ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

Nr 21 Energetyka z. 4 1960

TADEUSZ ŚWIERZAWSKI

Katedra Teorii Maszyn Cieplnych

CHARAKTERYSTYKA RUCHOWA NAPĘDU TURBO-ODRZUTOWEGO

Artykuł niniejszy stanowi dalszą część pracy Autora na temat teorii napędu odrzutowego. Omówiono tu charakterystykę ruchową napędu turbo-odrzutowego. Podano równania, które określają temperaturę przed łopatkami turbiny, szybkość wylotową gazów z dyszy napędowej oraz sprawność ekonomiczną w zależności od pułapu i szybkości lotu. W dalszym ciągu rozważań omówiono wpływ stosunku sprężania w kompresorze na siłę ciągu i jednostkowe zużycie paliwa oraz wpływ szybkości lotu i pułapu na siłę ciągu, na jednostkowe zużycie paliwa i na moc silnika turbo-odrzutowego.

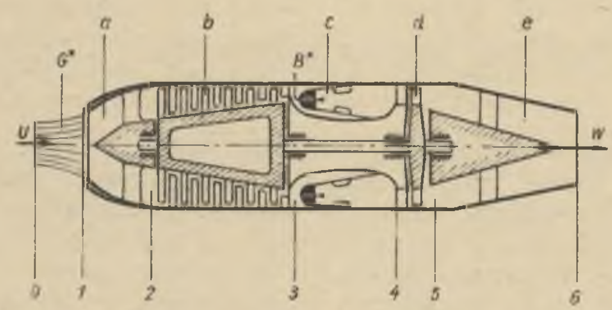
1. Wyprowadzenie podstawowych zależności

Niżej przeprowadzona analiza opiera się na następujących założeniach upraszczających:

1. pełne odzyskanie ciśnienia dynamicznego powietrza wlotowego w dyfuzorze /dyfuzor idealny/,
2. natężenie przepływu czynnika przez wszystkie przekroje silnika jest takie samo,
3. nie ulega zmianie skład chemiczny czynnika roboczego, przyjmuje się że czynnik charakteryzuje się właściwościami powietrza w każdym z rozpatrywanych przekrojów,
4. czynnik traktuje się jak gaz doskonały,
5. nie ma strat ciśnienia.

Założenia powyższe ułatwiają uzyskanie ogólnego poglądu na pracę silników odrzutowych, gdyż pozwolą na wyprowadzenie równań dla różnych charakterystyk ruchowych , które nie będą skomplikowane przez zbyt wielką ilość szczegółów.

Przedmiotem analizy będzie wyznaczenie równań określających zależność temperatury w poszczególnych przekrojach charakterystycznych od temperatury powietrza oto-



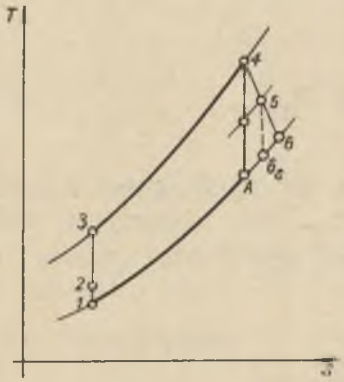
Rys.1. Schemat silnika turbo-odrzutowego

czenia i od liczby Macha obliczonej dla tej temperatury. Równania te pozwolą na omówienie charakterystyki ruchowej określającej sprawność ekonomiczną napędu odrzutowego w zależności od pułapu i szybkości lotu. Przy pomocy tych równań można będzie również objaśnić wpływ stosunku sprężania w kompresorze, sprawności poszczególnych elementów agregatu oraz stosunku G^*/B^* na sprawność ekonomiczną napędu. W dalszych rozważaniach omówiony zostanie sposób wyznaczania ciągu maksymalnego i minimalnego zużycia paliwa w zależności od stosunku sprężenia w kompresorze $r_c = p_3/p_2$. Temperaturę całkowicie zahamowanego strumienia powietrza T_2 po izentropowej kompresji w idealnym dyfuzorze dolotowym $/w_2=0/$ oblicza się na podstawie następujących rozważań: wychodząc z podstawowego równania różniczkowego dla przepływów izentropowych

$$\frac{di}{A} + d\left(\frac{w^2}{2.\mu}\right) = 0 \qquad (1)$$

dla gazów doskonałych możemy napisać

$$\frac{c_p . dT}{A} + d\left(\frac{w^2}{2.\mu}\right) = 0 \qquad (1a)$$



Rys.2. Przemiany zachodzące w silniku turboodrzutowym, w układzie T,s

Całkując równanie /1a/ w granicach od przekroju 0 do 2 otrzymamy

$$A \cdot \frac{w_{2s}^2 - w_o^2}{2 \cdot \mu} + c_p\,(T_2 - T_o) = 0$$

a po przekształceniu

$$\Theta_D = \frac{T_2}{T_o} = 1 + A \cdot \frac{w_o^2}{2 \cdot \mu \cdot c_p \cdot T_o}\left(1 - \frac{w_{2s}^2}{w_o^2}\right)$$

Podstawiając $c_p = AR\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}$,

oraz $M_o^2 = \frac{w_o^2}{a_o^2}$ otrzymamy

zależność

$$\Theta_D = \frac{T_2}{T_o} = 1 + \frac{\varkappa - 1}{2} \cdot M_o^2 \left(1 - \frac{w_{2s}^2}{w_o^2}\right)$$

która dla $w_{2s} = 0$ (całkowite zahamowanie strumienia) przyjmie postać

$$\Theta_D = \frac{T_2}{T_o} = 1 + \frac{\varkappa - 1}{2} \cdot M_o^2 \qquad (2)$$

lub po wstawieniu $\varkappa = 1,4$ dla powietrza

$$\Theta_D = \frac{T_2}{T_o} = 1 + 0,2 \cdot M_o^2 \qquad (2a)$$

Temperatura na dolocie do sprężarki

$$T_2 = \Theta_D \cdot T_o \qquad (3)$$

Gdyby sprężanie w kompresorze odbywało się izentropowo, to końcową temperaturę sprężania określałoby się wzorem

$$\Theta_c = \frac{T_{3s}}{T_2} = \left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \tag{4}$$

Jeżeli sprężanie połączone jest ze zjawiskami nieodwracalnymi, końcowa temperatura T_3 jest wyższa od temperatury T_{3s}. Oznaczając sprawność sprężarki przez η_c otrzymamy zależność

$$T_3 - T_2 = \frac{T_{3s} - T_2}{\eta_c} = \frac{\frac{T_{3s}}{T_2} - 1}{\eta_c} \cdot T_2 \tag{5}$$

Podstawiając /3/ i /4/ do /5/ dostaniemy zależność

$$T_3 = T_o \cdot \Theta_D \cdot \left(1 + \frac{\Theta_c - 1}{\eta_c}\right) \tag{6}$$

W komorze spalania temperatura gazu wzrasta od wartości T_3 do T_4. Zadaniem naszym będzie określenie $T_4 = f/T_o/$ w postaci

$$T_4 = \alpha \cdot T_o \tag{7}$$

Według N.A.C.A. atmosfera dzieli się na dwie strefy:
troposferę od 0 do 11 km n.p.m.
i stratosferę od 11 km wzwyż.

