

*Г. О. ВОРОПАЄВ, Н. О. КОЛОДІЙ***НАДЗВУКОВИЙ ЕЖЕКТОР ІЗ ТАНГЕНЦІАЛЬНИМ НАДЗВУКОВИМ СОПЛОМ**

Витратні та імпульсні характеристики надзвуків ежекторів, де, як правило, взаємодіють надзвуків потік з дозвуків, визначаються не тільки площею взаємодії надзвуків струменя з ежектуючим потоком, але і полем тиску в камері змішування ежектора, яке в свою чергу залежить не тільки від числа Маха, а і від ступеня розрахунковості надзвуків струменю відносно осі камери змішування. У статті розглядається здатність кільцевого надзвуків струменя, який витікає з тангенціального сопла, генерувати в осесиметричній камері змішування хвилю розрідження (подібну до простої хвилі розрідження в плоскому випадку – течії Прандтля-Майєра), що підвищує ефективність ежектуючого струменя в надзвуків ежекторі в порівнянні з осесиметричним надзвуків струменем. Показано, що витратні характеристики осесиметричних надзвуків ежекторів з кільцевим тангенціальним соплом при числах Маха в діапазоні 2 – 4 можуть суттєво перевищувати ежектуючі характеристики надзвуків ежекторів з осесиметричним струменем.

Ключові слова: надзвуків ежектор, тангенціальне надзвуків сопло, кільцевий надзвуків струмінь, хвиля розрідження, коефіцієнт ежекції.

*G. VOROPAIEV, N. KOLODIY***SUPERSONIC EJECTOR WITH A TANGENTIAL SUPERSONIC NOZZLE**

The flow rate and impulse characteristics of supersonic ejectors, where supersonic and subsonic streams typically interact, are determined not only by the interaction area between the supersonic jet and the entrained flow, but also by the pressure field in the ejector mixing chamber. This pressure field, in turn, depends not only on the Mach number, but also on the degree of jet expansion relative to the mixing chamber axis. The paper considers the capability of an annular supersonic jet discharged from a tangential nozzle to generate a rarefaction wave in an axisymmetric mixing chamber (analogous to a Prandtl–Meyer expansion wave in the planar case), which enhances the efficiency of the entrained flow in a supersonic ejector compared to an axisymmetric supersonic jet. It is shown that the flow characteristics of axisymmetric supersonic ejectors with a ring tangential nozzle at Mach numbers in the range of 2-4 can significantly exceed the ejection characteristics of supersonic ejectors with an axisymmetric jet. It is shown that the flow characteristics of axisymmetric supersonic ejectors with a ring tangential nozzle at Mach numbers in the range of 2-4 can significantly exceed the ejection characteristics of supersonic ejectors with an axisymmetric jet.

Key words: supersonic ejector, tangential supersonic nozzle, annular supersonic jet, expansion wave, entrainment ratio.

Вступ

Складовою великої кількості різного енергетичного обладнання, де відбувається, або де необхідний прямий обмін імпульсом та енергією між потоками є ежектори [1]. Загальновідомо, що дозвуків ежектори, що використовують ефект Коанда, мають значно більші коефіцієнти ежекції, при відносно малих витратах. Однак, в задачах охолодження застосування надзвуків сопел у ежекторах, що використовуються для залучення та теплообміну середовищ з різними температурами акцент робиться саме на теплообміні. Тому надзвуків ежектори, що термоактивуються, привертають інтерес наукової спільноти як засіб рекуперації тепла при низьких температурах і більш ефективного використання енергії [3] – [4].

Особлива увага теоретичних та експериментальних досліджень приділяється аспектам, пов'язаним із структурою надзвуків струменів при їх гальмуванні в камері зміщення ежектора, та аналізу складних взаємодіючих явищ утворення стрибків ущільнення, що призводять до зростання ентропії [5] – [8].

Застосування тангенціального вдуву надзвуків пристінного струменя дає можливість реалізувати хвилю розрідження в камері змішування при обтіканні надзвуків потоком тупого кута сполучення стінки сопла з камерою змішування

(течія Прандтля-Майєра), яка ініціює збільшення залучення потоку, що ежектуються. Однак, при такому вдуві, відношення тисків на зрізі сопла до тиску в потоці, що ежектирується (P_c/P_a), як параметр розрахунковості надзвуків косоного сопла в обмеженому об'ємі, набуває нову функціональну залежність $F_1(M) < P_c/P_a < F_2(M)$, що визначається геометрією сопла і його сполучення з камерою змішування, де $F_1(M)$ визначається геометрією сопла за необхідними витратними характеристиками ежектора, а функція $F_2(M)$ визначається геометрією сполучення сопла з камерою змішування, яку неможливо визначити в рамках одновимірної моделі надзвуків течії.

Мета роботи

Надзвуків ежектори застосовуються в різних енергетичних пристроях, але практично всі вони використовують осесиметричний надзвуків струмінь, що характеризується невеликим коефіцієнтом ежекції. Метою цього дослідження показати істотно більшу ефективність ежектора з тангенціальним надзвуків соплом при необхідних витратах, обґрунтувавши вибір параметрів тангенціального надзвуків сопла такого ежектора та пояснивши причину підвищення його ефективності.

