

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

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

**TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF
FLUID-FLOW MACHINERY**

PRACE

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

97



GDAŃSK 1993

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPLYWOWYCH

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

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

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

RADA REDAKCYJNA – EDITORIAL BOARD

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

KOMITET REDAKCYJNY – EDITORIAL COMMITTEE

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

REDAKCJA – EDITORIAL OFFICE

Wydawnictwo Instytutu Maszyn Przepływowych
Polskiej Akademii Nauk
ul. Gen. Józefa Fiszera 14, 80-952 Gdańsk, skr. poczt. 621,
tel. (0-58) 41-12-71 wew. 141, fax: (0-58) 41-61-44,
e-mail: tjan@imppan.imp.pg.gda.pl

ISBN 83-01-94115-2
ISSN 0079-3205

ZBIGNIEW DROŻYNSKI¹Modelowanie dyfuzji turbulენტnej w warstwie cieczy²

W pracy przedstawiono kilka sposobów określania dyfuzji turbulენტnej w warstwie cieczy. Zaproponowano nowy opis uwzględniający jej istnienie na granicy rozdziału faz. Przedstawiono wyniki obliczeń i porównano je z rezultatami prac eksperymentalnych innych autorów.

Oznaczenia

c	- ciepło właściwe,	α	- współczynnik przejmowania ciepła,
g	- przyspieszenie ziemskie,	δ	- grubość warstwy cieczy,
\dot{m}	- masowe natężenie przepływu,	Θ	- względna różnica temperatur,
p	- ciśnienie,	ν	- kinematyczny współczynnik lepkości,
r	- ciepło skroplenia,	ρ	- gęstość,
T	- temperatura,	σ	- napięcie powierzchniowe cieczy,
u	- prędkość przepływu,	τ	- naprężenie styczne,
x	- współrzędna w kierunku przepływu warstwy cieczy,	y	- współrzędna w kierunku prostopadłym, do ruchu cieczy.

Indeksy dolne

f	- wartość średnia,	t	- turbulencji,
g	- gaz,	w	- ścianka,
l	- ciecz,	x	- współrzędna wzdłużna.
s	- parametr nasycenia, granica rozdziału faz,		

Indeks górny

+	- wartość bezwymiarowa
---	------------------------

¹Zakład Termodynamiki i Wymiany Ciepła, Instytut Maszyn Przepływowych PAN, ul. Fiszera 14, 80-952 Gdańsk

²Praca wykonana w projekcie badawczym IMP PAN nr 126/3/91

1. Wprowadzenie

W pracy przedstawiono kilka sposobów modelowania dyfuzji turbulentnej w warstwie cieczy. Określenie tych zjawisk jest niezbędne między innymi w rozwiązywaniu zagadnień bezpośredniej kondensacji pary na warstwie przepływającej cieczy. Z procesem tym można spotkać się w wielu urządzeniach technicznych. Generalnie bezpośrednia kondensacja pary na turbulentnej warstwie cieczy charakteryzuje się wyższą intensywnością wymiany ciepła niż kondensacja na chłodzonej ścianie. Na intensywność tą mają wpływ oczywiście transport ciepła wewnątrz warstwy oraz proces jego przejmowania na zafalowanej (turbulentnej) powierzchni płynu. Publikowane ostatnio wyniki prac eksperymentalnych [8] potwierdzają fakt, że im bardziej turbulentny jest przepływ strumieni pary i cieczy tym bardziej intensywna jest kondensacja. Dodatkowo, co należy szczególnie podkreślić, pojawiające się na granicy rozdziału faz zjawiska falowe w sposób istotny powodują wzrost współczynników określających przejmowanie ciepła przez strumień cieczy.

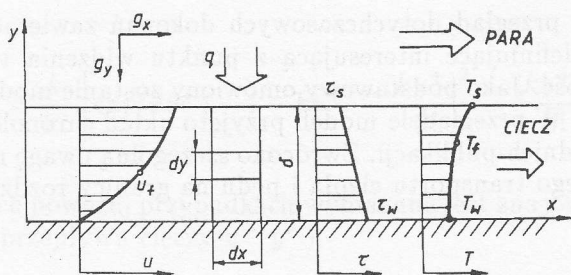
Zagadnienie kondensacji pary na warstwie cieczy stało się ostatnio ważne z uwagi na modelowanie zjawisk występujących w czasie awarii wodnych reaktorów jądrowych. Podczas hipotetycznej awarii LOCA jednym z procesów tam występujących jest włączenie się systemu awaryjnego chłodzenia, który może wprowadzać, np. stycznie do ścian korpusu duże ilości wody o temperaturze znacznie niższej od temperatury nasycenia. Omywając wewnętrzną stronę korpusu reaktora woda znajduje się wówczas w bezpośrednim kontakcie z uchodzącą z układu parą. Powstaje przepływ przeciw- lub współprądowy pary i cieczy chłodzącej. Zbadanie tego zjawiska jest istotne dla ilościowego i jakościowego przewidywania przebiegu awarii.

Celem niniejszej pracy jest przegląd metod określania dyfuzji turbulentnej w warstwie cieczy. Przedstawione zostaną: model fizyczny procesu, poparte eksperymentami założenia oraz kilka sposobów opisu tego zjawiska. Omówione zostaną zalety tych metod oraz główne wady sposobów określania transportu ciepła wewnątrz cieczy. Na końcu przeglądu zaprezentowana zostanie najnowsza metoda – Mikielewicza [10], którą odróżnia od pozostałych uwzględnienie zjawisk dyfuzji turbulentnej na granicy rozdziału faz. Przedstawione zostaną niektóre z wyników obliczeń oraz ich porównanie z wynikami prac doświadczalnych innych autorów.

2. Model fizyczny i jego opis matematyczny

Schemat koncepcyjny modelu kondensacji przedstawiono na rys. 1. Oś x wskazuje kierunek przepływu strumieni pary oraz cieczy. Na rysunku tym schematycznie zaznaczono profile: prędkości – $u(y)$, naprężeń stycznych – $\tau(y)$, temperatury – $T(y)$.

Ruch kondensującej się pary ujawnia się w modelu poprzez naprężenia styczne na granicy rozdziału faz i może on być współ- lub przeciwprądowy do ruchu cie-



Rys. 1. Schemat koncepcyjny modelu kondensacji

czy. Proces jest ustalony w czasie. Przepływ cieczi jest turbulentny i może być wywołany naprężeniami na granicy rozdziału faz, siłą grawitacji lub gradientem ciśnienia. Własności płynu są funkcją jego średniej temperatury. Przyrost masy cieczi na rozpatrywanym odcinku dx jest mały, w związku z tym usprawiedliwione jest pominięcie składowej prędkości w kierunku prostopadłym do ruchu warstwy płynu. Profile prędkości przepływu oraz temperatury płynu są odpowiednio samopodobne. Ścianka po której płynie warstwa cieczi jest prostoliniową, nieograniczoną płaszczyzną i jest adiabatyczna. Turbulentna liczba Prandtla jest stała i równa $Pr_t = 0.9$.

3. Przegląd modeli dyfuzji turbulentnej

Dyfuzja turbulentna jest dominującym mechanizmem w procesie transportu ciepła z powierzchni rozdziału faz w kierunku adiabatycznej ścianki, po której płynie ciecz. Określenie tego zjawiska w funkcji parametrów przepływu jest podstawowym problemem w modelowaniu procesu kondensacji pary na filmie płynu.

Burzliwość przepływów uwzględnia się w modelowaniu poprzez dodatkowe tensory współczynników turbulentnej dyfuzji pędu i ciepła. W badaniach przepływów turbulentnych przyjmuje się, że współczynnik turbulentnej dyfuzji ciepła jest wprost proporcjonalny do współczynnika lepkości turbulentnej. W efekcie przekształceń równania zachowania energii, opisującego turbulentną wymianę ciepła, w kolejnych postaciach tej formuły, występuje współczynnik lepkości turbulentnej ε_t odniesiony do kinematycznego współczynnika lepkości ν_1 . Ten ostatni, w myśl założeń, jest stały w danym przekroju kanału. Można więc mówić, że zjawiska dyfuzji turbulentnej (pędu oraz ciepła) określane są rozkładem współczynnika lepkości turbulentnej. Większość wysiłków w modelowaniu turbulentnej dyfuzji ciepła koncentruje się więc na określeniu rozkładu współczynnika lepkości turbulentnej (odniesionego do kinematycznego współczynnika lepkości) w obszarze przepływu.

Poniżej przedstawionych zostanie kilka sposobów określania rozkładów współczynnika lepkości turbulentnej, odniesionego do kinematycznego współczynnika

lepkości. Skrótowy przegląd dotychczasowych dokonań zawierać będzie jedynie końcowe formuły definiujące interesującą z punktu widzenia turbulentnej wymiany ciepła wielkość. Jako podstawowy omówiony zostanie model Kunza i Yera-zunisa z 1967 roku. W przeglądzie modeli przyjęto układ chronologiczny, kierując się datami odpowiednich publikacji. Zwrócono szczególną uwagę na uwzględnienie zjawisk turbulentnego transportu ciepła i pędu na granicy rozdziału faz.

