

Г. О. ВОРОПАЄВ, С. О. КОВАЛЬ

ФОРМУВАННЯ ВЕНТИЛЬОВАНОЇ КАВЕРНИ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМУ РЕЖИМІ ОБТІКАННЯ ДИСКОВОГО КАВІТАТОРА

У роботі розглядається чисельне моделювання вимушеної кавітації для кавітатора в потоці рідини. Моделювання виконано у програмному середовищі OpenFOAM 12 із використанням чисельної моделі incompressibleVoF та методу об'ємної рідини (Volume of Fluid, VOF). Метод VOF забезпечує відслідковування поверхні розділу фаз (вода – газ) під час утворення порожнини. Розглядається нестисливий двофазний потік (вода – повітря) без врахування сили тяжіння, що дозволило сформулювати задачу у осесиметричній постановці, що в свою чергу зменшує обчислювальні витрати і спрощує аналіз течії. Розрахунок виконувався у нестационарному режимі до досягнення квазі-стационарного стану течії. Аналіз полів тиску і концентрації показав, що при формуванні порожнини значна частина поверхні тіла виявляється ізольованою від рідини. Це зменшує тиск на відповідній ділянці в порівнянні з тиском на ділянці без порожнини та, як наслідок, знижує гідродинамічний опір і пов'язані з ним втрати. Показано, що утворення вентильованої порожнини навколо тіла під час його руху у воді може значно зменшити опір. Отримані результати є важливими для подальшого аналізу впливу штучно створених порожнин на опір та відкривають можливості для оптимізації систем вентиляції з метою мінімізації енергетичних витрат. Таким чином, підтверджено доцільність застосування повітряних порожнин як ефективного засобу зменшення гідродинамічного опору для рухомих тіл у рідині, зокрема підводних апаратів.

Ключові слова: вимушена кавітація, чисельне моделювання, volume of fluid, двофазний потік, порожнина, OpenFOAM, blockMesh, нестислива рідина, кавітатор, incompressibleVoF.

G. O. VOROPAIEV, S. O. KOVAL

FORMATION OF A VENTILATED CAVITY IN A TURBULENT FLOW REGIME AROUND A DISK CAVITATOR

The paper considers the numerical modeling of forced cavitation for a cavitator in a fluid flow. The simulation was performed in the OpenFOAM 12 software environment using the incompressibleVoF numerical model and the Volume of Fluid (VOF) method. The VOF method provides tracking of the water-gas interface during cavity formation. An incompressible two-phase flow (water-air) is considered without taking into account gravity, which allowed us to formulate the problem in an axisymmetric formulation, which in turn reduces computational costs and simplifies flow analysis. The calculation was performed in a nonstationary mode until a quasi-stationary flow condition was reached. The analysis of pressure and concentration fields showed that when a cavity is formed, a significant part of the body surface is isolated from the fluid. This reduces the pressure on the corresponding area compared to the pressure on the corresponding area without a cavity and, as a result, reduces hydrodynamic drag and associated losses. It has been shown that the formation of a ventilated cavity around a body during its movement in water can significantly reduce drag. The results obtained are important for further analysis of the influence of artificially created cavities on drag and open up possibilities for optimizing ventilation systems in order to minimize energy consumption. Thus, the feasibility of using air cavities as an effective method of reducing hydrodynamic drag for moving bodies in liquids, in particular underwater vehicles, has been confirmed.

Key words: forced cavitation, numerical simulation, volume of fluid, two-phase flow, cavity, OpenFOAM, blockMesh, incompressible fluid, cavitator, incompressibleVoF.

Вступ. Зниження гідравлічного опору і підвищення енергоефективності є ключовими завданнями у розвитку сучасних енергетичних систем. Особливо актуальними ці питання є для рухомих підводних пристроїв, де високі втрати на опір суттєво впливають на ефективність роботи обладнання. Одним із перспективних методів вирішення цієї проблеми є застосування вимушеної кавітації, яка полягає у створенні штучної газової порожнини навколо рухомого тіла шляхом цілеспрямованого впуску газу в потік рідини.

Окрім зменшення гідродинамічного опору, застосування вимушеної кавітації дозволяє значно *знижити кавітаційну ерозію*, яка виникає внаслідок колапсу кавітаційних бульбашок. Зменшення ерозії особливо важливе в енергетиці, включаючи атомну, де експлуатація обладнання часто відбувається в умовах високих швидкостей потоків і високого гідравлічного навантаження. Мінімізація кавітаційної ерозії дозволяє суттєво подовжити термін служби обладнання, зменшити витрати на технічне обслуговування та ремонти, а також підвищити загальну безпеку експлуатації об'єктів.

Аналіз останніх досліджень. Результати численних досліджень підтверджують ефективність використання вимушеної кавітації для зниження гідравлічного опору. Наприклад, дослідження [1] показує, що використання поверхонь із спеціальними покриттями та штучних порожнин може знижувати опір до 40 %. В роботі [2] підкреслюється важливість навіть незначної концентрації повітряних бульбашок у потоці для суттєвого зменшення природної кавітаційної ерозії поверхонь, що має велике значення в гідротехніці та енергетиці.

Проблеми енергетичних втрат і ерозії також досліджувалися в контексті застосування систем на стисненому повітрі [3], де було доведено, що інтеграція суперкавітаційних систем дозволяє суттєво покращити показники енергоефективності і тривалості роботи підводних апаратів на високих швидкостях [4].

Постановка задачі. Враховуючи вищеописані переваги вимушеної кавітації, актуальним є проведення чисельного дослідження цього явища для визначення *оптимальних параметрів вентиляції* [5], які забезпечують максимальне зниження гідравлічного опору при русі обтічних тіл у рідині. Основною метою роботи є чисельне моделювання процесу вимушеної кавітації навколо кавітатора за допомогою програмного середовища OpenFOAM 12 із застосуванням методу об'ємної рідини (VOF) на першому етапі у осесиметричній постановці і

без урахування сили тяжіння. Результати цього дослідження планується використати для подальшої оптимізації технологій вентиляції з метою підвищення енергоефективності та зменшення ерозійного впливу на обладнання в енергетичних та гідротехнічних системах.

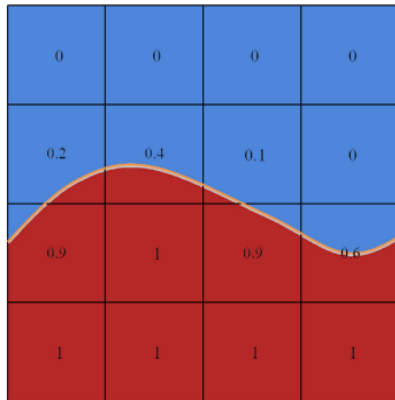


Рис. 1 – Комірки та межа розділу фаз.

Математична модель. Для моделювання процесів вимушеної кавітації використано метод об'ємної рідини (VOF), який є сучасним підходом до чисельного опису багатозфазних течій [6]. Цей метод базується на розв'язанні рівнянь Нав'є – Стокса із врахуванням фазової частки кожної рідини у певному контрольному об'ємі. В рамках методу VOF вводиться індикаторна функція фазової частки $\alpha(\vec{x}; t)$, що характеризує заповненість кожної комірки розрахункової сітки відповідною фазою. Значення функції $\alpha(\vec{x}; t) = 1$ відповідає коміркам, повністю заповненим рідиною, тоді як значення $\alpha(\vec{x}; t) = 0$ вказує на наявність виключно газової фази (наприклад, повітря). Комірки із проміжними значеннями фазової частки $\alpha \in [0; 1]$ визначають наявність поверхні розділу фаз, де відбувається перехід між рідиною і газом, як показано на рис. 1.

