

## ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΥΚΛΩΝ

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>2</b>	<b>ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΥΚΛΩΝ</b>	<b>2.2</b>
2.1	ΚΥΚΛΟΙ ΙΣΧΥΟΣ	2.3
2.1.1	Απλός ιδανικός κύκλος	2.3
2.1.2	Κύκλος με εναλλάκτη	2.6
2.1.3	Κύκλος με αναθέρμανση	2.7
2.1.4	Κύκλος με αναθέρμανση και εναλλάκτη	2.8
2.1.5	Κύκλοι με ενδιάμεση ψύξη μεταξύ των συμπιεστών	2.8
2.1.6	Συμπεράσματα	2.8
2.1.7	Μέθοδοι υπολογισμού απωλειών	2.9
2.1.8	Ιδιότητες λίμνασης	2.10
2.1.9	Απόδοση συμπιεστή και στροβίλου	2.12
2.1.10	Απώλειες πίεσης	2.18
2.1.11	Αποτελεσματικότητα εναλλάκτη	2.19
2.1.12	Μηχανικές απώλειες	2.20
2.1.13	Μεταβολή της ειδικής θερμότητας	2.20
2.1.14	Λόγος καυσίμου/αέρα. Απόδοση καύσης και απόδοση κύκλου	2.22
2.2	ΚΥΚΛΟΙ ΑΕΡΙΟΣΤΡΟΒΙΛΩΝ ΓΙΑ ΠΡΩΩΣΗ ΑΕΡΟΣΚΑΦΩΝ	2.24
2.2.1	Κριτήρια λειτουργικής απόδοσης	2.24
2.2.2	Απόδοση τμημάτων εισαγωγής (intake) και ακροφυσίου εξαγωγής (nozzle)	2.28

2.2.3	Ο κινητήρας Turbofan	2.35
2.2.4	Ο κινητήρας Turboprop	2.38

## ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΥΚΛΩΝ

(Stodola (1945), Lichty (1955), Hawthorne and Olson (1960), Cohen et al (1972), Γούλιος (1980), The Jet Engine, Rolls-Royce (1987), Ρακόπουλος (2001), Boyce (2002))

Στο πρώτο κεφάλαιο αναφέρθηκαν διάφοροι απλοί ή σύνθετοι κύκλοι αεριοστροβίλων που προέκυψαν από τον συνδυασμό πολυβάθμιων συμπιεστών και στροβίλων με εναλλάκτες, ενδιάμεσους ψύκτες και αναθέρμανση. Το κεφάλαιο 2.1 περιγράφει τις μεθόδους υπολογισμού της λειτουργίας ενός κύκλου ισχύος ενώ το κεφάλαιο 2.2 περιγράφει τις μεθόδους υπολογισμού των αεριοστροβίλων των αεροπλάνων. Ο παραπάνω διαχωρισμός έγινε γιατί, στην περίπτωση των αεριοστροβίλων των αεροπλάνων, η λειτουργία τους επηρεάζεται από την ταχύτητα προώσεως και το ύψος, παράμετροι που δεν εισέρχονται στους υπολογισμούς της λειτουργίας των αεριοστροβίλων ισχύος.

Στην αρχά θα αναφερθεί ο ιδανικός κύκλος λειτουργίας, όπου το ειδικό έργο εξόδου και η απόδοση του κύκλου εξαρτώνται μόνο από το λόγο συμπίεσης και την μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου. Οι καμπύλες λειτουργικής απόδοσης που προκύπτουν δείχνουν τα ανώτατα όρια λειτουργικής απόδοσης των πραγματικών κύκλων.

### Χαρακτηριστικά ιδανικών κύκλων

Οι υποθέσεις πάνω στις οποίες στηρίζεται η λειτουργία του ιδανικού κύκλου είναι οι εξής (Lichty (1955), Hawthorne and Olson (1960), Cohen et al (1972), Boyce (2002)):

1. Οι διαδικασίες συμπίεσης και εκτόνωσης είναι αντιστρεπτές και αδιαβατικές (δηλ. ισεντροπικές).
2. Η μεταβολή της κινητικής ενέργειας του αερίου μεταξύ εισόδου και εξόδου από κάθε συνιστώσα είναι αμελητέα.
3. Σε καμία συνιστώσα του κύκλου δεν εμφανίζονται απώλειες πίεσης.
4. Το αέριο διατηρεί την ίδια σύσταση εντός του κύκλου και είναι ιδανικό αέριο με σταθερές ειδικές θερμότητες.
5. Η παροχή μάζας παραμένει σταθερή.
6. Η μεταφορά θερμότητας στους εναλλάκτες είναι «τέλεια» (χωρίς απώλειες).

Οι συνθήκες 4 και 5 ισχύουν με την έννοια ότι ο θάλαμος καύσης «αντικαθίσταται» από ένα θερμαντήρα που έχει μια εξωτερική πηγή θερμότητας. Έτσι στον υπολογισμό της λειτουργίας ενός ιδανικού κύκλου δεν λαμβάνεται υπ' όψιν αν πρόκειται για έναν ανοικτό ή

κλειστό κύκλο.

## 2.1 ΚΥΚΛΟΙ ΙΣΧΥΟΣ

2.1.1 Απλός ιδανικός κύκλος (Hawthorne and Olson (1960), Cohen et al (1972), Boyce (2002))

Ο ιδανικός κύκλος λειτουργίας ενός απλού στροβιλοκινητήρα είναι ο κύκλος Joule (ή Brayton) δηλαδή ο κύκλος 1234 του σχήματος 2.1. Η εξίσωση της ενέργειας για το κύκλο αυτό είναι :

$$Q = (h_2 - h_1) + \frac{1}{2}(C_2^2 - C_1^2) + W \quad [2.1]$$

όπου :  $Q$  = ειδική θερμότητα και  $W$  = ειδικό έργο ανά μονάδα μάζας

Εφαρμοζόντας αυτή την εξίσωση για τις διαδικασίες της συμπίεσης (1-2), καύσης (2-3), εκτόνωσης (3-4) και διατηρώντας την συνθήκη 4 έπεται ότι :

$$W_{12} = -(h_2 - h_1) = -c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad [2.2]$$

$$Q_{23} = (h_3 - h_2) = c_p \cdot (T_3 - T_2) \quad [2.3]$$

$$W_{34} = (h_3 - h_4) = c_p \cdot (T_3 - T_4) \quad [2.4]$$

Η θερμική απόδοση του κύκλου είναι :

$$\eta = \frac{\text{λαμβανόμενο έργο}}{\text{προσφερόμενο έργο}} = \frac{c_p \cdot (T_3 - T_4) - c_p \cdot (T_2 - T_1)}{c_p \cdot (T_3 - T_2)} \quad [2.5]$$

$$\text{αλλά : } \frac{T_2}{T_1} = r^{(\gamma-1)/\gamma} = \frac{T_3}{T_4} \quad [2.6]$$

$$\text{όπου: } r = \text{λόγος συμπίεσης, } r = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_4} \quad [2.7]$$

Έτσι η απόδοση του κύκλου δίνεται από την σχέση :

$$\eta = 1 - \left(\frac{1}{r}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad [2.8]$$

που δείχνει ότι η απόδοση εξαρτάται από :

1. Το λόγο πιέσεων (συμπίεσης)
2. Την φύση του αερίου

Το σχήμα 2.2α δείχνει τη σχέση μεταξύ των  $\eta$ ,  $r$  για την περίπτωση του αέρα ( $\gamma = 1.4$ ) και ενός μονοατομικού αερίου, όπως το αργό ( $\gamma = 1.66$ ). Η θεωρητική υπεροχή του κλειστού κύκλου με μονοατομικό αέριο είναι προφανής.

Το ειδικό έργο εξόδου  $W$ , από το οποίο εξαρτάται το μέγεθος της εγκατάστασης για δεδομένη ισχύ, βρέθηκε ότι εξαρτάται όχι μόνο από το λόγο πιέσεων  $r$  αλλά και από την μέγιστη θερμοκρασία  $T_3$ .

Επομένως :

$$\begin{aligned} W &= c_p \cdot (T_3 - T_4) - c_p \cdot (T_2 - T_1) \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{W}{c_p \cdot T_1} &= t \cdot \left(1 - \frac{1}{r^{(\gamma-1)/\gamma}}\right) - (r^{(\gamma-1)/\gamma} - 1) \end{aligned} \quad [2.9]$$

$$\text{όπου: } t = \frac{T_3}{T_1} \quad [2.10]$$

$T_1$  = είναι συνήθως η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας.

Σύμφωνα με τα παραπάνω είναι εύκολος ο σχεδιασμός των καμπυλών του ειδικού έργου στην αδιάστατη μορφή  $W/c_p \cdot T_1$ , ως προς τα διάφορα  $t$  και  $r$  (σχήμα 2.2b). Η τιμή του  $T_3$  (και συνεπώς του  $t$ ) εξαρτάται από τα υλικά κατασκευής και συνήθως ονομάζεται «μεταλλουργικό όριο». Σε μονάδες ισχύος η τιμή του  $t$  είναι μεταξύ 3.5 και 4 ενώ σε κινητήρες αεροσκαφών είναι επιτρεπτή μια τιμή μεταξύ 5 και 6 όταν ψυχονται τα πτερύγια στροβίλου.

Παρατηρώντας το διάγραμμα b του σχήματος 2.2 και γράφοντας το έργο ως:

$$\frac{W}{c_p T_1} = \left[ t \left( 1 - \frac{T_4}{T_3} \right) - \left( \frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \right] = \left[ t \left( 1 - \frac{1}{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) - \left( r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \right]$$

φαίνεται ότι οι τιμές του λόγου πιέσεων, για σταθερό t, για τις οποίες το ειδικό έργο μηδενίζεται είναι οι ακόλουθες :

$$1. \quad W \rightarrow 0 \Rightarrow t \cdot \left( 1 - \frac{1}{P} \right) - (P - 1) \rightarrow 0 \quad \text{όπου : } P = r^{(\gamma-1)/\gamma}$$

$$\text{ή } t = \frac{P-1}{1-\frac{1}{P}} \quad \text{οπότε: } r = t^{\gamma/(\gamma-1)}$$

$$\text{είναι δε: } r = \frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{και } t = \frac{T_3}{T_1}$$

απ' όπου τελικά έχουμε:  $T_2 = T_3$

δηλ. όταν οι διαδικασίες συμπίεσης και εκτόνωσης συμπίπτουν, για την τιμή του  $r = t^{\gamma/(\gamma-1)}$ .

$$2. \quad W \rightarrow 0 \quad \text{τότε: } p \rightarrow 1, \quad r^{\gamma/(\gamma-1)} \rightarrow 1 \quad \text{ή } r = 1$$

$$\text{είναι δε: } r = \frac{P_2}{P_1} \quad \text{και } r = 1$$

απ' όπου τελικά έχουμε :  $P_1 = P_2$

και πάλι βλέπουμε ότι έχουμε μηδενικό έργο για  $r = 1$ . Εξ' αυτού συνάγεται ότι κάπου στη καμπύλη πρέπει να έχουμε ένα μέγιστο.

Από το διάγραμμα b του σχήματος 2.2 φαίνεται ότι για δεδομένη τιμή του t υπάρχει μια βέλτιστη τιμή του λόγου συμπίεσης για την οποία το ειδικό έργο είναι μέγιστο. Η τιμή αυτή του λόγου πιέσεων είναι:

$$r_{\text{opt}} = t^{\gamma/2(\gamma-1)} \quad [2.11]$$

Η τιμή αυτή προκύπτει από την διαφορίση της σχέσης [2.9].

Επιπλέον η προηγούμενη σχέση γράφεται:

$$r_{\text{opt}}^{(\gamma-1)/\gamma} = \sqrt{t} \quad [2.12]$$

$$r_{\text{opt}}^{(\gamma-1)/\gamma} = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \sqrt{t} \quad [2.13]$$

$$t = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{T_3}{T_4} \quad [2.14]$$

αλλά από [2.10] έχουμε:  $t = \frac{T_3}{T_1}$

Από τις δύο τελευταίες σχέσεις έπεται:  $T_2 = T_4$

Συνεπώς:

«Το ειδικό έργο είναι μέγιστο όταν ο λόγος πιέσεων είναι τέτοιος που οι θερμοκρασίες εξόδου του συμπιεστή και του στροβίλου είναι ίσες».

Για όλες τις άλλες τιμές του  $r$  μεταξύ 1 και  $t^{\gamma/2(\gamma-1)}$  η  $T_4$  θα είναι μεγαλύτερη της  $T_2$  γεγονός που κάνει φανερά τα πλεονεκτήματα της χρησιμοποίησης εναλλάκτη.

### 2.1.2 Κύκλος με εναλλάκτη (Cohen et al (1972), Boyce (2002))

Όταν  $T_4 > T_2$  δηλ. όταν  $1 < r < t^{\gamma/2(\gamma-1)}$  μπορεί να αξιοποιηθεί ένας εναλλακτης. Χρησιμοποιώντας τους συμβολισμούς του σχήματος 2.3 η απόδοση δίνεται από την σχέση:

$$\eta = \frac{c_p \cdot (T_3 - T_4) - c_p \cdot (T_2 - T_1)}{c_p \cdot (T_3 - T_5)} \quad [2.15]$$

Υποθέτοντας ιδανικό εναλλάκτη ( $T_5 = T_4$ ) και εφαρμόζοντας την ισεντροπική σχέση P-T η απόδοση δίνεται από την σχέση:



$$\eta = 1 - \frac{r^{(\gamma-1)/\gamma}}{t} \quad [2.16]$$

Έτσι η απόδοση του κύκλου με εναλλάκτη, εξαρτάται από την μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου και αυξάνεται με το  $t$ . Είναι φανερό ότι, όταν το  $t$  είναι σταθερό, η απόδοση αυξάνεται όταν ο λόγος πιέσεων  $r$  μειώνεται (το αντίθετο συμβαίνει στον απλό κύκλο). Στο σχήμα 2.4 οι συνεχείς γραμμές απεικονίζουν την εξίσωση [2.16] για διάφορες τιμές του λόγου  $t$ .

Για κάθε τιμή του  $t$  η καμπύλη της απόδοσης αρχίζει από το  $r = 1$  και από την τιμή  $\eta = 1 - (1/t)$  που είναι η απόδοση του κύκλου Carnot, όπου η προσαγωγή και η απαγωγή θερμότητας γίνεται στην μέγιστη και ελάχιστη θερμοκρασία του κύκλου αντίστοιχα. Με την αύξηση της τιμής του λόγου πίεσης η απόδοση πέφτει μέχρι την τιμή που αντιστοιχεί στη  $r^{(\gamma-1)/\gamma} = \sqrt{t}$  οπότε η εξίσωση [2.16] ταυτίζεται με την [2.8]. Αυτός είναι ο λόγος πίεσης για τον οποίο οι καμπύλες του ειδικού έργου εξόδου του σχήματος 2.2(b) φτάνουν την μέγιστη τιμή και για τον οποίο έχει δειχθεί ότι  $T_4 = T_2$ . Για μεγαλύτερες τιμές του λόγου  $r$  ο εναλλάκτης θα ψυχεί το αέριο που εξέρχεται από το συμπιεστή με αποτέλεσμα την ελάττωση της απόδοσης του κύκλου και έτσι οι καμπύλες δεν πρέπει να εκτείνονται πέρα από το σημείο που συναντούν την καμπύλη της απόδοσης του κύκλου που στο σχήμα 2.4 δείχνεται με την διακεκομμένη γραμμή.

Με την προσθήκη του εναλλάκτη το ειδικό έργο εξόδου δεν μεταβάλλεται και συνεπώς οι καμπύλες του σχήματος ισχύουν και σε αυτή την περίπτωση. Από τις καμπύλες αυτές και από εκείνες του σχήματος 2.4 έπεται ότι για να βελτιωθεί σημαντικά η απόδοση του κύκλου με εναλλάκτη θα πρέπει :

- (1) Η τιμή του  $r$  να είναι αρκετά μικρότερη από την βέλτιστη για την οποία αντιστοιχεί το μέγιστο ειδικό έργο εξόδου.
- (2) Εφ' όσον η μέγιστη τιμή της θερμοκρασίας του κύκλου ( $T_3$ ) αυξάνει δεν χρειάζεται να αυξηθεί η τιμή του λόγου πιέσεων ( $r$ ).

Αργότερα θα δειχθεί ότι στους πραγματικούς κύκλους το συμπέρασμα (1) ισχύει, ενώ το (2) τροποποιείται.

### 2.1.3 Κύκλος με αναθέρμανση (Cohen et al (1972), Boyce (2002))

Σημαντική αύξηση του ειδικού έργου επιτυγχάνεται με την αναθέρμανση του

εκτονουμένου αερίου μεταξύ των στροβίλων υψηλής και χαμηλής πίεσης. Το σχήμα 2.5(α) δείχνει το σχετικό τμήμα του κυκλώ με αναθερμανση στο T-S διαγραμμα. Επειδη η καθετη αποσταση μεταξύ ενος δεδομενου ζευγους ισοβαρων καμπυλων, στο T-S διαγραμμα, αυξανε με την αυξηση της εντροπιας είναι προφανες οτι το εργο εξοδου του στροβιλοκινητηρα αυξανε επομενω:

$$(T_3 - T_4) + (T_5 - T_6) > (T_3 - T_4) \quad [2.17]$$

Υποθετοντας οτι το αεριο αναθερμαινεται σε θερμοκρασια  $T_3$  η διαφοριση της σχεσης που δινει το ειδικο εργο εξοδου δειχνει οτι το βελτιστο σημειο για αναθερμανση κατα την εκτονωση είναι εκεινο οπου οι λογοι πιεσης (και επομενω οι μεταβολες της θερμοκρασιας και μεταφορας εργου) για τους στροβιλους Υ.Π. και Χ.Π. είναι ισοι. Με αυτη την βελτιστη διαιρεση του κυκλου, είναι δυνατη η εξαγωγη σχεσεων για το ειδικο εργο εξοδου και για την αποδοση σαν συναρτηση των  $r$  και  $t$ .

