

УДК 533.011:533.6.011.6

І.Ю. Черепанов, В.М. Турик

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», м. Київ, Україна

Особливість аеродинаміки швидкісних обмежених потоків із закруткою

Дається теоретична оцінка однієї з важливих аеродинамічних характеристик закручених обмежених потоків, а саме, оцінка зміни температури газу за радіусом вихрових камер різноманітного призначення внаслідок дії відцентрових сил. Пропонується розглядати область течії, що характеризується найбільшим впливом відцентрових сил — присоплова частина вхідного потоку тангенціальної спрямованості по відношенню до циліндричної стінки камери. Задача розв'язана відповідно до виявленого експериментальним шляхом утворення «вільного вихору» в пристінній зоні та «вимушеного вихору» в присопловому ядрі потоку. Взаємодія потоку з примежовим шаром на диску глухого торця не враховувалась. Отримані формули дають можливість кількісних оцінок розподілу температури вздовж радіуса в кільцевій зоні циркуляційної течії та в зоні квазітвердотільного, подібного до торнадо вихора в центральному сопловому перерізі циліндричної частини вихрової камери. Показано, що в напрямку циліндричної стінки температура збільшується пропорційно квадрату відстані від осі камери, причому температурне розділення має тим більшу інтенсивність, чим вище швидкість вхідного потоку через тангенціальне сопло.

Ключові слова: вихрова камера, тангенціальний підвід газу, вільний вихор, вимушений вихор, температурне розділення, параметри гальмування

Вступ

Головна увага дослідників зсувних закручених потоків у вихрових камерах різноманітного призначення традиційно зосереджувалась або на інженерному вирішенні проблеми прийнятної організації процесу перемішування компонентів середовища, або на дослідженнях явищ в'язкої відцентрової нестійкості, що призводить до формування когерентних вихрових структур та відповідних «аномалій» процесів переносу маси, імпульсу та енергії. Як правило, схематичне уявлення про структуру течії у вихрових камерах пропонувалось у вигляді сукупності векторів або траєкторій, що вказували приблизний (за логікою розробників конструкцій камер або за далеко не завжди адекватними результатами комп'ютерного моделювання складної течії існуючими програмними пакетами) напрямок руху частинок рідини (газу) у порожнині камери. Питання інтенсифікації, або придушення процесів масо- і теплообміну традиційно вивчались окремо від питань термотрансформації потоків. Пошуки конструктивних варіантів виконання трубок Ранка-Хільша для швидкого використання зазначених ефектів [1] явно випереджували дослідження фізики процесу термотрансформації [2–4], хоча певна увага приділялась дослідженням спектральних характеристик шуму [3],

крупномасштабних вихрових структур [4] і т.п. Новий поштовх до з'ясування природи вихрового ефекту термотрансформації дав цикл досліджень вихрових камер з розвиненою тупиковою частиною [5]. Експериментальні дослідження було виконано на аеродинамічному стенді з робочою ділянкою у вигляді прозорої вихрової камери внутрішнім діаметром $d_0 = 0,102\text{ м}$ та довжиною $l_0 = 0,635\text{ м}$ з глухим торцем з одної із сторін. Проточні частини змінних вхідних сопел мали прямокутний поперечний переріз з розмірами $0,041 \times 0,025\text{ м}^2$ і кутами тангенціальності введення потоку $\gamma = 33^\circ \div 88^\circ$. Діапазон чисел Рейнольдса, розрахованих по середній швидкості повітря у соплі та його гідравлічному діаметру, складав $Re_c = U_\infty d_c / \nu = 4 \div 9 \cdot 10^4$.

Встановлено, що в різних поперечних перерізах тупиковій області камери закон розподілу усереднених за часом трансверсальних швидкостей наближено складається з двох ділянок — периферійної зони квазіпотенціального «вільного вихору» та зони квазітвердотільного «вимушеного вихора» (вихрового ядра) (рис. 1). Радіус умовної межі, що розділяє за модулем висхідну та низхідну вітки кривої є $r_\gamma = mr_0$, де $r_0 = d_0/2$, $m \approx 0,75 \div 0,9$ згідно з багатьма дослідними даними.

