

В.Р. Кулінченко, доктор техн. наук.

І.В. Дубковецький, канд. техн. наук. Національний університет харчових технологій

V.R. Kulintchenko, doctor of tech. science.

I.V. Dubkavetski, cand. of tech. science. National university of food technologies

Турбулентний рух нестисливої рідини у каналі з проникливими стінками **Turbulent ruh of нестисливої liquid is in channel with penetrating walls**

Визначені поля швидкостей в турбулентному потоці у перфорованому каналі при наявності сильного відсмоктування, на цій підставі розраховані дотичні напруги і визначений вклад кожної зі складових: конвективного переносу імпульсу, в'язких і турбулентних напруг

Ключові слова: *прониклива стінка, інтенсивність відсмоктування, профілі швидкості, локальні швидкості, дотичні напруження, перенос імпульсу.*

The fields of speed had been identified in turbulent flow in perforation channel with strong suction. According to it had been calculated shear stresses identified contribution of every component: convective transfer of impulse and viscous stress.

Keywords: *permeable wall, intension of suction, profiles of speed, local speeds, tangent stresses, transfer of impulse.*

Определены поля скоростей в турбулентном потоке в перфорированном канале при наличии сильного отсоса, на этой основе рассчитаны касательные напряжения и определен вклад каждой составляющей: конвективного переноса импульса, вязких и турбулентных напряжений.

Ключевые слова: *проницаемая стенка, интенсивность отсоса, профили скорости, локальные скорости, касательные напряжения, перенос импульса.*

The fields of speed had been identified in turbulent flow in perforation channel with strong

За останні роки з'явилася велика кількість наукових праць з дослідження гідродинамічних характеристик каналів з проникливими стінками. Відомі теоретичні роботи [1–3], які ґрунтуються на моделі довжини шляху переміщення з використанням модифікованого коефіцієнта демпфування Ван-Дриста. Але ці теоретичні дослідження, як і експериментальні дослідження [4, 5], в яких вивчалася турбулентна течія в пористих каналах з відкритим торцем, охоплюють тільки область низької інтенсивності відсмоктування $v_w/\bar{u} < 0,01$ (v – радіальна складова швидкості, \bar{u} – середня в перерізі повздожня швидкість; індекс w – стосується течії на проникливі стінці) при незначному градієнті тиску. Якісно інший рух рідини спостерігається в перфорованих каналах з тупиком, коли уся рідина, що надходить у канал, відводиться через його бокову поверхню, а інтенсивність відсмоктування збільшується з

наближенням до торця і біля тупику прямує до нескінченності. Такі канали з тупиком застосовуються у хімічній промисловості, наприклад в радіальних каталітичних реакторах.

У [6] досліджувалась турбулентна течія в циліндричному каналі з проникливою стінкою і тупиком. На вхід у перфорований канал надходив повністю розвинений турбулентний потік, а значення додатного повздожнього градієнта тиску сягали $dp/dx = 10^3$ Па/м (p – статичний тиск в каналі, x – повздожня координата). Наведені у безрозмірному виді профілі осьової швидкості мають чітко виражену тенденцію до загострення при наближенні до торця каналу. Якісно подібні результати отримані в [7, 8]. Загострення безрозмірного профілю осьової швидкості й разом з цим збільшення коефіцієнта потоку імпульсу β (інтегральної характеристики профілю швидкості) до кінця каналу до величин характерних для ламінарного руху,

дозволили автору [6] судити про якісну зміну режиму руху в каналі з проникливими стінками. На підставі уявної ламінаризації потоку при великих числах Рейнольдса ($Re = 10^4 \dots 10^5$) і наявності ковзання ($v_w \neq 0$) на проникливій боковій поверхні для розрахунку течії з відсмоктуванням застосували модель ідеальної рідини.

У супереч, в роботі [9], в якій на вхід перфорованого каналу з тупиком за допомогою решіток-турбулізаторів подавали потік з плоским профілем швидкості, не виявлено помітної деформації профілю за довжиною каналу. У зв'язку з цим при побудові моделі прийнято $\beta = 1$ і течія в каналі з проникливими стінками розглядається в одновірному наближенні. Можна було б вважати, що загострення профілю течії в перфорованому каналі спряжене з виникненням зворотних потоків [7] біля стінки коло торця. У такому випадку має місце відриву пограничного шару, що виключає можливість застосування моделі ідеальної рідини для розрахунку течії з відсмоктуванням.