Έχουμε  $W_{turbines} = c_p (T_3 - T_4) + c_p (T_5 - T_6)$  και εισάγοντας την βοηθητική παράμετρο  $\beta$

$$\frac{T_3}{T_4} = \left( \frac{P_3}{P_4} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \beta \quad \Rightarrow \quad T_4 = \frac{T_3}{\beta}, \quad \frac{P_3}{P_4} \frac{P_5}{P_6} = [P_4 = P_5] = \frac{P_3}{P_6} = r$$

$$\text{συνδυάζουμε και παίρνουμε} \Rightarrow \beta \cdot \left( \frac{P_5}{P_6} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \Rightarrow \quad T_6 = T_5 \frac{\beta}{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$$

Επίσης:

$$\frac{W_t}{c_p} = \left( T_3 - \frac{T_3}{\beta} \right) + \left( T_5 - \frac{T_5 \beta}{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) \quad \begin{matrix} T_3=T_5 \\ \Rightarrow \end{matrix} \quad \text{διαφορίζοντας ως προς } \beta :$$

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \left( \frac{W_t}{c_p T_3} \right) = -\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \beta = \sqrt{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = \left[ \text{εισάγοντας το } p \text{ σύμφωνα με τον απλό κύκλο} \right] = \sqrt{p}$$

Συνεπώς το έργο γράφεται

$$\frac{W}{c_p T_1} = \frac{W_t}{c_p T_1} - \frac{W_c}{c_p T_1} = \left( t - \frac{t}{\sqrt{p}} + t - t \frac{\sqrt{p}}{p} \right) - \left( \frac{T_2}{T_1} - 1 \right)$$

Και λαμβάνουμε την τελική έκφραση για το έργο και την απόδοση

$$\frac{W}{c_p \cdot T_1} = 2 \cdot t - p + 1 - \frac{2 \cdot t}{\sqrt{p}} \quad [2.18]$$

$$\eta = \frac{2 \cdot t - p + 1 - (2 \cdot t / \sqrt{p})}{2 \cdot t - p - (t / \sqrt{p})} \quad [2.19]$$

Συγκρίνοντας τις καμπύλες των σχήματων 2.6 και 2.2(b) φαίνεται ότι το ειδικό έργο εξόδου αυξάνεται στη περίπτωση του κύκλου με αναθέρμανση. Αντίθετα όμως η απόδοση ελαττώνεται. Αυτό πρέπει να αναμένεται επειδή προστίθεται ένας λιγότερο αποδοτικός κύκλος (4'456 του σχήματος 2.5(α)) στον απλό κύκλο - λιγότερο αποδοτικός επειδή λειτουργεί σε μικρότερο εύρος θερμοκρασιών. Μεγαλύτερη πτώση της απόδοσης συμβαίνει όταν αυξάνεται η μέγιστη θερμοκρασία λειτουργίας του κύκλου.

#### 2.1.4 Κύκλος με αναθέρμανση και εναλλάκτη

Η ελάττωση της απόδοσης του κύκλου με αναθέρμανση αντισταθμίζεται με την πρόσθεση ενός εναλλάκτη στο κύκλωμα όπως φαίνεται στο σχήμα 2.7. Με τη διατάξη αυτή αξιοποιείται η υψηλή θερμοκρασία των καυσαερίων για τη βελτίωση της απόδοσης του κύκλου, χωρίς ανάγκη αύξησης της προσαγόμενης θερμότητας. Συγκρίνοντας τις καμπύλες των σχημάτων 2.8 και 2.4 φαίνεται ότι η απόδοση του κύκλου με εναλλάκτη είναι μικρότερη από την απόδοση με εναλλάκτη και αναθέρμανση. Η οικογένεια των καμπυλών με σταθερό  $t$  έχει τα ίδια χαρακτηριστικά με εκείνα για τον απλό κύκλο με εναλλάκτη. Κάθε καμπύλη για  $r = 1$  έχει την τιμή του Carnot και αυξανόμενου του λόγου  $r$  η τιμή ελαττώνεται μέχρι να συναντήσει την αντίστοιχη καμπύλη της απόδοσης του κύκλου με αναθέρμανση και χωρίς εναλλάκτη στην τιμή εκείνη του  $r$  που αντιστοιχεί το μέγιστο ειδικό έργο εξόδου.

#### 2.1.5 Κύκλοι με ενδιάμεση ψύξη μεταξύ των συμπιεστών

Παρόμοια βελτίωση, του ειδικού έργου εξόδου, όπως στην περίπτωση της αναθέρμανσης επιτυγχάνεται με ενδιάμεση ψύξη του αέρα μεταξύ των συμπιεστών Χ.Π. και Υ.Π. Αν ο αέρας ενδιάμεσα ψύχεται στη θερμοκρασία  $T_1$  τότε το ειδικό έργο εξόδου γίνεται μέγιστο όταν οι λόγοι των πιέσεων των συμπιεστών Χ.Π. και Υ.Π. είναι ίσοι.

Επειδή τα συστήματα ψύξεως είναι ογκώδη και οι ποσότητες του ψυκτικού μέσου μεγάλες, η εφαρμογή τους στην πράξη είναι δύσκολη και έτσι το πλεονέκτημα ότι ο στροβιλοκινητήρας είναι συμπαγής (compact) χάνεται. Όπως και στην αναθέρμανση η απόδοση του κύκλου αυξάνει μόνο όταν συνδυάζεται ένας εναλλακτής οπότε εμφανίζονται καμπύλες σχεδόν όμοιες με εκείνες του σχήματος 2.8.

### 2.1.6 Συμπεράσματα

Από τα προηγούμενα φαίνονται τα κύρια αποτελέσματα που προκύπτουν με την προσθήκη διαφόρων συστημάτων (αναθέρμανση, εναλλάκτης, ενδιάμεση ψύξη) στον ιδανικό απλό κύκλο. Είδαμε ότι η εκλογή του λόγου πίεσεως εξαρτάται από το αν θέλουμε υψηλή απόδοση ή υψηλό ειδικό έργο εξόδου και ότι σε κύκλους χωρίς εναλλάκτη μια υψηλότερη τιμή του λόγου πίεσεων χρησιμοποιείται για την αξιοποίηση της μέγιστης επιτρεπτής θερμοκρασίας εισόδου στον στρόβιλο. Από τα επόμενα θα φανεί ότι αυτά τα συμπεράσματα έχουν γενική ισχύ και όταν λαμβάνονται υπ' όψη οι απώλειες που εμφανίζονται σε κάθε συνιστώσα του αεριοστροβίλου.

### 2.1.7 Μέθοδοι υπολογισμού απωλειών

Η απόδοση ενός πραγματικού κύκλου διαφέρει από αυτήν του ιδανικού για τους εξής λόγους:

1. Επειδή οι ταχύτητες ροής είναι μεγάλες, η μεταβολή της κινητικής ενέργειας μεταξύ εισόδου και εξόδου από κάθε συνιστώσα δεν είναι αμελητέα. Επίσης η συμπίεση και η εκτόνωση δεν είναι αντιστρεπτές αδιαβατικές διαδικασίες με αποτέλεσμα την αύξηση της εντροπίας.
2. Φαινόμενα τριβής οδηγούν σε απώλειες πίεσεως στους θαλάμους καύσεως και στους εναλλάκτες καθώς επίσης και στους αγωγούς εισόδου και εξόδου. (Οι απώλειες που σχετίζονται με τους αγωγούς που συνδέονται με τις διάφορες συνιστώσες του κινητήρα, υπολογίζονται συνήθως στις απώλειες της κάθε συνιστώσας).
3. Ο εναλλάκτης που χρησιμοποιείται σε ορισμένες περιπτώσεις δεν είναι ο ενδεικνυόμενος με αποτέλεσμα π.χ. η θερμοκρασία εξόδου του συμπιεσμένου αέρα να είναι μικρότερη από την θερμοκρασία των καυσαερίων.
4. Στους πραγματικούς κύκλους το έργο το οποίο λαμβάνεται από το στρόβιλο είναι μεγαλύτερο από αυτό που χρειάζεται για την συμπίεση έτσι ώστε να καλύπτονται οι απώλειες τριβής και να εξασφαλίζεται η κίνηση βοηθητικών συστημάτων

όπως είναι οι αντλίες λαδιού και καυσίμου.

5. Οι τιμές των  $C_p$  και  $\gamma$  μεταβάλλονται. Η μεταβολή αυτή οφείλεται στην αλλαγή της θερμοκρασίας και της χημικής σύστασης του αερίου.
6. Η απόδοση ενός ανοικτού κύκλου εξαρτάται από την καύση. Γνωρίζοντας την θερμοκρασία εξόδου από τον συμπιεστή, τη σύσταση του καυσίμου και την θερμοκρασία εισόδου στο στρόβιλο είναι δυνατός ο καθορισμός i) του απαιτούμενου λόγου καυσίμου/αέρα και ii) της απόδοσης της καύσης. Έτσι θα είναι δυνατή μια σαφής έκφραση της λειτουργίας του κύκλου σαν συνάρτηση της κατανάλωσης καυσίμου ανά μονάδα καθαρού αποδιδόμενου έργου (π.χ. σαν συνάρτηση της ειδικής κατανάλωσης καυσίμου - specific fuel consumption). Για να συμπεριληφθούν τα παραπάνω στην απόδοση του κύκλου είναι απαραίτητο να υποθεθεί μια τιμή για την θερμότητα καύσης του καυσίμου.
7. Στους ανοιχτούς κύκλους η μάζα του αερίου μέσω του στροβίλου αυξάνεται λόγω της πρόσθεσης του καυσίμου. Στην πράξη περίπου 1-2% του συμπιεσμένου αέρα χρησιμοποιείται για την ψύξη των δίσκων του στροβίλου και των πτερυγίων. Έτσι στους συνήθεις υπολογισμούς θεωρείται ότι η απώλεια αυτή αντισταθμίζεται από το προστιθέμενο καύσιμο. Στα επόμενα κεφάλαια θα θεωρηθεί ότι η παροχή μάζας διαμέσου του στροβιλοκινητήρα παραμένει σταθερή.

Προτού δοθούν παραδείγματα της λειτουργίας ενός κύκλου θα αναφερθούν μέθοδοι υπολογισμού των παραγόντων που επηρεάζουν τους πραγματικούς κύκλους.

#### 2.1.8 Ιδιότητες λήμνασης

Οι όροι της κινητικής ενέργειας στην εξίσωση της μόνιμης ροής μπορούν να συμπεριληφθούν με την χρησιμοποίηση της έννοιας της ενθαλπίας λιμνάσεως (ή ολικής ενθαλπίας). Απο φυσικής απόψεως σαν ολική ενθαλπία ( $h_0$ ) ορίζεται η ενθαλπία, ενός αερίου ενθαλπίας  $h$  και ταχύτητας  $c$ , που θα είχε το αέριο αν φερόταν σε κατάσταση ηρεμίας αδιαβατικά και χωρίς μεταφορά έργου. Με τον ορισμό αυτό η εξίσωση της ενέργειας γράφεται :

$$(h_0 - h) + \frac{1}{2} \cdot (c^2) = 0 \quad [2.20]$$

και η  $h_0$  ορίζεται από την σχέση :

$$h_0 = h + \frac{c^2}{2} \quad [2.21]$$

Για τέλειο αέριο η ενθαλπία  $h$  είναι ίση με  $c_p \cdot T$  και έτσι είναι δυνατόν να ορισθεί η ολική θερμοκρασία (ή θερμοκρασία λίμνασης):

$$T_0 = T + \frac{c^2}{2 \cdot c_p} \quad [2.22]$$

Ο όρος  $c^2/(2 \cdot c_p)$  λέγεται δυναμική θερμοκρασία και για αντιδιαστολή η  $T$  λέγεται στατική θερμοκρασία. Από την εξίσωση της ενέργειας συνάγεται ότι στη περίπτωση απουσίας μεταφοράς έργου ή ενέργειας, η ολική θερμοκρασία ( $T_0$ ) παραμένει σταθερή.

Εφαρμοζόντας την εξίσωση της ενέργειας για μια αδιαβατική συμπίεση έχουμε :

$$W = -c_p \cdot (T_2 - T_1) - \frac{1}{2} \cdot (c_2^2 - c_1^2) = -c_p \cdot (T_{02} - T_{01}) \quad [2.23]$$

Όμοια για θέρμανση του αερίου χωρίς μεταφορά έργου:

$$Q = c_p \cdot (T_{02} - T_{01}) \quad [2.24]$$

Έτσι εφ' όσον χρησιμοποιούνται οι ολικές θερμοκρασίες (ή θερμοκρασίες λίμνασης) δεν υπάρχει λόγος να αναφέρονται οι μεταβολές της κινητικής ενέργειας. Ένα πρακτικό πλεονέκτημα είναι ότι πιο εύκολη είναι η μέτρηση της ολικής θερμοκρασίας ενός αερίου υψηλής ταχύτητας παρά η στατική θερμοκρασία.

Όταν ένα αέριο επιβραδύνεται με αύξηση της θερμοκρασίας του τότε παρατηρείται ταυτόχρονη αύξηση της πίεσης. Έτσι η πίεση λίμνασης (ή ολική πίεση) ορίζεται με τον ίδιο τρόπο αλλά με την επιπρόσθετη συνθήκη ότι το αέριο πρέπει να φερθεί στην ηρεμία όχι μόνο αδιαβατικά αλλά και αντιστρεπτά (δηλ. ισεντροπικά).

Έτσι η ολική πίεση ορίζεται από την σχέση:

$$\left( \frac{P_0}{P} \right) = \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad [2.25]$$

Σε αντιδιαστολή με την ολική θερμοκρασία, η ολική πίεση παραμένει σταθερή σε ροή με μεταφορά θερμότητας ή έργου αλλά και όταν το ιξώδες είναι αμελητέο. Έτσι η μεταβολή της ολικής πίεσης σε μια ροή ενός αερίου είναι μέτρο των απωλειών λόγω ιξώδους.

Πρέπει να σημειωθεί ότι η ολική πίεση είναι διαφορετική της συνηθισμένης ολικής πίεσης που μετράται με ένα σωλήνα pitot ( $P_0^*$ ) που για ασυμπίεστο ρευστό ορίζεται από την σχέση :

$$P_0^* = P + \rho \cdot \frac{c^2}{2} \quad [2.26]$$

Αντικαθιστώντας την [2.22] στην [2.25] και χρησιμοποιώντας τις σχέσεις  $c_p = \gamma \cdot R / (\gamma - 1)$  και  $P = \rho \cdot R \cdot T$  έπεται :

$$P_0 = P \cdot \left( 1 + \frac{\rho \cdot c^2}{2 \cdot P} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^{\gamma / (\gamma - 1)} \quad [2.27]$$

Η πίεση  $P_0^*$  φαίνεται ότι δίνεται από τους δύο πρώτους όρους της έκφρασης. Έτσι η  $P_0$  προσεγγίζει την  $P_0^*$  καθώς η ταχύτητα ελαττώνεται και τα αποτελέσματα της συμπίεστικότητας γίνονται αμελητέα. Σαν παράδειγμα της διαφοράς αυτής σε υψηλές ταχύτητες ( $M = 1$ ) και για τον αέρα δίνεται ότι :  $P_0/P = 1.89$  ενώ :  $P_0^*/P = 1.7$ .

Εφαρμόζοντας την σχέση [2.25] για μια ισεντροπική συμπίεση μεταξύ εισόδου (1) και εξόδου (2), ο λόγος της πίεσης λίμνασης δίνεται από :

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = \frac{P_{02}}{P_2} \cdot \frac{P_1}{P_{01}} \cdot \frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{T_{02}}{T_2} \cdot \frac{T_1}{T_{01}} \cdot \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = \left( \frac{T_{02}}{T_{01}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad [2.28]$$

Έτσι οι τιμές των  $P_0$  και  $T_0$  μπορούν να χρησιμοποιηθούν κατά τον ίδιο τρόπο όπως και οι αντίστοιχες στατικές τιμές ( $P$ ,  $T$ ). Η ολική πίεση και θερμοκρασία είναι ιδιότητες της ροής αερίου που μαζί με τις στατικές τιμές προσδιορίζουν την συνδυασμένη θερμοδυναμική και μηχανική κατάσταση της ροής. Τέτοια σημεία μπορούν να χρησιμοποιηθούν στο T-S διάγραμμα, όπως δείχνει το σχήμα 2.9, όπου οι δείκτες 1, 2 δείχνουν τις στατικές τιμές ενώ 01 και 02 τις ολικές τιμές. Στο σχήμα αυτό η κατάσταση 2 δείχνει την πραγματική μεταβολή ενή η 2s την ιδανική.

2.1.9 Απόδοση συμπιεστή και στροβίλου(Cohen et al (1972), Boyce (2002))

Συνήθως η απόδοση μιας μηχανής, το αντικείμενο της οποίας είναι η απορρόφηση - η απόδοση έργου, εκφράζεται σαν συνάρτηση του λόγου του έργου που αποδίδεται στην πραγματικότητα προς το ιδανικό έργο. Επειδή κατά βάση οι στροβιλομηχανές εργάζονται αδιαβατικά, η ιδανική διαδικασία είναι ισεντροπική (και η απόδοση λέγεται «ισεντροπική απόδοση»).

Χρησιμοποιώντας την έννοια της ολικής ενθαλπίας ή θερμοκρασίας και λαμβάνοντας υπ' όψη τις τυχόν μεταβολές της κινητικής ενέργειας του ρευστού μεταξύ εισόδου και εξόδου, λαμβάνεται για τον συμπιεστή η σχέση:

$$\eta_c = \frac{W_s}{W} = \frac{\Delta h_{0s}}{\Delta h_0} = \frac{h_{02s} - h_{01}}{h_{02} - h_{01}} \quad [2.29]$$

Στην περίπτωση τέλει αερίου  $\Delta h_0 = c_p \cdot \Delta T_0$  και αυτή η σχέση είναι αρκετά ακριβής για πραγματικά αέρια αν χρησιμοποιηθεί μια μέση τιμή του  $c_p$  για την περιοχή των θερμοκρασιών που παρουσιάζονται στις περισσότερες περιπτώσεις. Επίσης, επειδή οι μεταβολές της θερμοκρασίας που παρουσιάζονται σε ιδανικές και πραγματικές περιπτώσεις δεν διαφέρουν πολύ, μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια μέση τιμή του  $c_p$  και για τις δύο περιπτώσεις έτσι που η ισεντροπική απόδοση ορίζεται αρκετές φορές (αλλά όχι πάντα, ιδε και κεφάλαιο 5) σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας απο την σχέση :

$$\eta_c = \frac{T_{02s} - T_{01}}{T_{02} - T_{01}} \quad [2.30]$$

και η ισεντροπική απόδοση του στροβίλου :

$$\eta_t = \frac{W}{W_s} = \frac{h_{03} - h_{04}}{h_{03} - h_{04s}} = \frac{T_{03} - T_{04}}{T_{03} - T_{04s}} \quad [2.31]$$

Για τον υπολογισμό ενός κύκλου θα χρησιμοποιούνται οι τιμές των  $\eta_c$  και  $\eta_t$  και για δεδομένο λόγο πιέσεων οι αντίστοιχες θερμοκρασίες των μεταφερόμενων έργων θα δίνονται από τις σχέσεις:



$$T_{02} - T_{01} = \frac{1}{\eta_c} \cdot (T_{02S} - T_{01}) = \frac{T_{01}}{\eta_c} \cdot \left( \frac{T_{02S}}{T_{01}} - 1 \right) \quad [2.32]$$

τελικά:

$$T_{02} - T_{01} = \frac{T_{01}}{\eta_c} \cdot \left[ \left( \frac{P_{02}}{P_{01}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad [2.33]$$

Όμοια για τον στρόβιλο:

$$T_{03} - T_{04} = \eta_t \cdot T_{03} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{1}{P_{03}/P_{04}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad [2.34]$$

Όταν ο συμπίεστης είναι τμήμα ενός αεριοστροβίλου ισχύος, συνήθως έχει ένα αγωγό εισόδου που μπορεί να θεωρηθεί σαν μέρος του συμπίεστη. Έτσι οι τιμές  $P_{01}$  και  $T_{01}$  της σχέσης [2.33] θα είναι ίσες με  $P_a$  και  $T_a$  αντίστοιχα (ατμοσφαιρικές συνθήκες) επειδή η ταχύτητα του ατμοσφαιρικού αέρα είναι μηδέν. Η υπόθεση αυτή θα ισχύει σε όλο αυτό το κεφάλαιο. Όταν χρησιμοποιείται μακρύς αγωγός εισόδου ή φίλτρα (π.χ. σε εφαρμογές στα πλοία) η πτώση πίεσης ( $\Delta P_i$ ) πρέπει να λαμβάνεται στον υπολογισμό οπότε η  $P_{01}$  θα είναι  $P_a - \Delta P_i$ .

