

In conseguenza della diversa posizione dei relativi centri di pressione (al crescere della freccia il centro di pressione si sposta verso l'estremità alare) si ha un momento di beccheggio cabrante indipendentemente dal segno dell'angolo di derapata. Il contributo del piano orizzontale di coda al momento di beccheggio deriva anch'esso dalla diversa portanza delle due semiali nel volo in derapata che conduce ad una diversa legge di distribuzione secondo l'apertura della deflessione e dei filetti fluidi. Ne consegue che il valore medio di $\partial\epsilon/\partial\alpha$ nella zona del piano orizzontale di coda è funzione dell'angolo di derapata e quindi tale risulta anche l'incidenza locale (72-IV).

Da notare invece che la dipendenza delle variabili asimmetriche Y , l_A , n_A , H_{Aa} ed H_{Ar} dall'incidenza α , quale risulta dalle (17-IV), (19-IV), (21-IV), (22-IV) e (24-IV), non pone in discussione l'esistenza di un moto longitudinale simmetrico puro sempre che siano soddisfatte le ipotesi (3.7.4.) di simmetria della condizione di volo iniziale ed assenza di coppie giroscopiche. Infatti, come precedentemente illustrato, le variabili asimmetriche risultano esser funzioni dell'incidenza solo perché tali sono i gradienti aerodinamici asimmetrici; questi ultimi si annullano con le variabili asimmetriche indipendentemente dal valore della incidenza.

4.3. Azioni propulsive

Le azioni esterne dovute alla propulsione dipendono ovviamente dal tipo di propulsione adottato, dalle caratteristiche del gruppo propulsore e relativa installazione oltre che, naturalmente, dalle condizioni di impiego. Esse ammettono in genere come risultante una spinta \underline{T} ed un momento \underline{M}_T rispetto al baricentro. La spinta è contenuta nel piano di simmetria del velivolo o può esser ritenuta tale con sufficiente approssimazione. Ne conseguono le seguenti espressioni delle componenti della spinta sugli assi aerodinamici (fig. 28-IV):

$$T_x = T \cos(\alpha - \mu_T) \quad (252-IV)$$

$$T_y = 0 \quad (253-IV)$$

$$T_z = - T \sin(\alpha - \mu_T) \quad (254-IV)$$

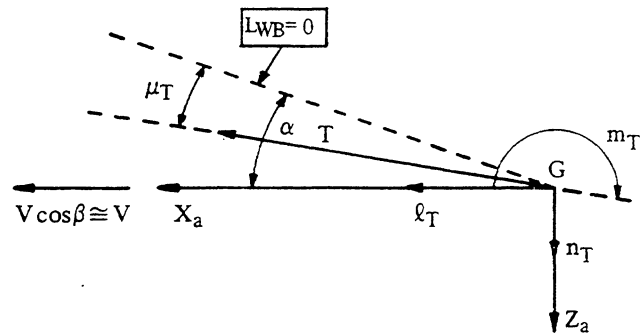


Fig. 28-IV

mentre le componenti del momento vengono convenientemente espresse in termini di coefficienti adimensionali a mezzo di relazioni analoghe alle (10-IV), (11-IV) e (12-IV):

$$l_T = C_{lT} q_\infty S b \quad (255-IV)$$

$$m_T = C_{mT} q_\infty S \bar{c} \quad (256-IV)$$

$$n_T = C_{nT} q_\infty S b \quad (257-IV)$$

benché le relative leggi di variazione non siano tali da giustificare una tale arbitraria impostazione.

La spinta propulsiva può considerarsi, ad ammissione costante, funzione della quota e della velocità:

$$T = T(h, V) \quad (258-IV)$$

sia nel caso di propulsione ad elica che a getto. Le leggi di variazione della spinta (258-IV) e dei coefficienti di momento (255-IV), (256-IV) e (257-IV) dipendono invece dal particolare tipo di propulsore adottato.

4.3.1. Azioni propulsive sui velivoli ad elica

La valutazione delle azioni propulsive sui velivoli ad elica comporta la necessità di esaminare in primo luogo il comportamento dell'elica isolata, quindi quello del gruppo moto-propulsore, inteso come accoppiamento elica-motore, ed infine quello del moto-velivolo, vale a dire quello derivante dall'azione del gruppo moto-propulsore in presenza del velivolo.

4.3.1.1. Caratteristiche dell'elica isolata

Secondo la teoria dell'elemento di pala, ogni generica striscia elementare di pala, distante r dall'asse di rotazione e di superficie cdr , può essere considerata (fig. 29-IV) come un tronco di ala all'incidenza geometrica:

$$i_g = \vartheta - \frac{V}{2\pi nr} \quad (259-IV)$$

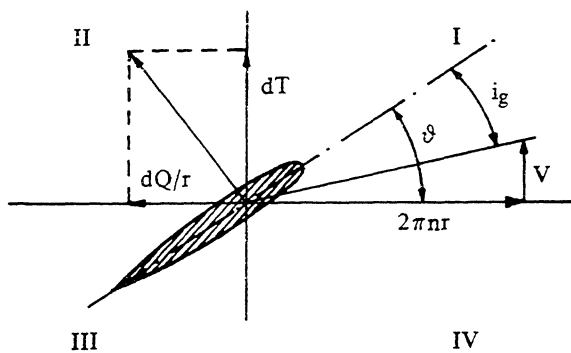


Fig. 29-IV

e quindi sede di una forza aerodinamica che ammette una componente normale al piano del disco esprimibile con buona approssimazione a mezzo della:

$$dT = \frac{1}{2} c_T \rho c (2\pi nr)^2 dr \quad (260-IV)$$

ed una componente in detto piano il cui momento rispetto all'asse di trazione può esser valutato con la:

$$dQ = \frac{1}{2} c_Q \rho c (2\pi nr)^2 r dr \quad (261-IV)$$

Detto N il numero delle pale e D il diametro dell'elica, le espressioni della spinta e della coppia risultano date da:

$$T = N \int_0^{D/2} dT \quad (262-IV)$$

$$Q = N \int_0^{D/2} dQ \quad (263-IV)$$

Ne consegue che, per eliche fra loro geometricamente simili (cioè per una data famiglia di eliche) la trazione risulta proporzionale alla densità dell'aria, al quadrato del numero di giri ed alla quarta potenza del diametro mentre la coppia Q risulta essere proporzionale alla densità dell'aria, al quadrato del numero di giri ed alla quinta potenza del diametro. Ciò è analiticamente espresso dalle ben note formule di Renard:

$$T = C_T \rho n^2 D^4 \quad (264-IV)$$

$$Q = C_Q \rho n^2 D^5 \quad (265-IV)$$

Dalla (259-IV) risulta inoltre che l'incidenza media della pala dipende dal calettamento locale ϑ e dall'angolo $V/2\pi nr$. E' da notare, a tale riguardo, che, per eliche di una data famiglia, i valori di ϑ lungo la pala vengono univocamente definiti dal rapporto fra il passo P ed il diametro D mentre la distribuzione di $V/2\pi nr$ risulta nota quando si fissa il valore corrispondente ad una ben determinata sezione quale, ad esempio, l'estremità della pala. Quest'ultimo risulta proporzionale al cosiddetto rapporto di funzionamento:

$$J = \frac{V}{nD} \quad (266-IV)$$

Si ha quindi che i coefficienti di trazione e di coppia per eliche di una data famiglia sono entrambi funzioni del rapporto passo a diametro, del rapporto di funzionamento oltre che dei numeri di Reynolds e di Mach:

$$C_T = C_T(P/D, J, M, Re) \quad (267-IV)$$

$$C_Q = C_Q(P/D, J, M, Re) \quad (268-IV)$$

La legge di variazione dei coefficienti di trazione e di coppia con il rapporto di funzionamento, a rapporto passo a diametro costante, segue l'andamento caratteristico illustrato in fig. 30-IV in conseguenza della dimi-