Фазова частка розраховується як відношення об'єму води до загального об'єму комірки

$$\alpha = \frac{V_w}{V_w + V_a},$$

де V_w – об'єм води, а V_a – об'єм повітря. Важливою особливістю методу VOF є можливість ефективного відслідковування рухомої межі поділу між фазами, що забезпечується завдяки розв'язку спеціального транспортного рівняння для фазової частки. Таким чином, цей підхід дозволяє точно моделювати утворення і динаміку газової порожнини. Система рівнянь для суміші двох нестисливих ізотермічних середовищ складається з рівняння Нав'є – Стокса з урахуванням поверхневого натягу, нерозривності і переносу фазової частки:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_{eff}\vec{U})}{\partial t} + \vec{U}\vec{V}(\rho_{eff}\vec{U}) &= -\vec{\nabla}p + \vec{\nabla}(\tau_{ij}) + \sigma\kappa(\vec{\nabla}\alpha); \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0; \\ \frac{\partial\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla}(\alpha\vec{U}) + \vec{\nabla}(\overline{U_c}\alpha(1-\alpha)) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

де $\vec{U}$ – швидкість; p – тиск; $\sigma = 0.07 \frac{\text{Н}}{\text{м}}$ – коефіцієнт поверхневого натягу;

$$\kappa = \vec{\nabla}\vec{n}_\alpha = \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla}\alpha}{|\vec{\nabla}\alpha|} \right)$$

– кривизна поверхні розділу фаз; $\overline{U_c}$ – додаткова швидкість для уточнення інтерфейсу між фазами; τ_{ij} – тензор в'язких напруг:

$$\tau_{ij} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \quad (2)$$

Ефективні фізичні параметри двофазної суміші визначаються за правилом зваженого середнього:

$$\mu_{eff} = \alpha\mu_w + (1-\alpha)\mu_a, \quad \rho_{eff} = \alpha\rho_w + (1-\alpha)\rho_a.$$

Система рівнянь (1) замикається за допомогою моделі турбулентності Spalart-Allmaras, що використовує одне рівняння для визначення турбулентної в'язкості. Ця модель ґрунтується на розв'язку одного додаткового транспортного рівняння для модифікованої турбулентної в'язкості $\tilde{\nu}$:

$$\frac{D(\rho_{eff}\tilde{\nu}_{eff})}{Dt} = \vec{\nabla} \cdot (\rho_{eff}D_{\tilde{\nu}}\vec{\nabla}\tilde{\nu}_{eff}) + \frac{C_{b2}}{\sigma_{\tilde{\nu}}}\rho_{eff}|\vec{\nabla}\tilde{\nu}_{eff}|^2 + C_{b1}\rho_{eff}\tilde{\nu}_{eff}(1-f_{t2}) - C_{w1}f_w\rho_{eff}\frac{\tilde{\nu}_{eff}^2}{d^2} + S_{\tilde{\nu}}, \quad (3)$$

де $\tilde{\nu}_{eff}$ – модифікована турбулентна в'язкість; ρ_{eff} – ефективна густина; $S_{\tilde{\nu}}$ – джерельний член; $D_{\tilde{\nu}}$ – коефіцієнт дифузії моделі, а f_{t2} , f_w – емпіричні коефіцієнти моделі, що враховують різні ефекти нестационарності течії та пристінкового впливу [7].

Турбулентна в'язкість визначається як:

$$\nu_{teff} = \tilde{\nu}_{eff}f_{\nu1},$$

де функція $f_{\nu1}$ задається співвідношенням:

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}_{eff}}{\nu_{eff}},$$

де ν_{eff} – ефективна кінематична в'язкість, а C_{v1} – емпіричний коефіцієнт моделі.

Величина $\tilde{d}$ – у моделі Spalart-Allmaras являє собою відстань від поточної комірки до найближчої твердої стінки (або іншої межі потоку). Саме ця величина забезпечує коректну поведінку моделі біля стінок та дозволяє адекватно описувати пристінну турбулентність (*пристінкова функція*).

Основною перевагою цієї моделі є її простота та висока ефективність для моделювання пристінних течій з високими числами Рейнольдса, що робить її особливо зручною для застосувань в аеродинамічних та гідродинамічних задачах. Завдяки невеликим витратам на обчислення та достатній точності, модель широко використовується у практичних задачах гідродинаміки [8]. Стандартні емпіричні коефіцієнти моделі турбулентності, що використовуються в OpenFOAM, наведені в табл. 1.

Таблиця 1 – Стандартні коефіцієнти моделі турбулентності

σ_{v_1}	C_{b1}	C_{b2}	C_{w1}	C_{v1}
0.6667	0.1355	0.622	3.2798	7.1

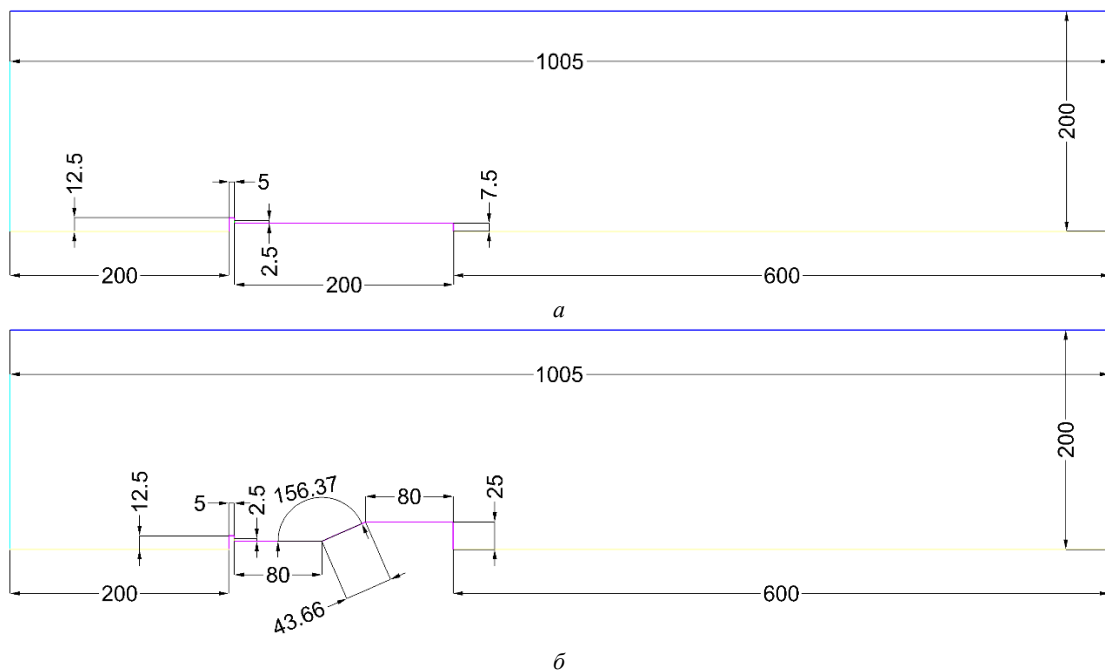


Рис. 2 – Геометрія розрахункової області: *a* – з циліндричним тілом $d = 0.6d_c$; *б* – з циліндричним тілом $d = 2d_c$.

На рис. 2, *a, б* зображено геометрію обтічних тіл та всі границі розрахункової області. Потік води заходить через границу *Water inlet* (голубий колір) та виходить через границу *Outlet* (червоний колір) разом із повітрям. Синім кольором позначено відкриту границу *Open boundary*. Стінки кавітатора *Walls* позначено фіолетовим кольором. Жовтим кольором позначено вісь симетрії *Symmetry axis*. Видув повітря відбувається через малий отвір (границя *Air inlet* зелений колір) на кавітаторі довжиною 2.5 мм.

