

ЕНЕРГЕТИКА ТА НОВІ ЕНЕРГОГЕНЕРУЮЧІ ТЕХНОЛОГІЇ

УДК 66.045.14

DOI: 10.20535/1810-0546.2017.1.86368

І.М. Кузьменко*, О.А. Гуржій

КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ, Україна

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ЗАХЛИНАННЯ В КАНАЛІ НАСАДКИ КОНТАКТНОГО АПАРАТА

Background. Contact economizers for recuperation of waste gases use hydraulic and aerodynamic flows and require a deeper understanding of their physical phenomena. So, the problem of hydrodynamics of common air flow and water film in channels of regular packing of contact economizers is important.

Objective. Finding dependencies between water film and air flow at critical modes of coolant flow in the contact heat mass transfer devices with a regular packing containing a system of vertical channels.

Methods. The goal is achieved by formulating and solving analytical model of stationary flowing of incompressible viscous liquids: water film and air. The model is described by the Navier–Stokes equation, reduced to a system of ordinary differential equations for viscous flow in a cylindrical coordinate system.

Results. It is shown that at the interface (for countercurrent movement of air and water film) there is air flow near water film that is moving down along with a water film. The thickness of the air-flow moving down near the interface (for countercurrent movement of air and water film), depends on the pressure gradient which prevents the gravitational run-off of the film. At a certain value of the pressure gradient the film stops at the interface of phases and the two-phase flow enters the mode of the film hanging. A further increasing of the pressure gradient at the film hanging mode causes the movement of the water film and air near the film layer vertically upwards. In this case, at the interface (for countercurrent movement) there is a film flow near the film layer moving in the direction of air flow.

Conclusions. Dimensionless values of the air velocity at movement flipping, film hanging, and flooding depending on the channel radius and Reynolds number values are established.

Keywords: countercurrent flow; interfacial surface; model; flooding; water film.

Вступ

Останнім часом у науковій літературі сформувалася тенденція, пов'язана з розробкою або вдосконаленням енергоощадних технологій у пристроях і апаратах зі спільним протіканням гідро- і аеродинамічних течій. Така тенденція стимулюється, з одного боку, більш глибоким розумінням фізичних явищ, які відбуваються в складних динамічних системах, а з іншого – можливістю контролю і керування технологічними процесами за малих швидкостей течій у пристроях.

З цих позицій проблема гідродинаміки спільної течії повітря та плівки води в каналах насадки контактних тепломасообмінних апаратів має значний науковий і практичний інтерес. Зрошення каналів насадки таких апаратів призводить до гравітаційного руху плівки води, товщина якої істотно впливає на тепло- і масообмінні характеристики таких апаратів, зокрема і контактних тепломасообмінних апаратів з регулярною насадкою, що містить систему каналів, які розміщені вертикально. Надмірна кількість плівки води, що надходить у регулярну насадку, в потоці повітря призводить до зупинки стікання рідини всередині каналів і, як результат, до їх за-

харщення, що спричиняє перехід до барботажного режиму – “захлинання” каналів [1]. У подальшому плівка води під дією потоку повітря може підійматися вверх, що переводить контактний апарат із протитечійного до прямотечійного підйомного режиму роботи.

Дослідження [1–7] показують, що в насадках вертикальних контактних апаратів виникають чотири основних режими руху теплоносіїв – плівковий, підвісання (як нижня межа захлинання), захлинання (барботаажний), виносу рідини, що отримані на основі узагальнення експериментальних результатів. У науковій літературі існує низка експериментальних методик і залежностей для визначення нижньої [1–5] або верхньої [6, 7] межі захлинання, включаючи замкнуті системи, що працюють під надлишковим тиском. Узагальнення цих даних зустрічає низку труднощів, особливо для систем з іншим типом насадок, оскільки наведені залежності є справедливими лише в діапазоні параметрів, у якому було проведено експериментальні дослідження.

У цих умовах виявлення основних закономірностей і загальних залежностей параметрів двофазової течії всередині прямолінійного каналу регулярної насадки є актуальним завданням, що дасть змогу узагальнити отримані ре-

*corresponding autor: ozirno@ukr.net

зультати на різні режими течії всередині реального контактного теплообмінного апарата, розміщеного вертикально.

Постановка задачі

Метою роботи є встановлення залежностей параметрів плівки води та повітряного потоку в критичному режимі течії теплоносіїв у контактних теплообмінних апаратах із регулярною насадкою, що містить систему вертикально розміщених каналів.

