἶναι ἡ ἐν τῷ ἄνωθι σχήματι ἐμφαινομένη, ἧς ἡ λειτουργία εὐκόλως ἐννοεῖται.

Ὁ λικός τοῦ Stephenson. — Δέν ἐβράδυναν δέ ν' ἀντικαταστήσωσι ταύτην διά τῆς ἐν τῷ κάτωθι σχήματι ἐμφαινομένης καί γνωστῆς ὑπό τήν ἐπωνυμίαν ὁλκός τοῦ Stephenson (coulisse de Stephenson) δι' ἧς ὡς θά ἴδωμεν τοῦτο ἀμέσως, ὄχι μόνον ἡ ἀνατροπή τῆς πορείας, ἀλλά καί ἡ μεταβλητή ἐκτόνωσις ἐπιτυγχάνεται εὐκόλως. (Σχ. 3)

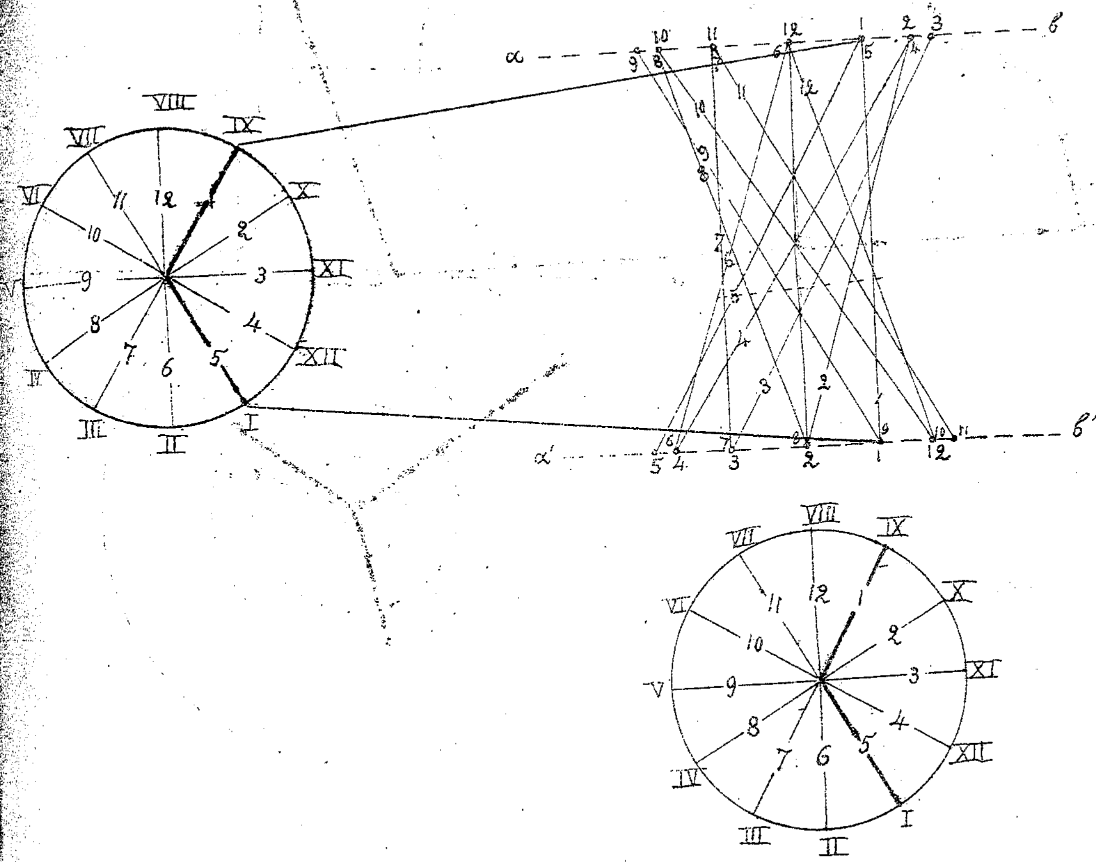
Ἵνα εὕρωμεν τήν κίνησιν τοῦ σύρτου, τήν ἀντιστοιχοῦσαν εἰς οἱανδήποτε θέσιν τοῦ ὀλισθῆρος ἐν τῇ ὁλκῷ πρέπει πρῶτον νά εὕρωμεν τήν κίνησιν τῶν διαφόρων σημείων τῆς ὁλκοῦ διά μίαν ὁλόκληρον περιστροφήν τοῦ ἄξονος.

Ἡ κίνησις αὐτή ἐμφαίνεται ἐν τῷ κάτωθι διαγράμματι καί βλέπομεν ὅτι τό μέσον τῆς ὁλκοῦ διαγράφει τόξον κύκλου περί τό κέντρον O τά λοιπά σημεῖα αὐτῆς διαγράφουσι καμπύλας ἐχούσας σχῆμα ∞, ἅς ἐχαράξαμεν διά τά δύο ἄκρα αἱ καμπύλαι αὗται ἐπιπλατύνονται καθ' ὅσον τό σημεῖον προσεγγίζει εἰς τό μέσον τῆς ὁλκοῦ.



Ἐάν παραλείψωμεν τήν κλίσιν τῶν διωστήρων τῶν ἐκκέντρων, ὑποθέσωμεν δηλ. ὅτι τά ἄκρα τῆς ὁλκοῦ διαγράφουσι δύο παραλλήλους εὐθείας αβ καί α'β' καί ἀντικαταστήσωμεν τήν ὁλ-

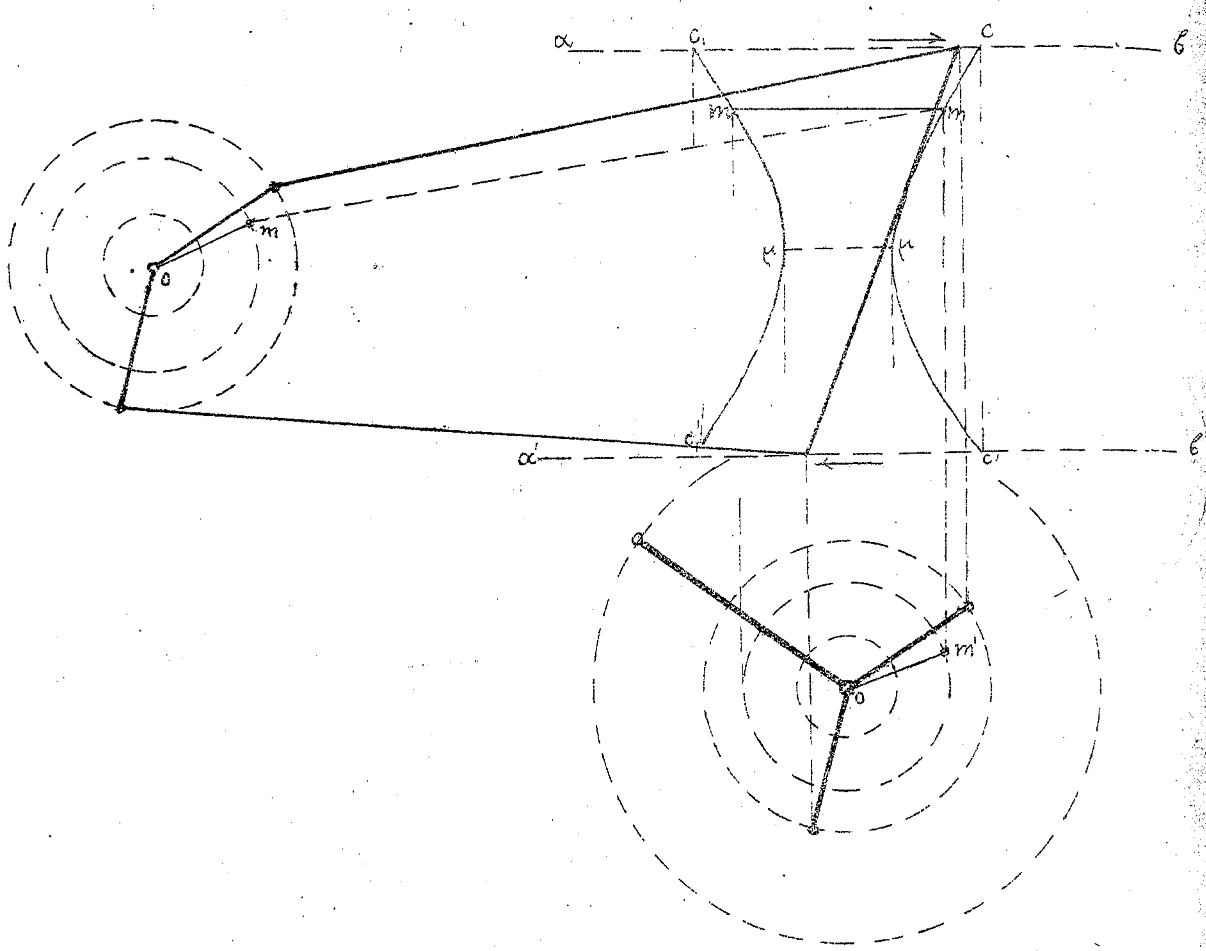
κόν διά τῆς χορδῆς αὐτῆς ἔχομεν τό κάτωθι σχῆμα, ὅπερ μᾶς δεί-



δει τήν κίνησιν τῶν διαφόρων σημείων τῆς ὁλκοῦ. καί βλέπομεν ἀμέσως, ὅτι ἡ διαδρομή τοῦ σύρτου, ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς τήν θέσιν m τοῦ ὀλισθῆρος ἐν τῇ ὁλκῷ ὁρίζεται ὑπό τῶν δύο καμπύλων cmc καί c₁mc₁ καί εἶναι m, ἡ αὐτή δηλ. μέ ἐκείνην, ἥν θά παρήγαγε τό μόνον ἔκκεντρον om.

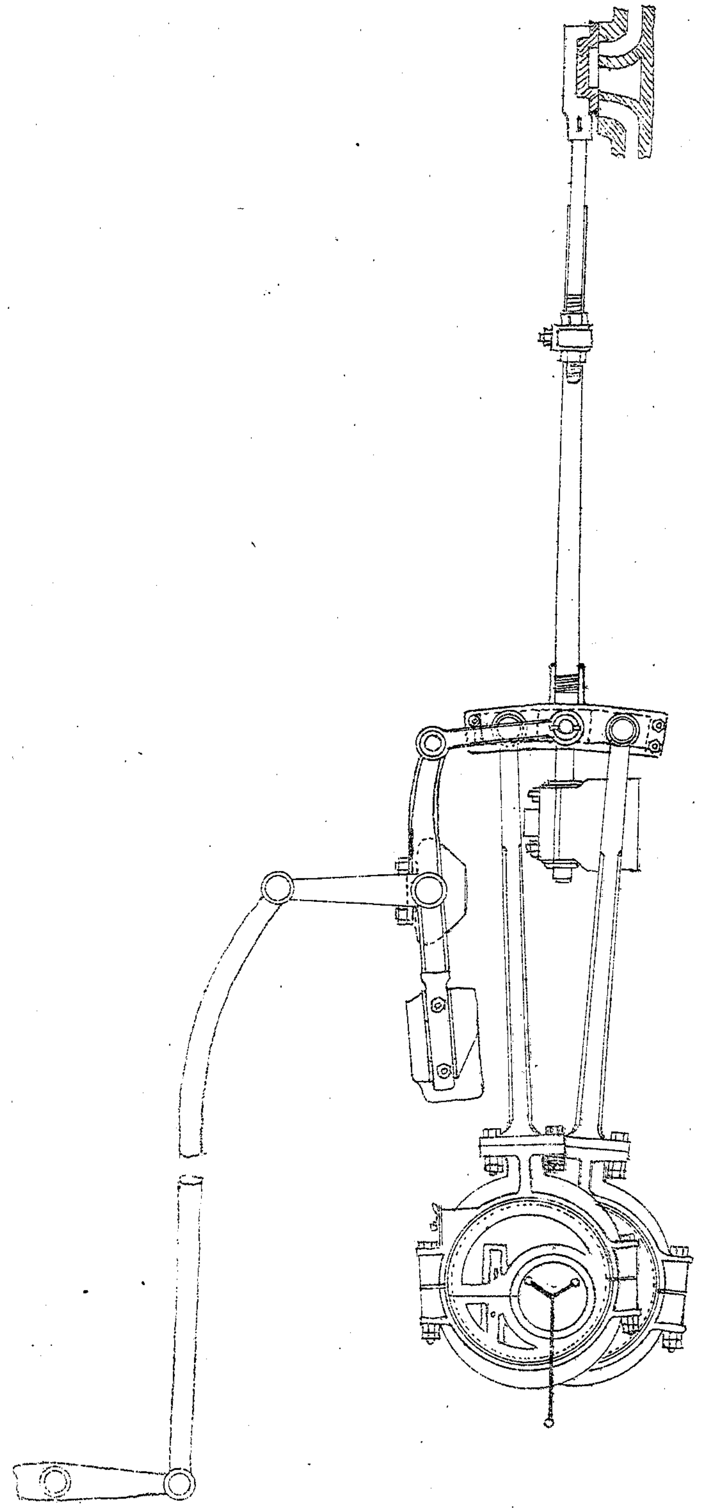
Ὅταν λοιπόν ὁ ὀλισθήρ μετατοπίζεται ἀπό τοῦ ἀνωτέρου σημείου τῆς ὁλκοῦ μέχρι τοῦ μέσου ταύτης ἡ διαδρομή τοῦ σύρτου, ἤ ὅπερ ταὐτόν ἡ ἐκκεντρότης ἐλαττοῦ-

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη



ται, καί κατά συνέπειαν ὡς εἴδομεν τοῦτο ἐν τοῖς προηγουμένοις αὐξάνει καί ἡ ἐκτόνωσις.

Ἀπό τοῦ μέσου τῆς ὁλκοῦ μέχρι τοῦ κατωτάτου σημείου ταύτης αὐξάνει καί πάλιν ἡ διαδρομή τοῦ σύρτου καί κατά συνέπειαν ἐλαττοῦται ἡ ἐκτόνωσις, ἀλλ' ὁ σύρτης φέρεται κατ' ἀντίθετον τῆς προηγουμένης φοράν καί κατά συνέπειαν ἡ πορεία τῆς μηχανῆς ἀνετράπη.



Ατμονομή μέ ὠλκόν τοῦ Stephenson.

Ὑπολογισμός τῆς δυνάμεως μιᾶς ἀτμομηχανῆς

Ὁρισμοί διάφοροι. — Ἡ πίεσις ὑδραργυρικῆς στήλης $0^{m}.76$ ἰσοῦται μέ τήν μέσην ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν, ἥτις εἶναι $1^{x},0333$ χιλιογράμμου ἐπί ἑκάστου τετραγωνικοῦ ὑφεκατοστομέτρου.

πραγματική πίεσις. — Πραγματικήν πίεσιν τοῦ λέβητος καλοῦμεν (*pression effative*) τήν ἀπόλυτον πίεσιν τοῦ ἐν αὐτῷ ἐγκεκλεισμένου ἀτμοῦ, μεῖον τήν ἀτμοσφαιρικήν πίεσιν, οὕτω ἐάν ἡ πραγματική πίεσις (ἥτις ἐμφαίνεται ἐπί τοῦ λέβητος) εἶναι 10 χιλιογράμμων, ἡ ἐν αὐτῷ ἀπόλυτος πίεσις τοῦ ἀτμοῦ εἶναι

$$10+1.033 = 11,033 \text{ χιλιογράμμων}$$

Δύναμις εἰς ἵππους τῆς μηχανῆς. — Τήν δύναμιν μιᾶς μηχανῆς μετροῦμεν διά τῆς ἐργασίας (χιλιογραμμόμετρα) ἥν δύναται αὕτη νά μᾶς παράσχῃ ἐν ἑνί δευτερολέπτῳ.

