Seria: Energetyka z. 47

Nr kol. 372

Tadeusz Chmielniak Instytut Maszyn 1 Urządzeń Energetycznych

OSADZANIE SIĘ CZĄSTEK FAZY CIEKŁEJ NA POWIERZCHNI UKŁADU ŁOPATKOWEGO TURBIN PRACUJĄCYCH W OBSZARZE PARY MOKREJ

Streszczenie. W pracy przeanalizowano podstawowe mechanizmy transportu kropelek na powierzchnie układu łopatkowego. W szczególności przedyskutowano mechanizmy transportu dyfuzyjnego i mechanizm spowodowany oddziaływaniem bezwładnościowym. Otrzymane rezultaty porównano dla typowego kanału uformowanego przez profile CA 9015A.

1. Wstep

Rozwój współozesnej energetyki charakteryzujący się wzrosten mocy turbin kondensacyjnych i ciągle rosnącym udziałem mocy zainstalowanych w elektrowniach atomowych w ogólnej wartości wytworzonej energii elektrycmnej sprawił, że w ostatnim dziesiącioleciu znacznie wzrosło zainteresowanie teoretycznymi i eksperymentalnymi problemami ekspansji pary mokrej w elementach przepływowych turbin. Zasadniczym celem prowadzonych prac jest uzyskanie możliwie dokładnych informacji służących aerodynamicznemu doskonaleniu części przecływowej oraz zmniejszeniu zagrożenia erozyjnego elementów turbin pracujących w obszarze pary mokrej.

Ważnym zadaniem do rozwiązania jest przy tym ustalenie ilościowych zależności dotyczących mechanizmu transportu cząstek wody na powierzchnię układu łopatkowego i w konsekwencji określenie masy wody przenikającej do filmu wodnego.

O efekcie seperacji oząstek na powierzobnię układu przepływowego zasad niczo decydują mechanizmy spowodowane oddziaływaniem bezwładnościowym 1 elektrostatycznym oraz mechanizmy transportu dyfuzyjnego (dyfuzja molekularna, turbulentna 1 termiczna). W dalszym ciągu pracy przedmictem szerszej analizy bedą trzy mechanizmy uważane obecnie za podstawowe [1]:

- 1. seperaoji oząstek w ruchu krzywoliniowym,
- 2. dyfuzji turbulentnej,
- 3. dyfuzji molekularnej.

Wpływ poszozególnych mechanizmów na osadzanie się kropelek wody na powierzchni układu łopatkowego jest uzależniony od parametrów termodynamioznych i kinematycznych pary mokrej w poszozególnych punktach ekspansji oraz od frakcyjności fazy ciekłej.

2. Separaoja oząstek w ruchu krzywoliniowym

Problem separaoji oząstek w ruchu krzywoliniowym był wielokrotnie dyskutowany w literaturze [np. 2,3,4,5,6,7]. Opracowane metody przez różnych autorów różnią się między sobą poczynionymi założeniami upraszczającymi. W [2] podano znacznie rozpowszechnioną dziś metodę określenia ruchu kro-

pel w wieńcach turbiny dla następujących założeń upraszozających:

- a) wszystkie siły wzajemnego oddziaływania między kroplą a fazą podstawową (oprócz siły oporu aerodynamicznego) są pomijalne,
- b) linie prądu fazy gazowej ozynnika roboczego są paraboliczne,
- o) skladowa osiowa prędkość pary U_x jest stała wzdłuż kanału,
- d) współozynnik poślizgu v, jest stały wzdłuż kanału i równy jedności,
- e) współozynnik oporu aerodynamicznego określa formuła Stokesa,
- f) liozba Stokesa Sto = $\frac{2 g_0 r^2}{9 \mu lax}$ i liozba Knudsena są w ozasie przepływu niezmienne. Oznacza to, że przyjmuje się za stałe funkcje:

$$\mu = f(p), \quad \varrho_{\rho} = \varphi(p), \quad I = \hat{S}(p).$$

Pewne uściślenie przedstawionej w [2] metodyki obliczeń efektu transportu na powierzchnie lopatki fazy ciekłej podano w [3]. Uwzględniono tam ściśliwość czynnika przez przyjęcie zmiennej wzdłuż drogi przepływu prędkości osiowej U_x, z tym jednak ograniczeniem, że pochodna ^{dU} jest stała na całej długości rozpatrywanego kanału. W pracach [4,6] podano dokładniejsze metody określenia torów cząstek w kanałach turbin parowych i gazowych Uściśleń dokonano w sposobie określenia pola prędkości fazy gazowej w kanałach. W obu przypadkach wykorzystano do tego celu teorię nieściśliwego przepływu potenojalnego. Pewne luki w analizie rozpatrywanego problemu usuwa metoda przedstawiona w [7]. Do określenia trajektorii cząstki wykorzystano równanie w postaci

$$\frac{d\overline{\mathbf{v}}}{d\overline{\mathbf{t}}} = \frac{\varrho}{2m} \mathbf{F} c_{\mathrm{D}} |\overline{\mathbf{v}} - \overline{\mathbf{v}}| (\overline{\mathbf{v}} - \overline{\mathbf{v}}) + \varrho/\varrho_0 \frac{d\overline{\mathbf{v}}}{d\tau_{\mathrm{D}}} . \tag{1}$$

Przy ustaleniu warunków początkowych i brzegowych zrezygnowano w tym przypadku z upraszczających założeń a i c ÷ f. Obok siły aerodynamicznego oporu uwzględniono również dodatkowo siłę uwarunkowaną gradientem ciśnienia. Uwzględniono także zmianę z ciśnieniem lepkości, gęstości fazy ciekłej i liczby Knudsena.

Dla współczynnika oporu aerodynamioznego przyjęto ogólną funkcję

$$C_{\rm D} = \frac{\rm n}{\rm Re} \, f(\rm kn) \, \psi(\rm Re) \, . \label{eq:C_D}$$

(2)



Rys. 1. Kanal międzylopatkowy



Rys. 2. Tory esastek w kanale międzyżopatkowym dla p_o = 1 bar, $p_1/p_0=0,634$ $U_{x0} = 80$ m/s, $U_{x1} = 90$ m/s



Rys. 3. Porównanie efektów seperacji wyznaczonych według [2] i za pomocą metody podanej w [7]

Lokalną wartość składowej prędkości U_x określono z uwzględnieniem grubości łopatek (rys. 1).

Wybrane wyniki przykładowych obliczeń dla kanału uformowanego przez profile CA 9015 A przytoczona na rys. 2. Porównanie rezultatów metody podanej w [7] i metody załączonej w [2] ilustruje rys. 3.

Dla r $< 10^{-6}$, m rezultaty obliozeń uzyskane dla obu metod niewiele się różnią. Dla większych kropel różnica między wynikami znacznie rośnie osiągając przy r = $10m^5$ wartość przekraczającą 50% wielkości Ś/t wyznaczonej według [2]. Rezultaty podane na rys. 3 otrzymano bez uwzględnienia osadmania się cząstek na ozołowej powierzchni żopatek. Do określenia tej wielkości można wykorzystać dane zamieszczone w [7].

Korzystanie z równania [1] do określenia pola prędkości i torów cząstek w kanale międzyżopatkowym wymaga, dla stosowanych w [7] warunków pooząstkowych i brzegowych stosowania numerycznej techniki obliczeniowej.

Nie zmniejsza to jednak zakresu zastosowania metody, ponieważ stosunkowo łatwo można skonstruować dla rozpatrywanego zagadnienia uniwersalny program obliczeń. W stosunkowo prosty sposób można np. wykorzystać procedurę Runge-Merscha.