Математична модель течії

Розглянемо двофазову (плівка води–повітря) в'язку течію всередині нескінченної круглої вертикальної труби радіусом R_0 (рис. 1). Осьова частина труби (область 1) заповнена в'язким нестисливим газом – повітрям ($r \leq R_1$), а на поверхні труби (область 2) існує шар в'язкої нестислової рідини – води ($R_1 \leq r \leq R_0$). Вважаємо, що рух всередині труби є ламінарним і вісесиметричним.

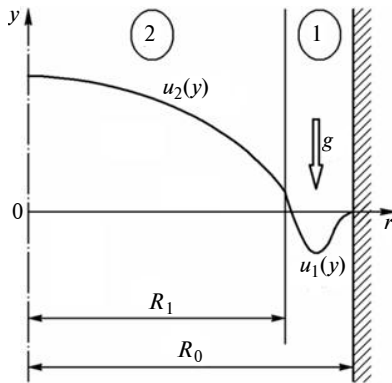


Рис. 1. Геометрія течії

У цій задачі стаціонарний рух в'язкої нестислової рідини описується рівнянням Нав'є–Стокса [8, 9], яке для вісесиметричного випадку в циліндричній системі координат зводиться до системи звичайних диференціальних рівнянь (крайова задача):

$$\begin{cases} \frac{\mu_1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du_1}{dr} \right) = \rho_1 g + \frac{dP}{dy}, & R_1 \leq r \leq R_0, \\ \frac{\mu_2}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du_2}{dr} \right) = \frac{dP}{dy}, & 0 \leq r \leq R_1, \end{cases} \quad (1)$$

де μ_1, μ_2 – коефіцієнти динамічної в'язкості рід-

кого і газоподібного середовищ відповідно, ρ_1 – густина рідини, g – прискорення вільного падіння, $dP/dy = \text{const}$ – градієнт тиску, прикладений до ділянки труби. Рівняння (1) записані в припущенні $\rho_1 \gg \rho_2$, де ρ_2 – густина газу.

Математична постановка задачі доповнена граничними умовами:

$$\begin{aligned} u_1(R_0) = 0, \quad \frac{du_2}{dr} \Big|_{r=0} = 0, \quad u_1(R_1) = u_2(R_1), \\ \mu_1 \frac{du_1}{dr} \Big|_{r=R_1} = \mu_2 \frac{du_2}{dr} \Big|_{r=R_1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Перша гранична умова – це умова прилипання рідини до твердої поверхні каналу, друга умова – умова симетрії течії. Останні дві граничні умови (2) являють собою умову спряження полів швидкостей і дотичних напружень на поверхні розділу рідкого і газоподібного середовищ.

Надалі задачу зручно пронормувати на R_0, ρ_1, μ_1 і g . У цьому випадку отримуємо таку систему безрозмірних величин:

$$\begin{aligned} r^* = \frac{r}{R_0}, \quad y^* = \frac{y}{R_0}, \quad R_1^* = \frac{R_1}{R_0}, \quad u_1^* = \frac{u_1}{\sqrt{gR_0}}, \\ u_2^* = \frac{u_2}{\sqrt{gR_0}}, \quad P^* = \frac{P}{\rho_1 g R_0}, \quad \mu^* = \frac{\mu_2}{\mu_1}. \end{aligned}$$

Тоді рівняння руху (1) можна подати в безрозмірній формі (тут і надалі зірочки у безрозмірних величинах опускаємо):

$$\begin{cases} \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du_1}{dr} \right) = 1 + \frac{dP}{dy}, & R_1 \leq r \leq 1, \\ \frac{1}{\text{Re}} \frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du_2}{dr} \right) = \frac{dP}{dy}, & 0 \leq r \leq R_1, \end{cases} \quad (3)$$

де $\text{Re} = \rho_1 R_0 \sqrt{R_0 g} / \mu_1$ – число Рейнольдса [8].

Перше інтегрування рівнянь (3) за радіальною координатою з урахуванням умов симетрії та рівності дотичних напружень (2) дає змогу визначити розподіл похідних швидкостей течії [9]:

$$\begin{cases} \frac{du_1}{dr} = \text{Re} \left\{ \left(1 + \frac{dP}{dy} \right) \frac{r}{2} - \frac{R_1^2}{r} \right\}, & R_1 \leq r \leq 1, \\ \frac{du_2}{dr} = \frac{\text{Re}}{\mu} \frac{dP}{dy} \frac{r}{2}, & 0 \leq r \leq R_1. \end{cases}$$

Повторне інтегрування за радіальною координатою і використання граничних умов при-