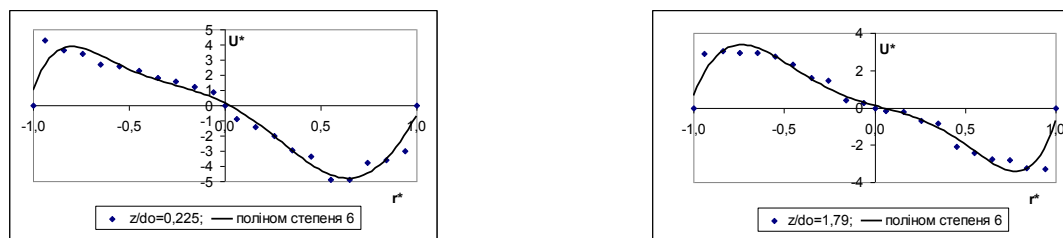


Рис. 1. Типовий розподіл трансверсальної швидкості в поперечних перерізах тупикової зони (z – відстань від центра сопла): $Re_c = 86335$; $\alpha = 0^\circ$; $\gamma = 88^\circ$

Теоретичні оцінки температурного розділення потоку

Відшукаємо залежності розподілу тисків в поперечному перерізі циліндричної частини вихрової камери, що проходить через центр проточного тракту вхідного сопла, тобто в зоні максимального моменту імпульсу закрученого потоку газу.

1. Кільцева зона «вільного вихору». При нехтуванні роботою сили тяжіння інтеграл Ейлера рівнянь руху ідеального газу можна представити як

$$P - P_0 = -\Gamma^2 / 8\pi^2 r^2 ,$$

де Γ – циркуляція швидкості; r – радіус.

Підставив функції тиску $P = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho}$, $P_0 = \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0}$ у вихідне рівняння за умови адіабатної течії термічно ідеального газу, де функція гальмування P_0 умовно віднесена до внутрішньої циліндричної стінки камери, а також приймаючи, що на радіусі r_s максимальна трансверсальна швидкість дорівнює середній швидкості U_∞ входу потоку до камери з вхідного сопла, отримуємо співвідношення абсолютних тисків

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{k-1}{a_0^2} \cdot \frac{m^2 U_\infty^2}{2\bar{r}^2} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (1)$$

де a_0 , p_0 , ρ_0 – швидкість звуку, абсолютний тиск та густина в «загальмованому» потоці; $\bar{r} = r/r_0$; k – показник адіабати.

Звідси застосування рівняння Клапейрона дає співвідношення температур в цій зоні

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{k-1}{a_0^2} \cdot \frac{m^2 U_\infty^2}{2\bar{r}^2}, \quad (2)$$

де T , T_0 – відповідно термодинамічні температури: поточна та в «загальмованому» потоці.

Якщо параметри гальмування в формулі (2) виразити через параметри потоку на вході до камери, можна отримати

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2 - \frac{k-1}{a_0^2} \frac{m^2 U_\infty^2}{\bar{r}^2} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2 \right), \quad (3)$$

де T_∞ , $M_\infty = \frac{U_\infty}{a_\infty}$ – відповідно абсолютна температура і число Маха вхідного потоку.

Аналіз отриманої формули показує, що в межах периферійної циркуляційної течії в камері температура зі зменшенням радіуса зменшується.

2. Зона квазітвердотільного «вимушеного вихора». Інтегралі Бернуллі і Громеки, отримані для вихрового руху, застосовувати тут не можна, оскільки на різних лініях течії вихрового ядра відповідні сталі є різними й невідомими, до того ж інтеграл Громеки передбачає колінеарність векторів швидкості й завихреності, чого ніяким чином не можна гарантувати в ядрі течії. Доцільно скористуватися диференціальним рівнянням руху в формі Громеки-Лемба

$$-\text{grad} \left(\Pi + P + \frac{v^2}{2} \right) = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - \vec{v} \cdot \vec{\Omega},$$

де Π – питома потенціальна енергія, обумовлена дією масових сил (для газу можна нехтувати); $P = \int \frac{dp}{\rho}$ – функція тиску для баротропного руху газу з

точністю до довільної сталої; \vec{v} – вектор швидкості; $\vec{\Omega} = 2\vec{\omega}$ – завихреність, $\vec{\omega}$ – вектор кутової швидкості рідких частинок.

