

УДК 532.517

Турик В.М. к.т.н. доц.

КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, Україна

## РОЗШИРЕННЯ ПОНЯТТЯ ТОРЦЕВОГО ЕФЕКТУ В ЗАКРУЧЕНИХ ОБМЕЖЕНИХ ПОТОКАХ

*Представлені результати теоретичної оцінки первинного чиннику формування торцевого ефекту у вихрових камерах різноманітного призначення. Результати узгоджуються з даними експериментальних досліджень, згідно з якими в залежності від геометричних режимних та параметрів роботи вихрової камери, від 30 до 81% загальної витрати вхідного потоку спрямовується в бік глухого торця, принаймні в діапазоні відносних глибин його розташування  $L/d_0 = 0 \div 4,5$  ( $d_0$  – внутрішній діаметр камери). Виявлене явище не може бути пояснене взаємодією ядра потоку з примежовим шаром на диску глухого торця, як стверджувалося раніше. Отримані формули дають можливість кількісних оцінок розподілу тиску щодо кільцевої зони циркуляційної течії та зони квазітвердотільного вихрового ядра в центральному сопловому перерізі циліндричної частини вихрової камери. Показано, що із зростанням радіуса тиск збільшується від мінімальних величин на осі камери до певних максимальних величин, близьких до параметрів гальмування. Чим вище значення швидкості вхідного потоку газу через тангенціальне сопло, тим більша зміна тиску. Показано, що саме цей процес і складає фізичну першопричину явища «торцевого ефекту» в розширеному уявленні.*

*Ключові слова:* вихрова камера, торцевий ефект, циркуляційна зона, квазітвердотільне вихрове ядро, параметри гальмування

### Вступ

Проблеми раціональної організації аерогідродинамічними процесами в обмежених турбулентних потоках за умов дії відцентрових сил залишаються актуальними попри зусилля багатьох наукових шкіл світу. Причина тому — складність фізичної картини зсувних потоків, що супроводжується явищами в'язкої відцентрової нестійкості пристійнних течій та утворенням когерентних вихрових структур. На ці процеси накладається суцього внутрішній і спонтанний «ефект локалізації», який спричинений нерівноважністю й відкритістю нелінійної системи, утвореної нашаруванням первинних турбулентних потоків та зазначених вихрових структур. Особливість таких систем полягає в здатності до самоорганізації через наявність в них об'ємних джерел та/або стоків енергії, існуванням обміном речовиною і відповідних потоків енергії. При переважанні роботи стоків можуть утворюватися стаціонарні або квазістаціонарні структури. Якщо в певному режимі механізми розсіювання утворених самоорганізацією неоднорідностей нівелюють роботу джерел, то це гальмує і виникнення структур. В сукупності з аналітично некоректним на сьогодні описом турбулентності та недостатньою вивченістю зазначених фізичних процесів, задачі експериментальних досліджень в цьому напрямку, як і наближених інтегральних оцінок деяких важливих особливостей закручених потоків, потребують подальших розв'язань. Однією з таких особливостей є так званий «торцевий ефект» у вихрових камерах, перша згадка про який, певно, належить Уормлі [1], а подальші дослідження – Гольдштіку [2] та авторам роботи [3]. Ці дослідження обмежені умовами коротких вихрових камер, типовими для вихрових клапанів. Через це головна увага приділялась дослідженням взаємодії нестисливої вісесиметричної закрученої течії в ядрі потоку з в'язкими примежовими шарами на торцевих стінках (дисках) камер. Виявлено, що при збільшенні параметра закрутки зростаюча доля потоку зтягується з області ядра в середній зоні камери до примежових шарів на торцевих стінках. Через напруження тертя на них виникає дисбаланс між відцентровою силою в примежовому шарі та силою, яка зумовлена градієнтом тиску, спрямованим до середини торцевих стінок. В результаті основна доля витрати через камеру

затягується в примежові шари на торцевих дисках. По суті, це явище й отримало назву «торцевого ефекту». Але більш пізній цикл досліджень, представлений, наприклад, роботою [4], виявив наступне. В залежності від режимних параметрів роботи вихрової камери, осьових кутів установки впускного сопла та кутів тангенціального підведення повітря від 30 до 81% загальної витрати вхідного потоку спрямовується в бік глухого торця в діапазоні відносних глибин його розташування  $L/d_0$  приблизно від 0 до 4,5 ( $d_0$  – внутрішній діаметр камери) (рис. 1). Цілком ясно, що виявлене явище вже не може бути пояснене взаємодією ядра потоку з примежовим шаром на диску глухого торця та потребує іншого пояснення.

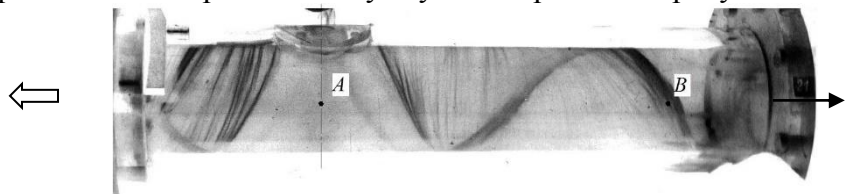


Рис. 1 - Візуалізація течії у вихровій камері: А – зона впускного сопла; В – тупикова зона.