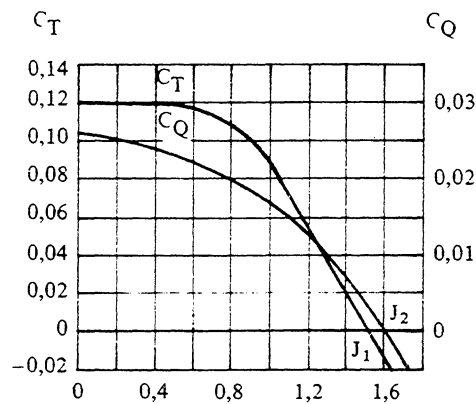


Fig. 30-IV

nuzione dell'incidenza della pala al crescere del rapporto di funzionamento: Tale diminuzione dell'incidenza delle pale comporta una rotazione della risultante delle azioni aerodinamiche che, per $J = J_1$ risulta esser contenuta nel piano del disco dell'elica. In tale condizione l'elica non esercita alcuna azione propulsiva e continua ad assorbire potenza. Per $J > J_1$ la risultante delle azioni aerodinamiche sulla pala è contenuta nel III quadrante di fig. 29-IV: l'elica esercita un'azione frenante ($C_T < 0$) ed assorbe potenza ($C_Q > 0$). Continuando ad aumentare il rapporto di funzionamento la risultante delle forze aerodinamiche diventa normale al piano del disco dell'elica: quest'ultima è frenante e risulta essere in rotazione senza assorbire o fornire potenza al motore ($C_Q = 0$). Questo

regime ($J = J_2$) viene perciò denominato di autorotazione dell'elica. Per $J > J_2$ infine l'azione aerodinamica su ciascuna pala è contenuta nel IV quadrante: l'elica è frenante ($C_T < 0$) ed eroga potenza al motore ($C_Q < 0$).

Se, contrariamente a quanto fin qui implicitamente supposto, l'elica non avanza col suo asse di rotazione nella direzione della velocità ma forma con quest'ultima un angolo di incidenza α_p diverso da zero, insorgono sulle pale altre azioni oltre quelle (264-IV) e (265-IV) precedentemente prese in esame. Queste ultime non subiscono sostanziali variazioni entro un campo di incidenze molto ampio e decrescente al crescere del rapporto di funzionamento. In particolare il diagramma riportato in fig. 31-IV definisce il campo entro cui è lecito trascurare la variazione del coefficiente

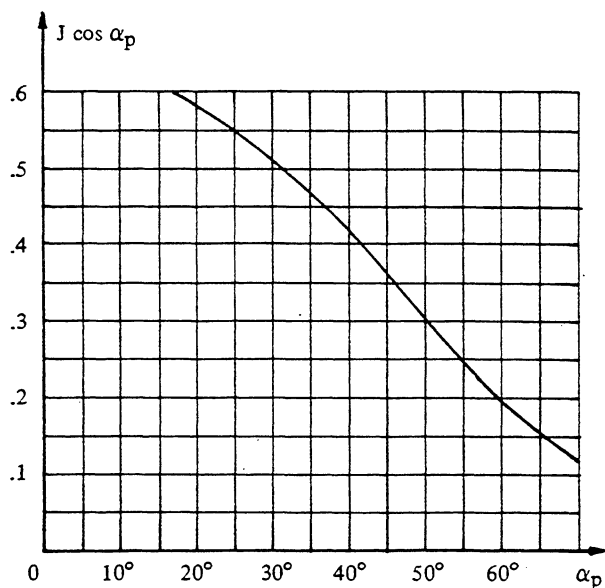


Fig. 31-IV

di spinta C_T con l'incidenza dell'elica α_p (la curva limite corrisponde ad una variazione del cinque per cento rispetto al valore ad incidenza nulla e si basa su un calettamento ϑ delle pale pari a dodici gradi, tipico per la condizione di massimo rendimento alle bassissime velocità di volo). Quando l'elica viene investita dal vento relativo sotto l'incidenza α_p la

velocità periferica del generico elemento di pala distante r dall'asse di rotazione è data, come risulta dall'esame della fig. 32-IV, da:

$$V_p = 2 \pi n r + V \operatorname{sen} \alpha_p \operatorname{sen} (2 \pi n t) \quad (269-IV)$$

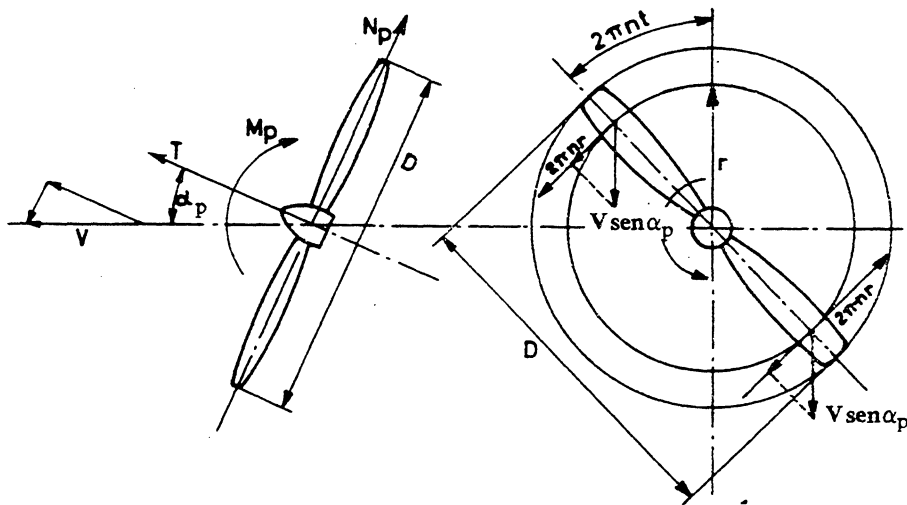


Fig. 32-IV

Il piano contenente la velocità di avanzamento V e normale al disco della elica divide quindi il campo aerodinamico in due zone di cui una è caratterizzata da velocità degli elementi di pala superiori e l'altra inferiori al valore $2 \pi n r$ relativo ad $\alpha_p = 0$. Ne consegue che le forze elementari dQ/r agenti nel piano del disco dell'elica (fig. 33-IV) ammettono una risultante N_p diversa da zero agente secondo la proiezione ortogonale della velocità di avanzamento V sul piano del disco e diretta, per α_p positivo, come in fig. 32-IV. Tale forza può essere espressa da una relazione analoga alla (264-IV) relativa alla spinta propulsiva:

$$N_p = C_{Np} \rho n^2 D^4 \quad (270-IV)$$

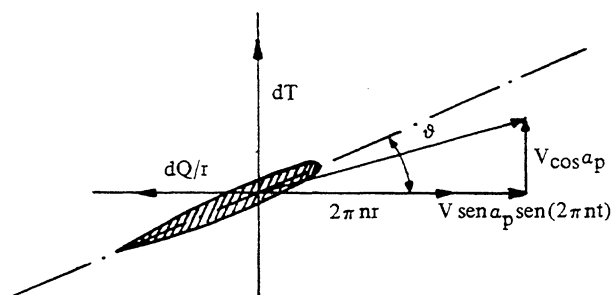


Fig. 33-IV

con C_{NP} coefficiente adimensionale dipendente dai rapporti passo a diametro e di funzionamento, dall'incidenza α_p oltre che dai numeri di Reynolds e di Mach:

$$C_{NP} = C_{NP}(P/D, J, M, Re, \alpha_p) \quad (271-IV)$$

Analogamente le forze elementari dT normali al disco dell'elica ammettono come risultante, oltre alla spinta propulsiva T , un momento di imbardata il cui verso dipende dal senso di rotazione dell'elica e che viene però generalmente trascurato in relazione alla sua modesta entità.

Si ha inoltre un momento di beccheggio M_p , agente nel senso indicato in fig. 32-IV, dovuto alla asimmetria della legge di distribuzione delle incidenze indotte rispetto all'asse contenuto nel piano del disco e normale a V . Le azioni aerodinamiche sulla pala dipendono infatti dall'incidenza effettiva:

$$i_e = i_g - i_i \quad (272-IV)$$

della velocità risultante (fig. 34-IV) che, come noto, è a sua volta normale alla velocità incrementale (data dalla somma vettoriale dell'incremento di velocità assiale V_a e della velocità tangenziale V_t sul disco). Quando la elica avanza secondo la direzione del suo asse di rotazione la legge di variazione delle incidenze indotte lungo la pala non dipende dalla posizione

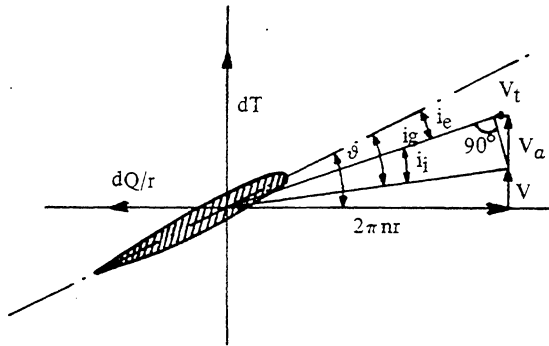


Fig. 34-IV

angolare di quest'ultima e le forze elementari normali al piano del disco ammettono come risultante una spinta applicata lungo l'asse di rotazione. Se invece l'elica avanza con un'incidenza α_p diversa da zero, la scia dell'elica non risulta più assiale: si ha cioè una asimmetria della distribuzione delle velocità incrementali — e quindi delle incidenze indotte — rispetto all'asse trasversale sopra precisato e, conseguentemente, le forze elementari normali al piano del disco ammettono come risultante una spinta applicata all'asse di rotazione ed un momento di beccheggio M_p . Quest'ultimo può essere espresso a mezzo di una formula in tutto analoga a quella (265-IV) relativa alla coppia Q :

$$M_p = C_{mp} \rho n^2 D^5 \quad (273-IV)$$

con C_{mp} coefficiente adimensionale funzione dell'incidenza α_p del vento relativo, del rapporto passo a diametro, del rapporto di funzionamento e dei numeri di Mach e di Reynolds:

$$C_{mp} = C_{mp}(P/D, J, M, R_e, \alpha_p) \quad (274-IV)$$

Dall'esame di un elevato numero di dati sperimentali risulta che, nel campo di incidenze α_p entro cui la spinta si mantiene costante, i coefficienti di forza normale e di momento di beccheggio variano linearmente con l'incidenza. Su questa osservazione si basa un metodo empi-

rico, di sufficiente accuratezza per analisi preliminari di progetto, che assume, nel campo delle incidenze definite dal diagramma di fig. 31-IV, leggi di variazione lineare di C_{NP} e C_{MP} ottenute sulla base di dati sperimentali di tali coefficienti relativi a due qualsiasi incidenze α_p .

4.3.1.2. Caratteristiche del gruppo moto-propulsore

La determinazione della legge di variazione (258-IV) della spinta con la velocità del velivolo e la quota richiede la conoscenza delle caratteristiche del motore impiegato, del rapporto di riduzione del riduttore e dell'eventuale dispositivo di variazione del passo dell'elica.

Per motori fra loro geometricamente simili operanti in flusso assial-simmetrico ($\alpha = \beta = 0$), le azioni propulsive dipendono, come si deduce dalla (187-III), dalle dimensioni del motore, dalla sua velocità rispetto all'aria, dalla densità, dalla temperatura e dalla viscosità dell'aria oltre che dal numero di giri del motore. Se si fa riferimento alla pressione statica dell'aria in luogo della sua densità e se si assume come lunghezza di riferimento il diametro D_e del motore si ha quindi:

$$F_T = F_T(p_a, T_a, \nu_a, V, N_e, D_e) \quad (275-IV)$$

La (257-IV) costituisce la relazione funzionale che esprime le caratteristiche dei turbomotori (comprensivi di presa d'aria e condotto di scarico); in virtù del teorema di Buckingham esse possono esprimersi, se si trascura la viscosità dell'aria, in funzione di due sole variabili indipendenti (5-3). Scegliendo come terna di grandezze fra di loro dimensionalmente indipendenti la pressione statica dell'aria, la sua temperatura ed il diametro del motore (*), le due variabili adimensionali indipendenti risultano essere:

(*) Tale terna soddisfa la condizione di indipendenza dimensionale espressa, in virtù delle (279-IV), dalla:

$$\begin{vmatrix} 1 & -1 & -2 \\ 0 & 2 & -2 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix} \neq 0$$

$$V p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3} \quad N_e p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3} \quad (276-IV)$$

i cui esponenti vengono ottenuti imponendo la condizione di adimensionalità:

$$[V p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3}] = m^0 \ell^0 t^0 \quad (277-IV)$$

$$[N_e p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3}] = m^0 \ell^0 t^0 \quad (278-IV)$$

che, per essere:

$$[p_a] = m \ell^{-1} t^{-2} \quad [T_a] = \ell^2 t^{-2} \quad [D_e] = \ell \quad (279-IV)$$

può anche esser espressa a mezzo delle:

$$[V] m^{x_1} \ell^{(-x_1+2x_2+x_3)} t^{-2(x_1+x_2)} = m^0 \ell^0 t^0 \quad (280-IV)$$

$$[N_e] m^{x_1} \ell^{(-x_1+2x_2+x_3)} t^{-2(x_1+x_2)} = m^0 \ell^0 t^0 \quad (281-IV)$$