3.1. Dyfuzja turbulentna według Duklera (1960)

Jako pierwszy historycznie należy odnotować model dyfuzji turbulentnej w warstwie cieczy opisany przez Duklera [1]. Autor pracy wyróżnił w przepływającym filmie dwa podobszary i określił rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w następujący sposób:

$$0 \leq y^+ < 20 \quad \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = k^2 u^+ y^+ [1 - \exp(-k^2 u^+ y^+)], \quad (1)$$

$$20 \leq y^+ \leq \delta^+ \quad \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = k \left(\frac{du^+}{dy^+} \right)^3 / \left(\frac{d^2 y^+}{dy^{+2}} \right)^2. \quad (2)$$

Rozkład współczynnika lepkości turbulentnej odniesionego do kinematycznego współczynnika lepkości przedstawia się w funkcji wielkości bezwymiarowych, oznaczonych indeksem + u góry:

$$u^+ = \frac{u}{u_d} \quad - \quad \text{bezwymiarowa prędkość,}$$

$$u_d = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_1}} \quad - \quad \text{prędkość dynamiczna,}$$

$$L = \frac{\nu_l}{u_d} \quad - \quad \text{skala długości,}$$

$$y^+ = \frac{y}{L} \quad - \quad \text{bezwymiarowa odległość od ścianki,}$$

$$k = 0.4 \quad - \quad \text{stała Karmana.}$$

3.2. Dyfuzja turbulentna według Iribarne'a, Gosmana i Spaldinga (1967)

Siedem lat później Iribarne, Gosman i Spalding [5] opublikowali kolejny model opisujący transport ciepła wewnątrz warstwy. Opis dyfuzji jest jednolity dla całej grubości filmu, co jest zasługą ostatniego z autorów [14]. Funkcją opisującą jest wielomian

$$0 \leq y^+ < \delta^+ \\ \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = \frac{k}{12} \left[\exp(ku^+) - 1 - ku^+ - \frac{(ku^+)^2}{2!} - \frac{(ku^+)^3}{3!} \right]. \quad (3)$$

W prezentowanych powyżej przypadkach wymagana jest znajomość profilu uśrednionej prędkości przepływu cieczy $u^+(y^+)$.

3.3. Dyfuzja turbulentna według Kunza i Yerazuinisa (1967)

W 1967 roku ukazała się praca Kunza i Yerazuinisa [6], która dała początek pewnej systematycznej drodze określania dyfuzji turbulentnej w spływającej warstwie płynu.

Przy założeniach poczynionych powyżej przepływ cieczy w kierunku x opisuje między innymi równanie zachowania ilości ruchu

$$g_x(\rho_l - \rho_g) - \frac{dp}{dx} + \frac{d\tau}{dy} = 0. \quad (4)$$

W równaniu tym widać wyraźnie jakie mogą być przyczyny ruchu cieczy. Mogą to być: siła grawitacji (gdy ścianka nachylona jest pod pewnym kątem do poziomu), gradient ciśnienia wzdłuż kanału, naprężenia styczne pochodzące od przepływającego strumienia pary. Całkując to równanie z warunkami brzegowymi: dla $y^+ = 0; \tau = \tau_w$ oraz dla $y = \delta^+; \tau = \tau_s$ otrzymuje się liniowy w całej grubości warstwy rozkład naprężeń stycznych w cieczy

$$\frac{\tau}{\tau_w} = 1 + \left(\frac{\tau_s}{\tau_w} - 1 \right) \frac{y^+}{\delta^+}; \quad (5)$$

Gdyby pominąć w równaniu (4) człon opisujący wpływ sił grawitacji rozważania prowadziłyby do znanego zagadnienia określania struktury turbulentnej warstwy przyściennej. Z klasycznej teorii Prandtla wynika wówczas, że w omawianej warstwie istnieje strefa stałych naprężeń stycznych. Gdy jednak warstwa cieczy spływa po pochyłej ściance, wpływu sił masowych pominąć nie można. Z powyższych założeń wynika dodatkowo, że naprężenia są funkcją warunków na granicy rozdziału faz. Mamy wówczas do czynienia z liniowym rozkładem naprężeń stycznych w funkcji bezwymiarowej odległości od ścianki.

Z drugiej strony naprężenia styczne w turbulentnej warstwie można przedstawić znanym wzorem jako funkcję prędkości płynu oraz współczynnika lepkości turbulentnej

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \left(1 + \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} \right) \frac{du^+}{dy^+}; \quad (6)$$

Z teorii turbulencji wiadomo, że brakujący do opisu współczynnik lepkości turbulentnej określić można na przykład zero, jedno lub wielorównaniową hipotezą

zamykającą. Przykładem tej pierwszej jest hipoteza Prandtla. W obowiązujących już współrzędnych bezwymiarowych postać tej formuły jest następująca

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = l'^{+2} \left| \frac{du^+}{dy^+} \right|. \quad (7)$$

Takie podejście do zagadnień przepływu turbulენტnego wymaga dodatkowego równania algebraicznego określającego zależność bezwymiarowej drogi mieszania l'^+ od uśrednionego parametru obszaru przepływu. W prezentowanych poniżej przypadkach czyni się to przyjmując do rozważań profil uśrednionej prędkości przepływu. Analizując problem przyjąć można na przykład profil charakterystyczny dla warstwy przyściennej, dany kompletem równań:

$$u^+(y^+) = \begin{cases} y^+ & 0 \leq y^+ < 5, \\ 5.0 \ln y^+ - 3.05 & 5 \leq y^+ < 30, \\ 2.5 \ln y^+ + 5.50 & 30 \leq y^+. \end{cases} \quad (8)$$

Pierwsze z zestawu równań (8) opisuje liniowy rozkład prędkości w bezpośrednim sąsiedztwie ścianki. Jest to tak zwana podwarstwa laminarna, gdzie nie ma naprężeń turbulენტnych. Wzór ten określony został w 1910 r przez Prandtla. Zależność ostatnia w układzie równań opisuje bezwymiarowy rozkład prędkości w części warstwy, gdzie dominującymi są naprężenia turbulენტne. Wzór ten sformułowany został w 1916 przez Taylora. W 1939 r. Karman uzupełnił dwie wyżej wymienione formuły o równanie środkowe, które opisuje bezwymiarowy profil prędkości w warstwie przejściowej, w której naprężenia całkowite mają charakter częściowo lepki i częściowo turbulენტny. Powyższy opis profilu prędkości posiada dwie wady. Po pierwsze nie jest on jednolity, wyróżnia się aż trzy podwarstwy. Po drugie pierwsza pochodna tej funkcji nie jest ciągła. Mimo tych mankamentów powyższy zestaw trzech równań bardzo dobrze opisuje rozkład prędkości w filmie cieczy ściekającej na przykład po pionowej ściance [3]. Omawiany profil prędkości ilustruje rys. 2. Należy w tym miejscu podkreślić, że nie jest to jedyny sposób określania rozkładu prędkości w warstwie poruszającej się cieczy.

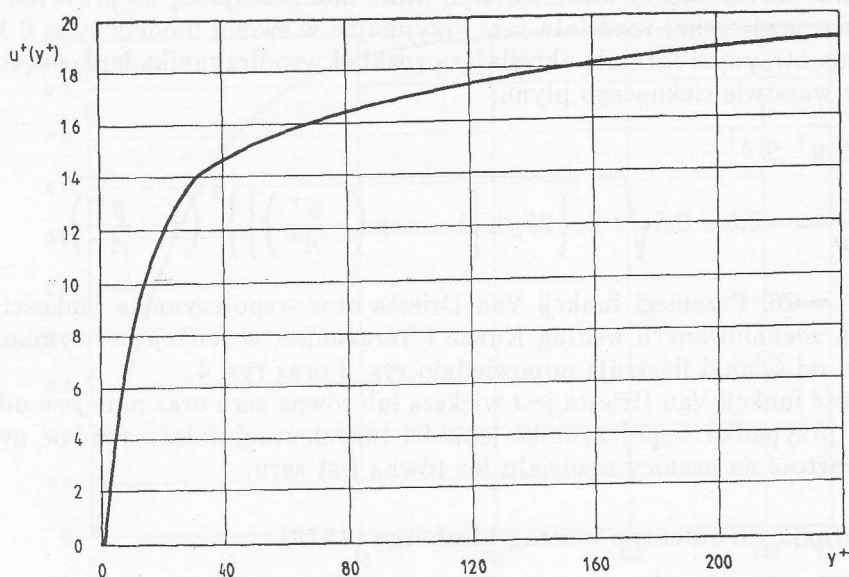
Uwzględniając za Van Driestem, że :

$$l^+ = l^+(y^+) = l'^+(y^+)D(y^+) = l'^+D, \quad (9)$$

gdzie $D = D(y^+)$ – funkcja Van Driesta,

pomijając w interesującym nas turbulენტnym obszarze przepływu wpływ lepkości laminarnej, po przekształceniach, otrzymuje się wzór na rozkład współczynnika lepkości turbulენტnej w warstwie cieczy

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0,5 + 0,5 \sqrt{1 + \left\{ 2ky^+ \left[1 + \left(\frac{\tau_s}{\tau_w} - 1 \right) \frac{y^+}{\delta^+} \right] D(y^+) \right\}^2}. \quad (10)$$



Rys. 2. Wykres uśrednionej prędkości cieczy w funkcji odległości od ścianki wg Karmana

Równanie (10) ma następującą postać

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0,5 + 0,5\sqrt{1 + \{\Phi(y^+)D(y^+)\}^2}. \quad (11)$$

Jak widać rozkład współczynnika lepkości turbulentnej, który jest wprost proporcjonalny do współczynnika turbulentnej dyfuzji ciepła, modelowany może być dwoma funkcjami: $\Phi(y^+)$ oraz funkcją Van Driesta. Ta ostatnia, jak wiadomo, odpowiedzialna jest za odpowiednie modelowanie (tłumienie) pulsacji prędkości w sąsiedztwie ścianki. Drugie wyrażenie jest funkcją rozkładu naprężeń stycznych w warstwie. Prezentowane poniżej, oprócz ostatniego, sposoby określania dyfuzji turbulentnej mają postać zbliżoną do wzoru (11).