Η κατάσταση είναι τελείως διαφορετική όταν ο συμπίεστης είναι τμήμα ενός στροβιλοκινητήρα αεροπλάνου επειδή τότε θα υπάρχει ένας αγωγός εισόδου υπολογίσιμου μήκους στο οποίο λόγω της ταχύτητας προώσεως ο εισερχόμενος αέρας συμπιέζεται.

Σε αυτή την περίπτωση οι τιμές  $P_{01}$  και  $T_{01}$  θα είναι διαφορετικές από τις  $P_a$  και  $T_a$  ακόμα και αν δεν υπήρχαν απώλειες τριβής και έτσι είναι πάντα απαραίτητο να λαμβάνονται ξεχωριστά στον υπολογισμό ο αγωγός εισόδου και ο συμπίεστης. Η περίπτωση αυτή θα αναφερθεί σε επόμενο κεφάλαιο.

Στον ορισμό της απόδοσης του στροβίλου ( $\eta_t$ ) σύμφωνα με τη σχέση [2.31] θεωρήθηκε ότι η κινητική ενέργεια των εξερχομένων αερίων χρησιμοποιείται με κάποιο τρόπο π.χ. σε ένα επόμενο στρόβιλο ή στο ακροφύσιο ενός αεροπλάνου. Αν όμως ο στρόβιλος ανήκει σε ένα αεριοστρόβιλο ισχύος, τότε το αέριο εκτονώνεται στην ατμόσφαιρα και η κινητική του ενέργεια χάνεται. Στην περίπτωση αυτή φαίνεται πιο σωστό να υπολογίζεται το ιδανικό έργο του στροβίλου λαμβάνοντας υπ' όψη μια ισεντροπική εκτόνωση από την πίεση  $P_{03}$  στη

στατική πίεση εξόδου  $P_4$ , με  $P_4$  ίση με την ατμοσφαιρική πίεση  $P_a$ .

Έτσι η απόδοση  $\eta_t$  θα δίνεται από τη σχέση :

$$\eta_t = \frac{T_{03} - T_{04}}{T_{03} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{1}{P_{03}/P_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \quad [2.35]$$

Στην πράξη, ακόμα και σε αυτή την περίπτωση, χρησιμοποιούνται διαχύτες που αυξάνουν τον λόγο πίεσεως κατά μήκος του στροβίλου.

Το σχήμα 2.10 δείχνει ένα διαχύτη που ελαττώνει την τελική ταχύτητα σε μια αμελητέα τιμή έτσι που:  $P_{04} = P_4 = P_a$ , και ο λόγος πίεσεως αυξάνει από  $P_{03} / P_a$  σε  $P_{03} / P_x$ . Το ισοδύναμο θερμοκρασίας του παραγομένου από τον στρόβιλο έργου,  $(T_{03} - T_{0X})$ , είναι ίσο προς  $(T_{03} - T_{04})$  επειδή δεν παράγεται έργο στο διαχύτη και επομένως  $T_{0X} = T_{04}$ , αλλά η  $T_{04}$  είναι μικρότερη από εκείνη που θα αντιστοιχούσε αν δεν υπήρχε διαχύτης και η  $P_x$  ήταν ίση με την  $P_a$ . Στον υπολογισμό ενός κανονικού κύκλου δεν υπάρχει ανάγκη να θεωρηθούν χωριστά οι διαδικασίες εκτονώσεως (3-0X) και διαχύσης (X-04). Αν θεωρήσουμε ότι η απόδοση του στροβίλου  $\eta_t$  περιλαμβάνει τις απώλειες πίεσεως λόγω ιξώδους στο διαχύτη  $(P_{0X} - P_a)$ , τότε μπορούμε στην εξίσωση [2.34] να αντικαταστήσουμε  $P_{04} = P_a$ . Έτσι έχουμε την εξίσωση [2.35] όπου εφαρμόζεται για το συνδυασμό στροβίλου-διαχύτη παρά για τον στρόβιλο μόνο. Στους υπολογισμούς θα θεωρούμε για την εξίσωση [2.34] ότι  $P_{04} = P_a$  για κάθε στρόβιλο που εκτονώνει αέριο κατ' ευθείαν στην ατμόσφαιρα. Για κάθε άλλη περίπτωση που το αέριο εκτονώνεται σε ένα δεύτερο στρόβιλο ή σε ένα προωθητικό ακροφύσιο, θα παίρνουμε την εξίσωση [2.34] όπως είναι.

### **Πολυτροπικός βαθμός απόδοσης η απόδοση βαθμίδας**

Στην αρχή αυτής της παραγράφου ορίστηκε η ολική απόδοση του στροβίλου και του συμπιεστή. Το πρόβλημα που προκύπτει τώρα είναι αν είναι σωστό να θεωρηθούν σταθερές οι τιμές των αποδόσεων στους υπολογισμούς που καλύπτουν ένα πεδίο τιμών του λόγου πίεσεως. Πράγματι έχει βρεθεί ότι η απόδοση  $\eta_c$  μειώνεται και η  $\eta_t$  αυξάνει καθώς ο λόγος πίεσεως, για τον οποίο είναι σχεδιασμένος ο συμπιεστής και ο στρόβιλος, αυξάνει. Ο λόγος για τον οποίο συμβαίνει αυτό θα δικαιολογηθεί παρακάτω με την βοήθεια του σχήματος 2.11. Αντί των  $P_0$  και  $T_0$  θα χρησιμοποιήσουμε τα  $P$  και  $T$  έτσι ώστε να αποφύγουμε τους πολύπλοκους δείκτες.

Ας θεωρήσουμε πολυβάθμιο αξονικό συμπιεστή. Αν ο σχεδιασμός των πτερυγίων κάθε βαθμίδας είναι ο ίδιος τότε είναι λογικό να θεωρήσουμε ότι η ισεντροπική απόδοση μιας απλής βαθμίδας ( $\eta_s$ ) θα παραμένει η ίδια κατά μήκος του συμπιεστή. Έτσι η ολική

άνοδος της θερμοκρασίας εκφράζεται από :

$$\Delta T = \sum \frac{\Delta T_{\text{stages}}}{\eta_s} = \frac{1}{\eta_s} \cdot \sum \Delta T_{\text{stages}} \quad [2.36]$$

όπου : (stage = βαθμίδα), (s = isentropic)

Επίσης από τον ορισμό του  $\eta_c$  είναι  $\Delta T = \Delta T_s / \eta_c$  οπότε τελικά

$$\frac{\eta_s}{\eta_c} = \frac{\sum \Delta T_{s,s}}{\Delta T_s} \quad [2.37]$$

όπου : (s,s) → (stage , s= isentropic)

Επειδή όμως στο διάγραμμα T-S η κάθετη απόσταση μεταξύ ενός ζεύγους ισοβαρών αυξάνει καθώς η εντροπία αυξάνει, είναι φανερό από το σχήμα 2.11 ότι  $\sum \Delta T_{s,s} > \Delta T_s$ . Αυτό σημαίνει ότι  $\eta_c < \eta_s$  και ότι η διαφορά θα αυξάνει με τον αριθμό των βαθμίδων δηλαδή με την αύξηση του λόγου πιέσεων. Μια φυσική εξήγηση είναι ότι η αύξηση της θερμοκρασίας, που οφείλεται στην τριβή σε μια βαθμίδα, έχει σαν αποτέλεσμα να χρειάζεται περισσότερο έργο στην επόμενη βαθμίδα από αυτό που θα χρειαζόταν όταν δεν υπήρχε αύξηση της θερμοκρασίας. Το αποτέλεσμα αυτό ορίζεται σαν «προθερμαντικό» αποτέλεσμα.

Με παρόμοιο σκεπτικό καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι  $\eta_t > \eta_s$ . Σε αυτή την περίπτωση η «αναθέρμανση» λόγω τριβής σε μια βαθμίδα ανακτάται μερικώς σαν έργο στην επόμενη.

Αυτές οι υποθέσεις οδήγησαν στην έννοια της πολυτροπικής απόδοσης  $\eta_\infty$  που ορίζεται σαν την ισεντροπική απόδοση μιας στοιχειώδους βαθμίδας σε μια διαδικασία, τέτοιας ώστε να παραμένει σταθερή καθ' όλη την διάρκεια της διαδικασίας.

Για την συμπίεση :

$$\eta_{\infty c} = \frac{dT_s}{dT} = \text{σταθερό} \quad [2.38]$$

Αλλά  $T/P^{(\gamma-1)/\gamma} = \text{σταθερή}$  για μια ισεντροπική απόδοση που σε διαφορική μορφή γράφεται :

$$\frac{dT_s}{T} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \frac{dP}{P} \quad [2.39]$$

Αντικατάσταση του  $dT_s$  από την προηγούμενη εξίσωση δίνει :

$$\eta_{\infty} \cdot \frac{dT}{T} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \frac{dP}{P} \quad [2.40]$$

Ολοκληρώνοντας μεταξύ των καταστάσεων 1 και 2 με  $\eta_{\infty}$  σταθερό, από τον ορισμό έχουμε :

$$\eta_{\infty} = \frac{\ln(P_2/P_1)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{\ln(T_2/T_1)} \quad [2.41]$$

Αυτή η εξίσωση δίνει την δυνατότητα υπολογισμού της  $\eta_{\infty}$  όταν είναι γνωστές οι τιμές των  $P$  και  $T$  στην είσοδο και στην έξοδο του συμπιεστή. Η εξίσωση [2.41] μπορεί να γραφεί και με την μορφή :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma \cdot \eta_{\infty}}} \quad [2.42]$$

Έτσι η σχέση μεταξύ των  $\eta_{\infty}$  και  $\eta_c$  δίνεται από την εξίσωση :

$$\eta_c = \frac{\left( \frac{T_{2s}}{T_1} \right)^{-1} - 1}{\left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{-1} - 1} = \frac{\left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left( \frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma \cdot \eta_{\infty}}} - 1} \quad [2.43]$$

Αν αντικατασταθεί το  $(\gamma-1)/\gamma \cdot \eta_{\infty}$  με το  $(\eta-1)/\eta$  η εξίσωση [2.42] είναι η γνωστή σχέση μεταξύ  $P$  και  $T$  για μια πολυτροπική διαδικασία και έτσι ο ορισμός του  $\eta_{\infty}$  συνεπάγεται ότι η μη ισεντροπική διαδικασία είναι πολυτροπική. Όμοια, αφού  $\eta_{\infty}$  είναι  $dT/dT_s$ , μπορεί να δειχθεί ότι για μια εκτόνωση μεταξύ της εισόδου (3) και της εξόδου (4) ισχύουν οι εξισώσεις :

$$\frac{T_3}{T_4} = \left( \frac{P_3}{P_4} \right)^{\eta_{\text{στ}} \cdot (\gamma-1)/\gamma} \quad [2.44]$$

$$\eta_t = \frac{1 - \left( \frac{1}{P_3/P_4} \right)^{\frac{\eta_{\text{στ}} \cdot (\gamma-1)}{\gamma}}}{1 - \left( \frac{1}{P_3/P_4} \right)^{\frac{(\gamma-1)}{\gamma}}} \quad [2.45]$$

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις [2.43] και [2.45] με  $\gamma = 1.4$  το διάγραμμα του σχήματος 2.12 δείχνει την μεταβολή των  $\eta_c$  και  $\eta_t$  σε σχέση με το λόγο πιέσεων για μια σταθερή τιμή της πολυτροπικής αποδόσης που είναι 85% για κάθε περίπτωση.

Στην πράξη οι τιμές των πολυτροπικών αποδόσεων ορίζονται σαν συναρτήσεις των συνθηκών λιμνάσεως δηλαδή από τις ολικές τιμές των θερμοκρασιών και πιέσεων. Για αρχικούς σχεδιασμούς συνήθως λαμβάνεται  $\eta_{\text{στ}} = \eta_{\text{στ}} = 0.90$ . Στους υπολογισμούς ενός κύκλου οι μορφές των εξισώσεων που χρησιμοποιούνται είναι παρόμοιες με εκείνες που αντιστοιχούν στις εξισώσεις [2.33] και [2.34] και έχουμε :

$$T_{02} - T_{01} = T_{01} \cdot \left[ \left( \frac{P_{02}}{P_{01}} \right)^{\frac{\eta-1}{\eta}} - 1 \right] \quad [2.46]$$

όπου :  $(\eta - 1)/\eta = (\gamma - 1)/\gamma \cdot \eta_{\text{στ}}$  και

$$T_{03} - T_{04} = T_{03} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{1}{P_{03}/P_{04}} \right)^{\frac{\eta-1}{\eta}} \right] \quad [2.47]$$

όπου :  $(\eta - 1)/\eta = \eta_{\text{στ}} \cdot (\gamma - 1)/\gamma$

Θα πρέπει να υποσημειωθεί ότι για ένα αεριοστρόβιλο ισχύος θα λαμβάνεται  $P_{01} = P_a$  και  $T_{01} = T_a$  ενώ για στρόβιλους που εκτονώνουν το αέριο σε ατμοσφαιρική πίεση  $P_{04} = P_a$ .

2.1.10 Απώλειες πίεσης

Στις προηγούμενες παράγραφους αναφέρθηκαν οι απώλειες πίεσης που εμφανίζονται στην είσοδο και στην έξοδο του αεριοστροβίλου. Επίσης εμφανίζονται απώλειες πίεσης στο θάλαμο καύσης, λόγω αντίστασης στους σταθεροποιητές της φλόγας και στους αναμίκτες καθώς και στη μεταβολή της ορμής του αερίου λόγω εξώθερμων χημικών αντιδράσεων. Τις απώλειες αυτές τις συμβολίζουμε με  $\Delta P_b$ .

Όταν υπάρχει εναλλάκτης οι απώλειες λόγω πίεσης που εμφανίζονται στο τμήμα που κυκλοφορεί αέρας συμβολίζονται με  $\Delta P_{ha}$  ενώ στο τμήμα που κυκλοφορεί το αέριο με  $\Delta P_{hg}$ .

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.13 οι απώλειες πίεσης έχουν σαν αποτέλεσμα να ελαττώνουν το λόγο πιέσεων του συμπιεστή και έτσι να ελαττώνουν το παραγόμενο έργο του συστήματος. Ο κύκλος ενός αεριοστροβίλου είναι πολύ ευαίσθητος στις αντιστρεπτότητες έτσι που οι απώλειες πίεσης να επηρεάζουν τη λειτουργία του κύκλου.

Για να υπολογίσουμε τις απώλειες μπορούμε να υποθέσουμε σταθερές τιμές για τις απώλειες που θα χρησιμοποιούμε στον υπολογισμό του κύκλου. Για παράδειγμα, για ένα απλό κύκλο με εναλλάκτη μπορούμε να προσδιορίσουμε το λόγο πιέσεων του στροβίλου  $P_{03}/P_{04}$  από τις σχέσεις :

$$P_{03} = P_{02} - \Delta P_b - \Delta P_{ha} \quad [2.48]$$

και

$$P_{04} = P_a + \Delta P_{hg} \quad [2.49]$$

Αλλά υπάρχει το ερώτημα αν είναι σωστό να υποθέσουμε σταθερές τιμές για τις μεταβολές της ολικής πίεσης που αντιστοιχούν σε απώλειες πίεσης όταν συγκρίνονται κύκλοι με διαφορετικό λόγο πιέσεων. Οι απώλειες πίεσης λόγω τριβής είναι ανάλογες της δυναμικής πίεσης ( $1/2 \cdot \rho \cdot U^2$  για ασυμπίεστη ροή) όπως στην περίπτωση ροής σε σωλήνα.

Είναι λοιπόν λογικό να περιμένουμε πως οι απώλειες  $\Delta P_{ha}$  και  $\Delta P_b$  θα αυξάνουν με το λόγο πιέσεων του κύκλου επειδή θα αυξάνει και η πυκνότητα του ρευστού στο τμήμα κυκλοφορίας του αέρα μέσα στον εναλλάκτη και μέσα στο θάλαμο καύσης. Ακόμα και αν η πυκνότητα  $\rho$  δεν είναι ανάλογη της πίεσης  $P$  επειδή η θερμοκρασία  $T$  αυξάνει, μια καλύτερη προσέγγιση είναι να παίρνουμε τα  $\Delta P_{ha}$  και  $\Delta P_b$  σαν σταθερές αναλογίες της πίεσης εξόδου του συμπιεστή. Έτσι η πίεση εισόδου στον στρόβιλο θα είναι:

$$P_{03} = P_{02} \cdot \left( 1 - \frac{\Delta P_b}{P_{02}} - \frac{\Delta P_{ha}}{P_{02}} \right) \quad [2.50]$$

Στα επόμενα θα εκφράζουμε τις απώλειες με τον τρόπο αυτό, που θα γίνει σαφής με τα παραδείγματα που θα ακολουθήσουν.

### 2.1.11 Αποτελεσματικότητα εναλλάκτη

Οι εναλλάκτες θερμότητας που χρησιμοποιούνται στους στροβιλοκινητήρες είναι πολλών ειδών (π.χ. αντιστρόφου ροής, σταυροειδούς ροής κ.α.). Για όλα τα είδη, χρησιμοποιώντας τους συμβολισμούς του σχήματος 2.13, η βασική διαδικασία είναι ότι τα θερμά καυσαέρια αποβάλουν θερμότητα με ρυθμό  $\dot{m}_t \cdot c_{p46} \cdot (T_{04} - T_{06})$  ενώ ο αέρας που εγκαταλείπει τον συμπιεστή παίρνει θερμότητα με ρυθμό  $\dot{m}_c \cdot c_{p25} \cdot (T_{05} - T_{02})$ . Εφαρμόζοντας την διατήρηση της ενέργειας και θεωρώντας ότι οι παροχές μαζών  $\dot{m}_c$  και  $\dot{m}_t$  είναι ίσες έχουμε :

$$c_{p46} \cdot (T_{04} - T_{06}) = c_{p25} \cdot (T_{05} - T_{02}) \quad [2.51]$$

Επειδή όμως οι  $T_{04}$  και  $T_{06}$  είναι άγνωστες χρειαζόμαστε μια εξίσωση για τον υπολογισμό τους. Η εξίσωση αυτή είναι εκείνη που εκφράζει την απόδοση του εναλλάκτη.

Επειδή η μέγιστη τιμή που μπορεί να πάρει η θερμοκρασία  $T_{05}$  είναι όταν ο «κρύος» αέρας φθάνει την θερμοκρασία εισόδου των καυσαερίων  $T_{04}$ , τότε μια δυνατή μέθοδος υπολογισμού της απόδοσης του εναλλάκτη είναι από το λόγο της ενέργειας που απορροφάται στη πραγματικότητα προς τη μέγιστη δυνατή τιμή της δηλαδή :

$$\frac{\dot{m}_c \cdot c_{p25} \cdot (T_{05} - T_{02})}{\dot{m}_c \cdot c_{p24} \cdot (T_{04} - T_{02})} \quad [2.52]$$

Επειδή η μέση ειδική θερότητα του αέρα δεν είναι πολύ διαφορετική στα πεδία θερμοκρασιών που δουλεύουμε, είναι συνηθισμένο να ορίζουμε την απόδοση σαν συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας και να την ονομάζουμε «αποδοτικότητα» (effectiveness) του εναλλάκτη. Έτσι :

$$\text{Αποδοτικότητα} = \frac{T_{05} - T_{02}}{T_{04} - T_{02}} \quad [2.53]$$

Όταν λοιπόν είναι καθορισμένη η τιμή της αποδοτικότητας τότε από την εξίσωση [2.53] υπολογίζεται η θερμοκρασία  $T_{05}$  και από την [2.51] η τιμή της  $T_{06}$ . Ας σημειωθεί ότι οι μέσες τιμές των ειδικών θερμοτήτων  $c_{p46}$  και  $c_{p25}$  δεν είναι ίσες και δεν απλοποιούνται στην εξίσωση [2.51] επειδή αντιστοιχούν η πρώτη στα καυσαέρια και η δεύτερη στον αέρα.