Queste ultime, essendo:

$$[V] = \ell t^{-1} \quad [N_e] = t^{-1} \quad (282-IV)$$

forniscono rispettivamente:

$$x_1 = 0 \quad x_2 = -1/2 \quad x_3 = 0 \quad (283-IV)$$

$$x_1 = 0 \quad x_2 = -1/2 \quad x_3 = 1 \quad (284-IV)$$

in base alle quali le due variabili adimensionali indipendenti risultano essere:

$$\frac{V}{\sqrt{T_a}} \quad \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_a}} \quad (285-IV)$$

Nel caso in esame del turboelica (turbomotore azionante un'elica) le grandezze che ne caratterizzano le prestazioni sono: la potenza sull'albero Π ,

il consumo orario di carburante w_f (dato dal prodotto della portata di massa del carburante per il suo potere calorifico), la portata d'aria w_a e la spinta residua F_j . Esse sono esprimibili a mezzo di grandezze adimensionali del tipo (276-IV):

$$\Pi p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3} \quad w_f p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3} \quad w_a p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3} \quad F_j p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3} \quad (286-IV)$$

Le corrispondenti condizioni di adimensionalità sono fornite da relazioni analoghe alle (280-IV) e (281-IV) bastando sostituire alle dimensioni di V o di N_e quelle di Π , w_f , w_a , F_j . Esse, per essere:

$$[\Pi] = m \ell^2 t^{-3} \quad [w_f] = m \ell^2 t^{-3} \quad [w_a] = m t^{-1} \quad [F_j] = m \ell t^{-2} \quad (287-IV)$$

conducono alle:

$$m^{(x_1+1)} \ell^{(2-x_1+2x_2+x_3)} t^{-(2x_1+2x_2+3)} = m^\circ \ell^\circ t^\circ \quad (288-IV)$$

per la potenza ed il consumo orario di carburante

$$m^{(x_1+1)} \ell^{(-x_1+2x_2+x_3)} t^{-(2x_1+2x_2+1)} = m^\circ \ell^\circ t^\circ \quad (289-IV)$$

per la portata d'aria

$$m^{(x_1+1)} \ell^{(1-x_1+2x_2+x_3)} t^{-2(x_1+x_2+1)} = m^\circ \ell^\circ t^\circ \quad (290-IV)$$

per la spinta residua. Le (288-IV), (289-IV) e (290-IV) risultano soddisfatte rispettivamente per:

$$x_1 = -1 \quad x_2 = -1/2 \quad x_3 = -2 \quad (291-IV)$$

$$x_1 = -1 \quad x_2 = 1/2 \quad x_3 = -2 \quad (292-IV)$$

$$x_1 = -1 \quad x_2 = 0 \quad x_3 = -2 \quad (293-IV)$$

cui corrispondono le seguenti grandezze adimensionali:

$$\frac{\Pi}{D_e^2 p_a \sqrt{T_a}} \quad \frac{w_f}{D_e^2 p_a \sqrt{T_a}} \quad \frac{w_a \sqrt{T_a}}{D_e^2 p_a} \quad \frac{F_j}{D_e^2 p_a} \quad (294-IV)$$

Da quanto precedentemente esposto risulta che le caratteristiche di un turbomotore, sotto le ipotesi ammesse, sono esprimibili a mezzo di grafici adimensionali che esplicitano relazioni del tipo:

$$\frac{\Pi}{D_e^2 p_a \sqrt{T_a}} = f_1 \left(\frac{V}{\sqrt{T_a}}, \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_a}} \right) \quad (295-IV)$$

$$\frac{w_f}{D_e^2 p_a \sqrt{T_a}} = f_2 \left(\frac{V}{\sqrt{T_a}}, \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_a}} \right) \quad (296-IV)$$

$$\frac{w_a \sqrt{T_a}}{D_e^2 p_a} = f_3 \left(\frac{V}{\sqrt{T_a}}, \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_a}} \right) \quad (297-IV)$$

$$\frac{F_j}{D_e^2 p_a} = f_4 \left(\frac{V}{\sqrt{T_a}}, \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_a}} \right) \quad (298-IV)$$

Tali grafici consentono di ricavare le prestazioni di un turbomotore di assegnata geometria per qualsiasi coppia di valori p_a , T_a .

Se non si trascura la viscosità dell'aria le grandezze adimensionali (294-IV) risultano essere funzioni, oltre che delle (285-IV), anche di una terza variabile adimensionale esprimibile tramite la:

$$\nu_a p_a^{x_1} T_a^{x_2} D_e^{x_3} \quad (299-IV)$$

la cui condizione di adimensionalità, per essere:

$$[\nu_a] = \ell^2 \tau^{-1} \quad (300-IV)$$

porge:

$$x_1 = 0 \quad x_2 = -\frac{1}{2} \quad x_3 = -1 \quad (301-IV)$$

Tale terza variabile:

$$\frac{\nu_a}{D_e \sqrt{T_a}} \quad (302-IV)$$

risulta essere proporzionale al rapporto tra i numeri di Mach e di Reynolds (il rapporto $V/\sqrt{T_a}$ è proporzionale al numero di Mach). Ne consegue che le (294-IV) sono da riguardare in generale, come funzioni del numero di Mach, di Reynolds e del numero di giri corretto (essendo tale la denominazione che viene attribuita al rapporto $N_e D_e/\sqrt{T_a}$).

Per un determinato turbomotore a geometria fissa (vale a dire con prese d'aria ed ugello di scarico a configurazione costante) le curve delle prestazioni possono esser tracciate riferendole a grandezze che non contengono il diametro D_e (che nelle ipotesi ammesse è da ritenersi costante) e quindi più semplici ma non più adimensionali.

In atmosfera tipo la quota h definisce univocamente sia la pressione statica che la temperatura dell'aria; in tal caso – come si deduce dalle (295-IV), (296-IV), (297-IV) e (298-IV) – le prestazioni del turbomotore vengono fornite a mezzo di grafici che esplicitano relazioni del tipo:

$$\Pi = \varphi_1 (h, N_e, V) \quad (303-IV)$$

$$w_f = \varphi_2 (h, N_e, V) \quad (304-IV)$$

$$w_a = \varphi_3 (h, N_e, V) \quad (305-IV)$$

$$F_j = \varphi_4 (h, N_e, V) \quad (306-IV)$$

che, nel caso di motori alternativi, si riducono alle:

$$\Pi = \psi_1 (h, N_e) \quad (307-IV)$$

$$w_f = \psi_2 (h, N_e) \quad (308-IV)$$

Per quanto riguarda il dispositivo di variazione del passo, le eliche possono essere a passo fisso ed a passo comandabile dal pilota – con possibilità o meno di disporre l'elica “a bandiera” – oppure a giri costanti (nel qual caso il passo viene automaticamente variato in volo a mezzo di un opportuno regolatore).

