

УДК 532.526

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВІДРИВНОЇ ТУРБУЛЕНТНОЇ ТЕЧІЇ З ВІДСМОКТУВАННЯМ ЗА ПЕРЕШКОДОЮ ТА ЕВОЛЮЦІЯ ЕНЕРГІЇ ТРИВИМІРНИХ КОГЕРЕНТНИХ СТРУКТУР

В. Г. Кузьменко

Інститут гідромеханіки НАН України
вул. Марії Капніст, 8/4, 03057, Київ, Україна
E-mail: KuzmenkoV@nas.gov.ua

Отримано 21.01.2020

Нестационарний тривимірний турбулентний нестисливої рідини над прямокутною двохвимірною перешкодою (з відсмоктуванням за нею) в примежовому шарі чисельно досліджується, використовуючи гібридний LES/URANS-підхід, пристінні моделі та кінцево-різницеви метод. Співвідношення висоти до довжини перешкоди становить 4, число Рейнольдса для перешкоди $Re = 10500$ та число Рейнольдса на «вході» $Re_\delta = 10500$ для турбулентного примежового шару. За перешкодою в зоні $17.25 < x < 79.25$ на горизонтальній стінці розміщена множина отворів (в кожному вузлі розрахункової сітки є отвір в формі кола $d = 0.042$). Ефективна швидкість відсмоктування з отвору є стала величина ($V_{SL} = -0.03$) на відтинку часу $t = \{0; 96\}$. Число використаних сіткових вузлів є 5434455 ($\{961; 65; 87\}$). Когерентні структури ідентифікуються за допомогою Q -критерію (ряд порогових величин $\{Q_{si}\}$ для всієї області розрахунку). Чисельне моделювання було виконано для дослідження Q -ізоповерхонь, інтегральних характеристик енергії та площі поперечних перетинів організованих утворень під впливом відсмоктування. Знайдені когерентні структури різних конфігурацій в великій розрахунковій зоні. Виявлено сильний вплив постійного відсмоктування в часі ($\{0; 96\}$) на конфігурацію організованих вихрових структур. З плином часу розрахунку зменшуються послідовно та неухильно розміри когерентних структур, їх інтегральних характеристик енергії та площі поперечних перетинів. Дія відсмоктування в часі призводить до потужного зменшення турбулентної енергії організованих вихрових структур не тільки в зоні відсмоктування ($17.25 < x < 79.25$), але також біля перешкоди ($9 < x < 12$). На відтинку $20 < x < 60$ за проміжок часу $t = \{0; 48\}$ величина турбулентної енергії зменшилась в чотири рази в порівнянні з варіантом без відсмоктування ($t = 0$).

КЛЮЧОВІ СЛОВА: турбулентний примежовий шар, перешкода, чисельний метод, когерентні структури, критерій ідентифікації, еволюція, відсмоктування

1. ВСТУП

В наш час викликає великий практичний інтерес вивчення нестационарної турбулентної течії при наявності перешкоди на пластині з врахуванням впливу процесів відсмоктування рідини з основної течії, способів керування характеристиками течії у всій тривимірній області та в її окремих зонах на основі дослідження еволюції когерентних вихрових структур в нестисливій рідині. Сучасна гідромеханіка вивчає вихрові (короткотермінові та когерентні) утворення різних масштабів в турбулентних течіях під різними кутами зору: i) в пристінній турбулентності; ii) при обтіканні перешкод; iii) в нестационарних тривимірних течіях з відривом та приєднанням потоку; iv) встановлення зв'язків між крупними та малими масштабами вихорів; v) взаємодія між випадковими та когерентними утвореннями різних масштабів.

Дослідженню еволюції когерентних вихрових структур в просторі та часі присвячена визначена кількість праць [1–17]. Когерентні утворення розділяються на три класи:

- i) динамічні чи залишкові утворення існують в турбулентності, що зароджується та є прямими послідовниками впорядкованих форм докритичних стаціонарних чи квазіперіодичних течій;
- ii) квазірівноважні структури є в хаотичних течіях, не дуже далеких від термодинамічної рівноваги;
- iii) нерівноважні структури існують в розвиненій, але далекій від термодинамічної рівноваги, турбулентності.

В пристінній та зовнішній зонах примежового шару знайдені організовані вихрові структури, які мають свої характерні масштаби, форми та час життя. Когерентні утворення існують вже при найменших масштабах [3–11].

Для вивчення організованих вихрових структур використовують статистичні методи в експериментальних дослідженнях [3, 7–11, 18–20]. Прямі чисельні методи [12, 14, 21] розв'язку рівнянь Нав'є-Стокса (DNS) визначають присутність когерентних утворень всіх масштабів, але вони дуже витратні. Використання LES (моделювання крупних вихорів) вимагає більш уважного підходу. Важливо нагадати, що розрахункова сітка для DNS набагато дрібніша, ніж для LES. Тому, мінімальний розмір когерентних структур, які може визначити LES [13, 15, 18, 21–35], обмежений розміром розрахункової комірки та шириною фільтру для підсіткової моделі. При виділенні основних критеріїв ідентифікації організованих вихрових структур застосовують розчленування тензору градієнтів швидкості на симетричну \mathbf{S} та антисиметричну $\mathbf{\Omega}$ частини. В працях [7–11] наведені наступні критерії: i) λ_2 – друге власне значення характеристичного рівняння для тензору $\mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2$, використовується критерій $\lambda_2 < 0$; ii) Q – другий інваріант характеристичного рівняння тензору градієнтів швидкості, де критерій $Q > 0$ означає, що завихреність переважає деформацію; iii) $\Delta = (Q/3)^3 + (R/2)^2$, критерій $\Delta > 0$ вимагає лише присутність локального обертання; iv) спіральність (крутіння) $H = \vec{u} \cdot \vec{\omega}$, критерій ідентифікації при $H > 0$.

Порівняльний аналіз сучасних методів ідентифікації [7–11, 15] виявив їх неоднозначність та суперечливість при візуалізації різноманітних вихорів. Вибір порогового значення для кожного з критеріїв призводить до визначення відповідної тільки цьому

критерію тривимірної форми та розмірів когерентної структури. На сучасний момент часу не створений єдиний загально визнаний критерій ідентифікації когерентної вихрової структури, її зовнішньої оболонки, шарів та ядра. Мало вивчене питання про спосіб визначення конкретної єдиної величини порогового значення чи декількох. Отримані на основі різних критеріїв та величин порогових значень, візуалізовані когерентні структури можуть приймати різні конфігурації та розміри. В науковій літературі не вивчено вплив порогових значень для найбільш вживаного параметру Q на розмір та форму когерентних структур, які утворюються при обтіканні перешкоди турбулентним потоком, на різних важливих ділянках: 1) без відриву; 2) відрив; 3) приєднання; 4) відновлення. Також, необхідна розробка нових методик для визначення повної турбулентної енергії для миттєвих величин. Існують великі проблеми при ідентифікації вихрових утворень, розмежуванні їх на когерентні та некогерентні, визначенні відповідних значень їх енергій на основі поля швидкості в заданий момент часу. Тому, відштовхуючись від результатів розрахунків на основі DNS, LES чи гібридних LES/URANS, тепер виникла необхідність аналізувати миттєві величини турбулентного режиму. Для цього доцільно визначати певні інтегральні характеристики еволюційної течії (турбулентної енергії різних видів вихрових структур та їх лінійних розмірів) для кожної миті часу.

Вплив процесів упорскування та відсмоктування рідини був описаний в працях [21, 35–38]. В дослідженні [35] проведені розрахунки характеристик стисливої турбулентної течії, обмеженої стінкою, на основі LES і DNS. Для випадку надзвукового примежового шару граничні умови на стінці враховують розташування регіону загального для упорскування та відсмоктування (залежать від просторових координат та часу). Спостерігаються значні відмінності між експериментальними та розрахунковими результатами. В працях [36, 37] виконано пряме чисельне моделювання (DNS) та проаналізовано дію періодичного в часі упорскування та відсмоктування через поперечну щілину на стінці) на турбулентний примежовий шар. В дослідженні [38] проведені розрахунки характеристик турбулентної течії стисливої рідини на основі RANS і k - ϵ моделі турбулентності для врахування дії активного керування шляхом упорскування з метою зменшення опору погано обтічного тіла.

Для конфігурації течії, що відповідає експериментальній праці [1], але з врахуванням процесу відсмоктування нестисливої рідини з отворів, розташованих на горизонтальній стінці за перешкодою (швидкість відсмоктування є постійна величина в часі та в площині отвору для кожного з вибраної множини) обчислення на основі LES та RANS іншими авторами раніше не проводились. Викликає великий практичний інтерес в проведенні чисельного експерименту для розв'язання такої задачі. Розрахунок нестационарних характеристик турбулентної течії та їх обробку можливо ефективно реалізувати на персональному комп'ютері за допомогою гібридного LES/URANS-підходу.

Метою поданої роботи є дослідження проблеми тривимірної ідентифікації та візуалізації різномасштабних когерентних вихрових структур з визначенням їх інтегральних характеристик когерентності, турбулентної енергії та площі поперечних перетинів організованих структур в турбулентній течії (з відривом, відсмоктуванням, приєднанням та відновленням) для великої області розрахунку на основі аналізу чисельних результатів, отриманих з використанням гібридного LES/URANS-підходу, що є розвитком праць [15, 17, 22, 33, 34, 39].

