

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

77

WARSZAWA - POZNAŃ 1980

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 PRZEPŁYWOWYCH

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

RADA REDAKCYJNA - EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ROMUALD PUZYREWSKI
KAZIMIERZ STELLER (PRZEWODNICZĄCY · CHAIRMAN) · ROBERT SZEWAŁSKI
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER - REDAKTOR - EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszer 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright

by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1980

Printed in Poland

ISBN 83-01-01613-2

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 1000 - 90 egz.	Oddano do składania 5 XII 1978 r.
Arb. wyd. 10. Arb. druk. 10.775	Podpisano do druku 1 II 1980 r.
Page. druk. 100. 10. 75, 75 g 75 x 100 cm.	Druk ukończono w lutym 1980 r.
Net. 100. 10. 100	Cena zł 50,- L-7/751.

DRUKARNIA UNIWERSYTETU IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

EUGENIUSZ IHNATOWICZ

Gdańsk

Analiza ruchu i odparowania cienkiego filmu cieczowego poruszanego przez naprężenia styczne na granicy rozdziału faz ciecz-para*

W pracy przedstawiono analizę teoretyczną i badania eksperymentalne odparowania cienkiego filmu wodnego poruszanego przez intensywny ruch fazy parowej, z obecnością kropeł w parowej warstwie przyściennej.

Spis oznaczeń

- | | |
|--|--|
| a – zdefiniowano w zależności (4) | q_v – gęstość objętościowego źródła (upustu) ciepła, |
| A, B – zdefiniowano w zależności (15), | r – promień, |
| b – parametr wdmuchu, | t – temperatura, |
| c – koncentracja kropeł w parowej warstwie przyściennej w jednostkach masy na jednostkę objętości, | Δt – różnica temperatur, |
| c_f – współczynnik tarcia zdefiniowany w zależności (19), | u, v – prędkość, |
| c_p – ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu, | x – współrzędna; stopień suchości pary, |
| d – średnica, | y – współrzędna, |
| D – gęstość strumienia masy kropeł osiadających na filmie w jednostce czasu, na jednostkę powierzchni, | Z – parametr zdefiniowany w zależności (23), |
| f – funkcja zdefiniowana w zależności (23), | α – współczynnik przyjmowania ciepła, |
| F – współczynnik tarcia; powierzchnia, | δ – grubość, |
| i – entalpia, | λ – przewodność cieplna, |
| Δi – ciepło parowania, | μ – lepkość dynamiczna, |
| j – objętościowy strumień odparowującej masy pary z powierzchni filmu zdefiniowany w zależności (15), | ρ – gęstość, |
| k – współczynnik wymiany masy o wymiarze prędkości, | τ – naprężenia styczne; czas, |
| l – wymiar liniowy, | φ – kąt pochylenia, |
| m – masowe natężenie przepływu, | Pr – liczba Prandtla, |
| p – ciśnienie, | Re – liczba Reynoldsa. |
| q – gęstość strumienia cieplnego, | |

Indeksy dotyczą:

- a – warunków adiabatycznych,
 c – wielkości całkowitych,
 e – wielkości ekwiwalentnej,
 i – granicy rozdziału faz ciecz-para,

* Praca wykonana w ramach problemu międzyresortowego MR. I. 26, pt. „Podstawy projektowania maszyn i urządzeń energetycznych”, grupa tematyczna 06.

l – fazy ciekłej; filmu,	wl – wlotu,
m – granicy stref w kanale pierścieniowym (rys. 4),	wyl – wylotu,
n – warunków nieadiabatycznych,	∞ – przepływu niezaburzonego,
s – stanu nasycenia,	1 – strefy pierwszej (kanału pierścieniowego ograniczonego powierzchnią filmu i powierzchnią $\tau=0$, rys. 4),
v – fazy parowej; objętości,	$-$ – wartości średniej.
w – ścianki,	

1. Wstęp

Zjawisko odparowania ciągłego filmu cieczowego poruszanego przez naprężenia styczne i płynącego po powierzchni ciała stałego jest ważne w wielu zastosowaniach technicznych. Występuje ono w chemicznych urządzeniach destylacyjnych, parownikach warstewkowych, jak również podczas wrzenia w kanałach i ma duże znaczenie dla bezpiecznej pracy reaktorów jądrowych. Zagadnienie to jest również istotne w eksploatacji turbin parowych dużej mocy, szczególnie w ostatnich kilku stopniach części niskoprężnej, pracujących w obszarze pary mokrej. Struktura strumienia kropel opuszczającego fazę ciekłą i padającego na łopatki wirnikowe w znacznym stopniu zależy od charakteru przepływu fazy ciekłej po powierzchniach łopatek kierowniczych.

Proces odparowania filmu występuje samorzutnie w urządzeniach technicznych lub też przebiega w sposób kontrolowany w celu zintensyfikowania procesów technologicznych. W każdym z zastosowań tych procesów występuje inna specyfika. Ma to odbicie w literaturze przedmiotu, która w zależności od występowania procesu przedstawia jego różne aspekty. Szczególnie obszerna jest literatura dotycząca intensyfikacji wymiany ciepła i masy uzyskiwanej na drodze odparowania cienkiej warstwy cieczy.

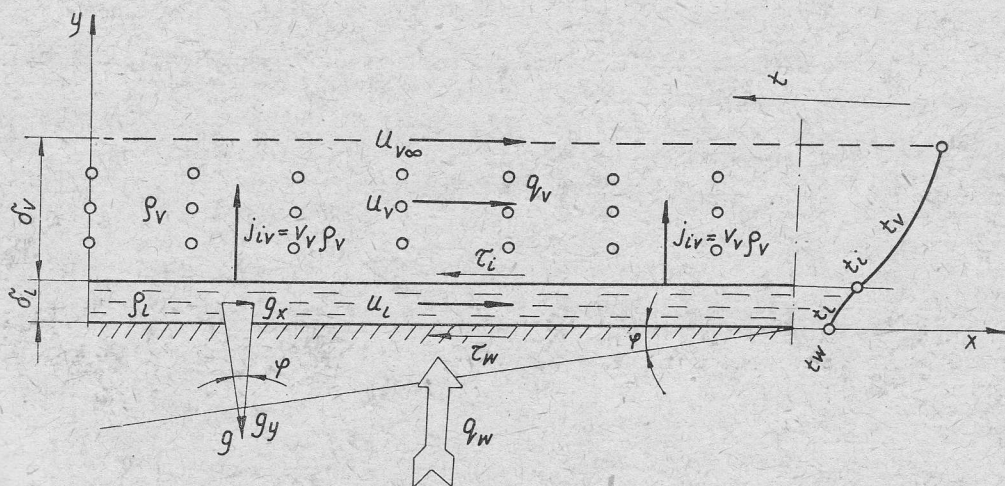
Badania procesów ruchu i odparowania filmów dotyczą w większości przypadków filmów spływających grawitacyjnie. Wykaz prac z tej dziedziny można znaleźć na przykład w [1, 2, 3]. Natomiast niewielka liczba prac poświęcona jest odparowaniu cienkich warstw cieczy, których ruch wywołany jest głównie przez naprężenia styczne na granicy rozdziału fazy ciekłej i parowej. Odparowanie filmu cieczowego w obecności przepływu pary występuje między innymi podczas wrzenia w przepływie, przy tak zwanym przepływie pierścieniowym. Specyfika tego procesu powoduje jednak, że trudne jest transponowanie wyników prac nad tym zagadnieniem na proces odparowania filmu, jaki zachodzi na powierzchni łopatki kierowniczej w turbinie podczas tak zwanego „podgrzewu wewnętrznego” [4], głównego przedmiotu zainteresowań autora pracy [5]. Podgrzew wewnętrzny polega na częściowym lub całkowitym usunięciu filmu cieczowego z powierzchni łopatki kierowniczej poprzez jego odparowanie, w celu zmniejszenia strumienia kropel atakujących łopatki wirnika turbiny, a tym samym zmniejszenia groźnych skutków erozji wirnika. Skuteczność odparowania cieczy z powierzchni łopatki kierowniczej zależy w znacznym stopniu od struktury przepływu fazy ciekłej. W przypadku małej ilości cieczy (na przykład przy końcu procesu odparowania) struktura warstwy cieczy jest nieciągła i tworzą się strugi [6, 7]. Przedstawione w literaturze zagadnienia ruchu i odparowania filmów cieczy dotyczą filmów dość grubych, poruszanych przez fazę gazową o umiarkowanych prędkościach. Opór cieplny takich filmów jest znacznie większy od oporu cieplnego warstwy przysciennej. W zagadnieniach tych zwykle o przejmowaniu ciepła decydował opór cieplny filmu.

Filmy cieczowe występujące na powierzchni łopatki kierowniczej są znacznie cieńsze i poruszane są przez bardzo intensywny ruch fazy parowej. W tym przypadku opór cieplny filmu jest porównywalny z oporem cieplnym warstwy przyściennej. Ponadto proces odparowania filmu zachodzi wówczas w obecności niewielkiej ilości wilgoci zawartej w postaci małych kropeł w parze roboczej [8].

Pewne informacje dotyczące ruchu cienkich warstw cieczy poruszanych przez naprężenia styczne można znaleźć w [9, 10, 11, 12].

2. Podstawy teoretyczne odparowania filmu cieczowego poruszanego przez naprężenia styczne

Schemat procesu odparowania filmu do parowej warstwy przyściennej przedstawiono na rys. 1. W przyjętym modelu zjawiska strumień cieplny o gęstości q_w , przechodzi kolejno przez film o grubości δ_l , a następnie przez parową warstwę przyścienną o grubości δ_v .



Rys. 1. Schemat przebiegu temperatur podczas odparowania filmu wodnego poruszanego przez intensywny przepływ wilgotnej fazy parowej

W tym przypadku opór cieplny filmu i parowej warstwy przyściennej połączone są szeregowo. Stąd też, ekwiwalentny współczynnik przejmowania ciepła (α_e) dla filmu (α_l) i parowej warstwy przyściennej (α_v) można przedstawić następująco:

$$\alpha_e = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_l} + \frac{1}{\alpha_v}} \quad (1)$$

O rozważanym procesie odparowania decyduje zarówno opór cieplny filmu, jak też opór cieplny parowej warstwy przyściennej.

2.1. Opór cieplny filmu cieczowego

Opór cieplny filmu uzależniony jest od grubości filmu, charakteru ruchu filmu, jak również od własności fizycznych cieczy. W celu określenia tego oporu wyznaczono pole prędkości i pole temperatur w filmie.

Rozważono ruch cienkiego filmu, który przepływa laminarnie w sposób ustalony. Przyjęto przy tym, że wpływ sił bezwładnościowych masowych jest pomijalny, ciecz jest nieściśliwa, własności fizyczne czynników są stałe i nie zależą od temperatury. Przy tych założeniach otrzymuje się dla jednowymiarowego pola prędkości skalarne równanie ruchu w postaci

$$g_x(\rho_l - \rho_v) - \frac{dp}{dx} + \mu_l \frac{d^2 u_l}{dy^2} = 0. \quad (2)$$

Wprowadzając do (2) naprężenia styczne

$$\tau = \mu_l \frac{du_l}{dy}, \quad (3)$$

otrzymuje się, po scałkowaniu (2) i przyjęciu warunku, że dla $y = \delta_l$ jest $\tau = \tau_i$, rozkład naprężeń stycznych w filmie laminarnym w postaci

$$\tau = a(\delta_l - y) + \tau_i, \quad (4)$$

gdzie

$$a = g_x(\rho_l - \rho_v) - \frac{dp}{dx}.$$

Porównując (4) z (3) uzyskano profil prędkości w filmie laminarnym przy uwzględnieniu warunku brzegowego $u_l = 0$ dla $y = 0$

$$u_l = \frac{1}{\mu_l} \left[a \left(\delta_l y - \frac{y^2}{2} \right) + \tau_i y \right]. \quad (5)$$

Zależność (5) pozwala na obliczenie masowego natężenia przepływu filmu

$$m_l = \pi d_1 \rho_l \int_0^{\delta_l} u_l dy = \frac{\pi d_1 \rho_l}{\mu_l} \left[\frac{1}{3} a \delta_l^3 + \frac{\tau_i \delta_l^2}{2} \right]. \quad (6)$$

Rozkład temperatury w filmie laminarnym znajduje się z zależności

$$q_w = -\lambda_l \frac{dt_l}{dy}. \quad (7)$$

Przyjmując $q_w = \text{const}$ oraz całkując (7) przy warunku, że dla $y = 0$, $t_l = t_w$, otrzymano

$$t_l = -\frac{q_w}{\lambda_l} y + t_w. \quad (8)$$

Współczynnik przejmowania ciepła filmu określa zależność

$$\alpha_l = \frac{q_w}{t_w - t_i} . \quad (9)$$

Podstawiając (8) do (9) otrzymuje się elementarną zależność na współczynnik przejmowania ciepła filmu w postaci

$$\alpha_l = \frac{\lambda_l}{\delta_l} . \quad (10)$$

2.2. Opór cieplny parowej warstwy przysciennej

Istnieje wiele teorii warstwy przysciennej z uwzględnieniem wpływu poprzecznego strumienia wdmuchiwaney masy, na przykład [13, 14]. Przedstawiona poniżej teoria warstwy przysciennej ze źródłami ciepła ma na celu wyjaśnienie zjawiska w możliwie najprostszy sposób oraz podanie podstaw do opracowania wyników badań eksperymentalnych.