Przy omawianiu procesu osadzania się oząstek fazy ciekłej na powierzchni łopatki nie można pominąć analizy ruchu oząstek w warstwie przyściennej. Problem ten w odniesieniu do zagadnienia separacji nie został dotąd w literaturze dostatecznie rozwinięty. Dokładne rozwiązanie ruchu oząstki w polu prędkości charakterystycznym dla laminarnej lub burzliwej warstwy przyściennej na powierzchni łopatki jest zadaniem skomplikowanym i pracochłonnym. W pracy [7] przeanalizowano niektóre aspekty ruchu cząstek w warstwie przyściennej formulującej się na powierzchni płaskiej płyty. Pozwoliło to rozpatrywać większą ilość wariantów koniecznych do ogólniejszej oceny rozpatrywanych zjawisk. Podstawowym celem badań była coena granicznej prędkości (prostopadłej do ścianki) cząstki, przy której dotrze ona jeszcze do łopatki. Wybrane rezultaty rozwiązań ilustruje rys. 4 i 5. Załączone dane otrzymano dla $v_{ro} = \frac{1}{roc} = 0,8$ i p = 1 bar. Ważnym wnics-

kiem wynikającym z załączonych wyników jest stwierdzenie istotnego wpływu na trajektorie cząstek wielkości ich promienia i liczby Re_L czynnika roboczego.

W poozątkowej ozęści kanału (rys. 2), gdzie liozba Re_L jest znacznie nniejsza niż w przekroju wylotowym podwarstewka laminarna może stanowić znaczną przeszkodę dla cząstki. Dla Re_L = 10⁻ droga całkowitego wyhanowania cząstki o promieniu r = 0.1 µm wynosi przy $V_{yo} = 5 \frac{m}{s}$, y = 0,73/µm. Przy prędkości $V_{ro} = 5 \frac{m}{s}$ cząstka o promieniu r = 1 µm dociera do ścianki. Dla $V_{yo} = 1 \frac{m}{s}$ droga wyhanowania cząstki o tym prodmieniu wynosi $\Delta y =$ = 15 µm. Dla większych wartości liozb Re_L (charakterystycznych dla końcowych przekrojów kanałów międzyłopatkowych) w rozważonym przypadku wszy stkie cząstki o promieniu 1 µm docierają już do ścianki. Można więc stwierdzić, że wpływ podwarstewki laminarnej na efekty separadji przy większych wartościach liczb Re_L jest stosunkowo niewielki. Rozpatrywane dane są słuszne dla stosunkowo niskiej wartości współczynnika poślizgu V_{XO} = 0,8. Dla większych wartości tego współczynnika hamująca "zdolność" warstewki przyściennej będzie większa.



Rys. 4. Tory oząstek w podwarstewce laminarnej dl $v_{ro} = 0.8$ i Re_L = 10⁵

3. Dyfuzyine mechanizmy transportu ozastek fazy ciekłej na powierzchnie układu żopatkowego

Zagadnienia transportu dyfuzyjnego cząstek w strumieniu ozynnika dwufazowego był przedmiotem zainteresowań wielu badaczy. W literaturze brak natomiast opracowań tego problemu dla warunków przepływu pary mokrej przez kanały międzyłopatkowe turbin. Z tych względów do cochy wpływu tych zjawisk na efekt transportu kropelek na powierzchnie układu żopatkowego czynione są próby wykorzystania rezultatów otrzymunych dla przepływów w rurach [8,9].

Strumień oząstek transportowany drogą dyfuzji określany jest przez zależność

$$N = (D + \mathcal{E}_{W}) \frac{dq}{dy}$$
 (3)

)





Doświadozenie wykazuje, że dla nałych cząstek (r $< 1 \ \mu$ n) w związku (3) powinno uwzględniać się zarówno współozynnik dyfuzji molekularnej D, jak również współczynnik dyfuzji turbulentnej \mathcal{E}_{-} .

pla liozb Sohnitda So znaoznie przekraczających jedność (przypadki charakterystyczne dla przepływów w kanałach międzyłopatkowych turbin pracujących w obszarze pary mokrej) rozwiązanie równania (3) dla nieściśliwego przepływu w rurze przy dodatkowym założeniu, że współozynnik dyfuzji turbulentnej cząstek \mathcal{E}_{w} jest równy współozynnikowi dyfuzji fazy podstawowej \mathcal{E} ma postać [10]

$$\frac{K}{U} \phi_{D} = f/2 , \qquad (4)$$

gdz1e

$$\phi_{\rm D} = 1 + \sqrt{1/2} \, (\rm S_{o})$$

(5)

$$\chi = \frac{14 \cdot 5}{5} \cdot 5 \cdot 5^{3/2} F(S_0) + 5 \ln \frac{1+5 \cdot 64 \cdot S_0}{5 \cdot 54(1+0.041 \cdot S_0)} - 4.77$$
 (6)

$$F(S_0) = 1/2 \ln \frac{\left[1 + \frac{5}{14,5} S_0^{1/3}\right]^2}{1 - \frac{5}{14,5} S_0^{1/3} + \left(\frac{5}{14,5}\right)^2 S_0^{2/3}} + \frac{1}{1 + \frac{5}{14,5}} S_0^{1/3} + \left(\frac{5}{14,5}\right)^2 S_0^{2/3}}$$

