

УДК 532.5.527

ВИХОРИ ГЬОРТЛЕРА НАД УВІГНУТОЮ ПОВЕРХНЕЮ ВХІДНОЇ ЧАСТИНИ ВИХРОВОЇ КАМЕРИ

В. В. БАБЕНКО, А. В. ВОСКОВІЙНИК, В. А. ВОСКОВІЙНИК, В. М. ТУРИК

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Отримано 05.12.2006

У представленій роботі ставиться та вирішується задача з виявлення когерентних вихрових структур Гьортлера у пристінній області вихрової камери. Визначаються масштаби вихрових структур та їх зв'язок з характеристиками потоку і масштабами збурень, які вносяться. В експериментальній роботі досліджені природні закономірності формування повздовжніх вихрових систем під дією масових сил, які виникають над обтічною поверхнею вихрової камери з повздовжньою кривизною. Показані специфічні особливості виникнення вихорів Гьортлера та їх розвитку вниз за потоком над обтічною поверхнею.

В настоящей работе ставится и решается задача по выявлению когерентных вихревых структур Гертлера в пристеночной области потока внутри вихровой камеры. Определяются масштабы вихревых структур и их связь с характеристиками потока и масштабами вносимых возмущений. В экспериментальной работе исследованы естественные закономерности формирования продольных вихревых систем под действием массовых сил, которые возникают над обтекаемой поверхностью вихровой камеры с продольной кривизной. Показаны специфические особенности возникновения вихрей Гертлера и их развития вниз по потоку над обтекаемой поверхностью.

In the present work the problem in revealing a coherent vortical Goertler structures in a wall areas of a stream into the vortex chamber is put and solved. Scales of the vortical structures and their connection with a stream characteristics and scales of a introduced disturbances are determined. In experimental work a natural laws of formation of the longitudinal vortical systems under action of a mass forces which arise over a streamlined surface of the vortex chamber with longitudinal curvature are investigated. Specific features of an occurrence of the Goertler vortices and their developments downwards on a stream over a streamline surface are shown.

ВСТУП

Значна частина поверхонь, які обтікаються рідиною чи газом, мають форму з повздовжньою кривизною. Над опуклою або увігнутою обтічною поверхнею рух рідини має специфічні особливості, обумовлені дією масової відцентрової сили, яка спричиняє до нестійкості потоку. Процес нестійкості, обумовлений відцентровими силами, пов'язаний зі зміною напрямку руху рідини, на яку діють масові сили, завдяки геометрії обтічної поверхні. Ці сили можуть, при певних умовах, генерувати стійкий вторинний потік у вигляді вихрових пар, які обертаються протилежно одна одній. Вісі цих вихорів витягуються в напрямку потоку, що добре зафіксовано експериментально [1-3]. Цей вихороподібний рух обумовлений дисбалансом, який виникає між відцентровими силами та радіальним градієнтом тиску. Нестійкість пограничних шарів, які утворюються над увігнутими поверхнями, зі збуреннями в вигляді повздовжніх вихорів вперше була досліджена Гьортлером. При цьому фізичний механізм є подібним тому, який показали Релей для двовимірної течії нев'язкої рідини, що обертається, Тейлор для в'язкої рідини, яка рухається в проміжку між двома циліндрами, що обертаються один відносно іншого, та Дін для в'язкої

рідини, яка рухається в проміжку між стінками вузького криволінійного каналу відповідно. Всі ці три нестійкості є частинами одного й того самого фізичного механізму, який показав Релей. Їх основними відмінностями є тип системи – закрита (досліди Тейлора) чи відкрита (досліди Діна і Гьортлера), та вид течії – паралельна (досліди Діна і Тейлора) чи з пограничним шаром (досліди Гьортлера). Чітку межу між цими відмінностями не завжди можна знайти, тому прізвище Тейлора часто асоціюється з усіма трьома типами течій.

Релей показав, що для нев'язкої зсувної течії над увігнутою поверхнею, яка зазнає впливу відцентрової сили, необхідною та достатньою умовою існування нев'язкої осесиметричної нестійкості є

$$d(\Gamma^2)/dr < 0, \quad (1)$$

де Γ – циркуляція, яка визначається, як $\Gamma = rU$. У літературі цей критерій нестійкості носить назву циркуляційного критерію Релея. Фізичне обґрунтування цього добре відомого механізму та математичне формулювання дається, наприклад, у роботах [4, 5]. По суті, нездатність локального градієнта тиску, за умови (1), витримати кутову кількість руху частинки рідини, яка рухається у напрямку до стінки, призводить до нестійкості.

Можливість, коли в'язкі зсувні течії з викривленими лініями току можуть стати нестабільними

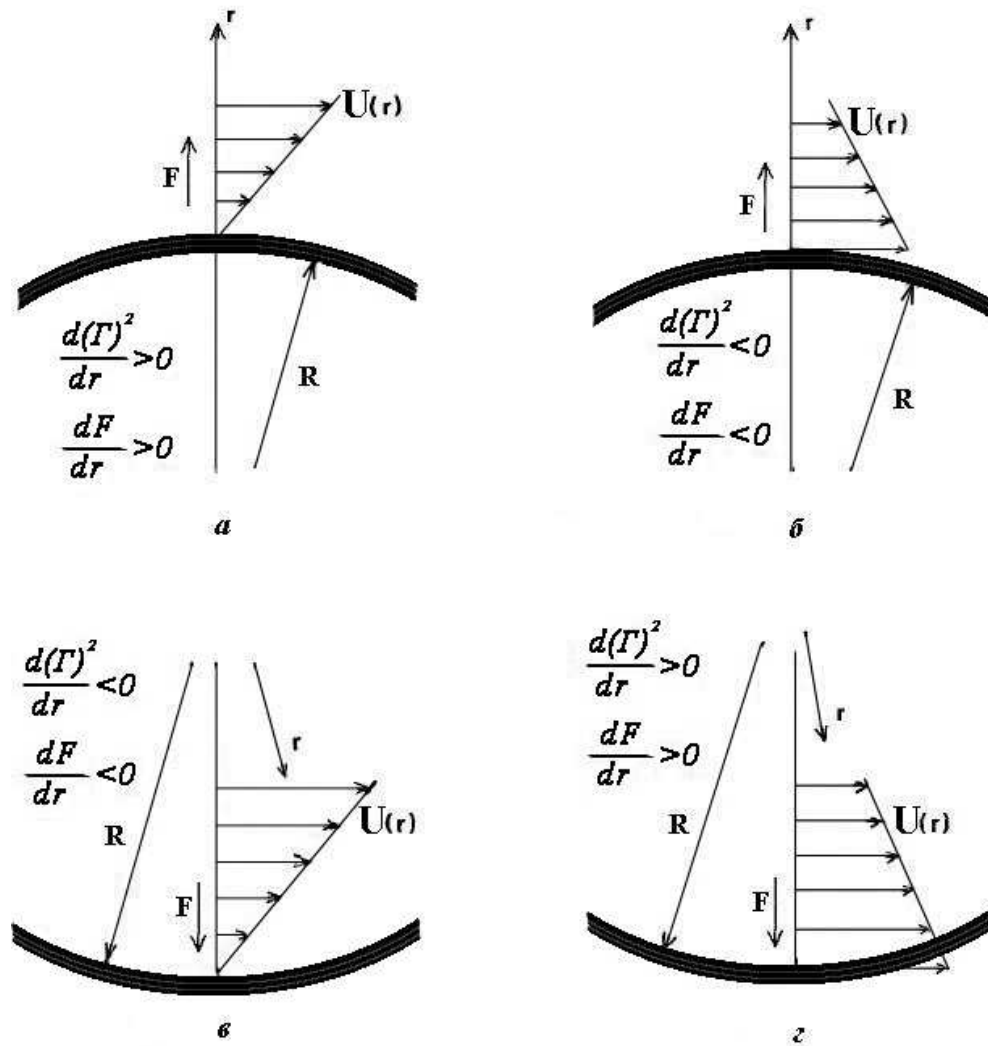


Рис. 1. Типи течій поблизу криволінійної поверхні: а – рух рідини стійкий; б – рух рідини нестійкий; в – рух рідини нестійкий; г – рух рідини стійкий.