Przyjmuje się następujące parametry określające stan powietrza na poziomie morza

$$\left.\begin{aligned} T_o &= 288\ {}^{o}K\ (15^{o}C) \\ p_o &= 1{,}033\ \ kG/cm^2 \\ \gamma_o &= 1{,}225\ \ kg/m^3 \end{aligned}\right| \tag{8}$$

Dla określenia parametrów stanu troposfery w zależności od wysokości H km służą następujące równania

$$\left.\begin{aligned} t &= 15 - 6{,}5 \cdot H \ {}^{\circ}C \\ p/p_o &= \left(1 - \frac{6{,}5 \cdot H}{288}\right)^{5{,}26} \\ \gamma/\gamma_o &= \left(1 - \frac{6{,}5 \cdot H}{288}\right)^{4{,}26} \end{aligned}\right| \qquad (9)$$

Dla stratosfery

$$\left.\begin{aligned} t &= \mathrm{const} = -56{,}5 \ {}^{\circ}C \\ \log(p_{11}/p) &= \log(\gamma_{11}/\gamma) = \frac{H - 11}{14{,}6} \end{aligned}\right| \qquad (10)$$

Z bilansu energetycznego komory spalania uzyskujemy zależność

$$\eta_{ks} \cdot B^* \cdot W_d = G^* \cdot c_p \cdot (T_4 - T_3) \qquad (11)$$

którą po przekształceniu można napisać w formie

$$T_4 = \frac{B^*}{G^*} \cdot \frac{\eta_{ks} \cdot W_d}{c_p} + T_3 \qquad (11a)$$

Podstawiając równanie /6/ do równania /11a/ otrzymamy zależność

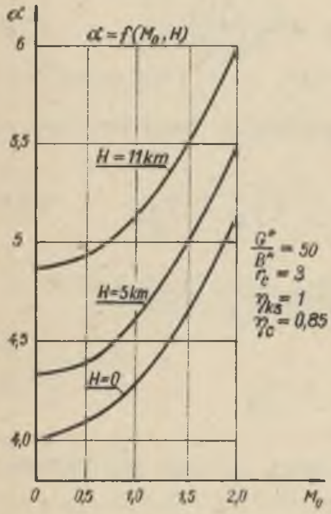
$$T_4 = \frac{B^*}{G^*} \cdot \frac{\eta_{ks} \cdot W_d}{c_p} + T_o \cdot \Theta_D \cdot \left(1 + \frac{\Theta_c - 1}{\eta_c}\right) \qquad (11b)$$

Dla przyjętych wartości W_d = 10 000 kcal/kg,

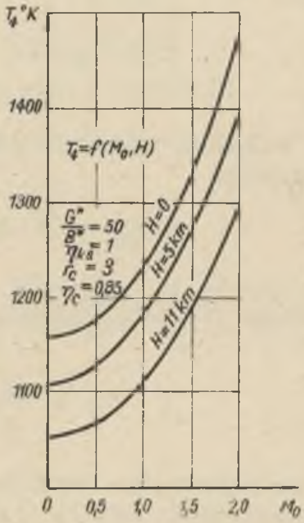
$c_p = 0{,}27 \ \frac{\mathrm{kcal}}{\mathrm{kg.grd}}$ oraz mając na uwadze równania /4/ i /9/ można napisać

$$T_4 = 37\,000 \cdot \frac{B^*}{G^*}\,\eta_{ks} + \left[(15 - 6{,}5.H) + 273{,}2\right]\Theta_D \cdot \left(1 + \frac{\Theta_c - 1}{\eta_c}\right) \qquad (12)$$

Dla danych wartości stosunku B^*/G^*, sprawności komory spalania η_{ks}, liczby Macha M_o, stosunku sprężania w kompresorze r_c oraz sprawności kompresora η_c można określić $T_4 = f/H/$. Dzieląc odpowiednie wartości tej funkcji przez odpowiednie wartości funkcji $T_o = f/H/$ otrzymamy szukany współczynnik $\alpha = f/H/$ figurujący w równaniu /7/. Jeżeli temperatura T_4 jest z góry ograniczona, współczynnik α otrzymuje się od razu przez podzielenie tej temperatury przez temperaturę otoczenia $T_o = f/H/$, którą z kolei należy obliczyć według równania /9/.



Rys.3. Zależność stosunku temperatur $\alpha = T_4/T_o$ od liczby Macha i od pułapu



Rys.4. Zależność temperatury T_4 przed łopatkami turbiny od liczby Macha i od pułapu

Przykład wyznaczania współczynnika $\alpha = f/H/$ dla $B^*/G^* = 50$, $r_c = 3$, $\eta_{ks} = 1$, $\eta_c = 0{,}85$ zilustrowano na rysunku 3. W zestawieniu 1 podano współczynnik α dla założonych z góry różnych wartości temperatur T_4, w zależności od wysokości lotu.

Zestawienie 1

Wartości współczynnika α, przy założonej temperaturze T_4 w zależności od wysokości H km

H km	T_4 °K					
	900 °K	950 °K	1000 °K	1050 °K	1100 °K	1150 °K
0	3,123	3,296	3,470	3,643	3,817	3,990
1	3,195	3,372	3,550	3,727	3,905	4,082
2	3,27o	3,452	3,634	3,815	3,997	4,179
3	3,349	3,536	3,722	3,908	4,094	4,280
4	3,432	3,623	3,814	4,005	4,195	4,386
5	3,520	3,715	3,911	4,106	4,302	4,497
6	3,612	3,812	4,013	4,213	4,414	4,615
7	3,708	3,914	4,120	4,326	4,532	4,738
8	3,810	4,022	4,234	4,445	4,657	4,869
9	3,918	4,136	4,354	4,571	4,789	5,007
10	4,032	4,256	4,481	4,704	4,929	5,152
11	4,153	4,384	4,615	4,845	5,076	5,307

Z wykresu rys.4, podającego zależność temperatury T_4 od szybkości lotu wyrażonej liczbą Macha i wysokości H można wnioskować o obciążeniu cieplnym silnika. Jeżeli na przykład dopuszczalna temperatura $T_4 = 1100$ °K, to dla podanych stosunków $G^*/B^* = 50$ i $r_c = 3$, silnik będzie przy starcie przeciążony cieplnie, gdyż przy $M_o = 0$ i $H = 0$, $T_4 = 1155$ °K. Dopiero na wysokości $H > 5$ km n.p.m. nastąpi odciążenie silnika i to przy małych stosunkowo szybkościach lotu. Na wysokości $H = 11$ km szybkość ta nie może przekroczyć tej, której odpowiada liczba Macha $M_o = 0,9$ /około 950 km/h/. Przy większych szybkościach lotu, chcąc utrzymać założony stosunek G^*/B^*, należałoby powietrzem wtórnym chłodzić gaz przed łopatkami turbiny.