Постановка задачі

Визначення впливу надзвукового струменя на газ, що ежектується, у надзвуковому ежекторі відбувається на підставі розв'язання задачі формування течії в'язкого стисливого теплопровідного газу в обмеженому об'ємі.

Моделювання течії відбувається з використанням системи повних нестационарних рівнянь URANS, що описує рух в'язкого стисливого неізо-термічного середовища і замикається за допомогою моделі турбулентності Спаларта-Аллареса, представленої у векторній формі [9] реалізованій у пакеті ANSYS Fluent а саме:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho uw - \tau_{xz} \\ Q_x \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho vw - \tau_{yz} \\ Q_y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw - \tau_{zx} \\ \rho vw - \tau_{zy} \\ \rho w^2 + p - \tau_{zz} \\ Q_z \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} Q_x \\ Q_y \\ Q_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho Hu - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - w\tau_{xz} + q_x \\ \rho Hv - u\tau_{yx} - v\tau_{yy} - w\tau_{yz} + q_y \\ \rho Hw - u\tau_{zx} - v\tau_{zy} - w\tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$E = e + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}, \quad H = h + \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2}, \quad (5)$$

$$h = e + \frac{p}{\rho}, \quad (6)$$

де u, v, w – компоненти вектору швидкості, м/с;
 ρ – густина, кг/м³;
 p – тиск, атм;
 h і H – питома і повна ентальпія, м²/с²;
 e і E – питома внутрішня енергія і повна внутрішня енергія, м²/с².

В'язкі і турбулентні напруження поєднані на основі гіпотези Буссинеска:

$$\tau_{ij} = \tau_{ji} = \tilde{\mu} \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], \quad (7)$$

де $i, j, k = 1, 2, 3$;

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} \tilde{\mu} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right),$$

$$\tau_{yy} = \frac{2}{3} \tilde{\mu} \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right),$$

$$\tau_{zz} = \frac{2}{3} \tilde{\mu} \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right),$$

$$\tau_{xy} = \tilde{\mu} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \tau_{yx},$$

$$\tau_{xz} = \tilde{\mu} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \tau_{zx},$$

$$\tau_{yz} = \tilde{\mu} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right),$$

$$\tilde{\mu} = \mu + \rho \nu_t.$$

Теплові потоки записуються у вигляді:

$$q_x = - \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\rho \nu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (8)$$

$$q_y = - \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\rho \nu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h}{\partial y}, \quad (9)$$

$$q_z = - \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\rho \nu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial h}{\partial z}. \quad (10)$$

Газ передбачається досконалим з постійною теплоємністю, і система рівнянь замикається співвідношеннями:

$$h = \frac{\chi}{\chi - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (11)$$

$$\frac{p}{\rho} = \frac{R}{\mu_m} T. \quad (12)$$

Динамічна в'язкість для газу залежить від температури відповідно до формули Сазерленда, а коефіцієнт теплопровідності при постійному числі Прандтля має таку ж залежність від температури:

$$\lambda = \frac{\mu c_p}{Pr}. \quad (13)$$

Турбулентне число Прандтля приймається рівним 1, для кінематичного коефіцієнта в'язкості:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad (14)$$

де для величини використовується рівняння переносу Спаларта-Аллареса [10], яка співпадає з турбулентною в'язкістю всюди, крім пристінних областей:

$$\frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \tilde{\nu}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho (\nu + \tilde{\nu})}{\sigma_\nu} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + \frac{C_{b2} \rho}{\sigma_\nu} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} + \rho P_\nu - \rho \varepsilon_\nu, \quad (15)$$

де P_ν – швидкість генерації турбулентної в'язкості;

ε_ν – швидкість її дисипації;

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}; \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}.$$

Генерація турбулентної в'язкості P_ν моделюється складовою:

$$P_v = C_{b1} \tilde{v} \tilde{S}, \quad (16)$$

де $\tilde{S} = |\Omega| + \frac{\tilde{v}}{(\kappa d)^2} f_{v2},$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, \quad |\Omega| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}},$$

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

де d – відстань до найближчої твердої поверхні.

Дисипація турбулентної в'язкості ε_v моделюється наступним чином:

$$\varepsilon_v = C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2, \quad (17)$$

де $f_w = q \left(\frac{1 + C_{w3}^6}{q^6 + C_{w3}^6} \right)^{\frac{1}{6}},$

$$q = r + C_{w2} (r^6 - r),$$

$$r = \frac{\tilde{v}}{(\kappa d)^2 \tilde{S}},$$

Моделльні константи мають значення:

$$\kappa = 0,4187, \quad C_{b1} = 0,1355, \quad C_{b2} = 0,622, \quad \sigma_v = \frac{2}{3},$$

$$C_{v1} = 7,1, \quad C_{w2} = 0,3, \quad C_{w3} = 2,0,$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma_v}.$$

Граничні умови:

– на стінках аспіратора умови прилипання

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right|_S = 0; \quad (18)$$

– нульовий потік тепла

$$\left. \vec{V} \right|_S = 0, \quad (19)$$

де T_{at}, P_{at} – температура і тиск на вхідній границі розрахункової області значення;

T_{in}, P_{in} – температура і тиск газу, що ежектуює;

outlet – стандартні граничні умови на вихідній границі розрахункової області.

