

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

I N S T Y T U T   M A S Z Y N   P R Z E P Ł Y W O W Y C H

TRANSACTIONS  
OF THE INSTITUTE OF  
FLUID-FLOW MACHINERY

PRACE  
INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

99



GDAŃSK 1995

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPLYWOWYCH

---

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 machines

*Wydanie publikacji dofinansowane zostało przez PAN ze środków DOT uzyskanych z Komitetu Badań Naukowych*

RADA REDAKCYJNA – EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH \* HENRYK JARZYNA \* JERZY KRZYŻANOWSKI  
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ \* WŁODZIMIERZ J. PROSNAK  
JÓZEF ŚMIGIELSKI \* ZENON ZAKRZEWSKI

KOMITET REDAKCYJNY – EDITORIAL COMMITTEE

EUSTACHY S. BURKA (REDAKTOR NACZELNY – EDITOR-IN-CHIEF)  
JAROSŁAW MIKIELEWICZ  
EDWARD ŚLIWICKI (REDAKTOR – EXECUTIVE EDITOR) \* ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA – EDITORIAL OFFICE

Wydawnictwo Instytutu Maszyn Przepływowych  
Polskiej Akademii Nauk  
ul. Gen. Józefa Fiszer 14, 80-952 Gdańsk, skr. poczt. 621,  
☎ (0-58) 46-08-81 wew. 141, fax: (0-58) 41-61-44,  
e-mail: tjan@imppan.imp.pg.gda.pl

ISBN 83-01-95102-2

ISSN 0079-3205

JAN MADEJSKI<sup>1</sup>Uwagi do teorii przepływów 2-fazowych w turbinach parowych<sup>2</sup>

Rozważania zawarte w pracy dotyczą wymiany ciepła w łopatkach części niskoprężnej turbin parowych. Wykazano, że temperatura łopatki, wskutek wysokiego przewodnictwa cieplnego, może być uważana jako stała, w porównaniu ze zmianami temperatur w parze wilgotnej. Na powierzchni podziału w pobliżu krawędzi natarcia są warunki do kondensacji i para ogrzewa łopatkę, podczas gdy w pobliżu krawędzi spływu zachodzi zjawisko odwrotne – ogrzewanie filmu i pary przez łopatkę. W pracy otrzymano również równanie dla przepływu filmu na powierzchni łopatki.

## Oznaczenia

$f$	- liczba oporu Fanninga,	$y$	- współrzędna; w rozdz. 4.
$g$	- przyspieszenie ziemskie,		wilgotność mgły,
$Gr$	- składowa promieniowa przyspieszenia,	$z$	- współrzędna obwodowa,
$G$	- strumień masowy,	$\alpha$	- współczynnik przejmowania ciepła,
$l$	- cięciwa,	$\delta$	- grubość filmu,
$Pr$	- liczba Prandtla,	$\lambda', \lambda''$	- przewodność cieplna cieczy wzgl. pary,
$q$	- strumień cieplny,	$\mu', \mu''$	- dynamiczny współczynnik lepkości,
$r$	- promień, w rozdz. 1. wsp. odzysku,	$\nu', \nu''$	- kinematyczny współczynnik lepkości
$T$	- temperatura pary,		- cieczy względnie pary,
$\Delta T$	- spadek temperatury w stopniu,	$\rho', \rho''$	- gęstość cieczy względnie pary,
$w$	- prędkość,	$\rho$	- reakcyjność,
$w_g$	- prędkość mgły,	$\rho_s$	- gęstość mgły.
$z$	- współrzędna; w rozdz. 4. jakość,		

## Indeksy

$d$	- kropelki we mgle,	$m$	- średnia w przekroju,
$k$	- kierownica,	$v$	- para sucha we mgle,
$l$	- ciecz,	$w$	- wirnik.

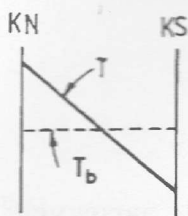
## 1. Wstęp

Studiując literaturę poświęconą turbinom parowym można zauważyć, że temperaturę łopatek traktuje się co najwyżej jako parametr określający własności

<sup>1</sup>Warszawa, ul. św. Bonifacego 83/85 m. 92

<sup>2</sup>Praca wykonana w ramach grantu KBN przyznanego IMP PAN nr PB 0376/P4/94/06

wytrzymałościowe, natomiast nie uwzględnia się rozkładów temperatury w łopatkach przy analizie przepływów pary. Tymczasem w każdym wieńcu, w którym następuje spadek entalpii, jest również spadek temperatury pary, co symbolicznie zaznaczono na rys. 1. Najwyższa temperatura pary  $T$  jest na krawędzi natarcia (KN) łopatki, a najwyższa na krawędzi spływu (KS).



Rys.1

Przewodność cieplna materiału łopatki jest o jakieś 3 rzędy wielkości większa od przewodności cieplnej pary, przeto w przekroju łopatki panuje mniej więcej wyrównana temperatura  $T_b$ , malejąca w kierunku dośrodkowym w łopatkach wirnika, a w kierunku odśrodkowym w łopatkach kierowniczych.

Jeśliby zamki łopatek stanowiły bardzo duży opór cieplny, to temperatura łopatki miałaby wartość pośrednią między skrajnymi temperaturami pary, jak to zaznaczono na rys. 1.

