

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

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

T R A N S A C T I O N S
O F T H E I N S T I T U T E O F F L U I D - F L O W M A C H I N E R Y

82

W A R S Z A W A - P O Z N A Ń 1982

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 · WŁODZIMIERZ PROSNAK
KAZIMIERZ STELLER · ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY · CHAIRMAN)
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 1982

Printed in Poland

ISBN 83-01-03979-5
ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE – ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 340 + 90 egz.	Oddano do składania 12 X 1981 r.
Ark. wyd. 12 Ark. druk. 9,25	Podpisano do druku 18 V 1982 r.
Pap. druk. sat. kl. V, 70 g 70 × 100 cm.	Druk ukończono w maju 1982 r.
Nr zam. 577/122. W-6/523.	

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

MARIAN TRELA

Gdańsk

Wpływ turbulencji strumienia gazu oraz grawitacji na separację cząstek *

W pracy przedstawiono model separacji cząsteczek z turbulentnego strumienia gazu na powierzchnię opływającego ciała. Uwzględnia on zarówno wpływ turbulencji strumienia gazu jak i wpływ grawitacji. Wyniki analizy porównano z istniejącymi danymi eksperymentalnymi.

Wykaz oznaczeń

A – współczynnik określony w tekście,	y^+ – bezwymiarowa współrzędna, $y^+ = yu^*/\nu_g$
B – współczynnik określony w tekście,	ε – współczynnik dyfuzji turbulentnej,
b – stosunek dyfuzyjności cząstek do dyfuzyjności gazu,	ν – kinematyczny współczynnik lepkości,
C – koncentracja cząstek (kropel),	μ – dynamiczny współczynnik lepkości,
d – średnica,	ρ – gęstość,
D – współczynnik dyfuzji cząstek,	ω – prędkość kątowna wirów turbulentnych,
$E(\omega)$ – funkcja rozkładu energii w ruchu turbulentnym,	η – stosunek amplitudy ruchu wirowego cząstek do ruchu wirowego gazu,
f – współczynnik tarcia,	$\vec{V}$ – wektor prędkości,
F – siła ciężkości,	V' – średnia wartość fluktuacji prędkości poprzecznej,
g – przyspieszenie ziemskie,	α, β – kąty.
k – współczynnik separacji, $k = m/C$,	Indeksy dotyczą:
m – gęstość strumienia masy cząstek,	c – osi kanału,
n – wykładnik,	g – gazu,
N – ilość kropelek,	gr – grawitacji, wartości granicznej,
P – prawdopodobieństwo,	k – kanału,
Re – liczba Reynoldsa $Re = \bar{u}d_k/\nu_g$,	p – cząstek (kropel),
S – droga hamowania,	0 – wartości początkowej, ilości kropelek,
S^+ – bezwymiarowa droga hamowania $S^+ = Su^*/\nu_g$,	$-$ – wartości średniej,
$\bar{u}$ – średnia prędkość przepływu w kanale,	$=$ – wartości średniej,
u^* – prędkość dynamiczna, $u^* = \bar{u}\sqrt{f/2}$,	S – Stokesa,
y – odległość od ścianki kanału,	Z – współrzędnej z ,
	w – ścianki kanału.

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

1. Wstęp

W poprzednich pracach autora [1, 2] zaprezentowano model separacji cząstek ciała stałego lub kropelek na płytę pionową omywaną turbulentnym strumieniem gazu niosącego te cząstki. Dotyczył on separacji cząstek, dla których bezwymiarowa droga hamowania S^+ jest większa od 20. Droga hamowania S jest miarą bezwładności cząstek i określa dystans, jaki przebędzie cząstka o średnicy d_p w nieruchomym płynie, mając prędkość początkową $u_0 = u^*$. Jeżeli opór takiej cząstki opisuje wzór Stokesa, wówczas [3]

$$S = \frac{\rho_p d_p^2 u^*}{18\mu_g}, \quad (1.1)$$

a stąd

$$S^+ = \frac{Su^*}{v_g^2} = \frac{\rho_p^2 d_p^2 u^{*2}}{18v_g \rho_g}. \quad (1.2)$$

Przeprowadzone w [2] badania eksperymentalne separacji kropelek wody na płycie pionowej umieszczonej w osi tunelu powietrznego pokazały dobrą zgodność tego modelu z danymi eksperymentalnymi.

W niniejszej pracy rozszerzono poprzednią analizę na przypadek, gdy na separację wpływa także siła grawitacji. Uwzględnienie działania tej siły ma poważny aspekt praktyczny, ponieważ umożliwia obliczanie rozkładu wielkości współczynnika separacji po obwodzie kanałów dowolnie usytuowanych w przestrzeni.

2. Analiza teoretyczna

Gęstość strumienia masy separujących się cząstek z turbulentnego strumienia gazu na powierzchnię ciała stałego można ogólnie zapisać w postaci [3]

$$\vec{m} = -(D + \varepsilon_p) \nabla C + \vec{V} C, \quad (2.1)$$

w której pierwszy składnik ujmuje wpływ dyfuzji molekularnej i burzliwej, a drugi wpływ sił pola zewnętrznego na separację cząstek. Jeżeli współczynnik $D \ll \varepsilon_p$ (jak to ma miejsce dla cząstek $> 1 \mu\text{m}$) i działanie sił pola zewnętrznego można pominąć, wówczas dla przepływu jednowymiarowego strumień separujących się cząstek określa związek

$$m = -\varepsilon_p \frac{dC}{dy}. \quad (2.2)$$

Przypadek taki analizowano w pracach [1, 2]. Poniżej przedstawiono w skrócie najważniejsze założenia i związki wynikające z tego modelu.

