

**VIII International Conference**  
**COMPUTER HYDROMECHANICS**

**Восьма міжнародна науково-практична конференція**  
**КОМП'ЮТЕРНА ГІДРОМЕХАНІКА**

**Institute of Hydromechanics**  
**National Academy of Sciences of Ukraine**

**Інститут гідромеханіки**  
**Національної академії наук України**

**September 27-28, 2022**

**27-28 вересня 2022 р.**

**Kyiv 2022**

**Київ 2022**

**Computer Hydromechanics:** Materials of VIII International Conference Kyiv, September 27-28, 2022). – Kyiv : IHM of NAS of Ukraine. – 2022. – 126 p.

**Комп'ютерна гідромеханіка:** Матеріали восьмої міжнародної науково-практичної конференції (Київ, 27-28 вересня 2022 р.). – Київ : ІГМ НАН України. – 2022. – 126 с.

**Topics:**

- Computer modeling of problems of continuum mechanics
- Numerical methods in continuum mechanics
- Problems of hydrodynamic stability
- Turbulence
- Control of vortex flows
- Computer methods of experiment processing

**Напрямок роботи конференції:**

- Комп'ютерне моделювання задач механіки суцільних середовищ
- Чисельні методи в механіці суцільних середовищ
- Задачі гідродинамічної стійкості
- Турбулентність
- Керування вихровими структурами в потоках
- Комп'ютерні методи обробки експерименту

## **Program Committee**

### **Chairman:**

Academician of NASU V.T.Grinchenko (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

### **Members:**

Academician of NASU S.O.Dovgyi (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Academician of NASU O.M.Himich (V.M.Glushkov IC NASU, Kyiv, Ukraine)

Corr.Member of NASU O.Y.Grigorenko (IM NASU, Kyiv, Ukraine)

Corr.Member of NASU V.I.Timoshenko (ITM NASU, Dnipro, Ukraine)

Prof. P.Fraunie (Université de Toulon, France)

Prof. V.S.Maderych (IPMMS NASU, Kyiv, Ukraine)

Prof. Dr. W.H.Müller (Technische Universität Berlin, Germany)

Prof. Ye.O.Shkvar (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Prof. B.A.Vanin (NTU "KhPI", Kharkiv, Ukraine)

Dr.Sci. S.V.Alekseenko (DNU, Dnipro)

Dr.Sci. D.I.Cherniy (KNU, Kyiv, Ukraine)

Dr.Sci. D.O. Redchyts (ITST NASU, Dnipro, Ukraine)

## **Organising Committee:**

### **Chairman:**

Corr.Member of NASU G.O.Voropaiev (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

### **Members:**

Dr.Sci. V.A.Voskoboinick (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

Dr.Sci.. Ia.V.Zagumennyi (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. N.V.Rozumnyuk (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. V.I.Korobov (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. V.N.Oliinyk (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. M.O.Bistrova (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

PhD. O.O.Baskova (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

### **Scientific Secretary**

PhD. N.F.Dimitrieva (IHM NASU, Kyiv, Ukraine)

## **Програмний комітет**

### **Голова програмного комітету:**

академік НАН України В.Т.Грінченко (ІГМ НАН України, Київ)

### **Члени програмного комітету:**

академік НАН України С.О.Довгий (ІГМ НАН України, Київ)

академік НАН України О.М.Хіміч (ІК імені В.М.Глушкова  
НАН України, Київ)

чл.-кореспондент. НАН України О.Я.Григоренко (ІМ імені  
С.П.Тимошенка НАН України, Київ)

чл.-кореспондент. НАН України В.І.Тимошенко (ІТМ НАН України,  
Дніпро)

проф. д.т.н. В.А.Ванін (НТУ «ХПІ», Харків)

проф. Ф.Фрауни (Тулонський університет, Тулон, Франція)

проф. д.ф.-м.н. В.С.Мадерич (ІПММС НАН України, Київ)

проф., д.прир.н. В.Х.Мюллер (Берлінський технічний університет,  
Берлін, Німеччина)

проф. д.т.н. Є.О.Шквар (ІГМ НАН України, Київ)

д.т.н. С.В.Алексєєнко (ДНУ, Дніпро)

д.ф.-м.н. Д.О.Редчиць (ІТСТ НАН України, Дніпро)

д.т.н. Д.І.Черній (КНУ імені Тараса Шевченка, Київ)

## **Організаційний комітет**

### **Голова організаційного комітету:**

чл.-кореспондент НАН України Г.О.Воропасєв (ІГМ НАН України,  
Київ)

### **Члени організаційного комітету:**

д.т.н. В.А.Воскобійник (ІГМ НАН України, Київ),

д.ф.-м.н. Я.В.Загуменний (ІГМ НАН України, Київ),

к.ф.-м.н. Н.В.Розумнюк (ІГМ НАН України, Київ),

к.т.н. В.І.Коробов (ІГМ НАН України, Київ),

к.ф.-м.н. В.Н.Олійник (ІГМ НАН України, Київ),

к.ф.-м.н. М.О.Бістрова (ІГМ НАН України, Київ),

к.т.н. О.О.Баскова (рада молодих учених ІГМ НАН України, Київ),

### **Учений секретар:**

к.ф.-м.н. Н.Ф.Димитрієва (ІГМ НАН України, Київ)

## CONTENTS

## ЗМІСТ

|                                                                                                                                                                                             |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Алексєєнко С.В. РОЗРАХУНОК АЕРОДИНАМІЧНИХ ТА АКУСТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОФІЛЮ НАСА0012 .....                                                                                                | 9  |
| Васін П.О., Злощастьев Д.П., Черній Д.І. АЛГОРИТМИ ВИКОНАННЯ УМОВИ НЕПРОНИКНЕННЯ ДЛЯ МЕТОДУ ДИСКРЕТНИХ ОСОБЛИВОСТЕЙ .....                                                                   | 11 |
| Васін П.О., Злощастьев Д.П., Черній Д.І. АЛГОРИТМИ ОБЧИСЛЮВАЛЬНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ДЛЯ ЗАДАЧ З ВІЛЬНОЮ МЕЖЕЮ ВІДОКРЕМЛЕННЯ СЕРЕДОВИЩ .....                                                        | 12 |
| Виноградский П.М. ФУНКЦІЇ ПЕРЕТВОРЕННЯ ДАВАЧІВ ШВИДКІСНОГО НАПОРУ В АКМД .....                                                                                                              | 13 |
| Власенко Ю.Ф., Кочін В.О., Мороз Віра В., Мороз Володимир В. КОМП'ЮТЕРНА ОБРОБКА ФОТОГРАФІЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ, ОТРИМАНИХ НА ЗРІЗІ ВОДНОЇ ПОВЕРХНІ .....                                          | 15 |
| Воропаєв Г.О., Загуменний Я.В., Сірош О.О. ПРО ІМПУЛЬСНИЙ НАДЗВУКОВИЙ ЕЖЕКТОР .....                                                                                                         | 17 |
| Воскобійник А.В., Воскобійник В.А., Воскобойник О.А. ВПЛИВ ЛУНКОВИХ ГЕНЕРАТОРІВ ВИХОРИВ НА СТРУКТУРУ ПРИМЕЖОВОГО ШАРУ .....                                                                 | 19 |
| Воскобійник В.А., Грінченко В.Т., Макаренков А.П. ПРОСТОРОВО-ЧАСОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПСЕВДОЗВУКОВИХ ПУЛЬСАЦІЙ ТИСКУ НА ОБТІЧНІЙ ПОВЕРХНІ ПРОТЯЖНОЇ ГІДРОАКУСТИЧНОЇ АНТЕНИ .....               | 21 |
| Воскобойник О.А., Воскобійник В.А., Харченко А.Г., Воскобійник А.В., Нікітін І.А. ФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРАНСФОРМАЦІЇ МОРСЬКИХ ХВИЛЬ ПРОНИКНИМИ ВЕРТИКАЛЬНИМИ ХВИЛЕЛОМАМИ .....               | 23 |
| Горбань І.М., Басовський В.Г. ПРО ОСОБЛИВОСТІ ОЦІНКИ ЗВУКУ ПОТОКУ НАД ДВОВИМІРНОЮ КРУГОВОЮ ЦИЛІНДРИЧНОЮ КАНАВКОЮ В ПЛОСКІЙ СТІНЦІ .....                                                     | 25 |
| Горбатенко Є.Г. РОЛЬ ФІЗИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ЯВИЩ ПРИ СУЧАСНОМУ РІВНІ КОМП'ЮТЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ .....                                                                           | 27 |
| Димитрієва Н. Ф., Сідько М. І., Бістрова М. О. МОДЕЛЮВАННЯ В ПАКЕТІ OPENFOAM ВИХРОВОЇ ТЕЧІЇ В НАПІВЦИЛІНДРИЧНОМУ ЗАГЛИБЛЕННІ ...                                                            | 29 |
| Довгий С. О., Буланчук Г. Г., Буланчук О.М. ТРИВИМІРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ОБТІКАННЯ ПЛАСТИНИ МЕТОДОМ ДИСКРЕТНИХ ВИХРОВИХ РАМОК З ВИКОРИСТАННЯМ ГРАФІЧНИХ ПРОЦЕСОРІВ .....                          | 31 |
| Довгий С.О., Ванін В.А., Пічкур В.В., Черній Д.І. ОБЧИСЛЮВАЛЬНІ ТЕХНОЛОГІЇ ДЛЯ ЗАДАЧ З ВІЛЬНОЮ МЕЖЕЮ .....                                                                                  | 33 |
| Довгий С.О., Довгий Б.Т., Копійка О.В., Моїсєєнко С.В., Редчиць Д.О., Тучина У.М. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ НЕСТАЦІОНАРНИХ ПРОЦЕСІВ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕННЯ МЕТАЛЕВИХ ПОРОШКІВ ..... | 35 |

|                                                                                                                                                                                                   |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Дреус А.Ю., Гоман О.Г., Хамініч О.В. ДОСЛІДЖЕННЯ З ГІДРОМЕХАНІКИ ТА АЕРОДИНАМІКИ НАУКОВОЇ ШКОЛИ ДНУ (ОГЛЯД) .....                                                                                 | 37 |
| Кліменков О.Л., Лимарченко О.С. РОЗВИНЕННЯ БІЛЯРЕЗОНАНСНИХ КОЛИВАНЬ РІДИНИ З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ В ЕЛІПСОЇДАЛЬНОМУ РЕЗЕРВУАРІ .....                                                                 | 39 |
| Коваль С.О., Димитрієва Н.Ф. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВИМУШЕНОЇ КАВІТАЦІЇ ДЛЯ ДИСКОВОГО КАВІТАТОРА .....                                                                                              | 41 |
| Константінов О.В. ОСОБЛИВОСТІ ПРОЯВУ НЕЛІНІЙНИХ ЕФЕКТІВ В УЗАГАЛЬНЕНІЙ ЗАДАЧІ ФАРАДЕЯ ПРО ПАРАМЕТРИЧНІ КОЛИВАННЯ РІДИНИ .....                                                                     | 43 |
| Корольова А.С., Горбань І.М., Соколовський Г.П., Романенко П.Ю. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗМИВУ ПАЛЬОВОГО ХВИЛЕЛОМУ СОЛІТОННИМИ ХВИЛЯМИ .....                                                | 45 |
| Кочін В.О., Мороз В.В., Турик В.М. СПОСІБ СТАТИЧНОГО КЕРУВАННЯ СТРУКТУРОЮ ОБМЕЖЕНОГО ЗАКРУЧЕНОГО ПОТОКУ .....                                                                                     | 47 |
| Краснопольська Т.С., Печук Є.Д., Філімонов В.Ю., Кочін В.О., Ван Хеїст Г.Я.Ф. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ХВИЛЬ НА ВІЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ РІДИНИ В «СПІВОЧОМУ БОКАЛІ» ..... | 49 |
| Лимарченко О.С., Сіренко О.О. КЕРУВАННЯ РУХОМ РЕЗЕРВУАРА З РІДИНОЮ НА ОСНОВІ КОМПЕНСАЦІЇ СИЛОВОГО ВІДГУКУ РІДИНИ НА СТІНКИ РЕЗЕРВУАРА .....                                                       | 51 |
| Лук'янов Павло В., Сун Л. ЧИСЕЛЬНЕ ЗНАХОДЖЕННЯ РОЗВ'ЯЗКУ ДЛЯ СТАЦІОНАРНОГО ЛАМІНАРНОГО ГРАНИЧНОГО ШАРУ НЕСТИСЛИВОЇ РІДИНИ НА ЦИЛІНДРИЧНІЙ ПОВЕРХНІ .....                                          | 53 |
| Лук'янов Петро В. ГЕНЕРАЦІЇ ВІ-ШУМУ РОТОРА ГЕЛІКОПТЕРА НА РЕЖИМІ «ВИХРОВЕ КІЛЬЦЕ» .....                                                                                                           | 55 |
| Нікуліна А.М. ОСОБЛИВОСТІ ВИХОРОВОЇ ТЕЧІЇ СФЕРИЧНОГО ДИПОЛЮ ...                                                                                                                                   | 57 |
| Островерх Б.М., Потапенко Л.С. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ І ВЗДОВЖБЕРЕГОВИХ ТЕЧІЙ З ПЕРЕРИВЧАСТИМИ ХВИЛЕЛОМАМИ. 1 частина. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ .....                             | 59 |
| Островерх Б.М., Потапенко Л.С. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ І ВЗДОВЖБЕРЕГОВИХ ТЕЧІЙ З ПЕРЕРИВЧАСТИМИ ХВИЛЕЛОМАМИ. 2 частина. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ .....                        | 61 |
| Польовий О.Б., Редчиць Д.О., Тучина У.М. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ НАДЗВУКОВОЇ СТРУЇ З ПЕРЕШКОДОЮ .....                                                                                   | 63 |
| Потапов С.В., Халатов А.А. ГАЗОВА ЗАВІСА КРИВОЛІНІЙНИХ ПОВЕРХОНЬ ПРИ ПОДАЧІ ВТОРИННОГО ПОТОКУ В ПОПЕРЕЧНУ ТРАНШЕЮ .....                                                                           | 64 |
| Рожкевич А.О. МОДЕЛЮВАННЯ АЕРОДИНАМІКИ РОТОРА ДАР'Є .....                                                                                                                                         | 66 |

|                                                                                                                                                                                              |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Розумнюк Н.В. ВПЛИВ ГЕОМЕТРІЇ ЛУНКИ НА ГЕНЕРАЦІЮ ВИХРОВОГО РУХУ .....                                                                                                                        | 68 |
| Розумнюк Н.В. ХАРАКТЕРИСТИКИ НАДЗВУКОВОЇ ТЕЧІЇ В ОСЕСИМЕТРИЧНОМУ ЕЖЕКТОРІ ПРИ НАЯВНОСТІ ЗМІННОГО ПРОТИТІСКУ .....                                                                            | 70 |
| Савицький О.А. ВЕРТИКАЛЬНІ КОЛИВАННЯ ПРЯМОКУТНОГО ШТАМПУ З НЕПРОНИКНОЮ ПІДОШВОЮ НА ШАРІ ПОРИСТОПРУЖНОГО НАСИЧЕНОГО РІДИНОЮ ҐРУНТУ .....                                                      | 72 |
| Семененко В.М., Власенко Ю.Д., Наумова О.І. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ПРОНИКНЕННЯ ТІЛ У ВОДУ І ВИХОДУ СУПЕРКАВІТУЮЧИХ ТІЛ З ВОДИ .....                                                | 74 |
| Серебряков В.В. ДО УТОЧНЕННЯ РІВНЯНЬ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ НЕСТАЦІОНАРНИХ КАВЕРН, БЛИЗЬКИХ ДО ОСЕСИМЕТРИЧНИХ .....                                                                                  | 76 |
| Смоленський Д.Е., Минай О.М., Гоман О.Г. ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ЗЛИВУ КОМПОНЕНТІВ ПАЛИВА З БАКУ .....                                                                                   | 78 |
| Соболь Т.В., Городецька Н.С., Щербак Т.М. ПОВЕРХНЕВІ ХВИЛІ НА ВІЛЬНІЙ МЕЖІ ПОРИСТО-ПРУЖНОГО ПІВПРОСТОРУ .....                                                                                | 79 |
| Сохацький А.В., Арсенюк М.С. МОДЕЛЮВАННЯ ТУРБУЛЕНТНИХ ТЕЧІЙ НАВКОЛО ТРАНСПОРТНИХ ЗАСОБІВ: ПРОБЛЕМИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ .....                                                                      | 81 |
| <b>Стеценко О.Г.</b> Ільченко В.М. ЗАСТОСУВАННЯ ПОТЕНЦІАЛУ ШВИДКОСТІ СИСТЕМИ ДВОХ ДЖЕРЕЛ В ЗАДАЧІ СТАЦІОНАРНОГО РУХУ ТОНКОГО СУДНА У ПРЯМОКУТНОМУ КАНАЛІ .....                               | 83 |
| Тимошенко В.І., Галинський В.П., Паршуткин О.М. АЕРОДИНАМІКА РАКЕТИ-НОСІЯ З ТОРОВИДНИМ КРИЛОМ– ПІДВІСОМ .....                                                                                | 85 |
| Троценко Я.П. МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЇ РІДИНИ У ЦИЛІНДРИЧНОМУ КАНАЛІ З ДВОМА РІЗНИМИ ДІАФРАГМАМИ .....                                                                                              | 87 |
| Хомицький В.В., Терещенко Л.М., Нікітін І.А., Харченко А.Г., Абрамова Л.П., Хижа І.А., Кудиби І.Б. ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З РОЗМИВНИМ ДНОМ МОРСЬКИХ ПІЩАНИХ ВІДМІЛИХ ЗОН ..... | 89 |
| Чиркова А.П., Халатов А.А., Шіхабутінова О.В. ВПЛИВ ІНФРАСТРУКТУРИ ТЕС НА ТЕПЛООБЛІН І АЕРОДИНАМІКУ НАВКОЛО ДИМОВОЇ ТРУБИ .....                                                              | 91 |
| Шеховцов О.В. ІНЕРЦІЙНО-ЦИРКУЛЯЦІЙНИЙ ПРИНЦИП ПЛАВАННЯ ТА ПОЛЬОТУ ГІДРОАЕРОБІОНТІВ У ВИПАДКУ БЕЗВІДРИВНОГО ОБТІКАННЯ                                                                         | 93 |
| Bodnár T., Pires M. NUMERICAL STRESS DIFFUSION IN SIMULATIONS OF VISCOELASTIC FLUIDS FLOWS .....                                                                                             | 95 |
| Denev, J.A., Schneider, J.K. AN EXAMPLE OF CONTROLLING THE LENGTH SCALE OF TURBULENCE IN DETAILED NUMERICAL SIMULATIONS IN PHYSICAL SPACE .....                                              | 97 |

|                                                                                                                                                                                                               |     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Fraunié P., Sibgatullin I., Xu X. NUMERICAL SIMULATION OF INTERNAL WAVES IN OCEAN AND LABORATORY .....                                                                                                        | 99  |
| Golay F., Fraunié P. ADAPTIVE NUMERICAL SIMULATIONS IN COMPUTATIONAL HYDROMECHANICS APPLICATION TO WAVES BREAKING ON MOVING STRUCTURES .....                                                                  | 100 |
| Gorban I.M., Lebid O.G. A NUMERICAL STUDY OF WING AERODYNAMICS AT LARGE ANGLE-OF-ATTACK AND LOW REYNOLDS NUMBERS .....                                                                                        | 102 |
| Katan V. SOLUTION OF THE IMPACT PROBLEM OF HYDROHYDRODYNAMICS USING SINGULAR INTEGRALS IN THE SENSE OF THE FINITE PART ACCORDING TO ADAMARS .....                                                             | 104 |
| Kovalets K.I., Maderich V.S., Brovchenko I.O., Jung K.T., Kim K.O., Kivva S.L. DISPERSION OF PARTICLE-REACTIVE ELEMENTS CAUSED BY THE PHASE TRANSITIONS IN SCAVENGING .....                                   | 106 |
| Maderich V., Terletska K., Tobisch E. TRANSFORMATION OF INTERNAL SOLITARY WAVES UNDER ICE COVER EDGE .....                                                                                                    | 108 |
| Ostroverkh B.M., Potapenko L.S. MATHEMATICAL MODELING OF DEFECTOSCOPY PROBLEMS OF SOIL NATURAL SLOPES AND STRUCTURE ...                                                                                       | 110 |
| Rudnitskii A.G., Rudnytska M.A., Tkachenko L.V. OPTOACOUSTIC IMAGE QUALITY IMPROVEMENT BY USING OF ITERATIVE APPROACH .....                                                                                   | 112 |
| Savchenko G.Y., Savchenko Y.N., Semenov Y.A. IMPULSIVE IMPACT OF A BODY SUBMERGED IN AN OPEN CONTAINER .....                                                                                                  | 114 |
| Shkvar Ye.O., Shi-ju E., Kryzhanovskiy A.S., Haitof A., Aomari Y. VARIOUS TURBULENT BOUNDARY LAYER CONTROL SCHEMES USING PERIODIC MASS TRANSFER THROUGH AN INTERMITTENTLY PERMEABLE STREAMLINED SURFACE ..... | 116 |
| Voropaiev G.O., Baskova O.O., Müller W.H. INFLUENCE OF PAIRED DIMPLES ON THE ENERGY EFFICIENCY OF THE FLOW IN A RECTANGULAR CHANNEL ...                                                                       | 118 |
| Voropaiev G.O., Korobov V.I., Dimitrieva N.F. NUMERICAL SIMULATION OF NON-STATIONARY 3D TWO-PHASE FLOW IN OPENFOAM .....                                                                                      | 120 |
| Yurchenko N.F. ON SYNERGY OF NUMERICAL AND EXPERIMENTAL METHODS OF SCIENTIFIC RESEARCH AND MEASUREMENT ACCURACY .....                                                                                         | 122 |
| Zinchenko A., Arsenyuk M., Gorna O. ON THE QUESTION OF PERFORMANCE ANALYSIS AND DESIGN OPTIONS FOR CENTRIFUGAL FAN IMPELLERS .....                                                                            | 124 |

## **РОЗРАХУНОК АЕРОДИНАМІЧНИХ ТА АКУСТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОФІЛЮ НАСА0012**

Алексєєнко С.В.

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара,  
Дніпро, alexeyenko\_sv@ukr.net

Виникнення аеродинамічного шуму, який створюється повітряним потоком при обтіканні конструктивних елементів технічних пристроїв, є однією з актуальних інженерних проблем. У сучасному світі все більша увага приділяється питанням екології та забезпечення безпеки життєдіяльності, зокрема, зниження негативного впливу шумового забруднення. Прикладами джерел аеродинамічного шуму є дорожні транспортні засоби, швидкісний залізничний транспорт, авіаційна техніка, промислове обладнання, вітряні турбіни.

Розуміння фізичних механізмів, які полягають в основі генерації звуку, має важливе значення при розробці технологій зменшення шуму, а основним завданням стає точне моделювання аеродинамічного та акустичного полів, створених обтічним тілом.

Сучасний рівень розвитку комп'ютерної техніки та методів обчислювальної аерогідродинаміки відкриває можливість активного проведення аероакустичних досліджень. При цьому обчислювальні аероакустичні завдання можна вирішувати за допомогою двох основних підходів: прямого акустичного моделювання (DAS – Direct Acoustic Simulation) та гібридних методів [1].

Метод DAS дозволяє одночасно отримувати як гідродинамічні, так і акустичні величини шляхом безпосереднього розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса для стислих середовищ. Цей метод є природним способом розрахунку генерації звуку, оскільки основні рівняння повністю описують фізику явища. Також перевагами такого підходу є відсутність обмежень внаслідок прийнятих припущень, можливість уточнення потоко-акустичних зв'язків та можливість відстеження процесів генерації та поширення звуку у ближньому та середньому полях. Необхідно зазначити, що хоча DAS вимагає значних обчислювальних ресурсів, особливо для вирішення інженерних завдань, з розвитком технологій високопродуктивних обчислень методи прямого моделювання стають дедалі доступнішими. У цьому випадку бажаним є застосування вирішувачів з високою надійністю, сумісністю та можливістю паралельних обчислень [2].

Гібридні методи полягають у використанні двох різних чисельних вирішувачів: нестационарного інструменту обчислювальної гідродинаміки як генератора джерела звуку та акустичного вирішувача як методу перенесення. При цьому акустичний вирішувач може бути заснований на розв'язанні системи диференціальних рівнянь у часткових похідних, таких як лінійні рівняння Ейлера [3, 4] або рівняння акустичних збурень [5], або як інтегральний метод, наприклад, заснований на роботі Джеймса Лайтхілла [6]. З обчислювальної точки зору інтегральні методи менш затратні, дозволяють мати явне рішення для акустичного тиску, яке має бути чисельно оцінене з вихідних умов, отриманих за допомогою Нав'є-Стокса, та на сьогоднішній день є більш доступними та популярними для моделювання аеродинамічного шуму.

В даній роботі розглянуто можливість використання пакета ANSYS Fluent для розрахунку аеродинамічних та акустичних характеристик профілів на прикладі НАСА0012. Наведено порівняння отриманих результатів з відомими розрахунковими та експериментальними даними.

Результати роботи можуть бути використані при вивченні фізики процесів генерації звуку при обтіканні профілів повітряним потоком, а також розробці та оцінці методів зниження аеродинамічного шуму.

1. M. Navarrete, "Computational aeroacoustics in the automotive industry," Tesi doctoral, UPC, Departament d'Enginyeria Mecànica, 2021.
2. D. Huang, Z. Yang, R. Chi Kin Leung, "Implementation of Direct Acoustic Simulation using ANSYS Fluent," INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings, InterNoise21, Washington, D.C., USA, pages 970-1944, pp. 1243-1252(10), 2021.
3. C. Bailly, D. Juve, "Numerical solution of acoustic propagation problems using linearized euler equations," AIAA Journal, vol. 38, no. 1, pp. 22–29, 2000.
4. C. Bailly, C. Bogey, "An overview of numerical methods for acoustic wave propagation," in European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD, P. Wesseling, E. Onate, J. Périaux (Eds), 2006.
5. R. Ewert, W. Schröder, "Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering," Journal of Computational Physics, vol. 188, no. 2, pp. 365–398, 2003.
6. M. J. Lighthill, "On sound generated aerodynamically. i. general theory," in Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 1952, vol. 211, no. 1107. The Royal Society, 1952, pp. 564–587.

## **АЛГОРИТМИ ВИКОНАННЯ УМОВИ НЕПРОНИКНЕННЯ ДЛЯ МЕТОДУ ДИСКРЕТНИХ ОСОБЛИВОСТЕЙ**

Васін П.О., Злощастьев Д.П., Черній Д.І.  
Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,  
Київ, Україна, [vasinpavlo@gmail.com](mailto:vasinpavlo@gmail.com)

При постановці багатьох задач гідромеханіки, крайові умови непроникнення встановлюються для всієї неперервної межі області течії, але при побудові чисельних алгоритмів розв'язування задач, виконання умови непроникнення вимагається тільки в точках колокації, які дискретно визначені на межі [2,3]. Але, при виконанні обчислень, в інших точках межі, які не співпадають з точками колокації, умова непроникнення може порушуватися за рахунок відсутності механізму контролю її виконанням [1,2,3]. Порушення умови непроникнення у процесі обчислень та комп'ютерного моделювання може призвести до помилкових результатів, не тільки кількісних але і якісних помилок (які здатні вплинути якісне представлення фізичного ефекту). Для запобігання виникнення подібних проблем пропонується система алгоритмів, які у комплексі забезпечують гарантоване виконання умови непроникнення протягом усього терміну виконання процесу моделювання.

У доповіді представлено систему алгоритмів, які забезпечують виконання умови непроникнення меж області довільної геометрії, в реальному масштабі часу процесу що моделюється.

Алгоритм виявлення положення маркованих частинок, які знаходяться у контрольній зоні навколо елементу непроникної межі області;

- Алгоритм виявлення маркованих частинок, що знаходяться на відстані не більше ніж за контрольній (за  $d$ );
- Алгоритм для контролю змін положення маркованої частинки в поблизу елементу непроникної межі;
- Визначення критеріїв ефективності системи алгоритмів.

Алгоритми здатні забезпечити контроль виконання умови непроникнення у випадках не з'єднаних між собою елементів межі (тобто, для багатозв'язних областей).

**Ключові слова:** метод дискретних особливостей, обчислювальні технології, вільні межі, відривні вихорові структури.

### **Перелік посилань**

1. Васин П.А., Черний Д.И. Моделирование трехмерной вихревой структуры. // Компьютерная математика. 2018, №1, с. 9-16.
2. Довгий С.О., Ляшко С.І., Черній Д.І. Алгоритми методу дискретних особливостей для обчислювальних технологій. // Кибернетика и системный анализ. 2017, №6, с.147-159.
3. Довгий С.А., Лифанов И.К., Черний Д.И. Метод сингулярных интегральных уравнений и вычислительные технологии.-К.: Издательство «Юстон» 2016, 380с.

## АЛГОРИТМИ ОБЧИСЛЮВАЛЬНИХ ТЕХНОЛОГІЙ ДЛЯ ЗАДАЧ З ВІЛЬНОЮ МЕЖЕЮ ВІДОКРЕМЛЕННЯ СЕРЕДОВИЩ

Васін П.О., Злощастьев Д.П., Черній Д.І.  
 Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,  
 Київ, Україна, [dan.zloschastiev@gmail.com](mailto:dan.zloschastiev@gmail.com)

Розглядаються нестационарні плоскі гідродинамічні задачі з вільними межами відокремлення рідких середовищ:

$$\begin{cases} z = \omega_s(t) \in L_s(t), t > t_0: \\ \frac{d\omega_s}{dt} = \bar{V}^+(\omega_s(t), t), \\ Re \left\{ \frac{d}{dt} \Phi^+(\omega_s(t), t) \right\} = Re \left\{ \frac{\bar{V}^+(\omega_s(t), t) \bar{V}^-(\omega_s(t), t)}{2} + G(\omega_s) \right\} - P(\omega_s, t) \\ t = t_0: L_s(t_0) = L_{0s}, \\ \bar{V}^+(\omega_s, t_0) = \bar{V}_0^+(\omega_s); \Phi(\omega_s, t_0) = \Phi_0(\omega_s). \end{cases} \quad (1)$$

Для розв'язування багатьох задач гідромеханіки з вільною межею відокремлення середовищ [1,2] застосовна математична модель у вигляді інтегральних представлень

$$\Phi(z, t) = \varphi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{L_s(t)} f(\omega, t) \ln(z - \omega) d\omega + C(t), \quad (2)$$

$$\bar{V}(z, t) = u(x, y, t) - iv(x, y, t) = \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} = \frac{1}{2\pi i} \int_{L_s(t)} \frac{f(\omega, t)}{z - \omega} d\omega, \quad (3)$$

Для чисельного розв'язування задач застосовно її дискретизоване представлення

$$\Phi(z, t) = \varphi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \sum_{j=1}^M \frac{\gamma_j(t)}{2\pi i} \ln(z - \omega_{0j}(t)) + C(t) \quad (4)$$

$$\bar{V}(z, t) = u(x, y, t) - iv(x, y, t) = \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} = \sum_{j=1}^M \frac{\gamma_j(t)}{2\pi i(z - \omega_{0j})} \quad (5)$$

Але, для виключення розривних функцій у виразі (4), які унеможливають коректні обчислення, в обчислювальному алгоритмі, замість нього, остаточно застосовується представлення у вигляді:

$$\Phi(z, t) = \varphi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \sum_{j=1}^{M-1} \frac{D_j(t)}{2\pi i(z - \omega_j^1)} + \frac{Q_j(t)}{2\pi i} \ln(z - \omega_{0M}) \quad (6)$$

$$\text{де } Q_j(t) = \sum_{k=1}^j \gamma_k(t) \quad D_j(t) = (\omega_{0j+1} - \omega_{0j}) \sum_{k=1}^j \gamma_k(t), \quad (7)$$

Представлено алгоритм обчислювальних технологій для нестационарних плоских гідродинамічних задач з вільними межами відокремлення рідких середовищ. Алгоритм застосовний для плоских, нестационарних гідродинамічних задач з можливою адаптацією на вісесиметричні та тривимірні задачі.

**Ключові слова:** метод дискретних особливостей, обчислювальні технології, вільні межі відокремлення середовищ.

### Перелік посилань

1. Довгий С.О., Ляшко С.І., Черній Д.І. Алгоритми методу дискретних особливостей для обчислювальних технологій. // Кибернетика и системный анализ. 2017, №6, с.147-159. (S.O.Dovgiy S.I.Lyashko, D.I.Cherniy. Algorithms of Discrete Singularities Method of Computational Technologies. // Cybernetics and System Analysis, 2017, №6, pp.147-159.).
2. Довгий С.А., Лифанов И.К., Черний Д.И. Метод сингулярных интегральных уравнений и вычислительные технологии.-К.: Издательство «Юстон» 2016, 380с.

## ФУНКЦІЇ ПЕРЕТВОРЕННЯ ДАВАЧІВ ШВИДКІСНОГО НАПОРУ В АКМД

Виноградський П.М.

ІГМ НАНУ, Київ, pavlo.vynogradsky@gmail.com

Підвищення точності вимірюваних параметрів є одною зі нагальних задач експерименту на всіх етапах, починаючи від планування експерименту і аж до постпроцесорної обробки і представлення результатів. Дане методичне дослідження стосується аналізу похибок двох диференціальних давачів тиску PX653 фірми "Omega" [1] №№ X11360175 та X11360176. та пошук шляхів їхнього зниження. Давачі застосовуються для визначення швидкісного напору в Аеродинамічній трубі для міждисциплінарних досліджень (АКМД), мають діапазон вимірювань 0 – 2500 Па (максимальний для АКМД) і вихідний сигнал 1 – 5 В, тому зниження їхніх похибок призведе до підвищення точності всіх результатів продувок. Похибки давачів наступні: загальна похибка  $\pm 0.50\%$  в діапазоні температур 2 -57°C; лінійність  $\pm 0.30\%$ ; гістерезис  $\pm 0.02\%$ ; повторюваність  $\pm 0.05\%$ ; всі похибки приведені до діапазону вимірювань, тобто являються **відносними приведеними похибками**, а повна похибка давачів складає 12.5 Па.

Згідно з вимогами "Укрметртестстандарту" в аеродинамічних трубах малої швидкості мінімальна допустима швидкість потоку, виміряна давачами тиску, складає 10 м/с, а вимірний швидкісний напір для нормальних умов  $q \approx 61$  Па. Для цього поєднання факторів похибка 12.5 Па явно завелика, тому постає питання її зменшення. Відомі способи зниження похибки давачів тиску використанням функції перетворення поліномом 7-го ступеня, як це робилося в аеротрубі ТАД-2 НАУ з давачем тиску ИКД6ТДф-0,016, або з урахуванням температури [2].

Давачі PX653 поставляються зі свідоцтвом про калібрування, пов'язаним через метрологічну простежуваність [3] з Національним інститутом стандартів і технологій (NIST, США). Проте кожне калібрування має термін дії, який для датчиків тиску не перевищує один рік. Тож для забезпечення єдності вимірювань потрібне регулярне калібрування, яке проводиться з використанням компенсаційного рідинного мікроманометра МКВ-250 кл. 0.02 2-го розряду з діапазоном вимірювань  $\pm 2500$  Па. Аналіз використання манометра МКВ-250 виявив ряд факторів, які виявилися суттєвими при точних калібруваннях. На даний час калібрування проводилися в діапазоні температур  $t = 9.3 \div 23.1^\circ\text{C}$  при барометричному тиску  $B = 98573 \div 100758$  Па. Метододані були виміряні метеостанцією "Тропосфера-G" [4].

Згідно з паспортом, перерахунок показань шкали приладу в тиск  $\Delta P$  у Паскалях здійснюють за формулою:

$$P_e = H \cdot K \cdot g_M, \quad (1)$$

де  $H$  – показання мікроманометра;  $K$  – коефіцієнт, що визначає різницю щільностей дистильованої води і повітря при даній температурі;  $g_M$  – значення прискорення вільного падіння у місці калібрування. Згідно з даними "Укрметртестстандарту", у Києві  $g_M = 9.81060 \text{ м/с}^2$ . Температура впливає на різницю щільностей води і повітря. В паспорті на манометр міститься таблиця значень коефіцієнта  $K$  в діапазоні температур  $t = 15 \div 30^\circ\text{C}$ . Для менших температур із довідника [5] були взяті дані про щільність води, яка була зменшена на середню щільність повітря та апроксимовані поліномом другого ступеня:

$$K = -5.49478683E - 06 \cdot t^2 + 1.64377607E - 05 \cdot t + 0.99889470 \quad (2)$$

з середньоквадратичною похибкою апроксимації  $\sigma = 1.0E-05$ .

Температура впливає також на довжину сталевого ходового гвинта манометра. Коефіцієнт лінійного розширення сталі приймаємо рівним  $\gamma_t = 12 \times 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ . Для діапазону зміни температури  $-11^\circ\text{C}$  зміна довжини ходового гвинта на базі 250 мм становить:

$$\Delta l = \gamma_t \cdot \Delta t \cdot \Delta H = 12 \times 10^{-6} \cdot 11 \cdot 250 = 0,033 \text{ мм}, \quad (3)$$

тобто близька до нормованої похибки приладу. **Зміна довжини гвинта має бути врахована.**

Для калібрування давачів тиску була розроблена програма, алгоритм визначення еталонного тиску в якій наступний:

- в програму вводиться вимірне показання МКВ-250  $H_B$ ;
- за даними метеостанції визначається вимірне значення температури у приміщенні  $t_B$ ;
- розраховується параметр  $K$  згідно з виразом (2);
- розраховується дійсне показання мікроманометра  $N$  згідно з виразом:

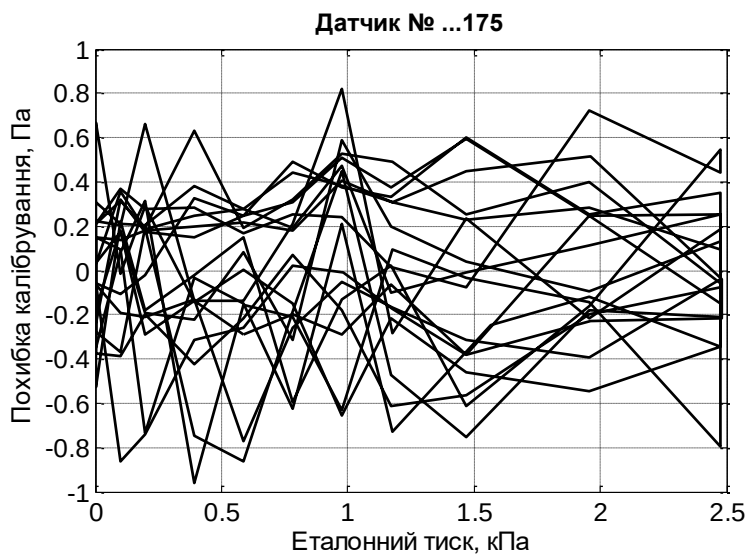
$$H = [1 + 12 \times 10^{-6} \cdot (t_B - 20)] \cdot H_B. \quad (4)$$

- дійсне значення тиску у Паскалях обчислюється згідно з виразом (1):

По результатах калібрування складається протокол, який записується у файл Microsoft Excel. З накопиченням протоколів виникло бажання побудувати регресійну модель, яка з достатньою точністю описувала б проведені калібрування. Така функція знайшлася методом покрокової регресії у вигляді:

$$P_c = C_1 + C_2 \cdot U + C_3 \cdot U^2 + C_4 \cdot U^3 + C_5 \cdot \Delta t + C_6 \cdot \Delta t^2 + C_7 \cdot \Delta t^3 + C_8 \cdot U \cdot \Delta t + C_9 \cdot \Delta B + C_{10} \cdot \Delta B^2 + C_{11} \cdot U \cdot \Delta B + C_{12} \cdot U \cdot \Delta B^2 + C_{13} \cdot U \cdot \Delta t \cdot \Delta B + C_{14} \cdot U \cdot \Delta t \cdot \Delta B^2 \quad (5)$$

де  $C_i$  – обчислені за об'єднаними даними коефіцієнти функції перетворення;  $U$  – вихідна напруга датчика;  $\Delta t = (t - 20)/20$  – відносна зміна температури  $t$ ;  $\Delta B = (B - 99500)/500$  –



відносна зміна барометричного тиску  $B$  (метеодані по метеостанції Тропосфера-G).

Похибка калібрування  $dP$  розраховувалася як різниця тиску, обчисленого за функцією перетворення  $P_c$ , і еталонного  $P_e$  по манометру МКВ-250:  $dP = P_c - P_e$ . На рисунку наведено результати апроксимації для давача № X11360175, з якого видно, що похибка калібрування не перевищує 1.0 Па при середньоквадратичному відхиленні 0.35 Па.

#### Література

1. PX653, PX654, PX655, PX656, PX657 Pressure transducer. Instruction sheet. <https://assets.omega.com/manuals/test-and-measurement-equipment/pressure/pressure-transducers/M1436.pdf>
2. Преобразование значений сигналов каналов давления и температуры в значения давления с использованием вычислений в целочисленной арифметике. Известия ЮФУ. Технические науки. <https://cyberleninka.ru/article/n/preobrazovanie-znacheniy-signalov-kanalov-davleniya-i-temperatury-v-znacheniya-davleniya-s-ispolzovaniem-vychisleniy-v-tselochislennoy/viewer>
3. ЗАКОН УКРАЇНИ Про метрологію та метрологічну діяльність.
4. Мобильные метеорологические комплексы ТРОПОСФЕРА ... ТУ У 33.2-16308549-013:2006 [http://dskiev.com.ua/oborudovanie\\_troposfera.html](http://dskiev.com.ua/oborudovanie_troposfera.html)
5. Таблицы стандартных справочных данных. Вода. Плотность при атмосферном давлении и температурах от 0 до 100°C. ГСССД 2-77.

## КОМП'ЮТЕРНА ОБРОБКА ФОТОГРАФІЧНИХ ЗОБРАЖЕНЬ, ОТРИМАНИХ НА ЗРІЗІ ВОДНОЇ ПОВЕРХНІ

Власенко Ю.Д., Кочін В.О., Мороз Віра В., Мороз Володимир В.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, [vvm@hydromech.com.ua](mailto:vvm@hydromech.com.ua)

В практиці гідродинамічного експерименту досить часто доводиться здійснювати фотореєстрацію відривних течій за погано обтічним тілами, які рухаються поблизу водної поверхні, або навіть перетинають її, наприклад, вхід тіла у воду або вихід тіла із води. За таких умов формується відривна течія, одна частина якої знаходиться над водною поверхнею, а інша – під водною поверхнею. Для одночасної реєстрації обох частин відривної течії доводиться розташовувати головну оптичну вісь фотоапарата на рівні зрізу водної поверхні. За таких умов на одному фотографічному зображенні опиняються обидві частини відривної течії: надводна і підводна. Нажаль, внаслідок різного коефіцієнту заломлення світла у повітрі та у воді отримане таким способом фотографічне зображення виходить деформованим та різномасштабним. В той-же час існує необхідність отримання дійсних геометричних параметрів відривної течії включаючи надводну та підводну частини. Розробка методики комп'ютерної обробки фотографічних зображень, отриманих на зрізі водної поверхні, є **актуальною задачею**.

В рамках цієї доповіді розглядається технологія обробки фотографічних зображень, отриманих при дослідженні динаміки кавітаційної течії при вході тіла в воду під малим кутом до водної поверхні. На рис.1-а представлено схему експериментальної установки.

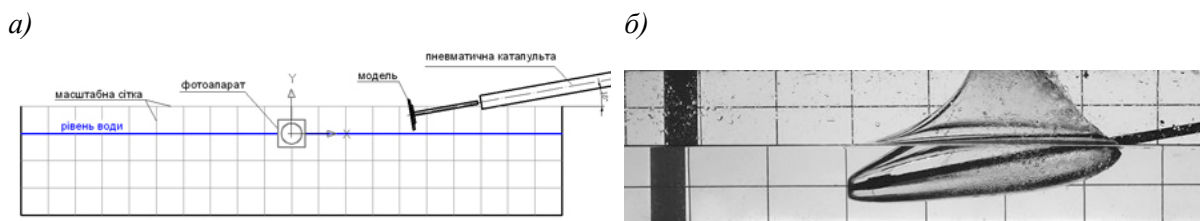


Рис.1. Схема експериментальної установки (а) та характерний вигляд фотографічного зображення, отриманого на зрізі водної поверхні (б).

Експериментальна установка була створена на базі робочої частини малої кавітаційної труби Інституту гідромеханіки НАН України. Робоча частина кавітаційної труби має квадратний поперечний перетин розміром 340×340 мм і довжину 2000 мм. Над відкритою верхньою робочою частиною кавітаційної труби під малим кутом до поверхні води було встановлено пневматичну катапульта, яка приводила до руху модель з носовим дисковим кавітатором діаметром 20 мм. На відстані 2000 мм від передньої стінки робочої частини гідродинамічної труби був встановлений фотоапарат, оптична вісь якого співпадала з рівнем поверхні води.

Для візуалізації кавітаційної відривної течії, що утворюється при вході в воду застосовані техніка фотографування в контровому світлі, при якому джерело світла розташовується позаду об'єкту зйомки на близькій відстані від нього. Для організації контрового освітлення на задній стінці робочої частини гідродинамічної труби був змонтований світловий екран з масштабною сіткою 100×100 мм.

Характерний вигляд фотографічного зображення, отриманого таким способом представлено на рис.1-б. Видно, що верхня та нижня частини зображення є різномасштабними і деформованими одна відносно одної.

Для виправлення деформацій і приведення обох частин до єдиного масштабу застосовується афінне перетворення зі збереженням початку координат, який знаходиться на головній оптичній осі фотоапарата (центроафінне перетворення). Ця процедура виконана за допомогою графічного редактора AutoCAD. На рис.2-а представлено результати афінного перетворення графічного зображення з рис.1-б.

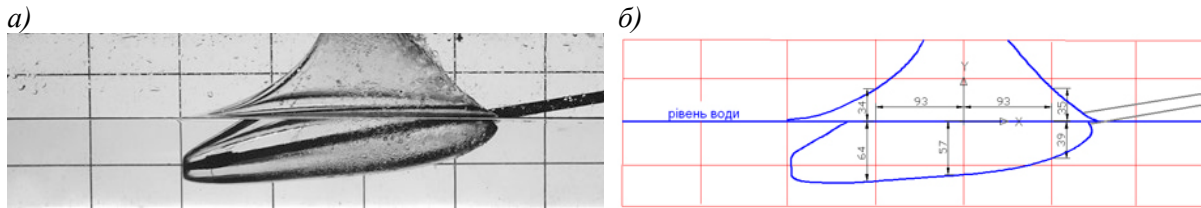


Рис.2. Зведене фотографічне зображення кавітаційної течії (а) та її графічний профіль (б).

Після зведення верхньої та нижньої частин фотографічного зображення до єдиного масштабу за допомогою графічного редактора AutoCAD можна побудувати профіль відривної кавітаційної течії (див. рис. 2-б). Такі профілі уже можуть використовуватися для верифікації математичних моделей динаміки відривних течій з надводною і підводною частинами.

**Висновок.** Розроблена комп'ютерна методика обробки фотографічних зображень, отриманих на зрізі водної поверхні, яка дозволяє отримувати профіль відривних течій, що складаються з надводної та підводної частин.

## ПРО ІМПУЛЬСНИЙ НАДЗВУКОВИЙ ЕЖЕКТОР

Воропаєв Г.О., Загуменний Я.В., Сірош О.О.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ,  
[svirskayaea@ukr.net](mailto:svirskayaea@ukr.net)

Створення спеціалізованих пристроїв, що забезпечують безпечне наповнення досить великих об'ємів (50-150 л) за дуже малі проміжки часу (30-50 мсек) (подушки безпеки автомобілів), стимулює дослідження імпульсних надзвуків ежекторів. Осесиметричний прямоочний надзвуків ежектори, що започаткували розвиток цих пристроїв, не знаходять подальшого розвитку та застосування в силу обмеженості своєї ефективності при збільшенні необхідних витратних характеристик. Одновимірною теорією цих ежекторів [1], що використовує умову змішування ініціюючого і залучуваного газів у вихідному перерізі ежектора і дає граничні значення ежектуючої здатності пристроїв, практично не застосовна при роботі ежекторів в імпульсному режимі, тим більше при тангенціальному надзвуківому соплі та обмеженості розмірів камер змішування ежекторів. Тангенціальний вдув надзвуківому струменя принципово змінює поле тиску в камері змішування ежектора і саме положення надзвуківому струменя в камері змішування при роботі в імпульсному режимі, що дозволяє суттєво підняти ефективність цих пристроїв. Однак геометрія ежектора з тангенціальним вдувом і його ефективність залежать від поєднання великої кількості параметрів, і в першу чергу від числа Маха імпульсного струменя на виході із сопла, форми сопла та його сполучення зі стінкою камери змішування, і найголовніше, від необхідних витратних характеристик. Тому необхідна постановка і розв'язання нестационарного, як мінімум двовимірного, завдання для надзвуківих кільцевих струменів в осесиметричних камерах змішування, а в загальному випадку тривимірних для дискретних надзвуківих струменів в камерах змішування довільної геометрії, що не можливо зробити без застосування чисельного аналізу і його комп'ютерної реалізації.

У цій доповіді представлені результати розвитку чисельного моделювання формування течії всередині обмеженого об'єму ежектора при заданих значеннях тиску і температури на вході в сопло ежектуючого газу та значень тиску і температури в околі ежектору на підставі розв'язування системи рівнянь Рейнольдса, яка записана для руху в'язкого стисливого неізотермічного середовища і замикається за допомогою моделі турбулентності Спаларта-Аллармаса.

Представлені результати характеристик вісесиметричного ежектора з подовженням  $\sim 1.0$ , що на порядок менший ніж у звичайних ежекторів, при тангенціальному вдуві надзвуківому струменя через несиметричне сопло, параметри якого визначені на попередньому етапі досліджень [2], при зміні ініціюючого імпульсу газогенератора в діапазоні  $(2.3 \cdot 10^3 \div 3.3 \cdot 10^3) \text{ Н}$ , що забезпечує необхідну сумарну витрату газу  $Q_c \sim 1.5 \text{ кг/сек}$  при максимальному коефіцієнті ежекції  $\sim 6$ .

Показано, що для розглянутої геометрії сопла та його сполучення з камерою змішування, в цьому діапазоні зміни ініціюючого імпульсу відбувається якісна зміна структури надзвуківому струменя та її положення в камері змішування, що дозволяє забезпечувати максимальний приріст газу, що втягується на одиницю збільшення витрати ініціювального потоку газу. Визначено осцилюючий характер відриву надзвуківому струменя при обтіканні тупого кута сполучення стінки сопла з поверхнею осердя камери змішування, що генерує хвилю розрядження у камері змішування. Системний чисельний експеримент підтвердив більшу ефективність ежекторної спроможності тангенціального несиметричного надзвуківому сопла, розташованого на

вісі камери змішування, порівняно з відповідним соплом на обичайці осесиметричних камер змішування.

Досліджено внутрішню вихрову структуру кільцевого надзвукового струменя, що формується в околі вісі камери змішування, визначена її залежить від геометрії сердечника ежектора, та її роль на критичні параметри надзвукового кільцевого струменя при його гальмуванні, що принципово відрізняється від звичайного осесиметричного надзвукового струменя в однаковому діапазоні чисел Маха.

Рис. 1. Розподіл тиску та положення надзвукового струменя у камері змішування при зміні ініціюючого імпульсу.