+
$$\sqrt{3}$$
 are tg $\frac{10}{14.3}$ so^{1/3} - 1
 $\sqrt{3}$ + $\frac{\sqrt{3}}{8}$ x.

Funkoję % (So) przedstawiono na rys. 6. Na tym sanym rysunku zilustrowano zależność liczby Schmidta od ciśnienia i wielkości promienia kropli.



Rys. 6. Zależności So = f(p,r), X = f(So

Rozpowszechniony dziś model transportu drogą dyfuzji turbulentnej przedstawili Friedlander i Johnstone [11]. Zgodnie z ich modelem wiry niosące oząstki dyfundują z jądra strumienia w kierunku ścianki na odległość równą tzw. drodze hamowania s. Wielkość s dla danej wielkości promienia jest

uzależniona od początkowej jej prędkości i wartości ciśnienia. Autorzy określają jej wartość z równania ruchu cząstki z wykorzystaniem dla współczynnika oporu formuły Stokesa. Mamy więc

$$s = \frac{m}{6\pi\mu r} \nabla_0.$$
 (7)

Prędkość V_o uzależniona jest od stopnia burzliwości strumienia. W pobliżu ścianki mechanizm transportu częstek w modelu Friedlandera i Johnstone jest podobny jak w modelu przedstawionym w [10]. Rozwiązanie równania (3) dla założeń przedstawionych w [11] można przedstawić w postaci

$$k_{\rm B} = \sqrt{t/2}$$

$$k_{\rm B} = \sqrt{t/2}$$

$$\frac{k_{\rm B}}{V} = \frac{\sqrt{t/2}}{1 + B\sqrt{t/2}}$$

A١

$$\frac{k_{\rm m}}{0} = \frac{f/2}{1 + C\sqrt{f/2}}$$
(10)

 $\frac{1}{3} = \frac{1}{3}$

$$\frac{k_{\rm m}}{U} = f/2. \tag{11}$$

Funkoje A = $f_1(\overline{s})$, B = $f_2(\overline{s})$, C = $f_3(\overline{s})$ przedstawiono na rysunku 7. Wielkość równą

$$\overline{s} = s \sqrt{f/2} \frac{\overline{u}Q}{\mu}$$
(12)

podano na rys. 8.

Obok formul (4) 1 (9 + 11) określających odpowiednio wartości współozymników wymiany masy drogą dyfuzji molekularnej 'i burzliwej uzależnionych od frakcyjności fazy ciekłej w literaturze przedstawiono rezultaty wielu badań dotyczących określenia średniej wartości tego współozynnika będące-

(8)

(9)



Rys. 7. Zależności $A = f_1(\overline{s}), B = f_2(\overline{s}), C = f_3(\overline{s})$



go funkoją jedynie liozby Re_L, koncentracji fazy ciekłej nie jej frakcyjności. Dane eksperymentalne załączone w [12] dają się aproksymować zależnościami:

$$= 2.61 \text{ Re}_{L}^{-0.45} (C/Q_0 10^4)^{-0.725}$$

przy $C/\rho_{0} \leq 8.10^{-4}$ (13)

$$k_{\rm H} = 1,03 \text{ Re}_{\rm L}^{-0.45} (C/Q_0 10^4)^{-0.29}$$

przy
$$C/\varrho_0 \ge 8.10^{-4}$$
. (14)

Porównanie wartości współozynników wymiany masy obliczonych ze związków 4, (8 ÷ 11) 1 (14) podano na rys. 9.

