

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ГАЗОДИНАМІКИ СЕПАРАЦІЙНОГО ОБЛАДНАННЯ

С. С. Рижков, канд. техн. наук;

О. О. Московко, студ.

Національний університет кораблебудування, м. Миколаїв

Анотація. Розроблено сепараційне обладнання для експериментальної установки Екопір 18 М. Проведено адаптацію RSM-моделі для розрахунку газодинаміки робочого середовища. Досліджено розподіл швидкостей, динамічного та статичного тисків, кінетичної енергії турбулентності при початковій швидкості $u_0 = 25$ м/с. Отримано розподіл коефіцієнта гідродинамічної ефективності для елементів робочих ділянок.

Ключові слова: газодинаміка, адаптація RSM-моделі, сепараційне обладнання.

Аннотация. Разработано сепарационное оборудование для экспериментальной установки Экопир 18 М. Проведена адаптация RSM-модели для расчета газодинамики рабочей среды. Исследовано распределение скоростей, динамического и статического давлений, кинетической энергии турбулентности при начальной скорости $u_0 = 25$ м/с. Получено распределение коэффициента гидродинамической эффективности для элементов рабочих областей.

Ключевые слова: газодинамика, адаптация RSM-модели, сепарационное оборудование.

Abstract. Special separation equipment for the experimental plant Ekopir 18 M is developed. The RSM model for calculation of the gas dynamics working environment is adapted. The speed distribution of the dynamic and static pressure, turbulent kinetic energy at the initial velocity $u_0 = 25$ m/s is researched. Distribution coefficient of hydrodynamic efficiency for the working environment elements is got.

Keywords: gas dynamics, adaptation of the RSM-model, separation equipment.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМИ

Підвищення ефективності сепараційних технологій є актуальною проблемою як з точки зору енергозбереження, так і з точки зору зниження шкідливих викидів з енергетичного обладнання в атмосферу [3]. У зв'язку з появою нового типу енергетичного устаткування, зокрема Екопір 18 М, постала проблема очищення відхідних газів, що регламен-

тується нормативно-правовою базою. Розроблено схематичне рішення сепаратора нового покоління на основі роботи [1] для очищення полідисперсного середовища установок Екопір 18 М. Для дослідження газодинамічних характеристик запропоновано здійснити послідовну процедуру числового інтегрування рівнянь, що моделюють однофазні газові в'язкі потоки з урахуванням турбулентності в газовому середовищі [5].

АНАЛІЗ ОСТАННІХ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ПУБЛІКАЦІЙ

Рух потоків у реальних струминних елементах газоочисників, де мають місце значні градієнти швидкостей і концентрацій в поздовжньому та поперечному напрямках, описується еліптичними диференціальними рівняннями, які розв'язують скінченнорізницевиими методами. Моделі, що дають змогу проводити розрахунки турбулентних потоків, розроблені Сполдінгом [6]. Для практичного застосування найбільш ефективними вважаються методи, основані на усередненні системи рівнянь у частинних похідних, що описують універсальні закони збереження маси, енергії, імпульсу в турбулентній системі [2]. Ця система повинна бути доповнена рівняннями стану та зв'язку параметрів, а також початковими та граничними умовами. Найбільший прорив у цьому напрямі відбувся після розроблення сучасних пакетів прикладних програм типу ANSYS, що дали змогу числовими методами розв'язувати складні практичні задачі газодинаміки аерозольних середовищ. Запропоновані математичні моделі в програмному комплексі відповідають конкретним задачам газодинаміки. Останні публікації підтверджують [4], що для дослідження елементів сепараційного обладнання рекомендовано використовувати RSM-моделі.

МЕТОЮ СТАТТІ є вивчення газодинамічних характеристик сепараційного обладнання установки Екопір 18 М на різних режимах роботи та визначення коефіцієнта гідродинамічної ефективності.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

Базова система при вирішенні завдання вловлювання аерозолів у циліндричному, плоскому каналі та в коагуля-

торах містить рівняння нерозривності, рівняння Нав'є–Стокса, транспортне рівняння для напружень Рейнольдса з розрахунками індивідуальних напружень, рівняння збереження енергії.

