

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPLYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

64

WARSZAWA—POZNAN 1974

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPIYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE
Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszer'a 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-02-13

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1974

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 400+90 egz.	Oddano do składania 10 X 1973 r.
Ark. wyd. 11,75. Ark. druk. 9,125	Podpisano do druku 18 V 1974 r.
Papier druk. sat. kl. V, 70 g	Druk ukończono w maju 1974 r.
Nr zam. 689/226.	D-4/448. Cena zł 36,—

DRUKARNIA UNIWERSYTETU IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

JAROSŁAW MIKIELEWICZ

Gdańsk

O odparowaniu i stabilności filmu wodnego na podgrzewanych łopatkach kierowniczych turbin parowych*

Opracowano uproszczony opis matematyczny zjawiska odparowania filmu wodnego z powierzchni łopatki kierowniczej. Przeprowadzono analizy stabilności filmu przy założeniu, że wpływ lepkości cieczy i pary wodnej jest pomijalny.

Spis oznaczeń i symboli

b – grubość ścianki łopatki,	σ – napięcie powierzchniowe,
c – prędkość rozchodzenia się zaburzeń,	ν – lepkość kinematyczna,
G – masowe natężenie przepływu,	η – lepkość dynamiczna,
i – entalpia, jednostka urojona,	ρ – gęstość masy,
k – liczba falowa,	ψ – funkcja powierzchni zaburzonej,
l – długość obwodu łopatki,	τ – naprężenia, czas.
p – ciśnienie,	
t, T – temperatura,	Indeksy dotyczą:
u, v, w – składowe prędkości,	l – obwodu łopatki,
x – stopień suchości,	w – ścianki,
Y – strumień masy,	0 – warunków początkowych,
y, z – współrzędne,	s – nasycenia,
q – strumień ciepły,	c – pary grzejnej,
α – współczynnik przejmowania ciepła,	g – granicznej,
δ – grubość filmu wodnego,	– – wartości średniej, wektora, ustalonej
λ – przewodność cieplna, długość fali,	' – cieczy,
β – współczynnik strat ciśnienia,	" – pary.

1. Wstęp

Metoda osuszania pary w ostatnich stopniach turbiny parowej za pomocą podgrzewu wewnętrznego polega na całkowitym lub częściowym odparowaniu filmu wodnego z łopatek kierowniczych. Film ten tworzy się na łopacie na skutek wyseparowania się z przepływu pary mokrej fazy ciekłej w postaci wielkich kropeł cieczy o dużej bezwładności dynamicznej. Podgrzew wewnętrzny opiera się na zastosowaniu łopatek kierowniczych,

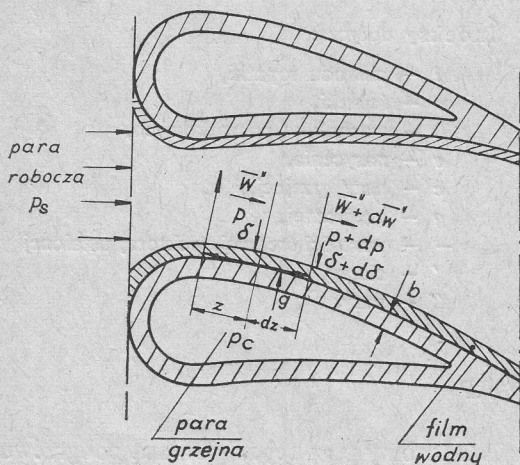
* Praca została wykonana w ramach planu badań własnych IMP, C1-4/1.

tw. „powłokowych” posiadających wewnętrzne przestrzenie grzejne [1]. Do przestrzeni tych doprowadza się parę grzejną pobraną sprzed stopnia podgrzewanego lub z jednego z poprzednich stopni turbiny. Para ta skraplając się wewnątrz przestrzeni grzejnych podgrzewa i odparowuje film na powierzchni łopatki.

Teoria podgrzewu wewnętrznego została przedstawiona w pracy [2]. Praca niniejsza ma na celu opracowanie nieco innego, uproszczonego modelu odparowania filmu z powierzchni łopatki oraz zwrócenie uwagi na możliwość tworzenia się innych niż film form przepływu fazy ciekłej na powierzchni łopatki. Istnienie fazy ciekłej na powierzchni łopatki w postaci strug potwierdzają spotykane w literaturze przedmiotu prace eksperymentalne [3]. W pracy zajęto się próbą teoretycznego badania stabilności filmu cieczy na powierzchni łopatki oraz wpływem podgrzewu wewnętrznego na utratę stabilności filmu.

