

ЗАГАЛЬНА ФОРМУЛА РОЗПОДІЛУ ОСЕРЕДНЕНИХ ШВИДКОСТЕЙ РІДИНИ В КРУГЛОЦИЛІНДРИЧНІЙ ТРУБІ

Овчарук О.М., Гончаренко А.В.,

Херсонський державний морський інститут

На основі уточнення теоретичних передумов побудована цілісна еюра розподілу осереднених швидкостей у трубі, якою відображені неперервним чином всі зональні переходи, виключені: загострена вершина на вісі труби і мінус безкінечна швидкість на стінці.

Ключові слова: труба, рідина, осереднена швидкість, шлях перемішування, пристінний шар, еюра.

Вступ. Завданням роботи є вирішення загальної задачі про розподіл швидкостей рідини в круглоциліндричній трубі при турбулентному (найбільш поширеному) режимі течії в ній. Така задача, як і теорія турбулентності взагалі, не є новою в науково-технічній літературі. Їй присвячено чимало робіт видатних учених: О. Рейнольдса, Л. Прандтля, Т. Кармана, І. Нікурадзе, А.Д. Альтшуля, М.М. Павловського, А.М. Колмогорова, Г.К. Філоненка, Ф.А. Шевельова та багатьох інших.

Але вирішена ця задача, хоча і детально (на базі широкого експериментального матеріалу), фрагментарно, окремими частинами: для в'язкого прошарку, пристінного турбулентного шару, перехідного шару і ядра розвиненої турбулентності.

Окремі ці частини в теоретичному висвітленні не мають чітких меж, не пов'язані в цілісну картину, хоча взаємно зумовлені. Учені пояснюють цю ситуацію складністю і неоднорідністю відображуваних явищ, що вимагає різних математичних інструментів для їх опису.

Картина дійсно складна: біля внутрішньої стінки труби еюра розподілу осереднених швидкостей йде близько до стінки, майже паралельно, а потім різко змінюється за напрямом і йде практично перпендикулярно до вісі труби. Тому маємо, наприклад, фундаментальну теорію пристінного шару Прандтля і доводимо, що вона може приблизно екстраполюватись на весь потік, або теорію дефіциту швидкості Кармана, що може приблизно екстраполюватись в область пристінного шару. І нарешті, маємо тонкий в'язкий прошарок біля стінки, де працює формула тертя за Ньютоном. Усі теорії підкріплені великою кількістю експериментальних даних. А задача загального огляду явищ звелась до напівемпіричних і емпіричних (логарифмічних і степеневих) формул Альтшуля. У результаті вказаних наближень маємо такі недоліки в еюрах розподілу швидкостей у перерізі труби.

1. У розвинених турбулентних потоках, при великих числах Рейнольдса, в'язкий прошарок практично зникає, і тоді логарифмічний закон розподілу осереднених швидкостей у пристінному шарі (за теоріями

Прандтля і його послідовників) повинен би бути «прив'язаним» безпосередньо до стінки труби, але цього не відбувається: логарифмічна крива на стінці дає мінус безкінечну швидкість з наступним безкінечно швидким її зростанням [3]. Це утруднює сприйняття теорії і користування нею. Причина полягає в тому, що такий параметр турбулентного тертя, як «шлях перемішування» l за гіпотезою Прандтля є пропорційним відстані частинки рідини від стінки y і на поверхні стінки дорівнює нулю, тобто

$$l = \kappa \cdot y \quad (1)$$

З рівняння (1) випливає, що на внутрішній поверхні труби турбулентне перемішування по вісі y відсутнє ($y=0$), бо немає перпендикулярних до стінки переміщень частинок рідини. Турбулентного тертя немає, логарифмічна крива «стріляє» в безкінечність.

2. Епюра розподілу осереднених швидкостей в області ядра потоку на вісі труби повинна мати точку-екстремум, але не має його, бо логарифмічна крива дає тут загострену вершину. Градієнт осередненої швидкості на вершині невеликий, але не нульовий, як повинно бути. Це суттєво, тому що від тієї вершини за теорією Кармана відраховуються зміни («дефіцити») швидкості, тобто вони відраховуються від уявної точки.

Вказана особливість притаманна також логарифмічним теоріям Нікурадзе і Альтшуля і є результатом математичного спрощення, за яким у всьому перерізі труби, на всіх осесиметричних поверхнях, дотичні напруження в потоці однакові.

