



ГІДРОТЕХНІКА

УДК 532.5

<https://doi.org/10.31713/vt420191>

Хлапук М. М., д.т.н., професор, Мошинський В. С., д.с.-г.н., професор, Безусяк О. В., к.т.н., доцент, Волк Л. Р., к.т.н., доцент
(Національний університет водного господарства та природокористування, м. Рівне)

ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗПОДІЛУ ЗАГАЛЬНОЇ ТУРБУЛЕНТНОЇ КІНЕМАТИЧНОЇ В'ЯЗКОСТІ В ТРУБОПРОВОДАХ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМУ РЕЖИМІ

В статті приведено аналіз літературних джерел щодо розвитку теорії руху потоку в трубопроводах при турбулентному режимі. За узагальненими результатами аналізу та за допомогою проведених теоретичних досліджень отримані математичні моделі, які розкривають розподіл загальної кінематичної в'язкості для всіх областей гідрравлічного опору при турбулентному режимі руху потоку в трубопроводах.

Ключові слова: теорія руху потоку, турбулентний режим, загальна кінематична турбулентна в'язкість, трубопроводи.

В даний час спостерігається розвиток галузі теплоенергетики, гідроенергетики, гідротехнічного будівництва в Україні і в світі. Для підвищення надійності і ефективності гідротехнічних об'єктів постає необхідність удосконалити підхід до гідрравлічного розрахунку напірних трубопроводів, що мають різне призначення, а саме розвиток теорії кінематичної структури потоку в них [1; 2].

Турбулентні течії – це найпоширеніша форма руху рідини і газів в природі. При цьому вони відрізняються нескінченним різноманіттям. Найбільш прості з них – це рух в трубах, лотках, каналах тощо.

О. Рейнольдс вперше у 1895 році встановив існування двох режимів потоку – ламінарного та турбулентного.

І. Нікурадзе було виконано ґрунтовні експериментальні дослідження у вивченні режимів руху потоку в трубопроводах з однорідною зернистою шорсткістю і гідрравлічно гладких трубах та розподілом осереднених швидкостей. Ф.О. Шевельов у лабораторних умовах на гідрравлічних та аеродинамічних установках дослідив режими руху потоку та розподіл швидкостей в сталевих та чавунних трубопроводах.

На рис. 1 показано сукупність точок на графіку Нікурадзе, для яких експериментально визначено профілі осереднених швидкостей І. Нікурадзе (Німеччина, 1932) та Ф.О. Шевельовим (Росія, 1953), для

прийнятих коефіцієнтів гідравлічного опору λ та чисел Рейнольдса Re [4-6].

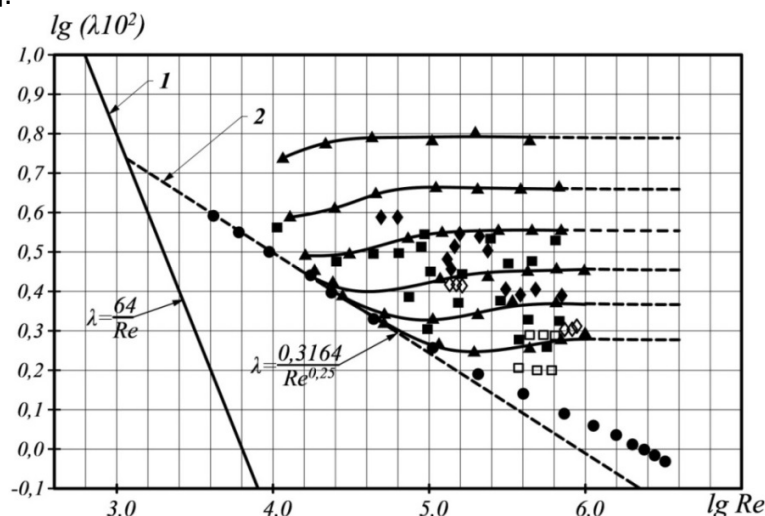


Рис. 1. Сукупність точок на графіку Нікурадзе, для яких експериментально визначені профілі швидкостей: 1 – ламінарний режим руху потоку; 2 – область гідравлічно гладкого опору (Г. Блазіус); ▲ – трубопроводи з однорідною зернистою шорсткістю (за даними І. Нікурадзе); ● – трубопроводи з гідравлічно гладкою поверхнею (за даними І. Нікурадзе); ■ – нові сталеві трубопроводи, гідравлічна установка (за даними Ф.О. Шевельова); □ – нові сталеві трубопроводи, аеродинамічна установка (за даними Ф.О. Шевельова); ◆ – нові чавунні трубопроводи, гідравлічна установка (за даними Ф.О. Шевельова); ◇ – нові чавунні трубопроводи, аеродинамічна установка (за даними Ф.О. Шевельова)

З рис. 1 видно, що виконані експериментальні дослідження знаходяться в межах $-0,1 < \lg(\lambda 10^2) < 0,8$; $3,6 < \lg Re < 6,6$ і охоплюють весь графік Нікурадзе для турбулентного режиму. Наявність даних досліджень дають можливість показати зв'язок між режимом руху потоку й профілем осереднених швидкостей.