2. Uproszczony model zjawiska wymiany ciepła w łopacie powłokowej

Proces wymiany ciepła w łopacie powłokowej składa się z przejmowania ciepła podczas kondensacji pary grzejnej, przewodnictwa cieplnego ścianki łopatki oraz przejmowania ciepła podczas odparowania filmu wodnego z powierzchni roboczej łopatki. To sprzężone zagadnienie wymiany ciepła (sprężenie kondensacji z odparowaniem następuje poprzez metalową ściankę łopatki) jest trudnym zagadnieniem trójwymiarowym. W celu uproszczenia rozważań potraktowano je jako dwuwymiarowe, zaniedbując wpływ współrzędnej wzdłuż osi łopatki na zjawisko. Przyjęto, podobnie jak w pracy [2], że przekrój poprzeczny łopatki jest identyczny z przekrojem na walcu podziałowym koła kierowniczego turbiny (rys. 1).



Rys. 1. Schemat łopatki powłokowej

Założmy, że ruch odparowującego filmu na powierzchni łopatki jest laminarny, wówczas opisuje go równanie Naviera-Stokesa

$$(\bar{w}\nabla)w = \bar{g} - \frac{\nabla p}{\rho} + \nu' \left[\nabla^2 \bar{w} + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \bar{w}) \right]. \quad (1)$$

Aby znaleźć z tego równania profil prędkości przyjęto następujące uproszczenia:

- 1) wpływ sił masowych i siły ciężkości jest pomijalny,
 - 2) płynący kondensat wodny jest nieściśliwy,
 - 3) własności fizyczne kondensatu wodnego są stałe i nie zależą od temperatury.
- Po dokonaniu tych uproszczeń równanie ruchu (1) jest następujące

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + \nu \nabla^2 \bar{w}. \quad (2)$$

Zaniedbując człon $d^2 w/dz^2 = 0$, równanie (2) rozwiązano przy warunkach brzegowych: dla

$$y=0, \quad w=0, \quad y=\delta, \quad \tau = \eta \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_\delta.$$

W wyniku uzyskano następujące rozwiązanie:

$$w = \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dz} y^2 + \left(\frac{\tau}{\eta} - \frac{2}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta \right) y. \quad (3)$$

Naprężenie τ na granicy rozdziału między fazą ciekłą a gazową przyjęto jako

$$\tau = \frac{3}{8} \rho'' \bar{w}'''^2.$$

Natężenie przepływu kondensatu wodnego przedstawia się następująco:

$$G' = \int_0^\delta \rho' w dy = \frac{\rho'}{\eta'} \frac{dp}{dz} \frac{\delta^3}{3} + \rho' \left(\frac{3}{8\eta} \rho'' \bar{w}'''^2 - \frac{2}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta \right) \frac{\delta^2}{2}. \quad (4)$$

Zmiana natężenia przepływu kondensatu wzdłuż współrzędnej z spowodowana jest głównie zmianą grubości filmu wskutek odparowania oraz zmianą prędkości średniej pary na odcinku elementarnym dz i przedstawia się następująco:

$$dG' = \frac{d}{dz} (G) dz = \frac{\rho'}{\eta'} \frac{dp}{dz} \delta^2 d\delta + \frac{3\rho'}{8\eta} \rho'' \bar{w}'''^2 d\bar{w}'''^2 \delta^2 + \frac{3\rho'}{8\eta} \rho'' \bar{w}'''^2 \delta d\delta - \frac{3\rho'}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta^2 d\delta. \quad (5)$$

Bilans masy na elementarnym odcinku dz wynika z zależności

$$dG' = dG_1 - dG_2, \quad (6)$$

gdzie

$$dG_1 = Y dz, \quad dG_2 = \frac{q dz}{\Delta i}.$$

W zależnościach tych Y przedstawia strumień masy wyseparowanych wielkich kropeł na powierzchni łopatki, a q strumień cieplny powodujący odparowanie filmu.