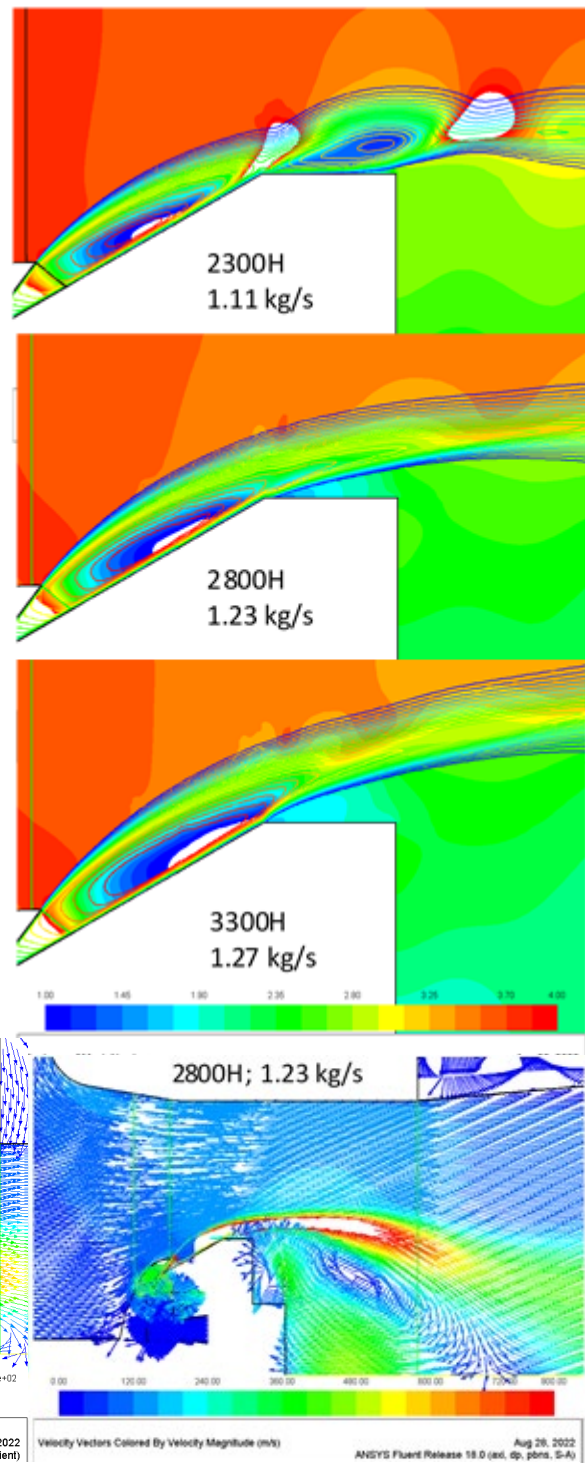


Рис. 2 Вихрова структура течії кільцевого надзвукового струменя

1. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. Физ.-мат. лит, Наука, -М., 1969, 824 стр.
2. Воропаев Г.А., Загуменный Я.В., Розумнюк Н.В., Сирош Е.А. Взаимодействие импульсной сверхзвуковой пристенной струи с дозвуковым потоком в ограниченном объеме //Тези VI міжнар. наук.-практ. конф. "Комп'ютерна гідромеханіка", 26-27 вересня 2018.

## **ВПЛИВ ЛУНКОВИХ ГЕНЕРАТОРІВ ВИХОРІВ НА СТРУКТУРУ ПРИМЕЖОВОГО ШАРУ**

Воскобійник А.В., Воскобійник В.А., Воскобойник О.А.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, [andrey.vsk@gmail.com](mailto:andrey.vsk@gmail.com)

Можливість активного чи пасивного керування полем течії з метою надання їй певних властивостей широко використовується в сучасних технологіях та привертає увагу великої кількості вчених та інженерів, які проводять дослідження у галузі механіки рідини та газу. Управління течією призводить до суттєвих змін пристінних або зсувних течій. Внаслідок цього спостерігається затримка або прискорення відриву примежового шару та переходу між режимами течії, пригнічення або збільшення турбулентності. Зрештою керування течією викликає зменшення опору, збільшення підіймальної сили аеродинамічних або гідродинамічних профілів, зниження гідродинамічного шуму та вібрацій обтічних конструкцій, збільшення тепло і масопереносу, а також процесів змішування. Серед пасивних засобів керування течією (без підведення додаткової енергії в поле течії), у яких не передбачено ланцюг зворотного зв'язку для виявлення та впливу на структуру течії, що є об'єктом керування, використовуються, зокрема, генератори вихорів. Ці пристрої, що виступають над обтічною поверхнею або втоплені в неї, генерують вихрові структури, які при взаємодії з течією змінюють її структуру та гідродинамічні характеристики. Використання ансамблів заглиблень або лунок відповідної форми та розділення між собою дозволяє генерувати стійкі або квазістійкі вихрові структури.

Експериментальні дослідження проводились у лабораторних умовах в гідродинамічних каналах та аеродинамічній трубі в умовах ламінарного, перехідного і турбулентного обтікання поодиноких лунок і траншей, а також різноманітних груп лунок різних конфігурацій та розмірів. У ході експериментальних робіт застосовувались методи візуалізації течій та інструментальних досліджень полів швидкості та тиску за допомогою мініатюрних плівкових та дротяних термоанемометрів і датчиків пульсацій тиску. Термоанемометри розташовувались над обтічними поверхнями лунок і над плоскими поверхнями гідравлічно гладких пластин, в яких були зроблені лунки, а датчики пульсацій тиску було встановлено врівень з обтічними поверхнями лунок і пластин. Таким чином, мініатюрні п'єзокерамічні датчики пульсацій пристінного тиску не збурювали течію, а вимірювали псевдозвукові пульсації тиску примежового шару і внутрішньої течії усередині лунок. На жаль, термоанемометри порушували примежовий шар, особливо його дрібномасштабні вихрові структури, внаслідок своїх кінцевих розмірів і розташування у потоці, що викликало додаткові похибки під час вимірювання характеристик поля швидкості.

Обробка і аналіз експериментальних результатів проводилась за допомогою сучасних контрольно-вимірювальних засобів, реєстраторів, спеціалізованих комплексів обробки і аналізу даних та комп'ютерної техніки з використанням багатоканальних аналого-цифрових перетворювачів. Визначення просторово-часових характеристик поля швидкості та тиску було здійснено за допомогою аналізу випадкових процесів з використанням апарату теорії ймовірності та математичної статистики. Було отримано інтегральні, кореляційні та спектральні характеристики, що дало можливість дослідити характерні особливості дрібномасштабних та великомасштабних вихрових структур, які зароджувалися усередині лунок, їх еволюцію та взаємодію між собою і обтічною поверхнею та вплив вихрових і струменевих течій, які витікали назовні з лунок та взаємодіяли зі структурою примежових шарів. Використання великої кількості датчиків, які одночасно реєстрували аеро- та гідродинамічні параметри, кореляційний і

спектральний аналіз даних дозволило визначити масштаби і форми вихрових структур і струменевих течій, місця їх зародження, напрямки і швидкості переносу, час "життя" та особливості взаємодії з іншими когерентними вихровими структурами.

Напівсферичні лунки та лунки меншого заглиблення показали, що під час їх обтікання малими швидкостями усередині лунок не формувалися вихрові структури, а течія мала вигляд шаруватої течії, як усередині лунок, так і над обтічною поверхнею пластини. Зі збільшенням швидкості, яка відповідала ламінарному режиму, усередині сферичних лунок генерувалися симетричні шпилькоподібні вихрові структури, які викидалися у примезовий шар вздовж поздовжньої осі лунок. З настанням перехідного режиму течії і початком її турбулізації усередині лунок симетричність формування вихрових структур порушувалася і генерувалися асиметричні вихрові структури. Ці вихрові структури мали джерело у придонній області лунок поблизу бічної її передньої стінки, а викидалися над протилежною бічною стороною кормової стінки лунки. Періодично, а вірніше квазіперіодично джерело зародження асиметричних вихорів, а також місце їх викиду над кормовою стінкою лунки змінювалося з одної бічної сторони лунки на іншу. Ці вихрові структури взаємодіяли з примезовим шаром, порушуючи його не тільки пристінну область, а навіть і зовнішню область примезового шару. На відстані більше 10 масштабів викинутих назовні з лунок вихрових структур спостерігалася їх виродження і примезовий шар над обтічною поверхнею пластини відновлювався і приймав вигляд непорушеного шару. Коли мав місце розвинений турбулентний режим течії, то регулярність генерації вихрових структур усередині лунок і викид їх назовні у примезовий шар пластини порушувалися і спостерігалася хаотизація вихроутворення. Лункові генератори вихорів зі сферичними лунками заглибленням (0,2-0,3) діаметра лунки, які розташовані у шаховому порядку на обтічній поверхні мали найменший гідравлічний опір і найбільшу теплогідроефективність.

З метою отримання стійких вихрових структур, які формували лункові генератори вихорів, були досліджені видовжені, овальні та траншейні лунки, які розташовувалися під різними кутами до напрямку течії. Було використано лунки у вигляді двох півсфер, які розділено циліндричною вставкою видовженням від 2 до 3, та заглибленням від 0,2 до 0,5 та півциліндрична траншея видовженням 4. Було визначено, що в передній частині овальної лунки, яку розташовано під кутом до напрямку течії, формувалися вихрові структури, витягувалися вздовж поздовжньої осі лунки і періодично викидалися назовні над кормовою стінкою лунки, а при кутах більше 60° викидалися і над серединною частиною лунки. Усередині поперечно обтічної овальної лунки та траншеї в кінцевих частинах цих заглиблень генерувалися великомасштабні вихрові структури, а викидалися вони над серединною частиною таких заглиблень. Системи овальних лунок подвійного видовження і заглибленням 0,2 та розташовані під кутом 45° до напрямку течії у вигляді букви "V" мали найменший гідравлічний опір для зигзагоподібного розташування лунок, відносно опору для слідного розташування овальних лунок та розташування лунок під одним кутом нахилу.

Установлено, що у частотному та хвильовому спектрах незалежно від форми та розмірів лунок з'являються дискретні складові, що відповідають характерним низькочастотним коливанням вихрової течії всередині заглиблення, частоти яких відповідають числу Струхала  $St = fd/U = 0,003$ . В спектрах превалюють складові на частотах викидів вихрових структур назовні з лунок  $St = (0.04-0.06)$ , частотах обертання циркуляційної течії всередині лунки, що генерує великомасштабні когерентні вихрові структури  $St = (0.08-0.18)$  і частотах, які відповідають автоколиванням вихрових структур зсувного шару  $St = (0.4-0.5)$  (перша мода в поперечно обтічній овальній і сферичній лунці) і  $St = (0.7-1.0)$  (друга мода в поперечно обтічній півциліндричній траншеї та півсферичній лунці).

## **ПРОСТОРОВО-ЧАСОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПСЕВДОЗВУКОВИХ ПУЛЬСАЦІЙ ТИСКУ НА ОБТІЧНІЙ ПОВЕРХНІ ПРОТЯЖНОЇ ГІДРОАКУСТИЧНОЇ АНТЕНИ**

Воскобійник В.А., Грінченко В.Т., Макаренков А.П.  
Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, [vlad.vsk@gmail.com](mailto:vlad.vsk@gmail.com)

Під час експлуатації гнучких протяжних гідроакустичних антен, які буксирують надводні кораблі або субмарини, одним з основних джерел перешкоди є гідродинамічний шум. Гідродинамічний шум має звукову та псевдозвукову природу і розповсюджується у оточуючий простір зі швидкістю звуку або обмежується примежовим шаром (псевдозвук) і переноситься зі швидкістю переносу вихрових структур, які утворюють примежовий шар. Псевдозвукові пульсації тиску виникають під час взаємодії різномасштабних вихрових структур між собою та обтічною поверхнею та викликають вібрації цієї поверхні. Оскільки джерела псевдозвуку знаходяться поблизу обтічної поверхні гідроакустичної антени, то вони мають значний вплив на гідрофони, які розташовані під обтічною поверхнею антени. Псевдозвукові пульсації тиску багато в чому залежать від геометричних параметрів антени та якості обтічної поверхні, кінетичних та динамічних характеристик потоку, що обтікає антену.

Експериментальні дослідження проводилися в гідродинамічному обвідному каналі поблизу р. Дніпро на дослідному полігоні Інституту гідромеханіки НАН України. Канал мав довжину близько 4500 м, ширину (30-40) м та глибину (3-5) м. Судноплавство на каналі було відсутнє, а його береги покривала рослинність, що забезпечувало відносно низькі рівні шуму в акваторії каналу. Моделі гідроакустичних антен було зроблено з гнучких тонкостінних поліуретанових і поліхлорвінілових циліндрів діаметром ( $d$ ) від 0.01 м до 0.044 м, які заповнювалися повітрям. Усередині моделей розташовувалися гідрофони і акселерометри, а врівень з обтічною поверхнею моделей антен були закріплені мініатюрні п'єзокерамічні датчики пульсацій тиску. Моделі антен складалися з трьох секцій: демпфуюча секція мала довжину 5 м і силовим елементом у ній слугував капроновий фал, проміжна секція довжиною 10 м і вимірювальна секція довжиною 5 м, в якій розташовувалися приймачі (3 гідрофона, 12 датчиків пульсацій пристінного тиску, 7 однокомпонентних акселерометрів і малOSHUMNІ попередні підсилювачі для датчиків). Всі секції були герметичні, мали центрувальні кільця, через які проходили силові елементи (сталі троси або капроновий фал), електричні лінії передачі інформації. Секції мали нейтральну плавучість і закінчувалися герметичними 32-канальними електричними роз'ємами. В ході експериментів проміжна і вимірювальна секції мінялися місцями, щоб надати можливість дослідити просторово-часові характеристики гідродинамічних параметрів вздовж довжини моделі антени.

Моделі гідроакустичних антен буксировалися позаду добре обтічного катамарану (на базі двомісних байдарок) на глибині 1.2 м від поверхні води. Катамаран через капроновий фал довжиною близько 160 м (для зменшення структурних вібрацій та шуму катера) був з'єднаний з катером-буксировщиком. Модель гнучкої протяжної гідроакустичної моделі було закріплено на катамарані через добре обтічний ніж та напівсферичний обтічник, витягнуто та стабілізовано у потоці за допомогою системи натягу та стабілізації. Швидкість буксировки ( $U$ ) змінювалася від 3 м/с до 6 м/с. Крім вісесиметричного обтікання антени проводилися досліди з вивчення впливу кута атаки на поле пульсацій пристінного тиску. Для цього кормова частина натягнутої антени відводилася на кут від 2 до 8 градусів в горизонтальній площині.

Безрозмірними геометричними і гідродинамічними параметрами проведення досліджень були: видовження антени ( $L/d$ ) від 230 до 2000, поперечна кривизна антени

$\delta / R = (1.5-4)$ , де  $\delta$  – товщина примежового шару і  $R$  – радіус антени, числа Рейнольдса  $Re_x = Ux / \nu = (1.5 \cdot 10^7 - 1.2 \cdot 10^8)$  і  $Re_R = UR / \nu = (4.8 \cdot 10^4 - 2.6 \cdot 10^5)$ , де  $x$  – поздовжня координата розташування датчика і  $\nu$  – кінематичний коефіцієнт в'язкості.

Результати досліджень показали, що гідродинамічний шум підкоряється відповідним статистичним закономірностям і аналітично описується. Пульсації пристінного тиску є випадковими змінними у просторі та часі та утворюють ергодичний випадковий процес, який описується гаусівським або нормальним законом розподілення. Спектральна густина потужності пульсацій пристінного тиску турбулентного примежового шару, який утворений над гнучким циліндром, вища, ніж над жорсткому циліндрі і залишалася практично незмінною по довжині та навколо циліндру, що обтікався у поздовжньому напрямку. Спектральні рівні пульсацій пристінного тиску пропорційні швидкості в ступені 2.5-2.7. Спектральна густина потужності пульсацій тиску зі збільшенням діаметра циліндра у низькочастотній області збільшувалася, а у високочастотній зменшувалася. При цьому інтенсивність пульсацій тиску не залежала від діаметра обтічного циліндра для фіксованого числа Рейнольдса. Зі збільшенням кута атаки обтікання гнучкого циліндра спектр пульсацій пристінного тиску збільшувався у низькочастотній області та залишався незмінним у високочастотній області. Максимальні значення спектральних рівнів в області низьких частот мали місце в кормовій частині циліндра, де азимутальний кут дорівнював 180 градусів, а мінімальні значення спектральних рівнів спостерігалися на обтічній поверхні циліндра, де азимутальний кут був 90 або 270 градусів.

Швидкість виродження максимальних значень коефіцієнта просторово-часової кореляції у широкій полосі частот на гнучкому циліндрі менша, ніж на жорсткому циліндрі. Корелюваність вихрових структур по довжині циліндра зі збільшенням кута атаки обтікання гнучкого циліндра зменшувалася.

Групова швидкість переносу пристінних пульсацій тиску на гнучкому циліндрі вища, ніж на жорсткому циліндрі і на пластині та при більших розділеннях між датчиками пульсацій тиску близька до швидкості потоку. Фазова конвективна швидкість на циліндрі вища, ніж на пластині в області низьких частот. Швидкість переносу пульсацій пристінного тиску вища для вісесиметричних тіл, які мали більшу поперечну кривизну, і збільшувалася зі збільшенням кута атаки в області низьких частот і не залежала від кута атаки у високочастотній області.

Результати досліджень показали, що турбулентний примежовий шар складався з дрібномасштабних малошвидкісних вихорів та великомасштабних когерентних високошвидкісних вихрових структур. Це поздовжні струмінці, пристінні дрібномасштабні вихори, які утворюють пристінну область примежового шару, великомасштабні вихрові структури, кільцеподібні вихори, що охоплюють циліндр і вихрові структури, які відриваються від великомасштабних вихрових структур і кільцеподібних вихорів та вироджуються за межами примежового шару. Таким чином, усередині турбулентного примежового шару, який мав місце над обтічною поверхнею гнучкого протяжного циліндра з поперечною кривизною близько (1.5-4), утворювалися когерентні дрібномасштабні вихори та великомасштабні вихрові структури, які переносилися з швидкостями від 0.5 швидкості потоку у пристінній області примежового шару до швидкості переносу, яка близька до швидкості потоку у зовнішній частині турбулентного примежового шару. Масштаб вихрових структур коливався від одиниць довжин в'язкості до декілька товщин примежового шару. При цьому найбільший поздовжній розмір великомасштабних вихрових структур був обмежений значенням 6.2 товщини примежового шару.

## **ФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРАНСФОРМАЦІЇ МОРСЬКИХ ХВИЛЬ ПРОНИКНИМИ ВЕРТИКАЛЬНИМИ ХВИЛЕЛОМАМИ**

Воскобойник О.А., Воскобійник В.А., Харченко А.Г.,  
Воскобійник А.В., Нікітін І.А.

Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, [alexandr.vsk@gmail.com](mailto:alexandr.vsk@gmail.com)

Поява парникового ефекту на Землі, глобальні зміни клімату, підйом рівня океану обумовлюють необхідність підвищити вимоги до охорони навколишнього середовища та екологічної безпеки. Захист берегової лінії, об'єктів життєдіяльності, гідротехнічних споруд, морської флори та фауни вимагають неустанної модернізації берегозахисних споруд, що обумовлено кліматичними змінами та збільшенням хвильової енергії моря. Прибережні області грають важливу роль в економічному розвитку багатьох країн світу. Основна проблема розвитку цих територій та прибережних акваторій це захист від руйнівного впливу хвиль викликаних штормами і ураганами, повеннями, інтенсивність і періодичність яких зростає в зв'язку з кліматичними змінами. Засоби захисту інфраструктури повинні мати високу ефективність, підвищену екологічну безпеку, надійність та довговічність. Згідно до Морської доктрини України на період до 2035 року [1] про розроблення цільової програми берегоукріплення морського узбережжя, насамперед у районах його інтенсивного використання, існує нагальна потреба у проектуванні та будівництві ефективних з морегосподарської, матеріальної та екологічної точок зору берегозахисних споруд в умовах глобальних змін клімату. Намітилася тенденція використання проникних конструкцій, перевага яких полягає в поліпшенні екології захищеної акваторії, економії будівельних матеріалів. Критерієм їх ефективності є коефіцієнти пропускання, відбиття та дисипації енергії [2, 3].

Експериментальні дослідження проводилися у хвильовому каналі довжиною близько 50 м, шириною та глибиною 1 м. Рівень води в каналі змінювався від 0,5 м до 0,7 м. Канал був обладнаний щитовим генератором хвиль та щільним похилим поглиначом хвиль (в кінці каналу). У середині каналу на відстані близько 40 м від генератора хвиль встановлювалися проникні хвилеломы у вигляді вертикальних щільних стінок на плоску піщану основу товщиною 0,2 м. Генератор хвиль формував синусоїдальні хвилі висотою від 0,03 м до 0,2 м і періодом від 0,8 с до 3 с.

Експериментальний стенд був обладнаний контрольно-вимірювальною апаратурою, системою обробки та аналізу експериментальних даних. Вздовж поздовжньої осі каналу перед і позаду щільної стінки встановлювалися п'єзорезистивні диференційні датчики висоти хвилі. В експериментах одночасно використовувалися до 8 датчиків висоти хвилі. Електричні сигнали датчиків подавалися на 16-канальний аналогово-цифровий перетворювач, а далі на персональний комп'ютер. Зареєстровані на комп'ютері дані оброблялися та аналізувалися за відповідними програмами апарату теорії ймовірності і математичної статистики. В результаті були отримані інтегральні, кореляційні та спектральні характеристики поля хвильового руху і визначено ступінь трансформації хвиль на моделях проникних вертикальних хвилеломів.

Експерименти проводилися з однорядними щільними стінками різної проникності, які розташовувалися всередині хвильового каналу паралельно до фронту регулярних хвиль. Проникні стінки були виготовлені із вертикальних циліндрів діаметром 0,05 м, між якими робилися щілини. Проникність таких стінок (відношення площі щілин до площі стінки) змінювалася від 0% (суцільна стінка) до 60%.

Результати візуальних досліджень дали можливість оцінити особливості хвильового руху, його взаємодії з проникними хвилеломами та визначити просторово-часові характеристики зворотно-поступального руху рідини між циліндрами щільної

стінки. Дослідження показали, що залежно від режимів хвильового руху, конструкції та проникності хвилеломів перед щільними стінками формується інтенсивний хвильовий рух, а за стінками висоти хвиль значно менші, ніж перед ними. При цьому на хвильовій поверхні в різні часові інтервали спостерігаються набігаючі, відбиті, стоячі хвилі та хвилі, що проходять через щільні стінки.

Ефективність хвилеломів або вертикальних стінок, що експлуатуються як берегозахисні споруди, визначається особливостями формування відбитих хвиль та хвиль, що проходять крізь хвилелом, а також здатністю поглинання або дисипації енергії хвиль хвилеломом. Ефективність таких споруд визначається коефіцієнтами відбиття хвиль, проходження хвиль та дисипації хвильової енергії. Коефіцієнт відбиття хвилі визначався як відношення висоти відбитої хвилі до висоти набігаючої хвилі. Коефіцієнт проходження хвилі визначався як відношення висоти хвилі, що пройшла через проникний хвилелом, до висоти набігаючої хвилі. На значення коефіцієнтів відбиття та проходження хвилі, а також на співвідношення між ними величезний вплив мають фізичні процеси, що відбуваються під час взаємодії хвиль з проникними берегозахисними спорудами. Коли хвилелом встановлюється у морському середовищі, то відбуваються суттєві зміни хвильового поля. Спостерігається інтерференція, дифракція та трансформація хвиль, з'являються відбиті, стоячі та проникні хвилі, виникає обвалення хвиль. Орбітальні швидкості хвильового руху зазнають змін, збільшується турбулентність, перед хвилеломом і опорними палями генеруються підковоподібні і слідні вихори, а також струменеві течії між палями, що призводить до збільшення тертя між поверхнею хвилелому і рідиною, що рухається, а також розсіювання або дисипація енергії хвилі. Коефіцієнт дисипації енергії хвилі визначався із закону збереження енергії набігаючої гравітаційної хвилі, що взаємодіє з проникним хвилеломом. Визначення цих коефіцієнтів у дослідженнях проводилося за допомогою виміру висот хвиль перед проникним хвилеломом і за ним.

Результати дослідження показали, що зі збільшенням проникності щільної стінки коефіцієнти відбиття хвилі монотонно зменшуються. При цьому темп зменшення коефіцієнтів вищий для стінок малої проникності. Суцільний хвилелом повністю відбиває вихідну хвилю і коефіцієнт відбиття хвилі для такого хвилелому дорівнює одиниці. Зі збільшенням безрозмірної глибини коефіцієнти відбиття хвилі збільшуються. При цьому темп збільшення коефіцієнта значно вищий для щільного хвилелому малої проникності, ніж для хвилелому великої проникності. Характер зміни коефіцієнта проникної хвилі має протилежну тенденцію відносно зміни коефіцієнта відбиття хвилі. Зі збільшенням проникності та зменшенням глибини або збільшенням довжини хвилі коефіцієнт проходження хвилі збільшується. Максимальна дисипація хвильової енергії спостерігалася при більшій проникності хвилелому тоді, коли відносна глибина збільшувалася або коли довжина хвилі ставала меншою.

1. Морська доктрина України на період до 2035. (2020). Постанова Кабінету Міністрів України від 18 грудня 2018 р. № 1108 (Із змінами, внесеними згідно з Постановою КМ № 1023 від 28.10.2020).

2. Alkhalidi, M., Alanjari, N., Neelamani, S. (2020). Wave interaction with single and twin vertical and sloped slotted walls. J. Mar. Sci. Eng., 8, 589-1-23. <https://doi.org/10.3390/jmse8080589>

3. Селезов, І.Т., Воскобійник, В.А., Воскобойник, О.А., Харченко, А.Г., Воскобійник, А.В. (2022) Взаємодія гравітаційних хвиль з проникним хвилеломом. Екологічна безпека та природокористування, 42 (2), 96-111. <https://doi.org/10.32347/2411-4049.2022.2.96-111>

## ПРО ОСОБЛИВОСТІ ОЦІНКИ ЗВУКУ ПОТОКУ НАД ДВОВИМІРНОЮ КРУГОВОЮ ЦИЛІНДРИЧНОЮ КАНАВКОЮ В ПЛОСКІЙ СТІНЦІ

Горбань І.М., Басовський В.Г.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, [basovsky@ukr.net](mailto:basovsky@ukr.net)

Обтікання потоком різноманітних канавок є цікавою темою як теоретичних, так і експериментальних досліджень з 50-их років минулого сторіччя. Відомо, що для потоків з малим числом Маха властива велика різниця масштабів довжин гідродинамічного й акустичного полів. Що унеможлиблює застосування прямих числових методів для оцінки звукового поля. Тому для таких потоків гібридний метод є одним із головних методів дослідження звукового поля. Мета цього дослідження є поєднання вихрового методу й інтегрального методу Фокс Вільямса-Хоукінгса (ФВ-Х) для оцінки акустичного поля двовимірної потоку над плоскою стінкою з круговою циліндричною канавкою з урахуванням нескінченної протяжності стінок.

Розглянемо задачу про генерацію звуку в'язким однорідним потоком над нескінченною плоскою стінкою з двовимірною циліндричною круговою канавкою. Нехай потік рухається паралельно стінці зі сталою швидкістю  $U_0$ , яка набагато менша за швидкість звуку в незбуреному середовищі. Канавка розміщена поперек потоку.

Задачу про генерацію звуку потоком над описаною вище двовимірною канавкою будемо розв'язувати інтегральним методом ФВ-Х, який є розширенням акустичної аналогії Лайтхілла для потоків з твердими границями. Відповідно до цього методу, спочатку знаходимо близьке гідродинамічне поле, параметри якого потім використовуємо для побудови гідродинамічних джерел звуку в правій частині рівняння ФВ-Х. Якщо швидкість течії, є малою порівняно зі швидкістю звука в середовищі, то впливом стисливості останнього можна знехтувати, і вивчати особливості близького гідродинамічного поля над канавкою в рамках моделі в'язкого нестисливого середовища. Одним із ефективних методів числового моделювання двовимірних течій нестисливого в'язкого середовища є вихровий метод. В цій роботі застосовано узагальнений вихровий метод, який поєднує використання сітки, що накладається на поле течії, з рухом лагранжевих вихрових частинок.

У багатьох дослідженнях як експериментальних, так і числових роблять просте припущення, що обчислення поверхневих інтегралів в методі ФВ-Х можна обмежити тільки областю гідродинамічних джерел (у нашому разі канавка та невелика частина плоскої стінки перед та після неї). Це пояснюється тим, що інтенсивність гідродинамічних джерел звуку швидко спадає далеко від канавки. Цей підхід загалом простий у застосуванні та дає досить точні результати, але він ігнорує частини твердих стінок у дальній зоні поля, де припущення про компактність не виконується. Незважаючи на те, що область гідродинамічних джерел звуку є компактною, тверде тіло, що знаходиться поблизу неї, не є таким. Отже, невідомим і потенційно значним внеском у поверхневий інтеграл від коливань акустичного тиску у такому разі нехтують. Врахувати наявність некомпактної поверхні поблизу компактного джерела звуку зазвичай непросто, оскільки потрібно відмовитися від припущення компактності, і проблема стає явною. Для окремого випадку великих плоских і жорстких поверхонь задача досить проста, оскільки можна застосувати принцип зображення.

В доповіді розглядають числові дані для канавки з різними кутковими розмірами, і ламінарним дозвуковим потоком з числом Рейнольдса  $Re_L = U_0 L / \nu = 2 \cdot 10^4$  та товщиною примежового шару над передньою крайкою канавки  $\delta_{99}/L = 0.05$ . Тут  $L$  – довжина хорди канавки. Потрібне значення  $\delta_{99}$  досягається шляхом встановлення відповідної ширини розрахункової області перед канавкою. Дискретні часові значення

пульсацій тиску в точках сітки на поверхні плоскої стінки з канавкою були вхідними даними акустичної задачі з числом Маха, яке дорівнювало 0.2. При цьому квадрупольним джерелом звуку нехтували і далеке акустичне поле формувалося тільки дипольними джерелами звуку.

Числові дані показують, що канавка випромінює звук як диполь з однаковою інтенсивністю у зворотному та прямому напрямках у разі застосування принципу зображень. Навпаки, загальний рівень звукового тиску, обчислений без принципу зображень, демонструє сильну спрямованість випромінювання у зворотному напрямку, хоча дипольний характер все ще помітний.

## РОЛЬ ФІЗИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ЯВИЩ ПРИ СУЧАСНОМУ РІВНІ КОМП'ЮТЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Горбатенко Є.Г.  
Інститут гідромеханіки НАН України  
Київ, gorbatenko.eg@gmail.com

Головне питання – чи вичерпані всі можливості фізичного моделювання? Комп'ютерні програми створюються з урахуванням закономірностей, виявлених у вигляді натурних і модельних досліджень. А отримані результати використовуються на практиці з контролем давно відомих методів. Тож чи можна виключити доцільність отримання більш уточнених і навіть нових результатів фізичного моделювання? Дмитро Іванович Менделєєв передбачив небезпеку і писав: «... *применение математического анализа к разработке малоисследованной области знаний придаёт ей лживый образ некоторой законченности, отбивающей охоту от изучения предмета опытным путём, потому что людям, нередко слабо владеющим математическим анализом, кажется он способным охватить всю сложность природного явления, и думается, что после него ... весь интерес опыта состоит только в проверке или опровержении теории. Лица же владеющие математическим анализом, редко имеют способность и склонность **сочинить** и выполнить опыт, могущий дать дельный ответ на вопрос, заданный природе*». Без сумніву, комп'ютерні дослідження вийшли на незрівнянний рівень.

Друге питання – чи не шкідливо Шукаючій людині (наприклад, члену Малої Академії чи навіть молодому вченому) поспостерігати за «живою» хвилею у водоймі чи гідравлічному лотку і подумати про можливості її трансформації?

Обидва поставлені запитання мають провокаційний характер, але актуальні. Стан економіки країни мінімізує можливості підтримки в належному стані гідростенди та контрольно-вимірювальної апаратури. Щоб правильно вирішити поставлене завдання у фізичному моделюванні, недостатньо прочитати інструкцію або монографію. За наявності у проведеному досвіді кількох десятків незалежних змінних достатньо знань, при решті десяти – потрібен досвід, а за кількох – ще бажано і причетність до мистецтва. У пам'яті автора цієї нотатки асами та Вчителями проведення фізичного експерименту в галузі берегозахисту були Юрій Миколайович Сокольников, Віктор Миколайович Сидорчук... А загроза втрати кадрів цього наукового напрямку є очевидною.

У такий важкий для країни час уряд виділяє відносно великі кошти на діяльність НАН України, збереження наукового потенціалу. Приватна структура неспроможна фінансувати низку наукових програм, тим паче пошукові дослідження. НАН України надано такі можливості. **Проведення пошукових досліджень в Академії має стати обов'язковою нормою.** (Наприклад, продовжити дослідження впливу вібраційної дії на трансформацію поверхневої гравітаційної хвилі.) При дефіциті фінансування слід визнати допустимим проведення таких досліджень і на кошти дослідника.

Інститут, у можливостях свого фінансування, пропонував послуги з надання **безкоштовної консультативної допомоги** Природним паркам «Софіївка» та «Синевир», вказував на небезпеку та помилки берегозахисту біля курорту Залізний Порт, наполегливо радив пристрій бай-пасингу біля протоки в Молочний лиман. Не можна заперечувати можливим і «підробіток до бюджету» за кошти на замовлення тих чи інших установ. Але не можна опуститися до ремісництва, тобто до системного випуску

наукової продукції навіть без завдання та намірів здобути наукову новизну. Тільки для відомчих та приватних НДІ таке вирішення практичних завдань є природним і доцільним.

На завершення вказаного, не в образі колегам, хочеться привести гумористичне висловлювання геніального Альберта Ейнштейна: *«Когда в теорию относительности вмешались математики, то и я перестал что-либо понимать»*.

## МОДЕЛЮВАННЯ В ПАКЕТІ OPENFOAM ВИХРОВОЇ ТЕЧІЇ В НАПІВЦИЛІНДРИЧНОМУ ЗАГЛИБЛЕННІ

Димитрієва Н. Ф., Сідько М. І., Бістрова М. О.  
Інститут гідромеханіки НАН України

Чисельними методами досліджуються закономірності формування тривимірних вихрових систем в напівциліндричному заглибленні, що виконує функцію генератора вихорів в турбулентній течії. Керування примежовим шаром генерацією вихорів нав'язує турбулентній течії детерміновану вихрову структуру заданого масштабу та інтенсивності, яка може призводити до зменшення швидкості наростання товщини примежового шару вниз за течією та підтримувати енергетичний баланс між пульсаційним полем і осередненою течією [1, 2]. Під час відриву вихорів з гострих кромek вихорогенераторів в примежовий шар обтічного тіла або в відривну течію генеруються досить стійкі поздовжні вихори. Характерні масштаби цих вихрових структур, їхню інтенсивність визначають кількісні значення величин аерогідродинамічного опору рухомих тіл.

Для чисельного розв'язку задачі обтікання пластини з напівциліндричним заглибленням було застосовано чисельну модель *pimpleFOAM* відкритого пакету *OpenFOAM*, що реалізує нестационарні рівняння Нав'є-Стокса для нестисливої рідини. В якості об'єкту дослідження було використано геометрію робочої області експериментального стенду [3]. Розрахункова область являє собою паралелепіпед, на дні якого на відстані 0,15 м від початкового перерізу впоперек зовнішній течії розташована лунка напівциліндричної форми діаметром  $d = 0,02$  м і довжиною  $l = 0,05$  м. На вході в розрахункову область було задано постійну швидкість  $U_0$ , на дні – умову прилипання, на верхній границі – просковзування.

Результати розрахунку в тривимірній постановці показали, що лінії течії всередині лунки замкнуті так само, як і у двовимірній стаціонарній задачі [4]. За невеликих чисел Рейнольдса формується трансверсальна завихореність практично по всьому об'єму лунки, крім невеличких зон поблизу бокових стінок (рис. 1, а).

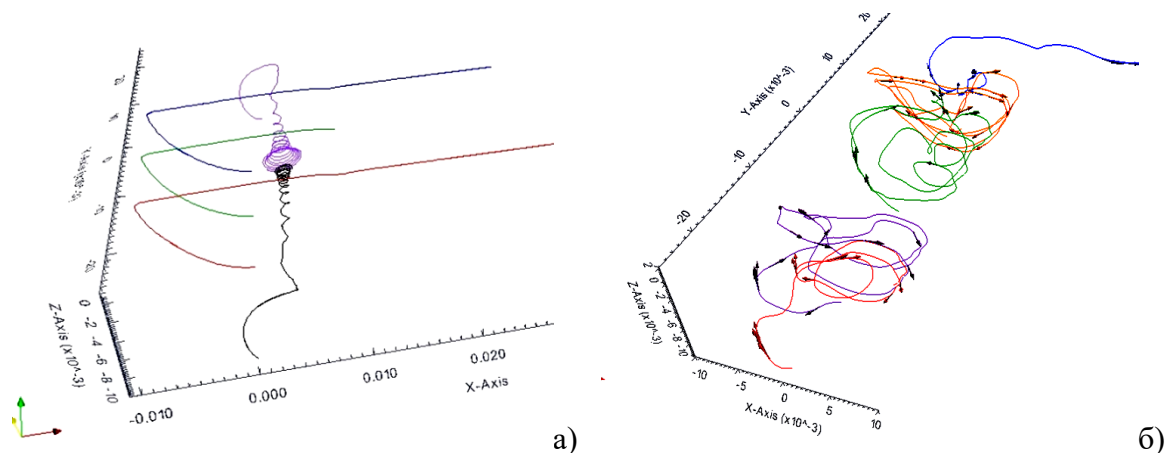


Рис. 1. Лінії течії за чисел Рейнольдса  $Re=2 \cdot 10^3$  (а) та  $Re=1,6 \cdot 10^4$  (б)

Абсолютні значення поздовжньої та вертикальної компонент завихореності на порядок менше трансверсальної. На рис. 1 наведено миттєві лінії течії за швидкості обтікання  $U_0 = 0,1$  та  $0,8$  м/с. Контрольні точки, з яких беруть початок лінії течії, розташовано на дні лунки по всій довжині. Видно, що за невеликих чисел Рейнольдса

$Re = \frac{U_0 d}{\nu} = 2 \cdot 10^3$  та відношенню геометричних розмірів лунки  $l/d = 2,5$  тривимірність проявляється тільки безпосередньо біля бокових стінок лунки (рис. 1, а). З ростом швидкості зовнішнього потоку завихореність стає суттєво тривимірною та нестационарною (рис. 1, б). Таким чином, всередині лунки формується циркуляційна зона, яка утворюється взаємодією рідини в лунці та шару зсуву, що якісно узгоджується з експериментальними даними [1].

При повороті лунки порушується симетрія течії, з'являються вихори в кутових точках [5]. Аналіз поля тиску показав, що при повороті заглиблення на кут  $\alpha = 30^\circ$  зона зниженого тиску, де формується найінтенсивніший викид вихора, спостерігається в сліді безпосередньо за задньою гострою кромкою (рис. 2).

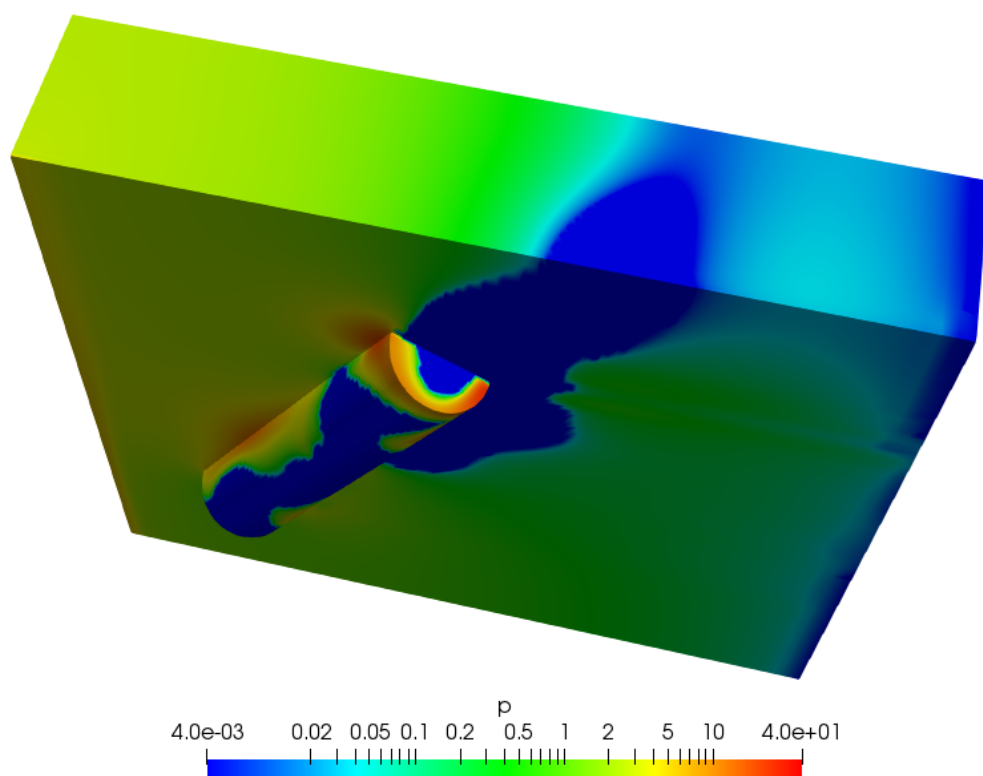


Рис. 2 Поле тиску при  $Re=1,6 \cdot 10^4$ ,  $\alpha = 30^\circ$

1. Турик В.Н., Воскобойник В.А., Воскобойник А.В. Управление структурой течения внутри полуцилиндрического углубления // Вісник НТУУ «КПІ». Серія машинобудування 2016. Т. 78, № 3. С. 112-123.
2. Халатов А.А. Поверхневі генератори вихорів: фундаментальні досягнення і нові застосування // Вісник НАН України. – 2005. – № 11. – С. 14-18.
3. Воскобойник А.В. Пассивное управление формированием вихревых структур внутри полуцилиндрического углубления // Вісник Донецького національного університету. Сер. А. Природничі науки. – 2009. – Т. 1. – С. 173.
4. Димитрієва Н. Ф. Методика розрахунку вихрової течії біля лунки у відкритому пакеті OpenFOAM // Комп'ютерна гідромеханіка: тези V міжнар. науково-практичної конф. 29-30 вересня 2016 р., Київ: ІГМ НАНУ, 2016. – С. 29-30.
5. Димитрієва Н. Ф. Комп'ютерне моделювання тривимірної вихрової структури в напівциліндричному заглибленні // Комп'ютерна гідромеханіка: VI міжнар. науково-практична конф. 26-27 вересня 2018 р., Київ: ІГМ НАНУ, 2018. С. 26-27.

## ТРИВИМІРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ОБТІКАННЯ ПЛАСТИНИ МЕТОДОМ ДИСКРЕТНИХ ВИХРОВИХ РАМОК З ВИКОРИСТАННЯМ ГРАФІЧНИХ ПРОЦЕСОРІВ

Довгий С. О.<sup>1</sup>, Буланчук Г. Г.<sup>2</sup>, Буланчук О.М.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, [office@hydromech.com.ua](mailto:office@hydromech.com.ua)

<sup>2</sup> ДВНЗ "Приазовський державний технічний університет", Маріуполь,  
[ggbulan7@gmail.com](mailto:ggbulan7@gmail.com)

<sup>3</sup> Науково-методичний центр НЦ "Мала академія наук України", Київ,  
[obulan65@gmail.com](mailto:obulan65@gmail.com)

Розглядається задача тривимірного моделювання обтікання пластини потоком ідеальної рідини методом дискретних вихрових рамок [1]. Методика моделювання даним методом обтікання пластини є добре відомою [2], однак у даній роботі розглядаються особливості розв'язку даної задачі з моделюванням на графічних процесорах.

При розрахунку руху вихрової пелени в методі дискретних вихрових рамок виникає необхідність обчислення швидкості у кожній точці пелени, складність алгоритму при цьому є  $O(n^2)$ . Тому при збільшенні часу розрахунку або при великій кількості об'єктів, що обтікаються, швидкість моделювання істотно сповільнюється.

На даний момент є два основних підходи для прискорення розрахунків:

- 1) використання систем із багатьма процесорами;
- 2) копіювання даних на графічний процесор, та використання його можливостей розпаралелювання розрахунків.

Перевагою використання графічних процесорів, окрім збільшення швидкості обчислень, є прискорення візуалізації, оскільки дані, які для цього потрібні, вже знаходяться у пам'яті GPU. При цьому надлишковими витратами часу є час копіювання даних із основної пам'яті в пам'ять GPU.

У даній задачі програмування здійснювалось на мові C# з використанням розпаралелювання та програмування на графічних процесорах. Метою роботи було розробка методики розрахунків такого класу задач та порівняння можливостей, швидкості розрахунків та зручності при використанні графічних процесорів.

При програмуванні було використано технологію розробки програмного забезпечення через тестування (TDD), яка дозволяє зменшити кількість помилок та легко модифікувати код. При цьому з'ясувалося, що інформаційне представлення задачі у вигляді об'єктів має певну двійчастість. З точки зору TDD та читабельності коду більш зручною є наступна інформаційна декомпозиція предметної області на такі об'єкти:

1. Елементарні чотирикутні вихрові рамки, які інкапсулюють координати вершин та густину подвійного шару.
2. Поверхня пластинки, яка представляється у вигляді двовимірного масиву, елементами якого є приєднані вихрові рамки.
3. Об'єкт пластинка є власником пелен, які є також двовимірними масивами вихрових рамок.
4. Тіло представляється як сукупність пластинок.

Таке інформаційне представлення даної задачі є зручним та логічним з точки зору розуміння та можливості тестування коду. Однак очевидним є недолік, пов'язаний із розрахунком руху пелени, тому що необхідно розраховувати швидкість у чотирьох точках рамки, і при розрахунку швидкості від рамки швидкість від кожного відрізка рамки буде рахуватися два рази. Окрім того, при спробі перенесення даних у пам'ять

графічної відеокарти, об'єм даних буде більший у чотири рази. Враховуючи ці особливості, був розроблений такий алгоритм:

1. Приєднані вихори на тілі моделюються вихровими рамками з подвійним шаром.
2. Пелена моделюється двовимірним масивом структур даних з координатами вершин та густиною подвійного шару.
3. При розрахунку швидкостей за один прохід по масивам даних створюється список вихрових відрізків і список точок, в яких потрібно розраховувати швидкість. Надалі швидкість розраховується від цієї системи вихрових відрізків.

Слід зазначити, що такий розрахунок легко розпаралелюється на центральному процесорі. Для передачі на графічний процесор зі згенерованого списку вихрових відрізків вдається легко створити структури даних, які копіюються у пам'ять графічного процесора.

Найбільш затратна частина алгоритму – розрахунок швидкостей проводився на графічному процесорі. Для того, щоб цей розрахунок був достатньо швидким, при копіюванні даних із основної пам'яті на GPU треба дані із типу `double` перетворювати у тип `float`. Якщо використовувати тип `double`, то пришвидшення розрахунків досягти не вдається. Методичні обчислення показали, що якщо час розрахунку не є занадто великим, то швидкість обчислення збільшується приблизно в 20 разів. При цьому результати розрахунків залишаються задовільними.

Таким чином, запропонована схема дає значне прискорення розрахунків при моделюванні даним методом. Якщо час розрахунків не є досить великим, то їх точність є прийнятною для практичного застосування.

#### **Література**

1. С.А. Довгий, И. К. Лифанов. Методы решения интегральных уравнений, К. Наукова думка, 2002, 343 с.
2. Т.О. Аубакиров, Белоцерковский С.М., Желанников А.И., Ништ М.И. Нелинейная теория крыла и ее приложения. - Алматы: Гылым, 1997.448с.

## ОБЧИСЛЮВАЛЬНІ ТЕХНОЛОГІЇ ДЛЯ ЗАДАЧ З ВІЛЬНОЮ МЕЖЕЮ

Довгий С.О.<sup>1</sup>, Ванін В.А.<sup>2</sup>, Пічкур В.В.<sup>3</sup>, Черній Д.І.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору, НАН України, Київ

<sup>2</sup> Харківський національний технічний університет "ХПІ", Харків

<sup>3</sup> Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, Київ, Україна,

[D.Cherniy@ukr.net](mailto:D.Cherniy@ukr.net)

Розглядаються нестационарні плоскі гідродинамічні задачі з вільними межами – задачі про відривні течії, задачі проникнення скрізь вільну межу відокремлення рідких середовищ. В залежності від виникаючих фізичних явищ та ефектів, такі задачі можна звести до зв'язаної системи задач вигляду:

Для детермінованої границі  $L_d$ :

$$\begin{cases} z = \omega_d(t) \in L_d(t), & t \geq t_0: \\ \operatorname{Re}\{\bar{V}^+(\omega_d, t) \cdot n(\omega_d, t)\} = \operatorname{Re}\{\bar{W}(\omega_d, t) \cdot n(\omega_d, t)\} \\ W(\omega_d, t) = \frac{d\omega_d(t)}{dt} \\ \int_{L_d(t)} \bar{V}^+(\omega, t) d\omega = C_1 \end{cases} \quad (1)$$

Для вихорової границі  $L_v$ :

$$\begin{cases} z = \omega_v(t) \in L_v(t), t > t_0: \\ \frac{d\omega_v}{dt} = \frac{1}{2}(\bar{V}^+(\omega_v, t) + \bar{V}^-(\omega_v, t)), \\ \int_{L_v(t)} f(\omega, t) d\omega = C_2, \\ t = t_0: L_v(t_0) = L_{0v}, \\ \bar{V}(\omega_v, t_0) = \bar{V}_0(\omega_v); \end{cases} \quad (2)$$

Для вільної границі  $L_s$ :

$$\begin{cases} z = \omega_s(t) \in L_s(t), t > t_0: \\ \frac{d\omega_s}{dt} = \bar{V}^+(\omega_s(t), t), \\ \operatorname{Re}\left\{\frac{d}{dt}\Phi^+(\omega_s(t), t)\right\} = \operatorname{Re}\left\{\frac{\bar{V}^+(\omega_s, t)\bar{V}^-(\omega_s, t)}{2} + G(\omega_s)\right\} - P(\omega_s, t) \\ t = t_0: L_s(t_0) = L_{0s}, \\ \bar{V}^+(\omega_s, t_0) = \bar{V}_0^+(\omega_s); \Phi(\omega_s, t_0) = \Phi_0(\omega_s). \end{cases} \quad (3)$$

Для розв'язування вищеназваних гідромеханічних задач з вільною межею застосовна математична модель, яка має вигляд інтегральних представлень:

$$\Phi(z, t) = \varphi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{L_s(t)} f(\omega, t) \ln(z - \omega) d\omega + C(t), \quad (4)$$

$$\bar{V}(z, t) = u(x, y, t) - iv(x, y, t) = \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} = \frac{1}{2\pi i} \int_{L_s(t)} \frac{f(\omega, t)}{z - \omega} d\omega, \quad (5)$$

Розв'язування задач чисельними методами потребує застосування її дескретизованих аналогів:

$$\Phi(z, t) = \varphi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \sum_{j=1}^M \frac{\gamma_j(t)}{2\pi i} \ln(z - \omega_{0j}(t)) + C(t) \quad (6)$$

$$\bar{V}(z, t) = u(x, y, t) - iv(x, y, t) = \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial z} = \sum_{j=1}^M \frac{\gamma_j(t)}{2\pi i(z - \omega_{0j})} \quad (7)$$

Але, для виключення розривних функцій у виразах (4) та (6), для коректного обчислення, в алгоритмі, замість (6) застосовується представлення у вигляді:

$$\Phi(z, t) = \varphi(x, y, t) + i\psi(x, y, t) = \sum_{j=1}^{M-1} \frac{D_j(t)}{2\pi i(z - \omega_j^1)} + \frac{Q_j(t)}{2\pi i} \ln(z - \omega_{0M}) \quad (8)$$

$$\text{де } Q_j(t) = \sum_{k=1}^j \gamma_k(t) \quad D_j(t) = (\omega_{0j+1} - \omega_{0j}) \sum_{k=1}^j \gamma_k(t), \quad (9)$$

В доповіді представлено алгоритм обчислювальних технологій для нестационарних плоских гідродинамічних задач з вільними межами. Алгоритм застосовний для плоских, нестационарних гідродинамічних задач з можливою адаптацією на вісесиметричні та тривимірні задачі.

**Ключові слова:** вільні межі, відривні течії, обчислювальні технології, метод дискретних особливостей.

#### Перелік посилань

1. Довгий С.А., Лифанов И.К., Черний Д.И. Метод сингулярных интегральных уравнений и вычислительные технологии.-К.: Издательство «Юстон» 2016, 380с.
2. Довгий С.О., Ляшко С.І., Черній Д.І. Алгоритми методу дискретних особливостей для обчислювальних технологій. // Кибернетика и системный анализ. 2017, №6, сс.147-159.
3. Cherniy D. An algorithm for finding similar objects in an image / Dmytro I. Cherniy, Yaroslav M. Linder, Volodymyr T. Matvienko, Volodymyr V. Pichkur // 2019 IEEE International Conference on Advanced Trends in Information Theory. Conference Proceedings (IEEE ATIT 2019, 18.12.2019 – 20.12.2019, Kyiv, Ukraine). – Kyiv, 2019. – P. 365 – 368.

## КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ НЕСТАЦІОНАРНИХ ПРОЦЕСІВ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕННЯ МЕТАЛЕВИХ ПОРОШКІВ

Довгий С.О.<sup>1</sup>, Довгий Б.Т.<sup>2</sup>, Копійка О.В.<sup>3</sup>, Моїсеєнко С.В.<sup>4</sup>, Редчиць Д.О.<sup>5</sup>,  
Тучина У.М.<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, [s.dovgii@gmail.com](mailto:s.dovgii@gmail.com)

<sup>2</sup>Імперський коледж Лондона, Лондон, [bogdandovgvy@me.com](mailto:bogdandovgvy@me.com)

<sup>3</sup>Інститут телекомунікацій і глобального інформаційного простору НАН України, Київ,  
[okopiuka@gmail.com](mailto:okopiuka@gmail.com)

<sup>4</sup>Херсонський національний технічний університет, Херсон, [4moiseenko@ukr.net](mailto:4moiseenko@ukr.net)

<sup>5</sup>Інститут транспортних систем і технологій НАН України, Дніпро, [redchits\\_da@ua.fm](mailto:redchits_da@ua.fm)

Селективне лазерне плавлення (Selective Laser Melting – SLM) – це одна з адитивних технологій, суть якої полягає в створенні різноманітних виробів за допомогою лазерного плавлення металевих порошків за заданими CAD-моделями. Технологія SLM є концептуально простою, але фізика, на якій вона ґрунтується, складна і охоплює широкий діапазон часових і просторових масштабів.

