

Henryk ŁUKOWICZ
Włodzimierz WRÓBLEWSKI
Politechnika Śląska

WARUNKI WYMIANY CIEPŁA W STOPNIU KOMOROWYM PRZY RÓŻNYCH STANACH OBCIĄŻENIA

Streszczenie. W artykule przedstawiono metodę wyznaczania współczynników wnikania ciepła na powierzchni tarczy wirnikowej stopnia komorowego. Omówiono sposób określania struktury przecieków w stopniu, podano różne metody określania mocy tarcia tarczy wirującej. Przeprowadzono obliczenia dla wybranej geometrii stopnia.

THE CONDITIONS OF HEAT EXCHANGE IN A IMPULSE STAGE UNDER DIFFERENT STATES OF LOADING

Summary. The paper presents a method of determining the coefficients of heat transfer on the surface of the rotor disk of the impulse stage. A way of determining the structure of interstage leakages has been presented and different methods of determining the friction power of the rotor disk have been shown. Also, calculations have been made for a given stage geometry.

УСЛОВИЯ ОБМЕНА ТЕПЛА В АКТИВНОЙ СТУПЕНИ ПРИ РАЗНЫХ НАГРУЗКАХ

Резюме. В статье представлено метод определения коэффициентов теплоотдачи на поверхности диска ротора активной ступени. Обсуждено способ определения протечек в ступени. Представлено разные методы определения мощности трения диска ротора. Сделано расчеты для избранной геометрии ступени.

Spis oznaczeń

f, F - siła,
 i - entalpia,
 m - strumień masy,
 N - moc,
 Nu - liczba Nusselta,
 p - ciśnienie,
 Pr - liczba Prandtla,
 r - współrzędne promieniowe, promień tarczy,
 Re - liczba Reynoldsa,
 s - entalpia, szerokość szczeliny między tarczą wirującą i nieruchomą,
 t, T - temperatura,

- V - prędkość przepływu czynnika, objętość właściwa,
- z - współrzędna osłowa,
- δ - grubość warstwy przysciennej,
- ν - lepkość kinetyczna,
- φ - stosunek rzeczywistej prędkości czynnika do prędkości w przepływie izentropowym,
- ρ - gęstość,
- τ - naprężenie styczne,
- ω - prędkość kątowna,

Wskaźniki

- p - parametry u podstawy łopatkii,
- r - kierunek promieniowy,
- s - przepływ izentropowy, parametry czynnika omijającego tarczę,
- z - kierunek osłowy,
- φ - kierunek obwodowy,
- ($\bar{\quad}$) - parametry spoczynkowe.

1. WPROWADZENIE

Umiejętność poprawnego określenia stanu termicznego elementów stopnia komorowego jest konieczna do ogólnej oceny stanu obciążenia tych elementów, w tym również do określenia naprężeń i wydłużeń cieplnych. W ogólnym przypadku zagadnienie to wymaga sformułowania zadania brzegowego, obejmującego równania zachowania dla przepływu głównego i przepływów pobocznych (przecieków) oraz równania określającego pole temperatury, stan naprężenia dla tarczy kierowniczej oraz wirnikowej.

Tak sformułowane ogólnie zadanie brzegowe ze względu na swoją trudność wymaga rozwiązania wielu zagadnień cząstkowych. Przedmiotem niniejszego artykułu jest rozwiązanie następujących zadań cząstkowych:

1. Zadanie określenia struktury przecieków dla stopnia komorowego,
2. Określenie mocy tarcia tarczy wirnikowej,
3. Wyznaczenie współczynników wnikania ciepła na powierzchni tarczy.

Rozwiązanie wymienionych zagadnień wymaga określenia w pierwszej kolejności parametrów pary w charakterystycznych przekrojach części przepływowej dla różnych stanów obciążenia.

W ramach niniejszego opracowania strukturę przecieków w stopniu komorowym wyznaczono biorąc pod uwagę ogólną postać geometryczną stopnia przedstawioną na rys. 2.1.

Do określenia mocy tarcia tarczy wirnikowej wykorzystano różne modele opisujące zjawisko przepływu wokół wirującej tarczy. Zaproponowano odpowiednio formuły wyznaczenia wartości mocy tarcia generowanej przez wirującą tarczę.

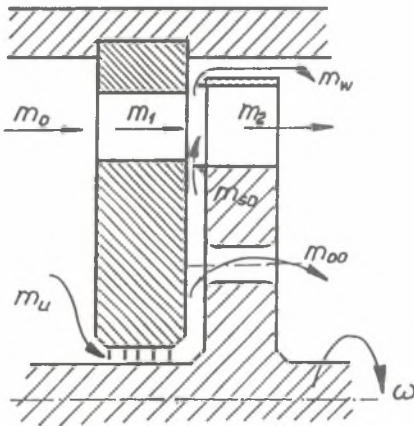
Związki służące do wyznaczania współczynników wnikania ciepła na powierzchniach bocznych wirującej tarczy znaleziono z uwzględnieniem zmienności współczynnika mocy tarcia.

Rozwiązanie tych zadań, oprócz znaczenia praktycznego, może stanowić punkt wyjścia do dyskusji stanów termicznych turbin (stopni komorowych) przy małych obciążeniach.

Istotnym impulsem do podjęcia tego rodzaju badań jest brak w literaturze rozwiązań dla rzeczywistych geometrii i warunków występujących w turbinach oraz intensywny rozwój metod badawczych przepływów w maszynach wirnikowych.

2. BADANIE STRUKTURY PRZECIEKÓW W STOPNIU KOMOROWYM TURBINY

Punktem wyjścia do analizy przepływu przez stopień komorowy jest znajomość rozkładu parametrów termodynamicznych pary w charakterystycznych przekrojach stopnia (przekroje 0-0, 1-1, 2-2 na rys.2.1).



Rys.2.1. Schemat przecieków w stopniu komorowym

Fig.2.1. The diagram of interstage leakages of the impulse stage

Do ich wyznaczania zastosowano algorytmy przedstawione przez autorów w [1,2].

Na skutek określonego rozkładu ciśnienia w stopniu część czynnika omija kanały łopatkowe i przepływa przez szczeliny, których ze względów konstrukcyjnych nie można w stopniu uniknąć. Ogólną strukturę przecieków w stopniu komorowym (akcyjnym) przedstawia rys. 2.1.

Przecieki występują w uszczelnieniach między tarczą kierowniczą a wałem m_u i między bandażem łopatek wirnikowych a korpusem m_w . Jeżeli tarcza wirnikowa posiada otwory obciążające - jak to zaznaczono na rysunku - przepływa przez nie strumień m_{00} . Dodatkowy przeciek ma miejsce w szczelinie

między kierownicą a łopatkami wirnikowymi m_{s_0} . Przepływ m_u w szczelinach kierownicy ma zawsze kierunek zaznaczony na rysunku. Pozostałe strumienie m_w , m_{o_0} i m_{s_0} mogą mieć kierunek pokazany na rysunku lub kierunek odwrotny (ujemny). Zależy to głównie od udziału dynamicznego wirnika. Przyjmując za dodatnie kierunki przepływów zaznaczone na rysunku, można napisać następujące równania bilansu masy w kontrolnych przekrojach stopnia (zob. [3], 1982):

$$m_1 = m_0 - m_u \quad (2.1)$$

$$m_u = m_{o_0} + m_{s_0} \quad (2.2)$$

$$m_2 = m_0 - m_u - m_w + m_{s_0} \quad (2.3)$$

Wykorzystując następnie równanie energii zapisane dla przemiany adiabatycznej i wprowadzając liczbę φ , charakteryzującą sprawność przemiany, otrzymuje się zależność

$$(1 - \varphi^2) \bar{i} - i(p, t) + \varphi^2 i_s(p, t_s) = 0 \quad (2.4)$$

Związek między parametrami stanu w końcu przemiany rzeczywistej i izentropowej opisuje zależność (2.4) oraz równanie entropii

$$s(\bar{p}, \bar{i}) - s(p, i_s) = 0 \quad (2.5)$$

Nieznana wartość ciśnienia w przestrzeni między tarczą kierowniczą a wirnikową można wyznaczyć z równań (2.4) i (2.5).

Obraz przepływów w tej przestrzeni zależy od relacji zachodzącej między ciśnieniami: p_x , p_{1p} , p_{2p} (p_{1p} , p_{2p} - ciśnienie u podstawy łopatki w przekroju 1 i 2).

Szczegółową dyskusję różnych wariantów zależności między ciśnieniami przeprowadzono w monografii [3].

3. GENERACJA MOCY TARCIA WIRUJĄCEJ TARCZY

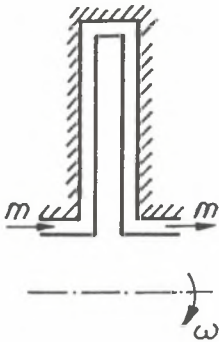
Ze względu na złożoność zjawisk eksperymentalne i analityczne badania struktury przepływów w układach wirujących dają w większości przypadków tylko przybliżone rezultaty. Obliczenia prowadzi się z uwzględnieniem szeregu uproszczeń i założeń, które znacząco zmniejszają dokładność uzyskanych rezultatów.