Модель напружень Рейнольдса вважається однією з найбільш досконалих моделей турбулентності, що використовується в сучасних програмних пакетах. У моделі відкинута гіпотеза про ізотропність турбулентної в'язкості і введено в систему рівнянь Нав'є–Стокса індивідуальні рівняння транспорту напружень Рейнольдса й рівняння коефіцієнта дисипації. Це припускає використання п'яти додаткових транспортних рівнянь для розв'язання двовимірних задач і семи для розв'язання тривимірних.

Оскільки RSM-модель найбільш точно моделює ефекти, викликані кривизною течії, вихороутворенням, обертанням потоку, швидкими змінами напруженості течії, то надається більша перевага її використанню при моделюванні складних течій, ніж моделям з одним або двома транспортними рівняннями. Проте сфера її застосування обмежена, в основному через наближеність моделювання окремих членів її жорстких транспортних рівнянь. Особливо багато питань викликає моделювання напружень тиску та коефіцієнтів дисипації, саме на них найчастіше спливають похибки моделі.

Використання RSM-моделі не завжди виправдане з точки зору затратуваних обчислювальних ресурсів, тому що в окремих завданнях менш ресурсомісткі моделі можуть давати в цілому аналогічні результати. І все-таки її застосування більш вигідне, коли мова йде про потоки з яскраво вираженою анізотропією напружень Рейнольдса. Маються на увазі: вихрові течії, течії в об'ємах камер згоряння, течії, що обертаються, вторинні течії в трубах і каналах, викликані внутрішніми напруженнями рідини.

Рівняння транспорту напружень Рейнольдса

У строгой формі транспортного рівняння напруження Рейнольдса $\overline{\rho u'_i u'_j}$ можуть бути записані у вигляді

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho u'_i u'_j}) + C_{ij} = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} + F_{ij} + S_{user} \quad (1)$$

де $\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho u'_i u'_j})$ — частинна похідна за часом; C_{ij} — конвективна складова; $D_{T,ij}$ — турбулентна дифузія; P_{ij} — утворення напруженості; G_{ij} — утворення виштовхувальної сили; ϕ_{ij} — напруження тиску; ε_{ij} — дисипація; F_{ij} — утворення обергання системи; S_{user} — член, що задається користувачем.

Усі вказані члени у строгому формулюванні рівняння визначаються за формулами:

$$C_{ij} \equiv \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}); \quad (2)$$

$$D_{T,ij} \equiv -\frac{\partial}{\partial x_k}[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)]; \quad (3)$$

$$D_{L,ij} \equiv -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right]; \quad (4)$$

$$P_{ij} \equiv -\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right); \quad (5)$$

$$G_{ij} \equiv -\rho \beta (g_i \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta}); \quad (6)$$

$$\phi_{ij} \equiv p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right); \quad (7)$$

$$\varepsilon_{ij} \equiv 2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}; \quad (8)$$

$$F_{ij} \equiv -2\rho \Omega_k (\overline{u'_j u'_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u'_i u'_m} \varepsilon_{jkm}). \quad (9)$$

З виразів (2)–(9) C_{ij} , $D_{L,ij}$, P_{ij} і F_{ij} обчислюються безпосередньо, а $D_{T,ij}$, G_{ij} , ϕ_{ij} , ε_{ij} моделюються у формі, яка дозволяє закрити рівняння. Способи їх моделювання розглянуто далі.

Моделювання транспорту турбулентної дифузії

Можна визначити $D_{T,ij}$ за допомогою узагальненої градієнтно-дифузійної моделі Дейлі та Харлоу:

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \frac{k \overline{u'_k u'_l}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right). \quad (10)$$

Проте це рівняння не завжди має однозначний розв'язок, тому найчастіше його спрощують до вигляду

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right).$$

Методика розрахунку турбулентної в'язкості μ_t буде розглянута нижче.

Значення $\sigma_k = 0,82$ було отримано Льеном та Лесчзінером шляхом застосування узагальненої градієнтно-дифузійної моделі (10) для випадку плоскої, гомогенної зрушувальної течії. Як бачимо, воно відрізняється від аналогічного значення в стандартній k - ε -моделі, де $\sigma_k = 1,0$.