липання до твердої поверхні каналу та спряження полів швидкостей на поверхні розділу рідкого і газоподібного середовищ (2) дає змогу отримати розподіл осевих швидкостей у течії:

$$\begin{cases} u_1(r) = \text{Re} \left\{ \left(1 + \frac{dP}{dy} \right) \frac{r^2 - 1}{4} - R_1^2 \ln r \right\}, \\ R_1 \leq r \leq 1, \\ u_2(r) = \text{Re} \left\{ \left(1 + \frac{dP}{dy} \right) \frac{R_1^2 - 1}{4} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4\mu} \frac{dP}{dy} (r^2 - R_1^2) - R_1^2 \ln R_1 \right\}, 0 \leq r \leq R_1. \end{cases} \quad (4)$$

Для визначення середніх швидкостей газу і рідини в поперечному перерізі каналу обчислимо інтеграл:

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 &= \frac{2}{1 - R_1^2} \int_{R_1}^{R_2} u_1(r) r dr = \\ &= \text{Re} \left\{ \left(1 + \frac{dP}{dy} \right) \frac{1 - R_1^2}{8} + \frac{R_1^4 \ln R_1}{(1 - R_1^2)} + \frac{R_1^2}{2} \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \bar{u}_2 &= 2 \int_0^{R_1} u_2(r) r dr = \\ &= \text{Re} \left\{ \left(1 + \frac{dP}{dy} \right) \frac{R_1^2 - 1}{4} + R_1^2 \ln R_1 + \frac{R_1^2}{8\mu} \frac{dP}{dy} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Видно, що значення середніх швидкостей газу і рідини залежать не лише від значень градієнта тиску, прикладеного до ділянки каналу, і товщини плівки води на поверхні каналу, а й від співвідношення коефіцієнтів динамічної в'язкості газу і рідини.

Аналіз числових результатів

Числовий аналіз особливостей гідродинамічних процесів у прямолиній каналі зі сталим радіусом проведемо, враховуючи, що внутрішня частина каналу заповнена повітрям ($\mu_2 = 1,72 \cdot 10^{-5}$ Па·с), а плівка, що збігає по стінці, – вода ($\mu_1 = 1,788 \cdot 10^{-3}$ Па·с, $\rho_1 = 1,0 \cdot 10^3$ кг/м³) [2]. У цьому випадку $\mu = \mu_2/\mu_1 = 9,62 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 2 показано приклад розподілу безрозмірних швидкостей повітря та плівки води в нескінченному каналі круглого поперечного перерізу залежно від радіуса каналу r для різних значень градієнта тиску dP/dy за числа

Рейнольдса плівки води $Re = 1230$. Позначення кривих показані на рисунку. Видно, що графіки локальних швидкостей повітря мають параболічний профіль, що направлений для повітря вниз або вгору залежно від знаку градієнта тиску dP/dy . Іншими словами, величина градієнта тиску dP/dy може формувати у вертикальному каналі протитечію повітря і плівки води або їх протитечію.

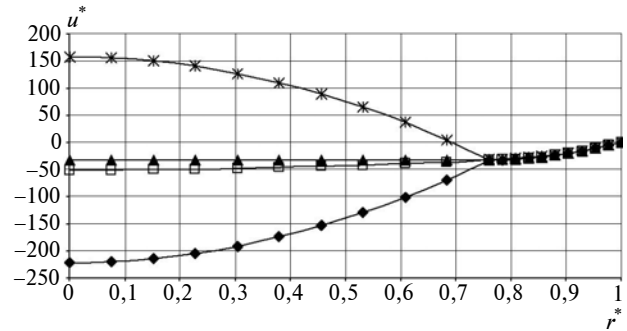


Рис. 2. Залежності швидкостей повітря (за $r < 0,76$) та плівки води (за $r > 0,76$) у каналі для різних значень радіуса каналу r та градієнта тиску dP/dy ; \blacklozenge – 0,0102; \blacksquare – 0,0010; \blacktriangle – 0,0000; \blackstar – -0,0102

Зауважимо також, що dP/dy , за якої відбувається зміна напрямку \bar{u}_2 , залежить і від співвідношення коефіцієнтів динамічної в'язкості μ води і повітря, що в цій роботі не розглядалося.