### 2.1.12 Μηχανικές απώλειες

Σε όλους τους αεριοστροβίλους η ισχύς που χρειάζεται ο συμπιεστής λαμβάνεται κατ' ευθείαν από το στρόβιλο (χωρίς ενδιάμεσο σύστημα γραναζιών). Έτσι οι απώλειες που εμφανίζονται οφείλονται στις τριβές των εδράνων που στηρίζεται ο άξονας και είναι πολύ μικρές, δηλαδή της τάξεως του 1%. Έτσι αν  $\eta_m$  είναι η μηχανική απόδοση της μετάδοσης τότε το έργο που χρειάζεται ο συμπιεστής θα είναι :

$$W = \frac{1}{\eta_m} \cdot c_{p12} \cdot (T_{02} - T_{01}) \quad [2.54]$$

Για όλα τα παραδείγματα θα παίρνουμε το  $\eta_m$  ίσο με 99%.

Κάθε επιπλέον ισχύς που χρειάζεται για την κίνηση βοηθητικών τμημάτων (π.χ. αντλίες λαδιού ή καυσίμου) θεωρούμε ότι λαμβάνεται από την καθαρή ισχύ εξόδου του αεριοστροβίλου.

### 2.1.13 Μεταβολή της ειδικής θερμότητας

Οι ιδιότητες  $c_p$  και  $\gamma$  παίζουν σημαντικό ρόλο στον υπολογισμό της απόδοσης ενός κύκλου και είναι αναγκαίο να λαμβάνονται υπ' όψιν οι μεταβολές των τιμών τους που οφείλονται σε αλλαγές συνθηκών κατά την διάρκεια του κύκλου. Γενικά για πραγματικά αέρια σε συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας που αντιστοιχούν σε περιοχές κανονικής λειτουργίας, η ειδική θερμότητα  $c_p$  είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας. Το ίδιο συμβαίνει και για το  $\gamma$  επειδή αυτό σχετίζεται με το  $c_p$  με τη σχέση :

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{R_0}{M \cdot c_p} \quad [2.55]$$



όπου  $R_0$  είναι η παγκόσμια σταθερά των αερίων και  $M$  το μοριακό βάρος. Η μεταβολή των  $c_p$  και  $\gamma$  με την θερμοκρασία δίνεται στο σχήμα 2.14 από τις καμπύλες για τις οποίες ο λόγος καυσίμου/αέρα είναι μηδέν. Μόνο το αριστερό τμήμα των καμπυλών ενδιαφέρει επειδή ακομα και για πολύ μεγάλο λόγο πίεσεων ( $r = 14$ ) η θερμοκρασία του συμπιεστή φτάνει μόνο γύρω στους 400 K.

Σε στρόβιλο ανοικτού κύκλου το λειτουργούν αέριο θα είναι μίγμα καυσαερίων. Οι περισσότεροι αεριοστρόβιλοι εργάζονται με κηροζίνη ( $C_nH_{2n}$ ). Εάν υποτεθεί μια τέτοια σύνθεση, η ανάλυση των προϊόντων μπορεί να υπολογιστεί για διάφορες τιμές του λόγου (καυσίμου)/(αέρα). Για κάθε τιμή του λόγου τα προϊόντα της καύσης είναι γνωστά και έτσι μπορεί να γίνει σχετική ανάλυση. Γνωρίζοντας τις ειδικές θερμότητες και τα ειδικά μοριακά βάρη των προϊόντων είναι απλό το να καθορισθούν οι μέσες τιμές των  $c_p$  και  $\gamma$ .

Στο σχήμα 2.14 φαίνεται ότι το  $c_p$  αυξάνει και ελαττώνεται με την αύξηση του λόγου (καυσίμου)/(αέρα). Πρέπει να σημειωθεί ότι το μέσο μοριακό βάρος των προϊόντων της καύσης των καυσίμων των τυπικών υδρογονανθράκων, διαφέρει λίγο από εκείνο του αέρα, και έτσι τα  $c_p$  και  $\gamma$  σχετίζονται μεταξύ τους από την ανωτέρω εξίσωση όπου :

$$\frac{R_0}{M} = R_{\text{αερα}} = 0.287 \frac{\text{KJ}}{\text{Kg} \cdot \text{K}} \quad [2.56]$$

Εάν ληφθεί υπ' όψιν η διάσπαση των μορίων τότε η ανάλυση των προϊόντων γίνεται πολύπλοκη επειδή η πίεση επιδρά σημαντικά πάνω στο ποσοστό διάστασης και επομένως και τα  $c_p$  και  $\gamma$  γίνονται συναρτήσεις της πίεσης. Σε τέτοιες αναλύσεις χρειάζεται η χρήση υπολογιστών. Το φαινόμενο της διάσπασης (dissociation) επιδρά πάνω από 1500 K στα  $\gamma$  και  $c_p$  και πάνω από αυτή τη θερμοκρασία οι καμπύλες εφαρμόζονται για πίεση 1 Atm.

Για προκαταρκτικούς υπολογισμούς είναι αρκετό να λάβουμε τις σταθερές τιμές  $c_p$  και  $\gamma$  για εκτόνωση και συμπίεση που δίνονται από τις αντίστοιχες σχέσεις:

$$\text{Αέρας} \quad : \quad c_{pa} = 1.005 \frac{\text{KJ}}{\text{Kg} \cdot \text{K}}, \quad \gamma_a = 1.40 \quad \text{ή} \quad \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)_a = 3.5 \quad [2.57]$$

$$\text{Καυσαέρια} \quad : \quad c_{pg} = 1.147 \frac{\text{KJ}}{\text{Kg} \cdot \text{K}}, \quad \gamma_g = 1.333 \quad \text{ή} \quad \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)_g = 4.0 \quad [2.58]$$

Ο λόγος για τον οποίο η χρήση σταθερών τιμών δεν οδηγεί σε υπερβολικές

ανακρίβειες στους υπολογισμούς είναι ότι τα  $c_p$  και  $\gamma$  μεταβάλλονται κατ' αντίθετη κατεύθυνση με τη θερμοκρασία. Στην ανάλυση κύκλου ενδιαφερόμαστε στον υπολογισμό έργου στο συμπιεστή και στον στρόβιλο από το γινόμενο  $c_p \cdot \Delta T$ . Αν υποτεθεί ότι η θερμοκρασία, για την οποία οι τιμές  $c_p$  και  $\gamma$  αντιστοιχούν στις πραγματικές τους τιμές είναι χαμηλότερη από την πραγματικά υπάρχουσα θερμοκρασία τότε η τιμή του  $\gamma$  είναι υψηλότερη απ' αυτήν που θα έπρεπε να έχει και το  $\Delta T$  θα υπερεκτιμηθεί. Αυτή η υπερεκτίμηση θα εξισορροπηθεί από το γινόμενο  $c_p \cdot \Delta T$  από το γεγονός ότι το  $c_p$  θα είναι χαμηλότερο της πραγματικής του τιμής. Εν γένει ακριβείς τιμές της θερμοκρασίας που είναι απαραίτητη προϋπόθεση για τον τελικό υπολογισμό των διαφόρων τμημάτων προϋποθέτουν χρήση υπολογιστών.

2.1.14 Λόγος καυσίμου/αέρα. Απόδοση καύσης και απόδοση του κύκλου (Cohen et al (1972), Boyce (2002), Lefebvre (1983))

Η απόδοση ενός πραγματικού κύκλου μπορεί να αποδοθεί επακριβώς σαν συνάρτηση της ειδικής κατανάλωσης καυσίμου (sfc) που καθορίζεται σαν παροχή μάζας του καυσίμου ανά μονάδα καθαρής παραγόμενης ισχύος. Για να υπολογιστεί ο ανωτέρω συντελεστής, πρέπει να υπολογιστεί ο λόγος (καυσίμου)/(αέρα),  $f$ . Πρέπει να είναι γνωστή η θερμοκρασία  $T_{02}$  στην είσοδο του θαλάμου καύσης και επίσης η θερμοκρασία στην έξοδο  $T_{03}$  η οποία είναι και η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου. Η τελευταία συνήθως προκαθορίζεται.

Το πρόβλημα επομένως είναι να καθοριστεί το απαιτούμενο  $f$  για να μετατρέψει τη μονάδα μάζας αέρος που βρίσκεται σε θερμοκρασία  $T_{02}$  και τα  $f$  kg καυσίμου που βρίσκονται σε θερμοκρασία  $T_f$ , σε μίγμα  $(f+1)$  kg προϊόντων καύσης σε θερμοκρασία  $T_{03}$ . Η διαδικασία είναι αδιαβατική, επομένως:

$$\sum (m_i \cdot h_{i03}) - (h_{a02} + f \cdot h_f) = 0 \quad [2.59]$$

$m_i$  = μάζες των προϊόντων ανά μονάδα μάζας αέρα

$h_i$  = ειδική ενθαλπία

Χρησιμοποιώντας την ενθαλπία αντίδρασης σε μια θερμοκρασία αναφοράς  $25^\circ\text{C}$ ,  $\Delta H_{25}$ , η εξίσωση μπορεί να γραφεί :

$$(1+f) \cdot c_{pg} \cdot (T_{03} - 298) + f \cdot \Delta H_{25} + c_{pa} \cdot (298 - T_{02}) + f \cdot c_{pf} \cdot (298 - T_f) = 0 \quad [2.60]$$

όπου :  $c_{pf}$  και  $c_{pg}$  είναι η μέσης ειδικές θερμότητες του καυσίμου και των προϊόντων στην περιοχή θερμοκρασιών  $(298 - T_{02})$  σε K.

Το  $f$  είναι μικρό  $\approx 0.02$  και το  $c_{pf}$  είναι επίσης μικρό και συνεπώς ο τελευταίος όρος είναι αμελητέος, η δε ανωτέρω εξίσωση μας δίδει το  $f$ .

Οι ανωτέρω υπολογισμοί είναι επίπονοι ιδιαίτερα στην περίπτωση που υπάρχει διάσπαση των μορίων, επειδή σε μια τέτοια περίπτωση ο όρος  $f \cdot \Delta H_{25}$  πρέπει να μετασχηματιστεί ώστε να περιλάβει τα προϊόντα της ατελούς καύσης άνθρακα και υδρογόνου που προέρχονται λόγω διάσπασης των  $CO_2$  και  $H_2O$ . Στην πράξη είναι αρκετό να χρησιμοποιούνται πίνακες που δίδονται για τυπικές συνθέσεις καυσίμων. Το σχήμα 2.15 δείχνει τέτοιες καμπύλες που δίνουν την αύξηση της θερμοκρασίας κατά την καύση  $(T_{03}-T_{02})$  σαν συνάρτηση του λόγου  $f$ . Οι υπολογισμοί έχουν γίνει για την περίπτωση τέλει καύσης. Για να υπολογίσουμε τις απώλειες που υπάρχουν κατά την καύση εισάγουμε ένα συντελεστή απόδοσης της καύσης (Cohen et al (1972)):

$$\eta_b = \frac{f \text{ για ορισμένο } \Delta T \text{ (θεωρητική τιμή)}}{f \text{ για ορισμένο } \Delta T \text{ (στην πράξη)}} \quad [2.61]$$

Εφ' όσον ο λόγος  $f$  είναι γνωστός, η κατανάλωση καυσίμου,  $\dot{m}_f$ , δίνεται από το γινόμενο  $\dot{m} \cdot f$ , όπου  $\dot{m}$  είναι η παροχή μάζας του αέρα και η ειδική κατανάλωση καυσίμου μπορεί να βρεθεί αμέσως από την σχέση :

$$sfc = \frac{3600 \cdot f}{W_N} \frac{Kg}{KW \cdot h} \quad [2.62]$$

όπου :  $W_N =$  ειδικό καθαρό παραγόμενο έργο σε  $(KW/Kgr/sec)$  ανά μονάδα παροχτευόμενου αέρος.

Εάν ζητείται η θερμική απόδοση του κύκλου τότε πρέπει να καθορισθεί από το λόγο :

$$\frac{(\text{παραγόμενο έργο})}{(\text{παρεχόμενη θερμότητα})} \quad [2.63]$$

Γνωρίζουμε ότι αν  $\dot{m}_f$  (Kgr/sec) καυσίμου καίγονται υπό ιδανικές συνθήκες τέτοιες

ώστε τα προϊόντα και οι αντιδρώσες ουσίες να βρίσκονται στην ίδια θερμοκρασία (την θερμοκρασία αναφοράς 25°C) τότε ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας σε μορφή θερμότητας είναι :

$$\dot{m}_f \cdot Q_{gr,p} = f \cdot \dot{m} \cdot Q_{gr,p} \quad [2.64]$$

όπου :  $Q_{gr,p}$  είναι η θερμογόνος δύναμη (ή θερμότητα αντίδρασης) υπό σταθερή πίεση.

Επομένως η απόδοση του κύκλου δίνεται από την σχέση :

$$\eta = \frac{W_N}{f \cdot Q_{net,p}} = \frac{3600}{sfc \cdot Q_{net,p}} \quad [2.65]$$

όπου :  $Q_{net,p}$  είναι ίση αλλά αντιθέτου σημείου προς την ενθαλπία αντίδρασης  $\Delta H_{25}$  στην οποία αναφερθήκαμε προγενέστερα και η οποία έχει την τιμή -43100 KJ/Kg σε όλα τα θέματα που θα συζητηθούν κατωτέρω και για τυπικό καύσιμο κηροζίνη του τύπου  $C_nH_{2n}$ .

## 2.2 ΚΥΚΛΟΙ ΑΕΡΙΟΣΤΡΟΒΙΛΩΝ ΓΙΑ ΠΡΩΩΣΗ ΑΕΡΟΣΚΑΦΩΝ

Εισαγωγή (Cohen et al (1972), Boyce (2002))

Οι κύκλοι αυτοί διαφέρουν από τους κύκλους αεριοστροβίλων αξονικής ισχύος στο ότι μέρος ή ολόκληρη η αποδιδόμενη ισχύς παράγεται σαν αποτέλεσμα εκτόνωσης σε προωστικό ακροφύσιο. Ολόκληρη στις περιπτώσεις των μηχανών turbojet και turbofan και μερική στην περίπτωση των μηχανών turboprop. Ένα δεύτερο χαρακτηριστικό που διακρίνει τις δύο κατηγορίες αεριοστροβίλων οφείλεται στην ανάγκη να ληφθούν υπ' όψιν τα αποτελέσματα της ταχύτητας πρόωσης καθώς και του ύψους στον υπολογισμό της απόδοσης των αεριοστροβίλων προωθήσεως αεροσκαφών. Τα ευνοϊκά αποτελέσματα των ανωτέρω παραμέτρων, μαζί με τον υψηλό λόγο ισχύος/βάρους αποτελούν τους παράγοντες που επέβαλλαν την τόσο γρήγορη αντικατάσταση των εμβολοφόρων μηχανών από τους αεριοστροβίλους στον τομέα της πρόωσης των αεροσκαφών με την εξαίρεση των πολύ χαμηλών ισχύων. Σε αυτό το κεφάλαιο θα συζητηθούν κατ' αρχάς τα κατάλληλα κριτήρια για τον υπολογισμό της απόδοσης των κύκλων αεριοστροβίλων πρόωσης αεροσκαφών και των πρόσθετων παραμέτρων που απαιτούνται για τον υπολογισμό των απωλειών στο σύστημα εισόδου των αεριοστροβίλων και στο ακροφύσιο.

2.2.1 Κριτήρια λειτουργικής απόδοσης (Cohen et al (1972), Boyce (2002))

Σύμφωνα με το σχήμα 2.16 καθορίζονται οι ακόλουθες ταχύτητες σχετικές με τη μηχανή :

$$C_a = (\text{ταχύτητα αέρος στην είσοδο}) = - (\text{ταχύτητα αεροσκάφους}) \quad [2.66]$$

$$C_j = (\text{ταχύτητα αποβολής αερίου}) \quad [2.67]$$

Όπου : j = δείκτης για το jet και a = δείκτης για τον αέρα

Η μονάδα ισχύος αποτελείται από ένα στρόβιλο που απλώς κινεί ένα συμπιεστή, μέρος δε από τα εκτονούμενα αέρια τροφοδοτούν ένα στρόβιλο ισχύος που γυρίζει μια έλικα ή απλώς πηγαίνουν στον θάλαμο καύσεως μιας μηχανής ramjet.

Υποθέτουμε ότι  $\dot{m}$  = ροή μάζας (σταθερή - ροή καυσίμου αμελητέα) και έτσι η καθαρή ώση F που προέρχεται από τον ρυθμό μεταβολής της ορμής είναι :

$$F = \dot{m} \cdot (C_j - C_a) \quad [2.68]$$

όπου :  $\dot{m} \cdot C_j$  = ολική τιμή ώσης ορμής (gross momentum thrust) και

$\dot{m} \cdot C_a$  = ορμή αντίστασης εισόδου (intake momentum drag)

Εφ' όσον  $P_j > P_a$  τότε θα υπάρξει επιπρόσθετη ώση πίεσης επάνω στην επιφάνεια εξόδου  $A_j$  ίση με  $A_j \cdot (P_j - P_a)$ . Η ολική ώση,  $F$ , είναι ίση με το άθροισμα της ώσης ορμής και της ώσης πίεσης :

$$F = \dot{m} \cdot (C_j - C_a) + A_j \cdot (P_j - P_a) \quad [2.69]$$

Εάν το αεροσκάφος κινείται με σταθερή ταχύτητα  $C_a$  σε οριζόντια πτήση, η ώση είναι ίση προς την αντίσταση (ή οπισθέλκουσα) του αεροσκάφους σ' αυτήν την ταχύτητα.