Separacja cząstek z turbulentnego strumienia gazu zależy przede wszystkim od wielkości i rodzaju cząstek oraz parametrów przepływu. Według teorii ruchu burzliwego [4], ruch taki składa się z wirów, których rozmiar i prędkość kątowa zmieniają się zależnie od odległości od ścianki. Przy zbliżaniu się do ścianki maleje wielkość wirów, a rośnie ich prędkość kątowa. Jeżeli w jądrze przepływu burzliwego gazu zawieszone w nim cząstki nadążają w jakiś przybliżony sposób za wirami gazu, to przy zbliżaniu się do ścianki cząstki

te wpadają w obszar wirów o dużej prędkości kątowej i małej wielkości wirów, w którym ich dyfuzyjność spada do zera. Oznacza to, iż cząstki stają się niepodatne na fluktuacje prędkości gazu w tym obszarze. Wobec tego cząstki dostatecznie duże mogą przenikać przez ten obszar dzięki impulsowi prędkości uzyskanemu od gazu na granicy tego obszaru. Jeżeli na granicy tego obszaru koncentracja cząstek wynosi C , a średnia fluktuacja prędkości cząstek V'_p wówczas, opierając się na powyższych założeniach, gęstość strumienia masy separujących się cząstek można zapisać jako

$$m = PV'_p C, \quad (2.3)$$

gdzie P oznacza prawdopodobieństwo uzyskania przez cząstkę impulsu prędkości w kierunku ścianki. Dla jednowymiarowego przepływu prawdopodobieństwo to wynosi 0,5. W rozważanym tu modelu zakłada się, iż obszar w którym dyfuzyjność cząstek spada gwałtownie do zera rozciąga się od ścianki na odległość $y^+ = S^+$, przy warunku $S^+ > 20$.

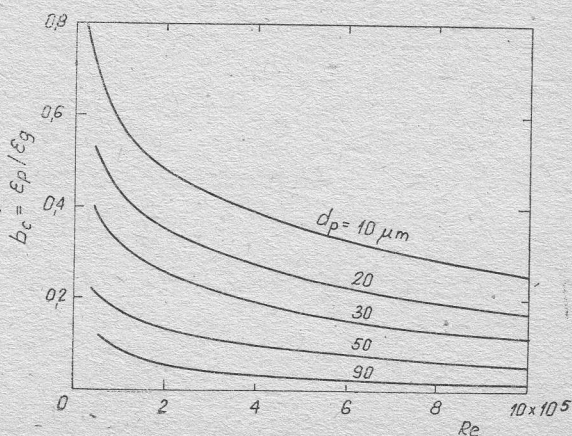
Dla wyznaczenia strumienia masy separujących się cząstek według tego modelu należy więc określić rozkład średniej fluktuacji prędkości cząstek oraz koncentracji w kanale. Z analizy ruchu cząstek w turbulentnym strumieniu gazu przeprowadzonej przez Tchena ([4] s. 353) wynika, że między dyfuzyjnością cząstek a dyfuzyjnością gazu zachodzi związek

$$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_g} = \frac{V_p'^2}{V_g'^2} = \frac{\int_0^\infty \eta^2 E_g(\omega) d\omega}{\int_0^\infty E_g(\omega) d\omega} = b. \quad (2.4)$$

Na podstawie badań Comte-Bellota [5] rozkładu energii w ruchu turbulentnym, Nami i Ueda [6] obliczyli według (2.4) stosunek $\varepsilon_p/\varepsilon_g$ dla kropelek wody znajdujących się w odległości $2y/d_k = 0,04; 0,088; 0,2$ i $0,42$ od ścianki kanału. Z obliczeń tych wynika, iż dla $d_p > 10 \mu\text{m}$ stosunek $\varepsilon_p/\varepsilon_g$ zmienia się w przekroju kanału w sposób podobny do zmian prędkości w ruchu turbulentnym. W analizie przeprowadzonej w [2] przyjęto więc przez analogię następujący rozkład stosunku $\varepsilon_p/\varepsilon_g$ w kanale:

$$\varepsilon_p/\varepsilon_g = b = b_c (2y/d_k)^{1/n}, \quad (2.5)$$

gdzie n — wykładnik zależny od liczby Reynoldsa [7], a b_c oznacza wartość stosunku $\varepsilon_p/\varepsilon_g$



Rys 1. Stosunek dyfuzyjności kropelek do dyfuzyjności powietrza

w osi kanału. Na rysunku 1 przedstawiono obliczoną przez Namie i Ueda [6] wartość stosunku $\varepsilon_p/\varepsilon_g$ dla punktu znajdującego się w odległości $2y/d_k=0,42$ od ścianki kanału. Biorąc pod uwagę przymioty ruchu turbulentnego, wartości $\varepsilon_p/\varepsilon_g$ przedstawione na rysunku 1 traktowano w niniejszej pracy jako równe wartościom $\varepsilon_p/\varepsilon_g$ w osi kanału.

