

КАРВАЦЬКИЙ А. Я., д.т.н., проф.

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

СУЧАСНИЙ СТАН ПРОБЛЕМИ ТЕОРЕТИЧНОГО ДОСЛІДЖЕННЯ НАДЗВУКОВОГО ОБТІКАННЯ ТІЛ ЗА РІЗНИХ КОНФІГУРАЦІЙ

Проаналізовано методи дослідження відривних турбулентних течій та взаємодії стрибків ущільнення з пограничним шаром при надзвуковому обтіканні літальних апаратів за допомогою методів числового моделювання. Розглянуто основні математичні формулювання задач надзвукового обтікання літальних апаратів та показано, які з них доцільно використовувати для дослідження інтерференції конфігурацій.

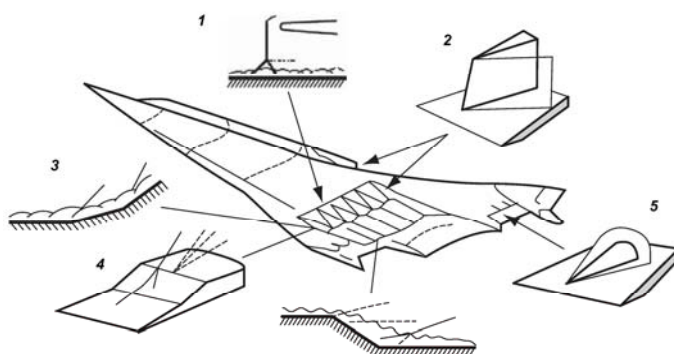
Ключові слова: стрибок ущільнення, турбулентний пограничний шар, інтерференції конфігурацій, числове моделювання.

© Карвацький А. Я., 2015

Постановка проблеми

Сучасний рівень розвитку суспільства неможливо собі увіяти без космічних систем навколоремного базування, що призначені для забезпечення потреб зв'язку, навігації, прогнозу погоди, космічних досліджень тощо. Забезпечення все більш зростаючих потреб суспільства у таких системах, передбачає розробки нових та більш надійних, енергоефективних ракетних носіїв (літальних апаратів (ЛА)) для виведення наукоємного обладнання на навколоремні орбіти. За допомогою тільки експериментальних досліджень в аеродинамічних трубах, що є надзвичайно енергоємними, цей напрям розробок забезпечити неможливо. Тому для розроблення нових ЛА широкого застосування дістали теоретичні методи наукоємного комп'ютерного інжинірингу з використанням програмних продуктів обчислювальної гідродинаміки, що забезпечує мінімізацію термінів розробок і значну економію матеріальних та людських ресурсів [1, 2]. При цьому дані експериментальних досліджень все більше використовуються для верифікації числових моделей надзвукових турбулентних відривних потоків, що виникають в околі елементів (конфігурацій) ЛА, хоч і мають самостійне надзвичайно важливе наукове значення для вивчення цієї проблеми.

Загальною науковою проблемою є дослідження різноманіття стрибків ущільнення та їх взаємодії з турбулентним пограничним шаром на поверхнях канонічних конфігурацій елементів ЛА (рис. 1). Дані про вплив окремих конфігурацій на формування турбулентних відривних потоків є вагомим підґрунтям для розуміння поведінки надзвукових потоків навколо ЛА у цілому. В більшості випадків відривні турбулентні потоки призводять до негативних наслідків: виникненню пікових статичних, динамічних й теплових навантажень, зростанню енергетичних втрат, зниженню ефективності органів управління тощо.



1 – прямиий стрибок; 2 – вертикальний руль; 3 – кут стискання; 4 – нахилена сходинка;
5 – усічений конус на площині

Рис. 1 – Канонічні конфігурації ЛА [1]

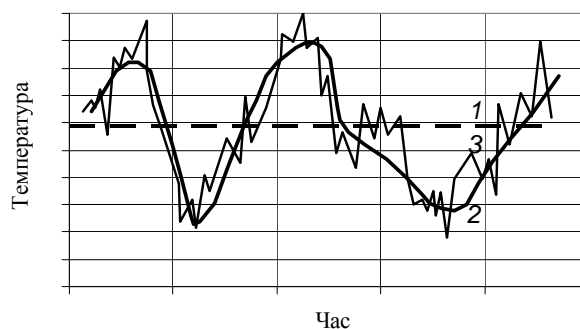
Невирішеною частиною наукової проблеми є числові дослідження теплових ефектів від інтерференцій турбулентних потоків таких конфігурацій ЛА як корпус-аеродинамічний руль, корпус-перпендикулярний циліндр, корпус-газовий струмінь, що виходить перпендикулярно або під кутом до нього, корпус-клиновидна надбудова тощо.