ми, вперше була вивчена Тейлором для течії між циліндрами, один із яких (внутрішній) обертається. Тейлор знайшов, що азимутальна зсувна течія, яка існує, коли інерційні сили малі, переноситься у вигляді тороподібних вихорів, якщо параметр $Re(d/R_1)^{1/2}$, який зараз носить назву числа Тейлора, перевищує значення 41, де d є проміжок між циліндрами, R_1 – радіус внутрішнього циліндру і Re – число Рейнольдса для течії в проміжку. Подібна нестійкість має місце для в'язкого потоку у викривленому каналі, де існує повздовжній градієнт тиску. Ця нестійкість вперше була вивчена Діном за умови, коли проміжок між стінками каналу набагато менший, ніж радіус внутрішньої

стінки. Він знайшов, що нестійкість з'являється, якщо $Re(h/R_1)^{1/2}$ (число Діна) перевищує 36, де h – ширина каналу. У випадку, коли одночасно присутні обертання внутрішнього циліндру та азимутальний градієнт тиску, тоді нестійкість такого потоку Тейлора–Діна має деякі специфічні особливості, які відсутні для кожного граничного випадку. В роботах [6, 7] знайдено, що напрямки градієнта тиску відносно напрямку обертання циліндру керує характеристиками нестійкості, а саме, коли напрямки співпадають, то нестійкість течії зростає, а якщо напрямки градієнта тиску та обертання внутрішнього циліндру протилежні, то потік суттєво стабілізується.

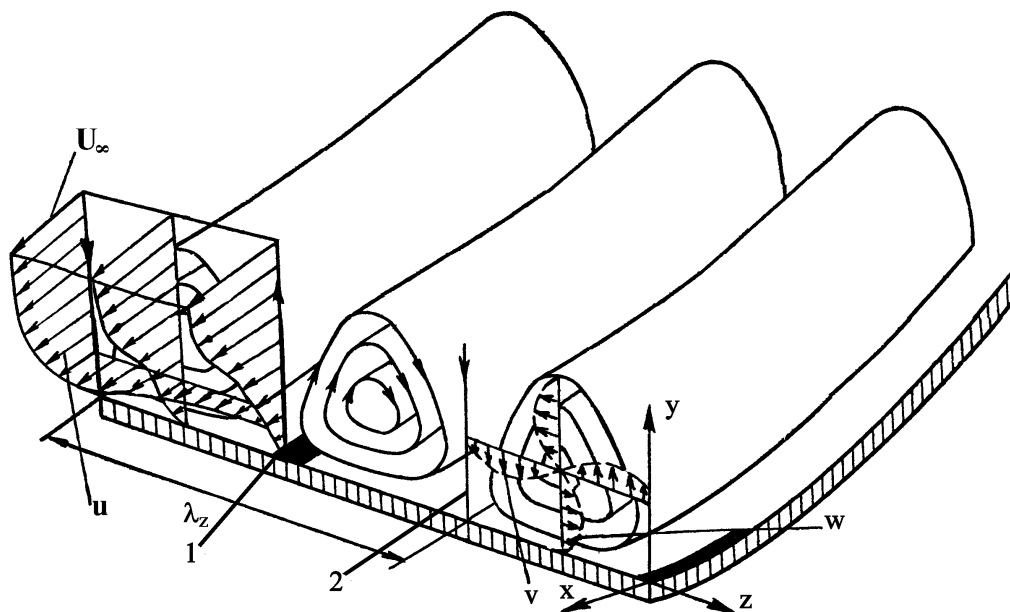


Рис. 2. Схема вихорів Гьортлера у пограничному шарі поблизу увігнутої поверхні: 1 – рідина рухається від стінки (ежекція); 2 – рідина рухається до стінки (змив)

Приклади циркуляційного критерію Релея схематично наведені на рис. 1. Якщо у нев'язкому циркуляційному потоці величина $|rU|$ зменшується з ростом r , як показано на рис. 1, б, в, тоді рух буде нестійким. З іншого боку, рух на рис. 1, а та рис. 1, г буде стійким, оскільки $|rU|$ зростає зі збільшенням r . Бейлі [8] показав, що така саме поведінка притаманна для некругових замкнених ліній току, а Флоріан [9] відмітив схоже явище для типових профілів пограничного шару, які мають не тільки монотонно змінний характер.

Конфігурація руху в пограничному шарі на увігнутій поверхні, яка обтікається потоком, зображена на рис. 1, в. Саме цей випадок вивчався Гьортлером. Баланс сил показує, що такий рух є нестійким через викривлення ліній току. Відцентрова сила, яка обумовлює втрату стійкості, спрямована у напрямку до поверхні, але її нормальна похідна спрямована від неї. У той же час рух навколо нерухомої опуклої поверхні, яка обтікається потоком рідини, є стійким по відношенню до вихорів Гьортлера. У цьому випадку напрям відцентрової сили співпадає з напрямом її нормальної похідної (рис. 1, а). У випадку, коли поверхня рухається вздовж викривленої траєкторії, наприклад кола, відцентрові ефекти також призводять до нестійкості руху у пограничному шарі. Напрямок відцентрової сили та її нормальної похідної співпадають при русі поблизу увігнутої поверхні, яка рухається (рис. 1, г), та протилежно орієнтовані в пото-

ці поблизу опуклої поверхні, яка також рухається (рис. 1, б). Таким чином, рух навколо увігнутої поверхні, яка рухається, є стійким, а поблизу опуклої поверхні, яка рухається, є нестійким. Випадок нестійкості руху поблизу рухомої опуклої поверхні досліджено у роботах [9 – 11]. Висновки про стійкість руху поблизу увігнутої та опуклої поверхонь, які рухаються, підтверджуються аналізом балансу сил Кориоліса та сил тиску [11, 12].

Під час руху над увігнутою поверхнею радіальний напрямок є протилежним градієнту швидкості, як показано на рис. 1, в. У центрі кривизни $rU_\infty = 0$ на стінці $R_w U = 0$. Далі від центру кривизни, де $U = U_\infty$, значення rU_∞ зростає зі збільшенням r . Отже у потоці існує максимальне значення rU , а також є область, де буде задовольнятися нерівність $d|rU|/dr < 0$. Перше застосування цієї ідеї стосовно пограничних шарів було реалізовано Гьортлером [13], який показав розв'язок рівнянь збурень у формі поздовжньо орієнтованих протилежно обертових вихорів. Нестійкість в'язкого руху з пограничними шарами над увігнутими поверхнями отримала ім'я Гьортлера, а збурення у таких потоках обумовлені наявністю вихорів Гьортлера. Це відкрита система зі слабо непаралельним основним станом. Слід наголосити, що ця нестійкість не обмежується увігнутою геометрією, нестійкість Гьортлера може виникати у пристінному струмені над опуклою поверхнею [2, 3, 9, 11].