Obracająca się w sąsiedztwie nieruchomych tarcz kierowniczych tarcza wirnikowa powoduje zasysanie czynnika, wywołując jego ruch promieniowy w

szczelinie od środka w pobliżu tarczy wirnikowej i do środka w pobliżu ścianki nieruchomej (wir szczelinowy). W szczelinie między tarczą wirnikową a nieruchomą ścianką (lub tarczą kierowniczą) zwykle ma miejsce pewien przepływ czynnika m_s , związany ze stratami szczelności lub z koniecznością chłodzenia. Uzupełnieniem tych przepływów w szczelinie jest ruch obrotowy czynnika, wynikający z tego, że prędkość cząstek, przylegających do ścianki tarczy wirnikowej równa jest prędkości obracającej się tarczy, natomiast prędkość cząstek przylegających do kierownicy równa jest zeru. Prędkość średnia c_{sr} w szczelinie zależy od chropowatości powierzchni tarczy wirnikowej i rozmiarów szczeliny.

W dalszych rozważaniach pominięto wpływ ruchu wirowego w komorze międzytarczowej. Określono moc tarcia tarczy dla modelu osiowo-symetrycznego opływu z zadanym strumieniem czynnika podawanym przy osi tarczy z jednej strony i wypływającym z drugiej strony (rys. 3.1).

Na ściance nieruchomej i na tarczy wirnikowej dla dużych liczb Reynoldsa i dostatecznie szerokiej szczeliny tworzy się warstwa przyścienna. Między warstwami przyściennymi występuje obszar wirujący z prędkością kątową $\beta = \omega/\xi$ mniejszą od prędkości kątowej ω . Równania warstwy przyściennej zapisane dla rozważanego przypadku mają postać [4]:



Rys. 3.1. Model przepływu czynnika w szczelinie między tarczą a obudową

$$\left. \begin{aligned} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_r}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi v_r}{r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} &= v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_\varphi}{\partial z} \end{aligned} \right\} (3.1)$$

Fig. 3.1. The fluid flow model in the gap between the disk and the casing

Ponieważ w przepływie głównym między ścianką i tarczą prędkość osiowa bliska jest zeru ($v_z = 0$), można w równaniu (3.1) pominąć człony, w których występuje czynnik v_z .

Całkując te wyrażenia wzdłuż grubości warstwy przyściennej otrzymamy, po pomnożeniu przez r , następujące związki całkowe:

$$\left. \begin{aligned} \rho r \int_0^{\delta} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} dz - \rho \int_0^{\delta} v_{\varphi}^2 dz &= - \int_0^{\delta} r \frac{\partial p}{\partial r} dz - r \tau_r \\ \rho r \int_0^{\delta} v_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} dz + \rho \int_0^{\delta} v_r v_{\varphi} dz &= - r \tau_{\varphi} \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

W celu określenia oporu wirującej tarczy w przepływie turbulentnym Karman przyjął potęgowy rozkład prędkości w pobliżu tarczy:

$$\left. \begin{aligned} v_r &= ar (\omega - \beta) \left(\frac{z}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \left(1 - \frac{z}{\delta} \right) \\ v_{\varphi} &= r (\omega - \beta) \left[1 - \left(\frac{z}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \right] + r\beta. \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Dla tych rozkładów formuły na składowe naprężenia mają postać:

$$\left. \begin{aligned} \tau_r &= 0.0225 \rho \left(\frac{\nu}{\delta} \right)^{\frac{1}{4}} r^{\frac{3}{4}} (\omega - \beta)^{\frac{3}{4}} v_0 (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{8}} \\ v_0 &= ar (\omega - \beta) \\ \tau_{\varphi} &= - 0.0225 \rho \left(\frac{\nu}{\delta} \right)^{\frac{1}{4}} r^{\frac{7}{8}} (\omega - \beta)^{\frac{7}{4}} (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{8}} \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Po podstawieniu (3.3) i (3.4) do równania (3.1) otrzymujemy dwa równania [4].

$$\left. \begin{aligned} r^2 \delta [B - C\alpha^2 (\omega - \beta)] &= Xv_0 \\ r^2 v_0 \delta A &= Xr^2 (\omega - \beta). \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

gdzie:

$$A = \frac{\beta}{720} \left[119 \xi + 469 \right]$$

$$B = \frac{\beta^2}{36} (\xi - 1) (\xi + 8)$$

$$C = \frac{4459}{16560}$$

$$X = 0.0225 \left(\frac{\nu}{\delta} \right)^{\frac{1}{4}} (\omega - \beta)^{\frac{3}{4}} (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{8}} r^{\frac{7}{4}}.$$

Z równania (3.5) otrzymamy wartości α i δ :

$$\alpha^2 = \frac{115 (\xi + 8)}{1199\xi + 1582} \quad (3.6)$$

$$\delta = \frac{0.0225^{\frac{4}{5}} \nu^{\frac{1}{5}} (\omega - \beta)^{\frac{3}{5}} (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{10}} r^{\frac{3}{5}}}{\alpha^{\frac{4}{5}} A^{\frac{4}{5}}}$$

Dla momentu tarcia tarczy mamy:

$$M_t = \frac{20}{23} \pi \rho a^{\frac{23}{5}} \cdot 0.0225^{\frac{4}{5}} \nu^{\frac{1}{5}} \beta^{\frac{9}{5}} (\xi - 1)^{\frac{8}{5}} (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{10}} \alpha^{\frac{1}{5}} \cdot \left(\frac{119}{720} \xi + \frac{469}{720} \right)^{\frac{1}{5}}. \quad (3.7)$$

Analogiczne obliczenia można przeprowadzić dla ścianki nieruchomej. Moment sił tarcia wyraża się zależnością:

$$M_{sc} = \frac{20}{23} \pi \rho \cdot 0.0225^{\frac{4}{5}} \nu^{\frac{1}{5}} \beta^{\frac{9}{5}} b^{\frac{23}{5}} (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{10}} k^{\frac{1}{5}} \alpha^{\frac{1}{5}}. \quad (3.8)$$

gdzie:

$$\alpha' = \frac{V'_0}{\beta r} = \sqrt{0.581542} \quad (3.9)$$

$$k = \frac{469}{7.20}$$

Z warunku $M_t = M_{sc}$ otrzymamy wyrażenie:

$$\alpha (1 + \alpha^2)^{\frac{3}{1}} (\xi - 1)^8 \left(\frac{119}{720} \xi + \frac{469}{720} \right) = k \alpha' (1 + \alpha'^2)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{b}{a} \right)^{23}, \quad (3.10)$$

gdzie:

b - promień tarczy nieruchomej,

a - promień tarczy wirującej.

Z równania (3.10) oraz z równań (3.6) i (3.9) można wyznaczyć wartość ξ .

Współczynnik momentu wynosi:

$$C_M = \frac{0.233448 \left(\frac{b}{a} \right)^{4.6}}{\xi^{1.8} Re^{0.2}}; \quad Re = \frac{a^2 \omega}{\nu} \quad (3.11)$$

Przy czym dla małych wartości $\frac{b}{a} - 1 = \frac{n}{100}$ otrzymano:

$$\xi = \frac{\omega}{\beta} = 2.05908 (1 + 0.01482 n + 0.0001413 n^2 + \dots) \quad (3.12)$$

Dla $a = b$ jest

$$C_M = 0.063618 Re^{-0.2}$$

Moc tarcia generowana na obu powierzchniach tarczy określona jest z zależności, np. [5]:

$$N_T = 2 \cdot \frac{1}{2} \rho u_2^3 C_M = \rho \omega^3 r_2^3 C_M \quad (3.13)$$

Inny tok postępowania przy wyznaczaniu mocy tarcia podaje Machowko i Kowalenko (1977) [6].

Wielkość przyrostu momentu pędu względem osi obrotu w kierunku obwodowym, dla elementarnego pierścienia czynnika zawartego między promieniami r i $r+dr$, oraz między tarczą a ścianką nieruchomą określa się z zależności:

$$\frac{d}{dr} (2\pi r^2 \rho_s \int_0^h v_r v_\varphi dz) = 2\pi r^2 (\tau_{\varphi|s\dot{c}} - \tau_{\varphi|t}), \quad (3.14)$$

gdzie:

$$\tau_{\varphi|t} = K_t \frac{\rho_s (\tau\omega - v_\varphi^*)^2}{2} - \text{naprężenie tarcia na tarczy}$$

$$\tau_{\varphi|s\dot{c}} = K_{s\dot{c}} \frac{\rho_s v_\varphi^{*2}}{2} - \text{naprężenie tarcia na ścianie nieruchomej}$$

W rozważaniach przyjęto założenie, że prędkość obrotowa przepływu głównego na danym promieniu jest stała i wynosi $v_\varphi = v_\varphi$. Założenie to jest słuszne przy dużych wartościach prędkości obrotowej. W tym przypadku cała zmiana prędkości obrotowej zachodzi tylko w cienkiej warstwie przyściennej przy powierzchni tarczy i przy ścianie nieruchomej.