W ten sposób na nosku, tj. w pobliżu krawędzi natarcia, para ogrzewa łopatkę, zaś na ostrzu, tj. w pobliżu krawędzi spływu, mamy zjawisko odwrotne, tj. łopatkę ogrzewa parę. Zjawiska te nie wystąpią jedynie w dyszach turbiny Herona (reakcyjność równa jedności) oraz w łopatkach wirnikowych turbiny akcyjnej; będzie tam wyłącznie chłodzenie pary przez łopatkę.

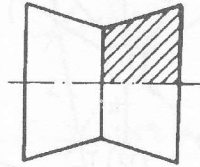
Wymienione efekty będą prawdopodobnie pomijalne w obszarze pary przegrzanej, choć aby tak twierdzić z całą pewnością należałoby wykonać dość żmudne obliczenia, których zasada wyłuszczone jest w pracy autora [4], gdzie na str. 231-233 i na rys. IV.18-20 pokazano przykładowy schemat obliczeniowy dla wirnika turbiny Curtisa. Nadto w przepływach pary przegrzanej wymiana ciepła ma charakter konwekcyjny, więc strumienie cieplne wynikają z różnicy między temperaturą adiabatyczną ścianki a temperaturą ścianki. Temperatura adiabatyczna ścianki równa się temperaturze statycznej płynu plus pomnożona przez współczynnik odzysku  $r$  temperatura dynamiczna. W przepływach laminarnych mamy według Eckerta i Drewitza [7]  $r = \sqrt{Pr}$ , a jeśli ten sam wzór zastosować do przepływów turbulentnych podstawiając turbulentną liczbę Prandtla  $Pr_T$  na miejsce  $Pr$ , to ponieważ jest zawsze  $Pr_T < 1$ , więc temperatura adiabatyczna ścianki będzie mniejsza od temperatury całkowitej pary przegrzanej.

Dla przepływów palisadowych Elsner [8] wyznaczył  $Pr_T = 0.9$ , a więc różnica będzie niewielka, wskutek czego temperatura adiabatyczna ścianki mało będzie się zmieniała w stopniu.

Inaczej sprawa wygląda w przepływach pary mokrej, gdzie wymiana ciepła wynika ze zmian fazowych, a więc kondensacji i parowania, a wtedy decyduje temperatura statyczna  $T$ . Tak więc w stopniach niskoprężnych turbiny wspomniane na wstępie efekty stają się bardzo istotne w związku z powstawaniem filmów i strug cieczy na powierzchni łopatek. Dotyczy tego niniejsze opracowanie.

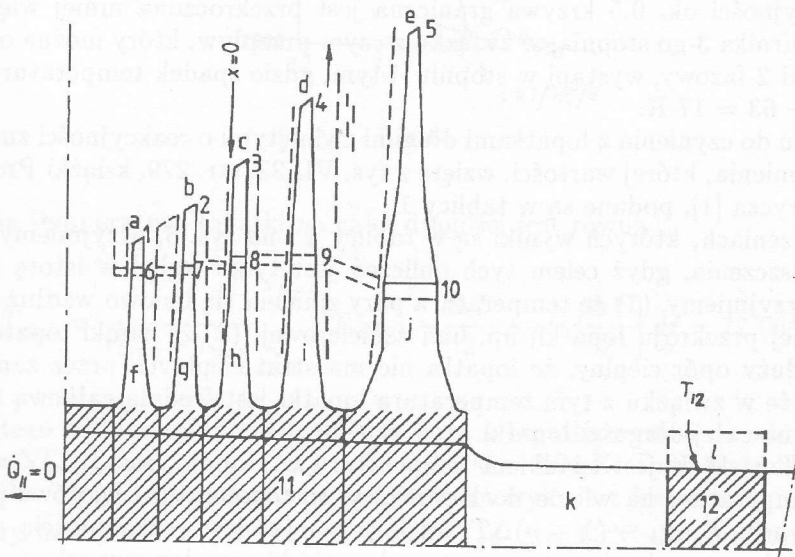
## 2. Wyznaczanie obszarów grzania i chłodzenia w łopatkach.

Na rys. 2 przedstawiony jest schemat turbiny NP z dwoma wylotami, przy czym przekrój wirnika ćwiartki zakreskowanej pokazany jest na rys. 3, opierającym się na artykule Gyarmathy'ego, zamieszczonym w książce [3], rys. 1.2.4. Nawiązując do metody [4] małymi literami oznaczono elementy układu, a mia-



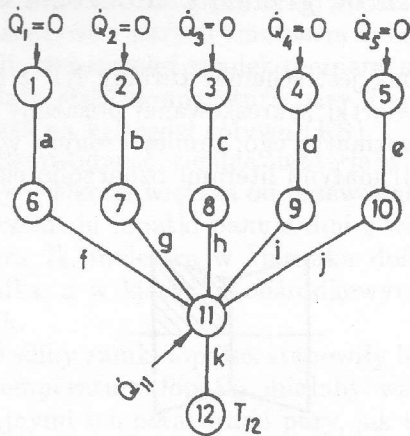
Rys. 2.