Przyjmując przepływ pary w warstwie przysciennej jako jednowymiarowy, otrzymuje się następujący układ równań:

— równanie ciągłości

$$\frac{d(\rho_v v_v)}{dy} = 0 , \quad (11)$$

— równanie ruchu

$$\rho_v v_v \frac{du_v}{dy} = \mu_v \frac{d^2 u_v}{dy^2} , \quad (12)$$

— równanie energii

$$\rho_v v_v \frac{di_v}{dy} = \frac{\lambda_v}{c_{pv}} \frac{d^2 i_v}{dy^2} - q_v . \quad (13)$$

Powyższe równania rozwiązano dla warunków brzegowych:

$$\begin{aligned} y=0, \quad u_{iv}=0, \quad i_v=i_{iv}, \\ y=\delta_v, \quad u_v=u_{v\infty}, \quad i_v=i_{v\infty}. \end{aligned}$$

Całkując równania (12) i (13) z uwzględnieniem (11) oraz warunków brzegowych uzyskano

$$\frac{u_v}{u_{v\infty}} = \frac{\exp\left(\frac{j_{iv}\delta_v}{\mu_v} \frac{y}{\delta_v}\right) - 1}{\exp\left(\frac{j_{iv}\delta_v}{\mu_v}\right) - 1} , \quad (14)$$

$$\frac{i_{iv} - i_v}{i_{iv} - i_{v\infty}} = \frac{(B+1)\left(\exp A \frac{y}{\delta_v} - 1\right)}{\exp A - 1} - B \frac{y}{\delta_v} , \quad (15)$$

gdzie

$$A = \frac{c_{pv} j_{iv} \delta_v}{\lambda_v} = \frac{j_{iv} \delta_v}{\mu_v} Pr_v,$$

$$B = \frac{-q_v \delta_v}{j_{iv}(i_{iv} - i_{v\infty})},$$

$$j_{iv} = \rho_v v_v = \frac{q_w}{\Delta i}.$$

Naprężenia styczne oraz gęstość strumienia cieplnego na granicy rozdziału faz przedstawiają się następująco:

$$\tau_i = \mu_v \left(\frac{du_v}{dy} \right)_i = \frac{j_{iv} u_{v\infty}}{\exp \left(\frac{j_{iv} \delta_v}{\mu_v} \right) - 1}, \quad (16)$$

$$q_i = -\frac{\lambda_v}{c_{pv}} \left(\frac{di_v}{dy} \right)_i = \frac{\lambda_v (i_{iv} - i_{v\infty})}{c_{pv} \delta_v} \left(\frac{B+1}{\exp A - 1} A - B \right). \quad (17)$$

Dla rozpatrywanego modelu, w przypadku braku poprzecznego strumienia masy i warunku adiabatyczności ścianki, tzn. $q_w = 0$, obowiązują zależności

$$\tau_{ia} = \mu_v \frac{u_{v\infty}}{\delta_v}, \quad (18)$$

$$F_a = \frac{c_{fa}}{2} = \frac{\mu_v}{\rho_v u_{v\infty} \delta_v}, \quad (19)$$

$$q_{ia} = \frac{\lambda_v (i_{iv} - i_{v\infty})}{c_{pv} \delta_v}. \quad (20)$$

Podstawiając powyższe zależności do (16) i (17) i wprowadzając tak zwany „parametr wdmuchu”

$$b = \frac{j_{iv} \delta_v}{\mu_v} = \frac{j_{iv}}{\rho_v u_{v\infty} F_a}, \quad (21)$$

ujmujący wpływ odparowania filmu na wymianę ciepła i pędu w parowej warstwie przysciennej, oraz wyznaczając z profilu prędkości (14) współczynniki tarcia dla warunków, w których występuje poprzeczny strumień odparowanej masy pary i dla warunków bez tego strumienia pary, uzyskano po przekształceniach zależność

$$\frac{F_n}{F_a} = \frac{b}{\exp b - 1}. \quad (22)$$

Wyznaczając podobnie z profilu entalpii (15) gradient temperatury uzyskano stosunek współczynników przejmowania ciepła, z uwzględnieniem poprzecznego strumienia masy i bez, w postaci

$$\frac{\alpha_v}{\alpha_a} = \frac{b Pr_v}{\exp(b Pr_v) - 1} - \frac{q_v \delta_v}{q_{ia}} \left[\frac{1}{\exp(b Pr_v) - 1} - \frac{1}{b Pr_v} \right] = f_1(b Pr_v) + Z f_2(b Pr_v), \quad (23)$$

gdzie

$$Z = \frac{-q_v \delta_v}{q_{ia}}.$$

Zależności (22) i (23) wyprowadzono w zasadzie dla ruchu laminarnego pary. Można je jednak rozszerzyć na ruch turbulentny warstwy przyściennej jeżeli przyjmie się założenie, że wpływ poprzecznego strumienia masy jest istotny tylko w zakresie podwarstwy laminarnej. Przebieg zależności (22) i (23) w zależności od parametru wdmuchu b jest identyczny tylko w przypadku, gdy $q_v = 0$ i $Pr_v = 1$, co oznacza, że analogia między wymianą ciepła a wymianą pędu przy istnieniu poprzecznego strumienia masy zachodzi tylko wówczas gdy nie istnieją wewnętrzne źródła ciepła (upusty) oraz, gdy liczba Prandtla jest bliska jedności. W analizowanym przypadku przepływu pary mokrej takiej analogii nie ma, gdyż istnieją upusty ciepła q_v . Ilościowe określenie upustów ciepła wymaga znajomości wielkości odparowujących kropeł, ich koncentracji oraz czasu ich przebywania w parowej warstwie przyściennej.

Szacunkową analizę tego zagadnienia zamieszczono w załączniku do pracy.

Przebieg funkcji $f_1(bPr_v)$ i $f_2(bPr_v)$ przedstawia tabela 1. Funkcja $f_1(bPr_v)$ ma taki sam przebieg jak zależność (22), natomiast funkcja $f_2(bPr_v)$ jest zawsze ujemna i rosnąca.

Tabela 1

Przebieg funkcji $f_1(bPr_v)$ i $f_2(bPr_v)$ według (23)

bPr_v	0	0,02	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0
f_1	1,0	0,990	0,975	0,951	0,903	0,771	0,582	0,313	0,034	0,00045
f_2	-0,5	-0,498	-0,496	-0,492	-0,483	-0,458	-0,418	-0,343	-0,193	-0,100

Oznacza to, że przy istnieniu ujemnych źródeł ciepła $-q_v$ (odparowanie kropeł w parowej warstwie przyściennej) otrzymuje się intensyfikację wymiany ciepła w porównaniu z przypadkiem, gdy w warstwie przyściennej nie występują upusty ciepła. Przebieg funkcji (22) i (23) badano eksperymentalnie w zależności od parametru b . Można przyjąć, że proces odparowania cieczy jest analogiczny do procesu wdmuchiwanego gazu przez ściankę porowatą. Przyjmując, że analogiczna do prędkości wdmuchiwanego gazu prędkość odparowywanej z powierzchni filmu pary jest równa

$$v_v = \frac{q_w}{\Delta \rho_v} \quad (24)$$

oraz wprowadzając tę zależność do (21) otrzymuje się parametr wdmuchu w postaci

$$b = \frac{q_w}{\Delta \rho_v u_{v\infty} F_a}, \quad (25)$$

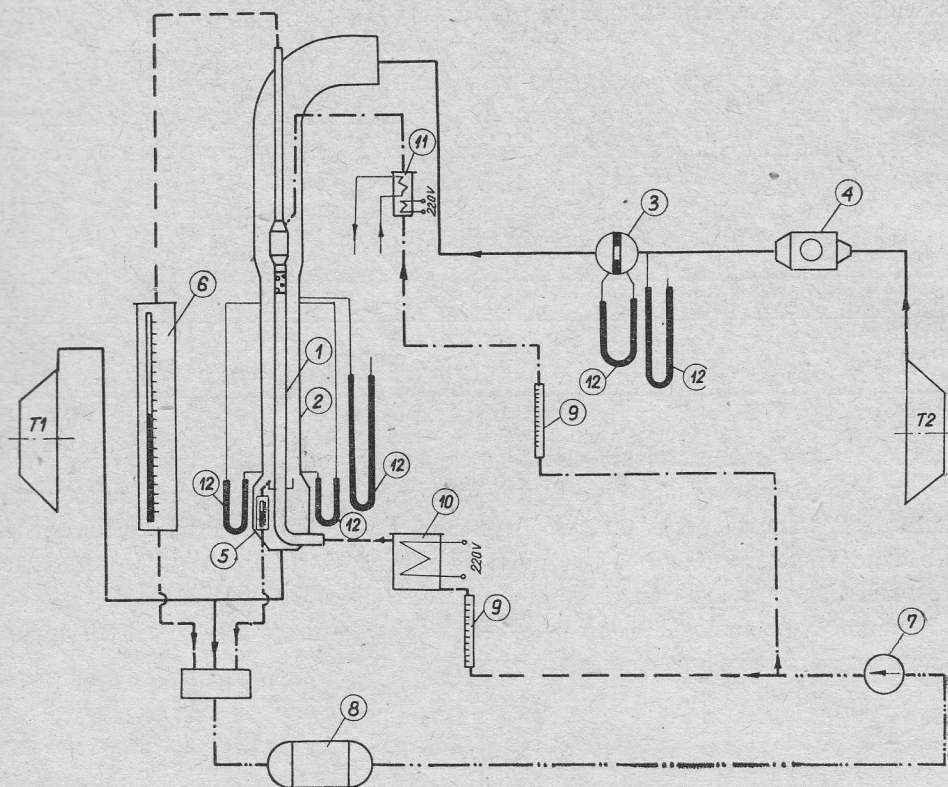
wygodnej do określenia na drodze eksperymentalnej.

Przedstawiona powyżej analiza teoretyczna pozwoliła na sformułowanie programu badań eksperymentalnych. Wynika z niej, że istotnym parametrem decydującym o ruchu i odparowaniu filmu są naprężenia styczne na granicy rozdziału faz. Naprężenia te dla

omawianego przypadku wyznaczono na drodze eksperymentalnej w zależności od parametru wdmuchu. Dla parowej warstwy przysciennej wyznaczono również eksperymentalnie zależność α_v/α_a w funkcji parametru wdmuchu b . Tak więc celem badań eksperymentalnych było znalezienie współczynnika tarcia na powierzchni rozdziału faz, a następnie współczynnika przejmowania ciepła filmu i parowej warstwy przysciennej przy odparowaniu cieczy z powierzchni podgrzewanego filmu.