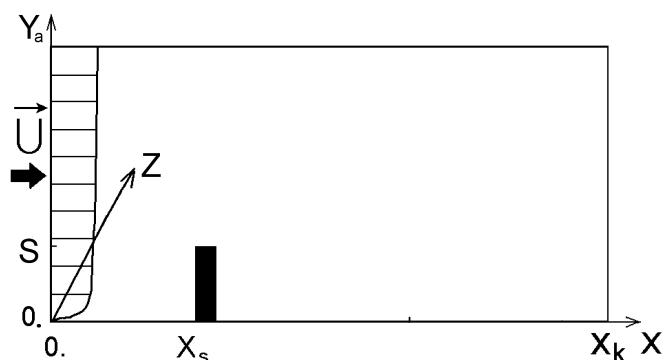


Рис. 1. Принципова схема турбулентної течії з поперечною перешкодою на пластині, прийнята розмірна система координат OXY_aZ та профіль середньої швидкості на «вході»

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ДЛЯ LES

Модель складається з наступного:

1) турбулентний потік в'язкої нестисливої рідини при нульовому поздовжньому градієнті тиску на зовнішній границі з постійними властивостями тече на ділянці $0 \leq X \leq X_k$ над напівнескінченною пластинною з розташованою на ній поперечною двохвимірною перешкодою; максимальна швидкість зовнішнього потоку U_0 ; висота перешкоди S ; її довжина $0.25S$; стінки пластини та перешкоди мають шорскість, величиною якої можна знехтувати; відсмоктування відбувається за допомогою заданої множини колових отворів, центри яких розташовані на горизонтальній стінці за перешкодою в узлах двохвимірної прямокутної сітки з кроком $H_{suc} = S/12$ в зоні $\{X_d < X < X_{dd}; 0 < Z < Z_k\}$, де $X_d = 17.25S$; $X_{dd} = 79.25S$; $Z_k = 7S$; радіус отвору $R_{su} = S/48$; швидкість відсмоктування $V_{otsd} = -0.15U_0$ є постійною величиною в площині отвору з плином часу (схема течії представлена на Рис. 1); 2) на інтервалі часу $0 < t \leq 96$ досліджується нестационарна тривимірна турбулентна течія при числі Рейнольдса $Re = U_0S/\nu = 10500$ для перешкоди, числі Рейнольдса $Re_\delta = 10500$ для турбулентного примежового шару при $X = 0$ ($\delta = 1$; $u_* = 0.052$); 3) задача розглядається в скінченній тривимірній розрахунковій області з заданими граничними умовами; 4) всі параметри та рівняння представлені в безрозмірній формі.

Рівняння руху в'язкої нестисливої рідини описуються в вигляді системи знерозмірених фільтрованих нестационарних рівнянь Нав'є–Стокса [25–28, 33]:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0,$$

де $\tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \tilde{u}_3$ (чи $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$) – фільтровані компоненти вектора швидкості вздовж координатних осей x, y, z , відповідно; P – угазальнений фільтрований тиск; τ_{ij} і P пронормовані на густину нестисливої рідини, всі змінні знерозмірені за допомогою величин S і U_0 . Тензор підсіткових напруг τ_{ij} параметризується на основі динамічної підсіткової моделі [23, 33]. Для розрахунку використано перетворення координат ($y = \eta$, при $\eta \leq 3$ та

$y = 3 + 6\{(\eta - 3)/2\}^{1.257}$, при $3 < \eta \leq 5$), яке зв'язує регулярну, рівномірну, незалежну від часу різницеву сітку ($\Delta\eta = \tilde{\Delta}_S$) в розрахунковій області з фізичною областю D з нерівномірною сіткою в напрямку до зовнішньої границі. Для кроків розрахункової сітки задаємо: $\Delta x = \Delta\eta = \Delta z = \tilde{\Delta}_S = 1/12$. В межах LES-підходу кожне з рівнянь (1) дискретизується на прямокутній сітці в розрахунковій області

$$D = \{[0 \leq x \leq x_k; 0 \leq \eta \leq \eta_k]\}$$

за виключенням

$$\{[x_s < x < x_d; 0 < \eta < \eta_s]; 0 \leq z \leq z_k\},$$

де $x_s = 10$; $x_d = x_s + 0.25$; $\eta_s = 1$; $x_k = 80$; $\eta_k = 5$; $z_k = 7$. В чисельному методі використано $\{N_x; N_y; N_z\} = \{961; 65; 87\}$ сіткових точок. Для розрахунку коефіцієнту поверхневого тертя, який присутній в представленій LES, використовується двохвимірний URANS-підхід для області D_1 . В граничних умовах призначається ефективна швидкість відсмоктування V_{SL} , де $V_{SL} = V_{ots}S_{su}/S_{xz}$; швидкість відсмоктування $V_{ots} = -0.15$; S_{su} – сумарна площа всіх отворів; S_{xz} – загальна площа зони відсмоктування $\{x_d \leq x \leq x_{dd}; 0 \leq z \leq z_k\}$. Для цієї моделі отримуємо $V_{SL} = 0.2V_{ots}$. Опис граничних умов та деталей чисельного методу для LES та URANS має повністю аналогічний праці [39] вид.

3. КРИТЕРІЙ ТРИВИМІРНОЇ ВІЗУАЛІЗАЦІЇ КОГЕРЕНТНИХ СТРУКТУР ТА МЕТОД ІДЕНТИФІКАЦІЇ ЇХНЬОЇ ЕНЕРГІЇ

Когерентною вихровою структурою можна вважати компактне утворення, яке складається з достатньо довгоіснуючої в часі просторової структури та продуктів її каскадного розпаду. Вона має як крупномасштабну, так дрібномасштабну турбулентність. Форми та розміри когерентних утворень не є чіткими. Уява про таку картину течії ґрунтується на експериментальних працях [1, 2, 4, 5, 20, 40–45]. Когерентні структури мають велику питому енергію та дисипують значно повільніше ніж некогерентні випадкові утворення. Тому, їх правильна ідентифікація має найбільший інтерес при дослідженні механізмів керування турбулентними течіями. Статистичні методи [3, 7–11, 19, 20] доволі часто використовуються в експериментальних дослідженнях для візуалізації течії, але вони мало пристосовані для ідентифікації когерентних вихрових утворень та докладної обробки результатів розрахунку, отриманих за допомогою LES. В науковій літературі [3–7, 9–12, 14, 15, 17, 34] запропоновані спеціальні методи візуалізації, які дозволяють з різною якістю ідентифікувати значну частину вихорів в потоці. В праці [15] докладно представлений порівняльний аналіз критеріїв ідентифікації когерентних вихорів. В наш час на питання про єдиний надійний критерій ідентифікації (його порогового чи порогових значеннях) когерентних структур різних масштабів та типів поки що не існує чіткої відповіді. Повні та детальні якісні та кількісні порівняння таких тривимірних організованих утворень все ще відсутні. Проблема ускладнюється наступним. В ідеалі, наприклад, для визначення так званих «шпилькоподібних» вихорів повинна бути проведена ідентифікація з використанням різних критеріїв візуалізації та їх порогових значень, описаних в працях [3–7, 9–12, 14, 15, 17, 34]. Але отримати для всіх критеріїв близькі по формі тривимірні зображення не є можливим та правомірним в силу того, що критерії ідентифікації мають різноманітні фізичні розмірності [3–7, 9–12, 14, 34]. В цьому є протиріччя. Іншими словами, не можуть візуалізовані форми когерентних структур при

різних критеріях, їх порогових значеннях та розмірностях завжди мати в просторі та часі близькі тривимірні конфігурації під загальною назвою «шпилькоподібні» вихори.

Аналіз праць [7, 9–12, 14] про різноманітні критерії візуалізації організованих утворень показав, що найбільш інформативним для ідентифікації тривимірних когерентних вихрових структур є параметр Q . Важливо підкреслити, що Q є фізично значущий та цінний в тих турбулентних течіях, де вихори в процесі еволюції мають різноманітні розміри та енергетику (як в невеликих зонах, так і на різних ділянках вздовж по потоку). В рамках даного дослідження всі величини знерозмірені, в тому числі компоненти швидкості \tilde{u}_i та параметр Q , де

$$Q = -\frac{1}{2} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}.$$

Цей критерій є справедливим при $Q > 0$ (завихреність переважає деформацію). Q -критерій найбільш часто використовувався в останні роки в науковій літературі [7–11], але при цьому задавалось тільки одне додатне порогове значення, вибране довільно. Загальний критерій ідентифікації $Q > 0$ виявляє тільки місцезнаходження всієї сукупності когерентних структур, але не дозволяє розмежувати вихори різних масштабів. Для визначення геометрично тривимірної конфігурації поверхні розшукуваних когерентних структур вимагається, виходячи з деяких міркувань, призначити одне порогове значення Q , як це робиться звичайно в [7–11]. В нашому випадку досліджується в великій фізичній області $D = \{0 \leq x \leq 80; 0 \leq y \leq 9; 0 \leq z \leq 7.17\}$ на значному проміжку часу $0 < t \leq 96$ нестационарна тривимірна турбулентна течія при наявності: i) значних місцевих градієнтів поля швидкості та параметра Q ; ii) різноманітних типів вихрових рухів та їх трансформації вниз по потоку; iii) процесів відриву, приєднання та відновлення. Тому, при визначенні видів нестационарних когерентних вихрових структур з різним вмістом турбулентної енергії для всієї області розрахунку недоцільно задавати тільки одне універсальне порогове значення $Q = Q_s$, бо його не існує.

В нашому дослідженні пропонується використовувати набір (універсальний в часі у всій великій області) оптимальних значень $\{Q_{si}\}$ для тривимірної ідентифікації та візуалізації в вигляді ізоповерхонь когерентних структур, які помітно відрізняються розміром, конфігурацією та енерговмістом. Справедливість ідеології такого підходу узгоджується з результатами праць [15, 17], де візуалізація проведена при заданому ряді порогових значень за допомогою ізоліній та ізоповерхонь параметра Q в області $D = \{0 \leq x \leq 40; 0 \leq y \leq 9; 0 \leq z \leq 7.17\}$.

Зауважимо, що для призначення оптимального набору $\{Q_{si}\}$ необхідно мати більш глибокі знання про турбулентність. В першу чергу, певні інтегральні характеристики турбулентного потоку в задану мить часу, які є менш чутливі до похибок чисельного експерименту.