Opierając się na (2.4) i (2.5) średnią fluktuację prędkości cząstek można więc określić związkiem

$$V'_p = V'_g \sqrt{\bar{b}} = V'_g (2y/d_k)^{1/2n} \sqrt{\bar{b}_c}. \quad (2.6)$$

Na podstawie badań Laufera ([4] Fig. 7.32 i Fig. 7.34) można prześledzić przebieg wartości V'_g/u^* w kanale. W osi kanału V'_g/u^* wynosi około 0,715. Idąc w kierunku ścianki V'_g/u^* nieco rośnie i przy $2y/d_k \approx 0,1$ osiąga wartość maksymalną 1,12, a następnie spada do zera na ścianie kanału. Największy spadek zachodzi bezpośrednio przy ścianie kanału, ale już w odległości $y^+ = 30$ od ścianki $V'_g/u^* \approx 0,7$. Jak widać z tego, za wyjątkiem obszaru przyległego do ścianki kanału ($y^+ < 20 \div 30$) zmiana stosunku V'_g/u^* jest nieznaczna w kanale. Wobec tego można napisać

$$V'_g = Au^*, \quad (2.7)$$

gdzie A współczynnik zależny od odległości od ścianki kanału, przyjmujący wartość $A \approx 0,7 \div 1,12$.

Zakładając, analogicznie jak powyżej, iż rozkład koncentracji cząstek w strumieniu jest podobny do rozkładu prędkości w ruchu turbulentnym, wówczas można napisać

$$\frac{C}{C_c} \approx \frac{u}{u_c} = \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1/n}. \quad (2.8)$$

W zależnościach (2.5) i (2.8) wykładnik n zależy od liczby Reynoldsa. Dla zakresu $Re = 5 \times 10^4 \div 2 \times 10^5$ wynosi on około 7 [7]. Przyjmując taką wartość wykładnika n uzyskuje się dla turbulentnego rozkładu prędkości i koncentracji następujący związek:

$$B = \frac{\bar{C}}{C_c} = \frac{\bar{u}}{u_c} = 0,816. \quad (2.9)$$

Wobec tego, biorąc pod uwagę wyjściowy związek (2.3) uzyskuje się z niego na podstawie powyższych zależności

$$m = 0,5 \frac{Au^*}{B} \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1,5/n} \sqrt{\bar{b}_c} \bar{C}. \quad (2.10)$$

Jeżeli wprowadzi się do rozważań współczynnik separacji zdefiniowany jako

$$k = m/\bar{C}, \quad (2.11)$$

wówczas z powyższego modelu wynika związek

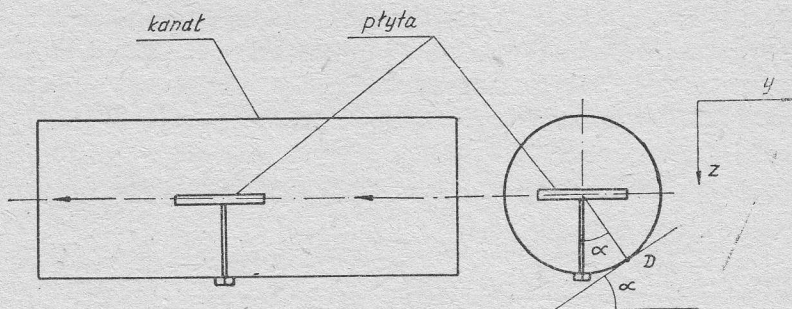
$$\frac{k}{u^*} = 0,5 \frac{A}{B} \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1,5/n} \sqrt{\bar{b}_c} \quad (2.12)$$

określający bezwymiarowy współczynnik separacji k/u^* dla cząstek spełniających warunek

$S^+ > 20$ i osiadających na powierzchni elementarnej płytki pionowej umieszczonej w kanale w odległości y od ścianki kanału. Jeżeli płytkę będzie się przesuwac myślowo w kierunku ścianki kanału, to w granicy uzyska się współczynnik separacji k/u^* dla ścianek kanału

$$\left(\frac{k}{u^*}\right)_w = 0,5 \frac{A}{B} \left(\frac{2S}{d_k}\right)^{1,5/n} \sqrt{b_c}. \quad (2.13)$$

Rozpatrzmy teraz separację cząstek (kroplel) na elementarnej powierzchni poziomej płytki umieszczonej w poziomym kanale (rys. 2). Na górną powierzchnię tej płytki separują



Rys. 2. Szkic sytuacyjny

się cząstki (krople) w wyniku działania wirów turbulentnych oraz działania sił ciężkości (pomijając działanie innych pól). Opierając się na wzorze (2.1), dla jednowymiarowego przepływu gęstości strumienia masy separujących się cząstek otrzymujemy

$$m = PV'_p C + V_z C, \quad (2.14)$$

gdzie V_z oznacza prędkość opadania cząstek pod wpływem siły ciężkości i wyporu F , gdzie

$$F = \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_p - \rho_g) g. \quad (2.15)$$

Jeżeli opór opadania cząstek może być określony wzorem Stokesa

$$f_s = 3\pi\mu_g d_p, \quad (2.16)$$

wówczas

$$V_z = \frac{F}{f_s} = \frac{\rho_p g d_p^2}{18\mu_g} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_p}\right) \approx \frac{\rho_p g d_p^2}{18\mu_g}. \quad (2.17)$$

Biorąc pod uwagę (1.1), prędkość opadania daje się wyrazić jako

$$V_z = \frac{Sg}{u^*}. \quad (2.18)$$

Zakładając, tak jak poprzednio, potęgowy rozkład koncentracji w kanale uzyskuje się z (2.14) wyrażenie na gęstość strumienia masy separujących się cząstek

$$m = 0,5 \frac{A}{B} \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1,5/n} \sqrt{b_c} \bar{C} + \frac{Sg}{u^* B} \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1/n} \bar{C}, \quad (2.19)$$

z którego wynika związek określający lokalną wartość współczynnika separacji dla górnej powierzchni płytki poziomej umieszczonej w kanale

$$\frac{k}{u^*} = \frac{(2y/d_k)^{1/n}}{B} \left[0,5A \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1/2n} \sqrt{b_c} + \frac{Sg}{u^{*2}} \right]. \quad (2.20)$$

W powyższym wywodzie założono, iż profil koncentracji cząstek (kropel) jest symetryczny w kanale, co jest oczywiście pewnym uproszczeniem dla kanałów innych niż pionowe. Ponieważ, jak to wynika z (2.20), wpływ grawitacji na współczynnik separacji maleje ze wzrostem prędkości przepływu (bo rośnie u^*), to można się spodziewać iż dla większych prędkości założenie to będzie spełnione w większym stopniu.