На основі теоретичного аналізу Гьортлер пока-

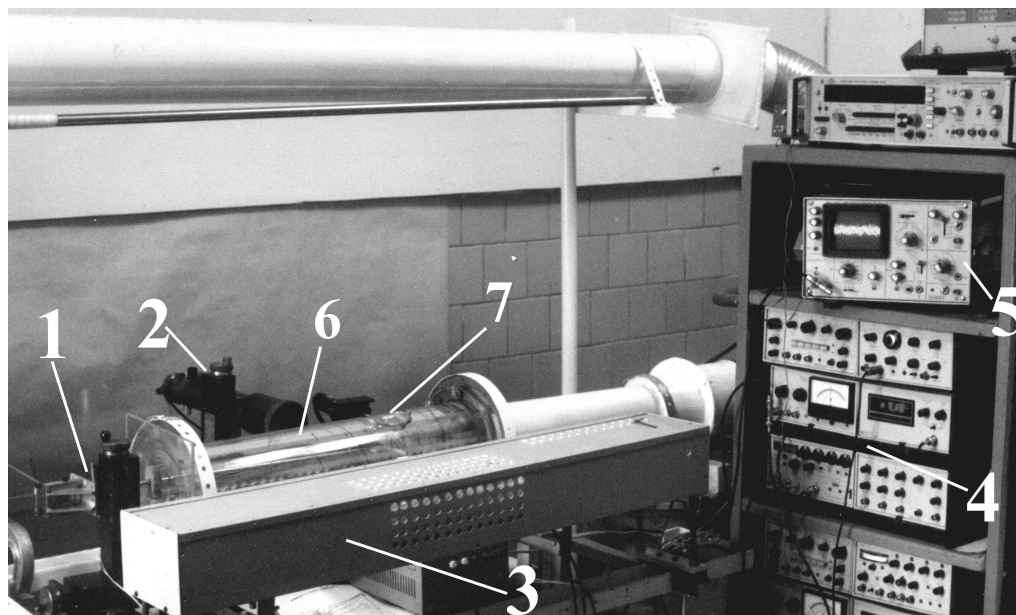


Рис. 3. Загальний вигляд аеродинамічного стенда:

1 – координатний пристрій; 2, 3 – лазери; 4 – термоанемометрична апаратура; 5 – осцилограф; 6 – вихрова камера; 7 – впускне сопло

зав, що нестійкість має місце у пограничному шарі над увігнутою стінкою, коли параметр, який у подальшому був названий числом Гьортлера, досягає певного критичного значення. Число Гьортлера записується наступним чином:

$$\begin{aligned} Go &= (U_\infty \delta_x / \nu) (\delta_x / R)^{1/2} = \\ &= (Re_{\delta_x})^{3/2} (Re_R)^{-1/2} \end{aligned} \quad (2)$$

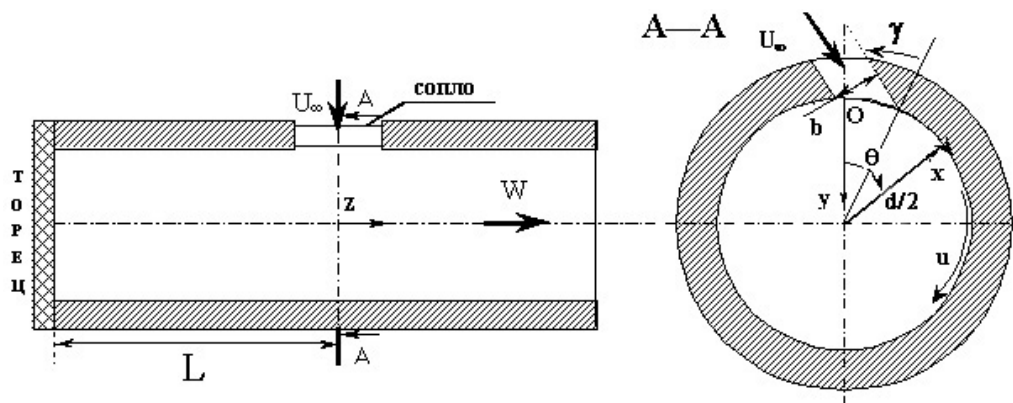
або

$$\begin{aligned} Go_\theta &= Go_{\delta^{**}} = (U_\infty \delta^{**} / \nu) (\delta^{**} / R)^{1/2} = \\ &= (Re_{\delta^{**}})^{3/2} (Re_R)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Тут U_∞ – швидкість потоку; ν – кінематична в'язкість рідини; $\delta_x = cx(Re_x)^{-1/2}$ – товщина пограничного шару; c – константа; x – відстань від переднього краю; $Re_x = xU_\infty/\nu$ – число Рейнольдса вздовж криволінійної поверхні; R – радіус кривизни стінки; δ^{**} – товщина втрати імпульсу. Під час аналізу було прийнято, що рух є суперпозицією пограничного шару та протилежно обертових вихрових пар, чії осі були паралельні напрямку потоку, як показано на рис. 2. Треба відмітити, що на увігнутій стінці ламінарний пограничний шар стає турбулентним для меншого числа Рейнольдса, ніж на плоскій пластині та на опуклій стінці. Цей ефект обумовлений появою нестійкості Гьортлера, а число Гьортлера дає обґрунтовану оцінку механізму стійкості.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Згідно з наведеними даними [2, 3, 8–10] вихорі Гьортлера мають дуже малу швидкість наростання і їх хвильове число значно залежить від попередньої історії потоку. Малі збурення потоку виступають, як джерела, котрі потрібні для початку формування вихорів Гьортлера. Вони утворюються з вхідних неоднорідностей (наприклад, решітки хонейкомбів), турбулентності обтічного потоку, акустичні коливання, розподілені або окремі елементи шорсткої поверхні. В будь яких експериментальних дослідженнях існує низка цих джерел збурення потоку, які призводять до нестійкості основної течії. Ця багатогранність збурення обтічного потоку і є причиною деякої неузгодженості або різноманіття в вимірах параметрів вихорів Гьортлера, що має місце в експериментальних дослідах на різному обладнанні з застосуванням різноманітної апаратури [2, 12, 14, 15]. Складний вихровий рух зі зміною його напрямку (до протилежного) усередині вихрової камери з заглушеним торцем [16, 17], ймовірно, матиме деякий вплив на формування вихорів Гьортлера на її увігнутій поверхні. Виявленню структури потоку у вхідній частині вихрової камери, яка має круговий поперечний перетин, де потік спрямовано тангенційно до обтічної поверхні, присвячено цю експеримен-

Рис. 4. Схема робочої ділянки з координатними осями та точками відліку кутів γ та θ

тальну роботу. Мета роботи – знайти характерні особливості вихрового руху на обтічній поверхні з повздожньою кривизною та зробити співставлення отриманих результатів з класичними параметрами вихорів Гьортлера.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДІВ

Експериментальні дослідження були проведені на аеродинамічному стенді, який являє собою вихрову камеру із закритим глухим торцем, яка працює на всмоктування повітря з лабораторного приміщення через поодинокі вхідне сопло [16–18]. Експериментальний стенд (рис. 3) складається з аеродинамічної вихрової камери, контрольно-вимірювального комплексу, до якого входила пневмометрична та термоанемометрична апаратура, координатні пристрої, обладнання лазерного контролю датчиків, засоби візуалізації та відео- і фотоапаратура.

Робоча ділянка установки (рис. 4) являє собою прозору, виготовлену із органічного скла вихрову камеру з фіксованим у різних по довжині положеннях глухим торцем. Вихрова камера – це циліндрична труба внутрішнім діаметром $d_0 = 102 \cdot 10^{-3}$ м та довжиною $l_0 = 635 \cdot 10^{-3}$ м. Повітря у вихрову камеру потрапляло через поодинокі змінне сопло прямокутного поперечного перерізу $(41 \cdot 10^{-3} \text{ м} \times 25 \cdot 10^{-3})$ м з округленнями кутів по периметру сопла. В дослідях використовувались сопла з різними кутами тангенційності напрямку повітря відносно обтічної поверхні вихрової камери.

Під час створення аеродинамічного стенду були проведені роботи зі зменшення перешкод навколишнього середовища на експериментальні ре-

зультати. Серед них особлива увага була прикута до зменшення рівнів вібрацій, які передавались від вентилятора до робочої ділянки з використанням пасивних методів демпфування вібрацій. Координатний пристрій, в якому через відповідні утримувачі та вузли кріплення фіксувались дрютяні термоанемометричні датчики, був встановлений на незалежну спеціальну опору поблизу торця вихрової камери, яка не була жорстко з'єднана з вихровою камерою. Координатний пристрій, обладнаний мікрометричними головками, забезпечував лінійне переміщення датчиків у трьох взаємно перпендикулярних напрямках декартової системи координат. Установка датчиків контролювалась за допомогою лазерних променів, які були спрямовані через систему лінз, щоб отримати два лазерних світлових ножа. По освітленню чутливого дроту датчика в перетині лазерних ножів реєструвалося місце знаходження термоанемометра та обчислювались його координати. Один лазерний ніж був спрямований вздовж бічної поверхні вихрової камери, по осі OZ, а інший – у площині поперечного перетину вихрової камери. Це давало можливість отримувати координати установки датчика з похибкою, що не перебільшувала $10 \cdot 10^{-6}$ м. Вимірювання експериментальних даних проводилось із використанням контрольно-вимірювальної апаратури (вольтметри, осцилографи, частотоміри, підсилювачі), пневмометричних трубок Піто, Піто-Прандтля, термоанемометричної апаратури постійної температури фірми Disa, апаратури реєстрації та спектрального і кореляційного аналізу фірми Bruel and Kjaer.