Krzywe ilustrujące dane określone według modelu Friedlandera pokazują bardzo istotny wpływ na wartość prędkości gazy gazowej i wartości ciśnienia. Wpływ prędkości jest szczególnie istotny dla mniejszych wartości ciś nień. Na przykład dla r = 10^{-7} m, zwiększenie prędkości od $100 \frac{m}{2}$ do 350 powoduje wzrost mokoło stokrotnie (przy p = 1 bar). W przypadku dyfuzji



Rys. 9. Porównanie wartości współczynników wymiany masy dla różnych mechanizmów transportu cząstek 1 - dyfuzja turbulentna, 2 - dyfuzja molekularna, 3 - dyfuzja turbulentna wg [12]

molekularnej wpływ prędkości jest znaoznie mniejszy. Znaozny jest natomiast wpływ ciśnienia. Ze wzrostem ciśnienia rośnie wartość k/U. Na tym yamym rysunku pokazano zależność $\frac{k_{\rm p}}{m_{\rm p}} = f({\rm Re}_{\rm L})$ określaną według zależności (13) dla C/Q_a = 2.10⁻⁴.

Korzystając z danych podanych w [7] oraz z rezultatów przedstawionych na rys. 9 obliczono udziały cząstek na powierzchnie kanału żopatkowego rozważonymi w pracy mechanizmami transportu. Dla przykładu wybrano kanał uformowany przez prifele CA 9015 A. Rezultaty obliczeń dla p = 1 bar przedstawiono na rys. 10.



Rys. 10. Porównanie efektów seperacji cząstek w kanale uformowarym przez profile typu CA 9015 A

1 - drožą dyfuzji turbulentnej, 2 - drogą dyfuzji molekularnej, 3-4 - drogą seperacji oząstek w ruchu krzywoliniowym wg [2] i [7], 5 - drogą dyfuzji turbulentnej wg [12]

Z przedstawionych danych wynika, że dla rozpatrywanego przypadku udział transportu drogą dyfuzji turbulentnej nie przekracze 2%, osiągając maksymalną wartość dla cząstek o promieniu $r = 10^{-6}$ k. W całym przedziale rozpatrywanych wartości promienia kropli efekt transportu spowodowanego krzy-

woliniowym ruchem oząstek przewyższa efekty dyfuzyjne. Udział transportu drogą dyfuzji molekularnej jest niewielki i jest rzędu 10⁻⁵, co potwierdza przypuszczenie podane w [2].

4. Uwagi końcowe

1. Określenie trajektorii oząstek fazy olekłej w kanałach przepływowych turbin z wykorzystaniem równania ruchu (1) w zasadzie nie może budzić zastrzeżeń jeżeli dostatecznie dokładnie wyznaczyć wartość współczymnika oporu aerodynamicznego cząstki. W literaturze dotyczącej tego problemu współczynnik C_D określony jest albo formułą Stokesa lub ustala się go przez aproksymacje standartowej krzywej oporu cząstki kulistej. Obliczenia podane w niniejszej pracy wykonano dla współczynnika C_D określonego formułą (2).

Tak określona wartość C_D nie zawsze dostateoznie ściśle odpowiada konkretnym warunkom przepływu pary mokrej w kanałach turbin. Najbardziej istotnym elementem jest przy tym,nieuwzględniany w obliczeniach,wpływ intensywności burzliwości strumienia na wartość współozynnika oporu.Z doświadczenia [13] wynika, że w przedziale Re = 10÷100 w zależności od stopnia burzliwości znaczenia C_D wahają się od wartości przewyższających trzy razy znaczenia określone według standartowej krzywej oporu (dla danej liczby Re) do wartości stokrotnie mniejszych. Wpływ burzliwości maleje ze zmniejszeniem się liczby Re cząstki. Uwzględnienie tego faktu ściśle związanego z koniecznością dokładnego pomiaru intensywności burzliwości w kanałach przepływowych powinno stać się przedmiotem dalszych prao nad rozpatrywanym zagadnieniem seperacji cząstek w ruchu krzywoliniowym.