Ze względu na to, że turbina produkuje tyle pracy, ile trzeba do napędu sprężarki, więc pamiętając o założeniach upraszczających poczynionych na początku tego rozdziału możemy napisać

$$\eta_T \left(T_4 - T_{5s}\right) = \frac{1}{\eta_c} \cdot \left(T_{3s} - T_2\right) \qquad (13)$$

albo

$$T_4 - T_5 = T_3 - T_2 \tag{14}$$

Temperaturę T_5 za turbiną określimy przez podstawienie równań /3/, /6/ i /7/ do równania /14/

$$T_5 = T_o \cdot \alpha \cdot \left[1 - \frac{\Theta_D (\Theta_c - 1)}{\eta_c \cdot \alpha}\right] \tag{15}$$

Chcąc określić temperaturę T_6 gazu na wylocie z dyszy napędowej oraz szybkość wypływu strumienia z dyszy musimy przeprowadzić pewne obliczenia pomocnicze polegające na wyznaczeniu temperatur T_A i T_{6s} /patrz rys.2/. Ze względu na to, że wykres 0 - 3_s - 4 - A składa się z dwu izobar i dwu adiabat odwracalnych, możemy napisać następującą zależność

$$\frac{T_4}{T_A} = \frac{T_{3s}}{T_o}$$

albo

$$T_A = \frac{T_4}{T_{3s}} \cdot T_o \tag{16}$$

Po skojarzeniu równań /3/, /4/, /7/ i /16/ otrzymamy

$$T_A = T_o \cdot \alpha \cdot \frac{1}{\Theta_D \cdot \Theta_c} \tag{17}$$

Analogicznie jak przy wyprowadzeniu równania /17/ wychodząc z równań adiabaty możemy napisać zależność

$$\frac{T_{5s}}{T_A} = \frac{T_5}{T_{6s}}$$

albo

$$T_{6s} = T_A \cdot \frac{T_5}{T_{5s}} \tag{18}$$

Podstawiając równania /13/, /15/ i /17/ do równania /18/ otrzymamy

$$T_{6s} = T_o \cdot \frac{\alpha}{\Theta_D \cdot \Theta_c} \cdot \frac{1 - \Theta_D \cdot \frac{\Theta_c - 1}{\alpha \cdot \eta_c}}{1 - \Theta_D \cdot \frac{\Theta_c - 1}{\alpha \cdot \eta_c \cdot \eta_T}} \qquad (19)$$

Zaniedbując szybkość dolotową do dyszy napędowej, szybkość izentropowego wypływu strumienia gazów określimy równaniem

$$w_{6s} = \sqrt{2 \cdot \mu \cdot \frac{1}{A} \cdot c_p \cdot (T_5 - T_{6s})} = 91,53 \sqrt{c_p \cdot (T_5 - T_{6s})} \text{ m/sec} \qquad (20)$$

Dla przepływu rzeczywistego zaś napiszemy

$$w_6 = \varphi \cdot w_{6s} = 91,53 \cdot \varphi \cdot \sqrt{c_p \cdot (T_5 - T_{6s})} = 91,53 \cdot \sqrt{c_p \cdot (T_5 - T_6)} \qquad (21)$$

Z równań /21/ można wyliczyć rzeczywisty spadek temperatury w dyszy napędowej

$$T_5 - T_6 = \varphi^2 \cdot (T_5 - T_{6s})$$

skąd

$$T_6 = T_5 - \varphi^2 \cdot (T_5 - T_{6s}) \qquad (22)$$

Przed doprowadzeniem równania /22/ do postaci końcowej wygodnie będzie najpierw wyznaczyć różnicę temperatur $/T_5 - T_{6s}/$ występującą we wzorach /20/, /21/ i /22/.
Przez odjęcie stronami równania /19/ od równania /15/ otrzymamy zależność

$$T_5 - T_{6s} = T_o \cdot \alpha \cdot \left[1 - \Theta_D \cdot \frac{\Theta_c - 1}{\alpha \cdot \eta_c} - \frac{1}{\Theta_D \cdot \Theta_c} \cdot \frac{1 - \Theta_D \cdot \frac{\Theta_c - 1}{\alpha \cdot \eta_c}}{1 - \Theta_D \cdot \frac{\Theta_c - 1}{\alpha \cdot \eta_c \cdot \eta_T}} \right]$$

a po zastąpieniu wyrażenia zawartego w nawiasie symbolem Φ możemy napisać

$$T_5 - T_{6s} = T_o \cdot \alpha \cdot \Phi \tag{a}$$

Podstawiając równania /a/ i /15/ do równania /22/ otrzymamy wzór określający temperaturę statyczną strumienia opuszczającego dyszę napędową

$$T_6 = T_o \cdot \alpha \cdot \left(1 - \Theta_D \cdot \frac{\Theta_c - 1}{\alpha \cdot \eta_c} - \varphi^2 \cdot \Phi\right) \tag{23}$$

a po podstawieniu /a/ do /21/ przekształcimy to ostatnie równanie na

$$w_6 = 91{,}53 \cdot \varphi \cdot \sqrt{c_p \cdot T_o \cdot \alpha \cdot \Phi} \tag{21a}$$

albo kojarząc równania /20/, /21/ i /21a/

$$w_6 = \varphi \cdot \sqrt{2 \cdot \mu \cdot \frac{1}{A} \cdot c_p \cdot T_o \cdot \alpha \cdot \Phi} \tag{b}$$

Podstawiając do równania /b/ wartości $\frac{1}{A} \cdot c_p = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot R$ oraz $\sqrt{\mu \cdot \varkappa \cdot R \cdot T_o} = a_o$, otrzymamy

$$w_6 = \varphi \sqrt{\frac{2}{\varkappa - 1}} \cdot a_o \cdot \sqrt{\alpha \cdot \Phi} \tag{21b}$$

a dla $\varkappa = 1{,}4$

$$w_6 = 2{,}236 \cdot a_o \cdot \varphi \cdot \sqrt{\alpha \cdot \Phi} \tag{21c}$$

Równanie /21c/ pozwala, znając rodzaj paliwa, stosunek B^*/G^* lub temperaturę T_4, szybkość lotu u, stosunek sprężenia w kompresorze r_c, sprawność kompresora η_c, stosunek prędkości φ oraz wysokość, na której się odbywa lot /pułap/, odrazu wyznaczyć szybkość wypływu strumienia gazów z dyszy napędowej.