Z równania (3.14) można otrzymać wyrażenie na siłę tarcia df działającą na elementarne pierścieniowe powierzchnie tarczy i ścianki.

$$df_{s\dot{c}} - df_t = \frac{1}{r} d(2\pi r^2 \rho_s \int_0^h v_r v_\varphi dz) \quad (3.15)$$

$$df_{s\dot{c}} = 2\pi r dr \tau_{\varphi|s\dot{c}}$$

$$df_t = 2\pi r dr \tau_{\varphi|t}$$

Przyjmując, że prędkość v_r wynika tylko ze strumienia m_s , można zapisać analogiczne równanie dla drugiej prędkości powierzchni tarczy, uwzględniając przeciwny znak prędkości v_r .

Sumaryczna wartość siły tarcia tarczy dF_t wynika z dodania tych dwóch równań. Przyjmując, że współczynniki K_t i $K_{s\dot{c}}$ nie zależą od kierunku prędkości promieniowej, otrzymujemy:

$$dF_t = 2df_t = 2K_t 2\pi r dr \frac{\rho_s (\tau\omega - v_\varphi^*)^2}{2} = 2K_{s\dot{c}} 2\pi r dr \frac{\rho_s v_\varphi^{*2}}{2}. \quad (3.16)$$

Z równania (3.16) wynika, że stosunek średniej prędkości obrotowej czynnika do prędkości obrotowej elementarnego pierścieniowego wycinka tarczy wynosi:

$$\varepsilon = \frac{v^*}{r\omega} = \frac{1}{\sqrt{\frac{K_t}{K_{s\dot{c}}} + 1}} \quad (3.17)$$

Moc tarcia określa się z zależności:

$$\int_0^h dn = \int_0^h \omega r dF_t \quad (3.18)$$

Dla znanych współczynników tarcia K_t , $K_{s\dot{c}}$, stałych wzdłuż promienia z równania (3.18) otrzymujemy:

$$N = \frac{2\pi K_{s\dot{c}} (1-\varepsilon)}{5} \omega^3 \rho_s (r_2^2 - r_1^2) . \quad (3.19)$$

Zależność (3.19) ze względu na szereg uproszczeń można stosować do oceny mocy tarcia w obracających się układach. Należy jednak zauważyć, że w złożonych przypadkach przepływu, jaki ma miejsce w stopniu turbinowym, gdzie wirnik obraca się w objętości o złożonej konfiguracji, powodującej liczne przepływy wtórne i przepływy z oderwaniem stosuje się często formuły empiryczne. Formuły te zbieżne są z postacią zależności (3.19).

W [7] sprowadza się formułę (3.19) do postaci:

$$N = K \cdot \frac{u_2^3 d_2^2}{2 \nu_s} , \quad (3.20)$$

Współczynnik tarcia K zależy głównie od liczby Reynoldsa $Re = \frac{ur_2}{\nu_s}$, struktury przepływu w szczelinie, względnej szerokości szczeliny s/r_2 oraz chropowatości powierzchni.

W przypadku przepływu turbulentnego w szczelinie, uwzględniając oderwanie warstwy przyściennej (co charakterystyczne jest dla stopni turbinowych), można przyjąć dla przepływu pary przez uszczelnienie labiryntowe następującą zależność dla współczynnika K :

$$K = 2.5 \cdot 10^{-2} \left(\frac{s}{r_2}\right)^{10} Re^{\frac{1}{5}} \quad (3.21)$$

W zakresie liczb Reynoldsa i wartości s/r_2 charakterystycznych dla turbin parowych wartość K mieści się w zakresie $0.45 \cdot 10^{-3}$ do $0.8 \cdot 10^{-3}$.

4 WPLYW STRUMIENIA W SZCZELINIE NA MOC TARCIA

W szczelinie między obracającą się tarczą wirnikową i obudową (ścianką nieruchomą) zawsze przepływa strumień czynnika, wynikający z nieszczelności lub z chłodzenia tarczy.

Przyrost obwodowej składowej momentu pędu względem osi obrotu dla elementarnego pierścienia zawartego między tarczą i ścianką wyraża się zależnością (3.14).

Przy dużych prędkościach obrotowych w głównej części strumienia ustala się stała dla danego promienia prędkość obwodowa $v_\varphi = v_\varphi^*$. Główna zmiana prędkości obwodowej zachodzi w cienkich warstwach przysściennych przy tarczy i przy ściance. Z tego względu można w przybliżeniu wyciągnąć spod znaku całki wyrażenie $v_\varphi = v_\varphi^*$:

$$2\pi \int_0^h v_r v_\varphi \rho dz \equiv v_\varphi^* 2\pi \int_0^h v_r dz = \frac{v_\varphi^*}{r} \frac{m_s}{\gamma}, \quad (4.1)$$

gdzie:

m_s - strumień czynnika przepływający przez szczelinę,

γ - ciężar właściwy.

Po uwzględnieniu zależności na naprężenia tarcia otrzymamy wyrażenie:

$$m_s \frac{d}{dr} (r v_\varphi^*) = \pi K \gamma r^2 \left[(r\omega - v_\varphi^*)^2 - v_\varphi^{*2} \right] = \pi K \gamma r^4 \omega^2 \left[1 - 2 \frac{v_\varphi^*}{r\omega} \right]. \quad (4.2)$$

Jeżeli przyjmiemy:

$$\epsilon = \frac{v_\varphi^*}{r\omega}; \quad x = \frac{r}{r_0},$$

gdzie:

r_0 - promień dopływu czynnika do szczeliny,

to otrzymamy:

$$x^2 dz + 2x\epsilon dx = K \frac{\pi \gamma \omega r_0^2}{m_s} x^4 (1 - 2\epsilon) dx \quad (4.3)$$

i ostatecznie:

$$d\epsilon \left[\beta x^2 - 2\epsilon \left(\beta x^2 + \frac{1}{x} \right) \right] dx, \quad (4.4)$$

gdzie przez β oznaczono wielkość:

$$\beta = K \cdot \frac{\pi \gamma \omega r_0^3}{m_s} \quad (4.5)$$

W ogólnym przypadku dla dużych liczb Reynoldsa K jest słabo zależne od promienia i dlatego można uznać wielkość β za niezależną od x . Całkowanie równania różniczkowego (4.4) daje:

$$\epsilon = \frac{1}{x^2} e^{\frac{2}{3} \beta x^3} \left(C + \beta \int_1^x x^4 e^{\frac{2}{3} \beta x^3} dx \right) \quad (4.6)$$

Wielkość stałej C zależy od brzegowej wartości ϵ dla $x=1$. Jeżeli czynnik podawany jest do szczeliny przy $r=r_0$ i płynie od środka, to dla promienia r_0 mamy przypadek przepływu bez strumienia, tzn. przy $m_s=0$. Wartość ϵ wynosi wtedy:

$$\epsilon = \frac{v \varphi^*}{r \omega} = \frac{1}{2}. \quad (4.7)$$

Warunek brzegowy przy $x=1$, jest równy $\epsilon = \frac{1}{2}$, a wartość C wynosi:

$$C = \frac{1}{2} e^{\frac{2}{3} \beta}.$$

W przypadku przepływu od środka stała β jest dodatnia, natomiast dla przepływu do środka $\beta < 0$.

Całkę w wyrażeniu (4.6) najwygodniej określa się numerycznie.

Do wyznaczania mocy tarcia można wykorzystać zależność (3.19).

5. OKREŚLENIE WSPÓŁCZYNNIKÓW WNIKANIA NA POWIERZCHNI TARCZY

Określenie współczynników wnikania na powierzchni tarczy wirnikowej stanowi podstawę do wyznaczania rozkładu temperatury i naprężeń w tarczy.

Do obliczeń współczynników wnikania oprócz wielkości geometrycznych wchodzi także parametry pary w danym punkcie turbiny, otrzymane z obliczeń linii rozprężenia.

Do wyznaczania współczynnika wnikania ciepła do tarczy wirnikowej α_{tw} można wykorzystać równanie, np. [8].

$$Nu = 0,366 C_M Re^{0,8} Pr \quad (5.1)$$

$$Nu = \frac{\alpha_{tw} r}{\lambda}, \quad Re = \frac{\omega r^2}{\nu}$$

Wartości zredukowanego współczynnika mocy tarcia przedstawiono w postaci równania aproksymacyjnego, otrzymanego na podstawie wykresów zamieszczonych w [8]:

$$C_M = \frac{0,01482}{0,3} \frac{s}{r_2} + 0,03506. \quad (5.2)$$

Do określenia α_{tw} można przyjąć również inną zależność:

$$Nu = 0,357 Re^{0,8} Pr^{0,8}$$

$$Nu = \frac{\alpha_{tw} \cdot 2\pi r}{\lambda}, \quad Re = \frac{w \cdot 2\pi r}{\nu} \quad (5.3)$$

$$w = r \omega \left(1 - \frac{\beta}{\omega}\right).$$

Po przekształceniach:

$$\alpha_{tw} = 0,0394 \lambda \frac{\left[Pr \omega \left(1 - \frac{\beta}{\omega}\right)\right]^{0,8} r^{0,6}}{\nu^{0,8}}, \quad (5.4)$$

gdzie:

ω - prędkość kąтова,

$$\frac{\beta}{\omega} = \left(-\frac{0,1025}{0,3} \frac{s}{r_2} + 0,5\right),$$

s - szczelina między tarczą kierowniczą i tarczą wirnikową,

r_2 - promień zewnętrzny tarczy,

ν - współczynnik lepkości kinetycznej pary,

λ - współczynnik przewodzenia ciepła pary.

