

Edward SLIWICKI

Jarosław MIKIELEWICZ

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
w Gdańsku

PRZEPŁYW MIESZANINY PAROWO-WODNEJ PRZEZ TRÓJNIKI

Streszczenie. Analizowano przepływ dwufazowy parowo-wodny w trójkniku typu T z poziomym kanałem bocznym. Wpływ siły ciężkości pominięto. Na wlocie do trójknika założono strukturę przepływu pierścieniowo-mgłową. Bazując na prostych modelach przepływu filmu i rdzenia gazowego z zawieszonymi w nim kropelkami otrzymano równania, z których można obliczyć strumień masowy cieczy w kanale bocznym w zależności od strumienia masowego gazu w tym kanale. Rezultaty obliczeń porównano z danymi eksperymentalnymi Azzopardiego i Whalley'a [1].

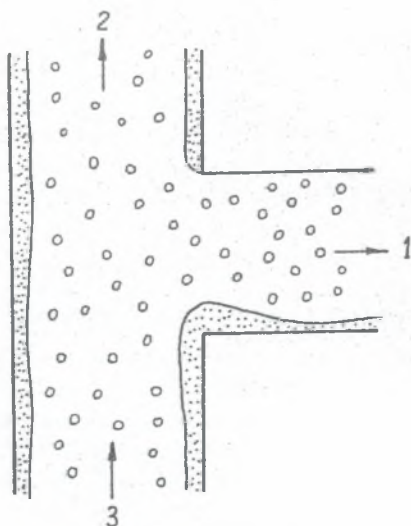
1. Wstęp

Projektując różne układy rur, w których ma przepływać strumień dwufazowy para - woda, trzeba znać rozkład strumieni masowych obydwu faz w każdym z ramion trójknika. Najczęściej rozkład ten jest nierównomierny.

W przedstawionej analizie zaprezentowano model teoretyczny rozprywu strumienia dwufazowego o strukturze pierścieniowo-mgłowej w trójkniku typu T o poziomym ramieniu bocznym.

2. Model przepływu dwufazowego przez trójknik typu T

Rozważmy trójknik typu T o poziomym ramieniu bocznym (1) i o równych polach przekrojów wlotowego i wylotowego kanału głównego $A_2 = A_3$ (rys.1). Na wlocie (3) zakładamy strukturę pierścieniowo-mgłową, tzn. taką gdzie ciecz płynie w postaci cienkiego filmu po powierzchni wewnętrznej kanału niosąc strumień \dot{m}_{f3} oraz w postaci kropelek o strumieniu \dot{m}_{d3} poruszających się razem ze strumieniem gazu \dot{m}_{g3} środkiem kanału.



Rys.1. Schemat przepływu dwufazowego w trójkątniku typu T

Fig.1. Schematic view of two-phase flow in T-junction

Obiektem analizy jest określenie całkowitego strumienia cieczy w ramieniu bocznym \dot{m}_{L1} w zależności od strumienia gazu \dot{m}_{g1} w tym ramieniu.

Wygodniej jest operować względnymi strumieniami odniesionymi do strumienia wlotowych:

$$m_{L1}^* = \frac{\dot{m}_{L1}}{\dot{m}_{f3}} = \frac{\dot{m}_{f1} + \dot{m}_{d1}}{\dot{m}_{f3}} \quad (1)$$