3. Характерний крутий перехід пристінного турбулентного шару в зону розвиненої турбулентності жодною із сучасних теорій автоматично не вибудовується, так само, як перехід в'язкого прошарку в пристінний турбулентний шар. Доводиться коригувати основні формули додатковими залежностями. І тоді виникають цілі таблиці окремих формул з певними межами їх застосування [4].

4. Особливу проблему становить визначення дослідного коефіцієнта κ у формулі (1). Часто в пристінному шарі його величину беруть сталою, а іноді за необхідністю непомірно ускладнюють [3].

Причина полягає в тому, що сама формула (1) не є цілком обґрунтованою. Заміна її іншою, теоретично оправданою, дає радикальний результат: єдину трьохчленну формулу для побудови епюри осереднених швидкостей по всьому перерізу труби без вказаних недоліків.

Епюра зручно прив'язується до стінки і сплющується вершиною. Відкривається перспектива подальшого вдосконалення прикладної теорії пристінного шару.

Зв'язок з важливими науковими програмами і практичними завданнями. Робота призначена, перш за все, на вдосконалення навчального матеріалу для студентів ВНЗ з курсу *Гідромеханіка*, для створення теоретичного підґрунтя при вивченні розділу *Теорія пограничного шару*, при

вивченні процесів обтікання тіл рідиною: стінок труб, конфузорів і дифузорів, гребних і рульових лопатей, корпусів плавзасобів тощо.

Основне завдання полягає в тому, щоб широкий дослідний матеріал з теорії турбулентної течії рідини в трубах висвітлити в найбільш узагальненій, зручній для інженерного сприйняття і подальшого аналізу формі, підготувати дослідника до більш детального вивчення теорії пограничного шару, до вміння використовувати її на практиці. Бо, якщо дослідник знає, як і в яких саме межах формується пристінний турбулентний шар, він може активно впливати на його перетворення, наприклад, у конфузорах, дифузорах, місцевих опорах.

За багато років досліджень в означеній сфері накопичено значний експериментальний матеріал, висвітлений у літературі. Але, щоб ефективно охопити його, потрібне вдосконалення теорії, і при тому на первісному, базовому рівні.

Результати досліджень. На теперішній час для визначення розподілу осереднених швидкостей рідини в перерізі круглоциліндричної труби при турбулентному режимі течії використовується в основному базова напівемпірична теорія Прандтля, за якою дотичні напруження масообміну в потоці рідини зумовлені, в основному, ефектом перемішування її частинок, інакше кажучи, ефектом турбулентного тертя. Аналітично ця залежність відображається формулою [3].

$$\tau = l^2 \cdot \rho \cdot \left(\frac{dU}{dy} \right)^2, \quad (2)$$

де ρ – питома маса рідини;

U – осереднена в часі переносна швидкість частинок рідини в даній точці поперечного перерізу труби вздовж її вісі (напрямок x);

y – координата частинок рідини, що відраховується від внутрішньої стінки труби в напрямку до її вісі;

dU/dy – градієнт швидкості;

l – характеристичний параметр, що називається *довжиною шляху перемішування*.

Довжина шляху перемішування за Прандтлем визначається вже знайомою формулою (1), де коефіцієнт k знаходиться експериментальним шляхом. Відповідно до досліджень Нікурадзе k в зоні пристінного шару має практично сталу величину $0,4$, а потім у напрямку вісі труби поступово зменшується до значення $0,15$. Потік рідини поблизу вісі труби за перерізом не настільки значний, а точність розрахунків не настільки велика, щоб не можна було прийняти скрізь по перерізу труби $k=0,4$. Більшість учених з цим погодились, особливо якщо йдеться про теорію пристінного шару.

З рівнянь (1) і (2) можна тепер вивести основне диференціальне рівняння для подальшого аналізу

$$\frac{dU}{dy} = \frac{1}{\kappa \cdot y} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (3)$$

Дотичні напруження τ в потоці легко визначити на внутрішній поверхні труби радіусом r_0 [1].

$$\tau_0 = \lambda \frac{\rho \cdot v^2}{8}, \quad (4)$$

де λ – лінійний коефіцієнт гідравлічного тертя в трубі;
 v – середня швидкість рідини, що визначається через подачу рідини (витрату) Q ,

$$v = \frac{Q}{\pi \cdot r_0^2}. \quad (5)$$

Уважатимемо надалі величини λ і v заданими (узгодженими з довідниками). Але дотичні напруження τ по всьому перерізу труби є змінними і зменшуються в напрямку до вісі труби. Ілюструємо цю тезу рисунком 1.