Для розрахунку транс- і надзвукових течій газу в пакеті *ANSYS Fluent* використовується підход – «*pressure-based*» без виділення стрибків ущільнення, тобто оснований на розрахунку тиску і густини, коли розв'язуються вихідні рівняння послідовно з використанням по шагових ітерацій. Зв'язок полів швидкості і тиску здійснюється з використанням ітераційного алгоритму *SIMPLEC* (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations Consistent*).

Тангенціальне надзвукове сопло

У статті представлені результати чисельного аналізу впливу геометричних параметрів тангенціального надзвукового сопла на поле течії, що формується в осесиметричній камері змішування ежектора (рис. 1), а також його витратні характеристики.

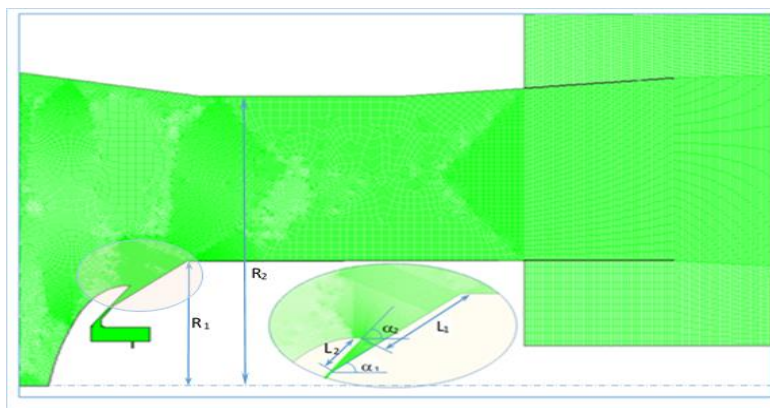


Рис. 1 – Осевий переріз осесиметричного ежектора і різницева сітка розрахункової області

Розглянуто спрощений варіант кільцевого сопла (радіусів r_1, r_2), надзвукова частина якого виконана у вигляді зазору між усіченими конусами з кутами розкриття α_1, α_2 у якого розхідна площа перерізу:

$$S_r(x) = \pi \left[(r_2^2 - r_1^2) + 2x(r_2 \operatorname{tg} \alpha_2 - r_1 \operatorname{tg} \alpha_1) + x^2 (\operatorname{tg}^2 \alpha_2 - \operatorname{tg}^2 \alpha_1) \right] \sin \alpha_c, \quad (20)$$

де $\alpha_c = \arctg \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_2 + \operatorname{tg} \alpha_1}{2} \right);$

x – відстань по осі конуса від входу в кільцеве сопло (радіусів r_1, r_2).

Для конкретних значень r_i, α_i визначається зміна витратної площі сопла, і з рівняння збереження маси в одновимірній постановці припущення адиабатичності течії досконалого газу отримуємо:

$$\frac{S_r(x)}{S_0} = \frac{M_0}{M(x)} \left(\frac{1 + \frac{\chi-1}{2} M(x)^2}{1 + \frac{\chi-1}{2} M_0^2} \right)^{\frac{\chi+1}{2(\chi-1)}}, \quad (21)$$

де S_0 – площа перерізу сопла на вході у конусне сопло $S_0 = \pi(r_2^2 - r_1^2)$;

M_0 – число Маха на вході у конусне сопло.

Залежність (21) дозволяє визначити зміну числа Маха вздовж конусного сопла (рис. 2б) при відповідній зміні площі перерізу кільцевого сопла (рис. 2а), де x – безрозмірна відстань по осі ежектора, $x = \frac{\xi}{r_2 - r_1}$.

За отриманим розподілом числа Маха визначається довжина сопла для отримання потрібного

значення тиску, на виході з кільцевого сопла, що задається за значенням тиску на вході в сопло:

$$\frac{P(x)}{P_0} = \left(\frac{1 + \frac{\chi-1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\chi-1}{2} M(x)^2} \right)^{\frac{\chi}{\chi-1}}, \quad (22)$$

$$\frac{T(x)}{T_0} = \left(\frac{1 + \frac{\chi-1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\chi-1}{2} M(x)^2} \right). \quad (23)$$

Така зміна площі перерізу конусного сопла забезпечує досить швидке зниження тиску відносно малої ($8 < x < 12$) по відношенню до величини критичного перерізу довжини сопла для досить великого діапазону тисків P_0 .