Στα επόμενα θα θεωρήσουμε τέλεια εκτόνωση ( $P_a = P_j$ ) και επομένως η (καθαρή) ώση μπορεί να εκφραστεί ως :

$$F = \dot{m} \cdot (C_j - C_a) \quad [2.70]$$

Από αυτή την εξίσωση φαίνεται ότι η απαιτούμενη ώση μπορεί να υλοποιηθεί σχεδιάζοντας μια μηχανή εργαζόμενη με τις ακόλουθες δύο συνθήκες λειτουργίας:

- 1) με  $C_j$  υψηλό και  $\dot{m}$  χαμηλό
- 2) με  $C_j$  χαμηλό και  $\dot{m}$  υψηλό

Εδώ τίθεται η ερώτηση « ποιός είναι ο καλύτερος συνδιασμός : »

Ποιοτική απάντηση στο ερώτημα

Εάν ορίσουμε την απόδοση ώσης,  $\eta_p$ , ως:

$$\eta_p = \frac{F \cdot C_a}{F \cdot C_a + \text{μη χρησιμοποιηθείσα κινητική ενέργεια του jet σχετικά με τη γη}} \quad [2.71]$$

όπου :  $F \cdot C_a$  = ισχύς ώσης

και η μη χρησιμοποιηθείσα ενέργεια του jet =  $\dot{m} \cdot (C_j - C_a)^2 / 2$

τότε η  $\eta_p$  μπορεί να εκφραστεί ως :

$$\eta_p = \frac{\dot{m} \cdot C_a \cdot (C_j - C_a)}{\dot{m} \cdot \left[ C_a \cdot (C_j - C_a) + \frac{(C_j - C_a)^2}{2} \right]} = \frac{2}{1 + \left( \frac{C_j}{C_a} \right)} \quad [2.72]$$

Η  $\eta_p$  λέγεται και απόδοση Froude. Σημειώσατε ότι η  $\eta_p$  δεν είναι η ολική απόδοση του συστήματος εφ' όσον η μη χρησιμοποιηθείσα ενθαλπία του jet δεν συνυπολογίζεται.

Από τις εξισώσεις [2.69] και [2.72] έχουμε ότι:

- 1)  $F = \text{maximum}$  όταν  $C_a = 0$  δηλαδή σε στατική κατάσταση αλλά τότε  $\eta_p = 0$
- 2)  $\eta_p = \text{maximum}$  όταν  $C_j / C_a = 1$  αλλά τότε  $F = 0$

Απ' αυτό συμπεραίνουμε ότι αν και η  $C_j$  πρέπει να είναι μεγαλύτερη του  $C_a$ , η διαφορά τους δεν πρέπει να είναι πολύ μεγάλη.

Έτσι πρέπει  $C_j > C_a$  αλλά όχι πολύ μεγαλύτερη.

Αυτός είναι ο λόγος για την ανάπτυξη μιας οικογένειας προωστικών μονάδων (σχήμα 2.17):

- 1) Εμβολοφόρος μηχανή
- 2) Turboprop,  $\dot{m}$  ελαττούται
- 3) Turbofan,  $C_j$  αυξάνει
- 4) Turbojet, αυξανόμενης της ταχύτητας πτήσης
- 5) Ramjet

Στην πράξη η εκλογή γίνεται αφού γνωρίζουμε τα χαρακτηριστικά λειτουργίας του αεροσκάφους. Επίσης παράγοντες που συμμετέχουν στην επιλογή είναι και η περιοχή δράσης και ο ρυθμός ανύψωσης (climb rate). Επειδή η κατανάλωση μεταβάλλεται με την ταχύτητα πτήσης και το ύψος (πυκνότητα αέρα), το ύψος είναι επίσης ένας παράγοντας. Το σχήμα 2.18 δείχνει τις περιοχές πτήσης που είναι κατάλληλες για τις ευρείες κατηγορίες μηχανών εγκατεστημένων σε πολιτικά αεροσκάφη. Η απόδοση πρόωσης είναι μέτρο της αποτελεσματικότητας με την οποία ο προωστικός αγωγός χρησιμοποιείται για την πρόωση του αεροσκάφους και δεν έχει σχέση με την απόδοση μετατροπής ενέργειας μέσα στην ενεργειακή μονάδα,  $\eta_e$ , η οποία καθορίζεται ως ακολούθως. Η ενέργεια που δίδεται από το καύσιμο είναι :  $\dot{m}_f \cdot Q_{\text{net,p}}$

όπου :  $\dot{m}_f$  = ροή του καυσίμου και

$Q_{net,p}$  = η καλορική τιμή (θερμογόνος δύναμη) υπό σταθερή πίεση που ισούται με την αρνητική τιμή της ενθαλπίας αντίδρασης ( $\Delta H_{25}$ ), όπου ο δείκτης αναφέρεται σε θερμοκρασία αναφοράς 25°C, και για τα κυριότερα αεροπορικά καύσιμα είναι περίπου 43100 KJ/Kg, μέρος της δε μετατρέπεται σε χρήσιμη κινητική ενέργεια,  $\dot{m} \cdot (C_j^2 - C_a^2)/2$  και μέρος της παραμένει ως αχρησιμοποίητη ενθαλπία,  $\dot{m} \cdot c_p \cdot (T_j - T_a)$ .

Άρα η  $\eta_e$  ορίζεται σαν :

$$\eta_e = \frac{\dot{m} \cdot (C_j^2 - C_a^2)/2}{\dot{m}_f \cdot Q_{net,p}} \quad [2.73]$$

Η ολική απόδοση  $\eta_o$  ορίζεται ως ο λόγος του χρήσιμου έργου που παρέχεται για να υπερνικηθεί η οπισθέλκουσα κατά την πτήση προς την ενέργεια του παροχτευόμενου καυσίμου.

$$\eta_o = \frac{\dot{m} \cdot C_a \cdot (C_j - C_a)}{\dot{m}_f \cdot Q_{net,p}} = \frac{F \cdot C_a}{\dot{m}_f \cdot Q_{net,p}} \quad [2.74]$$

Επειδή η έκφραση  $[\dot{m} \cdot C_a \cdot (C_j - C_a) + (C_j - C_a)^2/2]$  που παρουσιάζεται στον ορισμό της  $\eta_p$  είναι ίση προς  $\dot{m} \cdot (C_j^2 - C_a^2)/2$  έπεται ότι :

$$\eta_o = \eta_p \cdot \eta_e \quad [2.75]$$

Το συμπέρασμα είναι ότι η ολική απόδοση είναι πολύ στενά συνδεδεμένη με την ταχύτητα πτήσης  $C_a$  του αεροσκάφους.

Μια πρώτη σύγκριση διαφορετικών μηχανών μπορεί να γίνει αν καθορισθεί η λειτουργική απόδοση του κινητήρα στις κάτωθι συνθήκες λειτουργίας.

- α) Η στατική απόδοση σε στατικές συνθήκες σε επίπεδο θαλάσσης (Sea Level Static, SLS) και σε μέγιστη ισχύ δηλαδή συνθήκες μέγιστης θερμοκρασίας στροβίλου (π.χ. συνθήκες απογείωσης, Take-off)
- β) Η απόδοση υπό σταθερή πτήση (Cruise Conditions) στις βέλτιστες συνθήκες και ταχύτητες πτήσεως για τις οποίες έχει σχεδιαστεί ο κινητήρας και το αεροσκάφος.



Η έννοια της απόδοσης, όπως ορίστηκε, αντικαθίσταται για να λείψει η ασάφεια, με την έννοια της «ειδικής κατανάλωσης καυσίμου» (Specific Fuel Consumption) η οποία για μηχανές αεροσκαφών ορίζεται σαν κατανάλωση ανά μονάδα ώσης (π.χ. Kg / h·N). Είναι δε :

$$\text{s.f.c.} = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m} \cdot (C_j - C_a)} = \frac{\dot{m}_f}{F} \quad \text{ή} \quad \dot{m}_f = (F) \cdot (\text{s.f.c.}) \quad [2.76]$$

Η ολική απόδοση  $\eta_o$ , μπορεί τότε να εκφρασθεί ως :

$$\eta_o = \frac{F \cdot C_a}{\dot{m}_f \cdot Q_{\text{net,p}}} = \frac{C_a}{\text{s.f.c.}} \cdot \frac{1}{Q_{\text{net,p}}} \quad [2.77]$$

Για δεδομένο καύσιμο η τιμή του  $Q_{\text{net,p}}$  είναι σταθερή και επομένως :

$$\eta_o = \frac{C_a}{\text{s.f.c.}} \quad [2.78]$$

Θα πρέπει να παρατηρηθεί ότι στην περίπτωση αεροστροβίλων αξονικής ισχύος η απόδοση βρέθηκε να είναι απλώς αντιστρόφως ανάλογη του s.f.c..

Μια άλλη παράμετρος είναι η ειδική ώση  $F_s = F/m$  (ώση ανά μονάδα παροχτευόμενης μάζας αέρος (Ns/Kg)) η οποία είναι μέτρο του σχετικού μεγέθους μηχανών που παράγουν την ίδια ώση, δεδομένου ότι οι διαστάσεις της μηχανής εξαρτώνται κυρίως από την παροχή αέρος που διέρχεται από το σύστημα πρόωσης. Βεβαίως βάρος, μετωπική επιφάνεια και οπισθέλκουσα αλληλοεξαρτώνται έντονα.

Πρέπει να αναφερθεί ότι υπάρχει η σχέση :

$$\text{s.f.c.} = \frac{\dot{m}_f}{F} = \frac{\dot{m}_f}{(F_s \cdot \dot{m})} = \frac{f}{F_s} \quad [2.79]$$

όπου  $f$  είναι ο λόγος καυσίμου/αέρα,  $\dot{m}_f/m$ .

Η πίεση και η πυκνότητα της ατμόσφαιρας υπολογίζονται από πίνακες (Παράρτημα 1), που καλούνται «The International Standard Atmosphere» και οι τιμές θερμοκρασίας στους πίνακες αυτούς αντιστοιχούν σε ελάττωση 3.2 K ανά 500 m μέχρι ύψους 11000 m και από εκεί και επάνω λαμβάνουν σταθερή τιμή  $T = 216.7$  K μέχρι τα 20000 μέτρα. Παρακάτω δίνεται και διάγραμμα αριθμού Mach σε σχέση με την ταχύτητα  $M_a = C_a / (\gamma \cdot R \cdot T_a)^{1/2}$  μια

και για υποηχητική ή υπερηχητική πτήση συνήθως χρησιμοποιείται ο αριθμός Mach (σχήμα 2.19).

2.2.2 Απόδοση τμημάτων εισαγωγής (intake) και ακροφυσίου εξαγωγής (nozzle)  
(Cohen et al (1972), Boyce (2002))

Η ονοματολογία που θα χρησιμοποιηθεί δίνεται στο σχήμα 2.20, όπου επίσης δίνεται και ο ιδανικός θερμοδυναμικός κύκλος στον οποίο βασίζεται η λειτουργία του προωστικού συστήματος αεροστροβίλου. Το τμήμα εισόδου (εισαγωγής) εδώ εξετάζεται ξεχωριστά λόγω των σημαντικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα σ' αυτό το τμήμα, οι οποίες οφείλονται στη ταχύτητα κίνησης του αεροσκάφους. Προτού επομένως επιχειρήσουμε τον υπολογισμό της απόδοσης του θερμοδυναμικού κύκλου του συστήματος, θα πρέπει να εξεταστούν οι απώλειες τόσο στο τμήμα εισόδου όσο και στο ακροφύσιο.

Τμήμα εισόδου

Το τμήμα εισόδου του συστήματος μπορεί να ληφθεί σαν αδιαβατική δίοδος εφ' όσον ούτε έργο ούτε θερμότητα μεταφέρεται σ' αυτό. Εφ' όσον δεν υπάρχει μεταφορά έργου ή θερμότητας, η θερμοκρασία λιμνάσεως  $T_0$  θα είναι σταθερή ενώ η ολική πίεση θα ελαττώνεται λόγω της τριβής και της ύπαρξης κρουστικών κυμάτων μέσα στον αγωγό, στην περίπτωση υπερηχητικών ταχυτήτων (ιδέ σχήμα 2.21).

$$\text{Επειδή } Q = 0, W_{\text{ΑΞΟΝΑ}} = 0$$

$$\text{Άρα : } h_a + \frac{1}{2} \cdot C_a^2 = h_1 + \frac{1}{2} \cdot C_1^2 - \frac{c_p \cdot T_a + \frac{1}{2} \cdot C_a^2}{T_{0a}} = \frac{c_p \cdot T_1 + \frac{1}{2} \cdot C_1^2}{T_{01}} \quad [2.80]$$

$$S_{01} - S_{0a} \geq 0 \text{ και επειδή } S_{01} - S_{0a} = R \cdot \ln \frac{P_{0a}}{P_{01}} + c_p \cdot \ln \frac{T_{01}}{T_{0a}} = R \cdot \ln \frac{P_{0a}}{P_{01}} \quad [2.81]$$

$$\text{Άρα : } \frac{P_{0a}}{P_{01}} \geq 1 \quad [2.82]$$

Υπο στατικές συνθήκες ή σε πτήσεις με πολύ χαμηλές ταχύτητες το τμήμα εισόδου λειτουργεί σαν ακροφύσιο μέσα στο οποίο ο αέρας επιταχύνεται από μηδενική ταχύτητα ή ταχύτητα  $C_a$  σε ταχύτητα  $C_1$  στην είσοδο του συμπιεστή. Υπό κανονικές εν τούτοις ταχύτητες πτήσης το τμήμα εισόδου ενεργεί σαν διαχύτης και επιβραδύνει τον αέρα από ταχύτητα  $C_a$  σε  $C_1$  και αντίστοιχα αυξάνει την στατική πίεση από  $P_a$  σε  $P_1$ . Εφ' όσον η τιμή

$P_1$  στην είσοδο του συμπιεστή χρειάζεται για τον υπολογισμό του κύκλου, η τιμή της διαφοράς ( $P_{01}-P_a$ ) ενδιαφέρει και αναφέρεται σαν αύξηση πίεσης εμβολισμού (ram). Σε υπερηχητικές ταχύτητες η αύξηση της πίεσης κατά μήκος του συστήματος θα οφείλεται αφ' ενός μεν στην αύξηση λόγω των σχηματιζόμενων κρουστικών κυμάτων στην είσοδο αφ' ετέρου δε στην αύξηση λόγω διάχυσης στο υπόλοιπο του αγωγού διόδου. Η απόδοση του τμήματος εισόδου μπορεί να εκφρασθεί με πολλούς τρόπους αλλά υπάρχουν δύο που χρησιμοποιούνται συχνότερα.

Αυτοί είναι οι ακόλουθοι :

- α) Ισεντροπική απόδοση (isentropic efficiency),  $\eta_i$  που ορίζεται συναρτήσει της αύξησης της θερμοκρασίας.
- β) Απόδοση εμβολισμού (ram efficiency),  $\eta_r$  που ορίζεται συναρτήσει της αύξησης της πίεσης.

Σε σχέση με το σχήμα 2.21 έχουμε ότι :

$$T_{01} = T_{0a} = T_a + \frac{C_a^2}{2 \cdot c_p} \quad [2.83]$$

και

$$\frac{P_{01}}{P_a} = \left( \frac{T_{01S}}{T_a} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad [2.84]$$

όπου  $T_{01S}$  είναι η θερμοκρασία που θα είχε επιτευχθεί κατόπιν ισεντροπικής «ram» συμπίεσης σε πίεση  $P_{01}$ . Τα  $T_{01S}$  και  $T_{01}$  μπορούν να συνδεθούν μέσω μιας ισεντροπικής απόδοσης  $\eta_i$  :

$$\eta_i = \frac{T_{01S} - T_a}{T_{01} - T_a} \quad [2.85]$$

και επομένως

$$T_{01S} - T_a = \eta_i \cdot \frac{C_a^2}{2 \cdot c_p} \quad [2.86]$$

έτσι ώστε η απόδοση  $\eta_i$  μπορεί να θεωρηθεί σαν το κλάσμα της δυναμικής

θερμοκρασίας εισόδου που είναι διαθέσιμη στην είσοδο για ισεντροπική συμπίεση.

Ο λόγος πιέσεων στην είσοδο δίνεται από την σχέση :

$$\frac{P_{01}}{P_a} = \left[ 1 + \frac{T_{01S} - T_a}{T_a} \right]^{\gamma/(\gamma-1)} = \left[ 1 + \eta_i \cdot \frac{C_a^2}{2 \cdot c_p \cdot T_a} \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad [2.87]$$

Εφ' όσον  $M = C/(\gamma \cdot R \cdot T)^{1/2}$  και  $\gamma \cdot R = c_p \cdot (\gamma - 1)$  η ανωτέρω εξίσωση γράφεται ως εξής :

$$\frac{P_{01}}{P_a} = \left[ 1 + \eta_i \cdot \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_a^2 \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad [2.88]$$

Η δε θερμοκρασία λίμνασης είναι:

$$\frac{T_{01}}{T_a} = \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M_a^2 \right] \quad [2.89]$$

Η απόδοση «ram» ορίζεται:

$$\eta_r = \frac{P_{01} - P_a}{P_{0a} - P_a} \quad [2.90]$$

Οι δύο αποδόσεις  $\eta_r$  και  $\eta_i$  είναι ισοδύναμες, το μόνο πλεονέκτημα που υπάρχει στην χρησιμοποίηση της  $\eta_r$  είναι ότι μπορεί να μετρηθεί ευκολότερα. Σε υποηχητικά τμήματα εισόδου οι αποδόσεις  $\eta_i$  και  $\eta_r$  είναι ανεξάρτητες του αριθμού Mach μέχρι της τιμής 0.8 και για αυτό είναι εύκολες στη χρησιμοποίησή τους σε υπολογισμούς κύκλων.

Η απόδοση του τμήματος εισόδου εξαρτάται και από την τοποθέτηση της μηχανής στο αεροσκάφος αλλά συνήθως λαμβάνεται η τιμή 0.93 για τη  $\eta_i$  σε υπολογισμούς υποηχητικών αεροσκαφών, η τιμή της δε, ελαττώνεται με την αύξηση του αριθμού Mach. Στην πράξη στην περίπτωση υπερηχητικής ροής συνήθως δεν χρησιμοποιούνται ούτε η  $\eta_i$  ούτε η  $\eta_r$ , αλλά ο λόγος ολικών πιέσεων  $P_{01}/P_{0a}$  που καλείται λόγος επανάκτησης πιέσεων (pressure recovery factor). Γνωρίζοντας το λόγο  $P_{01}/P_{0a}$ , ο λόγος  $P_{01}/P_a$  μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση :

$$\frac{P_{01}}{P_a} = \frac{P_{01}}{P_{0a}} \cdot \frac{P_{0a}}{P_a} \quad [2.91]$$

όπου :

$$\frac{P_{0a}}{P_a} = \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot M_a^2 \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad [2.92]$$

και ο πρώτος παράγων περιλαμβάνει απώλειες λόγω τριβών και ηχητικών κυμάτων και υπολογίζεται ως

$$\left( \frac{P_{01}}{P_{0a}} \right) = \left( \frac{P_{01}}{P_{0a}} \right)_{subsonic} \left( \frac{P_{01}}{P_{0a}} \right)_{shock}$$

Ο υποηχητικός όρος υπολογίζεται από τη [2.88] με  $\eta_i = 0.93$ , ο δε υπερηχητικός όρος από την παρακάτω εμπειρική σχέση. Όταν υπάρχουν κρουστικά κύματα σε κάποιο τμήμα του αγωγού εισαγωγής τότε για το τμήμα αυτό ισχύει η εμπειρική σχέση  $\left( \frac{P_{01}}{P_{0a}} \right)_{shock} = 1.0 - 0.075 \cdot (M_a - 1)^{1.35}$  που ισχύει για  $1 < M_a < 5$ . Η συνολική ανάκτηση της πίεσης βρίσκεται με πολλαπλασιασμό του  $\left( \frac{P_{01}}{P_{0a}} \right)_{shock}$  με την ανάκτηση πίεσης του υποηχητικού τμήματος.

