

<https://doi.org/10.15407/dopovidi2019.07.017>

УДК 532.5

**І.В. Вовк<sup>1</sup>, Я.П. Троценко<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

E-mail: imvovk3940@gmail.com, yaroslav.p.trotsenko@gmail.com

## **Тривимірний потік в'язкої нестисливої рідини у циліндричному каналі з двома діафрагмами**

*Представлено академіком НАН України В.Г. Грінченком*

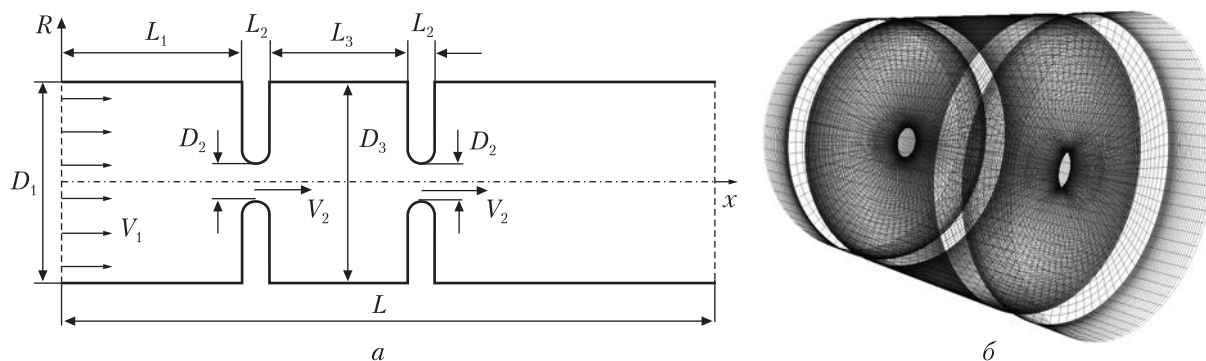
*Досліджено тривимірну течію в'язкої нестисливої рідини у циліндричному каналі з двома послідовними діафрагмами (звуженнями) на основі чисельного розв'язання нестационарних рівнянь Нав'є–Стокса. Алгоритм розв'язання базується на методі скінченних об'ємів з використанням різницевих схем другого порядку точності за простором та часом. Для інтерполяції конвективних членів використовується TVD форма центрально-різницевої схеми з обмежувачем потоку. Зв'язаний розрахунок полів швидкості та тиску проводиться за допомогою процедури PISO.*

*Показано, що в певному діапазоні чисел Рейнольдса течія рідини в області між діафрагмами нестационарна і характеризується наявністю нестійкого зсувного шару, утвореного примежовим шаром, що зривається з поверхні першої діафрагми. В порожнині між діафрагмами встановлюється циркуляційний рух середовища, який можна інтерпретувати як гідродинамічний канал зворотного зв'язку, що створює умови для виникнення автоколивальних у системі. У зсувному шарі утворюється послідовний ряд кільцевих вихорів, які викликають автоколивання полів швидкості та тиску в околі отвору другої діафрагми, а також коливання тиску в усьому об'ємі середовища між діафрагмами. Ці автоколивання можуть бути джерелом звуку в каналі.*

*Проведено порівняння отриманих результатів з моделлю осесиметричного потоку в циліндричному каналі з двома діафрагмами. Структура тривимірного потоку має азимутальну асиметрію, що істотно впливає на локальні особливості течії. Спостерігається асиметрія циркуляційного руху середовища в порожнині між діафрагмами та кільцевих вихорів у зсувному шарі. Проте період коливань полів швидкості та тиску збігається з моделлю осесиметричного потоку. Тобто асиметрія течії практично не позначається на її інтегральних характеристиках.*

**Ключові слова:** *тривимірний потік, пряме чисельне моделювання, канал з діафрагмами, вихрові структури, автоколивання.*

Течія рідини чи газу в нерегулярних каналах широко зустрічається як в природі, так і в технічних або наукових приладах. Через складну геометрію таких систем структура потоку приймає нестационарний характер, що за певних умов призводить до виникнення автоколивань середовища і, як наслідок, появи звукових ефектів. В наш час даній проблемі приділяється значна увага як в експериментальному плані, так і в теоретичному. Завдяки про-



**Рис. 1.** Геометрія задачі: *a* – поздовжній перетин каналу; *б* – дискретизація каналу в околі діафрагм

гресу комп'ютерної техніки стає можливим розв'язувати такі задачі за допомогою прямого чисельного моделювання [1].

Метою даної роботи є дослідження особливостей тривимірного потоку рідини в циліндричному каналі з двома послідовно розташованими діафрагмами (звуженнями), а саме: моделювання даного процесу та чисельний розрахунок; аналіз структури потоку в області між діафрагмами; визначення характеристик автоколивальних рухів середовища, що можуть зумовлювати появу акустичних коливань, та порівняння отриманих результатів з осесиметричною моделлю потоку, розглянутою у роботі [2].