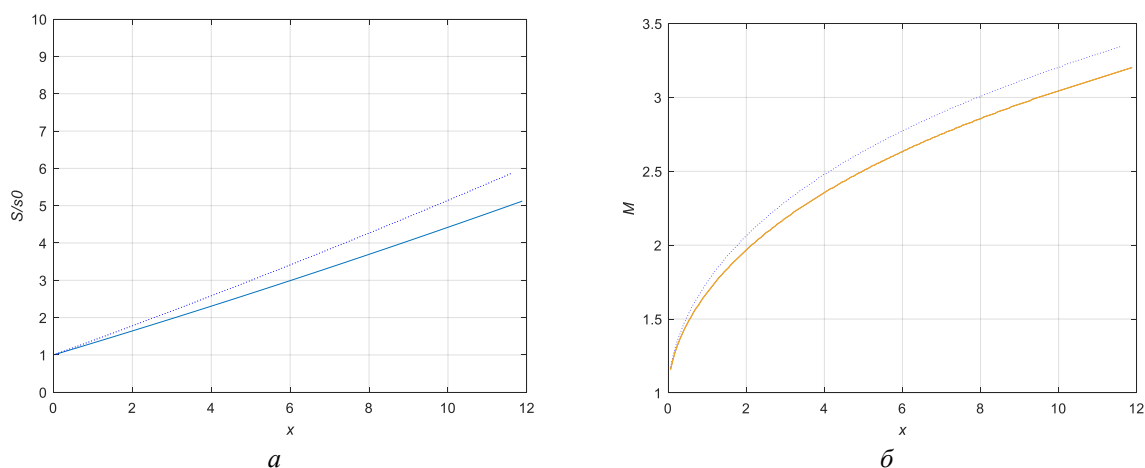


Рис. 2 – Геометричні і кінематичні параметри кільцевого сопла вздовж осі ежектору при $\alpha_2 = 53^\circ$ та $\alpha_1 = 38^\circ$ (пунктирна крива), $\alpha_1 = 41^\circ$ (суцільна крива):
а – безрозмірна площа перерізу сопла; б – число Маха

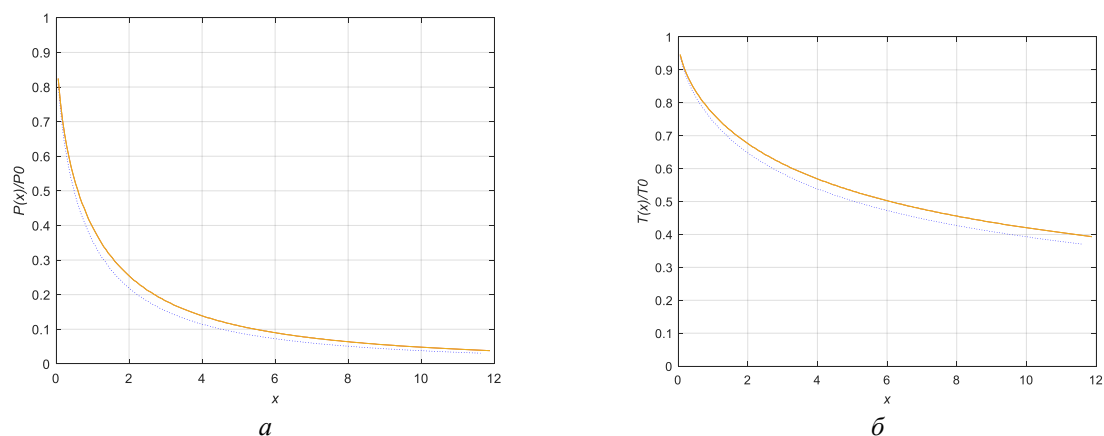


Рис. 3 – Безрозмірні значення вздовж кільцевого сопла:
а – тиску; б – температури (див. рис. 2)

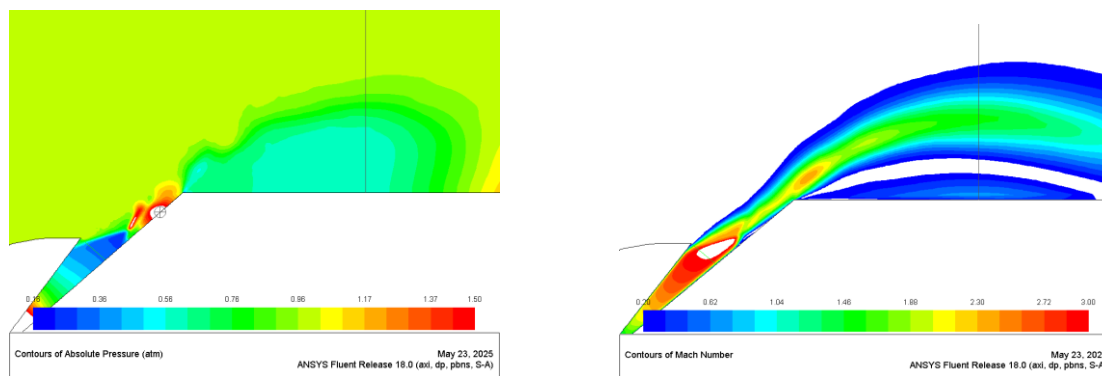


Рис. 4 – Розподіл у камері змішування ежектора при $\alpha_1 = 41^\circ$
і значенні тиску на вході у сопло 11 атм, довжина сполучної стінки сопла $x = 12$:
 a – поля тиску; b – числа Маха