При турбулентному режимі в області гідравлічно гладкого руху коефіцієнт гідравлічного опору від числа Рейнольдса визначають за формулою Г. Блазіуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}. \quad (1)$$

При турбулентному режимі в областях доквадратичного та квадратичного руху потоку коефіцієнт гідравлічного опору залежить не тільки від числа Рейнольдса, а і від внутрішньої поверхні трубопроводу. Тому існує велика кількість залежностей, які є в довідковій літературі [1; 5]. Всі вони рекомендовані тільки для конкретних умов

(матеріал, вид шорсткості поверхні, висота виступів, відстань між ними, їх форма та розташування по поверхні). Адекватну залежність зміни коефіцієнта гідравлічного опору від всіх основних діючих факторів можна встановити лише дослідним шляхом [6].

Необхідно відмітити, що графік залежності зміни коефіцієнта гідравлічного опору від числа Рейнольдса характеризує лише режими руху, але не розкриває структури потоку, яку необхідно враховувати при гідравлічних розрахунках трубопроводів.

Одним з перших видатних вчених 19 ст., що займалися розробкою теоретичних основ структури потоку, є С. Нав'є, який ввів у диференціальне рівняння Л. Ейлера додаткові члени для врахування дотичних напружень, що виникають при наявності градієнта швидкості.

Розподіл дотичних напружень сил тертя при ламінарному режимі відомий з основного рівняння рівномірного руху рідини (рис. 2) і виражається лінійним рівнянням

$$\tau = \tau_0 \frac{r}{r_0} = \rho \lambda \frac{\text{Re}^2 \nu^2}{32 r_0^2} \frac{r}{r_0}, \quad (2)$$

де ρ – густина рідини, г/см³; ν – кінематична в'язкість рідини, м²/с; d – діаметр трубопроводу, м; r_0 – внутрішній радіус трубопроводу, м; r – відстань від осі трубопроводу до координати циліндричної поверхні з напруженням $\bar{\tau}$, м.

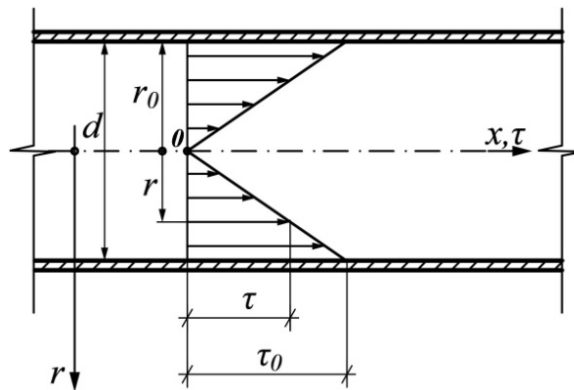


Рис. 2. Розподіл дотичних напружень сил тертя по живому перерізу в циліндричному трубопроводі при ламінарному режимі

У 1845 році Дж. Стокс отримав рішення диференціального рівняння С. Нав'є. Його теоретичні результати повністю співпали з даними дослідів проведених у трубах малого діаметру при малих швидкостях (ламінарний режим руху) [1].

Рівняння Нав'є – Стокса в диференціальній формі має вигляд

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} &= F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} &= F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \nu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

де x, y, z – координати точки водного потоку; $\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z$ – проекції осередненої швидкості на координатні осі $0x, 0y, 0z$; t – час; $\vec{F}_x, \vec{F}_y, \vec{F}_z$ – проекції прискорення масових сил на координатні осі; p – тиск.

Дж. Стокс для замкнення диференціального рівняння (3) врахував рівняння неперервності

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

й прийняв наступні крайові умови:

- рух води ustalений, тому часткові похідні

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = 0, \frac{\partial u_y}{\partial t} = 0, \frac{\partial u_z}{\partial t} = 0;$$

- проекції прискорень масових сил на координатні осі

$$F_x = 0, F_y = 0, F_z = -g;$$

- рух води відбувається у циліндричному трубопроводі радіусом r_0 і довжиною l ;

- рух води відбувається при наявності перепаду тиску Δp в межах трубопроводу;

- при ламінарному режимі руху води вода має кінематичну в'язкість $\nu = f(T)$;

- лінії токів потоку розташовані симетрично й паралельно осі $0x$, тому $u_y = 0, u_z = 0$;

- на внутрішній поверхні труби ($r = r_0$), в наслідок прилипання до неї часток води, проекція осередненої швидкості їх становить $u_x = 0$;

- на осі потоку ($r = 0$) похідна $\frac{du_x}{dr} = 0$.