2. Jak już wcześniej stwierdzono, brak jest dotąd dokładnego rozwiązania problemu dyfuzji molekularnej i burzliwej ozastek w kanałach przepływowych turbin. Otrzymane w pracy rezultaty oparto o rozwiązanie tego problemu dla przepływów w rurach [10, 11]. Rozwiązania podane w [10, 11] otrzymano dla przepływów ośrodka nieściśliwego i przepływu w pełni rozwinietego. Ponadto ważnym założeniem upraszczającym przyjetym w [10, 11] jest założenie równości współozynników dyfuzji dla cząstek fazy gazowej i oiekłej. Warunki przepływu w kanałach turbin są w większości przypadków odmienne. Decydują o tym zarówno stosunkowo duże wartości liczb Macha, jak i ten fakt, że w kanałach turbin przepływ bardzo rzadko charakteryzuje się stałą wartością liczby Reynoldsa wzdłuż drogi przepływu. Dodatkowe utrudnienie w stosowaniu formuź (4) 1 (8÷11) może stanowić trudność ustalenia zastępczej liozby Reynoldsa koniecznej do przeniesienia rozważonych danyoh na przypadki kanałów turbinowych. Wpływ założenia o równości współczynników dyfuzji burzliwej na rozpatrywane efekty można w przybliżeniu określić przez ocenę stosunku tych współczynników dla oząstek fazy 010-

(15)

klej i gazowej. Z teorii procesów dyfuzyjnych wiadomo [13,14], że stosunek ten jest równy

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{m}}}{\mathcal{E}} = \frac{\int_{0}^{\infty} \eta^2 E(n) dn}{\int_{0}^{\infty} E n dn},$$

gdzie

 \mathcal{E}_w - współozynnik dyfuzji oząstek fazy ciekłej. Funkcje $\eta = f(n, p, r)$ przedstawia rys. 11.



Rys. 11. Zależność $\gamma = f(p,r,\omega)$

Określenie stosunku $\frac{c_w}{E}$ zgodnie z formużą (15) wymaga ustalenia zależności energetycznego rozkładu spektralnego E(n) = f(n) dla przepływu w kanale międzyłopatkowym. Z powodu braku tego typu danych można do znalezienia E(n) wykorzystać dane zamieszczone w [15]. Z danych tych wynika, że dla liozb $\omega = 2\pi$ n > 10 funkcja E(n) jest bliska zeru. Stąd zgodnie z rezultatami przedstawionymi na rys. 11 i wzorem (15) stosunek $\frac{E_w}{E}$ dla rozważanych wartości ciśnień i promieni cząstek jest bliski jedności.

W świetle przytoczonej wyżej dyskusji jest jasnym, że problem oceny wpływu efektu dyfuzyjnego na wartość seperacji jest bardzo skomplikowany i wy-

maga dalszych studiów, uwzględniających konkretne warunki przepływu w kanałach międzylopatkowych, w tym również studiów nad wpływem liczby Knudsena na rozpatrywane efekty dyfuzyjne.

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

A	= f ₁ (s) (zal. 8),
В	= f ₂ (s) (gal. 9),
С	$= f_3(s)$ (zal. 10),
c	- koncentracja oząstek fazy ciekłej (zal. 3).
cD	- współozyonik oporu aerodynamicznego,
D	= kT 5 Thr wsp6lozynnik dyfuzji,
E(n)	- energetyczny rozkład spektralny,
$F = T r^2$	- pole powierzohni przekroju kulistej oząstki,
F(So)	- funkoja pomoonioza,
f	- liozba taroia,
k	- stale Boltzmana,
k	- współozynnik wywiany masy,
$Kn = \frac{1}{2r}$	- liozba Knudsena,
ī	- droga swobodna molekuly gazowej,
۵	- stala (zal. 2),
a	- liozba falowa,
n = 4/3%r ³ ço	- masa oząstki fazy ciekłej
P	- ciśnienie pary
$Re = \frac{2r(u-V)}{V}$	- liozba Reynoldsa oząstki,
$\operatorname{Re}_{L} = \frac{\overline{U} L}{V}$	- liozba Reynoldsa,
2	- promień oząstki,
8	- droga hamowania,
a = s V1/2 90	- mredukowana droga hanowania,
$S_0 = \frac{V}{D}$	- liczba Sobmidta,
U	- wektor prędkości pary,
π	- prędkość pary w jądrze strumienia
U	- prędkość na granicy podwarstewki laminarnej hydraulios-
A CARLES OF A	nej warstay przyściennej,
V	- wektor prędkości częstki,
X ₉ y	- współrzę dzo,