Метою цієї статті є аналіз теоретичних досліджень впливу елементів конфігурацій надзвукових літальних апаратів на формування стрибків ущільнення (ударних хвиль), відривних турбулентних течій та їх взаємодію з турбулентним пограничним шаром та між собою, зокрема, моделям турбулентності, результатам числового аналізу та порівняння їх з експериментом.

Аналіз методів числового моделювання надзвукових відривних течій при взаємодії ударних хвиль з турбулентним пограничним шаром та інтерференцій конфігурацій

Основними проблемами числового моделювання широкого спектру дво- і тривимірних інтерференцій конфігурацій (ІК) при надзвуковому обтіканні ЛА є складність топології течій, невизначеність фізичних властивостей та відсутність строгої теорії турбулентних потоків [1]. Тому прогрес в дослідженнях та розумінні взаємодії турбулентних потоків та, зокрема, ІК при надзвуковому обтіканні ЛА може бути досягнутий тільки у тісному поєднанні детальних фізичних експериментів та числовому аналізу їх газодинаміки на простих конфігураціях, а вже потім здійснювати перехід на складні об'єкти [1, 4, 5].

В практиці числового моделювання взаємодії турбулентних потоків при надзвуковому обтіканні ЛА поряд з пошуком раціональних моделей турбулентності на базі осереднених за Reynolds або Favre рівнянь Нав'є-Стокса (Reynolds averaged Navier-Stokes equations, RANS) все більшого поширення дістають методи прямого моделювання великих вихорів або великомасштабної турбулентності (Large Eddy Simulation, LES) і безпосереднього прямого моделювання турбулентності (Direct Numerical Simulation, DNS) [6]. Різниця між цими рівняннями числового моделювання наочно показана рис. 2.



1 – RANS; 2 – LES; 3 – DNS

Рис. 2 – Залежність температури турбулентного потоку від часу при використанні різних методів розрахунку

Задачі, що розв'язуються за допомогою DNS і RANS вимагають суттєво різних розмірів розрахункових сіток (10–50 мкм для DNS і 1–5 мм для RANS) [6]. Тобто різниця між сітками RANS і DNS становить біля 100. Вимоги до обчислювальних ресурсів за умови застосування LES моделей дещо послаблюються порівняно з DNS, але все одно є досить високими відносно RANS. Тому, останнім часом, для розширення можливостей найбільш застосовуваних моделей RANS для числового моделювання ІК при надзвуковому обтіканні ЛА отримали розвиток альтернативні гібридні моделі LES/RANS або DES (Detached Eddy Simulation), що мають прийнятну економічність й ступінь адекватності [7, 8]. Моделі DES застосовуються до моделювання зовнішньої аеродинаміки за умови великих чисел Reynolds і базуються на таких RANS моделях [9, 10]: Spalart-Allmaras з одним рівнянням; $k-\varepsilon$ та $k-\omega$ – моделях з двома скалярними рівняннями. Обчислювальні ресурси, що потрібні для реалізації моделей DES є меншими за LES, але більшими за RANS. Із розглянутих моделей тільки RANS можна використовувати при розв'язанні двовимірних стаціонарних задач, решта – реалізуються тільки в тривимірних нестационарних задачах.