Mając wyznaczone powyższe zależności możemy uzupełnić rozważania odnośnie sprawności ekonomicznej napędu turbo-odrzutowego η_{ek}. Podstawiając do równania określającego sprawność ekonomiczną napędu turbo-odrzutowego [6][*] równanie /11/ bilansu energetycznego komory spalania otrzymamy zależność

$$\eta_{ek} = \frac{A.(w-u).u}{\mu.c_p.(T_4 - T_3)} . \eta_{ks} \tag{24}$$

Zastępując wartości w, T_4 i T_3 odpowiednimi równaniami /21c/, /16/, /6/ doprowadzimy równanie /24/ do postaci

$$\eta_{ek} = \eta_{ks} . \frac{A}{\mu.c_p.T_o} . \frac{(2{,}236.\varphi.a_o.\sqrt{\alpha.\Phi}-\bar{u}).\bar{u}}{\alpha - \Theta_D\left(1 + \frac{\Theta_c - 1}{\eta_c}\right)} \tag{24a}$$

Ponieważ

$$\varkappa.\mu.R.T_o = a_o^2; \quad \frac{A}{c_p} = \frac{\varkappa - 1}{\varkappa.R}; \quad \varkappa = 1{,}4$$

więc po podstawieniu tych zależności do /24a/ otrzymamy wzór

$$\eta_{ek} = \eta_{ks} . \frac{0{,}4.M_o^2\left(2{,}236.\varphi.\frac{1}{M_o}.\sqrt{\alpha.\Phi} - 1\right)}{\alpha - \Theta_D\left(1 + \frac{\Theta_c - 1}{c}\right)} \tag{24b}$$

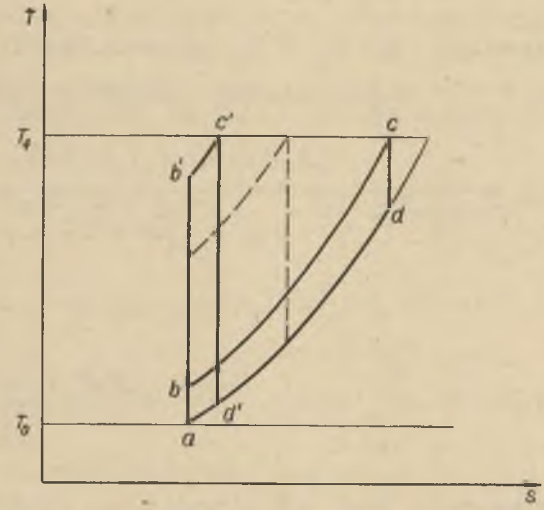
który nazwać możemy charakterystyką ruchową napędu, gdyż podaje sprawność ekonomiczną napędu odrzutowego w zależności od pułapu H /poprzez M, α/, szybkości lotu u, stosunku B^*/G^*, względnie temperatury maksymalnej T_4 oraz sprawności poszczególnych elementów silnika.

---

*) Równanie /20/.

2. Wpływ stosunku sprężania w kompresorze na siłę ciągu i jednostkowe zużycie paliwa

Między dwiema wartościami temperatury T_o na dolocie i T_4 przed przyrządami ekspansyjnymi turbiny gazowej można otrzymać dwa przypadki skrajne, jak to zostało przedstawione na wykresie T-s /rys,5/. W przypadku pierwszym a-b-c-d, czynnik nie jest sprężany, a temperaturę T_4 osiągamy przez izobaryczne doprowadzenie ciepła w komorze spalania. Czynnik roboczy doprowadzony do turbiny nie wykona pracy, bo nie ma różnicy ciśnień. W przypadku drugin a-b′-c′-d′, temperaturę T_4 osiąga się na skutek wysokiego stopnia sprężenia w kompresorze, nie doprowadzając ciepła w komorze spalania, Gdybyśmy w ten sposób sprężali i rozprężali po adiabacie odwracalnej nie otrzymalibyśmy żadnej pracy użytecznej. Ze względu na nieodrwracalności zjawisk ekspansji i kompresji, które związane są z przyrostem entropii, otrzymalibyśmy urządzenie, do którego należałoby stale doprowadzać pracę. Między tymi skrajnymi przypadkami istnieje jakieś optimum zależne od stopnia sprężania $r_c = p_3/p_2$ w kom-



Rys.5. Przemiany sprężania w układzie T,s

presorze, odpowiadające maksymalnej wartości siły ciągu. Należy zaznaczyć, że duży wpływ na siłę ciągu będzie miała szybkość lotu, dzięki której uzyskuje się dodatkowe sprężenia w dyfuzorze dolotowym.

Zajmiemy się teraz wyznaczeniem zależności między ciągiem jednostkowym przypadającym na każdy kilogram masy powietrza przepływającego w ciągu sekundy przez silnik turbo-odrzutowy, a stosunkiem sprężenia r_c w kompresorze, przy założeniu stałej temperatury T_4 przed turbiną i stałej szybkości lotu u na różnych wysokościach H. Ciągiem jednostkowym K_j nazywa się siłę ciągu odniesioną do masowego natężenia przepływu czynnika roboczego w ciągu sekundy przez silnik [6] *)

$$K_j = \frac{G^*}{\mu .(G^*+B^*)} .(w-u) + \frac{B^*}{\mu .(G^*+B^*)} . w = \frac{G^* .(w-u) + B^* .w}{\mu .(G^*+B^*)} \quad \frac{kG}{kg\ masy\ czynn.rob./sec} \tag{25}$$

Dla silników turbo-odrzutowych na podstawie założenia, że $B^* \ll G^*$ można napisać

$$K_j = \frac{1}{\mu} (w - u) = \frac{w}{\mu} . (1 - \nu) \tag{25a}$$

Podstawiając do równania (25a) wartości

$$w = \sqrt{\frac{2 .\mu . c_p}{A} . (T_5 - T_6)} \tag{21}$$

oraz

$$u = \sqrt{\frac{2 .\mu . c_p}{A} . (T_2 - T_o)} \tag{26}$$

---

*) Równanie (1) podzielone przez $(G^* + B^*)$

otrzymamy

$$K_j = \frac{1}{\mu}\sqrt{\frac{2\cdot\mu\cdot c_p}{A}}\cdot\left[\sqrt{T_5 - T_6} - \sqrt{T_2 - T_o}\right] =$$

$$= \frac{1}{\mu}\sqrt{\frac{2\cdot\mu\cdot c_p}{A}}\cdot\left[\sqrt{(T_4 - T_6) - (T_4 - T_5)} - \sqrt{T_2 - T_o}\right] \quad (27)$$

Przekształcając pierwszy człon pod pierwszym pierwiastkiem otrzymamy

$$T_4 - T_6 = \eta_{ex}\cdot(T_4 - T_A) = \eta_{ex}\cdot T_4\cdot\left(1 - \frac{T_A}{T_4}\right) = \eta_{ex}\cdot T_4\cdot\left[1 - \left(\frac{p_o}{p_4}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right] \quad (28)$$

gdzie η_{ex} oznacza całkowitą sprawność ekspansji strumienia w turbinie i dyszy napędowej.
Ze względu na to, że

$$\frac{p_o}{p_4} = \frac{p_o}{p_3} = \frac{p_o}{p_2}\cdot\frac{p_2}{p_3}$$

po wprowadzeniu oznaczeń

$r_D = p_2/p_o$ – stosunek sprężenia w dyfuzorze wlotowym,
$r_c = p_3/p_2$ – stosunek sprężenia w kompresorze,

równanie (28) przyjmie postać

$$T_4 - T_6 = \eta_{ex}\cdot T_4\cdot\left[1 - \left(\frac{1}{r_D}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\cdot\left(\frac{1}{r_c}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]$$

a uwzględniając to, że przy adiabatycznym zahamowaniu strumienia dolotowego

$$\left(\frac{p_o}{p_2}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = \frac{T_o}{T_2}$$

otrzymamy ostatecznie

$$T_4 - T_6 = \eta_{ex} \cdot T_4 \cdot \left[1 - \frac{T_o}{T_2} \cdot \left(\frac{1}{r_c}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right] \quad (28a)$$