Ponieważ ruch filmu wodnego jest laminarny, przenoszenie się ciepła poprzez film odbywa się na drodze przewodnictwa cieplnego. Można więc przyjąć, że

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (\bar{T}_w - T_s). \quad (7)$$

Uwzględniając (5) i (7) w zależności (6) otrzymuje się

$$\left(-\frac{2\rho'}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta^3 + \frac{3\rho'}{8\eta} \rho'' \bar{w}^2 \delta^2 \right) \frac{d\delta}{dz} + \frac{3\rho'}{8\eta} \rho'' \bar{w} \frac{d\bar{w}''}{dz} \delta^3 = Y\delta - \frac{\lambda'(\bar{T}_w - T_s)}{\Delta i}. \quad (8)$$

Równanie to, podające zależność na grubość filmu wodnego δ sprzężone jest z jednej strony z parametrami przepływu pary nad filmem, a z drugiej strony z temperaturą ścianki kanału.

Parametry pary opisują uproszczone równania zaczerpnięte z [2]:

$$\bar{w} \frac{d\bar{w}}{dz} = -\frac{x}{\rho''} \frac{dp}{dz}, \quad (9)$$

$$\frac{dT_s}{dz} = \frac{T_s}{\Delta i \rho''} \frac{dp}{dz}.$$

Natomiast temperaturę ścianki kanału opisuje równanie ustalonego przewodnictwa cieplnego bez źródeł ciepła:

$$\nabla^2 T_w = 0. \quad (10)$$

Przyjmując, że łopatka powłokowa wykonana jest z cienkiej blachy, równanie (10) uśredniono wzdłuż grubości łopatki:

$$\int_0^b \frac{\partial^2 T_w}{\partial y^2} dy + \int_0^b \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} dy = 0 \quad (11)$$

przy warunkach brzegowych:

$$\frac{\partial \bar{T}_w}{\partial y} = \frac{\alpha_c}{\lambda_w} (\bar{T}_c - \bar{T}_w) \quad \text{dla} \quad y=0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial T_w}{\partial y} = \frac{\lambda'}{\lambda_w} \frac{\bar{T}_w - T_s}{\delta} \quad \text{dla} \quad y=-b.$$

Uwzględniając (12) w równaniu (11) otrzymano po uśrednieniu zależność

$$\frac{\lambda'}{\lambda_w} \frac{\bar{T}_w - T_s}{\delta} + \frac{\alpha_c}{\lambda_w} (\bar{T}_c - \bar{T}_w) + \frac{d^2 T_w}{dz^2} b = 0. \quad (13)$$

Równania (9) można łatwo rozwiązać przyjmując, że słabo zmienia się stopień suchości x w trakcie ekspansji, otrzymując:

$$T_s = T_{s0} \exp \frac{p - p_0}{\rho'' \Delta i}, \quad (14)$$

$$w^2 = w_0^2 + \frac{x(p - p_0)}{\rho''}.$$

Wprowadzając te zależności do (8) otrzymuje się

$$\left\{ -\frac{2\rho'}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta^3 + \frac{3\rho'}{8\eta} \rho'' \left[w_0^2 + \frac{x(p-p_0)}{\rho''} \right] \delta^2 \right\} \frac{d\delta}{dz} - \frac{3\rho'}{8\eta} x \frac{dp}{dz} \delta^3 =$$

$$= Y\delta + \frac{\lambda'}{Di} \left[\bar{T}_w - T_{s_0} \exp \frac{p-p_0}{Di\rho''} \right]. \quad (15)$$

Równanie (13) wraz z równaniem (15) opisuje proces odparowania filmu z powierzchni łopatki. Aby układ tych równań rozwiązać należy znać przebieg ciśnienia statycznego wzdłuż profilu łopatki, wielkość strumienia wyseparowanych kropeł Y oraz wartości brzegowe w_0 i δ_0 na początku ekspansji w kanale łopatkowym, jak również warunki brzegowe dla równania (13). Warunki brzegowe dla równania (13) przedstawiają się następująco:

$$T_{w0} = T_{wl}$$

$$\left. \frac{dT}{dz} \right|_0 = \left. \frac{dT}{dz} \right|_l$$

jako warunki cykliczności rozwiązania.

Równania (15) i (13) są sprzężone poprzez temperaturę ścianki kanału i przedstawiają zamknięty układ równań opisujący zagadnienie. Ten układ równań w zasadzie jest możliwy do rozwiązania tylko na drodze całkowania numerycznego.