Встановимо значення градієнта тиску $dP/dy|_{\text{flow}}$, за якого відбувається зміна напрямку руху повітря – перехід від протитечії до протитечії повітря і плівки води в круглому каналі радіусом R_0 . Як характеристику зміни напрямку руху повітря розглядаємо відсутність руху повітря в каналі $\bar{u}_2 = 0$. З рівняння (6) отримуємо умову

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} (1 + dP/dy|_{\text{flow}}) \times \\ &\times (R^2 - 1) - R^2 \ln R - \frac{1}{4\mu} R^2 dP/dy|_{\text{flow}} = 0, \end{aligned}$$

яка має такий розв'язок:

$$dP/dy|_{\text{flow}} = \frac{4\mu R^2 \ln R - 2\mu(R^2 - 1)}{2\mu(R^2 - 1) - R^2}.$$

Значення $dP/dy|_{\text{flow}}$, за якого відбувається зміна напрямку руху повітря, подано в таблиці. Видно, що за градієнта тиску $dP/dy < dP/dy|_{\text{flow}}$ відбувається рух повітря вгору (протитечія повітря і плівки води), а за $dP/dy >$

$> dP/dy|_{\text{flow}}$ – рух повітря вниз (прямотечія повітря і плівки води). І для $dP/dy = dP/dy|_{\text{flow}}$ теоретично рух повітря відсутній. При цьому плівка води повільно (в рамках масштабів задачі) рухається вниз під дією сили тяжіння. Як видно з рис. 2, для випадку відсутності градієнта температур і тиску $dP/dy = 0$ у каналі спостерігається прямотечія повітря і плівки води.

У таблиці наведено залежність градієнта тиску від радіуса каналу для перехідних режимів, що обчислені за наведеними залежностями для протитечії $dP/dy|_{\text{flow}}$, підвисання плівки $dP/dy|_{\text{підв}}$, захливання каналу $dP/dy|_{\text{захл}}$.

У подальшому розглядаємо лише протитечію повітря і плівки води, для якої виконується умова $dP/dy < dP/dy|_{\text{flow}}$.

Рис. 3 ілюструє графіки безрозмірної локальної швидкості плівки води в каналі круглого поперечного перерізу залежно від радіуса каналу r для різних значень градієнта тиску dP/dy для $R_1 = 0,759$. Зростання градієнта тиску dP/dy згладжує профіль швидкостей у плівці води. Разом із цим на межі розділу фаз (за протитечійного руху повітря і плівки води) існує потік повітря у припливковому шарі, що співнаправлений із напрямком руху плівки води. Іншими словами, у двофазовому каналі за протитечійного руху теплоносіїв поблизу межі розділу фаз існує прямотечійний рух. Зокрема, для $R_1 = 0,759$ і $dP/dy = -0,20$ локальна швидкість плівки води становить $u_1 = -5,97$, де знак мінус вказує, що рух плівки води і повітря у припливковому шарі направлений донизу (див. рис. 1). При цьому локальна швидкість повітря $u_2(R_1 = 0,759) = u_1(R_1 = 0,759) = -5,97$ відповідає локальній швидкості плівки води, відповідно до умов (2).

Товщина шару повітря, що рухається прямотечійно вниз поблизу межі розділу фаз (за протитечійного руху теплоносіїв), залежить від градієнта тиску dP/dy , який протидіє гравітаційному збіганню плівки під дією тяжіння. Ана-

ліз рис. 3 показує, що зростання градієнта тиску dP/dy (за абсолютним значенням) у повітрі приводить до зміни напрямку руху плівки поблизу межі розділу фаз. Це призводить до того, що за певного значення dP/dy відбувається зупинка руху плівки на межі розділу фаз: $u_1(R_1 = 0,759) = 0$. Тобто двофазовий потік переходить у режим підвисання плівки.

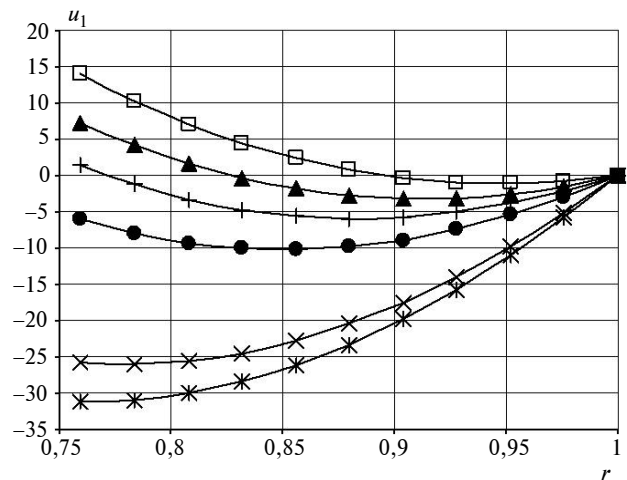


Рис. 3. Залежності локальної швидкості плівки води в каналі круглого поперечного перерізу від радіуса каналу r і градієнта тиску dP/dy ; \square – $-0,36$; \blacktriangle – $-0,31$; $+$ – $-0,26$; \bullet – $-0,20$; \times – $-0,05$; $*$ – $-0,01$