На вході у робочу ділянку напрямку повітря відповідає напрямку впускного сопла та утворює кут тангенційності (γ) до обтічної поверхні камери. Цей кут у дослідях змінювався від 32° до

90° (рис. 4). Діапазон чисел Рейнольдса, розрахованих за середньою швидкістю повітря у соплі та його еквівалентним діаметром, складав $Re_c = d_e U_\infty / \nu = (5 \dots 8) \cdot 10^4$. Відстань між соплом і торцем змінювалась від 1.1 до 4.4 діаметра вихрової камери.

Окрім проведення інструментальних вимірювань полів швидкостей над обтічною поверхнею вихрової камери проводились дослід з візуально-го вивчення структури потоку у вихровій камері. Згідно з чисельними літературними даними візуалізація потоку – це основоположна техніка дослідження нестійкості Гьортлера, головним чином, через можливість реєстрації тривимірного характеру руху. Поверхневі картини руху вихорів Гьортлера над викривленою обтічною стінкою, наприклад, наведені у роботах [19 – 22]. У цих дослідженнях поверхню, яку обтікає рідина, викривають тонким шаром барвника, який змивається потоком. Швидкість змивання барвника пропорційна поверхневим дотичним напруженням. Нестійкість руху у вигляді вихорів Гьортлера збільшує дотичні напруження у місцях, які відповідають руху рідини до стінки та зменшує їх в областях, де рідина піднімається від стінки.

В наших дослідях використовувався сажовий метод візуалізації вихрового руху. Готувався розчин сажі з кerosином, який потім наносився тонким шаром на обтічну поверхню вихрової камери. Коли експериментальна установка починала працювати, то в місцях формування вихрових структур, де з'являються великі зсувні напруги, сажа вимивалася, а залишалась там, де рідина рухалась з малою швидкістю. Таким чином, на обтічній поверхні вихрової камери реєструються світлі і темні смужки або місця відкладення контрастної сажі. При формуванні вихорів Гьортлера на увігнутій поверхні вихрової камери темні смужки сажі залишались там, де спостерігалось переміщення малорухомої рідини від обтічної поверхні між парами повздовжніх вихорів, які оберталися протилежно один одному (рис. 2). В літературі [19 – 21] прийнято схематично позначати (на рис. 2) індексом 1 – зону, де потік рідини спрямований від стінки (ежекція), а індексом 2 – зону, де рідина спрямована до стінки (змив). Поперечна відстань між сусідніми двома смужками одного й того ж кольору відповідає одній парі протилежно обертових вихорів та визначає поперечну довжину хвилі нестійкості ($\lambda_z = 2\pi/k_z$, де k_z – поперечне хвильове число). Картини візуалізації реєструвались за допомогою відеотехніки та фіксувались фотоапаратами. Після переведення цих даних у цифровий код, вони постунали на персональні комп'ютери, де за допо-

могою спеціального програмного забезпечення матеріали візуалізації оброблялись та аналізувались.

Під час експериментальних досліджень була проведена оцінка похибки вимірів для ряду характерних параметрів досліджуваних потоків. Похибка визначення геометричних та осереднених кінематичних характеристик вихрового руху та когерентних вихрових структур, які формуються у пристінній області вихрової камери, не перевищувала 10% із достовірністю 0.95, що відповідало дисперсії 2σ для інструментальних досліджень і 15% для візуальних спостережень.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Для зменшення кількості інструментальних вимірювань у даній роботі була застосована наступна методика експериментальних досліджень. Перед вимірюваннями кількісних характеристик вихрових структур у вихровій камері були проведені візуальні дослідження. Обробка та аналіз картин візуалізації дали змогу знайти якісні особливості формування та розвитку когерентних вихрових структур в досліджуваному потоці. На базі цього в характерних областях було сплановано проведення інструментальних вимірювань з використанням відповідних датчиків, контрольно-вимірювальної апаратури, а також систем обробки та аналізу експериментальних даних.

У наведених дослідженнях підвищена увага приділялась руху рідини безпосередньо під соплом в околі $-0.15 < z/d < 0.15$ для $70^\circ < \theta < 160^\circ$ та $-0.2 < z/d < 0.2$ для $200^\circ < \theta < 320^\circ$ (див. рис. 4). Якраз у цих пристінних областях є усі необхідні передумови для існування вихорів Гьортлера. Картини візуалізації, отримані для кутів $\gamma > 55^\circ$, це підтверджують. У випадку, коли кут тангенційності $\gamma < 50^\circ$, виникає відрив пограничного шару з вхідної кромки прямокутного сопла. Струмінь, який заходить у вихрову камеру, стикається з внутрішньою поверхнею вихрової камери під кутом $\theta > 70^\circ$, тому тут відбувається ударна взаємодія його з обтічною поверхнею і виникають значні збурення потоку, а вихори Гьортлера не формуються. Насамперед при цих умовах не зафіксовано характерних для вихрових структур Гьортлера смугастих картин відкладення сажі на обтічній поверхні вихрової камери.

На рис. 5, а наведені фотографії сажової візуалізації для співвідношення у вихровій камері $L/d = 4.4$, $U_\infty = 37.6$ м/с, $\gamma = 67^\circ$ та $\theta = 90^\circ$. Тут зареєстрована дрібна сітка вимитих світлих смужок. Тільки у площині вісі сопла смужки спрямо-

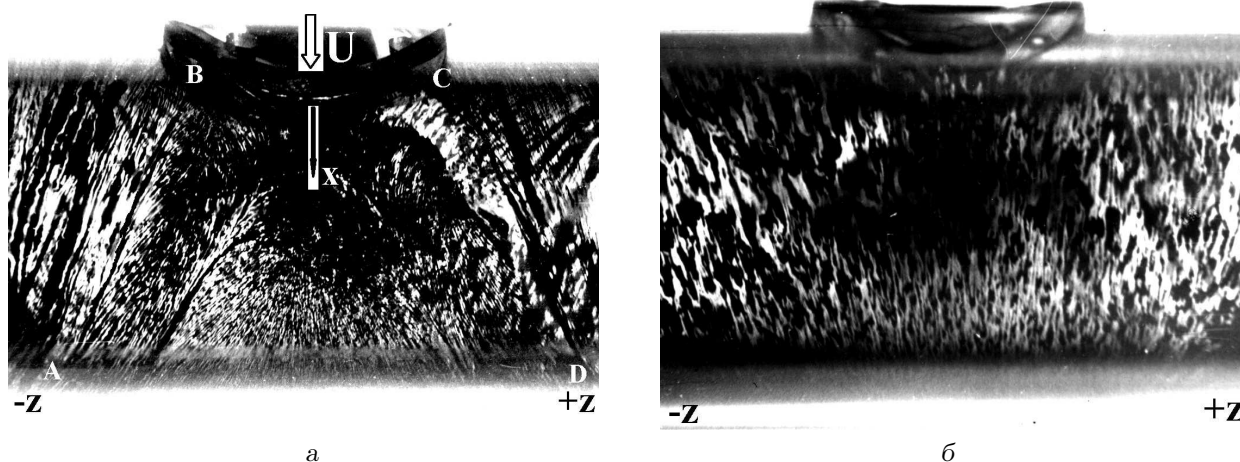


Рис. 5. Сажова візуалізація потоку поблизу сопла вихрової камери для різних кутів спостереження:
 $a - \theta = 90^{\circ}$, $b - \theta = 270^{\circ}$

вані паралельно осі OX . У подальшому вони розходяться, створюючи на внутрішній поверхні вихрової камери нерівнобічну трапецію $ABCD$ з криволінійними бічними сторонами AB та CD . Якщо трапецію $ABCD$ розвернути на площині, то кут сліду між смужками сажі AB та віссю OX буде дорівнювати 28° , між стороною CD та віссю OX - 33° . Розходження смужок обумовлено тим, що усередині вихрової камери відбуваються складні вихрові рухи. Так, згідно [16, 17], усередині вихрової камери, у торцевій її області ($z < 0$), існує як мінімум чотири великомасштабні когерентні вихрові структури. Вони мають спрямовані у різні боки компоненти осьової швидкості. У підсумку на струмінь, який заходить у вихрову камеру, діють зусилля, що його розтягують, зі сторони вихрових течій, які рухаються у протилежних напрямках.