Отримане рівняння профілю осередненої швидкості руху рідини при ламінарному режимі має параболічний вигляд

$$u_{xl} = \lambda \operatorname{Re}^2 \frac{\nu}{8d^3} (r_0^2 - r^2). \quad (5)$$



Необхідно відмітити, що при турбулентному режимі руху (великі діаметри трубопроводів й великі витрати, тобто числа Рейнольдса $Re > 2320$) виявлено значне відхилення теоретично визначених вихідних параметрів згідно приведених залежностей від результатів експериментальних досліджень.

Над рішення цієї проблеми працювало багато вчених: М.А. Великанов, Дж. Тейлор, В.М. Макавєєв, А.М. Колмогоров, О.М. Обухов, Т. Карман, Л.Г. Лойцянский, О.О. Фрідман, Г. Рейхардт, Д. Ротта, Р. Дайслер, Г.В. Железняков, С. Куллупайло, А.Д. Альтшуль, В.В. Смыслов, П.Г. Кисельов, Л. Прандтль, В. Толмін, В.Ф. Дюренда, Х.Л. Драйдена, Г. Шліхтінг, І.К. Нікітіна та ін. [1-3; 7; 8]. Ними були запропоновані напівемпіричні теорії турбулентних течій, в яких невідомі зв'язки між турбулентними напруженнями і осередненими швидкостями конкретизуються на основі гіпотез, якісних фізичних домислів, теорій розмірностей, отриманих при узагальненні експериментальних матеріалів. Отримані напівемпіричні теорії не можуть бути універсальними, тому що вони обмежені діапазоном умов, при яких прийняті припущення.

Було запропоновано моделі за степеневим та логарифмічним профілями. Широкого розповсюдження набув логарифмічний профіль, не зважаючи навіть на те що ця залежність не відповідає граничним умовам на осі та на внутрішній поверхні трубопроводу. З метою забезпечення граничних умов на внутрішній поверхні трубопроводу вченими розроблені двошарові та тришарові моделі, але по осі трубопроводу вони не відповідають граничним умовам.

В зв'язку з тим, що приведені залежності розподілу осереднених швидкостей в трубопроводі не відповідають граничним умовам біля стінки трубопроводу (степеневі рівняння), а відомі логарифмічні рівняння не відповідають граничним умовам не тільки біля стінки, а й на осі трубопроводу, запропоновано наступне рішення цієї проблеми.

Прийнята гіпотеза, що отримана з диференціального рівняння Нав'є – Стокса залежність (5), придатна для розрахунку осереднених швидкостей і при турбулентному режимі руху рідини, але для цього необхідно замінити в ній (залежності (5)) молекулярну кінематичну в'язкість на загальну кінематичну турбулентну в'язкість ν_{tot} , яка включає кінематичну в'язкість на внутрішній поверхні трубопроводу ν_s та кінематичну турбулентну в'язкість ν_t , що виникає за рахунок переміщення мас з одного шару в інший, як рекомендував Ж.В. Буссінеск. Тоді рівняння (5) набуде вигляду

$$u_{xt} = \lambda Re^2 \frac{\nu^2}{64\nu_{tot} r_0^3} (r_0^2 - r^2), \quad (6)$$

де ν_{tot} – загальна кінематична турбулентна в'язкість потоку.

У 1877 році Ж.В. Буссінеск перший запропонував прийняти загальну кінематичну турбулентну в'язкість потоку, яка б, крім молекулярної в'язкості, враховувала б і турбулентну в'язкість, що виникає за рахунок турбулентної дифузії.

Вивченням питання про турбулентну в'язкість займалися такі вчені, як Д.А. Жоу, Б. Мерці, С. Де Ланге, Й. Вієрендеелс, Е. Дік, Д. Тейлор, Ф. Фоулер, Г. Броун, Ф. С'єнітцер, Р. Аріс, Х. Балей, В. Хогарті, Л. Тіхасек та ін.

Для прикладу, залежність для визначення коефіцієнта турбулентної в'язкості, що запропонована Д.А. Жоу [9], має вигляд

$$\nu_t = \nu_0 \left(k^2 / \varepsilon \right) [1 / (1 + 0,36k\Omega / \varepsilon)],$$

де ν_0 – константа; k – кінетична енергія турбулентності; ε – питома швидкість дисипації турбулентної енергії; Ω – модуль масштабу вихорів.

Коефіцієнт турбулентної в'язкості, запропонований Б. Мерці, згідно [10] має вигляд

$$\nu_t = c_\mu f_\mu k \tau_1,$$

f_μ – коефіцієнт, який залежить від числа Рейнольдса; $\tau_1 = k / \varepsilon + \sqrt{\nu / \varepsilon}$ – характерний час обороту вихорів; ν – кінематичний коефіцієнт молекулярної в'язкості; c_μ – емпірична константа.

В запропонованих формулах коефіцієнт турбулентної в'язкості прийнято сталим, що не відповідає, як показують експериментальні дослідження, реальним умовам.