Моделювання напружень тиску

Лінійна модель напружень тиску

За умовчанням, член, який відображає напруження тиску ϕ_{ij} , моделюється відповідно до теорій Гібсона–Лаундера, Фу–Лаундера–Лесчзінера і Лаундера.

Класичний метод моделювання ϕ_{ij} передбачає наступне розкладання:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,\omega}.$$

Повільнонапружений член $\phi_{ij,1}$ моделюється як

$$\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right],$$

де $C_1 = 1,8$.

Швидконапружений член $\phi_{ij,2}$ моделюється як

$$\phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right],$$

де $C_2 = 0,60$; P_{ij} , F_{ij} , G_{ij} і C_{ij} визначаються з виразів (5), (9), (6), (2). Крім того,

$$P = \frac{1}{2} P_{kk}; \quad G = \frac{1}{2} G_{kk}; \quad C = \frac{1}{2} C_{kk}.$$

Поправка на відбиття від стінок $\phi_{ij,\omega}$ відповідає за перерозподіл нормаль-

них напружень у пристінному шарі. У загальному випадку вона знижує напруження, перпендикулярні до стінки, та посилює напруження, паралельні їй. Цей член моделюється як

$$\begin{aligned} \phi_{ij,\omega} \equiv & C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \frac{C_l k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon d} + \\ & + C_2' \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{C_l k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon d}, \end{aligned}$$

де $C_1' = 0,5$; $C_2' = 0,3$; n_k — складова x_k , перпендикулярна до стінки; d — найменша відстань до стінки; $C_l = C_\mu^{3/4}/k$, де $C_\mu = 0,09$, а k — стала фон Кармана.

Лінійна модель напружень тиску для режимів малих чисел Рейнольдса

У випадку використання RSM-моделі з розширеним моделюванням пристінного шару модель напружень тиску потребує деяких поправок. У рамках цих поправок величини C_1, C_2, C_1', C_2' розглядаються як функції від інваріантного напруженого стану Рейнольдса та турбулентного числа Рейнольдса, відповідно до теорії Лаундера–Шима:

$$\begin{aligned} C_1 &= 1 + 2,58A\sqrt{A_2} \left\{ 1 - \exp[-(0,0067\text{Re}_t)^2] \right\}; \\ C_2 &= 0,75\sqrt{A}; \\ C_1' &= -\frac{2}{3}C_1 + 1,67; \\ C_2' &= \max \left[\frac{\frac{2}{3}C_2 - \frac{1}{6}}{C_2}, 0 \right], \end{aligned}$$

де турбулентне число Рейнольдса $\text{Re}_t = (\rho k^2/\mu\varepsilon)$. Параметр A і тензорні інваріанти A_2 та A_3 визначаються із співвідношень:

$$\begin{aligned} A &\equiv \left[1 - \frac{9}{8}(A_2 - A_3) \right]; \\ A_2 &\equiv a_{ik} a_{ki}; \\ A_3 &\equiv a_{ik} a_{kj} a_{ji}, \end{aligned}$$

де a_{ij} — тензор анізотропії напружень Рейнольдса,

$$a_{ij} = - \left(\frac{-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{\rho k} \right).$$

Квадратична модель напружень тиску

Квадратична модель напружень тиску, запропонована Спезілом, Сардаром та Гаткі, добре зарекомендувала себе при моделюванні ряду типових зрушуваних течій, включаючи плоскі течії, течії, що обертаються, вісесиметричні розширення та звуження потоку. Підвищена точність моделювання робить її застосування переважним для широкого класу складних інженерних течій, особливо для течій з викривленими лініями.