Następny człon znajdujący się pod pierwiastkiem w równaniu (27)

$$T_4 - T_5 = T_3 - T_2$$

(patrz równanie 14). Tę zaś wartość można przekształcić w sposób następujący

$$T_3 - T_2 = \frac{1}{\eta_C} \cdot (T_{3s} - T_2) = \frac{T_2}{\eta_c} \cdot \left(\frac{T_{3s}}{T_2} - 1\right) = \frac{T_2}{\eta_c} \cdot \left(r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1\right) \quad (29)$$

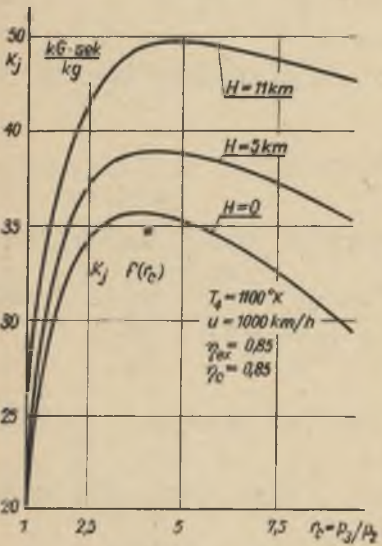
Kojarząc ze sobą równania /27/, /28a/, /3/, /7/ oraz pamiętając że

$$\frac{c_p}{A} = \frac{\varkappa}{\varkappa-1} \cdot R, \quad \text{i} \quad \sqrt{\mu \cdot \varkappa \cdot R \cdot T_o} = a_o,$$

otrzymamy

$$K_j = \frac{1}{\mu} \cdot \sqrt{\frac{2}{\varkappa-1}} \cdot a_o \cdot \left[\sqrt{\eta_{ex} \cdot \alpha \cdot \left[1 - \frac{1}{\theta_D} \cdot \left(\frac{1}{r_c}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right] - \frac{\theta_D}{\eta_c}\left(r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1\right) +} - \sqrt{\theta_D - 1}\,\right] \quad (30)$$

Jak wynika z równania /30/, ciąg jednostkowy przypadający na każdy kilogram czynnika roboczego przepływającego w sekundzie przez silnik jest zależny od pułapu H /a_o/, od maksymalnej temperatury T_4, od szybkości lotu /θ_D/ i od stosunku sprężenia w kompresorze r_c. Na podstawie równania /30/ wykonano wykres rys.6. Przedstawiono na nim zależność ciągu jednostkowego od stosunku sprężania r_c w kompresorze i od pułapu H przy stałej temperaturze T_4 w komorze spalania i przy stałej szybkości lotu u. Jak widać z tego wykresu, ze wzrostem wysokości lotu osiąga się optymalną wartość ciągu jednostkowego K_j przy coraz to wyższych stosunkach sprężania. Stosunek sprężania w kompresorze $r_c = p_3/p_2$ wzrasta jednak, przy założeniu stałych obrotów turbozespołu, wraz z wysokością lotu. Występuje tu pożądana autoregulacja stosunku sprężenia. Zjawisko to można wyjaśnić w następujący sposób:



Rys.6. Zależność ciągu jednostkowego K_j od stosunku sprężania w kompresorze i od pułapu

Rozpatrując zmianę r_c wraz z wysokością, przy założeniu, że praca zużywana na sprężanie 1 kg powietrza zmienia się bardzo nieznacznie /l_k = const przy stałych obrotach turbozespołu/, otrzymamy zależność:

$$\left[T_o \cdot (r_o^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1)\right]_{H=0} = \left[T_o \cdot (r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1)\right]_H \qquad (31)$$

a po przekształceniu

$$\left[r_c\right]_H = \left\{\frac{\left[T_o \cdot (r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1)\right]_{H=0}}{\left[T_o\right]_H} + 1\right\}^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}} \qquad (31a)$$

Ponieważ temperatura otoczenia $\left[T_o\right]_H$ maleje ze wzrostem wysokości lotu H, przeto stopień sprężenia w kompresorze wzrasta.

Zamiast posługiwać się wykresem, można wyznaczyć optymalny stosunek sprężenia w kompresorze drogą analityczną.

Najwyższy ciąg jednostkowy liczony za pomocą równania /30/ wypadnie wtedy, gdy wyrażenie

$$\eta_{ex} \cdot \alpha \cdot \left[1 - \frac{1}{\theta_D} \cdot \left(\frac{1}{r_c}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right] - \frac{\theta_D}{\eta_c}\left(r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1\right) = f(r_c)$$

osiąga swą maksymalną wartość. Wyznaczając pochodną $\frac{d[f(r_c)]}{dr_c}$ i przyrównując ją do zera wyliczyć możemy stosunek $(r_c)_{opt}$, dla którego ta funkcja posiada ekstremum

$$\frac{d[f(r_c)]}{dr_c} = \eta_{ex} \cdot \alpha \cdot \frac{1}{\theta_D} \cdot \frac{\varkappa-1}{\varkappa} \cdot \left(\frac{1}{r_c}\right)^{-\frac{1}{\varkappa}} \cdot \left(\frac{1}{r_c}\right)^2 - \frac{\theta_D}{\eta_c} \cdot \frac{\varkappa-1}{\varkappa} \cdot r_c^{-\frac{1}{\varkappa}}$$

Po przyrównaniu prawej strony do zera wyliczamy

$$(r_c)_{opt} = \frac{1}{\theta_D^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}} \cdot \left(\sqrt{\eta_{ex} \cdot \alpha \cdot \eta_c}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}} \qquad (32)$$

Wzrost ciągu wraz z wysokością, przy tym samym stosunku sprężenia r_c, w dużej mierze zawdzięcza się wzrostowi stosunku temperatur $\alpha = T_4/T_o$. Wzrost tego stosunku można osiągnąć przez obniżenie wartości T_o /ze wzrostem H/, albo też przez podwyższenie temperatury T_4 przed łopatkami turbiny. Związane to jest z odpornością materiałów konstrukcyjnych na pracę w wysokich temperaturach. Podstawiając do równania /32/ różne wartości $\alpha = T_4/T_o$ przy danej szybkości lotu u, na danym pułapie H, możemy wyznaczyć zależność $/r_c/_{opt} = f/T_4/$ /rys.7/.