Ἐργασία 75 χιλιογραμμομέτρων ἰσοδυναμεῖ μέ δύναμιν ἑνός ἵππου. ὥστε ἐάν K εἶναι ἡ δύναμις μιᾶς μηχανῆς ὑπολογιζομένη εἰς χιλιογραμμόμετρα ἡ δύναμις τῆς αὐτῆς μηχανῆς εἶναι

$$\frac{K}{75} \quad \frac{K}{100}\,\frac{4}{3} = K.0,01333 \text{ ἵππων}$$

παράδειγμα $K = 1000$ χιλιογραμμόμετρα.

$$K.0.01333 = 1000 \times 0.01333 = 13,33 \text{ ἵππους}$$

Ἡ δύναμις τήν ὁποίαν ἀναπτύσσει μηχανή τις, δέν εἶναι σταθερά ἀλλ' ἐξαρτᾶται ἐκ τῆς ταχύτητος τῆς μηχανῆς, τῆς πιέσεως τοῦ ἀτμοῦ καὶ τῆς ἐκτονώσεως.

Ἡ ὑπὸ μιᾶς καὶ τῆς αὐτῆς ἀτμαμάξης ἀναπτυσσομένη δύναμις λ. χ. δύναται νὰ μεταβληθῇ ἀπὸ τοῦ μηδενὸς μέχρι 400 ἵππων, ἐνίοτε δὲ νὰ γίνῃ καὶ ἀρνητική προκειμένου νὰ συγκρατήσῃ ἁμαξοστοιχίαν κατερχομένην κατωφέρειάν τινα.

ἐμφαινομένη δύναμις.— (puissance indiqueé)— Ἐμφαινομένη δύναμις (puissance indiqueé) εἶναι ἡ ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου ἐξασκουμένη.

πραγματικὴ δύναμις.— (puissance effective).— Πραγματικὴ δὲ δύναμις εἶναι ἐκείνη, τὴν ὁποίαν δύναται νὰ μᾶς παράσχῃ ἡ ἄτρακτος. αὕτη εἶναι ἴση μὲ τὴν ἐμφαινομένην δύναμιν, μεῖον τὴν ὑπὸ τῶν παθητικῶν ἀντιστάσεων τῶν ὀργάνων τῆς μηχανῆς καταναλισκομένην.

Ὑπολογισμὸς τῆς ἐργασίας.— Ἔστω V ὁ ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου διαγραφόμενος ὄγκος κατὰ τὴν ὅλην διαδρομὴν αὐτοῦ.

V_1 ὁ ὑπὸ τοῦ ἐμβόλου διαγραφόμενος ὄγκος κατὰ τὴν εἰσροὴν ἐν πλήρει πιέσει.

p_1 ἡ ἐν τῷ λέβητι ἀπόλυτος πίεσις.

p_0 ἡ ἐν τῷ χώρῳ τῆς ἐκκενώσεως πίεσις.

$m=\frac{V}{V_1}$ ὁ συντελεστὴς τῆς ἐκτονώσεως.

ἡ ὑπὸ τῆς μιᾶς ἕδρας τοῦ ἐμβόλου ἐργασία $\mathcal{T}$ ἡ ἀντιστοιχοῦσα εἰς μίαν ὁλόκληρον περιστροφὴν τῆς ἀτράκτου, ἀναλύεται ὡς ἑξῆς.

ἐργασία κατὰ τὴν εἰσροὴν ἐν πλήρει πιέσει . . . . p_1V_1

Ἐργασία κατὰ τὴν διάρκειαν τῆς ἐκτονώσεως . . . $\int_{V_1}^{V} p\,dv$

ἐργασία ὀφειλομένη εἰς τὴν πίεσιν τοῦ χώρου τῆς ἐκκενώσεως ἐπὶ τῆς αὐτῆς ἕδρας τοῦ ἐμβόλου κατὰ τὴν ἐπάνοδον αὐτοῦ . . . . $-p_0V$

ὥστε

$$\mathcal{T}=p_1V_1+\int_{V_1}^{V} p\,dv-p_0V$$

Ἐὰν ὑποθέσωμεν, ὅτι ἐν τῇ ἐκτονώσει διατηρεῖται ὁ νόμος τοῦ Mariotte ἔχομεν

$$pv=p_1V_1$$

καὶ διαφοροῦντες $p\,dv+v\,dp=0$

ἀλλὰ $v=\frac{p_1V_1}{p}$ καὶ ἀντικαθιστῶντες ἔχομεν

$$p\,dv=-p_1V_1\frac{dp}{p}$$

καὶ ἀθροίζοντες

$$\int_{V_1}^{V} p\,dv=-p_1V_1\int_{p_1}^{p_0}\frac{dp}{p}=-p_1V_1\ \text{νεπ. λογ.}(p_0-p_1)=p_1V_1\ \text{νεπ. λογ}\ \frac{p_1}{p_0}$$

καὶ ἐπειδή

$$p_0V=p_1V_1 \quad \text{ἤ} \quad \frac{p_1}{p_0}=\frac{V}{V_1}$$

ἔχομεν τέλος

$$\int_{V_1}^{V} p\,dv=p_1V_1\ \text{νεπ. λογ.}\frac{V}{V_1}=p_1V_1\ \text{νεπ. λογ.}\ m$$

ὥστε

$$\mathcal{T}=p_1V_1+p_1V_1\ \text{νεπ. λογ.}\ m-p_0V$$

$$=V\left[\frac{p_1}{m}(1+\text{νεπ. λογ}\ m)-p_0\right]=V.\,p_m \quad (p_m=\text{μέση πίεσις}).$$

ἔστωσαν ἤδη d ἡ διάμετρος καὶ

l ἡ διαδρομὴ τοῦ ἐμβόλου

n ὁ ἀριθμὸς τῶν στροφῶν τῆς ἀτράκτου κατὰ δευτερόλεπτον.

ἔχομεν $V=\pi\frac{d^2}{4}l$ ὥστε ἡ ἐπὶ τῆς μιᾶς ἕδρας τοῦ ἐμβόλου ἀναπτυχθεῖσα ἐργασία εἶναι.

$$\mathcal{T} = \pi \frac{d^2}{4} l . p_m$$

ἡ ἀναπτυχθεῖσα καί ἐπί τῶν δύο ἑδρῶν τοῦ ἐμβόλου ἐργασία διά μίαν στροφήν τῆς ἀτράκτου εἶναι

$$2\mathcal{T} = 2\pi \frac{d^2}{4} l . p_m 10^4 \text{ χιλιογραμμόμετρα } *$$

ἐν ἑνί δευτερολέπτῳ ἡ ἄτρακτος ἐκτελεῖ $\frac{n}{60}$ στροφάς καί ἡ ἀναπτυσσομένη ὑπό τῆς μηχανῆς ἐργασία ἤ ἡ δύναμις αὐτῆς εἶναι

$$F = \begin{cases} 2\pi \frac{d^2}{4} l . p_m \frac{n}{60} 10^4 \text{ χιλιογραμμόμετρα} \\ \text{ἤ } 2\pi \frac{d^2}{4} l . p_m . \frac{n}{60} 10^4 . \frac{1}{75} \text{ ἵππων} \end{cases}$$

---

* σημείωσις ὡς πρός τάς μονάδας.

ὁ συντελεστής 10^4 εἰσέρχεται, διότι ἡ ἐπί ἑνός τετραγωνικοῦ μέτρου τοῦ ἐμβόλου ἐξασκουμένη πίεσις εἶναι $10^4 p_1$ χιλιογράμμων.

Ἐφαρμογή ἐπί τοῦ ὑπολογισμοῦ τῆς δυνάμεως μιᾶς ἀτμαμάξης

Εὕρομεν ἀνωτέρω ὅτι ἡ δύναμις τήν ὁποίαν δύναται ν' ἀναπτύξῃ μία μηχανή ἐν ἑνί δευτερολέπτῳ εἶναι

$$2\pi \frac{d^2}{4} l \frac{n}{60} \left[\frac{p_1}{m}(1 + \text{νεπ. λογ. } m) - p_0\right] \text{ χιλιογραμμόμετρα}$$

ἡ ἀτμάμαξα φέρει δύο τοιαύτας μηχανάς καί κατά συνέπειαν ἡ δύναμις αὐτῆς εἶναι

$$4\pi \frac{d^2}{4} l \frac{n}{60} \left[\frac{p_1}{m}(1 + \text{νεπ. λογ. } m) - p_0 \text{ χιλιογραμμόμετρα}\right.$$

τόν τύπον τοῦτον τροποποιοῦμεν ἐν τῷ ὑπολογισμῷ τῆς δυνάμεως τῶν ἀτμαμαξῶν ἐπί τό εὐκολώτερον ὡς ἑξῆς.

Ἔστωσαν

Q τό βάρος (εἰς χιλιόγραμμα) τοῦ ἐν μιᾷ ὥρᾳ ἐξατμιζομένου ὕδατος συμπεριλαμβανομένου καί τοῦ παρασυρομένου ὕδατος (12% περίπου).

C ἡ ὁλική ἡ πυρίβλητος ἐπιφάνεια (εἰς τετραγων. μέτρα)

g ἡ ἐπιφάνεια τῆς ἐσχάρας (εἰς τετραγωνικά μέτρα)

δ τό βάρος ἑνός κυβικοῦ μέτρου ἀτμοῦ ὑπό τήν πίεσιν τῆς εἰσροῆς.

λ τό βλαβερόν διάστημα ὑπολογιζόμενον εἰς μῆκος διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου καί

u ἡ ταχύτης τῆς μηχανῆς εἰς χιλιόμετρα καθ' ὥραν ὑποτιθεμένου, ὅτι βαδίζει ἐν πλήρει εἰσροῇ καθ' ὅλην τήν διάρκειαν τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου.

ποσότης ὕδατος ἐξατμιζομένη καθ' ὥραν. — Ἡ ποσότης Q δίδεται διά τοῦ ἐμπειρικοῦ τύπου (P. Σ. M.)

$$Q = 368\sqrt{Cg}$$

Κατανάλωσις ἀτμοῦ ἐν μιᾷ στροφῇ. — Ἡ ἐν μιᾷ στροφῇ κατανάλωσις τοῦ ἀτμοῦ ὑπό τῶν δύο κυλίνδρων εἶναι

$$4 \frac{\pi d^2}{4}(x + \lambda)\delta$$

Ἐάν καλέσωμεν D τήν διάμετρον τοῦ κινητηρίου τροχοῦ εἰς μέτρα καί ν τόν ἀριθμόν τῶν στροφῶν καθ' ὥραν, τό ὑπό τῆς μηχανῆς διανυόμενον διάστημα εἰς μέτρα εἶναι $\nu\pi D$ ὥστε $\nu\pi D = 10^3 u$ ἤ $\nu = \frac{10^3 u}{\pi D}$.

Ἀτμομηχαναί Πρωτοπαπαδάκη

Κατανάλωσις ατμού καθ' ώραν. — Ώστε ή καθ' ώραν κατανάλωσις ατμού είναι.

$$\frac{10^3 u}{\pi D} \cdot 4 \cdot \frac{\pi d^2}{4}(l+\lambda)\delta$$

αφ' ετέρου ή εξάτμισις καθ' ώραν είναι $368\sqrt{cg}$ ώστε

$$\frac{10^3 u}{\pi D} \cdot 4 \cdot \frac{\pi d^2}{4}(l+\lambda)\delta = 368\sqrt{cg}$$

όθεν

$$u = \frac{D.368\sqrt{cg}}{10^3 d^2 (l+\lambda)\delta}$$

Κινητήριος εργασία του εμβόλου διά $m = \frac{l}{x}$ εν μιά στροφή. — Η εν μιά στροφή εκτελουμένη υπό του εμβόλου κινητήριος εργασία είναι

$$4\pi\frac{d^2}{4} l\left[p_1 \frac{x}{l}\left(1 + \text{νεπ.λογ.}\frac{l}{x}\right) - p_0\right] \cdot 10^4 \text{ χιλιογραμμόμ.}$$

ή

$$4\pi\frac{d^2}{4} p_1 x . 10^4 \left[1 + \text{νεπ.λογ.}\frac{l}{x} - \frac{p_0 l}{p_1 x}\right]$$

ή

$$4\pi\frac{d^2}{4} p_1 x . 10^4 \left(1 + 2,303\ \text{λογ.}\frac{l}{x} - \frac{p_0 l}{p_1 x}\right]$$

Εργασία της δυνάμεως της προστριβής εν τη επαφή του τροχού μετά του ελάσματος — Αφ' ετέρου εάν καλέσωμεν F την δύναμιν της προστριβής συμπεριλαμβανομένης και της αντιστάσεως του μηχανισμού, την αναπτυσσομένην παρά τη επαφή του τροχού μετά του ελάσματος, ή εν μιά στροφή αναπτυσσομένη υπό ταύτης εργασία είναι $F\pi D$ ώστε

$$F\pi D = 4\pi\frac{d^2}{4} p_1 x . 10^4 \left(1 + 2,303\ \text{λογ}\frac{l}{x} - \frac{p_0 l}{p_1 x}\right)$$

όθεν

$$F = \frac{10^4 d^2}{D} p_1 x \left[1 + 2,303\ \text{λογ}\frac{l}{x} - \frac{p_0 l}{p_1 x}\right]$$

όταν ή μηχανή βαδίζει με ταχύτητα v ή εν μιά ώρα καταναλισκομένη ποσότης ατμού είναι, παραλείποντες το λ

$$\pi d^2 \delta l \cdot \frac{10^3 u}{\pi D}$$

όταν ή μηχανή βαδίζει με ταχύτητα v ή εν μιά ώρα καταναλισκομένη ποσότης ατμού είναι με την αυτήν προσέγγισιν

$$\pi d^2 \delta x \cdot \frac{10^3 v}{\pi D}$$

αλλ' ο λέβης μας παρέχει την αυτήν ποσότητα θερμότητος και εις τας δύο ταύτας περιπτώσεις ώστε

$$\pi d^2 \delta l . \frac{10^3 u}{\pi D} = \pi d^2 \delta x . \frac{10^3 v}{\pi D}$$

ή

$$lu = xv \quad \text{όθεν} \quad x = l\frac{u}{v}$$

αντικαθιστώντες x διά της τιμής του ταύτης εν τη άνω τιμή της F ευρίσκομεν

$$F = \frac{10^4 p_1 d^2}{D} l\left[\frac{u}{v}\left(1 + 2,303\ \text{λογ}\frac{v}{u}\right) - \frac{p_0}{p_1}\right]$$

Δεν ελάβομεν όμως υπ' όψιν τας διαφόρους απωλείας δυνάμεως, αίτινες επέρχονται ως εκ της μερικής συμπυκνώσεως του ατμού, των συνθλίψεων κλπ. και διά τούτο πρέπει να ελαττώσωμεν την άνω ευρεθείσαν τιμήν της F πολλαπλασιάζοντες ταύτην με κλασματικόν τινα συντελεστήν, τον οποίον λαμβάνομεν ίσον με 0,7 και έχομεν τέλος:

$$F = 0.7\frac{10^4 p_1 d^2 l}{D}\left[\frac{u}{v}\left(1 + 2,303\ \text{λογ}\frac{v}{u}\right) - \frac{p_0}{p_1}\right] \text{ χιλιογραμμόμ.}$$

Ἀριθμητικὴ ἐφαρμογή.

(ἀτμάμαξαι ἐν κατασκευῇ τῶν σιδηροδρόμων Π.Α.Π.)

κύριαι διαστά- σεις τῆς ἀτμα- μάξης

$v = 25$ χιλιομ.