Пристінний струмінь, який витікає із вхідного сопла, переноситься із обертовою швидкістю, яка перевищує осьову швидкість у трубі. Цей струмінь робить повний оберт у поперечній площині перетину вихрової камери. У районі сопла він натікає на себе та роздвоюється. Таким чином, бічні сторони AB та CD нерівнобічної трапеції на рис. 5, a – це сліди межі між струменем, який заходить у вихрову камеру, та її розділеними частинами. Розділена частина струменя, який зробив повний оберт, у свою чергу, діє на пристінний струмінь, який заходить у вихрову камеру, розтягуючи його у поперечному напрямку вздовж вісі OZ вихрової камери.

В середині криволінійної трапеції (рис. 5, a) мають місце дрібні смужки відкладеної на обтічній поверхні контрастної сажі. Кут розходження цих смужок зростає зі збільшенням відстані від сопла і з наближенням до бокових сторін трапеції. Ви-

мірявши масштаб розмиву сажі під соплом, були отримані відстані між слідами розмиву сажі $\Delta z = (0.9...1.2)$ мм для кутів $70^{\circ} < \theta < 110^{\circ}$. Ці відстані визначають довжину хвилі пари вихорів Гьортлера: $\lambda_z = \Delta z$ (рис. 2).

Схожі картини візуалізації отримані для випадку, коли фотоапарат розташовувався під кутом $\theta = 270^{\circ}$ відносно робочої ділянки експериментальної установки (рис. 5, b). При цьому була зафіксована крупніша сітка вимитих світлих смужок на обтічній поверхні вихрової камери на відміну від вимірювань для кута $\theta = 90^{\circ}$. Сажові смужки розходяться під меншим кутом, біля 7° , як у сторону вентилятора, так і в сторону глухого торця вихрової камери. Для кутів $250^{\circ} < \theta < 290^{\circ}$ був отриманий масштаб розмиву сажі під соплом (рис. 5, b) – $\Delta z = (1.5...2)$ мм, який відповідає поперечній довжині хвилі вихорів Гьортлера $1.5 \text{ мм} < \lambda_z < 2 \text{ мм}$.

Профілі повздовжньої середньої швидкості в проміжку між вихорами Гьортлера стають більше заповненими, відносно профілів Блаузіуса, близько вхідного сопла вихрової камери там, де спостерігається переміщення високошвидкісної рідини до обтічної поверхні, що схематично зображено на рис. 2. Між повздовжніми вихорами Гьортлера, де мало рухома рідина підіймається від поверхні, профілі швидкості менше заповнені. В тих місцях, в яких зареєстровано нестійкість Гьортлера, профілі середньої швидкості мають точки перегину (рис. 2), що є характерною особливістю існування тут повздовжніх вихорів [2, 3].

Профілі поперечної середньої та пульсаційної складових швидкості вздовж повздовжньої координати вихрової камери для різних відстаней від

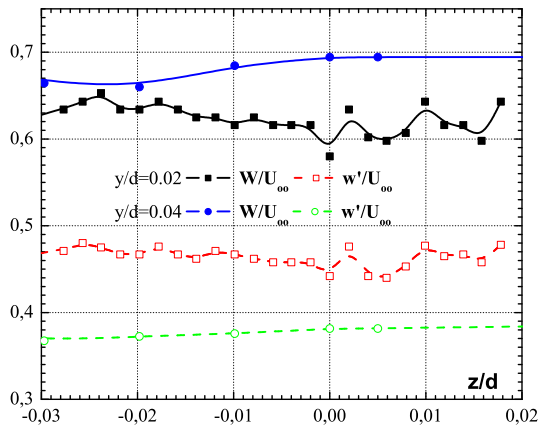


Рис. 6. Профілі середньої та пульсаційної поперечної швидкості на вході у вихрову камеру при $\theta = 90^\circ$ для різних відстаней від її обтічної поверхні

обтічної поверхні показані на рис. 6. Ці профілі отримані поблизу осевого перетину вхідного сопла для азимутального кута $\theta = 90^\circ$. Криві 1 та 2 відповідають нормованій середній і пульсаційній швидкості відповідно для відстані від стінки камери $y/d=0.02$, а крива 3 та 4 для тих самих змінних, виміряних на відстані $y/d=0.04$. Профілі як середньої швидкості, так і пульсації швидкості в поперечному напрямку поблизу обтічної поверхні мають умовно коливальний характер. Просторовий період цих коливань складає близько $(0.8...0.9)$ мм. Далі від обтічної поверхні вихрової камери поперечні, відносно напрямку потоку, профілі швидкості мають монотонний характер, майже незалежний від поперечної координати.

4. АНАЛІЗ ДАНИХ ТА ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Як раніше згадувалося, механізм відцентрової нестійкості є відповідальним за розвиток вихорів Гьортлера, що обертаються протилежно один одному та витягнуті в повздовжньому напрямку, як показано на рис. 2. Нестійкість вихорів Гьортлера має місце через дисбаланс між відцентровою силою та радіальним градієнтом тиску в пограничному шарі над увігнутою обтічною поверхнею. Наявність вихорів Гьортлера робить таку течію тривимірною. Вони підіймають малорухома рідину від обтічної поверхні, а високошвидкісну рідину спрямовують у протилежному напрямку, створюючи таким чином області змиву та ежекції відпо-

відно, які розташовані одна від одної на відстані половини поперечної довжини хвилі пари вихорів Гьортлера. Результатом цього перерозподілу маси рідини є створення грибоподібних структур з сильним викривленням профілів швидкості в нормальному та поперечному напрямках. В ежекційній частині пограничний шар стає товстішим, а зсувні напруги меншими відносно областей, де спостерігається змив високошвидкісної рідини [2, 3, 15].

При перетині поля течії, де відчувається вплив вихорів Гьортлера, на фіксованій відстані від обтічної поверхні профілі швидкості набувають періодичного характеру, подібного тому, що приведені на рис. 6. Максимуми швидкості відповідають змивним областям, які мають місце між парами вихорів Гьортлера, де до обтічної поверхні прямує високошвидкісна рідина (рис. 2). Мінімуми в профілях швидкостей характеризують зони ежекційного підйому малорухома рідини з пристінної області пограничного шару до його зовнішньої межі. Відстані між відповідними екстремумами дають можливість поміряти довжину хвилі вихорів Гьортлера, що в наших дослідженнях складає $\lambda_z = (0.8...0.9)$ мм. Ця довжина хвилі непогано корелює з даними, які отримані із візуальних дослідів рис. 5, а, а саме $\lambda_z = (0.9...1.2)$ мм для кутів $70^\circ < \theta < 110^\circ$. При збільшенні відстані реєстрації полів швидкості від поверхні вихрової камери (рис. 6) дії вихорів Гьортлера на обтічний потік не спостерігається (незмінний характер профілів). Подібні особливості розподілення швидкостей над увігнутими криволінійними обтічними поверхнями спостерігалися в роботах [2, 15, 21, 23].