Граничні умови для концентрації води α :

Symmetry axis – вісь симетрії

Outlet – $\frac{\partial \alpha}{\partial n} = 0$ (zeroGradient)

Open boundary – $\frac{\partial \alpha}{\partial n} = 0$ (zeroGradient)

Air Inlet – $\alpha = 0$

Water Inlet – $\alpha = 1$

Walls – $\frac{\partial \alpha}{\partial n} = 0$ (zeroGradient)

Граничні умови для модифікованої турбулентної в'язкості $\tilde{\nu}_{eff}$:

Symmetry axis – вісь симетрії

Outlet – $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_{\infty}$ (freestreamValue), $\tilde{\nu}_{\infty} = 1.07 \cdot 10^{-3}$

Open boundary – $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_{\infty}$ (freestreamValue), $\tilde{\nu}_{\infty} = 1.07 \cdot 10^{-3}$

Air Inlet – $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_{\infty}$ (freestreamValue), $\tilde{\nu}_{\infty} = 1.07 \cdot 10^{-3}$

Water Inlet – $\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_{\infty}$ (freestreamValue), $\tilde{\nu}_{\infty} = 1.07 \cdot 10^{-3}$

Walls – $\tilde{\nu} = 0$

Граничні умови для тиску p :

Symmetry axis – вісь симетрії

Outlet – $p = 0$

Open boundary – $\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0$ (zeroGradient)

Air Inlet – $\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0$ (zeroGradient)

Water Inlet – $\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0$ (zeroGradient)

Walls – $\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0$ (zeroGradient)

Граничні умови швидкості $\vec{U}$:

Symmetry axis – вісь симетрії

Outlet – $\frac{\partial \vec{U}}{\partial \vec{n}} = 0$ (zeroGradient, + гасіння зворотного потоку)

Open boundary – $\frac{\partial \vec{U}}{\partial \vec{n}} = 0$ (slip)

Air Inlet – $\vec{U} = (0, 0, U_a = 6) \frac{\text{м}}{\text{с}}$

Water Inlet – $\vec{U} = (0, 0, U_\infty = 10) \frac{\text{м}}{\text{с}}$

Walls $\vec{U} = (0, 0, 0)$

Для завдання турбулентних характеристик на входах та виходах використано наступну оцінку турбулентної в'язкості ν_{eff} через основні безрозмірні параметри турбулентності – інтенсивність турбулентності $l = 0.05$ та характерний розмір (діаметр кавітатора) $d_c = 0.025 \text{ м}$.

Початково визначається турбулентна кінетична енергія k :

$$k = \frac{3}{2} (l \cdot U_\infty)^2.$$

Після цього оцінюється швидкість дисипації турбулентної енергії ε як:

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \cdot \frac{k^{3/2}}{l}.$$

Тут U_∞ – швидкість набігаючого потоку води на нескінченності, $C_\mu = 0.09$ – емпірична константа. Тут $l = 0.07 d_c$ – характерний масштаб турбулентності. На основі отриманих значень k , l і ε турбулентна в'язкість визначається як:

$$\nu_{\text{eff}} = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon}.$$

Ця формула використовується в практичних задачах як спрощений вираз для швидкого оцінювання турбулентної в'язкості за заданими макроскопічними параметрами потоку: швидкістю на нескінченності, характерним масштабом довжини та інтенсивністю турбулентності. Значення ν_{eff} надалі використовується як граничне значення для модифікованої турбулентної в'язкості $\tilde{\nu}_{\text{eff}}$ в моделі Spalart-Allmaras.

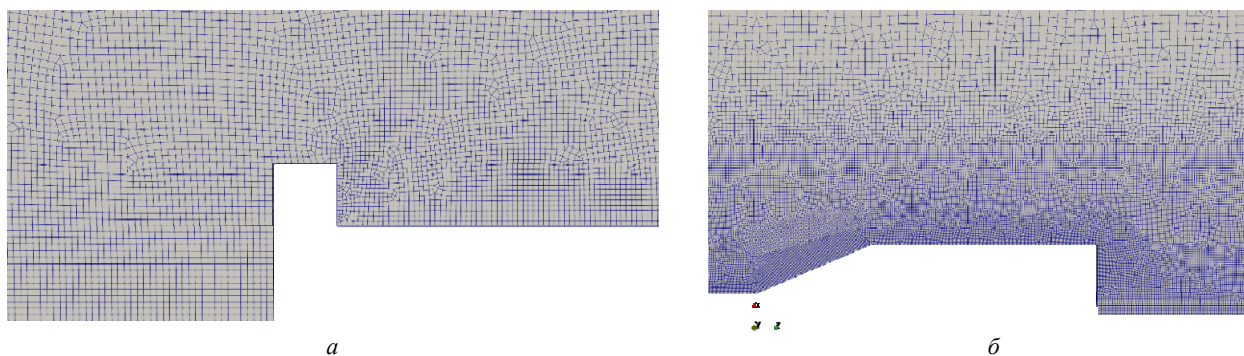


Рис. 3 – Сітка навколо: а – кавітатора; б – тіла.

Для моделювання використано *гексадральну сітку*, побудовану за допомогою відкритого програмного забезпечення *Salome*. Основний об'єм обох сіток складається з гексадрів ($\approx 97.2\%$) з незначною кількістю призм, що виникають в околі осі симетрії. Сітку навколо кавітатора та тіла зображено на рис. 3, а, б.

Результати. У статті наведені результати при $U_\infty = 10 \text{ м/с}$ та вдві повітря $U_a = 6 \text{ м/с}$, що відповідає об'ємній витраті $Q_a \approx 0.83 \text{ л/с}$. На рис. 4 показано поле об'ємної частки води α (де $\alpha = 1$ відповідає воді, а $\alpha = 0$ – повітря) та векторне поле швидкості навколо кавітатора в різні моменти часу формування вентильованої порожнини. Видно, що безпосередньо за кавітатором утворюється відривна зона суміші води і повітря. В межах газової порожнини швидкість рідини практично нульова, що вказує на наявність обширної зони рецирку-

ляції позаду тіла. Основний потік огинає порожнину; вздовж межі порожнини спостерігаються високі градієнти швидкості. Вдув повітря робить стійкою зону відриву потоку за кавітатором з поступовим заповненням її повітрям. Через проміжок часу ($t = 1.3\text{с}$) для розглянутого значення Q_a формується каверна певного об'єму, який вже не змінюється в наступні моменти часу.