nowicie *a, b, c, d, e* są łopatkami wirnika 1-go, 2-go, 3-go, 4-go i 5-go stopnia; *f, g, h, i, j* są tarczami wirników, *k* jest odcinkiem wału, zaś *l* pokrywą łożyska. Węzły 1, 2, 3, 4, 5 to końcówki piór łopatek, węzły 6, 7, 8, 9, 10 oznaczają zamki łopatek, węzeł 11 reprezentuje część wału wraz z piastami tarcz, a węzeł 12 czop wału. Schemat obliczeniowy podano na rys. 4. Na rys. 5 jest wykres Molliera dla



Rys. 3.

danej turbiny, również zaczerpnięty z wzmiankowanego artykułu Gyarmathy'ego, str. 10, rys. 1.2.6. Odczytując ten wykres, mamy: na wlocie do 1-go stopnia  $p =$



Rys. 4.

500 kPa,  $T = 260^\circ\text{C}$ ; na wlocie do 2-go stopnia  $p = 240$  kPa,  $T = 185^\circ\text{C}$ ; na wlocie do 3-go stopnia  $p = 130$  kPa,  $T = 125^\circ\text{C}$ ; na wlocie 4-go stopnia  $p = 50$  kPa,  $T = 80^\circ\text{C}$ ;  $x = 0.980$ ; na wlocie do 5-go stopnia  $p = 21$  kPa,  $T = 63^\circ\text{C}$ ,  $x = 0.946$ ; na wylocie z 5-go stopnia  $p = 5$  kPa,  $T = 32^\circ\text{C}$ ,  $x = 0.896$ .

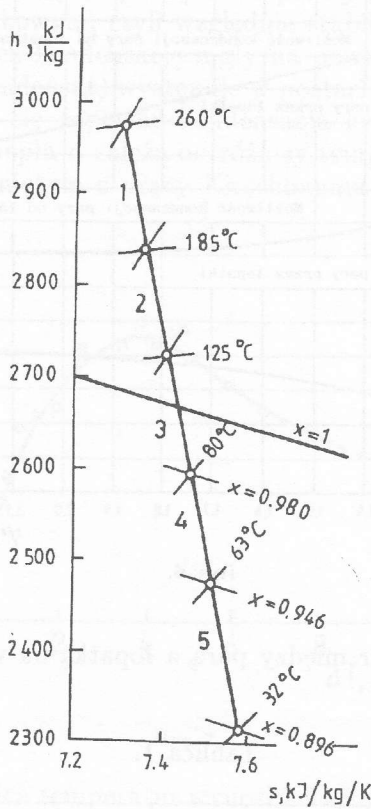
Przy reakcyjności ok. 0.5 krzywa graniczna jest przekroczona mniej więcej na wlocie do wirnika 3-go stopnia, w związku z czym przepływ, który można określić jako w pełni 2-fazowy, wystąpi w stopniu 4-tym, gdzie spadek temperatury pary wynosi  $80 - 63 = 17$  K.

Mamy tu do czynienia z łopatkami długimi zwiniętymi o reakcyjności zmiennej wzdłuż promienia, której wartości, wzięte z rys. VII.33, str. 279, książki Profesora Stefana Perycza [1], podane są w tablicy 1.

W obliczeniach, których wyniki są w tablicy 1 i na rys. 6, przyjmujemy dosyć grube uproszczenia, gdyż celem tych obliczeń jest tylko wgląd w istotę rzeczy. Tak więc przyjmujemy, (1) że temperatura pary zmienia się liniowo wzdłuż jakiejś współrzędnej przekroju łopatki, np. linii szkieletowej, (2) że zamki łopatek stawiają tak duży opór cieplny, że łopatka nie ma strat cieplnych przez zamek do tarczy; (3) że w związku z tym temperatura łopatki jest średnią całkową temperaturą pary na całej długości łopatki.

Jeśli  $\Delta T = 17$  K jest spadkiem temperatury w stopniu, zaś  $T_{wlot,k} = 80^\circ\text{C}$  oznacza temperaturę na wlocie do kierownicy, to temperatura wlotowa pary w wirniku wynosi  $T_{wlot,k} - (1 - \rho)\Delta T$ , gdzie  $\rho = \rho(r)$  jest reakcyjnością. W ten sposób średnia w przekroju  $r$  temperatura łopatki kierownicy wynosi

