Сьома міжнародна науково-практична конференція

КОМП'ЮТЕРНА ГІДРОМЕХАНІКА

Інститут гідромеханіки Національної академії наук України

29-30 вересня 2020 р.

Київ 2020

Комп'ютерна гідромеханіка: Тези сьомої міжнародної науково-практичної конференції (Київ, 29-30 вересня 2020 р.). – Київ : ІГМ НАНУ. – 2020. – 98 с.

Напрями роботи конференції:

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

Голова організаційного комітету:

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

Заступник Голови організаційного комітету

чл.-кор. НАНУ Г.О.Воропаєв (ІГМ НАНУ, Київ)

Члени програмного комітету:

академік НАН України С.О.Довгий (ІГМ НАНУ, Київ) чл.-кор. НАНУ В.І.Тимошенко (ІТМ НАНУ, Дніпро) чл.-кор. НАНУ О.М.Тимоха (ІМ НАНУ, Київ) д.ф.-м.н. В.С.Мадерич (ІПММС НАНУ, Київ) д.т.н. Є.О.Шквар (ІГМ НАНУ, Київ) д.т.н. С.В.Алексєєнко (ДНУ, Дніпро) д.ф.-м.н. В.С.Малюга (ІГМ НАНУ, Київ)

Члени організаційного комітету:

д.т.н. В.А.Воскобійник (ІГМ НАНУ, Київ), к.ф.-м.н. Н.В.Розумнюк (ІГМ НАНУ, Київ), к.т.н. В.І.Коробов (ІГМ НАНУ, Київ), к.ф.-м.н. Я.В.Загуменний (ІГМ НАНУ, Київ), к.т.н. А.В.Воскобійник (ІГМ НАНУ, Київ), к.т.н. О.О.Баскова (РМВ ІГМ НАНУ, Київ),

Вчений секретар:

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

3MICT

Авраменко А.О, Тирінов А.І, Ковецька М.М., Дмитренко Н.П. МОДЕЛЮВАННЯ ВІДЦЕНТРОВОЇ НЕСТІЙКОСТІ НАНОРІДИНИ В ЗАЗОРІ КРИВОЛІНІЙНОГО КАНАЛУ МЕТОДОМ ГРАТОК БОЛЬЦМАНА	7
Алексеенко С.В., Алхимов А.В. ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ МОДЕЛИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА СХЕМЫ «ЛЕТАЮЩЕЕ КРЫЛО»	8
Баскова А.А., Юдин И.И. ВЛИЯНИЕ ГОФРИРОВАННОЙ ВСТАВКИ НА СТРУКТУРУ ПОТОКА В ТРУБЕ	10
Борисюк А. О. МЕТОД РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ЗАДАЧІ ПРО ТЕЧІЮ В ЖОРСТКОМУ ПЛОСКОМУ КАНАЛІ З ПРЯМОКУТНИМ ОЕСИМЕТРИЧНИМ РОЗШИРЕННЯМ У ЗМІННИХ ФУНКЦІЯ ТЕЧІЇ-ЗАВИХОРЕНІСТЬ-ТИСК	12
Ванин В.А., Удовенко В.А. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТРАНСЗВУКОВОГО НЕВЯЗКОГО ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЯ ЛОПАСТИ ВЕРТОЛЕТА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ЭЙЛЕРА	13
Виноградський П.М., Юрченко Н.Ф. ОБРОБКА ЕКСПЕРИМЕНТІВ У ЛАБОРАТОРІЇ СУЧАСНОЇ АЕРОДИНАМІКИ ІНСТИТУТУ ГІДРОМЕХАНІКИ НАНУ	15
Воропаев Г.А., Баскова А.А., Сирош Е.А. ОСОБЕННОСТИ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В ТРУБЕ	17
Воропаєв Г.О, Розумнюк Н.В. ЕЖЕКТУЮЧА ВЛАСТИВІСТЬ ТАНГЕНЦІАЛЬНОГО НАДЗВУКОВОГО СТРУМЕНЯ	19
Воскобійник В.А., Воскобійник А.В., Воскобойник О.А., Турик В.М. ВПЛИВ НАХИЛЕНОЇ ОВАЛЬНОЇ ЛУНКИ НА ПОЛЕ ТИСКУ	21
Горбань І.В, Басовський В.Г. ГЕНЕРАЦІЯ ЗВУКУ ПОТОКОМ НАД ДВОВИМІРНИМИ КРУГОВИМИ ЦИЛІНДРИЧНИМИ КАНАВКАМИ РІЗНИХ КУТОВИХ РОЗМІРІВ	23
Горбань І.М., Корольова А.С., Соколовський Г.П., Романенко П.Ю. ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ПОВЕРХНЕВИХ ПООДИНОКИХ ХВИЛЬ З ТОНКИМИ ВЕРТИКАЛЬНИМИ ПЕРЕШКОДАМИ	25
Димитрієва Н. Ф., Воропаєв Г.О., Фаль В.О. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ УТВОРЕННЯ ПАРОВОЇ КАВЕРНИ ЗА ОБТІЧНИМ ТІЛОМ	27
Довгий С. О., Буланчук Г. Г., Буланчук О. М. МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ ВИХРОВИХ СТРУКТУР У СЕРЕДОВИЩІ UNITY З ВИКОРИСТАННЯМ КОМП'ЮТЕРНИХ ШЕЙДЕРІВ	29
Довгий С. О., Остапенко А.О., Буланчук Г. Г. МОДЕЛЮВАННЯ ПОПЕРЕЧНИХ КОЛИВАНЬ ЦИЛІНДРА В ПОТОЦІ В'ЯЗКОЇ РІДИНИ МЕТОДОМ ГРАТКОВИХ РІВНЯНЬ БОЛЬЦМАНА	31
Довгий С., Терлецька К., Чернецький І. ЦИФРОВА ОБРОБКА ВІДЕОЗОБРАЖЕНЬ В ГІДРОДИНАМІЧНІЙ ОБЕРТОВІЙ УСТАНОВЦІ НЦ "МАЛА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ"	33