Прирівнюючи перше рівняння системи (4) до нуля, маємо

$$(R_1^2 - 1) + \frac{dP}{dy}|_{\text{підв}} (R_1^2 - 1) - 2R_1^2 \ln r = 0.$$

Звідси отримуємо рівняння для режиму підвисання плівки:

$$\frac{dP}{dy}|_{\text{підв}} = 2R_1^2 \frac{\ln R_1}{R_1^2 - 1} - 1.$$

Так, для випадку, показаного на рис. 3, де межа розділу фаз відповідає $R_1 = 0,759$, маємо

$$\text{значення } \frac{dP}{dy}|_{\text{підв}} = -0,251.$$

Таблиця. Залежність градієнта тиску від радіуса каналу для перехідних режимів

R_1	0,2	0,4	0,6	0,7	0,8	0,9	0,98
$dP/dy _{\text{flow}}$	-0,274	-0,06	-0,014	$-6,177 \cdot 10^{-3}$	$-2,212 \cdot 10^{-3}$	$-4,567 \cdot 10^{-4}$	$-1,591 \cdot 10^{-5}$
$dP/dy _{\text{підв}}$	-0,866	-0,651	-0,425	-0,315	-0,207	-0,102	-0,02
$dP/dy _{\text{захл}}$	-0,928	-0,752	-0,522	-0,395	-0,265	-0,133	-0,027

Як видно з рис. 3, подальше зростання градієнта тиску $\left. \frac{dP}{dy} > \frac{dP}{dy} \right|_{\text{підв}}$, наприклад $dP/dy = -0,26$, приводить до руху плівки води і повітря у припливковому шарі, направленому по осі у вгору (див. рис. 1). Тобто в цьому випадку на межі розділу фаз (за протитечійного руху повітря і плівки води) існує потік плівки у припливковому шарі, що співнаправлений із потоком повітря. З практичної точки зору, це означає збільшення виносу плівки, що в деякий момент призведе до повного захлинання каналу. У крайньому разі, повне захлинання характеризується відсутністю збігання плівки в каналі. Тобто витрата води на виході відсутня, а середня швидкість плівки води рівна нулеві: $\bar{u}_1 = 0$.

З формули (5) маємо таку умову:

$$\frac{4 \operatorname{Re}}{8} \frac{R_1^4}{1 - R_1^2} \ln R + \frac{2 \operatorname{Re}}{8} R_1^2 - \frac{\operatorname{Re}}{8} \left(1 + \left. \frac{dP}{dy} \right|_{\text{захл}} \right) (1 - R_1^2) = 0,$$

яка має розв'язок

$$\left. \frac{dP}{dy} \right|_{\text{захл}} = \frac{4R_1^4 \ln R^*}{(1 - R_1^2)^2} + \frac{2R_1^2}{1 - R_1^2} - 1.$$

Після підстановки знайденого значення $dP/dy|_{\text{захл}}$ у вираз (6) і отримуємо середнє значення швидкості повітря при захлинанні. Ці значення показано в таблиці окремим рядком.

Видно, що в діапазоні $R_1 = 0,70-0,98$ відношення $\left. \frac{dP}{dy} \right|_{\text{підв}} / \left. \frac{dP}{dy} \right|_{\text{захл}} = 0,80-0,74$. У цьому випадку середня швидкість повітря \bar{u}_2 (режим захлинання), відповідно до формули (6), за умови підвісання плівки становить $0,94-0,99$ від середньої швидкості повітря в указаному діапазоні R_1 . Аналітичний вираз для середньої швидкості повітря при захлинанні має такий вигляд:

$$\begin{aligned} \bar{u}_{2\text{захл}} &= \frac{\operatorname{Re}}{4} \left(1 + \left[\frac{4R_1^4 \ln R_1}{(1 - R_1^2)^2} + \frac{2R_1^2}{1 - R_1^2} - 1 \right] \right) \times \\ &\times (R_1^2 - 1) - \frac{\operatorname{Re}}{2} R_1^2 \ln R_1 - \frac{\operatorname{Re}}{8\mu} R_1^2 \times \\ &\times \left[\frac{4R_1^4 \ln R_1}{(1 - R_1^2)^2} + \frac{2R_1^2}{1 - R_1^2} - 1 \right]. \end{aligned}$$

На рис. 4 показано графіки безрозмірних швидкостей повітря при захлинанні в каналі круглого поперечного перерізу залежно від радіуса каналу r за різних значень чисел Рейнольдса Re .