Система рівнянь Нав'є-Стокса записана для стисливого середовища відповідає задачам ІК при надзвуковому обтіканні ЛА і має вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0; \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + (\rho \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}; \\ \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{v}(\rho e + p)] = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \mathbf{v} : \boldsymbol{\tau}; \\ p = \rho RT, \end{array} \right. \quad (1)$$

де ρ – густина, кг/м³; t – час, с; ∇ – оператор Гамільтона, м; \mathbf{v} – вектор швидкості, м/с; p – статичний тиск, Па; $\boldsymbol{\tau} = \mu \left[\nabla \mathbf{v} + \mathbf{v} \nabla - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{I} \right]$ – тензор зсувних напружень 2-го рангу, Па; μ – динамічна в'язкість, Па·с; \mathbf{I} – одиничний тензор 2-го рангу; $e = c_v T + \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}}{2}$ – повна масова енергія, Дж/кг; c_v – масова ізохорна теплоємність, Дж/(кг·К); T – абсолютна температура, К; $\mathbf{q} = -\lambda \nabla T$ – вектор густини теплового потоку, Вт/м²; λ – теплопровідність, Вт/(м·К); R – універсальна газова стала, Дж/(кг·К).

Система рівнянь (1) описує як ламінарні, так і турбулентні потоки [1]. В разі наявності турбулентності розв'язок (1) виходить на рівень DNS, який вже є непрактичним в обчислювальному сенсі великого масштабу інженерних конфігурацій завдяки великим значень числа Reynolds. Тим не менш, застосування DNS має сенс при порівняно низьких числах Reynolds для більшого розуміння фізичних процесів турбулентних відри-вних течій. Тому для моделювання великого масштабу інженерних конфігурацій в системі рівнянь (1) вико-нується заміна миттєвих значень величин на статистично-середні (рис. 2). Тобто, таким чином отримується система рівнянь RANS. Для цього можна використати, наприклад, осереднення за Favre [6] і отримати серед-ньозважені значення величин:

$$\begin{aligned} \tilde{f} &= \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^n (f \rho)_k, \\ \tilde{f} &= \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}, \\ f &= \tilde{f} + f'' , \end{aligned} \quad (2)$$

де f – миттєва величина; \tilde{f} – середня складова; f'' – складова коливання; n – кількість точок за якими проводиться осереднення.

З використанням (2) система рівнянь (1) перетворюється до виду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{v}}) = 0; \\ \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{\mathbf{v}})}{\partial t} + (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{v}} \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{v}} = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \mathbf{T}; \\ \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{e})}{\partial t} + \nabla \cdot [\tilde{\mathbf{v}}(\bar{\rho} \tilde{e} + \bar{p})] = -\nabla \cdot \mathbf{Q} + \nabla \tilde{\mathbf{v}} : \mathbf{T}; \\ \bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T}, \end{array} \right. \quad (3)$$

де тензор повних напружень і вектор повного теплового потоку визначаються співвідношеннями:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{T} = -\overline{\rho \mathbf{v}'' \mathbf{v}''} + \bar{\boldsymbol{\tau}}; \\ \mathbf{Q} = c_p \overline{\rho T'' \mathbf{v}''} + \bar{\mathbf{q}}. \end{array} \right. \quad (4)$$

В (4) члени $()''$ представляють флуктуації швидкості. Для замикання системи рівнянь RANS (3) необхід-но записати додаткові рівняння для визначення турбулентних напружень $-\overline{\rho \mathbf{v}'' \mathbf{v}''}$ або напружень Reynolds і ту-рбулентного теплового потоку $c_p \overline{\rho T'' \mathbf{v}''}$. Ці рівняння можуть бути записані по аналогії з тензором зсувних на-пружень для стисливого середовища та із законом Фур'є:

$$\begin{cases} -\overline{\rho \mathbf{v}'' \mathbf{v}''} = \mu_t \left[\nabla \mathbf{v} + \mathbf{v} \nabla - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{I} \right] - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I}; \\ c_p \overline{\rho T'' \mathbf{v}''} = \lambda_t \nabla T, \end{cases} \quad (5)$$

де μ_t – турбулентна в'язкість, Па·с; $k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{v}'' \cdot \mathbf{v}''}$ – кінетична турбулентна енергія, Дж/кг; c_p – масова ізобарна теплоємність, Д/(кг·К); $\lambda_t = \frac{\mu_t c_p}{Pr_t}$ – турбулентна теплопровідність, Вт/(м·К); Pr_t – турбулентне число Прандтля.