Загальна кінематична турбулентна в'язкість, яка виникає за рахунок сил тертя між внутрішньою поверхнею стінки й потоком та власне між суміжними шарами потоку, як показують проведені статистичні дослідження, не є сталою фізичною величиною, і потребує необхідних досліджень.

Для отримання графіка залежності відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості вздовж радіуса на основі експериментальних даних рівняння (6) приведено до вигляду

$$\frac{\nu_{tot}}{\nu} = \frac{\nu \lambda Re^2}{64u_{xt} r_0^3} (r_0^2 - r^2). \quad (7)$$

На рис. 3 побудовано графік залежності відносної загальної

турбулентної кінематичної в'язкості вздовж радіуса

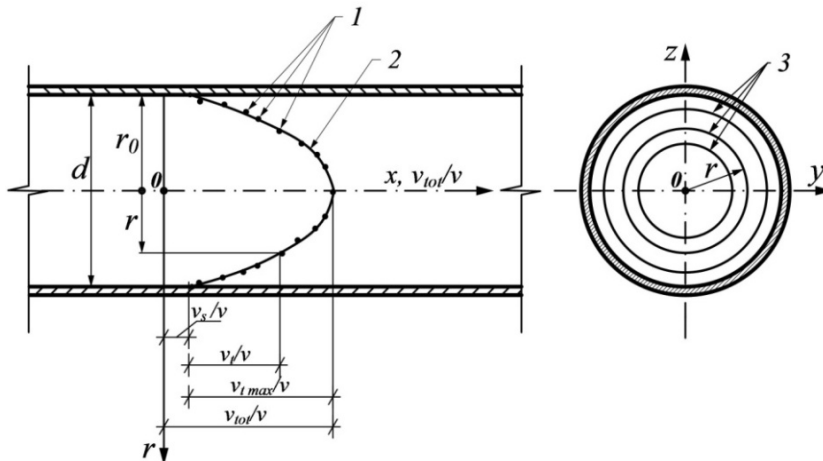


Рис. 3. Розподіл відносної загальної кінематичної в'язкості у трубопроводі при турбулентному режимі: 1 – експериментальні точки відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості, які отримані за рівнянням (7); 2 – профіль відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості за залежністю (14); 3 – кругло циліндричні поверхні з однаковою відносною загальною кінематичною в'язкістю

З графіка видно, що відносна загальна кінематична турбулентна в'язкість приймає своє максимальне значення на осі трубопроводу, а мінімальне нульове значення при $r = r_0$. В проміжних точках графік має форму подібну до еліпса.

Переміщення молекул рідини на внутрішній поверхні трубопроводу обмежене, тому кінематична в'язкість на внутрішній поверхні трубопроводу ν_s менша, ніж її молекулярна в'язкість ν . Як показують проведені статистичні дослідження, можна прийняти гіпотезу, що вона залежить від коефіцієнта гідравлічного опору і визначається за залежністю

$$\nu_s = \lambda \nu. \quad (8)$$

Для проміжних точок графіка доцільно згідно канонічного рівняння еліпса, прийняти гіпотезу, що сума відношення турбулентної кінематичної в'язкості в точці потоку до її максимального значення й відносної відстані до даної точки у відповідних степенях дорівнює одиниці

$$\left(\frac{\nu_t}{\nu_{t \max}} \right)^{1/m} + \left(\frac{r}{r_0} \right)^n = 1. \quad (9)$$

Враховуючи рівняння (8) і (9), отримаємо наступну залежність

$$\left(\frac{v_{tot}}{v_{tmax}}\right)^{1/m} + \left(\frac{r}{r_0}\right)^n = 1 + \left(\frac{v_s}{v_{tmax}}\right)^{1/m}. \quad (10)$$

Рівняння розподілу загальної турбулентної кінематичної в'язкості вздовж радіусу набуде вигляду

$$v_{tot} = \frac{1}{r_0^{nm}} \left(v_{tmax}^{1/m} (r_0^n - r^n) + v_s^{1/m} r_0^n \right)^m, \quad (11)$$

де невідомі параметри визначаються за системою рівнянь

$$\left. \begin{aligned} v_{tmax} &= k \nu \lambda Re \\ k &= a \lg Re \lg(100\lambda) + b \\ m &= c \lg Re \lg(100\lambda) + d \\ n &= 2/m \\ v_s &= \lambda \nu \end{aligned} \right\}, \quad (12)$$

де v_{tmax} – максимальне значення турбулентної кінематичної в'язкості, яке виникає на осі трубопроводу; k , m і n – параметри для певного режиму руху потоку; $(\lg Re; \lg(100\lambda))$ – координати на графіку Нікурадзе, які враховують області гідравлічного опору; a, b, c, d – постійні коефіцієнти, які визначені на основі експериментальних даних.