$$T_{m,k} = T_{wlot,k} - \frac{1}{2}(1 - \rho)\Delta T, \quad (1)$$



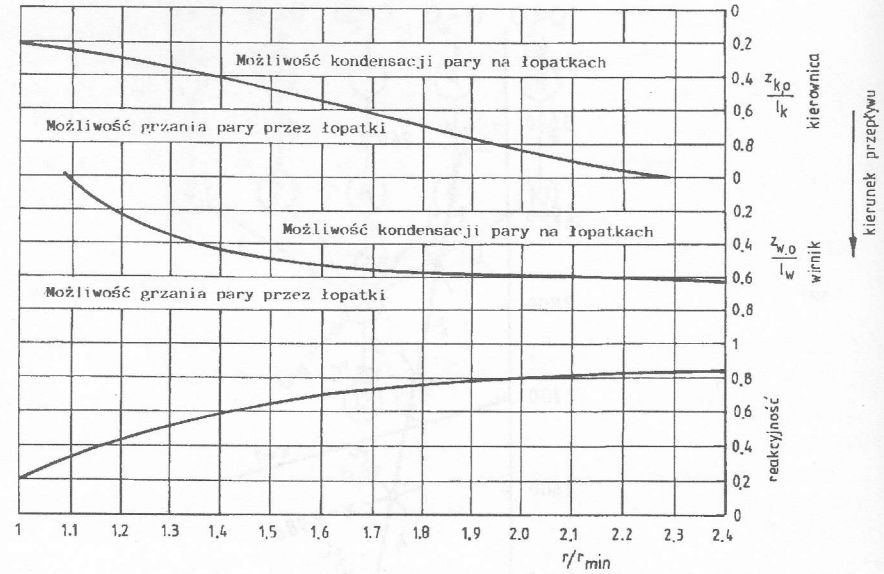
Rys. 5.

a średnia temperatura łopatki na całej długości jest równa

$$\bar{T}_{m,k} = \frac{1}{r_{max} - r_{min}} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \left[ T_{wlot,k} - \frac{\Delta T}{2} + \rho(r) \frac{\Delta T}{2} \right] dr = 77.06^{\circ}C. \quad (2)$$

Wobec tego różnica temperatur między parą a łopatką wynosi na wlocie do kierownicy  $\Delta T_{wlot,k} = T_{wlot,k} - \bar{T}_{m,k} = 80 - 77.06 = 2.94$  K. Temperatura na wlocie do wirnika  $T_{wlot,w}$  równa jest temperaturze na wylocie z kierownicy, a temperatura pary na wylocie z wirnika jest dana:  $T_{wyLOT,w} = 63^{\circ}C$ . Średnia temperatura łopatki wirnika wynosi więc

$$\bar{T}_{m,w} = \frac{1}{r_{max} - r_{min}} \int_{r_{min}}^{r_{max}} \left[ T_{wyLOT,w} + \rho(r) \frac{\Delta T}{2} \right] dr = 68.56^{\circ}C, \quad (3)$$



Rys. 6.

co daje różnicę temperatur między parą a łopatką na wlocie równą  $\Delta T_{wlot,w} = T_{wlot,w} - \bar{T}_m = f(r)$ .

Tablica 1.

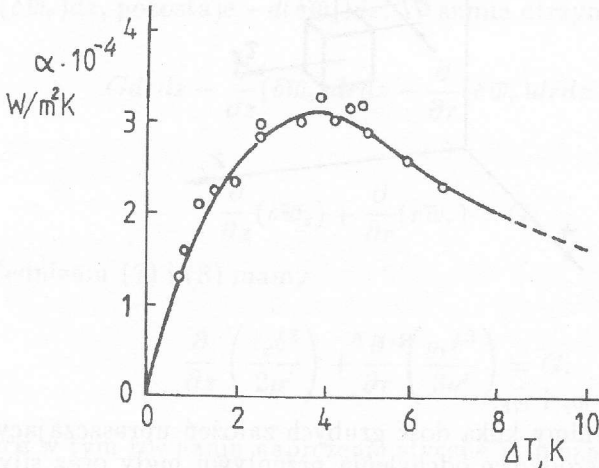
$r/r_{min}$	1	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4
reakcyjność $\rho$	0.2	0.43	0.58	0.69	0.75	0.79	0.82	0.84
$\Delta T_k = (1 - \rho)\Delta T$ , K	13.6	9.69	7.14	5.27	4.25	3.57	3.06	2.72
$\Delta T_w = \rho\Delta T$ , K	3.4	7.31	9.86	11.73	12.75	13.43	13.94	14.28
$\Delta T_{wlot,w}$ , K	- 2.16	1.75	4.30	6.17	7.19	7.87	8.38	8.72
$z_{k,o}/l_k$	0.216	0.303	0.412	0.558	0.692	0.824	0.961	>1
$z_{w,o}/l_w$	< 0	0.239	0.436	0.526	0.564	0.586	0.601	0.611
$\alpha_{wlot,w} \cdot 10^{-4}$ , W/m <sup>2</sup> K	-	2.43	3.08	2.59	2.27	2.08	2.04	2.01
$q_{wlot,w} \cdot 10^{-4}$ , W/m <sup>2</sup>	-	4.25	13.25	16.00	16.31	16.38	17.06	17.55
$G_{K,w}$ , kg/m <sup>2</sup> s	-	0.0187	0.0583	0.0704	0.0717	0.0720	0.0750	0.0771

Izotermę  $T = \bar{T}_m$  mają współrzędne  $z_{k,o}/l_k$  dla kierownicy oraz  $z_{w,o}/l_w$  dla wirnika. Narysowane są one na rys. 6. Powyżej tych izoterm są obszary, gdzie łopatką chłodzi parę, poniżej – gdzie ją grzeje. Tak więc na nosku łopatkę para będzie się skraplać, przy czym na końcówce łopatkę kierowniczej kondensacja jest możliwa na całym obwodzie łopatkę. Natomiast u stopy łopatkę wirnika jest obszar, gdzie



kondensacja nie wystąpi.