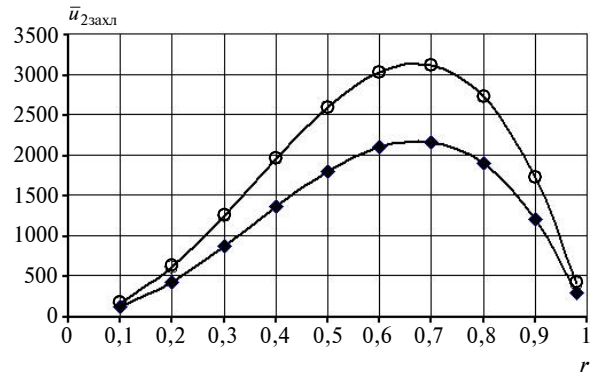


Рис. 4. Залежності швидкостей повітря при захлинанні в каналі круглого поперечного перерізу від радіуса каналу r та числа Re ; \blacklozenge — $\operatorname{Re} = 855$; \circ — $\operatorname{Re} = 1230$

Як видно з рис. 4, $\bar{u}_{2\text{захл}}$ має екстремум у середній частині графіка незалежно від значення числа Re . Для визначення параметрів течії в екстремальній точці необхідно визначити похідну

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{u}_{2\text{захл}}}{dr} &= \frac{\operatorname{Re}(R_1^2 - 1)}{4} \times \\ &\times \frac{\left[\frac{8R_1^3}{(R_1^2 - 1)^2} - \frac{4R_1}{R_1^2 - 1} + \frac{16R_1^3 \ln(R_1)}{(R_1^2 - 1)^2} - \frac{16R_1^5 \ln(R_1)}{(R_1^2 - 1)^3} \right]}{4} - \\ &- \frac{\operatorname{Re} R_1 \left[\frac{2R_1^2}{R_1^2 - 1} - \frac{4R_1^4 \ln(R_1)}{(R_1^2 - 1)^2} \right]}{2} - \\ &- \frac{\operatorname{Re}}{2} R_1 - \operatorname{Re} R_1 \ln(R_1) + \frac{\operatorname{Re} R_1 \left[\frac{2R_1^2}{R_1^2 - 1} - \frac{4R_1^4 \ln(R_1)}{(R_1^2 - 1)^2} + 1 \right]}{4\mu} - \\ &- \frac{\operatorname{Re} R_1^2 \left[\frac{8R_1^3}{(R_1^2 - 1)^2} - \frac{4R_1}{R_1^2 - 1} + \frac{16R_1^3 \ln(R_1)}{(R_1^2 - 1)^2} - \frac{16R_1^5 \ln(R_1)}{(R_1^2 - 1)^3} \right]}{8\mu} \end{aligned}$$

і прирівняти отриманий вираз до нуля. Числове розв'язання [10] цієї задачі дає значення $r = 0,6724$ за $\mu = 9,62 \cdot 10^{-3}$ для системи повітря-плівка води. Тобто у випадку $r > 0,6724$ практичне зменшення розмірного значення діаметра каналу за сталих витрат повітря і плівки води приводить до зменшення швидкості повітря при захлинанні $\bar{u}_{2\text{захл}}$ за зростання r .

Висновки

Сформульовано та розв'язано задачу стаціонарного руху двох в'язких нестисливих рідин із динамічною в'язкістю μ_1 і μ_2 , густиною ρ_1 і ρ_2 ($\rho_1 \gg \rho_2$) усередині нескінченної прямолінійної вертикальної труби з круглим поперечним перерізом. Показано, що за певного значення градієнта тиску $dP/dy|_{\text{flow}}$ відбувається зміна напрямку руху повітря – перехід від прямотечії до протитечії повітря і плівки води в круглому каналі за фіксованого значення радіуса поверхні розділу середовищ R_1 . З фізичної точки зору, за умову зміни напрямку руху повітря покладається відсутність руху повітря в каналі: $\bar{u}_2 = 0$. На межі розділу фаз (за протитечійного руху повітря і плівки води) існує потік повітря у приплівковому шарі, що співнаправлений із плівкою води. У двофазовому каналі за протитечійного руху теплоносіїв поблизу межі розділу фаз існує прямотечійний рух.

Товщина шару повітря, що рухається прямотечійно вниз поблизу межі розділу фаз (за протитечійного руху теплоносіїв), залежить від градієнта тиску dP/dy , який протидіє гравітаційному збіганню плівки під дією сили тяжіння. Зростання градієнта тиску dP/dy (за абсолютним значенням) у повітрі приводить до зміни напрямку руху плівки поблизу межі розділу

фаз. За певного значення dP/dy відбувається зупинка руху плівки на межі розділу фаз: $u_1(r = R_1) = 0$. Іншими словами, за цієї умови двофазовий потік переходить у режим підвісання плівки.