Тепер для замикання системи рівнянь (3), (5) треба вирішити питання оцінки турбулентної в'язкості μ_t . Для цього запропоновано три основних класичних підходи [11]: алгебраїчний вираз (модель Prandtl), який не потребує ніякого додаткового рівняння балансу; одне (модель Spalart-Allmaras) і два скалярних рівняння.

Для задач числового моделювання взаємодії між стрибком ущільнення і пограничним шаром при надзвуківому обтіканні ЛА найбільшого застосування дістали моделі турбулентності $k-\varepsilon$ Launder [9] і $k-\omega$ Wilcox [10] та їх різноманітні варіації.

Другим наближенням при числовому аналізі надзвуківому обтіканню ЛА є LES (рис. 2), система рівнянь якої отримується за допомогою середньої за простором величини функції, що відповідає середній за Favre \tilde{f}

$$\begin{aligned} \tilde{f} &= \frac{1}{V} \int_V G f dV, \\ \tilde{f} &= \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}, \end{aligned} \quad (6)$$

де G – функція фільтр.

В LES великі масштаби турбуленції визначаються явно, в той час як ефект більш дрібних моделюється за допомогою підсіткових правил замикання. Рівняння балансу для моделювання великих вихорів отримуються шляхом фільтрації миттєвих рівнянь балансу. LES визначає миттєве положення «великого» масштабу вирішеного фронту течії, але підсіточна модель все ще необхідна для того щоб прийняти до уваги ефекти малих турбулентних масштабів. В LES система рівнянь Нав'є-Стокса з врахуванням (6) має вигляд (3). Різниця між записами цих систем рівнянь полягає у визначенні тензора повних напружень і вектора повного теплового потоку:

$$\begin{cases} \mathbf{T} = -\bar{\rho} \left(\tilde{\mathbf{v}\mathbf{v}} - \tilde{\mathbf{v}}\tilde{\mathbf{v}} \right) + \bar{\boldsymbol{\tau}}; \\ \mathbf{Q} = \bar{\rho} c_p \left(\tilde{T\mathbf{v}} - \tilde{T}\tilde{\mathbf{v}} \right) + \bar{\mathbf{q}}. \end{cases} \quad (7)$$

В системі рівнянь член $-\bar{\rho} \left(\tilde{\mathbf{v}\mathbf{v}} - \tilde{\mathbf{v}}\tilde{\mathbf{v}} \right)$ являє собою підсітковий масштаб напружень або SGS (Subgrid Scale) і член $\bar{\rho} c_p \left(\tilde{T\mathbf{v}} - \tilde{T}\tilde{\mathbf{v}} \right)$ – підсітковий масштаб теплового потоку. Для визначення цих членів (7)

запропоновано два різних наближення: перше – використовує явно модель для SGS напруження і теплового потоку [12]; друге – неявний метод для визначення SGS напруження і теплового потоку з використанням монотонного інтегрування [13].

Повне математичне формулювання задачі надзвуківому обтіканню ЛА на прикладі стандартної моделі турбулентності $k-\omega$ для в'язкого середовища [10, 14], в якій враховується вплив малих чисел Reynolds та стисливість рідини, має вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{v}}) = 0; \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{v}})}{\partial t} + (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{v}} \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{v}} = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}}_{eff}; \\ \frac{\partial (\bar{\rho} k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} k \tilde{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + G_k - Y_k + S_k; \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \omega \tilde{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega; \\ \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E})}{\partial t} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) = \nabla \cdot \left[\left(\lambda + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \nabla \tilde{T} \right] + \nabla \tilde{\mathbf{v}} : \bar{\boldsymbol{\tau}}_{eff} + q_v; \\ \bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T}, \end{array} \right. \quad (8)$$