**Постановка задачі.** Розглядається течія рідини у напівнескінченному циліндричному каналі з двома послідовними діафрагмами. В поздовжньому перетині каналу, зображеному на рис. 1, *a*, контури діафрагм в околі отворів мають форму півкола. Вважається, що поверхні каналу та діафрагм абсолютно жорсткі. Потік рідини з густиною  $\rho$  потрапляє в розрахункову область з рівномірною швидкістю  $V_1$  через ліву межу ( $x = 0$ ) та покидає її через праву ( $x = L$ ). Течія розглядається при швидкостях значно менших за швидкість звуку в середовищі. Значення геометричних параметрів обираються такими:  $D_2 = 6,35$  мм;  $D_1/D_2 = D_3/D_2 = 8,16$ ;  $L/D_2 = 63,12$ ;  $L_1/D_2 = 7,87$ ;  $L_2/D_2 = 1$ ;  $L_3/D_2 = 6$ ; кінематична в'язкість середовища  $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с.

Відомо, що розміри джерел звуку, що породжується потоком, тобто розміри діафрагм та порожнини між ними, малі в порівнянні з довжиною звукової хвилі [1]. Тому приймаються наступні гіпотези: потужність збуджених потоком акустичних коливань значно менша за потужність самого потоку і породжений звук не впливає на його характер. У зв'язку з цим задача розв'язується в межах моделі в'язкої нестисливої рідини.

Основним параметром задачі є число Рейнольдса, яке можна визначити як  $Re = V_2 D_2 / \nu$ , де  $V_2$  – швидкість потоку в отворах діафрагм, усереднена за поперечним перетином. Тоді масштаб довжини є діаметр отвору діафрагми  $D_2$ , швидкості – швидкість  $V_2$ , часу – величина  $D_2 / V_2$ , а масштаб тиску – подвоєний швидкісний напір  $\rho V_2^2$ .

В межах прийнятої моделі процес описується системою нестационарних рівнянь Нав'є–Стокса, що в безрозмірних величинах у векторній формі мають вигляд

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{U} - \nabla p, \quad \nabla \cdot \mathbf{U} = 0. \quad (1)$$

Крайові умови для швидкості: рівномірний потік на вході в розрахункову область, умова прилипання на твердих поверхнях та рівність нулю нормального градієнта на виході з

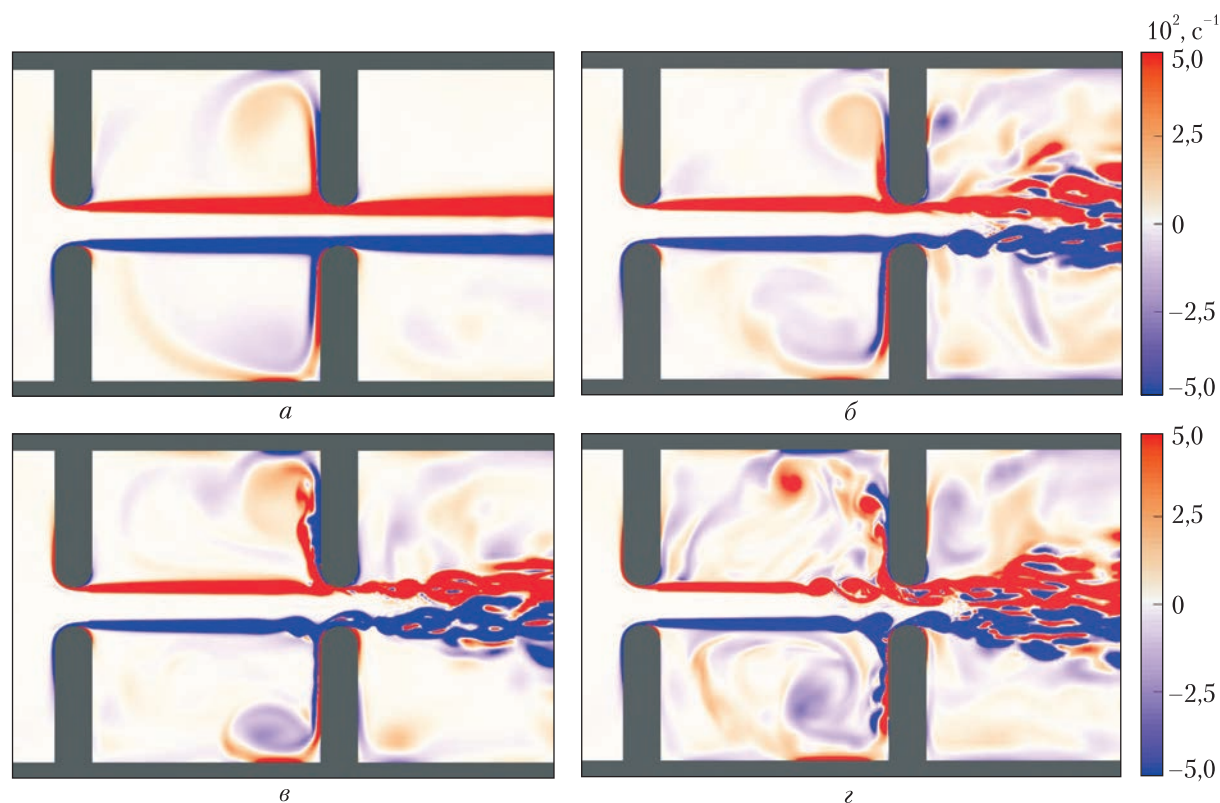
розрахункової області. Дослідження проводили для чотирьох значень вхідної швидкості  $V_1 \in \{0,08; 0,1; 0,12; 0,14\}$  м/с, що відповідає числам Рейнольдса  $Re \in \{2255; 2819; 3383; 3946\}$ . Для тиску задається рівність нулю нормального градієнта на всій межі області окрім виходу з неї, де обирається постійний тиск рівний нулю. В початковий момент при першому обчисленні середовище знаходиться у стані спокою. При наступних обчисленнях за початкові умови обираються поля тиску та швидкостей, отримані при попередньому обчисленні, що відповідають сформованому руху після закінчення перехідних процесів.