Загуменный Я.В. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННЫХ ЗАДАЧ МЕХАНИКИ ЖИДКОСТИ И ДЕФОРМИРУЕМОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА
Зибольд А. Ф. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ВОЛНИСТЫХ ВИХРЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ЦИЛИНДРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
Катан В.А ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕШЕНИЙ УДАРНЫХ ЗАДАЧ ГИДРОМЕХАНИКИ С ПОМОЩЬЮ СИНГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛОВ В СМЫСЛЕ КОНЕЧНОЙ ЧАСТИ ПО АДАМАРУ
Кочін В.О., Артамонов В.К., Мороз В.В., Центило Н.П. АВТОМАТИЗОВАНА СИСТЕМА РЕЄСТРАЦІЇ ПАРАМЕТРІВ ВІЛЬНОЛІТАЮЧИХ МОДЕЛЕЙ ЛІТАКІВ
Лук'янов П.В. ВИКОРИСТАННЯ ВАРІАЦІЙНОГО ЧИСЛЕННЯ В МОДЕЛЮВАННІ СКЛАДНИХ ТЕЧІЙ РІДИНИ
Мадерич В.С., Терлецька К.В., Бровченко І.О. МОДЕЛЮВАННЯ СЕЗОННОЇ МІНЛИВОСТІ ТЕМПЕРАТУРИ, СОЛОНОСТІ, ТЕЧІЙ ТА ПОКРОВУ МОРЯ БЕЛЛІНСГАУЗЕНА ТА ШЕЛЬФІ АНТАРКТИЧНОГО ПІВОСТРОВА 46
Малюга В.С., Вовк И.В. РАСЧЕТ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ РАКЕТЫ
Мулярчук М.А., Коваленко Г.В., Халатов А.А. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ОБТІКАННЯ ПОВІТРЯНИМ ПОТОКОМ ПУЧКА ЦИЛІНДРІВ ЗІ СПІРАЛЬНИМИ КАНАВКАМИ
Николин С.А., Сокол Г.И. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ТЕЧЕНИИ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ ГАЗА В КАНАЛЕ ГАЗОХОДА ЧИСЛЕННЫМИ МЕТОДАМИ
Островерх Б.М., Потапенко Л.С. ДО ВИКОРИСТАННЯ ГЕОАКУСТИЧНОГО МОНІТОРИНГУ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ СТАНУ ТА ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРІАЛІВ СХИЛІВ
Потапенко Л.С., Воскобійник В.А, Хомицький В.В., Островерх Б.М., Воскобойник О.А., Терещенко Л.М. МАТЕМАТИЧНЕ ТА ФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З ОГОРОЖУВАЛЬНОЮ ЗАХИСНОЮ ДАМБОЮ
Потапов С.В., Панченко Н.А. ПЛІВКОВЕ ОХОЛОДЖЕННЯ ЗА ОТВОРАМИ В ТРАНШЕЇ: ВПЛИВ ТУРБУЛЕНТНОСТІ ПРИ НЕІЗОТЕРМІЧНИХ ТЕЧІЯХ
Редчиц Д.А., Моисеенко С.В., Чашина И.Б. УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ПОТОКА ВОЗДУХА С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ
Савицький О. А. ДИНАМІЧНІ КОНТАКТНІ ЗАДАЧІ ДЛЯ ШАРУВАТИХ ВОДОНАСИЧЕНИХ ҐРУНТОВИХ ОСНОВ ТА СИМВОЛЬНІ РОЗВ'ЯЗКИ КРАЙОВИХ ЗАДАЧ ДЛЯ МОДЕЛІ БІО
Серебряков В. В. УСТОЙЧИВОСТЬ И ПУЛЬСАЦИИ КАВЕРНЫ, ПРИ ДВИЖЕНИИ С РАЗВИТОЙ КАВИТАЦИЕЙ