$p_1 = 11$ „

$p_0 =$

$c = 68^{\mu^2},910$

$g = 0^{\mu^2}.930$

$d = 0^{\mu}.380$

$l = 0.500$

$D = 1.200$

$\lambda = 0.007$

$\delta = 5^{\chi\iota\lambda.},266$ (Zeuner)

ὑπολογισμός τῆς ταχύτητος u.— ἔχομεν $Q = 368\sqrt{cg} = 368\sqrt{68,91 \times 0,93} = 368 \times 8,005 = 2945,84$ χιλ.

$$DQ = 1,2 \times 2945,84 = 3535,008$$

$$10^3 d^2 (l+\lambda)\,\delta = 10^3\, \overline{0,38}^2\; 0,507 \times 5,266 = 385,548$$

$$u = \frac{D\,368\sqrt{cg}}{10^3 d^2 (l+\lambda)\delta} = \frac{3535,008}{385,548} = 9,168 \text{ χιλομ. καθ' ὥραν}$$

Ὑπολογισμός τῆς ἑλκτικῆς δυνάμεως F.— $F = 0.7\,\dfrac{10^4 p d^2 l}{D}\left[\dfrac{u}{v}\left(1 + 2,303\, \lambda o\gamma.\dfrac{v}{u}\right) - \dfrac{p_0}{p_1}\right]$

$$0.7\,\frac{10^4\, p d^2 l}{D} = \frac{10^4 \times 0,7 \times 0,1444 \times 11 \times 0,5}{1,2} = \frac{5559,4}{1,2} = 4632,833$$

$$\frac{u}{v} = \frac{9.168}{25} = 0.367 \quad \lambda o\gamma \frac{v}{u} = \lambda o\gamma\, v - \lambda o\gamma\, u = 1,39794 - 0.96227 = 0,43567$$

$$2,303\ \lambda o\gamma \frac{v}{u} = 1,003 \qquad 1 + 2,303\ \lambda o\gamma.\frac{v}{u} = 2,003$$

$$\frac{u}{v}\left(1 + 2,303\ \lambda o\gamma \frac{v}{u}\right) = 0,367 \times 2,003 = 0.735$$

$$\frac{p_0}{p_1} = \frac{1,030}{11} = 0.0936$$

$$\frac{u}{v}\left(1 + 2,303\ \lambda o\gamma \frac{v}{u}\right) - \frac{p_0}{p_1} = 0.735 - 0.0936 = 0.641$$

τέλος

$$F = 4632,833 \times 0,641 = 2969,646 \text{ χιλιόγραμμα}$$

Ἴδωμεν ἤδη τὸ φορτίον, τὸ ὁποῖον ἡ μηχανὴ αὕτη δύναται νὰ σύρῃ ἐπὶ τῶν γραμμῶν Π.Α.Π. ἔνθα ἀπαντῶσι κλίσεις 25 χιλιοστὰ κατὰ μέτρον καὶ καμπύλαι 100 μέτρων ἀκτῖνος.

Τὸ βάρος προσφύσεως τῆς μηχανῆς ἄνευ ὕδατος καὶ καυσίμου ὕλης εἶναι $P' = 25$ τόνων.

Τὸ ὁλικὸν βάρος μηχανῆς μετὰ ὕδατος καὶ καυσίμου ὕλης εἶναι $P = 33$ τόνων.

Ἡ ἀντίδρασις R τοῦ μηχανισμοῦ δίδεται διὰ τοῦ ἐμπειρικοῦ τύπου (Ρ.Σ.Μ.)

$$R = 0.015\, P' = 375 \text{ χιλιόγραμμα}$$

μένει λοιπὸν διαθέσιμος διὰ τὸ φορτίον τὸ ὁποῖον προτιθέμεθα νὰ ἕλξωμεν διὰ τῆς μηχανῆς δύναμις

$$F - R = 2970, - 375, = 2595 \text{ χιλιογράμμων}$$

ἔστω Φ (τόννων) τὸ φορτίον τὸ ὁποῖον δύναται νὰ σύρῃ ἡ μηχανὴ ἐπὶ κλίσεως 25 χιλιοστῶν καὶ ἐν καμπύλῃ ἀκτῖνος 100 μέτρων.

Ἡ δύναμις $F - R$ πρέπει νὰ χρησιμοποιηθῇ

1ον) ὅπως ὑπερνικήσῃ τὴν ἀντίστασιν τῆς βαρύτητος καὶ ὑψώσῃ τὸ βάρος $\Phi + P$ εἰς ὕψος $i = 0.025$ κατὰ μέτρον. χρειάζονται πρὸς τοῦτο $(\Phi + P)\,i$ χιλιόγραμμα.

2ον) ὅπως ὑπερνικήσῃ τὴν ἀντίδρασιν, ἣν ἀντιτάσσει ἡ καμπύλη ἀκτῖνος $\rho = 100$.

χρειάζονται πρὸς τοῦτο

Ἀτμομηχαναὶ Πρωτοπαπαδάκη

$(\Phi+P)s$ χιλιόγραμμα δυνάμεως

ένθα s προσδιορίζεται διά του εμπειρικού τύπου (P.Σ.M)

$$s = \frac{1125+25n}{2\rho}$$ διά γραμμήν 1,44 πλάτους

ένθα n εμφαίνει τον αριθμόν των εληομένων σχημάτων.

αλλ' όσω αφορά την αντίστασιν εις την κίνησιν της αμαξοστοιχίας, παραβολαί πειραματικαί απέδειξαν, ότι καμπύλαι 400 μέτρων εν γραμμή $1^{μ}.00$ πλάτους ισοδυναμούσι

με καμπύλας $60^{μ}$ εν

γραμμή $1^{μ}44$ πλάτους.

"	300	"	" με καμπύλας	500	"
"	200	"	" "	400	"
"	100	"	" "	300	"

έχομεν λοιπόν

$$s = \frac{1125+25n}{2\times 300} = \frac{1375}{600} = 2.29$$

3ον) και τέλος την οφειλομένην εις την ταχύτητα v της αμαξοστοιχίας αντίδρασιν ήτις είναι

$(\Phi+P)\tau$ χιλιογράμμων

ένθα τ ορίζεται διά του εμπειρικού τύπου

$$\tau = 1{,}5 + 01v$$ δέον λοιπόν να έχωμεν

$$F - R \geqslant (\Phi+P)[i+s+\tau]$$

όθεν
$$\Phi = \frac{F-R}{i+s+\tau} - P$$

ή
$$\Phi = \frac{2595}{i+s+\tau} - 33 \text{ τόννους}$$

έχομεν δε

$$i = 25 \qquad s = \frac{1125+25\times 10}{600} = 2{,}29 \qquad \tau = 1{,}5+0{,}1\times 25 = 4$$

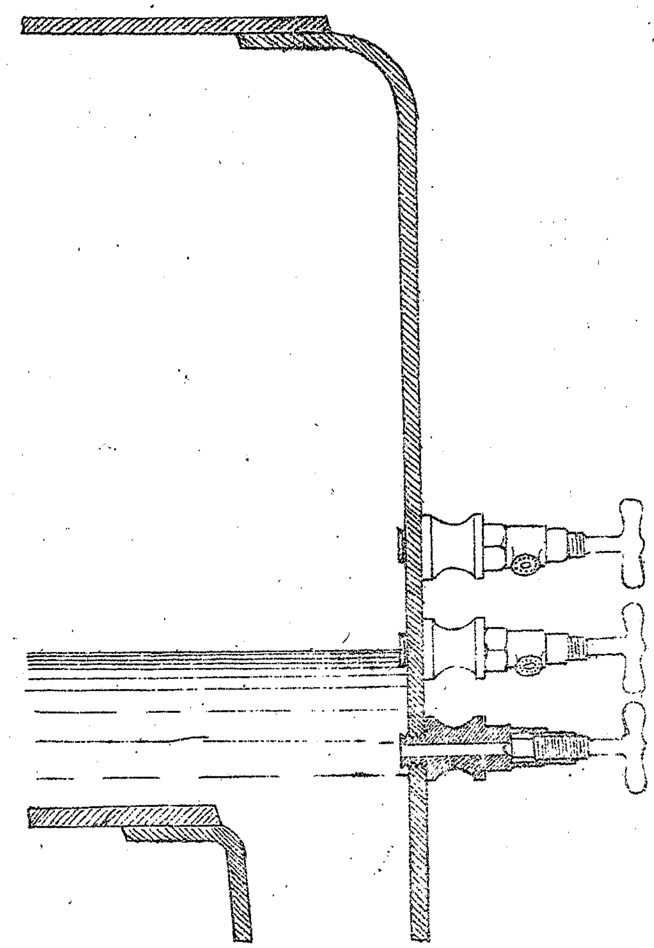
ώστε
$$i+s+\tau = 31{,}29$$ κατά συνέπειαν

$$\Phi = \frac{2595}{31{,}29} - 33 = 83 - 33 = 50$$ περίπου τόνους.

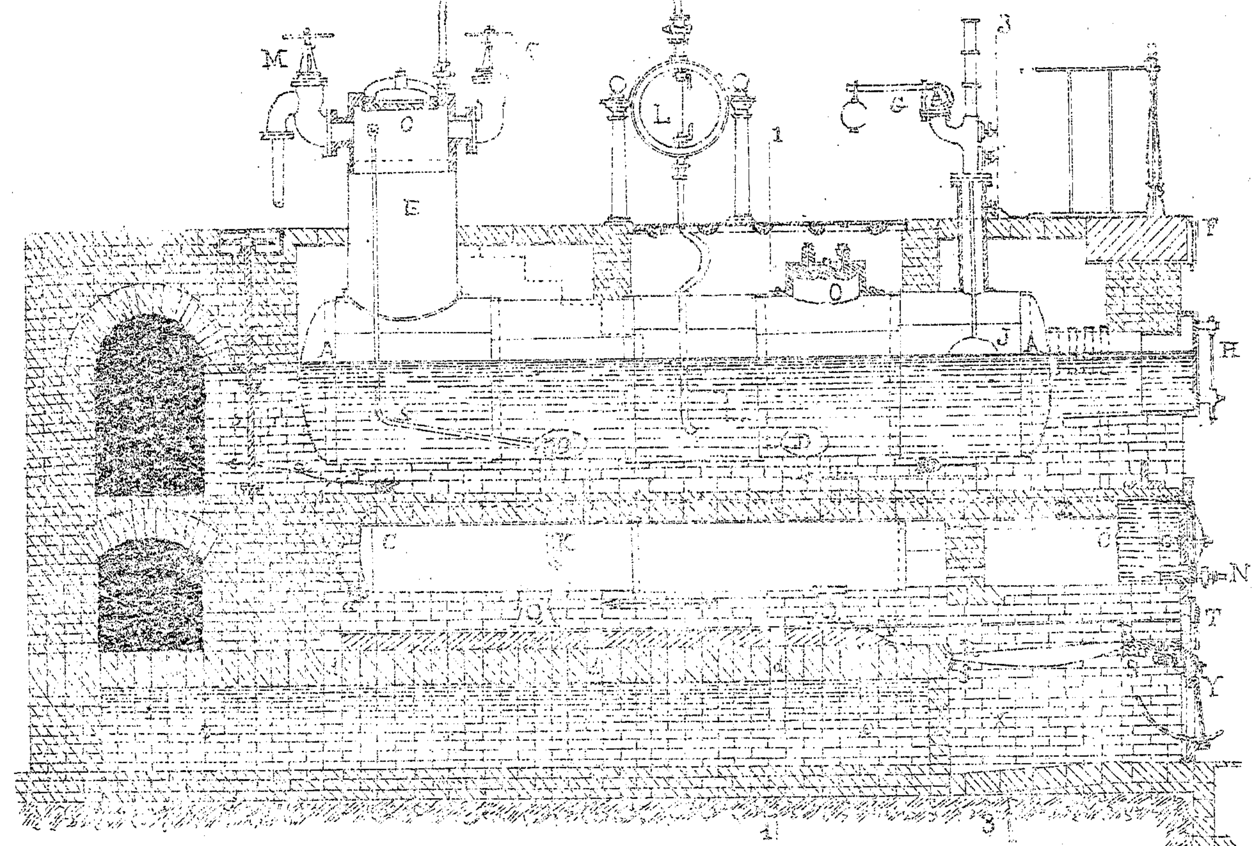
Τέλος

Πίναξ I bis

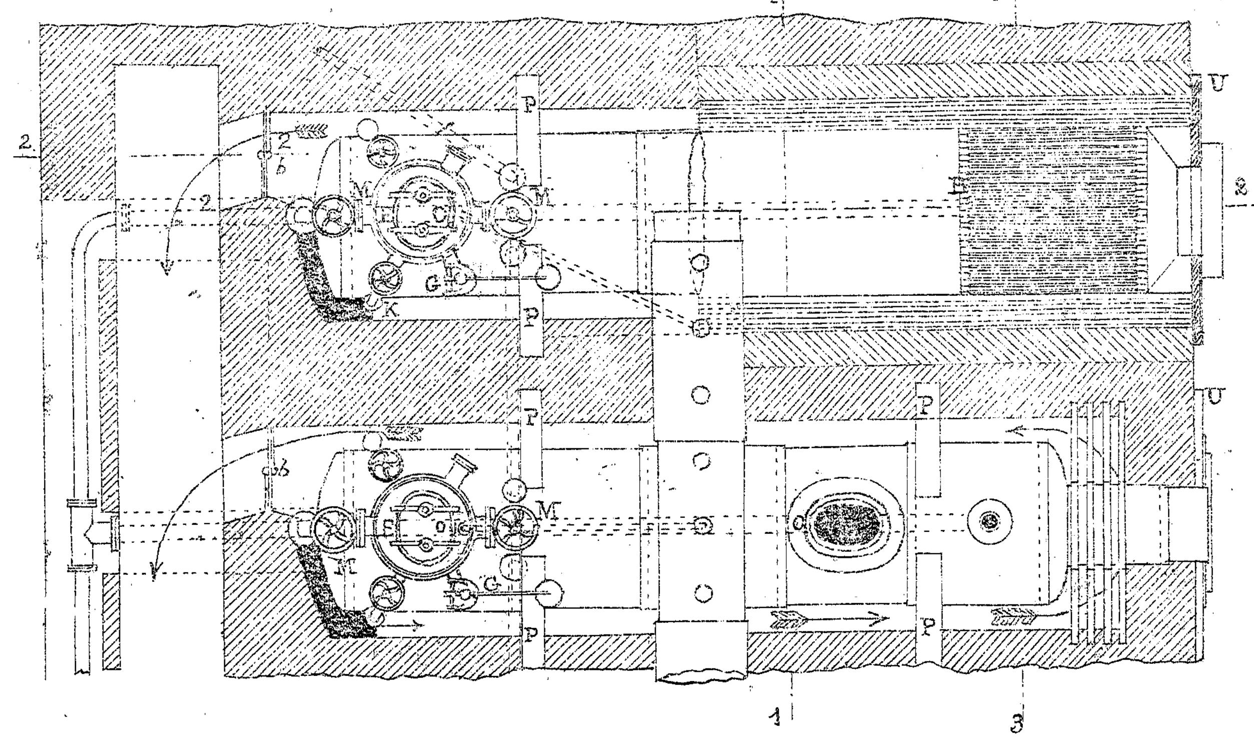
Ὑδροδείκτης.



