

УДК 532.517

КІНЕМАТИКА ВИХРОВОГО РУХУ НА ОБТІЧНІЙ ПОВЕРХНІ З НАПІВЦИЛІНДРИЧНОЮ КАНАВКОЮ

А. В. ВОСКОБІЙНИК, В. А. ВОСКОБІЙНИК

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Отримано 11.06.2007

У роботі наведені результати експериментів по вивченню впливу локальної напівциліндричної канавки на гідравлічно гладкій плоскій поверхні, на джерела псевдозвукових пульсацій, структуру турбулентного примежового шару і його кінематичні та спектральні характеристики. Представлено дані візуальних досліджень особливостей вихрового руху в середині заглиблення і над обтічною плоскою поверхнею. Вимірювання за допомогою дрютяних термоанемометрів показали, що в середині канавки формуються когерентні вихрові системи різних масштабів, які періодично викидаються в примежовий шар. У результаті взаємодії турбулентного примежового шару, циркуляційного руху всередині канавки і викидів вихрових систем із неї з'являються локальні області зростання та зменшення місцевої швидкості, які характеризують процеси прискорення або гальмування потоку поблизу заглиблення. У спектральних залежностях пульсацій швидкості, заміряних усередині напівциліндричної канавки і поблизу неї, виявлені дискретні піки. Вони відповідають частоті обертання великомасштабного вихору всередині канавки, частоті його викиду назовні у примежовий шар і першій зсувній моді Розіте автоколебаний для заглиблення. З віддаленням від канавки взаємодія примежового шару і енергоємних псевдозвукових джерел гідродинамічного шуму, породжених вихровим рухом всередині заглиблення, зменшується і турбулентний примежовий шар відновлюється.

В работе приведены результаты экспериментов по изучению влияния локальной полуцилиндрической канавки на гидравлически гладкой плоской пластине, на источники псевдозвуковых пульсаций, структуру турбулентного пограничного слоя и его кинематические и спектральные характеристики. Представлены данные визуальных исследований особенностей вихрового движения внутри углубления и над обтекаемой плоской поверхностью. Измерения с помощью проволочных термоанемометров показали, что внутри канавки формируются когерентные вихревые системы различных масштабов, которые периодически выбрасываются в пограничный слой. В результате взаимодействия турбулентного пограничного слоя, циркуляционного движения внутри канавки и выбросов вихревых систем из нее появляются локальные области возрастания и уменьшения местной скорости, характеризующие процессы ускорения или торможения набегающего потока вблизи выемки. В спектральных зависимостях пульсаций скорости, измеренных внутри полуцилиндрического углубления и возле него, обнаружены дискретные пики. Они соответствуют частоте вращения крупномасштабного вихря внутри канавки, частоте его выброса наружу в пограничный слой и первой сдвиговой моде Розита автоколебаний для углубления. С удалением от канавки взаимодействие пограничного слоя и энергоемных псевдозвуковых источников гидродинамического шума, порождаемых вихревым движением внутри углубления, ослабевает и турбулентный пограничный слой восстанавливается.

The paper deals with the results of experiments on studying the effect of a local half-cylindrical slot in a hydraulically smooth flat plate on the sources of pseudo-sound fluctuations, structure of the turbulent boundary layer, its kinematical and spectral characteristics. The data of visual investigation of the vortical motion features inside the slot and above the streamlined flat surface are presented. The records by the hot-wire thermoanemometers have shown that coherent vortical systems of various scales occur inside the slot and they are periodically blown out to the boundary layer. As a result of interaction of a turbulent boundary layer, circulatory motion inside the slot and blowout of the vortical systems from it, the local regions of velocity increase and decrease occur, that characterize the processes of acceleration or deceleration the incoming stream near the cavity. In spectral dependencies of velocity fluctuations measured inside the half-cylindrical slot and near it, the discrete peaks are revealed. They correspond to the rotation frequency of the large-scale vortex inside the slot, frequency of its blowout to the boundary layer, and first Rossiter shear mode of self-oscillations inside the cavity. Moving off from the slot results in weakening the interaction between the boundary layer and power-intensive pseudo-sound sources of the flow noise generated by vortical motion inside the cavity, that leads to restoring the turbulent boundary layer.

ВСТУП

З повсякденного життя добре відомо, що джерелом підвищених рівнів звукових та псевдозвукових коливань є заглиблення на поверхні, які обтікаються рідиною. Генерація коливальних тонів течією над видовженою канавкою – відоме явище, яке спостерігається в конструктивних заглибленнях на поверхнях літаків, щілинах на дверцятах автомобілів, технічних нішах у корпусах суден. При цьому рівні звукового і псевдозвукового тиску бувають такими високими, що призводять до шумових

проблем у середині транспортних засобів і можуть викликати руйнування інструментів та устаткування, розташованого в самих заглибленнях.

Основна особливість течій у канавках чи двовимірних кавернах полягає у формуванні зсувного шару, який підсилює збурення потоку і наступне їхнє трансформування в акустичні хвилі на кормовій ударній стінці [1–3]. Акустичні хвилі переносяться в усі напрямки від джерела, яке їх породило (у тому числі й проти течії до передньої стінки канавки). Тут у зоні відриву примежового шару і зародження зсувного шару, найбільш чутливий до

всіляких збурень потоку, ці хвилі призводять до формування областей нестійкості, які викликають значні осциляції у зсувному шарі. Таким чином, замикається петля зворотного зв'язку, яка породжує автоколивання на дискретних резонансних частотах [2, 3].

Історично вивчення автоколивань почалося з дослідження крайових тонів, при виникненні яких струміль виходив з отвору та ударявся об гострий край. Процес розвитку та формування крайових тонів схожий на згаданий механізм коливань у заглибленні: збурення підсилюються у зсувному шарі й трансформуються в акустичні хвилі, які виникають на гострому краю. Акустичні хвилі породжують подальшу нестабільність зсувного шару, замикаючи петлю зворотного зв'язку. Крайові тони – це канонічна проблема, яка характеризує розповсюдження звуку в духових музичних інструментах типу флейти або органних труб, які з фізичної точки зору близькі до течій у видовженій канавці. Перший опис явища акустичного резонансу, пов'язаного з коливаннями в заглибленні, належить Розіте [4]. Він запровадив напівемпіричну формулу, яка дає можливість знайти частоти автоколивань.

У видовжених прямокутних заглибленнях існує також інший, менш вивчений тип коливань. У дослідках з нестисливою рідиною для осесиметричної канавки Херіб та Рожко [5] виявили слідову моду, при якій осцилююча течія над заглибленням нагадує слід за тілом, яке погано обтікається. Слідова мода пов'язується зі значним збільшенням опору. Коли довжина прямокутної канавки зростає відносно товщини примежового шару, то на передньому краї заглиблення виникають коливання рідини, які підпорядковуються принципу біфуркації і змінюються від моди зсувного шару (для коротких заглиблень) до слідової моди (для видовжених канавок). Особливості течії при домінуванні слідової моди якісно відрізняються від тих, які мають місце на моді зсувного шару. Мода зсувного шару характеризується зародженням вихорів у зсувному шарі, який ударяється в кормову поверхню заглиблення, а її частоти знаходять з рівняння Розіте. Для дозвукових швидкостей обтікання поверхонь з локальним заглибленням вони, головним чином, відповідають першій та другій модам Розіте. При цьому відносно слабкий вихор існує в нижній за потоком частині канавки і наявна певна взаємодія зсувного шару й течії у заглибленні [2].