Використовуючи виміряні профілі середньої швидкості відносно нормального напрямку до обтічної поверхні, а також розрахунки для пограничного шару Блазіуса, отримані значення товщини пограничного шару (δ), товщини витіснення (δ^*) і товщини втрати імпульсу (δ^{**}) для областей течії, де виміряні довжини хвиль вихорів Гьортлера. Так, для $U_\infty = 37.6$ м/с, $R = 51 \cdot 10^{-3}$ м та $70^\circ < \theta < 110^\circ$ маємо 0.88 мм $< \delta < 1.2$ мм; 0.28 мм $< \delta^* < 0.41$ мм і 0.11 мм $< \delta^{**} < 0.16$ мм, а для $250^\circ < \theta < 290^\circ$ – маємо 1.4 мм $< \delta < 1.8$ мм; 0.47 мм $< \delta^* < 0.61$ мм і 0.18 мм $< \delta^{**} < 0.23$ мм. Цим параметрам пограничного шару над обтічною криволінійною поверхнею вихрової камери відповідають числа Гьортлера, які обчислені із залежності (2), а саме $11.9 < Go < 22.1$ для $70^\circ < \theta < 110^\circ$ та $26.0 < Go < 37.2$ для $250^\circ < \theta < 290^\circ$.

Виходячи із результатів досліджень формування вихрових систем Гьортлера, побудовані нейтральні криві та криві максимального підсилення

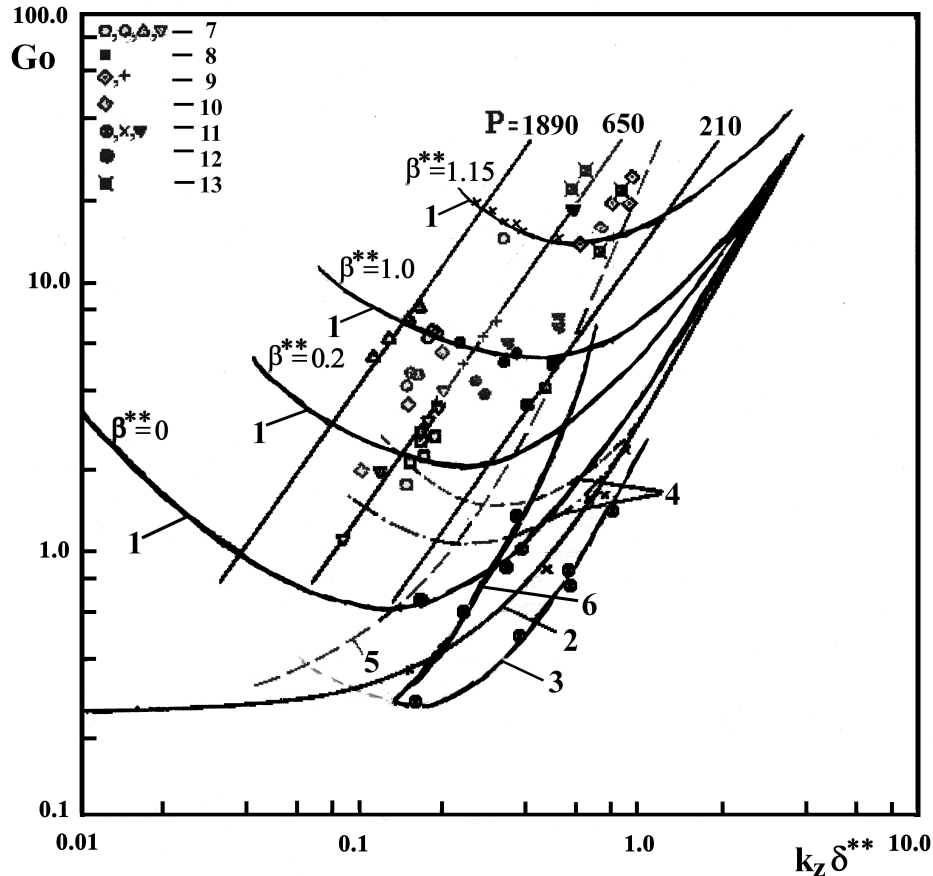


Рис. 7. Нейтральні криві вихрових систем Гьортлера та криві максимального підсилення нестійкості

нестійкості Гьортлера, які наведені на рис. 7. На цьому графіку представлені розрахункові та експериментальні результати параметрів поздовжніх вихрових систем, які виникають під час обтікання жорсткої криволінійної поверхні. Нейтральні криві 1 отримані в роботі [24] для різних нормованих коефіцієнтів просторового підсилення нестійкостей, крива 2 – [2], крива 3 – [25] і криві 4 – [3]. Криві максимального підсилення нестійкостей 5 та 6 представлені в роботах [24] і [25] відповідно. Експериментальні результати, позначені точками 7, наведено із роботи [19], 8 – [12], 9 – [21], 10 – [26], 11 – [27], 12 – [22] та 13 – результати, отримані у представленій роботі. Нейтральні криві, які проілюстровано на рис. 7, показують, що в той час, як пограничний шар Блазіуса має більшу нестійкість для усіх збурень з хвильовими числами $k_z \delta^{**} = 2\pi \delta^{**} / \lambda_z < 1.5$, пристінний струмінь має більшу нестійкість для збурень із хвильовими числами $k_z \delta^{**} > 1.5$. Це обумовлено тим, що вихори, які відповідають хвильовим числам $k_z \delta^{**} > 1.5$,

мають дуже дрібний розмір та сконцентровані поблизу стінки. Через свій розмір ці вихори зазнають впливу дії стійкості тільки малої частини потоку, оскільки вони розташовані поблизу стінки та знаходяться глибше у пограничному шарі, де більший вплив здійснює механізм нестійкості. Встановлено [2, 25, 28], що рух рідини із монотонним розподілом швидкості стає нестійким раніше, ніж рух рідини із не монотонним профілем швидкості.

В роботах [25, 27] були досліджені фізичні механізми утворення вихорів Гьортлера на гідродинамічному стенді малої турбулентності ($\epsilon = 0.04\%$). Розмір робочої частини дорівнював ($3 \times 0.25 \times 0.09$) м, а швидкості зовнішнього потоку були $U_\infty = (0.07 \dots 0.13)$ м/с. В експериментах досліджені параметри Go над нахиленим дном та над увігнутою поверхнею, а також плоскі хвилі Толміна-Шліхтінга. Плоске дно робочої частини було нахилено безпосередньо за конфузором так, що перед дифузором утворювався виступ у вигляді сідця висотою 0.03 м. За рахунок цього перед виступом

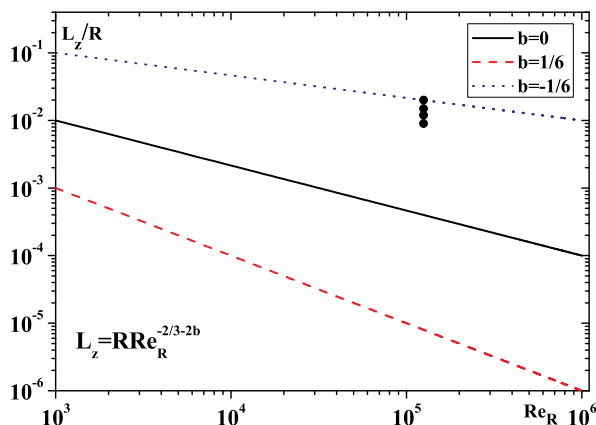


Рис. 8. Графік впливу інерційних сил та сил в'язкості на формування та розвиток вихорів Гьортлера

формувався застійна область. Це приводило до появи позитивного градієнта тиску на початку робочої частини стенду. Завдяки викривленню ліній току біля виступу імітувалася течія над увігнутою стінкою з кривизною $1/R \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, де R – радіус кривизни.

Поле швидкостей вимірювалось за допомогою телур-метода Вортмана [22]. Методики вимірювання та обробки експериментальних результатів наведені в [25, 27, 28]. Вимірювались повздовжні осереднені профілі швидкості, що давало змогу отримати значення товщини втрати імпульсу. Візуалізація телур-методом дозволяла виміряти поперечну довжину хвилі вихорів Гьортлера. Це дало змогу визначати параметри $k_z \delta^{**}$ на діаграмі нестійкості Гьортлера. Результати вимірювання характеристик нестійкості Гьортлера наведені на рис. 7, де величина $\beta^{**} = \beta \delta^{**} / \nu$ характеризує коефіцієнт підсилення для кривих Гьортлера, а величина $P = (\lambda_z U_\infty / \nu) \cdot (\lambda_z / R)^{1/2}$ – нормована довжина хвилі вихорів Гьортлера. Вимірювання на нахиленому дні показали, що при малих координатах x на початку гідродинамічного стенду в пограничному шарі формуються дрібномасштабна регулярна структура течії по осі OZ, яка характеризується стійкими параметрами Гьортлера. На рис. 7 це зображує точка, розташована в зоні стійкості діаграми вихорів Гьортлера. Із зростанням координати x в районі криволінійної нахиленої поверхні формується більш регулярна структура повздовжніх вихорів, яка характеризується на діаграмі Гьортлера двома точками, розташованими в нестійкій зоні.