Для даної течії в вибрану мить часу використано наступне визначення питомої турбулентної енергії

$$E = ((\tilde{u} - \langle \tilde{u} \rangle_z)^2 + (\tilde{v} - \langle \tilde{v} \rangle_z)^2 + (\tilde{w} - \langle \tilde{w} \rangle_z)^2)/2,$$

де $\tilde{u}(x, y, z)$, $\tilde{v}(x, y, z)$, $\tilde{w}(x, y, z)$ – компоненти швидкості, яка отримана на основі LES в нашій праці; $\langle \cdot \rangle_z$ – осереднення по статистично однорідному напрямку z .

Важливо підкреслити наступну термінологію. В загальному випадку «Чисельне моделювання крупних вихорів (LES)» розраховує тільки крупні за розміром (когерентні та маложивучі випадкові) вихори, а дрібні – моделює. В свою чергу, крупні вихрові утворення розділяються по величині лінійного розміру, який зв'язаний з енергією турбулентності нелінійним чином. Для нашої задачі про турбулентну течію з перешкодою вважаємо, що крупномасштабні когерентні структури мають: 1) великі значення питомої турбулентної енергії E та параметра когерентності Q ; 2) відносно крупні лінійні розміри, які локально зв'язані з різними ділянками (турбулентний примежовий шар, його відрив, рециркуляція, приєднання та відновлення). Вважаємо, що більш потужній крупномасштабній вихровій структурі відповідає більше порогове значення Q при візуалізації, а в її ядрі величина Q буде максимальною, але різною по величині в залежності від x . На основі критерія $Q(x, y, z) \geq 0.00001$ визначається та візуалізується тривимірна оболонка, яка містить когерентні структури всіх розрахункових масштабів LES.

Для визначення характеристик енергії когерентних вихрових структур різних масштабів в кожний момент часу в даній праці запропоновані наступні загальні інтегральні величини:

i) питома когерентність Q_I в площині yz

$$Q_I(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y_k} \int_0^{z_k} Q(x, y, z) dz dy,$$

де Δy і Δz – крок сітки для LES та вважається, якщо в розрахунковому вузлі з координатами x, y, z виконується $Q(x, y, z) < 0$, то під знаком інтегралу призначається $Q(x, y, z) = 0$ в цьому вузлі сітки;

ii) питома енергія E_I

$$E_I(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y_k} \int_0^{z_k} E(x, y, z) dz dy;$$

iii) питома площа поперечних перетинів когерентних структур S_I

$$S_I(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y_k} \int_0^{z_k} S(x, y, z) dz dy.$$

На основі вище сказаного, ідентифікуємо когерентні вихрові структури відповідними способами:

1) структури при $Q(x, y, z) \geq 0.00001$

$$Q_{IA}(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y_k} \int_0^{z_k} Q(x, y, z) dz dy,$$

де вважається, якщо в розрахунковому вузлі виконується $Q(x, y, z) < 0.00001$, тоді під знаком інтегралу призначається $Q(x, y, z) = 0$ в цьому вузлі;

2) інтегральний параметр турбулентної енергії $E_I(x)$ для всієї області обчислень

$$E_{IT}(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y_k} \int_0^{z_k} E(x, y, z) dz dy,$$

3) структури при $Q(x, y, z) \geq 0.00001$

$$E_{IA}(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y_k} \int_0^{z_k} E(x, y, z) dz dy,$$

при умові, якщо в розрахункових вузлах отримуємо $Q(x, y, z) < 0.00001$, тоді під знаком інтегралу призначаємо $E(x, y, z) = 0$;

4) структури при $Q(x, y, z) \geq 0.00001$

$$S_{IA}(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y_k} \int_0^{z_k} S(x, y, z) dz dy,$$

де вважається, якщо в розрахунковому вузлі виконується $Q(x, y, z) \geq 0.00001$, тоді під знаком інтегралу буде $S(x, y, z) = 1$; якщо в вузлі маємо $Q(x, y, z) < 0.00001$, тоді під знаком інтегралу призначаємо $S(x, y, z) = 0$.

Інтегральні величини Q_{IA} , E_{IT} , E_{IA} , S_{IA} , S_{IA} характеризують відносний сумарний вплив організованих вихрових утворень на різних ділянках вниз по потоку.

4. РЕЗУЛЬТАТИ ОБЧИСЛЕНЬ

Представлена тривимірна ідентифікація різномасштабних організованих вихрових структур на основі чисельних результатів еволюції нестационарної відривної турбулентної течії навколо перешкоди (для числа Рейнольдса $Re = 10500$ та набору параметрів на вході в розрахункову область $Re_\delta = 10500$; $\delta = 1$; $u_* = 0.052$) під дією відсмоктування на горизонтальній стінці за перешкодою (в зоні $17.25 < x < 79.25$; постійна швидкість відсмоктування з отвору $V_{ots} = -0.15$; ефективна швидкість відсмоктування $V_{SL} = -0.03$). Був застосований гібридний LES/URANS-підхід та його чисельний алгоритм в великій області розрахунку $D = \{0 \leq x \leq 80; 0 \leq y \leq 9; 0 \leq z \leq 7.17\}$.

Для обчислень задачі був використаний комп'ютер INTEL PENTIUM COREi5 з тактовою частотою 4 ГГц та оперативною пам'яттю 4 Гб. Статистика була накопичена на кожному часовому кроці в процесі розрахунку нестационарного режиму течії. Для одного набору параметрів на вході в розрахункову область було проведено 3200 часових кроків з $\Delta t = 0.03$ за проміжок часу $T_{oc} = 96$ в знерозмірених одиницях виміру. Реальний астрономічний час розрахунку задачі на комп'ютері складає 16 годин 30 хвилин.

Вертикальні перетини когерентних утворень в відповідності з прийнятим набором порогових значень $\{Q_{si}\} = \{0.0005; 0.01; 0.05; 0.1\}$ показані на Рис. 2 за допомогою вибраної кольорової гами на бокових сторонах розрахункової області. Ізоповірки миттєвих величин Q з різними пороговими значеннями: $Q = 0.0005$ (червоний колір); $Q = 0.01$ (зелений колір); $Q = 0.05$ (малиновий колір); $Q = 0.1$ (блакитний колір) представлені

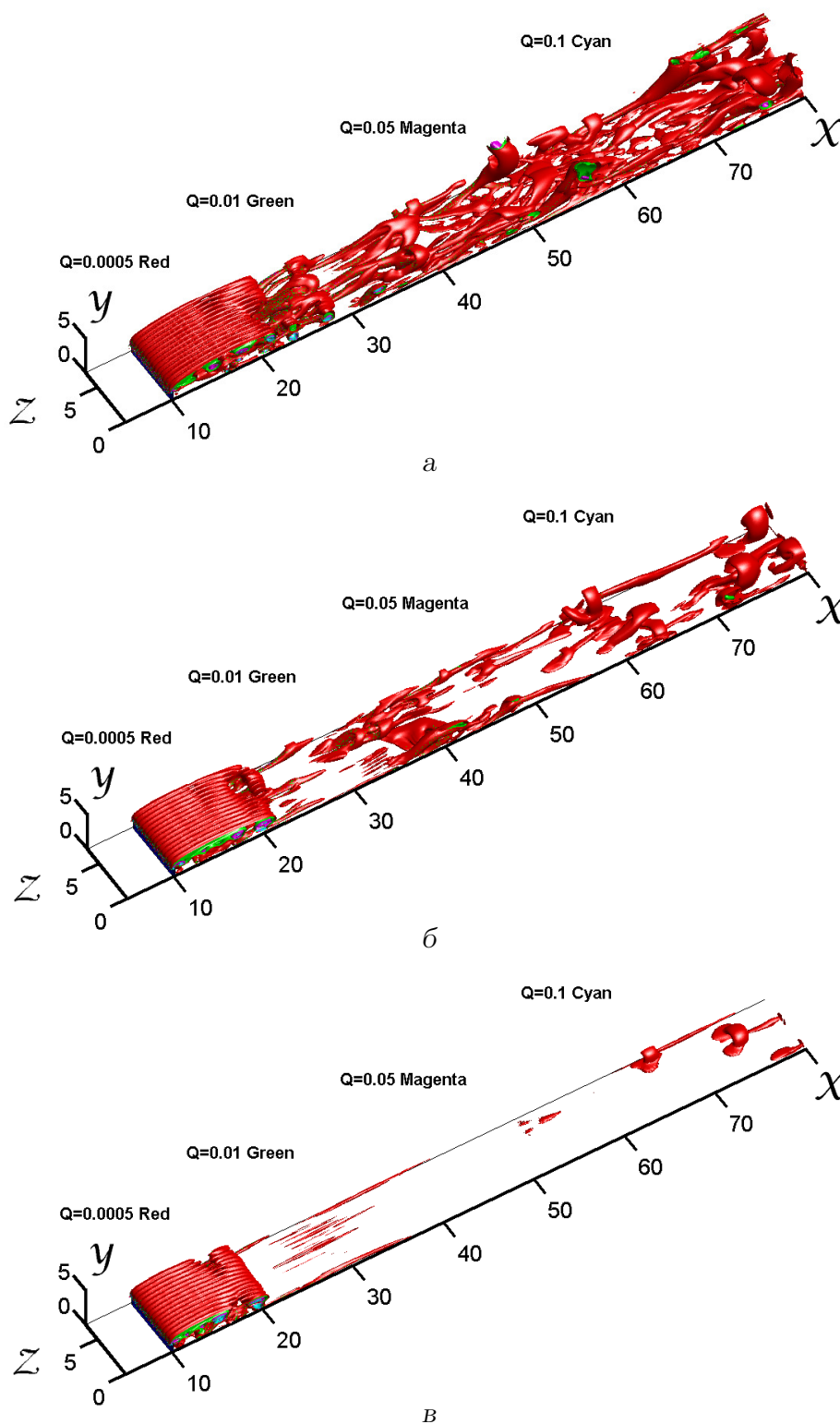


Рис. 2. Ізоповерхні параметру Q з пороговими значеннями $Q = 0.0005$ (червоний), $Q = 0.01$ (зелений), $Q = 0.05$ (малиновий), $Q = 0.1$ (блакитний):
 а – при $t = 0$ (без відсмоктування); б – при $t = 48$ (з відсмоктуванням);
 в – при $t = 96$ (з відсмоктуванням)