Przepływ ciepła w miejscu zamocowania łopatek do tarczy można modelować wprowadzając zastępcze współczynniki wnikania ciepła na zewnętrznym obrzeżu tarczy wirnikowej α_{1z} , np. [9].

6. PRZYBLIŻONA METODA WYZNACZANIA WZROSTU TEMPERATURY CZYNNIKA WYWOŁANEGO CIEPŁEM TARCIA W WARUNKACH MINIMALNEGO ZASILANIA

Na skutek pracy sił tarcia w czynniku i na jego brzegach wydziela się ciepło tarcia, podgrzewające zarówno czynnik, jak i materiał tarczy i ścianki nieruchome.

W celu ochrony zachodzących zjawisk rozpatrujemy uproszczony model przedstawiony na rys. 3.1.

Rozwiązanie tego zagadnienia sprowadza się wtedy do zależności [6]:

$$T_s = T_0 + (T_{smax} - T_0) \left[1 - \exp \left(- \frac{c_s m_s}{c_t m_t} t \right) \right] \quad (6.1)$$

$$T_{smax} = \frac{T_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{T_0}{2} \right)^2 + \frac{B p_s}{c_s m_s}}$$

gdzie:

$$B = \frac{2\pi K_{sc} \cdot \epsilon^2}{5} \omega^3 \left(r_2^5 - r_1^5 \right)$$

T_0 - temperatura początkowa czynnika i tarczy,

T_s - temperatura końcowa,

c_s - ciepło właściwe czynnika,

c_t - ciepło właściwe tarczy,

m_s - strumień czynnika,

m_t - masa tarczy,

p_s - ciśnienie czynnika,

R - stała gazowa,

t - czas.

7. PRZYKŁAD OBLICZENIOWY

Przedstawione metody obliczeniowe zostały zastosowane do analizy zjawisk zachodzących w stopniu komorowym turbiny parowej. Do szczegółowych rozważań przyjęto geometrię stopnia części wysokoprężnej turbiny o mocy 200 MW.

W celu jakościowej i ilościowej oceny zjawisk zachodzących w stopniu pierwszym przybliżeniu przyjęto uproszczenie, polegające na pominięciu otworów obciążających w tarczy wirnikowej.

7.1. Określenie parametrów termodynamicznych i kinetycznych czynnika stopniu

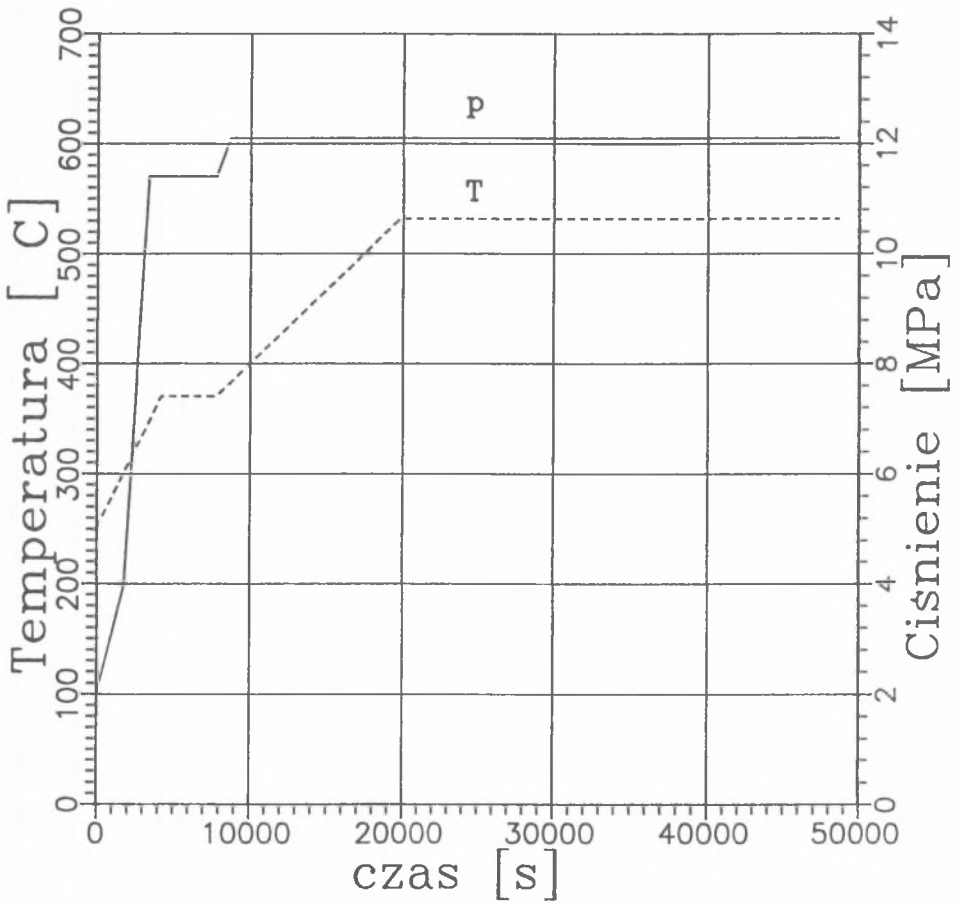
Rozważane zagadnienie jest szczególnie istotne dla pracy turbiny przy małych obciążeniach. Odpowiada to biegowi turbiny luzem i stanom rozruchowym. Punktem wyjścia do rozważań tego zagadnienia jest, oprócz geometrii stopnia, znajomość zmian w stopniu parametrów termodynamicznych czynnika.

Do wyznaczania czasowego przebiegu tych parametrów wykorzystano charakterystykę rozruchową turbiny przedstawioną na rys. 7.1. i 7.2.

W wyniku przeprowadzonych obliczeń otrzymano przebieg czasowy ciśnienia (rys.7.3) i temperatury (rys.7.4) w charakterystycznych przekrojach stopnia. Dla rozważanego stopnia przebieg parametrów za kierownicą różni się nieznacznie od parametrów za stopniem. Z tego względu na wykresach przedstawiono jedynie parametry w przekroju wlotowym i wylotowym stopnia.

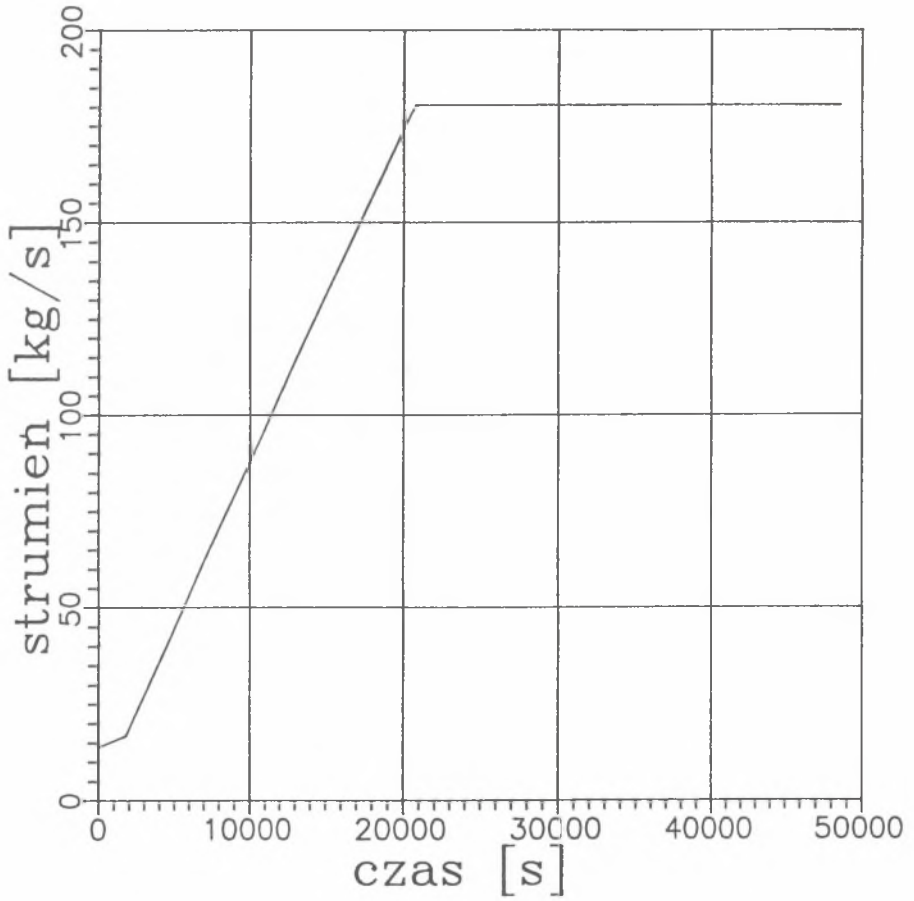
7.2. Wyznaczenie strumieni przecieków w stopniu

Wyznaczone przebiegi parametrów pary w stopniu (rys.7.3 i 7.4) posłużyły do określenia strumienia przecieku przez uszczelnienie tarczy kierowniczej i parametrów termodynamicznych pary w szczelinie między tarczą kierowniczą a wirnikową. Na rys. 7.5 przedstawiono przebieg ciśnienia pary w przestrzeni między tarczami oraz strumień przecieku przez uszczelnienie tarczy kierowniczej.