In ogni caso la potenza sviluppata dal motore – funzione nota del numero di giri del motore N_e (e quindi n dell'elica), della quota di volo e , per le turboeliche, della velocità di volo – deve uguagliare quella $2\pi nQ$

assorbita dall'elica, equilibrio esprimibile analiticamente a mezzo della:

$$C_Q = \frac{\Pi}{2\pi\rho n^3 D^5} \quad (309-IV)$$

Nel caso di elica a passo fisso o comunque comandabile dal pilota, la determinazione della legge di variazione della spinta viene effettuata, per ogni prefissata coppia di valori h e V (ovvero p_a , T_a e V nel caso di atmosfera non tipo), calcolando, al variare di n , il coefficiente di coppia

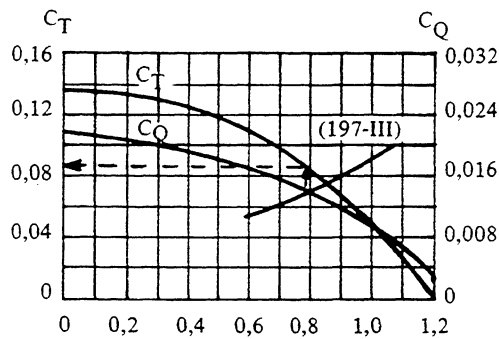


Fig. 35-IV

C_Q a mezzo della (309-IV) ed il corrispondente valore del rapporto di funzionamento con la (266-IV). La curva così ottenuta, riportata sul diagramma dei coefficienti dell'elica (fig. 35-IV), determina, con la sua intersezione con la curva dei coefficienti di coppia, il valore del rapporto di funzionamento al quale viene raggiunto, nel caso in esame, l'equilibrio espresso dalla (309-IV). Il corrispondente coefficiente di spinta, essendo noto il numero di giri, permette di determinare la spinta T .

Per le eliche a giri costanti risulta invece noto il numero di giri ed è da determinare il rapporto passo a diametro. In tal caso, per ogni prefissata coppia di valori V ed h (o per ogni terna di valori p_a , T_a , V), le (309-IV) e (226-IV) conducono direttamente alla determinazione del coefficiente di coppia C_Q e del rapporto di funzionamento J . Il grafico del coefficiente di coppia conduce quindi alla conoscenza del rapporto passo a diametro e quello dei coefficienti di spinta alla determinazione del coefficiente di trazione C_T (fig. 36-IV). La spinta T viene quindi

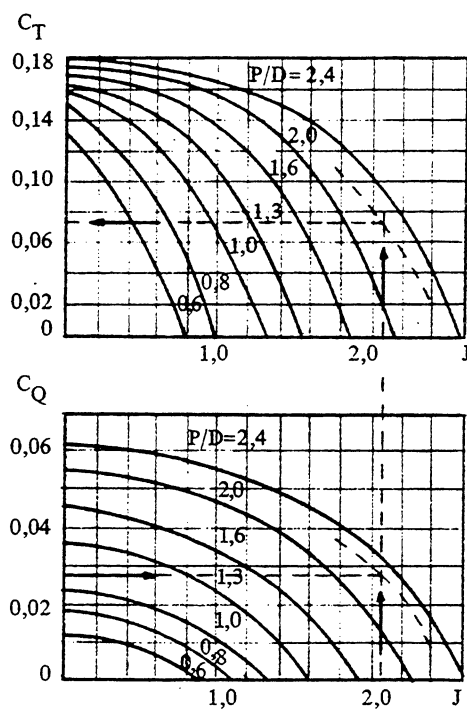


Fig. 36-IV

calcolata con la (264-IV). A quest'ultima, nel caso dei turboelica, occorre ovviamente sommare vettorialmente la spinta F_j del getto.

4.3.1.3. Azioni propulsive sul moto-velivolo

Le azioni propulsive sui moto-velivoli vengono distinte in azioni dirette se direttamente provocate dal gruppo moto-propulsore ed in azioni indirette se dovute agli effetti della scia delle eliche sulle rimanenti parti del velivolo.

La spinta propulsiva T dell'elica isolata è in genere diversa da quella in presenza del velivolo sia perché quest'ultimo modifica il campo di

pressioni a valle dell'elica provocando un incremento di spinta ΔT rispetto a quella relativa all'elica isolata e sia perché la scia dell'elica, investendo le altre parti del velivolo, ne incrementa la resistenza di un certo ΔD rispetto al valore relativo alla velocità di avanzamento del velivolo. Per tener conto di ciò occorre riferirsi alle curve caratteristiche delle eliche ricavate sperimentalmente in presenza del velivolo o gondole motrici, benché, in prima approssimazione, si possa supporre che i due effetti contrastanti (aumento di spinta e di resistenza) si bilancino e risulti quindi lecito far riferimento alle curve caratteristiche dell'elica isolata.

Il funzionamento dell'elica provoca inoltre sul velivolo dei momenti di rollio, beccheggio ed imbardata dovuti sia agli effetti diretti che indiretti.

Per ciò che riguarda i primi vengono qui di seguito riportate, a titolo di esempio, le espressioni dei coefficienti adimensionali (255-IV), (256-IV) e (257-IV) relative alla configurazione monomotore illustrata in figura 37-IV:

$$C_{\varrho T} = \mp \frac{\rho n^2 D^4}{q_\infty S} \frac{D}{b} C_Q \quad (310-IV)$$

$$C_{mT} = \frac{\rho n^2 D^4}{q_\infty S} \left[\frac{h_p}{c} C_T + \left(\frac{\ell_p}{c} \frac{\partial C_{NP}}{\partial \alpha_p} + \frac{D}{c} \frac{\partial C_{mP}}{\partial \alpha_p} \right) \left(1 + \frac{\partial \epsilon}{\partial \alpha} \right) \alpha \right] \quad (311-IV)$$

$$C_{nT} = - \frac{\rho n^2 D^4}{q_\infty S} \left(\frac{\ell_p}{b} \frac{\partial C_{NP}}{\partial \alpha_p} + \frac{D}{b} \frac{\partial C_{mp}}{\partial \alpha_p} \right) \beta \quad (312-IV)$$

nella prima delle quali il segno superiore è relativo ad eliche destrorse e quello inferiore ad eliche sinistrorse mentre — nella seconda — il termine:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \alpha} \alpha$$

rappresenta la deflessione verso l'alto della corrente prodotta, nella zona dell'elica, dalle velocità indotte dall'ala (fig. 6-IV).