Враховуючи в рівнянні (11) систему рівнянь (12), отримаємо

$$v_{tot} = \frac{\nu \lambda}{r_0^{nm}} \left((k Re)^{1/m} (r_0^n - r^n) + r_0^n \right)^m. \quad (13)$$

Залежність для визначення відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості набуде вигляду

$$\frac{v_{tot}}{\nu} = \frac{\lambda}{r_0^{nm}} \left((k Re)^{1/m} (r_0^n - r^n) + r_0^n \right)^m. \quad (14)$$

З рівняння (13) випливає, що на осі трубопроводу при $r = 0$ маємо максимальне значення загальної турбулентної кінематичної в'язкості у трубопроводі

$$v_{totmax} = \nu \lambda \left((k Re)^{1/m} + 1 \right)^m, \quad (15)$$

а при $r = r_0$ маємо мінімальне значення загальної турбулентної кінематичної в'язкості у трубопроводі,

$$v_{totmin} = v_s = \lambda \nu, \quad (16)$$

яке виникає за рахунок сил тертя на внутрішній поверхні трубопроводу, що відповідає графікам, отриманим на основі експериментальних даних.



Вихідні розрахункові параметри k і m , що визначаються рівнянням (12), включають невідомі коефіцієнти. Їх отримано на основі експериментальних профілів загальної турбулентної кінематичної в'язкості методом найменших квадратів з довірчою ймовірністю 95% і, відповідно, дорівнюють $a = -0,000675$; $b = 0,0273$; $c = -0,0195$; $d = 0,915$.

На основі експериментальних розрахункових даних побудовані графіки залежності вихідних параметрів від діючих факторів. На рис. 4 показано графік залежності параметра k від добутку координат ($\lg Re$; $\lg(100\lambda)$).

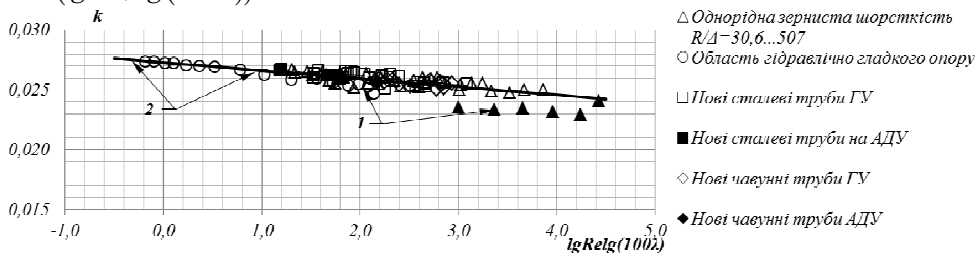


Рис. 4. Графік залежності параметра k від добутку координат ($\lg Re$; $\lg(100\lambda)$): 1 – значення параметра k на основі дослідів приведено за допомогою маркерів; 2 – за рівнянням (17)

З графіка видно, що параметр k лінійно залежить від добутку координат ($\lg Re$; $\lg(100\lambda)$), які визначають точки, що відповідають певному гідравлічному режиму потоку на графіку І. Нікурадзе. При збільшенні добутку значення параметра k лінійно зменшується.

Параметр k визначається за рівнянням

$$k = 0,0273 - 0,000675 \lg Re \lg(100\lambda). \quad (17)$$

На рис. 5 показано графіки залежності параметра m від добутку координат ($\lg Re$; $\lg(100\lambda)$).

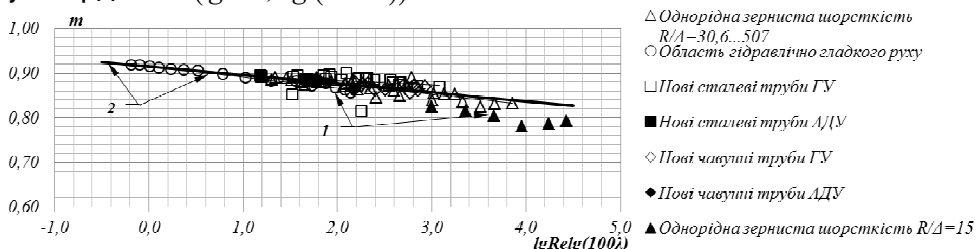


Рис. 5. Графіки залежності параметра m від добутку координат ($\lg Re$; $\lg(100\lambda)$): 1 – значення параметра m на основі дослідів приведено за допомогою маркерів; 2 – за рівнянням (18)

З графіка видно, що параметр m лінійно залежить від добутку координат ($\lg Re; \lg(100\lambda)$). При збільшенні добутку параметр m зменшується. Параметр m визначається за залежністю

$$m = 0,915 - 0,0195 \lg Re \lg(100\lambda). \quad (18)$$

Невідомі коефіцієнти отримані методом найменших квадратів при прийнятих значеннях $n = 2/m$ і $v_s = \lambda v$. Сукупність експериментальних точок, яка була прийнята при визначенні постійних коефіцієнтів, включала досліди труб різного діаметру, різної шорсткості, матеріалу трубопроводу, виду рідини та її температури, вимірювальної апаратури, а також гідравлічні (ГУ) та аеродинамічні (АДУ) установки. Такі умови пов'язані з наявністю не тільки випадкових похибок, а й систематичних. Незважаючи на це, дослідні значення параметрів k і m відрізняються від розрахованих значень за рівнянням регресії не більше 2-3%. Лише експериментальні дані досліджень осереднених швидкостей, які були проведені з трубами діаметром 2,42 см та гладкістю 15,6, відхиляються від отриманих теоретичних значень на 7%.