Трохи інший механізм зворотного зв'язку наведено у праці Блока [6], де він трактується як результат взаємодії відривного зсувного шару з межами заглиблення. Цикл починається з відриву

потоку на передній частині канавки або поблизу неї. Далі зсувний шар вдаряється у кормову стінку заглиблення, де генерується звук, який переноситься вгору за потоком двома шляхами. Одна хвиля переміщується вгору за потоком всередині заглиблення (вона зазвичай носить назву хвилі тиску). Друга хвиля (акустична) переноситься вгору за потоком як ззовні заглиблення, так і через вільний зсувний шар. Різниця у тисках між двома хвилями примушує течію на передньому краї заглиблення закручуватися, створюючи вихори, які переносяться вниз за потоком з конвективною швидкістю. Вони вдаряються у кормову стінку заглиблення і знову генерують звукові хвилі, які випромінюються вгору за потоком, замикаючи петлю зворотного зв'язку. Цей механізм викликає поступове збільшення амплітуди хвиль збурення і відповідає за хвилі пульсацій швидкості і тиску та тони високої інтенсивності, генеровані заглибленнями. Спектри гідродинамічного шуму, які породжує присутність локального заглиблення на обтічній поверхні, мають широкосмугові частотні (хвильові) компоненти наряду з тональними [7].

На рис. 1 показано схему взаємодії вихрових структур зсувного шару з кормовою стінкою канавки та виникнення моди зсувного шару, запропоновану в праці [8]. Вихори, які є складовою частиною зсувного шару, відриваються від передньої кромки заглиблення *a*, а потім конвектують униз за потоком *b*, де вдаряються у кормову стінку заглиблення, породжуючи акустичний імпульс пульсацій тиску *v*. Останній рухається вгору за потоком *g*, та збурює зсувний шар біля передньої кромки заглиблення, примушуючи його створювати нові вихрові системи *a*. Цей механізм генерує автоколивання у заглибленні, які спостерігаються в експериментах і моделюються теоретичними й чисельними методами [1–5].

Слідова мода характеризується великомасштабним відривом від переднього краю канавки, подібною до слідових течій. Відривний вихор має масштаби, близькі до розмірів заглиблення, а під час його формування зсувний шар прямує в середину канавки. Вихор відривається від переднього краю і ежектує назовні у вигляді потужного викиду рідини. Він є досить великим, щоб викликати відрив примежового шару перед заглибленням. Окрім того, при цьому піднімається примежовий шар позаду канавки.

Цю статтю присвячено вивченню структури вихрової течії та псевдозвукових джерел гідродинамічного шуму в напівциліндричній видовженій канавці. Мета дослідження – отримати кінематичні характеристики вихрової течії в канавці та у при-

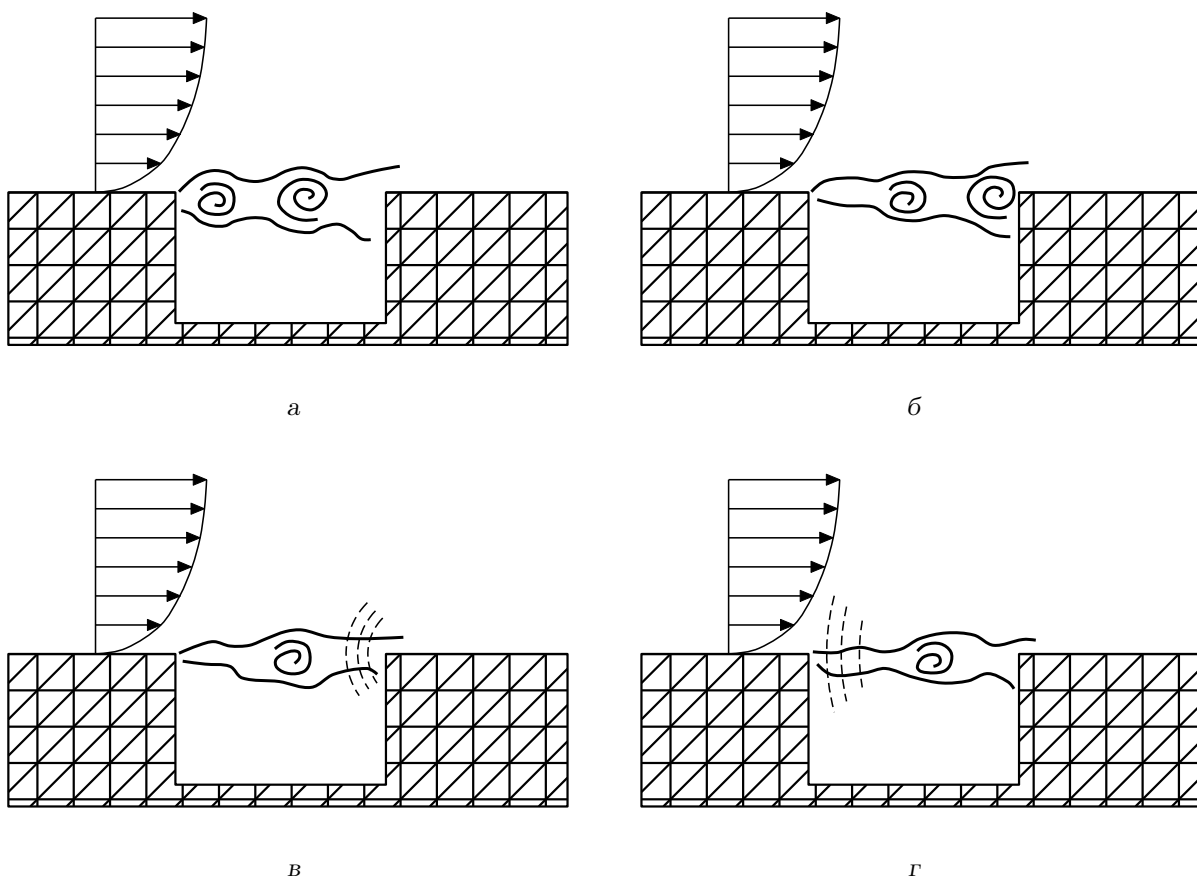


Рис. 1. Схема взаємодії вихрових структур зсувного шару з кормовою стінкою канавки й утворення акустичних хвиль

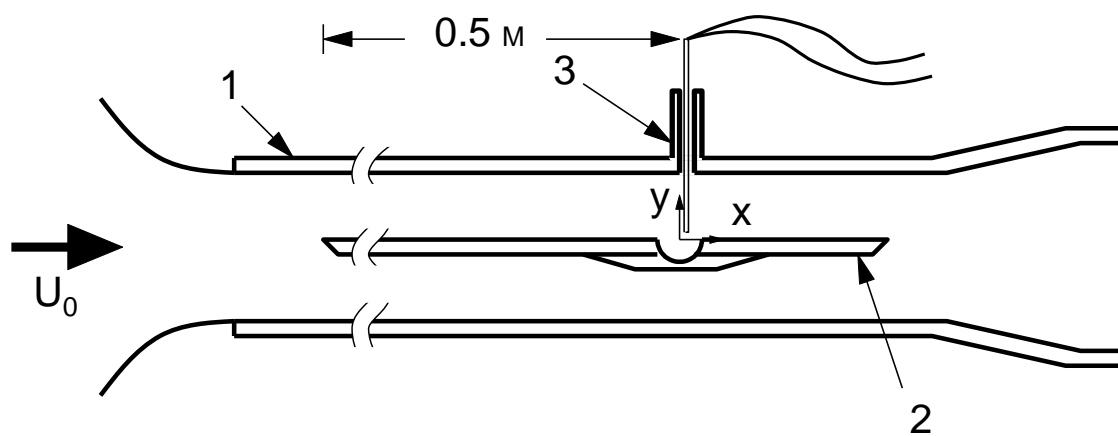


Рис. 2. Схема робочої ділянки аеродинамічної установки та системи координат:

- 1 – робоча ділянка; 2 – гладка пластина з напівциліндричною канавкою;
- 3 – державка з дротяним однопітковим термоанемометричним датчиком

межовому шарі обтічної поверхні поблизу канавки, а також знайти характерні частоти коливального процесу у самій канавці й на поверхні біля неї.