3. Badania eksperymentalne

Badania eksperymentalne przepływu i odparowania cienkiego filmu cieczowego poruszanego przez intensywny przepływ pary prowadzono w pionowym kanale pierścieniowym utworzonym przez dwie współśrodkowe rury.



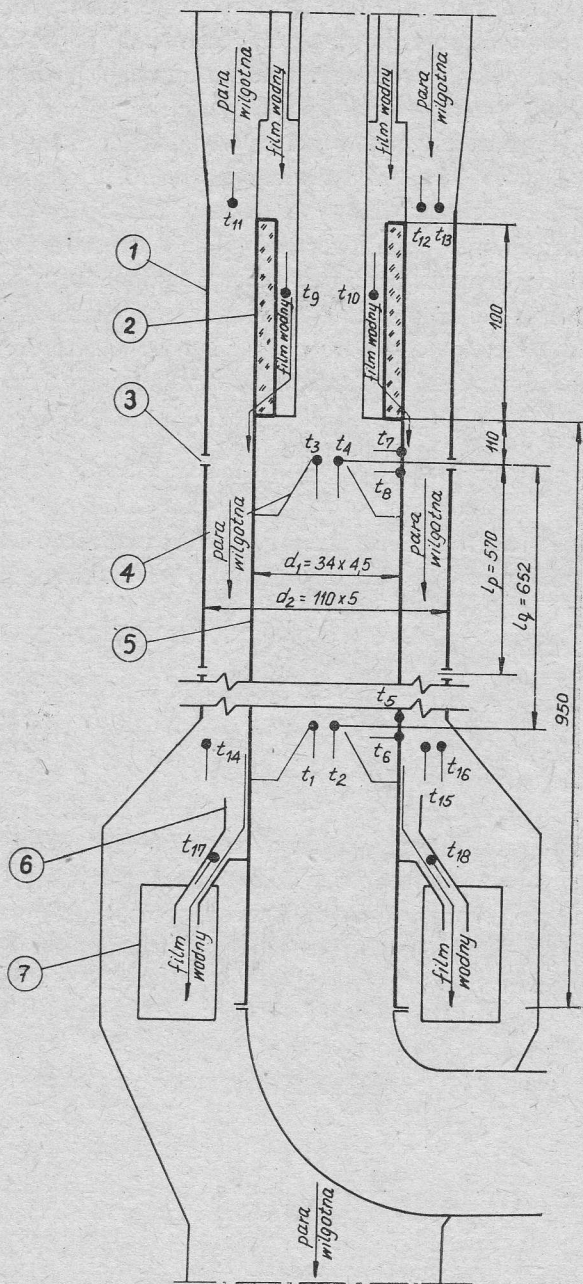
Rys. 2. Schemat stanowiska doświadczalnego

— para, - - - woda grzejna, - · - film wodny, - · · - kondensat, T_1 , T_2 — turbiny, 1 — rura miedziana zraszana filmem wodnym, 2 — rura ze szkła organicznego, 3 — zwężka pomiarowa, 4 — separator, 5 — zbiornik do pomiaru ilości nieodparowanego filmu wodnego, 6 — zbiornik do pomiaru ilości wody grzeicznej, 7 — pompa obiegowa, 8 — skraplacz, 9 — rotametr, 10 — podgrzewacz wody, 11 — podgrzewacz i chłodnica wody, 12 — manometr

wewnętrzna i zewnętrzna, wynosiły odpowiednio: 34 i 100 mm. Rura zewnętrzna ze szkła organicznego umożliwiała optyczną obserwację badanego zjawiska. Stanowisko eksperymentalne zamontowano pomiędzy wylotami dwu turbin parowych. W przeprowadzo-

Rys. 3. Schemat odcinka pomiarowego

t_1, t_2 – termopary do pomiaru temperatury wody grzejącej na wlocie do odcinka pomiarowego, t_3, t_4 – termopary do pomiaru temperatury wody grzejącej na wylocie z odcinka pomiarowego, t_5, t_6, t_7, t_8 – termopary do pomiaru temperatury ścianki zewnętrznej rury pomiarowej, t_9, t_{10} – termopary do pomiaru temperatury filmu wodnego na wlocie do odcinka pomiarowego, t_{11}, t_{12}, t_{13} – termopary do pomiaru temperatury pary na wlocie do odcinka pomiarowego, t_{14}, t_{15}, t_{16} – termopary do pomiaru temperatury pary na wylocie z odcinka pomiarowego, t_{17}, t_{18} – termopary do pomiaru temperatury nieodparowanego filmu wodnego, 1 – rura ze szkła organicznego umożliwiającą obserwacje wizualne, 2 – tulejka zraszczająca z materiału porowatego – karborundu, 3 – otwory do manometrów różnicowych mierzących ciśnienie i spadek ciśnienia na odcinku pomiarowym, 4 – stożek utrzymujący termopary, 5 – miedziana rura pomiarowa zraszczana filmem wodnym, 6 – „grzybek” zbierający nieodparowany film wodny, 7 – zbiornik do pomiaru ilości nieodparowanego filmu



nych badaniach ciśnienie pary odpowiadające temperaturze nasycenia w stanowisku zmieniało się w zakresie od 0,06 do 0,17 bar. Jak z tego wynika, parametry pobieranej do stanowiska pary odpowiadały parametrom pary istniejącym w ostatnich stopniach turbin parowych. Wytwarzana różnica ciśnień pomiędzy wylotami obu turbin powodowała

przepływ pary przez stanowisko eksperymentalne. Przepływ pary i filmu odbywał się współprądowo z góry na dół. Film wodny wytwarzano za pomocą urządzenia zraszającego, wykonanego z materiału porowatego, na zewnętrznej powierzchni rury miedzianej, a para przepływała w kanale pierścieniowym.

Film wodny grzano gorącą wodą, która przepływała wewnątrz miedzianej rury. Schemat stanowiska przedstawiono na rys. 2, a odcinek pomiarowy na rys. 3. Wewnętrzna rura miedziana była wyposażona w termopary do pomiaru temperatury ścianki, wody grzejnej oraz wody tworzącej film. Wodę tworzącą film podgrzewano do temperatury bliskiej temperaturze nasycenia, a następnie wprowadzano do odcinka pomiarowego. Przepływająca po zewnętrznej powierzchni rury miedzianej woda w postaci cienkiego filmu częściowo odparowywała i przechodziła do obiegu parowego, a ta część, która nie odparowała była zbierana za pomocą specjalnego urządzenia w postaci „grzybka”.

3.1. Redukcja danych eksperymentalnych

Pomiar natężenia przepływu wody tworzącej film wykonywano za pomocą rotametu o zakresie $5 \div 60$ l/h z dokładnością $\pm 1\%$. Liczbę Reynoldsa dla filmu zdefiniowano jako

$$Re_l = \frac{m_l}{\pi d_1 \mu_l} \quad (26)$$

Pomiary wykonywano w zakresie $Re_l = 40 \div 190$, a więc badane filmy miały charakter laminarny.

Gęstość strumienia ciepłego doprowadzonego do filmu ustalano korzystając z bilansu ciepłego wody grzejnej. Wynosił on $0 \div 30$ kW/m². Opierając się na pomiarach gęstości strumienia ciepłego q_w , całkowitej różnicy temperatur $\Delta t_c = t_w - t_v$ oraz pośrednim pomiarze grubości filmu obliczono współczynniki przejmowania ciepła:

– dla filmu

$$\alpha_l = \frac{\lambda_l}{\delta_l} \quad (27)$$

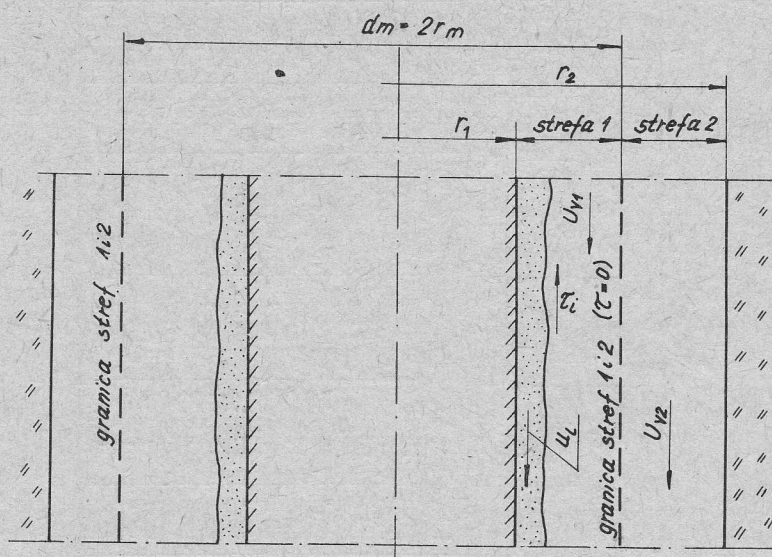
– dla parowej warstwy przysciennej

$$\alpha_v = \frac{q_w}{\Delta t_c - q_w \frac{\delta_l}{\lambda_l}} \quad (28)$$

Grubość filmu określono na podstawie znajomości natężenia przepływu filmu m_l z zależności (6), którą rozwiązano numerycznie na maszynie cyfrowej.

Naprężenia styczne określono korzystając z metody opracowanej przez Hewitta i Lacey'a [15], adaptowanej do rozpatrywanego w niniejszej pracy przypadku. Istotą metody przedstawionej w [15] jest podział kanału pierścieniowego na dwie strefy (rys. 4), których granicę wyznacza miejsce występowania maksymalnej prędkości gazu przepływającego kanałem pierścieniowym. Każda z powstałych stref stanowi kanał pierścieniowy,

w którym na jednej z granic naprężenia styczne są równe zero. Umożliwia to potraktowanie każdej ze stref jako kanału o ekwiwalentnej średnicy hydraulicznej. Przyjmując, że znane są naprężenia styczne na ścianie niezraszanej przez film, oraz że rozkład prędkości może być wyznaczony na podstawie uniwersalnego profilu prędkości, można obliczyć, korzystając ze znajomości spadku ciśnienia na odcinku pomiarowym oraz natężenia przepływu pary, naprężenia styczne na granicy rozdziału faz film–para, a w konsekwencji



Rys. 4. Schemat podziału kanału pierścieniowego na dwie strefy

współczynniki tarcia. Adaptowany z [15] do rozpatrywanego przypadku układ równań, z którego wyznaczono naprężenia styczne, rozwiązano metodą numeryczną. Przedstawiona metoda była sprawdzona eksperymentalnie dla układu film wodny–powietrze w Ośrodku Harwell, Berkshire – England [15], dając dobre rezultaty.