Подальше зростання градієнта тиску dP/dy у режимі підвісання приводить до руху плівки води і повітря у приплівковому шарі, направленим вгору. В цьому випадку на межі розділу фаз (за протитечійного руху повітря і плівки води) існує потік плівки у приплівковому шарі, що співнаправлений із потоком повітря. Відбувається збільшення виносу плівки, і в деякий момент розпочинається повне захлинання каналу.

Повне захлинання характеризується відсутністю збігання плівки в каналі. В цьому випадку витрата води на виході відсутня і середня швидкість плівки води рівна нулеві: $\bar{u}_1 = 0$. У роботі отримані безрозмірні значення швидкості повітря при захлинанні залежно від радіуса каналу r за різних значень чисел Рейнольдса Re .

Якщо r перевищує певне значення, яке відповідає екстремуму на графіку швидкості повітря, то зменшення діаметра каналу за сталих витрат повітря і плівки води приводить до зменшення швидкості повітря при захлинанні $\bar{u}_{2\text{захл}}$.

Подальші дослідження будуть спрямовані на вивчення тепло- та масообміну в умовах збігання плівки в каналі насадки до режиму підвісання плівки.

Список літератури

1. Хьюитт Дж., Холл-Тейлор Н. Кольцевые двухфазные течения / Пер. с англ. – М.: Энергия, 1974. – 407 с.
2. Кузьменко І.М. Гідродинаміка та тепломасообмін в протитоківому контактному випаровувачі з сітчастою гофрованою насадкою: Дис. ... канд. техн. наук. – К., 2003. – 151 с.
3. Рамм В.М. Абсорбция газов – М.: Химия, 1966. – 767 с.
4. Tilton J.N. Fluid and Particle Dynamics // Perry's Chemical Engineers' Handbook. Section 6. – 8th ed. – McGraw-Hill, 2008. – P. 30–51.
5. Billet R., Schultes M. Fluid dynamics and mass transfer // Total. Chem. Eng. Tech. – 1995. – 18. – P. 371–379.
6. Сидягин А.А., Степьякин А.В., Балахнин И.А. Гидравлическое сопротивление блочно-модульной тепло-массообменной насадки // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 6. – С. 21–28.
7. Фарахов Т.М., Башаров М.М., Шигапов И.М. Гидравлические характеристики новых высокоэффективных нерегулярных теплообменных насадок // Нефтегазовое дело. – 2011. – № 2. – С. 58–65.
8. Седов Л.И. Механика сплошной среды. – М.: Наука, 1970. – Т. 1. – 492 с.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 712 с.
10. Фельдман Л.П., Петренко А.І., Дмитрієва О.А. Чисельні методи в інформатиці – К.: Видавничка група ВНУ, 2006. – 480 с.

References

- [1] J. Hewitt and N.H. Taylor, *Annular Two-Phase Flows*. Moscow, Russia: Jenergija, 1974 (in Russian).
- [2] I. Kuzmenko, "Hydrodynamics and heat-mass transfer in the counterflow contact evaporator with corrugated mesh packs", Ph.D. dissertation, Heat Energy Department, NTUU KPI, 2003 (in Ukrainian).
- [3] V.M. Ramm, *Gas Absorption*. Moscow, SU: Himija, 1966 (in Russian).

- [4] J.N. Tilton, *Fluid and Particle Dynamics*, in *Perry's Chemical Engineers' Handbook*, Section 6, 8th ed. McGraw-Hill, 2008, pp. 30–51.
- [5] R. Billet and M. Schultes, “Fluid dynamics and mass transfer”, *Total. Chem. Eng. Tech.*, 1995, vol. 18, pp. 371–379. doi: 10.1002/ceat.270180602
- [6] A.A. Sidyagin *et al.*, “Hydraulic resistance of a modular heat-mass transfer packing”, *Sovremennye Problemy Nauki i Obrazovanija*, [6], pp. 21–28, 2014 (in Russian).
- [7] T.M. Farakhov *et al.*, “Hydraulic characteristics of new highly effective irregular heat-mass transfer packings”, *Neftegazovoe Delo*, [2], pp. 58–65, 2011 (in Russian).
- [8] L.I. Sedov, *Continuum Mechanics*, vol. 1. Moscow, SU: Nauka, 1970 (in Russian).
- [9] G. Schlichting, *Theory of Boundary Layer*. Moscow, SU: Nauka, 1974 (in Russian).
- [10] L.P. Feldman *et al.*, *Numerical Methods in Computer Science*. Kyiv, Ukraine: Publishing Group BHV, 2006 (in Ukrainian).