1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ

Експериментальні роботи проводились в Інституті гідромеханіки НАН України на аеродинамічному стенді, створеному на базі аеродинамічної труби відкритого типу. Для забезпечення можливості візуалізації потоку робочу ділянку експерименту було виконано з циліндричної прозорої труби з внутрішнім діаметром 0.1 м. Для зменшення збурення потоку та створення прийняттого ступеня турбулентності в аеродинамічній трубі повітря з лабораторного приміщення поступало до неї через конфузорний вхід у вигляді лемніскати Бернуллі. Всмоктування повітря здійснювалось за допомогою центробіжного насоса на виході з робочої ділянки труби. Між робочою ділянкою і насосом знаходився проміжний гумовий циліндр для зменшення вібраційних перешкод від насоса. При проведенні дослідів рівні звукового тиску та вібрацій у робочій ділянці труби контролювались. При створенні стенду було здійснено низку заходів по зниженню впливу віброакустичних шумів [9].

У діаметральній площині аеродинамічної труби у напрямку її повздовжньої вісі встановлювалась плоска вставка з заглибленням (рис. 2). Товщина пластини (органічне скло) була $4 \cdot 10^{-3}$ м, ширина – 0.1 м, а довжина – 0.6 м; її нижній (неробочий) бік підсилений ребрами жорсткості; передній і кормовий краї загострені для того, щоб усунути зони відриву примежового шару. На відстані 0.5 м від початку пластини зроблено отвір, у який встановлювалась напівциліндрична канавка з діаметром $20 \cdot 10^{-3}$ м та довжиною $80 \cdot 10^{-3}$ м. Система обтікалась поперечним відносно її повздовжньої вісі потоком, швидкість якого змінювалась від 1 до 20 м/с. Це давало можливість дослідити ламінарний і турбулентний режими обтікання гідравлічно гладкої плоскої поверхні пластини з локальним заглибленням. Інтенсивність турбулентності для найвищої швидкості потоку за межами примежового шару над пластиною не перевищувала 3 %.

Поле швидкостей над обтічною поверхнею та усередині канавки вимірювалось за допомогою однопиткового дротяного датчика, який підключався до мостової електричної схеми термоанемометра постійної температури фірми Діза. Координатний пристрій дозволяв пересувати датчик з то-

чністю $10 \cdot 10^{-6}$ м в трьох взаємно перпендикулярних напрямках, а контроль його місцезнаходження відносно обтічної поверхні проводився за допомогою лазерних променів.

Електричні сигнали від датчиків подавались на контрольну-вимірювальну апаратуру (вольтметри, осцилографи, частотоміри) і апаратуру реєстрації даних (чотириканальний вимірювальний магнітофон фірми Брюль і К'єр). Зареєстровані сигнали оброблялись на спеціалізованих комплексах спектрального і кореляційного аналізу фірми Брюль і К'єр та через аналого-цифрові перетворювачі подавались на персональні комп'ютери, де дані оброблялись і аналізувались за розробленими програмами та методиками.

Дротяні термоанемометри калібрувались і тестувались перед, під час і після закінчення дослідів. Калібрувальні залежності зареєстрованих параметрів використовувались під час обробки й аналізу експериментальних результатів. Похибка при вимірюванні інтегральних та осереднених значень кінематичних характеристик вихрової течії в заглибленні і над пластиною не перевищувала 10 % з достовірністю 0.95 або 2σ . Спектральні характеристики поля пульсацій швидкості вимірювались з похибкою ≤ 2 дБ у частотному діапазоні від 2 до 12500 Гц.

Окрім інструментальних, проводились дослідження з застосуванням димової візуалізації. Джерело диму знаходилося на поверхні пластини перед заглибленням. Картини візуалізованої течії реєструвались за допомогою швидкісних кінокамер, відеокамер і цифрових фотоапаратів. Відео- та фотоматеріал за допомогою відповідного обладнання, програм та методик фіксувався на персональних комп'ютерах, де оброблявся і аналізувався.

2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТІВ І АНАЛІЗ ДАНИХ

У результаті проведення експериментальних досліджень визначені осереднені та пульсаційні характеристики поля швидкостей над обтічною поверхнею пластини і всередині напівциліндричного заглиблення у його поперечному середньому перерізі. На рис. 3, а наведені профілі осередненої повздовжньої швидкості в канавці та над пластиною, отримані завдяки статистичній обробці результатів вимірювання швидкостей за одну хвилину реєстрації. Тут швидкість потоку $U_\infty = 20.1$ м/с, числа Рейнольдса $Re_x = xU_\infty/\nu = 6.7 \cdot 10^5$ (де x – повздовжня координата від початку пластини до переднього краю канавки, ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості)

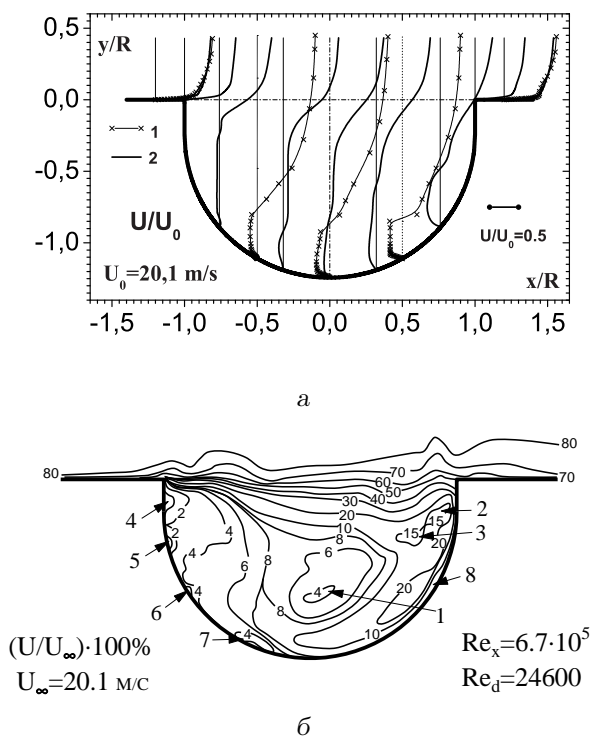


Рис. 3. Поле осереднених складових швидкостей:
а – профілі повздовжньої швидкості;
б – лінії рівних швидкостей

та $Re_d = dU_\infty/\nu = 2.5 \cdot 10^4$ (де $d = 2R$ – діаметр заглиблення). На рис. 3, а крива 1 відповідає даним Афанасьєва та ін. [10], отриманим для мілкої напівциліндричної канавки, а крива 2 – нашим результатам.