Jak widać z (2.20), grawitacja zwiększa współczynnik separacji dla górnej powierzchni płytki poziomej poprzez człon Sg/u^{*2} , który odgrywa znaczącą rolę dla dużych cząstek (duże S) i małych prędkości przepływu. Dla dolnej powierzchni płyty współczynnik separacji wynosi

$$\frac{k}{u^*} = \frac{(2y/d_k)^{1/n}}{B} \left[0,5A \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1/2n} \sqrt{b_c} - \frac{Sg}{u^{*2}} \right]. \quad (2.21)$$

Mogą więc zaistnieć warunki, przy których człon ujmujący wpływ grawitacji będzie większy od członu reprezentującego separację turbulentną, wobec czego na dolnej powierzchni płytki poziomej nie będzie zachodzić separacja.

W podobny sposób jak powyżej można wyznaczyć współczynnik separacji cząstek (kropel) dla elementarnej powierzchni płytki dowolnie usytuowanej w przestrzeni, a w konsekwencji wyznaczyć rozkład wartości współczynnika separacji na obwodzie kanału, traktując go jako obwiednię nieskończonej liczby elementarnych płytek stycznych do okręgu wyznaczającego obwód kanału. Dla punktu D umieszczonego na obwodzie kanału poziomego siła ciężkości powoduje separację cząstek o gęstości strumienia masy równej

$$m_{gr} = \frac{Sg}{u^* B} \left(\frac{2S}{d_k} \right)^{1/n} \bar{C} \cos \alpha. \quad (2.22)$$

Jeżeli kanał jest nachylony dodatkowo pod kątem β do płaszczyzny poziomej, wówczas

$$m_{gr} = \frac{Sg}{u^* B} \left(\frac{2S}{d_k} \right)^{1/n} \bar{C} \cos \alpha \cos \beta. \quad (2.23)$$

Wobec tego, lokalną wartość współczynnika separacji w punkcie D kanału dowolnie usytuowanego w przestrzeni, przy uwzględnieniu separacji burzliwej opisuje w myśl powyższych wywodów zależność

$$\frac{k}{u^*} = \frac{(2S/d_k)^{1/n}}{B} \left[0,5A \left(\frac{2S}{d_k} \right)^{1/2n} \sqrt{b_c} + \frac{Sg \cos \alpha \cos \beta}{u^{*2}} \right], \quad (2.24)$$

z której jako szczególne przypadki wynikają związki (2.20) i (2.21).

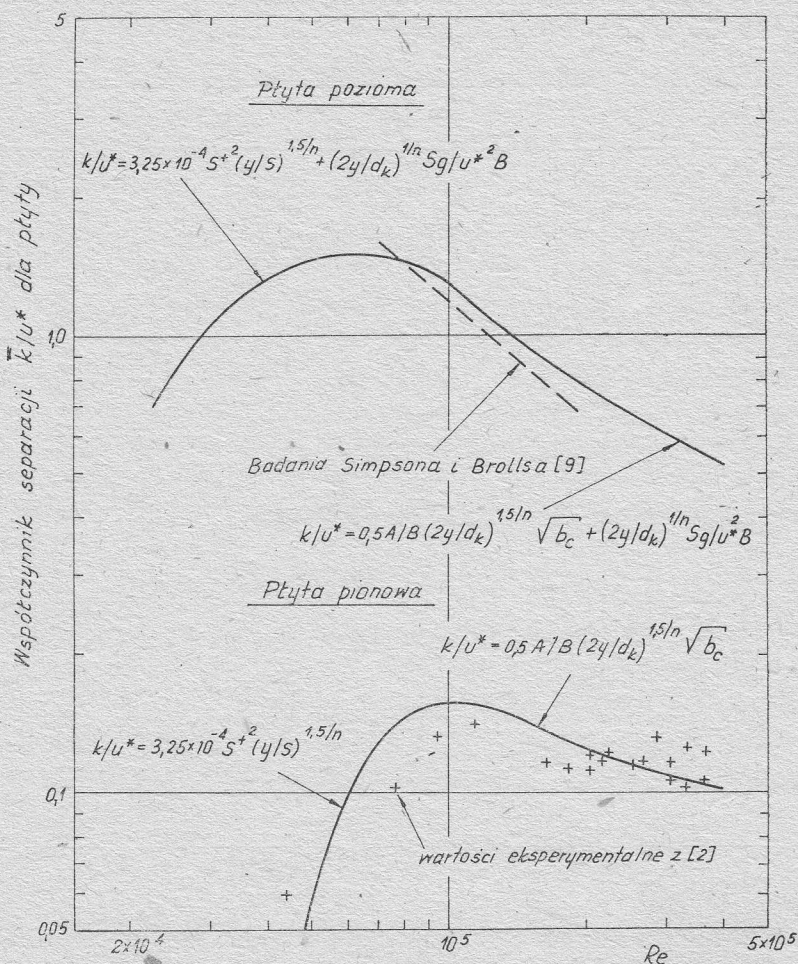
3. Porównanie z danymi eksperymentalnymi

Przedstawiony powyżej model separacji wymaga konfrontacji z wynikami badań eksperymentalnych. Obszerny przegląd prac poświęconych separacji przedstawiony jest w pracy McCoy i Hanratty'ego [8].