Сохацький А.В., Арсенюк М.С. МОДЕЛЮВАННЯ ТУРБУЛЕНТНИХ ТЕЧІЙ НАВКОЛО ТРАНСПОРТНОГО ЗАСОБУ MAGLEV	66
Стрельнікова О.О., Тонконоженко А.М., Мироненко М.Л., Крютченко Д.В. МЕТОД ГРАНИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ В ЗАДАЧАХ ВИМУШЕНИХ КОЛИВАНЬ РІДИНИ В ОБОЛОНКАХ ОБЕРТАННЯ ПРИ РІЗНИХ РІВНЯХ ЗАПОВНЕННЯ	68
Терещенко Л.М., Хомицький В.В., Воскобійник В.А., Ткаченко В.О., Воскобійник А.В., Харченко А.Г., Воскобойник О.А., Нікітін І.А. ЗАХИСТ РЕКРЕАЦІЙНОГО ПЛЯЖУ БУНАМИ ТА ХВИЛЕЛОМАМИ	70
Тимошенко В.И., Галинский В.П. РАСЧЕТНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ С ОРГАНАМИ УПРАВЛЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ	72
Филонов В.В., Коваленко А.В., Филонова Ю.С. ПРИМЕНЕНИЕ СВЯЗКИ МАТLAB + FORTRAN ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ РАСЧЕТНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ANSYS CFX	74
Філімонов В.Ю., Кочін В.О., Мороз В.В. БАГАТОКАНАЛЬНА АВТОМАТИЗОВАНА СИСТЕМА РЕЄСТРАЦІЇ ПАРАМЕТРІВ ХВИЛЬ	76
Шеховцов А. В. ПРИБЛИЖЕННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ НАВЬЕ-СТОКСА ДЛЯ НЕСЖИМАЕМОГО ВЯЗКОГО ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ С ПРОСКАЛЬЗЫВАЕНИЕМ ВБЛИЗИ ТВЕРДЫХ ГРАНИЦ	78
Denev J.A. GENERATION OF TURBULENCE WITH DIFFERENT LENGTH SCALES THROUGH FORCING IN PHYSICAL SPACE	80
Dimitrieva N.F. NUMERICAL MODELING OF STRATIFIED FLOWS IN OPENFOAM	82
Gorban I., Korolova A. A NUMERICAL STUDY OF SOLITARY WAVE INTERACTIONS WITH SUBMERGED BREAKWATERS	84
Karpik A. VIBRATIONS OF THE COMPRESSOR BLADE UNDER THE ACTION OF FORCE LOADING IN THE FLOW PATH OF COMPRESSOR	86
Rudnitskii A.G., Rudnytska M.A., Pechuk E.D, Tkachenko L.V. NAILFOLD CAPILLAROSCOPY IMAGE ANALYSIS AS METHOD OF PRELIMINARY CLINICAL EVALUATION	88
Shkvar Ye.O., E Shi-ju, Cai Jian-Cheng NUMERICAL MODELING OF FLOW PROPERTIES AROUND A WING WITH SECTIONS FOR DISTRIBUTED BLOWING AND SUCTION	90
Shkvar Ye.O., E Shi-ju, Kryzhanovskyi A.S., Wang Yaoyao IMPROVED ESTIMATION OF THE DRAG COEFFICIENT OF A WING WITH DISTRIBUTED BLOWING AND SUCTION, BASED ON ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA IN THE WAKE	92
Розумнюк Н.В. СТРУКТУРА ПОТОКУ НА ПОВЕРХНІ З ПАРОЮ ЛУНОК ВИДОВЖЕНОЇ ФОРМИ	94
Стеценко О.Г., Ільченко В.М. ПОВЕРХНЕВІ ЗБУРЕННЯ, ГЕНЕРОВАНІ ТОНКИМ СУДНОМ ПРИ ЙОГО НЕУСТАЛЕНОМУ РУСІ У ПРЯМОКУТНОМУ КАНАЛІ	96