Загальна математична постановка задачі селективного лазерного плавлення металевих порошків зводиться до постановки окремих структурно зв'язаних між собою задач. А саме, таких як: задача про нестационарний теплообмін з урахуванням фазових переходів (плавлення порошкового матеріалу та подальша кристалізація розплаву при охолодженні) при нагріванні металевих порошків рухомим лазерним променем; задача про динаміку рідкого металу в ванні розплаву з урахуванням об'ємних і поверхневих сил; задача про визначення нестационарної форми вільної поверхні ванни розплаву за наявності тиску віддачі, а також виникнення пор і розбризкування рідкого металу.

Задача про нестационарний теплообмін є найбільш важливою, оскільки вичерпна інформація про тепловий режим потрібна як при описі процесів плавлення та кристалізації, так і при оцінюванні глобального напружено-деформованого стану тіла, отриманого селективним лазерним плавленням. Розв'язання цієї задачі без явного опису динаміки розплаву, але з адекватним прогнозом формування ванни за ізотермами ліквідусу та солідусу є найбільш поширеним методом розрахунку залежності властивостей виробу від параметрів технологічного процесу.

Основне рівняння, яке описує нестационарний просторовий переніс тепла є рівняння теплопровідності. З метою урахування фазових переходів рівняння теплопровідності розв'язувалось відносно ентальпії. В якості початкових умов задавалася постійна температура 293°K. Граничні умови складалися з умов Діріхле, Неймана та Ньютонів. При цьому враховувалися втрати тепла за рахунок конвекції та випромінювання. У розробленій моделі густина, коефіцієнт теплопровідності та питома теплоємність є функціями температури. Також враховувалася прихована теплота фазових перетворень (плавлення та випаровування).

Рівняння теплопровідності записувалось в криволінійній системі координат. Дискретний аналог вихідного рівняння теплопровідності побудовано методом скінчених об'ємів. Розроблено алгоритм, який базується на неявній нефакторизованій схемі другого порядку точності за часом і за простором, а також з підітераціями за псевдочасом. Отримана скалярна система лінійних алгебраїчних рівнянь неявної схеми розв'язувалася методом мінімізації узагальненої нев'язки (GMRES) з неповним LU-розкладанням (ILU(k)) загальної матриці системи у якості передзумовлювання. Розміри області, що розглядалася, за довжиною, шириною та висотою становила  $3000 \times 1000 \times 1000$  мкм відповідно. Крок інтегрування за часом дорівнював  $10^{-5}$  с.

В результаті проведеного комп'ютерного моделювання нестационарних процесів селективного лазерного плавлення металевих порошків отримано розподіл поля температури в розрахунковій області з виділенням зони ліквідусу (рис. 1). Побудовано залежності ширини та глибини ванни розплаву від швидкості руху лазера та діаметру лазерної плями (рис. 2, 3). Отримані результати задовільно збігаються з експериментальними даними.

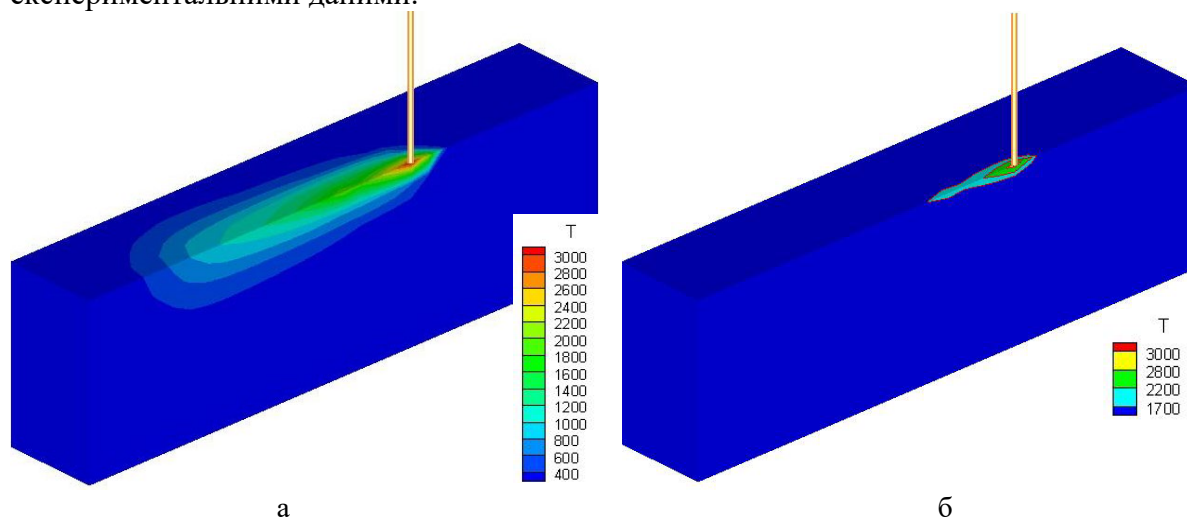


Рис. 1. Розподіл температури в розрахунковій області (а) з виділенням зони ліквідусу (б)

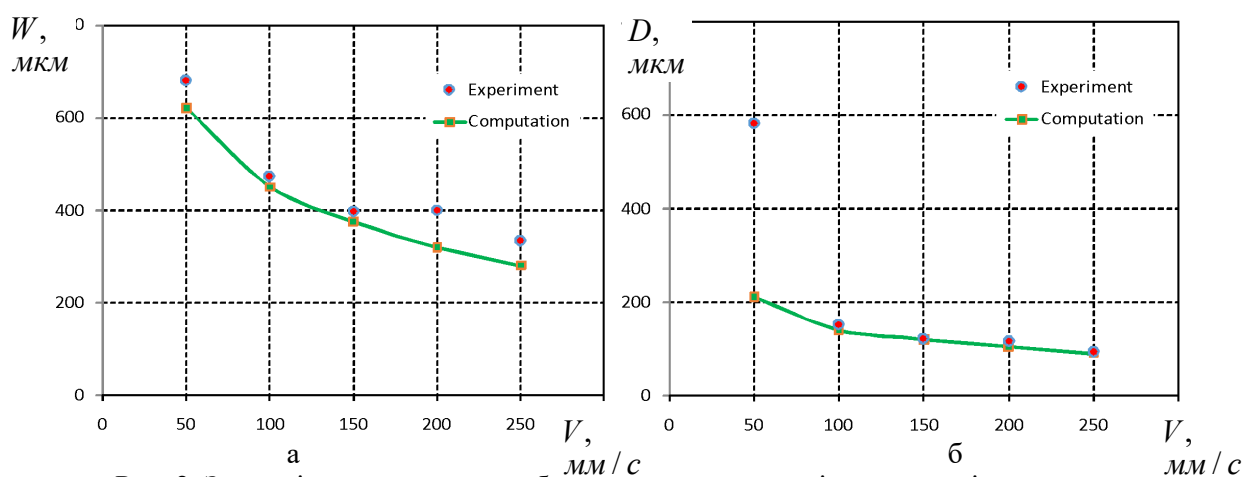


Рис. 2. Залежність ширини та глибини ванни розплаву від швидкості руху лазера (потужність лазера P = 400 Вт, діаметр лазерної плями d = 205 мкм)

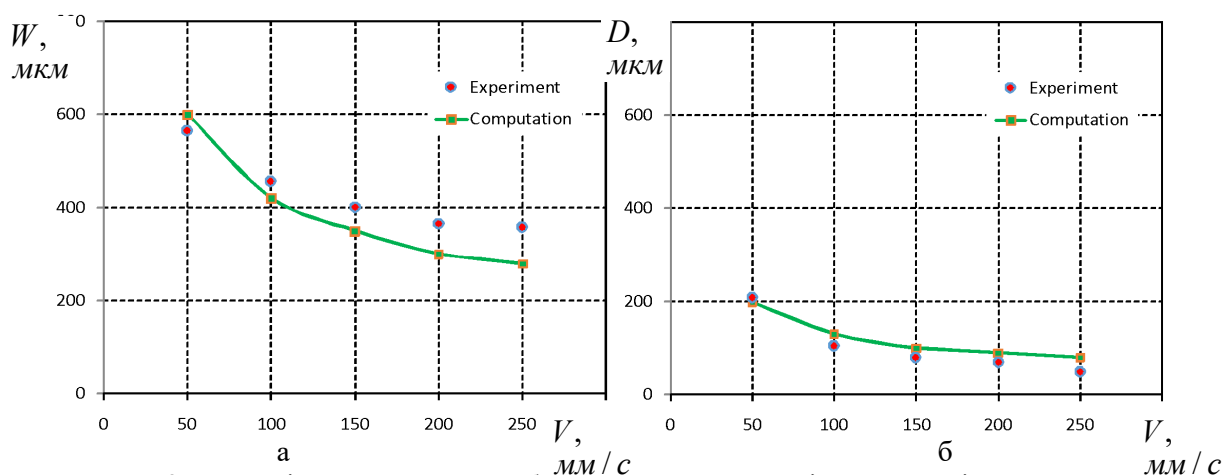


Рис. 3. Залежність ширини та глибини ванни розплаву від швидкості руху лазера (потужність лазера P = 400 Вт, діаметр лазерної плями d = 262 мкм)

## ДОСЛІДЖЕННЯ З ГІДРОМЕХАНІКИ ТА АЕРОДИНАМІКИ НАУКОВОЇ ШКОЛИ ДНУ (ОГЛЯД)

Дреус А.Ю., Гоман О.Г., Хамініч О.В.

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, Дніпро,  
[dreus@mmf.dnu.edu.ua](mailto:dreus@mmf.dnu.edu.ua)

В роботі представлено короткий огляд наукових досліджень за останні десятиріччя, що виконувалися науковцями кафедри аерогідромеханіки та енергомасопереносу Дніпровського національного університету імені Олеся Гончара (ДНУ). Освіта та наукові дослідження в галузі аерогідромеханіки в ДНУ мають давню та плідну історію. Ще в 30-х роках минулого століття в Дніпропетровському університеті існував аерогідромеханічний напрямок підготовки фахівців, науковці якого внесли значний вклад в побудову фундаменту сучасної науки про гідродинамічні та тепломасообмінні процеси. У 1960 році було проведено перший набір студентів на спеціальність «Гідроаеродинаміка». З того часу кафедра готує унікальних фахівців, які поєднують глибокі теоретичні знання з фундаментальних математичних та механічних дисциплін зі здатністю розв'язувати практичні задачі будь-якої складності. За ці роки сформувалась потужна та широко відома наукова школа в галузі аерогідромеханіки, яка пов'язана з іменами таких видатних вчених, що працювали в ДНУ як В. М. Ковтуненко, В. Є. Давідсон, М. М. Біляєв, М. В. Поляков, О. А. Рядно, В. К. Хрущ, О. О. Кочубей, Є. Р. Абрамовський, О. А. Приходько, В. В. Кравець, В. П. Коваль та ін.

Основні наукові дослідження кафедри аерогідромеханіки та енергомасопереносу ДНУ були пов'язані з потребами промисловості Придніпровського регіону, в першу чергу аерокосмічної індустрії, металургії, хімічної та гірничовидобувної промисловості. Таким чином, магістральний напрямок роботи кафедри сформувався як комп'ютерні технології та моделювання аеродинамічних та теплообмінних процесів в сучасних промислових технологіях, енергетиці та задачах моделювання процесів переносу в навколишньому середовищі.

На сучасному етапі, наукова робота кафедри також невід'ємно пов'язана з сучасними проблемами. Слід відзначити кілька найбільш вагомих досліджень, що виконувались протягом останнього часу.

Проект з математичного моделювання кризи кипіння, який виконувався у співпраці з Французьким комісаріатом по атомній енергетиці. Вчені ДНУ (проф. О. Г. Гоман, н.с. Д. В. Євдокимов) взяли участь в розробці алгоритмів на основі граничних інтегральних рівнянь, для дослідження нової гіпотези гідродинамічної кризи кипіння, що була запропонована французькими партнерами.

Слід зазначити що ДНУ був першим ЗВО, який ще у 80 роки займався проблемами аеродинаміки вітродвигунів. У витоків цієї школи стояв професор Є. Р. Абрамовський. Сьогодні дослідження з аеродинамічного вдосконалення вітрових двигунів продовжуються під керівництвом проф. О. Г. Гомана.

Протягом кількох останніх років було розв'язано декілька задач в області гідродинамічних процесів при бурінні. Такі задачі виникли при впровадженні вченими НТУ «Дніпровська політехніка» нової технології буріння з імпульсним промиванням, що вимагало дослідження процесів гідродинаміки промивальної рідини та механіки руйнування гірської породи при такому режимі. Результати робіт викликали інтерес не лише в Україні, але і в Китаї, де був прочитаний курс лекцій з цих задач.

У витоків комп'ютерного моделювання процесів переносу забруднень в атмосфері та річках стояв відомий вчений ДНУ проф. В. К. Хрущ. На сьогодні вчені кафедри

продовжують ці дослідження, опубліковано низку монографій та статей за цією тематикою.

Багато практичних задач, як і раніше, пов'язано з аерокосмічною галуззю. Зокрема, співробітники кафедри брали участь у низці наукових проєктів, що стосуються внутрішньої газової динаміки ракетних двигунів, а також зовнішнього обтікання тіл змінного подовження. Такі задачі виникли у співпраці як з приватними аерокосмічними компаніями, так і при виконанні проєктів на замовлення держави і стосуються створення оригінальної ракетно-космічної техніки.

В умовах збройної агресії РФ проти України постають нові задачі, що потребують свого розв'язання. Особливу актуальність набули задачі з проникнення високошвидкісних тіл в суцільні середовища. В ДНУ є науковий доробок з цього напрямку, та сьогодні удосконалюється теоретична база для подальших досліджень в цьому напрямку.

## РОЗВИНЕННЯ БІЛЯРЕЗОНАНСНИХ КОЛИВАНЬ РІДИНИ З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ В ЕЛІПСОЇДАЛЬНОМУ РЕЗЕРВУАРІ

Кліменков О.Л., Лимарченко О.С.

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, olelim2010@yahoo.com

В сучасних дослідженнях нелінійних коливань рідини в резервуарах існує два напрямки, по яких до теперішнього часу є сукупність нез'ясованих проблем. Це насамперед задача про розвинення коливань в околі резонансу і задача про коливання рідини в резервуарах нециліндричної форми. Сучасні теоретичні результати свідчать про те, що в рамках моделей, які беруть до уваги декілька форм коливань вільної поверхні рідини усталені резонансні коливання взагалі не існують [1, 4, 5]. Це обумовлено тим, що в частотному спектрі коливань розподіл частот обумовлений трансцендентним законом, що унеможливорює періодичність. Ці результати підтверджуються експериментальними даними. При розгляді коливань рідини з вільною поверхнею в нециліндричних резервуарах аналітичними методами при визначенні положення вільної поверхні рідини по суті виконується екстраполяція без врахування характеру зміни бічної стінки вище рівня незбуреної вільної поверхні, яка в постановку задачі взагалі не входить. Подібні проблеми виникають і при використанні методів, основаних на ідеях поточної дискретизації. Поглиблений аналіз показує, що це в підсумку порушує виконання умови розв'язності задачі про коливання рідини з вільною поверхнею і надалі призводить до втрати стійкості розрахунків, тому як аналітичними методами, так і методами поточної дискретизації не вдається здійснити дослідження коливань рідини з вільною поверхнею на достатньо великому часовому інтервалі.

Покажемо як можна подолати ці зазначені проблеми і дослідити коливання рідини з вільною поверхнею в околі резонансу при забезпеченні виконання граничної умови неперетікання на продовженні бічної поверхні резервуара, куди досягають гребні хвиль.

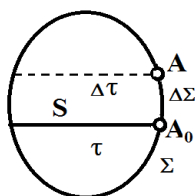


Рис. 1.

В роботах Н.Є. Жуковського було показано, що якщо рідина з рівнем заповнення до точки  $A$  виконує коливання, то область рідини до рівня  $A_0$  виконує такі ж самі рухи (в кінематичному сенсі) як і рідина в резервуарі з об'ємом заповнення до рівня  $A_0$ . На основі цього було запропоновано метод допоміжної області [1, 4] для визначення координатних функцій для нелінійної задачі про коливання рідини з вільною поверхнею, які задовільняють граничній умові неперетікання на стінках резервуара вище рівня незбуреної вільної поверхні куди можуть досягати гребні хвиль. Ідея методу полягає в тому, що розв'язується задача про вільні коливання рідини для області рідини із заповненням до точки  $A$ , далі в якості координатних функцій для області  $\tau$  беруться знайдені координатні функції, які задовільняють умові неперетікання на поверхні  $\Sigma + \Delta\Sigma$  (рис. 1), а за координатні функції на вільній поверхні рідини  $S$  беруться функції, які одержуються на горизонтальному перерізі, що проходить через точку  $A_0$ . За своїм характером метод є наближеним, проте він враховує аналітичну природу розв'язку задач про вільні коливання рідини і їх сингулярні властивості. Успішність подальшого використання методу в основному визначається тим, що контур із сингулярними властивостями фактично переноситься від рівня, який відповідає положенню точки  $A_0$  на рівень точки  $A$ , куди рідина вже взагалі не досягає. Таке винесення сингулярних точок за межі області рідини  $\tau$  є типовим в інших задачах механіки ідеальної рідини. Практичне використання такого підходу для побудови координатних функцій для представлення розв'язків нелінійної задачі динаміки рідини в різних резервуарах нециліндричної форми (конус, сфера, гіперболоїд, еліпсоїд,

параболіод [4]) дозволило досягнути відносної точності задовільнення граничної умови на  $\Sigma$  порядку  $10^{-5}$  і  $10^{-3}$  на поверхні  $\Delta\Sigma$ , що більше ніж в 100 разів краще ніж для функцій, визначених за класичним методом. В підсумку це дозволяє з високою точністю задовільнити умовам розв'язності нелінійної задачі про рух рідини з вільною поверхнею і підвищує точність задовільнення законів збереження енергії і маси, а також стійкість обчислювальних процедур.

При формуванні динамічної моделі на відміну від моделі [3] до уваги беруться всі частоти власних коливань, а лише частота коливань за першою формою і кратні до неї. В підсумку це дозволило побудувати модель яка повністю узгоджується з даними експериментів і роботи [5]. Розглянуто різні випадки руху резервуару у формі еліпсоїда обертання, маса якого  $M_r = 0,2M_f$ . В такому випадку вплив рухомості рідини на рух резервуару буде суттєвим. Приведемо випадок стисненого по вертикалі еліпсоїду з півосями  $a=2, b=1$  і з глибиною заповнення  $H=0,5b$ . Резервуар здійснює рух в горизонтальній площині із стану спокою під дією сили  $F_x = A(M_r + M_f)\cos\omega t$  ( $A$  – амплітудний множник, який для різних режимів підбирався так, щоб система виходила на режим нелінійних коливань, коли збурення на вільній поверхні мають порядок 0,2 радіусу вільної поверхні. Аналізувалися такі випадки зміни частот  $\omega = 0,5\omega_c$ ;  $\omega = 0,9\omega_c$ ;  $\omega = 0,98\omega_c$ ;  $\omega = \omega_c$ ;  $\omega = 1,02\omega_c$ ;  $\omega = 1,1\omega_c$ , де  $\omega_c$  – частота сумісних коливань системи резервуар–рідина за першою формою. Зміна в часі (час в секундах) амплітуди коливань рідини на стінці бака приведена на рис. 2.

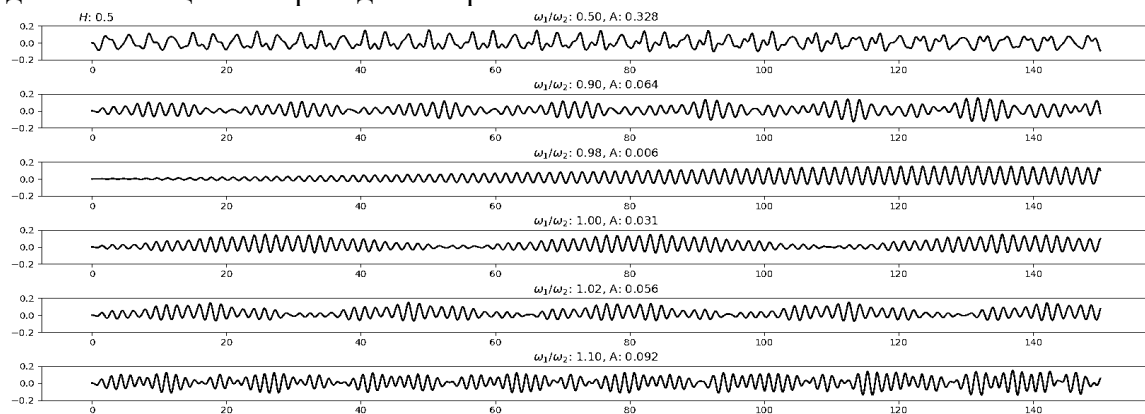


Рис. 2.

Результати свідчать про високу чутливість системи резервуар–рідина до зміни частоти збудження. Переважно на низьких частотах проявляється дрейф середнього значення амплітуди хвилі, на всіх частотах вихід на режим усталених коливань відсутній, спостерігається суттєвий прояв модуляції коливань і прояв антирезонансу, коли протягом декількох періодів коливання рідини мало помітні (частоти 1 і 1.02). Найменше значення амплітуди збудження відмічається на частоті 0,98, що свідчить про прояв м'якого типу нелінійності. Рух системи розглядається на інтервалі до 150 с (порядку 100 періодів), що є відображенням стійкості розрахунків.

1. Лимарченко О.С., Ясинский В.В. Нелинейная динамика конструкций с жидкостью. Киев: НТТУ КПИ, 1997. 338 с.
2. Мишишев Г.Н. Экспериментальные методы в динамике космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1978. 247 с.
3. Faltinsen O.M., Rognbakke O.M., Timokha A.N. Transient and steady-state amplitudes of resonant three-dimensional sloshing in a square base tank with a finite fluid depth // Physics of fluids. 2006. 1, N 18. P. 1 – 14.
4. Limarchenko O.S. Specific features of application of perturbation techniques in problems of nonlinear oscillations of a liquid with free surface in cavities of noncylindrical shape // Ukrainian Mathematical Journal. 2007. 59, N 1. P. 45-69
5. Onorato M., Vozella L., Proment D., Lvov V. Route to thermalization in the  $\alpha$ -Fermi – Pasta – Ulam system // PNAS. 2015. 112, N 14. P. 4208 – 4213.
6. Pal P. Sloshing of liquid in partially filled container – an experimental study // Int. J. of Recent Trends in Engineering. 2009. 1, N 6. P. 1 – 5.

## ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВИМУШЕНОЇ КАВІТАЦІЇ ДЛЯ ДИСКОВОГО КАВІТАТОРА

С. О. Коваль<sup>1</sup>, Н. Ф. Димитрієва<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, koval.sergiy-ipt@lil.kpi.ua

<sup>2</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Dimitrieva@nas.gov.ua

### Вступ

В реальній рідині завжди присутні домішки газу, які рухаються з потоком. В зонах зниженого тиску  $p < p_{кр}$ , коли створюються умови фазового переходу, вони втрачають стійкість. Формуються кавітаційні бульбашки, які збільшуються і схлопуються, вивільняючи велику кількість енергії. Схлопування таких бульбашок супроводжується шумом і гідравлічними ударами, що призводить до ерозій та ушкоджень гідротехнічних пристроїв. В якості способу керування потоком було запропоновано концепцію суперкавітації, утворення надпорожнини навколо обтічного об'єкту. Створюється газовий шар між твердою поверхнею і рідиною. Оскільки густина і в'язкість в такому газовому шарі істотно менше, то можна досягти значного зменшення локального опору. Природну кавітацію важко контролювати. Тому, для створення і підтримки стабільної порожнини часто примусово вдувається повітря. При цьому за рахунок підвищеного тиску в каверні реалізуються режими течії, відповідні невеликим числам кавітації. В науковій літературі накопичено великий досвід з вивчення суперкавітації. Однак, однією з головних проблем, які потребують вирішення, залишається проблема стійкості протяжних вентильованих каверн і їх двофазного замикання.

Метою даної роботи є чисельні дослідження процесу формування і розвитку повітряної порожнини, що утворюється в рідині за дисковим кавітатором. Інтерес представляє аналіз геометричних і фізичних параметрів, що впливають на розмір, параметр кавітації та стабільність повітряної каверни.

### 1. Математичне моделювання

Досліджується нестационарна тривимірна задача вдуву газу (повітря) в потік рідини (води). Природною кавітацією нехтується у зв'язку з відсутністю умов фазового переходу в даній постановці. В даній роботі враховується стисливість середовища та сили тяжіння. Для вирішення поставленої задачі використовується наступна система рівнянь для суміші двох стисливих неізотермічних середовищ, яка складається з рівняння Нав'є-Стокса, нерозривності, переносу фазової частки, збереження енергії:

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho_{eff}\vec{U})}{\partial t} + \vec{U}\vec{\nabla}(\rho_{eff}\vec{U}) = -\vec{\nabla}p_{total} - \vec{g}h(\vec{\nabla}\rho_{eff}) + \vec{\nabla}(\tau_{ij}) + \sigma\kappa(\vec{\nabla}\alpha), \\ \frac{\partial\rho_{eff}}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_{eff}\vec{U}) = 0, \\ \frac{\partial\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla}(\alpha\vec{U}) = 0, \\ \frac{\partial(\rho_{eff}e_{total})}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_{eff}e_{total}\vec{U}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla}k_{eff}T), \end{cases} \quad (1)$$

В якості рівнянь стану було обрано рівняння ідеального газу для повітря та гіпотезу Бусінеска для води:

$$\rho_a = \frac{pM_a}{RT}, \quad \rho_w = \rho_{w0}[1 - \beta(T - T_0)], \quad (2)$$

### 2. Результати та обговорення

Проведено розрахунки формування повітряної порожнини за дисковим кавітатором з використаннями вище представленої математичної моделі, яку реалізовано в чисельній моделі compressibleInterFoam відкритого пакету OpenFOAM.

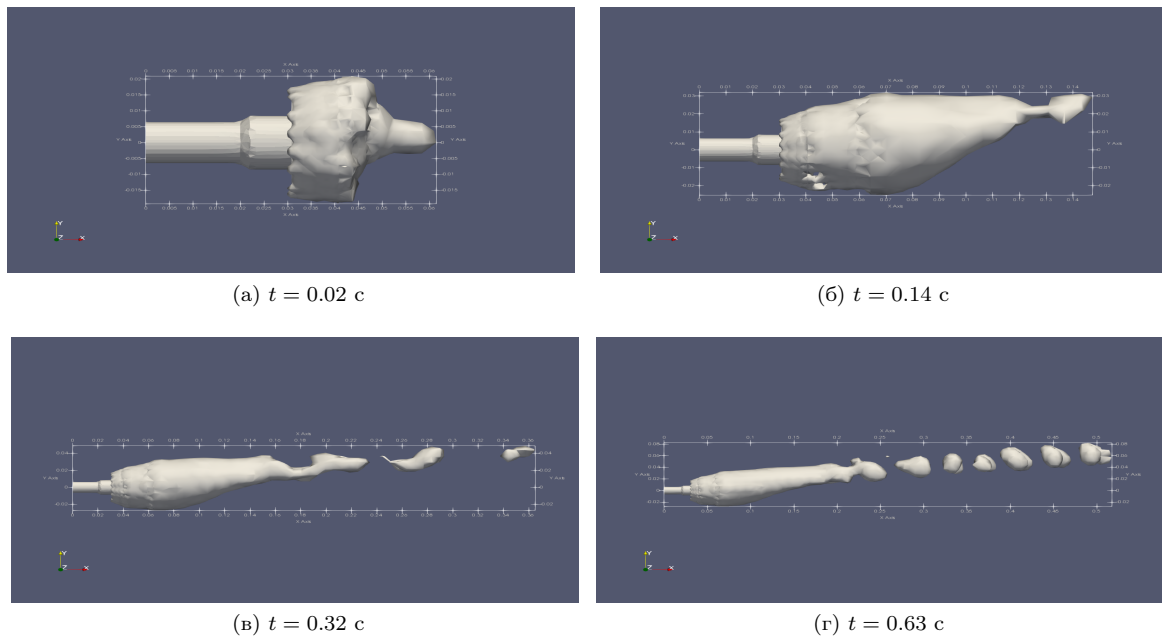


Рис. 1. Еволюція міжфазної поверхні за швидкості основного потоку  $U_{0w}=2$  м/с

З початком руху повітряний струмінь розтікається по задній стінці, заповнюючи весь простір за обтічним тілом (рис. 1а). Це можна пояснити умовами прилипання. Повітряна порожнина досягає діаметра кавітатора і витягується вздовж напрямку основної течії (рис. 1б). В полі сили тяжіння втрачається стійкість, що призводить до спливання порожнини (рис. 1в) і формування двофазного сліду, який представляє собою пару поздовжніх вихорів (рис. 1г).

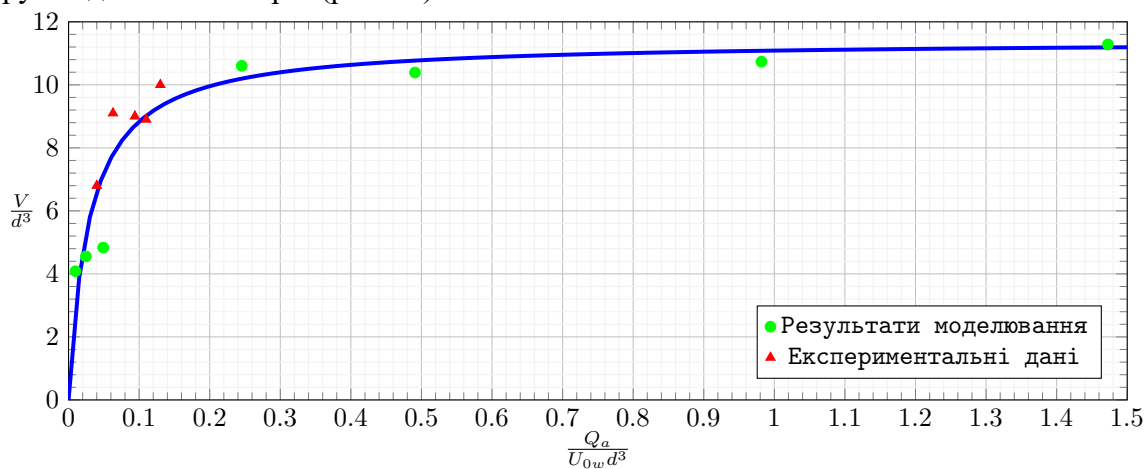


Рис. 2. Параметри каверни при збільшені  $U_{0a}$

Проведено оцінки об'ємів повітряної порожнини. З рис. 2 видно, що розмір каверни при збільшенні швидкості вдуву повітря  $U_{0a}$ , а відповідно і його витрати  $Q_a$ , досягає порогового значення. Результати розрахунків співвідносяться з експериментальними даними.

## Висновки

Результати чисельного моделювання показали, що форма вентиляваної каверни складається зі стабільної частини та пари поздовжніх вихорів, що співпадає з експериментальними даними. Збільшення витрат газу та швидкості основного потоку рідини сприяє стабілізації та росту розміру порожнини.

## ОСОБЛИВОСТІ ПРОЯВУ НЕЛІНІЙНИХ ЕФЕКТІВ В УЗАГАЛЬНЕНІЙ ЗАДАЧІ ФАРАДЕЯ ПРО ПАРАМЕТРИЧНІ КОЛИВАННЯ РІДИНИ

Константинов О.В.

Інститут математики НАН України, м. Київ, akonst.im@ukr.net

Як відомо із історії механіки, параметричний резонанс в механічній системі «резервуар – рідина з вільною поверхнею» вперше експериментально досліджував Фарадей в 1831 р (Рис. 1а). Циліндричний резервуар, частково заповнений водою, був встановлений на спеціальному лабораторному устаткуванні і мав можливість рухатись у вертикальній площині за заданим гармонічним законом. Результатом експерименту було встановлення Фарадеєм того факту, що перша резонансна частота вільної поверхні рідини дорівнює половині частоті збурення резервуара. Оскільки резервуар рухається тільки вертикально за заданим законом, коливання рідини ніяк не впливають на характер його руху. Однак у більшості практичних застосувань (качка судна на хвилях, політ ракети-носія і т.п.) конструкція з рідиною може здійснювати поступальні та кутові рухи у різних площинах як за рахунок коливань вільної поверхні рідини, так і за рахунок наявності зовнішніх силових або моментних збурень. При цьому маса рідини може суттєво перевищувати масу резервуара, а тому врахування сумісного руху резервуара та рідини з вільною поверхнею та їх взаємодії є визначним фактором.

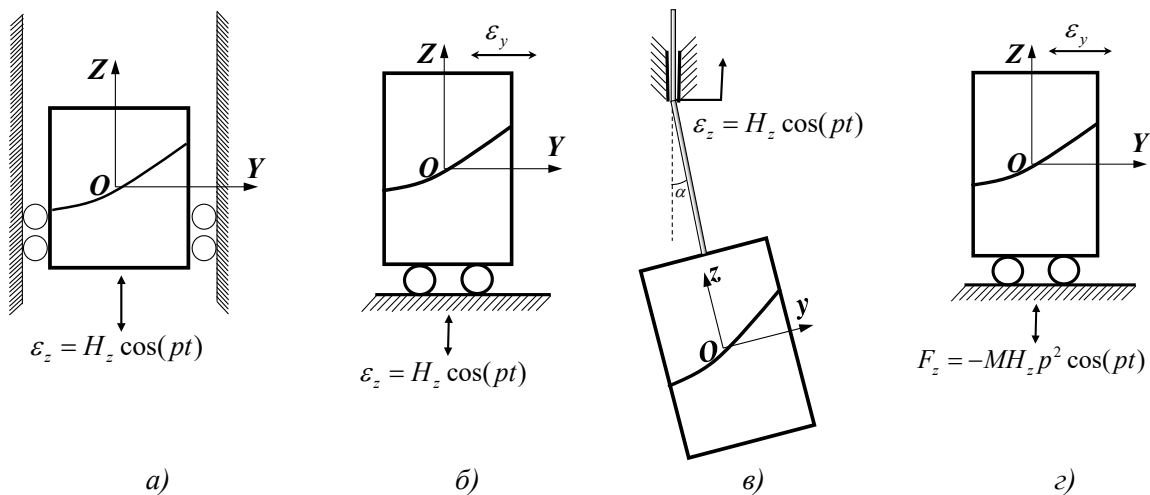


Рис. 1 Механічна постановка задачі Фарадея

Таким чином, врахування можливості рухів резервуара, що відрізняються від заданих вертикальних, та рухомості рідини, яка також може суттєво впливати на динаміку руху системи, дозволяє скласти класифікацію узагальнень класичної задачі Фарадея: 1) резервуар рухається у вертикальній площині за заданим законом та може здійснювати горизонтальні переміщення за рахунок коливань вільної поверхні рідини, тобто система отримує додатковий ступень вільності – можливість руху резервуара в горизонтальній площині (Рис. 1б); 2) резервуар висить на маятниковому підвісі, точка підвісу рухається у вертикальній площині за заданим законом, резервуар може здійснювати кутові коливання за рахунок коливань вільної поверхні рідини, тобто система отримує додатковий ступень вільності – можливість кутових коливань резервуара (Рис. 1в); 3) резервуар рухається вертикально за рахунок підведеної сили, яка змінюється за гармонічним законом, тобто система отримує додатковий ступень вільності – можливість руху резервуара в вертикальній площині (Рис. 1г); 4) резервуар рухається вертикально за рахунок підведеної сили, яка змінюється за гармонічним

законом, і горизонтально за рахунок коливань вільної поверхні рідини, тобто система отримує два додаткових ступеня вільності; 5) резервуар висить на маятниковому підвісі, точка підвісу рухається у вертикальній площині за рахунок сили, яка змінюється за гармонічним законом, резервуар може здійснювати як кутові коливання за рахунок коливань вільної поверхні рідини, так і вертикальні рухи, тобто система отримує два додаткових ступеня вільності.

При цьому для забезпечення повноти постановки задачі використаний наступний підхід: відмова від гіпотези о можливості нехтування коливаннями на власних частотах системи (врахування коливань вільної поверхні рідини на власних та комбінаційних частотах є визначним), дослідження динаміки системи на основі нелінійної математичної багатомодової моделі (12 форм коливань) та врахування сумісного руху резервуара та рідини [1].

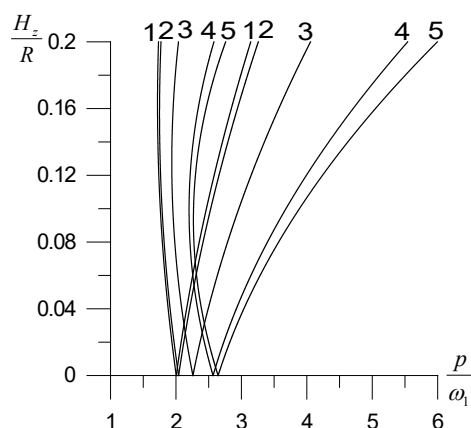


Рис. 3. Области первого резонансу в узагальненій задачі Фарадея з можливістю горизонтального переміщення

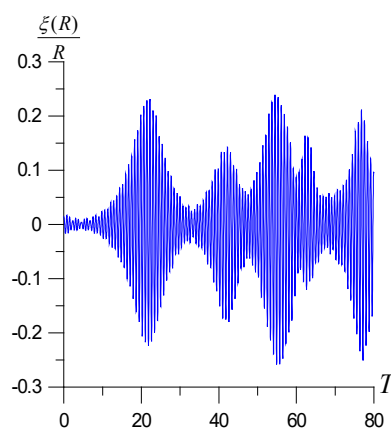


Рис. 4. Амплітуда збурення вільної поверхні рідини на стінці резервуара

Внесення в систему додаткового ступеня вільності (можливість горизонтального переміщення або кутових коливань резервуара на маятниковому підвісі) приводить до підвищення частоти параметричного резонансу, причому вона тим вище, чим менше маса резервуара по відношенню до маси рідини або чим коротше довжина маятникового підвісу (Рис. 3,  $M_F$  – маса рідини,  $M_T$  – маса резервуара, 1 –  $M_F = 100M_T$ , 2 –  $M_F = 10M_T$ , 3 –  $M_F = M_T$ , 4 –  $M_F = 0,1M_T$ , 5 –  $M_F = 0,01M_T$ ).

При вертикальному збуренні руху резервуара з можливістю горизонтального переміщення або кутових коливань на маятниковому підвісі на відміну від класичної задачі Фарадея динамічні процеси в системі розвиваються як сукупність параметричного резонансу і вимушених коливань (Рис. 4). Для даного узагальнення задачі Фарадея можливий вихід системи на нелінійний режим коливань на будь-якій частоті.

Взагалі, вихід на усталений режим коливань в нелінійних багаточастотних системах типу «резервуар – рідина з вільною поверхнею» при параметричному збуренні руху резервуара не відбувається – спектр коливань збурення вільної поверхні рідини на стінці (як найбільш характерній точці, яка доступна для вимірів та спостереження) завжди містить гармоніки на власних та комбінаційних частотах.

### Література

1. Лимарченко О.С., Ясинский В.В. Нелинейная динамика конструкций с жидкостью. – Киев: Национальный технический университет Украины «КПИ», 1997. – 338 с.

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗМИВУ ПАЛЬОВОГО ХВИЛЕЛОМУ СОЛІТОННИМИ ХВИЛЯМИ

Корольова А.С., Горбань І.М., Соколовський Г.П., Романенко П.Ю.  
Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, [kan5nas@gmail.com](mailto:kan5nas@gmail.com)

Сучасна тенденція в прибережній та річковій інженерії фокусується на застосуванні проникних споруд. Найбільш поширеними елементами прибережних споруд, які застосовуються в якості вертикальних опор або поперечних кріплень, мають форму кругового циліндра (мостові опори, морські платформи, пальові хвилеломови та ін.). Присутність таких конструкцій в хвильовому полі змінює локальну картину потоку, створює локально високу швидкість потоку та збільшує інтенсивність турбулентності. Ці процеси посилюють донну напругу зсуву та локальний розмив навколо вертикальних паль [1]. В подальшому збільшення місцевого переносу наносів може призвести до втрати стійкості конструкції або її руйнування.

Зважаючи на актуальність проблем ерозії та відкладень, спричинених сильними нелінійними хвилями, в т. ч. і цунамі, пов'язаний з цим перенос наносів і локальні розмиви навколо морських хвилеломів та гідротехнічних споруд, в Інституті гідромеханіки НАН України проведено серії масштабних модельних експериментів для дослідження механізмів розмиву пальового хвилелому солітонними хвилями. Експерименти виконувались в хвильовому каналі довжиною 16м, шириною 0.3м і висотою 0.7м, обладнаному генератором поодиноких хвиль, спеціальним пристроєм для відсікання дисперсійного «хвоста», що виникає при генерації хвилі, та системою реєстрації (ємкісні датчики, аналогово-цифровий перетворювач (АЦП), персональний комп'ютер (ПК), фото- та відеоапаратура). Резервуар має скляні бічні стінки, що забезпечує хороший огляд потоку та процесу розмиву.

Моделі хвилеломів, що складається з одного ряду близько розташованих вертикальних циліндричних паль  $D=25\text{мм}$  і відстанню між двома суміжними циліндрами  $S=28\text{мм}$ ,  $17\text{мм}$  і  $11\text{мм}$  встановлювались в піщаному ґрунті в середній частині каналу перпендикулярно напрямку руху потоку. Ерозійне дно моделювалось рівною ділянкою довжиною 1.3м і товщиною 0.1м, заповненою піском з середнім діаметром частинок  $d_{50}=0.3\text{мм}$ . Для того, щоб піщана основа не розпливалась вздовж каналу, з обох кінців встановлено бетонні опори з ухилом 1:1. Глибина води над піщаним дном підтримувалась на рівні 0.05м. Загальна глибина води в каналі складала  $\sim 0.15\text{м}$ .

Після генерації збурення вільної поверхні, викликане проходженням хвилі, фіксується датчиками. Сигнал від датчиків передається на АЦП, з'єднаний з ПК. Це дозволяє отримувати інформацію у вигляді графіку залежності амплітуди хвилі в умовних одиницях від часу, а також числовому форматі. Для приведення даних до розмірного вигляду виконується тарування датчиків перед кожною серією експериментів.

Профіль поодиноких хвиль, що формувались в експерименті, відповідає теоретичному профілю і визначається теорією поодиноких хвиль малої амплітуди [2]:

$$\eta = a \cdot \text{sech}^2 \left[ \left( 3a/4H^3 \right)^{1/2} x \right],$$

де  $a$  – амплітуда поодинокі хвилі,  $H$  – незбурена глибина води в лотку.

Швидкість поодиноких хвиль теоретично може бути визначена з рівняння  $c = \sqrt{g(H+a)}$ , де  $g$  – прискорення вільного падіння.

Процес взаємодії між поодинокією хвилею та різними перешкодами суттєвим чином відрізняється від взаємодії регулярних хвиль з аналогічними конструкціями. На

відміну від стаціонарного потоку або регулярних хвиль поодинокі хвилі є короткотривалим явищем, і формування лунки розмиву навколо циліндричних паль відбувається поступово зі збільшенням кількості пробігів в експерименті. З кожним наступним пробігом наноси виносяться хвилею за опору, формуючи накопичення осаду за перешкодою. При цьому осад з лунки не виноситься хвилею далеко від перешкоди.



Рис. 1. Фотокадри експерименту

Процес формування лунки розмиву відбувається доки не буде досягнутий певний рівноважний стан, при якому глибина лунки розмиву вже не збільшується. При цьому слід зазначити, що прогрес до рівноваги, перш за все, буде керуватися співвідношенням тривалості цунамі до часового масштабу розмиву, який для одиночного затоплення від цунамі, швидше за все, буде низьким. Таким чином, рівноважна глибина може бути досягнута лише після декількох затоплень і зворотних потоків.

Одним з основних параметрів, що визначає розмив навколо паль в умовах рухомого дна, є число Кейлегана-Карпентера [3]:

$$KC = U_m T / D,$$

де  $U_m$  – максимальне значення швидкості коливального потоку;  $T$  – період хвилі.

При визначенні  $KC$  для поодиноких хвиль і, відповідно, рівноважної глибини розмиву під поодинокими хвилями необхідно враховувати певні відмінності, які існують між регулярними/нерегулярними хвилями і поодинокими хвилями (відсутність зворотного потоку і періодичності в поодиноких хвилях).

#### Література

1. Xu C. A wave-flume study of scour at a pile breakwater: Solitary waves / C. Xu, Z. Huang, Y. Yao // Applied Ocean Research. – 2019. – 82. – P. 89–108. <https://doi.org/10.1016/j.apor.2018.10.026>.
2. Hammack J.L. The Korteweg-de Vries equation and water waves. Part 2. Comparison with experiments / J.L. Hammack, H. Segur // J.Fluid Mech. – 1974. – 65. – P. 289–314. <https://doi.org/10.1017/S002211207400139X>.
3. Sumer B.M. Scour around vertical pile in waves / B.M. Sumer, J. Fredsøe, N. Christiansen // Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering. – 1992. – Vol.118, No. 1. – P. 15–31. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-950X\(1992\)118:1\(15\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-950X(1992)118:1(15)).

## СПОСІБ СТАТИЧНОГО КЕРУВАННЯ СТРУКТУРОЮ ОБМЕЖЕНОГО ЗАКРУЧЕНОГО ПОТОКУ

Кочін В.О.<sup>1</sup>, Мороз В.В.<sup>1</sup>, Турик В.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, e-mail: [kochin@meta.ua](mailto:kochin@meta.ua), [vorez@ukr.net](mailto:vorez@ukr.net)

<sup>2</sup>КПІ ім. Ігоря Сікорського, м. Київ, e-mail: [turick46@gmail.com](mailto:turick46@gmail.com)

Закрутку потоків застосовують при проектуванні енергетичних і технологічних пристроїв з метою або інтенсифікації процесів масо- і теплопереносу в робочих потоках, або блокування теплообміну в стінки високофорсованих камер згоряння, або сепарації окремих складових багатокомпонентних та багатофазних рідинних систем. В обмежених потоках вихрових камер (ВК) під дією відцентрових сил виникають радіальні і осьові градієнти тиску, що за специфічних умов в'язкої відцентрової нестійкості поблизу криволінійних стінок камер формує тривимірні зсувні зони і значно ускладнює структуру течії.

Дослідженням аеродинаміки вихрових апаратів проточного типу — камер згоряння газотурбінних двигунів, топкових пальників промислових печей, парових котлів, плазмотронів тощо присвячена велика кількість праць [1, 2]. Проте набагато менше уваги приділялося вивченню структури потоків у ВК торцевого типу з одностороннім розташуванням глухого торця відносно соплового вузла. Традиційно при проектуванні ВК їх тупикові частини (за наявності технологічної необхідності останніх) максимально скорочували через уявлення про нестійкій і навіть «застійний» характер течії в них та для запобігання можливого збільшення аеродинамічного опору.

Тупикові частини утворюються в припоршневих зонах циліндрів двотактних дизелів на фазах продувки і наповнення, у повітропроводах вентиляційних систем, у вихрових клапанах тощо. Першим звернув увагу на незвичайну поведінку потоку у ВК торцевого типу Wormley [3] при аналізі взаємодії нестисливої вісесиметричної закрученої течії з примезовим шаром на торцевому диску камери максимально короткої довжини. Подальші спроби отримати схематичні картини течії в тупикових частинах ВК належать авторам робіт [4, 5], які носять надто наближений характер і обмежені геометрією саме коротких камер за типом досліджених в [3]. Суто гідрравлічним характеристикам повітропроводів з тупиковими зонами без закрутки потоків було присвячено роботу ЦАГІ [6]. В ній вперше була помічена наступна парадоксальна особливість: найбільше значення коефіцієнта опору спостерігалось при установці глухого торця врівень з кромкою бічного вхідного отвору. При збільшенні відстані між ними коефіцієнт опору різко зменшується і при певному значенні цієї відстані становив свою найменшу величину. Хоча структура потоків, бодай на макрорівні, в цій праці не вивчалася, вона дає підстави для постановки досліджень по з'ясуванню принципової можливості статичного керування структурою потоків використанням фактору глибини тупикових зон ВК. Цей фактор, як показано в роботі [7] та інших роботах авторів, має бути обумовлений взаємодією сформованою в тупиковій частині ВК складної сукупності когерентних вихрових структур (КВС) з «активною» частиною вхідного потоку ВК. Експериментальна або теоретико-чисельна постановка задачі детального вивчення такої взаємодії є дуже складною. Тому на даному етапі пропонується інтегральний підхід до принципового вирішення проблеми шляхом експериментальної оцінки впливу КВС тупикової частини ВК на кінематику закрученого потоку на виході камери. Потік повітря подавався тангенціально до циліндричної порожнини ВК внутрішнім діаметром  $d_0 = 0,102$  м через вхідне тангенціальне сопло з проточною частиною розмірами  $0,041 \times 0,025$  м<sup>2</sup> при осьовому куті установки  $\alpha = 0^\circ$  і куті тангенціальності  $\gamma = 88^\circ$ . Досліджуваний діапазон чисел Рейнольдса за параметрами

сопла складав  $Re = 47000 \div 87000$ . Термоанемометричні вимірювання актуальної швидкості потоку у вихідному перерізі та подальша статистична обробка інформації дозволила з'ясувати реакцію структури вихідного потоку на зміну відносної глибини тупикової зони ВК  $L^* = L/d_0$  (де  $L$  – відстань від внутрішньої крайки вихідного перерізу сопла до глухого торця) при двох положеннях глухого торця:  $L^* = 0$  і  $L^* = 4,4$ . Проведений аналіз картин розподілу домінуючих компонент усередненої за часом швидкості вихідного потоку — трансверсальної  $U^* = U/W_a$  та осьової  $W^* = W/W_a$ , віднесених до середньої за вихідним перерізом камери швидкості потоку, показує, що за наявності максимальної тупикової області течії ( $L^* = 4,4$ ) відбувається зменшення трансверсальної швидкості на 15% при  $Re = 86530$  і на 21% при  $Re = 47080$  при зростанні осьової швидкості на 19,7% при  $Re = 86530$  і на 8,5% при  $Re = 47080$  порівняно з варіантом камери при  $L^* = 0$ . Цей факт свідчить про певний перерозподіл кінетичної енергії від середнього трансверсального руху до осевого. Регулярний характер загального розподілу дослідних точок при обох граничних значеннях відносної глибини тупикової частини камери опосередковано свідчить про хибність традиційних уявлень про так звану «мертву зону», тобто випадковий характер неупорядкованої течії в тупикових областях ВК торцевого типу. Порівняння усереднених за вихідним перерізом величин інтегральної відносної інтенсивності осевих і трансверсальних пульсацій швидкості  $\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})} / V_s$ , де  $V_s = \sqrt{U^2 + W^2}$  – локальна тангенціальна швидкість закрученої течії в різних точках діаметра вихідного поперечного перерізу ВК, показує наступне. Перехід від максимально короткої тупикової зони до видовженої ( $L^* = 4,4$ ) спричиняє зростання величини  $\varepsilon$  відносно варіанта  $L^* = 0$ : при  $Re = 86530$  до 3%; при  $Re = 47080$  більше 11%. Це свідчить про покращення процесів перемішування в порожнині ВК при  $L^* = 4,4$ . При цьому вимірювання втрат повного тиску для камер обох варіантів показало незначну зміну аеродинамічного опору камери з максимально видовженою тупиковою зоною порівняно з варіантом ВК при  $L^* = 0$ : при  $Re = 86530$  має місце збільшення втрат на 2,8%, при  $Re = 47080$  зменшення їх на 1%. Ці величини є меншими за похибки вимірювань. Таким чином, досліджуваний спосіб керування не є затратним.

Проаналізовано частотні спектри пульсацій швидкості в характерних точках вихідного перерізу ВК при  $L^* = 4,4$  і  $L^* = 0$ .

#### Список використаних джерел

1. Халатов А. А., Авраменко А. А., Шевчук И. В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил: в 4 т. Киев: Ин-т техн. теплофизики НАН Украины, 2000. Т. 3: Закрученные потоки. 474 с.
2. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки: монография; пер. с англ. В. И. Васильева [и др.] под. ред. С. Ю. Крашенинникова. Москва: Мир, 1987. 588 с.
3. Wormley D. N. An Analytical Model for the Incompressible Flow in Short Vortex Chambers. Trans. ASME. Ser. D. 1969. Vol. 91, No. 2. P. 264–276.
4. Гольдштик М. А. Вихревые потоки: монография. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1981. 366 с.
5. Кутателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках: монография. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1987. 282 с.
6. Ханжонков В. И., Давыденко Н. И. Сопротивление боковых отверстий концевой участка трубопровода. «Пром. аэродинамика»: сб. стат. ЦАГИ им. проф. Н. Е. Жуковского: Воздухопроводы. Москва: Гос. изд. оборон. пром., 1959. №15. С. 38–46.
7. Бабенко В. В., Турик В. Н. Макет вихревых структур при течении потока в вихревой камере. Прикладна гідромеханіка. 2008. Т. 10 (82), № 3. С. 3–19.

## КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ХВИЛЬ НА ВІЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ РІДИНИ В «СПІВОЧОМУ БОКАЛІ»

Краснопольська Т.С.<sup>1</sup>, Печук Є.Д.<sup>1</sup>, Філімонов В.Ю.<sup>1</sup>, Кочін В.О.<sup>1</sup>, Ван Хеїст Г.Я.Ф.<sup>2</sup>

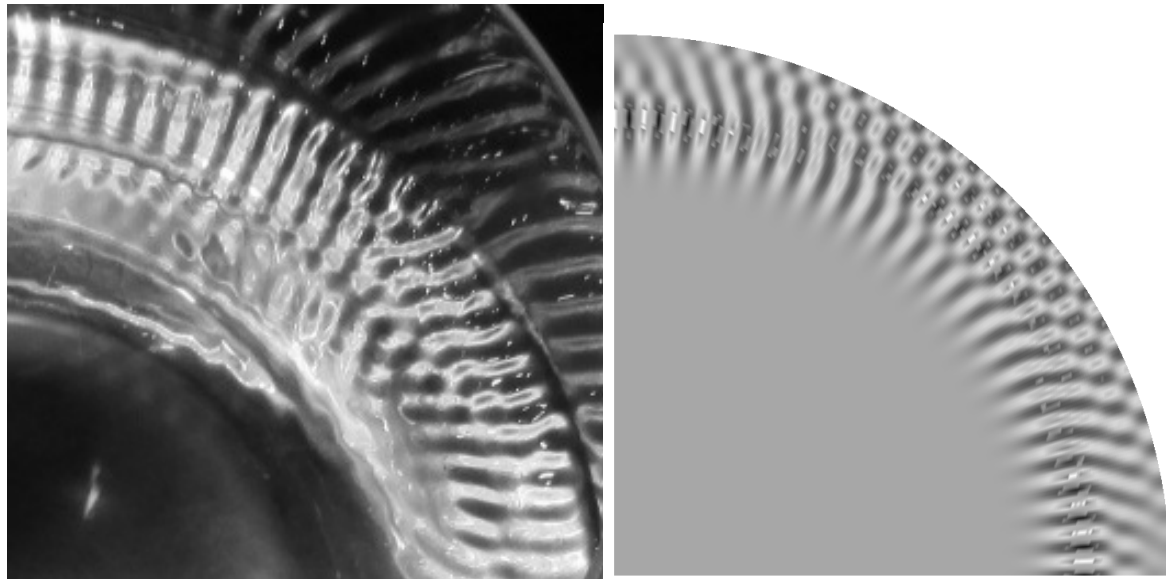
<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, [krasnopolska1005@gmail.com](mailto:krasnopolska1005@gmail.com),  
[evgdmp@gmail.com](mailto:evgdmp@gmail.com), [Vitf8291@gmail.com](mailto:Vitf8291@gmail.com), [kochinviktor@gmail.com](mailto:kochinviktor@gmail.com)

<sup>2</sup>Ейндховенський технологічний університет, Ейндховен, [g.j.f.v.heijst@tue.nl](mailto:g.j.f.v.heijst@tue.nl)

В роботі розглядається поява хрестоподібних хвиль на вільній поверхні рідини в «співочих бокалах», яка пояснюється на основі використання метода суперпозиції при аналітичному розв'язанні задачі. Хрестоподібні хвилі мають гребені, перпендикулярні до вібруючої стінки хвилепродуктору, тобто до «співочого бокалу», керованому рухами пальця. Згідно з експериментальними дослідженнями вимушені хвилі мають чотири вузли в азимутальному напрямку. Для вимушених хвиль виводиться лінійна модель, а для хрестоподібних хвиль розробляються нелінійні параметричні моделі. Комп'ютерне моделювання та графічне представлення вільної поверхні за допомогою декількох власних форм показує основні риси хвильових структур у «співочих бокалах».

Щоб проаналізувати хвилі на вільній поверхні рідини в «співочому бокалі», робиться припущення щодо геометрії задачі: контейнер у формі чаші замінюється циліндром з круглим поперечним перерізом (радіусу  $R$ ) і плоским горизонтальним дном. Хоча ця основна геометрія є вісісиметричною, стінка циліндра має коливання по другій моді в круговому напрямку, тобто по  $\cos 2\theta$  - залежністю від азимутальної координати  $\theta$ . Рух рідини зручно описувати в циліндричній системі координат  $(r, \theta, x)$ , при цьому вісь  $x$  направляє уздовж осі симетрії контейнера. Рідина має середню глибину  $d$ ; середнє положення вільної поверхні приймається за  $x = 0$ , так що положення дна резервуара задається  $x = -d$ . Стінка циліндра гармонійно вібрує з частотою  $\omega$  таким чином, що її радіус змінюється, як  $R^1 = R + \chi(x, \theta, r)$ , де  $\chi = a \cos 2\theta \cos(\pi x / d) \cos \omega t$  і описує коливання стінок циліндра. Припускаючи, що рідина є нев'язкою і нестисливою, поле швидкості представлялося в термінах потенціалу швидкості.

Незважаючи на те, що хрестоподібні хвилі були описані ще Фарадеєм (1831р.), теоретичне обґрунтування можливості їх збудження в «співочому бокалі» було отримано нещодавно [1], де поява таких хвиль має характер резонансних коливань. Побудовано дві математичні моделі. Перша модель описує появу хрестоподібних хвиль, коли на поверхні вільної рідини спостерігається лише одна власна мода, а друга модель застосовується у випадку, коли присутні щонайменше дві або три власні моди. Графічні представлення вільної поверхні з трьома власними модовими апроксимаціями відображають основні особливості хвильових структур, які експериментально спостерігаються в «співочому бокалі» (Рис. 1). Для резонансного режиму в першій моделі отримано лише одне рівняння, а у другій - систему з трьох рівнянь. Очевидна відмінність моделей полягає в різних частотах поверхневих коливань: у першому випадку частота дорівнює частоті поверхневих коливань циліндричного бокалу. Крім того, амплітуда коливань у першій моделі є на порядок менше, ніж у другому. Друга модель передбачає одночасне збудження принаймні двох резонансних форм. Вимірюючи експериментальним шляхом частоти коливань циліндра і порівнюючи їх з власними частотами спостережуваних хрестоподібних хвиль було показано, що реалізується друга модель з трьома власними модами, які мають власні частоти близькі між собою та до значення половини частоти коливань поверхні циліндра.



(a)

(б)

Рис. 1. Порівняння між експериментально спостережуваною структурою хрестоподібних хвиль і теоретичною моделлю: (а) експериментальна візуалізація, (б) графічне представлення вільної поверхні для випадку апроксимації трьома власними модами з хвильовими параметрами  $i=98$   $j=4$ ,  $i=100$   $j=4$  та  $i=102$   $j=4$  (де  $i$  – кількість хвиль в круговому напрямку, а  $j$  – кількість хвиль в радіальному напрямку) формами  $\psi_{98\ 4}(r, \theta)$ ,  $\psi_{100\ 4}(r, \theta)$ ,  $\psi_{102\ 4}(r, \theta)$ .

Таким чином, результати експериментальних досліджень свідчать про те, що реалізація хрестоподібних хвиль здійснюється за теоретичною моделлю з трьома зв'язаними взаємодіючими власними модами коливань з близькими резонансними власними частотами. Графічне представлення вільної поверхні з трьома власними модами відображає основні особливості хвильових моделей, що спостерігаються експериментально на вільній поверхні рідини, що міститься в «співочому бокалі». Поява чотирьох зон із зростанням та зменшенням амплітуди хвилі та їх розташування в цих зонах також пояснюється зональною структурою коливань циліндричної поверхні скла. Часова еволюція амплітуд трьох параметрично пов'язаних власних мод була досліджена в районах первинної субгармонічної нестійкості.

- [1]. T.S. Krasnopolskaya. G.J.F. van Heijst, Fluid surface waves in a partially filled 'singing wine glass'. The European Journal of Mechanics B/Fluids (EJMBF), 2018, 67, January, N1, P. 116-124.

## КЕРУВАННЯ РУХОМ РЕЗЕРВУАРА З РІДИНОЮ НА ОСНОВІ КОМПЕНСАЦІЇ СИЛОВОГО ВІДГУКУ РІДИНИ НА СТІНКИ РЕЗЕРВУАРА

Лимарченко О.С., Сіренко О.О.

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, olelim2010@yahoo.com

Задачі про керування сумісним рухом конструкцій, які мають багатокomпонентну структуру, є досить складними. Внутрішні ступені вільності системи (відносний рух складових компонент системи) значно ускладнює як реальну поведінку таких систем, так і формулювання відповідних математичних задач. Особливо значні труднощі виникають при суттєвому прояві нелінійних властивостей системи. Одним із найбільш яскравих прикладів таких систем є задача керування рухом резервуарів з рідиною для випадків, коли відносна маса рідини є суттєвою, а вплив рухомості рідини на динаміку системи є значним. Такого роду задачі мають високе прикладне значення в аерокосмічній техніці і в задачах енергетичної інфраструктури, коли в обмеженому просторі треба виконати точний рух конструкції з рідиною. В математичному плані ця задача має розглядатися в рамках сумісної задачі нелінійної динаміки резервуару з рідиною. Відносно висока розмірність системи та її нелінійність не дозволяють застосувати добре відомі математичні методи дослідження задач керування рухом. Математична модель задачі будується на основі варіаційного принципу Гамільтона-Остроградського з подальшим використанням методу модальної декомпозиції [1]. Відомо, що складовою частиною використання варіаційного принципу Гамільтона-Остроградського є можливість аналітичного визначення сил взаємодії між компонентами і динамічних граничних умов задачі як природних. Для задачі про динаміку резервуара з рідиною це дозволяє в аналітичному вигляді визначити головний вектор сил тиску рідини на стінки резервуара (силовий відгук рідини). На основі даних силової взаємодії конструкції з рідиною розглянуто алгоритм керування рухом, основною ідеєю якого є принцип компенсації силового відгуку рідини. Такий алгоритм дозволив побудувати керування, яке виключає вплив рухомості рідини на рух твердого тіла, що є вкрай важливим для високоточного виконання програмних рухів конструкцій з рідиною. Це керування не є оптимальним, проте воно дозволяє ефективно провести вивчення нелінійної задачі у випадку її досить високої розмірності.

Запишемо систему рівнянь руху у вигляді [1, 2], де  $a_i$  – амплітудні параметри збурення форм коливань вільної поверхні рідини (визначають рух вільної поверхні)  $\varepsilon_i$  і  $\alpha_i$  – параметри поступального і обертального рухів конструкції, які визначають рух твердих границь області рідини. Обрані параметри повністю характеризують динаміку системи, оскільки за їх значеннями можна відновити характеристики руху вільної поверхні рідини  $\xi$ , поле швидкостей рідини, поле тисків, кутову швидкість руху резервуара  $\omega_i$ .

$$\ddot{\vec{e}} = \frac{\vec{F} + \vec{R}}{M_F + M_T} + \vec{g}; \quad \sum_{n=1}^3 \ddot{\alpha}_n \left[ \sum_{p,s=1}^3 \frac{\partial \omega_p}{\partial \dot{\alpha}_r} \frac{\partial \omega_s}{\partial \dot{\alpha}_n} \left( \frac{1}{\rho} J_{res}^{ps} \right) \right] = \frac{1}{\rho} (M_R^r + M_{ex}^r),$$

де  $\vec{F}$  і  $M_{ex}^r$  — відповідно зовнішня сила і момент, що діють на конструкцію, а  $\vec{R}$  і  $M_R^r$  — головні вектори сил і моментів тиску рідини на стінки конструкції, які за варіаційним підходом визначаються автоматично як складові частини техніки варіювання, то з рівнянь руху можна вивести аналітичні вирази для цих параметрів силової і моментної взаємодії рідини з конструкцією. Зауважимо, що в літературі з динаміки конструкцій з рідиною така силова взаємодія зазвичай визначається шляхом інтегрування сил тиску на стінках резервуара, що значно складніше, і лише для частинних випадків. Тут цей

результат одержується автоматично як складова частина техніки варіювання і для більш загального випадку.

$$\ddot{R} = \rho \left[ \left( \sum_{i,j} \dot{a}_i \dot{a}_j \bar{B}_{ij}^2 + \sum_{i,j,k} \dot{a}_i \dot{a}_j a_k \bar{B}_{ijk}^3 \right) - \sum_i \ddot{a}_i \left( \bar{B}_i^1 + \sum_j a_j \bar{B}_{ij}^2 + \sum_{j,k} a_j a_k \bar{B}_{ijk}^3 \right) \right]. \quad (4)$$

Визначення параметрів силової і моментної взаємодії конструкції з рідиною в аналітичній формі дозволяє не лише оцінити таку взаємодію кількісно, а й запропонувати нові алгоритми керування рухом конструкцій з рідиною, в яких виключено чи значно ослаблено вплив коливань рідини на динаміку руху конструкції. Основна ідея побудови керування сумісним рухом конструкції з рідиною полягає у принципі компенсації силової взаємодії рідини з резервуаром, яка робиться на основі включення до керування з протилежним знаком визначених в аналітичному вигляді сил і моментів, які створює тиск рідини на стінки конструкції, з метою гасіння впливу рухомості рідини на рух конструкції носія. На прикладі руху конструкції з рідиною покажемо, що шляхом компенсації силової взаємодії рідини з резервуаром з високою точністю подальший рух конструкції вдається забезпечити таким, який би відповідав руху системи із

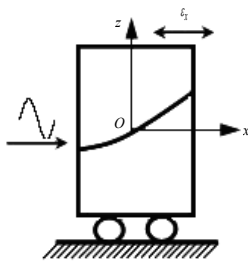


Рис. 1

«затверділою» рідиною [2]. Раніше вже було показано, що для різних форм силового збудження руху (короткотривалі і періодичні збудження) таким керуванням вдається практично повністю виключити вплив рідкого наповнення на рух конструкції носія [2], а також, що такий алгоритм забезпечує високу точність керування в різних діапазонах прояву нелінійних властивостей системи [2]. Покажемо на прикладі як працює цей прийом для системи (рис. 1) рух якої із стану рівноваги збуджується прямокутним імпульсом сили тривалості 0,25 с.

Результати моделювання за такою схемою наведено на рис. 2, де приведено закон зміни швидкості резервуару в часі. У випадку «затверділої» рідини на активній ділянці система рухається рівноприскорено, а після завершення дії імпульсу сили рух буде з постійною швидкістю. Це крива 1 на рисунку. У випадку рухомості рідини спочатку не вся рідина залучається до руху, а тому резервуар рухається швидше ніж у випадку «затверділої» рідини, згодом встановлюються коливання в околі траєкторії руху як для «затверділої» рідини, і це відхилення суттєве (крива 3). Для уникнення цього застосуємо керування з компенсацією. В результаті система з рідиною буде рухатися як і система із «затверділою» рідиною. Крива 2 (рух з керуванням) співпадає з високою точністю з кривою 1. Цей закон компенсації одержано в рамках повної нелінійної моделі. Розглянемо варіант спрощеного визначення компенсації лише по лінійній частині

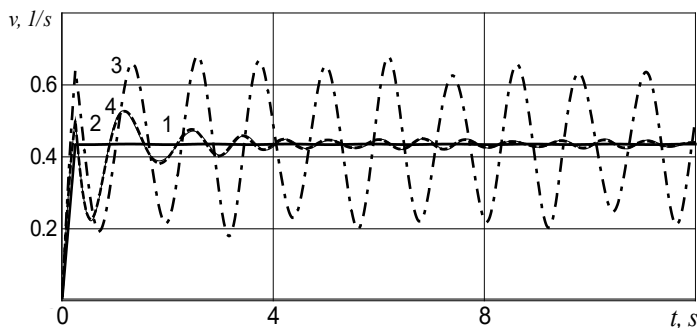


Рис. 2

силового відгука (крива 4). Помітно, що вже на початковому етапі виникає значне відхилення від програмного руху, проте згодом це відхилення зменшується. Отже керування з компенсацією силового відгуку, визначеного на основі нелінійної моделі, дозволяє практично виключити вплив рухомості рідини на рух тіла-носія.

1. Лимарченко О.С., Ясинський В.В. Нелинейная динамика конструкций с жидкостью. — Киев: НТТУ КПИ, 1997. — 338 с.
2. Konstantinov A.V., Limarchenko O.S., Lukyanchuk V.V., Nefedov A.A. Dynamic Methods of Damping the Oscillation in Structure-free-surface Fluid System // Int. Appl. Mech. — 2019. — 55, N 1. — P. 58 – 67.

## ЧИСЕЛЬНЕ ЗНАХОДЖЕННЯ РОЗВ'ЯЗКУ ДЛЯ СТАЦІОНАРНОГО ЛАМІНАРНОГО ГРАНИЧНОГО ШАРУ НЕСТИСЛИВОЇ РІДИНИ НА ЦИЛІНДРИЧНИЙ ПОВЕРХНІ

Лук'янов Павло В, Сун Л.  
Національний авіаційний університет, Київ,  
Pavlo.Lukianov@npp.nau.edu.ua

### Вступ.

При моделюванні турбулентних течій на підставі припущення про змінність ефективної в'язкості нами було виявлено цікавий факт: отриманий оптимальний розв'язок задачі (течії на пластині та уздовж труби) дуже гарно узгоджується із експериментальними даними про ламінарну течію нестисливої рідини у граничному шарі.

Зробивши аналіз доступних нам джерел, стало зрозумілим, що задачі ламінарного обтікання нескінчених площини та циліндричної поверхні ще й досі не розв'язані. Річ у тім, що сам Стокс, щойно отримавши свої рівняння, розв'язав ряд прикладних задач [1], серед яких зазначених немає. Можливо тому, що розв'язком стаціонарної без градієнтної течії нестисливої рідини, за рівнянням Нав'є-Стокса у якому в'язкість є сталою величиною, можна отримати лише лінійний розв'язок. Утім, як достеменно відомо, розподіл швидкості у ламінарному граничному шарі має нелінійний характер. Можливо тому Стокс розв'язав лише задачу про коливання площини та знайшов розподіл швидкості у рідині, що утворюється при такому рухові. Важливо утім, що амплітуда швидкості у напрямку перпендикулярному до руху площини (уздовж однієї із своїх прямих), за Стоксом, спадає за експоненціальним законом. Саме таку, -- експоненціальну, -- залежність нами було отримано раніше [2] при розгляді, як це не дивно, турбулентної течії.

Із сказаного вище можна зробити один дуже важливий висновок: *всередині граничного шару ламінарного руху нестисливої рідини в'язкість є змінною і залежить від відстані до стінки*. Такий висновок стане зрозумілим, коли, зазирнувши у підручник фізики, ми знайдемо, що сталий коефіцієнт температуропровідності (закон Фур'є), коефіцієнт дифузії (закон Фіка) мають місце лише за умови однорідності речовини. Отже, саме однорідність, а з нею і просторова ізотропність, є наслідками вказаної сталості в'язкості. Що ж ми маємо поблизу обтікання рідиною твердої поверхні? Очевидне – *порушення ізотропії простору, або однорідності речовини*. Це порушення однорідності повинно як раз і враховувати відмінність дифузійних процесів в області граничного шару від зовнішньої області течії, де вплив границі вже є нехтовно малим (відсутнім).

### Ламінарний граничний шар на рухомих нескінченій площині та циліндричній поверхні

Не врахувавши змінність в'язкості у граничному шарі, Стокс, в рамках виведених ним рівнянь, не зміг розв'язати найпростішу задачу. Це зроблено нами. У випадку течії, що викликана стаціонарним рухом площини у нескінченному просторі, що заповнений нестисливою рідиною, за відсутністю іншої нерухомої площини, що знаходиться на скінченій відстані від рухомої, цей розв'язок є дуже простим. Із врахуванням експериментального погодження, він має такий вигляд:

$$\frac{u}{U_0} = 1 - \exp(-0.6y). \quad (1)$$

А от для граничного шару навколо циліндричної області отримується трохи складніший розв'язок:

$$\frac{u}{U_0} = 1 - 0.6 \int_0^r \exp \left[ -\frac{1}{2A} (x^2 + 2x) \right] dx \quad (2)$$

Множник, що знаходиться перед інтегралом із змінною верхньою межею в (2), взято таким чином, аби (1) та (2) мали однакову асимптотичну поведінку біля самої твердої поверхні.

Як згодом з'ясувалось, інтеграл із змінною верхньою межею в (2) має дуже цікаву властивість: для кожного значення константи  $A$  цей інтеграл, при прямуванні  $r \rightarrow \infty$  є константою. А визначити цю константу можна лише шляхом чисельного експерименту. Так для виконання умови рівності нулеві швидкості на нескінченості можна знайти приблизно, що

$$\frac{1}{2A} = 0.13495 \dots \quad (3)$$

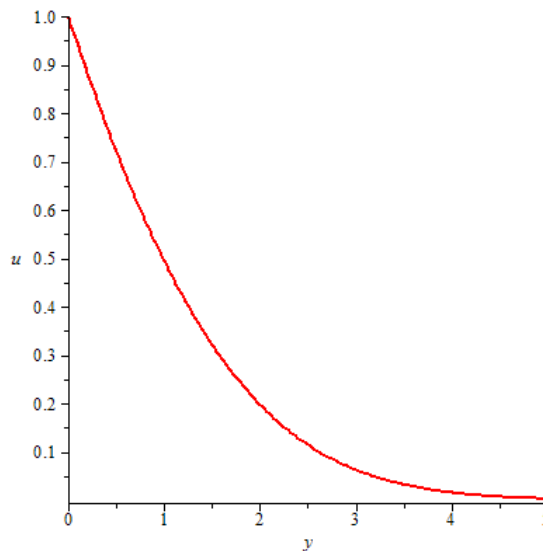


Рис. 1 Універсальний розподіл швидкості як функція безрозмірної відстані від поверхні нескінченної труби, що рухається у безмежному просторі

На рис. 1 представлено відповідний до (3) графік розв'язу (2). Уздовж вісі ординат відкладено безрозмірну швидкість – праву частину (2).

### Література.

1. Stokes, G.G. On the Effect of the Internal Friction of Fluids on Motion of Pendulums./ G/G/ Stokes // Trans. Cambridge Philos. Soc. – 1851. -- Vol. 9,
2. Лук'янов П.В., Сунь Лін. Стационарна оптимальна течія у плоскому каналі: аналітичний розв'язок на підставі моделі Рейнольдса-Буссинеска. Матеріали XXVI Міжнародної науково-технічної конференції "Гідроаеромеханіка в інженерній практиці", м. Херсон, 7 – 9 вересня 2021 р.: – Київ: 2021, с. 201-203.

## ГЕНЕРАЦІЇ BVI-ШУМУ РОТОРА ГЕЛІКОПТЕРА НА РЕЖИМІ «ВИХРОВЕ КІЛЬЦЕ»

Лук'янов Петро В.

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, Україна, p.lukianov@kpi.ua

Під час вертикального, або майже вертикального, зниження гелікоптера навколо ротора утворюється тороїдальне «вихрове кільце». Вивченню аеродинамічних параметрів течії в даному режимі польоту приділено достатньо уваги. Досліджено зміну основних силових характеристик роботи гелікоптера на режимі «вихрове кільце». Однак для більш детальнішого вивчення даного режиму необхідно мати інформацію про звукове поле, яке формується під час взаємодії ротора гелікоптера з «вихровим кільцем». Виникає така задача: як впливає «вихрове кільце» на процес генерації звуку, часткової трансформації його у вібрації?



Рис. 1. Вихрове кільце на режимі вертикального спуску,  $V = 3-5$  м/с

Поставлена і чисельно розв'язана задача генерації BVI-шуму ротора гелікоптера на режимі «вихрове кільце». Задача складається з аеродинамічної і акустичної частин. Аеродинамічна частина задачі включає в себе систему рівнянь Ейлера і нерозривності [1]. Акустична частина задачі складається з отриманої автором системи рівнянь, що описує процес генерації і поширення звуку. На її основі, використовуючи чисельно-аналітичний метод [2], вивчено ближнє звукове поле. Чисельний розрахунок дальнього звукового поля виконано із застосуванням інтегрального представлення. Використана в роботі модель вважається перехідною, наближеною [3], оскільки вібрації, що виникають на поверхні, не завжди є малими величинами. Не дивлячись на те, що в моделі враховані лише малі акустичні збурення, вона дозволяє наблизитися до опису вібрацій, виділити їх серед акустичних коливань, які виникають в процесі генерації звуку.

Аналіз безрозмірних пульсацій щільності говорить про те, що на режимі роботи ротора «вихрове кільце» на поверхні лопаті реалізуються 3-4 серії поперечних коливань, вібрацій (рис.2). Ці поперечні вібрації є досить небезпечним явищем, оскільки можуть призвести до інтенсивних згинальних коливань лопаті (рис.3), її руйнування під час флатера. Зазначимо, що область, де реалізуються дані вібрації, істотно більше, ніж для випадку літакової посадки вертольота. Числові розрахунки показали, що для більш вигнутої лопаті вібраційна область компактною зосереджена у порівнянні з лопаттю з меншим вигином. Шум, що генерується при цьому, має низькочастотний характер (рис.4) та на 10-20дБ вище шуму літакової посадки гелікоптера. Основна енергія його міститься в перших 7-8 гармоніках, значним чином посиленіх вібраційною складовою частиною шуму. Ці особливості ідентифікують режим «вихрове кільце», що дозволяє на практиці подальше вдосконалення системи безпеки польоту.

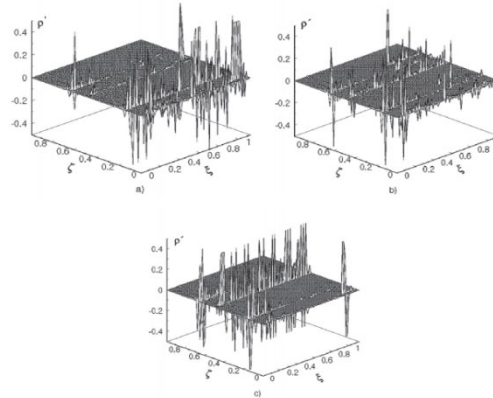


Рис.2 Безрозмірні пульсації акустичної густини  $\rho'$ ,  
 $\delta = 0,1$ : а)  $\alpha = 30^\circ$ , б)  $\alpha = 45^\circ$ , в)  $\alpha = 60^\circ$

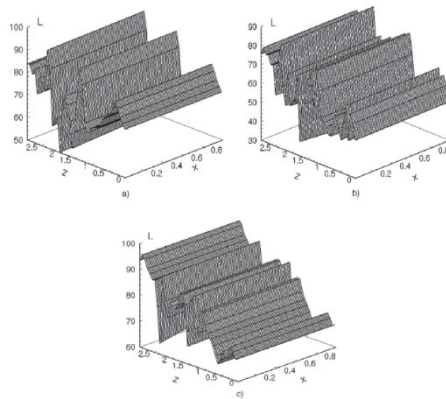


Рис.3 Рівень звукового тиску L  
 $\delta = 0,1$ : а)  $\alpha = 30^\circ$ , б)  $\alpha = 45^\circ$ , в)  $\alpha = 60^\circ$

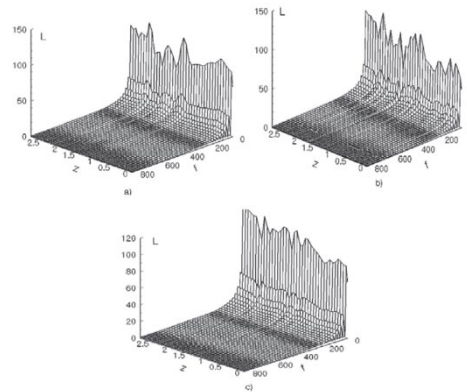


Рис.4 Спектр шуму

## Література.

1. Лукьянов П.В. Об одной модели аэроакустики вязкого сжимаемого газа // Акустичний вісник. 2013-2014. Т. 16. № 3. С.31-40.
2. Лукьянов П.В. Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть II. Схема применения для нестационарных задач // Акустичний вісник. 2012. № 3(15). С. 45–52.
3. Лукьянов П.В. Особенности генерации BVI-шума при самолётной посадке вертолётa // Вісник Запорізького національного університету. Сер.: Математичне моделювання і прикладна механіка. 2018. № 2. С. 73–88. DOI: 26661/2413-6549-2018-2-08.

## ОСОБЛИВОСТІ ВИХОРОВОЇ ТЕЧІЇ СФЕРИЧНОГО ДИПОЛЮ

Нікуліна А.М.

Дніпровський Національний університет імені О. Гончара, Дніпро,  
[nik.ann.nik@gmail.com](mailto:nik.ann.nik@gmail.com)

Проблематика формування вихрових течій сферичного диполя під дією сил тяжіння та інших градієнтних сил в ідеальному стислому середовищі є досить дуже обширною, але через те, що така постановка задачі дещо складна, якщо розв'язувати її в повному обсязі з урахуванням усіх параметрів течії, в цій роботі розглянемо лише спрощений варіант цієї задачі. Інтерес до даної проблематики та її актуальність проявляється в тому, що її розв'язок відкриває можливості описувати взаємодію середовища та частинок всередині нього, аналізувати фізичні параметри, такі як тиск, швидкість середовища та матеріальних частинок, траєкторія частинок та можливе агрегування деякої маси середовища навколо особливих точок системи, для складних вихорових структур течії, прикладом якої є сферичний диполь.

Метою цієї роботи є розробка математичної моделі та програмного забезпечення для вивчення системи рівнянь, які описують рух сторонніх частинок всередині сферичного диполя. Розв'язок цієї системи представляє собою рух частинок у середовищі під дією сил тяжіння, який був знайдений в попередніх роботах науковців Дніпровського Національного Університету ім. О. Гончара. Розв'язок поставленої задачі відкриває можливості для подальших робіт, в рамках яких може бути вивчення та виявлення основних закономірностей руху частинок вихорової течії у сферичному диполі, а також виявлення законів агрегації деякої маси середовища в особливих точках вихорової течії сферичного диполя. Основною особливістю так званого планетарного вихору є утворення значного доцентрового градієнту тиску, завдяки якому діє сила Архімеда на сторонні матеріальні частинки в зоні течії.

Одже, новий вихровий розв'язок гідродинамічних рівнянь Ейлера для сферичного диполя, що описується у сферичних координатах  $(r, \theta, \varphi)$  функцією течії, має вигляд:

$$\Psi = C_2 \Phi(y) \sin^2 \theta, \quad \Phi(y) = \alpha y^2 + \cos y - \frac{\sin y}{y}, \quad (1)$$

де  $y = C_0 r$ ;  $\alpha$ ,  $C_2$ ,  $C_0$  – константи. Цей осесиметричний розв'язок було названо планетарним вихором.

Компоненти руху частинок у вихоровій течії сферичного диполя запишемо у сферичній системі координат  $(r, \theta, \varphi)$ , де швидкості  $(V_r, V_\theta, V_\varphi)$  випишемо наступним чином

$$V_r = \frac{dr}{dt} = \frac{1}{C_0} \frac{dy}{dt}, \quad V_\theta = \frac{rd\theta}{dt} = \frac{y}{C_0} \frac{d\theta}{dt}, \quad V_\varphi = \frac{y \sin \theta}{C_0} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (2)$$

де швидкості руху у вихорі також виражаються через функцію течії (1) формулами:

$$\begin{aligned}V_r &= -2B \frac{\Phi(y)}{y^2} \cos \theta, \\V_\theta &= B \frac{\Phi'(y)}{y} \sin \theta, \\V_\phi &= B \frac{\Phi(y)}{y} \sin \theta,\end{aligned}\tag{3}$$

де  $y = C_0 r$  – безрозмірна радіальна координата,  $C_0$  – параметр вихрової інтенсивності,  $B = C_2 C_0^2$  – швидкісний параметр вихору. Вважаємо, що початкові швидкості конденсованих частинок дорівнюють швидкостям вихрового поля.

В даній роботі було розроблено програмне забезпечення для чисельного обчислення розв'язку системи рівнянь (2). Також побудовані траєкторії руху частинок в середині середовища при різних вихідних параметрах системи. Виявлено явище агрегування сторонніх частинок у певних областях сферичного диполя.

# ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ І ВЗДОВЖБЕРЕГОВИХ ТЕЧІЙ З ПЕРЕРИВЧАСТИМИ ХВИЛЕЛОМАМИ. 1 частина. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Островерх Б.М., Потапенко Л.С.  
Інститут гідромеханіки НАНУ Київ, Україна, [ostro@ukr.net](mailto:ostro@ukr.net)

Оцінка впливу вітрового хвилювання в прибережній зоні є необхідною складовою при зведенні та реконструкції захисних споруд та аналізі еволюції берегів в результаті інженерних заходів. В даній роботі проведено математичне моделювання утворення морфологічних форм, які виникають при спорудженні хвилеломів в районі Тендрівської коси, які проектувалися для захисту берега. Для вирішення проблеми застосована система прибережного моделювання (CMS), яка розроблена і підтримується Програмою дослідження прибережних процесів (CIRP) інженерного корпусу армії США.

Для моделювання вітрового хвилювання застосовувалась стаціонарна спектральна хвильова модель CMS-Wave [1], заснована на чисельному розв'язку рівняння балансу хвильової енергії в спектральній формі

$$\frac{\partial(C_x E)}{\partial x} + \frac{\partial(C_y E)}{\partial y} + \frac{\partial(C_\theta E)}{\partial \theta} = \frac{\kappa}{2\sigma} \left[ (CC_g \cos^2 \theta E_y)_y - \frac{CC_g}{2} \cos^2 \theta E_{yy} \right] - \varepsilon_b E - S \quad (1)$$

де  $E(\sigma, \theta)$  - щільність хвильової енергії, яка є функцією частоти  $\sigma$  та напрямку хвиль. Величини  $C_x, C_y, C_\theta$  є швидкостями перенесення щільності хвильової енергії уздовж просторових і кутової координат,  $C$  і  $C_g$  - відповідно фазова і групова швидкість.

Хвилі на морській границі області моделювання задаються частотно-кутовим спектром, тобто розподілом хвильової енергії за періодом та напрямком хвиль

$$E(\sigma, \theta) = S_{TMA}(\sigma) Q(\theta) \quad (2)$$

де  $S_{TMA}(\sigma)$  - ТМА спектральна функція для мілкої води, яка залежить від висоти значних хвиль  $H_s$ , пікової частоти  $\sigma_p$ , довжини хвилі на піковій частоті  $L_p$ , пікового періоду  $T_p$  і параметру піковатості  $\gamma$ ;  $Q(\theta)$  - функція кутового розподілу спектру пропорційна  $\cos^m(\theta - \theta_m)$ , де  $\theta_m$  - середній напрямок хвиль,  $m$  - коефіцієнт розподілу. Основні характеристики хвилювання - висота значних хвиль, середній напрямок та тензор радіаційних напруг  $S_{xx}, S_{xy}, S_{yy}$  визначаються через енергетичний спектр шляхом подвійного інтегрування по частоті та по напрямку [1].

Для моделювання течій, транспорту наносів та морфодинаміки застосована модель CMS-Flow [2]. Вітрові хвилі індують течії, які описуються осередненими за глибиною рівняннями нерозривності та збереження імпульсу:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = \frac{F_x - \tau_{bx}}{\rho h} \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) = \frac{F_y - \tau_{by}}{\rho h} \quad (5)$$

де  $\eta$  – рівень поверхні води;  $h$  – динамічна глибина;  $u, v$  – компоненти швидкості течії;  $\mu$  – коефіцієнт турбулентної в'язкості;  $\tau_{bx}, \tau_{by}$  – компоненти придонних дотичних напруг, спричинених течіями та хвилювим коливальним рухом води біля дна.;  $F_x, F_y$  – градієнти радіаційних напруг, що є рушійними силами вздовжберегових течій.

Рівняння транспорту наносів має вигляд [2]

$$\frac{\partial hC}{\partial t} + \frac{\partial(hCu)}{\partial x} + \frac{\partial(hCv)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_s h \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_s h \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \alpha_t \omega_s (C_{eq} - C) \quad (6)$$

де  $C$  - усереднена за глибиною концентрація тяглих та завислих наносів;  $\mu_s$  - коефіцієнт турбулентної дифузії;  $C_{eq}$  - рівноважна концентрація, яка розраховується за емпіричною формулою Lund-CIRP, що враховує комбінований вплив хвиль та течій на вертикальну дифузію седиментів;  $\alpha_t$  – коефіцієнт адаптації до рівноважного стану;  $\omega_s$  - швидкість осідання седиментів. Зміни відміток дна розраховуються балансовим рівнянням

$$(1 - p) \frac{\partial z_b}{\partial t} = \alpha_t \omega_s (C - C_{eq}) \quad (7)$$

$z_b$  - ордината донної поверхні;  $p$  - пористість ґрунту.

Для обрання варіанту розташування хвилеломів необхідно визначити важливий параметр - прибійну зону, в якій за оцінками відбувається від 80 до 90% транспорту наносів. Проте ширина цієї зони  $X_{80}$  залежить від хвилювих умов, тому її прийнято визначати за висотою значних хвиль  $H_{s,12h/y}$ , які спостерігаються більше 12 годин на рік. За даними гідрологічних досліджень при жорстоких штормах, фронт хвиль яких становить гострий кут з лінією берега, максимум швидкості вздовж берегових течій досягає 1.5 м/с і більше, у звичайних штормових умовах швидкість вздовж берегових течій становить приблизно 1.0 м/с.

Основний внесок до морфодинаміки прибережної зони вносять індуковані вітровим хвилюванням течії та дисипація енергії хвиль, що виникають в результаті їх розповсюдженні до берега. Тому розмір прибійної зони  $X_{80}$  визначаємо за результатами математичного моделювання хвилювих течій.

На морській границі розрахункової області задаються наступні параметри частотно-кутового спектру: кут набігання на берег 72.8 градуса; висота значних хвиль  $H_s=2$  м, що відповідає штормовим вітрам 15-17м/с; піковий період  $T_p=5$  сек; параметри, що визначають ширину частотного і кутового спектру відповідно  $\gamma=3.3$ ,  $m=4$ . Розрахунки проводились на сітці 10 м × 10 м. За результатами моделювання було визначено, що прибійна зона при висоті хвиль 2м простягається в сторону моря на відстань  $X_{80} = 120$  м.

1. Lin L., Demirbilek Z., Mase H., Zheng J., Yamada F. CMS-Wave: A Nearshore Spectral Wave Processes Model for Coastal Inlets and Navigation, U.S. Army Engineer Research and Development Center, 2008.
2. Sanchez A., Beck T., Lin L., Demirbilek Z., Brown M., Li H., Coastal Modeling System, U.S. Army Engineer Research and Development Center, 2012.

## ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ І ВЗДОВЖБЕРЕГОВИХ ТЕЧІЙ З ПЕРЕРИВЧАСТИМИ ХВИЛЕЛОМАМИ. 2 частина. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Островерх Б.М., Потапенко Л.С.  
Інститут гідромеханіки НАНУ Київ, Україна, [ostro@ukr.net](mailto:ostro@ukr.net)

В даній роботі представлені результати моделювання утворення морфологічних форм, які виникають при спорудженні хвилеломів в районі Тендрівської коси. На рис. 1 наведені просторові розподіли амплітуди вздовж берегових течій, отримані в результаті моделювання при заданих параметрах.

Акумуляція наносів між берегом та хвилеломом залежить від двох параметрів - відстані хвилелому від берега  $X$  та ширини хвилелому  $L_b$ . Відстань хвилеломів від берега обирається таким чином, щоб найбільша частина наносів потрапляли через протоки між сегментами системи, захищаючи прибережну зону від ерозії, а саме 150 м.

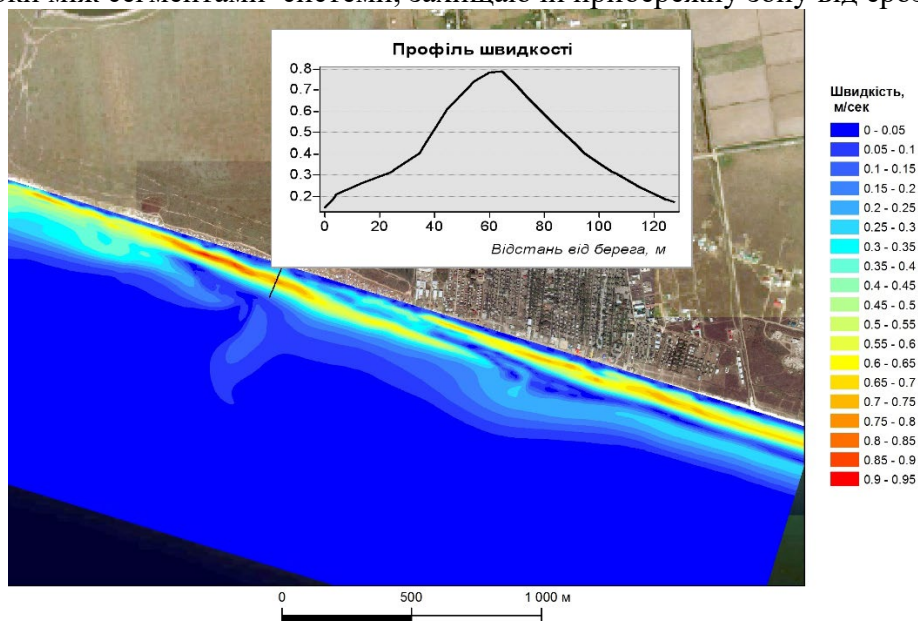


Рис. 1. Амплітуда швидкості вздовж берегових течій

Довжину хвилелому  $L_b$  визначаємо із умови формування повної перейми при достатній кількості вздовжберегових наносів, а саме  $L_b=170$  м. Відстань між хвилеломами  $L_g=80$  м розраховуємо відповідно до того, аби мінімізувати ерозію берега навпроти розриву між сегментами. Висота гребеня хвилеломів над рівнем спокійної води становить 1.25 м. Відомо [1], що у разі набігання хвилі нормально до лінії берега, утворюється повна перейма (томболо), яка з'єднує берег з хвилеломом. У разі косопадajoчих хвиль утворюється виступ берегової лінії (неповна перейма). При цьому транспорт наносів вздовж берега зберігається. Для моделювання обрано напрям набігання хвиль нормальний до лінії берега.

Моделювання морфодинаміки проведено на протязі 20 діб з умовами, що відповідають незначному шторму з висотою хвиль 1м, які в досліджуваному регіоні мають повторюваність 12%. Результати моделювання наведені на рисунках 2-4. Картина вздовжберегових течій та глибин за хвилеломами змінилася на циркуляційні форми (рис. 2,3) та на морфологічні форми бухтового типу (рис. 4). В результаті чисельного експерименту визначено наявність акумуляції наносів в зоні за переривчастими хвилеломами, де утворюється форма, яка з'єднує берег з хвилеломом повною переймою

(томболо). При цьому берегова лінія розмивається з обох сторін хвилелому і разом з переймою утворює стійкий природний аналог бухтового типу. Внаслідок того, що цей процес в природі відбувається дуже повільно, пропонується влаштовувати хвилеломи перед виступами берегової лінії, а при наявності легкодоступних кар'єрів піску створювати випереджувальний насип виступів у підвітряних зонах хвилеломів.

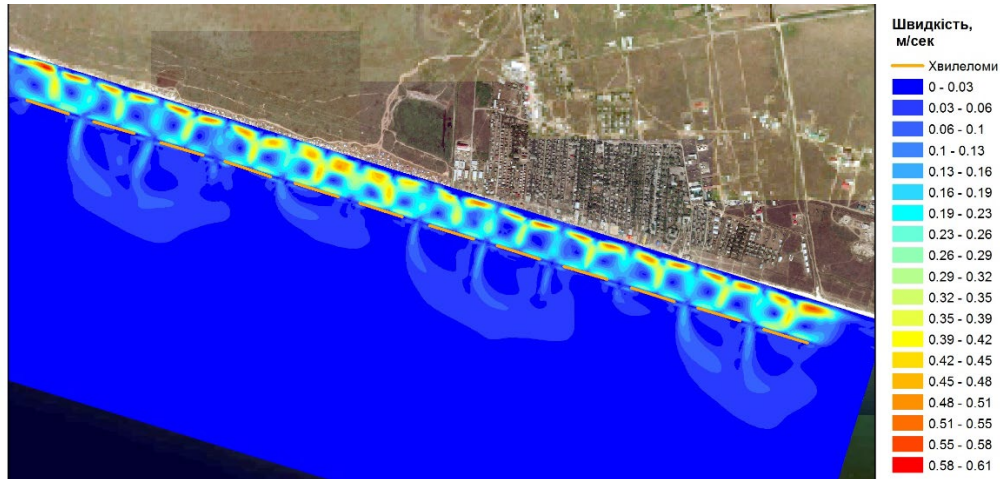


Рис. 2. Утворення циркуляційних течій між берегом і хвилеломами

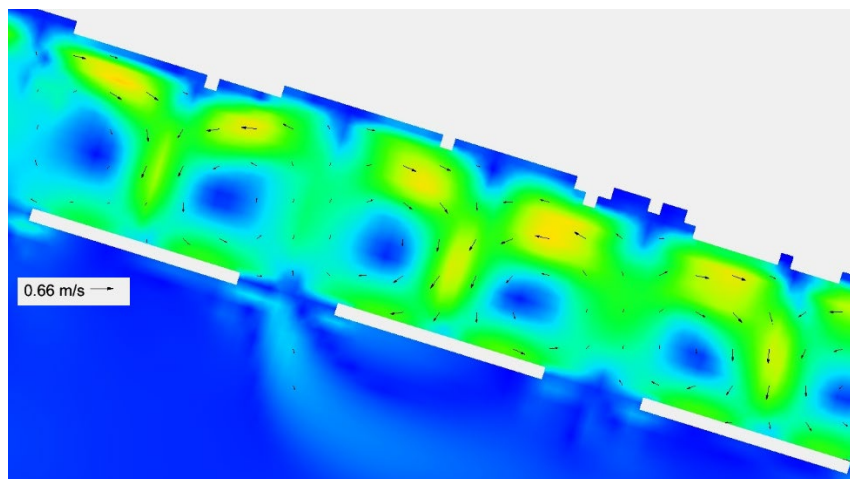


Рис.3. Напрямок циркуляції вздовжберегових течій

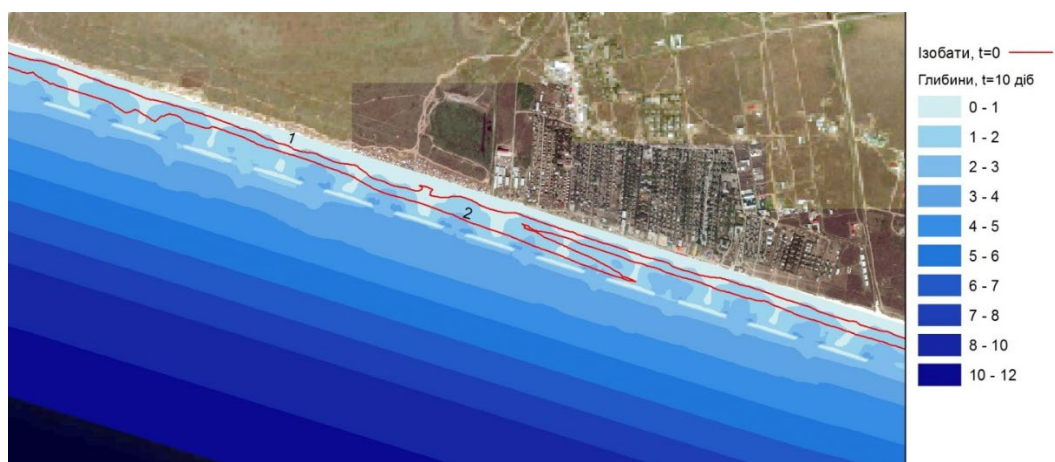


Рис.4. Зміни глибин прибережної зони в результаті дії 20 діб штормового хвилювання

1. Van Rijn, L.C. [www.leovanrijn-sediment.com](http://www.leovanrijn-sediment.com), 2018.

## КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ НАДЗВУКОВОЇ СТРУЇ З ПЕРЕШКОДОЮ

Польовий О. Б., Редчиць Д.О., Тучина У.М.  
Інститут транспортних систем і технологій НАН України

При проектуванні стартових споруд з метою забезпечення безпечного та надійного старту космічних ракет-носіїв (КРН) необхідно дослідити газодинамічні процеси, що виникають при взаємодії струй ракетних двигунів з поверхнею стартової платформи та іншими конструктивними елементами пускових установок. Тут реалізується складна просторова нестационарна картина течії газу, що характеризується наявністю стрибків ущільнення, відривних зон, турбулентністю, багатофазністю надзвукової струї, залишковими хімічними реакціями. Інтенсивність взаємодії визначається конфігурацією стартового комплексу, газодинамічними параметрами струї ракетного двигуна та траєкторією руху РКН на початковій ділянці польоту.

У доповіді розглядається взаємодія надзвукових осесиметричних струй з плоскою пластиною, розташованою перпендикулярно до осі основного потоку. Математичне моделювання ґрунтується на чисельному розв'язанні нестационарних рівнянь Нав'є-Стокса стисливого газу (URANS), записаних у довільній криволінійній системі координат. Неявний чисельний алгоритм засновано на схемі Рунге другого порядку точності за часом та простором. В якості моделі турбулентності використовувалася диференціальна однопараметрична модель Спаларта-Аллармаса із застосуванням технології від'єднаних вихорів (Detached Eddy Simulation – DES). Раніше такий підхід успішно застосовувався авторами для моделювання двовимірних та просторових транс- та надзвукових турбулентних течій, включаючи нестационарні явища.

Розглянуто задачу нестационарного формування холодної надзвукової струї під час продування конічного сопла Лавалю (імітація запуску двигуна). Утворюється перерозширена ( $n=0.58$ ) вільна надзвукова турбулентна струя, яка включає в свою структуру диск Маха. Виконано порівняння отриманих результатів з експериментальними даними та розрахунками інших авторів на основі пакетів ANSYS Fluent та FloEFD.

Проведено параметричну комп'ютерну реконструкцію структури взаємодії недорозширеної ( $n=1.2$ ) надзвукової струї повітря з плоскою перешкодою при числі Маха  $M=2.2$  на зрізі сопла. Зіставлення експериментальних та чисельних тінювих фотографій при різних відстанях від зрізу сопла до пластини дозволяє виявити деталі структури взаємодії, що розглядається. Виразно видно бочкоподібна форма витікаючої неізобаричної струї, утворення системи ударних хвиль, включаючи диски Маха у безпосередній близькості пластини. Аналізується механізм утворення відривних зон, експериментальні та чисельні розподіли тиску на пластині.

Досліджено натікання надзвукової турбулентної високотемпературної перерозширеної ( $T=1085\text{ K}$ ,  $n=0.43$ ) струї на плоску перешкоду при діаметрі сопла  $D=1,8\text{ m}$  та показнику адіабати  $\gamma=1.175$ , який суттєво відрізняється від показника адіабати навколишнього повітря. Такі вихідні дані відповідають реальним конструкціям космічних ракет-носіїв.

Аналізується як структура вільної струї, так і її зміни на різних відстанях до пластини. Показано, що навіть при великих значеннях відстаней до перешкоди змішання повітря і струї відбувається лише в невеликому розділовому шарі, без проникнення значних мас повітря всередину струї. Розглянуто також вплив геометрії газовідвідної шахти на структуру внутрішньої течії.

## ГАЗОВА ЗАВІСА КРИВОЛІНІЙНИХ ПОВЕРХОНЬ ПРИ ПОДАЧІ ВТОРИННОГО ПОТОКУ В ПОПЕРЕЧНУ ТРАНШЕЮ

Потапов С.В.<sup>1</sup>, Халатов А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, [sampotapoff@gmail.com](mailto:sampotapoff@gmail.com)

<sup>2</sup> Інститут технічної теплофізики НАН України, Київ

Газотурбінні установки широко використовуються в енергетиці та авіації. Для підвищення подібних установок потрібно збільшувати робочі температури. Однак, через високі температури існує проблема ресурсу устаткування, в тому числі і лопаток турбіни. Одним із рішень є плівкове охолодження, яке інтегрується в конструкцію лопатки. Плівкове охолодження є одним із основних способів зовнішнього охолодження лопаток. Схема виводу охолоджувача через отвори в траншеї є однією з найефективніших схем з точки зору теплофізики. Зважаючи на те, що в реальних задачах присутні безліч зовнішніх факторів, потрібно аналізувати їх вплив на фізичні та теплообмінні процеси в ході охолодження. Ця робота присвячена теоретичному дослідженню впливу криволінійності поверхонь на ефективність плівкового охолодження.