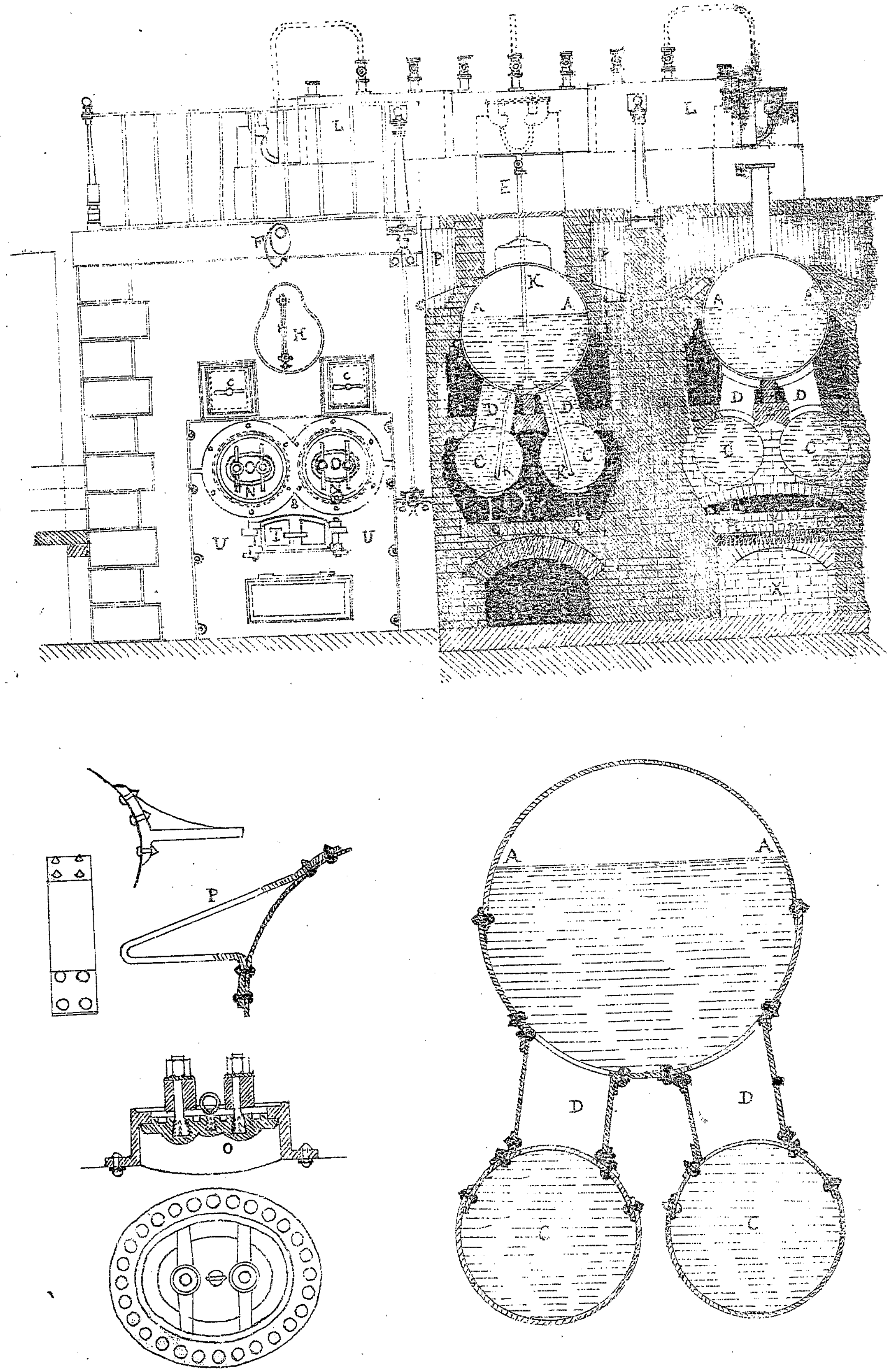
Σχ. 1 Τομή κατά την 2-2



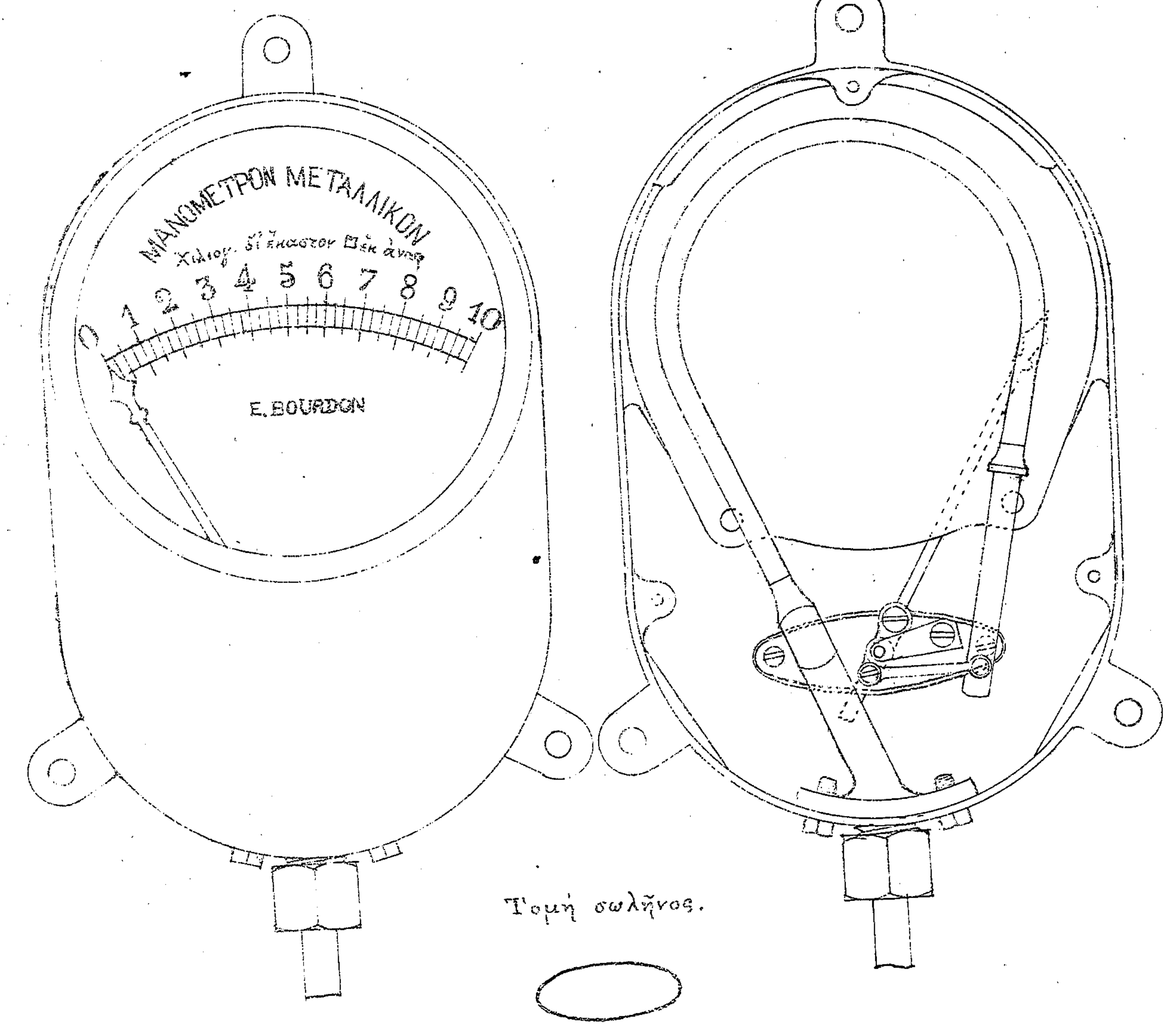
Σχ 2. Κάτοψις και τομή εις διάφορα ύψη.



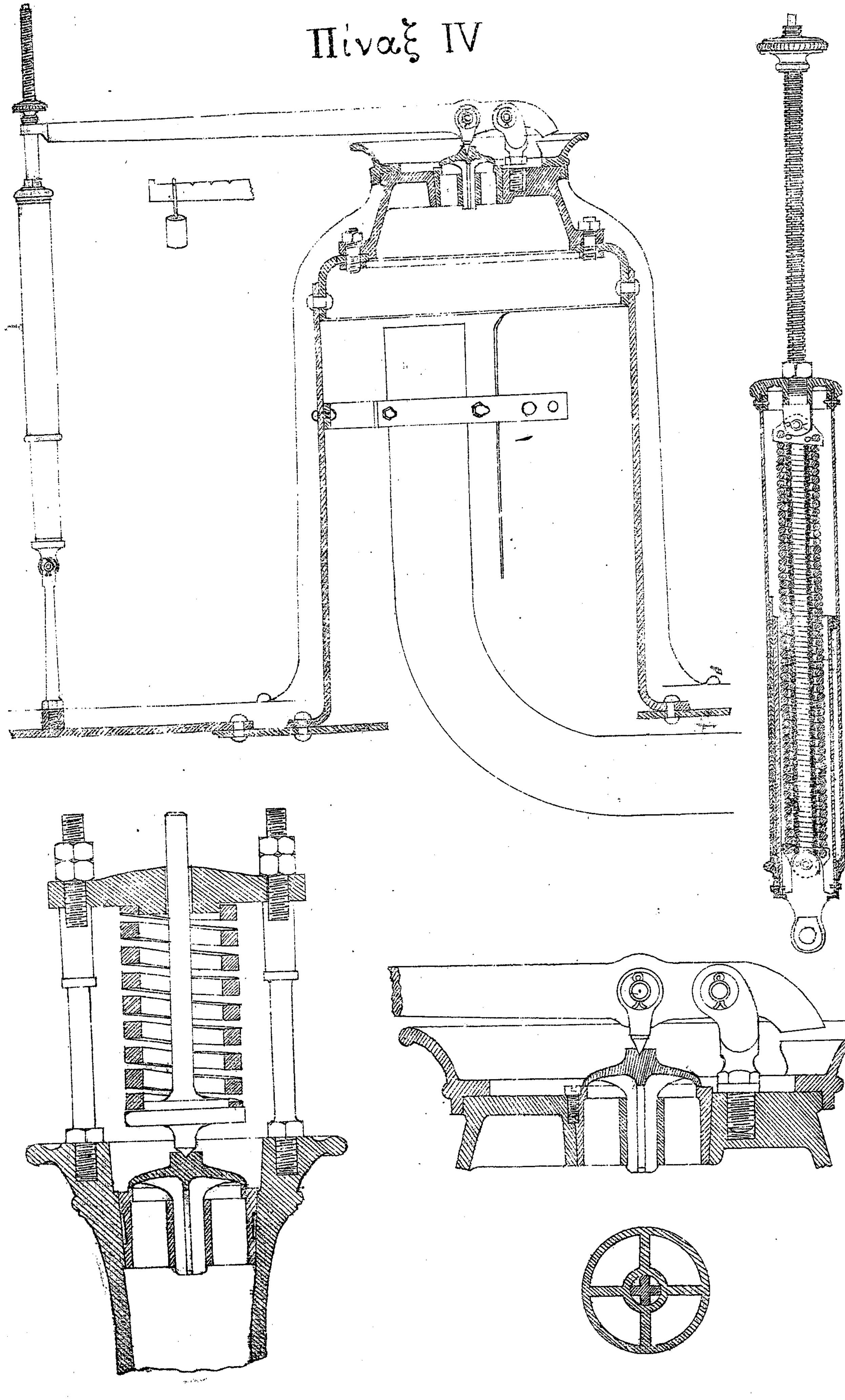
Πίναξ II



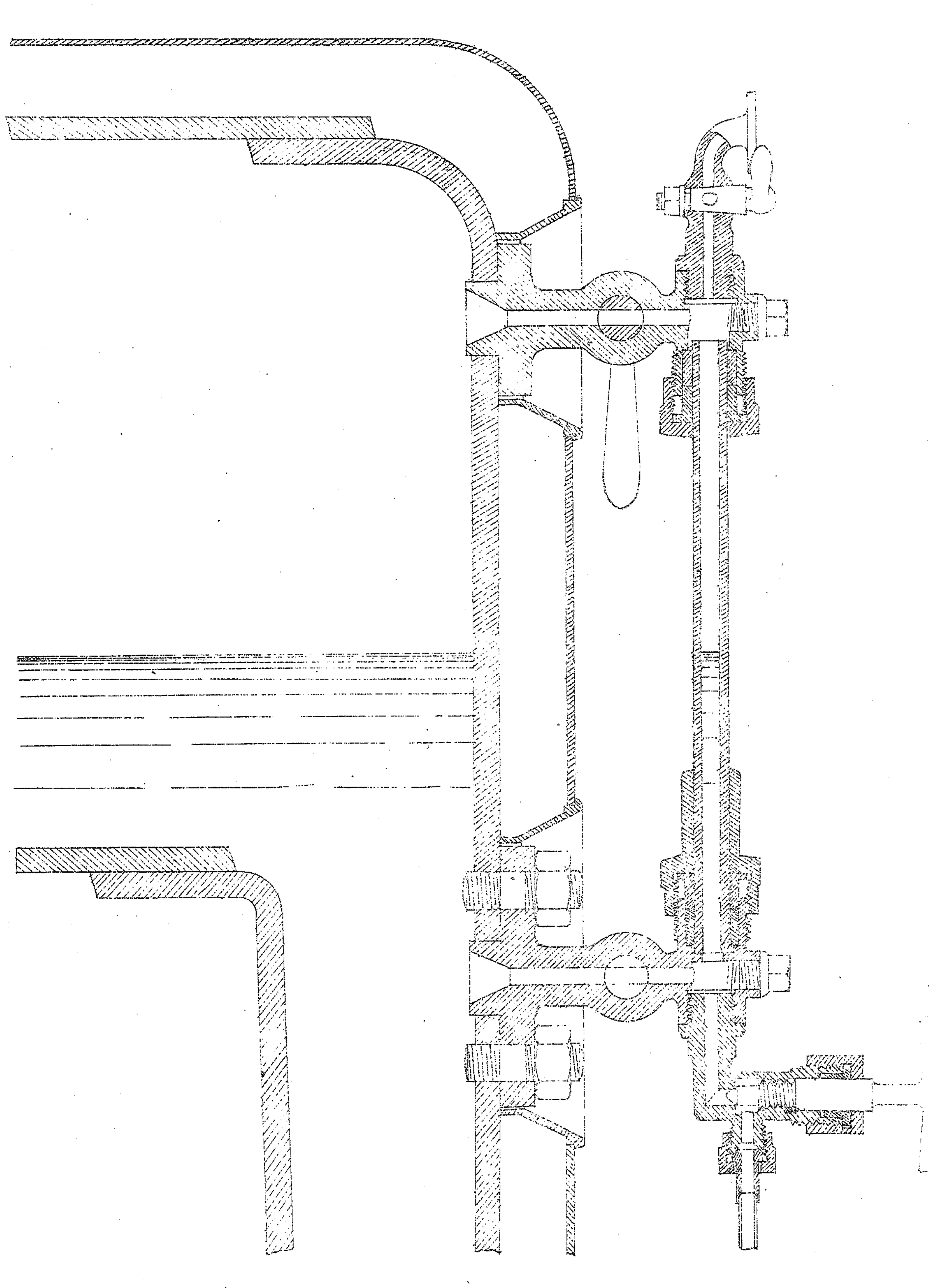
Πίναξ III


ΜΑΝΟΜΕΤΡΟΝ ΜΕΤΑΛΛΙΚΟΝ
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10
E. BOURDON
Τομή σωλῆνος.