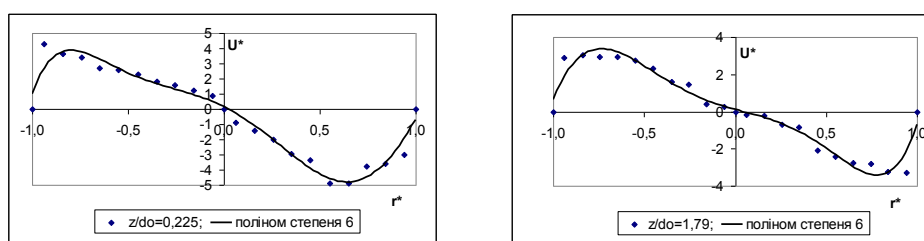


Рис. 2 – Типовий розподіл трансверсальної швидкості в поперечних перерізах тупикової зони ( $z$  – поздовжня координата від центра сопла):  $Re_c = 86335$ ;  $\alpha = 0^0$ ;  $\gamma = 88^0$

### Технічні засоби дослідження

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 однієї 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  $\gamma = 33^0 \div 88^0$ . Діапазон чисел Рейнольдса, розрахованих по середній швидкості повітря у соплі та його гідравлічному діаметру, складав  $Re_c = U_\infty d_c / \nu = (4 \div 9) \cdot 10^4$

### Теоретичні оцінки первинного чиннику формування торцевого ефекту

Встановлено, що в різних поперечних перерізах тупиковій області камери закон розподілу усереднених за часом трансверсальних швидкостей наближено складається з двох ділянок — периферійної зони квазіпотенціального циркуляційного руху та зони квазітвердотільного «вимушеного» вихора (вихрового ядра) (рис. 2). Радіус умовної межі, що розділяє за модулем висхідну та низхідну вітки кривої є  $r_x = mr_0$ , де  $r_0 = d_0/2$ ,  $m \approx 0,75 \div 0,9$  згідно з багатьма дослідними даними. 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 циркуляційна зона. При нехтуванні роботою сили тяжіння інтеграл Ейлера рівнянь руху ідеального газу можна представити як

$$P - P_0 = -\Gamma^2 / (8\pi^2 r^2), \quad (1)$$

де  $\Gamma$  – 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 (1) 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  $r_{\text{я}}$  максимальна трансверсальна швидкість дорівнює середній швидкості  $U_{\infty}$  входу потоку до камери з вхідного сопла, отримуємо співвідношення абсолютних тисків

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

де  $a_0$ ,  $p_0$ ,  $\rho_0$  – швидкість звуку, абсолютний тиск і густина в «загальмованому» потоці;  $k$  – показник адіабати;  $\bar{r} = r/r_0$ .

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

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

де  $p_{\infty}$  і  $M_{\infty} = \frac{U_{\infty}}{a_{\infty}}$  — відповідно абсолютний тиск і число Маха вхідного потоку.

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

2. Зона квазітвердотільного ядра. Хоча інтеграли Бернуллі і Громеки отримані для вихрового руху, застосовувати їх 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

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

де  $\Pi$  – 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 розподіл тиску 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 осьової 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  $r_\infty$ :

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

Остаточно формула (4) після перетворень набуває вигляду

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

Отримані формули (3) і (5) дають можливість кількісних оцінок розподілу тиску в центральному сопловому перерізі циліндричної частини вихрової камери.

### Висновки

Оцінки показують, що із зростанням радіуса, тобто з наближенням до стінки, тиск збільшується від мінімальних величин на осі камери до певних максимальних величин, близьких до параметрів гальмування. Чим вище значення швидкості вхідного потоку газу через тангенціальне сопло, тим більша зміна тиску. 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 [4], зосереджена в пристінній зоні максимального моменту кількості руху. Саме цей процес і складає фізичну першопричину явища «торцевого ефекту» в розширеному уявленні. А досліджувана першими авторами [1–3] взаємодія вісесиметричної закрученої течії в ядрі потоку з в'язкими примежовими шарами на торцевих стінках вихрової камери — це наслідки описаного вище процесу.

### Список використаних джерел

1. Wormley D. N. An Analytical Model for the Incompressible Flow in Short Vortex Chambers / D. N. Wormley // Trans. ASME. Ser. D. — 1969. — Vol. 91, No. 2. — P. 264–276.
2. Гольдштик М.А. Вихревые потоки : [монография] / М.А. Гольдштик – Новосибирск : Наука, Сиб.отд-ние, 1981. – 366 с.
3. Кутателадзе С. С. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках: [монография] / С. С. Кутателадзе, Э. П. Волчков, В. И. Терехов. — Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1987. — 282 с.
4. Бабенко В. В. Макет вихревых структур при течении потока в вихровой камере / В. В. Бабенко, В. Н. Турик // Прикладна гідромеханіка. — 2008. — Т. 10 (82), № 3. — С. 3–19.