lub

$$m_{L1}^* = m_{f1}^* + k \tilde{m}_{d3} m_{g3}^* \quad (2)$$

gdzie

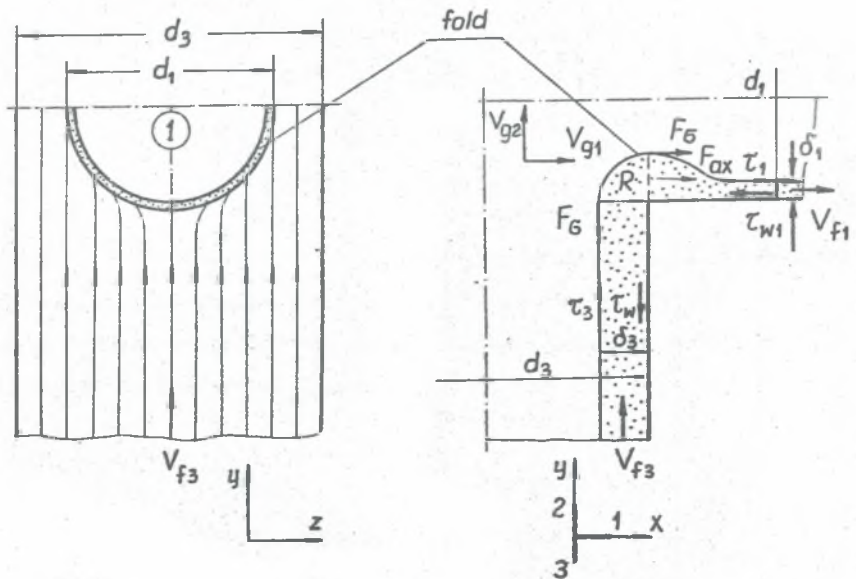
$$m_{f1}^* = \frac{\dot{m}_{f1}}{\dot{m}_{f3}}; \quad m_{g3}^* = \frac{\dot{m}_{g3}}{\dot{m}_{f3}}; \quad \tilde{m}_{d3} = \frac{\dot{m}_{d3}}{\dot{m}_{g3}};$$

$$\tilde{m}_{d1} = \frac{\dot{m}_{d1}}{\dot{m}_{g3}} \quad \text{i} \quad k = \frac{\tilde{m}_{d1}}{\tilde{m}_{d3}}$$

Zakładając, że względne strumienie wlotowe m_{g3}^* i \tilde{m}_{d3} są znane, trzeba znaleźć względne strumienie filmu m_{f1}^* i kropelek k w ramieniu bocznym.

2.1. Względny strumień filmu m_{f1}^*

Przepływ filmu cieczowego pokazano schematycznie na rys.2. Jednorodny film o strumieniu masowym \dot{m}_{f3} i grubości δ_3 płynie w kanale (3) w kierunku y ze średnią prędkością V_{f3} .



Rys.2. Przepływ filmu cieczowego w trójniku typu T

Fig.2. Liquid film flow in T-junction

Pasek filmu o strumieniu \dot{m}'_3 o szerokości l dopływając do miejsca połączenia kanałów wyhamowany zostaje do zera przez siłę napięcia powierzchniowego $F_G = 6 \cdot d_1$ i tworzy łukowatą fałdę o promieniu krzywizny R . Część tego strumienia płynie po obwodzie otworu jako tworzy ramię boczne (1) w kanale głównym (3), reszta \dot{m}'_1 wskutek działania siły napięcia powierzchniowego F_G oraz siły aerodynamicznej $F_{ax} = b \cdot R d_1 V_{g1}^2$, którą na fałdę działa przepływający w kierunku x strumień gazu, wpada do kanału (1).

Trzeba zaznaczyć, że siła napięcia powierzchniowego powoduje, że pewien strumień zerowy \dot{m}'_1 filmu wpełza do ramienia 1, nawet wtedy nie płynie w nim gaz.

Równanie pędu dla kierunku x przy założeniu braku tarcia na ścianie można zapisać:

$$F_G + F_{ax} = \dot{m}'_1{}^o V_{f1}{}^o + \dot{m}'_1{}^g V_{f1}{}^g \quad (3)$$