Dla interesującego w tej pracy zakresu wielkości cząstek, a więc spełniających warunek $S^+ > 20$, autorzy ci podają, iż najlepiej odzwierciedla wyniki dotychczasowych badań korelacja

$$\frac{k}{u^*} = 0,17. \quad (3.1)$$

Określa ona średnią wartość współczynnika separacji wynikającą z badań w kanałach pionowych i poziomych okrągłych i prostokątnych, wobec czego trudno ją uznać za miarodajną do tego typu porównań, tym bardziej, że na podanym przez McCoy i Hanratty'ego



Rys. 3. Teoretyczne i eksperymentalne wartości współczynnika separacji kropeł dla płyty pionowej i poziomej

wykresie zbiorczym ([8], Fig. 1) widoczny jest olbrzymi rozrzut punktów eksperymentalnych ($\pm 500\%$).

Cousins i Hewitt [9] przeprowadzili badania eksperymentalne separacji kropeł w rurach pionowych. Krople wody wytwarzane były poprzez zrywanie się z filmu wodnego płynącego po ściankach rury. Wyniki tych badań są następujące:

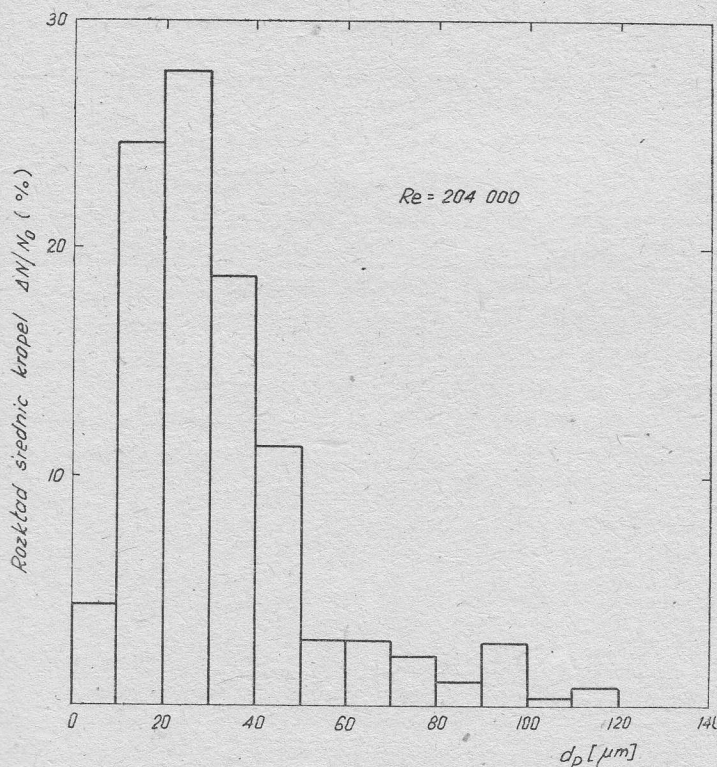
$$\frac{k}{u^*} = 0,068 \quad (3.2)$$

dla rury o średnicy $d_k = 31,8$ mm ($1\frac{1}{4}$ ")

$$\text{oraz} \quad \frac{k}{u^*} = 0,095 \quad (3.3)$$

dla rury o średnicy 9,53 mm ($\frac{3}{8}$ ").

Pomiar średnic kropeł wykazał, iż dla mniejszej rury średnica Sautera zmieniała się w granicach $d_{32} = 40 \div 70$ μm , a dla większej, $d_{32} = 70 \div 110$ μm .



Rys. 4. Funkcja rozkładu ilościowego kropeł [2]

Na rysunku 3 przedstawiono wartości eksperymentalne współczynnika k/u^* dla separacji kropeł zaczerpnięte z pracy [2]. Badania te prowadzono dla płyty pionowej o wysokości $H=0,15$ m i długości $L=0,3$ m umieszczonej w kanale o przekroju $0,39 \times 34$ m^2

w zakresie prędkości przepływu $\bar{u} = 1 - 12$ m/s, czemu odpowiadał zakres liczb Reynoldsa $Re = 25\,000 - 360\,000$. Kropelki wody wytworzone były przez rozpylenie wody w dyszach pneumatycznych. Pomiar średnic kropel wykazał, iż średnica Sautera zmieniała się w badaniach zależnie od prędkości przepływu w zakresie $d_{32} = 30 \div 75$ μm . Przykładowy rozkład średnic kropel uzyskany w tych badaniach podano na rysunku 4.

Obliczenia teoretycznych wartości współczynnika k/u^* wykonano na podstawie zależności (2.12) dla przykładu, gdy obliczona dla danej średnicy kropelki (według (1.2)) droga hamowania spełniała warunek $S^+ > 20$. Ponieważ w widmie kropelek jest zawsze pewna ilość kropelek, dla których $S^+ < 20$, wobec tego dla obliczenia współczynnika separacji tych kropel posłużono się wzorem Liu i Agarwalla

$$\frac{k}{u^*} = 3,25 \times 10^{-4} S^{+2}, \quad (3.4)$$

który według McCoy i Hanratty'ego [8] najlepiej odzwierciedla dane w zakresie $S^+ < 20$. Ponieważ powyższy wzór dotyczy separacji cząstek na ściankach kanałów, a z prezentowanego tu modelu wynika, iż współczynnik separacji zmienia się w kanale w sposób potęgowy, wobec tego do wzoru Liu i Agarwalla wprowadzono poprawkę w postaci $(y/S)^{1,5/n}$. Dla cząstek w zakresie $S^+ < 20$ obliczono więc lokalne wartości współczynnika k/u^* z zależności

$$\frac{k}{u^*} = 3,25 \times 10^{-4} S^{+2} \left(\frac{y}{S} \right)^{1,5/n}. \quad (3.5)$$

Należy tu zwrócić uwagę, iż zależności (2.12) i (3.5) określają lokalne wartości współczynnika separacji przy danej średnicy kropel d_p . Wartości średnie tego współczynnika dla płyty określić można jako

$$\bar{\frac{k}{u^*}} = \frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \left(\frac{k}{u^*} \right) dy, \quad (3.6)$$

gdzie H to wysokość względnie szerokość płyty, a y — odległość od ścianki kanału.