Для прикладу на рис. 6 приведено експериментальні точки і графіки залежності відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості v_{tot}/v від ($\lg Re; \lg(100\lambda)$) для гідравлічно гладких трубопроводів діаметром 10 см визначені за рівнянням

$$\frac{v_{tot}}{v} = \frac{1}{r_0^{nm}} \left(\left(\frac{v_{tmax}}{v} \right)^{1/m} (r_0^n - r^n) + \left(\frac{v_s}{v} \right)^{1/m} r_0^n \right)^m. \quad (19)$$

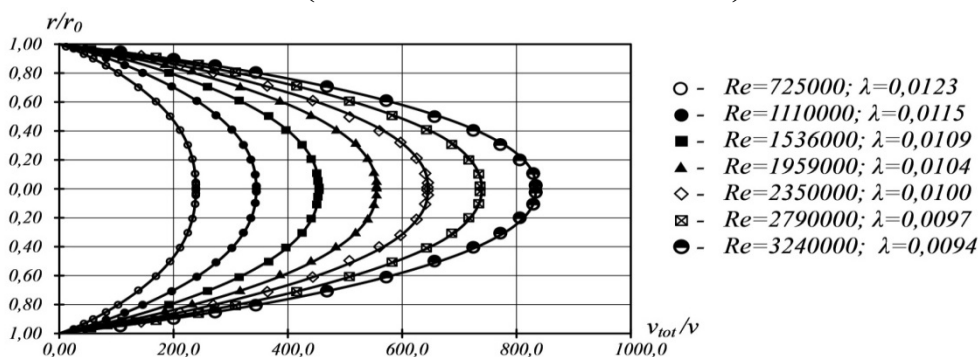


Рис. 6. Графіки розподілу відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості v_{tot}/v від числа Рейнольдса і коефіцієнта гідравлічного опору для гідравлічно гладких трубопроводів діаметром 10 см

З рівняння (19) слідує, що на внутрішній поверхні трубопроводу при $r = r_0$ відносна загальної кінематична турбулентна в'язкість дорівнює коефіцієнту гідравлічного опору λ . В проміжних точках, які



розташовані на кругло циліндричних поверхнях, центри яких розміщені на осі трубопроводу, в'язкість монотонно зростає і досягає максимального значення на осі трубопроводу й визначається з рівняння (19) при $r = 0$

$$\frac{v_{tot\ max}}{\nu} = \left(\left(\frac{v_{t\ max}}{\nu} \right)^{1/m} + \left(\frac{v_s}{\nu} \right)^{1/m} \right)^m. \quad (20)$$

Графік залежності максимальної відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості від числа Рейнольдса й коефіцієнта гідравлічного опору приведено на рис. 7.

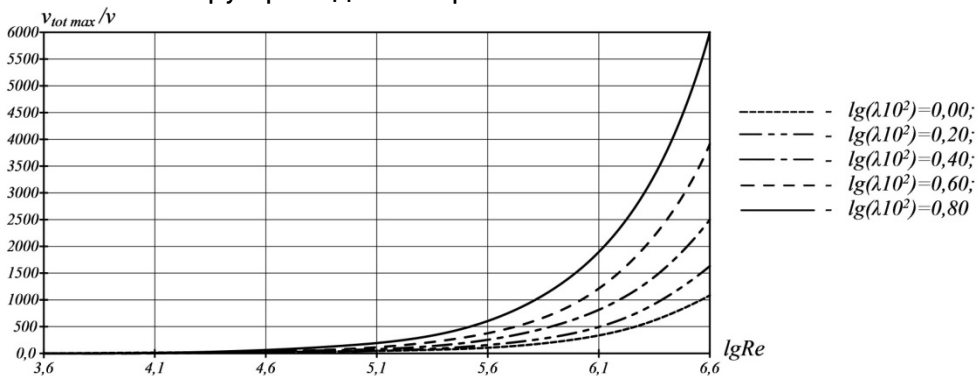


Рис. 7. Графіки залежності максимальної відносної загальної турбулентної кінематичної в'язкості від числа Рейнольдса й коефіцієнта гідравлічного опору за рівнянням (20)

З графіка (рис. 7) видно, що при збільшенні числа Рейнольдса максимальна загальна кінематична турбулентна в'язкість збільшується і може бути в сотні, а то і в тисячі разів більша, ніж молекулярна, що підтверджують інші автори [5].