3. Zagadnienie stabilności filmu wodnego na powierzchni łopatki

Poprzednie równania pozwalają na ustalenie zależności na grubość odparowywanego filmu wodnego w zależności od parametrów zjawiska. Przyjmując, że zależność ta jest znana zajęto się badaniem stabilności takiego filmu. Jak pokazują eksperymenty, film taki może podlegać falowaniu, które w pewnych warunkach może doprowadzić do zerwania się filmu.

W dalszej analizie stabilności filmu przyjęto, że wpływ lepkości na zjawisko jest pomijalny z uwagi na duże prędkości ruchu obu faz, ciekłej i parowej, jak również ze względu na stosunkowo niewielkie zmiany lepkości zarówno wody jak i pary przy niewielkich zmianach parametrów.

Rozpatrzmy płaską falę powstającą pod wpływem sił napięcia powierzchniowego i inercji. Założmy, że pomijalny jest wpływ siły ciężkości na zjawisko.

W stanie równowagi granica rozdziału faz jest płaska. Przyjmijmy tę płaszczyznę za płaszczyznę Oxy , a oś Oy skierujmy w kierunku do fazy parowej (rys. 2). Założmy, że grubość warstwy cieczy jest skończona i wynosi δ , natomiast fazy parowej jest nieskończona.

W warunkach równowagi ciecz porusza się z prędkością w (3), którą w nowym układzie współrzędnych można przedstawić następująco:

$$w' = \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dz} y^2 + \frac{\tau}{\eta} y + \frac{\tau\delta}{\eta} - \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta^2. \quad (16)$$

Para porusza się z prędkością w'' w kierunku osi Oz .

Równania ruchu dla nielepkich i nieściśliwych płynów przy pominięciu siły ciężkości w układzie kartezjańskim przedstawiają się następująco:

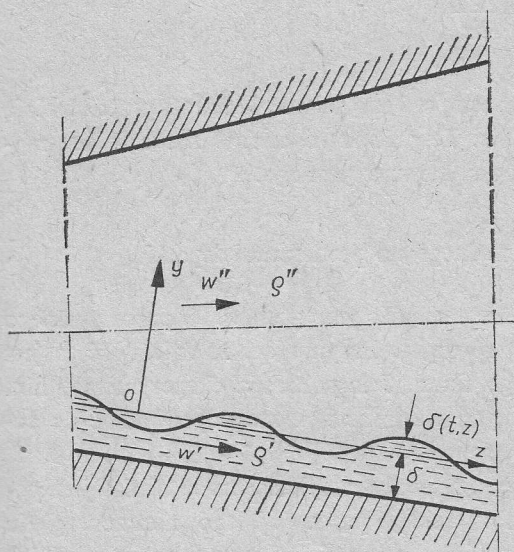
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (17)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y},$$

a równanie ciągłości:

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (18)$$

W równaniach tych u, v oznaczają odpowiednie składowe prędkości równoległe do osi z i y , p — ciśnienie, ρ — gęstość.



Rys. 2. Schemat do analizy stabilności filmu cieczy na powierzchni łopatki

W przypadku powstania fal na powierzchni rozdziału, powierzchnię tę można opisać następująco:

$$\psi(z, t) = a e^{ik(z - ct)} \quad (19)$$

i wówczas składowe prędkości oraz ciśnienia będą podlegały zaburzeniom:

$$\begin{aligned} u &= \bar{w}_j(y) + u_j(z, y, \tau), \\ v &= v_j(z, y, \tau), \\ p &= \bar{p}(z) + p_j(z, y, \tau). \end{aligned} \quad (20)$$

W równaniach powyższych $j=1$ dotyczy cieczy, a $j=2$ dotyczy pary. Przyjmując, że zaburzenia są małe w porównaniu z wielkościami ustalonymi, układ równań (17) wraz

z równaniem ciągłości po wprowadzeniu (20) i linearyzacji przedstawia się następująco:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_j}{\partial \tau} + \bar{w}_j \frac{\partial u_j}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} v_j &= -\frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p_j}{\partial z}, \\ \frac{\partial v_j}{\partial \tau} + \bar{w}_j \frac{\partial v_j}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p_j}{\partial y}, \\ \frac{\partial u_j}{\partial z} + \frac{\partial v_j}{\partial y} &= 0.\end{aligned}\quad (21)$$