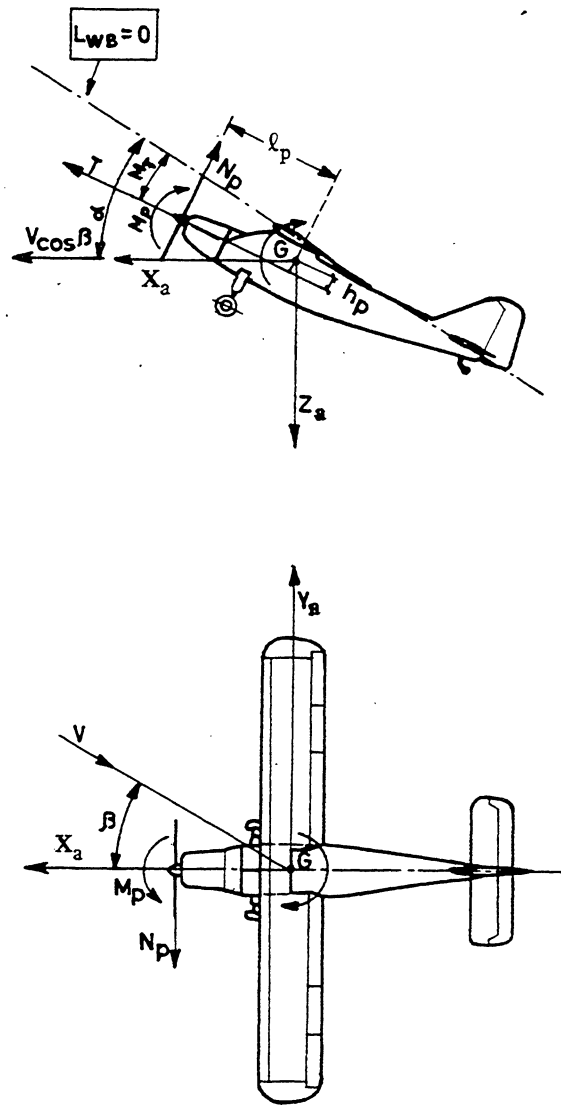


Fig. 37-IV

Da notare che l'adozione di eliche ruotanti in senso opposto consente di annullare o ridurre sensibilmente il momento di rollio (310-IV).

Gli effetti indiretti, traendo la loro origine dall'azione della scia delle eliche sulle rimanenti parti del velivolo da essa investite, risultano fortemente dipendenti dalla particolare architettura del velivolo: in genere essi alterano sia i coefficienti aerodinamici del velivolo parziale che quelli del gruppo impennaggi.

Gli effetti sul velivolo parziale sono generalmente modesti e vengono quindi — in prima approssimazione — trascurati ad eccezione dell'effetto diedro ($C_{l\beta}$)_{WB} del velivolo parziale. Nel volo in derapata, infatti, la scia dell'elica investe la superficie alare in maniera non simmetrica (fig. 38-IV)

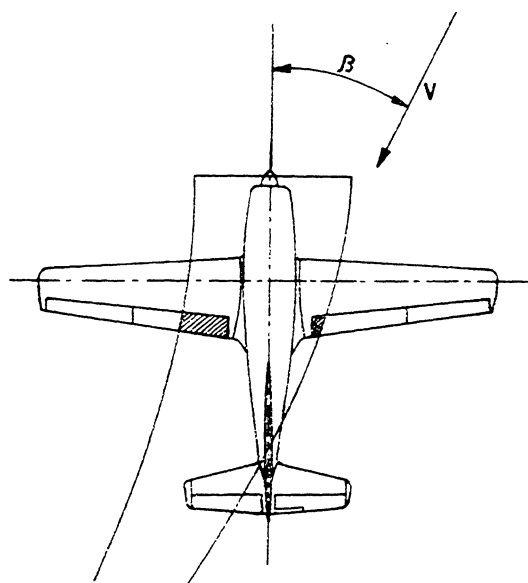


Fig. 38-IV

provocando l'insorgere di un momento di rollio che modifica l'effetto diedro dell'ala. Quest'ultimo risulta, nei velivoli monomotori, notevolmente ridotto (in valore assoluto) rispetto al valore relativo all'ala isolata specie nella configurazione ad ipersostentatori abbassati, alle basse velocità di volo ed al massimo impegno di potenza. Tali condizioni possono verificarsi nel caso in cui, durante la fase di "finale" effettuata con forte vento laterale, il pilota, rinunciando all'atterraggio, sia costretto ad eseguire una manovra di riattaccata. Si perviene così, in configurazione di atterraggio, ad una condizione di volo caratterizzata dal valore massimo del rapporto fra la pressione dinamica di scia e quella di volo.

Notevolissima invece può risultare l'influenza della scia delle eliche sui piani di coda orizzontale e verticale: essa si manifesta sia sotto forma di variazione di velocità che di incidenza alterando così la portanza di detti piani e modificando quindi i momenti aerodinamici di rollio, beccheggio ed imbardata.

A causa della variazione di velocità dovuta alla scia dell'elica il rapporto η_H che compare nelle espressioni (91-IV), (92-IV), (93-IV), (102-IV) e 105-IV) dei gradienti del coefficiente di momento di beccheggio (94-IV) si incrementa di una quantità $\Delta\eta_H$ che, per piano orizzontale completamente immerso nella scia, risulta espressa dalla:

$$\Delta\eta_H = \left(\frac{V_s}{V} - 1 \right) \left(\frac{V_s}{V} - 1 + 2 \sqrt{\eta_H} \right) \quad (313-IV)$$

Analogamente il rapporto η_V che figura nelle espressioni (139-IV), (152-IV), (181-IV) e (197-IV) dei gradienti di momento di rollio (108-IV) nonché in quelle (140-IV), (153-IV), (182-IV) e (198-IV) dei gradienti di momento di imbardata (109-IV) risulta incrementato, per piano verticale completamente invertito dalla scia, di:

$$\Delta\eta_V = \left(\frac{V_s}{V} - 1 \right) \left(\frac{V_s}{V} - 1 + 2 \sqrt{\eta_H} \right) \quad (314-IV)$$

Il valore del rapporto fra la velocità di scia e quella di volo può essere calcolato a mezzo della:

$$\frac{V_s}{V} = \sqrt{1 + \frac{8}{\pi} \frac{C_T}{J^2}} \quad (315-IV)$$

che deriva dall'uguaglianza fra la variazione di energia cinetica della massa d'aria

$$\frac{\rho \pi D^2}{4} \frac{V + V_s}{2}$$

che attraversa il disco dell'elica nell'unità di tempo ed il lavoro

$$T \frac{V + V_s}{2}$$

della spinta propulsiva nello stesso tempo (fig. 39-IV):

$$C_T \rho_a n^2 D^4 = \rho \frac{\pi D^2}{8} (V_s^2 - V^2) \quad (316-IV)$$

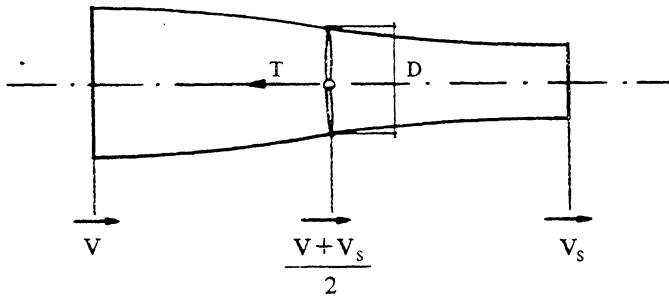


Fig. 39-IV

Le variazioni di incidenza prodotte dalla scia dell'elica sui piani di coda sono dovute sia alla componente rotatoria della velocità di scia che alla deflessione dei filetti fluidi connessa con la forza normale N_p agente sull'elica in assetto deviato. In conseguenza di quest'ultimo effetto i termini relativi alla deflessione della corrente $\partial\epsilon/\partial\alpha$ e $\partial\sigma/\partial\beta$ che figurano nelle espressioni (72-IV) e (187-IV) delle incidenze locali α_H del piano orizzontale e β_V del piano verticale di coda risultano maggiorati di quantità $\Delta\partial\epsilon/\partial\alpha$ e $\Delta\partial\sigma/\partial\beta$ con conseguenti ulteriori variazioni dei relativi coefficienti di portanza di dette superfici e quindi dei momenti di beccheggio, rollio ed imbardata dell'intero velivolo. Per calcoli di prima approssimazione ci si può avvalere della relazione:

$$\Delta \frac{\partial\epsilon}{\partial\alpha} = \Delta \frac{\partial\sigma}{\partial\beta} = A + B \left(\frac{\partial C_{NP}}{\partial\alpha_p} \right)_{C_T=0} \quad (317-IV)$$

con A e B funzioni note di C_T/J^2 (fig. 40-IV).