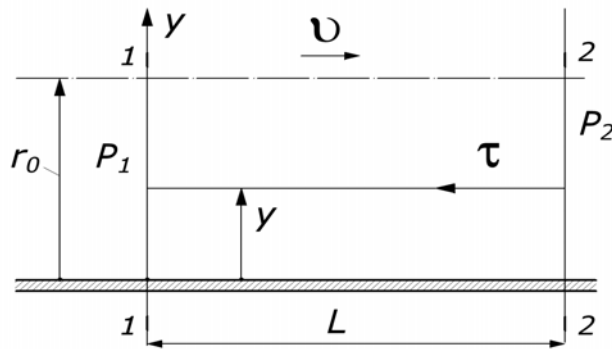


Рисунок 1. Прив'язка до стінки труби параметрів розрахунку

Відповідно до рис. 1 маємо баланс сил

$$(P_1 - P_2) \cdot \pi \cdot (r_0 - y)^2 = 2 \cdot \pi \cdot (r_0 - y) \cdot L \cdot \tau.$$

Звідси

$$\tau = \frac{P_1 - P_2}{2L} (r_0 - y). \quad (6)$$

Спад тиску $P_1 - P_2$ можна визначити за формулою гідравлічного опору

$$P_1 - P_2 = \lambda \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2}.$$

Тоді матимемо при $d=2r_0$

$$\tau = \frac{\lambda \cdot \rho \cdot v^2}{8 \cdot r_0} (r_0 - y). \quad (7)$$

Підставимо (7) в рівняння (3):

$$\frac{dU}{dy} = \frac{1}{\kappa \cdot y} \sqrt{\frac{\lambda \cdot \rho \cdot v^2}{8 \cdot r_0 \cdot \rho}} (r_0 - y).$$

Позначимо $W = v \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{8}}.$ (8)

Одержимо диференціальне рівняння в робочому стані:

$$dU = \frac{W}{\kappa} \sqrt{\frac{(r_0 - y)}{r_0}} \cdot \frac{dy}{y}. \quad (9)$$

Зазначимо принагідно, що величина W має розмірність швидкості (м/с), є аналогом так званої динамічної швидкості $\left(\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}\right)$, і унаочнює баланс розмірностей у формулі (9). До одержання бажаного результату призводить інтегрування саме рівняння (9). Але це не є тривіальним завданням, тому воно було виконано «першопрохідцями» при певних спрощеннях.

Так перші інтеграли рівняння (9) були одержані за умови, що κ є константа і дотичні напруження τ сталі по всьому перерізу труби. Фактично скористались рівнянням (3). Був одержаний так званий логарифмічний закон розподілу осереднених швидкостей у пристінному шарі з екстраполяцією його (приблизно) на ядро потоку. Наприклад, за даними Нікурадзе для шорстких труб (при введених у статті позначеннях) [1].

$$\frac{U}{W} = A + B \cdot \ln\left(\frac{y}{\Delta e}\right), \quad (10)$$

де $W = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}},$

A і B – константи інтегрування, що визначаються за крайовими умовами;

Δe – еквівалентна шорсткість поверхні труби.

За експериментальними даними

$$A=8,5; \quad B=2,5.$$

Аналогічно одержана формула Альтшуля [1]

$$\frac{U}{W} = 7,8 - 2,5 \cdot \ln \left(\frac{2,5v}{W \cdot y} + \frac{\Delta e}{y} \right). \quad (11)$$

Очевидно, що ці формули ілюструють саме ті недоліки, на які було вказано вище.

Намагання вдосконалити результати інтегрування за формулою (3) шляхом коригування коефіцієнта κ не дали позитивного ефекту, хоча для цього вибудовувались досить складні залежності (формула Ван-Дриста для κ включає 18 знаків! [3]). Виникла необхідність перегляду передумов задачі на первинному, найглибшому рівні, тобто необхідність реконструкції самої гіпотези Прандтля, представленої рівнянням (1).