на Рис. 2а при $10 < x < 80$ та $t = 0$, а перешкода зображена в вигляді паралелепіпеду синього кольору. Перед, над та за перешкодою виявлені тривимірні крупномасштабні когерентні структури. Біля поверхні горизонтальної стінки вздовж осі x перед перешкодою виявлені організовані структури з перевагою періодичності по z . За перешкодою ці утворення при русі вздовж x трансформуються і поступово наближуються до горизонтальної стінки в зоні приєднання відривного шару. На ділянці $10 < x < 23$ розташовані крупномасштабні когерентні структури, періодичні по z , які мають видовжену форму вздовж осі z . Далі вниз по потоку ($23 < x < 40$) біля зони приєднання течії та за нею організовані утворення кардинально перетворюються по формі і розміру з втраченою періодичністю по z , а потім поступово подовжуються по осі x . В зоні відновлення турбулентної течії ($40 < x < 80$) конфігурація організованих утворень змінюється повільніше і переважає їх розтягнення вздовж x .

Точка зору при візуалізації тривимірних об'єктів вибрана таким чином, щоб найкраще спостерігати еволюцію тривимірних когерентних структур в заданій області ($5 < x < 80$).

На Рис. 2б показані ізоповерхні параметру Q з набором $\{Q_{si}\} = \{0.0005; 0.01; 0.05; 0.1\}$ при $t = 48$. Помітна зміна в розмірах та розташуванні когерентних структур вниз по потоку під впливом відсмоктування (в зоні $17.25 < x < 79.25$; швидкість відсмоктування $V_{ots} = -0.15$; ефективна швидкість відсмоктування $V_{SL} = -0.03$) за проміжок часу $t = 48$ в порівнянні з Рис. 2а ($t = 0$, без відсмоктування). На Рис. 2в представлені ізоповерхності параметру Q з набором порогових значень $\{Q_{si}\} = \{0.0005; 0.01; 0.05; 0.1\}$ при $t = 96$. Ясно видно грандіозну зміну розмірів когерентних структур в зоні дії відсмоктування за період часу $t = 96$ в порівнянні з Рис. 2а ($t = 0$). Рис. 2 показали суттєву відмінність в розмірах і формах при візуалізації когерентних структур над перешкодою та за нею на різних відстанях вниз по потоку. Аналіз Рис. 2 виявив еволюційний характер даної турбулентної течії під дією відсмоктування в різні моменти часу (чим більше час реалізації відсмоктування, тим менше розміри когерентних структур в зоні дії відсмоктування з його ефективною швидкістю $V_{SL} = -0.03$).

Технологія тривимірної візуалізації когерентних структур дозволила отримати вище приведені знання в вигляді ізоповерхонь миттєвих величин Q з різними пороговими значеннями в великій області обчислень $D = \{0 \leq x \leq 80; 0 \leq y \leq 9; 0 \leq z \leq 7.17\}$. Таке зображення конфігурацій когерентних вихорових утворень дуже корисно при порівнянні їх з інтегральними параметрами Q_I , S_I і E_I , які показані на наступних графіках. Важливо підкреслити, що $Q_I(x)$ визначає загальний рівень когерентності турбулентної течії вниз по потоку. Він завжди додатний, а при відсутності когерентних структур на окремих ділянках в потоці рівний нулю. В нашому дослідженні особлива увага приділена вивченню поведінки максимумів та мінімумів інтегральних параметрів вниз по потоку, що безпосередньо зв'язано з розташуванням когерентних структур, їх розмірами, еволюцією питомої площі поперечних перетинів і енергії при безпосередньому впливі відсмоктування в часі. На Рис. 3–12 використані різні види масштабування інтегральних величин Q_I , E_I і S_I для правильної порівняльної фізичної інтерпретації і зручного розташування їх на графіках.

Рис. 3 представляє розподіл величин Q_{A*} і E_{A*} на ділянці $5 < x < 80$ при $t = 0$. Перешкода зображена в вигляді прямокутника в зоні $10 < x < 10.25$. Для зручності аналізу поведінки узагальнених інтегральних характеристик використано наступне

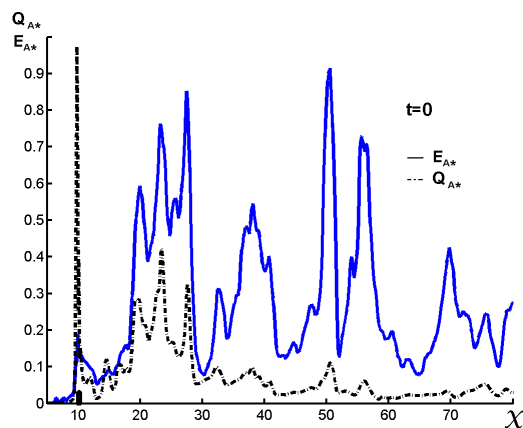


Рис. 3. Розподіл величин E_{A*} (неперервна) і Q_{A*} (штрих-пунктирна) при $t = 0$ (без відсмоктування)

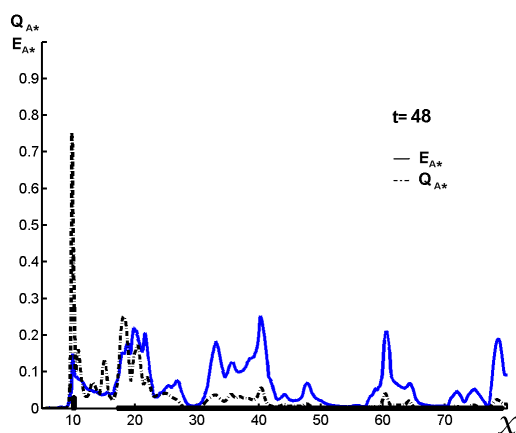


Рис. 4. Розподіл величин E_{A*} (неперервна) і Q_{A*} (штрих-пунктирна) при $t = 48$ (з відсмоктуванням)

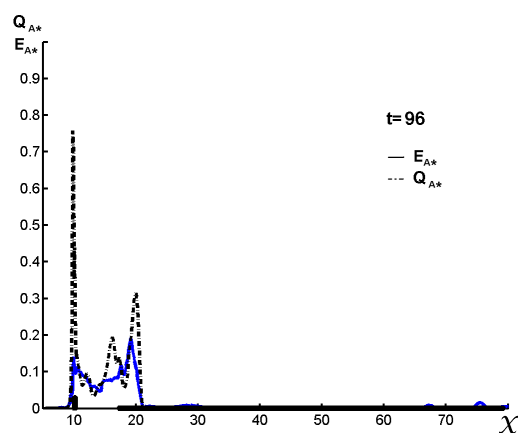


Рис. 5. Розподіл величин E_{A*} (неперервна) і Q_{A*} (штрих-пунктирна) при $t = 96$ (з відсмоктуванням)

масштабування: $Q_{A*} = 0.0025Q_{IA}$ і $E_{A*} = 0.036E_{IA}$. Аналіз рисунку показав, що місцезнаходження локальних максимумів для Q_{A*} та E_{A*} дуже добре корелюється вниз по потоку. Нагадаємо, що E_{IA} характеризує когерентні структури всіх розрахункових масштабів в точках, де $Q \geq 0.00001$. Без впливу відсмоктування найбільші значення E_{A*} знайдені в зоні приєднання відривної течії та її відновлення. На значній віддалі за перешкодою (x порядку 70) все ще спостерігаються великі E_{A*} і локальні максимальні E_{A*} мають значення близькі до величини другого локального максимуму E_{A*} над перешкодою. Це означає, що при $x > 70$ турбулентна енергія когерентних структур все ще суттєва та її присутність можна очікувати при $x > 100$ у випадку відсутності відсмоктування при $t = 0$.

Рис. 4 показує зміну величин Q_{A*} і E_{A*} на відтинку $5 < x < 80$ при $t = 48$, $Q_{A*} = 0.0025Q_{IA}$ і $E_{A*} = 0.036E_{IA}$. Зона дії відсмоктування зображена в вигляді го-

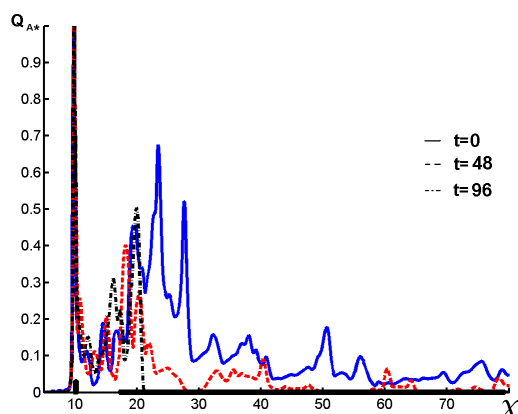


Рис. 6. Розподіли величини Q_{A*} при $t = \{0; 48; 96\}$

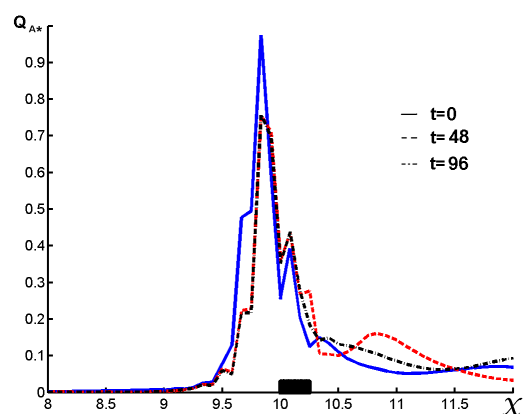


Рис. 7. Те ж саме в околі перешкоди

ризонтальної суцільної товстої лінії чорного кольору при $17.25 < x < 79.25$. Місце знаходження локальних максимумів для Q_{A*} і E_{A*} все ще добре корелюється вниз по потоку під дією відсмоктування за період часу $t = 48$. Видно сильне зменшення Q_{A*} і E_{A*} по величині під впливом відсмоктування. За проміжок часу $t=48$ величина E_{A*} зменшилась приблизно в чотири рази за перешкодою в порівнянні з Рис. 3 ($t = 0$, без відсмоктування).