Рівняння розподілу загальної кінематичної в'язкості (13) в трубопроводі дало можливість ув'язати області гідравлічного опору при турбулентному режимі з профілями осереднених швидкостей, дотичних напружень та кутової швидкості обертання рідких часток. Ці рішення будуть представлені в наступних статтях для трубопроводів з різними внутрішніми поверхнями при дослідженні їх на гідравлічних та аеродинамічних установках [3-5].

Висновки. Вперше було прийнято гіпотезу, що отримана з диференціального рівняння Нав'є – Стокса залежність для побудови профілю швидкості при ламінарному режимі, придатну для розрахунку осереднених швидкостей і при турбулентному режимі руху рідини, але для цього необхідно в ній замінити молекулярну кінематичну в'язкість на загальну кінематичну турбулентну в'язкість, яка включає

кінематичну в'язкість на внутрішній поверхні трубопроводу та кінематичну турбулентну в'язкість, що виникає за рахунок переміщення мас з одного шару в інший, як рекомендував Ж.В. Буссінеск.

На основі рівняння розподілу осередненої швидкості при турбулентному режимі і експериментальних даних І. Нікурадзе та Ф.О. Шевельова був побудований графік розподілу загальної турбулентної кінематичної в'язкості вздовж радіуса.

Характер графіка показав, що для турбулентної кінематичної в'язкості, що виникає між шарами доцільно використати канонічне рівняння еліпса з невідомими параметрами k , m , n і ν_s . Був встановлений характер зміни невідомих параметрів, запропоновані залежності для їх визначення та доведена адекватність. Адекватність доведено на основі сукупності експериментальних точок, яка включала досліди різних авторів для труб різного діаметру, різної шорсткості, матеріалу трубопроводу, виду рідини та її температури, вимірювальної апаратури, а також досліди проведені на гідравлічних (ГУ) та аеродинамічних (АДУ) установках. Отримані параметри k , m , n і ν_s визначаються координатами точки $(\lg Re; \lg(100\lambda))$ графіка Нікурадзе в межах виконаних досліджень.

Вперше рекомендовані залежності відповідають граничним умовам на внутрішній поверхні та на осі трубопроводу.

Рівняння розподілу загальної турбулентної кінематичної в'язкості в трубопроводі дало можливість ув'язати області гідравлічного опору при турбулентному режимі з кінематичною структурою потоку. Отримане рівняння профілю осередненої швидкості, яке згідно теореми Коші-Гельмгольца характеризує поступальний рух рідких часток. Визначено їх кутову швидкість та швидкості лінійної й кутової деформацій. Використовуючи залежність, яку запропонував Ж.В. Буссінеск, отримано розподіл дотичних напружень та турбулентної дифузії між шарами рідини, яка призводить до перемішування потоку, що буде наведено в наступних статтях.

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М. : Наука, 1978. 736 с.
2. Киселев П. Г. Справочник по гидравлическим расчетам. М. : Энергия, 1972. 316 с.
3. Шевелев Ф. А. Исследование основных гидравлических закономерностей турбулентного движения в трубах. М. : Госстройиздат, 1953. 208 с.
4. Nikuradse J. Gesetzmässigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren. Forsch. Arb. Ing. Wes., 1932. N. 356.
5. Nikuradse J. Strömungsgesetze in rauchen Röhren. Forsch. Ver. Dtsch. Ing. 1933. N. 361.
6. Халатов А. А., Мочалін Є. В., Димитрієва Н. Ф. Основи теорії примежового шару : навч. посіб. Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019. 191 с.



7. Хлапук М. М., Мошинський В. С., Безусяк О. В., Волк Л. Р. Аналіз розвитку теорії руху потоку в трубопроводах. *Вісник НУВГП. Технічні науки* : зб. наук. праць. Рівне : НУВГП, 2019. Вип. 2(86). С. 70–78. 8. Logarithmic scaling of turbulence in smooth-and rough-wall pipe flow / M. Hultmark, M. Vallikivi, S.C.C. Bailey, A. J. Smits. *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 2013. Vol. 728. Pp. 376–395. 9. Zhou Y. A phenomenological treatment of rotating turbulence. *Phys. of Fluids*. 1995. No. 7. P. 2094–2106. 10. Merci B., De Langhe C., Vierendeels J., Dick E. A Quasi-Realizable Cubic Low-Reynolds Eddy-Viscosity Turbulence Model with a New Dissipation Rate Equation. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2001. No. 64. P. 133–160.