Основне рівняння квадратичної моделі має вигляд

$$\begin{aligned} \phi_{ij} &= -(C_1 \rho \varepsilon + C_1^* P) b_{ij} + \\ &+ C_2 \rho \varepsilon \left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{mn} \delta_{ij} \right) + \\ &+ (C_3 - C_3^* \sqrt{b_{ij} b_{ij}}) \rho k S_{ij} + \\ &+ C_4 \rho k \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) + \\ &+ C_5 \rho k (b_{ik} \Omega_{jk} + b_{jk} \Omega_{ik}), \end{aligned}$$

де b_{ij} — тензор анізотропії напружень Рейнольдса,

$$b_{ij} = - \left(\frac{-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{2 \rho k} \right).$$

Тензор напружень

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (11)$$

Тензор швидкостей обертання

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (12)$$

Модельні константи набувають наступні значення:

$$C_1 = 3,4; C_1^* = 1,8; C_2 = 4,2; C_3 = 0,8; C_3^* = 1,3; C_4 = 1,25; C_5 = 0,4.$$

Квадратична модель не потребує поправок, які враховують вплив потоку від стінок, оскільки і без них отримуємо задовільну точність у межах логарифмічного профілю турбулентного пристінного шару. Проте при розширеному моделюванні пристінного шару вона не застосовується.

Низькорейнольдсова ω -напружена модель

Низькорейнольдсова ω -напружена модель — це модель транспорту напружень, основана на рівняннях транспорту ω і LRR-моделі. Ця модель ідеальна для розрахунку вихрових течій та обтікання складних поверхонь.

Модель має деяку подібність з k - ω -моделями, оскільки може прогнозувати широкий спектр гідродинамічних явищ. Більш того, граничні умови для шорсткуватих поверхонь у даній моделі аналогічні таким же в k - ω -моделях. Модель використовує наступний варіант розкладення ϕ_{ij} :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2}.$$

Звідки

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & -(C_1 \rho \epsilon + C_1^* P) b_{ij} + \\ & + C_2 \rho \epsilon \left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{mn} \delta_{ij} \right) + \\ & + \left(C_3 - C_3^* \sqrt{b_{ij} b_{ij}} \right) \rho k S_{ij} + \\ & + C_2 \rho k \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) + \\ & + C_5 \rho k \left(b_{ik} \Omega_{jk} + b_{jk} \Omega_{ik} \right), \end{aligned}$$

де b_{ij} — тензор анізотропії напружень Рейнольдса,

$$b_{ij} = - \left(\frac{-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{2 \rho k} \right).$$

Тензор напружень S_{ij} і тензор кутових швидкостей Ω_{ij} визначаються з виразів (11) і (12) відповідно.

Модельні константи набувають наступні значення:

$$C_1 = 3,4; C_1^* = 1,8; C_2 = 4,2; C_3 = 0,8; C_3^* = 1,3; C_4 = 1,25; C_5 = 0,4.$$

Граничні умови стінок у низькорейнольдсових ω -напружених рівняннях RSM-моделі задаються тим же чином, що й у рівнянні транспорту k із k - ω -моделі.

Коефіцієнт ω на стінці визначається як

$$\omega_{\omega} = \frac{\rho (u^*)^2}{\mu} \omega^+,$$

де ω^+ — безрозмірна величина, що знаходиться за формулою

$$\omega_{\omega}^+ = \begin{cases} \left(\frac{50}{k_s^+} \right)^2 & k_s^+ < 25; \\ \frac{500}{k_s^+} & k_s^+ \geq 25; \end{cases}$$

$$k_s^+ = \frac{\rho k_s u^*}{\mu}; k_s — абсолютна шорсткість.$$

Вплив виштовхувальної сили

Породжуючі члени моделюються як

$$G_{ij} = \beta \frac{\mu_t}{\rho \text{Pr}_t} \left(g_i \frac{\partial T}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial T}{\partial x_i} \right),$$

де Pr_t — турбулентне число Прандтля для енергії. Типово воно береться рівним 0,85.

Формула для розрахунку G_{ij} ідеальних газів:

$$G_{ij} = - \frac{\mu_t}{\rho \text{Pr}_t} \left(g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right).$$

Моделювання кінетичної енергії турбулентності

У загальному випадку в рамках RSM-моделі значення k знаходиться шляхом визначення сліду тензора напружень Рейнольдса:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}. \quad (13)$$

Щоб отримати граничні умови для напружень Рейнольдса, можна використати рівняння транспорту k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2}(P_{ii} + G_{ii}) - \rho \epsilon (1 + 2M_t^2) + S_k, \quad (14)$$

де $\sigma_k = 0,82$, а S_k — член, що визначається користувачем. Рівняння (14) розв'язується шляхом узгодження з рівняннями напружень Рейнольдса (1)–(9). По суті, воно ідентичне рівнянню стандартної k - ϵ -моделі.