При заглибленні в канавку спостерігається зниження середньої повздовжньої швидкості. У перерізі, який знаходиться нижче середини заглиблення, виокремлюється зона її нульових осереднених значень. При наближенні до дна з'являється область зворотної течії, напрямком якої протилежний напрямку потоку. Таким чином, усередині канавки зареєстровано великомасштабну циркуляційну течію, центр якої знаходиться між геометричною серединою та дном канавки. Такий рух рідини спостерігався також у працях [11, 12]. Необхідно зазначити, що розташування центру циркуляційної течії у наших дослідах та в дослідженні [10] загалом співпадає. Значення швидкостей на периферії цієї течії (див. рис. 3, а) для двох умов експерименту мають розходження тому, що геометричні параметри канавки й режими обтікання у цих випадках не співпадали.

Окрім того, вимірювалися поперечні швидкості, що дало можливість побудувати векторні по-

ля швидкостей в заглибленні й поза ним. Ізотакси осереднених швидкостей (лінії рівних швидкостей), які визначають кінематичні характеристики вихрового руху в заглибленні та біля нього, показані на рис. 3, б (швидкість потоку – 20 м/с і числа Рейнольдса ті самі, що й для рис. 3, а). Цифри поблизу ізоліній позначають середню швидкість відносно швидкості потоку (у відсотках). Цифрами зі стрілками позначені характерні зони в канавці, які нами трактуються як місця існування квазістійких вихрових систем у статистичному розумінні.

У примежовому шарі, який утворюється над гідравлічно гладкою поверхнею пластини, з'являються зони гальмування та прискорення. Це обумовлено дією заглиблення, зокрема вихровою течією, що має місце всередині останнього. Перед переднім краєм канавки спостерігається гальмування потоку, а потім – його прискорення за фронтальною стінкою заглиблення. При відриві примежового шару з переднього краю канавки зароджується зсувний шар, який має хвилеподібну форму, обумовлену прискоренням та гальмуванням потоку всередині і ззовні канавки, а також формуванням у ньому вихрових систем. Зсувний шар розширюється при просуванні вздовж отвору канавки і при підході до кормової стінки ударяється об неї. При цьому одна частина зсувного шару пересувається на вихід із заглиблення, гальмуючи рідину, яка рухається над поверхнею заглиблення (див. рис. 3, б), а інша – прямує вздовж дна заглиблення до його переднього краю. Цей придонний потік, подібний до струменя, перетинаючи середину канавки, підіймається до зсувного шару. Аналогічну картину для прямокутного заглиблення спостерігав Роквелл [13].

Струменеподібний потік та нижня частина зсувного шару в отворі заглиблення формують циркуляційну течію у вигляді великомасштабного квазістійкого вихору всередині канавки (на рис. 3, б він позначений цифрою 1). Великомасштабна когерентна вихрова структура для даного режиму обтікання розташовується в нижній частині заглиблення поблизу його корми і займає майже третину об'єму, що узгоджується зі спостереженнями Роквелла. У місці удару зсувного шару об кормову стінку формується пара дрібномасштабних високоенергетичних вихорів, позначених цифрами 2 і 3. Нижче зони відриву примежового шару та формування зсувного шару біля передньої стінки і місця підйому струменеподібного потоку зароджується система дрібномасштабних когерентних вихрових структур малої інтенсивності, які позначені цифрами 4–7. У місці зародження струменеподібного потоку біля кормової стінки також зареєстровано

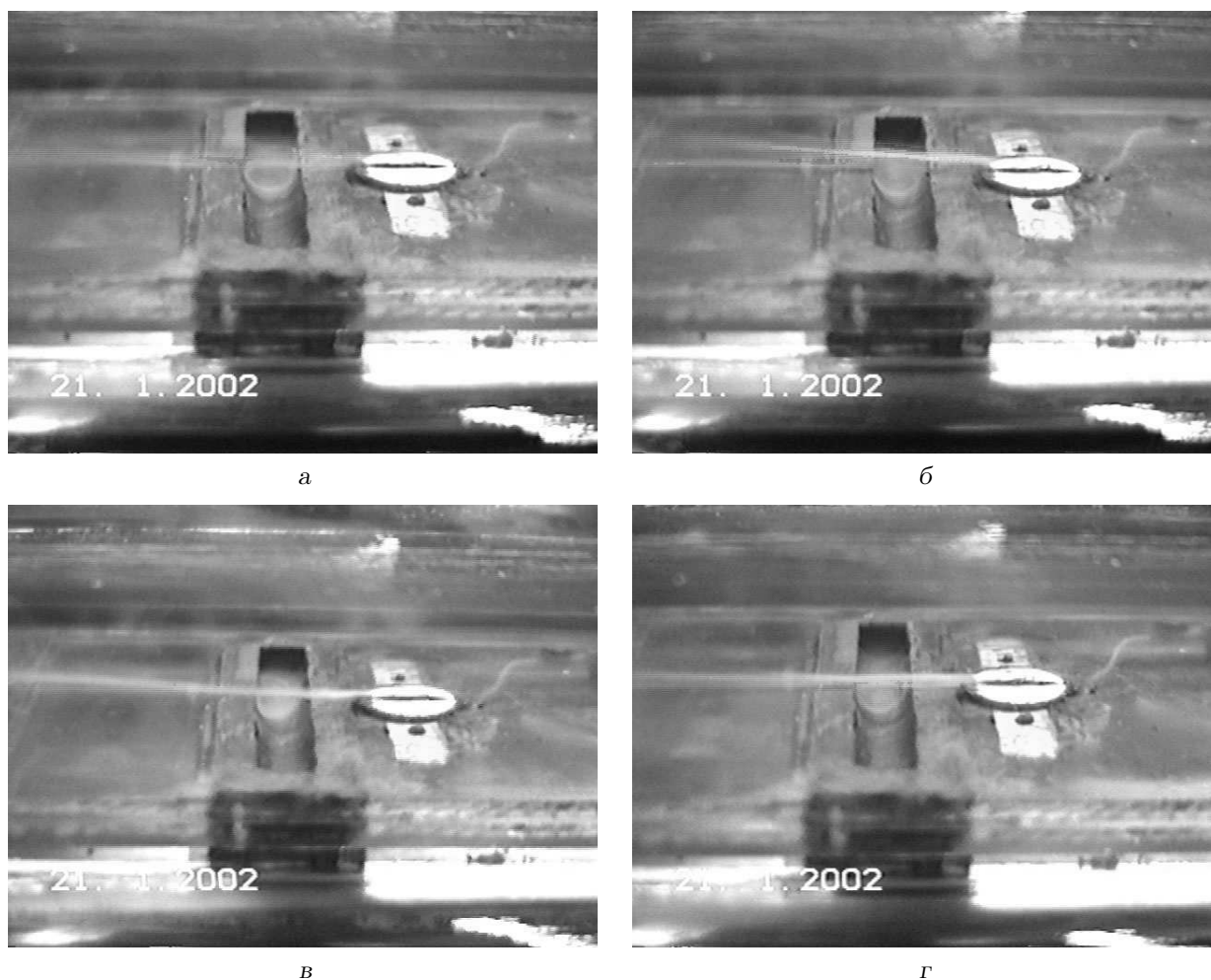


Рис. 4. Візуалізація вихрового потоку у напівциліндричному заглибленні та поблизу нього:
 а – розвиток квазистійкого когерентного вихору всередині канавки; б – викид вихору з заглиблення назовні;
 в – зародження великомасштабного вихору; г – формування великомасштабного вихору

дрібномасштабний квазистійкий вихор δ .