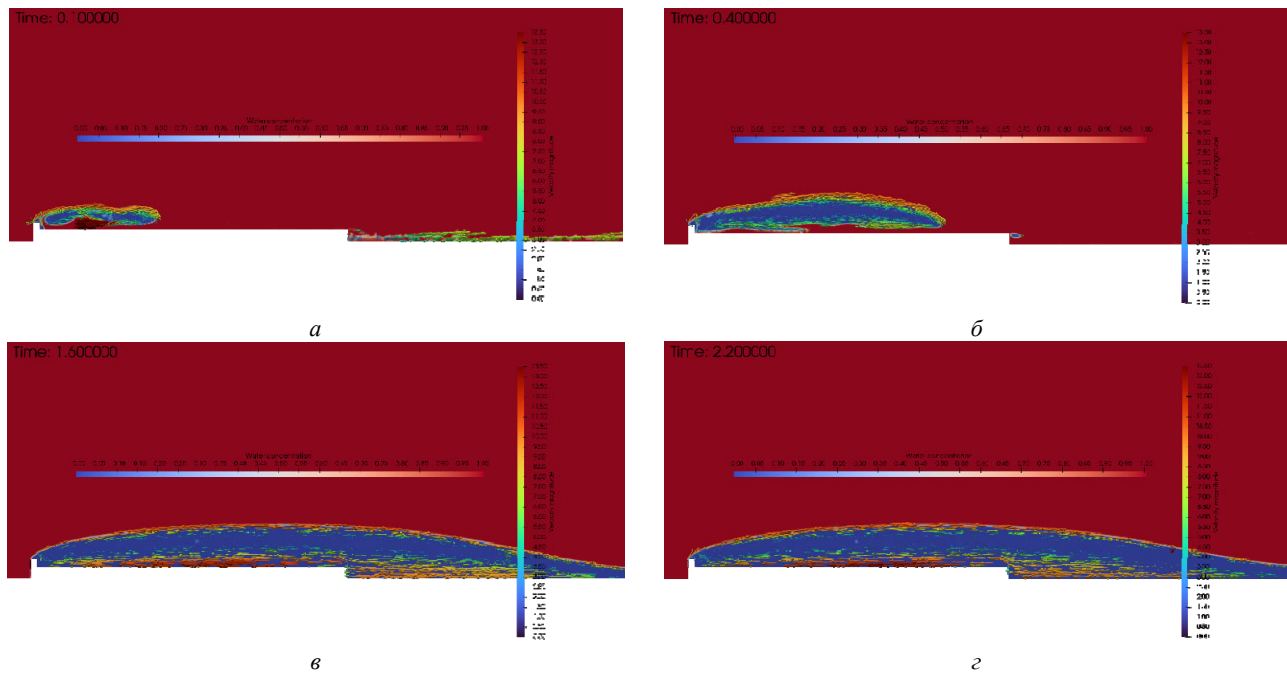


Рис. 4 – Поле концентрації α та векторне поле швидкості для кавітації з малим циліндричним тілом:
 a – α та вектори U при $t = 0.1\text{с}$; b – α та вектори U при $t = 0.4\text{с}$; v – α та вектори U при $t = 1.6\text{с}$;
 z – α та вектори U при $t = 2.2\text{с}$.

На рис. 5 аналогічно зображено поле концентрації і вектори швидкості для випадку наявності за кавітатором циліндричного тіла більшого діаметра. Як і в попередньому випадку, за кавітатором і за кормою тіла утворюються циркуляційні зони, які поступово заповнюються газом.

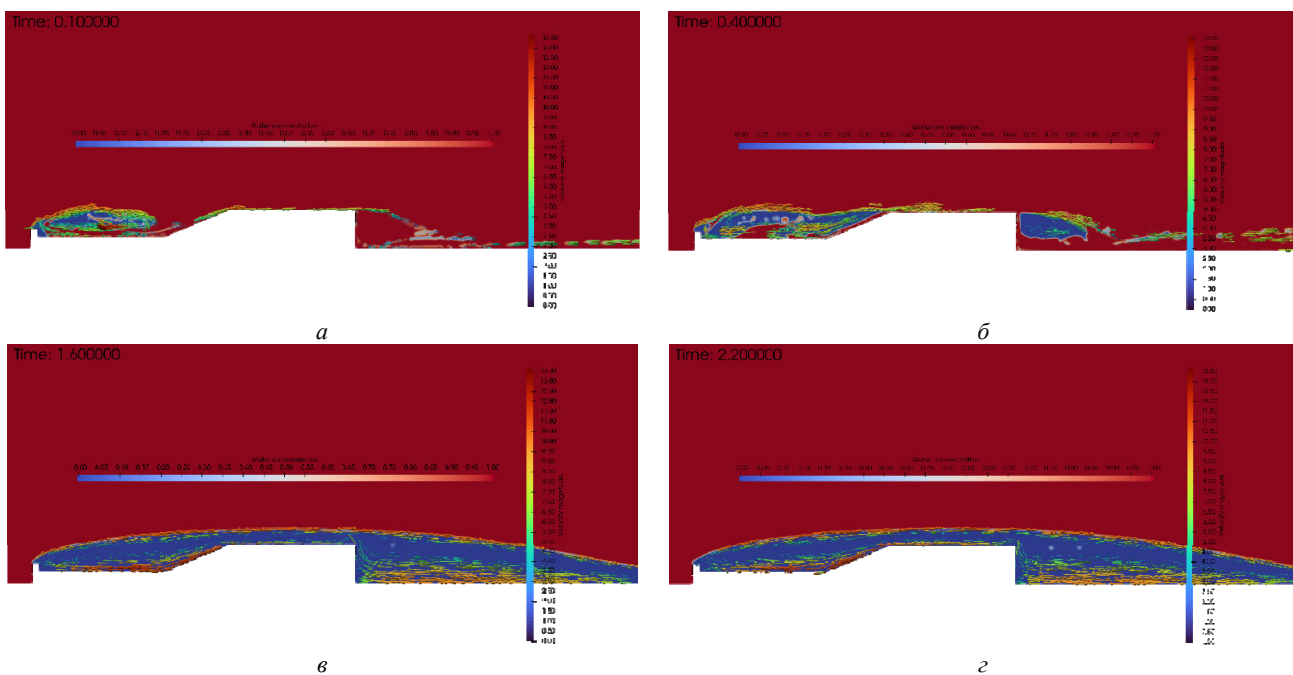


Рис. 5 – Поле концентрації α та векторне поле швидкості для кавітації з додатковим тілом:
 a – α та вектори U при $t = 0.1\text{с}$; b – α та вектори U при $t = 0.4\text{с}$; v – α та вектори U при $t = 1.6\text{с}$;
 z – α та вектори U при $t = 2.2\text{с}$.

Видно, що для варіанту тіла більшого діаметру порожнина виходить дещо ширшою біля його корми. Про-

те, форма порожнини стабілізується аналогічно до випадку каверни малим циліндричним тілом. Стационарна (стійка) порожнина встановлюється приблизно за $t = 1.3$ с від початку вентиляції – про це свідчить майже повна подібність структури течії та форми порожнини на рис. 5, в і рис. 5, г. Отже, обрані параметри вентиляції забезпечують швидке формування сталої порожнини навколо тіла в обох геометричних конфігураціях.

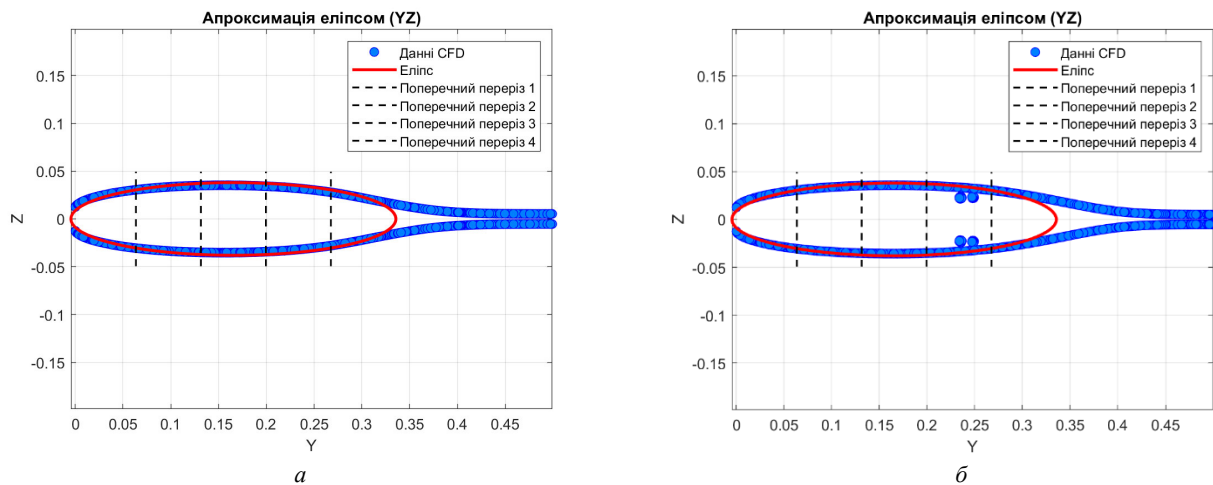


Рис. 6 – 2D апроксимація поверхні розділу фаз еліпсом: а – з циліндричним тілом $d = 0.6d_c$;
б – з циліндричним тілом $d = 2d_c$.