З приведених міркувань виходить, що інформація щодо поведінки профілю швидкості має важливе значення для розрахунку і побудови теорії руху рідини в перфорованому каналі.

Зробимо спробу в'яснити причини розрізнення в названих вище роботах з метою кращого розуміння картини течії в каналі з проникливими стінками і тупиком.

Для дослідження використовували циліндричний перфорований канал з тупиком внутрішнім діаметром 0,106 м і довжиною 1,0 м з перед включеною ділянкою для гідродинамічної стабілізації потоку довжиною 40 діаметрів. вільний переріз бокової поверхні утворений отворами діаметром 5 мм і складало $\phi = 0,04; 0,08$ і $0,15$ (ϕ – вільний переріз бокової поверхні каналу). Локальні значення повздожньої швидкості вимірювалися в різних перерізах перфорованого каналу за допомогою пневмометричних трубок, які переміщали по радіусу каналу в інтервалі $0 < r/R < 0,99$ (r – радіальна координата, R – радіус труби). У більшості дослідів викривлення лінії току не вносили похибки при вимірюванні швидкості, оскільки кут скошу потоку не перевищував 12° . Виняток

складала ділянка $r/R > 0,81$ в останньому контрольованому перерізі каналу, де $x/L = 0,88$ (x – повздожжня координата, L – довжина каналу), де кут скошу потоку досягав 20° і похибка досягала 5% [10].

Вимірювання статичного тиску в кожному перерізі перфорованого каналу вздовж радіуса труби пневмометричною трубкою показали, що $dp/dr \approx 0$. Перепад статичного тиску у кожному перерізі каналу, рівний по порядку $\sim \rho v_w^2/2$, в дослідях не перевищував $1,75$ Па, що в дійсності знаходиться за межами чутливості мікроманометра. Тому вимірювання статичного тиску виконувалося на стінці каналу за допомогою отворів діаметром $0,5$ мм.

Вимірювання профілю швидкості на вході в перфорований канал при $Re_0 = 6,4 \cdot 10^4 \dots 1,53 \cdot 10^5$ (індекс 0 відноситься до входу в робочий канал) задовільно погоджується з відомими узагальненнями [11] для гідродинамічно розвинених турбулентних течій.

Крім того, для відтворення умов досліду [9] за допомогою двох сіток, установлених в кінці ділянки стабілізації потоку, отримали практично плоский профіль швидкості на вході в перфорований канал. Тільки в пристінній області $r/R > 0,85$ мав місце пограничний шар. Проведені виміри підтвердили результати роботи [9], що плоский профіль швидкості зберігається на всій довжині перфорованого каналу. Більш того, відбувається поступове зменшення товщини пограничного шару і вже при $x/L = 0,5$ в названому вище інтервалі переміщення датчика профіль швидкості стає плоским навіть біля стінки.

Отримані профілі повздожньої швидкості в різних перерізах перфорованого каналу для випадку, коли вільний переріз бокової поверхні становить $\phi = 0,04$, а на вхід до каналу подається потік з повністю розвиненим турбулентним профілем швидкості наведені на рис. 1. На рис. 2 відповідні профілі швидкості наведені в безрозмірному вигляді u/u_m (u повздожжня швидкість; індекс m – стосується осі труби). У міру наближення до торця каналу вони стають більш гострими, що погоджується з даними [6...8]. Виявлене загострення безрозмірних профілів швидкості є наслідком вибраного

способу знаходження безрозмірних величин. Прийнятий в [6...8] цей спосіб широко використовується для представлення потоків з постійними витратами.