І.М. Кузьменко, О.А. Гуржій

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ЗАХЛИНАННЯ В КАНАЛІ НАСАДКИ КОНТАКТНОГО АПАРАТА

Проблематика. Розробка або вдосконалення енергоощадних технологій у пристроях і апаратах зі спільним протіканням гідро- і аеродинамічних течій потребує глибшого розуміння фізичних явищ, які відбуваються в них. Тому проблема гідродинаміки спільної течії повітря та плівки води в каналах насадки контактних тепломасообмінних апаратів є актуальною.

Мета дослідження. Встановлення залежностей параметрів плівки води та повітряного потоку в критичних режимах руху теплоносіїв у контактних тепломасообмінних апаратах із регулярною насадкою, що містить систему вертикально розміщених каналів.

Методика реалізації. Поставлена мета досягається за рахунок формулювання та розв'язання аналітичної моделі стаціонарного руху в'язких нестисливих рідин – плівки води та повітря. Модель описується рівнянням Нав'є–Стокса, яке для вісесиметричного випадку в циліндричній системі координат зводиться до системи звичайних диференціальних рівнянь.

Результати досліджень. Показано, що на межі розділу фаз (за протитечійного руху повітря і плівки води) існує потік повітря у приплівковому шарі, що співнаправлений із плівкою води. Товщина шару повітря, що рухається протічною вниз поблизу межі розділу фаз (за протитечійного руху теплоносіїв), залежить від градієнта тиску, який протидіє гравітаційному збіганню плівки під дією тяжіння. За визначеного значення градієнта тиску відбувається зупинка руху плівки на межі розділу фаз, і двофазовий потік переходить у режим підвисання плівки. Подальше зростання градієнта тиску в режимі підвисання приводить до руху плівки води і повітря у приплівковому шарі, направленою вертикально вгору. В цьому разі на межі розділу фаз (за протитечійного руху повітря і плівки води) існує потік плівки у приплівковому шарі, що співнаправлений із потоком повітря.

Висновки. Встановлено безрозмірні значення швидкості повітря при перекиданні руху, підвисанні плівки, захлинанні залежно від радіуса каналу та значень чисел Рейнольдса.

Ключові слова: протитечія; міжфазова поверхня; модель; захлинання; плівка води.

И.Н. Кузьменко, А.А. Гуржий

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАХЛЕБЫВАНИЯ В КАНАЛЕ НАСАДКИ КОНТАКТНОГО АППАРАТА

Проблематика. Разработка или усовершенствование энергосберегающих технологий в устройствах и аппаратах с совместно протекающими гидро- и аэродинамическими течениями требует более глубокого понимания физических явлений, происходящих в них. Поэтому проблема гидродинамики совместного течения воздуха и пленки воды в каналах насадки контактных теплообменных аппаратов является актуальной.

Цель исследования. Установление зависимостей параметров пленки воды и воздушного потока в критических режимах течения теплоносителей в контактных тепломассообменных аппаратах с регулярной насадкой, содержащей систему вертикально размещенных каналов.

Методика реализации. Поставленная цель достигается за счет формулировки и решения аналитической модели стационарного движения вязких несжимаемых жидкостей – пленки воды и воздуха. Модель описывается уравнением Навье–Стокса, которое для осесимметричного случая в цилиндрической системе координат сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений.

Результаты исследований. Показано, что на границе раздела фаз (при противоточном движении воздуха и пленки воды) существует поток воздуха в приплывочном слое, сонаправленный с пленкой воды. Толщина слоя воздуха, движущегося проточною вниз вблизи границы раздела фаз (при противоточном движении теплоносителей), зависит от градиента давления, который препятствует гравитационному стеканию пленки. При определенном значении градиента давления происходит остановка движения пленки на границе раздела фаз, и двухфазный поток переходит в режим подвисания пленки. Дальнейший рост градиента давления в режиме подвисания приводит к движению пленки воды и воздуха в приплывочном слое, направленном вертикально вверх. В этом случае на границе раздела фаз (при противоточном движении) существует поток пленки в приплывочном слое, движущийся в направлении потока воздуха.

Выводы. Установлены безразмерные значения скорости воздуха при опрокидывании движения, подвисании пленки, захлебывании в зависимости от радиуса канала и значений чисел Рейнольдса.

Ключевые слова: противоток; межфазная поверхность; модель; захлебывание; пленка воды.

Рекомендована Радою
теплоенергетичного факультету
КПІ ім. Ігоря Сікорського

Надійшла до редакції
15 грудня 2016 року