На рис. 6 представлено апроксимацію форми межі розділу фаз (вільної поверхні порожнини) еліпсом у двовимірному випадку. На тому ж рисунку позначено координати декількох поперечних перерізів уздовж порожнини, у яких далі аналізується розподіл тиску. Встановлено, що одна й та сама еліптична крива добре узгоджується з формою межі порожнини як для випадку з циліндричним тілом $d = 0.6d_c$, так і для випадку з тілом $d = 2d_c$.

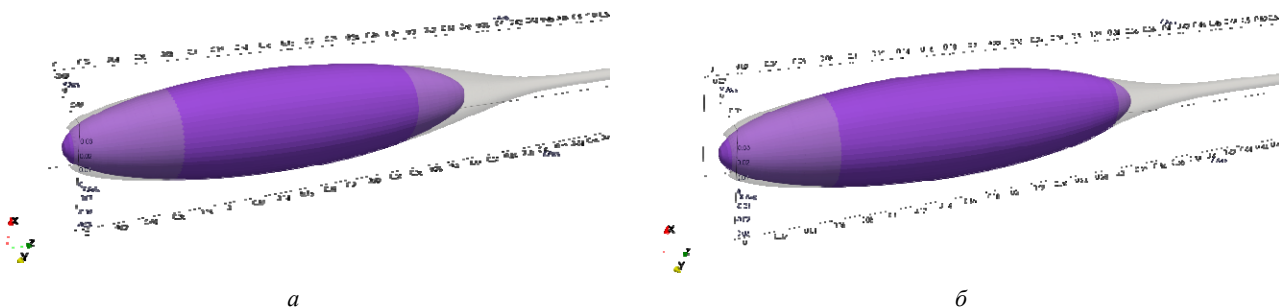


Рис. 7 – 3D апроксимація поверхні розділу фаз еліпсоїдом: а – з циліндричним тілом $d = 0.6d_c$;
б – з циліндричним тілом $d = 2d_c$.

Зважаючи на осесиметричність течії, отриманий еліпс можна обертати навколо осі, одержуючи тривимірну форму порожнини у вигляді еліпсоїда (рис. 7). Параметри цього еліпсоїда (напівосі) дозволяють оцінити характерні розміри порожнини:

$$\frac{(x-x_0)^2}{a^2} + \frac{(y-y_0)^2}{b^2} + \frac{(z-z_0)^2}{c^2} = 1.$$

Тут $x_0 = 0$, $y_0 = 0$, $z_0 = 0.1655$, $a = 0.038$, $b = 0.038$, $c = 0.17$ – апроксимовані параметри еліпсоїда. Максимальний радіус порожнини є $a = 38$ мм. Тоді максимальна довжина стабільної частини порожнини є $2c = 340$ мм .

Об'єм порожнини складає:

$$V_{cav} = \frac{4}{3} \pi abc \approx 1.02 \text{ л}.$$

Максимальне видовження $\gamma = \frac{2c}{L_{body}} \approx 1.66$, а максимальне відношення $\theta = \frac{a}{R_c} \approx 3.04$. Тоді як співвідношення до середнього радіусу еліпсоїда

$$\vartheta = \frac{R_{avg\,ellipse}}{R_c} \approx 2.39, \text{ де } R_{avg\,ellipse} = \frac{\pi}{4} a \approx 29.84 \text{ мм}.$$

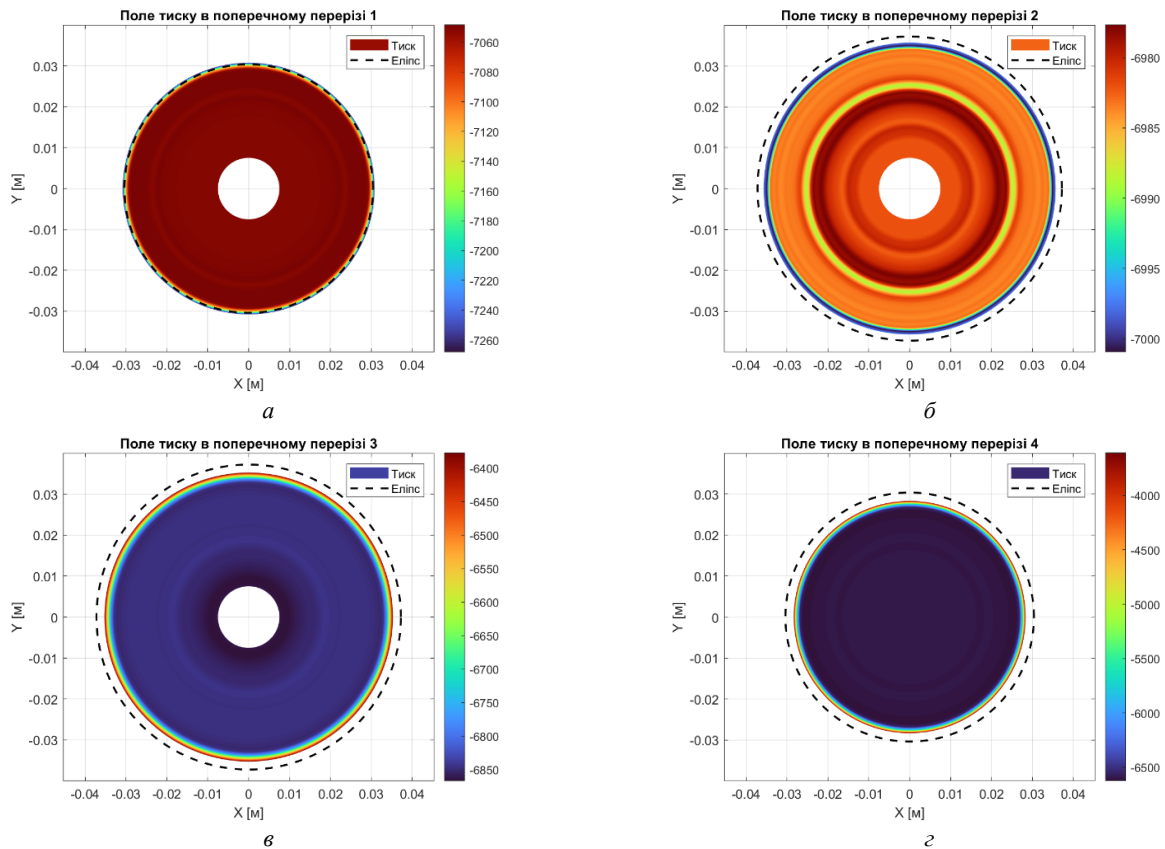


Рис. 8 – Поле тиску в поперечних перерізах вздовж порожнини для малого циліндричного тіла:
a – поперечний переріз 1; *б* – поперечний переріз 2; *в* – поперечний переріз 3; *г* – поперечний переріз 4.