Відома гіпотеза, яка стверджує, що послідовні форми когерентних вихрових структур пограничного шару виникають у першу чергу за рахунок

нестійкості вихорів Гьортлера в вигляді плоскої хвилі Толміна–Шліхтінга. Методика експериментальної перевірки цієї гіпотези полягає в наступному. Для фіксованих значень x та U_∞ за допомогою телур-метода фотографувалась форма хвилі Толміна–Шліхтінга при частоті коливань, яка характеризує другу гілку нейтральної кривої хвиль Толміна–Шліхтінга [25, 27, 28]. При цьому вимірювались усі параметри, необхідні для виявлення характеристики нестійкості вихорів Гьортлера. На рис. 7 наведені результати для жорсткої горизонтальної пластини, які розташовані вздовж кривої з коефіцієнтом $\beta^{**} \approx 1.15$. Точки одержані при $U_\infty = 0.105 \text{ м/с}$ та $x = (0.65 \dots 3.0) \text{ м}$. Наведені результати показали, що кривизна ліній течії, обумовлена хвилями Толміна–Шліхтінга, в більшому ступені стимулює розвиток тривимірних збурень, ніж кривизна обтічної поверхні. На рис. 7 представлені також експериментальні криві нестійкості вихорів Гьортлера, методика здобуття яких запропонована В. В. Бабенко у роботі [25].

Розраховані значення чисел Гьортлера для увігнутої поверхні вхідної частини вихрової камери лежать у області нестійкості на рис. 7. Якщо врахувати, що λ_z – довжина хвилі вихрової пари (див. рис. 2), то поперечний масштаб вихорів Гьортлера буде менший за товщину пограничного шару. Оскільки наведені розрахункові результати знаходяться у зоні нестійкості, то вихори Гьортлера повинні розвиватись, що призводить до збільшення їх масштабу. Тому під час пересування уздовж околу вихрової камери поблизу сопла масштаби вихорів Гьортлера збільшуються як у повздовжньому напрямку по осі OX, так і в поперечному напрямку по осі OZ (рис. 5, а, б). Отриманий для таких умов обтікання поперечний перетин вихорів Гьортлера, який характеризується відношенням довжини їхньої хвилі до товщини пограничного шару, корелює із результатами в робіт [22, 29, 30] для жорсткої увігнутої поверхні.

Згідно з роботою [10], проведемо оцінку домінуючої сили, яка впливає на формування та розвиток повздовжніх вихрових структур поблизу вхідного сопла вихрової камери для досліджуваного режиму обтікання. Із рівнянь збереження імпульсу по нормалі та рівняння нерозривності є можливість записати наступне співвідношення: $(V_* U_* / L_x) \sim (U_*^2 / R) \cdot (V_* / L_y) \sim (U_*^2 / L_x)$, звідкіля випливає зв'язок між характерними просторовими масштабами L_x, L_y, L_z : $L_x^2 / L_y = L_z^2 / L_y = R$. Це співвідношення масштабів вказує, що $L_x / R < 1$. Якщо відцентрові сили та сили в'язкості врівноважуються градієнтом тиску, то можна записати: $(P_* / L_y) \sim (U_*^2 / R) + (\nu V_* / L_y^2)$. Рівність інерцій-

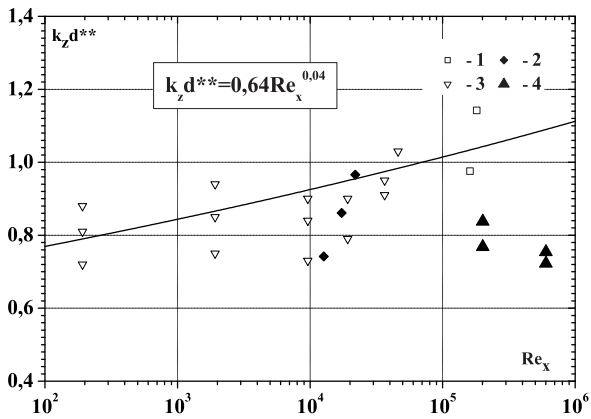


Рис. 9. Вплив числа Рейнольдса на нормоване хвильове число вихорів Гьортлера

них сил та сил в'язкості дає значення характерних просторових масштабів $L_x/R = \text{Re}_R^{-1/3}$, звідки витікає: $L_y/R = L_z/R = \text{Re}_R^{-2/3}$. Але це не обов'язково, тому що $(R/L_x)^3/\text{Re}_R$ можна покласти як суттєво більшим за 1 (домінування в'язких сил), так і меншим за 1 (домінування відцентрових сил). Під час цього змінюється залежність масштабів від числа Re_R , але не змінюється співвідношення цих масштабів [10]. Тому завжди можна покласти $L_x/R = \text{Re}_R^{-1/3-b}$ або $L_y/R = L_z/R = \text{Re}_R^{-2/3-2b}$. Величина масштабу відповідно змінюється на різних відстанях від обтічної поверхні:

- а) для $b > 0$ домінують в'язкі ефекти;
- б) при $b = 0$ внесок інерційних та в'язких сил однаковий;
- в) при $b < 0$ інерційні сили домінують;
- г) при $b = -1/3$ масштаби перестають залежати від Re_R .

Ці оцінки підтверджуються чисельними розрахунками на криволінійній поверхні, які люб'язно надані нам професором Г. О. Воропаєвим під час обговорення результатів досліджень. Для визначення домінуючого впливу сил на формування та розвиток вихорів Гьортлера у досліджуваному потоці була побудована крива $L_z/R = \text{Re}_R^{-2/3-2b}$, на яку були нанесені експериментальні точки, отримані у представленій роботі (рис. 8). З графіку випливає, що для досліджуваного режиму обтікання на вихори Гьортлера домінуючий вплив вносять сили інерції.

З діаграми стійкості Гьортлера, у відповідності із [10], встановлено мінімальний масштаб поздовжніх вихорів Гьортлера λ_{min} згідно із залежністю $K = U_\infty(\lambda_{min}^3/R)^{1/2}/\nu = 30$. Звідкіля: $\lambda_{min} = (900R\nu^2/U_\infty^2)^{1/3} \approx 9R\text{Re}_R^{-2/3}$, де $\text{Re}_R = RU_\infty/\nu$.

Для досліджуваного випадку $\text{Re}_c = 7.8 \cdot 10^4$, $U_\infty = 37.6$ м/с, $R = 51 \cdot 10^{-3}$ м, $\nu = 15.1 \cdot 10^6$ м²/с, тоді остаточно отримуємо $\text{Re}_R = 1.25 \cdot 10^5$ та $\lambda_{min} \approx 0.195 \cdot 10^{-3}$ м. Звідки випливає, що масштаби, які отримані у даній роботі згідно картин візуалізації потоку та термоанемометричних вимірювань, відповідають масштабам нейтральної кривої вихорів Гьортлера.