Незважаючи на те, що рівняння (14) розв'язується для всіх елементів розрахункової сітки, отримані шляхом його розв'язання значення k використовуються лише для визначення граничних умов. Для розрахунків у більшості елементів використовуються значення k , отримані з рівняння (13), хоча в цілому результати розв'язання обох рівнянь часто подібні.

Моделювання коефіцієнтів дисипації

Тензор дисипації

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho \epsilon + Y_M),$$

де Y_M — додатковий член «розширювальної дисипації», який відображає поправки на властивості стиснутої рідини. Він знаходиться на основі моделі Саркара:

$$Y_M = 2\rho \epsilon M_t^2,$$

де $M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}}$ — турбулентне число Маха; $a \equiv \sqrt{\gamma RT}$ — швидкість звуку.

У цілому, всі перераховані поправки на стискання середовища застосовуються лише у випадку, якщо використовується форма закону ідеального газу для стиснутого середовища.

Скалярне значення коефіцієнта дисипації ϵ знаходиться з транспортного рівняння, подібного рівнянню стандартної k - ϵ -моделі:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \cdot \frac{1}{2}(P_{ii} + C_{\epsilon 3} G_{ii}) \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon,$$

де $\sigma_\epsilon = 1,0$; $C_{\epsilon 1} = 1,44$; $C_{\epsilon 2} = 1,92$; $C_{\epsilon 3}$ розраховується як функція локального напрямку течії відносно вектора сили тяжіння, аналогічно моделям k - ϵ , а S_ϵ — член, який задається користувачем.

Моделювання турбулентної в'язкості

Турбулентна в'язкість μ_t розраховується аналогічно k - ϵ -моделі:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon},$$

де $C_\mu = 0,09$.

Граничні умови стінок

RSM-модель відрізняється великою кількістю граничних умов, що необхідно задавати. У рамках моделі необхідно задавати граничні умови для окремих напружень Рейнольдса $\overline{u'_i u'_j}$, для коефіцієнта турбулентної дисипації ϵ (або швидкості дисипації турбулентної енергії ω , в залежності від модифікації моделі). Усі ці значення можуть бути задані безпосередньо або ж розраховані на базі турбулентної енергії і характерного розміру.

У пристінних зонах значення напружень Рейнольдса і ϵ , як правило, розраховуються за допомогою пристінних функцій. Граничні умови для напружень Рейнольдса можуть задаватися явно, шляхом застосування припущення рівноваги переносу, нехтування конвекцією та дифузії в рівняннях транспорту напружень (1)–(9). У вибраній системі координат, де τ — координата по дотичній, η — координата по нормалі і λ — координата по бінормалі, напруження Рейнольдса в пристінних елементах знаходяться з рівнянь:

$$\frac{\overline{u'^2_\tau}}{k} = 1,098; \quad (15)$$

$$\frac{\overline{u'^2_\eta}}{k} = 0,247; \quad (16)$$

$$\frac{\overline{u_\lambda'^2}}{k} = 0,655; \quad (17)$$

$$\frac{\overline{u_\tau' u_\tau'}}{k} = 0,255. \quad (18)$$

Коефіцієнт k знаходиться з рівняння (14). Для зручності розрахунків це рівняння розв'язується для всіх елементів розрахункової сітки, незважаючи на те що отримане на його основі значення k використовується лише в пристінних зонах. Для розв'язування у віддалених від стінок елементах k знаходиться безпосередньо за значеннями нормальних напружень Рейнольдса (13). Значення напружень Рейнольдса в пристінних зонах фіксовані і визначаються рівняннями (15)–(18), а транспортні рівняння (1)–(9) розв'язуються лише в зонах об'ємного потоку.