Jeżeli wziąć pod uwagę potencjały prędkości, to przy braku fal na powierzchni rozdziału przedstawiają się one dla cieczy i pary: $\bar{\varphi}_j = \bar{w}_j z$. W przypadku istnienia fal, na te potencjały nakładają się dodatkowe potencjały φ_j pochodzące od zaburzeń powierzchni. Wówczas

$$u_j = \frac{\partial \varphi_j}{\partial z}, \quad v_j = \frac{\partial \varphi_j}{\partial y}, \quad (22)$$

gdzie

$$\varphi_j = f(y)_j e^{ik(z - c\tau)}. \quad (23)$$

Podstawiając te wartości prędkości do równania ciągłości otrzymuje się równanie Laplace'a:

$$\frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial y^2} = 0.$$

Rozwiązaniem równań ruchu (17) jest równanie całkowe Lagrange'a-Cauchego [5]

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial \tau} + \frac{p_j}{\rho_j} + \frac{1}{2} \left[\left(\bar{w}_j + \frac{\partial \varphi_j}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial y} \right)^2 \right] = f(\tau), \quad (24)$$

gdzie $f(\tau)$ — funkcja zależna od czasu.

Dla małych zaburzeń, pomijając małe wyższego rzędu w (24) otrzymuje się:

$$\frac{p_j}{\rho_j} = - \left(\frac{\partial \varphi_j}{\partial \tau} + \bar{w}_j \frac{\partial \varphi_j}{\partial z} \right) + \text{const.} \quad (25)$$

Wprowadzając parametry ruchu wymuszonego jako periodyczne funkcje współrzędnej z i czasu τ do równania ciągłości, otrzymuje się dla cieczy przy warunku brzegowym $v=0$, przy $y = -\delta$

$$f'(y) = c_1 \operatorname{ch} k(y + \delta),$$

a dla pary przy warunku brzegowym $v=0$ dla $y \rightarrow \infty$

$$f''(y) = c_2 e^{-ky}.$$

Stąd potencjały prędkości dla cieczy i pary przedstawiają się odpowiednio:

$$\begin{aligned}\varphi' &= c_1 \operatorname{ch} k(y + \delta) e^{ik(z - c\tau)}, \\ \varphi'' &= c_2 e^{-ky} e^{ik(z - c\tau)}.\end{aligned}\quad (26)$$

Rozpatrzmy cząsteczki na powierzchni rozdziału faz. Warunek zgodności przemieszczania się powierzchni rozdziału faz ze składowymi prędkościami płynów przedstawia się następująco:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (27)$$

ale

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{dz}{d\tau} = \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + w'_0 \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (28)$$

Aby uprościć rozwiązanie zagadnienia warunki graniczne będziemy przyjmować nie na powierzchni ψ , ale na powierzchni niezaburzonej $y=0$, co jest dopuszczalne z uwagi na przyjęcie małych zaburzeń.

Obliczając odpowiednie pochodne w (28) otrzymuje się:

— dla filmu wodnego

$$-c_1 k \operatorname{sh} k\delta = aik(\bar{w}'_0 - c), \quad (29)$$

— dla pary

$$-c_2 k = aik(\bar{w}'' - c). \quad (30)$$

Dynamicznym warunkiem brzegowym dla rozpatrywanego zagadnienia jest zależność między ciśnieniami rozdziału faz:

$$p'' - p' = \sigma \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}. \quad (31)$$

Obliczając ciśnienie z (25) odpowiednio dla cieczy i pary na powierzchni rozdziału faz, a w uproszczeniu dla $y=0$, otrzymuje się po wyeliminowaniu za pomocą wzorów (29) i (30) stałych c_1 i c_2 równanie charakterystyczne:

$$\rho''(c - \bar{w}'')^2 + \rho'(c - \bar{w}'_0)^2 \operatorname{cth} k\delta = \sigma \cdot k, \quad (32)$$

gdzie

$$\bar{w}'_0 = \frac{\tau\delta}{\eta} - \frac{1}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta^2$$

(z równania (16)), a

$$\tau = \frac{3''}{8} \rho'' \bar{w}''^2.$$

Rozwiązując (32) otrzymuje się prędkość rozchodzenia się zaburzeń:

$$c = \frac{\rho' \bar{w}'_0 \operatorname{cth} k\delta + \rho'' \bar{w}''}{\rho' \operatorname{cth} k\delta + \rho''} \pm \sqrt{\frac{k\sigma}{\rho' \operatorname{cth} k\delta + \rho''} - \frac{\rho' \rho'' (\bar{w}'' - \bar{w}'_0)^2}{(\rho' \operatorname{cth} k\delta + \rho'')^2}}. \quad (33)$$

Dla danych warunków ustalonych wielkości $\bar{w}'_0$, $\bar{w}''$, σ są dane i prędkość rozchodzenia się zaburzeń zależy od rzeczywistej wartości liczby falowej k związanej z długością fali λ zależnością $k = 2\pi/\lambda$.