Залежність нормованого хвильового числа вихорів Гьортлера від числа Рейнольдса показано на рис. 9. Тут наведені експериментальні результати, які отримані в роботі [15] (крива 1), в роботі [31] (крива 2), в роботі [12] (крива 3) і зареєстровані у представлених дослідках (крива 4). Згідно з літературними даними [1, 2, 32], швидкість росту вихорів Гьортлера на увігнутий криволінійній поверхні дуже мала, в той час як товщина пограничного шару зростає значно швидше: наприклад, для течії Блазіуса пропорційна поздовжній координаті в ступені 0.5. Тому для класичного розвитку вихорів Гьортлера значення $k_z \delta^{**}$ збільшується з ростом числа Рейнольдса, що продемонстровано на рис. 9. Використовуючи метод найменших квадратів, була отримана апроксимаційна залежність між хвильовим числом пари вихорів Гьортлера та числом Рейнольдса, а саме $k_z \delta^{**} = 0.64 \text{Re}_x^{0.04}$, яка відповідає літературним даним, представленим на рис. 9. У наведених дослідках нормоване хвильове число навпаки зменшується з ростом числа Рейнольдса. Це обумовлено тим, що у вихровій камері із заглибленим торцем існують протилежно направлені потоки, які розтягують вхідний струмінь під соплом, а з ним і вихори Гьортлера, та викликають цим збільшення їх поперечної довжини хвилі. При цьому темпи росту поперечної довжини хвилі пари вихорів Гьортлера значно перевищують темпи зростання товщини пограничного шару, що кардинальним чином відрізняється від класичного формування вихорів Гьортлера над увігнутою обтічною поверхнею.

ВИСНОВКИ

Експериментальні дослідження формування когерентних поздовжньо орієнтованих вихрових структур у пограничному шарі над криволінійною поверхнею вихрової камери у районі сопла показали, що:

1. На внутрішній поверхні вихрової камери в області заходу повітря у впускне сопло вихрової камери для кутів тангенціальності більших 50° формуються когерентні поздовжньо орієнтовані вихрові системи у вигляді пар протилежно оберто-

вих вихорів Гьортлера.

2. Встановлено, що досліджувані вихори Гьортлера мають великі кути розходження, близько 70° , які у класичній постановці не реєструються.

3. Показано, що довжина хвилі вихрової пари близька до товщини пограничного шару, у досліджуваному діапазоні чисел Гьортлера та Рейнольдса, а поперечний масштаб вихорів Гьортлера дорівнює майже половині товщини пограничного шару.

4. Виявлено, що на формування та розвиток досліджуваних вихорів Гьортлера домінують вплив визначають інерційні сили.

- Swearingen J. D., Blackwelder R. F. The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall // *J. Fluid Mech.*– 1987.– **182**.– P. 255–290.
- Floryan J. M. On the Gortler instability of boundary layers // *Prog. Aerospace Sci.*– 1991.– **28**.– P. 235–271.
- Saric W. S. Gortler vortices // *Annu. Rev. Fluid Mech.*– 1994.– **26**.– P. 379–409.
- Drazin P. G., Reid W. H. *Hydrodynamic Stability*.– Cambridge: USA, 1981.– 317 p.
- Stuart J. T. Taylor-vortex flow: a dynamical system // *SIAM Rev.*– 1986.– **28**.– P. 315–342.
- Joo Y. L., Shaqfeh E. S. G. A purely elastic instability in Dean and Taylor-Dean flow // *Phys. Fluids*.– 1992.– **4**, № 3.– P. 524–543.
- Yamamoto K., Wu X., Nozaki K., Hayamizu Y. Visualization of Taylor-Dean flow in a curved duct of square cross-section // *Fluid Dynamics Res.*– 2006.– **38**.– P. 1–18.
- Bayley B. J. Three-dimensional centrifugal-type instabilities in inviscid two-dimensional flows // *Phys. Fluids*.– 1987.– **31**, № 1.– P. 56–64.
- Floryan J. M. Gortler instability of boundary layers over concave and convex walls // *Phys. Fluids*.– 1986.– **29**, № 8.– P. 2380–2387.
- Никифорович Е. И. Асимптотические пространственно-временные свойства ламинарных пограничных слоев над искривленными поверхностями // *Прикладна гідромеханіка*.– 1999.– **1**, № 1.– С. 38–51.
- Никишов В. И., Олексюк В. В., Пихур С. В. Экспериментальные исследования развития вихрей Тейлора-Гертлера на выпуклой поверхности изогнутой пластины, движущейся по криволинейной траектории // *Прикладна гідромеханіка*.– 2005.– **7**, № 3-4.– С. 86–97.
- Никишова О. Д. Устойчивость течения вблизи криволинейной движущейся поверхности к трехмерным возмущениям // *Прикладна гідромеханіка*.– 2000.– **2**, № 2.– С. 64–75.
- Gortler H. Uber eine dreidimensionale instabilitat laminarer grenzsichten an concaven wänden // *ZAMM*.– 1941.– **21**, № 2.– P. 250–252.
- Bottaro A., Zebib A. Goertler vortices promoted by wall roughness // *Fluid Dynamics Res.*– 1997.– **19**.– P. 343–362.
- Mitsudharmadi H., Winoto S. H., Shah D. A. Development of most amplified wavelength Gortler vortices // *Phys. Fluids*.– 2006.– **18**, № 1.– P. 014101-1–014101-12.
- Бабенко В. В., Блохин В. А., Воскобойник В. А., Турик В. Н., Воскобойник А. В. Структура закрученного потока, входящего в вихревую камеру // *Технологические системы: Научные разработки и результаты исследований*.– 2002.– **Вып. 1**, № 2.– С. 102–106.
- Макаренко Р. А., Турик В. Н. Кинематика течения в тупиковой части вихревой камеры // *Прикладна гідромеханіка*.– 2001.– **3**, № 1.– С. 46–51.
- Бабенко В. В., Блохин В. А., Воскобойник А. В., Турик В. Н. Пульсации скорости в закрученной струе вихревой камеры // *Акустичний вісник*.– 2002.– **5**, № 1.– С. 3–12.
- Tani I. Production of longitudinal vortices in a boundary layer along a curved wall // *J. Geophys. Res.*– 1962.– **67**.– P. 3075–3080.
- Goglia G. L., Mangalam J. M. Experimental studies on Taylor-Gortler vortices // *NASA CR-181254*.– 1985.– № 181254.– P. 1–19.
- Bippes H. Experimentelle untersuchungen des laminar turbulent umschlags an einer parallel angestromten konkaven wand // *Heidelb. Akad. Wiss., Math. Naturwiss. Kl., Sitzungsberg.*– *Abhandlung*, 1972.– P. 103–108.
- Wortman F. X. Visualization of transition // *J. Fluid Mech.*– 1969.– **38**, pt. 3.– P. 473–480.
- Saric W. S. Control of Gortler vortices // *AGARD FDP Workshop on High Speed Body Motion in Water*.– Kiev (Ukraine), 1997.– P. 8-1–8-5.
- Floryan J. M., Saric W. S. Stability of Gortler vortices in boundary layers // *AIAA J.*– 1982.– **20**, № 3.– P. 316–324.
- Козлов Л. Ф., Пыганюк А. И., Бабенко В. В. и др. Формирование турбулентности в сдвиговых течениях.– Киев: Наукова думка, 1985.– 284 с.
- Mangalam S. M., Dagenhart J. R., Hepner T. E., Meyers J. F. The Gortler instability on an airfoil // *AIAA Pap.*– 1985.– № 491.– P. 1–22.
- Бабенко В. В., Юрченко Н. Ф. Экспериментальное исследование гертлеровской устойчивости на жесткой и эластичной плоских пластинах // *Гидромеханіка*.– 1980.– № 41.– С. 103–108.
- Юрченко Н. Ф., Бабенко В. В. Критерий устойчивости трехмерных возмущений на вогнутых эластичных поверхностях // *Инж.-физ. ж.*– 1987.– **52**, № 5.– С. 781–787.
- Floryan J. M. Gortler instability of wall jets // *AIAA J.*– 1989.– **27**, № 2.– P. 112–114.
- Бойко А. В., Грек А. В., Довгаль А. В., Козлов В. В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях.– Новосибирск: Наука, 1999.– 328 с.
- Floryan J. M., Saric W. S. Wavelength selection and growth of Gortler vortices // *AIAA J.*– 1984.– **22**, № 11.– P. 1529–1538.
- Ciolkosz L. D., Spina E. F. An experimental study of Gortler vortices in compressible flow // *AIAA Pap.*– 2006.– № 4512.– P. 1–21.