Przeprowadzając tego typu obliczenia uzyskano, iż stosunek średniej wartości współczynnika separacji dla płyty do jego wartości lokalnej w osi kanału wynosi

$$\frac{\left(\frac{\bar{k}}{u^*} \right)}{\left(\frac{k}{u^*} \right)_c} = - \frac{d_k}{H \left(\frac{1,5}{n} + 1 \right)} \left[\left(1 - \frac{H}{d_k} \right)^{\frac{1,5}{n} + 1} - 1 \right] \approx 0,95, \quad (3.7)$$

dla ekwiwalentnej średnicy kanału $d_k = 0,365$ m, wysokości płyty $H = 0,15$ m i wykładnika $n = 7$. Ponieważ na płytę separują się kropelki o różnej średnicy, wobec tego średnią wartość współczynnika separacji dla tych kropel obliczono jako średnią ważoną

$$\frac{\bar{k}}{u^*} = \frac{\sum d_p \left(\frac{\bar{k}}{u^*} \right) d_p^3 \frac{\Delta N}{N_0}}{\sum d_p d_p^3 \frac{\Delta N}{N_0}}, \quad (3.8)$$

gdzie $\Delta N/N_0$ oznacza udział procentowy kropelek o średnicy d_p w całej ilości kropelek N_0 padających na płytę. Udział ten określono z badań wielkości średnic kropelek [2].

Przy obliczaniu wartości prędkości dynamicznej według związku

$$u^* = \bar{u} \sqrt{f/2} \quad (3.9)$$

posługiwano się wzorem Blasiusa na współczynnik tarcia w kanale

$$f = \frac{0,0791}{Re^{0,25}}. \quad (3.10)$$

Przebieg średniej wartości współczynnika separacji $\bar{k}/u^*$, obliczony według (3.8) przy wykorzystaniu zależności (2.11), (3.5), (3.6), (3.7) oraz przyjęciu wartości $A=0,85$, $B=0,816$ i $n=7$, podany jest na rysunku 3.

Dla warunków w jakich wykonano w [2] eksperymenty istnieje przy $Re \cong 10^5$ maksimum wartości współczynników separacji związane ze zmianą przebiegu wartości stosunku $V'_g/u^* = A$ w zależności (2.7). Jeżeli liczba Reynoldsa maleje, to maleje również droga hamowania, co prowadzi do zmniejszania się wartości V'_g/u^* . Dla tego zakresu separację określa zależność (3.5). Przy $Re > 10^5$ droga hamowania $S^+ \geq 20$, wobec tego $V'_g/u^* = A \cong 0,7$. Dla tego obszaru separację na płycie pionowej określa zależność (2.12).

Jak widać na rysunku 3, istnieje dobra zgodność wartości teoretycznych współczynnika separacji z uzyskanymi w [2] wartościami eksperymentalnymi. W zakresie większych liczb Reynoldsa ($Re \approx 3 \times 10^5$) wartości współczynnika $\bar{k}/u^*$ są bardzo zbliżone do wartości uzyskanych przez Cousinsa i Hewitta [9] dla rury o średnicy 9,53 mm, dla której wielkości kropelek były mniej więcej takie same jak w [2], a więc takie same jak użyte do obliczeń wartości teoretycznych współczynnika separacji w rozważanym tu modelu.

Rozważmy teraz weryfikację modelu teoretycznego dla przypadku separacji cząstek na powierzchni poziomej. W literaturze napotkano jedynie pracę Simpsona i Brollsa [10], w której podano wyniki badań separacji kropelek na płycie o szerokości 0,3 m i długości 0,6 m umieszczonej poziomo w osi tunelu powietrznego o przekroju $0,3 \times 0,3$ m². Badania te prowadzono w warunkach bardzo zbliżonych do warunków badań opisanych w pracy [2]: zakres prędkości przepływu powietrza $u = 4,59 \div 10,7$ m/s, liczba Reynoldsa $Re = 70\,000 \div 200\,000$, średnica kropelek $d_{32} \approx 70$ μm.