Ця гіпотеза свідчить, що турбулентний масообмін у рідині на стінці труби в напрямку вісі y відсутній, тому що немає переміщень частинок рідини перпендикулярно до стінки. При тому ігноруються два факти:

- факт удару частинок по стінці й *пружного* відскоку від неї;
- факт наявності на поверхні стінки шорсткого геометричного рельєфу із заглибленнями, що забезпечують поперечні переміщення.

На ділі саме навкісні відскоки частинок рідини від стінки зумовлюють тут явище переносу маси.

Таким чином, на стінці труби повинен існувати певний початковий шлях перемішування l_0 рідини, який необхідно враховувати. Тому замість рівняння (1) треба записати інше:

$$l = l_0 + \kappa \cdot y. \quad (12)$$

Дослідами Нікурадзе встановлено, що для круглоциліндричної труби наближено

$$\kappa = 0,4 - \frac{1}{3} \cdot \eta, \quad (13)$$

де $\eta = \frac{y}{r_0}$.

Тоді в загальному вигляді матимемо

$$l = l_0 + \gamma \cdot y + \beta \cdot \eta \cdot y,$$

а із застосуванням безрозмірних параметрів

$$l = r_0 (\varepsilon + \gamma \cdot \eta - \beta \cdot \eta^2), \quad (14)$$

де $\varepsilon = l_0 / r_0$.

Щодо γ і β , то вже маємо їх експериментально встановлені значення:

$$\gamma = 0,4; \quad \beta = 1/3.$$

Але у зв'язку з тим, що при наближенні значення координати y до r_0 (тобто, до вісі труби) об'єм потоку швидко зменшується, то навіть при зростанні η^2 близько до одиниці поправка $\beta\eta^2$ виявляється незначною, і її з метою спрощення математичних побудов можна попередньо відкинути. Така практика щодо k серед учених є загально визнаною.

Тому одержуємо остаточну робочу формулу для l .

$$l = r_0(\varepsilon + \gamma \cdot \eta). \quad (15)$$

Не будемо відкидати, як це часто роблять [1], корінь квадратний у рівнянні (9), тому що він автоматично забезпечує надійний максимум в епюрі розподілу осереднених швидкостей.

Таким чином, одержуємо уточнену вихідну форму диференційного рівняння (9)

$$dU = \frac{W}{r_0(\varepsilon + \gamma \cdot \eta)} \sqrt{\frac{r_0 - y}{r_0}} dy. \quad (16)$$

Для зручності інтегрування подамо координату y через безрозмірний параметр η . Тоді

$$dU = \frac{W \sqrt{1 - \eta}}{\varepsilon + \gamma \cdot \eta} d\eta. \quad (17)$$

При зміні координати y в рівнянні (16) від 0 до r_0 параметр η у рівнянні (17) змінюється від 0 до 1. З величиною параметра ε визначимося пізніше.

Інтегруємо рівняння (17):

Позначимо $\psi = \sqrt{1 - \eta}$.

Тоді $\eta = 1 - \psi^2$,

$$d\eta = -2 \cdot \psi d\psi.$$

$$dU = W \frac{\psi(-2\psi)}{\varepsilon + \gamma(1 - \psi^2)} d\psi = 2W \frac{\psi^2}{\gamma\psi^2 - \gamma - \varepsilon} d\psi = \frac{2W}{\gamma} \cdot \frac{\psi^2}{\psi^2 - q^2}, \quad (18)$$

$$q = \sqrt{1 + \varepsilon/\gamma}. \quad (19)$$

Виділимо в (18) справа правильний дріб

$$dU = \frac{2W}{\gamma} \cdot \frac{-\psi^2 + q^2 - q^2}{q^2 - \psi^2} d\psi = \frac{2W}{\gamma} \left(1 - \frac{q^2}{q^2 - \psi^2} \right) d\psi.$$

Звідси – неозначений інтеграл

$$U = \frac{2W}{\gamma} (\psi + I_1) + C,$$

C – стала інтегрування.

$$I_1 = -q^2 \int \frac{1}{q^2 - \psi^2} d\psi = \frac{q}{2} \ln \frac{q - \psi}{q + \psi}.$$

$$U = \frac{2W}{\gamma} \left(\psi + \frac{q}{2} \ln \frac{q - \psi}{q + \psi} \right) + C. \quad (20)$$