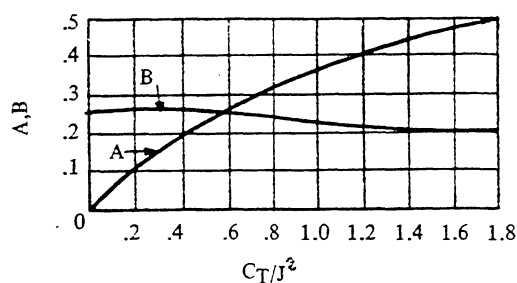


Fig. 40-IV

Le variazioni di incidenza indotte sugli impennaggi dalla componente rotatoria della velocità di scia sono particolarmente rilevanti per velivoli monomotori i cui impennaggi risultano completamente immersi nella scia dell'elica. In tal caso le variazioni di incidenza risultano proporzionali alla distanza dall'asse di rotazione dell'elica secondo un coefficiente di proporzionalità pari ad ω_s/V . Conseguentemente sulla deriva si desta una portanza esprimibile a mezzo di una relazione analoga alla (172-IV) – bastando sostituire ω_s a p – e quindi valutabile con la:

$$C_{LV} = \frac{\omega_s}{V} (C_{La})_V h_V \quad (318-IV)$$

agente in senso concorde a quello di rotazione dell'elica. Essa provoca, a sua volta, incrementi di momento di rollio e di imbardata calcolabili con le:

$$\Delta C_{\ell} = \pm (\eta_V + \Delta\eta_V) \frac{S_V h_V}{S_b} \frac{\omega_s h_V}{V} (C_{La})_V \quad (319-IV)$$

$$\Delta C_n = \mp (\eta_V + \Delta\eta_V) \frac{S_V \ell_V}{S_b} \frac{\omega_s h_V}{V} (C_{La})_V \quad (320-IV)$$

nelle quali il segno superiore si riferisce ad elica destrorsa e l'inferiore ad elica sinistrorsa. Analogamente l'incidenza indotta sul piano orizzontale di coda produce una distribuzione antisimmetrica del carico aerodinamico

che ammette come risultante un ulteriore momento di rollio, concorde col segno di rotazione dell'elica, e valutabile, in prima approssimazione, con la:

$$\Delta C_{\ell} = \pm (\eta_H + \Delta\eta_H) \frac{S_H y_H}{S b} \frac{\omega_s y_H}{V} (C_{L\alpha})_H \quad (321-IV)$$

essendo y_H la distanza del centro di figura del semipiano orizzontale dall'asse longitudinale del velivolo.

La velocità angolare di scia, la cui conoscenza è necessaria per valutare gli effetti di interferenza sopra descritti, può essere calcolata in prima approssimazione a mezzo della:

$$\omega_s = \frac{64}{\pi} \frac{C_Q}{J} \frac{n}{\frac{V_s}{V} + 1} \quad (322-IV)$$

che si ottiene uguagliando il momento rispetto all'asse di rotazione della quantità di moto

$$(r\omega_s - 0) dm$$

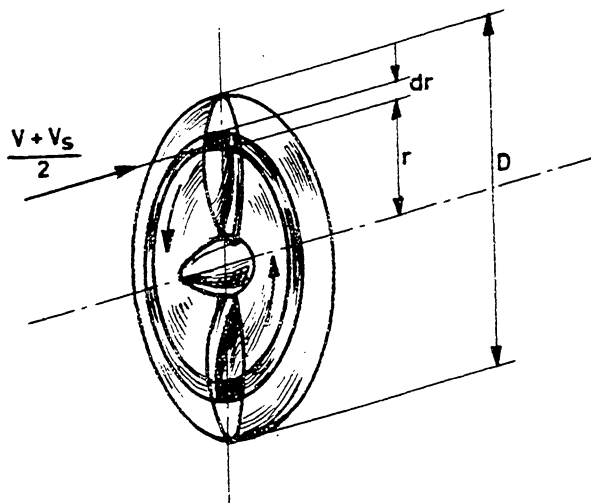


Fig. 41-IV

della massa d'aria

$$dm = \rho \frac{V_s + V}{2} dA$$

che attraversa la generica sezione

$$dA = 2\pi r dr$$

alla coppia elementare dQ dovuta alle forze agenti su detta sezione ed integrando quindi tra 0 e $D/2$ sotto l'ipotesi di distribuzione uniforme della velocità angolare di scia ω_s (fig. 41-IV).

4.3.2. Azioni propulsive sui velivoli a getto

La valutazione delle azioni propulsive sui velivoli a getto viene condotta esaminando in primo luogo le caratteristiche del propulsore isolato, quindi quelle del gruppo moto-propulsore (vale a dire del propulsore installato sul velivolo) ed infine quelle derivanti dal gruppo moto-propulsore in presenza del velivolo.

4.3.2.1. Caratteristiche del propulsore isolato

Il disegno delle prese d'aria dei velivoli a getto viene generalmente definito dalla Casa responsabile della progettazione del velivolo; conseguentemente i turboreattori, a differenza delle turboeliche, vengono forniti privi di prese d'aria. Le prestazioni del turboreattore vengono perciò riferite alle caratteristiche dell'aria all'ingresso del compressore: temperatura totale T_{t_1} e pressione totale p_{t_1} , funzioni, per un determinato disegno della presa d'aria, della temperatura e della pressione statica dell'aria nonché del numero di Mach di volo. Ne consegue che la relazione funzionale che esplicita le caratteristiche propulsive del turbogetto risulta espressa dalla:

$$F_T = F_T(p_a, T_{t_1}, \nu_a, p_{t_1}, N_e, D_e) \quad (323\text{-IV})$$

in luogo della (275-IV) adottata per le turboeliche.

Scegliendo come terna di grandezze fra di loro dimensionalmente indipendenti la pressione totale e la temperatura totale all'ingresso del compressore (in luogo della pressione statica e temperatura dell'aria esterna) nonché il diametro del motore, si perviene, seguendo un procedimento in tutto analogo a quello descritto in 4.3.1.2., alle seguenti relazioni funzionali delle prestazioni dei turbogetti:

$$\frac{w_f}{D_e^2 p_{t_1} \sqrt{T_{t_1}}} = F_1 \left(\frac{p_{t_1}}{p_a}, \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_{t_1}}} \right) \quad (324\text{-IV})$$

$$\frac{w_a \sqrt{T_{t_1}}}{D_e^2 p_{t_1}} = F_2 \left(\frac{p_{t_1}}{p_a}, \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_{t_1}}} \right) \quad (325\text{-IV})$$

$$\frac{F_j}{D_e^2 p_{t_1}} = F_3 \left(\frac{p_{t_1}}{p_a}, \frac{N_e D_e}{\sqrt{T_{t_1}}} \right) \quad (326\text{-IV})$$

valide nell'ipotesi in cui risulti trascurabile l'effetto della viscosità dell'aria ed in tutto analoghe alle (296-IV), (297-IV) e (298-IV) da cui possono esser formalmente dedotte a mezzo sostituzione di T_a , p_a e $V/\sqrt{T_a}$ con T_{t_1} , p_{t_1} e p_{t_1}/p_a rispettivamente.