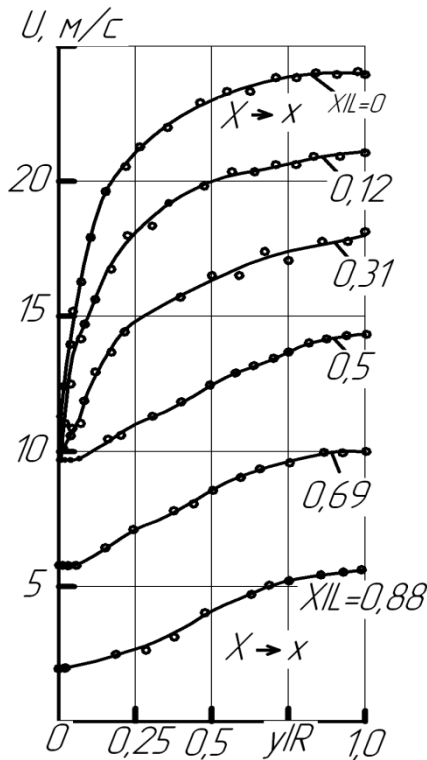


Рис.1. Профілі повздовжньої швидкості в каналі з проникливими стінками; $Re_0 = 1,4 \cdot 10^5$, $\varphi = 0,04$

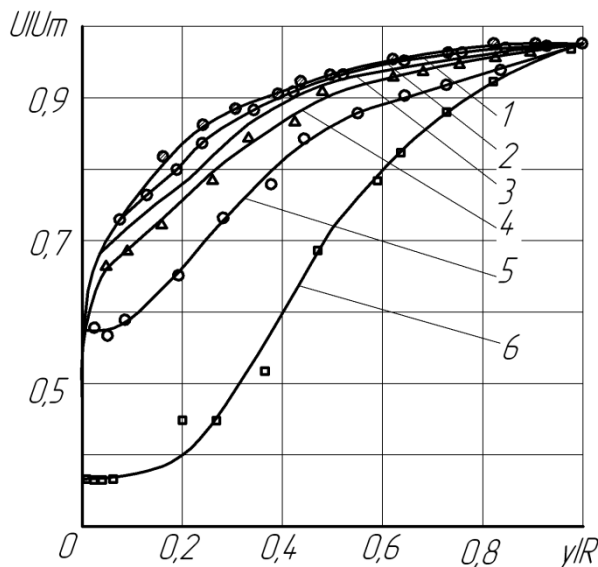


Рис. 2. Безрозмірні профілі повздовжньої швидкості ($Re_0 = 1,4 \cdot 10^5$, $\varphi = 0,04$): 1 - $x/L = 0$; 2 - 0,12; 3 - 0,31; 4 - 0,50; 5 - 0,69; 6 - 0,88

Щоб описати рух з відсмоктуванням більш характерними є інші координати, подібні прийнятим на рис. 3, де по осі ординат відкладена величина $u^* = u + (u_{m0} - u_m)$, де індекс t стосується осі. Член у дужках у певній мірі відображає

витрати рідини по довжині каналу. З рисунка видно, що ядро потоку залишається практично незмінним, а в пристінному шарі утворюється полого ділянка, яка збільшується до торця каналу.

Порівнюючи рис. 2 і 3, можна зробити висновок, що в дійсності профіль течії у перфорованому каналі з тупиком при наявності відсмоктування не загострюється, а стає більш плоским за рахунок відносного збільшення швидкості у пристінній області при практично незмінному ядрі потоку. Подібний характер трансформації профілю течії відповідає умові непроникливості торця каналу, згідно з цим у будь-якій точці біля плоского торця осьова швидкість дорівнює нулю.

В одному з дослідів замість пластини, яка служить глухим торцем перфорованого каналу, ставили патрубок з суцільною стінкою й одним заглушеним торцем, який був своєрідним мішком на кінці перфорованого каналу. Наявність такого мішка повинна була б підсилити ефект зворотних течій, якби така мала місце. Але ніякої різниці в порівнянні з даними наведеними на рис. 1 профілями повздовжніх швидкостей не виявлено, що підтверджує про відсутність біля стінки коло торця зворотних токів.