Зі зменшенням швидкості потоку число, координати й масштаб квазистійких вихрових структур змінюється – їх кількість зменшується, а розмір великомасштабного когерентного вихору збільшується і він зміщується ближче до центру заглиблення та його передньої стінки. В області ядер вихрових систем пульсації швидкості незначні, а на їхній периферії – великі [14, 15]. Особливо високі рівні пульсацій швидкості спостерігаються у місцях зародження зсувного шару та в області його зіткнення з кормовою стінкою. Аналогічні тенденції формування поля пульсацій швидкості спостерігались як для ламінарного, так і для турбулентного режимів обтікання пластини з локальним заглибленням [9].

На рис. 4 наведено характерні кадри відеозйомки формування і розвитку вихрової течії у напів-

циліндричній канавці для $Re_x = 1.3 \cdot 10^5$. Рис. 4, а відповідає стадії розвитку квазистійкого великомасштабного вихору в серединній частині заглиблення. На рис. 4, б наведено момент викиду цього вихору назовні, що ілюструється роздвоєнням димового сліду в кормовій частині канавки та позаду неї. На рис. 4, в показано ту стадію зародження великомасштабного вихору, коли він іще притиснутий до кормової стінки заглиблення. На рис. 4, г зображено стадію формування великомасштабного вихору всередині заглиблення з поступовим збільшенням його розміру і заповненням димового сліду майже всього об'єму напівциліндричної канавки в її серединному перерізі.

Частотні залежності нормованих спектральних щільностей потужностей пульсацій швидкості наведені на рис. 5 і 6. Ці дані отримані для турбулентного режиму обтікання пластини з заглиблен-

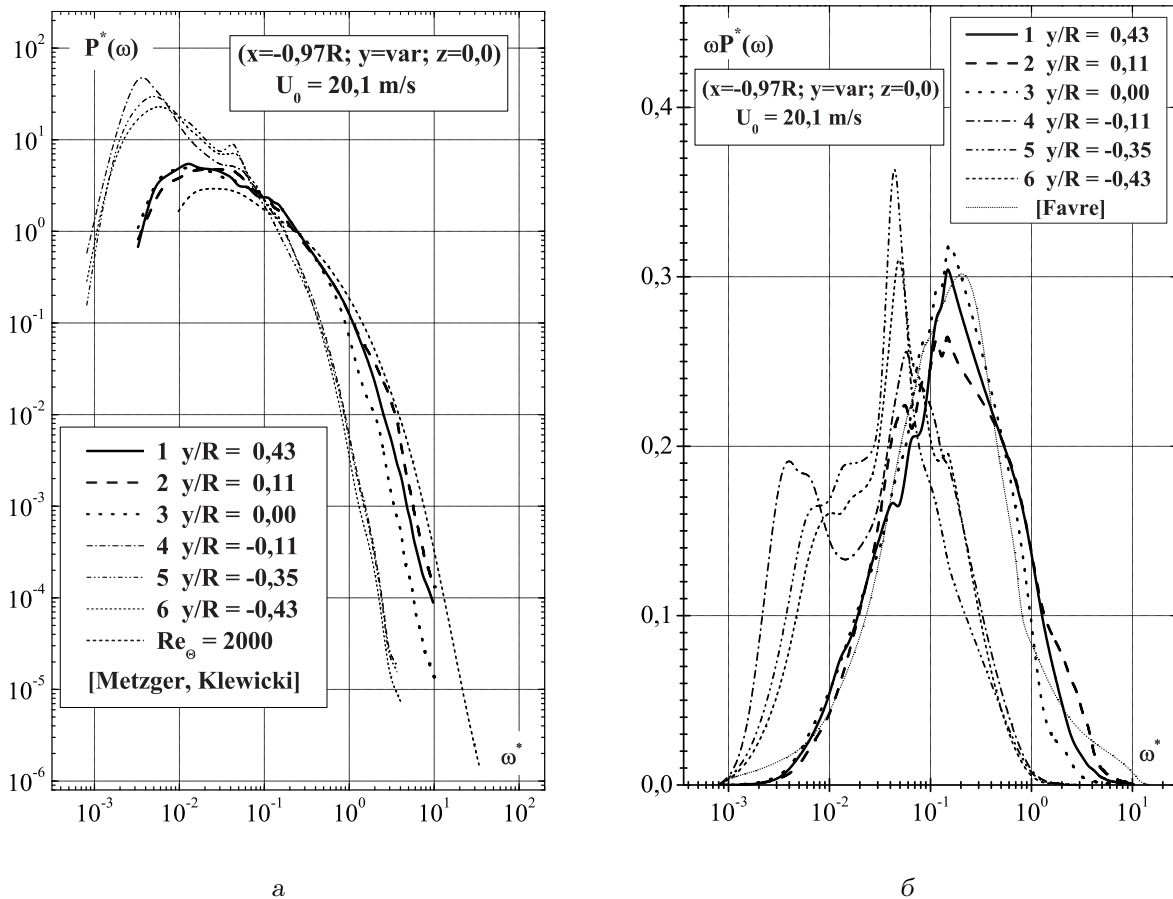


Рис. 5. Спектральні залежності пульсацій повздовжньої швидкості для перерізу заглиблення за його фронтальною стінкою $x/R = -0.97$, $z = 0$:

а – нормована спектральна щільність потужності пульсацій швидкості;
б – перший момент спектральної щільності потужності пульсацій швидкості

ням при швидкості потоку $U_\infty = 20.1$ м/с та різних перерізів заглиблення. Рис. 5 відповідає перерізу поблизу передньої стінки напівциліндричного заглиблення з координатами ($x = -0.97R$; $y = \text{var}$; $z = 0$), а рис. 6 – перерізу отвору заглиблення на рівні поверхні пластини з координатами ($x = \text{var}$; $y = 0$; $z = 0$). На графіках з індексом “а” представлені спектральні щільності потужностей пульсацій повздовжньої швидкості, а з індексом “б” – їхні перші моменти. Усі величини нормовані зовнішніми змінними δ і U_∞ :

$$P^*(\omega) = P(\omega) \frac{\delta}{(u')^2 U_\infty},$$

$$\omega^* = \frac{\omega \delta}{U_\infty}.$$

Згідно з рекомендаціями Бредшоу [16], саме перші моменти найбільш наочно показують внески різ-

них частотних компонент у повну енергію поля пульсацій швидкості.

На рис. 5 криві 1, 2 ілюструють результати дослідження над заглибленням, які відповідають висотам $y = 0.43R$ та $0.11R$ ($y = 1.54\delta$ та 0.38δ), а криві 4–6 – для поля швидкостей усередині канавки. Окрім цього, для співставлення показана спектральна щільність потужності пульсацій повздовжньої швидкості на пластині, отримана у праці Metzgera та Klewicki [17] для $Re_\theta = 2000$ за допомогою дротяного термоанемометра, який мав довжину чутливої поверхні близько шести довжин в'язкості (θ – товщина втрати імпульсу примежового шару). На рис. 5, б представлені результати Фавра, Гавілію й Думаса [18], отримані в ізотропному турбулентному потоці за сіткою.

Спектральна щільність потужності пульсацій повздовжньої швидкості у примежовому шарі в області низьких частот зростає пропорційно ω^2 .