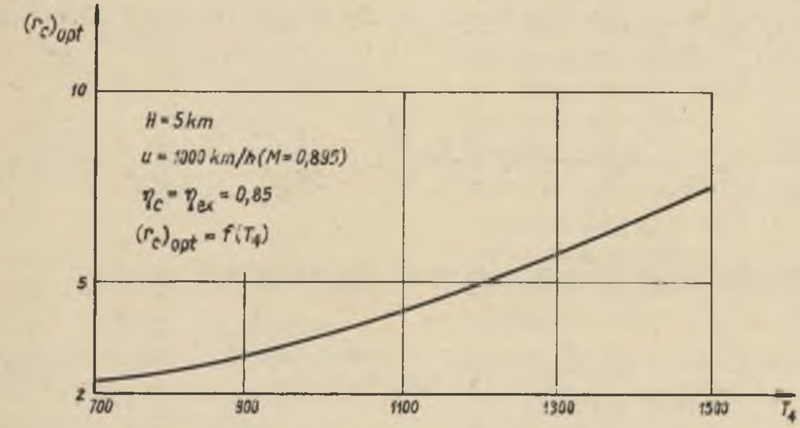
Chcąc określić jak zmienia się $/r_c/_{opt}$ ze zmianą szybkości lotu, podstawiamy do równania /32/

$$\theta_D^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}} = (1 + 0,2 \cdot M_o^2)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}$$

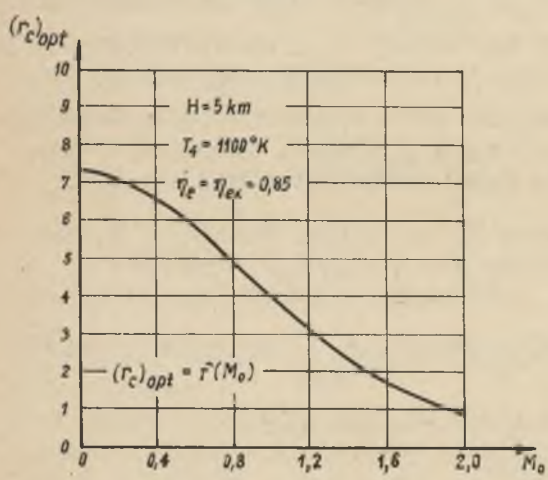
i otrzymamy zależność

$$(r_c)_{opt} = \frac{1}{\left(1+0{,}2 \cdot M_o^2\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}}} \left[\sqrt{\eta_c \cdot \eta_{ex} \cdot \alpha}\right]^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}} \qquad (32a)$$

Z powyższych rozważań wynika, że optymalny stosunek sprężenia w kompresorze maleje ze wzrostem szybkości lotu /rys.8/. Przy znacznych prędkościach, $M_o \approx 2$, wartość



Rys.7. Zależność optymalnego stosunku sprężania w kompresorze od temperatury przed łopatkami turbiny



Rys.8. Zależność optymalnego stosunku sprężania w kompresorze od liczby Macha

$/r_c/_{opt}$ zdąża do jedności, Stąd wniosek, że sprężarka jest tam już niepotrzebna i silnik turbo-odrzutowy degeneruje się do postaci silnika przelotowego /atotyda/.

Na podstawie bilansu energetycznego komory spalania /11/ możemy przy założeniu $\eta_{ks} = 1$ napisać równanie określające zużycie paliwa w jednostce czasu

$$B^* = \frac{G^* \cdot c_p \cdot (T_4 - T_3)}{W_d} \quad \frac{\text{kg pal}}{\text{sec}} \tag{33}$$

Jednostkowe zużycie paliwa w kg/h przypadające na 1 kG siły ciągu silnika obliczamy dzieląc równanie /33/ przez iloczyn $G^* \cdot K_j$.

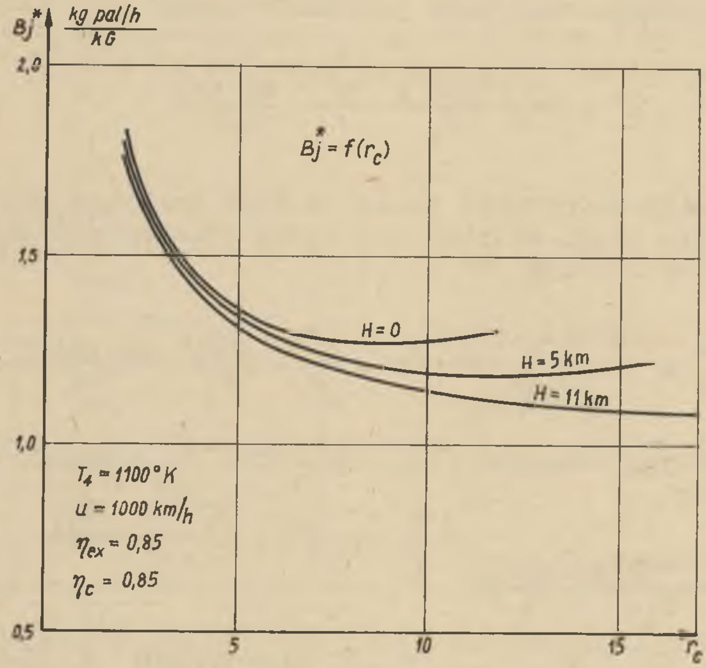
$$B_j^* = \frac{3600 \cdot c_p \cdot (T_4 - T_3)}{W_d \cdot K_j} = \frac{B^*}{G^*} \cdot \frac{3600}{K_j} \quad \frac{\text{kg pal/h}}{\text{kG}} \tag{34}$$

Podstawiając równania /6/, /7/, /30/ do równania /33/ otrzymamy

$$B_j^* = \frac{3600 \cdot \mu \cdot c_p \cdot T_0}{W_d} \sqrt{\frac{\varkappa - 1}{2}} \cdot \frac{\left[\alpha - \Theta_D \left(1 + \frac{r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1}{\eta_c}\right)\right]}{a_0 \cdot \sqrt{\eta_{ex} \cdot \alpha \left[1 - \frac{1}{\Theta_D} \left(\frac{1}{r_c}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right] - \frac{\Theta_D}{\eta_c} \left(r_c^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} - 1\right)} - \sqrt{\Theta_D - 1}}$$

(34a)

Z wykresu sporządzonego na podstawie równania /34a/ /rys.9/ wynika, że jednostkowe zużycie paliwa osiąga swoje minimum dla stosunku sprężania $/r_c/'_{opt}$. Różnica w optymalnych stosunkach sprężania dla funkcji $K_j/r_c/$ i $B_j^*/r_c/$ wynika z tego, że wartość stosunku B^*/G^* zmienia się wraz ze stopniem sprężenia r_c. Ponieważ $/r_c/'_{opt} > /r_c/_{opt}$ korzystając z tego, że charakter krzywych $B_j^*/r_c/$ jest płaski w obszarze minimum, należy obierać stopień sprężania w kompresorze leżący w pobliżu $/r_c/_{opt}$. W tym przypadku silnik będzie rozwijał ciąg jednostkowy bliski maksymalnemu przy jednostkowym zużyciu paliwa bliskim minimalnemu. Mniejsze wartości stosunku sprężania r_c umożliwiają budowę mniejszych i lżejszych silników o tej samej mocy.