Рис 1. Геометрія досліджених геометрій (зліва направо): випукла, увігнута та плоска моделі

В даній роботі порівняні три варіанту каналу: прямий [1], випуклий (позитивний радіус кривизни) і увігнутий (негативний радіус кривизни).

Геометричні розміри були обрані з оглядом на деталі експериментальної установки та реальних систем плівкового охолодження, запроваджених в лопатках газових турбін. Діаметр отвору  $d$  складає 0,8 мм, поперечний крок заглиблень  $t=2,4$  мм ( $t/d = 3,0$ ), висота заглиблення  $h = 0,6$  мм ( $h/d = 0,75$ ), кут нахилу отворів до поверхні  $\alpha = 30^\circ$ , радіус кривизни  $R = 50$  мм.

Кількість елементів сітки становить приблизно  $\sim 1.6$  млн елементів для кожної з моделей, кількість вузлів 600 тисяч. Кількість шарів сітки у прилеглому шарі становить 20. Дослідження виконувалися з використанням осереднених по Рейнольдсу рівнянь Нав'є-Стокса (RANS) і для замкнення системи рівнянь використовується SST-модель турбулентності, яка дає реалістичні розрахунки в пристіночних областях та в розрахункових областях вдаліні від стінок. Така комбінація є оптимальним вибором для подібних задач як розрахунок плівкового охолодження [2].

Була пройдена верифікація отриманих даних для випадку з випуском охолоджувача через отвори в траншеї на плоскій поверхні. Отримані дані з великою точністю співвідносяться з експериментальними даними, похибка складає не більше 6-7%.

Граничні умови на вході і виході розрахункової області відповідали значенням параметра вдуву близьким до  $m=0,5; 1,0; 1,5; 2,0$ . Параметри основного потоку: швидкість – 37 м/с, температура –  $20^\circ\text{C}$ . Параметри потоку охолоджувача: температура –  $80^\circ\text{C}$ . Інтенсивність турбулентності усіх потоків приймає значення 1% (випадок мінімальної/незначної турбулентності). Співвідношення густин вторинного потоку до основного потоку  $DR$  становить 0.83...0.84, відповідно до температурних умов середовища.

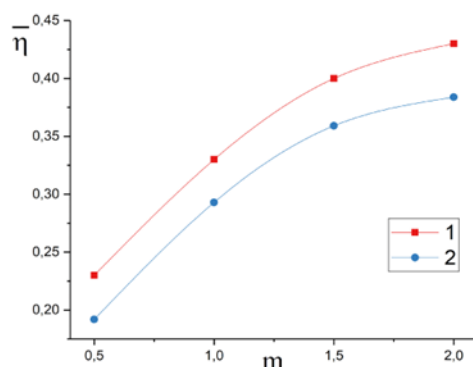


Рисунок 2 – Усереднена ефективність охолодження усієї поверхні робочої пластини:  
1 – на випуклій поверхні; 2 – на прямій поверхні

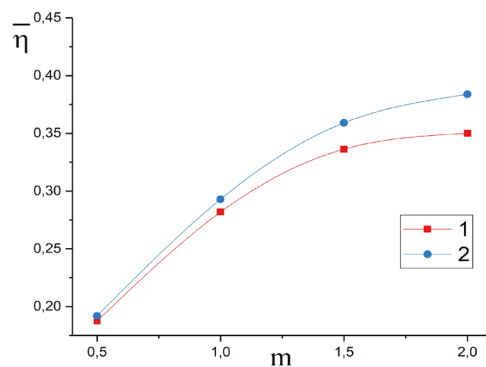


Рисунок 3 – Усереднена ефективність охолодження усієї поверхні робочої пластини:  
1 – на вигнутій поверхні; 2 – прямій поверхні

З рис. 2, бачимо, що однозначно ефективність охолодження випуклої поверхні є більшою, ніж при прямолінійній поверхні. Варто зазначити, що на усьому діапазоні використаних параметрів вдуву відбувається зростання ефективності охолодження газової завіси. З рис. 3, узагальнюємо, що за параметрів вдуву  $m = 0.5; 1.0$  ефективність охолодження випуклої та плоскої поверхонь фактично є однаковою, проте зі збільшенням параметру вдуву цей розрив збільшується в межах до 3.3% на користь охолодження за плоскої поверхні.

За результатами моделювання ефективності охолодження газової завіси з подачею охолоджувача через дискретні отвори в траншеї на плоскій та криволінійних (випукла та вигнута) поверхонь були отримані наступні результати:

- 1) Ефективність охолодження на випуклій поверхні вища ніж на плоскій поверхні, а на вигнутій – навпаки.
- 2) Різниця в ефективності в представлених схемах пояснюється наявністю та дією масових сил – активних у випадку вигнутої поверхні, що спричиняє розвиток турбулентності і консервативних у випадку випуклої поверхні, які придушують розвиток турбулентності. Додатковими чинниками виступають зміни параметрів прилеглої шару та профілів швидкості потоків.
- 3) Для обох випадків криволінійності були обраховані відповідні поправки для подальшого використання та моделювання розрахунків за реальними умовами:  
(1) поправка для випуклих поверхонь, (2) поправка для вигнутої поверхні:

$$\varepsilon_{curvature+} = 1,3692 - 0,46913m + 0,28006m^2 - 0,05385m^3 \quad (1)$$

$$\varepsilon_{curvature-} = 0,9676 + 0,0493m - 0,0711m^2 - 0,01626m^3 \quad (2)$$

### Список використаних джерел

1. Потапов С.В., Панченко Н.А. «Ефективність плівкового охолодження за отворами в поперечній траншеї: фактор неізотермічності»: матеріали XVIII всеукраїнської науково-практичної конференції студентів, аспірантів та молодих вчених – «Теоретичні і прикладні проблеми фізики, математики та інформатики», Київ: НТУУ «КПІ», 2020 р.

2. Халатов А. А. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил : монография /А. А. Халатов, И. И. Борисов, Ю. Я. Дашевский,С. Б. Резник. — Киев : НТУУ «КПІ», Изд-во «Политехника», 2016. — Т.10 : Перспективные схемы пленочного охлаждения. — 235 с.

## МОДЕЛЮВАННЯ АЕРОДИНАМІКИ РОТОРА ДАР'Є

Рожкевич А.О.

Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, м. Дніпро,  
rozhkevych@ukr.net

Розвиток енергетичних технологій з використанням відновлюваної енергії є конкурентним напрямом в економіці нашої країни. Це завдання надзвичайно актуальне для України, яка критично залежить від імпорту енергоносіїв. За останні роки структура української енергетики суттєво змінилася. Зокрема, завдяки ефективній політиці стимулювання розвитку «зеленої» енергетики [1], вдалося збільшити частку сонячної та вітрової енергії з 1% у 2015 році до 3,1% у 2021 році в загальному балансі виробництва електроенергії.

Низький вітровий потенціал значної частини української території змушує шукати шляхи підвищення ефективності вітрогенераторів. Через низку економічних факторів використання вітрогенераторів з вертикальною віссю є привабливим для України. Компактна конструкція ротора Дар'є, низький аеродинамічний шум, незалежність від напрямку вітру і здатність працювати при низьких швидкостях вітру робить такі турбіни перспективними для використання в якості автономних або резервних джерел живлення віддалених об'єктів (ферм) і в районах щільної цивільної забудови.

Незважаючи на низку переваг перед вітрогенераторами з горизонтальною віссю, вітрогенератори з вертикальною віссю досі не набули широкого поширення через менший ККД [2]. Проте, згідно з останніми дослідженнями [3, 4], вертикально-осьові вітрогенератори мають багато резервів підвищення продуктивності праці.

З урахуванням усього вказаного вище, було досліджено енергетичні характеристики ротору Дар'є за допомогою однодискової імпульсної з урахуванням змінного числа Рейнольдса при зміні куту установки лопаті до потоку вітру.

Реалізація однодискової імпульсної теорії зводиться до наступного алгоритму: сили, що діють на лопаті і траверси, з одного боку, виражаються через аеродинамічні коефіцієнти лопатей і траверс, з іншого боку, однакові сили виражаються теоремою про імпульс для кожного з активних дисків [5]. Цей метод призводить до трансцендентного рівняння, яке визначає величину наведеної швидкості вітрового потоку у вітроколесі. Знаходження швидкості вітру у вітроколесі в залежності від швидкості вітру набігаючого потоку дає можливість визначити коефіцієнт потужності вітрогенератора. Ця теорія базується на вихідних даних про аеродинамічні коефіцієнти обраних профілів лопатей у всьому діапазоні кутів атаки та в максимально широкому діапазоні чисел Рейнольдса.

Розрахунки віротурбіни проводились з використанням аеродинамічних коефіцієнтів  $c_x$  та  $c_y$  профілю NASA 0012 у діапазоні чисел Рейнольдса  $Re = 10^4 \div 5 \cdot 10^6$ .

Результати розрахунків показали, що передня кромка профілю повинна бути відхилена всередину вітроколеса, при швидкостях набігаючого потоку вітру  $V_0 = 7$  м/с,  $V_0 = 10$  м/с і  $V_0 = 13$  м/с оптимальний діапазон зміни кута установки лопаті повинен знаходитися в межах  $3^\circ \leq \alpha_0 \leq 5^\circ$ , адже при інших кутах коефіцієнт потужності зменшується. При цьому коефіцієнт потужності вітроустановки при деяких геометричних параметрах вітрогенератора може збільшуватися на 7-14% залежно від кута установки лопаті. Таким чином отримано, що кут установки лопаті є перспективним інструментом для управління продуктивністю вітроустановки з вертикальною віссю обертуті.

Встановлені в результаті дослідження діапазони кутів можуть бути рекомендовані для підвищення ефективності роботи турбін. Запропонована методологія може бути використана для подальших досліджень, пов'язаних з проектуванням та функціонуванням вертикально – осьового вітрогенератора.

#### Література

1. Lyulyov, O., Pimonenko, T., Kwilinski, A., Dzwigol, H., Dzwigol-Barosz, M., Pavlyk, V., Barosz, P. (2021) "The impact of the government policy on the energy efficient gap: The evidence from Ukraine." *Energies* 14(2) (2021): 373.
2. Erik Möllerström, Paul Gipe, Jos Beurskens, Fredric Ottermo. (2019) "A historical review of vertical axis wind turbines rated 100 kW and above." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 105 (2019): 1-13.
3. A.R. Sengupta, A. Biswas, R. Gupta. (2019) "Comparison of low wind speed aerodynamics of unsymmetrical blade H-Darrieus rotors-blade camber and curvature signatures for performance improvement." *Renewable Energy* 139 (2019): 1412-1427.
4. S.M.H. Karimian, Abolfazl Abdolahifar. (2020) "Performance investigation of a new Darrieus Vertical Axis Wind Turbine.", *Energy* 191 (2020): 116551.
5. Goman, O., Dreus, A., Rozhkevych, A., & Heti, K. (2021) "Aerodynamic improvement of Darrieus wind turbine." *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science* 897.1 (2021): 012001.

## ВПЛИВ ГЕОМЕТРІЇ ЛУНКИ НА ГЕНЕРАЦІЮ ВИХРОВОГО РУХУ

Розумнюк Н.В.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

В даній роботі розглядається пара лунок видовженої форми, розміщених на плоскій поверхні під кутом  $\alpha=30^\circ$  до напрямку потоку, з відносною довжиною  $\sim 4.5$  та різною глибиною  $h/d$  ( $h$  – глибина,  $d$  – ширина), на які натікає турбулентний потік. Така система лунок генерує в примежовому шарі впорядковані вихрові структури, характеристики яких, а також вплив на потік в їх околі та сліді, залежать від геометричних параметрів лунок та відповідного числа Рейнольдса [1].

Нестационарний турбулентний потік над поверхнею моделюється чисельно на основі розв'язання нестационарної системи рівнянь Рейнольдса, з використання моделі переносу напружень для моделювання турбулентності на підставі кодів пакету FLUENT [2].

Розрахункова область має вигляд паралелепіпеда, в основі якого лежить пластина з лунками, на якій ставляться граничні умови прилипання; на вході задано рівномірний потік з рівнем турбулентності 1%, умови симетрії – на бокових поверхнях, рухома стінка без тертя – на верхній границі. Відносна глибина лунок  $h/d$  ( $h$  – глибина,  $d$  – ширина) варіюється від 0.6 до 0.15, відносна довжина дорівнює  $\sim 4.5$ , товщину турбулентного примежового шару в районі лунок в залежності від швидкості потоку та глибини лунок  $0.3 \div 1.4 h$ .

Аналіз результатів чисельного моделювання при різних глибинах лунок показує, що при однаковому числі Рейнольдса в районі лунок зменшення їх відносної глибини від 0.6 до 0.15 зменшує поперечний розмір поздовжніх вихрів, які утворюються при будь-якій розглянутій глибині лунок, і частку об'єму лунки, яку вони займають. Якщо в глибоких лунках поздовжній вихровий рух охоплює майже всю лунку, то в наймілкіших лунках більша частина лунки промивається, а вихровий джгут займає невелику частину ширини (рис.1). Крім того, в мілких лунках практично зникає зона відриву за передньою кромкою, де в глибоких лунках утворюється вихрове ядро з великою поперечною завихреністю, яке потім трансформується в поздовжній вихор. Що стосується максимальної завихреності у центрах вихрів, то вона при зменшенні глибини лунок зменшується несуттєво.

Зі зменшенням глибини послаблюється нестационарна поведінка потоку всередині лунки, в мілких лунках повністю припиняються поперечні коливання голови поздовжнього вихра в передній частині лунки, які викликають рух варикозних звужень/розширень вихрів в сліді за глибшими лунками.

Глибина суттєво впливає на загальний опір лунок. При цьому змінюється співвідношення вкладу опору тертя та опору форми(тиску): якщо в глибоких лунках опір форми майже на порядок вищий, то в мілких він більший приблизно в два рази. Порівняно з опором ділянки плоскої поверхні, обмеженої кромкою лунки, опір глибокої лунки більший майже в десять разів, а наймілкішої - в  $\sim 2.5$  рази (при найбільшій швидкості потоку 5м/с).

При переході через вихідну кромку поздовжні вихри помітно втрачають інтенсивність. Максимальна величина в центрі падає майже однаково за глибшими і мілкими лунками, але значною мірою зберігається округла форма вихра за глибшими, в той час як за мілкими вони мають приплюснуте по вертикалі ядро. Нижче за течією вони також набирають округлої форми, але максимальна інтенсивність зменшуються швидше. Таким чином, за мілкими лунками зона впливу генерованих лунками поздовжніх вихрів є дещо коротшою.

Можна також зауважити, що за мілкими лунками вторинні вихри, які сходять з гострих вихідних кромek між основними поздовжними вихрами, генерованими всередині лунок, майже не помітні на фоні основних вихрів. Основною причиною, вірогідно, є менший кут спряження стінки лунки з поверхнею пластини в цій геометрії. Окрім того, вздовж внутрішніх кромek кожної лунки ближче до вихідної частини спостерігається формування ще одного, слабшого поздовжнього вихрового утворення зі зсувного шару, який сходить з цієї кромки (рис.2). Він має такий же знак завихреності, як основний вихор, тому об'єднується з ним, і в мілких лунках його відносний вклад в результуючу інтенсивність збільшується. Таким чином, вплив форми кромки лунки більш помітно впливає на поздовжні вихри, генеровані більш мілкими лунками.

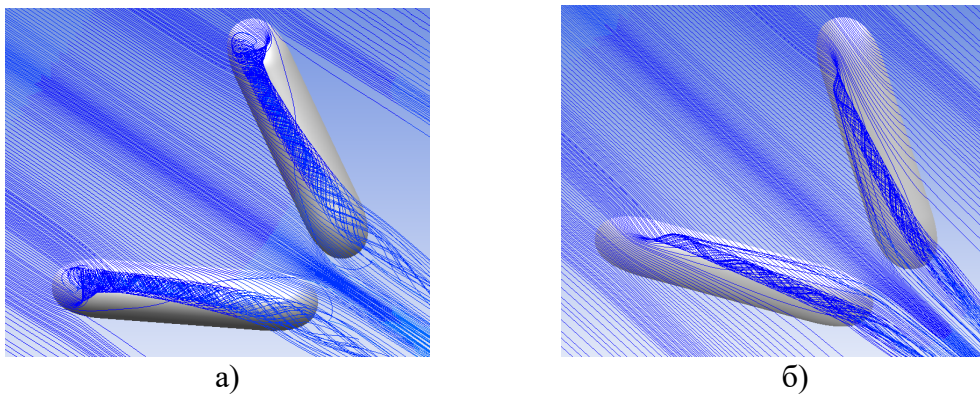


Рис.1. Траєкторії мічених частинок в лунках з відносною глибиною  $h/d=0.3$  (а),  $0.15$  (б)

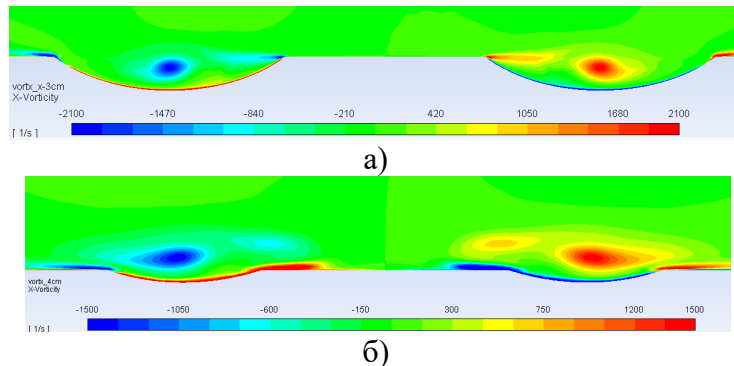


Рис.2. Контури поздовжньої завихреності в перерізах  $0.7L$ ,  $0.83L$   
 ( $L$  – довжина лунки,  $h/d=0.15$ )

1. Розумнюк Н.В. Характеристики потоку на поверхні з парою лунок видовженої форми // Комп'ютерна гідромеханіка: тези сьомої міжнар. науково-практичної конф. 29-30 вересня 2020 р., Київ: ІГМ НАНУ, 2020. – С. 93-94.
2. Воропаєв Г.А., Розумнюк Н.В. Моделирование нестационарного пограничного слоя на структурированной поверхности. // Вісник НТУ «ХП». – 2019. - № 16 (1188). - С.93-98

## ХАРАКТЕРИСТИКИ НАДЗВУКОВОЇ ТЕЧІЇ В ОСЕСИМЕТРИЧНОМУ ЕЖЕКТОРІ ПРИ НАЯВНОСТІ ЗМІННОГО ПРОТИТИСКУ

Розумнюк Н.В.

Інститут гідромеханіки НАН України

Дана робота представляє результати чисельного дослідження взаємодії імпульсного надзвукового струменя з потоком захопленого газу в осесиметричному ежекторі з косим щільовим (кільцевим) соплом фіксованої геометрії під час роботи ежектора в імпульсному режимі, тобто, від моменту прикладання високого тиску в форкамері перед щільовим соплом з нерухомим газом у всій області. Розглянуто варіанти геометрії (рис.1), які були оптимальними для одержання щільових параметрів ежекції (величини масової витрати та коефіцієнта ежекції) при стаціонарному режимі роботи в діапазоні генеруючого тиску від 45 атм до 52 атм [1]. Пряме чисельне моделювання виконано з використанням кодів пакету FLUENT. Розглянуто турбулентну течію ідеального газу (повітря) з використанням моделі Спаларта-Аллараса, при температурі газу високого тиску 300°K.

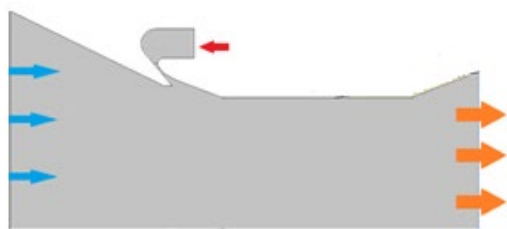


Рис.1. Схема ежектора

Під дією генеруючого тиску газ через сопло надходить до камери змішування, утворюється надзвуковий струмінь, направлений до осі симетрії ежектора та виходу з камери змішування з закритим клапаном, який відкривається при досягненні надлишкового тиску 0.2атм в приєднано замкнуту область, яка моделює миттєво розкрити подушку безпеки

автомобіля заданого об'єму безпеки з утворенням розрідження -0.3атм.

Після відкриття вихідного клапану надзвуковий струмінь швидко переміщується до зовнішньої стінки камери змішування, тиск в камері починає знижуватися, утворюється розрідження по всій її довжині, на вході низького тиску ежектора відкривається зворотній клапан, починається захоплення повітря із зовнішнього середовища.

Всередині камери змішування утворюється складна система стрибків ущільнення – прямий стрибок в ядрі потоку і декілька косих стрибків, які падають на стінку і відображаються від неї (рис.2а). Наявність кутової точки початку вихідного дифузора приводить до формування течії Прандтля-Майєра, де хвилі розрідження повертають течію вздовж стінки дифузора. В залежності від величини генеруючого тиску, геометрії зовнішньої стінки ежектора, довжини прийомного контейнеру може спостерігатися відрив та приєднання потоку перед вихідним перерізом, з утворенням локальної зони рециркуляції. Пульсування цієї зони відображаються в періодичних коливаннях загальної витрати ежектора.

Сильна нестійкість потоку поблизу виходу викликає коливання потоку в камері змішування, з періодичною перебудовою структури стрибків ущільнення аж до зникнення прямого стрибка. При цьому спостерігаються коливання навіть у витраті захопленого газу на вході низького тиску. У випадку стійкого прямого стрибка величини витрат залишаються стабільними впродовж всього періоду зростання тиску в прийомному контейнері.

Після того, як тиск у прийомному контейнері перевищує атмосферний, протитиск починає проникати в камеру змішування ежектора, загальмовуючи і відтискаючи пристінний потік від стінки, косі стрибки скорочуються, а прямий стрибок втрачає

інтенсивність і зміщується вище (рис.2б). Витрати через ежектор зменшуються, але нагнітання газу в контейнер продовжується. Поступово за виходом з ежектора утворюється велика рециркуляційна зона біля осі симетрії, яка розширюється і перекриває частину вихідного перерізу. З подальшим зростанням протитиску ця зона заходить всередину камери змішування і майже повністю її перегороджує, залишаючи тільки вузьку ділянку пристінного струменя в напрямку виходу (рис.2в), процес ежекції повністю припиняється.

За результатами аналізу отриманих даних можна зробити наступні висновки:

1. Нестационарність та стійкість потоку через ежектор залежать як від геометрії зовнішньої стінки та початкового імпульсу надзвукового струменя, так і від форми прийомного контейнера: довжина є обмежуючим параметром в залежності від імпульсу струменя.

2. При утворенні в камері змішування стійкого прямого стрибка ущільнення збурення потоку при виході з ежектора не розповсюджуються до входу низького тиску, отже, там спостерігається стабільний потік захоплюваного газу.

3. Структура пристінного потоку в кінцевій області камери змішування при якій на стінці вихідного дифузора може існувати циркуляційна відривна зона, але надзвуковий струмінь знову приєднується до стінки (restricted separation shock, RSS [2]), є більш стійкою до впливу зростаючого протитиску і підвищує робочі характеристики ежектора.

1. Воропаєв Г.О., Розумнюк Н.В. Эжектующая vlastivість тангенціального надзвукового струменя // Комп'ютерна гідромеханіка: тези сьомої міжнар. науково-практичної конф. 29-30 вересня 2020 р., Київ: ІГМ НАНУ, 2020. – С. 19-20.

2. R. Stark, C. Génin. Optimization of a Rocket Nozzle Side Load Reduction Device. JOURNAL OF PROPULSION AND POWER, Vol. 32, No. 6, November-December 2016, 1395-1402.

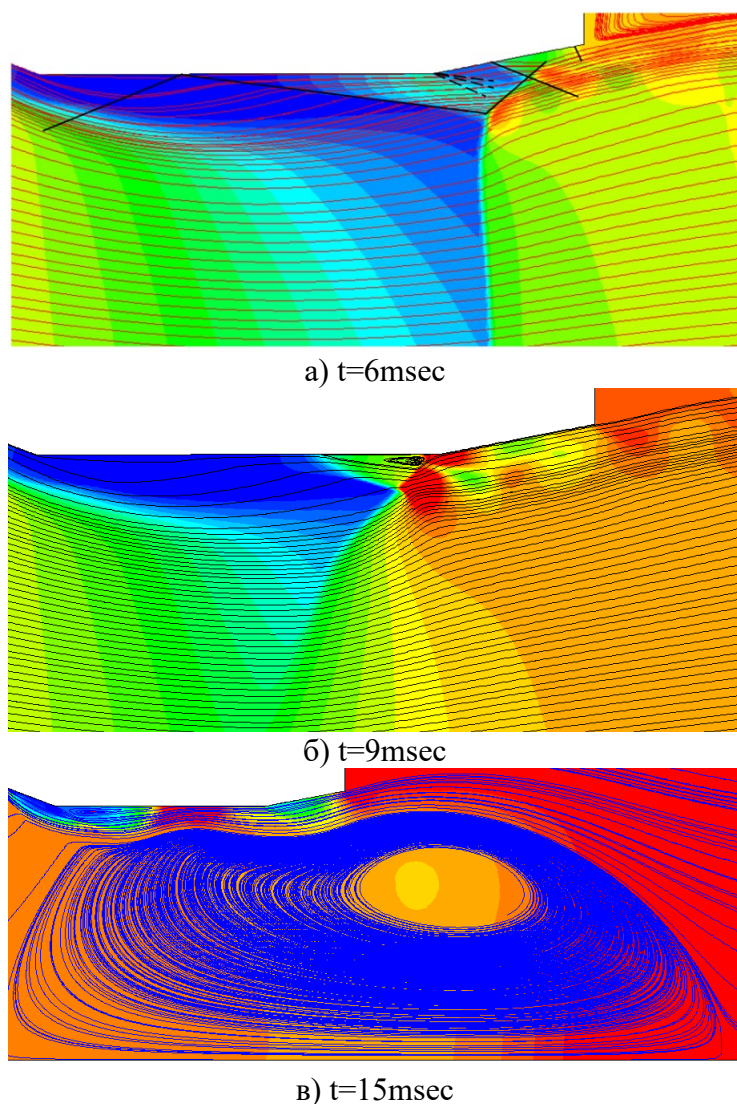


Рис.2. Поле тиску  $[-0.9:0.2\text{атм}]$  та траєкторії мічених частинок поблизу зовнішньої стінки камери змішування;  $L=0.25\text{м}$ ,  $P_0=46\text{атм}$

## **ВЕРТИКАЛЬНІ КОЛИВАННЯ ПРЯМОКУТНОГО ШТАМПУ З НЕПРОНИКНОЮ ПІДОШВОЮ НА ШАРІ ПОРИСТОПРУЖНОГО НАСИЧЕНОГО РІДИНОЮ ҐРУНТУ**

Савицький О. А.

Інститут гідромеханіки НАНУ, вул. Марії Капніст, 8/4, Київ, 03057

[osavitsky@ukr.net](mailto:osavitsky@ukr.net)

Розглядається динамічна контактна задача про вимушені гармонічні коливання прямокутного в плані жорсткого штампа (модель малозаглибленого фундаменту) з непроникною для порової рідини підшвою на пористопружній насиченій рідиною (ППНР) основі - шарі з затисненою нижньою гранню. Використовується лінійна феноменологічна модель Біо двофазного ґрунтового ППНР середовища, що враховує переміщення, інерційну та фільтраційну взаємодію пористопружного скелету та в'язкої порової рідини. Рівність переміщень підшви фундаменту та переміщень фаз поверхні ґрунтової основи визначають контактні умови. Це дозволяє оцінити взаємодію через площу контакту передаточними чи імпедансними функціями, як співвідношенням реакцій та відповідних зміщень для підшви фундаменту при гармонічних коливаннях, або перехідними функціями при імпульсній дії. Такі функції можуть бути визначені з розв'язку динамічних контактних задач методами граничних інтегральних рівнянь при врахуванні площі контакту, теоретичних особливостей розподілу контактних тисків, динамічних властивостей основи.

Мета роботи - встановити залежності від частоти вимушених коливань реакції та імпедансу, їх розподіл між фазами на площі контакту, переміщення штампа, аналіз резонансних ситуацій шаруватої основи при варіюванні геометричних параметрів розрахункової схеми, та параметрів моделі Біо, зокрема проникності та пористості. Результати можуть бути використані для: розрахунків динамічної взаємодії споруд з ґрунтовою основою; оцінки безпеки та стійкості водонасиченої ґрунтової основи та споруд під дією динамічних впливів; порівняння з даними розрахунків комерційних програмних комплексів.

Розв'язок просторової динамічної контактної задачі знаходиться методом ортогональних поліномів для прямокутної області на поверхні ППНР півпростору (див. [1, п. 7.2.2]). Представлення невідомих контактних тисків для пористопружної та рідинної фаз подано в [1, с. 353]. Для перетворення Фур'є зв'язок між переміщеннями середовища та навантаженням встановлюються символом матриці Гріна, у якій розглядаються тільки вертикальні переміщення контактної площадки, але для двох фаз та навантажень на кожну фазу. Методом ортогональних поліномів наближений розв'язок для контактних тисків знаходиться з нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь. Коефіцієнти системи визначаються з розв'язку рівнянь Біо (див. [1, п. 1.3.2 та § 7.2]) для переміщень від вертикальних гармонічних навантажень на прямокутній ділянці при нульових початкових умовах та умовах на нескінченності для шару. Граничні умови для переміщень і напружень у твердій та рідинній фазах наступні. На вільній поверхні шару відсутні дотичні напруження. На тильній грані шару відсутні зміщення твердої та вертикальні рідинної фаз. На прямокутній контактній ділянці маємо невідомі вертикальні ефективні напруження та поровий тиск. Особливості контактних тисків під непроникною для порової рідини підшвою обговорено в [1, с. 345]. При застосуванні інтегрального перетворення Фур'є з граничних умов отримано систему лінійних алгебраїчних рівнянь 8-го порядку з вільним членом (контактні навантаження на фази). Визначник системи (функція Релея для ППНР шару) і формули для невідомих визначені методом Крамера.

Для розв'язку та подальшого аналізу, використано символні алгебраїчні перетворення (система комп'ютерної алгебри Maple). Отримано символні вирази для трансформант Фур'є переміщень площі під прямокутним жорстким штампом від розподілених навантажень на тверду пористу та рідинну фази, а також асимптотичні вирази для їх компонентів при великих значеннях параметрів перетворення Фур'є чи для низької частоти. Аналітичний результат враховує хвильові процеси, відповідні до прийнятої моделі середовища, включаючи три типи хвиль моделі Біо, пружні моди в шарі і поверхневу хвилю. З системи інтегральних рівнянь динамічної контактної задачі з використанням ряду ортогональних співвідношень [1, (7.26)-(7.33)] отримано нескінченну систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно коефіцієнтів рядів. Для обчислення коефіцієнтів системи проаналізовано символні результати, розроблено методики оцінки інтегралів оберненого перетворення Фур'є комплексних функцій. Розробляється розрахункова програма для числового аналізу.

1. Гомилко А. М., Савицкий О. А., Трофимчук А. Н. Методы суперпозиции, собственных функций и ортогональных многочленов в граничных задачах теории упругости и акустики. – К. : Наук. думка, 2016. – 436 с.

[https://itgip.org/category/ua\\_publishing-activities/ua\\_monographs\\_manuals\\_and\\_tutorials/](https://itgip.org/category/ua_publishing-activities/ua_monographs_manuals_and_tutorials/)

#### **RECTANGULAR STAMP WITH IMPERMEABLE SOLE VERTICAL OSCILLATIONS ON THE LAYER OF LIQUID-SATURATED POROELASTIC SOIL**

The dynamic contact problem about oscillations of a rectangular stamp with fluid-impermeable sole on a porous-elastic liquid-saturated layer with a clamped lower plane is considered. The Biot's soil model is used. The purpose of the work is frequency dependence of harmonical impedance functions (reaction-displacement relation) and their parts for soil phases, sole vertical movement, resonant situations in layered base under the stamp. An impact of geometric parameters of the calculation scheme and the parameters of Biot's model has practical meaning. The unknown contact pressures for the porous-elastic and liquid phases are represented by integro-differential relations by the method of orthogonal polynomials. Using computer algebra (symbolic transformations), we obtain expressions for transformants of the displacements of the area under a rectangular rigid stamp from the distributed loads on the solid porous and liquid phases, as well as asymptotic expressions.

## КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ПРОНИКНЕННЯ ТІЛ У ВОДУ І ВИХОДУ СУПЕРКАВІТУЮЧИХ ТІЛ З ВОДИ

Семененко В.М., Власенко Ю.Д., Наумова О.І.

Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ. E-mail: [vnsvns60@gmail.com](mailto:vnsvns60@gmail.com)

**1. Постановка задачі.** Розглядаються гідродинамічні процеси, що протікають при проникненні моделей у воду та при виході суперкавітуючих моделей (СКМ) з води під довільним кутом до горизонту. При вході у воду моделі зазнають великих навантажень, величина та напрямок яких визначають їх подальший рух. У процесі проникнення у воду за моделлю розвивається каверна, заповнена атмосферним повітрям. У певний момент часу відбувається поверхневе та/або глибинне змикання каверни, та подальший рух моделі відбувається в режимі суперкавітації. При цьому число кавітації для кожного перерізу каверни змінюється внаслідок зміни глибини занурення  $H$ , тиску в каверні  $p_c$  і швидкості руху  $V$ :

$$\sigma(s,t) = \frac{p_w(s) - p_c(t)}{\frac{1}{2} \rho V^2(t)}, \quad p_w(s) = p_{atm} + \rho g H(s),$$

де  $p_{atm}$  – атмосферний тиск;  $s$  – поздовжня координата вздовж осі каверни. Тиск в каверні змінюється внаслідок зміни об'єму каверни та втрати газу з каверни, він може також регулюватися шляхом піддуву газу в каверну.

При виході СКМ із води, як показують експерименти, каверна деякий час продовжує розвиватися та схлопується згідно з принципом незалежності розширення перерізів каверни Г.В.Логвиновича (ПНРПК).

Метою даної роботи є розробка методики розрахунку еволюції каверн та динаміки моделей при проникненні через вільну поверхню у воду та виході СКМ з води, їх реалізація у вигляді програми комп'ютерного моделювання, та уточнення математичної моделі шляхом порівняння з експериментом.

**2. Метод дослідження.** Для розрахунку форми нестационарної каверни використовується математична модель, заснована на ПНРПК [1]. Для розрахунку ударних навантажень при вході у воду та гідродинамічних сил при русі у воді використовуються апроксимаційні та напівемпіричні співвідношення.

Нами розроблено програму **DIVE**, при виконанні якої можна спостерігати на екрані комп'ютера процеси еволюції каверни при вході у воду та виході з води як у потоковій, так і у фіксованій системі координат (як при зйомці нерухомою відеокамерою). На Рис. 1 та Рис. 2 наведено приклади скріншотів, отриманих при роботі програми **DIVE**, та дано порівняння з експериментальними кінограмами тих же процесів при тих же значеннях параметрів.

**3. Проникнення моделі у воду.** Комп'ютерне моделювання проникнення моделей у воду на основі ПНРПК показало досить близьке узгодження з експериментом при не дуже малих значеннях кута входу  $\gamma$  (за винятком сплеску). Однак при малих кутах входу верхній контур каверни відхиляється вгору від "теоретичного" внаслідок впливу близькості вільної поверхні води [2]. У роботі [2] шляхом обробки кадрів швидкісної відеозйомки отримано апроксимаційні формули для верхнього та нижнього контурів каверни при  $-15^\circ \leq \gamma \leq -5^\circ$ , які зручні для використання в програмі **DIVE** з метою кращого узгодження з експериментом при малих  $\gamma$ .

**4. Вихід суперкавітуючої моделі з води.** Аналіз представлених у роботі [3] експериментальних кінограм дозволяє зробити висновок, що після перетину кавітатором поверхні води каверна деякий час продовжує розвиватися згідно з ПНРПК. Як показує Рис. 2, застосування ПНРПК дає задовільне якісне узгодження з експериментом. При

цьому встановлено, що як в розрахунку так і в експерименті прорив атмосферного повітря в каверну призводить до суттєвого сповільнення процесу схлопування каверни.

Разом з тим маємо низку фізичних ефектів, які не моделюються в рамках ПНРПК. Так, прорив повітря в каверну відбувається не відразу, а через деякий проміжок часу з моменту перетину кавітатором вільної поверхні води, а при похилому виході моделі над водою утворюється сплеск [3]. Для встановлення значущості цих ефектів та уточнення математичної моделі планується постановка власного експерименту з виходу моделей із води.

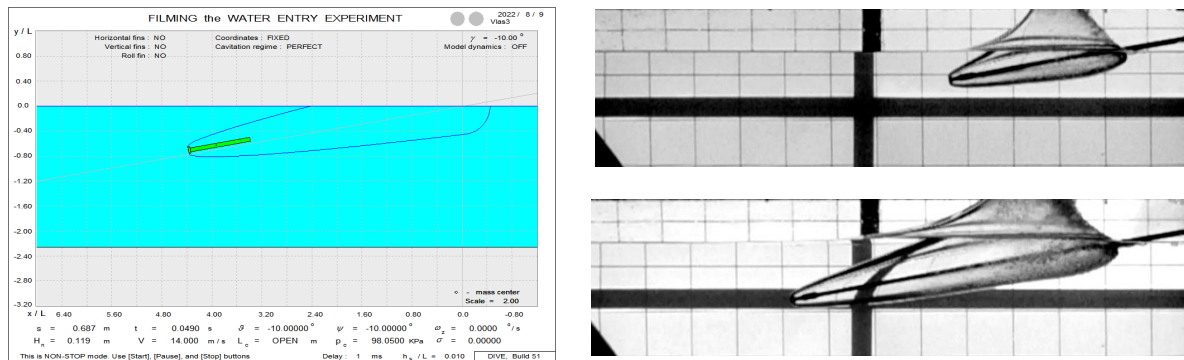


Рис. 1. Проникнення моделі у воду, розрахунок і експеримент [2]:  $D_n = 20$  мм,  
 $V_0 = 14$  м/с,  $\gamma = -10^\circ$

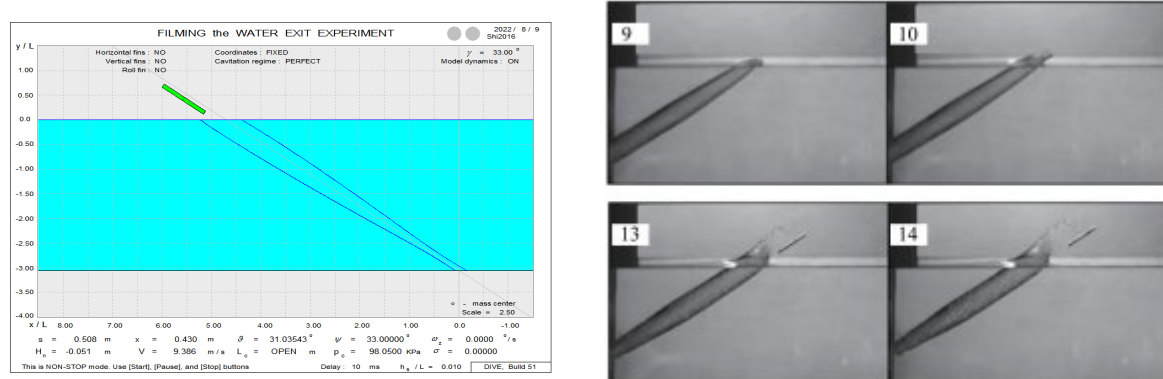


Рис. 2. Вихід моделі з води, розрахунок і експеримент [3]:  $D_n = 6$  мм,  
 $V_0 = 23$  м/с,  $\gamma = 33^\circ$

1. Semenenko V.N. and Naumova Ye.I. Study of the supercavitating body dynamics. In book: Supercavitation: Advances and Perspectives. Springer-Verlag, Berlin and Heidelberg, 2012, pp. 147–176.
2. Savchenko Yu.N., Semenov Yu.A., Vlasenko Yu.D., and Savchenko G.Yu. Water entry of a disk at small angles to a free surface. – Матеріали XI Всеукраїнської науково-технічної конференції з міжнародною участю “Підводна техніка і технологія”, 09–10 грудня 2021 р., м. Миколаїв, С. 3–9.
3. Shi H., Chen b., and Wang Y. Experimental and numerical study of oblique water exit in free surface penetration by a blunt body's supercavity. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2016, 30(5), pp. 29–35 (in Chinese).

## ДО УТОЧНЕННЯ РІВНЯНЬ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ НЕСТАЦІОНАРНИХ КАВЕРН, БЛИЗЬКИХ ДО ОСЕСИМЕТРИЧНИХ

Серебряков В.В.

Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ, [serebrvv@gmail.com](mailto:serebrvv@gmail.com)

Наведено дані щодо системи елементарних рівнянь для розрахунку форми стаціонарних і нестаціонарних каверн, близьких до осесиметричних, отримані на основі гідродинаміки тонких тіл у рамках теорії сингулярних збурень, яку можна розглядати як математичне формулювання відомого принципу незалежності розширення каверни [1]. Ця система рівнянь [2] для розрахунку нестаціонарної осесиметричної каверни  $r = R(x, t)$  в системі координат  $r, x$ , пов'язаної з нерухомою рідиною, визначається у вигляді (1-3);

$$\begin{aligned} \text{a) } \frac{\partial^2 R^2(x, t)}{\partial t^2} + \frac{2\Delta P(x, t)}{\rho\mu} &= 0, \\ \text{b) } \left. \frac{\partial R^2}{\partial t} \right|_{t=t_n(x)} &= R_n(x) U_n(x) \sqrt{\frac{2[c_d(x) - k(x)\sigma(x)]}{k(x)\mu(x)}}, \quad \text{c) } R^2 \Big|_{t=t_n(x)} = R_n^2(x), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\text{a) } R_n = R_{nt}(t) \Big|_{t=t_n(x)} = R_n^2(x), \quad \text{b) } U = U(t) \Big|_{t=t_n(x)} = U_n(x), \quad \text{c) } c_d = c_{dt}(t) \Big|_{t=t_n(x)} = c_d(x) \quad (2)$$

$$\text{a) } \mu \approx 0.5 \ln \left( \frac{\lambda^2 + 7}{e} \right), \quad \mu \approx 0.5 \ln \frac{1.3}{\sigma}, \quad \text{b) } k \approx 1 - \frac{2 \ln(2/\sqrt{e})}{\ln(0.8\lambda^2 + 35)}, \quad k \approx 1 - \frac{2 \ln(2/\sqrt{e})}{\ln(4/\sigma + 18)} \quad (3)$$

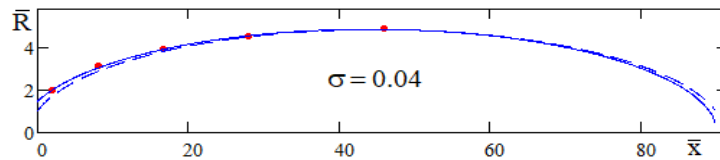
Тут  $U, R_n, c_d$  - швидкість руху, радіус, коефіцієнт опору кавітатора, що залежать від часу  $t$ ,  $R = R(x, t)$  - радіус перерізів каверни,  $\Delta P = P_\infty(x) - P_c(t)$  - різниця між тиском в потоці і в каверні,  $\rho$  - масова щільність води,  $x_n(t)$  - закон руху кавітатора,  $t_n(x)$  - функція зворотна  $x_n = x_n(t)$ . Величини  $\mu(x), k(x)$  (3) є повільно мінливими функціями, в основному від подовження каверни  $\lambda = L/2R_k$ ,  $L$  - довжина тіла і каверни,  $R_k$  - найбільший радіус каверни і застосовуються для розрахунку нестаціонарних каверн при  $t = t_n(x)$  або в момент проходження міделю каверни,  $\mu$  - характеризує інерційність перерізів каверни,  $k$  - перенесення енергії вздовж її перерізів. Рішення стаціонарного варіанта задачі (1) для каверни при постійні числі кавітації визначається у вигляді (4а):

$$\text{a) } \bar{R} = \sqrt{1 + \sqrt{\frac{2(c_d - k\sigma)}{k\mu}} \bar{x} - \frac{\sigma}{2\mu} \bar{x}^2}, \quad \text{b) } \bar{R} = \sqrt{4 + \sqrt{\frac{2(c_d - 4k\sigma)}{k\mu}} (\bar{x} - 2) - \frac{\sigma}{2\mu} (\bar{x} - 2)^2}, \quad (4)$$

Тут  $\bar{R}(\bar{x}) = R/R_n$ ,  $\bar{x} = x/R_n$ . Найбільший радіус  $R_k$  та довжина каверни  $L_c$  визначаються залежностями (5а, 5b),  $L_m$  - довжина каверни до міделя.

$$\begin{aligned} \text{a) } R_k &= R_n \sqrt{\frac{c_d}{k\sigma}}, \quad \text{b) } L_c = L_m + L_k = \frac{R_n}{\sigma} \left[ \sqrt{\frac{2\mu(c_d - k\sigma)}{k}} + \sqrt{\frac{2\mu c_d}{k}} \right] \\ \text{c) } \bar{R} &= (1 + 4.5\bar{x})^{1/3.3}, \quad \text{d) } L_c = L_m + L_k = \frac{R_n}{\sigma} \left[ 2 + \sqrt{\frac{2\mu(c_d - 4k\sigma)}{k}} + \sqrt{\frac{2\mu c_d}{k}} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Результати розрахунку залежно (4а), Фіг. 1 вказують на суттєві похибки з розрахунку форми каверни поблизу диска з можливістю апроксимації цієї області залежністю (4b). Трансформація рішення (4а) у вигляді (4b) при розрахунку, починаючи з перерізу  $\bar{x} = 2$ ,  $\bar{R} = 2$ , призводить, як це видно на Фіг.1 до значного поліпшення рішення в цілому, включаючи уточнену залежність (4d) для  $L_c$ .



**Фіг. 1.** Стационарна осесиметрична каверна за диском при  $\sigma = 0.04$

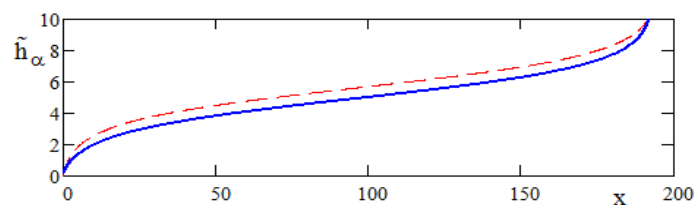
----- Рішення (6d), ——— Рішення (8c), • • • • нелінійний чисельний розрахунок [3]

Система рівнянь для вигину осі нестационарної каверни  $h = h(x, t)$  під впливом вагомості та сили на кавітаторі при розрахунку, починаючи з радіусу каверни  $R_o = R_o(t)$ , виходячи зі стаціонарних залежностей [1], визначається у вигляді (6):

$$\text{a) } \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{g}{R^2(x, t)} \int_{t_n(x)}^t R^2(x, t) dt + \frac{1}{R^2(x, t)} \left. \frac{\partial h_{\alpha o}^2(t)^2}{\partial t} \right|_{t=t_n(x)}, \quad \text{b) } [h]_{t=t_n(x)} = 0, \quad \text{c) } \quad (6)$$

$$\bar{h}_{\alpha}(\bar{x}) = \int_0^{\bar{x}} \frac{c_y d\bar{x}}{2R^2(\bar{x})},$$

При дії тільки кавітатора, рішення для викривлення осі стаціонарної каверни, з урахуванням залежності [1] для кута осі в початковий момент, має вигляд (6с). Порівняння результатів розрахунку викривлення осі каверни  $\bar{h}_{\alpha}(\bar{x})$   $\bar{h}_{\alpha} = \bar{h}_{\alpha} / R_n$ ,  $\bar{x} = x / R_n$  за диском з кутом атаки на основі рішення (4а) та рішення (4b) з урахування точнішого визначення форми каверни на передній ділянці (5с) ілюструється на Фіг. 2.



**Фіг. 2** Порівняння результатів розрахунку викривлення осі каверни за диском під кутом атаки з урахуванням та без урахування уточнення форми каверни на передній ділянці  $\tilde{h}_{\alpha} = 2\bar{h}_{\alpha} / c_y$ ,  $\sigma = 0.04$

———— Розрахунок за залежністю (6с) на основі (4b-5с)  
----- Розрахунок за залежністю (6с) на основі (4а)

## Висновки.

Застосування уточненого способу розрахунку каверн дозволяє суттєво уточнити форму і розміри каверни, включаючи викривлення її осі та є доцільним при чисельних розрахунках нестационарної кавітаційної течії у широкому діапазоні можливих випадків обтікання

## Список літератури

1. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. - Киев: Наукова Думка, 1969. -215 с.
2. Serebryakov V. Physical - mathematical bases of the principle of independence of cavity expansion // Proceedings of CAV2009, Ann Arbor, Michigan, USA, 14p.
3. Гузевский Л. Г. Численный анализ кавитационных течений. - Новосибирск, 1979. -36 с. - (Препринт/ СО АН СССР. Ин-т теплофизики: № 40-79).

## **ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ЗЛИВУ КОМПОНЕНТІВ ПАЛИВА З БАКУ**

Смоленський Д.Е.<sup>1</sup>, Минай О.М.<sup>1</sup>, Гоман О.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне»  
ім. М.К. Янгеля», м. Дніпро

<sup>2</sup>Дніпровський національний університет імені Олеся Гончара, м. Дніпро

У державному підприємстві «КБ «Південне»» виконано числове моделювання процесу зливу компонентів палива з двигуна 1-й ступени РКН «Циклон-4» з метою визначення величини залишку. Моделювання виконано в програмі ANSYS Fluent. Було побудовано геометричну модель області течії, яка є вісьосиметричним об'єктом з перерізом навпіл у площині симетрії. Розрахункова сітка для 3D моделі тетрагональна. Розмір елементів розрахункової сітки – 2 мм, кількість вузлів – 1228125, кількість елементів розрахункової сітки – 6601440. Модель течії обрано для фаз, що не змішуються. Модель турбулентності Standard k- $\epsilon$  (+2E), які є задовільною для більшості задач внутрішньої гідродинаміки. В процесі розрахунку виконувався попередній аналіз проміжних результатів та, за необхідністю, корегуванням розрахункової моделі. На розрахунок, з урахуванням корегування параметрів та усунення збоїв, витрачено 672 години машинного часу.

В результаті розрахунків отримано нестационарну картину процесу зливу палива з баку з визначенням модельного залишку і суцільності рідини. Обчислювальні експерименти показали, що по досягненню одиничним газовим включенням площини входу в ракетний двигун (суцільність 99%) вагові значення гідравлічного залишку в системі, що зведені до натурних умов, складають 105 кг при значенні числа  $Fr=20.83$ . Верифікація результатів числового моделювання виконувалась шляхом порівняння розрахункових результатів з статичного гідравлічного залишку палива з даними експериментального відпрацювання на стендах. Розрахункові і експериментальні показали задовільний збіг за виконанням умов гідродинамічної подібності.

## ПОВЕРХНЕВІ ХВИЛІ НА ВІЛЬНІЙ МЕЖІ ПОРИСТО-ПРУЖНОГО ПІВПРОСТОРУ

Соболь Т.В.<sup>1</sup>, Городецька Н.С.<sup>1</sup>, Щербак Т.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, nsgihm@gmail.com

<sup>2</sup>Національний університет біоресурсів і природокористування України, м. Київ

Широке практичне застосування поверхневих хвиль обумовило формування цілого наукового напрямку, присвяченому вивченню їх поширення, збудження і виявлення. Поверхневі хвилі, починаючи з робіт Релея до сьогодення досліджуються стосовно задач сейсмології, газо-, нафто- розвідки, біомеханіки, неруйнівного контролю та ряду інших напрямків. Традиційно поверхневі хвилі вивчаються в рамках моделі однофазного пружного середовища. В той же час, в реальних середовищах, таких як осадові породи дна океану, вологий ґрунт, глина, пісок, різного виду технічні піни, а також в багатьох інших матеріалах природного та штучного походження необхідно враховувати багатофазності середовища. В даній роботі на основі теорії Біо встановлено специфічні особливості поверхневих хвиль в пористо-пружному півпросторі з вільною межею і проаналізовано вплив зміни параметрів середовища на акустичні властивості поверхневих хвиль.