L'influenza della viscosità comporta la dipendenza delle grandezze caratteristiche (324-IV), (325-IV) e (326-IV) da una terza variabile:

$$\frac{\nu_a}{D_e \sqrt{T_{t_1}}} \quad (327\text{-IV})$$

funzione a sua volta dei numeri di Reynolds e di Mach di volo.

Per turbogetti a geometria fissa le curve di prestazione vengono generalmente tracciate riferendole a grandezze che non contengono il diametro del motore, più semplici quindi di quelle che figurano nelle (324-IV), (325-IV) e (326-IV) ma non più adimensionali.

4.3.2.2. Caratteristiche del gruppo moto-propulsore

Le caratteristiche del gruppo moto-propulsore sono definite da quelle del turbogetto isolato e della presa d'aria.

La temperatura e la pressione totale all'ingresso del compressore risultano essere funzioni della temperatura e pressione ambiente dell'aria oltre che del numero di Mach di volo secondo le relazioni:

$$T_{t_1} = T_a \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) \quad (328-IV)$$

$$p_{t_1} = p_a \left(1 + \eta_{is} \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{k/k-1} \quad (329-IV)$$

essendo k il rapporto dei calori specifici dell'aria a pressione ed a volume costante ($k = 1,4$) ed η_{is} il cosiddetto rendimento isoentropico della presa d'aria, caratteristico della particolare presa adottata.

Da quanto precedentemente esposto risulta che, per un assegnato accoppiamento presa d'aria-turbogetto, la spinta netta T , definita come somma vettoriale della spinta lorda F_j e della resistenza all'imbocco D_i :

$$D_i = \frac{w_a}{g} V \quad (330-IV)$$

è funzione della pressione statica e della temperatura dell'aria, della velocità di volo e del numero di giri del reattore. Talvolta le Case costruttrici dei turbogetti forniscono grafici dimensionali della spinta netta e del consumo orario di carburante in funzione del numero di giri, quota e velocità di volo:

$$T = \Phi_1 (h, V, N_e) \quad (331-IV)$$

$$w_f = \Phi_2 (h, V, N_e) \quad (332-IV)$$

Essi sono relativi ad atmosfera tipo e risultano validi per un prefissato valore del rendimento della presa d'aria.

4.3.2.3. Azioni propulsive sul moto-velivolo

Anche per i velivoli a getto le azioni propulsive vengono distinte in azioni dirette se direttamente provocate dal gruppo moto-propulsore ed indirette se dovute all'azione del getto sulle varie parti del velivolo.

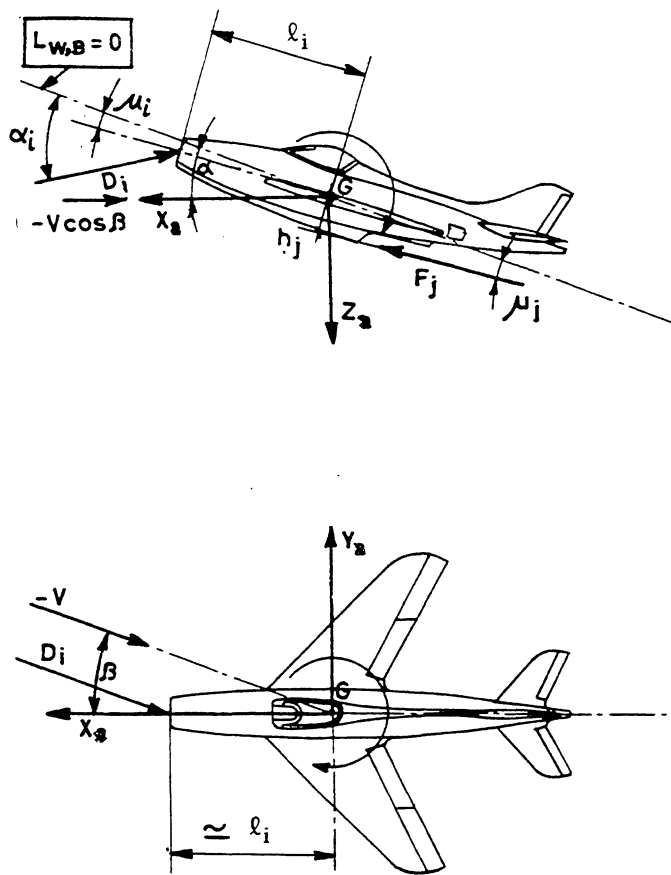


Fig. 42-IV

Così, ad esempio, per una configurazione monomotore del tipo di quella illustrata in fig. 42-IV, le azioni propulsive dirette sono costituite dalle due componenti della spinta netta sugli assi aerodinamici:

$$T_x \cong F_j \cos(\alpha - \mu_j) - \frac{w_a}{g} V \quad (333-IV)$$

$$T_z \cong - F_j \operatorname{sen} (\alpha - \mu_j) \quad (334\text{-IV})$$

e dai momenti di beccheggio e di imbardata esprimibili sotto forma di coefficienti adimensionali (256-IV) e (257-IV) a mezzo delle:

$$C_{mT} = \frac{l}{q_\infty S} \left\{ \frac{w_a}{g} V \left[\left(1 + \frac{\partial \epsilon}{\partial \alpha} \right) \alpha - \mu_i \right] \frac{\ell_i}{c} + F_j \frac{h_j}{c} \right\} \quad (335\text{-IV})$$

$$C_{nT} = - \frac{l}{q_\infty S} \frac{w_a}{g} V \frac{\ell_i}{b} \beta \quad (336\text{-IV})$$

Per i velivoli a getto, a differenza di quanto accade per quelli ad elica, gli effetti indiretti dell'azione propulsiva sono, in genere, modesti e quindi trascurabili. Ciò deriva dalla necessità, dettata da motivi di sicurezza e di economia di peso, di orientare il getto in modo da non

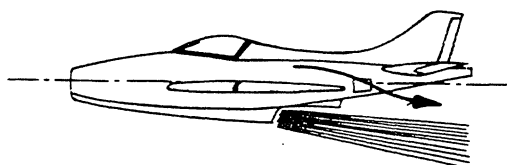


Fig. 43-IV

investire direttamente alcuna parte esterna del velivolo la cui integrità potrebbe essere compromessa dall'azione dei gas caldi. Tuttavia, per alcune architetture particolari (fig. 43-IV), il piano orizzontale di coda, pur non essendo direttamente investito dal getto, è disposto rispetto a quest'ultimo in modo tale da esser lambito da una corrente d'aria secondaria accelerata dall'azione del getto. In questi casi il piano orizzontale di coda risulta sottoposto ad una portanza addizionale, di difficile e laboriosa valutazione, che altera il momento di beccheggio del velivolo.