Rys.9. Zależność jednostkowego zużycia paliwa od stosunku sprężania w kompresorze i od pułapu

3. Wpływ szybkości lotu i pułapu na siłę ciągu, na jednostkowe zużycie paliwa, na moc i sprawność silnika turbo-odrzutowego

Mając wyznaczoną wartość ciągu jednostkowego K_j można obliczyć siłę ciągu K z zależności

$$K = (G^* + B^*) \cdot K_j \ kG \qquad (35)$$

gdzie $/G^* + B^*/$ oznacza masowe natężenie przepływu czynnika roboczego przez silnik. Przy założeniu $B^* \ll G^*$ równanie powyższe można napisać w postaci

$$K = G^* \cdot K_j \tag{35a}$$

Rozpatrując konkretny silnik, którego powierzchnię przekroju wylotowego dyszy napędowej oznaczymy przez F, masowe natężenie przepływu czynnika roboczego określa się na podstawie równania

$$G^* = F \cdot w_6 \cdot \gamma_6 = \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot w_6 \cdot \gamma_6 = F \cdot w_6 \cdot \frac{P_o}{R \cdot T_6} \tag{36}$$

Na podstawie równań /25a/ i /36/ możemy napisać zależność

$$K = \frac{P_o \cdot F \cdot w_6}{R \cdot T_6} \cdot (w_6 - u) \tag{35b}$$

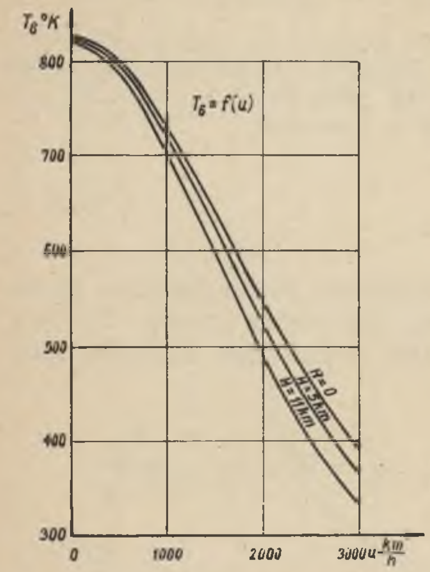
lub po rozwinięciu

$$K = \frac{F \cdot P_o \left[\varphi^2 \cdot \frac{2}{\varkappa - 1} \cdot a_o^2 \cdot \alpha \cdot \bar{\Phi} - u \left(\varphi \cdot \sqrt{\frac{2}{\varkappa - 1}} \cdot a_o \cdot \sqrt{\alpha \cdot \bar{\Phi}} \right) \right]}{\mu \cdot R \left[T_o \cdot \alpha \left(1 - \Theta_D \cdot \frac{\theta_c - 1}{\alpha \cdot \eta_c} - \varphi^2 \cdot \Phi \right) \right]} \tag{37}$$

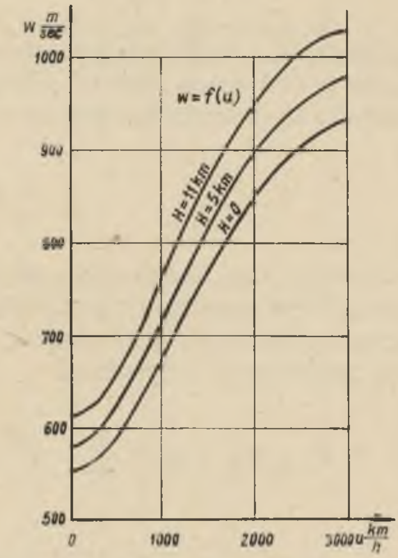
Ponieważ powierzchnia F jest różna dla różnych silników, więc jako wartość porównawczą wprowadza się często ciąg przypadający na jednostkę powierzchni przekroju wylotowego dyszy napędowej

$$K_F = \frac{K}{F} \quad \frac{kG}{m^2} \tag{38}$$

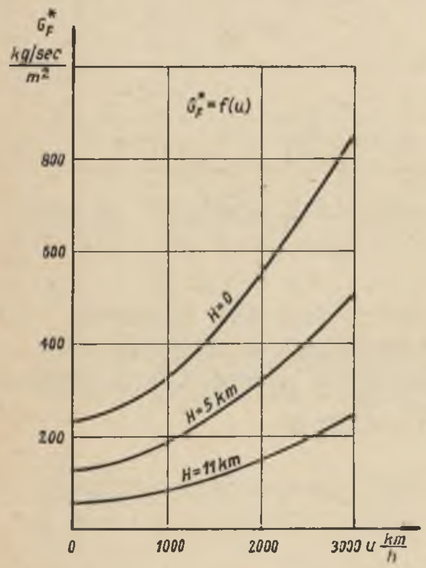
Na rys.14 pokazany jest wpływ szybkości lotu na ciąg przypadający na jednostkę powierzchni przekroju wylotowego dyszy napędowej. Z powodu efektu wstępnego sprężania w dyfuzorze dolotowym ciąg silnika wzrasta wraz ze



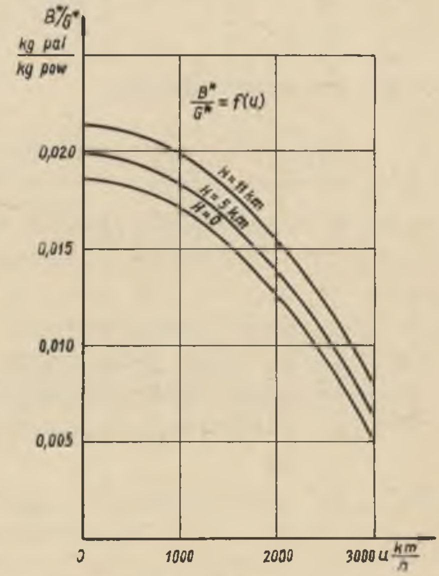
Rys. 10. Zależność temperatury T_6 u wylotu z dyszy napędowej od szybkości lotu i od pułapu



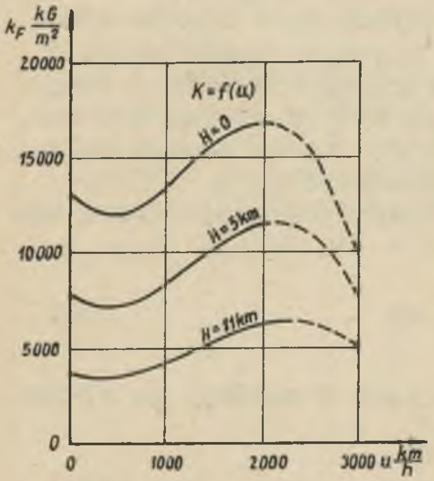
Rys. 11. Zależność szybkości wypływu strumienia z dyszy napędowej od szybkości lotu i od pułapu



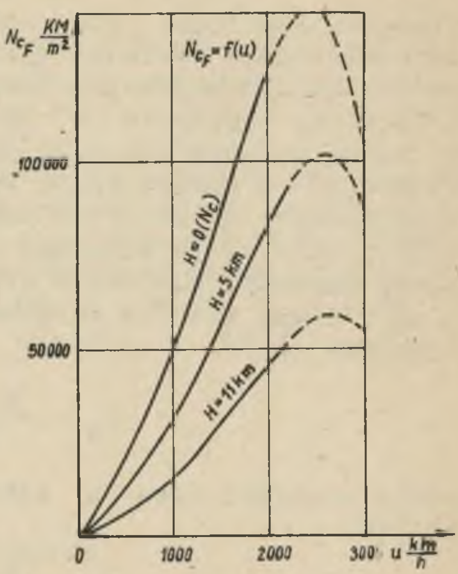
Rys. 12. Zależność natężenia przepływu czynnika roboczego przez silnik, przypadającego na jednostkę powierzchni przekroju wylotowego dyszy napędowej od szybkości lotu i od pułapu