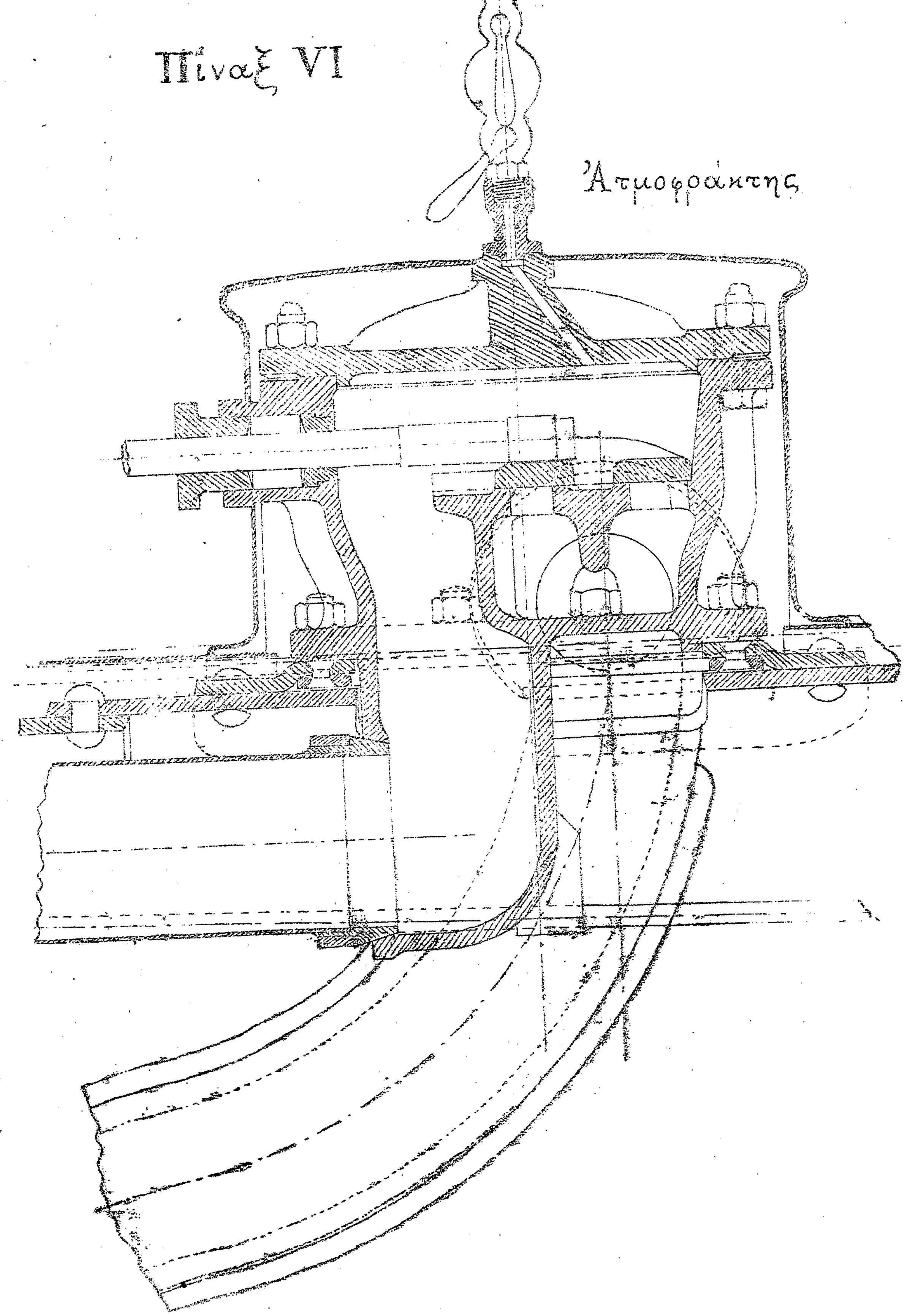
Πίναξ IV



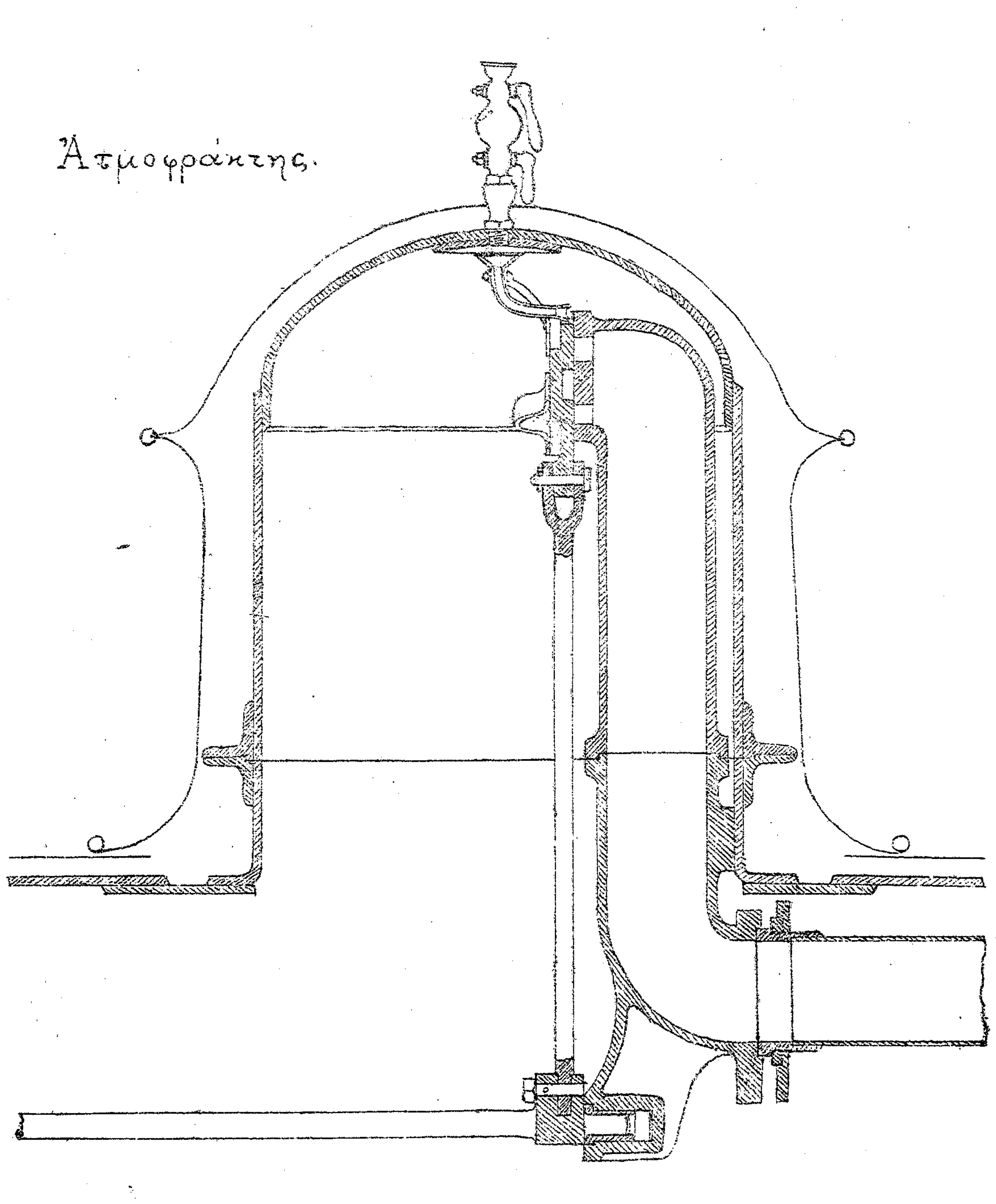
Πίναξ V



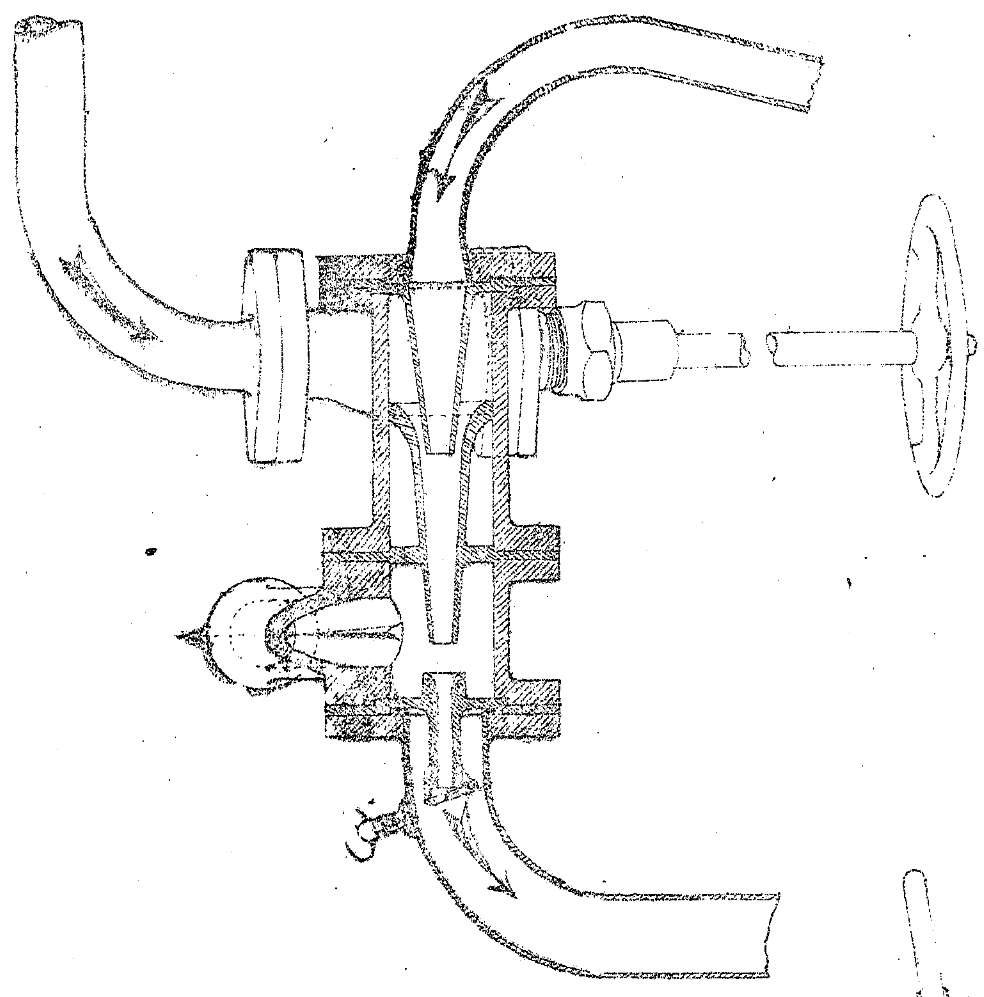
Πίναξ VI

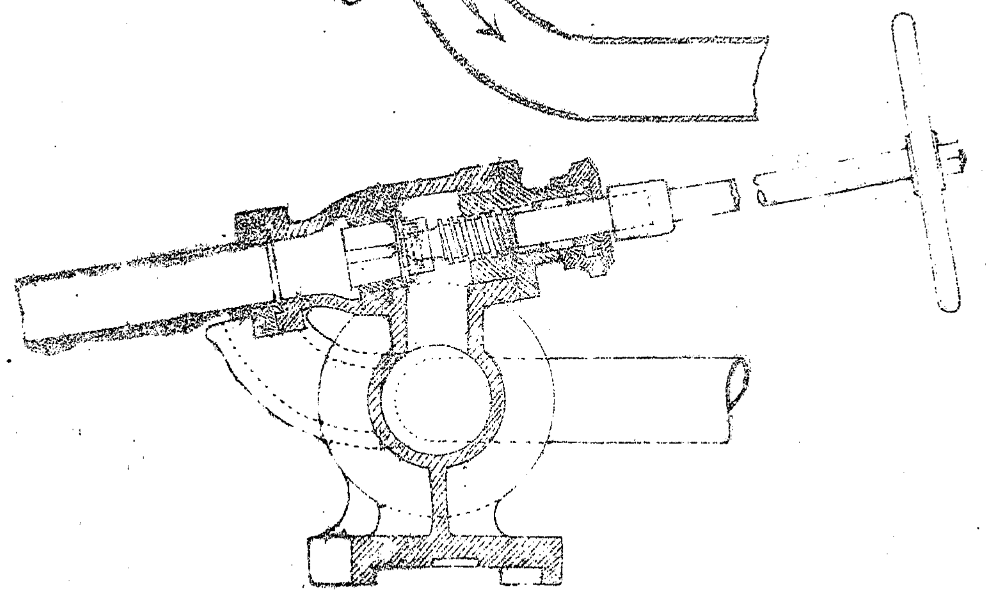


Πίναξ VII

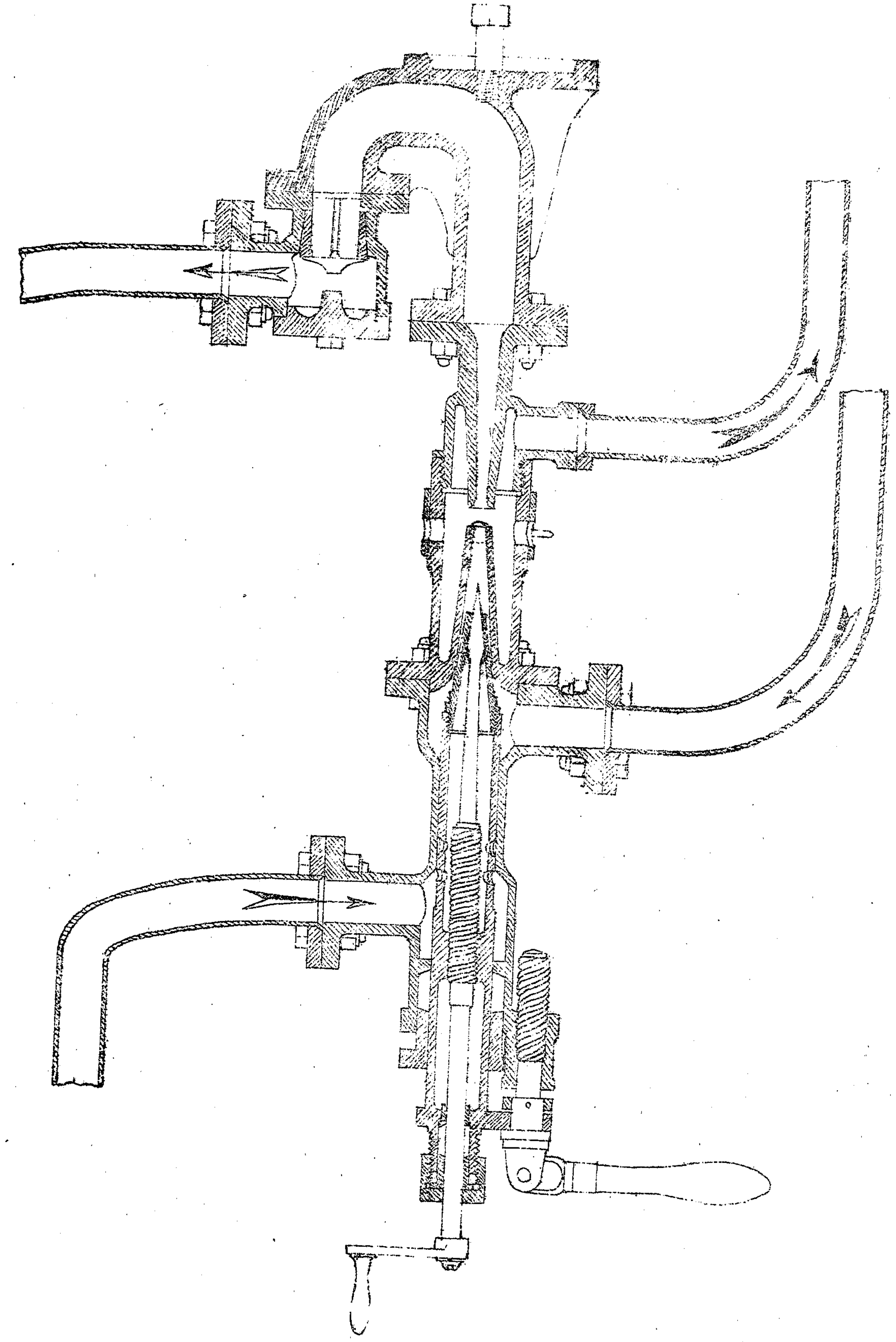


Πιναξ VIII



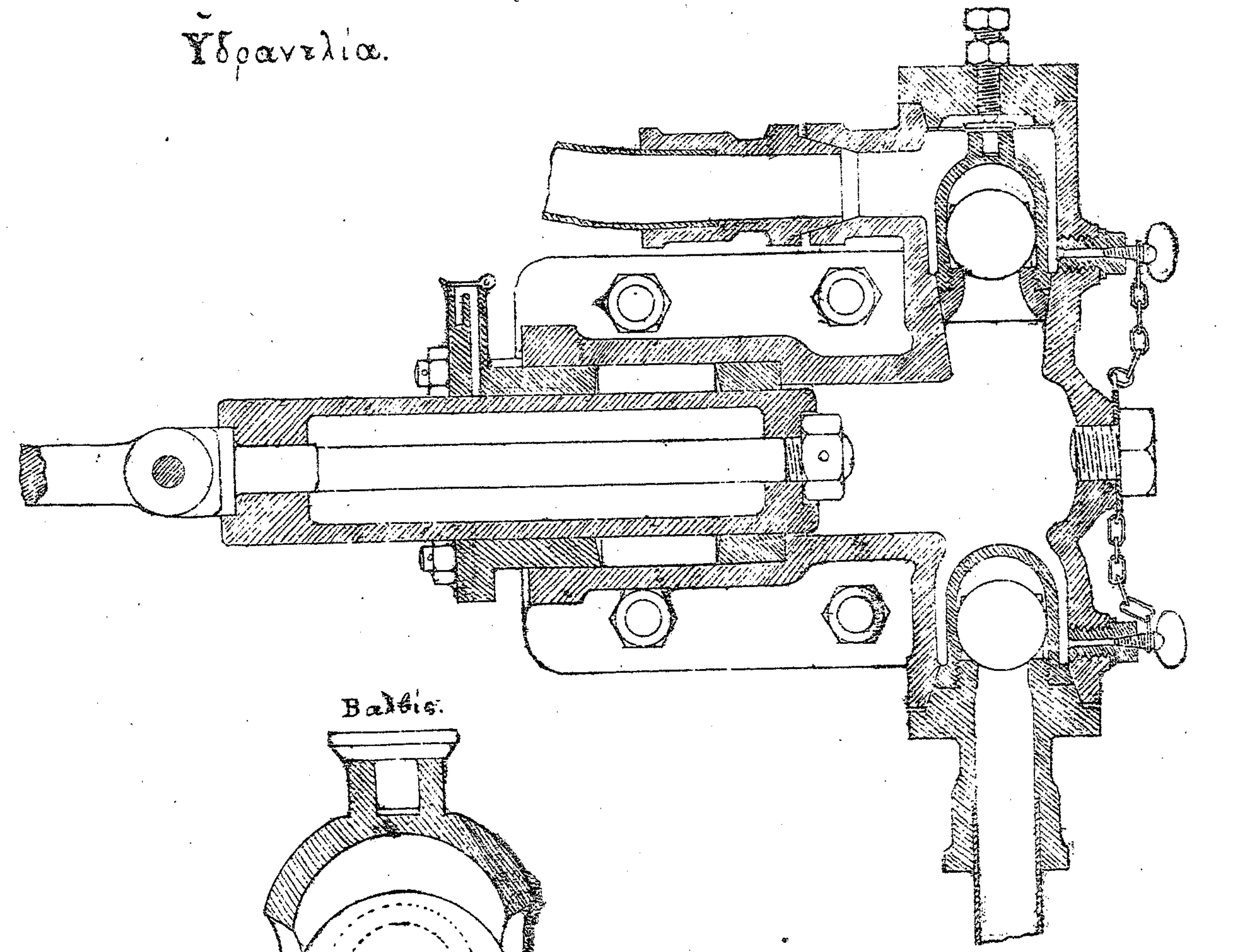


Πίναξ IX