Або в розгорнутому безрозмірному вигляді:

$$\frac{U}{v} = \frac{2\sqrt{\lambda/8}}{\gamma} \left(\sqrt{1 - \eta} + \frac{q}{2} \ln \frac{q - \sqrt{1 - \eta}}{q + \sqrt{1 - \eta}} \right) + \frac{C}{v}. \quad (21)$$

Значення середньої швидкості v вважається заданою величиною. Константа C визначається автоматично як найбільша швидкість U_m (екстремум) при $\eta=1$. Якщо взяти $\varepsilon=0,73 \cdot 10^{-4}$, і за формулою (19) $q=1+0,912 \cdot 10^{-4}$, розраховувана епюра прив'язується нульовою швидкістю до стінки. При $\varepsilon=0,8 \cdot 10^{-4}$, $q=1,0001$, на стінці одержуємо швидкість $U_0=0,0948v$.

За формулою (21) складена розрахункова таблиця 1 і побудована епюра осереднених швидкостей (рис. 2) за таких вихідних даних:

- внутрішній радіус труби $r_0=0,1$ м;
- відносна шершавість внутрішньої поверхні $\Delta e/2r_0=1/600$;
- коефіцієнт гідравлічного тертя $\lambda=0,022$;
- середня швидкість води $v=6$ м/с;
- відносний початковий шлях перемішування $\varepsilon = l_0/r_0 = 0,00032$;
- параметр $q=1,0004$.

Прийнято, що при $\eta=0,223$ $U=v$ [1], звідси обчислюється C/W .