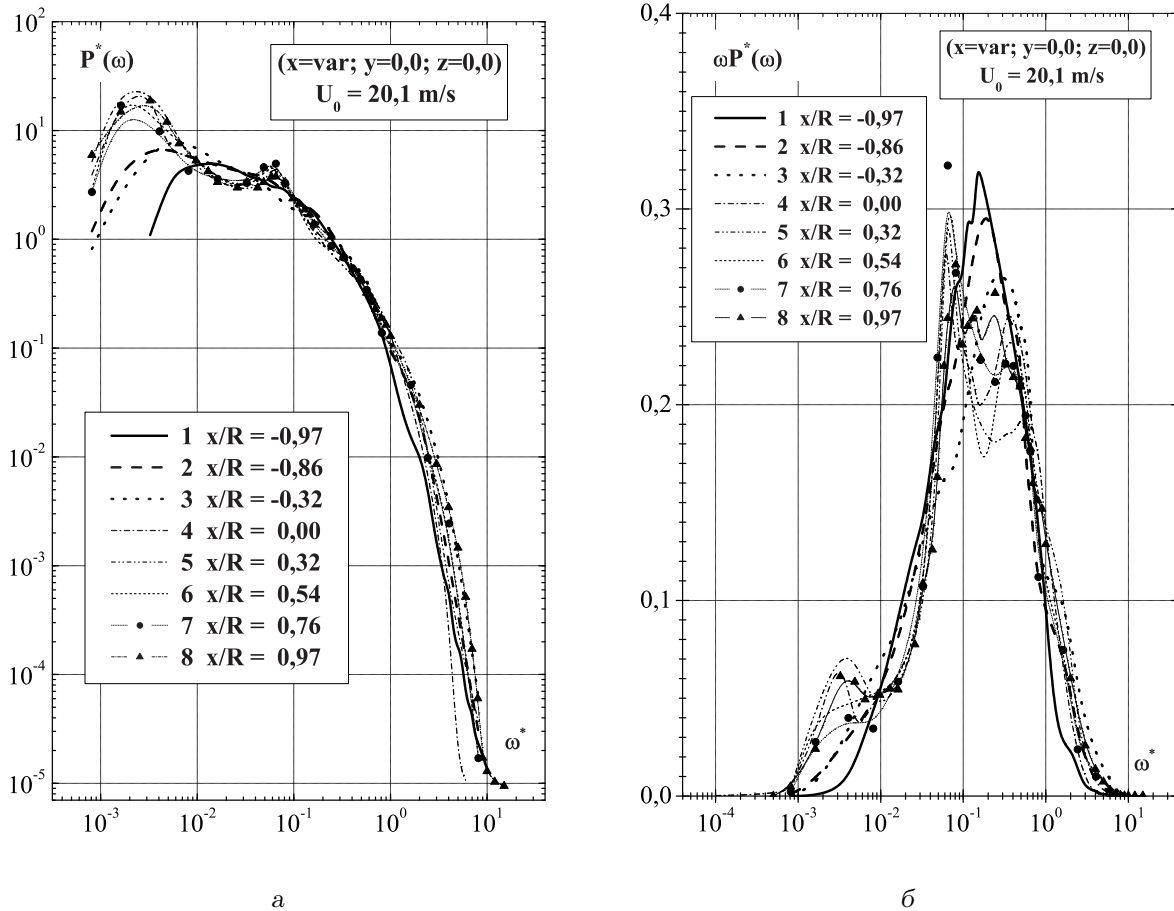


Рис. 6. Спектральні залежності пульсацій повздовжньої швидкості для перерізу заглиблення на рівні поверхні обтічної пластини $y=0, z=0$:

а – спектральна щільність потужності пульсацій швидкості;
б – перший момент спектральної щільності потужності пульсацій швидкості

У діапазоні $0.01 < \omega^* < 0.08$ автоспектр має максимум, а потім зі зростаючим темпом спадає (див. криві 1, 2, 7 на рис. 5, а). При $0.1 < \omega^* < 1.0$ спектральні складові пульсацій повздовжньої швидкості є обернено пропорційні до частоти, що притаманно інерційному діапазону частот [19, 20], де пульсаційні поля у примежовому шарі обумовлені дією вихрових систем проміжних масштабів між великомасштабними низькочастотними та дрібномасштабними високочастотними вихорами. Цей інерційний діапазон формується вихровими структурами, які утворюють логарифмічну область примежового шару. Великомасштабні вихори формують зовнішню область примежового шару й переносяться униз за потоком з великою конвективною швидкістю. Насамкінець, у пристінній внутрішній області примежового шару зароджуються дрібномасштабні високочастотні вихори, які кон-

вектують униз за потоком зі швидкістю близько $(0.2 \div 3)U_\infty$ [21, 22]. Вони викликають високочастотні пульсації швидкості, енергія яких зменшується з наростанням темпу від ω^{-3} до ω^{-5} [19, 20], і формують високочастотну область спектру.

Зазначимо, що для реєстрації дрібномасштабних вихрових систем необхідні мініатюрні датчики, виготовлення яких стало можливим завдяки сучасним успіхам мікроелектронної техніки. Труднощі тут обумовлені тим, що чутлива поверхня датчика працює як хвильовий фільтр і не може фіксувати сигнали вихрових структур, довжина хвилі яких менша подвоєного розміру чутливої поверхні датчика. У наведених експериментальних дослідженнях довжина дроту термоанемометричного датчика була $l_0 = 10^{-3} \text{ м}$, а динамічна швидкість перед заглибленням – $u_\tau = 0.87 \text{ м/с}$. З цього випливає, що безрозмірна

довжина чутливої поверхні дротяного датчика становить $l_0^+ = l_0 u_\tau / \nu = 56.5$. Тому в наших дослідах можна було фіксувати сигнали поля швидкостей, створені вихровими системами, масштаб яких перевищував 110 розмірів довжини в'язкості. Внесок менших вихрових систем не реєструвався через інтегруючий ефект чутливої поверхні датчика. Цим пояснюється різниця між нашими роботами результатами й даними Метзгера та Клевівці [17] в області високих частот, де внесок у спектральні рівні пульсацій швидкості вносили вихори, масштаб яких був майже на порядок меншим.

В області низьких частот отримані нами експериментальні криві у примежовому шарі над пластиною трохи вищі, ніж у авторів [17]. Це обумовлено кількома причинами. По-перше, на кінематику та динаміку примежового шару в цьому перерізі впливає заглиблення на поверхні пластики, що відобразилось у збільшенні енергії великомасштабних низькочастотних вихрових систем (див. криві 1, 2 на рис. 5, а). По-друге, оскільки у наших вимірюваннях внески найменших вихрових систем у спектри не фіксувалися, то виникло відповідне зростання низькочастотного діапазону спектра. Справа у тому, що спектральна щільність потужності пульсацій поздовжньої швидкості нормується квадратом середнього значення пульсацій швидкості та зовнішніми змінними примежового шару, і площа під будь якою з спектральних кривих має дорівнювати одиниці [16].