**Чисельний алгоритм розв'язання задачі.** Поставлену задачу розв'язуємо чисельно методом скінченних об'ємів. Алгоритм побудови розв'язку базується на основних положеннях, викладених у роботі [3]. Для дискретизації області використовується неортогональна блочно-структурована сітка зі згущенням вузлів в отворах діафрагм та при наближенні до їх поверхонь. На рис. 1, б зображено дискретизацію каналу в околі діафрагм. Кількість контрольних об'ємів в радіальному напрямку поперечного перетину отвору діафрагми — 35 з найменшим кроком біля поверхні  $8 \cdot 10^{-5}$  м, в азимутальному напрямку — 72 з кроком  $5^\circ$ , загальна кількість об'ємів  $\approx 2,7 \cdot 10^6$ .

Для обчислення об'ємних інтегралів по контрольному об'єму застосовується узагальнена процедура Гауса. Для інтерполяції конвективних членів використовується TVD форма центрально-різницевої схеми для векторного поля з обмежувачем потоку типу Sweby [4]. Нормальні градієнти швидкості на поверхні елементів обчислюються зі значень швидкості в центроїдах сусідніх комірок за схемою другого порядку. На неортогональних ділянках сітки використовується процедура корекції похибки [5]. В якості схеми дискретизації похідної за часом обирається неявна триточкова несиметрична схема другого порядку з різницями назад. Зв'язаний розрахунок поля швидкості та тиску проводиться за допомогою процедури PISO [6].

Для розв'язання отриманої системи лінеаризованих алгебраїчних рівнянь використовуються ітераційні розв'язники, що побудовані на основі методу спряжених/біспряжених градієнтів для симетричних та асиметричних матриць. В якості передобумовлення обрано спрощені схеми неповної факторизації Холецького та неповної LU-факторизації для симетричних і асиметричних матриць відповідно [7]. Задача розв'язується з використанням обчислювальних потужностей комплексу СКІТ Інституту кібернетики ім. В.М. Глушкова НАН України [8].

**Аналіз результатів обчислень.** Спочатку розглянемо характерні особливості осесиметричної моделі потоку рідини у циліндричному каналі з двома діафрагмами. В роботі [2] було показано, що в діапазоні чисел Рейнольдса  $Re \in [2687; 4228]$  течія рідини в області між звуженнями є нестационарною: на межі струменя та порожнини між діафрагмами утворюється кільцевий зсувний шар, у якому при наближенні до другого звуження послідовно утворюються кільцеві вихори. В глибині порожнини біля другої діафрагми утворюється великий кільцевий вихор, це зумовлює циркуляційний рух середовища, який переносить частину кінетичної енергії струменя з області отвору другої діафрагми вгору за потоком. Цей процес можна інтерпретувати як гідродинамічний канал зворотного зв'язку, що створює умови для виникнення автоколиваний в даній системі. Утворені у зсувному шарі вихорі набігають на отвір другої діафрагми та спричиняють в ньому коливання полів швидкості та тиску. Ці коливання мають періодичний характер та дозволяють оцінити частоту збуджених потоком акустичних коливаний.