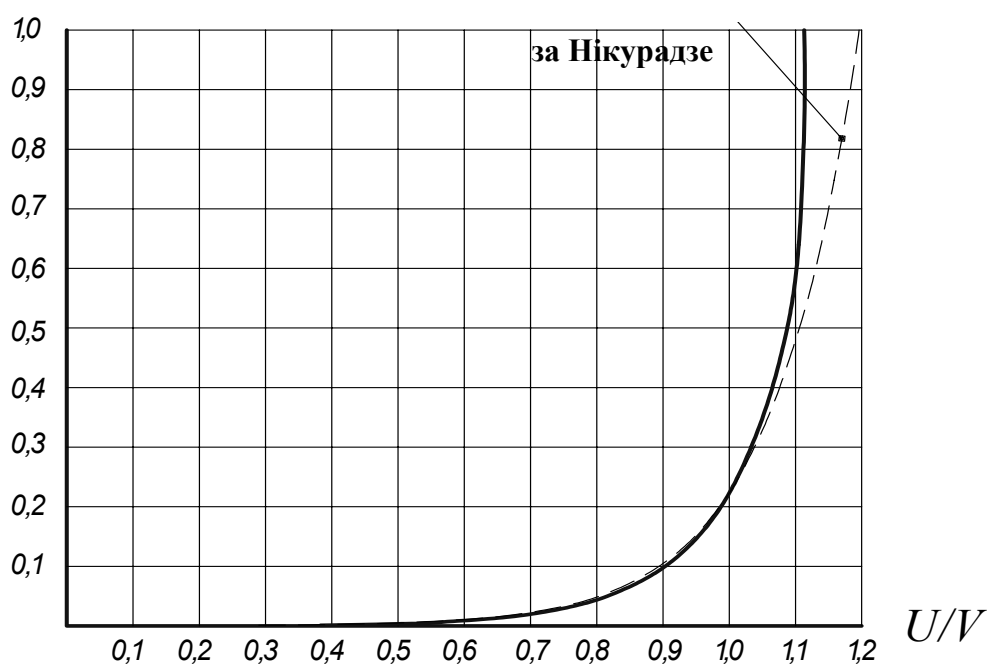


Рисунок 2. Розподіл швидкостей у трубі

Таблиця 1. Чисельні дані для побудови епюри розподілу швидкостей у трубі

№ з/п	η	ψ	F_q	$b F_q$	U/v	U/v за Нікурадзе
1	1	0	0	0	1,131	1,1967
2	0,8	0,4472	-0,03377	0,00885	1,122	1,1674
3	0,5	0,7071	-0,1737	-0,04554	1,085	1,1058
4	0,3	0,8367	-0,3723	-0,0976	1,033	1,0388
5	0,223	0,8815	-0,4994	-0,13094	1,000	1,000
6	0,2	0,8944	-0,5473	-0,1435	0,9875	0,9857
7	0,15	0,922	-0,6777	-0,1777	0,9533	0,9480
8	0,1	0,949	-0,8688	-0,2278	0,9032	0,8948
9	0,05	0,975	-1,202	-0,3151	0,8159	0,8039
10	0,02	0,99	-1,0637	-0,4293	0,7017	0,6838
11	0,015	0,9925	-1,7727	-0,4648	0,6662	0,6461
12	0,01	0,995	-1,961	-0,5142	0,6168	0,5930
13	0,007	0,9965	-2,1227	-0,5566	0,5744	0,5462
14	0,005	0,9975	-2,27	-0,5952	0,5358	0,5021
15	0,0035	0,9982	-2,408	-0,6313	0,5000	0,4553
16	0,002	0,999	-2,633	-0,6904	0,4406	0,3820
17	0,001	0,9995	-2,854	-0,7482	0,383	0,29
18	0,0005	0,99975	-3,016	-0,7908	0,340	0,2002
19	0,0001	0,99995	-3,200	-0,8390	0,2920	-0,0108
20	0	1	-3,26	-0,8544	0,277	-∞

Дані для обчислень:

$$\varepsilon=0,00032$$

$$q=1,0004$$

$$b = \frac{2}{\gamma} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} = \frac{2}{0,4} \sqrt{\frac{0,022}{8}} = 0,2622$$

$$U_m/v=1,131 \text{ (при } \eta=0,223)$$

$$\psi = \sqrt{1-\eta}$$

$$\frac{U}{v} = \frac{U_m}{v} + \kappa \left(\psi + \frac{1}{2} \ln \frac{q-\psi}{q+\psi} \right)$$

На рисунку 3 зображена еюра в збільшеному масштабі окремо для пристінного шару.