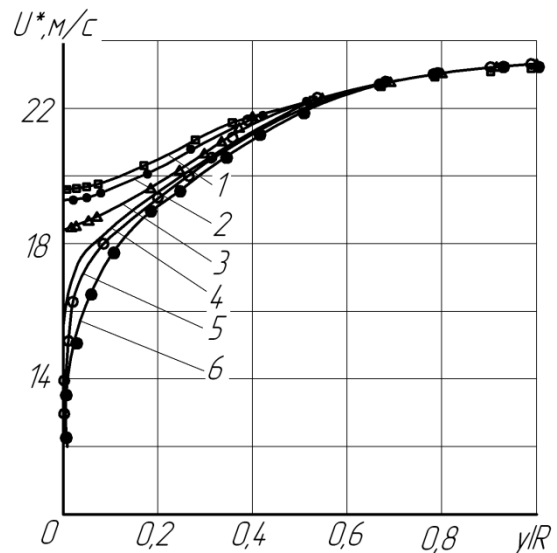


Рис. 3. Суміщення профілів повздовжньої швидкості ($Re_0 = 1,4 \cdot 10^5$, $\varphi = 0,04$): 1 - $x/L = 0$; 2 - 0,12; 3 - 0,31; 4 - 0,50; 5 - 0,69; 6 - 0,88

Радіальні складові швидкості розраховували інтегруванням рівняння нерозривності потоку в циліндричних координатах

$$\frac{\partial}{\partial x}(ru) + \frac{\partial}{\partial r}(rv) = 0 \quad (1)$$

по радіусу каналу від 0 до r , звідки

$$v = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^r ur dr. \quad (2)$$

Дані розподілу радіальної швидкості, наведені на рис. 4, якісно співпадають з кривими поданими в [6]. Відносно збільшення повздовжньої швидкості в пристінній області за практично незмінному ядрі потоку (рис. 3) приводить до екстремуму на кривих розподілу радіальної швидкості по радіусу каналу. Це чітко проявляється при малих швидкостях відсмоктування $v_w/\bar{u} < 0,01$, що мають місце на початковій ділянці перфорованого каналу при $\varphi = 0,15$, де течія практично без градієнта. Нижче за течією, коли величина

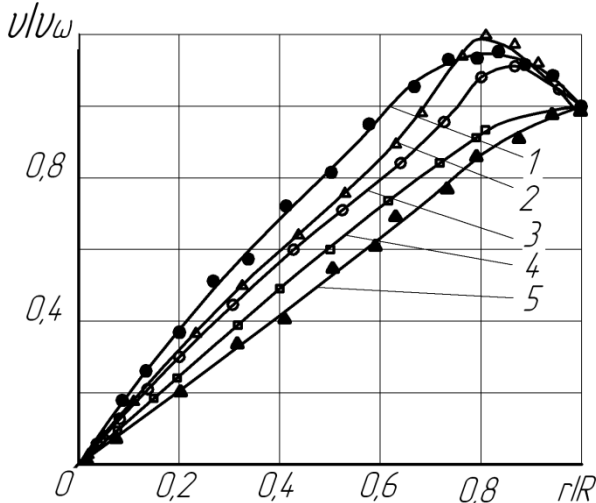


Рис. 4. Профілі радіальної швидкості: 1, 3, 4, 5 – розвинений профіль швидкості на вході; 2, 4, 5 – плоский профіль швидкості; 1 – 5 – $\varphi = 0,15$; 4, 5 – 0,04; 1, 4 – $x/L = 0,12$; 3, 4 – 0,31; 4 – 0,50; 5 – 0,69

відсмоктування суттєво збільшується, радіальна складова швидкості стає майже лінійною відносно радіуса каналу. При вільному перерізі бокової поверхні каналу $\varphi = 0,04$ приблизно лінійна залежність радіальної швидкості по радіусу має місце по всій довжині каналу, оскільки величина $du/dx = \text{const}$ майже стала із-за рівномірного відтоку, характерного для каналів з малим вільним перерізом бокової поверхні [9]. Якщо вважати, що $du/dx = \text{const}$, то з рівняння нерозривності потоку (1) отримаємо $v/v_w = r/R$.

На підставі аналізу отриманих даних для плоского і повністю розвинутого профілю швидкості на вході в перфорований канал і результатів досліджень течії з вдуванням [12] можна

зробити висновок, що лінійний розподіл радіальної швидкості по радіусу каналу має місце у випадку незмінності чи дуже малої трансформації профілю повздовжньої швидкості. Окремим випадком є плоский профіль повздовжньої швидкості.