Uprzedzając fakty podamy, że para jest tu quasi-jednorodnym systemem 2-fazowym w ustroju kropelkowym, czyli względnie stabilną mgłą. Zwiększenie wilgotności odbywa się przez kondensację mgły na powierzchniach łopatki, a kondensat (tzw. pierwszy kondensat) występuje w postaci płaskich kropli, strug oraz filmu. Na nosku pojawi się zapewne kondensacja kropelkowa, dla której współczynniki przejmowania ciepła  $\alpha$  zależą od różnicy temperatur w sposób uwidoczony na rys. 7, zaczerpniętym z pracy Kirschbauma [5]. Na krawędzi natarcia



Rys. 7.

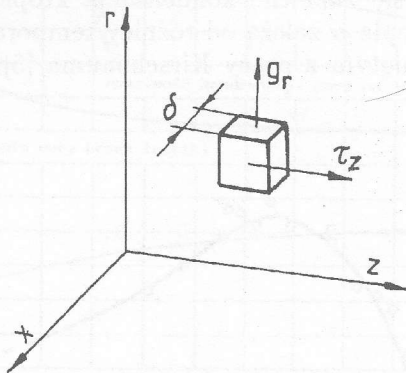
łopatki kierowniczej różnica temperatur wynosi 2.94 K, co daje  $\alpha_{wlot,k} = 3.02 \cdot 10^4 W/m^2K$  oraz strumień cieplny  $q_{wlot,k} = 8.89 \cdot 10^4 W/m^2$ . Przy cieple parowania  $\Delta h = 2.32 \cdot 10^6 J/kg$  oraz stopniu suchości  $x = 0.980$  daje to strumień masowy kondensatu  $G_{K,k}(0) = 0.0391 kg/m^2s$ . Te same wielkości dla łopatki wirnika podane są w tablicy 1. Dodamy, że granice obszarów chłodzenia i grzania, uwidocznione na rys. 6, wynikają z przyjęcia liniowego rozkładu temperatury jak na rys. 1. Rzeczywista zależność  $T(z)$  może być obliczona na podstawie rozkładu ciśnienia  $p(z)$ , a wtedy zapewne granica obszarów chłodzenia i grzania przesunie się ku krawędzi natarcia. Nieco przed tą granicą, licząc od krawędzi natarcia, należy umieszczać szczeliny ssawne w łopatkach kierowniczych.

### 3. Hydrodynamika filmu ciekłego na łopacie.

Kanałem międzyłopatkowym przepływa mgła, która kondensując się na powierzchni łopatek tworzy tam różne formy morfologiczne, jak krople nieruchome i toczące się,łaty (duże płaskie cienkie krople), strugi, filmy. Zwykłym trybem najpierw analizuje się film ciągły, a potem bada jego stabilność, co wskaże na możliwość rozpadu filmu na strugi itd.

Analizę wykonamy w ortogonalnym układzie współrzędnych  $x, r, z$ , przedstawionym na rys. 8, przy czym oś  $r$  przedstawia kierunek promieniowy, krzywoliniowa oś  $z$  leży na powierzchni łopatki, zaś oś  $x$  jest prostopadła do osi  $z$ .

Prędkość cieczy w filmie o grubości  $\delta(r, z)$  zmienia się najsilniej w kierunku



Rys. 8.

$x$  i ma dwie składowe,  $w_r$  i  $w_z$ .

W tej analizie uczynimy kilka dość grubych założeń upraszczających, a mianowicie pominiemy odśrodkowe odchylenia przepływu mgły oraz siły Coriolisa, działające na film. Pominiemy także składową przyspieszenia w kierunku  $z$ , jak również nieliniowe wyrazy w równaniach ruchu.

Przy tych założeniach otrzymuje się następujące prymitywne formy równań ruchu

$$g_r + \nu' \frac{\partial^2 w_r}{\partial x^2} = 0, \quad w_r = w_r(x), \quad w_r(0) = 0, \quad \frac{\partial w_r(\delta)}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\nu' \frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} = 0, \quad w_z = w_z(x), \quad w_z(0) = 0, \quad \frac{\partial w_z(\delta)}{\partial x} = \frac{\tau_z}{\mu'}, \quad (5)$$

w których  $g_r$  oznacza przyspieszenie w kierunku  $r$ ,  $\nu' = \mu'/\rho'$ , gdzie  $\mu'$  jest dynamicznym współczynnikiem lepkości ciecży, zaś  $\rho'$  jej gęstością;  $\tau_z$  oznacza naprężenie styczne na granicy faz przy  $x = \delta$ .

Rozwiązania tych równań są następujące:

$$w_r = \frac{g_r}{\nu'} \left( \delta x - \frac{x^2}{2} \right), \quad w_z = \frac{\tau_z}{\mu'} x. \quad (6)$$