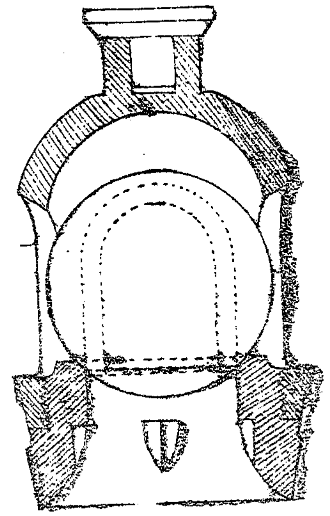


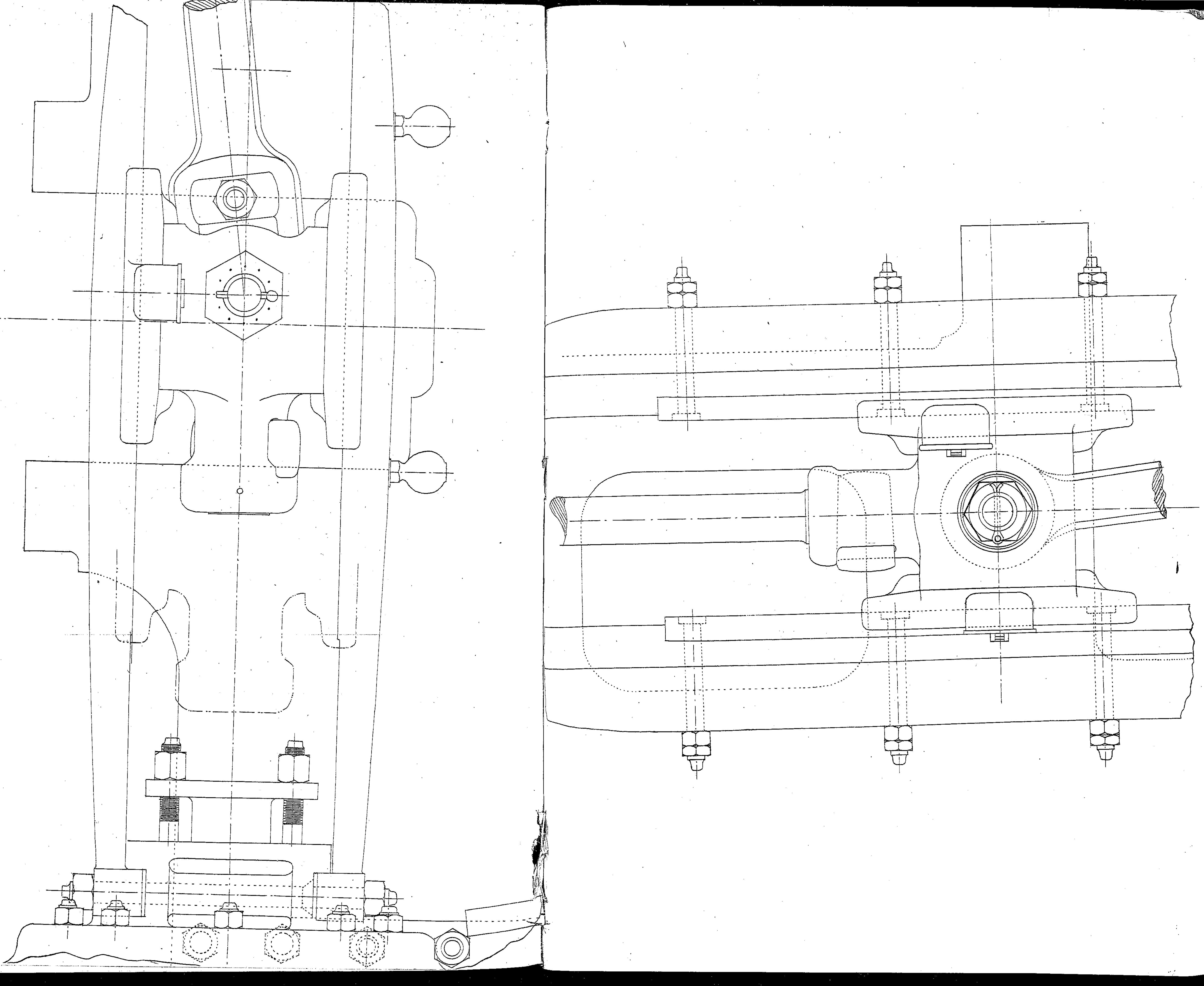
Πίναξ X

Ὑδραντλία.



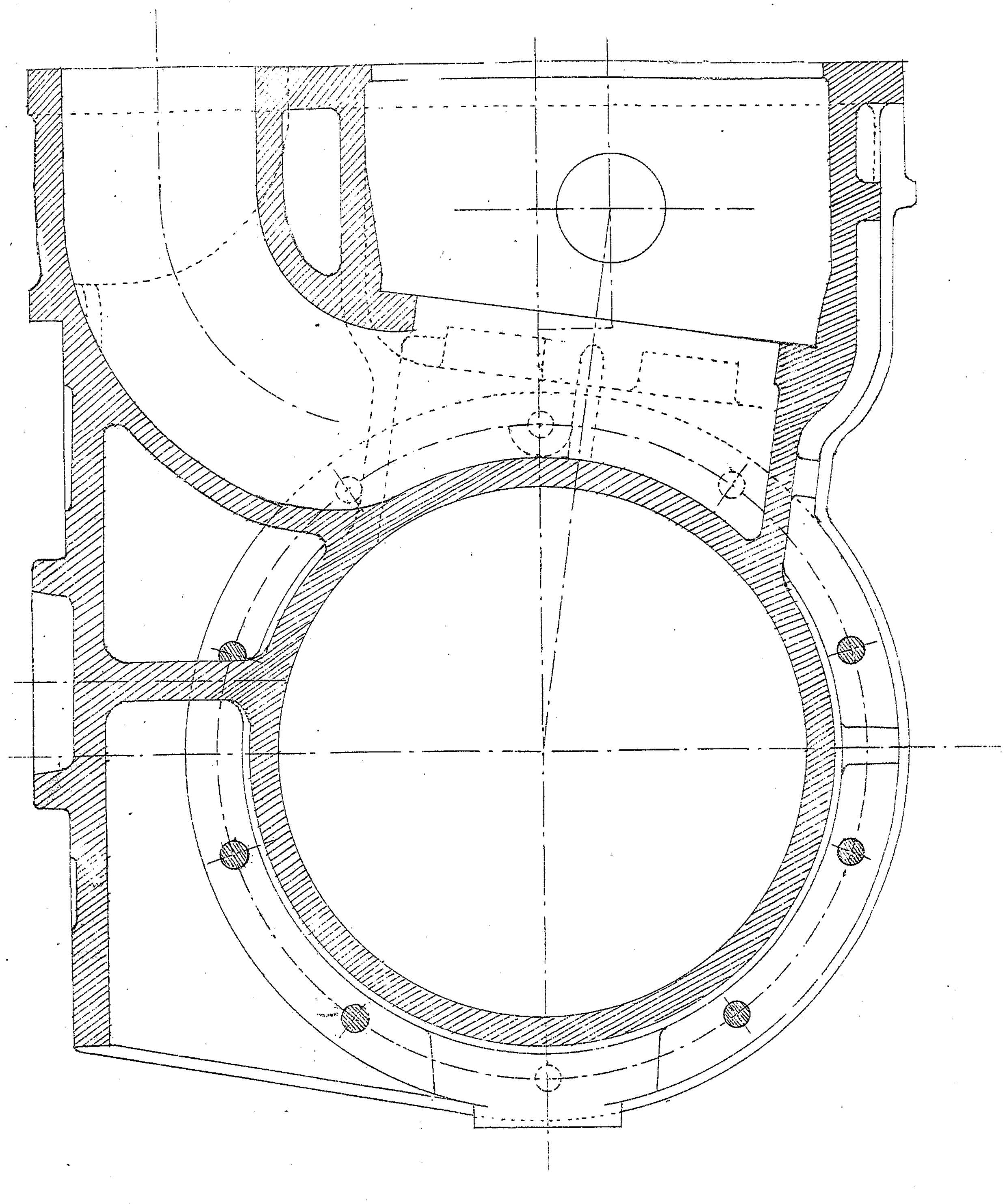
Βαλβίς.





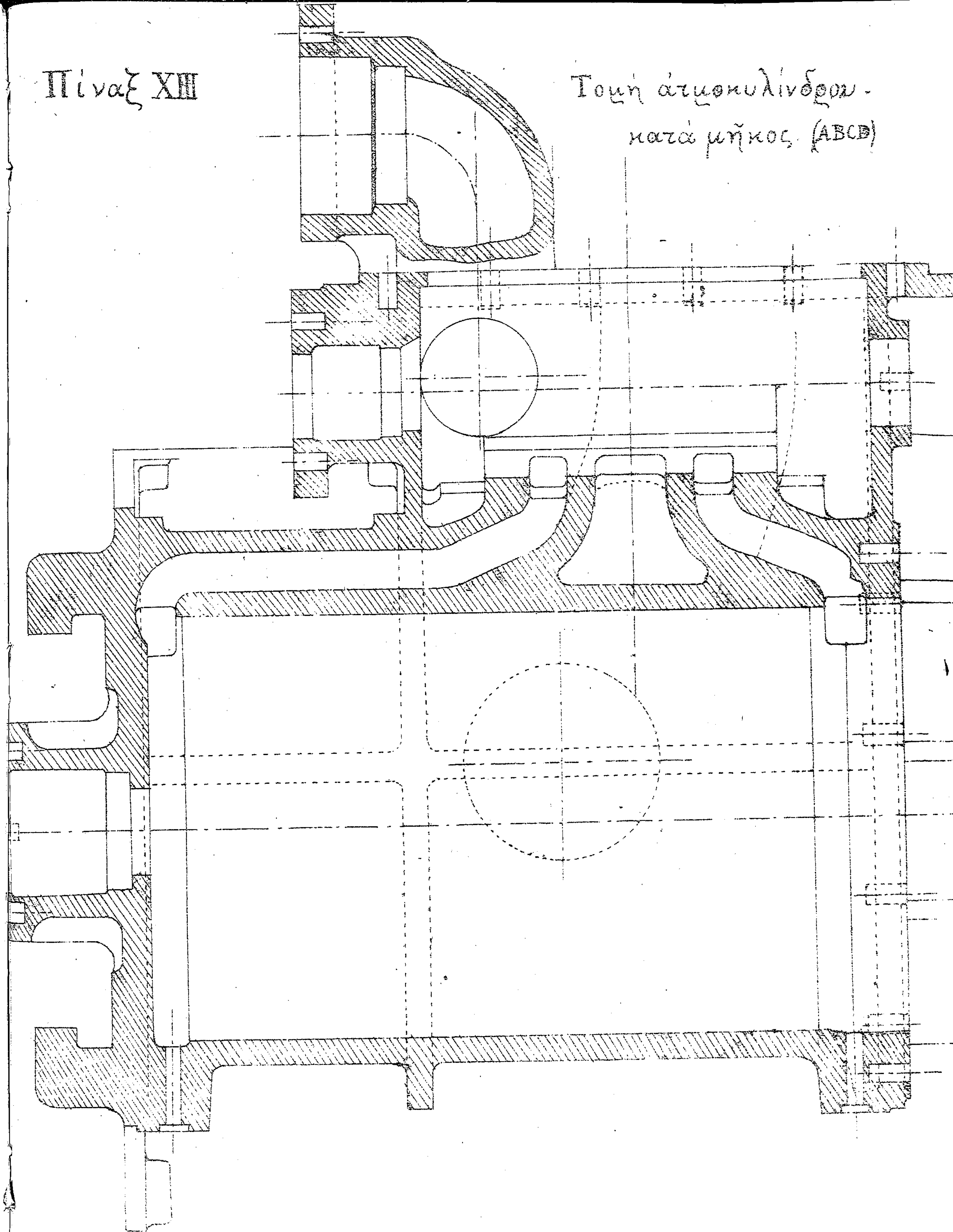
Πίναξ XII

Τομὴ ἀτμοκυλίνδρου καθέτως τῷ ἄξονι.

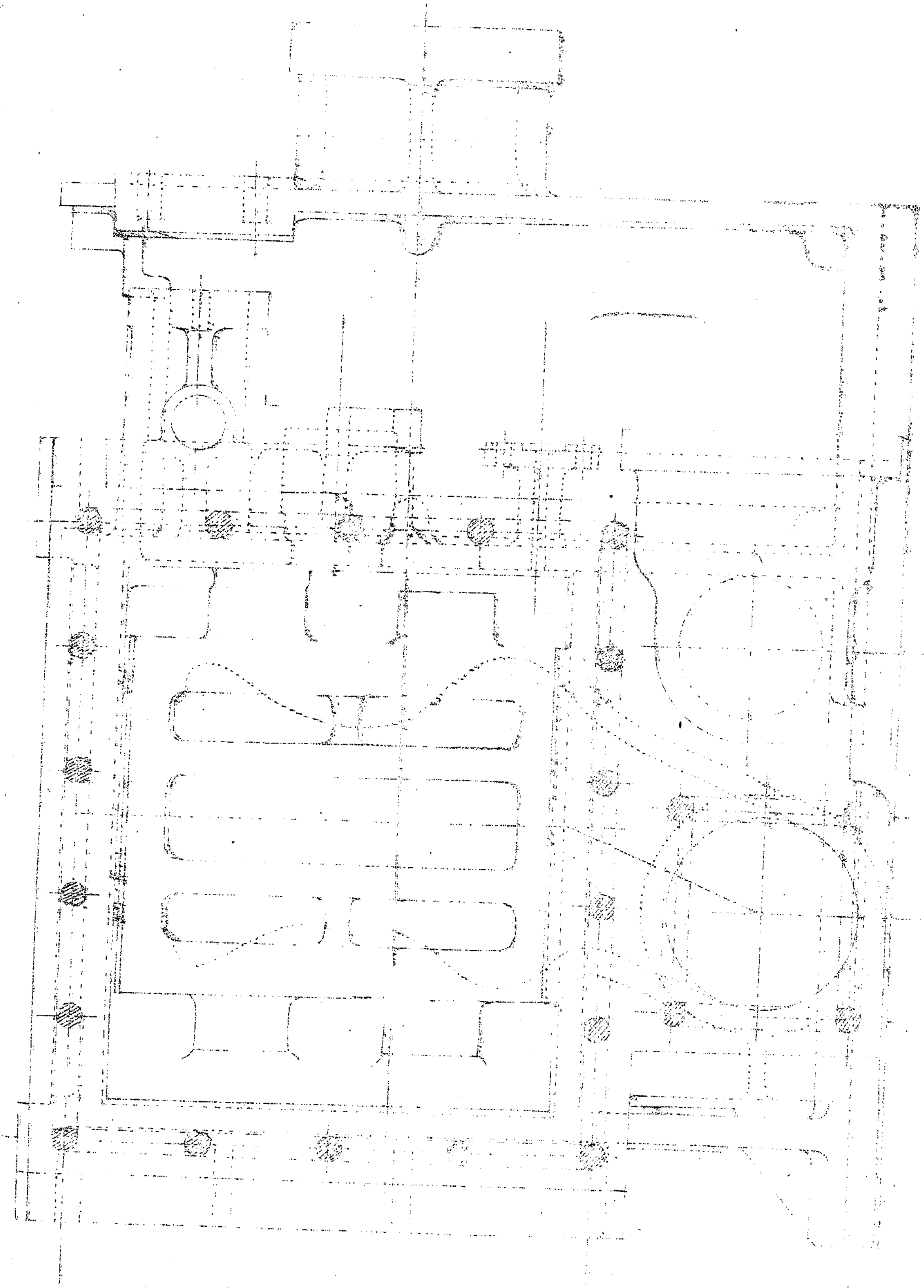


Πίναξ XIII

Τομή ἀτμοκυλίνδρου κατά μῆκος (ABCD)