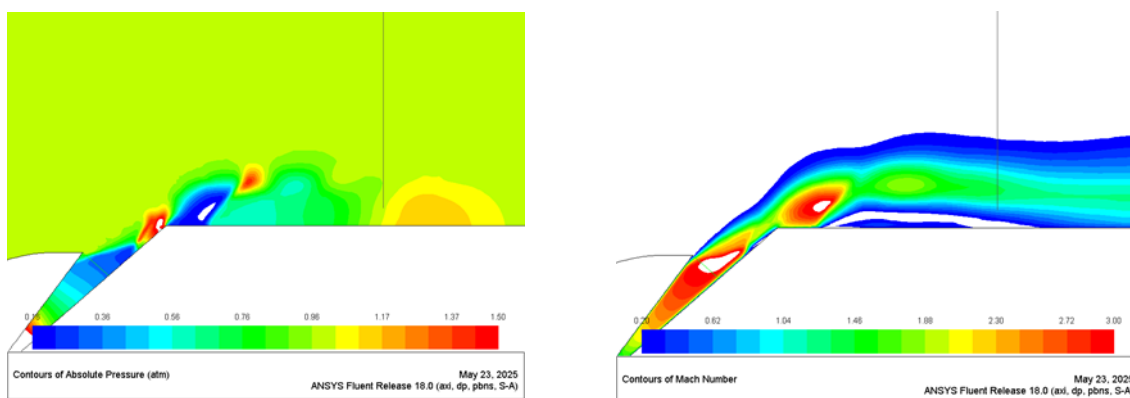


Рис. 5 – Розподіл у камері змішування ежектора при $\alpha_1 = 41^\circ$
і значенні тиску на вході у сопло 11 атм, довжина сполучної стінки сопла $x = 8$:
 a – поля тиску; b – числа Маха

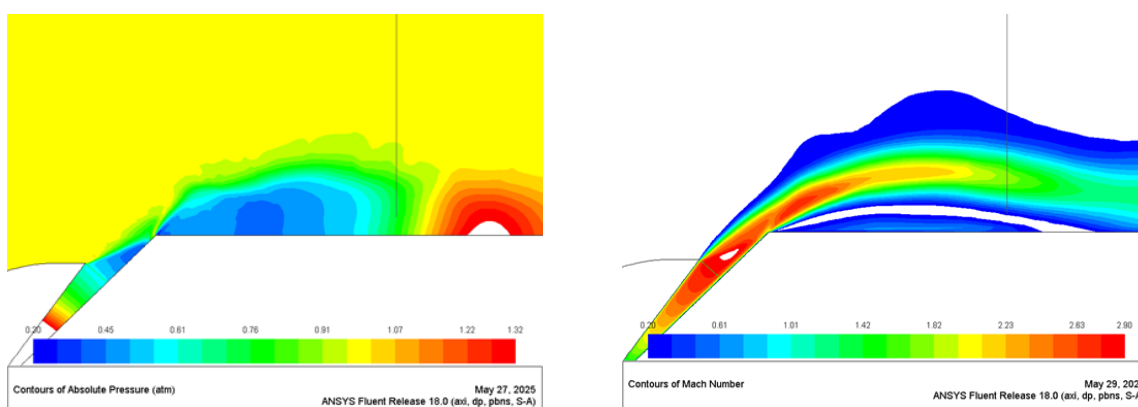


Рис. 6 – Розподіл у камері змішування ежектора при $\alpha_1 = 44^\circ$
і значенні тиску на вході у сопло 13,5 атм, довжина сполучної стінки сопла $x = 8$:
 a – поля тиску; b – числа Маха

Результати комп'ютерного моделювання

Результати розрахунку газодинамічних параметрів ежектора показують, що врахування примежового турбулентного шару всередині сопла з нульовим потоком тепла на стінках практично не позначається на розподілі газодинамічних параметрів течії по осі сопла. Тому проектувати внутрішню частину ежектора з тангенціальним соплом можна, не виконуючи розрахунків виходячи з повної багатовимірної системи рівнянь URANS. Однак оцінити сполучення тангенціального сопла зі стінкою камери змішування в одновимірній постановці при формуванні надзвукового пристінного струменя на сполучній стінці кільцевого сопла неможливо. На відміну від вільного осесиметричного надзвукового струменя гальмування пристінного надзвукового струменя відбувається інакше. А саме, не тільки за рахунок взаємодії з залученим дозвуковим потоком, але в основному за рахунок утвореного на сполучній стінці тангенціального сопла, турбулентного примежового шару. Диск Маха вироджується, але косий стрибок, що раніше замикався на диск, не опускається на стінку сопла, а реалізується так званий «висячий косий стрибок».

Течія за стрибком поза примежовим шаром залишається надзвуковою, а за точкою сполучення стінки сопла з камерою змішування, реалізується поворот надзвукового струменя у напрямку осі ежектора. Цей поворот струменя генерує слабку хвилю розрідження камери змішування, яка інтенсифікує роботу ежектора [11].