Wykorzystując proporcjonalność naprężeń stycznych na granicy rozdziału gaz-ciecz do kwadratów prędkości gazu oraz założenia: liniowości roz-

kładu prędkości w filmie, niezależności promienia krzywizny fałdy od strumienia gazu ($R \approx \text{const}$) oraz uwzględniając warunki brzegowe

$$\tilde{m}_{g1} = 0, \quad m_{f1}^* = m_{f1}^{*0} \quad ; \quad \tilde{m}_{g1} = 1, \quad m_{f1}^* = 1$$

otrzymuje się równanie:

$$m_{f1}^* = m_{f1}^{*0} + (1 - m_{f1}^{*0}) \tilde{m}_{g1}^{2/3} \quad (4)$$

2.2. Zerowy strumień filmu m_{f1}^{*0} .

Jeśli założyć, że strumień \dot{m}'_{f3} jest wyhamowany do zera na bardzo krótkim odcinku, to można pominąć różnicę ciśnień statycznych i przy założeniu równości naprężeń stycznych na obydwu powierzchniach równanie pędu można zapisać następująco:

$$F_G = \dot{m}'_{f1} V_{f3} \quad (5)$$

Wykorzystując równanie energii mechanicznej:

$$\frac{\rho_L V_{f1}^{02}}{2} = \frac{G}{R} \quad , \quad (6)$$

przy założeniu stałości promienia krzywizny $R \approx d_3$ dochodzi się do zależności:

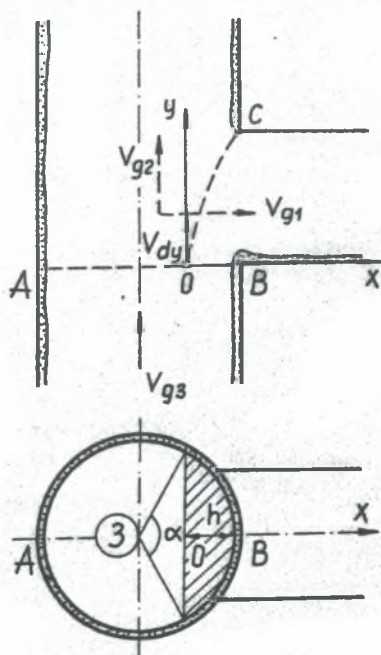
$$m_{f1}^{*0} = 0.5 \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \quad (7)$$

2.3. Względny strumień kropelek k

Prędkość gazu w miejscu połączenia kanałów ma dwie składowe V_{g1} w kierunku x i V_{g2} w kierunku y . Faza ciekła m_{d3} jednorodnie rozłożona w rdzeniu gazowym \tilde{m}_{g3} porusza się z prędkością gazu V_{g3} w przekroju wlotowym AB. Tor kropelki zaznaczono na rys.3.

Zaraz po minięciu przekroju AB kropelka jest przyspieszana w kierunku x przez siłę oporu aerodynamicznego. Początek układu współrzędnych ustalono w takim punkcie, że wszystkie krople z sekcji zakreślanej (rys.3) wpływają do kanału bocznego (1). Sekcja ta jest odcinkiem koła o strzałce $OB = h$ i polu powierzchni A_h . Linia OC ogranicza strumień \dot{m}_{d1}^* .

Założono, że w kierunku y kropla porusza się na odcinku OC ruchem jednostajnym z prędkością średnią:



Rys.3. Tor kropli cieczy w rdzeniu gazowym w miejscu połączenia
Fig.3. Liquid droplet trajectory in gas core at a junction

$$V_{dy} = \frac{V_{g3} + V_{g2}}{2} \quad (8)$$

Równanie ruchu kropli w kierunku x :

$$m_d \frac{dV_{dx}}{dt} = C \cdot A_d \rho_g \frac{(V_{g1} - V_{dx})^2}{2}, \quad (9)$$

a strzałka zakreskowanego odcinka koła:

$$h = \int_0^{t_1} V_{dx} dt \quad (10)$$

Całkując równania (9) i (10) oraz wykorzystując równanie ciągłości przepływu, otrzymuje się:

$$\frac{h}{d_3} = \frac{2}{\sqrt{x}} \frac{\tilde{m}_{g1}}{2 - \tilde{m}_{g1}} - \frac{1}{c_1} \ln \left(1 + \frac{2c_1}{\sqrt{x}} \frac{\tilde{m}_{g1}}{2 - \tilde{m}_{g1}} \right) \quad (11)$$