На вільній межі пористо-пружного середовища, в рамках теорії Біо, можливі два типи граничних умов – проникна або непроникна межа. Для проникної межі було отримано дисперсійне рівняння для поверхневої хвилі:

$$\alpha_2 \xi^2 \left( \frac{k_2^2}{2} (\alpha_0 - \alpha_1) - e_1 (\alpha_0 k_1^2 - \alpha_1 k_0^2) \right) + e_1 \beta^2 (k_1^2 - k_0^2) = 0, \quad k_i = \frac{\omega}{c_i}, \quad \beta = \frac{k_2^2}{2} - \xi^2, \quad e_1 = \frac{1-\nu}{1-2\nu},$$

$$\alpha_i = \sqrt{k_i^2 - \xi_i^2}, \quad c_i - \text{швидкість поширення хвилі, } i = 0, 1, 2.$$

Для непроникної межі дисперсійне рівняння має вигляд:

$$\alpha_0 \alpha_1 \alpha_2 \xi^2 (M_1 - M_0) - \xi^2 (1 - M_2) (\alpha_1 \tau_0 - \alpha_0 \tau_1) + \beta (\alpha_1 \tau_0 (1 - M_1) - \alpha_0 \tau_1 (1 - M_0)) = 0$$

$$\tau_{0,1} = \xi^2 - \frac{H - C m + M_{0,1} C m}{2\mu} k_{0,1}^2, \quad H, C, M_i, i = 0, 1, 2, m - \text{сталі в теорії Біо.}$$

Спочатку розглядалось пористо-пружне середовище без затухання. Аналіз існування поверхневої хвилі проведено для проникної та непроникної межі в залежності від запропонованого параметру – відношення модуля зсуву пружного скелету до модуля всебічного стиснення порової рідини. Введений параметр дозволив розділити пористо-пружні середовища на м'які ( $\mu/K_f < 0.1$ ) і тверді ( $\mu/K_f < 1.5$ ). Для випадку проникної межі пористо-пружного півпростору, на відміну від пружного середовища, «класична» поверхнева хвиля як суперпозиція трьох неоднорідних хвиль може існувати не для всіх можливих механічних характеристик. Для м'яких середовищ (швидкість поперечної хвилі найменша) поверхнева хвиля існує завжди. Енергія такої хвилі зосереджена в пружному скелеті. За умови  $\mu/K_f > 1.0$  можлива ситуація, за якої поверхнева хвиля стає «витікаючою», тобто її хвильове число стає комплексним, вона затухає в напрямку поширення і переносить енергію в глибину. Фазова швидкість такої хвилі  $c_{r1} = \text{Re } \omega / \xi$  менше швидкості поздовжньої та поперечної хвиль, але перевищує швидкість повільної поздовжньої хвилі. В цій ситуації, енергія поверхневої хвилі «перекачується» в енергію повільної поздовжньої хвилі, яка стає поширюваною і переносить енергію від вільної межі в глибину півпростору. Із зростанням коефіцієнту Пуассона збільшується діапазон параметру  $\mu/K_f$ , за якого існує класична поверхнева хвиля.

Для непроникної вільної межі пористо-пружного півпростору, на відміну від проникної межі, поверхнева хвиля існує для всіх можливих параметрів пористого середовища. Для м'якого середовища  $\mu/K_f < 0.1$  фазова швидкість поверхневої хвилі близька до швидкості хвилі Релея. Енергія цієї хвилі зосереджена, в основному, в пружному скелеті; для твердого середовища  $\mu/K_f < 1.5$  швидкість поверхневої хвилі прямує до швидкості повільної поздовжньої хвилі. Енергія такої хвилі зосереджена в поровій рідині.

У даній роботі також були розглянуті кінематичні характеристики поверхневої хвилі. Залежність переміщень поверхневої хвилі від глибини на вільній проникній межі пористо-пружного півпростору аналогічна кінематиці поверхневої хвилі в ідеальному пружному півпросторі. Кінематика поверхневої хвилі для вільної непроникної межі суттєво відрізняється від руху частинок поверхневої хвилі в пористому скелеті для проникної межі. Зокрема, нормована вертикальна компонента переміщення  $u_z/u_{z0}$  не перевищує 1. Горизонтальна компонента для м'яких матеріалів не змінює знак і затухає з глибиною повільніше, ніж вертикальна компонента. Для жорстких матеріалів, горизонтальна компонента переміщення затухає значно повільніше, ніж вертикальна компонента. Відмінності кінематики поверхневої хвилі для проникної та непроникної межі обумовлені різницею в поведінці порової рідини.

У даній роботі враховується затухання, обумовлене взаємодією пружної і рідкої фаз – відносним рухом в'язкої рідини по порах пружного скелета. Урахування дисипації в середовищі призводить до того, що поверхнева хвиля затухає у напрямку поширення, переносить частину енергії в глибину і їхні фазові швидкості залежать від частоти.

Для непроникної межі поверхнева хвиля слабо затухає в напрямку поширення. Її фазова швидкість незначно збільшується з частотою і прямує до швидкості поверхневої хвилі в еквівалентному однофазному середовищі. Затухання цієї хвилі збільшується з ростом частоти і визначається кінематичною в'язкістю порової рідини. Основна частина енергії поверхневої хвилі зосереджена в пружному скелеті. Для м'яких середовищ практично вся енергія поверхневої хвилі знаходиться в шарі товщиною  $0.1\lambda$ . Для твердих середовищ товщина шару зростає, зокрема, для  $\mu/K_f = 2$  товщина шару становить  $0.5\lambda$ .

Для непроникної межі поверхнева хвиля поширюється зі швидкістю близькою до швидкості поверхневої хвилі в поро-пружному півпросторі без затухання. Ця хвиля слабо затухає в напрямку поширення. Затухання поверхневої хвилі для непроникної межі більше ніж для проникної межі. При цьому затухання хвилі збільшується при зменшенні  $\mu/K_f$  і зростає із збільшенням частоти. На відміну від пористо-пружного півпростору без врахування затухання, в даному випадку, кінематика поверхневої хвилі, як для проникної, так і для непроникної меж подібна до кінематики поверхневої хвилі в пружному півпросторі. Для непроникної межі основна частина енергії, яку переносить поверхнева хвиля, зосереджена в пружному скелеті. Енергія поверхневої хвилі сконцентрована в при поверхневому шарі, зокрема, для м'яких середовищ товщина шару становить  $0.1\lambda$ , а для твердих середовищ – становить  $\lambda$ .

Таким чином, в пористо-пружному півпросторі без врахування затухання поверхнева хвиля для проникної межі існує не для всіх можливих механічних характеристик середовища. В узькому діапазоні зміни параметрів (для м'яких матеріалів) поширюється поверхнева хвиля. Для жорстких матеріалів поверхнева хвиля стає «витікаючою». Для непроникної межі поверхнева хвиля існує завжди. При цьому для м'яких матеріалів її швидкість близька до швидкості поверхневої хвилі в однофазному середовищі, а для жорстких матеріалів прямує до швидкості повільної поздовжньої хвилі. При врахуванні затухання поверхнева хвиля існує завжди, а її акустичні характеристики визначаються типом вільної границі (проникна або непроникна) і характеристиками середовища.

## МОДЕЛЮВАННЯ ТУРБУЛЕНТНИХ ТЕЧІЙ НАВКОЛО ТРАНСПОРТНИХ ЗАСОБІВ: ПРОБЛЕМИ ТА ПЕРСПЕКТИВИ

А.В.Сохацький<sup>1,2</sup>, М.С.Арсенюк<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут транспортних систем та технологій НАН України, Дніпро  
Sokhatsky\_anatoly@ukr.net

<sup>2</sup> Університет митної справи та фінансів, Дніпро

Реальні течії навколо транспортних апаратів є турбулентними. На сьогодні в обчислювальній аеродинаміці відсутні універсальні математичні моделі турбулентності. Надійне передбачення характеристик турбулентних потоків, відноситься до винятково важливої наукової проблеми і пов'язане з складністю та недостатнім вивченням турбулентності як фізичного явища.

На сьогодні найбільш поширеними підходами є методи, що базуються на використанні осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса (Reynolds Averaged Navier - Stokes - RANS). Вони замикаються за допомогою тієї або іншої напівемпіричної моделі турбулентності.

Класичні вихоророзрізняючі підходи є найбільш досконалими. Це пряме числове моделювання турбулентності (Direct Numerical Simulation - DNS) і метод моделювання великих вихорів (Large Eddy Simulation - LES). Метод DNS базується на безпосередньому прямому числовому розв'язуванні тривимірних нестационарних рівнянь Нав'є-Стокса з розрізненням усіх просторово-часових масштабів турбулентності. Він ґрунтується на фізичних принципах аеродинаміки і повністю вільний від емпіричних припущень.

У рамках методу LES ті ж рівняння розв'язуються безпосередньо після їх попередньої просторової фільтрації. Це дозволяє виключити з розгляду частину просторово-часових масштабів. Проведена операція дозволяє значно понизити вимоги до просторово-часового розрізнення. Таким чином понижуються вимоги до необхідних обчислювальних ресурсів.

Для урахування впливу відфільтрованих ("підсіткових") масштабів турбулентності притягуються ті або інші напівемпіричні моделі.

В науковій літературі для підкреслення кардинальних відмінностей методу LES від підходів, що використовуються для замикання RANS, їх називають "підсітковими".

До третьої групи відносять гібридні підходи, що спираються на спільне використання RANS і LES підходів в різних областях течії. Вони є найбільш розповсюдженими для практичного використання, виходячи з можливостей обчислювальної техніки.

Напівемпірична теорія турбулентності бере початок з класичної роботи О. Рейнольдса. У ній був сформульований підхід для опису турбулентної течії, який згодом був названий його іменем. Таким чином з'явилися рівняння Рейнольдса. Або, як ще їх називають; усереднені за Рейнольдсом рівняння Нав'є-Стокса. У випадку моделювання течії газу, що є стисливим, використовують більш досконалий спосіб усереднювання, що називається осереднювання за Фавром. Вважають, що використання усереднювання за Фавром у ряді випадків призводить до чисельної нестійкості через форму рівняння нерозривності. Для подолання нестійкості в праву частину рівняння нерозривності рекомендують додавати дифузійний член.

Незважаючи на характер осередненої течії, її вимірність та стаціонарність чи нестационарність, необхідно розв'язувати тривимірні нестационарні рівняння Нав'є-Стокса. Це пов'язано з тим, що турбулентність є принципово тривимірним і нестационарним явищем. Слід звернути увагу на те, що для ряду моделей (наприклад DNS) необхідно забезпечити достатню точність розрізнення усіх просторово-часових масштабів турбулентності.

Гібридні RANS – LES моделі з'явилися порівняно недавно: в дев'яності роки наприкінці минулого століття. Найпоширенішим методом став метод моделювання від'єднаних вихорів - Detached Eddy Simulation або DES. На сьогодні, принаймні, поширені декілька десятків таких моделей. Їх подальшому удосконаленню і розвитку присвячено величезне число робіт. DES тримає подальший розвиток - Delayed Detached Eddy Simulation (DDES). Це свідчить про позитивні сторони ідеї, що лежить в основі гібридних моделей. З іншої сторони не має повної задоволеності вже існуючими моделями такого типу.

Загальна концепція, що лежить в основі гібридних моделей, відбивається в їх назві. Вона полягає в спробі побудови комбінованих моделей, які функціонували б як RANS в одних і як LES в інших областях течії. Така можливість відкривається завдяки формальній схожості рівнянь

Рейнольдса і рівнянь LES. Проте шляхи реалізації цієї можливості можуть бути абсолютно різноманітними. Це пояснюється відмінністю різних форм гібридних моделей. На сьогодні детальний огляд гібридних моделей представлено достатньо в цілому ряді наукових праць

Широке розповсюдження отримав гібридна RANS – LES моделей слід віднести згаданий вище історично перший гібридний метод DES. Він був запропонований як альтернатива RANS і LES методам при розрахунку течій з великими відривними зонами. Відомо, що RANS моделі не здатні забезпечити прийнятну для практики точність розрахунку таких течій. LES пілхсд вимагає надмірно великих обчислювальних витрат, лівова частка яких пов'язана з розрахунком пристінної частини приєднаних примежових шарів, які містять енергонесучі вихори малих розмірів.

Це спонукало розробників DES до створення такої моделі, яка функціонувала б як RANS в області приєднаного примежового шару і забезпечувала цілком прийнятну точність, і як LES у відривних областях потоку, де його використання не вимагає надмірно дрібних сіток. Назва методу ("моделювання від'єднаних вихорів") підкреслює принципову відмінність DES від LES.

Таким чином у рамках DES "точно" розрізняються лише "від'єднані" вихори, які містяться у відривній зоні. Відносно дрібні вихори, що формуються у приєднаному примежовому шарі, описуються звичайними напівемпіричними RANS моделями.

Ще одна важлива особливість DES полягає в тому, що у рамках цього підходу у RANS і LES областях використовується одна і та ж "базова" модель турбулентності, яка функціонує як RANS модель у середині пристінного примежового шару і як її підсітковий аналог далеко від твердих стінок. При цьому межа між областями RANS і LES визначається в процесі розрахунку автоматично і залежить від кроків використовуваної обчислювальної сітки, від відстані від даної точки потоку до обтічної поверхні і, взагалі кажучи, від локальних параметрів потоку.

Інтенсивний розвиток обчислювальної аеродинаміки сприяв появі цілого ряду гібридних DES методів. У зв'язку з цим DES і інші аналогічні DES-подібні методи: Extra - Large Eddy Simulation або X - LES і Limited Numerical Scales або LNS часто не зовсім точно називають "незонними" ("non-zonal") гібридними методами, щоб відрізнити їх від зонних гібридів, в яких RANS і LES області пропонуються з тих або інших міркувань. До таких методів належить, наприклад, зонний DES (Zonal DES або ZDES), що розвивається в роботі), а також ряд інших зонних підходів. Цей метод має ряд переваг в порівнянні з DES, що полягають у більшій гнучкості. Проте його основний недолік полягає в необхідності апріорних уявлень про структуру течії, наприклад, про положення точки(лінії) відриву потоку.

Таким чином, впродовж найближчих років основним робочим інструментом для вирішення прикладних завдань аеродинаміки залишатимуться напівемпіричні методи, що базуються на використанні RANS у поєднанні з різними напівемпіричними моделями турбулентності, і метод DES, який також значною мірою спирається на ці моделі.

В результаті цілеспрямованих зусиль обчислювальної гідродинаміки вдалося накопичити велику і, що особливо важливо, об'єктивну (практично вільну від обчислювальних неточностей) інформацію про можливості різних напівемпіричних моделей турбулентності при розрахунку тих або інших типів турбулентних течій. Аналіз цієї інформації свідчить про те, що стосовно задач зовнішньої аеродинаміки, пов'язаних з розрахунком безвідривних течій і течій з обмеженими відривними зонами, найбільш високий "рейтинг" мають дві моделі турбулентності: модель Спаларта - Аллмараса (SA модель), та модель Ментера ( $k-\omega$  Shear Stress Transport або SST модель).

В доповіді приводяться результати розрахунків з використанням гібридного методу DES.

Сучасні досягнення в галузі моделювання турбулентних течій, показують, що трудомісткість методів прямого числового моделювання (DNS) та методу великих вихорів (LES), які могли б використовуватися для практичного використання з визначення аеродинамічних характеристик транспортних засобів є на сьогодні надзвичайно великою. Сучасний рівень розвитку EOM не дозволяє проводити їх реалізацію в практичних цілях протягом однієї доби.

Виходячи з аналізу сучасних досягнень в розробці методів розрахунку турбулентних течій впродовж найближчих десяти років, основним робочим інструментом для вирішення прикладних завдань аеродинаміки, пов'язаних з розрахунком турбулентних течій, будуть залишатися методи, що базуються на використанні RANS у поєднанні з різними напівемпіричними моделями турбулентності, і гібридні RANS – LES. Таким чином для визначення аеродинамічних характеристик перспективних транспортних засобів п'ятого покоління доцільно використовувати і гібридні RANS - LES методи.

## ЗАСТОСУВАННЯ ПОТЕНЦІАЛУ ШВИДКОСТІ СИСТЕМИ ДВОХ ДЖЕРЕЛ В ЗАДАЧІ СТАЦІОНАРНОГО РУХУ ТОНКОГО СУДНА У ПРЯМОКУТНОМУ КАНАЛІ

Стеценко О.Г., Ільченко В.М.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ,  
[Zabrad40@gmail.com.ua](mailto:Zabrad40@gmail.com.ua), [ilcenkovladimir@gmail.com.ua](mailto:ilcenkovladimir@gmail.com.ua)

Розв'язана лінійна стаціонарна задача визначення гідродинамічних характеристик тонкого судна з симетричними обводами, яке рухається в каналі з прямокутною формою поперечного перерізу в режимі безвідривного обтікання у напрямку поздовжньої вісі каналу.

Для знаходження розв'язку задачі застосовується метод джерел, розподілених по змоченій поверхні судна, який ґрунтується на використанні потенціалу швидкості системи двох одиничних джерел, що рухаються під вільною поверхнею і розташовані симетрично відносно вертикальної площини симетрії каналу [1]. Цей потенціал має аналітичний вигляд, задовольняє граничним умовам на вільній поверхні та стінках каналу і представлений косінус - рядом Фур'є по поперечній координаті з визначеними коефіцієнтами розкладу. На відміну від розв'язків для тонкого судна, коли джерела розташовуються на вертикальній площині симетрії його змоченої поверхні, даний підхід відповідає розміщенню джерел безпосередньо на поверхні судна.

Потенціал швидкості стаціонарного руху судна визначається з виразу [2]

$$\varphi_s(x, y, z) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S+S'} \frac{\partial \varphi}{\partial n} G_s(x, y, z, \xi, \eta, \varsigma) ds,$$

де  $G_s(x, y, z, \xi, \eta, \varsigma)$  -- потенціал швидкості рухомої системи двох одиничних джерел, а  $\partial \varphi / \partial n$  -- інтенсивність джерел, розподілених по змоченій поверхні судна  $S(\xi, \eta, \varsigma)$  та по поверхні  $S'(\xi, \eta, \varsigma)$ , зеркально відображеній до  $S$  відносно вільної поверхні., які разом складають так зване "дубльоване тіло".

Для випадку руху тонкого судна інтенсивність розподілу джерел визначається геометрією змоченої поверхні [2], а саме як

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_S = \cos(n, x) = -\frac{\partial f / \partial x}{\sqrt{1 + (\partial f / \partial x)^2 + (\partial f / \partial z)^2}} \approx -\frac{\partial f}{\partial x}$$

В якості розрахункового прикладу вибране судно довжиною  $2L$  і шириною  $2b$  в центрі площини ватерлінії (при  $x = 0$ ), геометрія змоченої поверхні якого описується рівнянням

$$y = f(x, z) = bf_1(x) \left[ 1 - \left( \frac{z}{T} \right)^2 \right],$$

де  $f_1(x) = 1 - \frac{|x| - b_1}{L - b_1}$  для  $b_1 \leq x \leq L$  та  $-L \leq x \leq -b_1$  і  $f_1(x) = 1$  для  $-b_1 \leq x \leq b_1$ , де  $b_1$  визначає координати початку і кінця області незмінності поперечного перерізу судна.

При виконанні чисельних експериментів була використана достатньо проста геометрія змоченої поверхні, що дозволило одержати розв'язок для гідродинамічних характеристик у вигляді аналітичних виразів, які включають складові з простими та подвійними інтегралами. Одержаний розв'язок включає в себе систему поверхневих корабельних хвиль з відомими хвильовими числами, затухаючі поверхневі збурення, обумовлені як корпусом судна, так і наявністю уявних коренів трансцендентного рівняння для хвильових чисел поверхневих хвиль. Знаходження амплітудної картини поверхневих збурень зводиться до обчислення подвійних інтегралів, а величина хвильового опору також визначається подвійним інтегралом з використанням амплітудних характеристик поверхневих хвиль.

На підставі виконаних розрахунків проведено аналіз характеру корабельних хвиль, затухаючих збурень на вільній поверхні та величини хвильового опору в залежності від числа Фруда, осадки судна та геометрії судна і каналу.

## ЛІТЕРАТУРА

1. О.Г. Стеценко. Потенціал швидкості стаціонарного руху в каналі системи двох одиничних джерел у прямокутному каналі. // Прикладна гідромеханіка. -- 2016. -- 18 (90), № 2. -- С. 76—80.
2. А.М. Басин, И.О. Веледницкий, А.Г.Ляховицкий. Гидродинамика судов на мелководье. -- Ленинград : Судостроение, 1976. -- 320 с

## АЕРОДИНАМІКА РАКЕТИ - НОСІЯ З ТОРОВИДНИМ КРИЛОМ – ПІДВІСОМ

Тимошенко В.І.<sup>1</sup>, Галинський В.П.<sup>1</sup>, Паршуткин О.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут технічної механіки НАНУ і ГКАУ, м. Дніпро, [vitymoshenko@nas.gov.ua](mailto:vitymoshenko@nas.gov.ua)

<sup>2</sup> ТОВ «НТКБ ПАРУС», м. Київ, [ntoparus@ukr.net](mailto:ntoparus@ukr.net)

Ракета-носієй (РН) з торовидним крилом підвісом це гіперзвукова багатофункціональна крилата РН, яка є комбінацією класичної крилатої ракети з кільцевим крилом – підвісом. Ускладнення аеродинамічного розрахунку полягає в тому, що в циліндричну частину корпусу РН, який є «конус-циліндр», вмонтовано кільцевий повітрозбірник, камера згорання та вихідне сопло – канал з соплом та розширенням. На поле течії навколо корпусу РН суттєво впливає наявність торовидного крила – підвісу (рис.1).

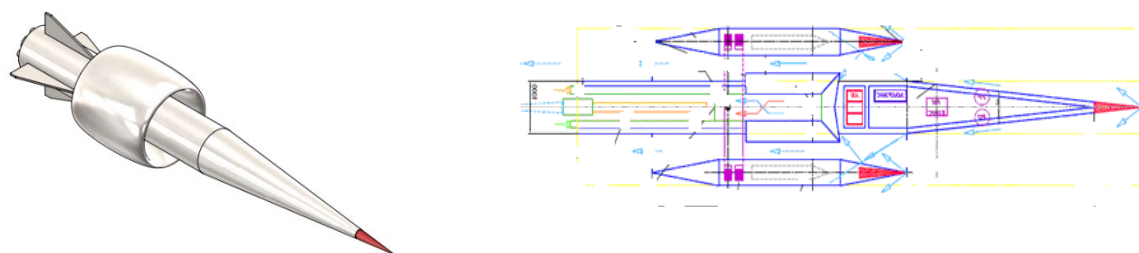


Рис. 1 Типова форма крилатої РН з торовидним крилом підвісом

Для вирішення задачі розрахунку надзвукового обтікання повітряно-реактивної РН з крилом – підвісом було дороблене алгоритмічне та програмне забезпечення. При цьому використовується стандартна програма маршового розрахунку обтікання ракет, в яку додано програмні модулі формування початкових полів потоку для декількох розрахункових під областей (РПО) та об'єднання декількох полів у один, що дозволяє у процесі маршового розрахунку розбивати розрахункову область (РО) на декілька РПО, а також об'єднувати декілька РПО в одну РО.

Розрахунки були здійснені у наближеннях невязкого газу з використанням розробленого алгоритму і явної схеми Годунова-Колгана-Родіонова. Для визначення параметрів у кільцевому повітрозбірнику, камері згорання та вихідному соплі використовувались спрощені рівняння Нав'є-Стокса: наближення «в'язкого слою» (повітрозбірник та сопло) та «вузького каналу» (камера згорання) [1].

Для ефективного використання крила – підвісу потрібно проведення багато параметричних розрахунків аеродинамічних характеристик (АДХ) РН в залежності від положення крила – підвісу як вздовж осі, так і від відстані до корпусу РН.

Нижче наведено результати розрахунків надзвукового обтікання РН з торовидним крилом підвісом для різних кутів атаки  $\alpha$ . Характерна картина течії навколо РН показана на рис. 2 у вигляді ізоліній тиску та числа Маху в площині симетрії течії для  $M_\infty = 6$ ,  $\alpha = 8^\circ$ .

Наявність кута атаки призводить до підвищення рівня тиску у області, що знаходиться між корпусом РН та нижній поверхнею крила – підвісу, причому на підвітряній стороні потоку це підвищення значно більше, ніж на навітряній. Число Маху потоку на підвітряній стороні потоку зменшується значно більше, що може призводити до появи дозвукових режимів течії при підвищенні кута атаки.

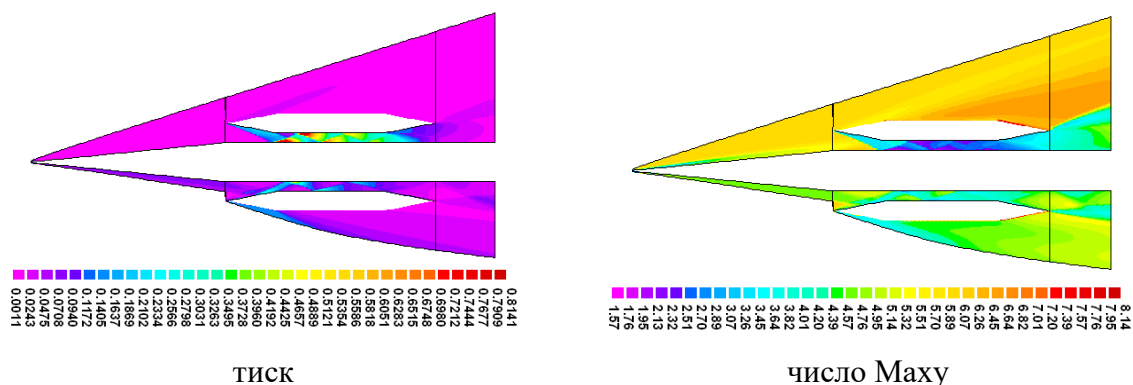


Рис. 2 – Поля ізоліній параметрів потоку навколо РН з торовидним крилом підвісом

Розподіли тиску на поверхні корпусу РН та на нижній поверхні крила – підвісу в меридіональних площинах  $\varphi=0$  і  $\varphi=180^\circ$  наведені на рис. 3 та 4, з яких видно, що рівень тиску на підвітряній стороні потоку вищий, ніж на навітряній стороні потоку. Підвищення рівня тиску з підвітряної сторони потоку в області між поверхнями корпусу РН і нижній поверхнею крила – підвісу призводить до зниження нормальної сили та моменту тангажу, що діють на РН з крилом – підвісом.

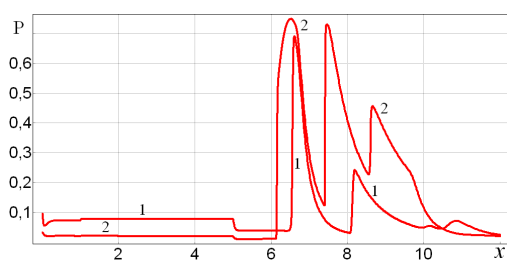


Рис. 3 – Розподіл тиску вздовж поверхні корпусу РН: 1 –  $\varphi=0$ , 2 –  $\varphi=180^\circ$

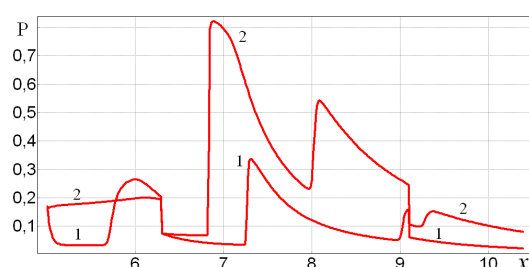


Рис. 4 – Розподіл тиску вздовж нижній поверхні крила: 1 –  $\varphi=0$ , 2 –  $\varphi=180^\circ$

Результати параметричних розрахунків коефіцієнту сили повздовжнього спротиву  $C_x$  РН з торовидним крилом підвісом в залежності від кута атаки  $\alpha$  при числі Маха  $M_\infty = 6$  наведено на рис. 5. Мінімальні значення коефіцієнту сили повздовжнього спротиву  $C_x$  знаходяться у діапазоні кутів атаки  $4^\circ \leq \alpha \leq 7^\circ$ .

З ростом числа Маха  $M_\infty$  коефіцієнт  $C_x$  зменшується і при зростанні кута атаки  $\alpha$  зміни коефіцієнту  $C_x$  наближуються до монотонної залежності. Коефіцієнти нормальної сили  $C_y$  та моменту тангажу  $C_m$  відносно носка корпусу РН зростають майже лінійно. Коефіцієнт центру тиску  $C_d$  зростає з кутом атаки і має максимум при  $\alpha \approx 8^\circ$ .

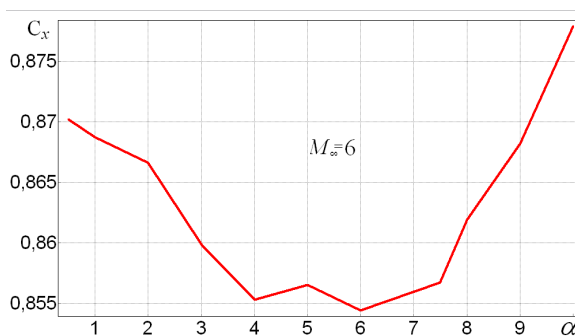


Рис.5 Залежність коефіцієнту  $C_x$  від кута атаки для числа Маха  $M_\infty = 6$

1. Тимошенко В. И. Маршевые алгоритмы расчета термогазодинамических процессов в прямоточных воздушно-реактивных двигателях, интегрированных с летательным аппаратом, с учетом пространственных эффектов / В.И. Тимошенко, В. П Галинский // Вісник двигунобудування.– 2019. – №2. – С. 14 – 23.

## МОДЕЛЮВАННЯ ТЕЧІЇ РІДИНИ У ЦИЛІНДРИЧНОМУ КАНАЛІ З ДВОМА РІЗНИМИ ДІАФРАГМАМИ

Троценко Я.П.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, м. Київ,  
[yaroslav.p.trotsenko@gmail.com](mailto:yaroslav.p.trotsenko@gmail.com)

Течія рідини чи газу в нерегулярних каналах широко зустрічається як в природі, так і в технічних або наукових приладах. Через складну геометрію таких систем структура потоку набуває нестационарного характеру, що при певних умовах призводить до виникнення автоколивань середовища і, як наслідок, появи звуку [1]. Виникнення тонального звуку при натіканні струменя на круговий отвір в пластині вперше було описано у роботі [2]. Пізніше було проведене більш детальне експериментальне дослідження даного феномену і встановлено, що акустичні коливання пов'язані із періодичним утворенням кільцевих вихорів та їх взаємодією з поверхнею пластини [3]. З розвитком комп'ютерної техніки наприкінці XX століття набули поширення чисельні моделювання подібних систем. У випадку малих чисел Маха для цього переважно використовуються гібридні методи, згідно з якими загальна задача розділяється на акустичну та гідродинамічну частини, які розв'язуються окремо.

В даній роботі розглядалася течія рідини у напівнескінченному циліндричному каналі з двома послідовними діафрагмами з отворами різного діаметру. Діафрагми мають однакову товщину та є осесиметричними. В поздовжньому перетині каналу контури діафрагм в околі отворів мають форму півкола (рис. 1). Потік рідини потрапляє в розрахункову область з рівномірною швидкістю, значно меншою за швидкість звуку. Відомо, що розміри джерел звуку, який породжується потоком, – малі в порівнянні з довжиною акустичної хвилі [4]. У зв'язку з цим задача розв'язувалася в межах моделі в'язкої нестисливої рідини. Також припускалося, що рух рідини в області між діафрагмами є близьким до осесиметричного.

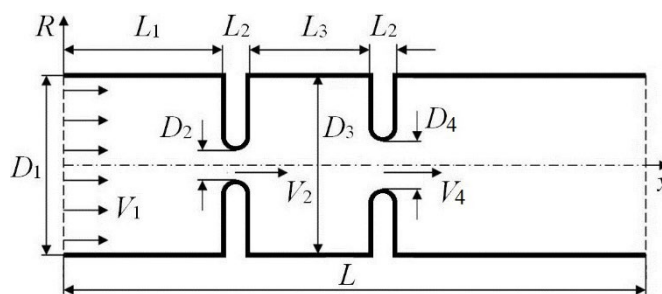


Рис. 1. Поздовжній перетин каналу.

Розв'язання задачі проводилося за допомогою методу скінченних об'ємів з використанням бібліотек інструментарію з відкритим кодом OpenFOAM та базувалося на основних положеннях, викладених у роботі [5]. Внаслідок припущення щодо осьової симетрії потоку за розрахункову область обирався циліндричний сектор (клин) з одним елементом в азимутальному напрямку. Використовувалася неортогональна блочно-структурована сітка зі згущенням вузлів в отворах діафрагм та при наближенні до поверхонь каналу.

Для обчислення об'ємних інтегралів за контрольним об'ємом застосовувалася узагальнена процедура Гауса. Нормальні градієнти швидкості на поверхні елементів, присутні у дифузійних членах, обчислювалися зі значень швидкості в центроїдах сусідніх комірок за схемою другого порядку. Для інтерполяції конвективних членів використовувалася TVD форма центрально-різницевої схеми для векторного поля з

обмежувачем потоку типу Sweby [6]. В якості схеми дискретизації похідної за часом обиралася неявна триточкова несиметрична схема другого порядку з різницями назад. Зв'язаний розрахунок поля швидкості й тиску проводився за допомогою процедури PISO [7]. Для розв'язання отриманої системи лінеаризованих алгебраїчних рівнянь використовувалися ітераційні розв'язники PCG та PBiCG з передобумовленням [8]. Задача розв'язувалася з використанням обчислювальних потужностей комплексу СКІТ Інституту кібернетики ім. В.М. Глушкова НАН України [9].

У роботі [10] було показано, що при рівних діаметрах отворів діафрагм в певному діапазоні чисел Рейнольдса течія рідини в області між звуженнями є нестационарною. На поверхні першої діафрагми формується ламінарний примежовий шар, який, відриваючись від поверхні, утворює на межі струменя та порожнини кільцевий зсувний шар. В глибині порожнини біля другої діафрагми утворюється великий вихор, завдяки чому відбувається циркуляційний рух середовища, який переносить частину кінетичної енергії струменя з області отвору другої діафрагми вгору за потоком. При наближенні до другої діафрагми у зсувному шарі послідовно утворюються кільцеві вихори, які набігають на поверхню діафрагми та спричиняють коливання полів швидкості й тиску. Ці коливання мають періодичний характер та дають змогу оцінити частоту збуджених потоком акустичних коливань.

Метою даної роботи є дослідження особливостей потоку рідини в циліндричному каналі з двома послідовно розташованими діафрагмами з отворами різного діаметру, а саме: проведення відповідних чисельних розрахунків, аналіз структури потоку в області між діафрагмами та визначення характеристик автоколивальних рухів середовища, що можуть призводити до появи акустичних коливань залежно від відношення діаметрів отворів діафрагм.

4. Вовк И.В., Гринченко В.Т. Звук, рожденный потоком (очерки об аэрогидродинамической акустике). Киев: Наукова думка, 2010. 221 с.
5. Sondhauss C. Ueber die beim ausströmen der luft entstehenden töne. *Annalen der Physik*. 1854. Vol. 167, No. 1. P. 126–147.
6. Chanaud R. C., Powell. A. Some experiments concerning the hole and ring tone. *J. Acoust. Soc. Am.* 1965. Vol. 37, No 5. P. 902–911.
7. Wilson T.A., Beavers G.S., DeCoster M.A., Holger D.K., Regenfuss M.D. Experiments on the fluid mechanics of whistling. *J. Acoust. Soc. Am.* 1971. **50**, Iss. 1B. P. 366-372.
8. Малюга В. С. Численное исследование течения в канале с двумя последовательно расположенными стенозами. Алгоритм решения. *Прикладна гідромеханіка*. 2010. Т. 12, № 4. С. 45–62.
9. Sweby P.K. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws *J. Numer. Anal.* 1984. **21**, Iss. 5. P. 995-1011.
10. Issa R. I. Solution of implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*. 1986. Vol. 62, No. 1. P. 40–65.
11. Barrett R., Berry M., Chan T. F., Demmel J., Donato J. M., Dongarra J., Eijkhout V., Pozo R., Romine C., Van der Vorst H. Templates for the solution of linear systems: building blocks for iterative methods. 2nd ed. Philadelphia : SIAM, 1994. 107 p.
12. Головинський А. Л., Маленко А. Л., Сергієнко І. В., Тульчинський В. Г. Енергоефективний суперкомп'ютер СКІТ-4. *Вісник НАН України*. 2013. № 2. С. 50–59.
13. Vovk I. V., Matsypura V. T., Trotsenko Ya. P. Excitation of self-sustained oscillations by a flow of liquid in a cylindrical duct with two diaphragms. *Journal of Mathematical Sciences*. 2020. Vol. 247, No. 2. P. 258–275.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З РОЗМИВНИМ ДНОМ МОРСЬКИХ ПІЩАНИХ ВІДМІЛИХ ЗОН

Хомицький В. В., Терещенко Л. М., Нікітін І.А., Харченко А.Г., Абрамова Л.П.,  
Хижа І.А., Кудиби І.Б.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

[homicky@ukr.net](mailto:homicky@ukr.net), [litere70@gmail.com](mailto:litere70@gmail.com), [nia37@ukr.net](mailto:nia37@ukr.net), [Anatoliy.kharchenko62@gmail.com](mailto:Anatoliy.kharchenko62@gmail.com),  
[luda54@ukr.net](mailto:luda54@ukr.net), [fholinder@gmail.com](mailto:fholinder@gmail.com), [igorkud33@gmail.com](mailto:igorkud33@gmail.com)

Шторм є визначальним для оцінки динамічних явищ узбережжя та особливо небезпечні тривалі (застійні шторми, коли швидкість вітру в приземному шарі досягає 40 м/с і більше). Тому необхідно жорсткі вимоги при проектуванні, будівництві та експлуатації будь-яких інженерних споруд у зоні впливу штормових хвиль. При дослідженні динамічних явищ у прибережній та шельфовій зонах морів важливе значення мають параметри вітрових хвиль та їх трансформація на береговому схилі, величина та компоненти швидкості хвильового руху в площині дна. Оцінка шторму на дно моря залежить від характеру ґрунтів, що складають береговий схил.

Як базове джерело для аналізу функціональних залежностей між параметрами вітрового впливу та масовим переміщенням наносів використано результати багаторічних досліджень. Ці результати підтверджені даними лабораторних, натурних та аналітичних досліджень і в даний час можуть розглядатись як найбільш достовірні.

На основі розрахунків за методикою прогнозу динаміки наносів у прибережній зоні та їх чисельно-аналітичного аналізу отримано функціональну залежність між питомими величинами витрати наносів та енергії вітрових хвиль:

$$q = 0,117 \frac{1}{(h\lambda_0)^{0,5}} \left(1 - \frac{h}{H}\right)^{0,5} \left(\frac{h^2}{H}\right)^3, \quad (1)$$

де:  $h$ ,  $\lambda$  – відповідно висота та довжина хвилі;  $\lambda_0 = \frac{\lambda}{h}$  – пологість хвилі;  $H$  – глибина води на береговому откосі;  $q$  – питома витрата наносів на одиницю довжини фронту хвилі.

Залежність (1) виведена для випадку наносів піску з середньою крупністю  $d = 0,1$  мм і щільністю  $\rho = 2,65$  т/м<sup>3</sup>. Підтвердження адекватності розрахунків за методикою та залежності (1) представлено у роботах автора. В даній роботі перевірено використання залежності (1) для розрахунку транспорту наносів з різною крупністю піску.

Відомо, що процеси розмиву берегового схилу під впливом вітрових хвиль знаходяться у прямій залежності від величини швидкостей хвильового потоку в площині дна. Рух частинок незв'язаних ґрунтів, що складають береговий схил, відбувається, коли придонні швидкості потоку  $V_p$ . Масовий розмив берегового схилу та формування потоку наносів відбувається коли придонні швидкості досягають величини швидкості масового розмиву  $V_{pm}$ . Ця умова може бути записана в наступному вигляді:

$$V_o = V_{pm} = kV_p, \quad (2)$$

де  $k = 1,57$  – за рекомендаціями Башкирова Г.С.

Згідно з лінійною теорією хвиль малої амплітуди максимальна складова орбітальної швидкості в площині дна мілководного моря визначається формулою:

$$V_o = \frac{h}{\sqrt{\frac{\lambda}{\pi g} sh \frac{4\pi H}{\lambda}}}, \quad (3)$$

Залежність (1), виведена для характеристики транспорту наносів з крупністю  $d=0,1$  мм. Припустимо, що ця закономірність для питомих витрат наносів буде справедлива і для частонки з іншою крупністю. Введемо корективи з урахуванням їх впливу через швидкості  $V_p$  ( $\lambda\psi = \frac{gh}{\lambda_0 V_p^2} \left( \frac{V_{01}}{V_d} \right)^2$ ).  $V_{01}$  та  $V_d$  – розмиваючі швидкості для частинок  $d = 0,1$  мм та для довільних крупностей  $d$ , мм відповідно.

З урахуванням попередніх припущень можемо записати питомі величини витрат наносів наступним чином:

$$q = 0,05(\lg \lambda\psi + 0,8)^{0,5} \left( \frac{H-h}{H} \right)^{0,5} \left( \frac{h^2}{H} \right)^3, \quad (4)$$

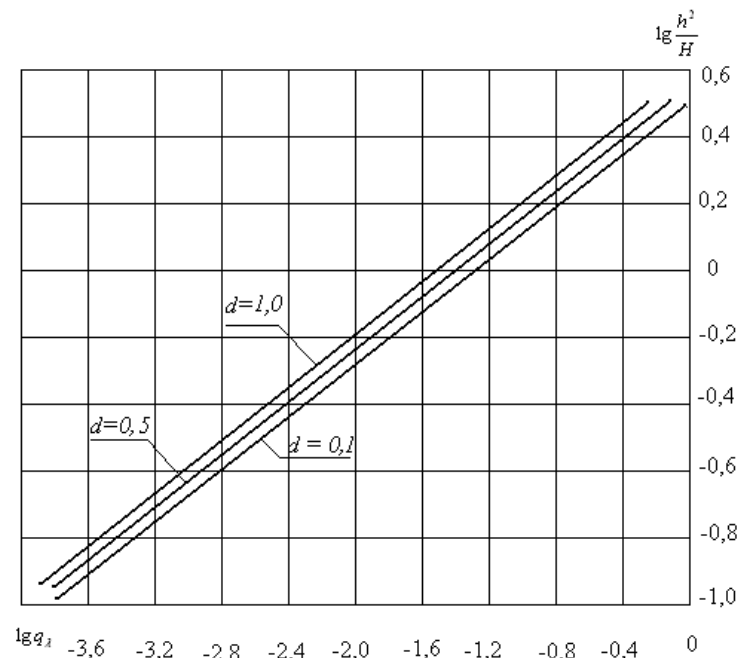


Рис. 1. Графічна інтерпретація формули

#### Висновки

Співвідношення, які представлені в даній роботі можуть бути корисними для попередньої оцінки (експрес-аналізу) транспорту наносів на ділянці узбережжя. На основі аналітичного аналізу методики запропоновано розв'язок функціональної залежності питомих витрат від питомої енергії хвиль для випадку незв'язних ґрунтів з розміром частинок  $d=0,1$  мм, що становлять дно берегового схилу мілководної зони моря. Розрахунки за новими залежностями та за іншими дають ідентичні результати. Перевагою розробленої методики прогнозу динаміки наносів у прибережній зоні моря є граничне скорочення трудомісткості розрахунків.

## ВПЛИВ ІНФРАСТРУКТУРИ ТЕС НА ТЕПЛООБЛІН І АЕРОДИНАМІКУ НАВКОЛО ДИМОВОЇ ТРУБИ

Чиркова А. П.<sup>1,2</sup>, Халатов А.А.<sup>1,2</sup>, Шіхабутінова О.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», пр. Перемоги, 37, Київ, 03056, Україн,

[ilcenkoanna777@gmail.com](mailto:ilcenkoanna777@gmail.com)

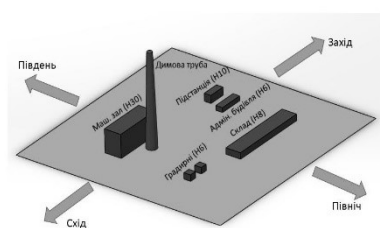
<sup>2</sup> Інститут технічної теплофізики НАН України, вул. Марії Капніст, 2А, Київ, 03057, [oshikhabutinova@gmail.com](mailto:oshikhabutinova@gmail.com), [artem.khalatov1942@gmail.com](mailto:artem.khalatov1942@gmail.com)

Димова труба є найважливішим елементом теплової електростанції (ТЕС). При правильній організації видалення газоподібних продуктів спалювання палива конденсація вологи всередині труби відсутня і технічний стан труби зберігається у працездатному стані та продовжується строк експлуатації [1]. Для визначення температури продуктів згоряння по висоті труби важливо знати граничні умови третього роду (коефіцієнти тепловіддачі) на зовнішній поверхні димової труби, при цьому в тепловому розрахунку використовується, як правило, середній коефіцієнт тепловіддачі, що визначається інфраструктурою ТЕС, напрямом та швидкістю вітру.

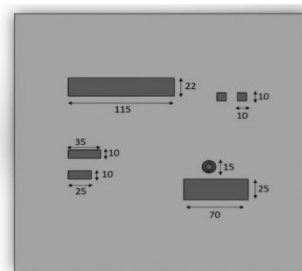
Дослідження, виконані в роботі [2], показали, що при рівномірному профілі швидкості теплообмін та аеродинаміка на поверхні одиночної вертикально розташованої конічної труби мають специфічні особливості, зумовлені формою труби та контактом її основи із землею поверхнею.

Метою роботи є визначення середньої тепловіддачі по висоті конічної димової труби, розташованої на промисловому майданчику ТЕС за умови, що вітер має різний напрямок та швидкості. Дослідження виконано методом комп'ютерного моделювання з чисельним розв'язком диференціальних рівнянь руху, енергії та нерозривності.

Для моделювання теплообміну та аеродинаміки біля димової труби, розташованої на території ТЕС, використано інфраструктуру, що включає такі елементи: машинний зал, підстанцію, адміністративну будівлю, склад та дві градирні (рис. 1).



а



б

Рис. 1 – Інфраструктура теплової електростанції: а- загальний вид; б- вид зверху

Сіткова модель інфраструктури ТЕС включає 1137781 вузлів та 4741859 елементів. Мінімальна ортогональна якість – 0.1, максимальний переки – 0.89. Чутливість сітки розглянуто у роботі [2]. У розрахунках використовувалася RNG k-ε модель турбулентності [2], пристінна функція Enhanced Wall Function, алгоритм розв'язку для з'єднання швидкісного тиску в стійких потоках Simplex. Густина повітря не залежна від температури на вході в розрахунковий об'єм (силами тяжіння знехтувано). Температура поверхні труби задавалася постійною та рівною 100 °С.

Теплообмін біля димової труби вивчався за різних напрямків вітру в діапазоні швидкості вітру  $w_0$  від 5 до 25 м/с. Швидкість вітру на межах майданчика ТЕС задавалася степеневим рівнянням

$$w_z = w_0 k(z) \quad (1)$$

де  $k_z = 0,4 \left( \frac{z}{10} \right)^{0,5}$ ,

яке відповідає профілю швидкості на поверхні типу міських районів з щільною забудовою будинками заввишки більше 25 м) [2]. Тут  $w_z$  – швидкість потоку на висоті  $z$  від поверхні землі,  $w_0$  – середня швидкість вітру на границі майданчика.

Отже у роботі виконано теоретичне дослідження теплообміну та аеродинаміки конічної димової труби ТЕС з урахуванням інфраструктури навколишнього простору (профіль швидкості на межі промислового майданчика) та інфраструктури ТЕС. Проведені дослідження показали, що будівля машинного залу промислового майданчика значно впливає на аеродинаміку обтікання димової труби і розподіл теплообміну по її висоті. Найбільша тепловіддача за рахунок формування інтенсивного руху вихрового потоку і руйнування прикордонного шару на поверхні труби спостерігається при русі вітру з півдня на північ. Однак вище будівлі машинного зала зміна поздовжньої швидкості потоку (а також тиску та тепловіддачі) по висоті димової труби має періодичний характер, на певній висоті аеродинаміка обтікання труби практично відповідає обтіканню круглої труби в безкінечному просторі. Розглянуті особливості теплообміну повинні обов'язково враховуватись при проектуванні високих димових труб ТЕС.

#### Список використаної літератури

1. Манеев А. П. Аэродинамика и теплообмен дымовых труб : моногр. / А. П. Манеев, В. И. Терехов. – Москва : Научное обозрение, 2017. – 226 с. – ISBN 978-5-9909641-8-1.
2. Чиркова А. П. Аеродинаміка та теплообмін одиночної конічної труби при зовнішньому обтіканні / А. П. Чиркова, А. А. Халатов, В. С. Олійник, О. В. Шіхабутінова // Теплофізика та теплоенергетики. – 2021. – Т. 43, № 4. – С.25–33. – Бібліогр.: 10 назв. – ISSN 2663-7235. – DOI: <https://doi.org/10.31472/ttpe.4.2021.3>.

## ІНЕРЦІЙНО-ЦИРКУЛЯЦІЙНИЙ ПРИНЦИП ПЛАВАННЯ ТА ПОЛЬОТУ ГІДРОАЕРОБІОНТІВ У ВИПАДКУ БЕЗВІДРИВНОГО ОБТІКАННЯ

О. В. Шеховцов

Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ, avshekhovtsov@gmail.com

Нехай середовище є суцільним, ідеальним, нестисливим та невагомим (відсутні зовнішні масові сили). В усіх точках середовища у початковий момент часу припускається відсутність вихорів, а само середовище – нерухливим.

Будемо припускати, що крило, або плавець аеробіонта  $S$  є нескінченно тонким, непроникним та нерозтяжним. Прийmemo до розгляду модель безвідривного (циркуляційного) обтікання крила зі сходом шару потоку з його поверхні, а також постулат Кутта щодо скінченності швидкості потоку в околиці задньої крайки крила.

З огляду на прийняті властивості середовища та крила, з задньої крайки крила, що рухається, буде сходити вихрова пелена  $\sigma$ , точки якої будуть рухатись по траєкторіям рідких часток, тобто вона буде вмерожена у потенційне середовище. Стрибок потенціалу швидкості  $\Delta\Phi$  на вільній вихровій пелені  $\sigma$  не буде змінюватись з часом.

Після розв'язку кінематичної початково–крайової задачі для рівняння Лапласу для потенціалу  $\Phi$ , за допомогою інтегралу Коші–Лагранжа, можна визначити динамічні характеристики крила та поле тиску навколо нього.

Розв'язок рівняння Лапласа будемо шукати у вигляді суми потенціалів від неперервно розподіленого по границям області потенціалу подвійного шару.

Оскільки швидкості, індуковані подвійним шаром, еквівалентні швидкостям від відповідного вихрового шару, для створення чисельної моделі будемо застосовувати удосконалений метод дискретних вихорів (УМДВ, який дозволяє представити швидкість будь-якої точки середовища у вигляді суми незбуреної швидкості потоку, збуреної швидкості від системи сумарних дискретних вихорів, які моделюють обтічне тіло, а також збуреної швидкості від системи вільних вихорів, які моделюють неперервну вихрову пелену, яка зійшла з тіла. Окрім цього, у випадку, коли крило припускається нескінченно тонким, застосування інтегралу Коші–Лагранжа для розрахунку перепаду тиску на крилі з урахуванням властивостей щільності вихрового шару  $\gamma$  призводить до лінеаризації нелінійних доданків. Вказані особливості моделювання дають можливість представити коефіцієнт сили тяги у вигляді трьох компонент [1]:

– інерційної:

$$C_{T_I}(\tau) = 2 \int_S \frac{\partial' \Delta \varphi(s(\tau), \tau)}{\partial \tau} \cos(n(s, \tau), x) ds,$$

де  $\Delta \varphi$  – стрибок потенціалу швидкості на поверхні крила  $S$ ; штрих при частковій похідній означає, що диференціювання виконується у рухомій системі координат крила;

– циркуляційної:

$$C_{T_C}(\tau) = C_Q(\tau) \cos(n(s_0, \tau), y) - 2 \int_S \gamma(s(\tau), \tau) (\hat{w}_\mu(s(\tau), \tau) - w_\mu^*(s(\tau), \tau)) \cos(n(s, \tau), x) ds,$$

де  $C_Q$  – коефіцієнт підсмоктуючої сили;  $S_0$  – передня крайка;  $\hat{w}_\mu$  – дотична проекція швидкості від системи сумарних вихорів, моделюючих вихрову пелену крила;  $w_\mu^*$  – дотична проекція переносної швидкості крила;

– вихрова:

$$C_{T_V}(\tau) = -2 \int_S \gamma(s(\tau), \tau) \tilde{w}_\mu(s(\tau), \tau) \cos(n(s, \tau), x) ds,$$

де  $\tilde{w}_\mu$  – дотична проекція швидкості від системи вільних вихорів.

Вказане розділення сил має досить ясну фізичну основу. Циркуляційна складова є квазістаціонарний аналог сили Жуковського та визначається поточним значенням циркуляції по контуру, прилеглому до крила (без урахування вихорів, які зійшли). Інерційна складова є нестаціонарна компонента, яка залежить від поточної приєднаної маси крила. Вихрова (індуктивна) компонента визначається поточними величиною та розподілом завихреності навкруги крила.

У загальному випадку крилу задавались зворотно–обертальні рухи та зворотно–поступальні рухи осі обертання у вертикальній площині.