Також напруження Рейнольдса можуть бути знайдені безпосередньо за

значеннями зрушувальних напружень на стінці, без використання k :

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{u_\tau^2} = 5,1; \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{u_\tau^2} = 1,0; \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{u_\tau^2} = 2,3; \quad \frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{u_\tau^2} = 1,0,$$

де u_τ — швидкість тертя,

$$u_\tau \equiv \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}},$$

τ_ω — напруження зрушування на стінці. У даному варіанті моделі рівняння транспорту k не розв'язується.

При використанні режиму посиленого впливу стінки в пристінній зоні може бути використана гранична умова нульового потоку напружень Рейнольдса.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Розроблено 3D-модель розрахункової сітки сепараційного обладнання згідно з кресленнями (рис. 1) для пакета ANSYS. Розрахункову геометрію оптимізовано для розрахунку за допомогою

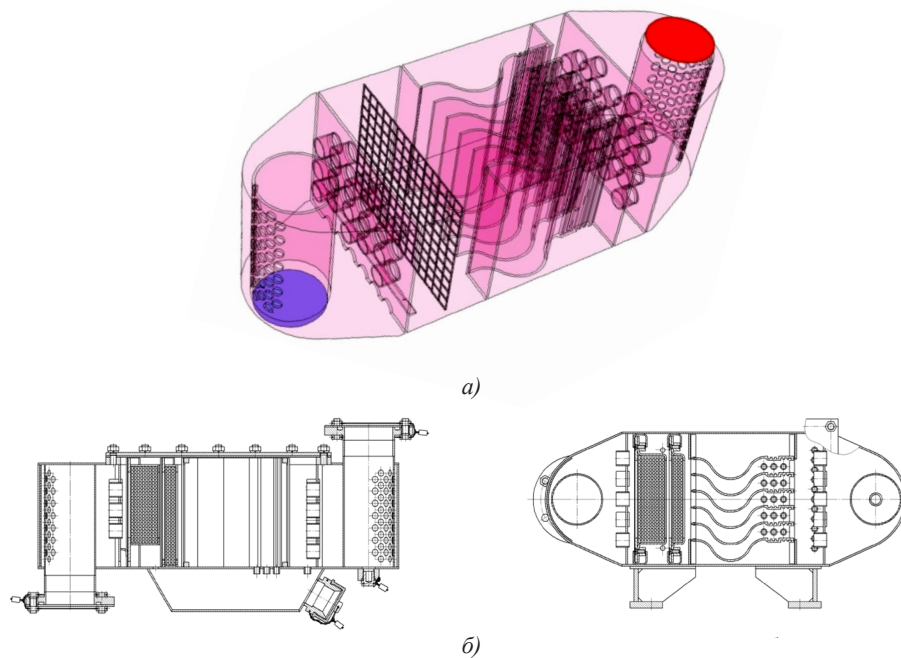


Рис. 1. Розрахункова 3D-модель (а) та загальний вигляд (б) сепаратора установки Екопір 18 М