#### Ακροφύσια πρόωσης (propelling nozzles)

Ο όρος ακροφύσιο πρόωσης χρησιμοποιείται για την ονομασία του μέρους της μηχανής μετά τον τελευταίο στρόβιλο στο σύστημα πρόωσης. Στα σχήματα 2.22 α,β απεικονίζονται τα διάφορα τμήματα από τα οποία αποτελείται το ακροφύσιο πρόωσης. Το αν περιλαμβάνονται όλα ή μέρος από τα τμήματα στο ακροφύσιο εξαρτάται από την τοποθέτηση του συστήματος στο αεροσκάφος και από την παρουσία αναθέρμανσης.

Το ερώτημα που τίθεται είναι αν θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί απλώς συγκλίνον ακροφύσιο ή αν θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί ακροφύσιο συγκλίνον-αποκλίνον.

Όπως θα δούμε στους υπολογισμούς κύκλων περαιτέρω, ακόμη και με μέτριους λόγους πιέσεων, ο λόγος  $P_{04}/P_a$  ( $P_a$  = ατμοσφαιρική) θα είναι μεγαλύτερος του κρίσιμου (μια πρώτη εκτίμηση του κρίσιμου λόγου πιέσεων μπορεί να γίνει από τον τύπο  $P^* = P_{04}/P_c = \left[ (\gamma + 1)/\gamma \right]^{\gamma/(\gamma-1)}$ , με  $\gamma = 1.333$  έχουμε ότι  $P^* = 1.853$ ) για ένα μεγάλο εύρος συνθηκών λειτουργίας υπό σχεδόν σταθερή ταχύτητα πτήσης. Θα συμπεράνουμε λοιπόν κανείς ότι ένα συγκλίνον ακροφύσιο θα ήταν απαραίτητο για την επίτευξη μεγάλων ταχυτήτων. Εν τούτοις αυτό που κυρίως επιδιώκεται είναι η επίτευξη μεγάλων τιμών ώσης και όχι ταχύτητας της ωστικής δέσμης (jet). Βέβαια μπορεί να δειχθεί ότι για μια ισεντροπική εκτόνωση η

παραγώμενη ώση είναι μέγιστη όταν επιτυγχάνεται πλήρης εκτόνωση στο ακροφύσιο σε πίεση  $P_a$ . Η ώση πίεσης  $A_5 \cdot (P_5 - P_a)$  (ιδε σχήμα 2.22) που θα προέκυπτε στην περίπτωση της ατελούς εκτόνωσης δεν καλύπτει πλήρως τις απώλειες στην ώση ορμής λόγω χαμηλότερης ταχύτητας του jet. Αυτό όμως ισχύει στην ιδανική κατάσταση και δεν είναι αληθές όταν ληφθούν υπ' όψιν και οι απώλειες λόγω τριβών, επειδή σ' αυτή την περίπτωση δεν επιτυγχάνεται η θεωρητική (ιδανική) ταχύτητα της ωστικής δέσμης.

Για τις τιμές του λόγου  $P_{04}/P_a$  μέχρι 3 τα πειράματα δείχνουν ότι ένα συγκλίνον ακροφύσιο παράγει όσο μεγάλη ώση παράγει και ένα συγκλίνον-αποκλίνον ακόμη και όταν το δεύτερο έχει λόγο διατομών εξόδου προς λαιμό (throat) ακριβώς προϋπολογισμένο για το λόγο πιέσεων σχεδιασμού (design pressure ratio). Για λόγους πιέσεων μικρότερους από αυτόν όμως το συγκλίνον-αποκλίνον ακροφύσιο, θα ήταν λιγότερο αποδοτικό από το απλό συγκλίνον ακροφύσιο λόγω σχηματισμού κρουστικών κυμάτων στο αποκλίνον τμήμα. Για αυτό το λόγο στους κινητήρες αεροσκαφών χρησιμοποιούνται ως επι το πλείστον συγκλίνοντα ακροφύσια. Ένα δευτερεύων προσόν αυτού του τύπου ακροφυσίου είναι και η ευκολία με την οποία επιπλέον τμήματα μπορούν να προσαρτηθούν στο ακροφύσιο αυτό. Π.χ.

- (α) Μεταβλητή επιφάνεια (σχ.2.22β) για βελτίωση εκκίνησης και λειτουργίας υπό μερικό φορτίο.
- (β) Spoiler ώσης και αναστροφέας (reverser) ώσης για την ελάττωση του απαιτούμενου μήκους διαδρόμου προσγείωσης.
- (γ) Σιγαστήρας (noise suppressor) σχήμα (2.22β) όπου το υψηλής ταχύτητας jet αναμιγνύεται πριν την τελική έξοδο μέσω διαφόρων συσκευών π.χ. λοβοειδείς αναμίκτες.

Συγκλίνοντα-αποκλίνοντα ακροφύσια συνήθως χρησιμοποιούνται για υπερηχητικά αεροσκάφη. Τότε ο λόγος  $P_{04}/P_a$  είναι 10 ÷ 20 φορές μεγαλύτερος του κρίσιμου για πτήση σε Mach 3 ÷ 5. Συνεπώς μεταβλητή διατομή εξόδου (λαιμού) είναι απαραίτητη για την αποφυγή απωλειών λόγω σχηματισμού κρουστικών κυμάτων.

Στα επόμενα θα απασχοληθούμε με τον υπολογισμό απωλειών σε συγκλίνοντα ακροφύσια.

Δύο μέθοδοι ακολουθούνται :

- α) Μέσω υπολογισμού ισεντροπικής απόδοσης  $\eta_j$  και,
- β) Μέσω υπολογισμού του συντελεστού ειδικής ώσης  $K_F$ , ο οποίος ορίζεται ως ο λόγος της παρατηρούμενης ολικής ώσης προς την ώση που θα αποδιδόταν από μια ισεντροπική ροή :

$$[\dot{m} \cdot C_5 + A_5 \cdot (P_5 - P_a)] / \dot{m} \quad [2.93]$$

Όταν η αποτόνωση στο ακροφύσιο είναι τέλεια και φθάνει στην πίεση  $P_a$ , ήτοι όταν  $P_{04}/P_a < P_{04}/P_c$ , ο συντελεστής  $K_F$  είναι απλώς ο λόγος της ενεργού προς την ισεντροπική ταχύτητα.

Κάτω από αυτές τις συνθήκες αποδεικνύεται ότι :

$$\eta_j = K_F^2 \quad [2.94]$$

Για τον καθορισμό της απόδοσης  $\eta_j$  χρησιμοποιούμε το T-S διάγραμμα για την απεικόνιση των πραγματικών και ισεντροπικών διεργασιών (σχήμα 2.22).

Ο ισεντροπικός συντελεστής  $\eta_j$  ορίζεται ως :

$$\eta_j = \frac{T_{05} - T_5}{T_{04} - T_{5S}} \quad [2.95]$$

Για δεδομένες συνθήκες εισόδου στο ακροφύσιο ( $P_{04}$ ,  $T_{04}$ ) και υποτιθέμενες τιμές του  $\eta_j$  η θερμοκρασία  $T_5$  δίνεται από την σχέση :

$$T_{04} - T_5 = \eta_j \cdot T_{04} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{1}{P_{04}/P_5} \right) \right]^{(\gamma-1)/\gamma} \quad [2.96]$$

παρατηρήσατε ότι :

$$\frac{T_5}{T_{04}} = \left( \frac{P_5}{P_{04}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad [2.97]$$

Αυτό είναι επίσης το ισοδύναμο της θερμοκρασίας λόγω ταχύτητας του jet ( $C_5^2/2 \cdot c_p$ ) επειδή  $T_{05} = T_{04}$  και  $T_{05} - T_5 = C_5^2/2 \cdot c_p =$  δυναμική θερμοκρασία.

Στην παραπάνω εξίσωση η πίεση  $P_5$  θα τεθεί ίση προς προς  $P_a$  για λόγους πίεσης μέχρι και την κρίσιμη τιμή  $P^*$ . Υπεράνω της κρίσιμης τιμής το ακροφύσιο είναι στραγγαλισμένο και θέτουμε  $P_5 = P_c$ ,  $C_5 = \sqrt{\gamma \cdot R \cdot T_5}$ .

Το ερώτημα που τίθεται τώρα είναι πως θα υπολογιστεί η κρίσιμη πίεση για μια μη

ισεντροπική ροή. Ο κρίσιμος λόγος πιέσεων  $P_{04}/P_c$  είναι ο λόγος  $P_{04}/P_5$  ο οποίος δίνει  $M_5 = 1$ . Ο λόγος  $T_{04}/T_c$  είναι ο ίδιος για ισεντροπική και μη αντιστρεπτή αδιαβατική ροή λόγω του ότι  $T_{04} = T_{05}$  σε όλες τις αδιαβατικές ροές χωρίς μεταφορά έργου και επομένως :

$$\frac{T_{04}}{T_5} = \frac{T_{05}}{T_5} = 1 + \frac{C_5^2}{2 \cdot c_p \cdot T_5} = 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot M_5^2 \quad [2.98]$$

Για  $M_5 = 1$ , λαμβάνουμε :

$$\frac{T_{04}}{T_c} = \frac{\gamma + 1}{2} \quad [2.99]$$

και από αυτή την εξίσωση υπολογίζουμε το  $T_c$ .

Από την  $T_c$  και το σχήμα 2.22γ χρησιμοποιώντας την  $\eta_j$  λαμβάνουμε την θερμοκρασία  $T_{c,s}$  (που είναι η θερμοκρασία που αποκτάται μετά την ισεντροπική εκτόνωση στην πραγματική κρίσιμη πίεση  $P_c$ ) και έτσι :

$$T_{c,s} = T_{04} - \frac{1}{\eta_j} \cdot (T_{04} - T_c) \quad [2.100]$$

η πίεση  $P_c$  τότε δίνεται από την :

$$P_c = P_{04} \cdot \left( \frac{T_{c,s}}{T_{04}} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} = P_{04} \cdot \left[ 1 - \frac{1}{\eta_j} \cdot \left( 1 - \frac{T_c}{T_{04}} \right) \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad [2.101]$$

και χρησιμοποιώντας την σχέση :

$$\frac{T_{04}}{T_c} = \frac{\gamma + 1}{2} \quad [2.102]$$

λαμβάνουμε :



$$\frac{P_{04}}{P_c} = \frac{1}{\left[1 - \frac{1}{\eta_j} \cdot \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right)\right]^{\gamma/(\gamma-1)}} \quad [2.103]$$

Η μέθοδος χρήσης της απόδοσης  $\eta_j$  για τον καθορισμό του κρίσιμου λόγου πίεσης δίνει αποτελέσματα συγκρίσιμα με αυτά που δίνει πιο λεπτομερής ανάλυση.

Η ποσότητα που χρειάζεται επιπλέον για τον καθορισμό της ώσης  $A_5 \cdot (P_c - P_a)$  είναι η επιφάνεια διατομής του ακροφυσίου  $A_5$ . Για δεδομένη παροχή μάζας  $\dot{m}$  η επιφάνεια δίδεται προσεγγιστικά από την εξίσωση :

$$A_5 = \frac{\dot{m}}{\rho_c \cdot C_c} \quad [2.104]$$

όπου  $\rho_c$  υπολογίζεται από την σχέση  $P_c/R \cdot T_c$  και  $C_c$  από την σχέση :

$$C_c = \left[2 \cdot c_p \cdot (T_{04} - T_4)\right]^{1/2} \text{ ή } (\gamma \cdot R \cdot T_c)^{1/2} \quad [2.105]$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι ο υπολογισμός της επιφάνειας μ' αυτόν τον τρόπο είναι προσεγγιστικός, λόγω ύπαρξης του οριακού στρώματος που προκαλεί μερική απόφραξη του ακροφυσίου. Στην πράξη η επιφάνεια εξόδου που χρειάζεται για τον καθορισμό των συνθηκών λειτουργίας βρίσκεται με δοκιμαστικές μεθόδους (trial and error) κατά την διάρκεια της μελέτης και πειραματισμού. Η τιμή της απόδοσης  $\eta_j$  εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως το μήκος του σωλήνα εκροής και των σχετικών βοηθητικών τμημάτων που βρίσκονται στη συγκεκριμένη διάταξη ακροφυσίου και που προκαλούν τυχόν απώλειες. Στον υπολογισμό των διαφόρων κύκλων υποθέτουμε την τιμή  $\eta_j = 0.95$  ως υπόθεση εργασίας.

### 2.2.3 Ο κινητήρας Turbofan

Ο κινητήρας turbofan κατασκευάστηκε για την βελτίωση της απόδοσης πρόωσης των αεροστροβίλων πρόωσης με την μείωση της μέσης ταχύτητας ροής της εκτονούμενης ωστικής δέσμης (jet). Ειδικότερα αποδείχθηκε ότι η χρησιμοποίηση των μηχανών turbofan ελαττώνει σημαντικά το επίπεδο θορύβου που παράγεται από την μηχανή του αεροσκάφους (ηχητική ρύπανση) πρόβλημα που έχει πάρει διαστάσεις με τη χρησιμοποίηση μεγάλου αριθμού αεροσκαφών με προωστικά συστήματα jet.

Στη μηχανή turbofan ένα μέρος του εισαγόμενου αέρα διοχετεύεται σε ξεχωριστή δίοδο παράλληλη προς το σύστημα συμπίεστη - θαλάμου καύσης - στροβίλου - ακροφυσίου και εκτονώνεται μέσω ξεχωριστού ακροφυσίου όπως δείχνει το σχήμα 2.23. Εν τούτοις σε ορισμένες περιπτώσεις είναι επιθυμητό οι δύο ροές (ψυχρή και θερμή) να αναμιγνύονται πριν από την τελική εκτόνωση μέσω του ακροφυσίου. Σύμφωνα με τα ανωτέρω η ώση θα αποτελείται λοιπόν από τη συνεισφορά των δύο αυτών τμημάτων : της ώσης που παράγεται από το ψυχρό ρεύμα και αυτήν που παράγεται από το θερμό ρεύμα.

Οι μηχανές turbofan χαρακτηρίζονται από το λόγο παράλληλης ροής B, που ορίζεται σαν τον λόγο της παροχής μάζας μέσω του παράλληλου αγωγού προς την παροχή μάζας μέσω του κύριου προωστικού αγωγού, επομένως :

$$B = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_h} \quad [2.106]$$

και επίσης :

$$\dot{m}_c = \frac{\dot{m} \cdot B}{B + 1} \quad [2.107]$$

$$\dot{m}_h = \frac{\dot{m}}{B + 1} \quad [2.108]$$

και

$$\dot{m} = \dot{m}_c + \dot{m}_h \quad [2.109]$$

Στην ειδική περίπτωση που τα δύο ρεύματα εκτονώνονται σε ατμοσφαιρική πίεση στα δύο ακροφύσια η ώση δίνεται από την σχέση :

$$F = (\dot{m}_c \cdot C_{jc} + \dot{m}_h \cdot C_{jc}) - \dot{m} \cdot C_a \quad [2.110]$$

Ο υπολογισμός για δεδομένες χαρακτηριστικές συνθήκες της μηχανής turbofan είναι παρόμοιος προς τον υπολογισμό της turbojet και επομένως μόνο οι υπάρχουσες διαφορές θα αναφερθούν :

α) Οι λόγοι ολικής πίεσης και η θερμοκρασία εισόδου στον αεριοστρόβιλο

καθορίζονται όπως στην περίπτωση μηχανής turbojet με τον πρόσθετο καθορισμό του λόγου B και του λόγου πίεσης στον ανεμιστήρα (Fan Pressure Ratio, FPR).

- β) Από τις συνθήκες και τον λόγο FPR μπορεί να υπολογιστεί η πίεση και η θερμοκρασία της ροής που διασχίζει τον ανεμιστήρα και εισέρχεται στην παράλληλη δίοδο. Η παροχή μάζας στην παράλληλη δίοδο μπορεί να υπολογιστεί από την ολική ροή και από τον λόγο B. Η ώση που προέρχεται από το ψυχρό ρεύμα της παράλληλης διόδου μπορεί να υπολογιστεί όπως και στην περίπτωση μηχανής turbojet. Είναι επίσης αναγκαίο να βρεθεί αν η ροή είναι στραγγαλισμένη ή όχι.
- γ) Στη διάταξη που δείχνεται στο σχήμα 2.23 ο ανεμιστήρας παίρνει την ενέργεια από τον στρόβιλο χαμηλής πίεσης. Θεωρώντας τις απαιτήσεις ενέργειας από το στροφείο χαμηλής πίεσης :

$$\dot{m} \cdot c_{pa} \cdot \Delta T_{012} = \eta_m \cdot \dot{m}_h \cdot c_{pg} \cdot \Delta T_{056} \quad [2.111]$$

και επομένως :

$$\Delta T_{056} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_h} \cdot \frac{c_{pa}}{\eta_m \cdot c_{pg}} \cdot \Delta T_{012} = (B + 1) \cdot \frac{c_{pa}}{\eta_m \cdot c_{pg}} \cdot \Delta T_{012} \quad [2.112]$$

Η τιμή B μπορεί να παίρνει τιμές από 0.3 μέχρι 8 ή και υψηλότερες και η τιμή της έχει επιπτώσεις στην πτώση θερμοκρασίας και στο λόγο πιέσεων που απαιτούνται για την λειτουργία του αεριοστροβίλου χαμηλής πίεσης.

Γνωρίζοντας τις ποσότητες  $T_{06}$ ,  $\eta_t$  και  $\Delta T_{067}$  ο λόγος πιέσεων του στροβίλου χαμηλής πίεσης μπορεί να υπολογιστεί και επομένως οι συνθήκες στην είσοδο του ακροφυσίου του θερμού ρεύματος μπορούν επίσης να υπολογιστούν. Από αυτές τις παραμέτρους μπορεί να υπολογιστεί και η ώση.

- δ) Εάν τα δύο ρεύματα αναμιχθούν είναι αναγκαίο να ευρεθούν οι συνθήκες που επικρατούν ύστερα από την ανάμιξη χρησιμοποιώντας εξισώσεις διατήρησης της ορμής και της ενθαλπίας. Η ανάμιξη παρουσιάζει προτερήματα για μικρές έως μεσαίες τιμές του B.

Διάφορες άλλες διατάξεις κινητήρων turbofan δείχνονται στο σχήμα 2.24.

#### 2.2.4 Ο κινητήρας Turboprop

Ο κινητήρας turboprop διαφέρει από τον αεριοστρόβιλο παραγωγής αξονικής ισχύος (turboshaft) στο ότι μέρος της ισχύος εξόδου αξιοποιείται για την κίνηση έλικα ενώ το υπόλοιπο εμφανίζεται σαν ώση δέσμης (jet). Εδώ συνεπώς θα πρέπει να συνδυαστούν οι ισχείς άξονα και jet. Η ισχύς τελικά αποδίδεται στο αεροσκάφος ως ισχύς ώσης.