Задані гармонічні обертально–поступальні коливання крила–рушія у безмежній рідині визначається п'ятьма безрозмірними параметрами: лінійною амплитудою  $a$ , кутовою амплитудою  $\theta$ , круговою частотою коливань  $p^*$ , або відносною швидкістю  $\lambda_p$ , положенням осі обертання  $d$  ( $d = 0$  відповідає передній крайці,  $d = 1$  задній), фазовим зсувом  $\delta$  між обертальними та поступальними коливаннями.

Згідно Грему Тейлору, Роберту Надсу, Адріану Томасу, які провели дослідження для 42 видів летючих мишей, комах и птахів, число Струхаля  $St = 1/(\pi\lambda_p)$  лежить у діапазоні  $0,2 < St < 0,4$  (при цьому  $0,8 < \lambda_p < 1,6$ , що, у свою чергу, характерно для плавання риб та дельфінів [2]). Це відповідає спільному оптимуму для коефіцієнту сили тяги  $C_T$  та коефіцієнту корисної дії  $\eta$ , причому для випадку, коли  $\alpha_{\max} = 15^\circ$ , кут нахилу траєкторії руху осі обертання крила–рушія у середній її частині  $\varphi = \arctan(1/\lambda_p)$  складає  $\sim 45^\circ$ , а  $\lambda_p \sim 1$  [2].

Досліджено поведінка приведених компонент коефіцієнта тяги  $C_{Ti}/C_T$  у залежності від відносної швидкості крила при  $d = 0$ ,  $\delta = -\pi/2$ ,  $a = 0,5$ . При цьому для всіх  $\lambda_p$  виконується умова  $\alpha_{\max} = 15^\circ$ .

Отримані результати дозволяють зробити висновок, що в основі роботи крила–рушія лежить інерційно–циркуляційний принцип створення сили тяги, причому для малих відносних швидкостей крила переважає внесок інерційних сил, а для великих – циркуляційних. Для двох окремих випадків коливань крила–рушія – обертальних та поступальних справедливі, відповідно, інерційний та циркуляційний принципи створення сили тяги. При цьому індуктивний вплив вихорів, що зійшли з крила, малий і зводиться до зменшення сили тяги крила–рушія [3].

## ЛІТЕРАТУРА

1. Dovgiy S.A., Shekhovtsov A.V. An Improved Vortex Lattice Method for Nonstationary Problems. Journal of Mathematical Sciences. 2001. **104**, № 6. P. 1615–1627.
2. Shekhovtsov A.V. Non–Linear Mathematical Model of Dolphin Tail Fin Motion. International Journal of Fluid Mechanics Research. 2001. **28**, № 1/2. P. 240–265.
3. Шеховцов О.В. Инерционно–циркуляционный принцип плавания и полёта гидро– и аэробиионтов. Журнал обчислювальної та прикладної математики. 2021. №1(135). С. 200–211.

## NUMERICAL STRESS DIFFUSION IN SIMULATIONS OF VISCOELASTIC FLUIDS FLOWS

Bodnár T.<sup>1</sup>, Pires M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Department of Technical Mathematics, Faculty of Mechanical Engineering, Czech Technical University in Prague, Czech Republic, Tomas.Bodnar@fs.cvut.cz

<sup>2</sup> Department of Mathematics and CIMA-UE, Technology Sciences School, University of Evora, Portugal, marilia@uevora.pt

This contribution presents an overview and summary of the artificial diffusion concept applied to numerical simulations of viscoelastic fluids flows. The classical Oldroyd-B model is considered as an example and prototype of viscoelastic rate type fluids models. The broader concept of numerical diffusion is presented, with special focus on tensorial artificial stress diffusion that proved to be a valuable tool in stabilizing the viscoelastic fluids flows simulations at higher Weissenberg numbers. Several variants of tensorial artificial diffusion are presented and discussed, focusing on practical aspects of their implementation and use.

### Motivation

It was found by many authors in the past, that while solving the governing equations of the Oldroyd-B model, the numerical methods often fail to converge in certain regimes, due to instabilities encountered in the solution process. The critical regime at which the numerical instabilities occur is related to the characteristic Weissenberg number of the solved problem. The loss of numerical stability at high Weissenberg numbers was addressed in a number of works in the past decades, developing various specific schemes and algorithms to fight the numerical instabilities.

### Artificial diffusion concept

The concept of numerical and artificial diffusion is well known in computational fluid dynamics. It starts with the presence and/or absence of diffusive terms in the mathematical models of fluids flows. The Euler equations of fluid dynamics (for both compressible and incompressible fluids), can be understood as the limit (singular) model arising from the original (viscous) Navier-Stokes equations for vanishing viscosity. It can be shown that limit solutions emanating from a sequence of viscous model solutions for successively decreasing viscosity lead to physically relevant solutions of the inviscid model. The vanishing viscosity is thus not only relevant in developing the inviscid model, but it also plays an important role in obtaining the successive approximate solutions to that model, possibly leading to unique physically realistic solution of the problem.

### Mathematical model

The mathematical model consists of system of coupled PDEs representing the balance of mass and linear momentum for incompressible fluid, complemented by a constitutive relation for viscoelastic fluid of Oldroyd-B type.

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \mathcal{R}e \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) + \nabla p = 2(1 - \eta) \nabla \cdot \mathbf{D} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \\ \boldsymbol{\tau} + \mathcal{W}e \left( \frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \boldsymbol{\tau} - \nabla \mathbf{u}^T \boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau} \nabla \mathbf{u} \right) = 2\eta \mathbf{D} \end{cases}$$

This system is rewritten in variational form and solved numerically using Finite Element Method in FReFEM++ package. The 2D corrugated channel geometry is used for numerical tests. The artificial tensorial diffusion terms are added to the constitutive relation as

$$\boldsymbol{\tau} + \mathcal{W}e \left( \frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \boldsymbol{\tau} - \nabla \mathbf{u}^T \cdot \boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = 2\eta \mathbf{D} + \mathbf{E}$$

where the added diffusive terms have the form

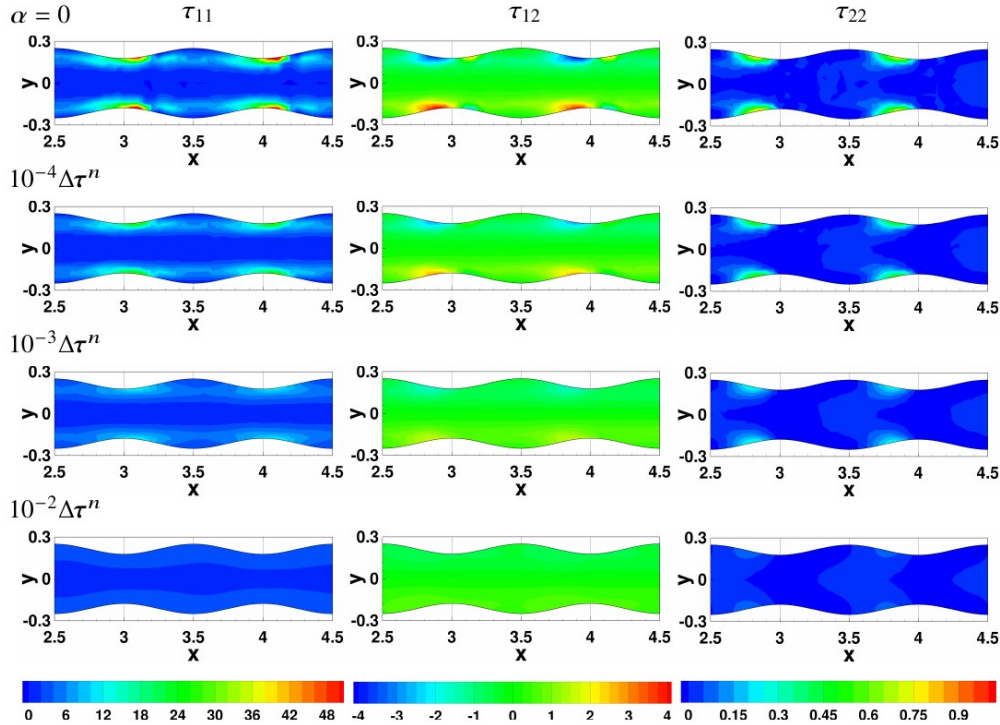
$$\mathbf{E} = \alpha \cdot \Delta \boldsymbol{\tau} \approx \alpha \cdot \Delta \boldsymbol{\tau}^n$$

or

$$\mathbf{E} = \alpha \cdot \Delta \boldsymbol{\tau}_t \approx \alpha \cdot \Delta (\boldsymbol{\tau}^n - \boldsymbol{\tau}^{n-1})$$

### Numerical results

Number of numerical simulations was performed to evaluate the influence of the added diffusive terms on the obtained solution and on the maximum attainable Weissenberg number.



*Components of the elastic stress tensor for the standard diffusion term proportional to Laplacian of the stress.*

### Conclusions

It was shown that suitably chosen artificial diffusion can enlarge the region of stability for the given numerical solve, allowing to attain larger maximum Weissenberg number without losing the code stability.

### References

- [1] M. Pires and T. Bodnár. Temporal artificial stress diffusion for numerical simulations of Oldroyd-B fluid flow. *Mathematics*, 10(3), 2022.
- [2] M. Pires and T. Bodnár. Artificial Stress Diffusion in Numerical Simulations of Viscoelastic Fluids Flows. *Recent Advances in Mechanics and Fluid Structure Interaction with Applications: The Bong Jae Chung Memorial Volume*. Springer, 2022.

## AN EXAMPLE OF CONTROLLING THE LENGTH SCALE OF TURBULENCE IN DETAILED NUMERICAL SIMULATIONS IN PHYSICAL SPACE

Denev, J.A.<sup>1</sup>, Schneider, J.K.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany, jordan.denev@kit.edu

<sup>2</sup> Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany, uosqj@student.kit.edu

### Motivation

Turbulence is a very important process in the combustion technology, but even after decades of research its exact impact on each of the complex physical and chemical phenomena is not fully understood. It has been shown that controlling the characteristic values of turbulence such as e.g. the length scale or the turbulence kinetic energy affects the behavior of premixed flames and as a result different types of combustion regimes can be created which are summarized in the so called Borghi diagram. Controlling the integral length scale of turbulence is a straight-forward task for numerical codes written in spectral space. However, controlling the integral length-scale in numerical codes written in physical space, like e.g. OpenFOAM, is not a trivial task. In physical space, when used numerical techniques like Direct Numerical Simulations (DNS) or Large-Eddy Simulations (LES), a numerical technique for forcing has been developed that is called "linear forcing". The pioneering idea belongs to Lundgren [1] and consists of an additional source-term in the Navier-Stokes equations that is linearly proportional to the local velocity and thus produces turbulence. The intensity of the turbulence is controlled through the value of the proportionality factor which, following [1], is a straight-forward task. Turbulence created with linear forcing usually forms a length scale  $L$  (calculated as  $(u')^3/\varepsilon$ ; here  $u'$  is the rms of the velocity field at a given time instance and  $\varepsilon$  is the dissipation rate of turbulence at that time instance) that depends on the size of the computational domain and is usually about 20% of its length. Increasing the value of this integral length scale is a matter of research and is achieved basically through additional filtering of the velocity that is used in the source-term, see e.g. [2].

Recently, the authors of [3] showed that the length-scale of turbulence can be controlled with an explicit Laplace filter. This filter is already available in OpenFOAM and is very efficient numerically. The tests used in [3] were carried out with a small to moderate turbulence energy and were applied to a cubical domain with periodic boundary conditions. One aim of the present investigation is to extend the tests to a case with higher turbulence kinetic energy. Another goal of the present investigation is to test the controlling of the length scale on an inflow-outflow setup that is suitable for studying turbulent combustion.

### Set up

The present setup uses OpenFOAM on a hexahedral grid with a cubical domain of a size of 0.02 m. The grid consists of 600x600x600 cells. In  $x$ -direction we impose inflow-outflow boundary conditions; the boundary conditions in  $y$  and  $z$  directions are periodic. In both cases the inlet velocity was set to be equal to 0.45 m/s in the inflow and the targeted kinetic energy is  $TKE = 37.5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . One of the simulations does not apply filtering of the velocity field used in the additional source-term, therefore, it is expected that the integral length scale will be around 4 mm (20% of 0.02 m) for that case. The second simulation uses the Laplace filtering technique with a filter constant equal to 0.133 (see [3] for more details) and is expected to produce a larger integral length scale. Both cases used an incompressible solver called pimpleFoam which was accordingly modified for the case with the filter. The case without filtering was run in parallel on 2000 cores, while the case with the filter - on 2500 cores. The physical time reached presently is 0.1 s which is still enough to become reliable statistics for the parameters of the turbulence.

## Results

The forcing term for both cases produced turbulence kinetic energy which is close to the target value of  $TKE = 37.5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . The turbulence is isotropic so that the rms of the velocity fluctuations for both cases is  $u' = 5 \text{ m/s}$ . The dissipation rate is the first parameter that differs between the two cases. Due to the application of the Laplace-filter, the case “with filtering” shows lower value for epsilon (average value is  $\varepsilon = 22\,400 \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) while without filtering the value becomes larger ( $\varepsilon = 28\,200 \text{ m}^2/\text{s}^3$ ). Consequently, this produces an integral length scale which is larger for the case with the Laplace filtering (average value is  $L = 5.7 \text{ mm}$ ) while for the case without the filter it is close to the expected value of 20% of the domain length (average value here is  $L = 4.7 \text{ mm}$ ).

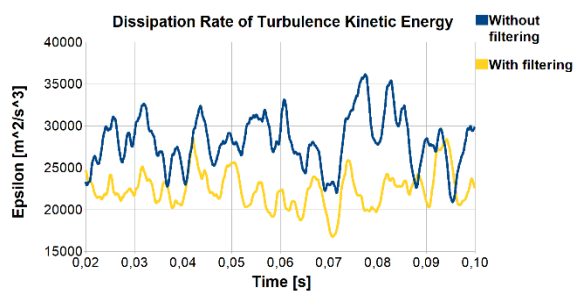


Fig 1. Time series of the dissipation rate of the TKE for both cases

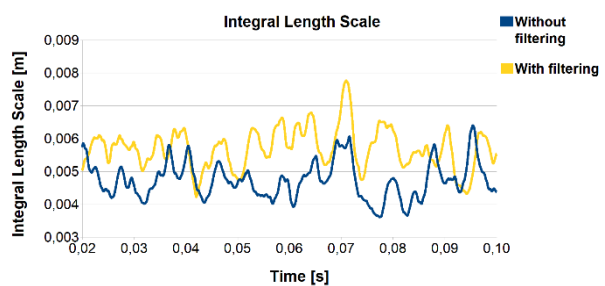


Fig 2. Time series of the integral length scale for both cases

## References

- [1] T. S. Lundgren 2003 “Linearly forced isotropic turbulence,” in *Annual Research Briefs* (Center for Turbulence Research, 2003), pp. 461-473
- [2] J.A. Palmore and O. Desjardins 2018 “Linear forcing in numerical simulations of isotropic turbulence: Physical space implementations and convergence properties,” in *Physical Review Fluids*, vol. 3, pp. 034 605(1)–034 605(18)
- [3] J.A. Denev, T. Zirwes, F. Zhang and H. Bockhorn 2021 “A low-pass filter for linear forcing in the open-source code OpenFOAM – Implementation and numerical performance” in *High Performance Computing in Science and Engineering*, W. E. Nagel, D. H. Kröner, and M. M. Resch, Eds., Cham: Springer International Publishing, pp. 339–352

## Acknowledgements

This work utilized parallel computing resources provided by the supercomputer *bwUniCluster* at the Steinbuch Centre for Computing (SCC) of the Karlsruhe Institute of Technology.

## NUMERICAL SIMULATION OF INTERNAL WAVES IN OCEAN AND LABORATORY

Philippe Fraunié<sup>1</sup>, Ilias Sibgatullin, Xiulin Xu

<sup>1</sup>Mediterranean Institute of oceanography, Université de Toulon, France, fraunie@univ-tln.fr

Downscalings of regional ocean models up to a hundred meters in horizontal and meters in vertical allow the occurrence of physical submesoscale coherent structures including internal waves Langmuir circulations and Ekman instabilities. Firstly captured and locked on the grid length, they still are poorly resolved and this matter of fact motivates a renewing of theoretical investigations and observations. Internal waves are crucial in atmosphere-ocean energy exchange for climate models and understanding of the ocean upper layer structure for biogeochemical purposes. Internal tides and waves are continuously observed by satellite SAR and visible images and are currently locally observed by gliders and high-resolution research cruises. Environmental topics enlarge the investigated configurations. Among them, waves and bottom interactions play an important role. Here, an analysis of previous field observations of the ocean upper layer and numerical simulations of such processes are presented.

On the other hand, turbulent mixing can impact the background stratification and thus can change the dynamics of internal and inertial waves, also, mixing can change the properties of the bulk flows in the ocean. Unlike conventional acoustic waves, the internal waves in continuously stratified fluids possess some properties that completely change scenarios of the transition to turbulence. In particular, in domains with inclined boundaries, there may appear closed attracting trajectories, where the principal part of the wave energy is accumulated. In the previous experimental and numerical works, it was shown that cascades of triadic resonances may be responsible for the transition to turbulence. In real oceans the ratio of buoyancy frequency to the forcing frequency is often about ten. And careful direct numerical simulation showed that in this case the scenarios of transition to wave turbulence may include superharmonic cascades followed by multiples of half-frequencies of external forcing and followed by triadic resonances. These scenarios may be completed by inverse cascades and the appearance of low-dimensional dynamics of large-scale turbulent structures, which may be analyzed with the help of proper orthogonal decomposition.

### References :

Aldebert C., Koenig G., Baklouti M., Fraunié P. and Devenon J.L. 2020. A fast and generic method to identify parameters in complex and embedded geophysical models: the example of turbulent closure in the ocean. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 10.1029/2020 MS00245.

Bourras D. et al, Air-Sea Turbulent Fluxes from a Wave-following Platform during six Experiments at Sea, 2019 *J. Geophys. Res.* 124,6, 4290-4321.

Langlais C., Barnier; B., Molines J-M, Fraunié P., Jacob D. and Kotlarski S. (2009) Evaluation of a dynamically downscaled atmospheric reanalysis in the prospect of forcing long term simulations of the ocean circulation in the Gulf of Lions. *Ocean Modelling* 30, 270-286.

Sibgatullin I. N., Scolan H., Ermanyuk E. V., Dauxois T., Internal wave attractors examined using laboratory experiments and 3D numerical simulations, *Journal of Fluid Mechanics*, 793, 109-131, 2016.

Ilias Sibgatullin, Alexandr Petrov, Xiulin Xu, and Leo Maas. On (n,1) wave attractors: Coordinates and saturation time. *Symmetry*, 14(2):319, 2022, <https://doi.org/10.3390/sym14020319>

## ADAPTIVE NUMERICAL SIMULATIONS IN COMPUTATIONAL HYDROMECHANICS APPLICATION TO WAVES BREAKING ON MOVING STRUCTURES

Frédéric Golay.<sup>1</sup>, Philippe Fraunié<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institut de Mathématique de Toulon, Université de Toulon, France, [golay@univ-tln.fr](mailto:golay@univ-tln.fr)

<sup>2</sup> Mediterranean Institute of oceanography, Université de Toulon, France, [fraunie@univ-tln.fr](mailto:fraunie@univ-tln.fr)

In order to gain in computation time, in accuracy or simply to converge a difficult numerical simulation, we have to dynamically "adapt" our numerical models. This adaptation often concerns mesh adaptation, but also the adaptation of temporal or approximation schemes, or the coupling of models.

To this end, we have developed a mesh refinement strategy called Block Based Adaptive Mesh Refinement method (BB-AMR), in which each cell or element of an unstructured and non-conforming mesh is refined using a Quadtree or Octree approach. Moreover, a Morton Code numbering allows a fast algorithm and an easy domain decomposition, which reinforces the quality of the parallelization.

This strategy is presented on some numerical investigations of breaking waves using high order interface capturing methods. The model is based on a low Mach number compressible approach by solving Euler equations in the two phases air and water using a non-physical sound velocity and an isothermal equation of state. This approach leads to a hyperbolic formulation discretized by a second order finite volume discretization with a local explicit time stepping which allows an efficient parallel decomposition. Moreover, a mesh refinement criterion is introduced by using the numerical production of entropy. The relevance of this approach is validated by the comparison of some 3D numerical simulations with experiments.

In the framework of hyperbolic formulation, we present also a compressible fluid-structure interaction model. In the context of a fictitious domain, a volume penalization is applied inside the body to ensure a rigidity constraint through a penalized velocity in order to get the correct motion of the rigid body. The accuracy of this simple model is improved using BB-AMR technique. The improvement and the validity of our fluid-structure interaction procedure is investigated through the numerical simulation of the water entry of a cylinder freely falling and impacting the water. This test case is compared to experimental data and other numerical simulations.

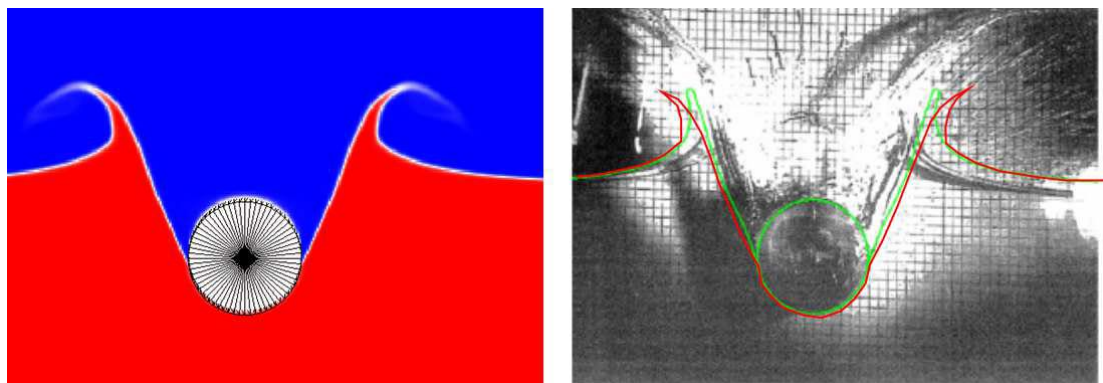


Figure: Example of water entry problem: falling of cylinder. Penetration of the cylinder at  $t = 0:385s$ . Left: present numerical simulation. Right: Experiment of Greenhow and Lin, free surface profile of present numerical simulation with red solid line, free surface profile of BEM results by Sun and Faltinsen with green solid line.

### References:

J.B. Clément, F. Golay, M. Ersoy, D. Sous, " An adaptive strategy for discontinuous Galerkin simulations of Richards' equation: application to multi-materials dam wetting", Advances in water resources, 2021. DOI : 10.1016/j.advwatres.2021.103897

F. Golay, «Monolithic Fluid Structure Interaction Model, Application to Water Entry Problem », Topical Problems of Fluid Mechanics 2018, Feb 2018, Prague, Czech Republic. DOI : 10.14311/TPFM.2018.016.

T. Altazin, F. Golay and P. Fraunie, A 3D unified model to Fluid-Structure Interaction with Block Based Adaptive Mesh Refinement, Proc. 26st International Offshore and Polar Engineering (ISOPE), Rhodes, Greece, (2016), pp. 1-8.

F. Golay, M. Ersoy, L. Yushchenko, Sous D., "Block-Based Adaptive Mesh Refinement scheme using numerical density of entropy production for three-dimensional two-fluid flows", International Journal of Computational Fluid Dynamics, volume 29, issue 1, pp 67-81, 2015. DOI:10.1080/10618562.2015.1012161

M. Ersoy, F. Golay, and L. Yushchenko, Adaptive multiscale scheme based on numerical density of entropy production for conservation laws, Open Mathematics, 11 (2013), pp. 1392-1415. DOI:10.2478/s11533-013-0252-6

N. Sambe, D. Sous, F. Golay, P. Fraunié, and R. Marcer, Numerical wave breaking with macro-roughness, European Journal of Mechanics-B/Fluids, 30 (2011), pp. 577-588, DOI 10.1016/j.euromechflu.2011.03.002.

F. Golay and P. Helluy, Numerical schemes for low Mach wave breaking, International Journal of Computational Fluid Dynamics, 21 (2007), pp. 69-86, DOI: 10.1080/10618560701343382

H. Sun and O.M. Faltinsen, Water impact of horizontal circular cylinders and cylindrical shells, App. Ocean Res., 28, (2006), pp. 299-311.

M. Greenhow and W.-M. Lin, Nonlinear free surface effects: experiments and theory, MIT Internal Report, Tech. Rep. 83-19, (1983), pp. 1-95.

## A NUMERICAL STUDY OF WING AERODYNAMICS AT LARGE ANGLE-OF-ATTACK AND LOW REYNOLDS NUMBERS

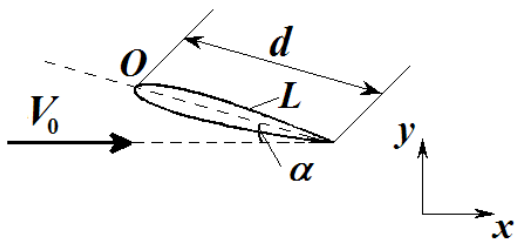
Gorban I.M.<sup>1</sup>, Lebid O.G.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Hydromechanics of NANU, Kyiv, [ivgorban@gmail.com](mailto:ivgorban@gmail.com)

<sup>2</sup>Institute of Telecommunications and Global Informative Space of NANU, [o.g.lebid@gmail.com](mailto:o.g.lebid@gmail.com)

The interest to aerodynamics of low Reynolds numbers is kept up by performance of miniaturized mechanical systems, such as unmanned aerial vehicles (UAVs), which are capable of simple missions. Such missions include over-the-hill surveillance, for both military and civilian applications. In addition to operating at low speeds, UAVs move at high angles of attack during a maneuver, especially when landing that is followed by the sudden drop of the lift force. Therefore, the study of such flight regimes is important to improve further of UAV technology. It is known that flows around aerodynamic shapes at low Reynolds numbers have a complex nature conditioned by boundary layer separation, flow reattachment and unsteady vortex shedding. When increasing the angle of attack, the phenomena become stronger that affects directly the airfoil efficiency.

In this study, the numerical simulation of a viscous two-dimensional flow around the airfoil is performed with applying the vortex method, which belongs to high-resolution Lagrangian-type schemes developed as fast alternative to direct numerical simulations. The method is based on the idea of transition in a mathematical model from natural variables, pressure and velocity, to vorticity and focuses on its creation, transport and diffusion [1]. It should be also noted that use of the incompressible fluid model for simulating flows at subsonic velocities corresponding to the Mach number less than 0.2 is fully justified and does not introduce a significant error into the calculations [2].



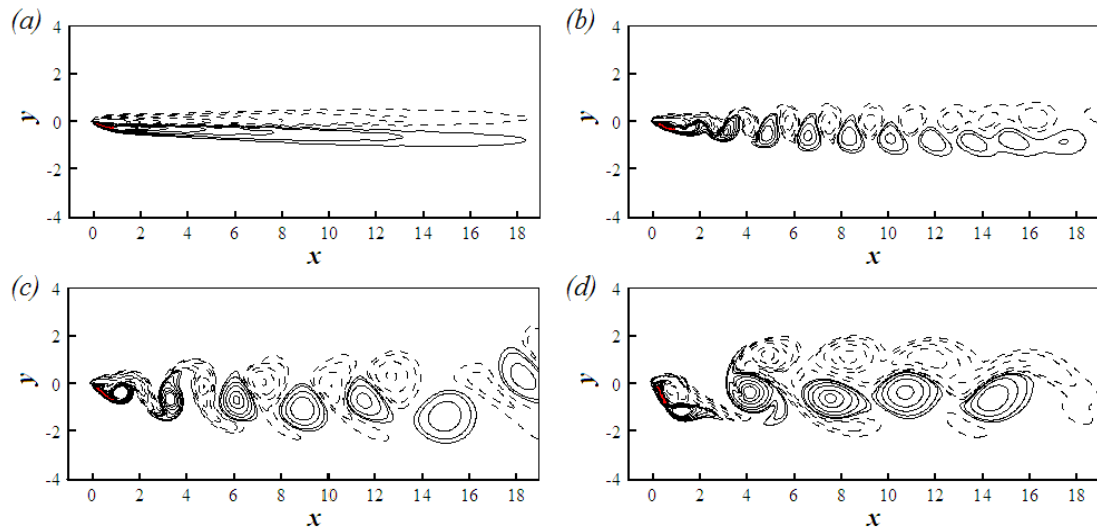
**Fig 1. The geometry of interest**

The flow is described by the Navier-Stokes equations. The geometrical lengths are normalized with  $d$ , velocities with  $V_0$ , physical times with  $d/V_0$  and pressure is specified by the dynamic coefficient  $\rho V_0^2/2$ , where  $\rho$  is the fluid density.

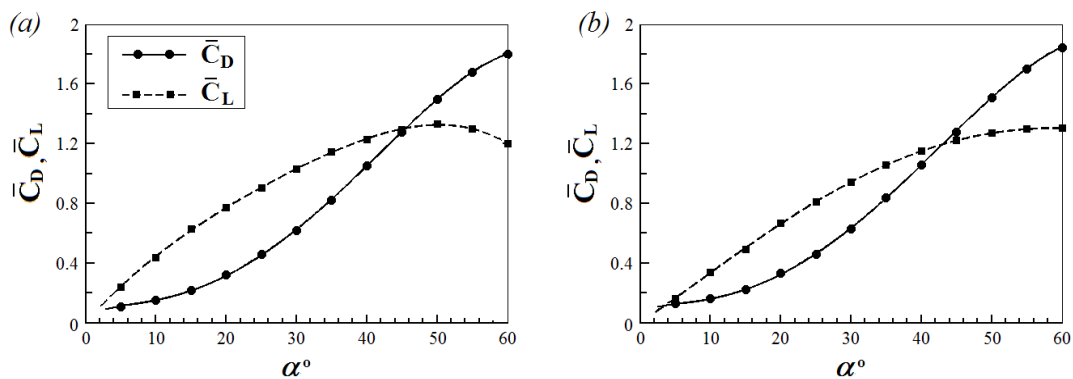
The effects of airfoil thickness and angle-of-attack (AoA) on non-linear wake and aerodynamic loads are examined at  $Re = 500$ . The obtained results indicate the dominance of viscous effects in the airfoil flow in this case. When AoA increases from  $0^\circ$  to  $60^\circ$ , a flow pattern in the wake was found to change from stationary to multiperiodic one through the Hopf bifurcation and period-doubling bifurcation, as shown in Fig. 1. Calculations of the time-average drag and lift coefficients (Fig. 3) revealed that the highest lift-drag ratio is achieved with the stationary flow, at  $\alpha < 15^\circ$  (Fig. 4a). When increasing AoA, the airfoil performance drops due to increment in the drag force. It follows from the obtained results that a thinner airfoil has better performance but the flow around the thick one is more regular. The effect of the profile thickness to the loads is more significant for stationary flow regimes. The

The geometry of the problem under consideration, flow parameters and coordinate system are depicted in Fig.1. A two-dimensional flow of incompressible fluid of velocity  $V_0$  around the symmetrical airfoil of chord  $d$  is studied. The controlling parameters of the problem are the angle of inclination  $\alpha$  of the airfoil relative to the free stream (angle of attack) and the Reynolds number  $Re = V_0 d / \nu$ , where  $\nu$  is the kinematic viscosity of

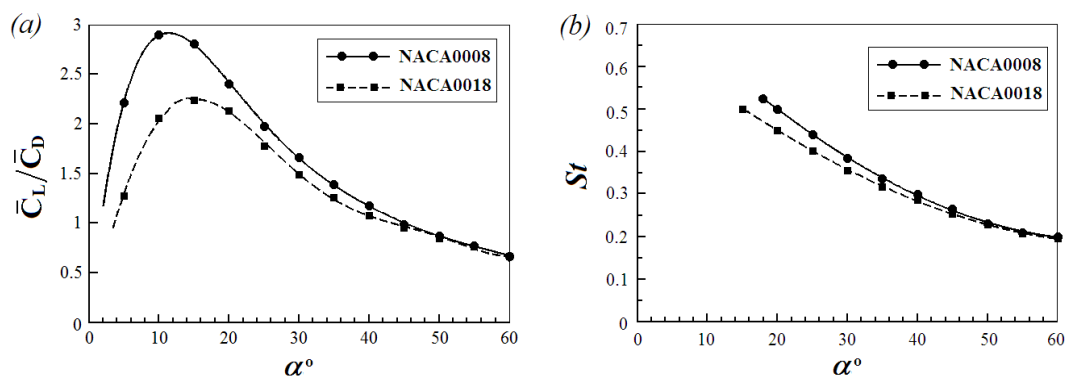
dependence of the calculated primary frequency, or Strouhal number, on AoA (Fig. 4b), indicates a significant augmentation in the scale and intensity of the wake vortices when  $\alpha$  grows. To sum up, operating of wing systems at low Reynolds numbers is significantly different from traditional aerodynamic regimes due to the domination of viscous effects in the flow.



**Fig. 2. Instantaneous vorticity in the wake of NACA0008 profile at different angles of attack:**  
 $a - \alpha = 15^\circ$ ,  $b - \alpha = 20^\circ$ ,  $c - \alpha = 40^\circ$ ,  $d - \alpha = 60^\circ$ ;  $|\omega_{\min}| = 0.25$ ,  $|\omega_{\max}| = 4$ ;  $t = 50$



**Fig. 3. Time-averaged force coefficients  $\bar{C}_D$  and  $\bar{C}_L$  against angle of attack  $\alpha$ :**  
 $a - \text{NACA0008 profile}$ ,  $b - \text{NACA0018 profile}$



**Fig. 4. Aerodynamic performance –  $a$  and Strouhal number –  $b$  of NACA0008 and NACA0018 profiles against angle of attack  $\alpha$**

1. Cottet G.-H., Koumoutsakos P. Vortex methods: theory and practice. – London: Cambridge University Press, 2000. – 312 p.
2. Chornyy G.G. Gas dynamics. Moscow: Nauka, 1988. – 424 p. (in Russian).

## SOLUTION OF THE IMPACT PROBLEM OF HYDROHYDRODYNAMICS USING SINGULAR INTEGRALS IN THE SENSE OF THE FINITE PART ACCORDING TO ADAMARS

Katan V.

Oles Honchar Dnipro National University, Dnipro, [katan.vladimir@gmail.com](mailto:katan.vladimir@gmail.com)

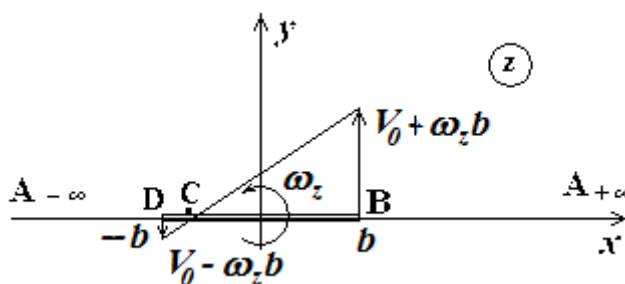
The previously proposed method [1] of using singular integrals in the sense of Hadamard's finite part for solving the problem of the impact of a horizontal plate.

Let a horizontal plate of width  $2b$  be located on the free surface of an incompressible ideal fluid initially at rest, and let the system of impulsive forces be such that the resulting flow is plane-parallel. The action of the shock pulse is assumed to be such that after the impact the plate receives a positive velocity component along the axis  $Oy$   $V_0$  and an angular velocity of rotation  $\omega_z$  around the axis perpendicular to the plane  $Oxy$ .

According to the well-known results [1 – 2], the problem of determining the characteristic function in the flow region of the complex plane  $z = x + iy$

$$\chi = -iw = \psi - i\phi, \quad (1)$$

where  $\phi(x, y)$  is the flow potential;  $\psi(x, y)$  – stream function we get the mixed problem of Keldysh-Sedov.



Pic. 1. Scheme for the formulation of the problem of impact of a plate with separation.

Assuming the presence of flow separation, the condition of flow continuity applies only to the section of the contour BC (moreover, the position of the separation point C on the plate surface is not known in advance).

On the free boundary - sections of the Ox axis, as well as on the separation section, the condition of zero impulsive pressure takes place, which leads to the condition of equality of potential to zero.

As a result of applying formulas [1], we obtain a solution to the problem in the form

$$\chi(z) = \psi - i\phi = V_0 \left( \sqrt{(z+q)(z-b)} - z \right) + \frac{\omega_z}{2} \left( \left( z + \frac{b-q}{2} \right) \sqrt{(z+q)(z-b)} - z^2 \right)$$

To determine the location of the flow separation point, the Ogazo criterion is used

$$\lim_{\xi \rightarrow -q+0} \frac{\partial \phi}{\partial q} = 0, \quad (2)$$

moreover, in the form in which one has to use singular quadratures in the sense of the Hadamard finite part, which reduces the fulfillment of condition (2) to the equality

$$V_0 J_1(-q) + \frac{\omega_z}{2} J_2(-q) = 0, \quad (3)$$

which serves as an equation for determining the parameter depending on the values  $V_0$  and  $\omega_z$ , where

$$J_k(-q) = \int_{-q}^b \frac{\xi^k d\xi}{\sqrt{(\xi+q)^3(b-\xi)}}, \quad k = 1, 2,$$

which are singular at the upper limit  $\xi = -q$  and must be understood in the sense of Hadamard's finite part. Equation (3) can be represented as a dependence of the kinematic parameter on the dimensionless number  $\bar{q}$ , referred to the half-width of the plate

$$N = \frac{v_0}{\omega_z b} = -\frac{\bar{J}_2(-\bar{q})}{2\bar{J}_1(-\bar{q})}. \quad (4)$$

On fig. 2 compares the calculated data according to formula (4) with the analytical formula [2]

$$N = -\frac{1}{4} - \frac{3}{4}\lambda = -\frac{1}{4} + \frac{3}{4}\frac{q}{b}.$$

The coincidence, as you can see, is complete.

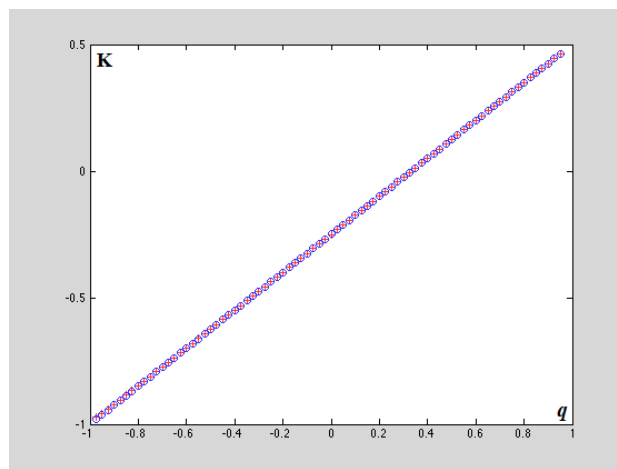


Fig. 2. Dependence of the kinematic parameter on the position of the separation point:  
 + – calculation by Hadamard-Mangler formulas;  
 o – analytical solution-[2].

Thus, the method of calculating the location of the separation point using special integrals in the sense of the Hadamard finite part is consistent with other analytical methods for determining it.

According to the algorithm described above, the position and size of the separation zone were calculated for different orientations of the plate relative to the free surface. For individual cases of plate orientation, the results were compared with the results of the analytical solution, which showed their good agreement [2].

#### Bibliography

1. Катан В.А. Представление решений ударных задач гидромеханики с помощью сингулярных интегралов в смысле конечной части по Адамару // Комп'ютерна гідромеханіка: Тези сьомої міжнародної науково-практичної конференції (Київ, 29-30 вересня 2020 р.) Київ: ІГМ НАНУ -2020. С. 40-41.
2. Норкин М. В. Смешанные задачи гидродинамического удара. – Ростов-на-Дону : Изд. ЦВВР, 2007. – 136 с.

## DISPERSION OF PARTICLE-REACTIVE ELEMENTS CAUSED BY THE PHASE TRANSITIONS IN SCAVENGING

Kovalets K.I.<sup>1</sup>, Maderich V.S.<sup>2</sup>, Brovchenko I. O.<sup>2</sup>, Jung K. T.<sup>3</sup>, Kim K. O.<sup>4</sup>, Kivva S. L.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine, [katkov0912@gmail.com](mailto:katkov0912@gmail.com)

<sup>2</sup> Institute of Mathematical Machine and System Problems, Kyiv, Ukraine,  
[vladmad@gmail.com](mailto:vladmad@gmail.com); [ibrovchenko@gmail.com](mailto:ibrovchenko@gmail.com); [skivva@gmail.com](mailto:skivva@gmail.com)

<sup>3</sup>Oceanic Consulting and Trading, Gangneung, Republic of Korea, [ktjungkiost@gmail.com](mailto:ktjungkiost@gmail.com)

<sup>4</sup> Korea Institute of Ocean Science and Technology, Busan, Republic of Korea,  
[kokim@kiost.ac.kr](mailto:kokim@kiost.ac.kr)

Scavenging of particle-reactive elements is the removal of a dissolved element in seawater through adsorption onto sinking particulate matter that is eventually deposited on the ocean floor. The settling particulate element is transferred back into a dissolved state by the desorption and remineralization mechanisms. The adsorption-settling-desorption processes are then repeated, resulting in the transfer of elements into the deep ocean. Scavenging is an important pathway for the transfer of nutrients and essential trace elements in the ocean.

The vertical distribution of many reactive elements in the ocean is regulated by a scavenging mechanism. This process for plutonium is complicated by the presence of interacting oxidized and reduced forms that can affect scavenging. A generalized model of scavenging of the reactive radionuclide  $^{239,240}\text{Pu}$  was developed, in which the sorption-desorption processes of oxidized and reduced forms of plutonium on multifraction suspended particulate matter are described by first-order kinetics. The idealized case of instantaneous release of  $^{239,240}\text{Pu}$  on the ocean surface was considered. The profiles of concentrations asymptotically tend to the symmetric bulge in the form of Gaussian moving downward with constant velocity. The bulge is spread out by a dispersion process equivalent to the diffusion process. The new result of the study is that the corresponding diffusion coefficient is the sum of physical diffusivity and the apparent diffusivity caused by the reversible phase transition dissolved-particulate state. We analytically obtained formulas for the velocity of the center mass and apparent diffusivity using the method of moments. The velocity and apparent diffusivity depend on the distribution coefficients  $K_d^{\text{oxi}}$ ,  $K_d^{\text{red}}$ , desorption rate  $a_{ds}$ , concentration of particulate matter  $S_p$ , exchange rates between oxidized and reduced forms of plutonium  $b_{ro}$ , and  $b_{or}$ . In a particular case  $K_d^{\text{oxi}} = K_d^{\text{red}}$ , formulas for the velocity of center mass and apparent diffusivity coincide with relations obtained by Maderich et al. (2021) for a single form of plutonium. However, the self-similar solution was obtained analytically only in the special case of equality of distribution coefficients in oxidized and reduced forms. In general case, problem was solved numerically using the modified flux-corrected transport (MFCT) method (Kivva, 2021).

We note some analogies between our problem and the well-known Taylor problem on the dispersion of a cloud of a passive scalar in a shear flow (Taylor 1953). This study showed that the apparent diffusion coefficient depending on the transverse velocity shear can be much larger than the molecular or turbulent diffusion coefficients. The method of moments has also proved useful for determining the dispersion parameters of a scalar (Aris, 1954; Barton, 1983). In our study, the apparent diffusivity arises as a result of the non-equilibrium reversible phase transitions between dissolved and particulate states.

Most important conclusions learned from this study follow.

1. In the ocean, apparent diffusivity of  $^{239,240}\text{Pu}$  is commensurate with physical diffusivity for small slowly settling particles (settling velocity  $w_p < 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ ). It is much larger than the physical diffusivity for large fast-falling particles ( $w_p > 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ ) resulting in a large dispersion.
2. Scavenging simulations in the Eastern Mediterranean showed that the activity flux from large particle settling was comparable to that caused by small particle settling, even though the concentration of large particles was two orders of magnitude lower than the concentration of small particles. Similarly, apparent diffusion can greatly exceed physical diffusivity for elements characterized by large distribution coefficients. 3i. The simulation results by using the generalized model demonstrated the presence of a single slowly descending maximum of the concentration of all forms and states. It confirms the presence of a self-organization mechanism of the contamination propagation driven by reaction kinetics.
3. The effective distribution coefficient of the mixture of reduced and oxidized forms changes little at constant kinetic coefficients. Therefore, in an ocean in which oxygen is present at great depths and the kinetic parameters are close to constant values, we can consider in the first approximation as a simplified problem for a mixture of forms with a constant value of the effective partition coefficient instead of a complete problem. This conclusion was confirmed by the modeling results for the well-ventilated Eastern Mediterranean where the ratio of the reduced form to the oxidized form was approximately 0.22-0.24.
4. The generalized model calculations of vertical distribution of  $^{239,240}\text{Pu}$  in the anoxic Black Sea deep water suggest the need to use full model with kinetic parameters  $b_{or}$  and  $b_{ro}$  dependent on the oxygen concentration in water.

## References

- Aris, R. (1956). On the dispersion of a solute in a fluid flowing through a tube. *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A*, 235, 67–78. <https://doi.org/10.1098/rspa.1956.0065>
- Barton, N. G. (1983). On the method of moments for solute dispersion. *J. Fluid Mech.*, 126, 205-218. <https://doi.org/10.1017/S0022112083000117>
- Kivva, S. (2021). Flux-corrected transport for scalar hyperbolic conservation laws and convection-diffusion equations by using linear programming. *J. Comput. Phys.*, 425, 109874. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2020.109874>
- Maderich, V., Kim, K. O., Brovchenko, I., Kivva, S., & Kim, H. (2021). Scavenging processes in multicomponent medium with first-order reaction kinetics: Lagrangian and Eulerian modeling. *Environ. Fluid Mech.*, 21, 817–842. [doi.org/10.1007/s10652-021-09799-1](https://doi.org/10.1007/s10652-021-09799-1)
- Taylor, G. (1953) Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. Royal Society of London Series A*, 219, 186–203. <https://doi.org/10.1098/rspa.1953.0139>

## TRANSFORMATION OF INTERNAL SOLITARY WAVES UNDER ICE COVER EDGE

Maderich V<sup>1</sup>, Terletska K.<sup>1,2</sup>, Tobisch E.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>The Institute of Mathematical Machines and System Problems of the Ukraine National Academy of Science, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup> Institut für Analysis, Johannes Kepler University, Linz, Austria

In this study, a numerical investigation of the transformation of ISW propagating from open water in the stratified sea into the region under the edge of the ice cover was carried out using nonhydrostatic model. This modelling aims to understand the dynamic processes during evolution of ISW beneath the ice edge and estimate a loss of ISW energy and role of boundary friction at the underside of the ice. The ice thickness and amplitude of ISW-depression were varied in different experiments.

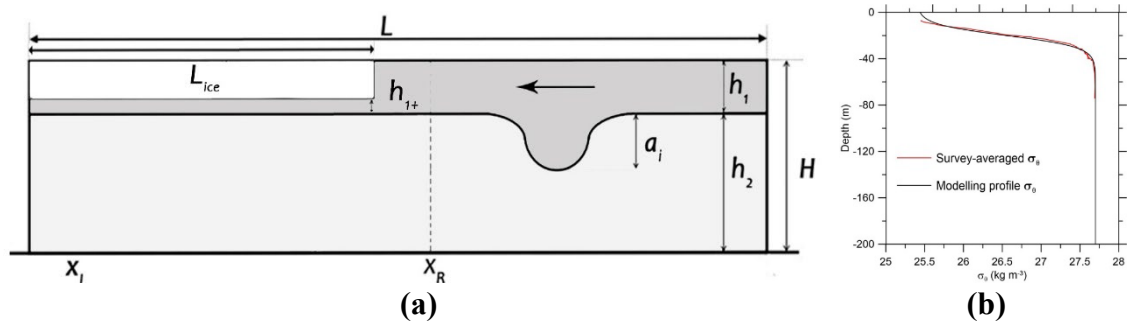


FIG. 1. (a) Sketch of the numerical simulation of ISW transformation under the ice, (b) - the comparison of the background stratification in the computational tank with the survey averaged profile of anomaly of potential density (Randelhoff et al., 2017).

To describe processes of transformation and instability of ISW under ice cover edge, we solved the 2D nonlinear, non-hydrostatic, Boussinesq and Reynolds averaged model equations (Kanarska and Maderich, 2003); The Smagorinsky model extended for the stratified fluid was used to explicitly describe the small-scale turbulent mixing and dissipation effects in the ocean scale ISW. The free-slip boundary conditions were used at all boundaries except the ice layer. On the surface beneath the ice it was set condition non-slip condition. We considered two sets with different drag coefficients  $C_d=0.01$  and  $C_d=0.001$  and total numerical runs were performed is 48.

These runs cover a range of incident ISW with moderate  $a_i=8$  m, 15 to large amplitudes,  $a_i=25, 33$  m in a wide range of heights of ice floe from 0.5m to 40m. For a description of the different regimes of interaction, we will use the parameter of blocking  $B$  (Talipova et al, 2013) which is the ratio of the height of the upper layer under ice floes to the incident wave amplitude:

$$B = h_{1+} / a_i$$

In the present numerical runs parameter  $B$  varied from values -2.5 to 2.44.

The losses of energy,  $\Delta E_{loss}$ , as a function of blocking parameter  $B$  are shown in Fig.2 the energy losses are presented as percentages.

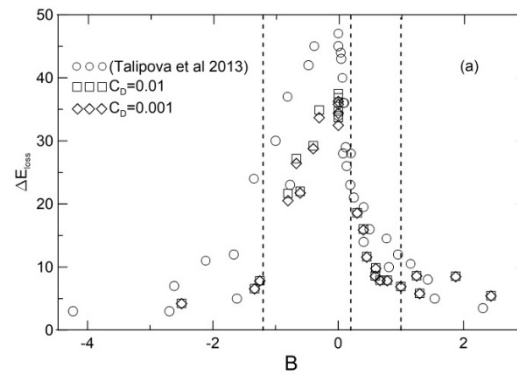


FIG. 2. The energy loss  $\Delta E_{loss}$  under the ice floe for ISW versus blocking parameter  $B$  for various amplitudes of an incident waves.

The maximal value of dissipation is about 40% and it is reached at  $B \approx 0$  for ISW. The character of energy losses and the relationship between transmitted and reflected wave energy allows us to distinguish different regimes for ISW interaction under ice floe (presented in fig.3): the weak interaction (I) (fig. 3,  $B=0.6$ ), moderate interaction (II) (fig. 3,  $B=0.45$ ,  $B=0.3$ ), strong interaction (III) (fig. 3,  $B=0$ ), transitional regime with formation of boluses (fig. 3,  $B=-0.3$ ,  $B=-0.6$ ) (IV).

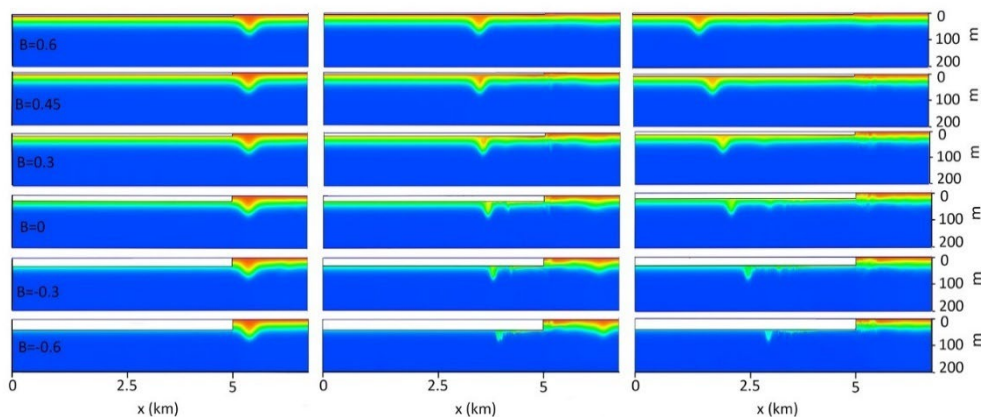


FIG.3. Snapshots of density field internal solitary wave's transformation under ice cover edge

In the numerical simulations, the evolution of an ISW beneath an ice floe was revealed. The results indicated that the ISWs disintegrated near the ice floe edge, with the maximum energy loss when ratio of the height of the upper layer under ice floes to the incident wave amplitude is close to 0.

- Kanarska, Y., Maderich, V. (2003) A non-hydrostatic numerical model for calculating of free surface stratified flows. *Ocean Dynamics*, 51, N3, 176-185. <https://doi.org/10.1007/s10236-003-0039-6>.
- Randelhoff, A., Fer, I., Sundfjord, A. 2017. Turbulent upper-ocean mixing affected by meltwater layers during arctic summer. *J. Phys. Oceanogr.*, 47, 835–853.
- Talipova T., Terletska, K., Maderich, V., Brovchenko, I., Jung, K. T., Pelinovsky, E., Grimshaw, R., (2013) Internal solitary wave transformation over a bottom step: loss of energy. *Physics of Fluids*, 25, 032110; <https://doi.org/10.1063/1.4797455>.