Рис. 5 представляє розподіл величин Q_{A*} і E_{A*} на відтинку $5 < x < 80$ при $t = 96$, де $Q_{A*} = 0.0025Q_{IA}$ і $E_{A*} = 0.036E_{IA}$. Дія відсмоктування за період $t=96$ призвела до більш, ніж десятикратного зменшення величин E_{A*} при $17.25 < x < 79.25$ в порівнянні з Рис. 3 ($t = 0$, без відсмоктування). Підкреслимо, що в зоні відсмоктування ($x > 70$, Рис. 5) турбулентна енергія когерентних структур все ще помітна та її присутність можливо очікувати при $x > 80$. Розрахунок по програмі подальшої дії відсмоктування в часі ($t > 96$) може призвести до виходу запропонованого алгоритму за рамки моделювання крупних вихорів (LES) та до отримання нефізичних результатів на відтинку відсмоктування.

Рис. 6 показує зміну величини Q_{A*} на відтинку $5 < x < 80$ при різних значеннях часу $t = 0$ (—); $t = 48$ (---); $t = 96$ (-.-), де $Q_{A*} = 0.004Q_{IA}$. Таке масштабування нормалізує максимальні значення Q_{A*} величинами порядку одиниці. Відзначимо, що інтегральний параметр Q_{IA} характеризує когерентні структури всіх розрахункових масштабів (при $Q \geq 0.00001$). Ряд пікових значень Q_{A*} при $t = \{0; 48; 96\}$ добре корелюється з місцезнаходженням крупномасштабних когерентних структур (Рис. 2), які візуалізуються набором $\{Q_{si}\} = \{0.0005; 0.01; 0.05; 0.1\}$. Відсмоктування діє при $17.25 < x < 79.25$. Найбільші значення Q_{A*} визначені перед перешкодою і в зоні приєднання відривної течії. Відверто спостерігається сильний спотворюючий вплив відсмоктування в часі на величину параметру когерентності Q_{A*} вихрових структур вниз по потоку при різних значеннях $t = \{0; 48; 96\}$.

Рис. 7 представляє розподіл величин Q_{A*} на ділянці $8 < x < 12$ при $t = \{0; 48; 96\}$, де $Q_{A*} = 0.0025Q_{IA}$. Відзначимо, що відсмоктування реалізовано в зоні $17.25 < x < 79.25$,

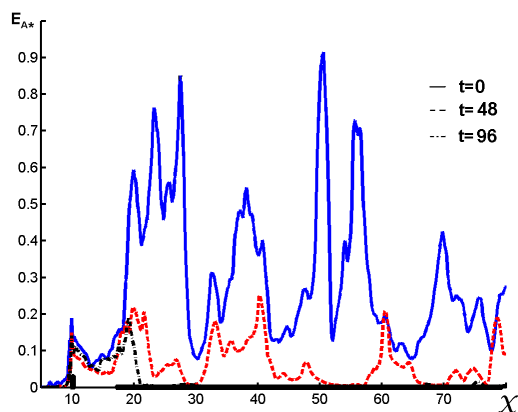


Рис. 8. Розподіли величини E_{A*} при $t = \{0; 48; 96\}$

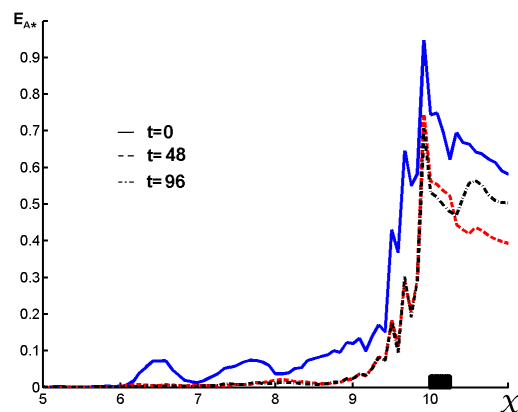


Рис. 9. Те ж саме в околі перешкоди

але його помітна спотворююча дія виявлена вверх по потоку, а саме, перед перешкодою. В зоні $9.5 < x < 10$ величина параметру когерентності Q_{A*} зменшується під впливом відсмоктування.

Рис. 8 показує зміну величин E_{A*} на відтинку $5 < x < 80$ при $t = \{0; 48; 96\}$, де $E_{A*} = 0.036E_{IA}$. Видно сильне скорочення турбулентної енергії когерентних структур E_{A*} по величині під впливом відсмоктування з плином часу. За проміжок $t = 48$ величина E_{A*} зменшилась приблизно в чотири рази за перешкодою при порівнянні з варіантом без відсмоктування ($t = 0$). Аналіз рисунку показав, що кореляція місцезнаходжень локальних максимумів E_{A*} погіршується під дією відсмоктування при порівнянні випадків $t = \{0; 48; 96\}$. Це відображує характерні риси еволюційного процесу переносу когерентних вихорів вниз по потоку в присутності відсмоктування.

Рис. 9 представляє розподіл величини E_{A*} на ділянці $5 < x < 12$ при $t = \{0; 48; 96\}$, де $E_{A*} = 0.18E_{IA}$. Необхідно підкреслити, що зона безпосередньої дії відсмоктування розташована на плоскій горизонтальній стінці при $17.25 < x < 79.25$, але його спотворюючий ефект спостерігається перед перешкодою. На відтинку $6 < x < 12$ величина турбулентної енергії когерентних структур E_{A*} зменшується під дією відсмоктування.

Рис. 10 представляє розподіл величини S_{A*} на ділянці $5 < x < 80$ при різних значеннях часу $t = 0$ (—); $t = 48$ (---); $t = 96$ (-.-). Інтегральний параметр S_{IA} масштабований в вигляді $S_{A*} = 1.98S_{IA}$. Нагадаємо, що S_{IA} характеризує питому площу поперечних перетинів когерентних структур всіх розрахункових масштабів в точках, де $Q \geq 0.00001$. Для організованих вихрових утворень на ділянці $9.8 < x < 80$ виявлені великі значення параметру S_{A*} при $t=0$ (без відсмоктування). Зі збільшенням часу дії відсмоктування питома площа когерентних структур S_{A*} зменшується. Особливо сильний провал величини S_{A*} спостерігається на ділянці приєднання турбулентного потоку за перешкодою на відтинку $22 < x < 28$ для випадків $t = \{48; 96\}$. Виявлено значний вплив часу відсмоктування на зменшення величини S_{A*} та зміну місцезнаходжень її локальних екстремумів вниз по потоку. Спостерігається слабка кореляція між локальними піковими значеннями E_{A*} (Рис. 8) та S_{A*} (Рис. 10), що вказує на неліній-

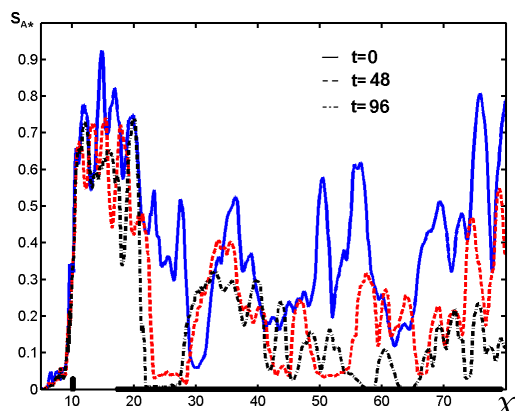


Рис. 10. Розподіли величини S_{A*} при $t = \{0; 48; 96\}$

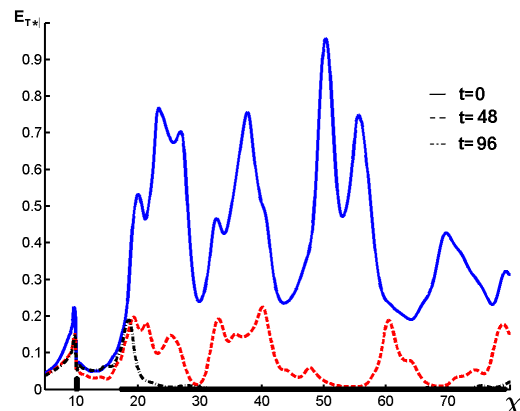
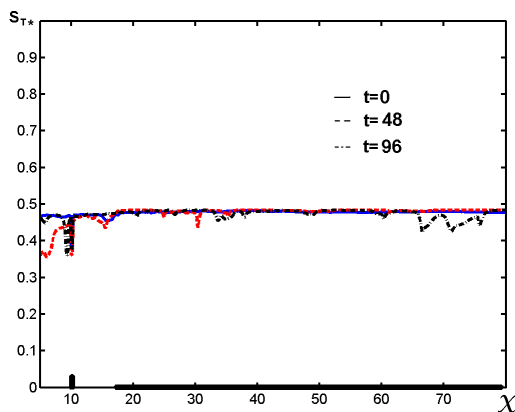


Рис. 11. Розподіли величини E_{T*} при $t = \{0; 48; 96\}$

ну залежність між величиною енергії та розмірами когерентних структур вдовж x для кожного з випадків $t = \{0; 48; 96\}$. Застосування відсмоктування в часі лише посилює цю тенденцію.