Jeżeli urojona część c jest dodatnia, to rozwiązanie wzrasta eksponencjalnie z czasem

i ruch jest niestabilny dla takiego wymuszenia. Jeżeli natomiast część urojona c jest ujemna, to ruch wywołany wymuszeniem zanika, zjawisko jest stabilne. W przypadku gdy część urojona jest równa zero, czyli c jest rzeczywiste otrzymuje się neutralne wahania, tzw. stabilności granicznej.

Rozpatrzmy stabilność graniczną dla naszego zagadnienia. Aby c było rzeczywiste wyrażenie podpierwiastkowe musi być nie ujemne, a to prowadzi do nierówności:

$$k\sigma - \frac{\rho' \rho'' (\bar{w}'' - \bar{w}_0')^2}{\rho' \operatorname{cth} k\delta + \rho''} \geq 0. \quad (34)$$

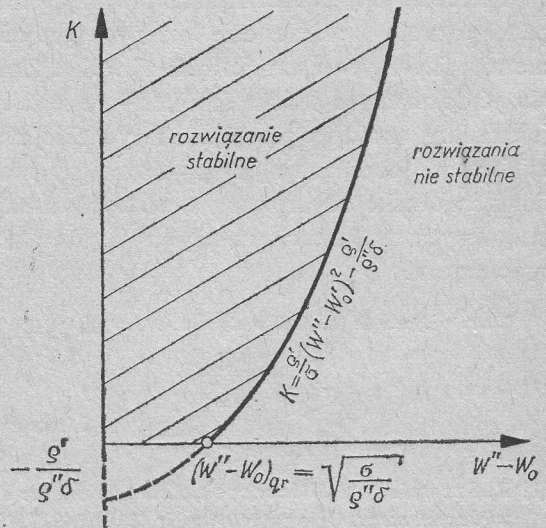
Dla małych grubości filmu można przyjąć, że

$$\operatorname{cth} k\delta \approx \frac{1}{k\delta}. \quad (35)$$

Wprowadzając (35) do (34) otrzymuje się

$$k \geq \frac{\rho' (\bar{w}'' - \bar{w}_0')^2}{\sigma} - \frac{\rho'}{\rho'' \delta}. \quad (36)$$

Zależność ta została zilustrowana na rys. 3.



Rys. 3. Krzywa granicznej stabilności dla ruchu filmu po powierzchni łopatki

Począwszy od pewnej różnicy prędkości $w'' - w'$ rozwiązanie jest zawsze stabilne. Granicznej różnicy prędkości odpowiada $k = 0$, wówczas

$$(\bar{w}'' - \bar{w}_0')_{gr} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho'' \delta}}. \quad (37)$$

Wprowadzając wartość $\bar{w}_0'$ według (16) do (37), następnie rozwiązując względem w''

otrzymuje się zależność na prędkość graniczną fazy parowej w''_{gr} , wymuszającą ruch filmu cieczy po łopacie

$$\bar{w}''_{gr} = \frac{4\eta'}{3\rho''\delta} \pm \sqrt{\left(\frac{4\eta'}{3\rho''\delta}\right)^2 - \frac{\frac{1}{\eta} \frac{dp}{dz} \delta^2 + \sqrt{\frac{\sigma}{\rho''\delta}}}{\frac{3\rho''\delta}{8\eta}}} \quad (38)$$

Jak wynika z (38), możliwe jest otrzymanie dwu wartości prędkości pary, przy których film wodny może stracić stabilność.

Równanie (38) podaje wpływ parametrów fizycznych, jak również grubości filmu i gradientu ciśnień na graniczną wartość prędkości pary.

Dla przejrzystości wywodów wykonano przykład liczbowy ilustrujący wyprowadzenie zależności. Przyjęto, że w kanale dla którego pomijalny jest gradient ciśnienia $dp/dz \approx 0$ przepływa film wodny i para przy temperaturze nasycenia równej 60°C . Lokalna grubość filmu wynosi $30 \cdot 10^{-6}$ m. Z zależności (37) otrzymuje się $(\bar{w}'' - \bar{w}'_0)_{gr} = 87,6$ m/s, co odpowiada prędkościom pary $\bar{w}''_{gr} = 105$ m/s i 525 m/s.