Дійсно, якщо диференціювати рівняння (1) по радіусу

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) = 0, \quad (3)$$

то отримаємо, що лінійний розподіл радіальної швидкості можливий при $\partial^2 u / \partial x \partial r = 0$. Ця умова можлива при плоскому профілі, коли $du/dr = 0$, і при незмінному профілі, коли du/dx не змінюється по радіусу.

Дотичні напруження τ турбулентного потоку, які представляють суму в'язких і турбулентних напружень, можна визначити за рівнянням [6]

$$\tau = -\frac{1}{r} \int_0^r \frac{\partial}{\partial x} (p + \rho u^2) r dr - \rho uv - 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^r \overline{\rho u'^2} r dr, \quad (4)$$

де u' – пульсаційна складова повздовжньої швидкості, ρ – густина, μ – динамічна в'язкість.

Двома останніми членами у рівнянні (4) можна знехтувати як величинами другого порядку малості [13].

Розраховані за рівнянням (4) дотичні напруження для малої швидкості відсмоктування, які мають місце в початкових перерізах перфорованого каналу при $\varphi = 0,15$, якісно погоджуються з результатами [6]. Для більш високій інтенсивності відсмоктування при $\varphi = 0,04$ і $0,08$ і в нижніх течіях перерізах каналу при $\varphi = 0,15$ обидва перших члена в рівнянні (4) досить великі і близькі за величиною, при цьому сама невелика помилка в розрахунку кожного члена призводить до неточності їх різниці. Це погоджується з даними [7, 12].

Запишемо вираз для потоку імпульсу через елемент поверхні df [14]

$$\Pi_{jk} df_k = (\rho \vec{V}_j \vec{V}_k - \sigma_{jk}) df_k, \quad (5)$$

де $df_k = n_k df$, n – одиничний вектор нормалі до поверхні, \vec{V} – вектор швидкості елементарного об'єму, σ – нормальне напруження.

Перший член в правій частині (5) визначає конвективний перенос імпульсу, а другий можна подати у виді

$$\sigma_{jk} = -p\delta_{jk} + \tau_{jk} - \rho \overline{V'_j V'_k}, \quad (6)$$

де $\tau_{jk} = \mu \left(\frac{\partial \overline{V}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{V}_k}{\partial x_j} \right)$ – в'язкий тензор

напружень, $\rho \overline{V'_j V'_k}$ – напруження віртуального турбулентного тертя. Із (5) з урахуванням (6) запишемо величину тиску, що діє на одиницю площі поверхні рідини:

$$p_j = \rho \overline{V}_j \overline{V}_k n_k + p n_j - \tau_{jk} n_k + \rho \overline{V'_j V'_k} n_k. \quad (7)$$

Отриманий вектор p_j можна подати в циліндричній системі координат для симетричного каналу відносно осі у виді

$$p_1 = \sigma = \rho u^2 - p + 2\mu \frac{du}{dx} - \rho \overline{u'^2}; \quad (8)$$

$$p_2 = \tau = \rho uv - \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \rho \overline{u'v'}. \quad (9)$$

Як слідує з (9), повне дотичне напруження τ являє собою суму трьох величин: конвективного переносу імпульсу, в'язких і турбулентних напружень.

Для усталеного турбулентного потоку в каналі з суцільними стінками $\rho uv = 0$, оскільки у потоці відсутня радіальна складова швидкості, турбулентні напруження значно більші ламінарних (в'язких) напружень [11].

Опубліковані в [4, 5, 7] дослідні дані про безпосередні виміри ступеня турбулентності в каналі з проникливими стінками мало чисельні і суперечливі. У [4, 5] говориться про зменшення ступеня турбулентності в пористому каналі з відсмоктуванням. Варто зауважити, що виміри виконували в пористому каналі з відкритим торцем при незначних величинах інтенсивності відсмоктування і повздовжнього градієнта тиску, Навпаки в [7] за умов градієнтної течії і сильного відсмоктування зафіксовано значне збільшення ступеня турбулентності зі збільшенням інтенсивності відсмоктування.