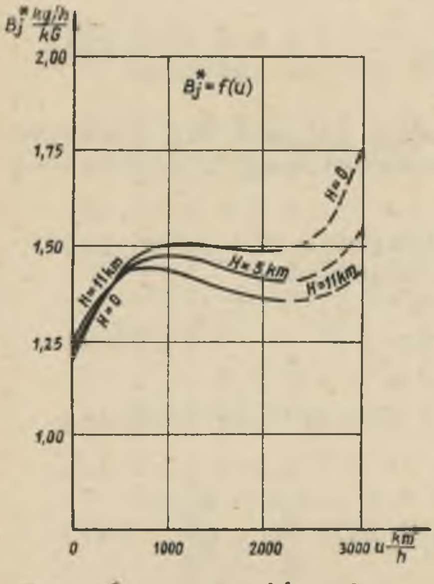
Rys. 13. Zależność stosunku B^*/G^* od szybkości lotu i od pułapu



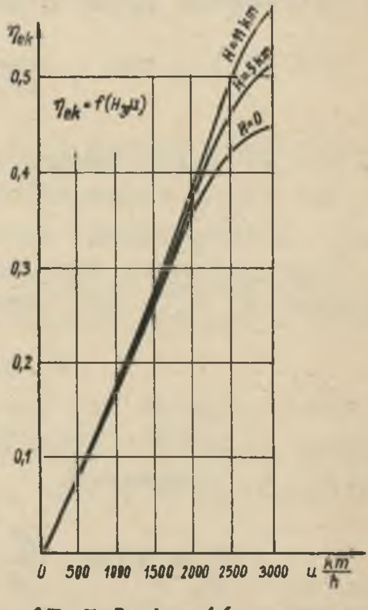
Rys.14. Zależność ciągu przypadającego na jednostkę powierzchni przekroju dyszy napędowej od szybkości lotu i od pułapu



Rys.15. Zależność mocy ciągu odniesionej do jednostki powierzchni przekroju wylotowego dyszy napędowej od szybkości lotu i od pułapu



Rys.16. Zależność jednostkowego zużycia paliwa od szybkości lotu i od pułapu



Rys.17. Zależność sprawności ekonomicznej napędu turbo-odrzutowego od szybkości lotu i od pułapu

wzrostem szybkości lotu, osiągając po przekroczeniu punktu minimalnego wartości wyższe niż na starcie /u = 0/. Ograniczeniem szybkości lotu przy danej temperaturze T_4 i stosunku sprężania r_c jest nadwyżka siły oporów lotu na danym pułapie nad siłą ciągu. Wielkość oporu można wyznaczyć na drodze badań laboratoryjnych w kanale aerodynamicznym. Ze wzrostem pułapu, na którym odbywa się lot, maleje siła ciągu silnika. Dzieje się to na skutek malejącej gęstości powietrza wraz z wysokością.

Moc ciągu silnika turbo-odrzutowego wyznacza się z zależności [6] x)

$$N_c = \frac{K \cdot u}{75} \text{ KM} \tag{39}$$

gdzie szybkość lotu u wyrażona jest w metrach na sekundę lub

$$N_c = \frac{K \cdot u}{270} \text{ KM} \tag{39a}$$

jeżeli szybkość wyrażona jest w km/h. Wartość K podana jest równaniem /37/.

Moc ciągu odniesiona do jednostki powierzchni przekroju wylotowego dyszy napędowej określa się z zależności

$$(N_c)_F = \frac{N_c}{F} \tag{40}$$

Na rys. 15 zilustrowano, w jaki sposób zmienia się rozwijana moc $/N_c/_F$ ciągu silnika turbo-odrzutowego z szybkością lotu u i pułapem H.

Nawiązując do równania /34/ otrzymuje się przez podstawienie $K_j = K/G^*$ następującą zależność

$$B_j^* = \frac{B^*}{G^*} \cdot \frac{G^*}{K} \tag{34b}$$

Mnożąc licznik i mianownik prawej strony tego równania przez F otrzymamy

$$B_j^* = 3600 \cdot \frac{B^*}{G^*} \cdot \frac{G^*}{F} \cdot \frac{F}{K} = 3600 \frac{B^*}{G^*} \cdot \frac{G_F^*}{K_F} \tag{41}$$

x) Równanie (5)

gdzie $G_F^* = G^*/F$ oznacza natężenie przepływu czynnika roboczego przez silnik, przypadające na jednostkę powierzchni przekroju wylotowego dyszy napędowej. Wartości występujące we wzorze /41/ obliczać należy z równań /11b/, /36/ i /38/. Zależność jednostkowego zużycia paliwa przypadającego na 1 kG siły ciągu przedstawiono na rys.16.

Rysunki 10-17 wykonano na podstawie obliczeń charakterystyki ruchowej silnika turbo-odrzutowego przy następujących założeniach: $T_4 = 1100\ ^{\circ}K$, $\varphi = 1$, $r_c = 3$, $\eta_{ks} = 1$. $\eta_T = \eta_c = 0{,}85$, $W_d = 10\ 000$ kcal/kg.

BIBLIOGRAFIA

[1] А.В. Болгарский, В.К. Щукин - Рабочие процессы в жидкостно - реактивных двигателях, Москва 1953

[2] Н.В.Иноземцев, Авиационные газотурбинные двигатели, Москва 1955

[3] E.H. Lewitt: Thermodynamics Applied to Heat Engines, London 1953

[4] St. Ochęduszko: Teoria Maszyn Cieplnych, Warszawa 1957 PWT

[5] E. Schmidt: Thermodynamik Berlin 1953

[6] T. Świerzawski: Sprawność napędu odrzutowego, Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Energetyka 2, 1957

[7] E.T. Vincent: The Theory and Design of Gas Turbines and Jet Engines, New York 1950

[8] M.J. Zucrow: Principles of Jet Propulsion and Gas Turbines, New York 1948

Характеристика движения турбо-реактивного двигателя

Резюме

Эта статья является продолжением научной работы автора на тему теории турбо-реактивного двигателя. Обсуждается в ней характеристика движения турбо-реактивного двигателя. Выведено уравнения, которые определяют температуру перед соплами турбины, выхлопную скорость газов с сопла двигателя, а также экономический коэффициент полезного действия в зависимости от высоты и скорости полёта. Затем описано влияние соотношения сжатия в компрессоре на силу тяги и единичный расход топлива, а также влияние скорости полёта и высоты полёта на силу тяги, на единичный расход топлива и на мощность турбо-реактивного двигателя.

Performance Characteristics of the Turbojet Engine

SUMMARY

This article is a continuation of the author's paper concerning the theory of jet propulsion. It discusses the performance characteristics of the turbojet engine, Equations deriving here, determine the temperature at the entrance to the turbine, the discharge velocity of the jet gases and the overall efficiency as functions of Mach number of the entering air for different altitudes. This paper discusses also the effect of the pressure ratio for the air compressor upon the static thrust developed and the corresponding specific fuel consumption as well as the effect of the flight speed and operating altitude upon the thrust, the thrust horsepower developed and upon the overall efficiency of the turbojet engine.