Однак, при розглянутій вище довжині сполучної стінки кільцевого сопла з камерою змішування і ступеня нерозрахунковості сопла, надзвуковий струмінь відривається від стінки камери змішування (тобто реалізується течія, яка нагадує течію Прандтля-Майєра (ТПМ)). В результаті для фіксованого тиску на вході в сопло по куту розкриття кільцевого сопла визначається потрібна довжина сопла для необхідного тиску на виході з сопла (не обов'язково атмосферного), а далі визначається довжина сполучної стінки сопла, яка не повинна допускати появи стрибка ущільнення, що призводить до відриву примежового шару ($\alpha_{п-м} < 130$). При зменшенні довжини сполучної стінки до $x = 8$ при незмінному тиску на вході в сопло і $\alpha_1 = 41^\circ$ очікувано реалізується течя, що більше нагадує просту хвилю розрідження (ТПМ) з прискоренням за поворотом (рис. 5а, б).

Однак і при такій довжині сполучної стінки, косий стрибок тиску і відрив прикордонного шару зберігаються при незмінному тиску на вході в сопло (11 атм).

Збільшення тиску на вході в сопло до 13,5 атм та зменшення кута поділу конусного сопла до $\beta = 9^\circ$ призводить до обгинання надзвуковим струменем тупого кута сполучення сопла з камерою змішування (рис. 6а, б).

Інтенсивність хвилі розрідження зростає, що відбивається на розподілі тиску на обичайці камери змішування (рис. 7), що призводить до збільшення витрати повітря Q_{in2} , що залучається, однак коефіцієнт ежекції (A) падає (табл. 1).

$$A = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \quad (24)$$

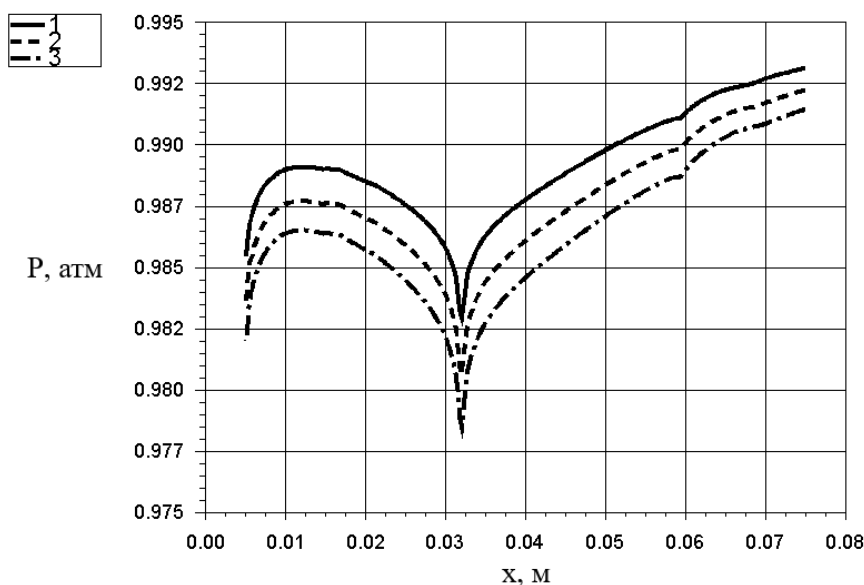


Рис. 7 – Значення тиску на обичайці камери змішування:
1 – 3 – тиск P на обичайці камери змішування при різних витратах (табл. 1)

Таблиця 1 – Основні параметри

Параметр	1	2	3
P , атм	11,4	12,4	13,5
Q_{in1} , кг/с	0,079	0,087	0,094
Q_{in2} , кг/с	0,378	0,401	0,420
A	5,76	5,61	5,46

При цьому під кільцевим надзвуковим струменем в зоні зниженого тиску формується зворотня течя, незважаючи на суттєве зниження тиску за кутовою точкою, значення якого відповідає експериментальним даним та результатам розрахунку [12] при формуванні течії Прандтля-Майєра при обгинанні тупого кута надзвуковим потоком. Це говорить про вплив обмеженого об'єму камери змішування та появу відриву прикордонного шару на обтічній поверхні, оскільки зона зниженого тиску стрибком переходить у зону підвищеного тиску на стінці центрального тіла.

Подальше гальмування кільцевого надзвукового струменя і його положення в камері змішування визначається його інтенсивністю, тиском на виході з камери змішування, довжиною і геометрією камери змішування, що коригує величину газу,

який втягується і відповідно коригує коефіцієнт ежекції. Так, при достатній довжині центрального тіла кільцевий струмінь, який відривається прилипає до центрального тіла і покидає камеру змішування майже паралельно осі ежектора, при цьому утворюючи всередині себе за центральним тілом торообразний вихор (рис. 8). Цей вихор і локальна зона відриву на центральному тілі після обтікання кута спряження стінки сопла з центральним тілом не пов'язані між собою, проте зі зменшенням довжини центрального тіла в камері змішування ці дві зони зворотних течій об'єднуються та збільшують зовнішній радіус кільцевого надзвукового струменя (рис. 8б), що призводить до зменшення локального тиску на обичайці камери змішування. Це зниження тиску, незважаючи на те, що при розширенні кільцевого струменя камера змішування захащується ежектуючим газом, дещо збільшує витрату залученого газу з 0,41 кг/с до 0,44 кг/с. На виході з ежектора гальмування кільцевого струменя супроводжується зменшенням його діаметра і перетворенням його на звичайний дозвуковий струмінь (рис. 8а).