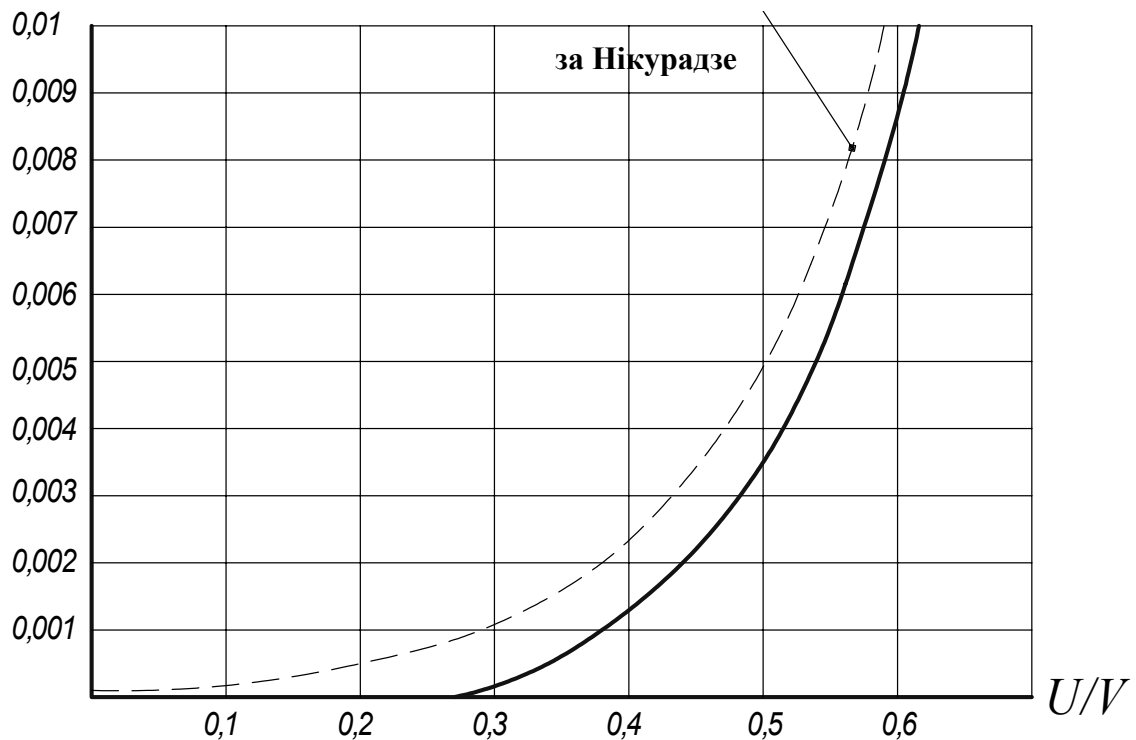


Рисунок 3. Розподіл швидкостей у трубi біля стінки

Для порівняльного аналізу визначимо частку U/v (для шорстких і гладких труб) при $\kappa=0,4$ за Нікурадзе. Базові формули [1]:

$$\frac{U}{W} = 8,5 + 2,5 \ln \frac{y}{\Delta} \quad (22)$$

$$\frac{\nu}{W} = 4,75 + 2,5 \ln \frac{r_0}{\Delta} \quad (23)$$

Вважати $\Delta = \Delta e$

$$\frac{U}{W} - \frac{\nu}{W} = 8,5 - 4,75 + 2,5 \ln \frac{y/\Delta}{r_0/\Delta}$$

$$\frac{U}{\nu \sqrt{\lambda/8}} - \frac{\nu}{\nu \sqrt{\lambda/8}} = 3,75 + 2,5 \ln \frac{y}{r_0}$$

$$\frac{U}{\nu} = 1 + \sqrt{\lambda/8} (3,75 + 2,5 \ln \eta) \quad (24)$$

При $\eta = 0,223$

$$\frac{U}{\nu} = 1 + \sqrt{0,022/8} (3,75 + 2,5 \ln 0,223) = 1$$

Дані для інших точок відповідної епюри внесені останнім стовпцем у таблицю 1. З даних таблиці видно, що епюра за Нікурадзе має порівняно з нашими даними підвищену загострену на вісі труби вершину ($dU/dy \neq 0$) і безкінечно велику швидкість на стінці труби у зворотному напрямку.

На мал. 3 показана штрихами епюра пристінного шару в трубі при $\kappa = 0,4$, $\varepsilon = 0,8 \cdot 10^{-4}$, $q = 1,0001$ (при тих самих інших параметрах). Відповідні чисельні дані наведено в таблиці 2.

Таблиця 2. Чисельні дані для визначення розподілу швидкостей при параметрі $q = 1,0001$

№ з/п	η	ψ	F_q	U/ν	Алгоритм обчислень
1	0,015	0,9925	-1,7920	0,6611	$q = 1,0001$ $\psi = \sqrt{1 - \eta}$ $F_q = \psi + \frac{1}{2} \ln \frac{q - \psi}{q + \psi}$ $b = 0,2622$ $U_m/\nu = 1,131$ $\frac{U}{\nu} = \frac{U_m}{\nu} + \kappa \cdot F_q$
2	0,01	0,995	-1,9896	0,6093	
3	0,005	0,9975	-2,3246	0,5215	
4	0,002	0,999	-2,7536	0,4090	
5	0,001	0,9995	-3,0562	0,3296	
6	0,0005	0,99975	-3,3256	0,259	
7	0	1	-3,952	0,0948	

Із таблиці видно, що еюра осереднених швидкостей при $q=1,0001$ практично прив'язана до стінки труби швидкістю, близькою до нульової.

Із наведених розрахунків випливає, що формулою (21) створено надійний, несуперечний і зручний механізм обчислення осереднених швидкостей у круглоциліндричній трубі при турбулентному режимі течії. У ньому враховано всі необхідні вхідні дані: діаметр труби $2r_0$, середня швидкість рідини v , коефіцієнт гідравлічного тертя λ (а через нього шорсткість стінки труби $\Delta\epsilon$, в'язкість рідини ν і її питома маса ρ), а також параметри шляху перемішування $l - \kappa$ і ϵ . Це звичайна база даних.

Але дослідниками пристінного шару встановлено, що шорсткість поверхні труби і в'язкість рідини ще й безпосередньо впливають на величину l , тому штучно вводять різні емпіричні поправки до величини κ у формулі (1). Деякі з тих поправок досить складні (наприклад, поправка Ван-Дриста включає 16 знаків), а тому неприйнятні практично.