Рис. 11 представляє розподіл величини E_{T*} на ділянці $5 < x < 80$ при $t = \{0; 48; 96\}$, де $E_{T*} = 0.018E_{IT}$. У випадку $t = 0$ (без відсмоктування) найбільші значення E_{T*} виявлені на відтинку $25 < x < 45$. На значній віддалі за перешкодою (x порядку 70) все ще помітні достатньо великі E_{T*} та локальні максимальні E_{T*} мають значення близькі до величини локального максимуму E_{T*} над перешкодою. При $x > 70$ турбулентна енергія всіх вихрових структур суттєва і її присутність очікується при $x > 100$. Підкреслимо, що E_{IT} характеризує турбулентну енергію всіх вихрових утворень (випадкових і когерентних) в повному об'ємі простору обчислень. На Рис. 11 помічено сильне скорочення турбулентної енергії E_{T*} за величиною під впливом відсмоктування з плином часу. На відтинку $20 < x < 60$ за проміжок $t = 48$ величина E_{T*} зменшилась в чотири рази в порівнянні з варіантом без відсмоктування ($t = 0$). Кореляція місцезаходжень локальних максимумів E_{T*} вниз по потоку ($x > 20$) погіршується по мірі збільшення часу відсмоктування. При порівнянні Рис. 11 і Рис. 8 знайдені сильні відмінності по абсолютним значенням між E_{A*} та E_{T*} при збереженні достатньо хорошої кореляції місцезаходжень їх максимальних значень. Турбулентна енергія всіх вихорів (випадкових та когерентних) E_{T*} приблизно в два рази більше енергії когерентних структур всіх розрахункових масштабів E_{A*} на ділянці $17 < x < 80$, а перед перешкодою відмінності ще значніші.

Рис. 12 показує зміну S_{T*} на відтинку $5 < x < 80$ при $t = \{0; 48; 96\}$. Інтегральний параметр S_{IT} масштабований у вигляді $S_{T*} = 0.496S_{IT}$. Аналіз Рис. 12 виявив наступне: 1) значення питомої площі S_{T*} поперечного перетину Oyz всіх розрахункових вихорів (випадкових і когерентних) незначно змінюється при $x > 15$ і відсмоктування слабо спотворює цю поведінку; 2) сильна відмінність між S_{T*} (Рис. 12) і S_{A*} (Рис. 10) при розташуванні їх локальних екстремумів вдовж по потоку, що свідчить про значний вплив випадкових вихорів на загальні розміри вихрових утворень (випадкових і ко-

Рис. 12. Розподіли величини S_{T*} при $t = \{0; 48; 96\}$

герентних). На Рис. 12 виявлена характерна риса поведінки величини S_{T*} – значення питомої площі поперечного перетину для всіх розрахункових масштабів вихорів (випадкових і когерентних) незначно змінюється після зони приєднання відривної течії при $x > 25$, а відсмоктування лише слабо спотворює таку картину.

Виявлено, що інтегральні характеристики турбулентної течії вдовж осі x (Рис. 3–12) добре фізично узгоджуються з її просторовою візуалізацією (Рис. 2) під час ідентифікації когерентних утворень.

5. ВИСНОВКИ

Розроблена нова методика обробки чисельних даних про еволюцію організованих когерентних утворень різних масштабів, яка дозволяє визначити величини інтегральних характеристик турбулентної енергії при розмежуванні різноманітних типів вихорів на великому проміжку часу. Виявлено складний нелінійний зв'язок між параметром Q , турбулентною енергією, лінійними розмірами вихорів та їх інтегральними характеристиками на різних ділянках вниз по течії (турбулентний примежовий шар; відрив; рециркуляційна зона; приєднання; відновлення) під впливом часу відсмоктування.

Розглянуті особливості тривимірної візуалізації результатів чисельного дослідження турбулентної течії. В даній праці на основі гібридного LES/URANS-підходу, розробленого в [15, 17, 22, 33, 34, 39], використана чисельна нестационарна тривимірною модель турбулентної течії нестисливої рідини над поперечною двохвимірною перешкодою з відсмоктуванням на горизонтальній стінці при турбулентному примежовому шарі з нульовим зовнішнім повздовжнім градієнтом тиску. В моделі всі параметри та рівняння мають знерозмірений вид. Чисельна модель містить три основні параметри: 1) число Рейнольдса перешкоди Re ; 2) число Рейнольдса турбулентного примежового шару Re_δ при $x = 0$; 3) динамічна швидкість u_* при $x = 0$. Динамічна підсікова модель має розрахунковий коефіцієнт C_V .

Вперше в рамках гібридного LES/URANS-підходу та його чисельного алгоритму у випадку відривної нестационарної тривимірної турбулентної течії нестисливої рідини з поперечною перешкодою на стінці (для числа Рейнольдса $Re = 10500$ та набору параметрів ($Re_\delta = 10500$; $\delta = 1$; $u_* = 0.052$) на вході в область обчислень)

під дією відсмоктування з множини колових отворів, розташованих на горизонтальній стінці в зоні $17.25 < x < 79.25$ (постійна швидкість відсмоктування з отвору $V_{ots} = -0.15$; ефективна швидкість відсмоктування $V_{SL} = -0.03$) на часовому проміжку $t = \{0; 96\}$ виконаний розрахунок основних параметрів течії в великій області $D = \{0 \leq x \leq 80; 0 \leq y \leq 9; 0 \leq z \leq 7.17\}$. Використані чисельні значення параметру Q для тривимірної візуалізації організованих вихрових структур та визначення інтегральних характеристик когерентності, турбулентної енергії та площі поперечних перетинів вихрових структур та випадкових вихорів. В нашому дослідженні для випадку течії $Re = 10500$ та $Re_\delta = 10500$ проведена візуалізація поверхні когерентних структур в якості тривимірної ізоповерхні параметру Q в великій області розрахунку для визначення впливу величини порогового значення Q на розміри організованих структур.

Вперше визначені інтегральні параметри когерентності Q_{IA} , турбулентної енергії E_{IA} , E_{IT} та площі поперечних перетинів організованих вихрових структур S_{IA} и S_{IT} , які є абсолютно об'єктивними характеристиками тому, що повністю відповідають заявленим визначенням (для когерентних структур всіх розрахункових масштабів Q_{IA} , E_{IA} , S_{IA} та для вихрових (когерентних та слабо організованих) утворень всіх масштабів E_{IT} , S_{IT}).

Для різних миттєвостей часу вперше визначено: 1) величина S_{T*} питомої площі поперечного перетину всіх розрахункових вихорів незначно змінюється після зони приєднання відривної течії при $x > 25$; 2) без дії відсмоктування в області за перешкодою швидкість конвективного переносу когерентних структур розрахункових масштабів змінюється в діапазоні від 0.8 до 0.85; 3) величина E_{A*} характеризує організовані вихрові структури всіх розрахункових масштабів в точках, де $Q \geq 0.00001$. Без дії відсмоктування найбільші значення E_{A*} знайдені в зоні приєднання відривної течії та її відновлення. На значній віддалі за перешкодою (порядку 70) все ще спостерігаються великі значення E_{A*} та максимальні E_{A*} мають значення близькі до величини локального максимуму E_{A*} над перешкодою. Це значить, що при $x > 70$ турбулентна енергія когерентних структур все ще суттєва та її присутність очікується і при $x > 100$, якщо проводити нестационарні обчислення LES. В процесі дії відсмоктування в часі ця картина порушується; 4) дія відсмоктування з плином часу призводить до сильного зменшення турбулентної енергії організованих вихрових структур E_{A*} не тільки в зоні відсмоктування, але й поблизу перешкоди; 5) між параметром когерентності Q_I , площею поперечних перетинів вихрових структур S_I та їх турбулентною енергією E_I не знайдено лінійну залежність на різних ділянках вниз по потоку.

Представлена нова технологія тривимірної ідентифікації та візуалізації спроможна ефективно виявити різномасштабні організовані вихрові структури в великій області ($0 \leq x \leq 80$) з визначеною точністю на основі миттєвих чисельних даних поля швидкості, отриманих з допомогою LES.

Гібридний LES/URANS-підхід правомірно використовувати в діапазоні $5000 < Re < 10^{10}$. Розроблена технологія тривимірної ідентифікації та візуалізації когерентних структур не має обмежень по числу Рейнольдса.