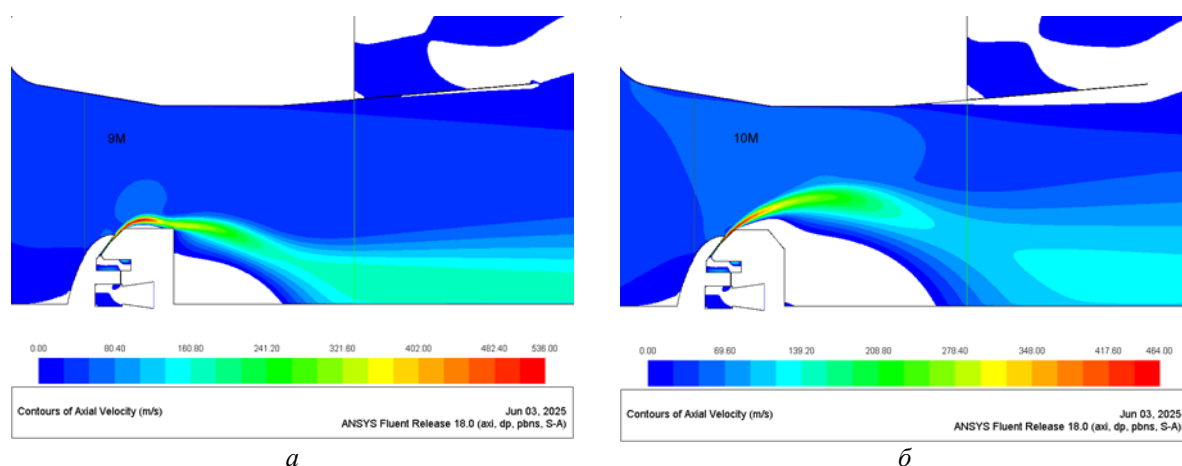


Рис. 8 – Поля повздовжньої компоненти швидкості у камері змішування ежектора в залежності від форми корми центрального тіла ежектора:
а – перетворення на звичайний дозвуковий струмінь; б – торообразний вихор

Протяжність центрального тіла щодо камери змішування та його форма визначають величину донного тиску за центральним тілом, і якщо вихідний канал після ежектора залишається кільцевим каналом, ефективність ежектора підвищується на 15 % – 20 %.

Висновки

Таким чином, проведені розрахунки підтверджують, що ежектор з тангенціальним надзвуковим соплом забезпечує в декілька разів більший коефіцієнт аспірації порівняно з ежектором з осьовим надзвуковим соплом при однаковій масовій витраті ежектуючого газу. Коефіцієнт аспірації

надзвукового ежектора визначається положенням надзвукового струменя в камері змішування при розрахунковому тангенціальному соплі, яке генерує хвилю розрідження, яка в свою чергу залежить від величини відношення радіуса центрального тіла з тангенціальним соплом до радіусу камери змішування $K = R_1/R_2$, (рис. 1) а також від інтенсивності гальмування надзвукового струменя. Інтенсивність гальмування надзвукового струменя залежить від числа Маха, геометрії центрального тіла та величини K . Визначенні умови запобігають утворенню косого стрибка ущільнення на сполучній стінці сопла, яке викликає відрив примежового шару.

Список літератури

References (transliterated)