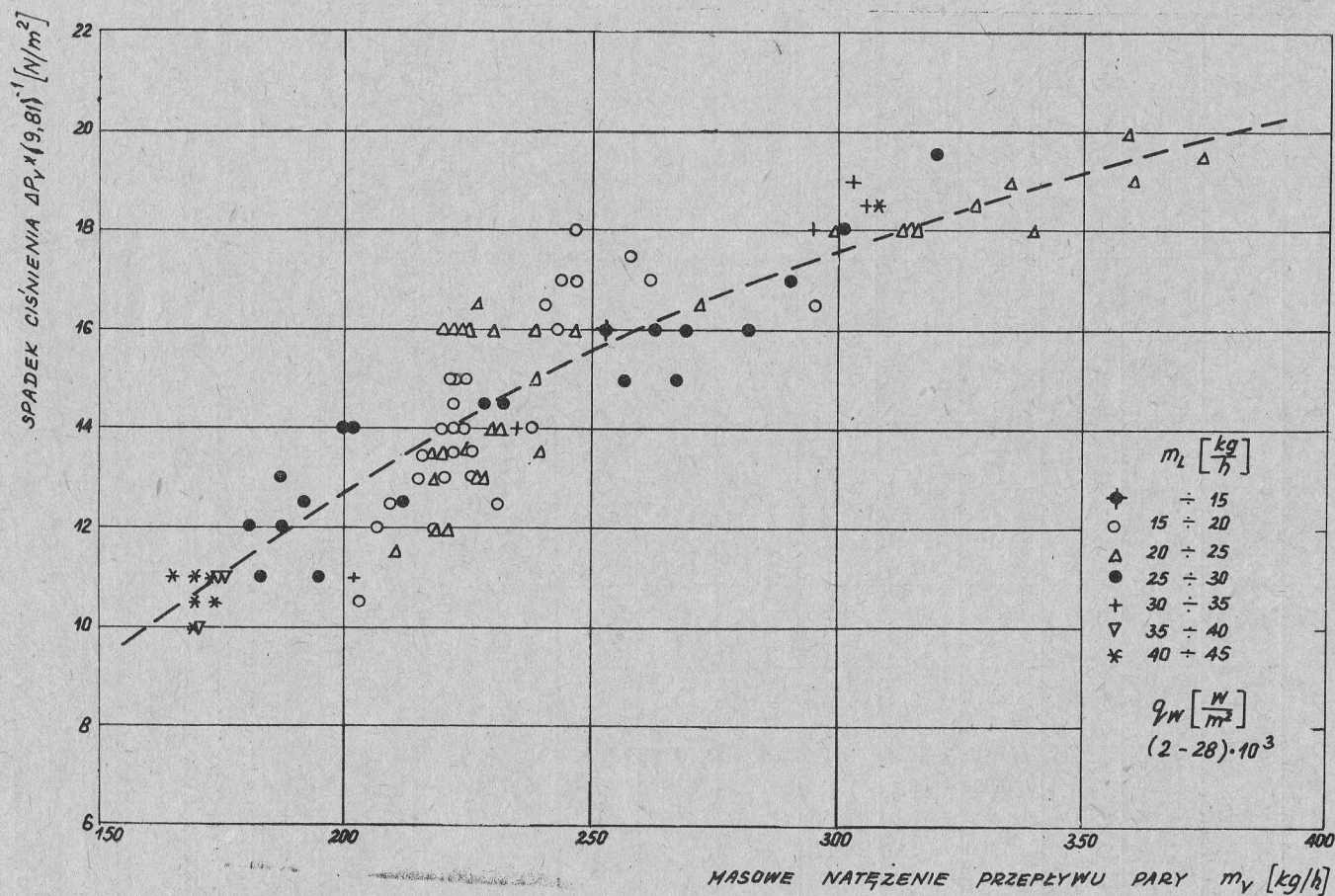
3.2. Wyniki pomiarów

Na stanowisku eksperymentalnym, przedstawionym wcześniej, wykonano pomiary wielkości charakteryzujących procesy odparowania cienkiego filmu wodnego do zawilgoczonej fazy parowej. W wyniku badań uzyskano 100 pomiarów dotyczących warunków przepływu nieadiabatyicznego filmu, 10 pomiarów dotyczących przepływu filmu w warunkach adiabatyicznych oraz 93 pomiary dotyczące zagadnienia odparowania filmu. Wyniki ilościowe pomiarów wielkości wpływających na hydrodynamikę przepływu odparowującego filmu, przedstawiono w tabeli 2. Stanowią one wyciąg z protokołów pomiarów i arkuszy obliczeniowych. Na podstawie uzyskanych rezultatów można ustalić

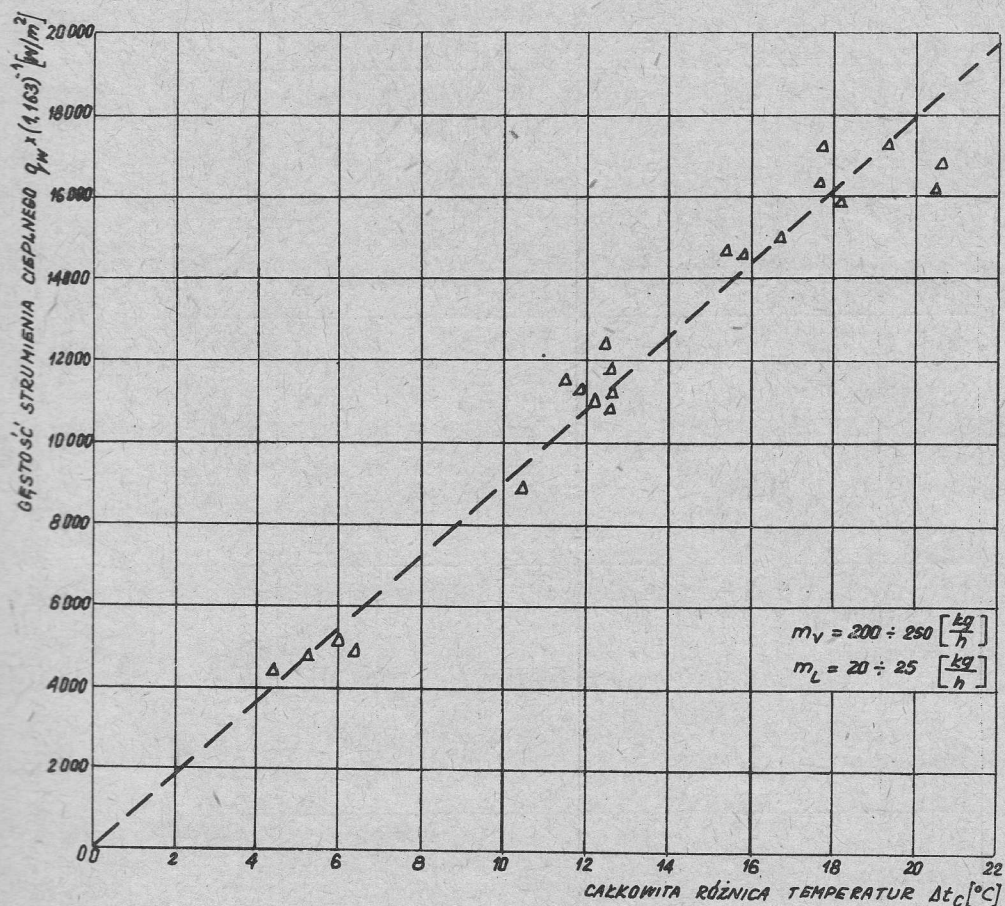
Tabela 2

Wyciąg z protokołów pomiarowych i tabel obliczeniowych

Lp.	Nr pom.	Wielkość														
		p_v	t_s	Δp_v	$\bar{t}_w$	m_v	q_w	m_l	δ_l	Re_l	Re_v	τ_n	$F_n \cdot 10^5$	α_l	α_v	b
		[mbar]	[°C]	[mbar]	[°C]	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{h}}\right]$	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2}\right]$	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{h}}\right]$	[μm]	[—]	[—]	$\left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2}\right]$	[—]	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}}\right]$	$\left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}}\right]$	[—]
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
1	31	90,68	43,9	1,08	56,0	176,9	22 443,1	38,4	100,5	163,7	35 481,2	5,37	687,0	6306,8	2627,4	0,108
2	32	90,68	43,9	1,08	57,2	175,5	23 725,7	38,8	100,6	165,4	35 200,0	5,44	708,0	6299,8	2500,4	0,115
3	37	86,68	43,0	1,08	59,2	173,5	26 526,7	42,0	104,7	176,2	35 150,8	5,32	676,0	6051,5	2452,0	0,123
4	38	86,7	43,0	1,03	57,9	173,0	27 193,5	41,3	98,7	173,2	35 051,3	4,88	619,0	6419,2	2549,7	0,127
5	39	84,0	42,4	0,981	54,9	169,5	25 116,5	41,3	107,2	173,4	34 491,2	4,45	567,0	5912,6	3025,3	0,119
6	40	84,0	42,4	1,08	54,9	169,5	24 631,7	43,4	106,1	182,0	34 491,2	5,38	696,0	5979,6	2939,1	0,114
7	41	84,0	42,4	1,08	59,0	165,0	32 039,6	43,1	104,6	184,8	33 573,5	5,61	771,0	6059,0	2819,7	0,153
8	42	84,0	42,4	1,08	58,3	165,0	31 838,5	43,1	105,4	178,0	33 565,2	5,55	751,0	6010,1	2919,5	0,153
9	43	84,0	42,1	1,08	62,6	169,5	31 110,2	43,1	105,4	180,8	34 491,2	5,38	696,0	6011,9	2077,1	0,145
10	63	86,62	43,0	1,18	54,7	181,0	9 674,8	26,9	86,7	113,0	36 626,5	5,87	686,0	7307,2	932,4	0,061
11	64	106,6	47,1	1,37	51,5	230,0	5 202,7	20,7	74,9	93,6	45 982,2	6,33	546,0	8465,8	1356,4	0,031
12	65	101,3	46,1	1,32	52,1	225,0	6 000,3	20,7	76,8	92,0	44 989,7	5,82	497,0	8256,2	1137,9	0,036
13	66	99,96	45,8	1,27	52,2	227,0	5 798,0	20,7	78,7	91,2	45 391,2	5,18	426,0	8056,0	1020,8	0,035



Rys. 5. Spadek ciśnienia Δp_v na odcinku pomiarowym w funkcji masowego natężenia przepływu pary m_v , dla różnych wartości masowego natężenia przepływu filmu m_l i gęstości strumienia ciepłego q_w



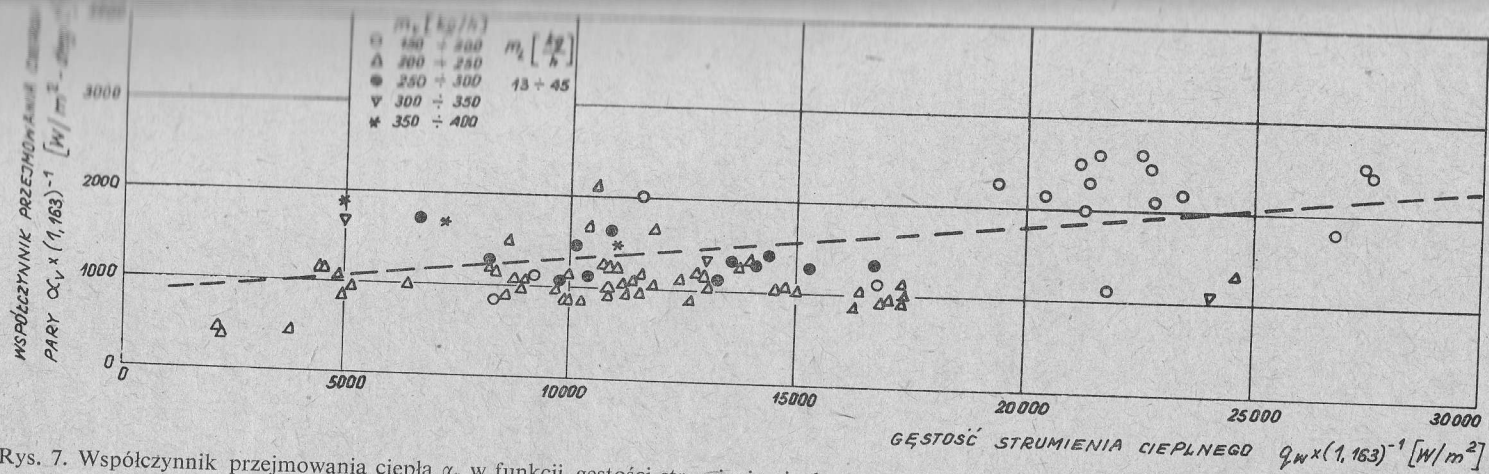
Rys. 6. Zależność gęstości strumienia ciepłego q_w od całkowitej różnicy temperatur $\Delta t_c = t_w - t_v$, dla różnych wartości masowego natężenia przepływu pary m_v i filmu m_l

wpływ poszczególnych parametrów na przebieg badanego zjawiska. Ilustrację tego wpływu stanowią wykresy przedstawione na kolejnych rysunkach 5 ÷ 10.