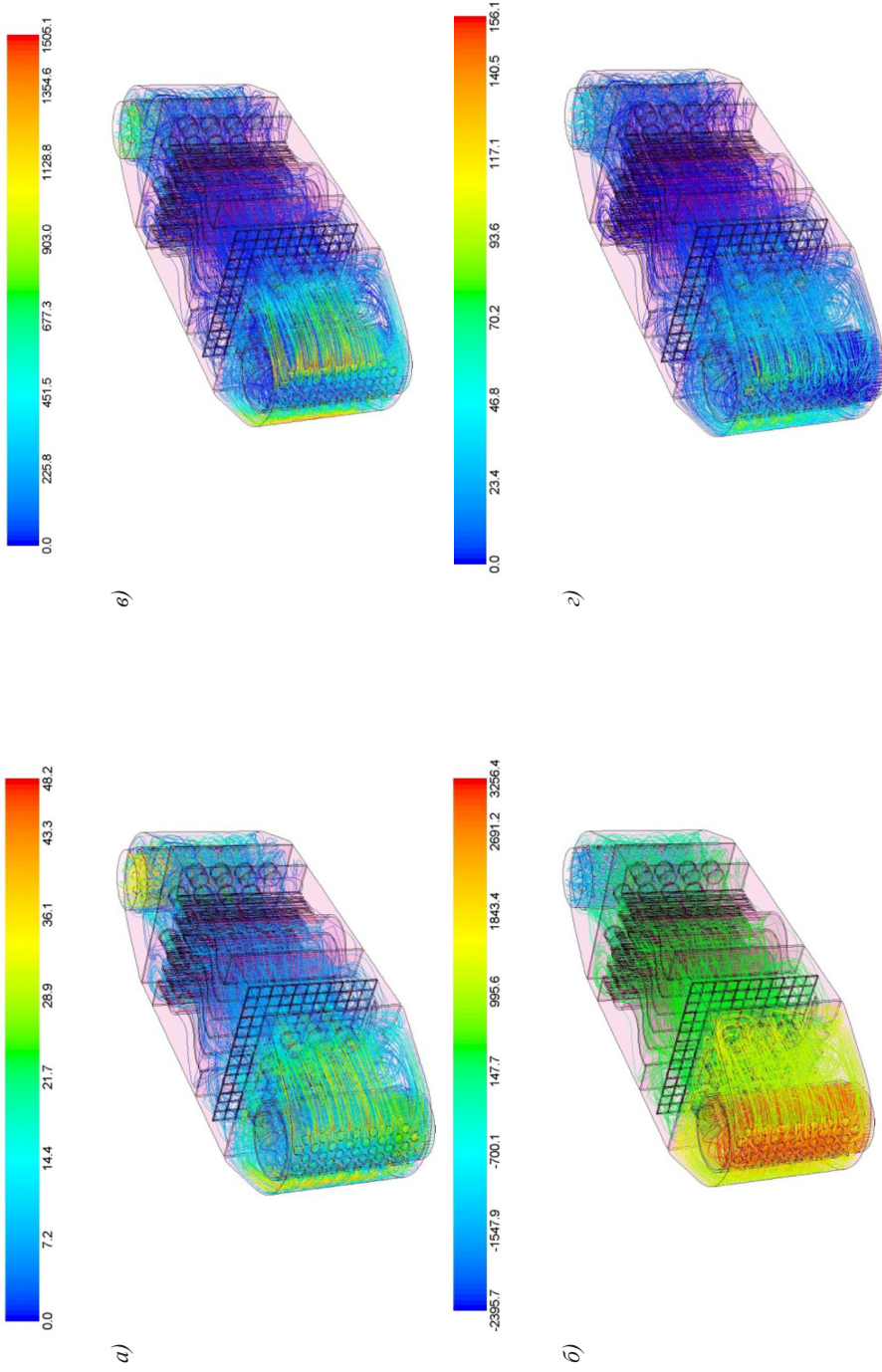


Рис. 2. Розподіл: *а* — швидкостей U (м/с); *б* — статичного тиску P (Па); *в* — динамічного тиску P (Па); *г* — кінетичної енергії турбулентності K (m^2/s^2) в об'ємі сепаратора

RSM-моделі з урахуванням початкових та граничних умов.

Розрахунок гідродинаміки в проточній частині сепаратора дозволяє за розподілом складових швидкості, ступеня дисипації турбулентної енергії, кінетичної енергії турбулентності, статичного тиску якісно оцінювати ефективність робочих процесів окремих стадій — від інерційного і турбофоретичного осадження до ступеня розкриття потоку та обтікання ступенів очистки, підведення й відведення потоку. Це дає змогу вносити корегування в конструкцію сепараційного обладнання: розмірів — відстаней до поверхонь осадження, кількості сепараційних елементів, кількості входних сопел, профілів НКІ без додаткових натурних досліджень, що суттєво економить часові, матеріальні та енергетичні ресурси.