W wyniku przekształceń otrzymać można również wyrażenie na drogę mieszania w obszarze przepływu

$$l'^+ = ky^+ \sqrt{1 + \left(\frac{\tau_s}{\tau_w} - 1\right) \frac{y^+}{\delta^+}}. \quad (12)$$

Autorzy większości omawianych prac zakładają za Uedą [15], że wartość naprężeń stycznych na granicy rozdziału faz równa jest zero. Fizycznie oznacza to, że przepływające wspólnie lub przeciwnieprądowo strumienie cieczy i kondensującej się pary, kinematycznie nie oddziałują na siebie. Prawie wszystkie prezentowane poniżej modele, na skutek przyjęcia identycznego założenia, nie mogą więc

uwzględniać tarcia między strumieniami, które manifestuje się na przykład falowaniem na powierzchni rozdziału faz. Przyjmując w swoim modelu $\tau_s = 0$ Kunz i Yerazunis otrzymali formułę określającą rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w warstwie ciekącego płynu:

$$0 \leq y^+ \leq \delta^+ \\ \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0.5 + 0.5 \sqrt{1 + \left\{ 2ky^+ \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right] \right\}^2 \left(1 - \frac{y^+}{A^+}\right)}, \quad (13)$$

gdzie $A^+ = 26$. Przebiegi funkcji Van Driesta oraz współczynnika lepkości turbulentnej, zdefiniowanych według Kunza i Yerazunisa, w funkcji bezwymiarowej odległości od ścianki ilustrują odpowiednio rys. 3 oraz rys. 4.

Wartość funkcji Van Driesta jest większa lub równa zero oraz mniejsza od jedności. W przypadku współczynnika lepkości turbulentnej należy zwrócić uwagę, że jego wartość na granicy rozdziału faz równa jest zero.

3.4. Dyfuzja turbulentna według Limberga (1973)

W 1973 roku ukazała się praca Limberga [9]. W warstwie poruszającej się cieczy wyróżnia on dwa podobzary i określa rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w następujący sposób:

$$0 \leq y^+ \leq 0.6\delta^+ \\ \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0.5 + 0.5 \sqrt{1 + \left\{ 2ky^+ \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+} \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+}\right)^{\frac{1}{2}}\right) \right] \right\}^2 \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+}\right) \exp\left(-3.32\frac{y^+}{\delta^+}\right)}, \quad (14)$$

$$0.6\delta^+ \leq y^+ \leq \delta^+$$

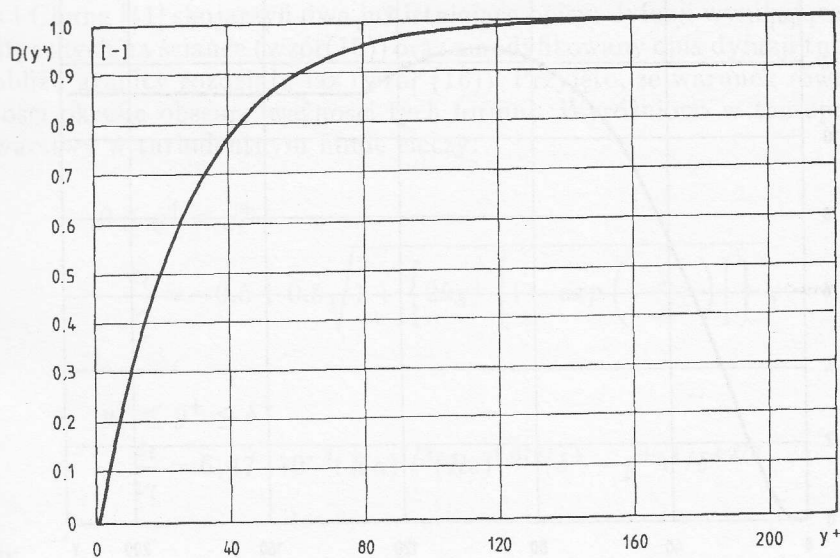
$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} \Big|_{y^+ = 0.6\delta^+}. \quad (15)$$

W modelu tym wartość współczynnika lepkości turbulentnej na granicy rozdziału faz jest większa od zera. Wykres zależności omawianego współczynnika w funkcji bezwymiarowej odległości od ścianki ilustruje rys. 5.

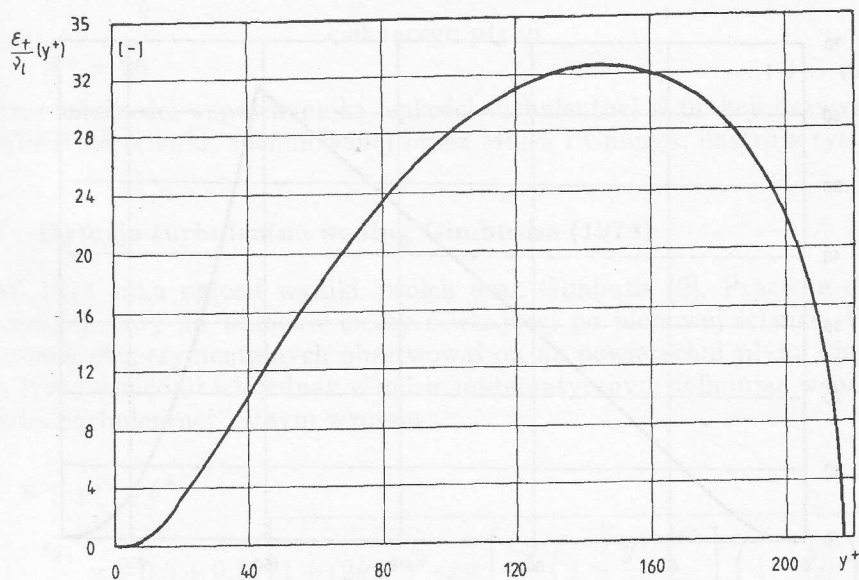
3.5. Dyfuzja turbulentna według Lamourelle'a i Sandalla (1972) oraz Millsa i Chunga (1973)

W 1972 roku ukazała się praca Lamourelle'a i Sandalla [7]. Autorzy określili eksperymentalnie rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w bezpośrednim sąsiedztwie granicy rozdziału faz w następujący sposób:

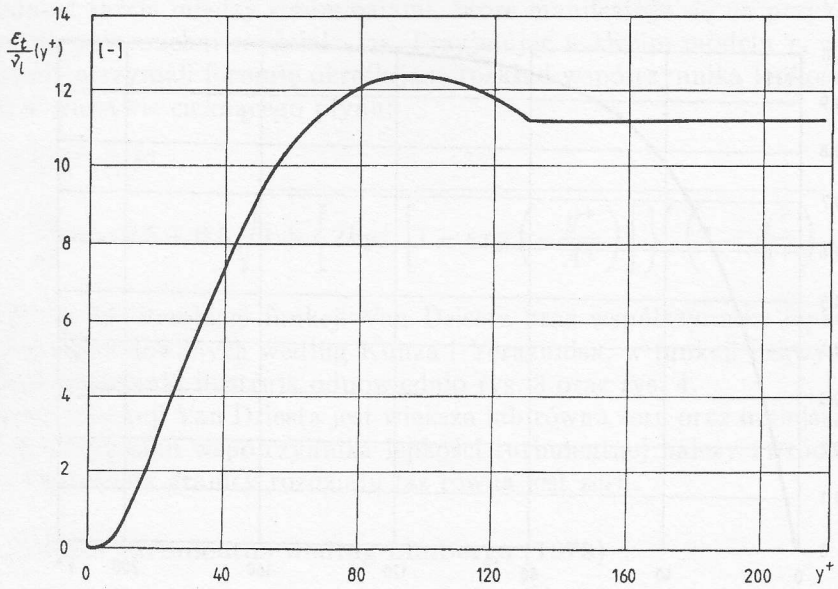
$$\varepsilon_t = 0.115 Re^{1.678} (\delta^+ - y^+)^2 \quad (16)$$