Для стаціонарного плоского вихрового руху газу зазначене рівняння зводиться до системи двох рівнянь, які визначають розподіли тиску і температури в досліджуваній зоні течії:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial x} \left(P + \frac{v^2}{2} \right) &= -2v_y \omega_z; \\ -\frac{\partial}{\partial y} \left(P + \frac{v^2}{2} \right) &= 2v_x \omega_z. \end{aligned}$$

При переході до полярних координат у випадку осової симетрії руху газу маємо

$$\frac{d}{dr} \left(P + \frac{v^2}{2} \right) = 2\omega^2 r.$$

Інтеграл цього рівняння за умови адіабатності течії має вигляд

$$\frac{p}{\rho} = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\omega^2 r^2}{2} + C. \quad (4)$$

Сталу інтегрування можна визначити з умови $p = p_\infty, \rho = \rho_\infty, U_\infty = \omega r_\infty$ на межі квазітвердотільного вихора та кільцевої циркуляційної течії, тобто на радіусі r_∞ :

$$C = \frac{p_\infty}{\rho_\infty} - \frac{k-1}{k} \cdot \frac{U_\infty^2}{2}.$$

Остаточно формула (3) після перетворень набуває вигляду

$$\frac{p}{p_\infty} = \left\{ 1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2 \cdot \left[\left(\frac{\bar{r}}{m} \right)^2 - 1 \right] \right\}^{\frac{k}{k-1}}, \quad (5)$$

де p_∞ — абсолютний тиск вхідного струменя.

З формули (4) при врахуванні рівнянь адиабати Пуассона та Клапейрона безпосередньо впливає залежність для температур

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + \frac{k-1}{2} M_\infty^2 \cdot \left[\left(\frac{\bar{r}}{m} \right)^2 - 1 \right]. \quad (6)$$

Отримані формули (1), (3), (5) і (6) дають можливість кількісних оцінок розподілів температури в центральному сопловому перерізі циліндричної частини вихрової камери.

Висновки:

1. Оцінки показують, що із зростанням радіуса, тобто з наближенням до стінки, тиск і температура потоку збільшуються від мінімальних величин на осі камери до певних максимальних величин, близьких до параметрів гальмування пропорційно квадрату відстані від осі камери, причому зміна тиску і температурне розділення (термотрансформація) мають тим більшу інтенсивність, чим вище швидкість вхідного потоку через тангенціальне сопло.

2. Зменшення тиску на осі камери в зоні входу потоку стимулює відтік газу з боку глухого торця із відповідним підтягуванням до нього частини вхідного закрученого потоку, переважна доля якого, як показує експеримент [5], зосереджена в пристінній зоні максимального моменту кількості руху. Саме цей процес обумовлює фізичну першопричину явища «торцевого ефекту», вивчення якого не може бути повним без урахування температурних ефектів, зокрема при великих швидкостях газу, що й складає предмет досліджуваної аеродинамічної особливості аеродинаміки обмежених закручених потоків.

Список використаних джерел

1. Азаров А.И. От однокамерной вихревой трубы Фултона к модульным многокамерным вихревым воздухоохладителям: развитие, промышленное использование, перспективы. Доклад–лекция//XIV школа–семинар молодых ученых и специалистов под рук. акад. РАН А.И. Леонтьева. Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках. 26–30 мая 2003г., Рыбинск. М.: – Изд. МЭИ. – 2003. – Т.2. – С.195–203.
2. Вулис Л.А. Об эффекте Ранка // Изв. АН СССР. Отд–е техн. наук. – 1957. – №10. – с.105 – 107.
3. Азаров А.И. Промышленные вихревые трубы производство, применение, развитие – <http://www.ecoteco.ru/index.php?id=250>
4. Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н., Лебедев А.В., Правдина М.Х., Яворский Н.И., Наблюдение крупномасштабных вихревых структур в вихревой трубке и эффект Ранка//Письма в ЖТФ. – 1997. – Том 23, № 23. – С. 84–90.
5. Бабенко В. В. Макет вихревых структур при течении потока в вихревой камере / В. В. Бабенко, В. Н. Турик // Прикладна гідромеханіка. — 2008. — Т. 10 (82), № 3. — С. 3–19.8. Сидоренко Ю.М. К вопросу о влиянии разрушения корпуса осколочно-фугасного снаряда на процесс формирования осколочного поля // Артиллерийское стрелковое вооружение. – 2009. – №2. – С.24-30.
9. Физика взрыва / С.Г. Андреев, Ю.А. Бабкин, Ф.А. Баум и др. / Под ред. Орленко Л.П. – Изд. 3-е, перераб. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. –Т.1. – 832 с.
10. LLNL Explosive Handbook. Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants / В.М. Dobratz, Р.С. Crawford. – California, 1985. – 541p.
11. Сидоренко Ю.М. Компьютерное моделирование процесса взрывного метания разрезанного осколочнообразующего диска // Озброєння та військова техніка. – 2014. – №1. – С.34-41.