MODO D'INTENSIFICARE GLI EFFETTI DELL'ATTACCO ELASTICO IN UN AEROPLANO.

Nota del Dott. L. ORLANDO.

In due recenti lavori ¹⁾ ho trattato di un'idea del capitano Crocco, la quale oggi ritorna, dopo lungo silenzio, in onore, ed è applicata con successo da costruttori stranieri, che (probabilmente per equivoco) la considerano come propria.

Non credo cosa inutile nè inopportuna far vedere come quell'idea possa acquistare estensione; e descriverò pertanto un apparecchio, che può presentarsi come un buon accessorio nella costruzione di alcuni tipi d'aeroplani.

L'asse AB è rigidamente collegato coll'asse dell'aeroplano; l'asse dell'aeroplano si suppone sulla direzione del movimento, il quale avviene con velocità orizzontale di regime v_0 . Un piano portante CD, imperniato in D, è trattenuto da una molla AC. Il punto D è invariabilmente collegato coll'asse AB, e, rispetto al piano portante CD, la sua posizione è scelta con uno speciale criterio; si sa che il cen-

1) « Sopra un brevetto . . . , ecc. »; « Effetto dell'attacco elastico . . . , ecc. », qui precedentemente inseriti.

tro di pressione di un piano, il quale si muova obliquamente nell'aria, è spostato verso il movimento: noi metteremo D nella più avanzata fra le posizioni che possano essere occupate dal centro di pressione durante il movimento ¹⁾. Se l'aeroplano si muove dunque secondo AB, e l'ala CD fa un piccolo angolo positivo α con tale direzione, allora l'azione della pressione P fa un piccolo contrasto coll'azione della molla. Un contrasto notevole è invece dato dalla pressione Q, la quale si esercita contro l'aletta ausiliare FG, perchè il braccio di leva, che chiameremo L, si suppone notevolmente lungo (poco più corto di ED). L'aletta ausiliare FG è imperniata in E, ed è anteriormente trattenuta da una piccola molla che elasticamente cede agli aumenti della pressione Q ²⁾; con β indichiamo l'angolo di FG con CD.

Se ora con α_0 e β_0 intendiamo esprimere i valori di α e di β corrispondenti alla velocità orizzontale di regime v_0 ; se con Q_0 indichiamo la pressione che per effetto di questa velocità si sviluppa contro l'aletta FG, e con T_0 il corrispondente valore della tensione T, che la molla esercita tirando C verso il basso, allora noi potremo subito scrivere alcune formule utili.

Uguagliando i momenti di Q e di $-T$ rispetto a D ³⁾, ed osservando che, senza pratici errori, tanto Q quanto T hanno direzioni normali alla direzione CD, noi otteniamo

$$(1) \quad (Q - Q_0)L + (T - T_0)\lambda = 0.$$

In questa formula è rappresentato con L il braccio di Q, quasi uguale a ED, ed è rappresentata con λ la lunghezza CD.

1) In marina, ed anche recentemente in aeronautica, si adoperano i cosiddetti « timoni compensati ». Il modo d'impernarli si fonda su questo principio (v. per es. Pollard et Dûdébout. « Théorie du navire », 1894, t. IV, § 320).

2) Questo principio, contenuto teoricamente in quello del doppio attacco elastico, è adoperato in un recente brevetto Crocco-Riccardoni.

3) Il centro della pressione principale P non è in D, sebbene sia molto vicino. Se φ denota l'angolo di AB colla traiettoria, e se $\alpha + \varphi$ è positivo, allora gli incrementi di α sposteranno indietro il centro di pressione, e toglieranno un po' di valore al richiamo esercitato dalla molla: avverrà, come se la molla fosse un po' più cedevole. Per $\alpha + \varphi$ negativo avverrà l'opposto: P cospirerà colla tensione della molla. I decrementi di α , che noi calcoliamo trascurando lo spostamento del centro di pressione, sono dunque leggermente inferiori al vero finchè $\alpha + \varphi$ è positivo, e leggermente superiori al vero quando $\alpha + \varphi$ è negativo.

Supponendo ora gli incrementi $T - T_0$ proporzionali, secondo la costante $-\mu$, agli allungamenti $l - l_0$ della molla AC, possiamo scrivere

$$T - T_0 = -\mu(l - l_0).$$

Ciò vale, si capisce, entro opportuni limiti. Ma $l - l_0$ si può assimilare a un arco di circolo di raggio λ corrispondente all'angolo al centro $\alpha - \alpha_0$; dunque scriveremo

$$(2) \quad T - T_0 = \mu\lambda(\alpha - \alpha_0).$$

In modo perfettamente analogo (v. la mia prima Nota già citata), noi possiamo stabilire

$$(3) \quad Q - Q_0 = c(\beta - \beta_0),$$

indicando con c una costante *positiva*.

Aggiungeremo ancora la formula canonica

$$(4) \quad Q = kv^2(\alpha + \beta + \phi),$$

che inizialmente si riduce a $Q_0 = kv_0^2(\alpha_0 + \beta_0)$, perchè l'angolo di incidenza ϕ , che AB fa colla direzione del movimento, si suppone nullo nel moto di regime.