Opierając się na wynikach badań strumienia masy separujących się kropelek podane przez Simpsona i Brollsa ([10], rys. 10), obliczono wartości współczynnika separacji k/u^* i przedstawiono je na rysunku 3. Lokalne wartości współczynnika separacji k/u^* dla płyty poziomej przy danej średnicy kropelek d_p wynikające z rozważanego tu modelu określone są zależnościami (2.20) dla $S^+ > 20$. Jeżeli $S^+ < 20$, wówczas przy wykorzystaniu zależności (3.5) uzyskuje się

$$\frac{k}{u^*} = 3,25 \times 10^{-4} S^{+2} \left(\frac{y}{S} \right)^{1,5/n} + \frac{Sg}{Bu^{*2}} \left(\frac{2y}{d_k} \right)^{1/n}. \quad (3.11)$$

Uśredniając (2.20) i (3.11) po szerokości płyty, uzyskuje się średnią wartość współczynników separacji

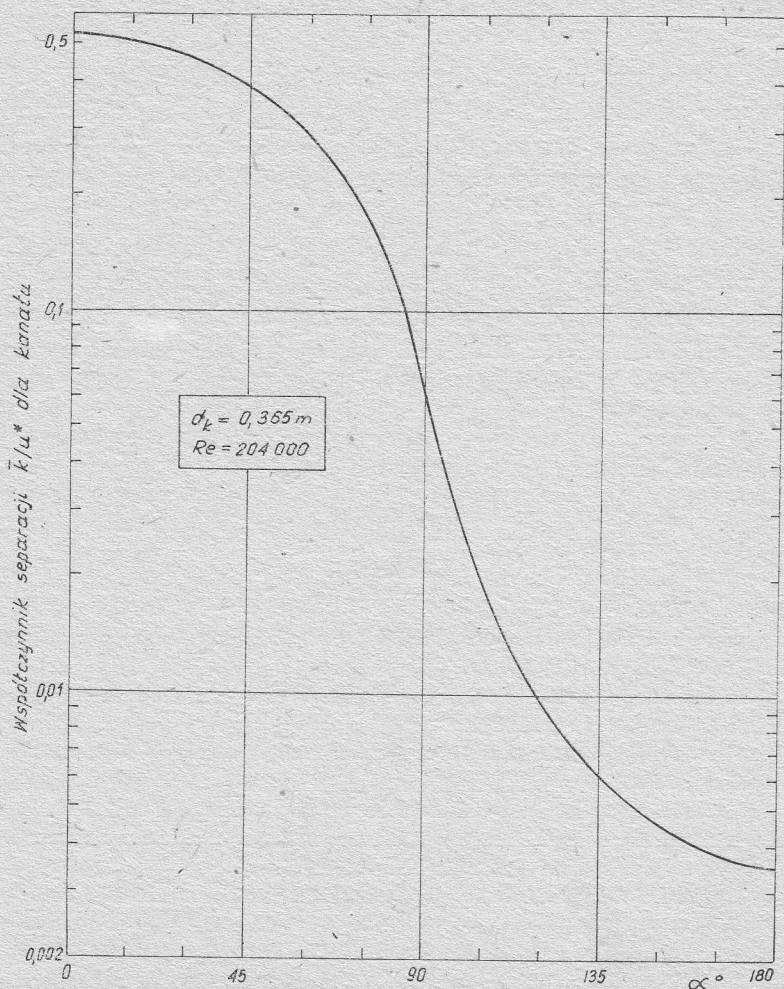
$$\frac{\bar{k}}{u^*} = \frac{n}{1,5+n} \cdot \frac{0,5A}{B} \sqrt{b_c} + \frac{n}{n+1} \cdot \frac{Sg}{u^{*2}B} \quad (3.12)$$

dla $S^+ > 20$ oraz

$$\frac{\bar{k}}{u^*} = 3,25 \times 10^{-4} S^{+2} \left(\frac{d_k}{2S} \right)^{1,5/n} \cdot \frac{n}{1,5+n} + \frac{n}{n+1} \cdot \frac{Sg}{u^{*2}B} \quad (3.13)$$

dla $S^+ < 20$.

Przyjmując $n=7$, $A=0,85$ i $B=0,816$ obliczono według (3.12), (3.13) i (3.8) średnią wartość współczynnika $\bar{k}/u^*$ dla płyty (rys. 3). Jak widać, również i dla tego przypadku istnieje dobra zgodność wartości teoretycznych współczynnika separacji z wartościami eksperymentalnymi w zakresie badań Simpsona i Brollsa [10].



Rys. 5. Przebieg wartości współczynnika separacji kropeł na obwodzie kanału okrągłego

Na rysunku 5 przedstawiono wyniki obliczeń rozkładu współczynnika separacji na ściankach kanału. Obliczenia te wykonano według (2.24) dla kanału poziomego o średnicy $d_k = 0,365$ i liczbie Reynoldsa $Re = 204\,000$, na podstawie rozkładu średnic kropel przedstawionego na rysunku 4. Jak widać z rezultatu tych obliczeń, na obwodzie kanału występuje bardzo silne zróżnicowanie wartości współczynnika k/u^* . Przyjmując wartości tego współczynnika dla $\alpha = 90^\circ$ jako bazowe widać, że dla dolnej tworzącej kanału ($\alpha = 0^\circ$) współczynnik k/u^* jest około 10 razy większy, natomiast dla górnej tworzącej kanału ($\alpha = 180^\circ$) około 10 razy mniejszy. W literaturze nie napotkano badań nad rozkładem współczynnika separacji na ściankach kanału. Z własnych obserwacji jak i ze wzmianek innych autorów, na przykład Owena [11], wynika, iż na górnej ścianie kanału separacja kropel jest faktycznie pomijalnie mała, co jest zgodne z wnioskiem wynikającym z powyższych obliczeń.

4. Wnioski końcowe

W pracy przedstawiono analizę teoretyczną separacji cząstek (kropel) ze strumienia płynącego gazu na powierzchnię ciała. Ujmuje ona wpływ turbulencji strumienia gazu oraz grawitacji na separację cząstek spełniających warunek $S^+ > 20$. Warunek ten jest na ogół spełniony dla przepływów dwufazowych gaz–kropelki, począwszy od średnic około $10\ \mu\text{m}$.