REFERENCES

- [1] H. Siller and H.-H. Fernholtz, “Control of separated flow downstream of a two-dimensional fence by lowfrequency forcing,” *Applied Sciences Research.*, vol. 57, pp. 309–318, 1997.
- [2] H. A. Siller and H.-H. Fernholz, “Separation behaviour in front of a two-dimensional fence,” *European Journal of Mechanics – B/Fluids*, vol. 20, pp. 727–740, 2001. DOI: [https://doi.org/10.1016/s0997-7546\(01\)01153-0](https://doi.org/10.1016/s0997-7546(01)01153-0)
- [3] L. M. Hudy, A. Naguib, and W. M. Humphreys, “Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements,” *Physics of Fluids*, vol. 19, no. 024103, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2472507>
- [4] J. Zhou, R. J. Adrian, and S. Balachandar, “Autogeneration of near-wall vortical structures in channel flow,” *Physics of Fluids*, vol. 8, pp. 288–290, 1996. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.868838>
- [5] J. Carlier and M. Stanislas, “Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 535, pp. 143–188, 2005. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112005004751>
- [6] V. K. Natrajan and K. T. Christensen, “The role of coherent structures in subgrid-scale energy transfer within the log layer of wall turbulence,” *Physics of Fluids*, vol. 18, no. 065104, 2006. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2206811>
- [7] M. Lesieur, P. Begou, P. Comte, and O. Metais, “Vortex recognition in numerical simulations,” *European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin*, pp. 25–28, 2000.
- [8] V. A. Gushchin and P. V. Matyushin, “Mechanisms of vortices formation in the wake behind the sphere at $200 < Re < 380$,” *Izvestia RAN Mechanics of Liquid and Gas*, pp. 135–151, 2006.
- [9] S. Zhang and D. Choudhury, “Eigen helicity density: A new vortex identification scheme and its application in accelerated inhomogeneous flows,” *Physics of Fluids*, vol. 18, no. 058104, 2006. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2187071>
- [10] V. Kolář, “Vortex identification: New requirements and limitations,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, pp. 638–652, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.03.004>
- [11] P. Chakraborty, S. Balachandar, and R. Adrian, “On the relationships between local vortex identification schemes,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 535, pp. 189–214, 2005. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112005004726>
- [12] J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa, and J. Kim, “Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 332, pp. 185–214, 1997. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112096003965>

- [13] C. Meneveau and J. Katz, “Scale-invariance and turbulence models for Large-Eddy Simulation,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 32, pp. 1–32, 2000. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.1>
- [14] A. S. Neto, D. Grand, O. Métais, and M. Lesieur, “A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 256, pp. 1–25, 1993. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112093002691>
- [15] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent flow with the fence by different external conditions. Part 2. Coherent structures identification,” *Applied Hydromechanics*, vol. 17(89), pp. 18–34, 2015.
- [16] G. Haller, “Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows,” *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 149, pp. 248–277, 2001. DOI: [https://doi.org/10.1016/s0167-2789\(00\)00199-8](https://doi.org/10.1016/s0167-2789(00)00199-8)
- [17] V. G. Kuzmenko, “Simulation of turbulent flow with the fence and 3d coherent structures identification,” *Applied Hydromechanics*, vol. 18(90), pp. 31–42, 2016.
- [18] C. VerHulst and C. Meneveau, “Large Eddy Simulation study of the kinetic energy entrainment by energetic turbulent flow structures in large wind farms,” *Physics of Fluids*, vol. 26, p. 025113, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4865755>
- [19] F. Selimefendigil and W. Polifke, “Nonlinear, proper-orthogonal-decomposition-based model of forced convection heat transfer in pulsating flow,” *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, vol. 52, pp. 131–145, 2014. DOI: <https://doi.org/10.2514/1.J051647>
- [20] J.-L. Balint, J. M. Wallace, and P. Vukoslavcevic, “The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 2. Statistical properties,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 228, pp. 53–86, 1991. DOI: <https://doi.org/10.1017/S002211209100263X>
- [21] A. Orellano and H. Wengle, “Numerical simulation (DNS and LES) of manipulated turbulent boundary layer flow over a surface-mounted fence,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 19, pp. 765–788, 2000. DOI: [https://doi.org/10.1016/s0997-7546\(00\)00115-1](https://doi.org/10.1016/s0997-7546(00)00115-1)
- [22] V. G. Kuzmenko, “Численное моделирование турбулентного пристенного течения с преградой на основе гибридного LES/RANS-подхода,” *Applied Hydromechanics*, vol. 13(85), pp. 48–60, 2011.
- [23] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot, “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model,” *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, vol. 3, pp. 1760–1765, 1991. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.857955>
- [24] U. Piomelli and E. Balaras, “Wall-layer models for Large-Eddy Simulations,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 34, pp. 349–374, 2002. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.34.082901.144919>

- [25] V. G. Kuzmenko, “3D numerical modelling of turbulent boundary layer in the regime of developed roughness on the basis of LES-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 4(76), pp. 31–41, 2002.
- [26] V. G. Kuzmenko, “The numerical 3D modelling of turbulent boundary layer in the regime of intermediate roughness,” *Applied Hydromechanics*, vol. 5(77), pp. 27–36, 2003.
- [27] V. G. Kuzmenko, “Numerical 3-D modelling of turbulent boundary layer on the basis of economical LES-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 6(78), pp. 19–24, 2004.
- [28] V. G. Kuzmenko, “Dynamic subgridscale model for LES-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 6(78), pp. 48–53, 2004.
- [29] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent flow with separation in asymmetric channel on the base of hybrid LES/RANS-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 12(84), pp. 24–37, 2010.
- [30] V. G. Kuzmenko, “Numerical modelling of nonstationary turbulent flow with separation over and inside cavity,” *Applied Hydromechanics*, vol. 11(83), pp. 28–41, 2009.
- [31] M. Breuer, “Wall models for LES of separated flows,” *European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin*, vol. 72, pp. 13–18, 2007.
- [32] V. G. Kuzmenko, “Simulation of turbulent flow with separation beyond backward-facing step,” *Applied Hydromechanics*, vol. 9(81), pp. 37–48, 2007.
- [33] V. G. Kuzmenko, “The simulation of unsteady turbulent flow with obstacle on the base of hybrid LES/URANS-approach,” *Applied Hydromechanics*, vol. 15(87), pp. 22–36, 2013.
- [34] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent flow with the fence by different external conditions on the base of hybrid LES/URANS-approach. Part 1,” *Applied Hydromechanics*, vol. 17(89), pp. 59–71, 2015.
- [35] E. T. Spyropoulos and G. A. Blaisdell, “Large-Eddy Simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow,” *AIAA Journal*, vol. 36, pp. 1983–1990, 1998. DOI: <https://doi.org/10.2514/2.325>
- [36] K. Kim and H. J. Sung, “Effects of periodic blowing from spanwise slot on a turbulent boundary layer,” *AIAA Journal*, vol. 41, no. 10, pp. 1916–1924, 2003. DOI: <https://doi.org/10.2514/2.1907>
- [37] K. Kim, H. J. Sung, and M. K. Chung, “Assessment of local blowing and suction in a turbulent boundary layer,” *AIAA Journal*, vol. 40, no. 1, pp. 175–177, 2002. DOI: <https://doi.org/10.2514/2.1629>
- [38] Harinaldi, Budiarso, R. Tarakka, and S. P. Simanungkalit, “Effect of active control by blowing to aerodynamic drag of bluff body van model,” *International Journal of Fluid Mechanics Research*, vol. 40, no. 4, pp. 312–323, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1615/interjfluidmechres.v40.i4.20>

- [39] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent flow with a suction behind the bar on the basis of hybrid LES/URANS-approach,” *Applied Hydromechanics*, vol. 16(88), pp. 48–61, 2014.
- [40] M. C. Good and P. N. Joubert, “The form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layers,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 31, pp. 547–582, 1968. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112068000327>
- [41] K. G. Ranga Raju, J. Loeser, and E. J. Plate, “Velocity profiles and fence drag for a turbulent boundary layer along smooth and rough flat plates,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 76, pp. 383–399, 1976. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112076000682>
- [42] H. A. Siller and H.-H. Fernholz, “Manipulation of the reverse-flow region downstream of a fence by spanwise vortices,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 26, pp. 236–257, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2006.05.005>
- [43] K. Aoki, K. Kanba, and S. Takata, “Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate,” *Physics of Fluids*, vol. 9, pp. 1144–1161, 1997. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.869204>
- [44] A. E. Perry, S. Henbest, and M. S. Chong, “A theoretical and experimental study of wall turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 165, pp. 163–199, 1986. DOI: <https://doi.org/10.1017/s002211208600304x>
- [45] A. E. Perry, K. L. Lim, and S. M. Henbest, “An experimental study of the turbulence structure in smooth- and rough-wall boundary layers,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, pp. 437–466, 1987. DOI: <https://doi.org/10.1017/s0022112087001034>

ЛІТЕРАТУРА

- [1] Siller H., Fernholtz H.-H. Control of separated flow downstream of a two-dimensional fence by lowfrequency forcing // *Applied Sciences Research*. — 1997. — Vol. 57. — P. 309–318.
- [2] Siller H. A., Fernholz H.-H. Separation behaviour in front of a two-dimensional fence // *European Journal of Mechanics – B/Fluids*. — 2001. — Vol. 20. — P. 727–740.
- [3] Hudy L. M., Naguib A., Humphreys W. M. Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements // *Physics of Fluids*. — 2007. — Vol. 19, no. 024103.
- [4] Zhou J., Adrian R. J., Balachandar S. Autogeneration of near-wall vortical structures in channel flow // *Physics of Fluids*. — 1996. — Vol. 8. — P. 288–290.
- [5] Carlier J., Stanislas M. Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2005. — Vol. 535. — P. 143–188.

- [6] Natrajan V. K., Christensen K. T. The role of coherent structures in subgrid-scale energy transfer within the log layer of wall turbulence // *Physics of Fluids*. — 2006. — Vol. 18, no. 065104.
- [7] Vortex recognition in numerical simulations / Lesieur M., Begou P., Comte P., and Metais O. // *European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin*. — 2000. — P. 25–28.
- [8] Гуцин В. А., Матюшин П. В. Механизмы формирования вихрей в следе за сферой при $200 < \text{Re} < 380$ // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. — 2006. — С. 135–151.
- [9] Zhang S., Choudhury D. Eigen helicity density: A new vortex identification scheme and its application in accelerated inhomogeneous flows // *Physics of Fluids*. — 2006. — Vol. 18, no. 058104.
- [10] Kolář V. Vortex identification: New requirements and limitations // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2007. — Vol. 28. — P. 638–652.
- [11] Chakraborty P., Balachandar S., Adrian R. On the relationships between local vortex identification schemes // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2005. — Vol. 535. — P. 189–214.
- [12] Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow / Jeong J., Hussain F., Schoppa W., and Kim J. // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1997. — Vol. 332. — P. 185–214.
- [13] Meneveau C., Katz J. Scale-invariance and turbulence models for Large-Eddy Simulation // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2000. — Vol. 32. — P. 1–32.
- [14] A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step / Neto A. S., Grand D., Métais O., and Lesieur M. // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1993. — Vol. 256. — P. 1–25.
- [15] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с преградой при разных внешних условиях. Часть 2. Идентификация когерентных структур // *Прикладна гідромеханіка*. — 2015. — Т. 17(89). — С. 18–34.
- [16] Haller G. Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. — 2001. — Vol. 149. — P. 248–277.
- [17] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с преградой и трехмерная идентификация когерентных структур // *Прикладна гідромеханіка*. — 2016. — Т. 18(90). — С. 31–42.
- [18] VerHulst C., Meneveau C. Large Eddy Simulation study of the kinetic energy entrainment by energetic turbulent flow structures in large wind farms // *Physics of Fluids*. — 2014. — Vol. 26. — P. 025113.