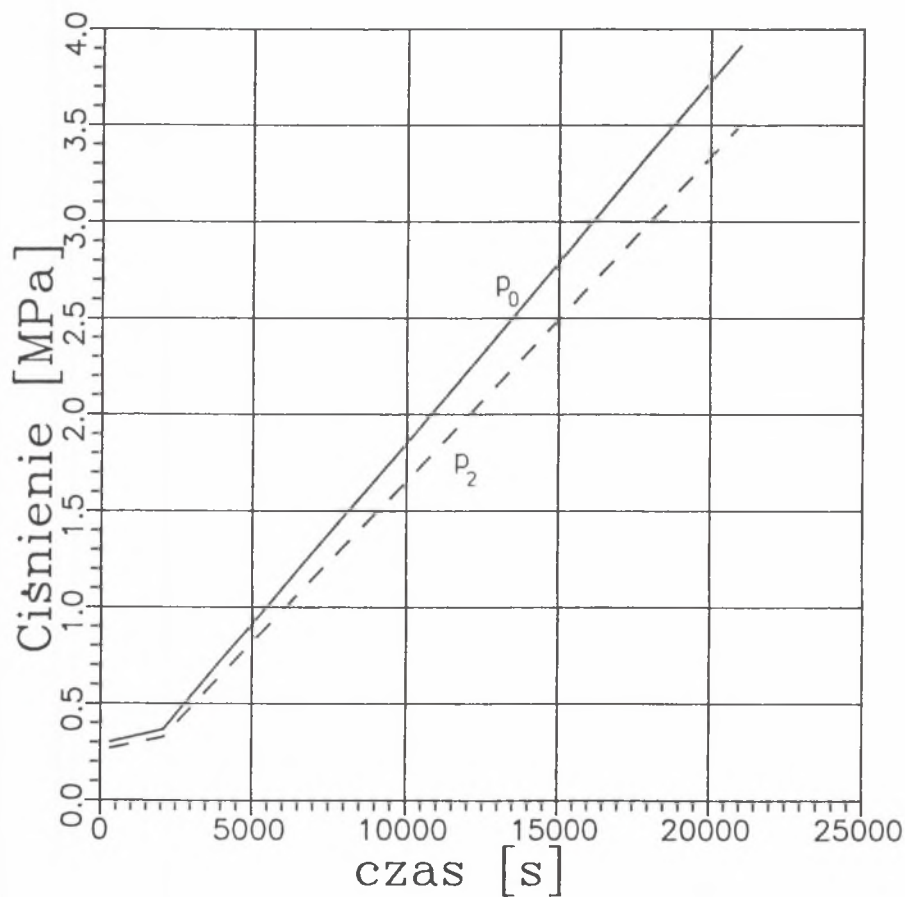
Rys. 7.1. Przebieg ciśnienia p i temperatury T w czasie rozruchu turbiny

Fig 7.1. The variation of the pressure and the temperature during the turbine start up



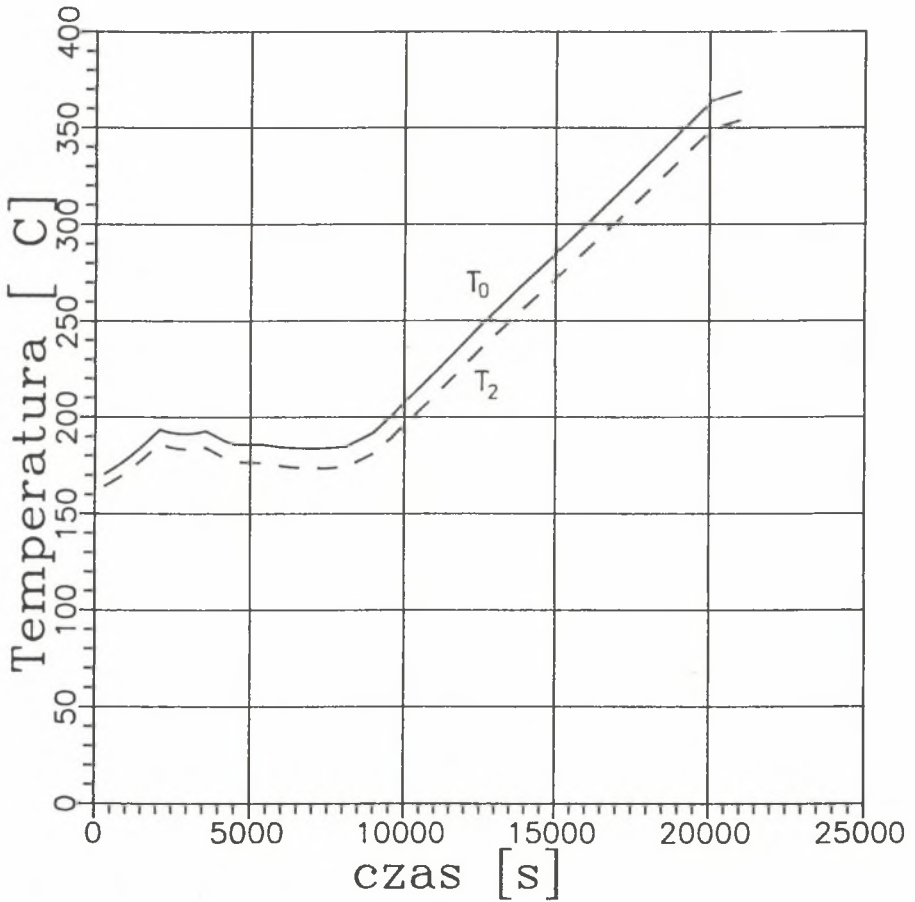
Rys.7.2. Przebieg strumienia pary w czasie rozruchu turbiny

Fig.7.2. The variation of the steam jet during the turbine start up



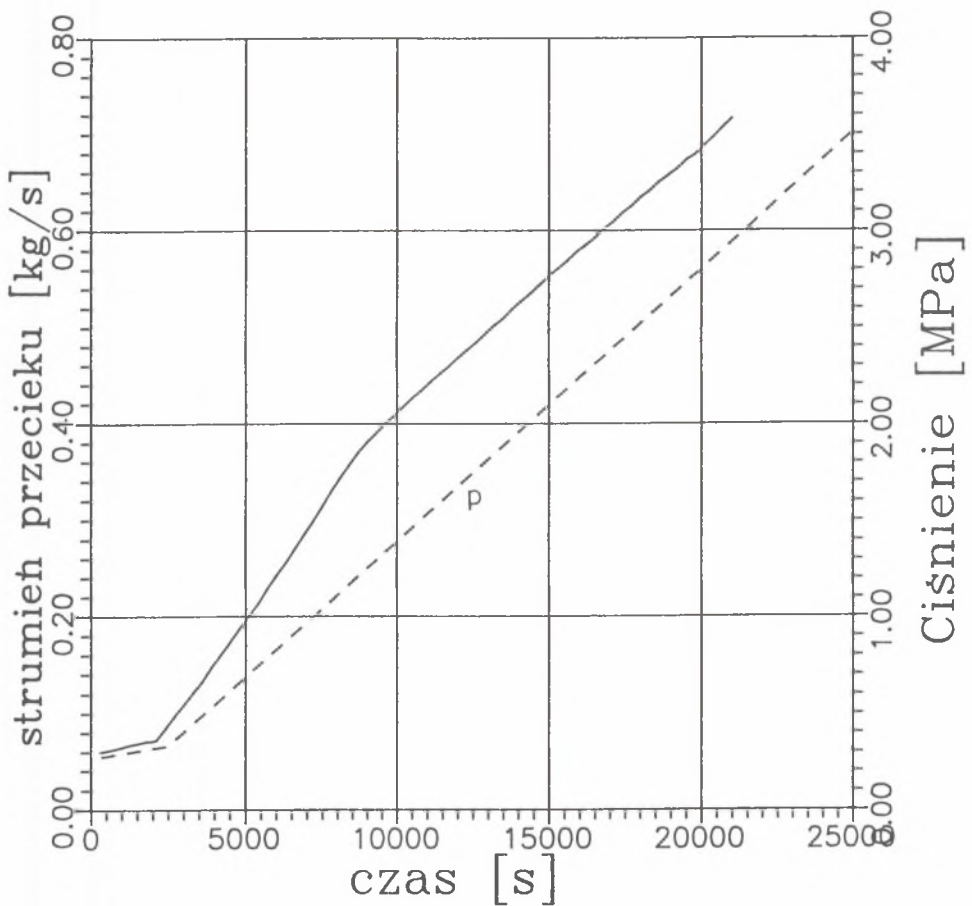
Rys. 7.3. Przebieg ciśnienia w charakterystycznych przekrojach 10 stopnia

fig. 7.3. The variation of the pressure in the inlet and the outlet of turbine stage