З віддаленням усередину канавки виникає перерозподіл енергії спектральних складових пульсацій поздовжньої швидкості з високочастотної у низькочастотну область спектру. Максимум спектральної щільності на низьких частотах (близько 4 Гц) знаходиться на глибині $0.11R$ від поверхні пластики. Нагадаємо, що у цій точці зареєстровані мінімальні значення осередненої складової швидкості (рис. 3, б). Область мінімальної місцевої швидкості, спектр якої дається кривою 4 на рис. 5, а, відповідає області ядра вихрової системи поблизу відривної стінки заглиблення (індекс 4 на рис. 3, б). Друга вихрова система (індекс 5 на рис. 3, б), яка складає з першою пару протилежно обертових вихорів, також є областю мінімальних середніх і пульсаційних складових поздовжньої швидкості. Вона має спектр, який відповідає кривій 6 на рис. 5, а, а її максимум спектральної енергії спостерігається на частоті 7 Гц. Між зазначеними вихровими системами в даному перерізі заглиблення реєструється область максимумів осередненої й пульсаційної складових поздовжньої швидкості. Спектральна щільність потужності пульсацій поздовжньої швидкості для ці-

єї зони показана кривою 5 на рис. 5, а. Максимуми спектрів відповідають частотам 7 і 52 Гц, причому другий екстремум має найбільшу амплітуду для усіх наведених кривих. В області високих частот рівні всіх спектрів, які відповідають точкам усередині заглиблення, практично однакові та значно нижчі, ніж у примежовому шарі над заглибленням. Слід відзначити, що у спектральних залежностях, зареєстрованих у заглибленні, відсутня інерційна область частот, де $P^*(\omega) \sim \omega^{-1}$. Спадання спектральних рівнів з частотою для них стає ще швидшим, а початок цієї тенденції зміщується в область нижчих частот.

На рис. 5, б показано перший момент спектральної щільності потужності пульсацій поздовжньої швидкості у перерізі $x = -0.97R$ – поблизу відривної стінки заглиблення. У примежовому шарі над пластиною, як в ізотропній турбулентності [18], найбільший вклад в енергію поля пульсацій швидкості вносять вихрові системи, які формують інерційну частину спектру. З віддаленням термоанемометричного датчика усередину напівциліндричної канавки більш енергоємними стають низькочастотні великомасштабні вихрові структури. Найбільший внесок у повну енергію пульсаційного поля (до 36 %) вносять вихрові системи з координатами $x = -0.97R$; $y = -0.35R$ та $z = 0$ на частоті $\omega \approx 0.04U_\infty/\delta$ (52 Гц), (крива 5).

Спектральні характеристики поля пульсацій поздовжньої швидкості, зареєстрованої на рівні поверхні отвору напівциліндричної канавки в її серединному перерізі, показані на рис. 6, а. Поблизу передньої стінки заглиблення ці залежності не мають виражених особливостей (криві 1–3). При підході до серединної частини заглиблення, де струменеподібна течія підіймається до зсувного шару і взаємодіє з ним (див. рис. 3, б), у спектрах з'являються дискретні піки, які спостерігаються від середини заглиблення до його кормової стінки. Ці піки зосереджені в низькочастотному діапазоні $0.002 < \omega^* < 0.003$ (від 2 до 4 Гц) та при $0.05 < \omega^* < 0.08$ (від 60 до 90 Гц). При віддаленні від передньої відривної стінки заглиблення спектри наповнюються високочастотними компонентами, обумовленими дією дрібномасштабних вихорів на поле пульсацій швидкості. Поблизу кормової стінки канавки з'являється ще один дискретний пік, який добре видно на рис. 6, б. Він відповідає частотам $0.5 < \omega^* < 0.7$ або $600 \div 800$ Гц. Аналогічні дискретні піки у відповідних частотних діапазонах спостерігались і всередині напівциліндричної канавки, де зароджувались великомасштабні когерентні вихрові системи та дрібномасштабні вихори.

Таким чином, над серединною та кормовою частинами заглиблення на рівні поверхні обтічної пластини у спектральних залежностях пульсацій швидкості спостерігаються характерні особливості, притаманні вихровому руху в середині заглиблення. Це проявляється, зокрема, у появі дискретних піків у трьох частотних діапазонах. Наявність першого з них ($\omega^* = 0.002 \div 0.003$) обумовлена викидом великомасштабної вихрової системи або її частини назовні із заглиблення. Це підтвердилося при аналізі візуалізованої вихрової течії. Другий діапазон ($\omega^* = 0.05 \div 0.08$) відповідає частоті обертання великомасштабного квазистійкого вихору, який має розмір близько $0.3d$. Циркуляція цієї вихрової структури

$$\Gamma = \oint U ds,$$

нормована зовнішніми змінними (швидкістю потоку та радіусом заглиблення), становить 0.18. Тут s – вектор координати, яка направлена вздовж замкнутого контуру вихрової структури. Дискретний пік у третьому частотному діапазоні обумовлений ударною взаємодією вихрових структур зсувного шару з кормовою стінкою канавки. При цьому в заглибленні формуються автоколивання, які відповідають основній гармоніці або першій зсувній моді Розіте кавітаційних коливань [4, 8, 15]. Останнім відповідає число Струхаля $Sh = fd/U_\infty \approx 0.64$. Отже, для швидкості потоку 20 м/с та чисел Рейнольдса $Re_x = 6.7 \cdot 10^5$ і $Re_d = 2.5 \cdot 10^4$ на рівні поверхні обтічної пластини в районі $-0.32 < x/R < 0$ починається викид вихрових систем (або їх частин) із заглиблення у примежовий шар з частотою близько $3 \div 4$ Гц.

Когерентні вихрові структури, які зароджуються в різних частинах напівциліндричного заглиблення (див. рис. 3, б), переносяться всередині канавки, у зсувному шарі і при викиді назовні з заглиблення із конвективними швидкостями $(0.2 \div 0.65)U_\infty$ [23, 24]. При ламінарному режимі поперечного обтікання видовженої канавки з відношенням ширини до глибини 2 : 1 вздовж зсувного шару, який перетинає вільний отвір заглиблення, фазоосереднена конвективна швидкість приймає різні значення [23]. Когерентні вихрові структури, які конвектують у зсувному шарі над кормовою частиною заглиблення ($0 < x/R < 0.8$), мають швидкість переносу, близьку до $0.65U_\infty$. При підході до кормової стінки заглиблення конвективна швидкість падає до $0.4U_\infty$ [23]. Близькі значення конвективних швидкостей або швидкостей переносу псевдозвукових джерел гідродинамічного шуму в зсувному шарі спостерігались у дослі-

дах [14, 25]. У праці [23] рекомендовано вважати середньою конвективною швидкістю когерентних вихрових структур вздовж вільного отвору мілкового відкритого заглиблення для ламінарного режиму обтікання величину $u_c = 0.55U_\infty$. Нагадаємо, що відкритим називають таке заглиблення на обтічній поверхні, для якого зсувний шар приєднується до його кормової стінки (на відміну від закритого заглиблення, де зсувний шар приєднується до дна) [12, 13, 23]. Для турбулентного режиму поперечного обтікання напівциліндричної канавки конвективні швидкості псевдозвукових джерел гідродинамічного шуму в зсувному шарі змінювалися від $(0.6 \div 0.7)U_\infty$ у серединному перерізі отвору до $(0.15 \div 0.25)U_\infty$ поблизу кормової стінки (див. [23, рис. 3, 12]). Згідно з даними дослідження [23], середньою конвективною швидкістю вихрових структур, які взаємодіють з кормовою стінкою заглиблення, запропоновано вважати $u_c = 0.41U_\infty$ для турбулентного режиму обтікання плоскої пластини з відкритим заглибленням, в якому ширина становить дві глибини.

Поява в заглибленні і поблизу нього тонових коливань, обумовлених взаємодією утворених всередині канавки вихрових структур між собою, з обтічною поверхнею канавки і примежовим шаром над пластиною, призводить до виникнення дискретних піків у спектрах пульсацій швидкості або тиску [16]. Тонові коливання псевдозвукової або акустичної природи, які є складовими частинами гідродинамічного шуму [18, 19, 26], спостерігаються у спектральних щільностях потужності пульсацій швидкості всередині і над заглибленням, а також у його ближньому сліді над обтічною поверхнею пластини (див. рис. 5 і 6). При віддаленні від канавки рівні дискретних піків зменшуються і спектральні залежності набувають монотонного характеру, який притаманний для турбулентного примежового шару над гідравлічно гладкою плоскою поверхнею (див. криву 7 на рис. 5, а або криву 1 на рис. 6, а). Таким чином, тонові компоненти гідродинамічного шуму (принаймні, його псевдозвукової складової), обумовлені нелінійною взаємодією вихрових систем між собою і з обтічною поверхнею, при віддаленні від заглиблення згасають і турбулентний примежовий шар відновлюється. Як результат, шум стає ширококутовим, без локальних максимумів.