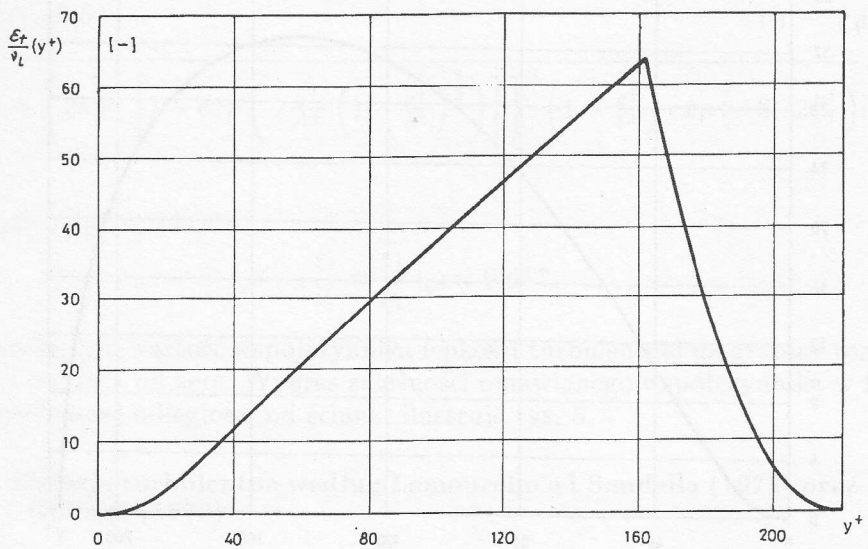
Rys. 3. Wykres wartości funkcji Van Driesta w zależności od odległości od ścianki wg Kunza i Yerazunisa



Rys. 4. Rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w warstwie w funkcji odległości od ścianki wg Kunza i Yerazunisa



Rys. 5. Rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w warstwie w funkcji odległości od ścianki wg Limberga



Rys. 6. Rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w warstwie w funkcji odległości od ścianki wg Millsa i Chunga

Wartość wyrażenia (16) na granicy rozdziału faz równa jest zeru. W rok później Mills i Chung [11] skojarzyli dwa już istniejące opisy: dyfuzji wynikającej z naprężeń stycznych na ściance (wzór (10)) oraz zmodyfikowany opis dyfuzji turbulentnej w pobliżu granicy rozdziału faz (wzór (16)). Przyjęto, że warunek równości tych wartości określa obszary ważności tych formuł. Wyróżniono w ten sposób dwie podwarstwy w turbulentnym filmie cieczy:

$$0 \leq y^+ < y_i^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0.5 + 0.5 \sqrt{1 + \left\{ 2ky^+ \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right] \right\}^2}, \quad (17)$$

$$y_i^+ \leq y^+ \leq \delta^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = 6,47 \cdot 10^{-4} (Ka)^{1/3} (Re)^{1.678} (\delta^+ - y^+)^2 / \delta^{+2/3}, \quad (18)$$

gdzie:

$$Ka = \frac{\mu^4 g}{\rho \sigma^3} \quad - \text{liczba Kapitzy}$$

$$Re = 4 \int_0^{\delta^+} u^+ dy^+ \quad - \text{liczba Reynoldsa zdefiniowana dla warstw ciekącego płynu}$$

$$A^+ = 26$$

Wykres zależności współczynnika lepkości turbulentnej w funkcji bezwymiarowej odległości od ścianki, zdefiniowanej przez Millsa i Chunga, ilustruje rys. 6.

3.6. Dyfuzja turbulentna według Gimbutisa (1974)

W 1974 roku ogłosił wyniki swoich prac Gimbutis [2]. Prace te dotyczyły kondensacji pary na warstwie cieczy ściekającej po pionowej ściance. W swoich badaniach eksperymentalnych obserwował on na powierzchni płynu zjawiska falowe. Nie uwzględnił ich jednak w opisie matematycznym definiując współczynnik lepkości turbulentnej jednym wzorem

$$0 \leq y^+ \leq \delta^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0.5 + 0.5 \sqrt{1 + (2ky^+)^2 \exp\left[\frac{-2}{G_2} \left(1 - \frac{y^+}{25}\right)^{G_1}\right] \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+}\right)}, \quad (19)$$

gdzie G_1 oraz G_2 są stałymi empirycznymi. Postać wzoru (19) jest analogiczna do formuły (11).

3.7. Dyfuzja turbulentna według Sebana i Faghriego (1976)

Najbardziej skomplikowanym opisem dyfuzji turbulentnej są wyniki prac Sebana i Faghriego [13] opublikowane w 1976 roku. Wyróżnili oni aż trzy podwarstwy w filmie poruszającego się płynu. W pierwszej podwarstwie, na odcinku $0 \leq y^+ \leq 0.6\delta^+$, obowiązuje opis dyfuzji generowanej naprężeniami stycznych na ścianie, określony przez Limberga. W bezpośrednim sąsiedztwie granicy rozdziału faz dyfuzja określona jest przy pomocy formuły Lamourelle'a i Sandalla. Między wyżej wymienionymi podwarstwami autorzy wyróżnili trzecią, w której współczynnik lepkości turbulentnej jest stały i równy współczynnikowi na końcu podwarstwy pierwszej:

$$0 \leq y^+ \leq 0.6\delta^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0.5 +$$

$$0.5 \sqrt{1 + \left\{ 2ky^+ \left[1 - \exp \left(\frac{-y^+}{A^+} \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \right] \right\}^2 \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+} \right) \exp \left(-3.32 \frac{y^+}{\delta^+} \right)}, \quad (20)$$

$$0.6\delta^+ \leq y^+ \leq y_i^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} \Big|_{y^+ = 0.6\delta^+}, \quad (21)$$

$$y_i^+ \leq y^+ \leq \delta^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = 6.47 \cdot 10^{-4} (Ka)^{1/3} (Re)^{1.678} (\delta^+ - y^+)^2 / \delta^{2+2/3}. \quad (22)$$

Wykres zależności współczynnika lepkości turbulentnej w funkcji bezwymiarowej odległości od ścianki, zdefiniowanej przez Sebana i Faghriego, ilustruje rys. 7.

3.8. Dyfuzja turbulentna według Hubbarda, Millsa i Chunga (1976)

W 1976 roku ukazała się praca [4], w której autorzy pozostając wierni postaci (11) zmienili nieco wartości funkcji występujących pod pierwiastkiem. W opisie wyróżnia się podobnie jak we wcześniejszej pracy Millsa i Chunga dwie podwarstwy:

$$0 \leq y^+ \leq y_i^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0.5 + 0.5 \sqrt{1 + \left\{ 2ky^+ \left[1 - \exp \left(\frac{-y^+}{A^+} \right) \right] \right\}^2 \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+} \right)}, \quad (23)$$

$$y_i^+ \leq y^+ \leq \delta^+$$

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = 8.13 \cdot 10^{-7} (Re)^{2m} (\delta^+ - y^+)^2 / (Ka \delta^{2/3}), \quad (24)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} A &= 26, \\ m &= 695\nu_l^{1/2}. \end{aligned}$$

Wartości funkcji określającej dyfuzję turbulentną od strony granicy rozdziału faz zbliżone są do wartości formuły Lamourelle'a, Sandalla i podobnie jak tam wartość współczynnika lepkości turbulentnej dla $y^+ = \delta^+$ jest równa zero.

3.9. Dyfuzja turbulentna według Mudawwara i El-Masriego (1986)

Ostatnim z tej serii jest opublikowany w 1986 roku model Mudawwara i El-Masriego [12]. Interesującą nas wielkość opisują oni jedną funkcją zdefiniowaną w całym obszarze w następujący sposób:

$$\begin{aligned} 0 \leq y^+ \leq \delta^+ \\ \frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = -0.5 + 0.5 \sqrt{1 + \left\{ 2ky^+ \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+} \right) D_r(y^+) \right\}^2}. \end{aligned} \quad (25)$$

Człon $D_r(y^+)$ w równaniu (25) jest funkcją rozkładu zdefiniowaną przez Mudawwara i El-Masriego w następujący sposób:

$$D_r(y^+) = 1 - \exp \left[\frac{-y^+}{26} \left(1 - \frac{y^+}{\delta^+} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{0.865 Re_{crit}^{1/2}}{\delta^+} \right) \right], \quad (26)$$