Równanie to powinno spełniać warunki brzegowe:

$$\tilde{m}_{g1} = 0, \quad \frac{h}{d_3} = 0$$

$$\tilde{m}_{g1} = 1, \quad \frac{h}{d_3} = 1$$

Z drugiego warunku otrzymuje się równanie:

$$\frac{2}{\sqrt{x}} - \frac{1}{C_1} \ln \left(1 + \frac{2C_1}{\sqrt{x}} \right) - 1 = 0, \quad (12)$$

z którego można obliczyć stałą C_1 .

Znając strzałkę h można obliczyć względny strumień kropeł:

$$k = \frac{m_{d1}}{m_{d3}} = \frac{A_h}{A_3} \quad (13)$$

Pole powierzchni odcinka kołowego wynosi:

$$A_h = 0.5 (\alpha - \sin \alpha) \left(\frac{d_3}{2} \right)^2 \quad (14)$$

gdzie

$$\alpha = 2 \arcsin \left[2 \sqrt{\frac{h}{d_3} \left(1 - \frac{h}{d_3} \right)} \right] \quad \text{dla} \quad 0 < \frac{h}{d_3} < 0.5$$

$$\alpha = 2\pi - 2 \arcsin \left[2 \sqrt{\frac{h}{d_3} \left(1 - \frac{h}{d_3} \right)} \right] \quad \text{dla} \quad 0.5 \leq \frac{h}{d_3} \leq 1$$

3. Dyskusja wyników i wnioski

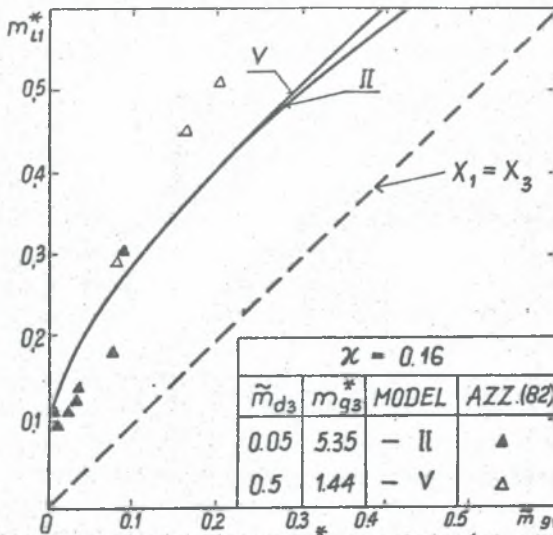
Na podstawie równań (2), (4), (7), (11), (12) i (14) można uzyskać zależność całkowitego, bezwymiarowego strumienia cieczy m_{l1}^* w ramieniu bocznym od bezwymiarowego strumienia gazu \tilde{m}_{g1} . Na rys.4 przykładowo przedstawiono taką zależność dla współczynnika zmiany przekrojów $\alpha = 0.16$ i dla dwóch różnych strumieni wlotowych m_{g3}^* i \tilde{m}_{d3} .

Wpływ strumienia kropeł jest zauważalny dopiero dla większych strumieni gazu. Na rysunku naniesiono też dane uzyskane przez Azzopardiego i Whalley'a [1], ~~praca ta~~ jest jedyną, w której zamieszczono wszystkie potrzebne informacje. Sprawdzenie modelu z danymi eksperymentalnymi tej pracy wykonano też dla $\alpha = 0.04$ i $\alpha = 0.36$ uzyskując zadowalającą zgodność.

Dla większych strumieni gazu funkcja $m_{l1}^* = f(\tilde{m}_{g1})$ ma przebieg w przybliżeniu liniowy, co zgadza się z obserwacjami innych autorów.

Model jest wstępnym podejściem do analizy problemu i może być modyfikowany np. przez uwzględnienie zafalowania filmu cieczowego.