Η ισχύς ώσης (thrust power) TP μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει των: ισχύς άξονα (SP), απόδοση έλικα ( $\eta_{pr}$ ) και ισχύς του jet (F). Έτσι:

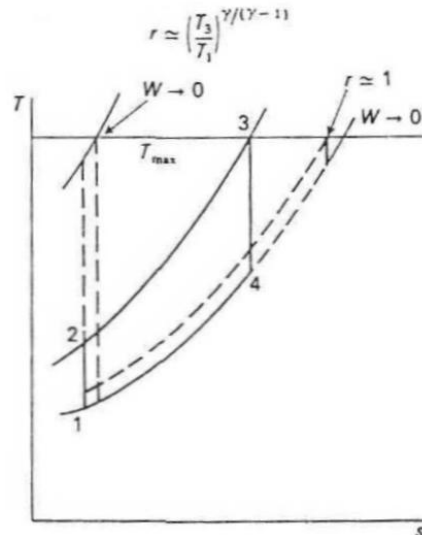
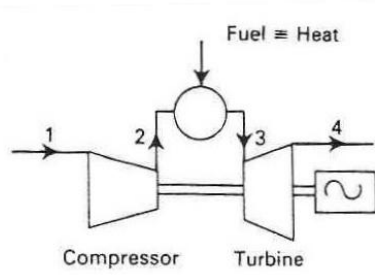
$$TP = (SP) \cdot \eta_{pr} + F \cdot C_a \quad [2.113]$$

Ένας άλλος τρόπος έκφρασης της ισχύος έτσι ώστε να μην εξαρτάται έντονα από την απόδοση της έλικας και να μπορεί να αξιολογηθεί η λειτουργική απόδοση της μηχανής υπό εργασία με διάφορους τύπους ελικών είναι η ισοδύναμη (ή ενεργός) ισχύς που ορίζεται ως:

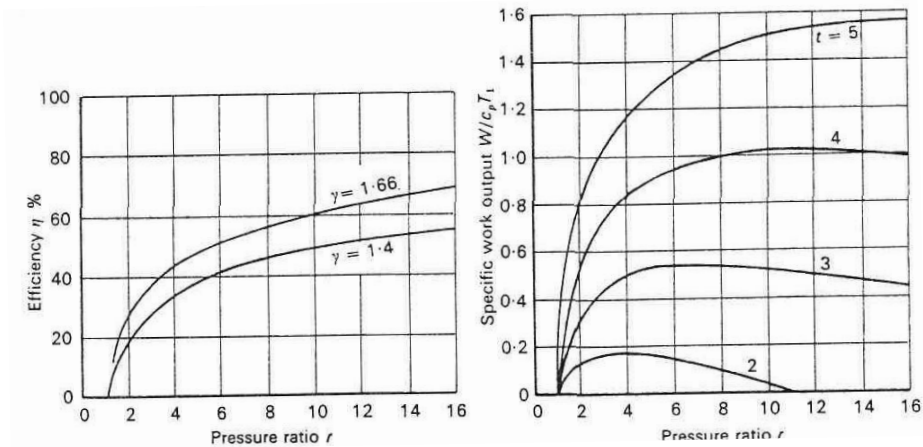
$$EP = \frac{TP}{\eta_{pr}} = SP + \frac{F \cdot C_a}{\eta_{pr}} \quad [2.114]$$

όπου τώρα η απόδοση της έλικας επηρεάζει μόνο τον μικρότερο όρο στην εξίσωση. Η ισοδύναμη ισχύς πάντοτε δηλώνεται σε συνδυασμό με την ταχύτητα πτήσης.

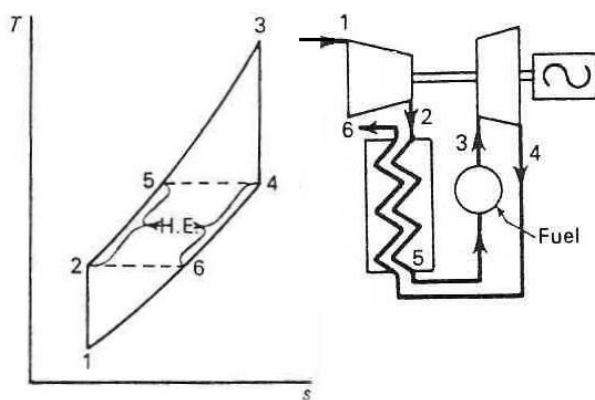
Εδώ θα πρέπει να υποσημειωθεί ότι το turboprop είναι ουσιαστικά ένας κινητήρας turbofan πολύ μεγάλου λόγου παράλληλης ροής (by-pass ratio). Εν γένει η συνδυασμένη ισχύς του στρόβιλου, του έλικα και των αναγκαίων μειωτήρων στροφών είναι πολύ κατώτερη από ένα ισοδύναμο προωστικό ακροφύσιο και το  $\eta_e$  ενός κινητήρα turboprop είναι μικρότερο από αυτό ενός κινητήρα turbojet ή turbofan.



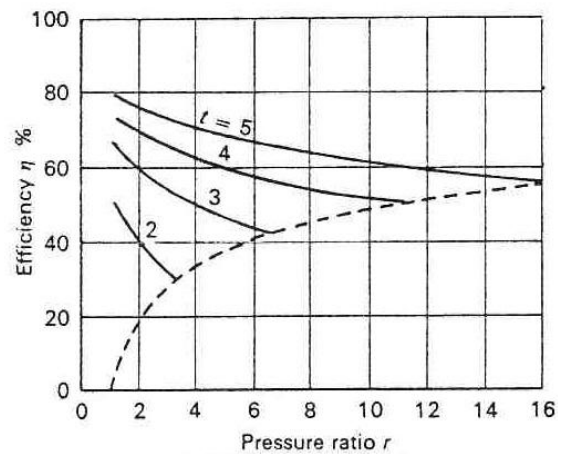
Σχήμα 2.1 Απλός κύκλος λειτουργίας αεριοστροβίλου



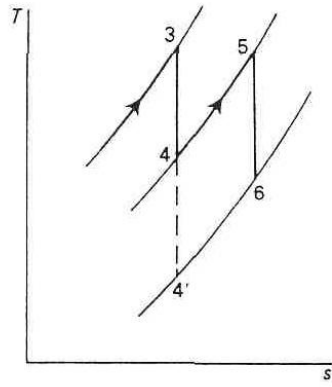
Σχήμα 2.2 Απόδοση και ειδικό έργο εξόδου απλού κύκλου



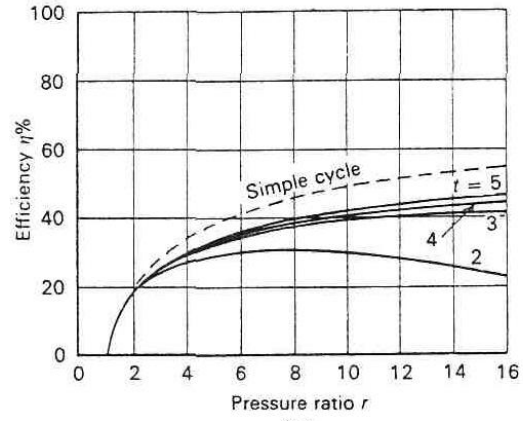
Σχήμα 2.3 Απλός κύκλος με εναλλάκτη θερμότητας



Σχήμα 2.4 Απόδοση απλού κύκλου με εναλλάκτη

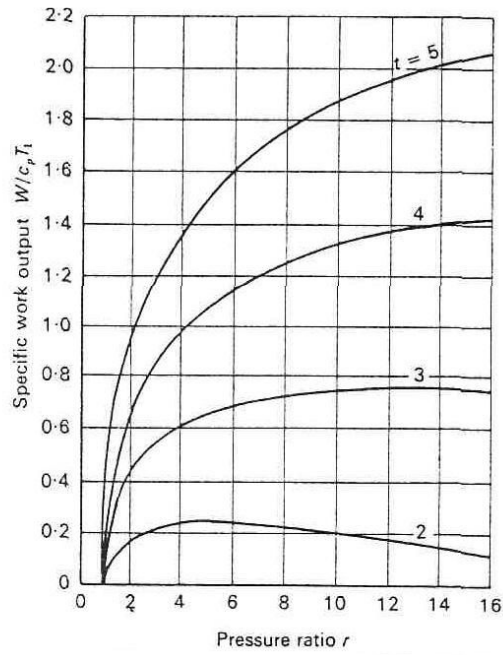


(a)

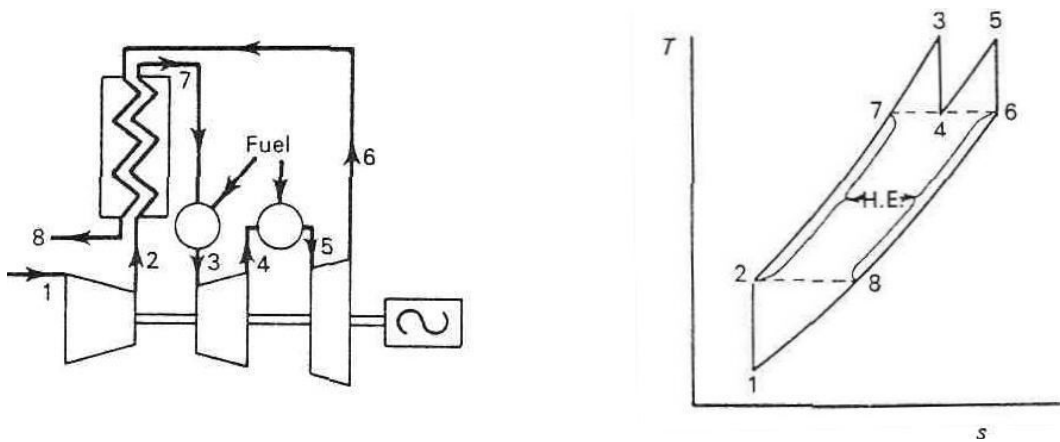


(b)

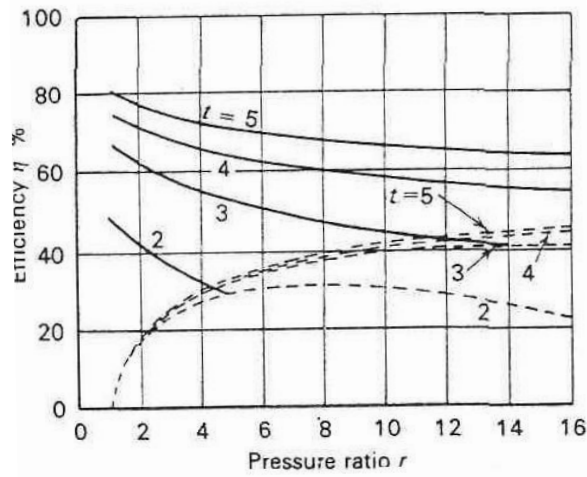
Σχήμα 2.5 Κύκλος με αναθέρμανση



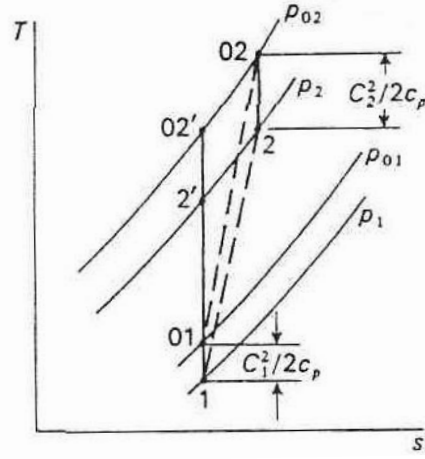
Σχήμα 2.6 Ειδικό έργο εξόδου του κύκλου με αναθέρμανση



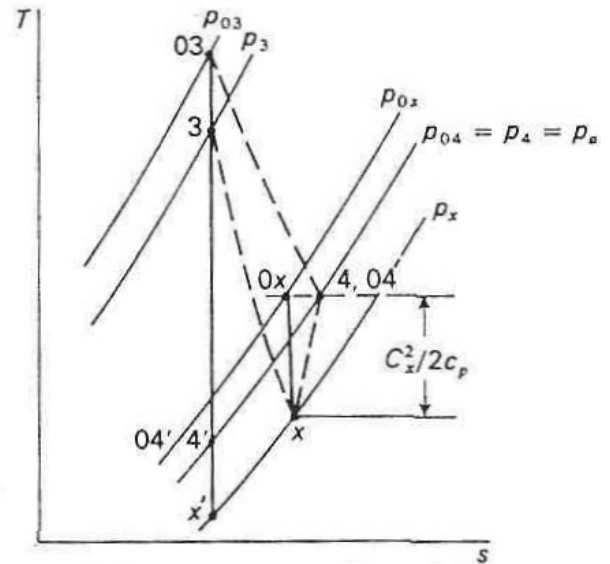
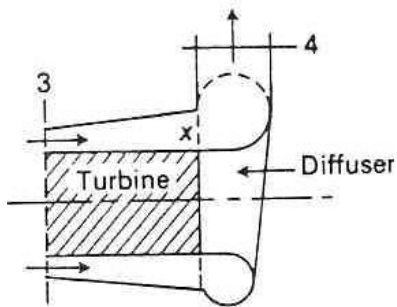
Σχήμα 2.7 Κύκλος με αναθέρμανση και εναλλάκτη



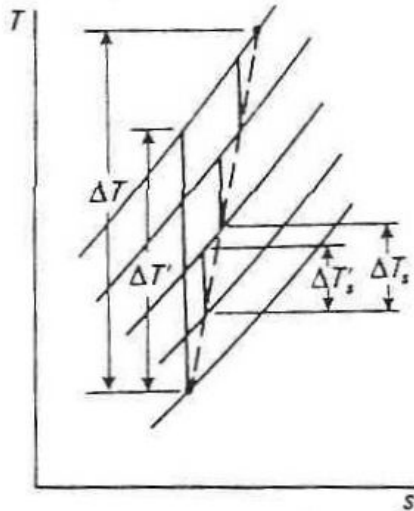
Σχήμα 2.8 Απόδοση κύκλου με αναθέρμανση



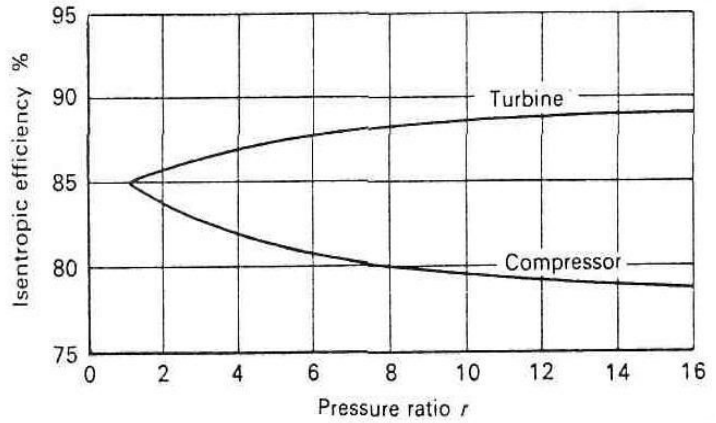
Σχήμα 2.9 Καταστάσεις λίμανσης



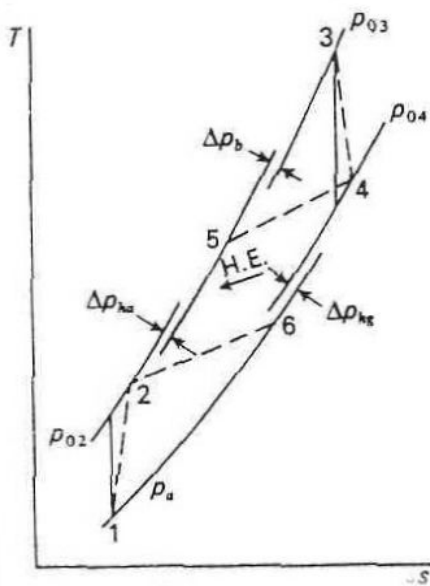
Σχήμα 2.10 Συνδυασμός στροβίλου και διαχύτη εξόδου



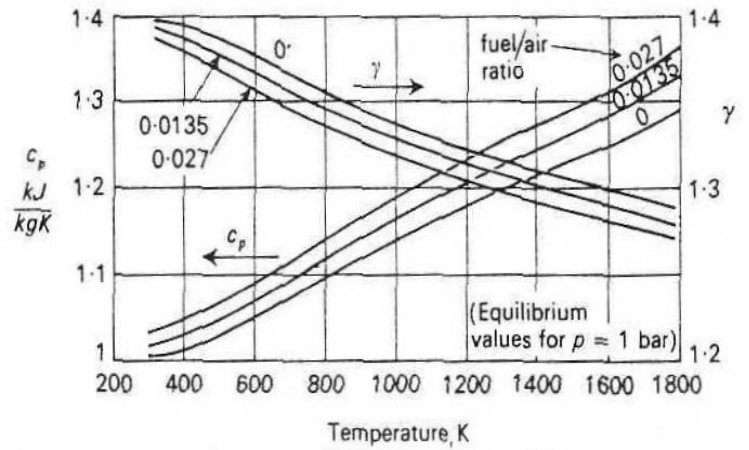
Σχήμα 2.11 Πολυτροπικός βαθμός απόδοσης



Σχήμα 2.12 Μεταβολή της ισηντροπικής απόδοσης συναρτήσει του λόγου πιέσεων για πολυτροπική απόδοση 85%