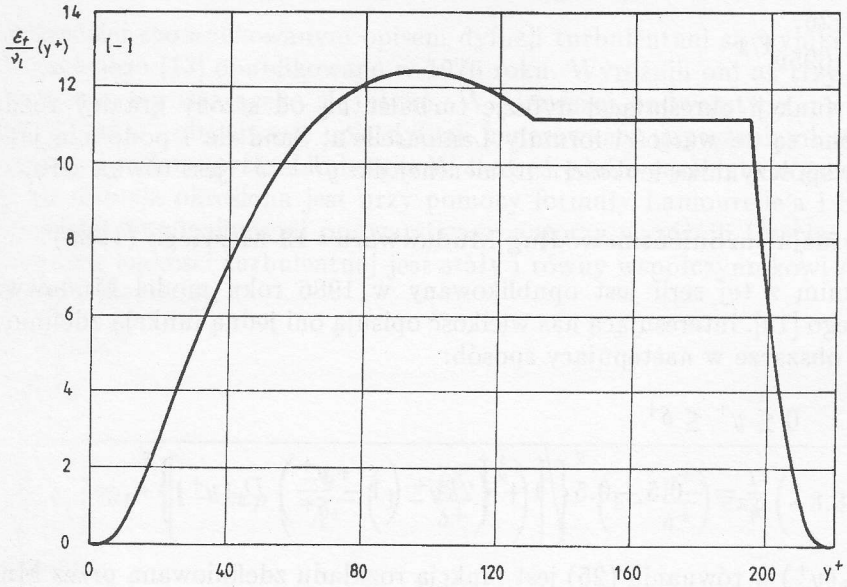
$$Re_{crit} = 0.04 / Ka^{0.37}. \quad (27)$$

Funkcja rozkładu $D_r(y^+)$ pełni podobną rolę w wyrażeniu na określenie współczynnika lepkości turbulentnej jak funkcja Van Driesta. Funkcja ta, zdefiniowana wzorem (26), powoduje zerowanie się współczynnika określającego zjawiska turbulentnej dyfuzji na granicach warstwy. Wykresy funkcji rozkładu $D_r(y^+)$ oraz współczynnika lepkości turbulentnej w zależności od bezwymiarowej odległości od ścianki ilustrują odpowiednio rys. 8 oraz rys. 9. Funkcja opisująca rozkład współczynnika lepkości turbulentnej (dyfuzję turbulentną) jest równa zero na końcach przedziału. Mniej więcej w połowie przedziału funkcja ta osiąga swoje maksimum.

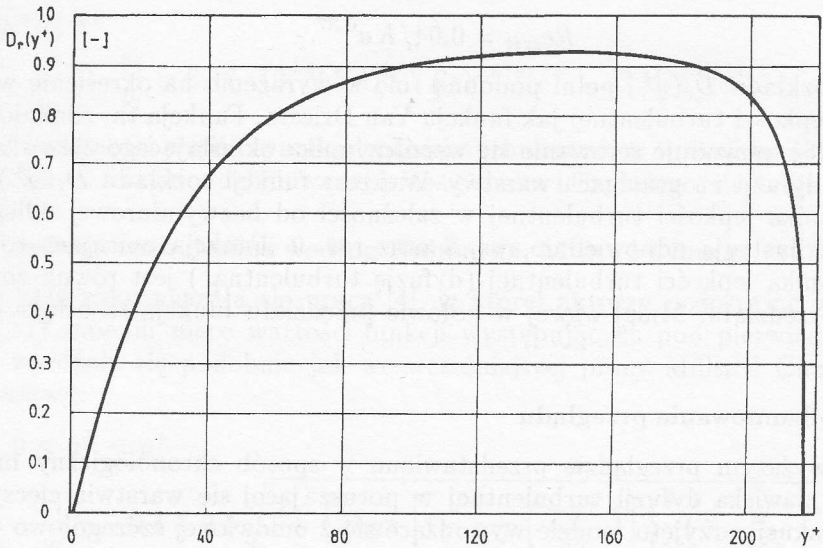
3.10. Podsumowanie przeglądu

W powyższym przeglądzie przedstawiono w sposób chronologiczny modele opisujące zjawiska dyfuzji turbulentnej w poruszającej się warstwie cieczy. Do dalszej dyskusji przyjęto modele wywodzące się z omówionej szczegółowo teoretycznej propozycji Kunza i Yerazunisa. Nie dokonano dyskusji modelu Gimbutisa ze względu na brak danych.

Podsumowując ten skrótyowy przegląd modeli opisujących zjawiska dyfuzji turbulentnej w warstwie płynu należy zauważyć że:



Rys. 7. Rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w warstwie w funkcji odległości od ścianki wg Sebana i Faghriego



Rys. 8. Wykres funkcji rozkładu w zależności od odległości od ścianki kanału wg Mudawwara

- wszystkie rozważane opisy, prócz modelu Limberga, cechuje zerowa wartość współczynnika lepkości turbulentnej na granicy rozdziału faz,
- cztery spośród nich opisane są jednym wzorem, pozostałe wyróżniają dwie lub nawet trzy podwarstwy,
- w przypadku wyróżnienia kilku podwarstw pierwsza pochodna wyrażen określających omawianą lepkość nie jest funkcją ciągłą.

Wszystkie wykresy ilustrujące kolejne modele wykonane zostały dla konkretnych, tych samych warunków, dla których przeprowadzono eksperyment [8], chociaż modele te definiowano dla różnych warunków (na przykład płynów). Wyniki obliczeń dokonanych z zastosowaniem wyżej wymienionych metod porównywane będą poniżej z wynikami tego właśnie eksperymentu.

4. Dyfuzja turbulentna według Mikielewicza i Drożyńskiego (1992)

W prezentowanej analizie oparto się na tych samych założeniach jakie poczyniono w rozdziale drugim pracy. Przyjęto również, że znany jest profil prędkości, ale jest on określony inną formułą:

$$u^+ = 8.7y^{+1/7}. \quad (28)$$

Proponowany opis posiada dwa mankamenty. Dotyczą one jednak obszaru mniej istotnego z punktu widzenia rozpatrywanego problemu. Po pierwsze w podwarstwie lepkiej profil prędkości nie jest liniowy. Po drugie dla $y^+ = 0$ nie jest określona pierwsza pochodna tej funkcji. Jak pokazał jednak Gimbutis [3] funkcja ta bardzo dobrze opisuje profil prędkości w warstwie cieczy, zwłaszcza w jej turbulentnej części. Pomijając składnik opisujący dyfuzję spowodowaną naprężeniami laminarnymi łatwo określić można z (5) i (6) rozkład współczynnika lepkości turbulentnej

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = \frac{7}{8.7} y^{+6/7} \left[1 + \left(\frac{\tau_s}{\tau_w} - 1 \right) \frac{y^+}{\delta^+} \right]. \quad (29)$$

Jak widać wyrażenie to jest funkcją: τ_w oraz $\tau_s \neq 0$. Jest to rozkład współczynnika w warstwie od strony ścianki. Warto w tym miejscu zauważyć, że funkcja ta osiąga swoją wartość maksymalną $\left(\frac{\varepsilon_t}{\nu_l}(y^+) \right)_{max}$. Od strony powierzchni rozdziału faz wartość współczynnika lepkości turbulentnej przybliżyć można znaną już formułą Lamourelle'a i Sandalla

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = 6,47 \cdot 10^{-4} \rho \frac{g^{1/3} \nu_l^{4/3}}{\sigma} \left(\frac{4m}{\mu_l} \right)^{1.628} (\delta^+ - y^+)^2 / \delta^{+2/3} = \frac{k_s}{\nu_l} [\delta^+ - y^+]^2. \quad (30)$$

Gdyby zastosowano bezpośrednio wzór (30) dyfuzja na granicy rozdziału faz równa byłaby zeru. W prezentowanej pracy przyjęto jednak, że współczynnik

lepkości turbulentnej, w części warstwy cieczy sąsiadującej z przepływającym strumieniem gazu, opisać można ogólnie zależnością:

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_l} = \frac{k_s}{\nu_l} [\delta^+ - y^+]^2 + \frac{\varepsilon_s}{\nu_l}(\delta^+), \quad (31)$$

gdzie $\frac{\varepsilon_s}{\nu_l}(\delta^+) > 0$ - wartość współczynnika lepkości turbulentnej na granicy rozdziału faz.

Przyjęto jak widać, że omawiana wielkość jest większa od zera na rozpatrywanym brzegu warstwy. W niniejszej pracy wielkość tą skorelowano z maksymalną wartością współczynnika lepkości turbulentnej opisującego dyfuzję generowaną niezerowymi naprężeniami stycznymi na granicach warstwy. Niech na przykład

$$\frac{\varepsilon_s}{\nu_l}(\delta^+) = 2.63 \cdot 10^{-3} \exp \left[0.198 \left(\frac{\varepsilon_t}{\nu_l}(y^+) \right)_{max} \right]. \quad (32)$$

Warunek równości wartości określonych równaniami (29) i (31) określa obszary ważności dwóch omawianych formuł. Wykres zależności współczynnika lepkości turbulentnej, definiowanej według Mikielewicz i Drożyńskiego, w funkcji bezwymiarowej odległości od ścianki ilustruje rys. 10.

Postać równania (32) dobrano tak aby uzyskać maksymalną zgodność między wynikami prac eksperymentalnych i teoretycznych.