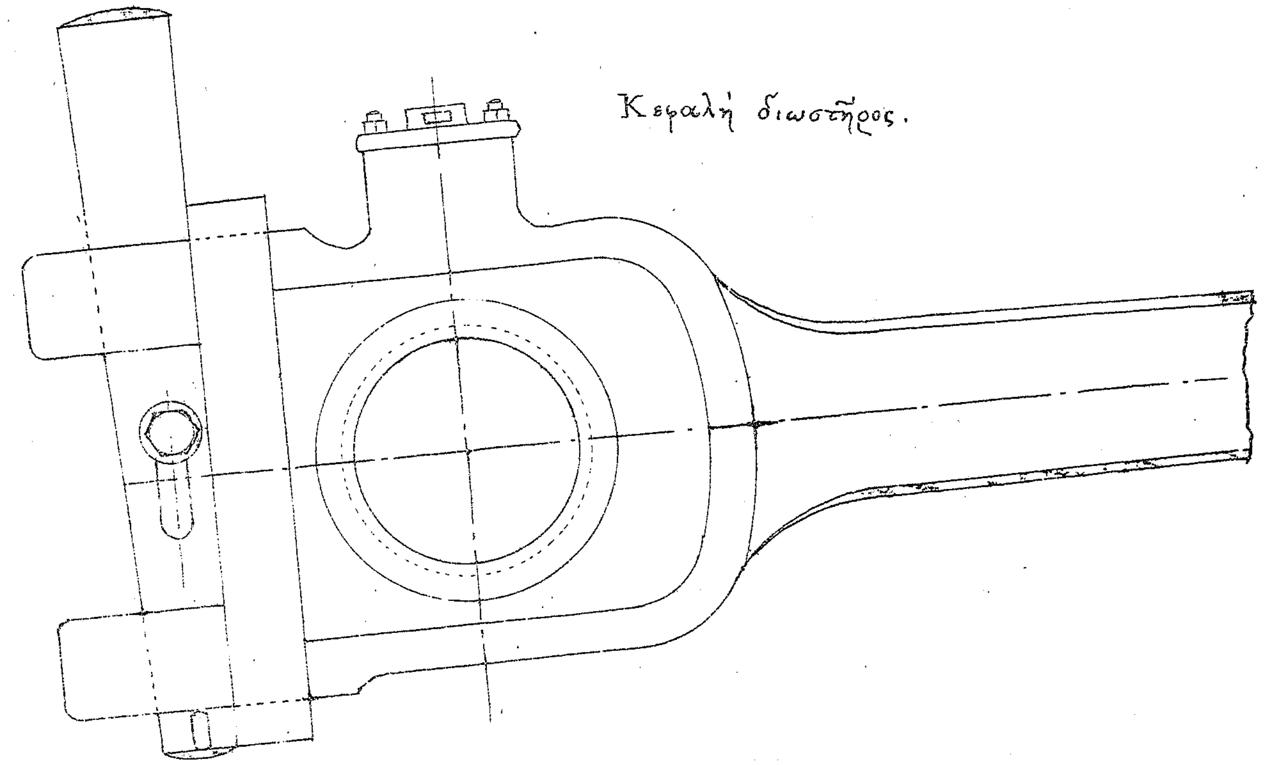


Πίναξ XIV

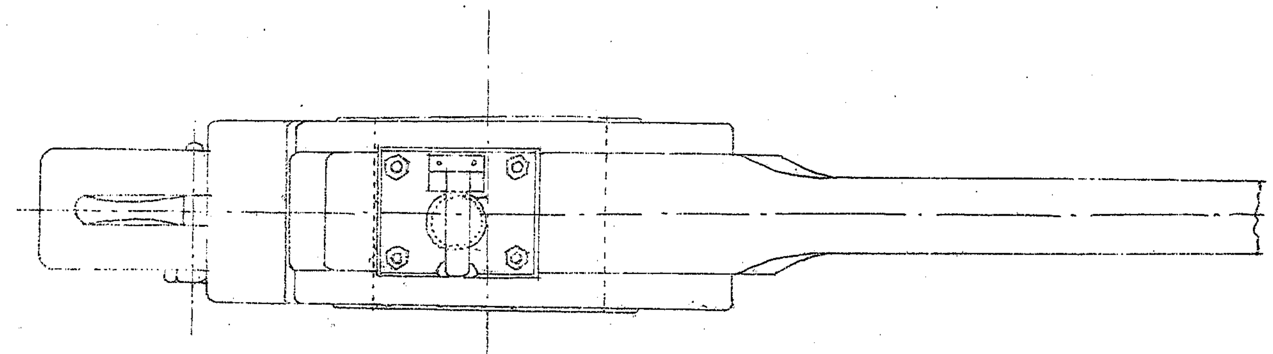


Πίναξ XV

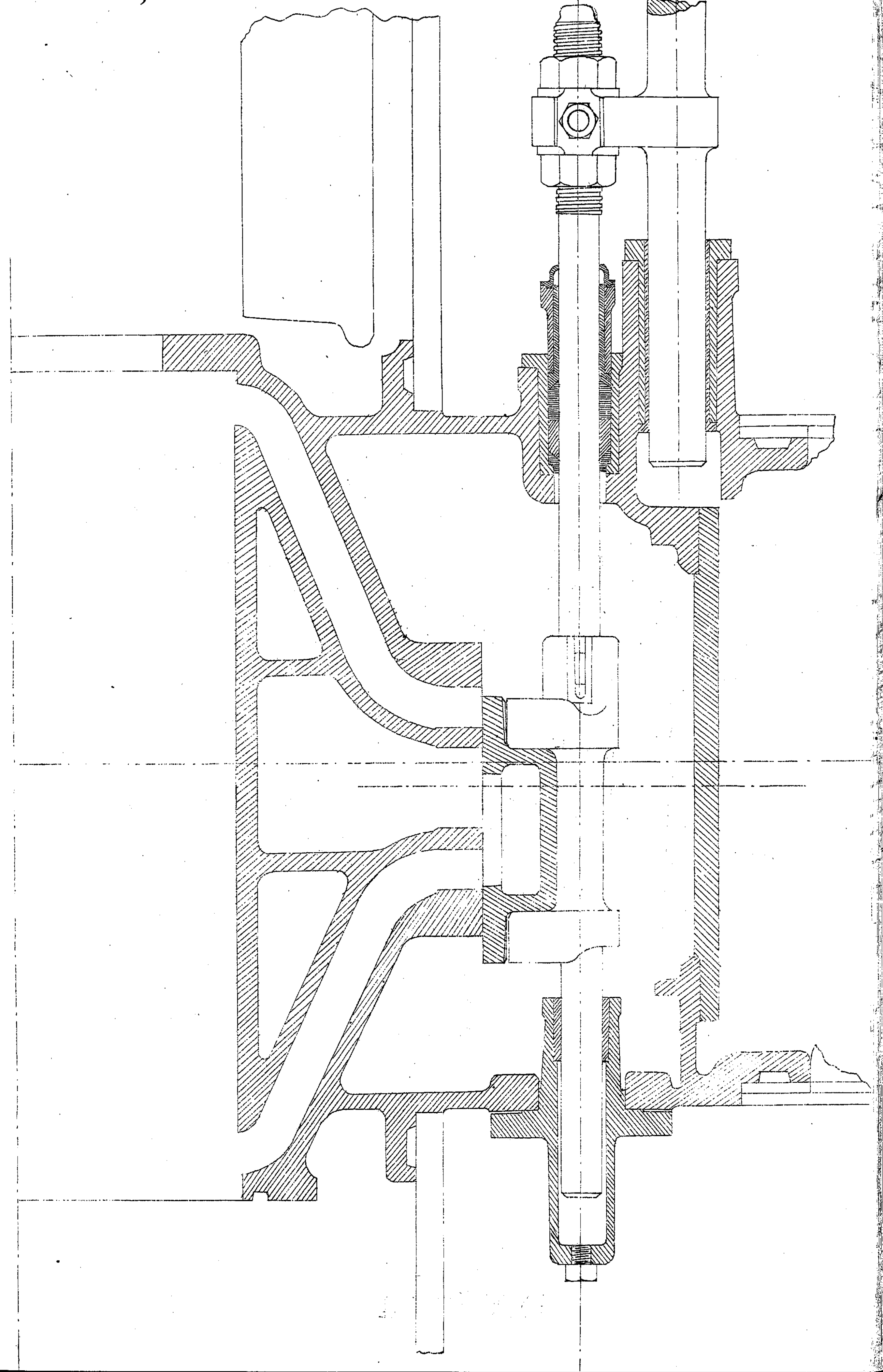
Κεφαλὴ διωστῆρος.



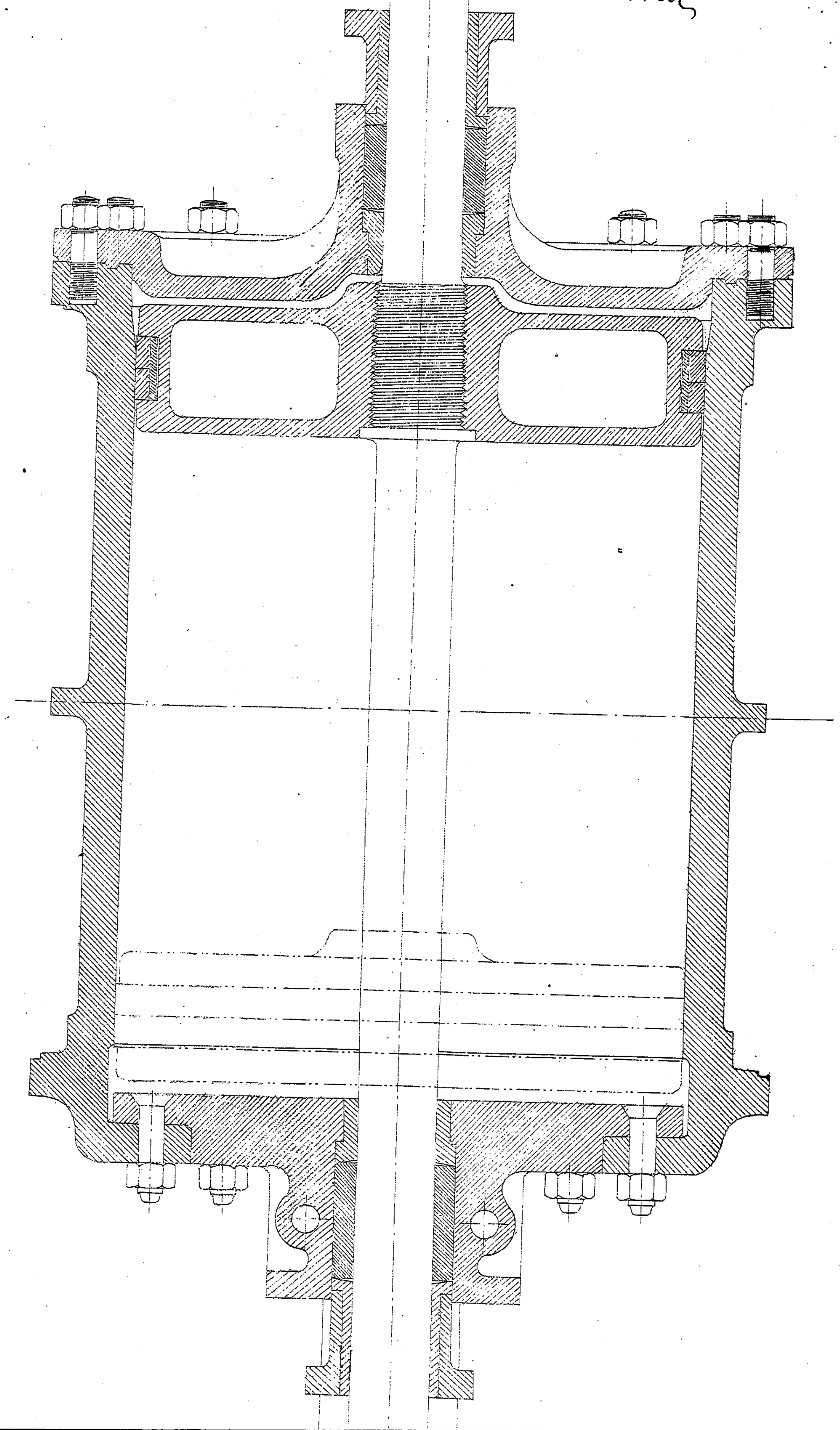
Πρόσοψις



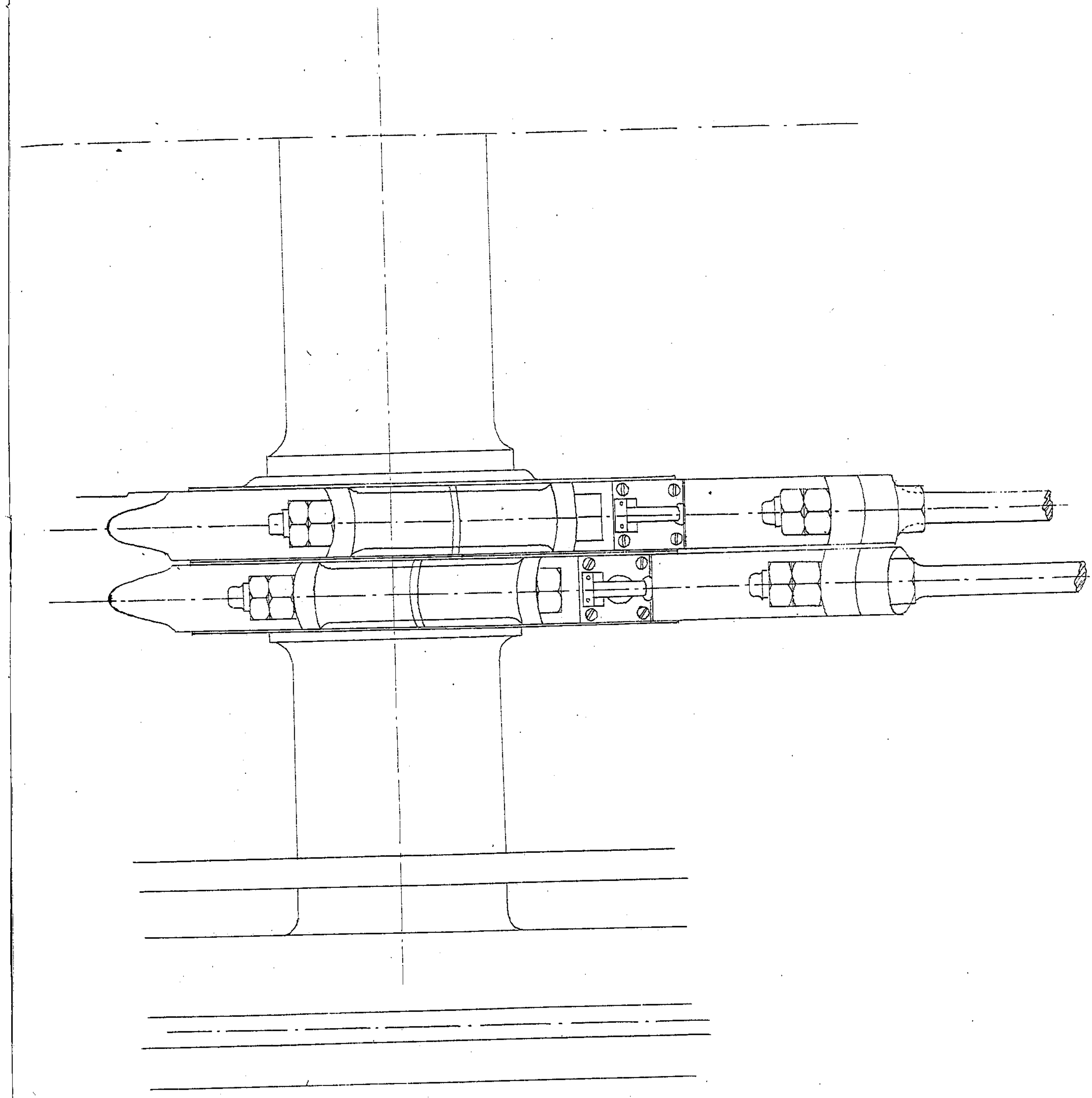
Κάτοψις.