У зв'язку з цим варто відмітити, що зроблені в [6] висновки про ламінаризацію течії в перфорованому каналі, при наявності сильного відсмоктування фактично не обгрунтовані.

x/L	$r/R \rightarrow$	0,15	0,34	0,53	0,72	0,91
0,31	$\tau_u \cdot 10^4$	5,4	12,6	21,6	32,5	46,4
	ρuv	1,63	3,56	5,19	6,30	6,56
0,50	$\tau_u \cdot 10^4$	5,4	12,6	21,6	27,0	28,3

	ρuv	1,42	3,11	4,45	5,38	5,60
0,69	$\tau_u \cdot 10^4$	5,4	12,6	21,6	21,6	22,5
	ρuv	1,53	3,20	3,91	3,96	3,28

Якщо при усталеному турбулентному русі рідини в каналі з суцільними стінками за коефіцієнтом β можна судити про режим течії рідини (для турбулентного режиму $\beta \approx 1,02 \dots 1,03$, для ламінарного – $4/3$ [6]), то для потоків із змінними витратами коефіцієнт β не є критерієм, який однозначно визначає режими течії.

При турбулентному режимі течії у каналі з проникливою стінкою конкретний член ρuv в рівнянні (9) не рівний нулю. Крім цього, при вищій інтенсивності відсмоктування (що має місце при $\phi = 0,04$) $u_w/\bar{u} > 0,01$, величина ρuv , як це видно з таблиці, значно перевищує в'язкі напруження, що вказує на переважну роль конвективного переносу імпульсу у формуванні структури течії в порівнянні з в'язким фактором.

Висновок. Отримані результати свідчать, що течію в каналі з проникливими стінками можна розглядати з позиції ідеальної рідини.

ЛІТЕРАТУРА

- Кинни Р.Б., Спорроу Е.М. Турбулентное течение, тепло- и массообмен в трубе с поверхностным отсосом.– Теплопередача, 1970, № 2.– С. 121 – 124.
- Маркин Л., Солан А., Виноград Ю. Турбулентный поток в трубе с отсосом на стенке.–Теплопередача, 1971, № 2.– С. 108 – 114.
- Доши М.Р., Джилл В.Н. Турбулентное течение в трубе с отсосом на стенке.–Теплопередача, 1971, № 2.– С. 154 – 161.
- Weissderg H.L., Berman A.S. Velocity and Pressure Distribution in Turbulent Pipe Flow with Uniform Suction.– Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, 1965, v.14.– P. 1 – 16.
- Бром А., Виноград Ю. Экспериментальное исследование турбулентного течения в трубе с отсосом на стенке.– Теплопередача, 1974, № 3.– С. 83 – 87.
- Адинберг Р.З. Исследование и разработка распределителей газового потока для промышленных аппаратов.–

Автореф. дис. канд. техн. наук. М.: ГИАП, 1978.– 24 с.

7. *Aggarwall J., Hollingsworth M., Mayhew Y.* Experimental Friction Factors for Turbulent Flow with Suction in a Porous Tube.– *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972, v. 15, № 9.– P. 1585 – 1592.

8. *Михайлов В.С. и др.* Экспериментальное исследование структуры турбулентного потока в круглой трубе с раздачей через пористую стенку.– *ТВТ*, 1972, т. 10, № 6.– С 1256 – 1262.

9. *Гапкин В.С. и др.* Распределение газового потока в канале с пористыми стенками.– *Газовое дело*, 1972, № 7.– С. 10 – 15.

10. *Ворлин В.С.* Аэромеханические измерения. М.: Наука, 1964.– 720 с.

11. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.– 744 с.

12. *Олсон Р.М., Эккерт Е.Р.* Экспериментальное исследование турбулентного течения в пористой круглой трубе. *Прикладная механика*, 1966, № 1.– С. 7 – 12.

13. *Элуна М.* Влияние отсоса на средние скорости и температуры при турбулентном течении в круглой трубе.– В кн.: *Тепло- и массообмен*, т. 9, ч. 2, Минск, 1972.– С. 104 – 111.

14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* механика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1954.– 795 с.