5. Określenie rozkładu temperatury w turbulentnej warstwie cieczy

Aby określić rozkład temperatury w warstwie cieczy należy rozwiązać równanie zachowania energii, które dla przyjętych założeń przybiera postać

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\nu_l}{Pr_l} + \frac{\varepsilon_t}{Pr_t}(y^+) \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right]. \quad (33)$$

W równaniu tym przyjęto $Pr_t = 0.9$. Przyjmując dodatkowo jako stałą temperaturę płynu na granicy rozdziału faz, równą temperaturze nasycenia, otrzymuje się

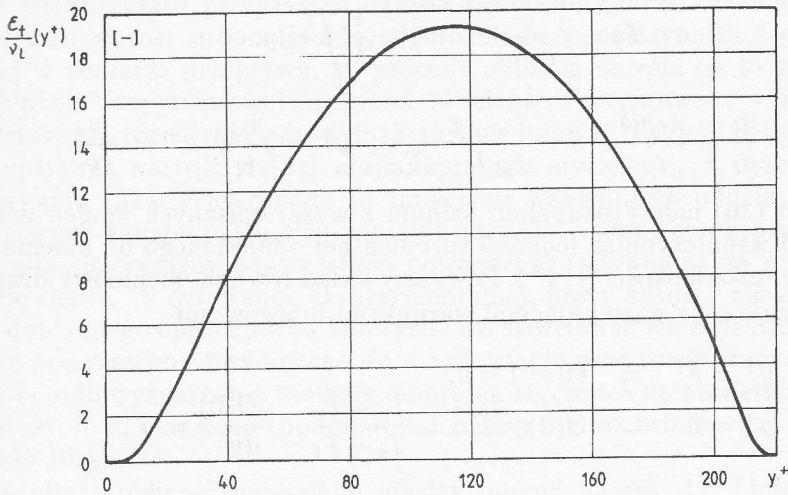
$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{dT}{dx} = \frac{T_s - T}{T_s - T_f} \frac{dT_f}{dx} = \Theta \frac{dT_f}{dx}. \quad (34)$$

Przyrost średniej temperatury w warstwie można określić z bilansu globalnego energii

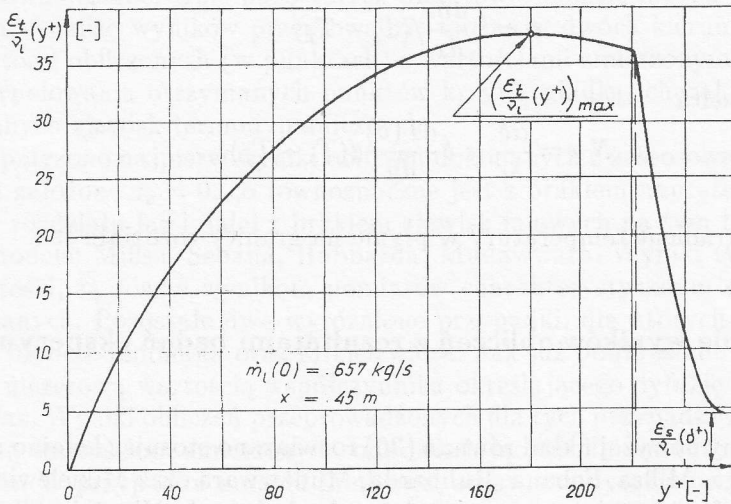
$$\frac{dT_f}{dx} \dot{m} c_p = r \frac{d\dot{m}}{dx}. \quad (35)$$

Po przekształceniach otrzymuje się z (34)

$$\frac{d}{dy^+} \left[\left(\frac{1}{Pr_l} + \frac{1}{Pr_t} \frac{\varepsilon_t}{\nu_l}(y^+) \right) \frac{d\Theta}{dy^+} \right] = - \frac{d\dot{m}^+}{dx^+} S \frac{u(y^+)}{u_f} \Theta, \quad \Theta = \frac{T_s - T}{T_s - T_f}, \quad (36)$$



Rys. 9. Rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w warstwie w funkcji odległości od ścianki wg Mudawwara



Rys. 10. Rozkład współczynnika lepkości turbulentnej w warstwie w funkcji odległości od ścianki wg Mikielewicz i Drożyńskiego

gdzie:

$$T_f = \frac{\int_0^\delta T u dy}{u_f \cdot \delta}, \quad u_f = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u dy,$$

$$\dot{m}^+ = \frac{\dot{m}}{\mu_l} = \frac{u_f \rho_l \delta}{\mu_l}, \quad S = \frac{r}{c_p(T_s - T_f)}, \quad y^+ = y \frac{u_d}{\nu_l}, \quad x^+ = x \frac{u_d}{\nu_l}.$$

Układ równań (36) należy uzupełnić jednym z wyżej opisanych modeli definiującym rozkład współczynnika lepkości turbulentnej odniesionego do kinematycznego współczynnika lepkości $\frac{\varepsilon_t}{\nu_l}(y^+)$. Powyższy układ równań, nieliniowy drugiego rzędu, rozwiązuje się z następującymi warunkami brzegowymi

$$\begin{aligned} y^+ = \delta^+ &\Rightarrow \Theta(\delta^+) = 0, \\ y^+ = 0 &\Rightarrow \Theta(0) = \Theta_w = \frac{T_s - T_w}{T_s - T_f}, \quad \frac{d\Theta(0)}{dy^+} = 0. \end{aligned} \quad (37)$$

Rozwiązaniem są: rozkład temperatury w warstwie cieczy $T(y^+)$ (lub $\Theta(y^+)$) oraz wartość pochodnej $\frac{d\dot{m}}{dx}$, która mówi o intensywności kondensacji w danym przekroju kanału. Mając dane te wielkości łatwo wyznaczyć można wszystkie pozostałe parametry określające proces kondensacji pary na turbulentnej warstwie cieczy, między innymi współczynnik przejmowania ciepła

$$\alpha = r \frac{d\dot{m}}{dx} / (T_s - T_f) \quad (38)$$

oraz liczbę Nusselta

$$Nu = \frac{\alpha \delta}{\lambda_l} = \delta \frac{dT(\delta)}{dy} / (T_s - T_f), \quad (39)$$

gdzie $\frac{dT(\delta)}{dy}$ – gradient temperatury w płynie na granicy rozdziału faz.

6. Porównanie wyników obliczeń z rezultatami badań eksperymentalnych

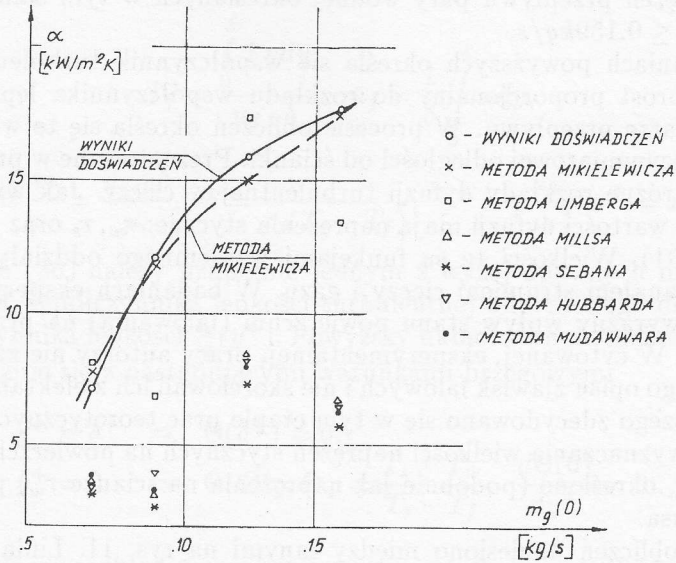
Prezentowany powyżej układ równań (36) rozwiązano stosując kolejno modele: Kunza, Limberga, Millsa, Sebana, Hubbarda, Mudawwara oraz Mikieliewicza. Pozostałe opisy dyfuzji pominięto ze względu na brak danych. Wyniki obliczeń porównano z rezultatami prac doświadczalnych opisanych w [8]. Do obliczeń porównawczych przyjęto geometrię kanału oraz parametry termodynamiczne czynników dane w omawianej pracy w przekroju odległym od wlotowego o $x = 0,45 \text{ m}$. Poniżej prezentowane są wyniki obliczeń dla stałego masowego natężenia przepływu płynu w przekroju wlotowym kanału ($x = 0$); $m_l(0) = 0.657 \text{ kg/s}$ oraz różnych

masowych natężeń przepływu pary wodnej określanych w tym samym miejscu; $0.065 \leq m_g(0) \leq 0.159 \text{ kg/s}$.