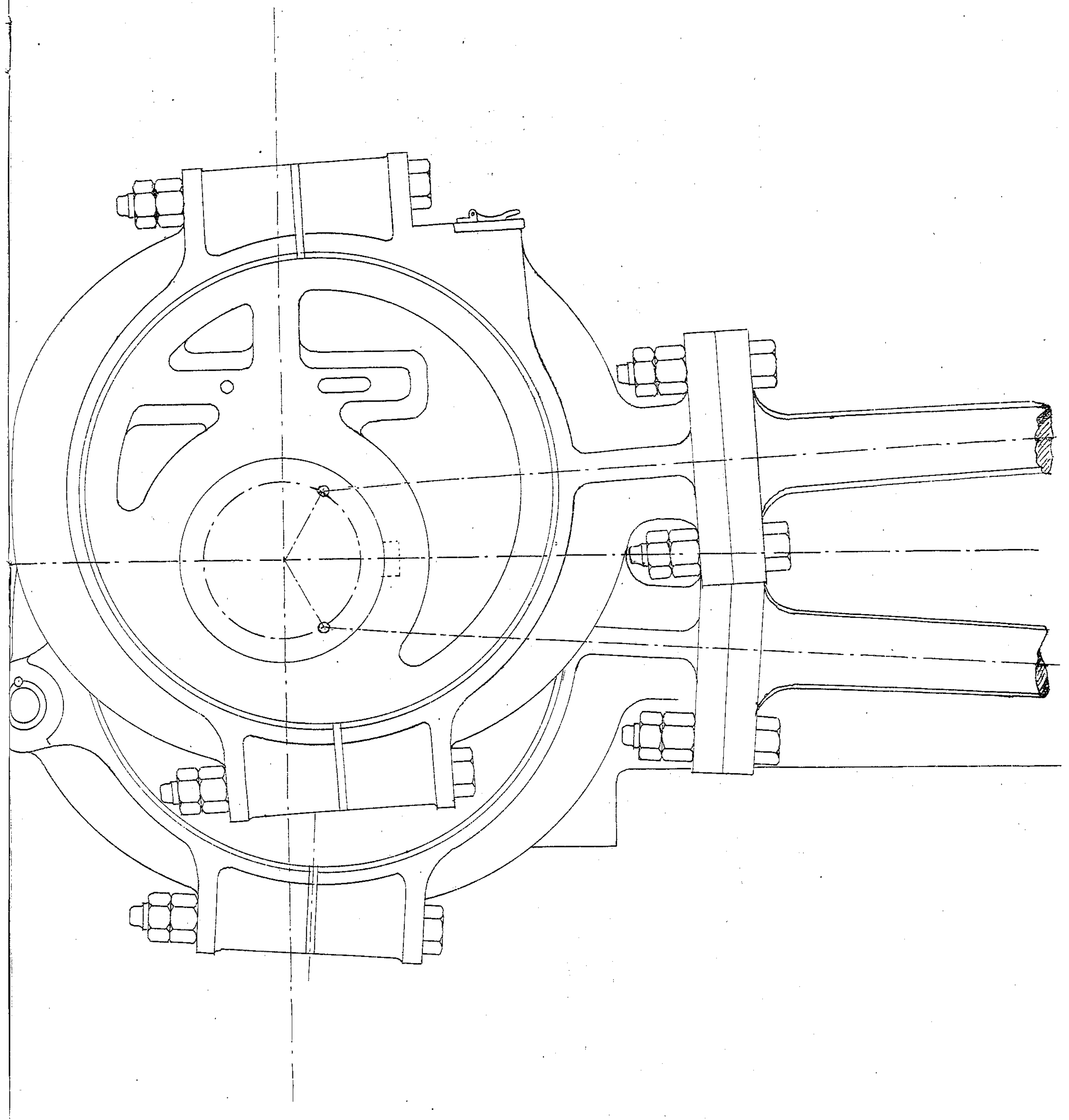
Πίναξ



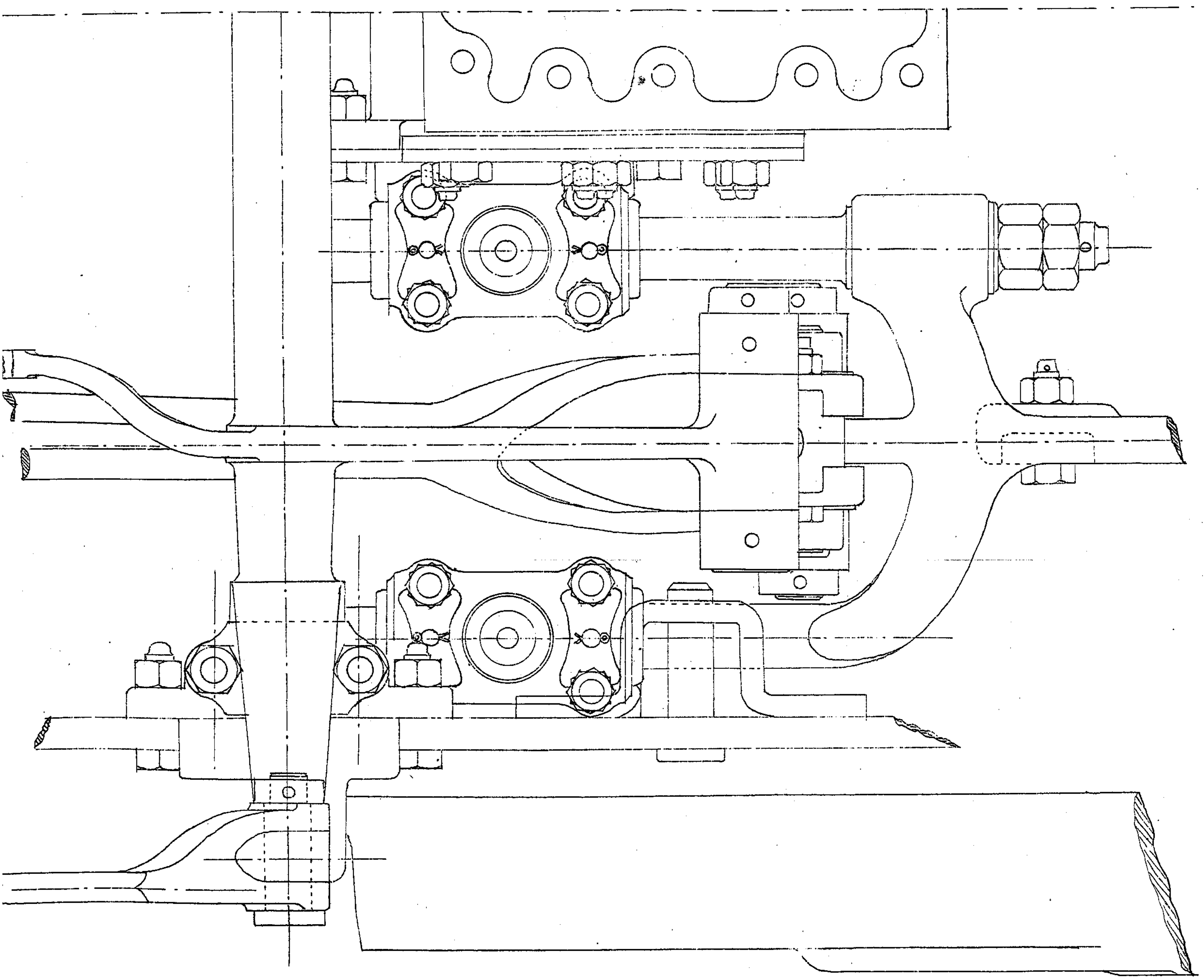
Πίναξ XX



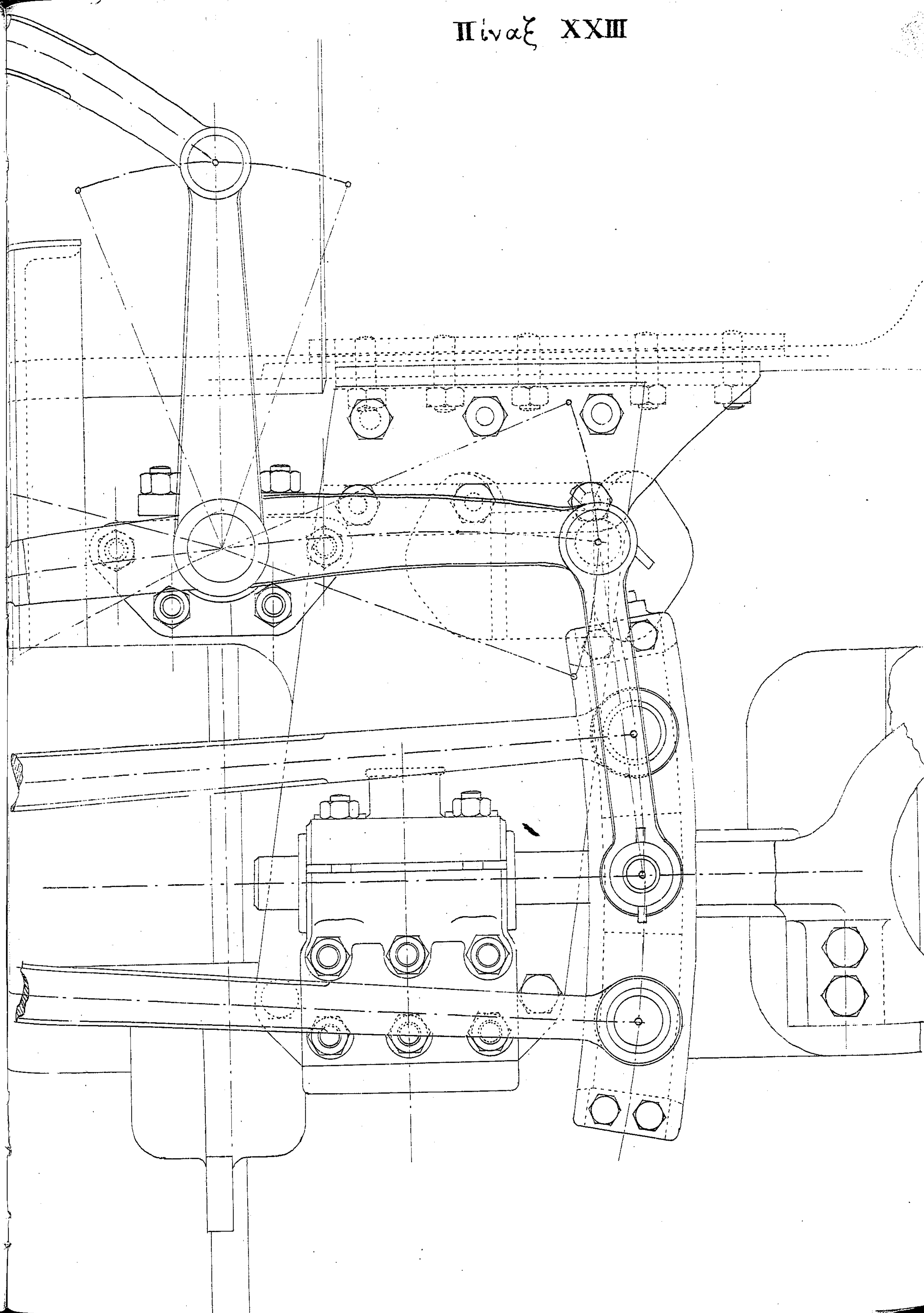
Πίναξ XXI



Πίναξ XXII

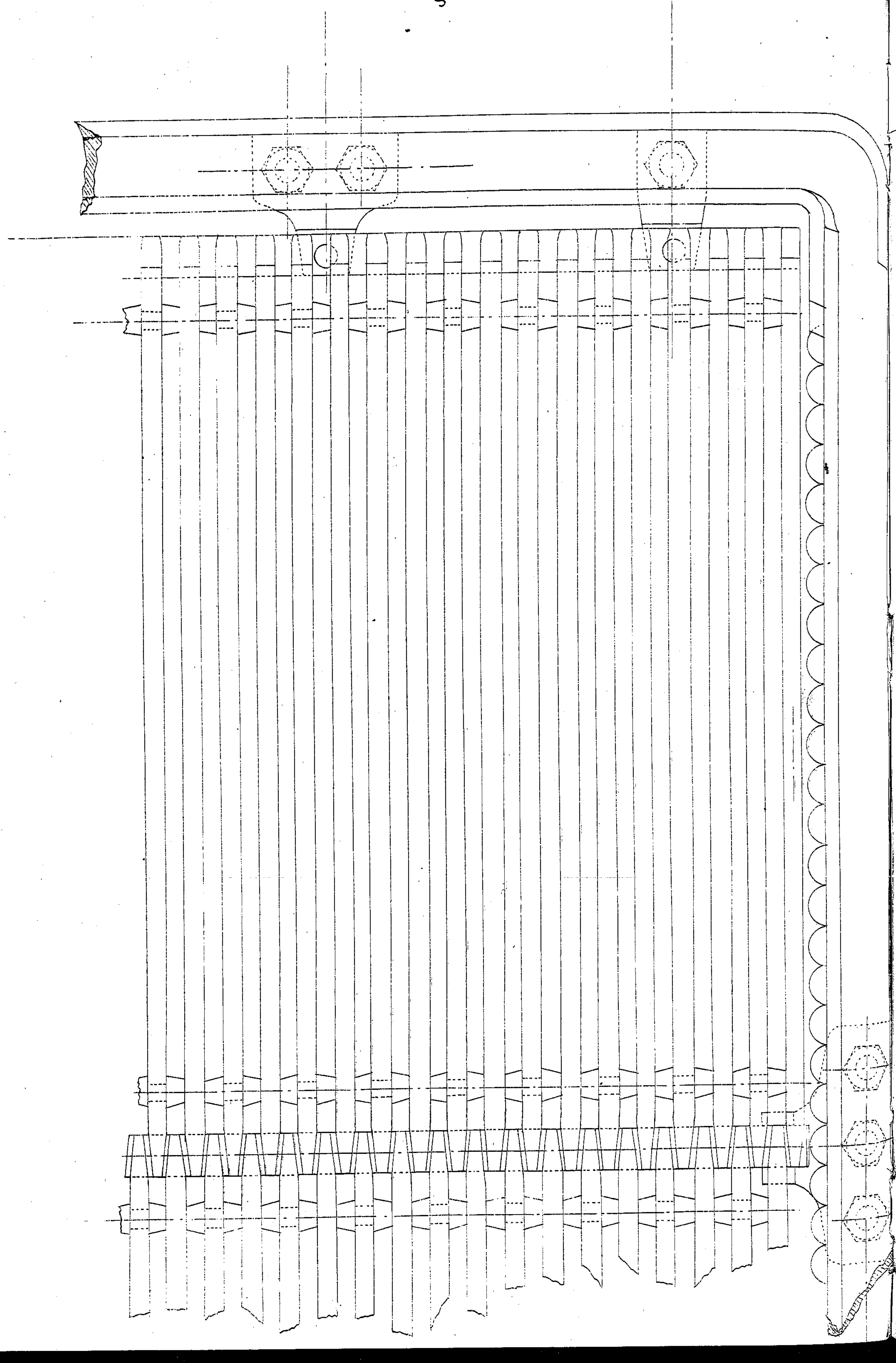


Πίναξ XXIII



ΕΚ ΤΗΣ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗΣ
Α/Α ____
ΤΟΜΟΣ ____
ΑΘΑΝΑΣΙΟΥ ΗΛΙΑ ΧΑΡΗ

Πίναξ XXIV



Πίναξ XXV