**Рис. 2.** Поле завихреності в поздовжньому перетині каналу: *a* –  $Re = 2255$ ; *б* –  $Re = 2819$ ; *в* –  $Re = 3383$ ; *г* –  $Re = 3946$

Тепер перейдемо до аналізу отриманих результатів для тривимірного потоку. На рис. 2 зображено поля завихреності в поздовжньому перетині каналу після закінчення перехідних процесів для чотирьох значень числа Рейнольдса. Отже, як і у випадку осесиметричної моделі при  $Re = 2255$  у порожнині між діафрагмами встановлюється циркуляційний рух, і в глибині порожнини біля другої діафрагми утворюється великий кільцевий вихор (рис. 2, *a*). Проте цей вихор вже не є осесиметричним та стійким. Біля першої діафрагми не утворюється другорядний вихор протилежної завихреності, тут відбувається перемішування середовища. Незважаючи на це, зсувний шар є практично осесиметричним та стаціонарним, коливання в ньому при даній швидкості потоку не виникають. Зсувний шар розрізається другою діафрагмою на дві частини, одна з яких проходить далі крізь отвір діафрагми, а друга втягується у циркуляційний рух.

При збільшенні значення числа Рейнольдса до  $Re = 2819$  у зсувному шарі при наближенні до другої діафрагми утворюються кільцеві вихори. Внаслідок асиметрії великого кільцевого вихору в глибині порожнини вихори у зсувному шарі також є асиметричними. На рис. 2, *б* спостерігається відхилення осі вихору від осі симетрії каналу, причому кут і напрямок відхилення можуть змінюватися з часом. Як і у випадку осесиметричної моделі ці вихори набігають на поверхню другої діафрагми та спричиняють в околі її отвору квазіперіодичні коливання полів швидкості та тиску. Крім цього відбувається одночасне коливання тиску в усьому об'ємі середовища між діафрагмами. Періоди цих коливань збігають-

ся і в даному випадку становлять  $T \approx 1,85 \cdot 10^{-3}$  с, що узгоджується з періодом коливань, отриманим для осесиметричної моделі ( $T_S \approx 1,83 \cdot 10^{-3}$  с). Отже, не зважаючи на істотну відмінність локальних особливостей осесиметричного та тривимірного потоків, інтегральні характеристики автоколивань середовища збігаються.

При подальшому збільшенні значення числа Рейнольдса до  $Re = 3383$  структура потоку в порожнині між діафрагмами зберігається. Внаслідок збільшення швидкості потоку збільшується асиметрія циркуляційного руху в порожнині. Біля отвору другої діафрагми накопичуються збурення, які дестабілізують великий кільцевий вихор (рис. 2, в). У цьому випадку період коливань  $T \approx 1,53 \cdot 10^{-3}$  с, що також практично збігається з осесиметричною моделлю ( $T_S \approx 1,52 \cdot 10^{-3}$  с). При  $Re = 3946$  течія в порожнині між діафрагмами вже турбулізується. Великий кільцевий вихор руйнується і процес утворення вихорів у зсувному шарі втрачає періодичність (рис. 2, г). У випадку осесиметричної моделі при даній швидкості потоку ще спостерігались квазіперіодичні коливання. Такий результат є природним, оскільки тривимірний потік є менш стійким за осесиметричний.