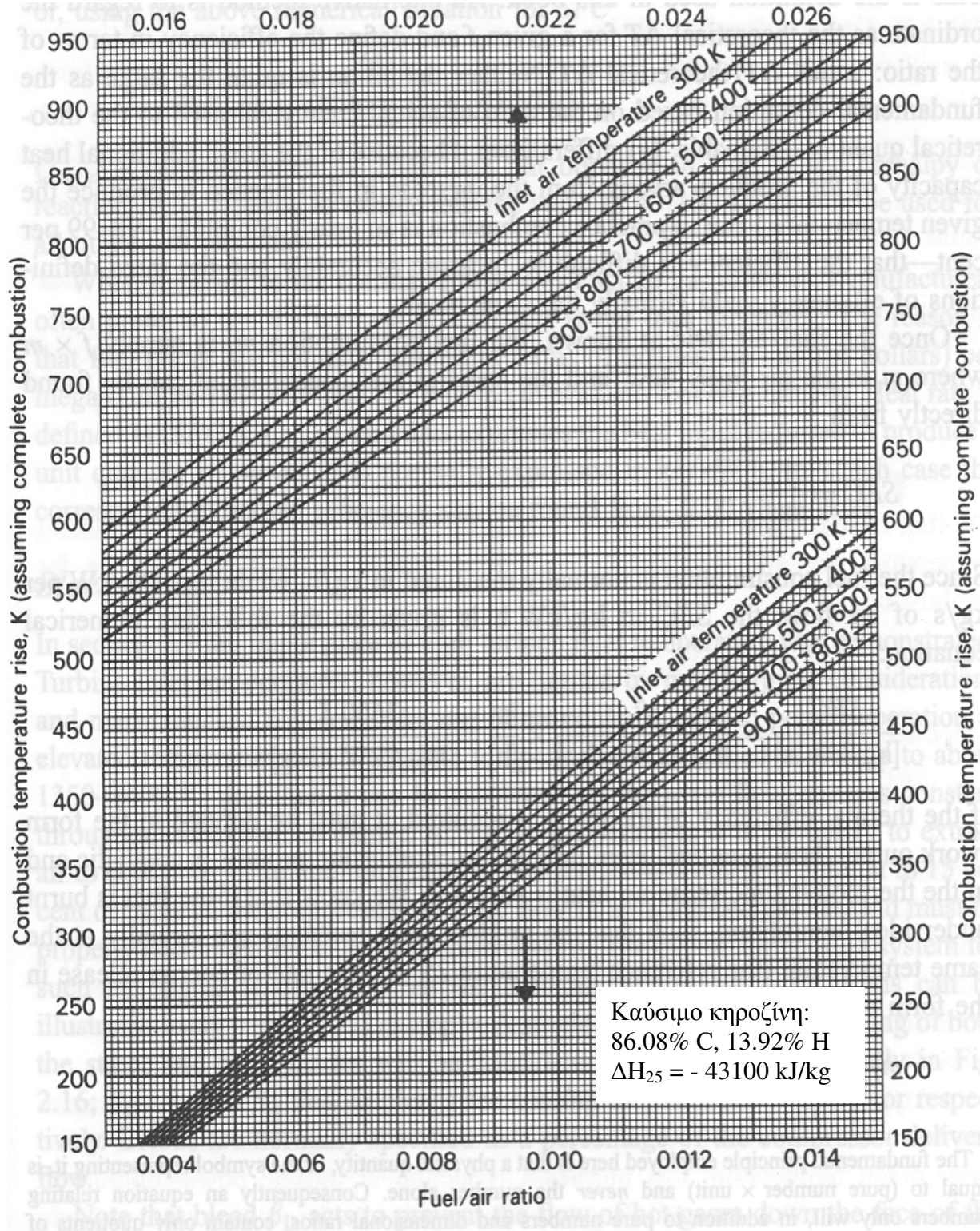


Σχήμα 2.13 Απώλειες πίεσης στους κύκλους

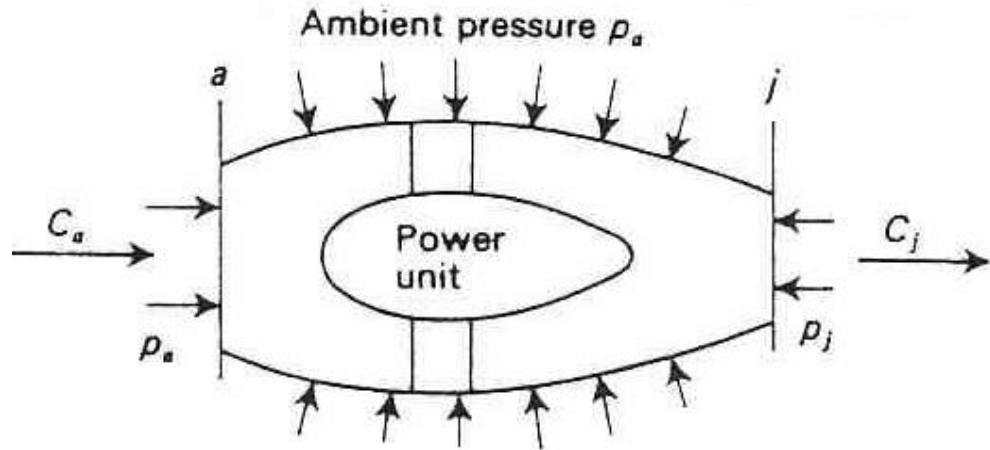


Σχήμα 2.14 Μεταβολή των  $c_p$  και  $\gamma$  στους κύκλους αέρα για διαφορετικές συστάσεις καυσαερίων

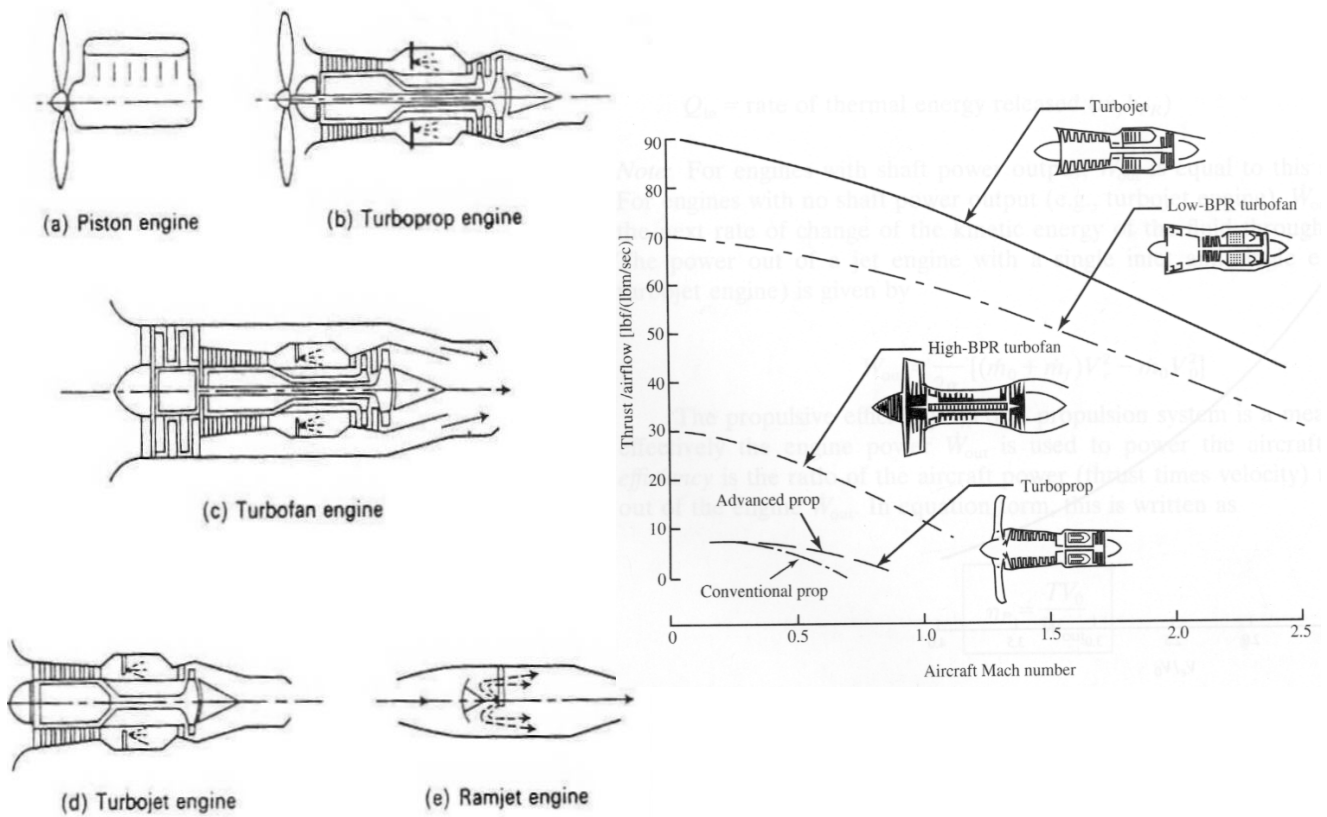




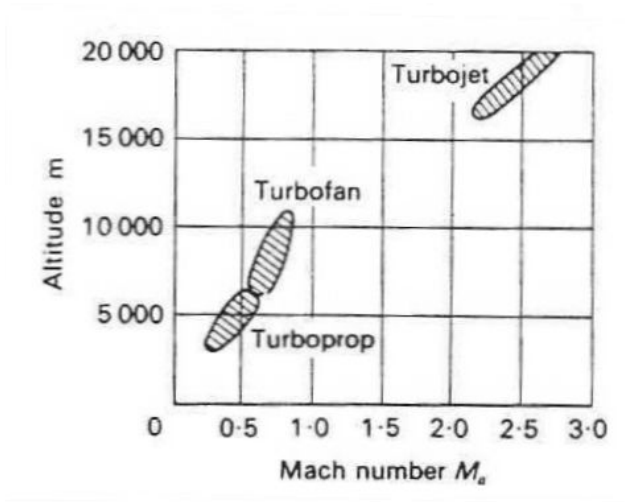
Σχήμα 2.15 Αύξηση της θερμοκρασίας στο θάλαμο καύσης συναρτήσει του λόγου καυσίμου/αέρα



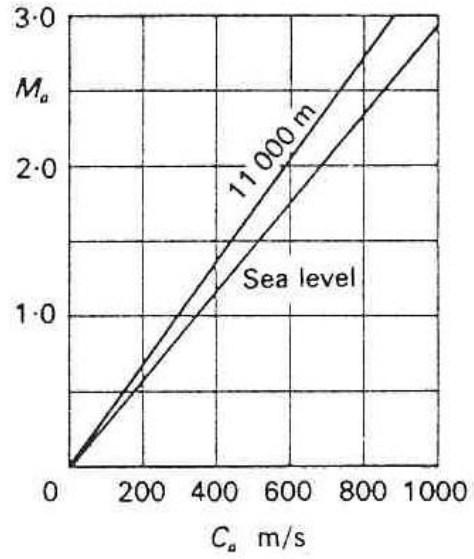
Σχήμα 2.16 Σχηματική διάταξη προωστικού αγωγού



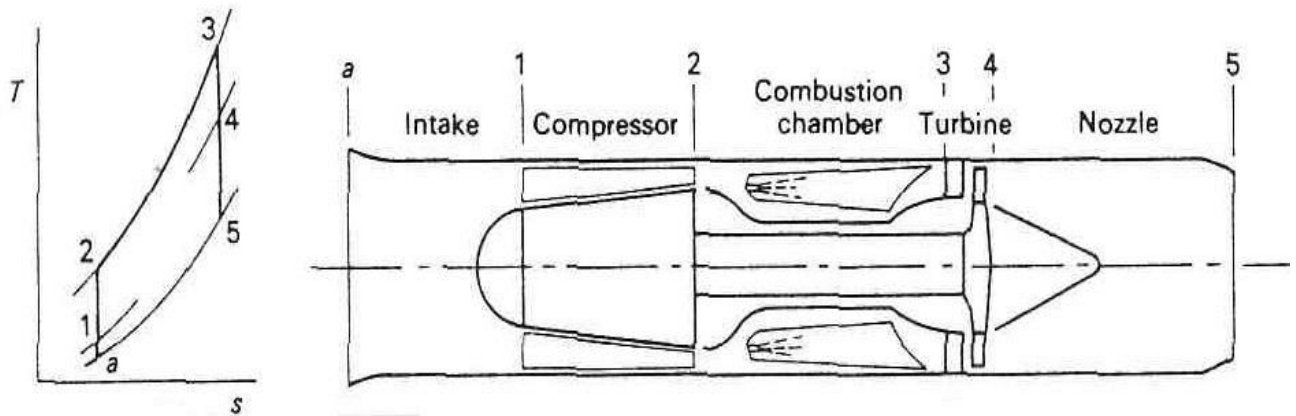
Σχήμα 2.17 Σύγχρονοι τύποι κινητήρων αεροσκαφών και περιοχές πτήσης



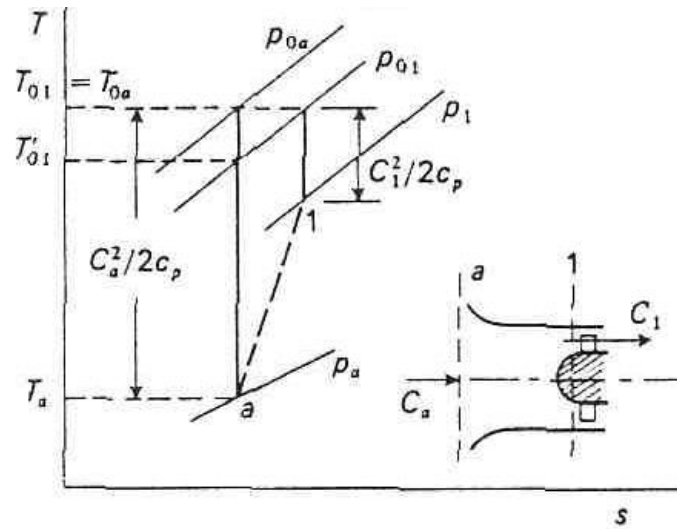
Σχήμα 2.18 Περιοχές 'χρήσιμης' πτήσης των διαφόρων τύπων στροβιλοκινητήρων



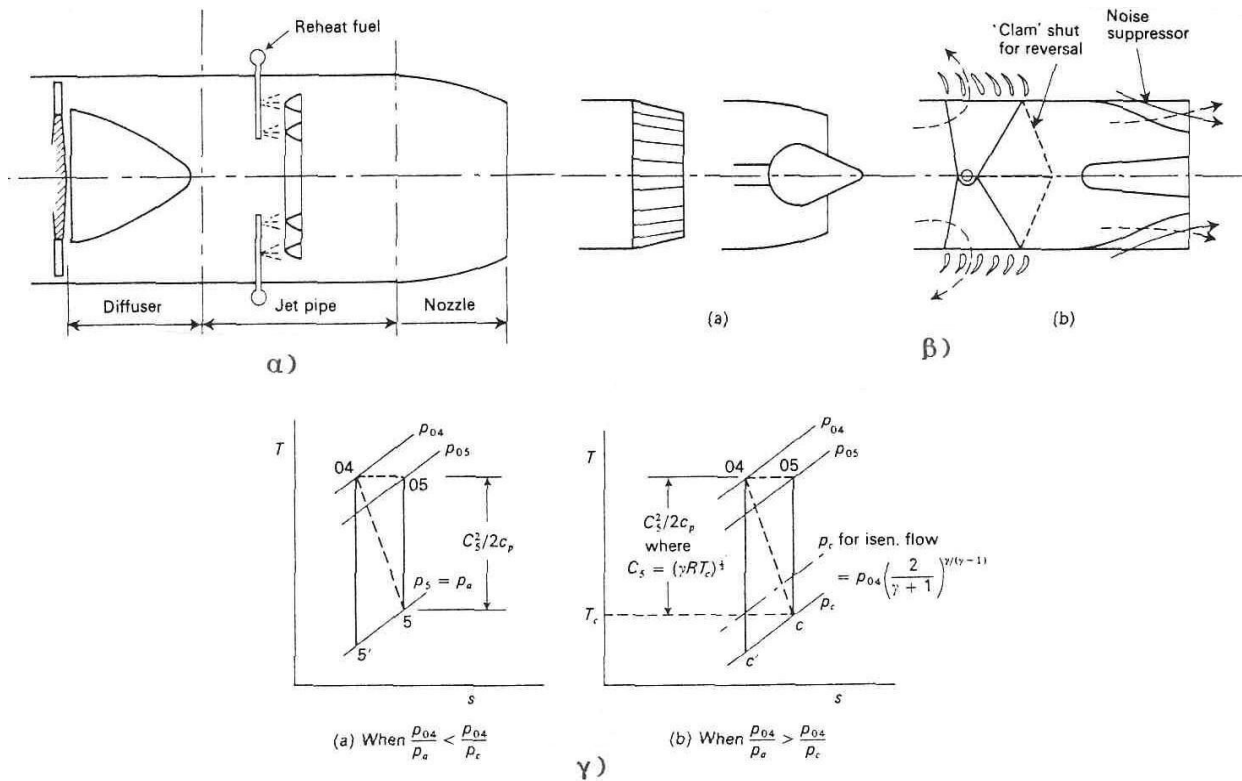
Σχήμα 2.19 Μεταβολή του αριθμού Mach συναρτήσει της ταχύτητας για διάφορα ύψη πτήσης



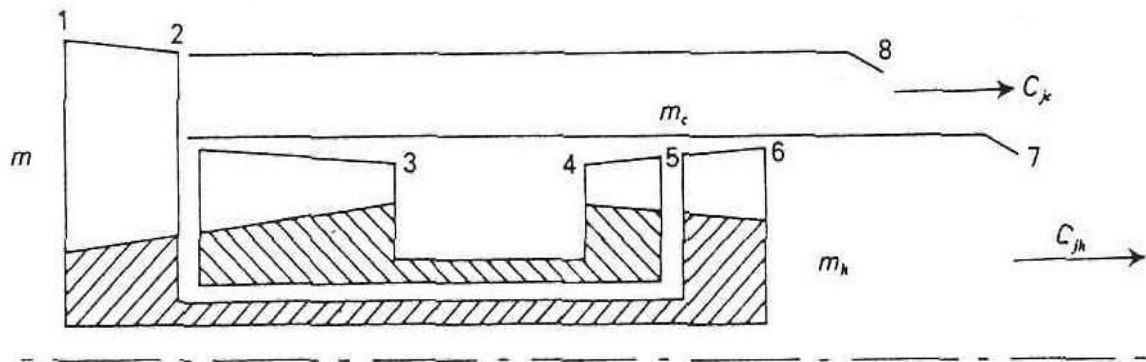
Σχήμα 2.20 Απλός στροβιλοκινητήρας turbojet και κύκλος λειτουργίας συμπεριλαμβανομένων των τμημάτων εισαγωγής και εξαγωγής



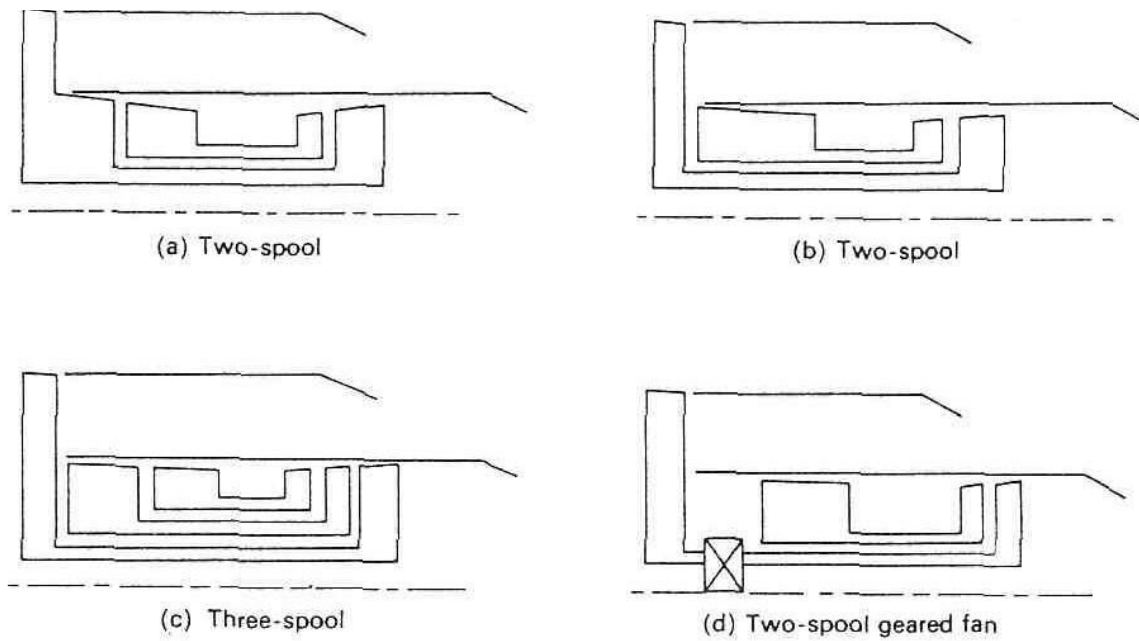
Σχήμα 2.21 Διαγράμματα υπολογισμού απωλειών τμήματος εισαγωγής



Σχήμα 2.22 α) Σύστημα προωστικού ακροφυσίου, β) Τυπικά τμήματα ακροφυσίων, γ) Διάγραμμα υπολογισμού απωλειών ακροφυσίου



Σχήμα 2.23 Στροβιλοκινητήρας turbofan διπλού τυμπάνου



Σχήμα 2.24 Τυπικές διατάξεις κινητήρων turbofan υψηλού λόγου παράλληλης ροής