Rys. 7.4. Przebieg temperatury w charakterystycznych przekrojach 10 stopnia

Fig. 7.4. The variation of the temperature in the inlet and the outlet of turbine stage



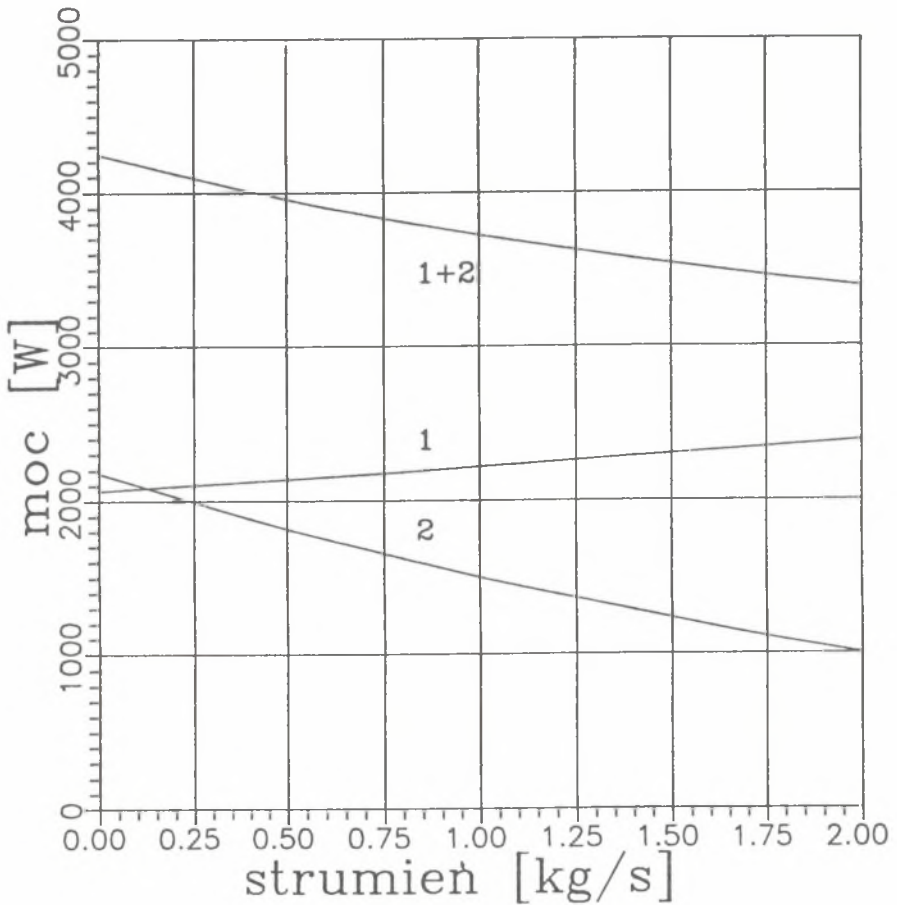
Rys.7.5. Zmiana strumienia przecieku (linia ciągła) i ciśnienia między tarczą kierowniczą i wirnikową (linia przerywana)

Fig.7.5. The variation of the stream leakage (solid line) and the pressure between the turbine rotor disk and the stator disk (broken line)

7.3. Określenie mocy tarcia wirującej tarczy

Moc tarcia wirującej tarczy określono z formuł (3.19) i (3.20). W zależności (3.19) uwzględniono wpływ strumienia przecieku na moc tarcia wyznaczony z równania (4.6). Z równania (3.20) otrzymano:

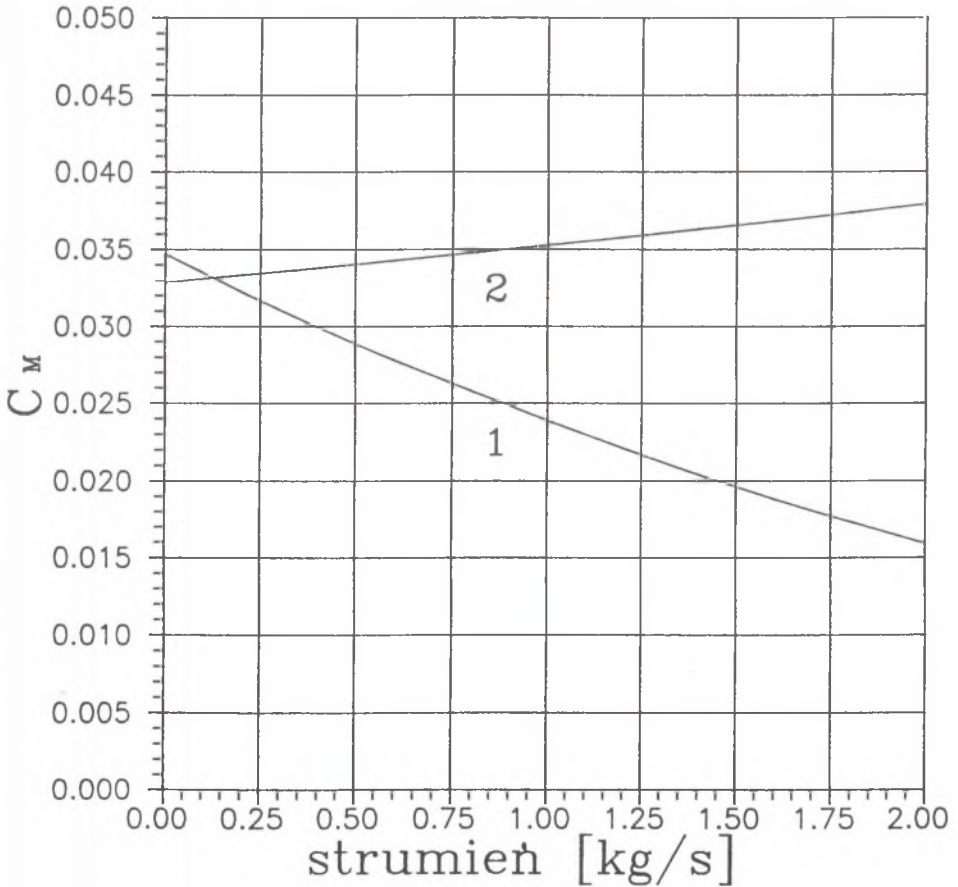
$$N_t = N_{t,1} + N_{t,2} = 2203 + 2326 = 4529 \text{ [W]}.$$



Rys. 7.6. Zależność mocy tarcia tarczy wirnikowej od strumienia

Fig. 7.6. The relationship of the friction power and the stream leakage

Rozkład mocy tarcia w zależności od strumienia przedstawiony jest na rys.7.6. Krzywa 1 dotyczy boku tarczy, który jest omywany strumieniem płynącym od środka na zewnątrz, natomiast krzywa 2 boku tarczy, który jest omywany strumieniem płynącym od zewnątrz do środka.



Rys.7.7. Zależność współczynnika mocy tarcia C_M od strumienia

Fig.7.7. The relationship of the friction power coefficient and the stream leakage

Na rys.7.7. pokazano rozkład współczynnika mocy tarcia C_M w funkcji strumienia przecieku na powierzchni tarczy omywanej przez strumień płynący od promienia wewnętrznego do zewnętrznego (krzywa 2) i na powierzchni tarczy omywanej przez strumień płynący w odwrotnym kierunku (krzywa 1).