Na tej podstawie obliczamy średnie wartości składowych według wzorów

$$\bar{w}_r = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w_r(x) dx = \frac{g_r \delta^2}{3\nu'}, \quad (7)$$

$$\bar{w}_z = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} w_z(x) dx = \frac{\tau_z \delta^2}{2\mu'}, \quad (8)$$

co pozwala sporządzić bilans masowy dla elementu filmu o powierzchni  $dr \cdot dz$ . Mianowicie, z zewnątrz dochodzi do filmu wypadkowy strumień masowy  $G$ , dający przyrost masy filmu na jednostkę czasu  $d^2 m_{zewn} = G dr \cdot dz$ . W kierunku  $z$  (vide rys. 8) wchodzi z lewa  $\delta \bar{w}_z dr$ , wychodzi z prawa  $\delta \bar{w}_z dr + d(\delta \bar{w}_z) dr$ , pozostaje  $-d(\delta \bar{w}_z) dr$ . W kierunku  $r$  wchodzi z dołu  $\delta \bar{w}_r dz$ , wychodzi do góry  $\delta \bar{w}_r dz + d(\delta \bar{w}_r) dz$ , pozostaje  $-d(\delta \bar{w}_r) dz$ . W sumie otrzymuje się

$$G dr dz - \frac{\partial}{\partial z} (\delta \bar{w}_z) dr dz - \frac{\partial}{\partial r} (\delta \bar{w}_r) dr dz = 0,$$

skąd

$$\frac{\partial}{\partial z} (\delta \bar{w}_z) + \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{w}_r) = G, \quad (9)$$

a po uwzględnieniu (7) i (8) mamy

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\tau_z \delta^2}{2\mu'} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{g_r \delta^3}{3\nu'} \right) = G. \quad (10)$$

Występujące w tym równaniu naprężenie styczne  $\tau_z$  można obliczyć ze wzoru

$$\tau_z = f \cdot \frac{\rho_s w_s^2}{2}, \quad f = 0.046 Re_s^{-0.2}, \quad (11)$$

gdzie  $f$  jest liczbą oporu Fanninga,  $\rho_s$  jest gęstością mgły, a  $w_s$  jej prędkością. Jest  $w_s = w_s(z)$ ,  $\rho_s = \rho_s(z)$  i to samo dotyczy liczby Reynoldsa, więc  $\tau_z = \tau_z(z)$ .

Przyspieszenie  $g_r$  stanowi sumę przyspieszenia odśrodkowego  $r\omega^2$  gdzie  $\omega$  jest prędkością kątową, oraz składowej przyspieszenia ziemskiego. Np. dla pionowej łopatki kierowniczej z rys. 3 jest  $g_r = -g$ .

Warunki brzegowe dla równania (10), opisującego stacjonarny film, są takie, że na krawędzi natarcia  $z = 0$  jest  $\delta = 0$ . Co do warunku dla współrzędnej  $r$ , to zależy on od okoliczności. Dla łopatki wirnikowej będzie  $\delta(r_{min}) = 0$ .

#### 4. Strumienie masowe na powierzchni filmu.

Rozpatrywany przepływ 2-fazowy należy do kategorii pierścieniowo-mgłowych, charakteryzujących się obecnością warstw cieczy na ściance kanału oraz kropelek w rdzeniu przepływu. Tego rodzaju przepływy 2-fazowe mają bogatą literaturę, odnoszącą się przede wszystkim do pionowych kanałów reaktorów wrzących (BWR).

Tak więc w przepływie występują 3 składniki, a mianowicie ciecz na ściankach

(powierzchni łopatek) o wydatku  $\dot{m}_l$ , kropelki o wydatku  $\dot{m}_d$ , oraz gaz (para sucha nasycona) o wydatku  $\dot{m}_v$ . W sumie wydatek wynosi

$$\dot{m} = \dot{m}_v + \dot{m}_d + \dot{m}_l = \dot{m}_s + \dot{m}_l, \quad (12)$$

gdzie

$$\dot{m}_s = \dot{m}_v + \dot{m}_d \quad (13)$$

jest wydatkiem pary mokrej, tj. mgły o wilgotności

$$y = \dot{m}_d / \dot{m}_s. \quad (14)$$

Jakość całości wynosi

$$x = \dot{m}_v / \dot{m}. \quad (15)$$

Poszczególne składowe wydatki ulegają zmianom wskutek wzajemnych oddziaływań, jak następuje.

- a) Kondensacja mgły na tej części powierzchni łopatki, gdzie temperatura powierzchni łopatki  $T_b$  jest niższa od temperatury mgły, równej temperaturze nasycenia  $T_s$  przy danym ciśnieniu. Strumień masowy związany z tym zjawiskiem wynosi  $G_K$  kg/m<sup>2</sup>s. Jeśli  $b$  jest szerokością kanału to

$$(d\dot{m}_l)_a = -(d\dot{m}_s)_a = G_K b dz, \quad (16)$$

zaś

$$G_K = \frac{\alpha(T_s - T_b)}{(1 - y)\Delta h}. \quad (17)$$

- b) Odparowanie filmu na tej części powierzchni łopatki, gdzie  $T_b > T_s$ . Strumień masowy wynosi

$$G_B = \frac{\lambda'}{\delta} \cdot \frac{T_b - T_s}{\Delta h}, \quad (18)$$

przy czym

$$-(d\dot{m}_l)_b = (d\dot{m}_v)_b = G_B \cdot b dz. \quad (19)$$

Strumienie  $G_K$  i  $G_B$  występują alternatywnie.