де k – турбулентна кінетична енергія, Дж/кг; ω – відносна швидкість дисипації кінетичної енергії турбулентності, c^{-1} ; $\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}$ – турбулентна в'язкість, Па·с; α^* – коефіцієнт ослаблення μ_t (корекції) для малих чисел Reynolds, $\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t / R_k}{1 + Re_t / R_k} \right)$, $Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}$, $\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$, а для великих чисел Reynolds $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ і тоді $\mu_t = \frac{\rho k}{\omega}$ як у D. Wilcox; $G_k = \mu_t S^2$ – джерело турбулентної кінетичної енергії за рахунок середнього градієнта швидкості, яке визначається відповідно до гіпотези Boussinesq, Вт/м³; $S = \sqrt{2\mathbf{S} : \mathbf{S}}$ – модуль тензора середньої швидкості деформації, c^{-1} ; $\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{V} + \mathbf{V} \nabla)$ – тензор швидкості деформації, c^{-1} ; $G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k$ – джерельний член для ω , кг/(м³·с²) (для малих чисел Reynolds, $\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + Re_t / R_\omega}{1 + Re_t / R_\omega} \right)$, а для великих чисел Reynolds $\alpha = \alpha_\infty = 1$); $Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} k \omega$ – дисипативний член для k , Вт/м³ ($f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \chi_k \leq 0; \\ \frac{1 + 680\chi_k^2}{1 + 400\chi_k^2} & \chi_k > 0; \end{cases}$ де

$\chi_k = \frac{1}{\omega^3} \nabla k \cdot \nabla \omega$, $\beta^* = \beta_i^* [1 + \xi^* F(M_t)]$, $\beta_i^* = \beta_\infty^* \left[\frac{4/15 + (Re_t / R_\beta)^4}{1 + (Re_t / R_\beta)^4} \right]$, за умови великих чисел Reynolds приймається, що $\beta_i^* = \beta_\infty^*$, а для нестисливого середовища – $\beta^* = \beta_i^*$); $Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2$ – дисипативний член для ω , кг/(м³·с²) ($f_\beta = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega}$, $\chi_\omega = \left| \frac{(\boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}) : \mathbf{S}}{(\beta_\infty^* \omega)^3} \right|$, $\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{V} - \mathbf{V} \nabla)$, c^{-1} , $\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \xi_i F(M_t) \right]$);

$F(M_t) = \begin{cases} 0 & M_t \leq M_{t0}; \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & M_t > M_{t0}; \end{cases}$ – функція стисливості середовища, яка використовується для корекції стисливості ($M_t^2 = \frac{2k}{a^2}$ – турбулентне число Mach, $a = \sqrt{\gamma RT}$ – швидкість звуку, м/с; γ – показник адиабати; S_k , S_ω – джерельні члени для рівнянь k і ω , відповідно; $\tilde{E} = \tilde{h} - \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}} + \frac{\tilde{\mathbf{v}} \cdot \tilde{\mathbf{v}}}{2}$ – масова повна енергія, Дж/кг;

$\tilde{h} = \int_{T_0}^{\tilde{T}} c_p dT$ – масова ентальпія, Дж/кг; $\bar{\tau}_{eff} = (\mu + \mu_t) \left[\nabla \tilde{\mathbf{v}} + \tilde{\nabla} \mathbf{v} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}}) \mathbf{I} \right] - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \mathbf{I}$ – тензор девіаторних на-

пружень, Па; q_v – густина об'ємного джерела теплоти, Вт/м³.

Коефіцієнти стандартної $k-\omega$ – моделі турбулентності (8):

$$\alpha_\infty^* = 1; \alpha_\infty = 0,52; \alpha_0 = \frac{1}{9}; \beta_\infty^* = 0,09; \beta_t = 0,072; R_\beta = 8; \xi^* = 1,5;$$

$$R_k = 6; R_\omega = 2,95; M_{t0} = 0,25; \sigma_k = 2,0; \sigma_\omega = 2,0.$$

Початкові умови:

$$\begin{cases} \tilde{T}(X) = T_0; \\ \tilde{\mathbf{v}}(X) = \mathbf{v}_0; \\ \bar{p}(X) = p_0; \\ k(X) = k_0; \\ \varepsilon(X) = \varepsilon_0, \end{cases} \quad (9)$$

де $X(x, y, z) \in \Omega$ – Декартові координати, м; Ω – розрахункова область.