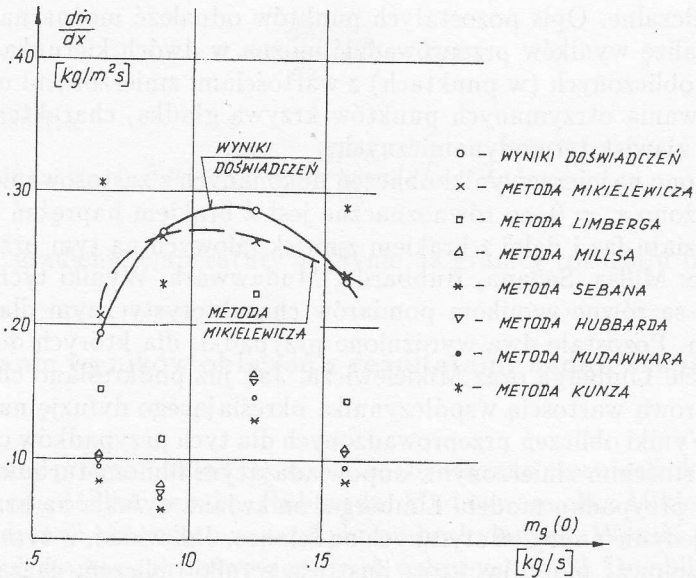
W rozważaniach powyższych określa się współczynnik turbulentnej dyfuzji ciepła jako wprost proporcjonalny do rozkładu współczynnika lepkości turbulentnej w obszarze przepływu. W procesie obliczeń określa się te współczynniki jako funkcje bezwymiarowej odległości od ścianki. Prezentowane w pracy wykresy przedstawiają różne rozkłady dyfuzji turbulentnej w cieczy. Jak widać decydujący wpływ na wartości dyfuzji mają naprężenia styczne: τ_w, τ_s oraz wyraz wolny w równaniu (31). Wielkości te są funkcjami wzajemnego oddziaływania przepływających kanałem strumieni cieczy i gazu. W badaniach eksperymentalnych podkreśla się wyraźny wpływ stanu powierzchni (falowania) na przejmowanie i dyfuzję ciepła. W cytowanej, eksperymentalnej, pracy autorzy nie zamieścili niestety dokładnego opisu zjawisk falowych i nie skorelowali ich z efektami cieplnymi. Wobec powyższego zdecydowano się w tym etapie prac teoretycznych na uproszczony sposób wyznaczania wielkości naprężeń stycznych na powierzchni rozdziału faz. Wartość τ_s określono (podobnie jak naprężenia na ściance τ_w) przy pomocy formuły Blasiusa.

Rezultaty obliczeń naniesiono między innymi na rys. 11. Linią przerywaną zilustrowano wyniki obliczeń dokonanych z zastosowaniem modelu dyfuzji określonego przez Mikielewicza i Drożyńskiego. Linia ciągła interpoluje (puste wewnątrz kółeczka) wartości współczynnika przejmowania ciepła otrzymane na drodze eksperymentalnej. Nie naniesiono tam jedynie wyników obliczeń dla dyfuzji wyznaczanej według Kunza, ponieważ wartości ich kilkakrotnie przekraczają wartości doświadczalne. Opis pozostałych punktów odnaleźć można na omawianym rysunku. Analizę wyników przeprowadzić można w dwóch kierunkach: porównania wartości obliczonych (w punktach) z wartościami zmierzonymi oraz możliwości interpolowania otrzymanych punktów krzywą gładką, charakterystyczną dla omawianych zjawisk termodynamicznych.

Rozpatrzono najpierw wyniki obliczeń dokonanych z zastosowaniem modeli, w których założono $\tau_s = 0$, co równoznaczne jest z brakiem naprężeń stycznych na granicy rozdziału faz i dalej z brakiem zjawisk falowych na tym brzegu warstwy. Są to modele: Millsa, Sebana, Hubbarda, Mudawwara. Wyniki tych obliczeń, co do wartości, są równe wynikom pomiarów charakterystycznym dla warstw niezafalowanych. Pozostałe dwa wyróżnione przypadki, dla których dokonano obliczeń to modele Limberga oraz Mikielewicza. Jak już podkreślano charakteryzują się one niezerową wartością współczynnika określającego dyfuzję na granicy rozdziału faz. Wyniki obliczeń przeprowadzonych dla tych przypadków co do wartości równe są wartościom zmierzonym, odpowiadającym filmom turbulentnym, zafalowanym. W przypadku modelu Limberga, omawiana dyfuzja na brzegu warstwy jest funkcją jedynie naprężeń stycznych na ściance. Jak widać, w tym wypadku nie można interpolować punktów, które ilustrują wyniki obliczeń, charakterystyczną dla tych zjawisk krzywą. W modelu Mikielewicza natomiast dyfuzja na brzegu warstwy jest funkcją zarówno naprężeń na ściance jak i naprężeń stycznych wynikających z wzajemnego oddziaływania strumieni cieczy i kondensującej się pary (patrz równania (29) i (32)).



Rys. 11. Zależność współczynnika przejmowania ciepła α w funkcji masowego natężenia przepływu gazu m_g , dla różnych metod określania dyfuzji turbulentnej w warstwie cieczy oraz wyników doświadczeń



Rys. 12. Zależność wartości pochodnej $\frac{dm}{dx}$ w funkcji masowego natężenia przepływu gazu m_g , dla różnych metod określania dyfuzji turbulentnej w warstwie cieczy oraz wyników doświadczeń

Można już w tym miejscu odnotować dwa wnioski:

– **wyniki obliczeń z zastosowaniem modeli, które nie uwzględniają dyfuzji na granicy rozdziału faz co do wartości odpowiadają warstwom niezafalowanym,**

– **aby modele prawidłowo opisywały charakter omawianego zjawiska (wzrost wartości współczynnika przejmowania ciepła wraz ze wzrostem masowego natężenia przepływu gazu) powinny one uwzględniać również naprężenia styczne na granicy rozdziału faz.**

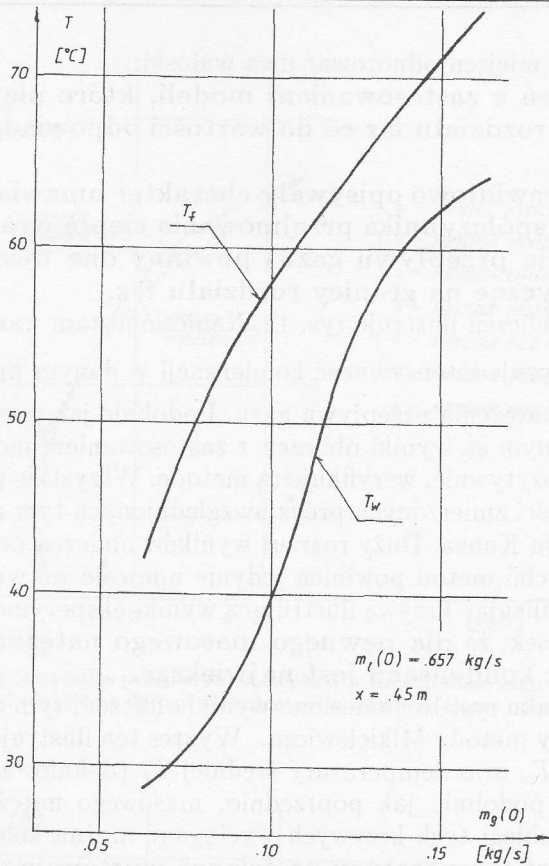
Kolejne wyniki obliczeń ilustruje rys. 12. Naniesiono tam wartości pochodnej $\frac{d\dot{m}}{dx}$, która charakteryzuje intensywność kondensacji w danym przekroju kanału, w funkcji masowego natężenia przepływu gazu. Podobnie jak poprzednio najbliższymi eksperymentalnym są wyniki obliczeń z zastosowaniem modelu Mikielewicza, co dodatkowo, pozytywnie, weryfikuje tą metodę. Wszystkie pozostałe wartości leżą poniżej wartości zmierzonych prócz uwzględnionych tym razem obliczeń z zastosowaniem modelu Kunza. Duży rozrzut wyników obliczeń otrzymanych przy pomocy "historycznych" metod powinien jedynie upewnić we wnioskach wymienionych powyżej. Analizując krzywą ilustrującą wyniki eksperymentu, można wyciągnąć kolejny wniosek, że **dla pewnego masowego natężenia przepływu pary intensywność kondensacji jest największa.**

Na kolejnym rysunku rys. 13 naniesiono wyniki obliczeń, tym razem wykonane już tylko przy pomocy metody Mikielewicza. Wykres ten ilustruje zależność temperatury na ścianie T_w oraz temperatury średniej T_f (definiowanej jako średnia całkowita) w funkcji, podobnie jak poprzednio, masowego natężenia przepływu gazu. Analizując przebiegi tych krzywych wyciągnąć można kolejny wniosek, że **największy przyrost temperatury na ścianie występuje w tych samych warunkach, w których pochodna $\frac{d\dot{m}}{dx}$ osiąga swoje maksimum.** Na kolejnym rysunku rys. 14 naniesiono wykresy ilustrujące dwa typowe rozkłady temperatur w warstwie cieczy wyznaczone dla dwóch skrajnych prezentowanych w [8] przepływów gazu. Jak widać, **największy gradient temperatury występuje tuż pod powierzchnią rozdziału faz.**

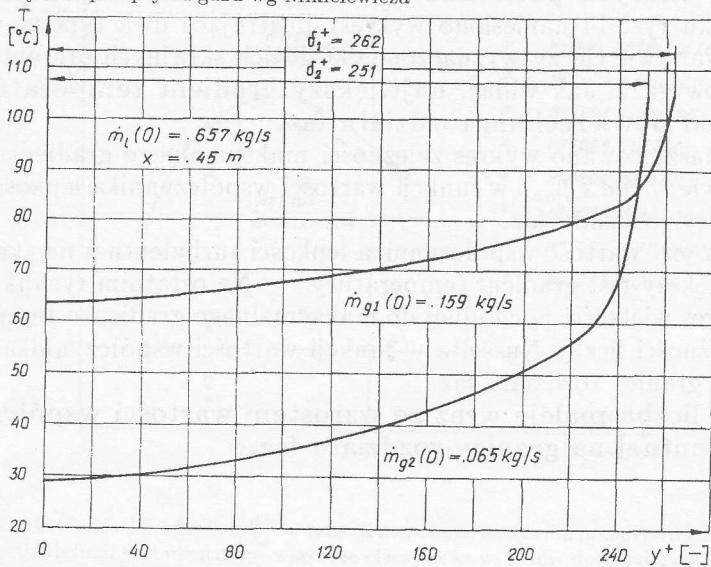
Na rys. 15 naszkicowano wykres zależności maksymalnego gradientu temperatury w warstwie $(grad T)_{max}$ w funkcji wartości współczynnika lepkości turbulentnej na granicy rozdziału faz.