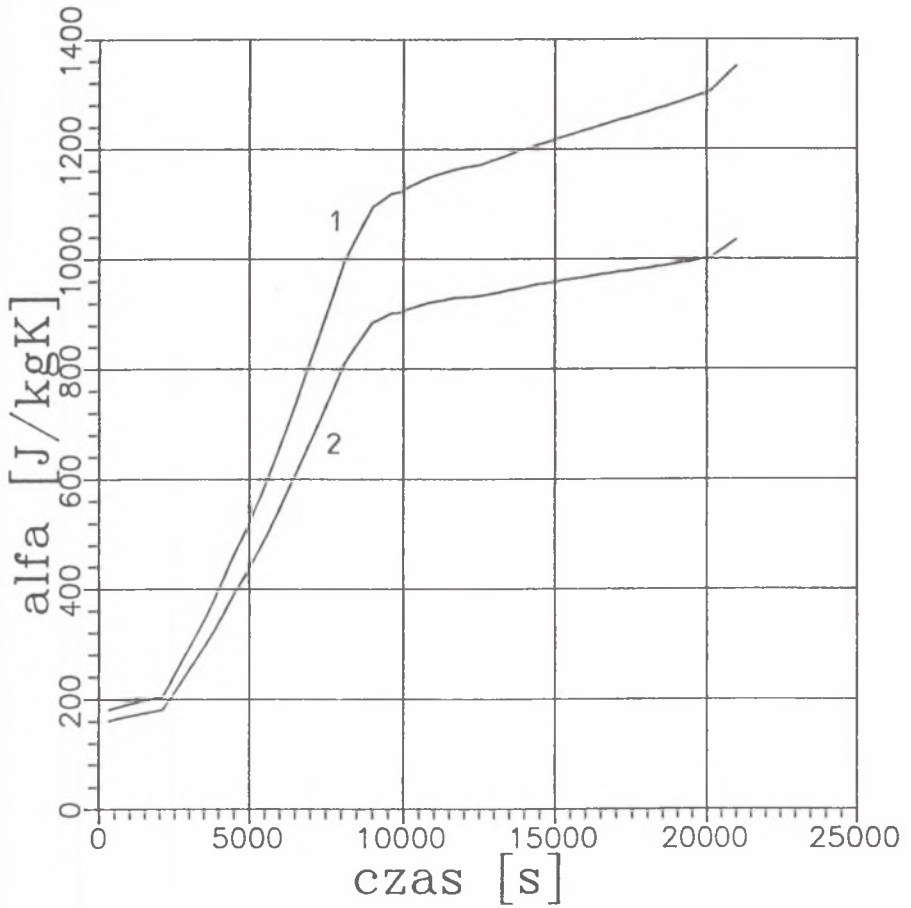
7.4. Wyznaczenie współczynników wnikania ciepła na powierzchni tarczy

Dla przyjętego stanu uruchomienia turbiny wykonano obliczenia współczynników wnikania ciepła na powierzchni tarczy wirnikowej. Na rys.7.8. przedstawiono wyniki obliczeń współczynników wnikania na powierzchniach bocznych tarczy. Do obliczeń wykorzystano równanie (5.1). Współczynniki mocy tarcia w tej zależności określono, uwzględniając zmianę parametrów pary i strumienia przecieku w czasie. Rezultaty obliczeń współczynnika mocy tarcia pokazano na rys.7.9. Krzywa 2 odpowiada powierzchni tarczy od strony kierownicy, natomiast krzywa 1 powierzchni tarczy od strony wylotu ze stopnia.

Obliczono również przebieg współczynników wnikania na powierzchniach bocznych tarczy dla wierzchołka tarczy z zależności 5.3 oraz zastępczych współczynników wnikania na zewnętrznym obrzeżu tarczy wirnikowej. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys.7.10.

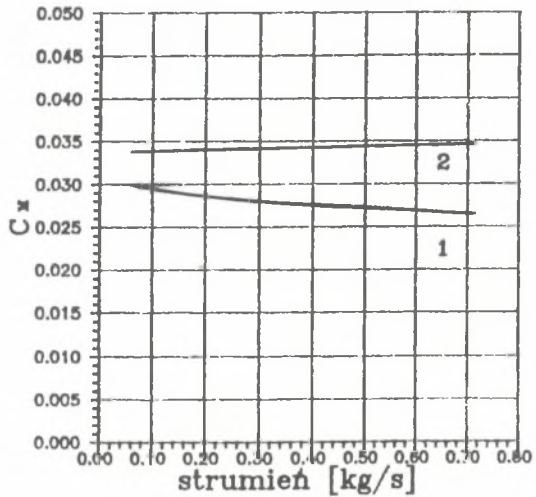
7.5. Obliczenie wzrostu temperatury tarczy w warunkach minimalnego zasilania

Korzystając z zależności (6.1) wyznaczono zmianę temperatury tarczy wirnikowej (w ramach przyjętego modelu), dla różnych strumieni przecieku m_s , przy założonych nominalnych parametrach termodynamicznych czynnika w stopniu. Rezultaty obliczeń przedstawiono na rys.7.11.



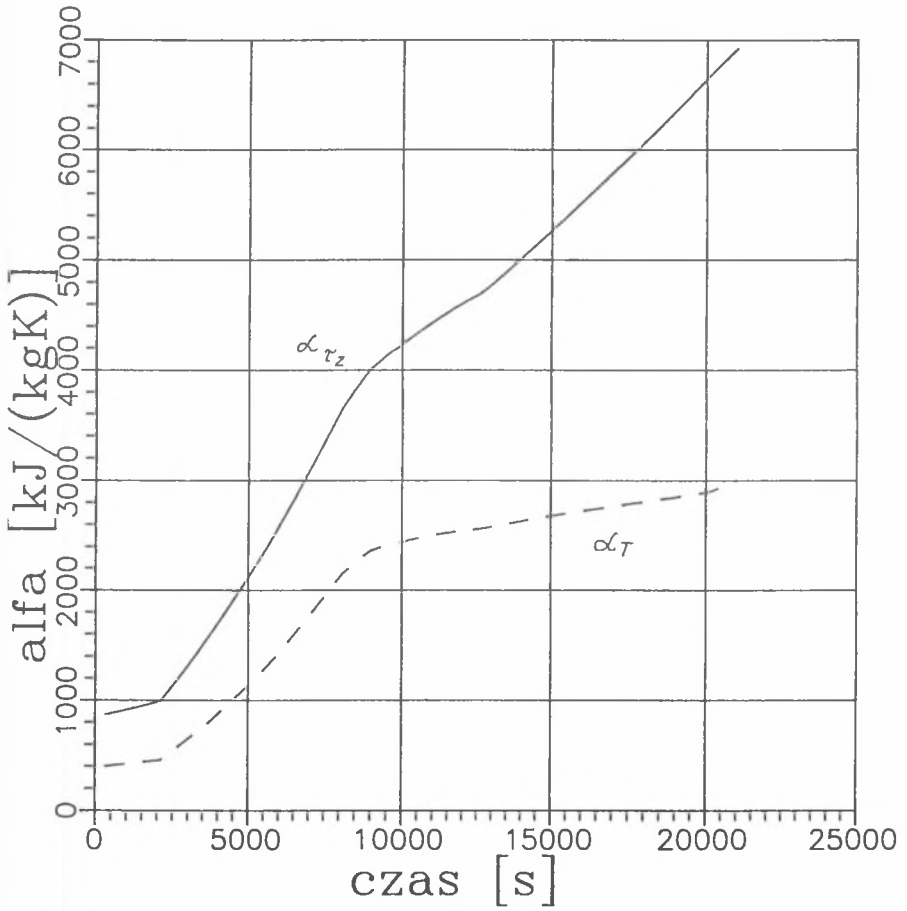
Rys. 7.8. Zmiana współczynników wnikania na powierzchniach bocznych tarczy w czasie rozruchu
 krzywa 1 - powierzchnia tarczy od strony kierownicy
 krzywa 2 - powierzchnia tarczy od strony wylotu

Fig.7.8. The variation of the heat transfer coefficients on the lateral surfaces of the rotor disk



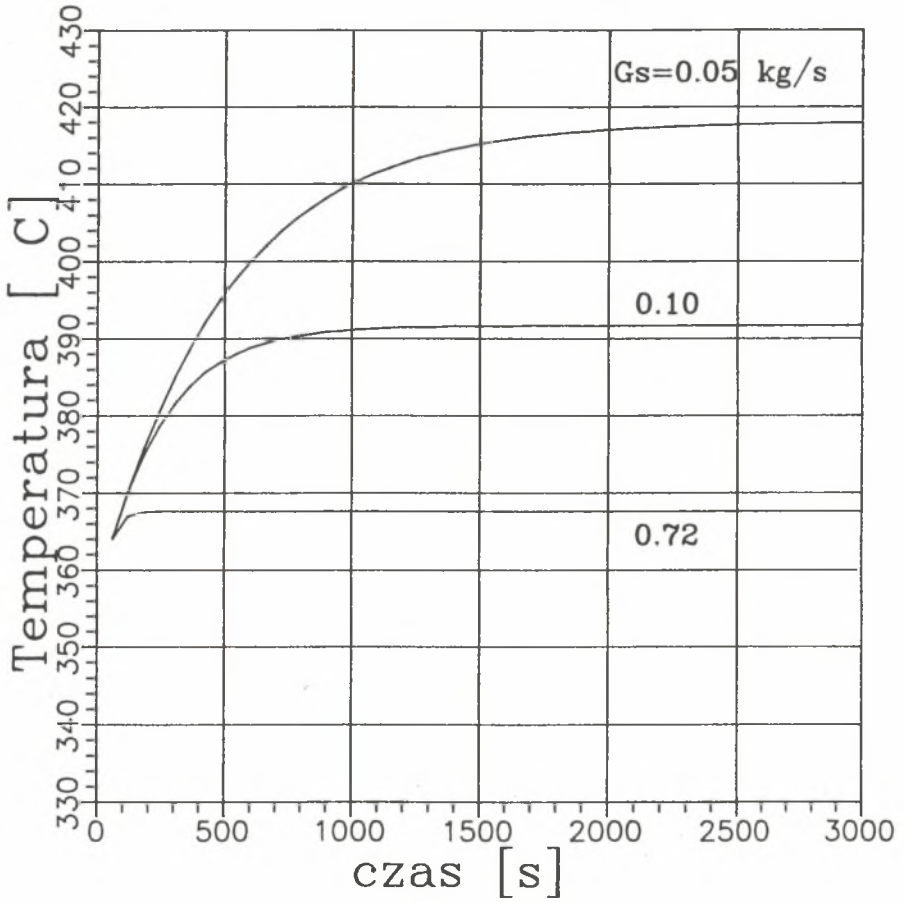
Rys. 7.9. Zmiana współczynnika mocy tarcia C_M w zależności od strumienia przecieku w czasie rozruchu