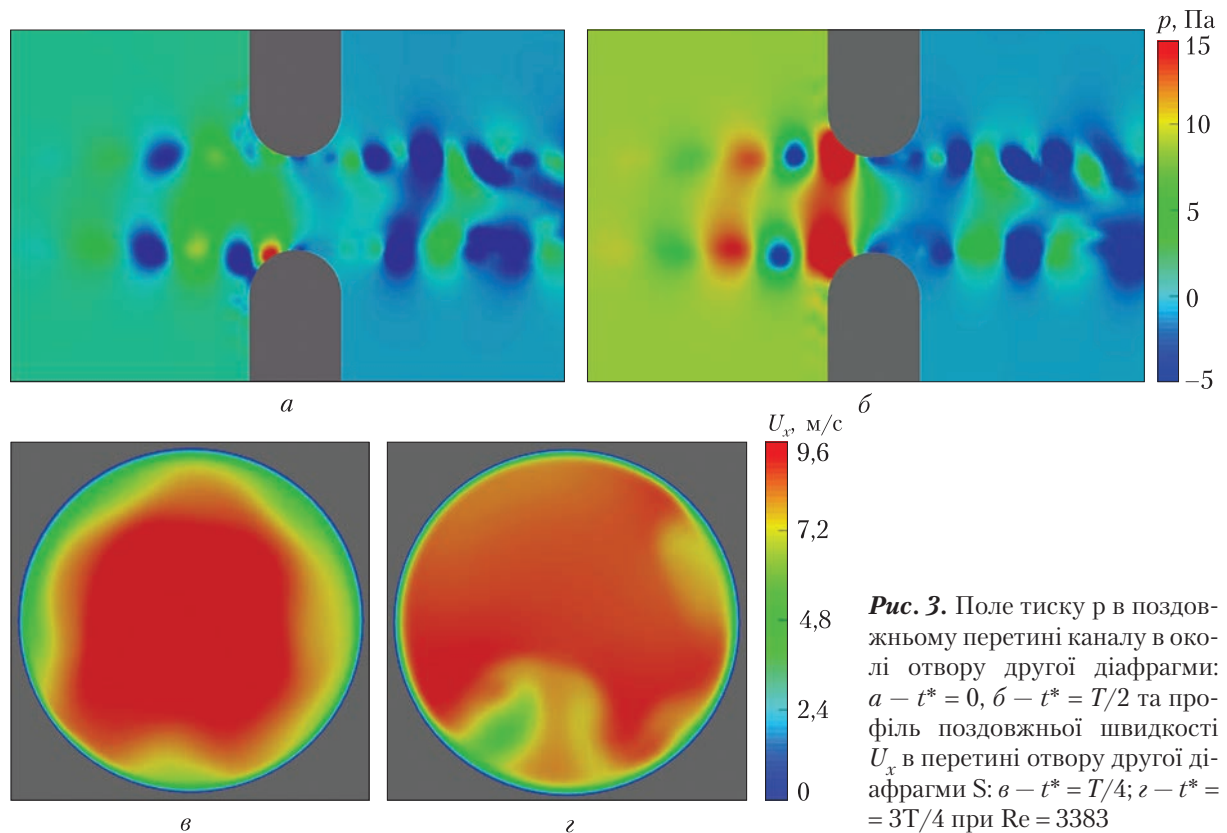
На рис. 3, а–б зображено поле тиску  $p$  в поздовжньому перетині каналу в околі отвору другої діафрагми для двох моментів часу  $t^* = 0$  і  $t^* = T/2$  протягом одного періоду коливань у випадку  $Re = 3383$ . Тут області низького тиску вгору за потоком від другої діафрагми відповідають кільцевим вихорам, а між ними утворюються області підвищеного тиску. На рис. 3, а зображено момент мінімального загального тиску в порожнині, а на рис. 3, б – максимального. Отже, при набіганні кільцевого вихору на поверхню діафрагми загальний тиск в порожнині знижується. Далі, після руйнування вихору, при проходженні його частини крізь отвір діафрагми, тиск починає зростати. При наближенні наступного вихору до поверхні діафрагми між ними встановлюється зона високого тиску, внаслідок чого підвищується і загальний тиск у порожнині. При остаточному зближенні вихору з поверхнею діафрагми зона високого тиску поступово зменшується і загальний тиск знижується.

На рис. 3, в–г зображено профіль поздовжньої швидкості  $U_x$  в перетині отвору другої діафрагми  $S$  ( $x = L_1 + 3L_2/2 + L_3$ ) в моменти часу  $t^* = T/4$  і  $t^* = 3T/4$ . Як видно, розподіл швидкості є досить складним та асиметричним. На рис. 3, в зображено момент максимальної поздовжньої швидкості потоку в перетині, яка зосереджена в околі осі каналу. Це відповідає моменту проходження частини вихору крізь отвір діафрагми. На рис. 3, г зображено момент мінімальної поздовжньої швидкості потоку в перетині, що відповідає моменту наближення вихору до отвору діафрагми. Тут швидкість більш рівномірно розподілена по перетину.

Для ідентифікації вихрових структур у тривимірному потоці в даній роботі використовується Q-метод, згідно з яким вихор визначається як область, в якій другий інваріант Q тензора  $\Delta \mathbf{U}$  є додатнім:

$$Q = \frac{1}{2}((\text{tr}(\nabla \mathbf{U}))^2 - \text{tr}((\nabla \mathbf{U})^2)) = \frac{1}{2}(\|\boldsymbol{\Omega}\|^2 - \|\mathbf{S}\|^2) > 0. \quad (2)$$