- c) Osiadanie (*deposition*) kropelek na powierzchni łopatki, mające charakter turbulently-dyfuzyjny i wyrażające się zależnością

$$(d\dot{m}_l)_c = -(d\dot{m}_d)_c = G_D b dz, \quad (20)$$

przy czym na strumień  $G_D$  znajdujemy w literaturze różne wzory, np. wzór McCoya i Hanratty'ego

$$G_D = 0.17 w_s \sqrt{f/2} \cdot C_D, \quad (21)$$

w którym  $C_D$  oznacza koncentrację kropelek we mgłę.

- d) Odwirowywanie kropelek z mgły na powierzchnię łopatki po stronie wklęsłej, czyli osiadanie kropelek na powierzchni spowodowane bezwładnością. Oznaczając ten strumień przez  $G_I$ , mamy

$$(\dot{m}_I)_d = -(\dot{m}_d)_d = G_I b dz. \quad (22)$$

- e) Porywanie (*entrainment*) drobnych kropelek, powstałych wskutek niestabilności powierzchni cieczy w postaci filmu, strug, łat etc. Ten strumień,  $G_E$ , można obliczyć ze wzoru (vide [6], gdzie użyto innych oznaczeń)

$$G_E = 5.57 \cdot 10^{-3} W e^2 \rho_s^2 w_s^2 \delta / \sigma. \quad (23)$$

w którym można przyjąć  $W e = 1$ , zaś  $\sigma$  oznacza napięcie powierzchniowe. W ten sposób

$$-(\dot{m}_I)_e = (\dot{m}_d)_e = G_E b dz. \quad (24)$$

Oddziaływania wewnątrz mgły zostaną omówione w następnym rozdziale.

Dodamy, że powyższe wzory dotyczą filmu ciągłego. Jeśli zamiast filmu mamy inną morfologię, to w pewnym przekroju z cieczą przykrywa część  $\varepsilon < 1$  długości łopatki. Wtedy we wzorach (19) i (24) wielkość  $b$  należy zastąpić przez  $\varepsilon b$ .

Sumując wyprowadzone wyrażenia otrzymamy

$$\dot{m}_I / b dz = G = G_D + G_I - G_E + \underbrace{(G_K \text{ albo } -G_B)}_{\text{alternatywnie}}, \quad (25)$$

co można podstawić do wzoru (10).

Podobnie otrzymamy

$$\dot{m}_d / b dz = -G_D - G_I + G_E - y \cdot G_K, \quad (26)$$

$$\dot{m}_s / b dz = -G_D - G_I + G_E - \underbrace{(G_K \text{ albo } -G_B)}_{\text{alternatywnie}}. \quad (27)$$

## 5. Oddziaływania wewnątrz mgły.

Składnikiem napędowym w mgle jest para sucha nasycona o temperaturze nasycenia  $T_s$ . Jej prędkość wynosi  $w_s$ , a gęstość  $\rho''$  może być obliczona z równania stanu gazów doskonałych w zakresie temperatur do 80 °C, przy czym błędy nie przekraczają 1% in minus. Skutkiem tego mamy w ruchu stacjonarnym dla wszystkich pochodnych względem czasu  $t$  zależność

$$\frac{d}{dt} = w_s \frac{d}{dz}. \quad (28)$$

Mgła zawiera kropelki o średnicach mikronowych, które mają sporą bezwładność mechaniczną i cieplną. Oznacza to, że jeśli prędkość pary suchej wzrośnie o  $dw_s$ , to przyrost prędkości kropelki może być mniejszy,  $dw_d < dw_s$ , co prowadzi do powstania poślizgu.

Należy ocenić wielkość tego poślizgu.

Przy tak małych średnicach kropelek,  $D = 1 \mu\text{m}$ , i znikomych z założenia poślizgach opór kropelki jako kulki określony jest wzorem Stokesa

$$-F_{oporu} = 3\pi\mu''D(w_s - w_d) = \frac{\pi}{6}D^3\rho'\frac{dw_d}{dt} = \frac{\pi}{6}D^3\rho'w_s\frac{dw_d}{dz}, \quad (29)$$

skąd mamy równanie ruchu

$$\frac{dw_d}{dz} = \frac{18\mu''}{\rho'D^2w_s}(w_s - w_d), \quad (30)$$

w którym  $\mu''$  jest lepkością pary suchej nasyconej, zaś  $\rho'$  gęstością cieczy nasyconej. Np. dla  $75^\circ\text{C}$  jest  $\mu'' = 10.92 \cdot 10^{-6} \text{ kg/ms}$ ,  $\rho' = 974.67 \text{ kg/m}^3$  co dla  $D = 10^{-6}$  daje

$$\frac{dw_d}{dz} = 2.017 \cdot 10^5 \cdot \frac{w_s - w_d}{w_s}. \quad (31)$$

Przyjmując np.  $w_s = 200 \text{ m/s}$ ,  $w_d = 150 \text{ m/s}$ , otrzymamy, że wymagany przyrost prędkości  $\Delta w_d = 50 \text{ m/s}$  nastąpi na odcinku ok. 1 mm. Spostrzeżenie to pozwala na pominięcie poślizgu tak małych kropelek, tj. przyjęcie  $w_d = w_s$ .