€ _₩	- współozynnik dyfuzji turbulentnej,
ե	- dynamiozny współozynnik lepkości,
V	- kinematyozny współozynnik lepkości,
Vx, Vxo	- współozynnik poślizgu,
Ś/t	 miara ilości fazy ciekłej osadzającej się na powierzch- ni łopatki,
ç, ç,	- gęstość fazy gazowej i oiekłej,
τ, τ _p	- ozas,
Φ _D	- funkoja pomoonioza (zal. 5),
X (So)	- funkoja pomoonioza (zal. 6).

LITERATURA

- 1. RYLE D.J.Y.: The present Status of Erosion Studies in the Wet Steam Turbine, Prace IMP z. 42-44, Warszawa-Poznań, 1969.
- GAYRMATHY G.: Grundlagen einer Theorie der Nassdampfturbine, Juris-Verlag, Zurich 1962.
- 3. ZIEGLER M.N.: Sieperaoja w lopatooznom kanale parowoj turbiny, Energomaszinostrojenije, 4, 1967.
- 4. MARTLEW D.L.: The Distribution of Impaot Port 1 des of Various Sizes on the Blade of a Turbine Cascade, Conf. on. Aerodyn. capture of Particles, Perg. Press., 1966.
- 5. KRZYŻANOWSKI J.: Warunki transportu fazy ciekłej do filmu wodnego na łopatkach stopni turbin kondensacyjnych. Prace IMP, z. 29-31, Warszawa-Poznań, 1966.
- 6. WALGA J.: Tieozenije dwuchfaznych sried w priamych łopatocznych reszotkach, Prace IMP z. 29-31, Warszawa-Poznań, 1966.
- 7. CHMIELNIAK T.: Analiza niektóryoh zjawisk charakterystycznych dla stopnia turbiny pracującego w obszarze pary wilgotnej, ZN Pol.Śl. s. Energetyka nr 44, Gliwice, 1972.
- 8. GARDNER G.C.: E weats leading to erosion in steam turbine. Proced. Inst. of Mechanical Eng. Vol. 178, No 23, 1963-1964.
- 9. RYLEY D.J .: Komunikat do poz. 8.
- 10. LIN C.S., MOULTON R.W., POTNAM G.L.: Mass Transfer between Solid Wall and Fluid Streams. Mechanism and Eddy Distribution, Relatioships in Turbulent Flow, Ind. and Eng. Chemistry, Vol. 45, Nr 3, 1953.
- 11. FRIEDLANDER S.K., JOHNSTONE H.F.: Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams, Ind. and Eng. Chemistry, Vol. 49, Nr 7, 1957.
- 12. PALEEW I.I. i inni: Isliedowanije koeficientow obmiena i difuzji kopiel w dispiersno - koloiewom potokie, Trudy CKTI, wyp. 101, 1970.
- 13. SOU S .: Gidrodinamika mnogofaznych sistiem. Izd. Mir, Moskwa 1971.
- 14. HINCE I.O.: Turbulentnost, Moskwa 1963.
- 15. KONT-BELLO Z.: Turbulentnoje tieczienije w kanalie s paralielnymi stienkami, Izd. Mir, Moskwa, 1968.

THE TRANSPORT OF PARTICLES OF A LIQUID PHASE TO THE SURFACES OF TURBINE BLADES

Summary

In this paper three mechanisms of the transport of particles to the surfaces of blades: Brownian diffusion, eddy diffusion-eddy impaction and deposition on the concave blade surface (interial forces) have been presented. The solutions for blades CA-9015A have been obtained.

CERAPAINS BRAIN HA ROBEPTHOCTN JOHATOK BRAKHORAPOBET TYPENH

Peanme

В работе рассмотрены три основных механизма транспорта частиц индой фазы в мехлопаточных каналах влажнопаровых турбян. В частности обсуждён турбулентный и молекуларный механизм транспорта и механизм, вызванный инерционных эффектом. Результаты сравнены для решётки профилей СА-9015А.