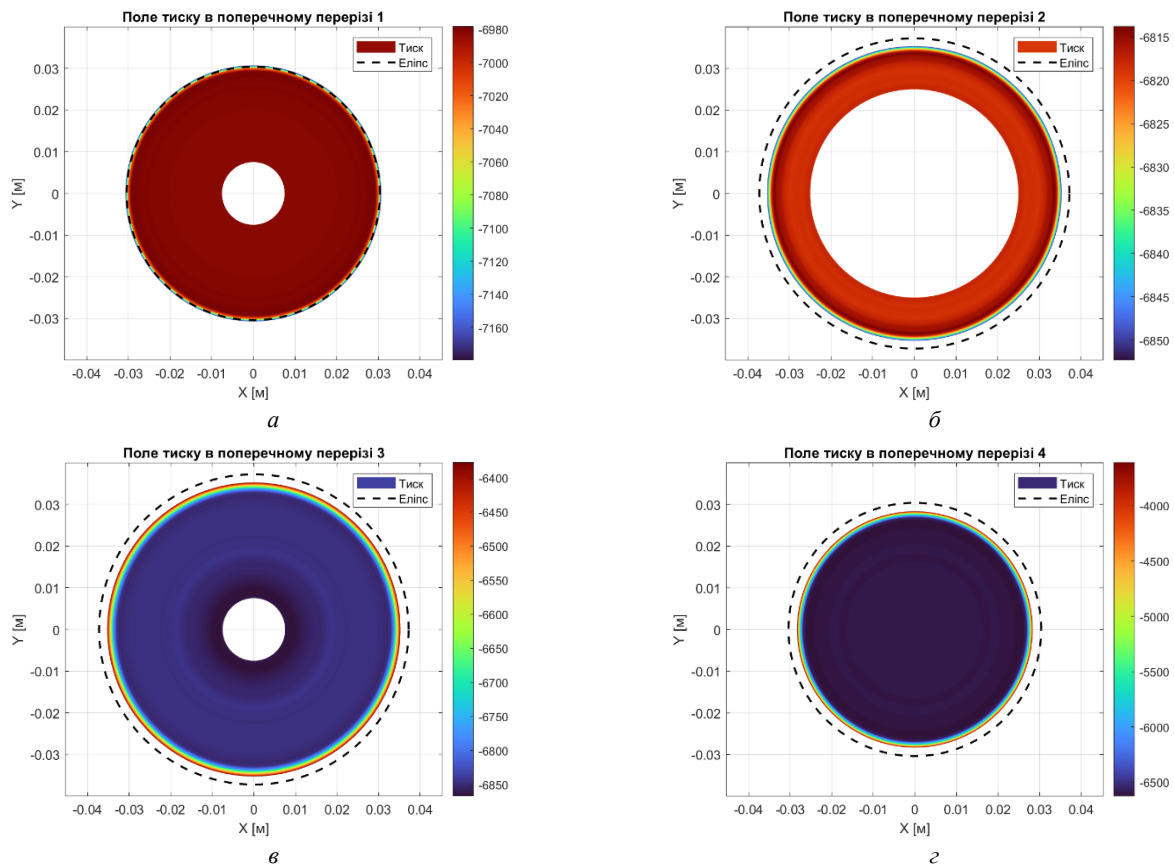


Рис. 9 – Поле тиску в поперечних перерізах вздовж порожнини для додаткового тіла:
a – поперечний переріз 1; *б* – поперечний переріз 2; *в* – поперечний переріз 3; *г* – поперечний переріз 4.

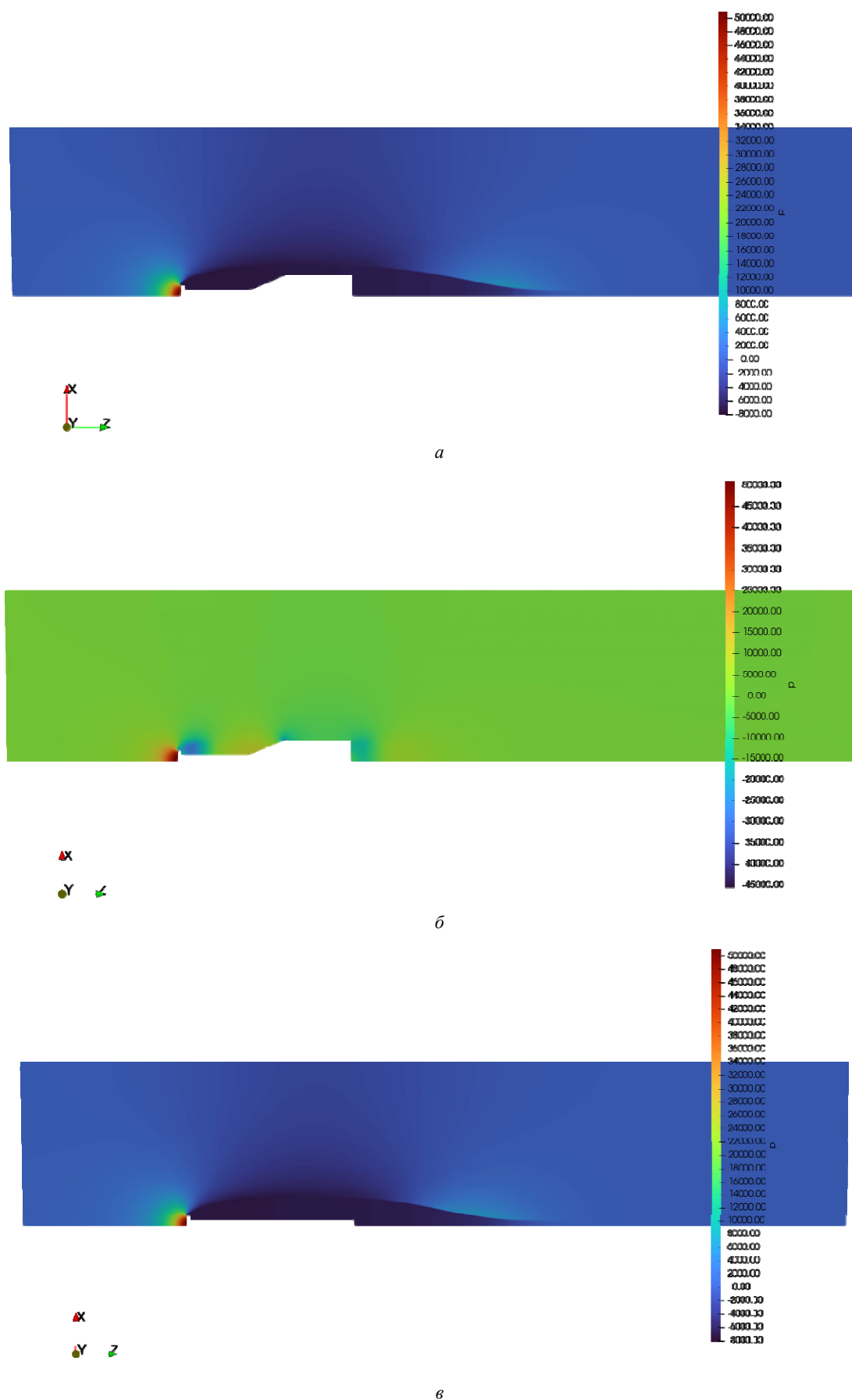


Рис. 10 – Поле тиску вздовж розрахункової області: *a* – з додатковим тілом та кавітацією; *б* – з додатковим тілом та без кавітації; *в* – з малим циліндричним тілом та з кавітацією.