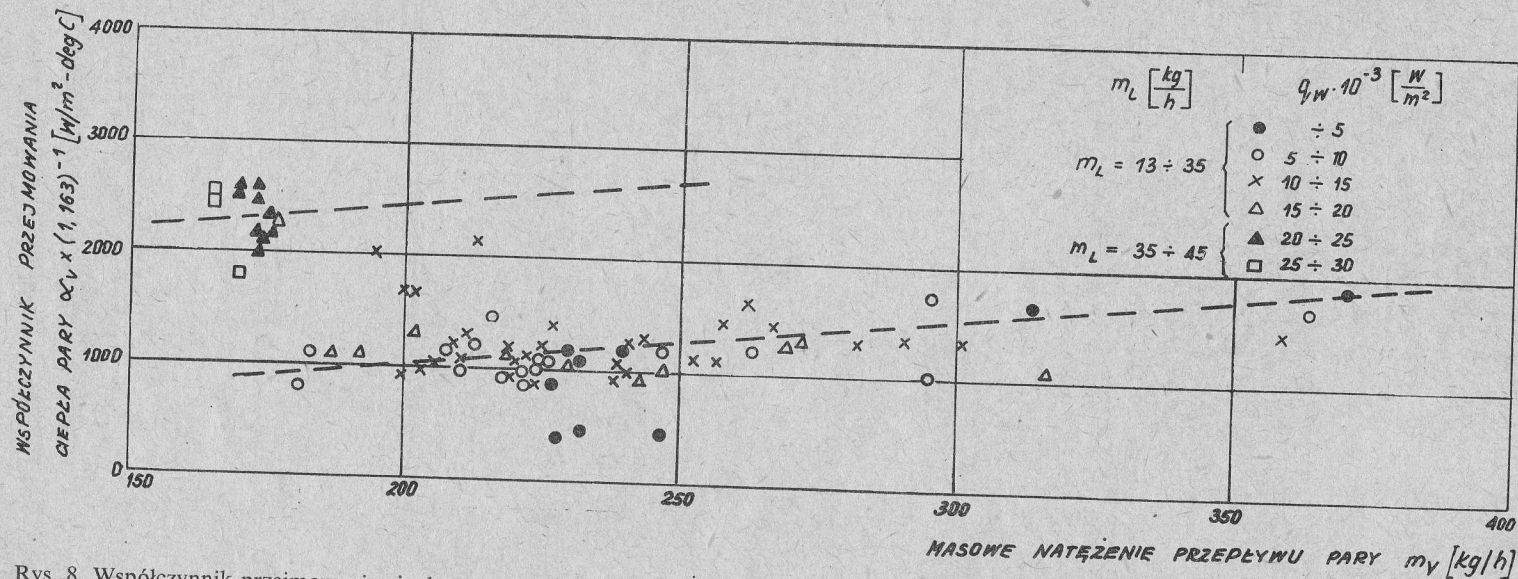
Na rysunkach tych przedstawiono jedynie wpływ różnych wielkości charakteryzujących badane zjawiska w zależności od łatwo mierzalnych parametrów, takich jak natężenie przepływu filmu wodnego i pary, natężenie przepływu wody grzejnej, odpowiednie temperatury, ciśnienia i zmiany ciśnienia. Występujące na rysunkach linie przerywane ilustrują tendencje zmienności poszczególnych wielkości mierzonych.

Mierzone parametry pozwoliły na pośrednie znalezienie następujących wielkości:

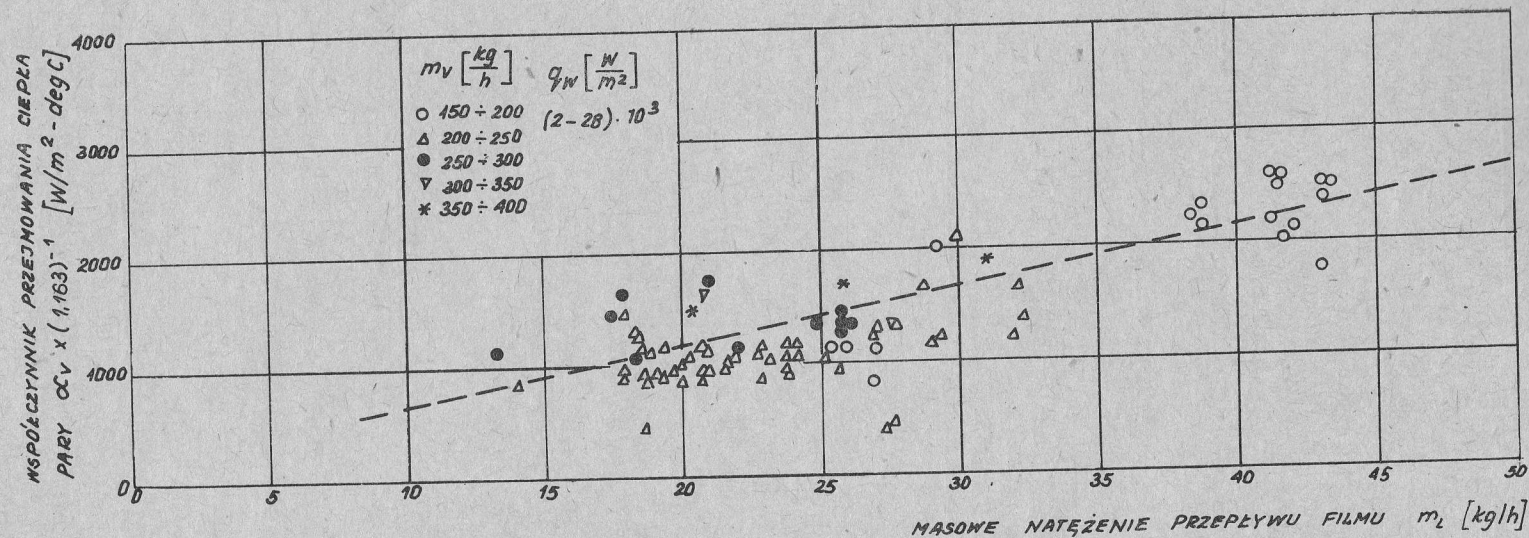
- gęstości strumienia ciepłego przejmowanego przez film wodny płynący po zewnętrznej powierzchni rury pomiarowej oraz parową warstwę przyscienną,
- prędkości przepływu, liczby Reynoldsa oraz grubości odparowującego filmu,
- prędkości przepływu, liczby Reynoldsa przepływającej pary w kanale pierścieniowym,



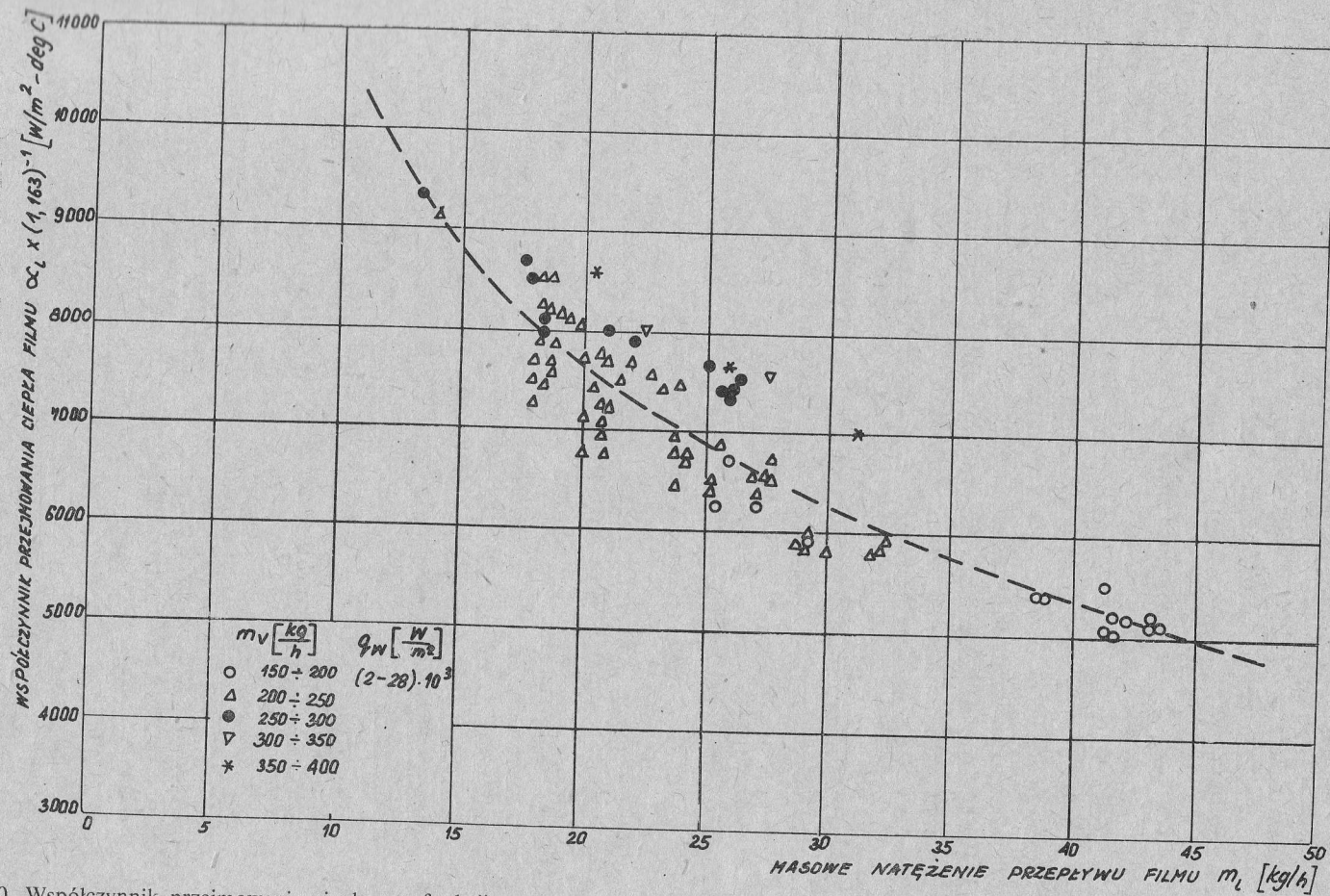
Rys. 7. Współczynnik przejmowania ciepła α_v w funkcji gęstości strumienia cieplnego q_w , dla różnych wartości masowego natężenia przepływu pary m_v i filmu m_l



Rys. 8. Współczynnik przejmowania ciepła pary α_v w funkcji masowego natężenia przepływu pary m_v , dla różnych wartości gęstości strumienia cieplnego q_w i masowego natężenia przepływu filmu m_l



Rys. 9. Współczynnik przejmowania ciepła α_v w funkcji masowego natężenia przepływu filmu m_i , dla różnych wartości masowego natężenia przepływu pary m_v i gęstości strumienia cieplnego q_w



Rys. 10. Współczynnik przejmowania ciepła α_l w funkcji masowego natężenia przepływu filmu m_l , dla różnych wartości masowego natężenia przepływu pary m_v i gęstości strumienia ciepłego q_w

- naprężeń stycznych na granicy rozdziału faz ciekłej i parowej oraz wynikających z naprężeń stycznych współczynników tarcia,
- współczynników przejmowania ciepła filmu wodnego,
- współczynników przejmowania ciepła przez przysięnną fazę parową.

4. Analiza wyników badań

Przedstawione na rysunkach 5 ÷ 10 tendencje wpływów poszczególnych parametrów na badane zjawisko odparowania filmu pozwoliły na przedstawienie tych badań w formie bardziej ogólnej, w postaci liczb bezwymiarowych i simpleksów.