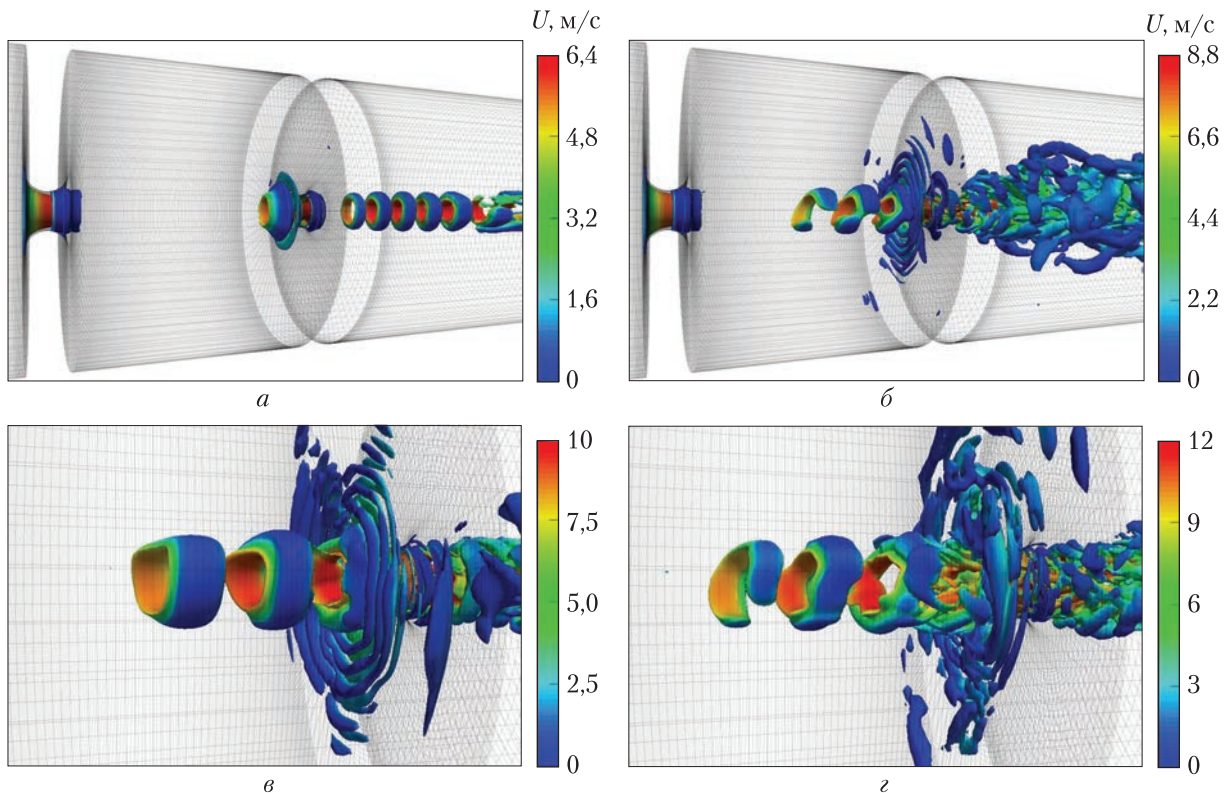
Тут  $\mathbf{S}$  і  $\boldsymbol{\Omega}$  – симетрична і антисиметрична частини тензора  $\Delta \mathbf{U}$ , а  $\|\boldsymbol{\Omega}\|$  і  $\|\mathbf{S}\|$  – норми цих тензорів:  $\|\boldsymbol{\Omega}\|^2 = \text{tr}(\boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}^T)$ ,  $\|\mathbf{S}\|^2 = \text{tr}(\mathbf{S} \cdot \mathbf{S}^T)$  [9]. Перший член правої частини (2) відповідає за обертання елементарного об'єму, а другий член – за його розтягнення/стиснення. Таким чином, крім наявності локального обертання в даній області Q-метод також вимагає, щоб обертання домінувало над розтягуванням.



**Рис. 3.** Поле тиску  $p$  в поздовжньому перетині каналу в околі отвору другої діафрагми:  $a - t^* = 0$ ,  $b - t^* = T/2$  та профіль поздовжньої швидкості  $U_x$  в перетині отвору другої діафрагми S:  $v - t^* = T/4$ ;  $z - t^* = 3T/4$  при  $Re = 3383$

На рис. 4 зображено ізоповерхні інваріанту  $Q$  тензора  $\Delta U$  для чотирьох значень числа Рейнольдса (ізоповерхні забарвлені відповідно до величини швидкості течії  $U$ ). При  $Re = 2255$  вниз за потоком від другої діафрагми утворюються кільцеві вихори, які зносяться течією і руйнуються на певній відстані від діафрагми (рис. 4, *a*). Ці вихори є практично осесиметричними. Проте в області між діафрагмами утворення вихорів не відбувається, тому тональний звук, що виникає внаслідок взаємодії вихорів з твердою поверхнею діафрагми, не буде збуджуватися. А вже при  $Re = 2819$  спостерігається періодичне утворення кільцевих вихорів у порожнині між діафрагмами. З рис. 4, *б* добре видно, що вони асиметричні. Спостерігається нахил їх осей відносно осі каналу, а також азимутальна деформація. Вниз за потоком від другої діафрагми, на відміну від попереднього випадку, течія одразу стає турбулентною.

На рис. 4, *в–г* зображено ізоповерхні  $Q$  в околі отвору другої діафрагми. При збільшенні числа Рейнольдса до  $Re = 3383$  структура потоку зберігається подібною до попереднього випадку. На рис. 4, *в* видно, як після зіткнення вихорів з діафрагмою їх частини розходяться в радіальному напрямку вглиб порожнини. При  $Re = 3946$  течія в порожнині між діафрагмами значною мірою турбулізується. Зберігається утворення кільцевих вихорів у зсувному шарі, проте вони починають руйнуватися вже при наближенні до другої діафрагми (рис. 4, *г*). Внаслідок цього втрачається регулярність циркуляційного руху та періодичність процесу утворення вихорів у зсувному шарі. У цьому випадку акустичні коливання мають шумовий характер.