На рис. 8 та рис. 9 показано поле тиску у вибраних поперечних перерізах уздовж порожнини (відповідно для випадку з малим циліндричним тілом і з додатковим тілом). Ці перерізи показані на рис. 6. Видно, що всередині порожнини тиск розподілений відносно рівномірно. У фронтальній частині порожнини тиск має найменше значення, а в напрямку до хвоста порожнини спостерігається невелике його підвищення. Для випадку з циліндричним тілом $d = 2d_c$ (рис. 9) профіль тиску вздовж порожнини дещо відрізняється через більший радіус порожнини, проте загальний рівень тиску всередині порожнини залишається значно нижчим, ніж тиск на поверхні тіла при обтіканні водою без вентиляції. Інакше кажучи, у вентиляційній порожнині підтримується знижений тиск (близький до тиску газу, що подається) порівняно зі статистичним тиском невентильованого потоку.

Для наочного порівняння ефекту вентиляції було також проведено розрахунок для конфігурації з циліндричним тілом $d = 2d_c$ без подачі газу (тобто без утворення порожнини). Результати для цього випадку зіставлені з вентиляційними випадками на рис. 10. Зокрема, на рис. 10 наведено розподіл статичного тиску вздовж потоку для трьох ситуацій: рис. 10, *a* – з додатковим тілом при наявності вентиляції (розвинена повітряна порожнина); рис. 10, *б* – з додатковим тілом без вентиляції (обтікання лише водою); рис. 10, *в* – з малим циліндричним тілом при вентиляції. Видно різочу різницю в характері тиску на поверхні додаткового тіла: у разі відсутності повітря (рис. 10, *б*) перед лобовою частиною додаткового корпусу виникає зона підвищеного тиску (порядку 20 кПа), обумовлена гальмуванням водяного потоку перед перешкодою. Натомість при наявності вентиляції (рис. 10, *a*) така зона високого тиску зникає – поверхня додаткового тіла контактує не з водою, а з газом, тому тиск на ній залишається близьким до тиску всередині порожнини (значно нижчого від гідродинамічного напору). Для випадку малого тіла з порожниною (рис. 10, *в*) картина розподілу тиску аналогічна до випадку на рис. 10, *a*: на поверхні кавітатора після точки відриву тиск різко падає і надалі залишається низьким уздовж всієї порожнини.

На основі отриманих полів тиску було обчислено силу опору та відповідний коефіцієнт опору:

$$C_x = \frac{\int_{\partial\Omega} (-pn_z + \tau_z) dA}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 A_{ref}},$$

де $A_{ref} = \pi R_c^2$ для розглянутих випадків.

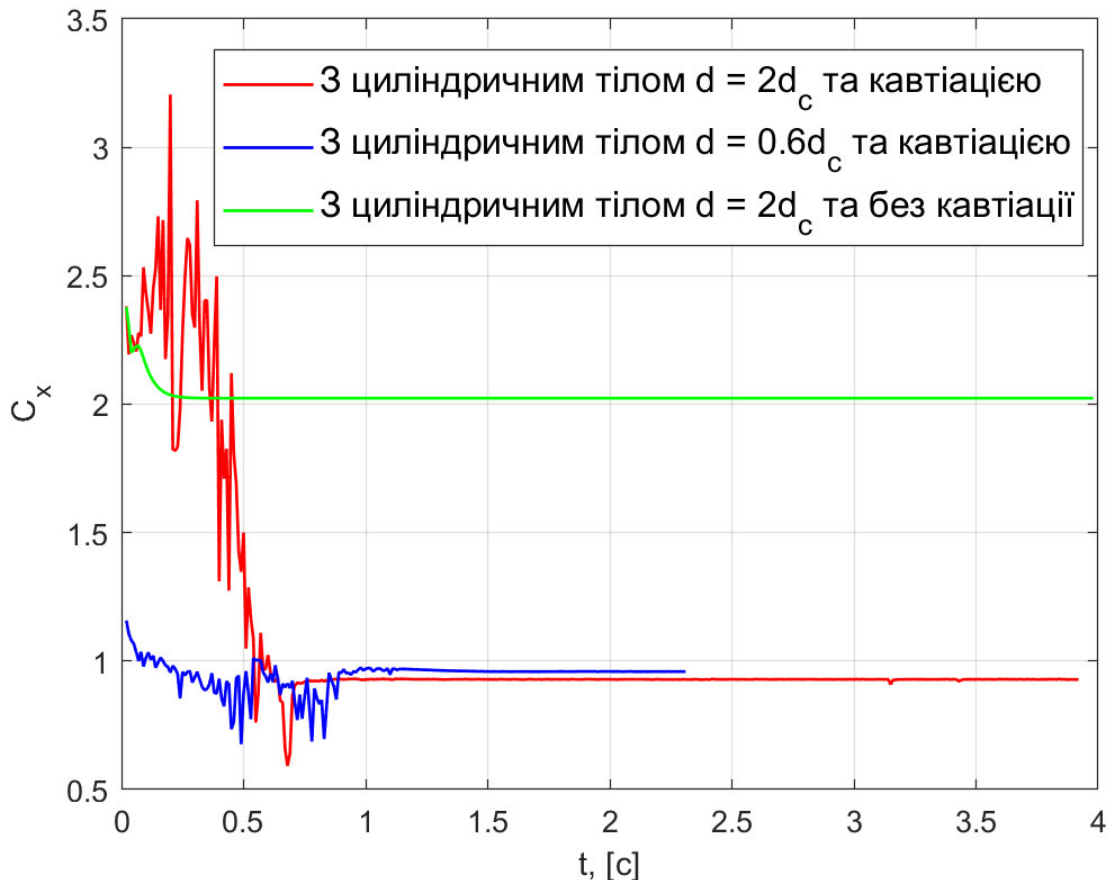


Рис. 11 – Миттєві значення коефіцієнта опору тиску.

На рис. 11 представлені миттєві значення коефіцієнта C_x для тіла $d = 2d_c$ у воді без вентиляції, для цього тіла з вентиляцією, а також для тіла $d = 0.6d_c$ з вентиляцією. Як видно з графіку, коефіцієнт опору тіла $d = 2d_c$ $C_x = 0.9285$ при наявності повітряної порожнини майже такий самий, як і у малого циліндричного тіла з порожниною $C_x = 0.9594$, і приблизно вдвічі менший за тіла $d = 2d_c$ при його обтіканні лише водою $C_x = 2.0231$. Іншими словами, використання вимушеної кавітації призводить до зниження опору для циліндричного тіла діаметром $d = 2d$ приблизно на 50 % у порівнянні з випадком без вентиляції. Фактично додатковий корпус, перебуваючи цілком всередині газової порожнини, вносить мінімальний вклад у загальний опір – уся додаткова сила опору пов'язана лише з підтриманням самої порожнини та опором кавітатора. Подібне явище відзначається і в експериментальних роботах [9, 10], де показано, що при повному охопленні рухомого тіла порожниною основний опір генерується саме на носовому кавітаторі та на межі розділу фаз, тоді як вклад корпусу, ізольованого від води, є незначним.