Fig. 7.9. The relationship of the friction power coefficient and the stream leakage during the turbine start up



Rys. 7.10. Zmiana współczynników wnikania na powierzchni zewnętrznej tarczy wirnikowej w czasie rozruchu

Fig. 7.10. The variation of the heat transfer coefficient on the external surface of the rotor disk during the turbine start up



Rys. 7.11. Przebieg czasowy temperatury tarczy wirnikowej w zależności od strumienia przecieku

Fig. 7.11. The variation of the temperature of the rotor disk

8. PODSUMOWANIE

W pracy analizowano wybrane zagadnienia związane z pracą stopnia komorowego przy małych obciążeniach. Punktem wyjścia do tych rozważań jest określenie zmian parametrów termodynamicznych i kinematycznych czynnika przepływającego przez stopień w badanych stanach pracy turbiny. Na tej podstawie możliwe jest określenie struktury przecieków w stopniu. Przeanalizowano kilka zależności na określenie mocy tarcia tarczy wirnikowej. W rozważaniach uwzględniono wpływ strumienia przecieku na wielkość współczynnika mocy tarcia C_M i mocy tarcia. Wyznaczone wartości współczynnika mocy tarcia posłużyły do określenia współczynników wnikania ciepła na powierzchni bocznej tarczy. Dla pełnego sformułowania III warunku brzegowego na zewnętrznym obrzeżu tarczy wirnikowej określono zastępczy współczynnik wnikania ciepła, modelujący przepływ ciepła od łopatki do tarczy. Omówiono i zastosowano przybliżoną metodę wyznaczania wzrostu temperatury tarczy wywołanego ciepłem tarcia w warunkach minimalnego zasilania.

Do szczegółowych rozważań wybrano stopień części WP turbiny 200 MW.

Analiza numeryczna zagadnienia pozwoliła na sformułowanie następujących wniosków:

- strumienie przecieku w stopniu komorowym zmieniają się w stosunkowo szerokim zakresie (od 0.06 kg/s na początku uruchomienia do ok. 0.7 kg/s w stanie ustalonym),
- struktura przecieków w stopniu zależy istotnie od stanu obciążenia turbiny,
- formuły na określenie mocy tarcia spotykane w literaturze opierają się na badaniach eksperymentalnych wirującej tarczy w zamkniętej przestrzeni. W rzeczywistym stopniu turbinowym zachodzi zjawisko omywania tarczy przez czynnik o zmiennych parametrach termodynamicznych i zmiennym strumieniu masy, co ma istotny wpływ na generację mocy tarcia,
- wielkość generowanej mocy tarcia zależna jest od kierunku przepływu czynnika omywającego tarczę. Dla tych samych parametrów termodynamicznych w przypadku rozważanego stopnia różnica ta wynosiła ponad 100%,
- wzrost strumienia przecieku powoduje niewielki przyrost mocy tarcia na powierzchni tarczy od strony kierownicy (przepływ od środka na zewnątrz) i istotne obniżenie mocy tarcia generowanej na powierzchni wylotowej (przepływ od zewnątrz do środka). Sumaryczna moc tarcia przy wzroście strumienia maleje,

- punktem wyjścia do wyznaczenia współczynników wnikania ciepła na powierzchniach bocznych tarczy, uwzględniających zjawisko generowania mocy tarcia, jest znajomość współczynników mocy tarcia,
- w rozważanym przykładzie maksymalna różnica wartości współczynników wnikania na powierzchniach tarczy wirnikowej wynosi ok.30%.,
- z porównania różnych formuł określania współczynnika wnikania wynika, że wartości mogą się różnić o ponad 100%,
- w ramach zastosowanego modelowania wzrostu temperatury tarczy w warunkach minimalnego zasilania otrzymano rezultaty wskazujące na istotny wpływ strumienia omywającego tarczę na jej temperaturę. Obserwuje się silny wzrost temperatury przy małych strumieniach,
- rozważane zjawiska mają istotne znaczenie przy pracy turbiny przy małym obciążeniu.

LITERATURA

- [1] Chmielniak T., Kosman G., Łukowicz H.: Opracowanie metody analizy rozprężenia pary w turbinie. CPBP Nr 02.18. IMiUE Politechniki Śląskiej, Gliwice 1986.
- [2] Chmielniak T., Kosman G., Łukowicz H.: System programów obliczeniowych dla analizy warunków brzegowych wymiany ciepła w turbinie. CPBP IMiUE Politechniki Śląskiej. Gliwice 1988.
- [3] Bojko A.W.: Optimalnoje projektirowanie protocznoj czasti osjewych turbin Wysszaja Szkoła, Charków 1882.
- [4] Dorfman L.A.: Gidrodinamiczeskoje soprotiwlienije i tieplotdaca wraszczajuszczichsa tieł. Fizmatgiz 1960.
- [5] Tuliszka E.: Turbiny cieplne. Zagadnienia termodynamiczne i przepływowe. WNT, Warszawa 1973.
- [6] Machowko I.E., Kowalenko A.N.: Dissipatiwnyj nagriew sriedy pri wraszczeniі diska w ograniczenom prostranstwie. Inżynierno-Fizycznyj Żurnał, April, 1977, str. 697-702.
- [7] Szczegłajew A.W.: Parowyje turbiny, Energia, Moskwa 1967,
- [8] Chmielniak T., Kosman G., Łukowicz H.: Wyznaczanie współczynników wnikania dla elementów turbin parowych. CPBP Nr 02.18. IMiUE Politechniki Śląskiej, Gliwice 1987.

- [9] Chmielniak T., Kosman G., Łukowicz., Wróblewski W.: Wpływ na stan termiczny stopni komorowych ciepła generowanego tarciem przy różnych stanach obciążenia. Opracowanie CPBP nr 02.18, Gliwice 1990 (praca nie publikowana).

Recenzent: Dr hab. inż. Mieczysław Poniewski

THE CONDITIONS OF HEAT EXCHANGE IN A IMPULSE STAGE UNDER DIFFERENT STATES OF LOADING

A b s t r a c t

The paper analyses several problems associated with the operating conditions of the impulse stage under low loading. The starting point of this analysis is to determine the changes in the thermodynamic and kinetic parameters of the agent flowing through the stage during the examined operating conditions of the turbine. On this basis, it is possible to determine the structure of interstage leakages. Next, several relationships for determining the friction power of the disk have been analyzed. The influence of the leakage flux on the quantity of the friction power and friction power coefficient have also been taken into consideration. Next, the values of the friction power coefficient determined in this way were used to evaluate the coefficients of heat transfer on the lateral surface of the disk. To define the IIIrd boundary condition on the outer rim of the rotor disk, the substitute coefficient of heat transfer has been determined, which simulates the flux of heat from the vane to the disk. Also, the paper presents and applies the approximate method of determining the increase in temperature on the disk caused by the friction heat under the minimal power supply.

For detailed analysis, the MW 200 HP turbine stage has been chosen.

The numerical analysis made it possible to from the following conclusions:

- interstage leakage fluxes undergo changes in a considerably wide range (from 0.06 kg/s at the start to about 0.7 kg/s in a steady state)
- structure of interstage leakages is chiefly dependent on the state of loading of the turbine
- formulas for determining the friction power found in literature are based upon experiments with a rotating disk in compact space. In a real turbine stage one can observe the phenomenon of washing the disk by an agent that

has variable thermodynamic parameters, which has a significant influence on generating the friction power

- value of thus generated friction power depends on the direction in which the washing agent flows. For the stage considered in this paper, with identical thermodynamic parameters, the difference was over 100%
- when the leakage flux is increased, the value of the friction power on the surface of the disk goes up at the side of the stator (the direction of the flow is from the inside to the outside) but falls on the surface of the outlet (direction from the outside to the inside). When the flux is increased the total value of the friction power falls
- determination of the friction power coefficient is the basis for evaluating the heat transfer coefficients on the lateral surface of the disk
- the maximal difference in values of the heat transfer coefficients on the surfaces of the rotor disk is about 30%
- the comparison of different formulas determining the coefficient shows that the values may differ by over 100%
- while applying the simulation of the increase in the temperature on the disk under the minimal power supply, a significant influence of the flux on the temperature on the disk was observed. A considerable increase in temperature was observed for small fluxes
- these phenomena should be taken into consideration when the turbine works under low loading.