Im mniejsza jest wartość współczynnika lepkości turbulentnej na tym brzegu warstwy tym większy jest gradient temperatury. Na ostatnim rysunku rys. 16 naniesiono wykres wielkości pochodnej do maksymalnego gradientu temperatury, mianowicie zależności liczby Nusselta w funkcji wartości współczynnika lepkości turbulentnej na granicy rozdziału faz.

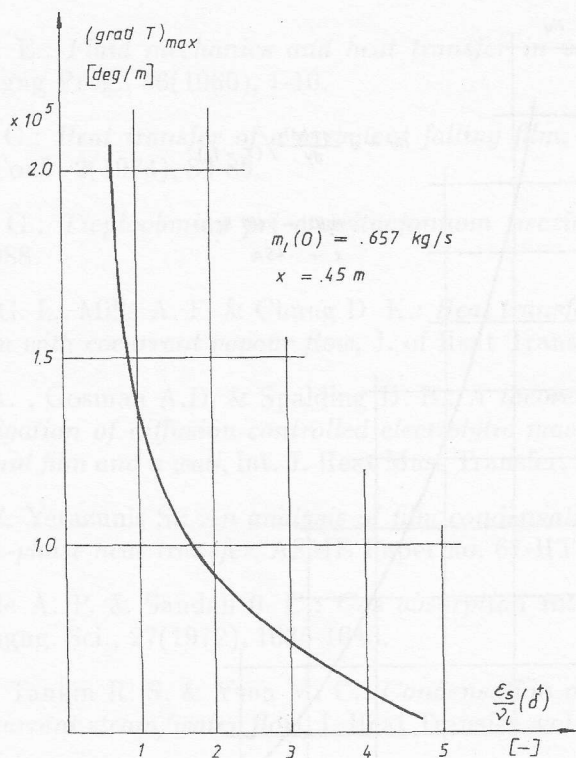
Omawiana liczba maleje wraz ze wzrostem wartości współczynnika dyfuzji turbulentnej na granicy rozdziału faz.



Rys. 13. Wykresy wartości temperatury średniej w warstwie T_f oraz temperatury na ścianie T_w w funkcji masowego natężenia przepływu gazu wg Mikielewicza



Rys. 14. Wykresy rozkładów temperatur w warstwie cieczy dla dwóch różnych masowych natężeń przepływu gazu wg Mikielewicza



Rys. 15. Wykres wartości maksymalnego gradientu temperatur w warstwie w funkcji współczynnika dyfuzji turbulენტnej na granicy rozdziału faz wg Mikieliewicza

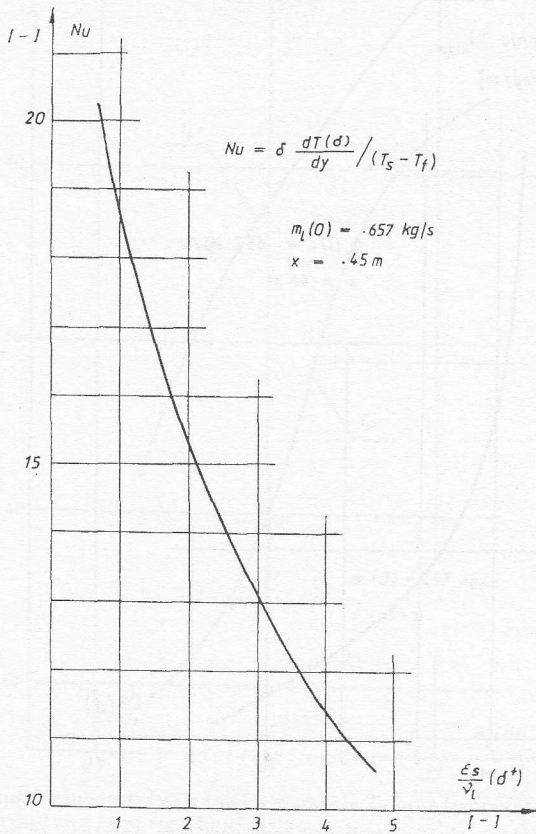
7. Podsumowanie

W poprzednim rozdziale pracy wyliczono szereg wniosków, które nasunęły się w czasie porównywania rezultatów obliczeń z wynikami doświadczeń. Generalnie należy jednak podkreślić, że:

- modelując dyfuzję turbulენტną na zafalowanej warstwie cieczy należy uwzględnić jej istnienie na granicy rozdziału faz,
- dyfuzję turbulენტną na granicy rozdziału faz powinny określać naprężenia styczne na obu brzegach filmu.

Prace nad rozwiązaniem problemu kondensacji pary na turbulენტnej warstwie cieczy należy kontynuować w kierunkach:

- zastosowania do obliczeń innych (na przykład określonych doświadczalnie) profili prędkości w warstwach,



Rys. 16. Wykres wartości liczby Nusselta w funkcji współczynnika lepkości turbulentnej na granicy rozdziału faz wg Mikieliewicza

- określania ewolucji dyfuzji turbulentnej w warstwie , co związane jest z zastosowaniem i rozwijaniem innych (jedno, wielorównaniowych) hipotez zamykających,
- teoretycznego oraz doświadczalnego określania zjawisk na powierzchni rozdziału faz.

Pracę zgłoszono 1993. 08. 20

Literatura

- [1] Dukler A. E.: *Fluid mechanics and heat transfer in vertical film systems*, Chem. Engng Prog., 56(1960), 1-10.
- [2] Gimbutis G.: *Heat transfer of a turbulent falling film*, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., 2(1974), 85-89.
- [3] Gimbutis G.: *Tieplobmien pri grawitacjonnom tieczienii plienki zidkosti*, Vilnius 1988.
- [4] Hubbard G. L., Mills A. F. & Chung D. K.: *Heat transfer across a turbulent falling film with cocurrent vapour flow*, J. of Heat Transfer, (1976), 319-320.
- [5] Iribarne A., Gosman A.D. & Spalding D. B.: *A theoretical and experimental investigation of diffusion-controlled electrolytic mass transfer between a falling liquid film and a wall*, Int. J. Heat Mass Transfer, 10(1967), 1661-1676.
- [6] Kunz H. & Yerazunis S.: *An analysis of film condensation, film evaporation and single-phase heat transfer*, ASME Paper no. 67-HT-1, 1967.
- [7] Lamourelle A. P. & Sandall O. C.: *Gas absorption into a turbulent liquid*, Chem. Engng. Sci., 27(1972), 1035-1043.
- [8] Lim I. S., Tankin R. S. & Yuen M. C.: *Condensation measurement of horizontal cocurrent steam/water flow*, J. Heat Transfer, vol. 106(1984), 425-432.
- [9] Limberg H.: *Warmeubergang an turbulente und laminare rieselfilme*, Int. J. Heat and Mass Transfer, 16(1973), 1691-1702.
- [10] Mikielwicz J. i Drożyński Z.: *Modelowanie bezpośredniej kondensacji pary na turbulentnej warstwie cieczy*, Materiały XV Zjazdu Termodynamików, 1993.
- [11] Mills A. F. & Chung D. K.: *Heat transfer across turbulent falling films*, Int. J. Heat and Mass Transfer, 16(1973), 694-696.
- [12] Mudawwar I. A. & El-Masri M. A.: *Momentum and heat transfer across freely-falling turbulent liquid films*, Int. J. Multiphase Flow, vol. 12(1985), no. 5, 771-790.
- [13] Seban R. A. & Faghri A.: *Evaporation and heating with turbulent falling liquid films*, J. Heat Transfer, 98(1976), 315-318.
- [14] Spalding D. B.: *A single formula for the "law of the wall"*, J. of Applied Mechanics, (1961), 455-458.
- [15] Ueda H., Moller R., Komori S. & Mizushima T.: *Eddy diffusivity near the free surface of open channel flow*, Int. J. Heat and Mass Transfer, 20(1977), 1127-1136.

Modelling of turbulent diffusion in flowing liquid layer

Summary

Some modelling methods of eddy-viscosity in turbulent flowing layer have been presented. A new, two-sublayer, model of turbulent diffusion to account for the interface value has been proposed. Some computed results have been compared with the experiment. A good agreement between the new method and the experiment has been found.