А наша формула (15) для визначення l є теоретично обґрунтованою і вводиться в основну формулу (21) природно, без ускладнень. До того ж, формули (13)...(15) визначають, як ще можна змінювати і вдосконалювати епюру, пристосовувати її для вирішення конкретних задач.

Таким чином, встановлено, що форма епюри для пристінного шару суттєво залежить від вибору параметра ϵ . Але цей параметр помітно змінює швидкості біля стінки труби лише при малих значеннях η , до 0,007. При $\eta=0,007$ відхилення становить 2%. Та які б явища в цьому вузькому діапазоні не відбувались, вплинути серйозно на загальний потік рідини в трубі вони не можуть, а тому без конкретної потреби дослідити пристінний шар (у певних умовах), обирати параметри ϵ і q можна дещо довільно, керуючись міркуваннями зручності для аналізу (наприклад, брати $q=1,0004$). Про уточнення йтиметься в подальших роботах.

Отже, маючи у вигляді формул (20) і (21) засіб для загального опису течії рідини в трубах, можна тепер зосередитись на більш детальному розгляді окремих частин епюри, почасти – на пристінному шарі. Розглянути, як деформується цей шар при гідравлічних переходах, у збіжних і розбіжних насадках, яким чином він визначає течію в місцевих опорах тощо.

Висновки.

1. Одержано теоретично-аналітичний інструмент у вигляді єдиної трьохчленної формули для побудови епюри розподілу осереднених швидкостей рідини в круглоциліндричній трубі, в якій враховано всі необхідні вихідні дані й одержано їх відповідне відображення.

2. Знайдено ефективний спосіб коригування епюри пристінного шару за рахунок введення початкового шляху перемішування рідини l_0 на стінці труби і можливості зміни параметрів κ і ϵ . Початковий шлях перемішування дає можливість додатково враховувати (поза параметром λ) шорсткість поверхні труби.

3. Епюра природним шляхом позбавлена гострої вершини на осі труби, і різні «дефіцити швидкості» можуть тепер відраховуватись від реальної (а не уявної) точки.

4. Епюра певним чином «прив'язана» до стінки труби і не має на ній зворотньої безкінечної швидкості.

5. Особливістю епюри є те, що вона побудована у формі відношення до середньої швидкості рідини, а не за принципом дефіциту швидкості щодо максимальної.

6. Одержані результати слід додатково закріпити дослідним матеріалом, показати можливості застосування за означеними в статті межами: при різних режимах течії і числах Рейнольда, при перехідних явищах в умовах деформації струменя, при вільному обтіканні тіл рідиною тощо.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Левицький Б.Ф., Лещій Н.П. Гідравліка. Загальний курс. – Львів: Світ, 1994. – 264 с.

2. Кулінченко В.Р. Гідравліка, гідравлічні машини і гідропривід: підручник. – К.: ІНКІС, 2006. – 616 с.

3. Войткунский Я.И., Фаддеев Ю.И., Федяевский К.К. Гидромеханика: учебник. – 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Судостроение, 1982. – 456 с.

4. Дж. Дейли, Д. Харлеман. Механика жидкости: курс для вузов в переводе с английского. – М.: Энергия, 1966. – 480 с.

5. Белевич М.Ю. Гидромеханика: основы классической теории: учебное пособие для вузов. – М.: Дрофа, 2009. – 224 с.

Овчарук А.М., Гончаренко А.В. ОБЩАЯ ФОРМУЛА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСРЕДНЕННЫХ СКОРОСТЕЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

На основе уточнения теоретических предпосылок построена целостная эпюра распределения осредненных скоростей в трубе, которой отражены непрерывным образом все зональные переходы, исключены: заостренная вершина на оси трубы и минус бесконечная скорость на стенке.

Ключевые слова: труба, жидкость, осредненная скорость, путь перемешивания, пристенный слой, эпюра.

Ovcharuk O.M., Goncharenko A.V. GENERAL FORMULA OF AVERAGED LIQUID SPEED DISTRIBUTION IN A CIRCULAR CYLINDRICAL PIPE

On the basis of redetermination of theoretical prerequisites the integral diagram of averaged liquid speed distribution in a pipe was plotted that continuously reflects all zonal transitions. Peaked top on the pipe axis and minus infinite speed on the sidewall are excluded.

Key words: pipe, liquid, averaged speed, hashing way, wall layer, diagram.