Przeprowadzone badania eksperymentalne umożliwiły znalezienie współczynników tarcia na granicy rozdziału faz, a następnie współczynników przejmowania ciepła dla filmu i parowej warstwy przysięnniej w warunkach nieadiabatycznych. Głównym parametrem decydującym o ruchu filmu i przejmowaniu ciepła są naprężenia styczne na granicy faz „film cieczowy–para”. W warunkach adiabatycznych współczynnik tarcia na granicy rozdziału faz jest funkcją liczby Reynoldsa pary i liczby Reynoldsa filmu i daje się na podstawie przeprowadzonych eksperymentów dobrze opisać zależnością

$$F_a = F_{as}(1 + 0,025Re_l), \quad (29)$$

gdzie

$$F_{as} = 0,0007 + 0,0625(Re_{v1})^{-0,32}$$

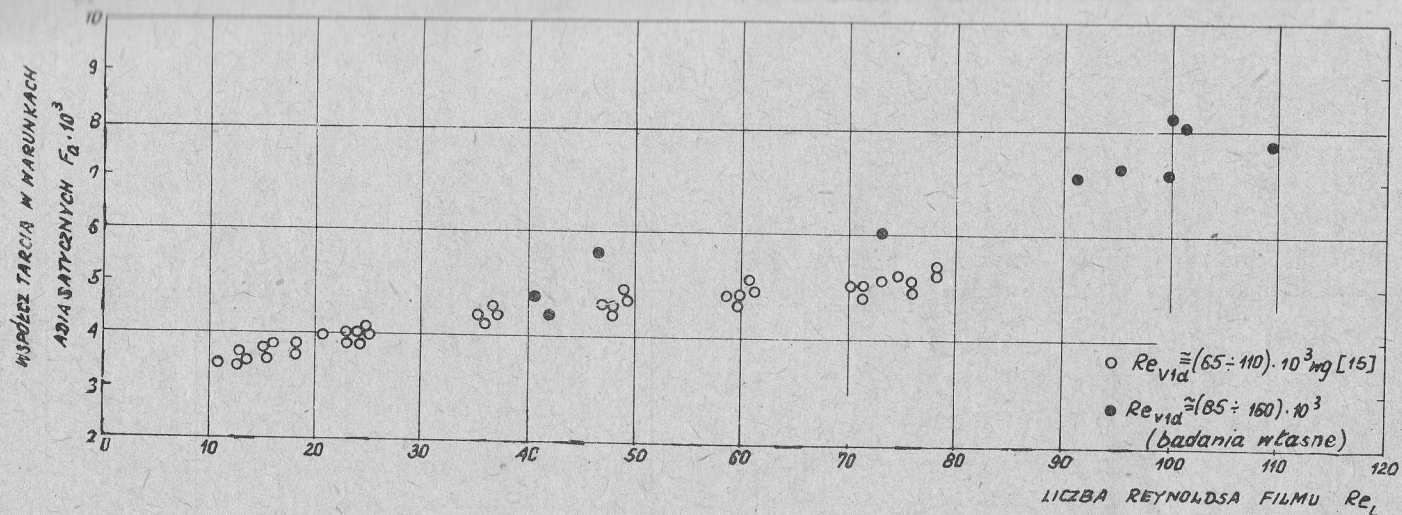
według Koo [15], odpowiada współczynnikowi tarcia na ścianie suchej. Porównanie wartości współczynników tarcia na granicy rozdziału faz film wodny–para w warunkach adiabatycznych z badaniami Hewitta i Lacey'a [15] dla układu film wodny–powietrze przedstawiono na rys. 11. Jak wynika z rysunku, uzyskano zbieżne rezultaty. Wartości współczynnika tarcia w warunkach nieadiabatycznych F_n oraz stosunek tego współczynnika do współczynnika tarcia w warunkach adiabatycznych F_a według (29), w zależności od parametrów wdmuchu b przedstawiają odpowiednio rysunki 12 i 13. Stosunek F_n/F_a w zależności od parametru b określony eksperymentalnie można aproksymować zależnością

$$\frac{F_n}{F_a} \cong 1 - 1,1b^{0,6}. \quad (30)$$

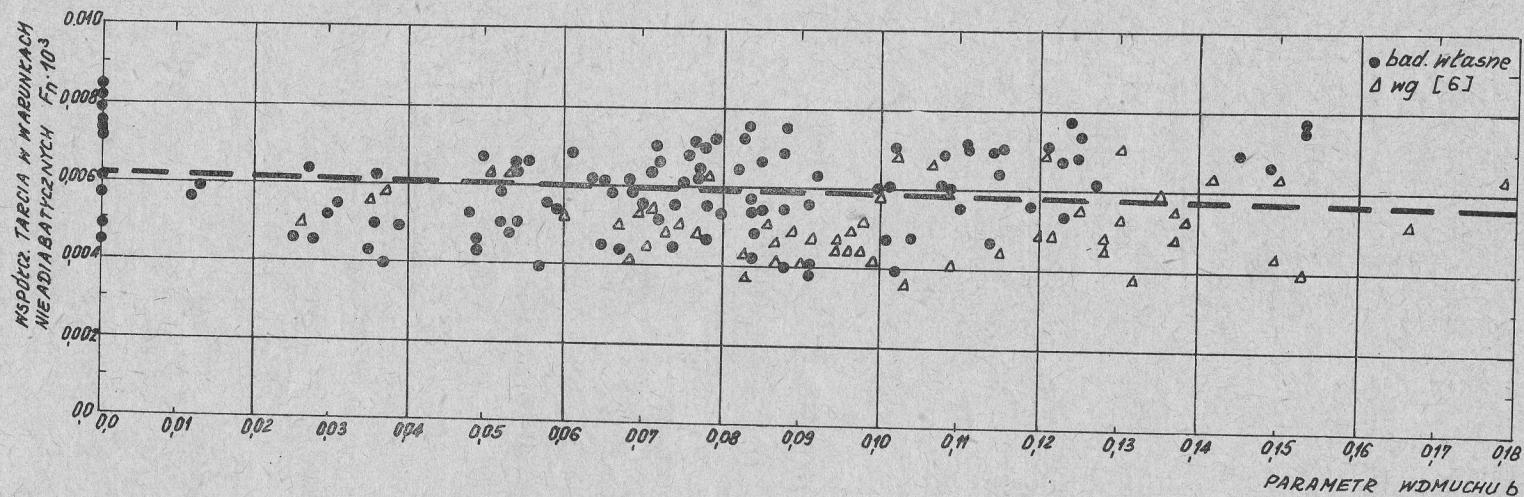
Opierając się na współczynniku tarcia w warunkach adiabatycznych, na podstawie analogii między wymianą pędu i ciepła, określono współczynnik przejmowania ciepła dla warunków adiabatycznych na ścianie (to znaczy w przypadku braku poprzecznego strumienia masy $b=0$, przy $q_w=0$) jako

$$\alpha_a = \frac{2F_a Re_{v1}}{de_1} \lambda_v Pr_v^{0,4}. \quad (31)$$

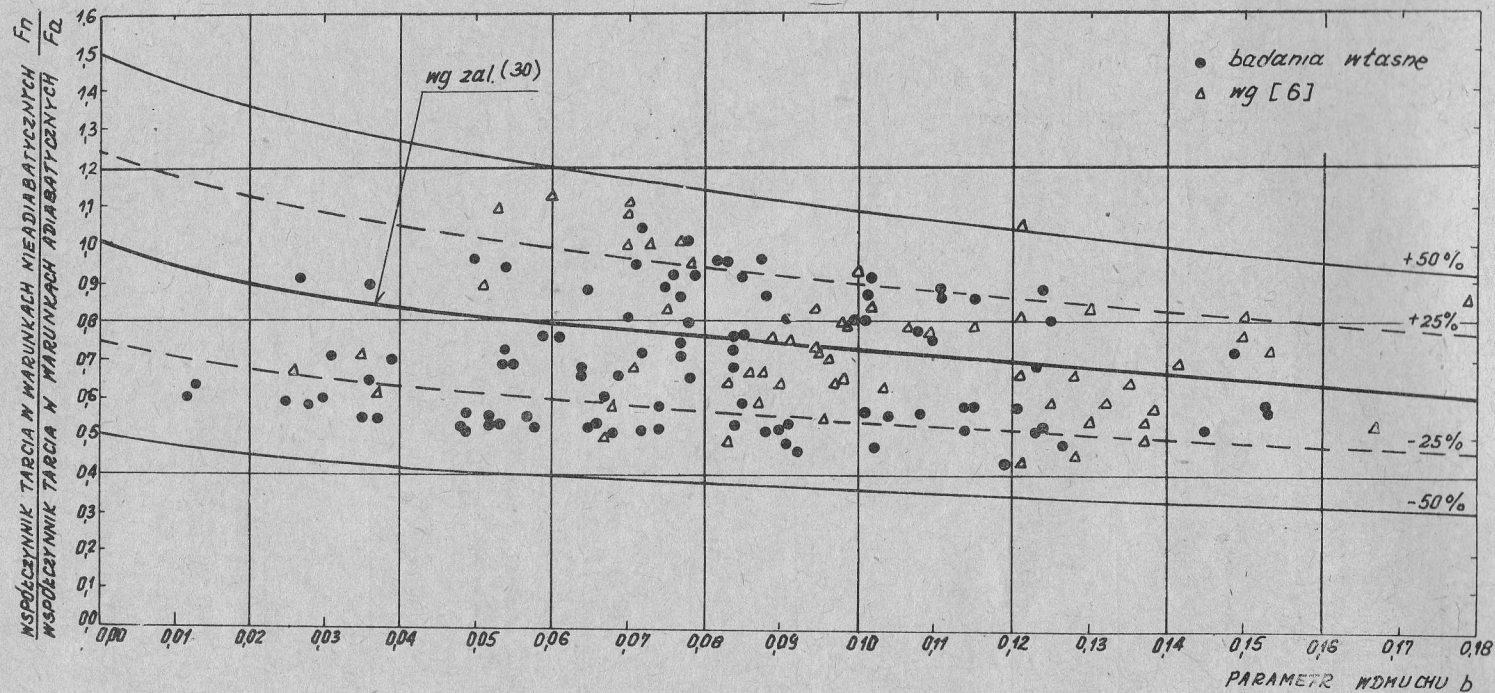
Współczynnik przejmowania ciepła w warunkach nieadiabatycznych α_v według (28) oraz stosunek tego współczynnika do współczynnika α_a według (31) w zależności od

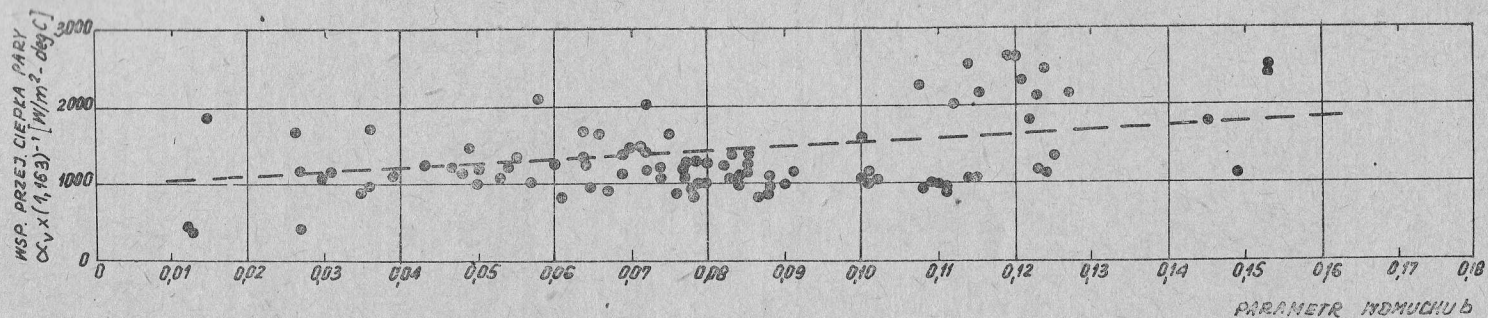


Rys. 11. Porównanie wartości współczynnika tarcia F_a na granicy rozdziału faz, dla warunków adiabatycznych w funkcji liczby Reynoldsa filmu Re_L , według badań własnych i Hewitta, Lacey'a [15]