Zakończenie

Przedstawiony model uproszczony zjawiska odparowania filmu z powierzchni łopatki pozwala na znalezienie lokalnych grubości filmu wodnego, w zależności od parametrów fizycznych i termicznych zjawiska. Znalezione lokalne grubości filmu mogą posłużyć do zbadania stabilności filmu — miejsca w kanale, począwszy od którego możliwa jest zmiana struktury przepływu fazy ciekłej na powierzchni łopatki. Począwszy od tego miejsca nie obowiązuje już przedstawiony model odparowania gładkiego laminarnego filmu i zjawisko odparowania musi być potraktowane inaczej. Odparowanie fazy ciekłej przy innych strukturach przepływu na powierzchni łopatki będzie przedmiotem dalszych prac autora.

Praca wpłynęła do Redakcji w styczniu 1973 r.

Literatura

- [1] R. Szewalski, S. Wieczorek, *Koło kierownicze do kondensacyjnych turbin parowych dużych i największych mocy*. Opis patentowy Nr 4318K14917, 1960 (wł. patentu Zakł. Mech. im. Gen. K. Świerczewskiego w Elblągu).
- [2] A. Konorski, T. Jankowski, J. Prokopowicz, *Wymiana ciepła i odparowanie filmu wodnego na podgrzewanych łopatkach kierowniczych w turbinach parowych*. Prace IMP, z. 57, 1971.
- [3] M. J. Moore, P. Sculpher, *Conditions Producing Concentrated Erosion in Large Steam Turbines*. Thermodynamics and Fluid Mechanics Convention 1970, Glasgow 23 - 25 March. The Institution of Mechanical Engineers, 1. Birdcage Walk Westminster, London S. W. 1.
- [4] P. L. Kapica, S. P. Kapica, *Wolnowoje tieczenie tonkich slojew wiazkoj zidkosti*. ZEiTF 1949, t. 19, wyp. 2, s. 105.
- [5] N. E. Koczin, I. A. Kibiel, N. W. Roze, *Tieoreticzeskaja gidromechanika*. Moskwa 1955.

Испарение и устойчивость водяной пленки на подогреваемых направляющих лопатках паровых турбин

Резюме

Разработано упрощенное математическое описание явления испарения водяной пленки с поверхности направляющей лопатки. Сопряженная задача теплообмена (сопряжение конденсации внутри оболочковой лопатки с испарением пленки на поверхности лопатки происходит через стенку лопатки) решается как двухпараметровая, принимая, что поперечное сечение лопатки идентично с сечением на цилиндре, диаметр которого равен среднему диаметру направляющего кольца турбины. Из анализа движения испаряемой водяной пленки получено уравнение (8), связывающее толщину водяной пленки с параметрами протекающего над пленкой пара и с температурой стенки. Это уравнение вместе с уравнением, описывающим параметры протекающего пара и с уравнением теплопроводности лопатки и краевыми условиями образует систему математического описания явления испарения пленки. Далее проведен анализ устойчивости водяной пленки, пренебрегая влиянием вязкости на явление. Анализ устойчивости проводился путем исследования скорости распространения мелких гармонических возмущений на поверхности раздела фаз. Получено значение скорости течения газовой фазы, отвечающее предельной устойчивости водяной пленки.

On Evaporation and Stability of Water Film on Heated Steam Turbine Guide-Vanes

Summary

A simplified mathematical description of the effect of water film evaporation on a guide-vane surface was elaborated. A coupled heat exchange problem (coupling between the condensation inside a shell vane and film evaporation on its surface being effected through the vane wall) was regarded as the two-dimensional one with the assumption that the vane cross-section is identical with that on the divisional cylinder of the turbine. From the analysis of the evaporating water film motion an equation (8) relating the thickness of the water film with the parameters of the steam flowing over it and the wall temperature was derived. This equation complemented by equations describing the flowing steam parameters and the heat conduction equation of the vane, together with the boundary conditions, form the mathematical description of the film evaporation effect.

An analysis of the water film stability was also carried out, the influence of the viscosity being neglected. The analysis was based upon the investigation of the propagation velocity of small harmonic perturbations over the phase dividing surface. The velocity of the vapour phase corresponding to the limit water film stability was obtained.