ВИСНОВКИ

1. Проведені експерименти по вивченню псевдозвукових джерел гідродинамічного шуму і структури вихрової течії над плоскою пласти-

- ною з локальним поперечно обтічним напівциліндричним заглибленням. Виявлені кінематичні характеристики вихрового руху всередині заглиблення та над пластиною.
- У заглибленні формуються квазистійкий великомасштабний вихор та система дрібно-масштабних вихорів, які породжують псевдозвукові компоненти гідродинамічного шуму. Кількість та розміри вихорів змінюється в залежності від швидкості обтікання. Визначені масштаби й місцезнаходження когерентних вихрових структур усередині заглиблення. Показаний вплив вихрового руху в заглибленні на приміжовий шар над плоскою поверхнею з локальною напівциліндричною канавкою.
 - Виявлені характерні особливості спектральних залежностей пульсацій швидкості в заглибленні – дискретні піки, які відповідають частотам викиду вихрових систем або їх частин із заглиблення назовні ($0.002 < \omega^* < 0.003$), частотам обертання квазистійкого великомасштабного вихору ($0.05 < \omega^* < 0.08$) та частотам автоколивань, зумовлених ударною взаємодією зсувного шару з кормовою стінкою заглиблення ($0.5 < \omega^* < 0.7$). Автоколивання відповідають першій зсувній моді Розіте для коливань з числом Струхалія 0.64.
 - Встановлено, що в районі $x/R \in (-0.32; 0)$ на рівні обтічної поверхні пластини починається викид вихрових систем або їхніх частин із заглиблення у приміжовий шар з частотою близько $3 \div 4$ Гц для швидкості потоку 20 м/с. Знайдена зі спектральних залежностей частота викиду співпадає з тою, яку було отримано при аналізі візуалізованих течій. При віддаленні від обтічного заглиблення рівні тонових підйомів спектральних залежностей зменшуються і турбулентний приміжовий шар відновлюється.
 - Lin J.-C., Rockwell D.* Organized oscillations of initially turbulent flow past a cavity // *AIAA J.*– 2001.– **39**, N 6.– P. 1139–1151.
 - Cabell R. H., Kegerise M. A., Cox D. E., Gibbs G. P.* Experimental feedback control of flow induced cavity tones // *AIAA Pap.*– 2002.– N 2497.– P. 1–10.
 - Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки /* Под ред. А. В. Ермишина, С. А. Исаева.– М.-СПб., 2001.– 360 с.
 - Rossiter J. E.* Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // *Aeronaut. Resch Council Repts Mem.*– 1964.– N 3438.– P. 1–46.
 - Gharib M., Roshko A.* The effect of flow oscillations on cavity drag // *J. Fluid Mech.*– 1987.– **177**.– P. 501–530.
 - Block P. J. W.* Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds.– NASA TN D-8351.– P. 1–67.
 - Rubio G., De Roeck W., Baelmans M., Desmet W.* Numerical study of noise generation mechanisms in rectangular cavities // *Eur. Colloq. 467 “Turbulent Flow and Noise Generation”.*– Marseille, France.– 2005.– P. 1–4.
 - Dybenko J., Savory E.* An experimental investigation of turbulent boundary layer flow over surface-mounted circular cavities // *CSME Forum 2006.*– Kananaskis, Calgary, Canada, 2006.– P. 1–11.
 - Бабенко В. В., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Турик В. Н.* Профили скорости в пограничном слое над пластиной с углублением // *Акуст. вісн.*– 2004.– **7**, N 3.– С. 14–27.
 - Афанасьев В. Р., Веселкин В. Ю., Леонтьев А. И. и др.* Гидродинамика и теплообмен при обтекании одиночных углублений на исходно гладкой поверхности. Препр. N 2-91. Ч. I.– М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1991.– 56 с.
 - Rockwell D., Lin J. - C., Oshkai P., Reiss M., Pollack M.* Shallow cavity flow tone experiments onset of locked-on states // *J. Fluids Struct.*– 2003.– **17**.– P. 381–414.
 - Халатов А. А.* Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок).– К.: ИТТФ НАНУ, 2005.– 76 с.
 - Rockwell D.* Vortex-body interactions // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1998.– **30**.– P. 199–229.
 - Бабенко В. В., Воскобойник А. В., Воскобойник В. А., Турик В. Н.* Структура потока в поперечно обтекаемом полуцилиндрическом углублении на пластине // Сб. докл. 1-ой междунауч. конф. “Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана”.– Запорожье: НТЦ ПАС НАНУ, 2003.– С. 96–104.
 - Rowley C. W., Williams D. R., Colonius T., Murray R. M., Macmynowski D. G.* Linear models for control of cavity flow oscillations // *J. Fluid Mech.*– 2006.– **547**.– P. 317–330.
 - Брэдшоу П.* Введение в турбулентность и ее измерение.– М.: Мир, 1974.– 278 с.
 - Metzger M. M., Klewicki J. C.* A comparative study of near-wall turbulence in high and low Reynolds number boundary layers // *Phys. Fluids.*– 2001.– **13**, N 3.– P. 692–701.
 - Favre A. J., Gaviglio J. J., Dumas R.* Space-time double correlation and spectra in a turbulent boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 1957.– **2**.– P. 313–341.
 - Voskoboinick V. A., Grinchenko V. T., Makarenkov A. P.* Pseudo-sound behind an obstacle on a cylinder in axial flow // *Int. J. Fluid Mech. Resch.*– 2005.– **32**, N 4.– P. 488–510.
 - Смольяков А. В.* Вычисление спектров псевдозвуковых флуктуаций пристеночных давлений в турбулентных пограничных слоях // *Акуст. ж.*– 2000.– **46**, N 3.– С. 401–407.

21. *Schewe G.* On the structure and resolution of wall-pressure fluctuations associated with turbulent boundary layer flow // *J. Fluid Mech.*– 1983.– **134**.– P. 311–328.
22. *Robinson S. K.* The kinematics of turbulent boundary layer structure // *NASA Tech. Mem.*– 1991.– N 103859.– P. 1–490.
23. *Chang K., Constantinescu G., Park S.-O.* Analysis of the flow and mass transfer processes for the incompressible flow past an open cavity with a laminar and a fully turbulent incoming boundary layer // *J. Fluid Mech.*– 2006.– **561**.– P. 113–145.
24. *Larcheveque L., Sagaut P., Labbe O.* Large-eddy simulation of a subsonic cavity flow including asymmetric three-dimensional effects // *J. Fluid Mech.*– 2007.– **577**.– P. 105–126.
25. *Larcheveque L., Sagaut P., Le T.-H., Comte P.* Large-eddy simulation of compressible in a three-dimensional open cavity at high Reynolds number // *J. Fluid Mech.*– 2004.– **516**.– P. 265–301.
26. *Blake W. K.* Mechanics of flow-induced sound and vibration: In 2 vols.– New York: Academic Press, 1986.– 974 p.