Porównanie z dostępnymi wynikami badań eksperymentalnych pokazało dobrą zgodność wartości obliczeniowych i eksperymentalnych współczynnika separacji k/u^* co zachęca do stosowania tego modelu w wielu praktycznych przypadkach.

Rozdzielenie efektu turbulencji strumienia gazu od wpływu grawitacji pozwala na obliczanie rozkładu wartości współczynnika separacji na obwodzie kanałów dowolnie usytuowanych w przestrzeni.

Praca wpłynęła do Redakcji w lipcu 1980 r.

Literatura

- [1] M. Trela, *Separacja kropel na płycie omywanej czynnikiem dwufazowym powietrze–kropelki wody*. Zesz. Nauk. IMP PAN nr 100/997/80.
- [2] M. Trela, J. Zembik, B. Durkiewicz, *Droplet deposition on a flat plate from an air/water turbulent mist flow*. Int. J. Multiphase Flow, 1981.
- [3] S. K. Friedlander, *Smoke, dust and haze. Fundamentals of aerosol behavior*. John Wiley and Sons, New York 1977.
- [4] J. O. Hinze, *Turbulence*. Mc Graw-Hill Book Company, Inc. New York, 1959.
- [5] G. Comte-Bellot, *Ecoulement Turbulent Entre Deux Parois Paralleles*. Publications Scientifiques et Techniques du Ministere de l'Air, No. 418, 1965.
- [6] S. Namie, T. Ueda, *Droplet transfer in two-phase annular mist flow*. Bulletin of the JSME, vol. 16, No. 94, 1973.
- [7] H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*. Mc Grow-Hill Book Company, Inc. New York, 1955.
- [8] D. Mc Coy, T. J. Hanratty, *Rate of deposition of droplets in annular two-phase flow*. Int. J. Multiphase Flow, vol. 3 pp. 319 - 331, 1977.

- [9] L. Cousins, G. F. Hewitt, *Liquid phase mass transfer in annular two-phase flow: droplet deposition and liquid entrainment*. AERE-R5657, 1968.
- [10] H. C. Simpson, E. K. Brolls, *Droplet deposition on a flat plate from air/water mist in turbulent flow over the plate*. Symposium on Multi-phase Flow Systems, University of Strathclyde, Glasgow, 1974.
- [11] P. R. Owen, *Dust deposition from a turbulent airstream*. Int. J. Air-Water Poll., vol. 3, pp. 3 - 25 1960.

Влияние турбулентности потока газа и гравитации на сепарацию частиц

Резюме

В работе представлена модель сепарации частиц из турбулентного потока газа на поверхность обтекаемого тела. Основывается она на предположении, что при стенке обтекаемого тела существует зона турбулентных вихрей, малых размеров, но характеризующихся большой угловой скоростью и что в этой зоне частицы, благодаря своей относительно большой инерции, передвигаются по направлению к стенке ввиду импульса скорости достигнутой на границе этой зоны. Согласно с этой моделью упомянутая зона распространяется от стенки на расстояние отвечающее пути торможения частиц ($y^+ = s^+$), причем должно быть исполнено условие $s^+ > 20$. На основе таких предположений плотность потока массы сепарирующихся частиц определяется зависимостью (2.3). Эта зависимость, после использования связей (2.4) и (2.5), определяющих диффузионность частиц, и связи (2.8), определяющей распределение концентрации, ведет к зависимости (2.10), из которой следует зависимость (2.12) определяющая местное значение коэффициента сепарации частиц на вертикальной поверхности. Затем эту модель расширено учитывая влияние гравитации на поток сепарирующихся частиц (зависимости (2.14) и (2.18)). Поступая аналогично как выше, получены связи (2.20) и (2.21) определяющие коэффициент сепарации на верхней и нижней поверхностях горизонтальной плиты помещенной в канале.

На основе вышеприведенных рассуждений модель приспособлена к расчетам распределения коэффициента сепарации на обводе канала наклоненного под углом β к горизонтальной плите (зависимость (2.24)).

Сравнение теоретических значений коэффициента сепарации с экспериментальными значениями для горизонтальной и вертикальной плит, представленное на рисунке 3, указывает на правильность этой модели в пределах параметров выступающих в представленных здесь исследованиях.

The Effect of Gas Stream Turbulence and Gravitation on Particle Separation

Summary

A model of particle separation from a turbulent gas stream onto the surface of a body immersed in the flow has been presented. The model has been based on the assumption that at the body surface a region of turbulent vortices of small size and high angular velocity exists. In this region particles, characterized by relatively large inertia, move inertially towards the wall due to the velocity impulse acquired at the region boundary. According to the model the region under consideration extends from the wall up to the distance equal to the particle braking path ($y^+ = s^+$). The condition $s^+ > 20$ should be satisfied. Under these assumptions the mass flux density for the separated particles is given by formula (2.3), which, in view of formulae (2.4) and (2.5) describing the particle diffusivity, and formula (2.8) defining the number density distribution, yields relation (2.10) leading to formula (2.12) which defines the local value of the coefficient of particle separation on a vertical surface. The model described was after-

wards extended, namely the effect of gravitation on the flux of particles separated was taken into account (relations (2.14) and (2.18)). Relations (2.20) and (2.21) describing the separation coefficient for the upper and lower surfaces of a flat plate placed in a channel were derived in the same way.

The model was adopted, based on the above considerations, for calculation of the separation coefficient distribution over the perimeter of a duct forming angle β with the horizontal plane (formula (2.24)).

The comparison of theoretical and experimental values of the separation coefficient for horizontal and vertical plates, presented in Fig. 3, shows that the model under consideration is correct within the range of parameters characteristic for the investigations described in the paper.