1. Соколов Е. Я. Струйные аппараты / Е. Я. Соколов, Н. М. Зингер. – 1989. – 352 с.
2. Тимошенко В. И. Расчетные модели газоструйного эжектора при сверхзвуковой скорости рабочего тела / В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец // *Техническая механика*. – 2008. – № 1. – С. 50–63.
3. Huang P. G. Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling / P. G. Huang, G. N. Coleman, P. Bradshaw // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1995. – Vol. 305. – PP. 185–218. – DOI: <https://doi.org/10.1017/S0022112095004599>.
4. Chen G. Thermodynamic analysis of ejector cooling cycles with heat-driven feed pumping devices / G. Chen, V. Ierin, O. Volovyk, K. Shestopalov // *Energy*. – 2019. – Vol. 186. – Paper 115892. – DOI: <https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.115892>.
5. Chow W. L. Interaction Between Primary and Secondary Streams of Supersonic Ejector Systems and Their Performance Characteristics / W. L. Chow, A. L. Addy // *AIAA Journal*. – 1964. – Vol. 2, Is. 4. – PP. 7–23. – e-ISSN 1533-385X. – DOI: <https://doi.org/10.2514/3.2403>.
6. Mukhtar H. K. Improving the performance of a commercial absorption cooling system by using ejector: A theoretical study / H. K. Mukhtar, S. Ghani // *Case Studies in Thermal Engineering*. – 2023. – Vol. 45. – Papers 102967. – DOI: <https://doi.org/10.1016/j.csite.2023.102967>.
7. Chong D. Experimental and numerical analysis of supersonic air ejector / D. Chong, M. Hu, W. Chen, J. Wang, J. Liu, J. Yan // *Applied Energy*. – 2014. – Vol. 130. – PP. 679–684. – DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.02.023>.
8. Yang X. Numerical investigation on the mixing in a steam ejector with different nozzle structures / X. Yang, X. Long, X. Yao // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2012. – Vol. 56. – PP. 95–106. – DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.01.021>.
9. Приходько А. А. Компьютерные технологии в аэрогидромеханике и теплообмене / А. А. Приходько. – Київ : Наукова думка, 2003. – 380 с. – ISBN 966-00-0047-2
10. Spalart P. R., Allmaras S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows / P. R. Spalart, S. R. Allmaras // *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 06–09 January 1992, Reno, NV, U.S.A.* – 1992. – Vol. 12, No 1. – PP. 439–478. – DOI: <https://doi.org/10.2514/6.1992-439>.
11. Воропаєв Г. О. Моделювання газодинамічних процесів в елементах імпульсного ежектора / Г. О. Воропаєв, Я. В. Загумений, Н. В. Розумнюк // *Журнал обчислювальної та прикладної математики*. – 2021. – № 1(135). – С. 66–72. – ISSN 0868-6912 (print).
12. Ашратов Э. А. Обтекание внешнего угла сверхзвуковым потоком / Э. А. Ашратов, Л. И. Соркин // *Известия АН СССР. Механика*. – 1965. – № 4. – С. 165–168.
1. Sokolov E. Ja., Zinger N. M. (1989), *Strujnye apparaty* [Inkjet devices], 352 p.
2. Timoshenko V. I., Belocerkev I. S. (2008), “*Raschetnye modeli gazostrujnogo jezhektora pri sverhzhukovoj skorosti rabocheho tela* [Calculation models of a gas-jet ejector with a supersonic speed of a working fluid]”, *Tekhnicheskaja mehanika* [Technical mechanics], no. 1, pp. 50–63.
3. Huang P. G., Coleman G. N., Bradshaw P. (1995), “Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 305, pp. 185–218, <https://doi.org/10.1017/S0022112095004599>.
4. Chen G., Ierin V., Volovyk O., Shestopalov K. (2019), “Thermodynamic analysis of ejector cooling cycles with heat-driven feed pumping devices”, *Energy*, vol. 186, paper 115892, <https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.115892>.
5. Chow W. L., Addy A. L. (1964), “Interaction Between Primary and Secondary Streams of Supersonic Ejector Systems and Their Performance Characteristics”, *AIAA Journal*, vol. 2, is. 4, pp. 7–23, e-ISSN 1533-385X, <https://doi.org/10.2514/3.2403>.
6. Mukhtar H.K., Ghani S. Improving the performance of a commercial absorption cooling system by using ejector: A theoretical study, *Energy Convers. Manag.* 45 (102967) (2023), <https://doi.org/10.1016/j.csite.2023.102967>
7. Chong D., Hu M., Chen W., Wang J., Liu J., Yan J. (2014), “Experimental and numerical analysis of supersonic air ejector”, *Applied Energy*, vol. 130, pp. 679–684, <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2014.02.023>.
8. Yang X., Long X., Yao X. (2012), “Numerical investigation on the mixing in a steam ejector with different nozzle structures”, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 56, pp. 95–106, <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.01.021>.
9. Prikhodko A. A. (2003), “*Computer technologies in aeromechanics and heat transfer*”, Kyev, Ukraine, 382 p.
10. Spalart P. R., Allmaras S. R. (1992), “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”, *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 06–09 January 1992, Reno, NV, U.S.A.*, vol. 12, no 1, pp. 439–478, <https://doi.org/10.2514/6.1992-439>.
11. Voropaiev G. O., Zagumennyi Ia. V., Rozumnyuk N. V. (2021), “Mode-lyuvannya gazodynamichnykh protsesiv v elementakh impul'snogo ezhektora [Modeling of gas-dynamic processes in the elements of impulse ejector]”, *Zhurnal obchyslyuval'noyi ta prykladnoyi matematyky* [Journal of Computational and Applied Mathematics], no. 1(135), pp. 66–72, ISSN 0868-6912 (print).
12. Ashratov E. A., Sorkin L. Y. (1965), “Obtekanie vneshnego ugla sverhzhukovym potokom [Supersonic flow around an outer corner]”, *Izvestiya AN SSSR. Mehanika*, no. 4, pp. 165–168.

Надійшло (received) 18.05.2025

Відомості про авторів / About the Authors

Воропаєв Геннадій Олександрович (Voropaiev Gennadii) – член-кореспондент НАН України, професор, доктор фізико-математичних наук, директор, Інститут гідромеханіки НАН України ; тел.: +38-067-465-85-82; e-mail: voropaiev.gena@gmail.com; ORCID: <https://orcid.org/0009-0001-8178-9028>.

Колодій Назарій Олександрович (Kolodii Nazariy) – аспірант кафедри атомної енергетики, Національний технічний університет України “Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського”; тел.: +38-096-738-46-81; e-mail: kolodiy0803@gmail.com; ORCID: <https://orcid.org/0009-0008-8332-6917>.