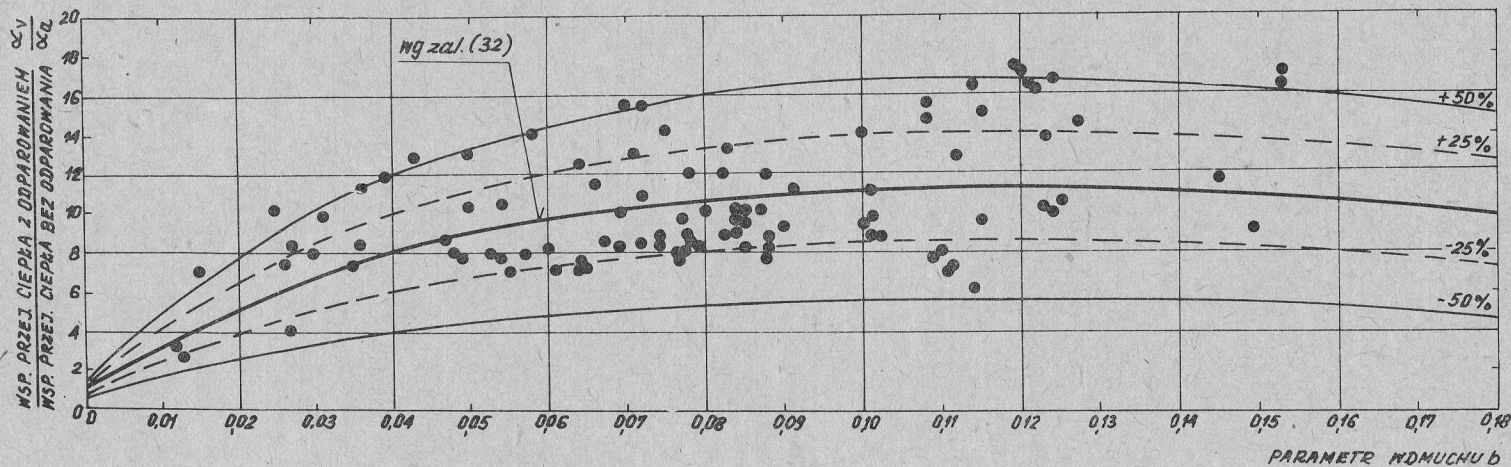
Rys. 12. Współczynnik tarcia F_n dla warunków nieadiabatycznych w funkcji parametru wdmuchu b

Rys. 13. Zależność stosunku F_n/F_a od parametru wdmuchu b



Rys. 14. Współczynnik przejmowania ciepła α_v w funkcji parametru wdmuchu b

[43]



Rys. 15. Zależność stosunku α_v/α_a od parametru wdmuchu b

parametru b przedstawiają odpowiednio rysunki 14 i 15. Jak wykazano w analizie teoretycznej, przebieg zależności α_v/α_a w funkcji parametru b nie jest analogiczny do przebiegu funkcji F_n/F_a z uwagi na występowanie upustów ciepła w parowej warstwie przyściennej (odparowanie kropel). Stosunek α_v/α_a w przebadanym zakresie zmienności parametru b można aproksymować zależnością

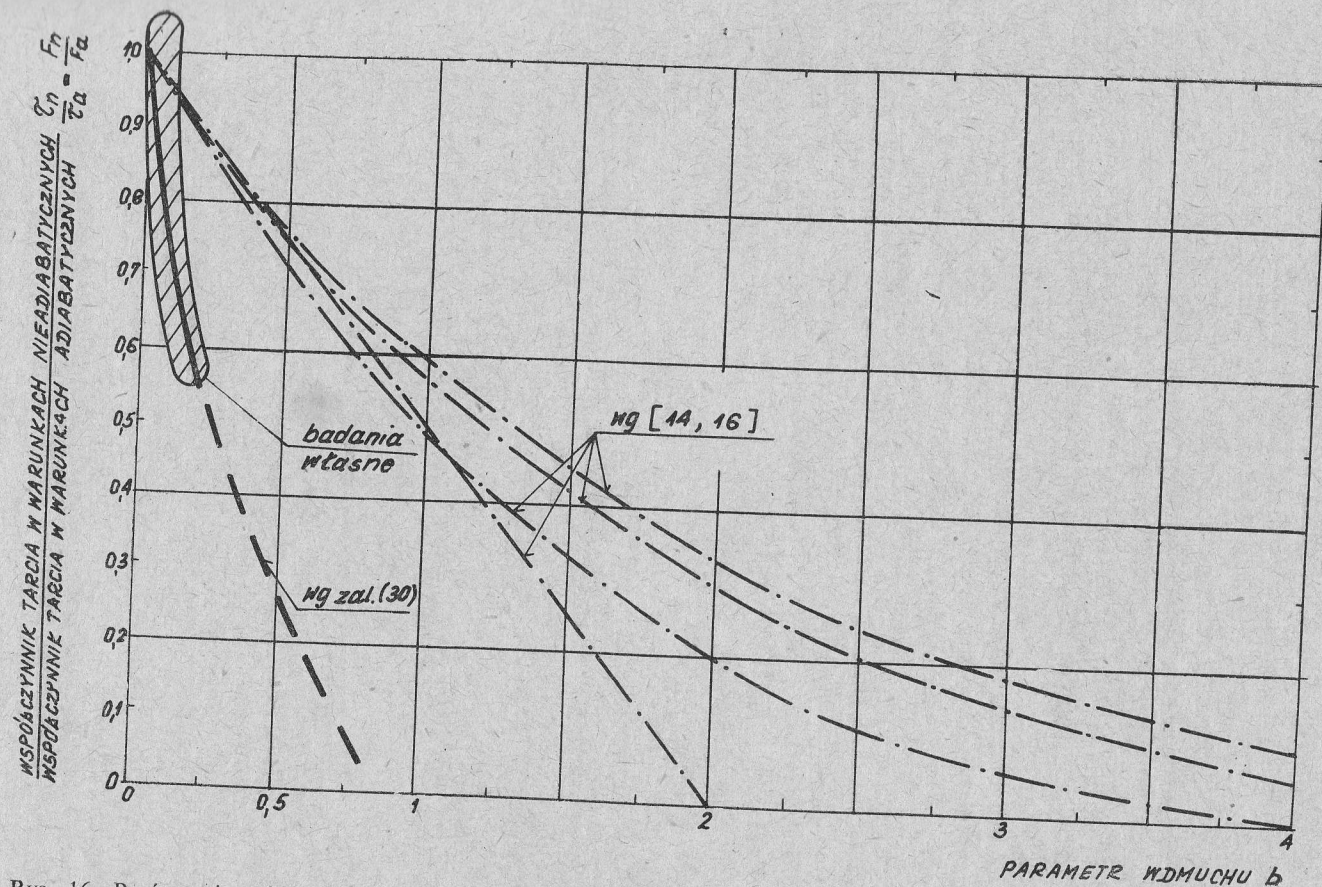
$$\frac{\alpha_v}{\alpha_a} \cong 1 + 248b \exp(-9b). \quad (32)$$

5. Dyskusja wyników badań i wnioski

Istnieje dużo opracowań badań teoretycznych i eksperymentalnych zagadnienia wpływu poprzecznego strumienia masy wdmuchiwanej do głównego przepływu na wartość naprężeń stycznych na ścianie.

Porównanie procesu wdmuchu ze zjawiskiem odparowania filmu do parowej warstwy przyściennej przedstawia rys. 16 [14, 16].

Istniejącą ilościową rozbieżność zmienności naprężeń stycznych w zależności od parametru b dla obu procesów można tłumaczyć obecnością filmu na ścianie oraz innym sposobem doprowadzania poprzecznego strumienia masy do parowej warstwy przyściennej. W przypadku procesu wdmuchu strumień gazu wprowadzano do przepływu przez skończoną liczbę otworów w suchej ścianie, natomiast w przypadku badań własnych parę doprowadzano równomiernie z całej powierzchni filmu. Mniejsze wartości parametru wdmuchu b dla zagadnienia odparowania filmu wynikają z większych wartości współczynników tarcia F_a w przypadku odparowania filmu niż w przypadku wdmuchu, które występują w zależności (25). Inny jest również jakościowo i ilościowo przebieg zależności α_v/α_a w zależności od parametru b w porównaniu z procesem wdmuchu. Jak już wspomniano, tłumaczy się to obecnością filmu oraz obecnością kropel w parowej warstwie przyściennej. Otrzymany rozrzut danych eksperymentalnych można tłumaczyć tym, że pomiary odbywały się przy różnych obciążeniach turbiny zasilającej stanowisko w parę. Powodowało to wahania zawartości wilgoci w parze oraz powstawanie różnej wielkości kropel pierwotnych istniejących w parze. Jak wykazała analiza, współczynnik przejmowania ciepła warstwy przyściennej α_v jest czuły na wielkość kropel i ich koncentrację. Analizowano także możliwość zrywania kropel z filmu, jak również zjawisko wyseparowywania się kropel z przepływu pary. W zakresie badanych parametrów nie występowało zjawisko zrywania kropel z powierzchni filmu, z uwagi na stabilność powierzchni rozdziału faz w badanych warunkach. Natomiast proces wyseparowywania się kropel w parowej warstwie przyściennej powodował wzrost współczynników przejmowania ciepła w warstwie przyściennej jak to wykazano w załączniku. Podsumowując, uzyskane przebiegi stosunków współczynników tarcia F_n/F_a oraz przejmowania ciepła α_v/α_a w funkcji parametru wdmuchu b odpowiadają jakościowo proponowanej teorii zagadnienia. Mają one charakter ogólny, gdyż zostały przedstawione w postaci bezwymiarowych korelacji i są słuszne w zakresie przebadanej eksperymentalnie zmienności bezwymiarowego parametru wdmuchu b . Złożoność zagadnienia nie pozwala na przeprowadzenie ilościowego porównania prostej teorii z eksperymentem, jednakże analiza teoretyczna dobrze tłumaczy uzyskane na drodze ekspery-



Rys. 16. Porównanie zależności określających wpływ poprzecznego strumienia masy na wartość naprężeń stycznych według danych literaturowych zaczerpniętych z [14, 16], z badaniami własnymi

mentu rezultaty. Porównanie uzyskanych wyników z innymi badaniami jest również bezpośrednio niemożliwe, gdyż jak dotąd brak takich danych w literaturze.

Możliwe jest jedynie porównanie współczynników tarcia dla odparowania filmu ze współczynnikami tarcia dla zagadnienia wdmuchu. Jak pokazano, charakter jakościowy jest zgodny. Różnice ilościowe wynikają ze specyfiki zagadnienia odparowania filmu w porównaniu z wdmuchem. Jeszcze gorzej przedstawia się sprawa porównania współczynników przejmowania ciepła parowej warstwy przysięennej z analogicznymi badaniami dla wdmuchu. Autor pracy nie napotkał w literaturze przedmiotu badań dotyczących przejmowania ciepła z poprzecznym strumieniem wdmuchiwanej masy, w których badano by wpływ obecności upustów ciepła w warstwie przysięennej, co miało miejsce w przedstawionej pracy.

Stąd też, jedynym uzasadnieniem uzyskanych wyników jest przedstawiona w pracy teoria tego zagadnienia. Uzyskane wysokie wartości współczynników przejmowania ciepła dla parowej warstwy przysięennej sugerują, że obecność upustów ciepła w warstwie przysięennej prowadzi do znacznej intensyfikacji wymiany ciepła. Może to być skuteczną metodą podwyższenia intensywności wymiany ciepła w wielu urządzeniach technicznych, gdzie jest to konieczne. Istotną sprawą przy tego typu intensyfikacji wymiany ciepła jest obecność bardzo małych kropelek fazy ciekłej i, jak wykazały obliczenia, już przy bardzo małym zawilgoceniu parowej warstwy przysięennej kropelkami o małej średnicy uzyskuje się dużą intensyfikację wymiany ciepła.

Przedstawiona praca nie wyczerpuje zagadnienia odparowania cienkiego filmu do parowej warstwy przysięennej, jest jedynie etapem badań tego złożonego zagadnienia. Niemniej jednak, uzyskane informacje pozwalają na dość precyzyjne określenie współczynników tarcia i przejmowania ciepła dla technicznego zagadnienia podgrzewu wewnętrznego, występującego w łopatkach powłokowych ostatnich stopni części niskoprężnych turbin parowych.

Praca wpłynęła do Redakcji w lutym 1978 r.