## MATHEMATICAL MODELING OF DEFECTOSCOPY PROBLEMS OF SOIL NATURAL SLOPE AND STRUCTURES

Ostroverkh B.M., Potapenko L.S.

Kyiv, Institute of Hydromechanics of the National Academy of Sciences, [ostro@ukr.net](mailto:ostro@ukr.net)

Many years of research and experiments, the authors' own observations as well show that the soils of natural slopes and the foundations of buildings under the influence of their own weight, which increases with moisture, increasing porosity [1] undergo a slow change in shape similar to a current. The wide application of numerical methods for solving problems of morphodynamics based on the equations of a continuous medium flow (Computational Fluid Dynamics—CFD) with consideration of the boundary and initial conditions allows to carry out a mathematical description of the rheological transient processes of the flow in a wide range of speeds from slow creep to catastrophic destruction (linear and nonlinear solvers of CFD allow considering all bodies as viscous fluids). At the same time, problems arise in determining the moments of the beginning of the process of non-linear behavior or the destruction of slope areas due to the accumulation of cracks, up to the formation of a main crack (internal displacement, sliding curve), from the process of increasing porosity, humidity and stress concentration. As a result of the complexity of the tasks, monitoring methods are used, in particular, the use of geoacoustic research and determination of the stress-strain state of slopes to determine (identify) the presence of structural prerequisites for slope instability and take preventive measures.

Modern systems for monitoring soil slopes and structures on them increasingly use automatic movement measurement with data loggers that are charged by solar batteries and communicate via a GPRS modem with a server located in a professional backup server center. The scan interval is now one hour and the measurement data is automatically collected by the [VDV] server [4]. The system also offers other functions using the Internet, such as setting up alerts that are sent by email or SMS, checking the validity of data, and sending emails, etc. The customer can view the results/graphs on their smartphone. Through VDV, the user/client can access measurements from any part of the world where an internet connection is available. To prepare for analysis and visualization of measured data, software is used, which includes a module for displaying sensor results and displacement graphs. For example the Spectral-Analysis-of-Surface-Waves (SASW[3]) testing method which is an geoacoustic nondestructive and nonintrusive method utilizes the dispersive nature of Rayleigh-type surface waves propagating through a nonhomogeneous material to evaluate the shear wave velocity profile. Dispersion in surface wave velocity arises from changing stiffness properties with depth. SASW field testing involves generating surface waves at one location on the exposed material surface and simultaneously measuring the motions perpendicular to the surface created by the passage of surface waves between multiple pairs of surface receivers. All measurement points are arranged along a radial path from the source. Successively larger spacings between receiver pairs and between the source and first receiver are used to measure progressively longer wavelengths. The profiling depth generally equals about one-half of the longest wavelength which also corresponds to the largest spacing between receiver pairs.

Spectral analysis is used to separate the waves by frequency or wavelength to determine the experimental ("field") dispersion curve of the site. A forward modeling or inversion procedure is then used to approximate the field dispersion curve with a onedimensional system of horizontal layers with varying stiffnesses and thicknesses. The dynamic stiffness matrix method is the modeling algorithm used in the matching or inversion process. SASW measurements can illustrate using projects with  $V_s$  profiles ranging in depths down to 450 m

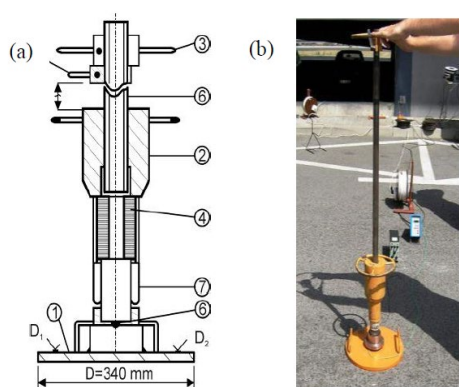


Fig.1. Light Falling Weight Device:  
(a) scheme, (b) device view in situ.

(fig. 1). For the deeper profiling, a large hydraulically-operated mobile shaker, called Liquidator, was used.

Hydromechanics institute of NASU has a complex and mathematical support of Minimate Plus 4.3 for registration of surface vibrations during stress state monitoring and defect-toscopy analysis in the field [5]. The device installed with a standard three-axis Instantel geophone and an overpressure microphone (linear or weight) to ensure monitoring the compliance of the reliability system. An Instantel 8-channel setup option is added for single monitor capability MiniMate Plus models and additional accessories with two three-axis

geophones and two microphones.

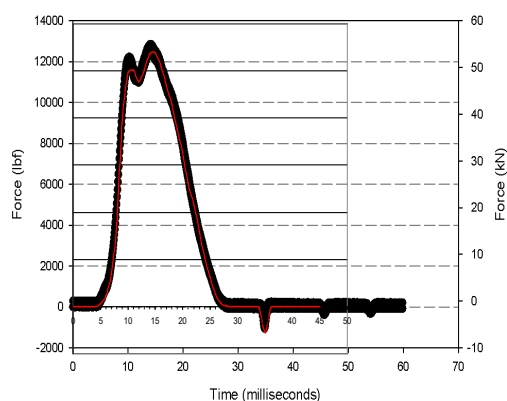


Fig. 2. Digitizing the force action of a light weight falling device.

Here for the purpose of mathematic study the finite element method (FEM) was

used for modelling of the ground wave propagation processes with numerical approach in the ground in elastic halfspace medium (fig. 3). After FEM calculation in the time domain the spectral characteristics of the surface waves were calculated in frequency domain. FEM calculation were taken from the ISM tests results near the building site where the vibration propagation processes due to LWFD experiment tests (fig. 2) series were performed. As examples of the numerical calculation results in time and frequency domain are obtained. Beside as result of the numerical analysis you can see the form of displacements (fig. 3) and shear stresses evidence at the shear crack zone where landslide may occur. Visualisation of mathematical data can show the place and the moment of landslide occurs.

Refereces

1. Терцаги К. Инженерная геология. М.: Георазведиздат, 1932.—392 с.
2. Benčat Ján et al., Soil Dynamic Parameters Determination by Waves Spectral and Correlation Analysis Structural and Physical Aspects of Construction Engineering .— Procedia Engineering 190 ( 2017 ) — p. 334 — 344 University of Žilina, Univerzitná 8215/1, 010 26, Žilina, Slovakia
3. Stokoe K.H et al., Spectral-Analysis of Surface Waves (SASW) Testing to Evaluate VS Profiles at Geotechnical and Geological Sites. 16th World Conference on Earthquake Engineering, 16WCEE 2017 Santiago Chile, January 9th to 13th 2017. Paper N° 4948.
4. <http://www.vistadatavision.com/portfolio-item/landslide-monitoring-using-measurand-shapeaccelarray-and-vista-data-vision-2/>
5. Бойко В.В. др. Дослідження ефективних і сейсдобезпечних параметрів вибухових робіт на кар'єрах в умовах закарстованих порід масивів/га. 2018. Том 1(91), № 2. —С. 268–283.

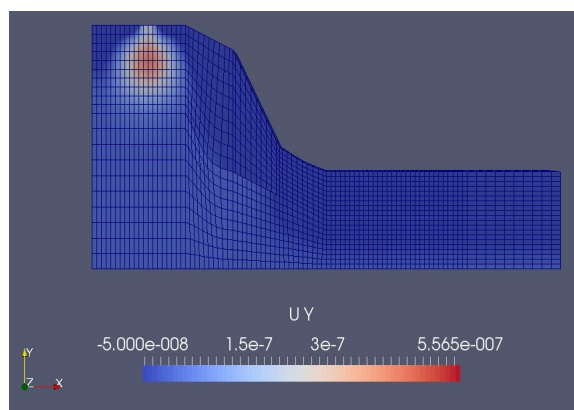


Fig. 3 . GMSH variant for numerical mesh shows damage presence of the shear crack type in 3D deformation task with symmetric back plane ( $x=0$ ) and displacements  $U_y$  (m) on the slope crest in time  $t = 0.022$  s

## OPTOACOUSTIC IMAGE QUALITY IMPROVEMENT BY USING OF ITERATIVE APPROACH

Rudnitskii A.G., Rudnytska M.A., Tkachenko L.V.  
 IHM NASU, Kyiv, [lusia.tkch@gmail.com](mailto:lusia.tkch@gmail.com)

More than 120 years have passed since Bell's discovery of the phenomenon of photophony until it became an accepted method of biomedical imaging. However, even now, there are many unmet biological and medical needs that can be met through the development of more efficient laser technologies, more advanced and sensitive approaches to ultrasound detection, and pushing the boundaries of data processing using new and improved inversion models.

Optoacoustic (OA) imaging uses the phenomenon of absorption of optical radiation by medium inhomogeneities, which leads to its heating and subsequent thermal expansion. Thermal expansion of optical absorbers leads to the generation of ultrasonic waves, which are recorded by a matrix located on the surface of the object under study. Since the characteristics of the propagation and formation of OA signals are determined by the thermophysical, acoustic, and optical properties of the medium, the relationship between these characteristics makes it possible to use the detected ultrasonic signals to quantify the properties of the medium by solving the inverse problem of optoacoustics [1].

The aim of our work is to develop and test algorithms for removing distortions and artifacts from reconstructed two-dimensional (2D) and three-dimensional (3D) OA images.

The direct task of OA tomography is to determine the pressure field  $p(\mathbf{r}, t)$  from the known distribution of heat sources  $H(\mathbf{r}, t)$  excited by a short light (laser) pulse ( $\mathbf{r}$  is the spatial coordinate of the point,  $t$  is the time) (Fig. 1).

The initial acoustic pressure occurred due to the absorption of pulsed radiation by optical inhomogeneities at the time instant  $t = 0$  can be expressed in the form  $p_0(\mathbf{r}) = \Gamma \cdot Q(\mathbf{r})$ , where  $\Gamma$  is the dimensionless Gruneisen parameter, which characterizes the efficiency of the OA transformation of absorbed light into sound. In this case, the solution of the direct problem is [2]:

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi c^2} \int_{V'} \frac{\frac{\partial}{\partial t} (p_0(\mathbf{r}') \delta(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV',$$

where  $V'$  is the volume containing the distributed OA sources,  $c$  is the ultrasound velocity, heat source  $H(\mathbf{r}, t)$  is presented as the product of the spatial distribution of the absorbed energy and the time dependence of the short laser puls  $H(\mathbf{r}, t) = Q(\mathbf{r}) \cdot \delta(t)$  ( $\delta(t)$  is the Dirac delta function).

The inverse problem of optoacoustics is to reconstruct the initial acoustic pressure  $p_0(\mathbf{r}, t=0) = p_0(\mathbf{r})$  using the pressure signals  $p_s(\mathbf{r}, t)$ , detected on surface  $S$  of volume  $V'$  [3].

In practice, a number of noted theoretical conditions are not fulfilled, which leads to distortions of the reconstructed images. The features of these distortions are different when using different reconstruction methods, different locations of detectors, and different geometries of a reconstructed object.

To compensate distortions and overcome the strong dependence of image quality on these factors, we developed an iterative distortion reduction scheme for OA images based on the use of a correction factor.

The  $k$ -Wave software code operating in the MATLAB toolbox was used for numerical simulation of the problem of propagation of acoustic waves. It allows on to model systems with acoustic sources and detectors of arbitrary shapes and sizes. In this case, the numerical

model is based on the transition to the  $k$ -space. The spatial gradients in this space are calculated using a fast Fourier transform scheme. The time gradients are calculated using an adjusted  $k$ -space difference scheme [4].

A numerical model was set close in its characteristics to soft biological tissues: a homogeneous medium with the density  $\rho_0 = 1020 \text{ kg/m}^3$  and ultrasound velocity  $c_0 = 1510 \text{ m/s}$ . The problem was solved for 2D and 3D cases. In the 2D case, the numerical phantoms (objects for the OA reconstruction) were a disk and a twodimensional model of the vascular tree; in the 3D case, it was a three-dimensional numerical model of the aorta with an aneurysm. The physical sizes of the 2D and 3D samples were  $4.6 \times 4.6 \text{ mm}$  and  $10.3 \times 10.3 \times 5.3 \text{ mm}$ , respectively. In the 2D case, detectors were located linearly on the upper surface of a rectangular sample; in the 3D case, detectors were distributed over the upper plane of a parallelepiped. The back-projection algorithm with Fourier transform was used to reconstruct the given objects.

Quantitative estimates of the reconstruction quality for the described reconstructed objects in terms of the  $SSIM$  index and  $SNR$  are summarized in the Table 1. The  $SSIM$  index takes values from  $-1$  to  $1$ . The value  $1$  is obtained if the compared images are equal. From table we can see that the proposed algorithm considerably enhances the reconstruction quality for both the 2D and 3D OA images (the best indicators are highlighted in bold).

Table 1. Quantitative estimates for different objects

| Object \ Iteration | $p_0^{(0)}$ |       | $p_{\mathfrak{R}_2}^{(10)}$ |             | $p_{\mathfrak{I}_2}^{(10)}$ |             |
|--------------------|-------------|-------|-----------------------------|-------------|-----------------------------|-------------|
|                    | $SSIM$      | $SNR$ | $SSIM$                      | $SNR$       | $SSIM$                      | $SNR$       |
| 2D disk            | 0.414       | 8.3   | <b>0.966</b>                | <b>15.6</b> | 0.955                       | 15.2        |
| 2D vessels         | 0.359       | 7.1   | <b>0.889</b>                | <b>14.7</b> | 0.849                       | 14.1        |
| 3D aorta           | 0.771       | 11.5  | 0.967                       | 14.9        | <b>0.971</b>                | <b>15.3</b> |

The reconstruction quality was determined using both the quantitative and visual estimates of the obtained results. The efficiency of the iterative algorithm of enhancing the reconstruction quality was quantitatively estimated using the structure similarity index  $SSIM$ ,  $SNR$  and relative reconstruction error  $E$ . It was shown that this algorithm makes it possible to considerably improve the image quality as compared with the original OA reconstruction. The results obtained in this work may be important from the point of view of the prospects for their further practical application to solve biomedical imaging problems.

The final conclusions about the efficiency of the approach proposed in this work can be drawn after its testing on arrays of practical experimental data.

The work was supported by the Volkswagen Foundation project "Modeling, Analysis and Approximation Theory towards Applications in Tomography and Inverse Problems".

1. Sandbichler M, Krahmer F, Berer T, Burgholzer P, Haltmeier M. A novel compressed sensing scheme for photoacoustic tomography.// SIAM J Appl Math. 2015. V. 75. №6. P.2475–2494.
2. Гусев В.Е., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
3. Хохлова Т.Д., Пеливанов И.М., Карабутов А.А. Методы оптико-акустической диагностики биотканей. //Акуст. Журн. 2009. Т. 55. № 4–5. С. 672–683.
4. Bradley E. Treeby Modeling nonlinear wave propagation on nonuniform grids using a mapped  $k$ -space pseudospectral method// IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control. .– Oct. 2013, .–№ 10, .– P. 2208–2213.

## IMPULSIVE IMPACT OF A BODY SUBMERGED IN AN OPEN CONTAINER

Savchenko G.Y., Savchenko Y.N., Semenov Y.A..  
Institute of Hydromechanics of NAS of Ukraine, Kyiv, UA,  
[georgiy.savchenko@yahoo.com](mailto:georgiy.savchenko@yahoo.com)

The concept of impulsive fluid/structure interaction widely used to study an initial stage of violent water impact flows, for which a strong couple between the nonlinear and unsteady effects may result in an extremely large hydrodynamic pressure and the force, respectively. Among the earliest work is that by Lagrange (1783) and Joukowski (1884). This concept has received much extension with application to aircrafts landing on water surface (von Karman, 1929).

Impulsive impact of a body fully submerged into the half-space of the liquid was studied by (Semenov, Savchenko and Savchenko, 2021) using integral hodograph method. In the present study we extend the solution for the cases of containers or open channels of finite depth.

### Boundary-value problem

The problem of a rigid body moving in a fluid body is kinematically equivalent to the problem of a fluid body moving around a fixed rigid body with acceleration  $a$  of the bottom of the container or channel. We define a non-inertial Cartesian system of coordinates  $XY$  attached to the container. The body and the container are assumed to have an arbitrary shape, which can be defined by the slope of the boundary including the body and the container as a function of the arclength coordinate  $S$ ,  $\delta = \delta(S)$ . The liquid is assumed to be ideal and incompressible, and the flow is irrotational. The gravity and surface tension effects are ignored.

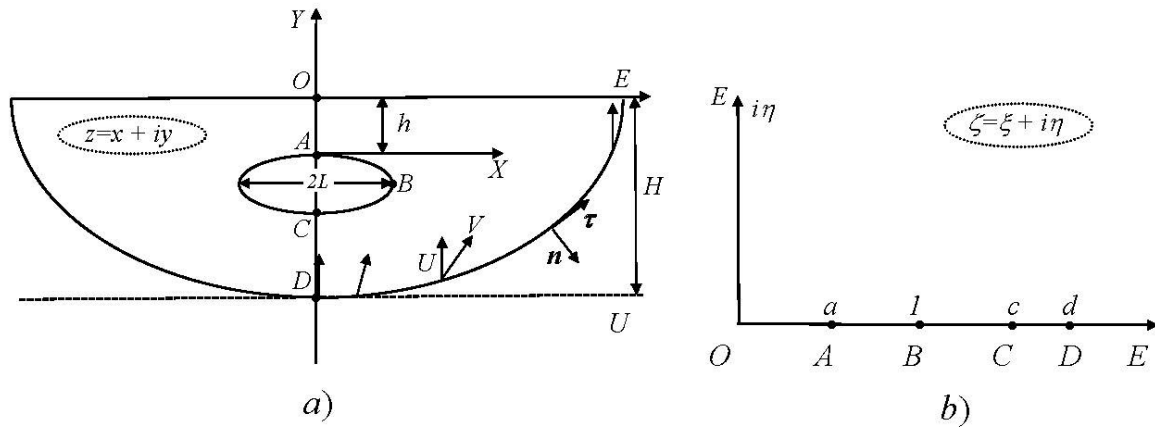


Figure 1. (a) The physical  $z$ -plane with the container and submerged body, (b) the parameter, or  $\zeta$ -plane.

The vertical impulse force  $F_y$  is obtained by integrating the impulse pressure over the body surface,

$$F_y = -2\rho \int_{s_A}^{s_C} \Phi(S) \cos(n, y) dS = mL^2U, \quad (1)$$

The boundary value problem for the complex velocity,  $dw/dz$ , is identical to the case of infinite depth of the liquid studied (Semenov, Savchenko and Savchenko (2021)). Therefore, we have

$$\frac{dw}{dz} = v_\infty \left( \frac{\zeta-a}{\zeta+a} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\zeta-c}{\zeta+c} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[ \frac{1}{\pi} \int_a^\infty \frac{d\beta_b}{d\xi} \ln \left( \frac{\zeta-\xi}{\zeta+\xi} \right) d\xi - \frac{i}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\ln v}{d\eta} \ln \left( \frac{\zeta-i\eta}{\zeta+i\eta} \right) d\eta - i\frac{\pi}{2} \right], \quad (2)$$

The expression for the derivative of the complex potential in the  $\zeta$ -plane was obtained in the form

$$\frac{dw}{d\zeta} = \frac{K}{\sqrt{d^2 - \zeta^2}} \exp \left[ -\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d\gamma}{d\xi} \ln(\xi^2 - \zeta^2) d\xi + i\theta_\infty \right]. \quad (3)$$

### Free surface boundary conditions

Taking the argument of the complex velocity, we obtain the following integral equation respect to the function  $\frac{d \ln v}{d\eta}$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{d \ln v}{d\eta'} \ln \left| \frac{\eta' - \eta}{\eta' + \eta} \right| d\eta' + \tan^{-1} \frac{\eta}{a} + \tan^{-1} \frac{\eta}{c} + \frac{1}{\pi} \int_a^\infty \frac{d\beta_b}{d\xi} 2 \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi} d\xi = 0, \quad (4)$$

Equation (4) is the Fredholm integral equation of the first kind with the logarithmic kernel. The solution takes the form (Semenov, Savchenko and Savchenko, 2021)

$$v(\eta) = \sqrt{\eta^2 + a^2} \sqrt{\eta^2 + c^2} \exp \left( \frac{1}{\pi} \int_a^\infty \frac{d\beta_b}{d\xi} \ln (\eta^2 + \xi^2) d\xi \right). \quad (5)$$

The parameters  $a, c$  and  $K$  are determined using the depth of submergence  $h$ , length of the low side  $BC$  and upper side  $AB$  of the plate.

### Results

The added mass coefficients  $m'$  according to (1) definition are shown the in the Table for the flat plate submerged in the open channel

| h/L  | 0.2   | 0.3   | 0.5   | 1     | 2     | 3     | 4     | 4.5   | 4.75  |
|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $m'$ | 2.162 | 2.302 | 2.514 | 2.828 | 3.009 | 3.119 | 3.386 | 4.374 | 4.706 |

Table 1. Added mass coefficient for the depth of the channel  $H/L=7$ .

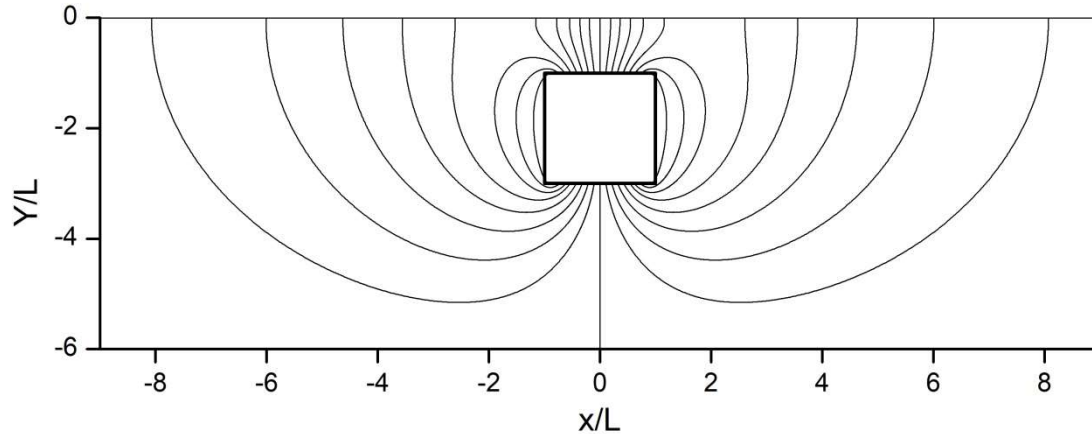


Figure 1. Streamline patterns for the impulsive motion of the square  $2L \times 2L$ .

### References

- Lagrange, J.-L. 1783 Memoire sur la theorie du mouvement des fluides. Nouv. Mem. Acad. Sci. Berlin 12, 151–188.
- Joukowski, N.E. 1884 On impact of two spheres, one of which floats in liquid. Mat. Otd. Novorossiiskogo Obshchestva Estestvoispytatelej 5, 43–48.
- von Karman, T. (1929) The impact of seaplane oars during landing. Washington, DC: NACA 1929; Tech. Note 321.
- Semenov, Y.A., Savchenko, Y.N. and Savchenko, G.Y. 2021 Impulsive impact of a submerged body. J. Fluid Mech. vol. 919, R4.

## VARIOUS TURBULENT BOUNDARY LAYER CONTROL SCHEMES USING PERIODIC MASS TRANSFER THROUGH AN INTERMITTENTLY PERMEABLE STREAMLINED SURFACE

Shkvar Ye.O.<sup>1,2</sup>, E Shi-ju<sup>1</sup>, Kryzhanovskyi A.S.<sup>1</sup>, Haitof Anas<sup>1</sup>, Aomari Younes<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Urban Rail Transit Intelligent Operation and Maintenance Technology & Equipment of Zhejiang Province, Zhejiang Normal University, Jinhua, China

<sup>2</sup> Institute of Hydromechanics of NASU, Kyiv, Ukraine, [shkvar.eugene@qq.com](mailto:shkvar.eugene@qq.com)

As previous studies of the authors [1] have shown, continuous blowing is a very effective, but at the same time, a very resource-intensive technology for near-wall friction drag reduction, which requires both constant pumping of secondary air and the use of expensive permeable surfaces in production and subsequent operation in real conditions. Therefore, the **aim** of the study was an attempt to reduce the total coverage area by implementing intermittent mass transfer on the streamlined surface through permeable sections in the form of strips located perpendicular to the flow development direction and interspersed with impermeable strips.

The **main priority** of this study was to analyze such a modification in relation to the streamlined surface of high-speed trains, which determined the following design conditions:  $V_{\infty}=360$  km/h=100m/s (the typical operating speed of modern wheeled Chinese trains is in the near future, now with the technical capability of modern serial models of various leading manufacturing countries (China, Japan, Italy) to develop a maximum speed of up to 350-420 km/h, there is a limit of up to 300 km/h),  $L=20$ m (typical length of one carriage of CRH-380A, Fuxing and other similar models, which is close to the cylindrical surface).

The permeable sections were chosen for definiteness to be 0.15m wide, and the impermeable gaps between them were 0.85m.

The following 6 basic cases were considered:

- 1) Periodic blowing-suction (zero total flow) with frequencies from 10 to 200 MHz with a uniform intensity in all sections;
- 2) Steady-state uniform blowing through all permeable sections with blowing speed  $V_{bl\ max}=0.5$  m/s (0.5% of  $V_{\infty}$ ) (Fig. 1a, Fig. 2 – line 2);
- 3) Periodic mass transfer through all permeable sections with amplitude  $V_{bl\ max}=0.5$  m/s, predetermined frequency 10-200 MHz and zero integral flux (Fig. 1a; Fig. 2 – line 2);
- 4) Blowing through all sections with harmonically changed amplitude  $V_{bl}=0-1$  m/s, frequency 10-200 MHz and the same integral flux as for the case 2 (Fig. 1a; Fig. 2 – line 2);
- 5) Non-uniform blowing with intensity, which was set by a predetermined constant frequency and amplitude for all permeable sections (from 10 to 200 MHz), but with a phase shift between each two adjacent panels, which simulates a traveling wave along the direction of flow development or opposite to it. Depending on the phase shift magnitude, one or several traveling wave cycles can be simulated over the calculated length, but the integral flux for any of these blowing realizations will be the same as for the case 2 (Fig. 1b, Fig. 2 – line 3).
- 6) No blowing along impermeable smooth surface (as the base test case for comparison - Fig. 2 – line 1).

The formalized **problem statement** consists in checking the effectiveness and expediency of the proposed schemes of non-stationary blowing in comparison with a uniform steady blowing. To simulate this kind of flow, the 2D system of Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations together with Spalart-Allmaras turbulence model were solved under the assumption of an incompressible, and predominantly turbulent air flow. The factor of mass transfer through the permeable sections of streamlined surface was taken into account by modification of the fluxes through corresponding boundary faces in governing equations of continuity, momentum and turbulence model.

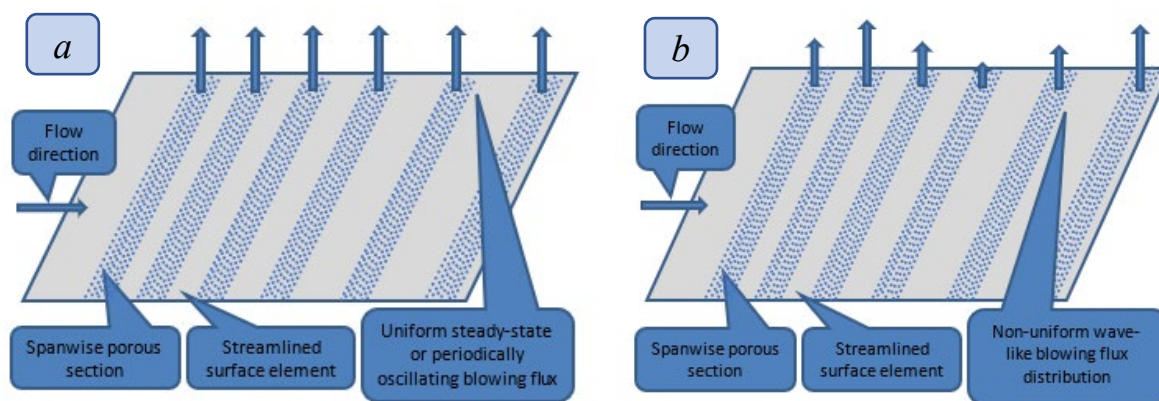


Fig. 1. Schemes of the studied implementations of mass transfer through a streamlined surface

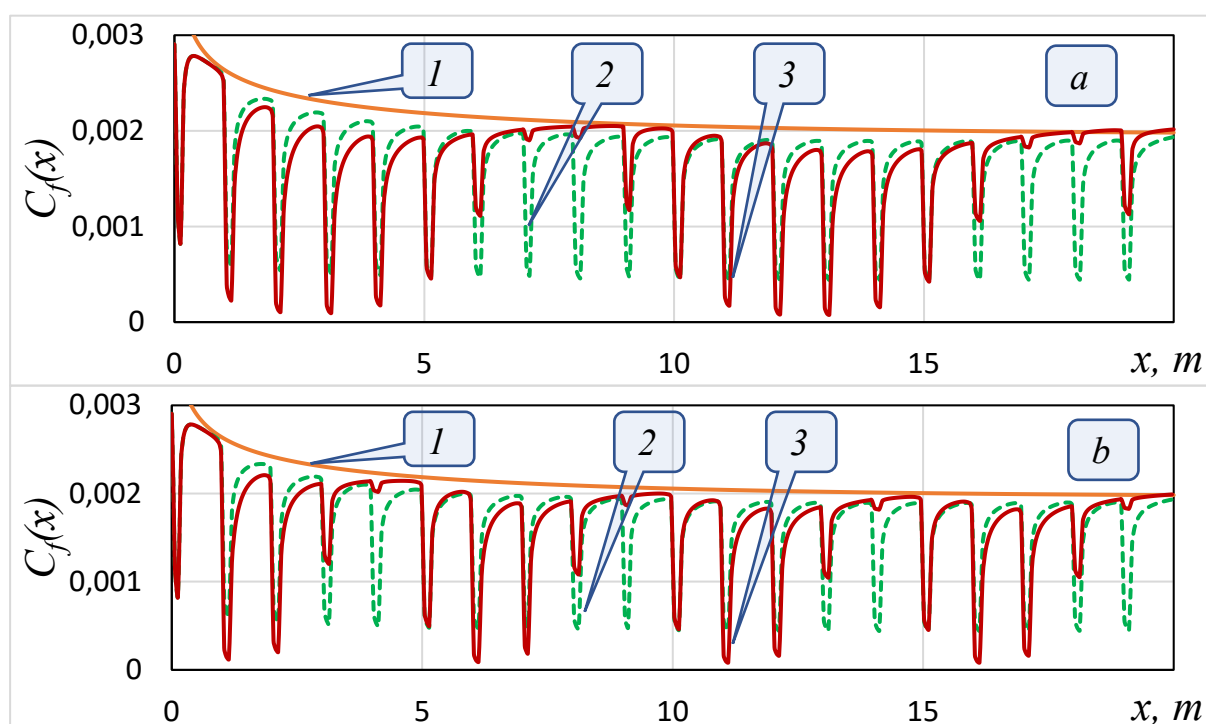


Fig. 2. Friction coefficient distribution  $C_f(x)$  in case of intermittent blowing: 1 – no blowing; 2 – steady-state or harmonically changed intermittent uniform blowing; 3 – non-uniform wave-like blowing; a – two cycles of the traveling wave; b – four cycles of the traveling wave;

**Main results and conclusions:** Periodic mass transfer through the surface with zero integral flux led to a slight increase in the total friction drag coefficient (up to 0.5%). None of the considered non-stationary blowing strategies made it possible to obtain an effect more effective than steady uniform blowing, including in the intermittent implementation. The general principle can be formulated as follows: the blowing efficiency depends mainly on the blowing intensity (flow rate of the blown secondary air), regardless of how it is implemented.

**Acknowledgments:** This research was supported by the Ministry of Science and Technology of the P.R.China within the framework of the Intergovernmental Chinese-Ukrainian project of scientific-technological cooperation and exchange for 2022-2023.

#### Reference

1. Kornilov V.I., Shkvar E.A., Popkov A.N., "Distributed blowing effect on turbulent boundary layer of a body of revolution," J. Engin. Phys. Thermophys. 95(1), 134–144 (2022).

## INFLUENCE OF PAIRED DIMPLES ON THE ENERGY EFFICIENCY OF THE FLOW IN A RECTANGULAR CHANNEL

Voropaiev G.O.<sup>1</sup>, Baskova O.O.<sup>1</sup>, Müller Wolfgang H.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> IHM NASU, Kyiv, Ukraine, [BaskAleksandra@gmail.com](mailto:BaskAleksandra@gmail.com)

<sup>2</sup> Technische Universität Berlin, Berlin, Germany, [Wolfgang.h.mueller@tu-berlin.de](mailto:Wolfgang.h.mueller@tu-berlin.de)

Reduction of hydraulic losses and the increase of heat transfer intensity become the main problems for industries. For many years, various solutions have been applied, including changing the shape of streamlined surfaces. The main goal is to create an intense large-scale vortex structure capable of significantly mixing the liquid near the heat-releasing surface, thereby increasing the convective heat transfer intensity without significantly increasing hydraulic resistance. The study report presents the effect of the geometry of a streamlined surface on the flow structure and convective heat transfer. In the study, we simulated a flow in a rectangular channel with a pair of elongated dimples located at an angle to the flow direction and to each other (Fig. 1). We varied the angle of inclination  $\alpha$  of relatively small dimples in the range of Reynolds numbers 7000-35000 at a temperature difference between the channel surfaces and the coolant up to 50 degrees.

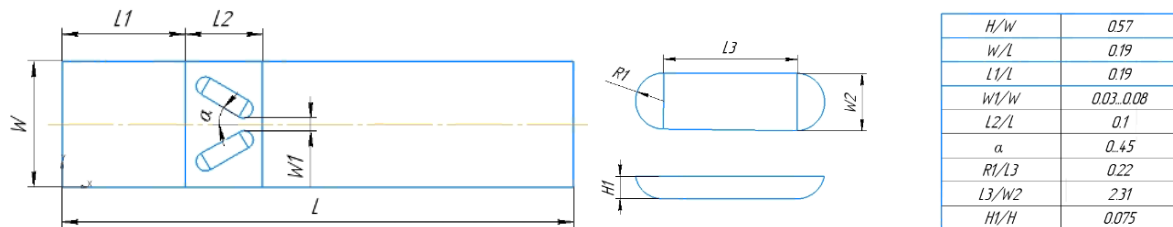


Fig. 1. Geometric parameters of the channel and dimples  
( $H$  - the height of the channel)

The results demonstrated a significant change in the obtained vortex structure depending on the angle between the dimples and, accordingly, a change in the integral values of the friction stress and heat transfer in the channel. At  $\alpha=0^\circ$  (the dimples parallel to each other), a low-intensity vortex structure was formed inside the dimple, "blurred" across the bottom of the dimple (Fig. 2).

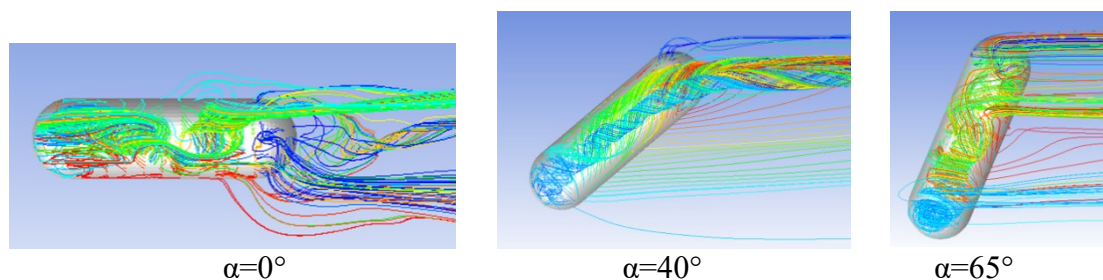


Fig. 2. Dependence of the vortex structure inside the dimple on the angle

At  $\alpha \geq 20^\circ$ , longitudinal vortex structures of different signs of vorticity formed inside the dimples, the intensity of which increases with increasing angle. With an increase in  $\alpha$ , the vortex structure demonstrated the following: 1) displacement of the vortex to the windward part of the dimple; 2) increase in vortex diameter. This trend remained up to  $\alpha \sim 20^\circ$ , characterized by the highest vorticity values. With further increase of the angle, the stability of the longitudinal

vortex structure in dimples was disturbed, and the dimple became a generator of small-scale unstructured vortices.

Changes in the shape and intensity of the vortex structure, respectively, change the values of hydraulic resistance, as well as heat transfer (Fig. 3):

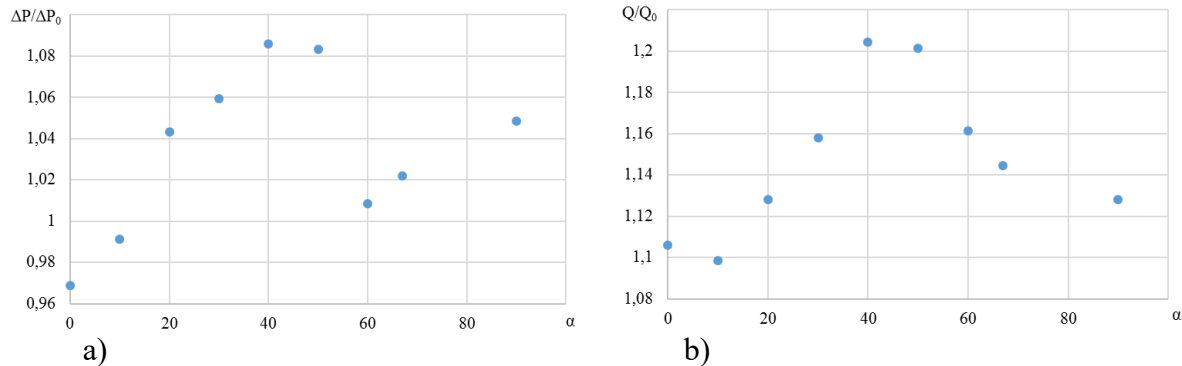


Fig. 3. Thermal-hydraulic parameters of the flow in the channel varying the angle  $\alpha$ : a) hydraulic resistance relative to a smooth channel; b) intensification of heat transfer relative to a smooth channel

When a paired vortex structure formed, accompanied by a minimum number of secondary vortex structures, which caused high intensity and lifetime of vortex structures in the wake behind the dimples, we observed a significant (up to 20%) increase in the heat transfer intensity in the channel. In this case, hydraulic losses did not exceed 10%. The decreased vorticity in the dimples, the presence of a “blurred” vortex structure, which, under the influence of a longitudinal velocity gradient, led to flow separation along the entire length of the windward part of the dimple, caused a decrease in the intensity of heat transfer in the channel. Meanwhile, hydraulic losses increased with the increase of the separation zones, which led to an even further decrease in energy efficiency.

## NUMERICAL SIMULATION OF NON-STATIONARY 3D TWO-PHASE FLOW IN OPENFOAM

Voropaiev G.O., Korobov V.I., Dimitrieva N. F.  
 Institute of Hydromechanics, NAS of Ukraine, Kyiv, Dimitrieva@nas.gov.ua

One of the methods to reduce drag is to create a system of cavities on the streamlined surface filled with vapor or air which is called as supercavitation [1]. Ventilated cavities behind a streamlined body at a relatively low flow velocity are examined.

At a low flow velocity, the effect of liquid phase evaporation can be neglected. Volume of Fluid method is used to solve. The two immiscible media are considered one effective fluid all over the domain. Mathematical modelling of the problem is based on the equation set of incompressible fluid mechanics which includes equations of continuity, Navier-Stokes, diffusion of phase volume fraction:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad \frac{\partial(u_i)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + f_{\sigma i},$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_j \frac{\partial \alpha}{\partial x_j} = 0, \quad \rho = \alpha \rho_1 + (1 - \alpha) \rho_2, \quad f_{\sigma i} = \sigma \kappa \frac{\partial \alpha}{\partial x_i},$$

where  $u_i$  is component of the velocity field,  $\rho$  is density,  $\rho_1$  is water density,  $\rho_2$  is air density,  $p$  is the pressure,  $\nu$  is the kinematic viscosity coefficient,  $t$  is time,  $f_{\sigma i}$  is surface tension,  $\sigma$  is the surface tension constant,  $\kappa$  is the interfacial curvature. The phase fraction  $\alpha$  is defined at all mesh points in following way.

Function  $\alpha = 1$  if the point location is occupied by liquid and  $\alpha = 0$  if there is an air. Cells with a value of  $0 < \alpha < 1$  must have a free interfacial surface. Thus, the Volume of Fluid method provides a simple and economical free surface detection method in the mesh.

Numerical modeling is carried out within the framework of the open-source software OpenFOAM ([www.openfoam.com](http://www.openfoam.com)) by the finite volume method. A standard numerical model interFoam is used to solve this problem corresponding to the above equation set.

The considered domain has dimensions of 30x30x110 mm. At a distance of 15 mm from the initial section is a hemispherical body (cavitator) with a diameter of 5 mm. It is proposed to use the snappyHexMesh technique intended for automatic generation of three-dimensional unstructured meshes with a predominance of hexahedral elements. As a result, the mesh is constructed that takes into account small-scale flow elements in the interfacial zone and near the streamlined body [2].

Numerical experiments showed that a stable air cavity is formed in the wake of the body (Fig.1).



Fig. 1. Air cavity visualization

The developed cavity of high elongation can be conditionally divided into three zones (Fig.2). The first zone is characterized by a constant pressure and is quite accurately determined by the boundary of the molecular layer of the air-water interface. The second zone is characterized by the thickness of the layer, which is filled with small drops of water due to viscous diffusion, as well as blowing air into the cavity to maintain a constant pressure. The third zone is characterized by a two-phase mixing layer, which forms the wake of the cavity.

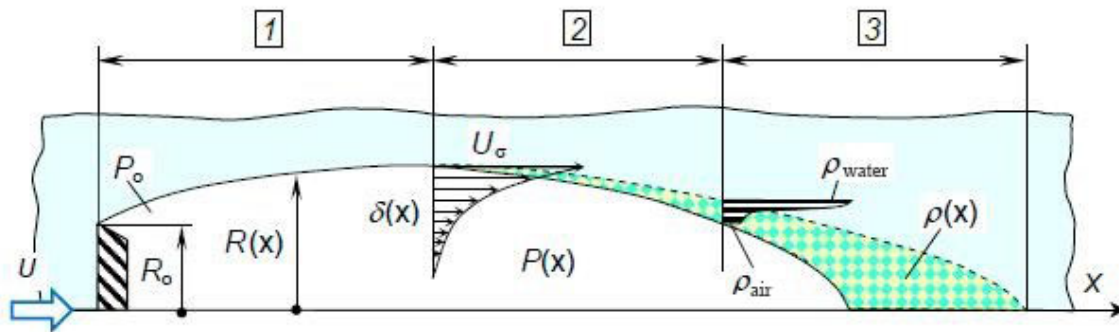


Fig. 2. Air cavity visualization

The influence of geometric and dynamic parameters on the formation and development of an air cavity, its size, shape and stability has been investigated. The thickness of the air cavity depends on the diameter of the cavitator and does not depend on the diameter of the blowing hole [3]. Increasing the velocity or flow rate of gas has a positive effect on the length and stability of the formed cavity. Good qualitative agreement with experimental data was obtained [4].

1. Savchenko Yu.N., Semenenko V.N., Savchenko G.Yu. Features of manoeuvring at the supercavitation flowing around // Applied Hydromechanics. 2016. V. 18(90), no 1. P. 79-82.
2. Dimitrieva N. F., Voropaiev G. O., Fal V. O. Technique for calculating the formation of a vapor cavity behind a streamlined body // In Proc. VII Intern. Conf. "Computer Hydromechanics". Kyiv: IHM NASU, 2020. P. 27-28.
3. Dimitrieva N. F. Numerical Simulation of the Problem of Blowing Gas into a Liquid Flow // In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics, ed. D.Simurda and T.Bodnar, Prague: Institute of Thermomechanics, 2021. P. 32-39.
4. Voropaiev G. O., Korobov V. I., Dimitrieva N. F. Modeling of a ventilated cavity behind a streamlined body // Journal of Numerical and Applied Mathematics. 2021. V.1(135). P.73-79.

## ON SYNERGY OF NUMERICAL AND EXPERIMENTAL METHODS OF SCIENTIFIC RESEARCH AND MEASUREMENT ACCURACY

Yurchenko N.F.

Institute of Hydromechanics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

Methods of computational and experimental investigations are often considered two different separate approaches, unless competitive ones, to study the phenomena. However, it is hardly possible to overestimate the usefulness and power of their joint use, not only with the aim to prove the trustworthiness of numerical or computationally processed experimental results. Integration of numerical and experimental approaches can significantly help to interpret data and thus to enrich our understanding of physical systems and processes. That is why the reliability of measurements is the main requirement to ensure the correlation of experimental and numerical data and hence to develop theoretical models compatible with all the available data.

Pressure sensors are widely used in various fields of fluid dynamics and in industry to study mechanisms of vortex flows and to control their structure. These sensors convert pressure into an electrical analog or digital signal to provide operation of such devices as controllers, alarms, and other closed systems. The magnitude of the electrical signal changes proportionally to the changing pressure. Therefore, the calibration of sensors is a necessary stage of measurements to guarantee true values of the determined pressure not contradicting the flow physics.

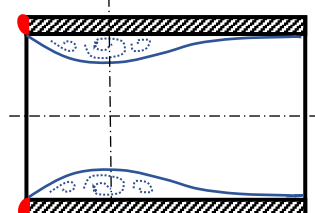
According to [1], the validation strategy assesses how accurately the computational results match the experimental data, with quantified errors and uncertainty estimates for the both. The verification strategy is the identification of quantified errors in the computational model and its solution. In verification, the accuracy of a computational solution is measured relative to analytical or highly accurate numerical solutions. The verification does not establish any relationship between the simulation results and the real world, it is a purely mathematical issue; while the essence of validation is matching computation and physics, i.e., the basis to build the synergy between numerical and experimental results.

To demonstrate how this aspect of research synergy works in practice, Dr. Vinogradsky P.M. analyzed the measurement accuracy using high-precision, low-pressure laboratory sensors PX653 manufactured by "Omega" under changing conditions of their operation. The analysis considered the case of the varying ambient temperature since it is the most significant of the external factors affecting the accuracy of converting pressure into an electrical signal. For instance, even in modern pressure sensors, the error exceeds 1.5% when the temperature changes from -40 °C to +80 °C [2]. Then the ensured accuracy of measured flow parameters can satisfy a necessary condition for the synergy of two approaches aimed at solving a complex fluid dynamic problem.

It should be taken into account that validation experiments should be specifically designed and conducted for this purpose. For that, the experimental conditions and the measurement uncertainty should be characterized together with quantitative numerical errors.

Another advantage of the synergetic approach to scientific investigations is the complementary character of numerical and experimental possibilities and findings. CFD is known to be easier implemented in terms of financial and labor expenses. But it often happens to be much more laborious and time consuming if a new task is formulated that requires to take into account a number of various details characterizing a real complex system. For instance, the simplified geometry of a design in the numerical simulation can result in certain losses of flow physics peculiarities that in its turn leads to the discrepancy with obtained experimental results.

To give an example, in a course of experimental investigations of the developed ejector [3], minor changes to the base design were made and tested to bypass complicated numerical simulations. In particular, it was supposed that the vortex formation at the sharp inlet edge could reduce the ejector operational cross-section [4]. Fig. 1 illustrates the formation of a circumferential vortex (1, a) in the basic ejector design (1, b), and the modified rounded edge of the ejector (1, c, d) to avoid the vortex. An impact of this design modification was assessed in terms of the ejection capability; it was found that even the rough rounding of the leading edge could increase the volume of the ejected air by 5 %.



*Rounded ring at the ejector inlet, Fig. 1, d*

Fig. 1, a

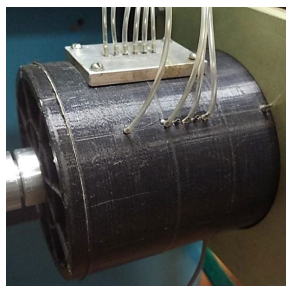


Fig. 1, b

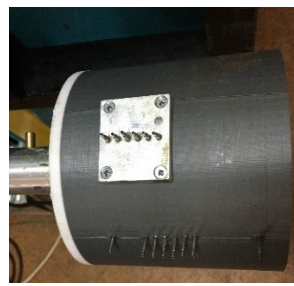


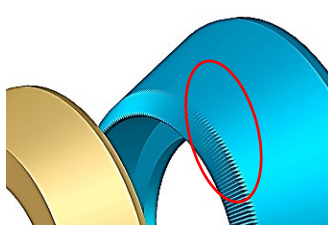
Fig. 1, c



Fig. 1, d



2, a



2, b

Fig. 2. Base (a) and experimentally modified (b) design of the ejector nozzle

Another experimental “trial-and-error” design modification (Fig. 2) in a form of a ribbed surface of the ejector nozzle showed encouraging stabilization of the jet flow; these experimental results motivate formulation of the corresponding numerical problem for thorough analysis of design parameters.

Thus increasing interplay between experimental and computational approaches, one can not only provide correct comparison of the measured and calculated results but also develop synergy in scientific research predictive modeling in close connection with experiments to study physical phenomena and mechanisms.

## References

1. Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics. W. L. Oberkampf, T. G. Trucano. Progress in Aerospace Sciences, Volume 38, Issue 3, April 2002, Pages 209-272.
2. Исследование и разработка прецезионных математических моделей преобразования и алгоритмов вычисления значений давления. Е.В. Удод, Известия ЮФУ, 2007, «Компьютерные и информационные технологии в науке, инженерии и управлении», стр. 163-169.
3. Design of the airbag inflation system applicable to conventional and autonomous cars. Nina F. Yurchenko, David S. Breed, Shaowei Zhang, Automotive Innovation, Springer Nature, 2021, DOI 10.1007/s42154-021-00156-y.
4. Experimental optimization of the ejector design developed for a driver's airbag. Yurchenko N.F., Vynogradsky P.M., 2022, Mechanics and Advanced Technologies – *accepted for publication*.

## ON THE QUESTION OF PERFORMANCE ANALYSIS AND DESIGN OPTIONS FOR CENTRIFUGAL FAN IMPELLERS

A. Zinchenko<sup>1</sup>, M. Arsenyuk<sup>1</sup>, O. Gorna<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute of Transport Systems and Technologies of National Academy of Sciences of  
Ukraine, Dnipro, Ukraine, zina@dsu.dp.ua

The comparative performance and stress analysis of various design options of the radial blower impellers used in conveyor dryer for fine-grained raw materials is presented. Several popular materials that can be used for the impeller manufacturing are considered. Computational Fluid Dynamics (CFD) approach is used to evaluate the performance of the blower and to optimize the design. Numerical simulation is performed under steady-state condition with frozen rotor model. The ideal gas air model and k- $\epsilon$  realizable turbulence model are used to consider compressibility effects. Finite Element Method (FEM) has been used to evaluate the stresses and strains of impeller within the operational speed range and to select the appropriate material. An advantage of using steel with higher impact toughness for the manufacturing of the fan impeller has been shown. Such materials allow to have greater resistance to shock loads during abrupt starts or stops, hitting foreign objects, etc.

The series of CFD simulation confirmed the performance benefits of backward-inclined blades for the impeller design. The structural analysis shows advantages of impeller design with central disk. The maximum operational rotation speed for this design is 1135 min<sup>-1</sup> according to the yield strength with 15% safety factor, while for basic design without central disk is 1225 min<sup>-1</sup>. The maximum stress for this impeller design is slightly higher among competitors in blades slot for central disk fitting, but the overall stresses are greatly decreased, especially in contact edges with hub and shroud (by 22-38%) and blades bending deformation is reduced by 51%.

It is shown that the most effective material option from the considered ones for impeller manufacturing is Hardox 450 steel. Aluminium alloy 6061-T6 demonstrates worse results. Using this alloy is limited in practice, because it made it impossible to operate in high temperature conditions. However, the advantage of using aluminium alloy is the possibility of significant lightening of the impeller while maintaining high strength parameters. The worst strength performance has impeller made from ASTM A36 steel.

In design practice it is worth mentioning that Hardox steels have many competitors on the global market. These competitors have almost the same quality indicators and the choice of material is significantly dependent of its availability and price in specific region. Finally the rational choice depends on operating conditions and required fan performance.

The performed research helps better understanding possible weak points in different impeller design options and cause of potential failures of the centrifugal fans as well; hence, to improve reliability of such equipment engaged in various industrial facilities.

**Keywords:** horizontal conveyor dryer, centrifugal fan, impeller, computational fluid dynamics, FEM

ДЛЯ НОТАТОК

[illegible]

Друк трафаретний (різографія). Наклад 100 прим.  
Надруковано в Інституті гідромеханіки НАН України.  
03057, Київ, вул. М.Капніст (Желябова), 8/4.  
03057, Ukraine Kyiv, M.Kapnist str., 8/4,