Questi concetti finora esposti ci lasciano subito vedere come il dispositivo ora descritto intensifichi l'effetto del dispositivo Crocco ¹⁾. Dalle formule (1), (2), (4) si ricava

$$kL[v^2(\alpha + \beta + \phi) - v_0^2(\alpha_0 + \beta_0)] + \mu\lambda^2(\alpha - \alpha_0) = 0$$

e poi

$$(5) \quad \alpha = \frac{kLv_0^2(\alpha_0 + \beta_0) + \mu\lambda^2\alpha_0 - kL(\beta + \phi)v^2}{\mu\lambda^2 + kLv^2}.$$

Se supponessimo β invariabilmente nullo, noi ricadremmo (a parte l'interruzione fra l'ala CD e l'aletta FG) nell'idea dell'ordinario attacco elastico. La (5), nella quale si faccia $\beta = 0$, mostra che per v infinito l'angolo α tende a $-\phi$, ed è chiaro che tende decrescendo a tale valore. Se invece esiste un $\beta > 0$, allora, per $v = \infty$, l'angolo α tende a $-\phi$ di-

¹⁾ Un modo meno semplice per ottenere tale risultato è esposto in un recente breveto Crocco.

minuito ancora del valore al quale tende β . Perciò la pressione sostentatrice principale $P = Kv^2(\alpha + \phi)$ si può per forti valori di v , ritenere non soltanto *ridotta*, come sarebbe per β costantemente nullo, ma anche invertita di senso. Osserviamo che se β si suppone positivo, ma costante, il che equivale ad abolire l'elasticità d'attacco dell'aletta FG, sostituendovi un attacco rigido, allora la formula (5) lascia dedurre un valore limite di α uguale a $-\phi - \beta_0$. L'attacco elastico concede invece a β di aumentare notevolmente ¹⁾, anche se partiamo, per esempio da un valore iniziale $\beta_0 = 0$.

Dopo queste promesse, non sarà male esprimere effettivamente α in funzione di v , dell'angolo d'incidenza ϕ , e degli elementi costruttivi, eliminando β .

La (1), la (2) e la (3) conducono a scrivere

$$Lc(\beta - \beta_0) + \mu\lambda^2(\alpha - \alpha_0) = 0.$$

Da (3), (4) si ricava invece

$$c(\beta - \beta_0) = k[v^2(\alpha + \beta + \phi) - v_0^2(\alpha_0 + \beta_0)].$$

L'eliminazione di β lascia ricavare α in funzione di v , di ϕ , e degli elementi costruttivi. Risulta

$$(6) \quad \alpha = \frac{\left(\mu\lambda^2 - \frac{k\mu\lambda^2}{c}v^2 + Lkv_0^2\right)\alpha_0 - Lk(v^2 - v_0^2)\beta_0 - Lkv^2\phi}{\mu\lambda^2 - \frac{k\mu\lambda^2}{c}v^2 + Lkv^2}$$

1) Non bisogna dimenticarsi che le relazioni sulle quali fondiamo il nostro studio valgono per angoli piccoli, tali cioè che il coseno sia praticamente sostituibile con 1, il seno col valore dell'arco, ecc. Se la molla che trattiene FG dovesse in qualche applicazione pratica risultare tanto debole da consentire angoli β forti, allora bisognerebbe passare da questo a quell'ordine di idee, e tener conto di elementi che qui trascuriamo. La pratica ha qualche volta procedimenti che parrebbero paradossali se la teoria non li spiegasse. È più pratico, per esempio, parlare qui di v infinito che di $\beta = \frac{\pi}{4}$. Così, per esempio, se nell'ultima formula approssimata

$$\frac{N}{M} = \frac{6l(G-1) + 3P_0}{P_0G^2},$$

del secondo fra i miei due citati lavori, noi ponessimo $G = 1$, noi faremmo un errore molto grossolano, perchè tale formula, che è vicinissima al vero per i valori costruttivi di G che ivi più c'importano, è addirittura falsa nelle vicinanze di $G = 1$; essa è poi invece *rigorosamente vera* per la condizione irrealizzabile G infinito.

L'elemento costruttivo $L - \frac{\mu\lambda^2}{c}$ non deve mai essere negativo.

Osserviamo che, per $v = v_0$, $\phi = 0$, risulta, come è naturale, $\alpha = \alpha_0$. Col crescere di v , α decresce. Per $v = \infty$, α tende al limite

$$\frac{\frac{\mu\lambda^2}{c} \alpha_0 + L(\beta_0 + \phi)}{L - \frac{\mu\lambda^2}{c}}.$$

Se c si suppone infinito (collegamento rigido di FG), ritroviamo $-\phi = \beta_0$, come abbiamo dinanzi osservato. Se c si suppone nullo, risulta $\alpha = \alpha_0$, perchè gl'incrementi di v e di ϕ non troveranno resistenza nell'aletta FG, della quale trascuriamo il peso. Se c fosse non nullo ma vicino a zero, allora la formula non darebbe una buona idea del fenomeno, perchè piccole variazioni di Q darebbero angoli β , *efficaci*, molto discosti da zero. Siamo nel caso di una formula, buona per $c = 0$, poco buona per c vicino a zero, e buona peraltro per i valori pratici di c , i quali sono abbastanza discosti da zero.

Se si volesse semplificare la (6), bisognerebbe contentarsi di un'approssimazione ancora minore; ed aumenterebbe la necessità di fare attenzione nell'applicarla.