Висновки. Проведене чисельне моделювання формування вентиляційної каверни показало, що дисковий кавітатор при певній витраті газу для відповідної швидкості потоку генерує стійку зону відриву, в якій вода заміщується газом і формується газова порожнина, базова частина якої відповідає еліпсоїдальній формі з співвідношенням напівосей $\frac{c}{a} \approx 4.5$, а максимальна ширина її більш ніж у 3 рази перевищує діаметр кавітатора. При розглянутих значеннях витрат газу форма і розмір порожнини не змінюється від розташування усередині порожнини тіл різної форми і різних розмірів (менших розміру «еліпсоїда» каверни). Результати розрахунку підтверджують, що примусова вентиляція потоку навколо обтічних тіл зменшує силу опору і може захищати поверхню цих тіл від руйнівної дії природної кавітації. Межа розділу фаз за встановлених параметрів вентиляції і числі Рейнольдса ($Re_d \approx 2.5 \cdot 10^5$) залишається стабільною та гладкою – ознак руйнування порожнини чи значних нестационарних флуктуацій не спостерігається. Це підтверджує надійність обраної моделі та режиму вентиляції для підтримання сталої порожнини навколо тіла.

Список літератури

1. Xu Y., Zhang M., Li H. Experimental research on the effect of air concentration on cavitation erosion development // *Ultrasonics Sonochemistry*. – 2021. – Vol. 72. – P. 2 – 13. DOI: 10.1063/5.0077860.
2. Huixia Jia., Rishan Xie., Yangjie Zhou. Numerical simulation and drag reduction mechanism of supercavitation with bionic non-smooth surface Experimental Investigation of the Supercavitation and Hydrodynamic Characteristics of High-Speed Projectiles with Hydrophobic and Hydrophilic Coatings // *fluids*. – 2022. – P. 1 – 15. DOI: 10.3390/fluids7120363.
3. He Y., Zhang H. Analysis of characteristics of a compressed air power system generating supercavitation drag reduction for underwater vehicles // *Energies*. – 2024. – Vol. 17. – No. 4. – P. 17 – 35. DOI: 10.3390/en17071735.
4. Choe Y., Kim C. Computational investigation on ventilated supercavitating flows and its hydrodynamic characteristics around a high-speed underwater vehicle // *Ocean Engineering*. – 2022. – Vol. 249. – P. 1 – 19. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2022.110865.
5. Koval S. O., Voropaiev G. O., Dimitrieva N. F. Calculation of a Ventilated Cavity in OpenFOAM // In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics. – Prague., 2023. – P. 88 – 95. DOI: 10.14311/TPFM.2023.013.
6. Hirt C. W., Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // *J. Comput. Phys.* – 1981. – Vol. 39. – No. 1. – P. 201 – 225. DOI: 10.1016/0021-9991(81)90145-5.
7. Spalart P. R., Allmaras S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // *Recherche Aerospaciale*. – 1994. – No. 1. – P. 5 – 21. DOI: 10.2514/6.1992-439.
8. Sá L. F. N., Yamabe P. V. M., Souza B. C., Silva E. C. N. Topology optimization of turbulent rotating flows using Spalart–Allmaras model // *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* – 2021. – Vol. 373. – P. 1 – 19. DOI: 10.1016/j.cma.2020.113551.
9. Ahn B.-K., Kim S.-Y., Choi H. An experimental investigation of artificial supercavitation generated by air injection behind disk-shaped cavitators // *Int. J. of Naval Architecture and Ocean Engineering*. – 2016. – Vol. 9(2). – P. 227 – 237. DOI: 10.1016/j.ijnaoe.2016.10.006.
10. Savchenko Yu. M. Supercavitation: Advances and Perspectives // Springer. – 2012. – 230 p.
11. Энштейн Л. А. О механизме пульсационных процессов в концевой области присоединенных каверн // Труды симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений. – М. : Наука, 1975. – С. 133 – 138.

References (transliterated)

1. Xu Y., Zhang M., Li H. Experimental research on the effect of air concentration on cavitation erosion development. *Ultrasonics Sonochemistry*. 2021, Vol. 72, pp. 2–13. DOI: 10.1063/5.0077860.
2. Huixia Jia., Rishan Xie., Yangjie Zhou. Numerical simulation and drag reduction mechanism of supercavitation with bionic non-smooth surface Experimental Investigation of the Supercavitation and Hydrodynamic Characteristics of High-Speed Projectiles with Hydrophobic and Hydrophilic Coatings. *fluids*. 2022. pp. 1–15. DOI: 10.3390/fluids7120363.
3. He Y., Zhang H. Analysis of characteristics of a compressed air power system generating supercavitation drag reduction for underwater vehicles. *Energies*. 2024, Vol. 17, No. 4, pp. 17–35. DOI: 10.3390/en17071735.
4. Choe Y., Kim C. Computational investigation on ventilated supercavitating flows and its hydrodynamic characteristics around a high-speed underwater vehicle. *Ocean Engineering*. 2022, Vol. 249, pp. 1–19. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2022.110865.
5. Koval S. O., Voropaiev G. O., Dimitrieva N. F. Calculation of a Ventilated Cavity in OpenFOAM. In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics. Prague., 2023, pp. 88–95. DOI: 10.14311/TPFM.2023.013.

6. Hirt C. W., Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J. Comput. Phys.* 1981, Vol. 39, No. 1, pp. 201–225. DOI: 10.1016/0021-9991(81)90145-5.
7. Spalart P. R., Allmaras S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *Recherche Aerospaciale*. 1994, No. 1, pp. 5–21. DOI: 10.2514/6.1992-439.
8. Sá L. F. N., Yamabe P. V. M., Souza B. C., Silva E. C. N. Topology optimization of turbulent rotating flows using Spalart–Allmaras model. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 2021, Vol. 373, pp. 1–19. DOI: 10.1016/j.cma.2020.113551.
9. Ahn B.-K., Kim S.-Y., Choi H. An experimental investigation of artificial supercavitation generated by air injection behind disk-shaped cavitators. *Int. J. of Naval Architecture and Ocean Engineering*. 2016, Vol. 9(2), pp. 227–237. DOI: 10.1016/j.ijnaoe.2016.10.006.
10. Savchenko Yu. M. Supercavitation: Advances and Perspectives. *Springer*. 2012, 230 p.
11. Epshtein L. A. O mekhanizme pul'satsionnykh protsessov v kontsevoy oblasti prisoedinitel'nykh kavern [On the mechanism of pulsation processes in the terminal region of attached caverns]. *Trudy simpoziuma po fizike akustiko-gidrodinamicheskikh yavleniy* [Proceedings of the Symposium on Acoustic-Hydrodynamic Phenomena]. Moscow, Nauka Publ., 1975. pp. 133–138.

Надійшла (received) 10.05.2025

Відомості про авторів / Information about authors

Воропаєв Геннадій Олександрович – доктор фізико-математичних наук, професор, директор Інститут гідромеханіки НАН України, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», м. Київ; тел.: +38(044) 371-65-17; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-5615-6344>; e-mail: voropaiev.gena@gmail.com.

Voropaiev Gennadii Oleksandrovych – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Director Institute of Hydromechanics National Academy of Sciences of Ukraine, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv; tel.: +38(044) 371-65-17; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-5615-6344>; e-mail: voropaiev.gena@gmail.com.

Коваль Сергій Олександрович – студент навчально-наукового інституту атомної та теплової енергетики, Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», м. Київ; тел.: (096) 979-78-45; ORCID: <https://orcid.org/0009-0009-2229-3063>; e-mail: koval.sergiy-ipt@iitl.kpi.ua.

Koval Serhii Oleksandrovych – Student of Educational and Scientific Institute of Atomic and Thermal Energy, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Berdyansk State Pedagogical University, Kyiv; tel.: (096) 979-78-45; ORCID: <https://orcid.org/0009-0009-2229-3063>; e-mail: koval.sergiy-ipt@iitl.kpi.ua.