Граничні умови:

— на вході газового потоку (10) і на виході – (11)

$$\begin{cases} \mathbf{n} \cdot \tilde{\mathbf{v}} = v_{inlet}; \\ \bar{p} = p_{inlet}; \\ \tilde{T} = T_{inlet}; \\ k = k_{inlet}; \\ \varepsilon = \varepsilon_{inlet}, \end{cases} \quad (10)$$

де \mathbf{n} – вектор нормалі до поверхні.

$$\begin{cases} \bar{p}_{outlet} = 0; \\ \tilde{T} = T_{outlet}; \\ k = k_{outlet}; \\ \varepsilon = \varepsilon_{outlet}, \end{cases} \quad (11)$$

— на поверхні профілю ЛА

$$\begin{cases} \mathbf{n} \cdot \nabla \bar{p} = 0; \\ \mathbf{n} \cdot \nabla \tilde{T} = 0; \\ \tilde{\mathbf{v}} = 0; \\ k = 0; \\ \omega = 0. \end{cases} \quad (12)$$

У разі використання DES моделі турбулентності дисипативний член у рівнянні для k $k-\omega$ – моделі змінюється таким чином [15]

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega F_{DES}, \quad (13)$$

де $F_{DES} = \max\left(\frac{L_t}{C_{DES} \Delta_{max}}, 1\right)$; $L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega}$ – довжина шляху перемішування турбулентних потоків, що

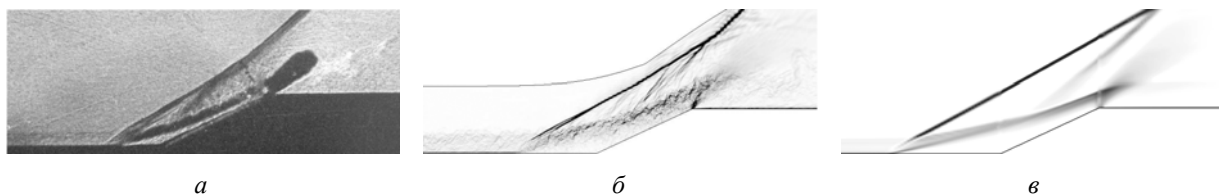
визначаються за RANS моделлю, м; $C_{DES} = 0,61$ – константа калібрування DES моделі;

$\Delta_{max} = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ – максимальний локальний крок сітки, м.

Для числової реалізації розглянутих математичних моделей ІК при надзвуковому обтіканні ЛА можна застосовувати як комерційні програмні продукти, наприклад, ANSYS (Fluent, CFX) [16], так і вільно розповсюджуваний, відкритий програмний код, який є широким набором інструментів для розв'язання задач обчислювальної гідродинаміки, OpenFOAM (Open Field Operation and Manipulation) [17].

Результати числового аналізу та їх порівняння з експериментом

З використанням програмного коду OpenFOAM розроблено модель для числового аналізу надзвукового обтікання нахиленої сходинок, яка реалізує стандартну $k-\omega$ модель турбулентності (8)–(12). Результати тестових розрахунків та порівняння їх з експериментом та даними числового експерименту з використанням LES моделі наведено на рис. 3.



а – експеримент – тепловське фото [2]; б – модель LES [1, 2]; в – модель RANS $k-\omega$ стандартна (наші дані)

Рис. 3 – Поле градієнту густини повітря при надзвуковому обтіканні нахиленої сходинок

Аналіз даних, зображених на рис. 3 показує, що $k-\omega$ модель турбулентності (рис. 3,в) в загальних рисах відтворює картину пограничного шару, стрибків ущільнення, зону відриву турбулентного потоку, отриманих в експерименті (рис. 3,а), але для дослідження більш тонких ефектів, пов'язаних із взаємодією стрибків ущільнення, наприклад, інтерференції конфігурацій VI типу за класифікацією Edney [1] у вигляді віяла хвиль розрідження, що виходять із трійної точки λ -конфігурації [3], треба користуватися більш складними LES (рис. 3,б) або DES моделями.

Висновки

Проведено аналіз теоретичних досліджень впливу елементів конфігурацій надзвукових літальних апаратів на формування стрибків ущільнення, відривних турбулентних течій та їх взаємодію з турбулентним пограничним шаром та між собою. Розглянуто математичні формулювання задач надзвукового обтікання літальних апаратів, що включають такі обчислювальні рівні як DNS, LES, RANS та гібридні LES/RANS, що отримали назву DES. На прикладі порівняння результатів, отриманих за допомогою числової моделі нахиленої сходинок, яка побудована на основі RANS моделі турбулентності, показано, що для дослідження інтерференцій конфігурацій треба користуватися більш складними LES або DES моделями.