Z kolei należy rozpatrzyć bezwładność cieplną kropelki. W przepływie ze spadkiem ciśnienia temperatura pary suchej nasyconej stale równa jest  $T_s(p)$ , natomiast temperatura kropelek wykazuje w swojej zmienności pewne opóźnienie, co powoduje powstanie przegrzania cieczy, tj.  $T_d > T_s$ . (Uwaga: Moore [3], str. 67, inaczej interpretuje to zjawisko). Dla bardzo małych kul, za jakie uważa się kropelki, liczba Nusselta wynosi 2, więc współczynnik przyjmowania ciepła wynosi

$$\alpha = 2\lambda''/D, \quad (32)$$

gdzie  $\lambda''$  jest przewodnością cieplną pary. Z bilansu cieplnego mamy

$$dQ = \alpha(T_d - T_s)\pi D^2 dt = -d\left(\frac{\pi}{6}D^3\rho'h'\right), \quad (33)$$

gdzie

$$h' = c_p(T_d - T_s) \quad (34)$$

jest entalpią cieczy przegrzanej, która w myśl równania (33) jest chłodzona parą suchą. Porządkując (33) otrzymujemy

$$\frac{d}{dz} \ln(T_d - T_s) = -\frac{12\lambda''}{\rho'c_p D^2 w_s}, \quad (35)$$

przy czym np. dla  $70\text{ }^{\circ}\text{C}$  mamy  $\lambda'' = 0.0204\text{ W/mK}$ ,  $\rho' = 977.52\text{ kg/m}^3$ ,  $c'_p = 4187\text{ J/kgK}$ , co przy  $D = 10^{-6}\text{ m}$ ,  $w_s = 200\text{ m/s}$  daje

$$\frac{d}{dz} \ln(T_d - T_s) = -299.06\text{m}^{-1}. \quad (36)$$

Z tego wynika, że praktycznie rzecz biorąc  $T_d = T_s$ , a więc mamy do czynienia z równowagą termiczną wewnątrz mgły.

## 6. Wnioski jakościowe dla kierownic.

Celem niniejszej pracy jest, jak to wynika z tytułu, prezentacja pewnych spostrzeżeń, a nie ilościowe rozwiązanie tak złożonego problemu. Należałoby zatem przywołać na świadków obserwacje eksperymentalne. W literaturze, dostępnej dla autora, znajdujemy wyniki obserwacji ruchu cieczy na łopatkce kierowniczej ostatniego stopnia turbiny NP, wykonane w r. 1969 przez M. J. Moore'a i P. Sculphera z Leatherhead. Wyniki obserwacji endoskopowych przedstawia rys. 1.4.11 w artykule Gyarmathy'ego [3], powtórzony jako rys. V.13 w książce J. Krzyżanowskiego [2].

Obserwowany był głównie obszar noska profilu, tj. поближе krawędzi natarcia. Widać tam powstający film ciekły, od połowy łopatki ściekający w dół zgodnie z uwagami rozdziału 3.

Dalej w kierunku krawędzi splywu prędkość pary szybko wzrasta, co powodowałoby ścienienie filmu ponad jego możliwości (ze względu na stabilność). Muszą się więc pojawić strugi, których położenie wynika z topografii mikrogemetrii powierzchni łopatki oraz ruchów pary w kierunku promieniowym. Mechanizm przepływu cieczy jest zakłócony przez obwodową szczelinę odwadniającą oraz szczeliny ssawne (*suction slots*) na powierzchni łopatki.

Obraz przepływu nie wykazuje sprzeczności z przedstawionymi tu sugestiami.

Pracę zgłoszono 1994. 10. 18

## Literatura

- [1] Perycz S.: *Turbiny parowe i gazowe, Maszyny Przepływowe*, tom 10, Ossolineum, 1992.
- [2] Krzyżanowski J.: *Erozja łopatek turbin parowych*, Maszyny Przepływowe, tom 6, Ossolineum, 1991.
- [3] Moore M. J., Sieverding C. H. (Editors): *Two-Phase Steam Flow in Turbines and Separators*, Hemisphere Publ. Corp., 1976.

- [4] Madejski J.: *Wymiana ciepła w turbinach cieplnych*, Maszyny Przepływowe, tom 1, Ossolineum, 1988.
- [5] Kirschbaum E.: *Neues zum Wärmeübergang mit und ohne Änderung des Aggregatzustandes*, Dechema-Monografien, Band 21, str. 61, 1952; vide również: Madejski J.: *Teoria wymiany ciepła*, IMP PAN, PWN, 1963, rys. 214, str. 507.
- [6] Madejski J.: *Przepływ dwufazowy w kanałach poziomych*, Zeszyty Naukowe IMP PAN w Gdańsku, 393/1354/93.
- [7] Eckert E., Drewitz O.: *Der Wärmeübergang an eine mit grosser Geschwindigkeit längs angeströmte Platte*, Forschung auf dem Gebiete des Ing.-Wesens., 1940, str. 116.
- [8] Elsner J. W.: *Turbulencja przepływów*, PWN, 1987, str. 201.

## Remarks on the theory of two-phase flows in steam turbines

### Summary

Heat transfer to blades of LP turbine stages is considered in this paper. It is pointed out that the blade temperature, due to the high heat conductivity, can be assumed as nearly constant in comparison to considerable temperature variations of the wet steam. Hence the conditions at the surface near the leading edge favour condensation, whereas near the trailing edge heating of the film and steam must occur. Equations for the film flow on the blade surface have been derived.