**Рис. 4.** Ізоповерхні інваріанту  $Q$  тензора  $\Delta \mathbf{U}$ :  $a$  –  $Re = 2255$ ,  $Q = 0,016$ ;  $b$  –  $Re = 2819$ ,  $Q = 0,025$ ;  $v$  –  $Re = 3383$ ,  $Q = 0,054$ ;  $z$  –  $Re = 3946$ ,  $Q = 0,177$

Отже, проведено чисельне моделювання тривимірної течії в'язкої нестисливої рідини у циліндричному каналі з двома послідовними діафрагмами. Розв'язання проводиться методом скінченних об'ємів з використанням схем дискретизації другого порядку точності за простором та часом. Проаналізовано особливості руху середовища в області між діафрагмами в залежності від швидкості потоку на основі полів завихреності, швидкості та тиску, а також ізоповерхонь другого інваріанта тензора градієнта швидкості. Показано, що у порожнині між діафрагмами встановлюється циркуляційний рух середовища, який можна інтерпретувати як гідродинамічний канал зворотного зв'язку. В певному діапазоні чисел Рейнольдса у зсувному шарі утворюється послідовний ряд кільцевих вихорів, що спричиняють квазіперіодичні коливання полів швидкості та тиску в околі отвору другої діафрагми. Ці коливання можуть бути джерелом звуку в каналі.

Також показано, що тривимірний потік рідини є істотно асиметричним, незважаючи на осесиметричність геометрії системи та крайових і початкових умов. Спостерігається азимутальна асиметрія циркуляційного руху середовища в порожнині між діафрагмами та кільцевих вихорів у зсувному шарі. Проте інтегральні характеристики, такі як частота утворення вихорів у зсувному шарі та їх набігання на поверхню другої діафрагми, а також коливання загального тиску в об'ємі середовища між діафрагмами, практично збігаються з моделлю осесиметричного потоку.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Вовк І.В., Гринченко В.Т. Звук, рожденный потоком (очерки об аэрогидродинамической акустике). Киев: Наук. думка, 2010. 221 с.
2. Вовк І.В., Маципура В.Т., Троценко Я.П. Збудження автоколивань потоком рідини в циліндричному каналі з двома діафрагмами. *Нелін. коливання*. 2019. **22**, № 1. С. 36–53.
3. Малу́га В.С. Численное исследование течения в канале с двумя последовательно расположенными стенозами. Алгоритм решения. *Прикл. гідромеханіка*. 2010. **12**, № 4. С. 45–62.
4. Sweby P.K. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws. *J. Numer. Anal.* 1984. **21**, Iss. 5. P. 995–1011. <https://doi.org/10.1137/0721062>
5. Jasak H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows: PhD Thesis / Imperial College. London, 1996.
6. Ferziger J.H., Peric M. Computational methods for fluid dynamics. Berlin: Springer, 2002. 424 p.
7. Barrett R., Berry M., Chan T.F., Demmel J., Donato J.M., Dongarra J., Eijkhout V., Pozo R., Romine C., Van der Vorst H. Templates for the solution of linear systems: Building blocks for iterative methods, 2nd Edition. Philadelphia: SIAM, 1994. 107 p.
8. Головинський А.Л., Маленко А.Л., Сергієнко І.В., Тульчинський В.Г. Енергоефективний суперкомп'ютер СКІТ-4. *Вісн. НАН Укр.* 2013. № 2. С. 50–59.
9. Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.* 1995. Vol. 285. P. 69–94. <https://doi.org/10.1017/S0022112095000462>

Надійшло до редакції 21.03.2019

REFERENCES

1. Vovk, I. V. & Grinchenko, V. T. (2010). The sound born flow (essay about an aerohydrodynamical acoustics). Kyiv: Naukova Dumka (in Russian).
2. Vovk, I. V., Matsypura, V. T. & Trotsenko, Ya. P. (2019). Excitation of self-sustained oscillations by a fluid flow in a cylindrical duct with two diaphragms. *Nelin. kolyvannya*, 22, No. 1, pp. 36-53 (in Ukrainian).
3. Malyuga, V. S. (2010). Numerical investigation of the flow in a duct with two serial stenoses. Algorithm of the solution. *Prykl. Hidromekh.*, 12, No. 4, pp. 45-62 (in Russian).
4. Sweby, P. K. (1984). High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws. *J. Numer. Anal.*, Vol. 21, Iss. 5, pp. 995-1011. <https://doi.org/10.1137/0721062>
5. Jasak, H. (1996) Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. PhD Thesis. Imperial College, London.
6. Ferziger, J. H. & Peric, M. (2002). Computational methods for fluid dynamics. Berlin: Springer.
7. Barrett, R., Berry, M., Chan, T. F., Demmel, J., Donato, J. M., Dongarra, J., Eijkhout, V., Pozo, R., Romine, C. & Van der Vorst, H. (1994). Templates for the solution of linear systems: Building blocks for iterative methods, 2nd Edition. Philadelphia: SIAM.
8. Golovynskyi, A. L., Malenko, A. L., Sergienko, I. V. & Tulchinsky, V. G. (2013). Power efficient supercomputer SCIT-4. *Visn. Nac. akad. nauk. Ukr.*, No. 2, pp. 50-59 (in Ukrainian).
9. Jeong J., Hussain F. (1995). On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.*, 285, pp. 69-94. <https://doi.org/10.1017/S0022112095000462>