Перспектива подальших досліджень

Числовий аналіз теплових ефектів від інтерференцій турбулентних потоків за різних конфігурацій ЛА з врахуванням теплового випромінювання та хімічної взаємодії.

Список використаної літератури

1. Babinsky H. Shock Wave–Boundary–Layer Interactions / Holger Babinsky, John K. Harvey. – New York : Cambridge University Press, 2011. – 461 p.
2. Желтоводов А. А. Закономерности развития и возможности численного моделирования сверхзвуковых турбулентных отрывных течений / А. А. Желтоводов // Авиационно-космическая техника и технология. – 2012. – № 5 (92). – С. 95–107.
3. Экспериментальное и численное исследование гиперзвукового отрывного течения в окрестности конуса с “юбкой” / И. А. Бедарев, А. А. Маслов, А. А. Сидоренко, Н. Н. Федорова, А. Н. Шиплюк // Прикладная механика и техническая физика. – 2002. – Т. 43, № 6. – С. 100–112.
4. Borovoi V. Ya. Gas Flow Field and Heat Exchange in the Zones of Shock Waves Interactions with a Boundary Layer / V. Ya. Borovoi. — Moscow : Mashinostroenie, 1983. – 141 p. (in Russian).
5. Smits A. J. Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow / A. J. Smits, J. P. Dussauge. – 2nd ed. – New York : Springer Science + Business Media Inc, 2006. – 367 p.
6. Poinot T. Theoretical and numerical combustion / Thierry Poinot, Denis Veynante. – 2nd ed. – Philadelphia : Edwards, 2005. – 522 p.

7. *Inflow* boundary conditions for hybrid large eddy–Reynolds averaged Navier-Stokes simulation / X. Xiao, J. R. Edwards, H. A. Hassan, R. A. Baurle // *AIAA J.*– 2003. – Vol. 41, No 8. – P. 1418–1489.
8. *Edwards J. R.* Large-eddy/Reynolds-averaged Navier-corner interaction / J. R. Edwards, J.-L. Choi, J. A. Boles // *AIAA J.*– 2008.– Vol. 46, No 4. – P. 977–991.
9. *Jones W. P.* The prediction of laminarization with a 2-equation model of turbulence / W. P. Jones, B. E. Launder // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* – 1972. – No 15. – P. 301–314.
10. *Wilcox D. C.* Turbulence Modeling for CFD / David C. Wilcox. – 1st ed. – California : DCW Industries, Inc, 1993. – 460 p.
11. *Математичне моделювання та експериментальні дослідження складного теплообміну при рості кристалів* [Текст] : моногр. / В. І. Дешко, А. Я. Карвацький, Ю. В. Лохманець та ін. // Серія: Стан та перспективи розвитку функціональних матеріалів для науки і техніки / Під ред. Гриньова Б. В. – Харків : НАНУ Інститут сцинтиляційних матеріалів, 2012. – 248 с.
12. *Toward the large eddy simulation of compressible turbulent flows/* G. Erlebacher, M. Hussaini, C. Speziale, T. Zang // *J. Fluid Mech.* –1992. – Vol. 238. – P. 1550–1585.
13. *Grinstein F.* Implicit Large Eddy Simulation / F. Grinstein, L. Margolin, W. Rider. – New York : Cambridge University Press, 2007.
14. *A New $k-\epsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation* / T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, J. Zhu // *Computers Fluids.* – 1995. – Vol. 24, No. 3. – P. 227–238.
15. *Menter F.* Ten Years of Experience with the SST Turbulence Model / F. Menter, M. Kuntz, R. Langtry // In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4* (Editors K. Hanjalic, Y. Nagano, M. Tummers). – Begell House Inc., 2003. – P. 625–632.
16. *ANSYS, ANSYS FLUENT.* ANSYS CFX – Режим доступу : <http://www.ansys.com> (дата звернення 11.03.15).
17. *The OpenFOAM Foundation.* – Режим доступу : <http://www.openfoam.org> (дата звернення 11.03.15).