МОДЕЛЮВАННЯ ВІДЦЕНТРОВОЇ НЕСТІЙКОСТІ НАНОРІДИНИ В ЗАЗОРІ КРИВОЛІНІЙНОГО КАНАЛУ МЕТОДОМ ГРАТОК БОЛЬЦМАНА

Авраменко А.О, Тирінов А.І, Ковецька М.М., Дмитренко Н.П. Інститут технічної теплофізики НАН України, Київ, <u>aav1@i.com.ua</u>

Висока теплопровідність нанорідин їх стійкість до седиментації, ерозії і засмічення викликає постійну увагу вчених та інженерів. Такі властивості нанорідин дають змогу використовувати їх в різних галузях промисловості, електроніки та енергетики. В останні роки з'явилося чимало наукових робіт по застосуванню нанорідин в сфері атомної енергетики, системах охолодження електронних і оптичних приладів, мікротеплових трубок, наноструктурованих матеріалів та складних рідин.

Для створення нанорідин і збереження їх властивостей, тобто для їх стабілізації, застосовуються різні методи, зокрема, відцентровий метод. При цьому нанорідини піддаються впливу відцентрової нестійкості різної природи. Один з таких видів нестійкості пов'язаний з вихорами Тейлора та вихорами Діна, початок яких залежить не тільки від відцентрової сили, але і від температурних і концентраційних полів.

В дослідженні моделюється нестійкість Тейлора та Діна потоку нанорідини в криволінійному каналі, утвореному двома концентричними циліндричними поверхнями за допомогою методу ґраток Больцмана (LBM). Розглядаються два випадки: течія з нерухомою внутрішньою поверхнею і течія в криволінійному каналі з рухливими стінками, коли рух рідини здійснюється за рахунок постійного азимутного градієнта тиску. У першому випадку критерієм стійкості є число Тейлора, а в іншому - число Діна.

В результаті досліджено вплив на критичні значення числа Тейлора та Діна таких параметрів: співвідношення радіусів увігнутої і опуклої стінки, безрозмірних параметрів, що описують градієнт температури, відносної густини наночастинки, співвідношення броунівської дифузії та термофоретичної дифузії, а також числа Прандтля і числа Шмідта.

Результати дослідження відцентрової нестійкості нанорідини показали сильну залежність умов виникнення нестійкості від форми профілів температури нанорідини і концентрації наночасток. Стійкість потоку зменшується зі збільшенням відносної густини наночасток, що може викликати додаткові збурення в потоці. При від'ємному температурному градієнті критичні числа Тейлора та Прандтля збільшуються зі збільшенням числа Прандтля, тобто течія стає стійкішою. У разі позитивних температурних градієнтів, збільшення числа Прандтля призводить до втрати стійкості течії. Більш високі значення числа Шмидта викликають зниження стійкості потоку і для позитивних і для відємних температурних градієнтів.

Результати моделювання порівнювалися з результатами, отриманими на основі теорії лінійних збурень. Порівняння показало, що різниця між ними не перевищує 5%.

Отримані теоретичні результати допомагають зрозуміти механізми відцентрової нестійкості в нанорідинах і тим самим дозволяють оптимізувати функціональність відцентрових пристроїв для приготування нанорідин.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ МОДЕЛИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА СХЕМЫ «ЛЕТАЮЩЕЕ КРЫЛО»

Алексеенко С.В., Алхимов А.В. Днепровский национальный университет имени Олеся Гончара, Днепр, alexeyenko sv@ukr.net

В последнее время во всем мире возрастает интерес к проектированию и разработке малых беспилотных летательных аппаратов (БПЛА), применение которых значительно расширяет потенциальные возможности и круг выполняемых задач, и имеющих как гражданское, так и военное назначение.