Для числового вираження теоретичних розрахунків у вигляді цифрової кількості було введено коефіцієнт гідродинамічної ефективності (ГЕ), що являє собою відношення гідродинамічно ефективної площі (об'єму) проточної частини до загальної площі (об'єму) в перерізах (об'ємі) сепараційного обладнання:

$$K_{\text{ГЕ}} = \frac{S_{\text{еф}}}{S_{\text{заг}}} \cdot 100 \% ;$$

$$K_{\text{ГЕ}} = \frac{V_{\text{еф}}}{V_{\text{заг}}} \cdot 100 \% ,$$

де $S_{\text{еф}}(V_{\text{еф}})$ — ефективна площа перерізу (об'єм) проточної частини сепаратора, де спостерігаються раціональні значення гідродинамічних характеристик потоку, які забезпечують робочі процеси: складових швидкостей, ступеня дисипації турбулентної енергії, кінетичної енергії турбулентності, статичного тиску та ін.; $S_{\text{заг}}(V_{\text{заг}})$ — загальна площа перерізу (об'єм) проточної частини сепараційного обладнання.

Раціональні значення швидкості визначаються на основі експериментальних та розрахункових даних для уловлення частинок різного діаметра за рахунок гідродинамічних сил. Швидкість потоку повинна знаходитися в межах 3...50 м/с з метою осадження частинок розміром більше 20 мкм. При проходженні потоку в однохвильовому профілі НКІ швидкість потоку повинна складати не більше 5 м/с, що необхідно для виключення вторинного знесення вловленого матеріалу.

Для теоретичних розрахунків ефективною площею (об'ємом) береться переріз (об'єм) до меж струминного шару або початку пристінного шару.

Виконано дослідження гідродинамічних характеристик у робочій ділянці при початковій швидкості $u_0 = 25$ м/с. Установлено, що швидкість у каналі збільшується в окремих ділянках у 2...3 рази, що дозволяє інтенсифікувати осадження частинок за рахунок турбофоретичних ефектів.

На рис. 2 наведено результати розподілу швидкостей, статичного та динамічного тисків, а також кінетичної енергії турбулентності в об'ємі сепаратора при початковій швидкості $u_0 = 25$ м/с.

Розрахунки в достатній мірі відповідають результатам стендових випробувань сепараційного обладнання, що дозволяє проводити подальшу модернізацію та вивчення проектного обладнання без створення дослідних зразків.

Розраховано коефіцієнт гідродинамічної ефективності при $u_0 = 25$ м/с:

$$K_{\text{ГЕ}} = \frac{S_{\text{еф}}}{S_{\text{заг}}} \cdot 100 \% = 83 \% .$$

ВИСНОВКИ

1. Адаптовано RSM-модель з урахуванням граничних умов стінок та зроблено тривимірну геометрію робочої ділянки сепараційного обладнання.

2. Здійснено математичне моделювання газодинаміки сепараційного обладнання за допомогою адаптованої RSM-моделі при $u_0 = 25$ м/с для установки Еко-пiр 18М. 3. Розраховано коефіцієнт гiдродинамічної ефективності для елементів робочої ділянки сепараційного обладнання ($K_{TE} = 83\%$).

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- [1] **Басок, Б.И.** Исследование влияния температуры на процесс улавливания высокодисперсных частиц аэрозоля в гладком канале [Текст] / Б.И. Басок, С.С. Рыжков // Промышленная теплотехника. — 2006. — № 3. — С. 141–145.
- [2] **Билык, Б.И.** Интенсификация инерционно-турбофоретического улавливания высокодисперсных аэрозолей в коагуляторах газоочистных устройств [Текст] / Б.И. Билык, С.С. Рыжков // 36. наук. праць УДМТУ. — Миколаїв : УДМТУ. — 2002. — № 8 (386). — С. 66–76.
- [3] **Медников, Е.П.** Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей [Текст] / Е.П. Медников. — М. : Наука, 1981. — 176 с.
- [4] **Рыжков, С.В.** Повышение эффективности сепарирующего устройства с помощью сотового коагулятора [Текст] / С.В. Рыжков, О.М. Хмара // Вопросы судостроения. — 1979. — № 16. — С. 42–47.
- [5] **Степанов, Г.Ю.** Инерционные воздухоочистители [Текст] / Г.Ю. Степанов, И.М. Зицер. — М. : Машиностроение, 1986. — 184 с.
- [6] **Spalding, D.B.** Mathematical Models of Turbulent Flames: A Review [Text] / D.B. Spalding // Combustion Science and Technology. — 1976. — Vol. 13. — P. 3–35.