- [19] Selimefendigil F., Polifke W. Nonlinear, proper-orthogonal-decomposition-based model of forced convection heat transfer in pulsating flow // American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. — 2014. — Vol. 52. — P. 131–145.
- [20] Balint J.-L., Wallace J. M., Vukoslavcevic P. The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 2. Statistical properties // Journal of Fluid Mechanics. — 1991. — Vol. 228. — P. 53–86.
- [21] Orellano A., Wengle H. Numerical simulation (DNS and LES) of manipulated turbulent boundary layer flow over a surface-mounted fence // European Journal of Mechanics - B/Fluids. — 2000. — Vol. 19. — P. 765–788.
- [22] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного пристенного течения с преградой на основе гибридного LES/RANS-подхода // Прикладна гідромеханіка. — 2011. — Т. 13(85). — С. 48–60.
- [23] A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model / Germano M., Piomelli U., Moin P., and Cabot W. H. // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. — 1991. — Vol. 3. — P. 1760–1765.
- [24] Piomelli U., Balaras E. Wall-layer models for Large-Eddy Simulations // Annual Review of Fluid Mechanics. — 2002. — Vol. 34. — P. 349–374.
- [25] Кузьменко В. Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя в режиме развитой шероховатости на основе LES-технологии // Прикладна гідромеханіка. — 2002. — Т. 4(76). — С. 31–41.
- [26] Кузьменко В. Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя в режиме промежуточной шероховатости // Прикладна гідромеханіка. — 2003. — Т. 5(77). — С. 27–36.
- [27] Кузьменко В. Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя на основе экономичной LES-технологии // Прикладна гідромеханіка. — 2004. — Т. 6(78). — С. 19–24.
- [28] Кузьменко В. Г. Динамические подсеточные модели для LES-технологии // Прикладна гідромеханіка. — 2004. — Т. 6(78). — С. 48–53.
- [29] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с отрывом в асимметричном канале на основе гибридной LES/RANS-технологии // Прикладна гідромеханіка. — 2010. — Т. 12(84). — С. 24–37.
- [30] Кузьменко В. Г. Численное моделирование нестационарного турбулентного течения с отрывом над впадиной и внутри впадины // Прикладна гідромеханіка. — 2009. — Т. 11(83). — С. 28–41.
- [31] Breuer M. Wall models for LES of separated flows // European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin. — 2007. — Vol. 72. — P. 13–18.
- [32] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с отрывом за обратным уступом // Прикладна гідромеханіка. — 2007. — Т. 9(81). — С. 37–48.

- [33] Кузьменко В. Г. Численное моделирование нестационарного турбулентного течения с преградой на основе гибридного LES/URANS-подхода // Прикладна гідромеханіка. — 2013. — Т. 15(87). — С. 22–36.
- [34] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с преградой при разных внешних условиях на основе гибридного LES/URANS-подхода. Часть 1 // Прикладна гідромеханіка. — 2015. — Т. 17(89). — С. 59–71.
- [35] Spyropoulos E. T., Blaisdell G. A. Large-Eddy Simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow // AIAA Journal. — 1998. — Vol. 36. — P. 1983–1990.
- [36] Kim K., Sung H. J. Effects of periodic blowing from spanwise slot on a turbulent boundary layer // AIAA Journal. — 2003. — Vol. 41, no. 10. — P. 1916–1924.
- [37] Kim K., Sung H. J., Chung M. K. Assessment of local blowing and suction in a turbulent boundary layer // AIAA Journal. — 2002. — Vol. 40, no. 1. — P. 175–177.
- [38] Effect of active control by blowing to aerodynamic drag of bluff body van model / Harinaldi, Budiarto, Tarakka R., and Simanungkalit S. P. // International Journal of Fluid Mechanics Research. — 2013. — Vol. 40, no. 4. — P. 312–323.
- [39] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с отсосом за преградой на основе гибридного LES/URANS-подхода // Прикладна гідромеханіка. — 2014. — Т. 16(88). — С. 48–61.
- [40] Good M. C., Joubert P. N. The form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layers // Journal of Fluid Mechanics. — 1968. — Vol. 31. — P. 547–582.
- [41] Ranga Raju K. G., Loeser J., Plate E. J. Velocity profiles and fence drag for a turbulent boundary layer along smooth and rough flat plates // Journal of Fluid Mechanics. — 1976. — Vol. 76. — P. 383–399.
- [42] Siller H. A., Fernholz H.-H. Manipulation of the reverse-flow region downstream of a fence by spanwise vortices // European Journal of Mechanics - B/Fluids. — 2007. — Vol. 26. — P. 236–257.
- [43] Aoki K., Kanba K., Takata S. Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate // Physics of Fluids. — 1997. — Vol. 9. — P. 1144–1161.
- [44] Perry A. E., Henbest S., Chong M. S. A theoretical and experimental study of wall turbulence // Journal of Fluid Mechanics. — 1986. — Vol. 165. — P. 163–199.
- [45] Perry A. E., Lim K. L., Henbest S. M. An experimental study of the turbulence structure in smooth- and rough-wall boundary layers // Journal of Fluid Mechanics. — 1987. — Vol. 177. — P. 437–466.

В. Г. Кузьменко

**Численное моделирование отрывного турбулентного течения
с отсосом за препятствием и эволюция энергии
трехмерных когерентных структур**

Нестационарный трехмерный турбулентный поток несжимаемой жидкости над прямоугольной двумерной преградой (с отсосом за ней) в пограничном слое численно исследуется, используя гибридный LES/URANS-подход, пристенные модели и конечно-разностный метод. Отношение высоты к длине преграды составляет 4, число Рейнольдса для преграды $Re = 10500$ и число Рейнольдса на «входе» $Re_\delta = 10500$ для турбулентного пограничного слоя. За преградой в зоне $17.25 < x < 79.25$ на горизонтальной стенке расположено множество отверстий (в каждом узле вычислительной сетки размещено отверстие в форме круга $d = 0.042$). Эффективная скорость отсоса из отверстия есть постоянная величина ($V_{SL} = -0.03$) на промежутке времени $t = \{0; 96\}$. Число использованных сеточных узлов есть 5434455 ($\{961; 65; 87\}$). Когерентные структуры идентифицируются посредством Q -критерия (ряд пороговых величин $\{Q_{si}\}$ для всей области расчета). Численное моделирование выполнено для исследования Q -изоповерхностей, интегральных характеристик энергии и площади поперечных сечений организованных образований под влиянием отсоса. Обнаружены когерентные структуры разных конфигураций в большой вычислительной зоне. Выявлено сильное влияние постоянного отсоса во времени ($\{0; 96\}$) на конфигурацию организованных вихревых структур. С ходом расчета по времени последовательно и неуклонно уменьшаются размеры когерентных структур, их интегральных характеристик энергии и площади поперечных сечений. Действие отсоса во времени приводит к сильному уменьшению турбулентной энергии организованных вихревых структур не только в зоне отсоса ($17.25 < x < 79.25$), но и вблизи преграды ($9 < x < 12$). На участке $20 < x < 60$ за промежуток $t = \{0; 48\}$ величина турбулентной энергии уменьшилась в четыре раза в сравнении с вариантом без отсоса ($t = 0$).

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: турбулентный пограничный слой, преграда, численный метод, когерентные структуры, критерий идентификации, эволюция, отсос

V. G. Kuzmenko

**Numerical simulation of separated turbulent flow with suction behind
a fence and the energy evolution of three-dimensional coherent structures**

The unsteady three-dimensional turbulent incompressible flow over a rectangular two-dimensional fence (with suction after fence) in a boundary layer is simulated using hybrid LES/URANS-approach, wall models and finite-difference method. The aspect ratio (height/length) of the fence are 4, fence Reynolds number is $Re = 10500$, inflow Reynolds number is $Re_\delta = 10500$ for turbulent boundary layer. Behind of fence in zone $17.25 < x < 79.25$ on horizontal wall are placed array of orifices (at every knot of run grid is orifice of circular form $d = 0.042$). Effective orifice suction velocity is constant value ($V_{SL} = -0.03$) on time interval $t = \{0; 96\}$. The number of grid points used in the numerical method was 5434455 ($\{961; 65; 87\}$). The large-scale coherent structures are identified by the Q -criterion (set of threshold value $\{Q_{si}\}$ for total numerical domain). The simulation were performed to study the Q -isosurfaces, integral characteristic of the energy and coherent structure across area under suction. The coherent structures

of different configurations were identified in big numerical zone. Powerful effect of constant suction on time interval $\{0; 96\}$ was founded at the configuration of coherent structures. Sizes of coherent structures, their characteristics of the energy and coherent structure across areas are decreased consistently and steadfast during time run. Suction during time reduce to high decrease in coherent structure turbulent energy not only in suction zone $(17.25 < x < 79.25)$, and also near the fence $(9 < x < 12)$. In zone $20 < x < 60$ on time interval $t = \{0; 48\}$ value of turbulent energy decreases in four times in comparison with variant for without suction $(t = 0)$.

KEY WORDS: turbulent boundary layer, fence, numerical method, coherent structures, identification criterion, evolution, suction