Received 21.03.2019

І.В. Вовк<sup>1</sup>, Я.П. Троценко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка

E-mail: imvovk3940@gmail.com, yaroslav.p.trotsenko@gmail.com

ТРЕХМЕРНИЙ ПОТОК ВЯЗКОЇ НЕСЖИМАЕМОЇ ЖИДКОСТІ  
В ЦИЛІНДРИЧЕСКОМ КАНАЛІ С ДВУМЯ ДІАФРАГМАМИ

Исследовано трехмерное течение вязкой несжимаемой жидкости в цилиндрическом канале с двумя последовательными диафрагмами (сужениями) на основе численного решения нестационарных уравнений Навье–Стокса. Алгоритм решения базируется на методе конечных объемов с использованием разностных



схем второго порядка точности по пространству и времени. Для интерполяции конвективных членов используется TVD форма центрально-разностной схемы с ограничителем потока. Связанный расчет полей скорости и давления проводится с помощью процедуры PISO.

Показано, что в некотором диапазоне чисел Рейнольдса течение жидкости в области между диафрагмами нестационарное и характеризуется наличием неустойчивого сдвигового слоя, образованного пограничным слоем, который срывается с поверхности первой диафрагмы. В полости между диафрагмами устанавливается циркуляционное движение среды, которое можно интерпретировать как гидродинамический канал обратной связи, что создает условия для возникновения автоколебаний в системе. В сдвиговом слое образуется последовательный ряд кольцевых вихрей, которые вызывают автоколебания полей скорости и давления в окрестности отверстия второй диафрагмы, а также колебания давления во всем объеме среды между диафрагмами. Эти автоколебания могут быть источником звука в канале.

Проведено сравнение полученных результатов с моделью осесимметричного потока в цилиндрическом канале с двумя диафрагмами. Структура трехмерного потока обладает азимутальной асимметрией, что существенно влияет на локальные особенности течения. Наблюдается асимметрия циркуляционного движения среды в полости между диафрагмами и кольцевых вихрей в сдвиговом слое. Однако периоды колебаний полей скорости и давления совпадают с периодами в модели осесимметричного потока. То есть, асимметрия течения практически не сказывается на ее интегральных характеристиках.

**Ключевые слова:** *трехмерный поток, прямое численное моделирование, канал с диафрагмами, вихревые структуры, автоколебания.*

*I.V. Vovk<sup>1</sup>, Ya.P. Trotsenko<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Institute of Hydromechanics of the NAS of Ukraine, Kyiv

<sup>2</sup> Taras Shevchenko National University of Kyiv

E-mail: imvovk3940@gmail.com, yaroslav.p.trotsenko@gmail.com

### THREE-DIMENSIONAL FLOW OF A VISCOUS INCOMPRESSIBLE FLUID IN A CYLINDRICAL DUCT WITH TWO DIAPHRAGMS

The three-dimensional flow of a viscous incompressible fluid in a cylindrical duct with two serial diaphragms (constrictions) is studied by the numerical solution of non-stationary Navier-Stokes equations. The solution algorithm is based on the finite volume method using difference schemes second-order accurate in both space and time. The TVD form of a central-difference scheme with a flow limiter is used for the interpolation of convective terms. The combined computation of the velocity and pressure fields is carried out, by using the PISO procedure.

It is shown that, in a certain range of Reynolds numbers, the fluid flow in the region between the diaphragms is non-stationary and is characterized by the presence of an unstable shear layer formed by the boundary layer that breaks off from the surface of the first diaphragm. In the cavity between the diaphragms, a circulating motion of the medium is formed, which can be interpreted as a hydrodynamic feedback channel that creates conditions for the occurrence of self-sustained oscillations in the system. A sequential series of ring vortices is formed in the shear layer that cause self-oscillations of the velocity and pressure fields in a vicinity of the orifice of the second diaphragm, as well as pressure oscillations in the whole medium between the diaphragms. These self-sustained oscillations may serve as an acoustic source in the duct. The obtained results are compared with the model of an axisymmetric flow in a cylindrical duct with two diaphragms. The structure of the three-dimensional flow has an azimuthal asymmetry that substantially affects the local features of the flow. There is an asymmetry of the circulating motion of the medium in the cavity between the diaphragms and of the ring vortices in the shear layer. However, the oscillation periods of the velocity and pressure fields coincide with those in the model of axisymmetric flow. Thus, the asymmetry of the flow practically does not affect its integral characteristics.

**Keywords:** *three-dimensional flow, direct numerical simulation, duct with diaphragms, vortex structures, self-sustained oscillations.*