Несмотря на то, что на сегодняшний момент наиболее распространенной остается традиционная схема самолетного типа (с тянущим или толкающим воздушным винтом), при разработке компоновки как крупных, так и малых БПЛА все больший интерес проявляется к аэродинамической схеме «летающее крыло». Это связано с потенциальной возможностью реализации у летательных аппаратов, выполненных по такой схеме, наиболее высоких несущих свойств и аэродинамического качества при фиксированных размерах и массе [1]. В результате чего может быть достигнута большая дальность и длительность полета. К достоинствам этой схемы также можно отнести относительно низкую эффективную площадь рассеяния, и, соответственно, радиолокационную заметность, а к наиболее существенным недостаткам – сложность обеспечения устойчивости такого летательного аппарата в полете.

При этом необходимо отметить, что число Рейнольдса по хорде крыла малых БПЛА является меньшим 10^6 [2] и структура обтекания аэродинамических поверхностей будет принципиально отличаться от крупноразмерных. Что необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации летательных аппаратов такого типа, поскольку течение на подветренной стороне крыла будет иметь особенности, способствующие более раннему срыву потока и увеличению лобового сопротивления [3]. Кроме того, при проектировании аэродинамической компоновки летательного аппарата также необходимо учитывать взаимное влияние его элементов на картину течения: форму линий тока, вихревого следа, волн, вызываемых каждым телом в отдельности. Это влияние будет сказываться с одной стороны, на распределении сил давления и трения по обтекаемой поверхности и, соответственно, на аэродинамические характеристики летательного аппарата в целом [4], а с другой стороны, оказывать влияние на его устойчивость и характеристики срыва [5].

Таким образом, для малых БПЛА, имеющих аэродинамическую схему типа «летающее крыло», актуальной проблемой является разработка форм аэродинамических поверхностей летательного аппарата в целом, как эффективных в диапазонах, соответствующих низким числам Рейнольдса ($Re \sim 10^5...10^6$), так и устойчивых и имеющих низкую чувствительность к сдвиговым порывам ветра.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование аэродинамических характеристик летательных аппаратов, выполненных по схеме типа «летающее крыло», а также изучение особенностей структуры их обтекания.

В дозвуковой аэродинамической трубе *T-5* Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «ХАИ» были проведены экспериментальные исследования моделей малых БПЛА, выполненных по схеме «летающее крыло», с двумя формами профиля – *Clark YH 12%* и *LRN-1015* в условиях, соответствующих числам $Re = 0.15 \times 10^6$ и M = 0.06 для углов атаки $\alpha = 4^\circ$, 8° , 16° .

Аэродинамические характеристики определялись методом весовых измерений на трехкомпонентных аэродинамических весах. Визуализация поля течения была реализована методами дымовых струй и «шелковинок».

В работе была изучена структура течения при обтекании аэродинамических моделей с профилями *Clark YH 12%* и *LRN-1015*, с учетом геометрии перехода корпус-крыло и

законцовки крыла, закономерности изменения этой структуры с увеличением угла атаки, а также зависимость от угла атаки подъемной силы, лобового сопротивления, момента тангажа, исследовано аэродинамическое качество моделей.

Анализ результатов исследований, позволил прийти к выводу, что наивыгоднейший угол атаки модели с профилем *Clark YH 12%* равен 9°, а *LRN-1015 – 10,5°*. При этом, поскольку срыв потока у *LRN-1015* происходит значительно позже, чем у модели с профилем *Clark YH 12%* (на ~6°), то, хотя на значительной части аэродинамической поверхности и происходит отрыв потока, в целом модель с профилем *LRN-1015* является более устойчивой к срыву потока.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке и верификации методик и алгоритмов, позволяющих численно моделировать аэродинамические процессы обтекания малых БПЛА, а также найти применение при разработке аэродинамических компоновок и конструкций БПЛА.