W celu przeprowadzenia szczegółowej weryfikacji modelu konieczne jest przeprowadzenie własnego eksperymentu.



Rys.4. Zmiana strumienia cieczy m_{L1}^* w zależności od strumienia gazu \tilde{m}_{g1} w ramieniu bocznym

Fig.4. Variation of liquid flowrate m_{L1}^* with gas flowrate in side pipe \tilde{m}_{g1}

4. LITERATURA

- [1] Azzopardi B.J., Whalley P.B. - The effect of flow patterns on two-phase flow in a T junction.
Int.J.Multiphase Flow 8, 491-507, 1982.

Spis oznaczeń i symboli

- A - pole przekroju poprzecznego,
d - średnica kanału,
Fa - siła oporu aerodynamicznego,
F_σ - siła napięcia powierzchniowego,
h - strzałka odcinka kołowego, patrz rys.3,
L - szerokość paska filmu,
k - względny strumień cieczy w ramieniu bocznym,
 \dot{m} - strumień masy,

m	-	masa,
R	-	promień krzywizny fałdy, patrz rys.2,
t	-	czas,
t	-	czas w (10),
v	-	prędkość,
x,y	-	współrzędne,
α	-	kąt,
δ	-	grubość filmu,
χ	-	współczynnik zmiany przekroju, $\chi = \frac{A_1}{A_3}$,
ρ	-	gęstość,
σ	-	napięcie powierzchniowe.

Indeksy dolne

d	-	kropla,
f	-	film,
g	-	gaz,
h	-	odcinek kołowy (rys.3),
l	-	ciecz,
x,y	-	współrzędne,
1	-	ramię boczne,
2	-	kanał główny wylotowy,
3	-	kanał główny wlotowy.

Indeksy górne

0	-	zerowy przepływ gazu,
g	-	istnieje przepływ gazu,
*	-	wielkość odniesiona do \dot{m}_{f3} ,
~	-	wielkość odniesiona do \dot{m}_{g3} .

ТЕЧЕНИЕ ПАРОВО-ВОДНОЙ СМЕСИ ЧЕРЕЗ ТРОЙНИКИ ТИПА Т

Р е з ю м е

В проектировании разных систем труб включающих тройники типа Т часто приходится определить степень распределения фаз в двухфазных течениях. Проблема до сих пор не в полне разработана теоретически и экспериментально.

В работе рассматривается течение двухфазного потока с кольцево-туманообразной структурой, при которой жидкая фаза течет на внутренней поверхности канала в виде пленки и капель взвешенных в газовом потоке движущемся в центре канала.

В работе сделана попытка определения массового потока вытекающего из боковой трубы тройника. Поток этот составляет жидкость в пленке, в каплях уносимых газовым потоком, а также и жидкость в кулевом потоке возникающем даже и без течения газа. Все маосовые потоки определены на основании ~~моделей~~ касющихся явлений потокораспределения.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными Аззопарди и Валея оказалось в хорошем согласии.

STEAM - WATER MIXTURE FLOW THROUGH T-JUNCTIONS

S u m m a r y

During a design process it is often necessary to determine two-phase gas-liquid flow distribution in various types of pipe systems which include T-junctions. Despite the fact that the problem is important there is small number of experimental and theoretical investigations reported in literature.

The following analysis presents a simple model of annular-mist flow liquid phase flows as thin annular film on the inner wall of the tube and as drops entrained into the gas core flowing in the centre of the channel.

The objective of the analysis was determine total liquid flowrate in side pipe which consists film flowrate, droplets flowrate and zero film flowrate which creeps into the side pipe even if no gas flow in side pipe occurs. Each of these streamns is calculated basing on the different flow division phenomens models.

The results of calculations performed on the basis of proposed model were compared with the experimental data of Azzopardi and whalley. It seems that agreement of the results is quite acceptable.

Recenzent: Prof. dr hab. inż. Tedeusz Chmielnick

Wpłynęło do Redakcji w marcu 1986 r.