Literatura

- [1] G. D. Fulford, *The Flow of Liquid in Thin Films*. Advances in Chemical Engineering, Nr 5, New York — London, Academic Press, 1964, s. 151 - 236.
- [2] H. Brauer, *Gas-Flüssigkeits-Strömungen in Rohren und Kolonnen*. Grundlagen der Chemischen Technik, Vol. 5, Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt am Main 1971, s. 673 - 765.
- [3] Je. G. Woroncow, Ju. M. Tananajko, *Tiepłobmien w żidkostnych plonkach*. Izd. „Tiechnika”, Kijew 1972.
- [4] R. Szewalski, B. Wiczorek, *Koło kierownicze do kondensacyjnych turbin parowych dużych i największych mocy*. Pat. PRL Nr 43185 K 14917, 1960. Właściciel patentu: Zakłady Mechaniczne im. Gen. K. Świerczewskiego, Elbląg.
- [5] E. Ihnatowicz, *Badania eksperymentalne odparowania cienkich warstw cieczy poruszających się pod wpływem intensywnego przepływu fazy parowej*. Praca doktorska w IMP PAN, Gdańsk 1977.
- [6] E. Ihnatowicz, S. Gumkowski, J. Mikieliewicz, *Experimental Study of Evaporation and Breakdown of Thin Liquid Films Driven by Shear Stresses*. ASME Paper nr. 77-WA/HT-7 W.A.M. Atlanta, Ga., Nov., 1977.

- [7] M. J. Moore, P. Sculpher, *Conditions Producing Concentrated Erosion in Large Steam Turbines*. Thermodynamics and Fluid Mechanics Convention 1970 — Glasgow, Institution of Mechanical Engineers, I Birdcage Walk, Westminster, London, SW 1.
- [8] J. Krzyżanowski, *Wybrane zagadnienia ruchu fazy ciekłej w stopniu turbiny kondensacyjnej*. PWN, Warszawa — Poznań 1969.
- [9] V. A. Czernuchin, *Issledowanie tieczeniya plonki zhidkosti pri wzaimodiejstwiu jego s niestabilizirovannym potokom gaza*. Izv. Vyszh. Ucz. Zaw. — Maszynostrojenije, Nr 8, Moskwa 1962, s. 149 - 155.
- [10] V. A. Czernuchin, *Ekspierimentalnoje opriedielenije tolszcziny zhidkostnoj plonki i wielicziny kapielnogo unosa*. Izv. Vyszh. Ucz. Zaw. — Maszynostrojenije, Nr 4, Moskwa 1965, s. 107 - 112.
- [11] V. E. Doroszczuk, *Krizisy tieploobmienu pri kipienii wody w trubie*. Izd. „Energia”, Moskwa 1970, s. 16 - 22.
- [12] A. D. Riekin *Ustojcziwost tieczeniya plonki zhidkosti dwiżuszczejsia po stienkie pod dejstwijem turbulentnogo potoka gaza*. Issledowanie tieplo- i massoobmienu w technologiczeskich processach i apparatach, Izd. „Nauka i Tiechnika”, Minsk 1966, s. 275 - 280.
- [13] S. S. Kutatieładze, A. J. Leontiew, *Tieplo-massoobmien i trienije w turbulentnom pogranicznom sloje*. Izd. „Energija”, Moskwa 1972.
- [14] G. B. Wallis, *One Dimensional Two-Phase Flow*. Mc Graw-Hill, New York 1969, s. 168 i 393.
- [15] G. F. Hewitt, P. M. C. Lacey, *The Breakdown of the Liquid Film in Annular Two-Phase Flow*. Chemical Engineering Division, Atomic Energy Research Establishment — R 4303, Harwell, Berkshire. 1963.
- [16] J. Mikieliewicz, *Wplyw zmian fazowych na wielkość naprężeń stycznych na granicy rozdziału faz*. Prace IMP z. 76, 1978.
- [17] G. F. Hewitt, N. S. Hall-Taylor, *Annular Two-Phase Flow*. Chemical Engineering Division, A. E. R. E., Harwell, England, Pergamon Press, 1970, s. 163.

Załącznik

Analiza odparowania kropeł w parowej warstwie przyściennej

W przypadku, gdy film cieczowy jest dostatecznie cienki nie występuje zrywanie kropeł z jego powierzchni. Występuje natomiast separacja kropeł w parowej warstwie przyściennej i osiadanie ich na filmie. Przypadek ten miał miejsce w przedstawionych badaniach. Założmy, że całkowitemu odparowaniu ulegają wszystkie krople wyseparowane na długości odcinka pomiarowego, które osiadają na filmie, oraz że pozostałe krople, które nie zdążą osiąść na filmie ulegają częściowemu odparowaniu, w zależności od czasu ich przebywania na odcinku pomiarowym. Gęstość strumienia masy wyseparowanych kropeł w parowej warstwie przyściennej może być określona z zależności [17]

$$D = kc, \quad (33)$$

gdzie k — współczynnik wymiany masy, c — koncentracja kropeł w rdzeniu przepływu pary. Masę cieczy, która częściowo odparowuje na odcinku pomiarowym określono jako

$$\Delta m_c = (m_{w1} - DF) - m_{wy1}, \quad (34)$$

gdzie $m_{w1} = m_v(1 - x)$ — masa kropeł na wlocie, przelatująca przez odcinek pomiarowy, m_{wy1} — masa kropeł wylatująca z odcinka pomiarowego, F — powierzchnia wymiany ciepła.

Przyjmując, że masa kropeł przelatująca na wlocie i na wylocie jest proporcjonalna do objętości kropełek, których ilość nie ulega zmianie, stosunek tych mas określa zależność

$$\frac{m_{wy1}}{(m_{w1} - DF)} = \left(\frac{r_{wy1}}{r_{w1}} \right)^3, \quad (35)$$

gdzie r — promień kropelki.

Wprowadzając zależność (35) do zależności (34) otrzymano

$$\Delta m_c = (m_{w1} - DF) \left[1 - \left(\frac{r_{wy1}}{r_{w1}} \right)^3 \right]. \quad (36)$$

Z zależności (33) i (36) można określić masę odparowanej cieczy w warstwie przysiennej jako

$$\Delta m = DF + \Delta m_c = m_{w1} \left[1 - \left(\frac{r_{wy1}}{r_{w1}} \right)^3 \right] + DF \left(\frac{r_{wy1}}{r_{w1}} \right)^3. \quad (37)$$

Na podstawie (37) obliczono wartość parametru Z występującego w zależności (23).

Natężenie gęstości objętościowej upustów ciepła q_v w parowej warstwie przysiennej obliczono jako

$$q_v \cong \frac{-\Delta m \Delta i}{F \delta_v}. \quad (38)$$

Podstawiając zależność (37) do (38), a następnie do (23) otrzymano

$$Z = - \frac{\left\{ m_{w1} \left[1 - \left(\frac{r_{wy1}}{r_{w1}} \right)^3 \right] + DF \left(\frac{r_{wy1}}{r_{w1}} \right)^3 \right\} \Delta i}{F q_{ia}}. \quad (39)$$

Z uwagi na mały wymiar kropelki, stosunek promieni r_{wy1}/r_{w1} można obliczyć rozpatrując przejmowanie ciepła przez kropelkę o promieniu r z parą na drodze przewodnictwa cieplnego. Zmiana promienia kropelki po czasie odparowania τ przedstawia się następująco:

$$\frac{r_{wy1}}{r_{w1}} = \sqrt{1 - \frac{(t_v - t_s) \lambda_v}{\Delta i \rho_l r_{w1}^2} \tau}. \quad (40)$$

Czas odparowania kropelki określono jako

$$\tau = \frac{l}{\bar{u}_v}. \quad (41)$$

Wykorzystując zależności (41) i (40) i uśredniając $t_v - t_s = \Delta \bar{t}_v / 2$ oraz podstawiając $q_{ia} = \alpha_a \Delta \bar{t}_v$, otrzymuje się zależność na obliczenie parametru Z w postaci

$$Z = - \frac{\left\{ m_{w1} - (m_{w1} - DF) \left[1 - \frac{\Delta \bar{t}_v \lambda_v l}{2 \Delta i \rho_l r_{w1}^2 \bar{u}_v} \right]^{3/2} \right\} \Delta i}{F \alpha_a \Delta \bar{t}_v}. \quad (42)$$

Tabela 3

Eksperymentalne i teoretyczne wartości α_v/α_a

Numer pomiaru	Dane eksperymentalne						Obliczenia teoretyczne				
	t_s [°C]	Δt_v [°C]	m_v [kg/s]	$\bar{u}_v$ [m/s]	α_a [W/m ² °C]	b [-]	α_v/α_a [-]	$m_{w1} \cdot 10^3$ [kg/s]	$D \cdot 10^4$ [kg/s]	Z [-]	α_v/α_a [-]
31	43,9	8,5	0,0491	113,5	167,8	0,108	15,6	1,475	1,39	-21,6	11,8
41	42,4	11,3	0,0458	114,1	171,2	0,153	16,5	1,375	1,30	-18,1	10,0
58	47,8	7,0	0,0561	108,6	170,4	0,066	11,5	1,694	1,58	-26,6	14,3
63	43,0	10,4	0,0503	121,6	129,6	0,061	7,2	1,51	1,44	-25,7	13,8
67	46,8	4,6	0,0643	130,5	154,1	0,030	8,0	1,93	1,86	-33,2	17,6
240	52,9	22,1	0,0878	132,6	203,3	0,114	6,2	2,63	2,55	-20,0	11,0

Następnie można obliczyć α_v/α_a z zależności (23). Jako ilustrację szacunkowej metody obliczenia wartości α_v/α_a podano poniżej wyniki obliczeń dla kilku pomiarów przy następujących założeniach:

- powierzchnia wymiany ciepła $F = \pi d_1 l = \pi \cdot 0,034 \cdot 0,652 = 0,069643 \text{ m}^2$,
- stopień suchości pary $x = 0,97$,
- promień kropelki $r_{w1} = 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$.

Wartości te porównano z wartościami eksperymentalnymi (tab. 3).

Jak wynika z tabeli 3 już niewielkie zawilgocenie pary w postaci małych kropeł prowadzi do znacznego wzrostu wartości współczynnika przejmowania ciepła w parowej warstwie przysiennej.

Анализ движения и испарения тонкой жидкостной пленки передвигаемой касательными натяжениями на границе раздела фаз жидкость—пар

Резюме

В работе представлен теоретический анализ и результаты экспериментальных исследований испарения тонкой водяной пленки, передвигающейся под влиянием интенсивного движения паровой фазы, в присутствии капель в паровом пристенном слое.

Экспериментально исследовались движение и испарение водяной пленки при специфических параметрах, отвечающих условиям господствующим в последних ступенях паровых турбин. В этих условиях тепловое сопротивление парового пристенного слоя сравнимое с тепловым сопротивлением водяной пленки. Представленные в безразмерной форме обобщенные результаты экспериментальных исследований коррелированы эмпирическими зависимостями. Сделана попытка сравнения вопроса испарения пленки с вопросом „вдува“.

Обнаружено истинное влияние присутствия капель в паровом пограничном слое на его тепловое сопротивление. Введение капель в паровой пристенный слой может являться одним из методов интенсификации теплообмена.

Analysis of Motion and Evaporation of a Thin Film of Liquid Driven by Shear Stresses at the Liquid-Vapour Phase Separation Boundary

Summary

The paper presents a theoretical analysis and experimental investigations of evaporation of a thin film of liquid moving due to an intensive motion of the vapour phase, in the presence of droplets in the vapour boundary layer.

The experimental investigations concerned specific parameters corresponding to the conditions within final stages of steam turbines, for which the motion as well as evaporation of a film of water were investigated. Thermal resistances of the steam boundary layer and the film of water are comparable under such conditions. A generalization of the experimental results by presenting them in a nondimensional form, and correlation with empirical relations have been carried out. An attempt was made to compare the problem of film evaporation with that of „blowing-in“.

The presence of droplets in the vapour boundary layer proved to have an essential influence on the thermal resistance of the layer. Thus the introduction of droplets to such a layer can be employed as a method of heat exchange intensification.