REFERENCES:

1. Loitsianskyi L. H. *Mekhanika zhydkosty y haza*. M. : Nauka, 1978. 736 s. 2. Kiselev P. H. *Spravochnik po hidravlicheskim raschetam*. M. : Enerhiia, 1972. 316 s. 3. Shevelev F. A. *Issledovanie osnovnykh hidravlicheskiykh zakonov turbulentskogo dvizheniya v trubakh*. M. : Gosstroizdat, 1953. 208 s. 4. Nikuradse J. Gesetzmässigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren. *Forsch. Arb. Ing. Wes.*, 1932. N. 356. 5. Nikuradse J. Strömungsgesetze in rauhen Röhren. *Forsch. Ver. Dtsch. Ing.* 1933. N. 361. 6. Khalatov A. A., Mochalin Ye. V., Dymytriieva N. F. *Osnovy teorii pryemzhovoho sharu* : navch. posib. Kyiv : KPI im. Ihoria Sikorskoho, 2019. 191 s. 7. Khlapuk M. M., Moshynskyi V. S., Bezusiak O. V., Volk L. R. Analiz rozvytku teorii rukhu potoku v truboprovodakh. *Visnyk NUVHP. Tekhnichni nauky* : zb. nauk. prats. Rivne : NUVHP, 2019. Vyp. 2(86). S. 70–78. 8. Logarithmic scaling of turbulence in smooth-and rough-wall pipe flow / M. Hultmark, M. Vallikivi, S.C.C. Bailey, A. J. Smits. *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 2013. Vol. 728. Pp. 376–395. 9. Zhou Y. A phenomenological treatment of rotating turbulence. *Phys. of Fluids*. 1995. No. 7. P. 2094–2106. 10. Merci B., De Langhe C., Vierendeels J., Dick E. A Quasi-Realizable Cubic Low-Reynolds Eddy-Viscosity Turbulence Model with a New Dissipation Rate Equation. *Flow, Turbulence and Combustion*. 2001. No. 64. P. 133–160.

Khlapuk M. M., Doctor of Engineering, Professor, Moshynskyi V. S., Doctor of Agricultural Science, Professor, Bezusiak O. V., Candidate of Engineering (Ph.D.), Associate Professor, Volk L. R., Candidate of Engineering (Ph.D.), Associate Professor (National University of Water and Environmental Engineering, Rivne)

RESEARCH OF TOTAL KINEMATIC TURBULENT VISCOSITY DISTRIBUTION OF TURBULENT FLOW IN PIPES

The paper presents the analysis of the literature about the development of the water turbulent flow theory in pipes. According to the results of analysis and theoretical studies, we obtained mathematical models. These models describe the distribution of total kinematic turbulent viscosity for all areas of turbulent flow friction in pipes.

We have hypothesized that the averaged velocity profile is described by the Navier – Stokes differential equation for the laminar flow regime. We have included kinematic turbulent viscosity in the equation besides molecular kinematic viscosity. This kinematic turbulent viscosity results from the movement of masses from one layer to another, which was recommended by J.V. Boussinesq.

On the basis of the laminar flow averaged velocity distribution equation and experimental data of I. Nikuradze and

F.O. Sheveliov, we obtained a graph of the distribution of total kinematic turbulent viscosity along the radius of the pipe.

The kinematic turbulent viscosity graph was analysed. To determine the kinematic turbulent viscosity, a canonical ellipse equation with unknown parameters (k , m , n and ν_s) was chosen. The equation of unknown parameters was proposed and their adequacy proved. These parameters are determined on the basis of the coordinates of the points ($\lg Re$; $\lg(100\lambda)$) on the Nikuradze graph. This graph describes the flow kinematic structure depending on the flow friction.

We have used the equation of total kinematic viscosity distribution in the pipes and obtained a kinematic flow structure.

According to the Cauchy – Helmholtz theorem, the equation of the averaged velocity profile is obtained, which characterizes the translational motion of fluid particles, their angular velocity, and the velocity of linear and angular deformations. Using the J.V. Boussinesq equation, we obtained the distribution of the tangent stresses and the turbulent diffusion between the layers of fluid.

This article, in the first time, we recommended equations that take into account boundary conditions on the pipe inner surface and on the pipe axis. These equations will be described by the author in future papers.

Keywords: flow theory, turbulent flow, turbulent flow regime, total kinematic turbulent viscosity, pipes.



Хлапук Н. Н., д.т.н., профессор, Мошинский В. С., д.с.-х.н., профессор, Безусяк А. В., к.т.н., доцент, Волк Л. Р., к.т.н., доцент (Национальный университет водного хозяйства и природопользования, г. Ровно)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ В ТРУБОПРОВОДАХ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМЕ

В статье приведен анализ литературных источников по развитию теории движения потока в трубопроводах при турбулентном режиме. По обобщенным результатам анализа и с помощью проведенных теоретических исследований получены математические модели, которые раскрывают распределение общей кинематической вязкости для всех областей гидравлического сопротивления при турбулентном режиме движения потока в трубопроводах.

***Ключевые слова:* теория движения потока, турбулентный режим, общая турбулентная кинематическая вязкость, трубопроводы.**