- 1. Аэродинамика и динамика полета магистральных самолетов: Под ред. академика РАН Бюшгенса Г.С. М.-Пекин: Изд. отдел ЦАГИ авиа-издательство КНР, 1995 г. 772 с.
- 2. Pelletier A., Mueller T. J. Aerodynamic Force. Moment Measurement at Very Low Reynolds. Proc. of the 46th Annual Conference of the Canadian Aeronautics and Space Institute. Montreal, 1999. P. 59–68.
- 3. Thomas J. Mueller1 and James D. DeLaurier Aerodynamics of Small Vehicles Annu. Rev. Fluid Mech. 2003. 35:89–111.
- 4. Петров К.П. Аэродинамика элементов летательных аппаратов М. Машиностроение 1985 г., 272 с.
- 5. Ударцев Е.П., Щербонос А.Г., Швец А.В., Алексеенко С.И. Способ улучшения аэродинамических характеристик при дозвуковых скоростях с помощью вихреобразователей. Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии. № 60, 2013. С. 79–84.

ВЛИЯНИЕ ГОФРИРОВАННОЙ ВСТАВКИ НА СТРУКТУРУ ПОТОКА В ТРУБЕ

Баскова А.А.¹, Юдин И.И.²

¹Институт гидромеханики НАНУ, Киев, <u>BaskAleksandra@gmail.com</u> ²КПИ им. Игоря Сикорского, Киев ilyudin98@gmail.com

Введение.

Управление структурой потока открывает широкие перспективы перед разработчиками современного энергоэффективного теплообменного оборудования, позволяет решить вопросы уменьшения гидравлического сопротивления (при сохранении интенсивности теплообмена) и эксплуатационных затрат.

Вопросу развития вихревого течения при переходных числах Рейнольдса в каналах круглого сечения посвящено много работ, в том числе исследования [1]. Влияние структуры вихревого течения на тепловые и гидравлические процессы описано в [2-4]. Особое внимание в перечисленных выше работах уделено стадиям развития вихревого течения; показано как вихревая структура изменяет локальный теплообмен, описана зависимость гидравлического сопротивления и интенсивности теплообмена от теплофизических свойств жидкости, обуславливающих структуру потока. Продолжением данных исследований являются исследования влияния гофрированной вставки прямого и витого типов на структуру потока, гидравлические и тепловые характеристики.

Управление структурой потока путем изменения геометрии поверхности.

Исследования вихревой структуры проводилось для гладких труб и труб с гофрированными вставками с диаметром гладкой части d = 70 мм. Расстояние от входа в трубу до гофрированной вставки составляло $L_1 = 21,4d$; от гофрированной вставки до выхода из трубы $L_2 = (23,14-23,43)d$. Гофрированная вставка (S) длиной (4-4,3)d образована синусоидальными углублениями высотой h = 6 мм и длиной w = 20 мм. Угол наклона гофрирования к оси трубы (β) изменялся в пределах (60-90)°.

Метод исследования – численный эксперимент. Параметры модели описаны в [3]. Исследования проводились при начальной скрости $U_0 = 0,1$ м/с (Re = 5300), постоянной по сечению температуре на входе $T_0 = 333$ К и постоянной температуре стенки $T_{cr} = 283$ К.

На расстоянии x/d < 8.5 от входа в трубу течение носит упорядоченный слоистый характер. Небольшие возмущения потока сосредоточены в пристеночной зоне и имеют масштабы порядка толщины пограничного слоя. На участке 8,5 ≤ x/d < 16 поток теряет устойчивость, формируются торообразные возмущения размеры которых превышают размеры пограничного слоя и влияют на значение напряжения трения (возникают гармонические колебания с постепенно возрастающей амплитудой), а также обуславливают появление осцилляций аксиальной и радиальной составляющих скоростей (рис. 1, а). На расстоянии x/d > 16 торообразные структуры начинают распадаться на шпилеобразные структуры (рис. 1, б), которые, в свою очередь распадаются на более мелкие структуры. Площадь поперечного сечения, заполняемая вихревыми структурами, увеличивается. Возрастают амплитулы колебаний напряжения трения на стенке И других гидродинамических параметров (давление, составляющие скорости), колебательный процесс приобретает хаотический характер. Введение на данном участке трубы гофрированной вставки приводит к появлению периодичности в колебаниях тепловых и гофрированной гидродинамических параметров. Внутри вставки происходит взаимодействие собственных колебаний потока и вихревых структур, образующихся внутри углублений (рис. 1, в). Их масштаб определяется геометрией углубления, но при этом мало зависит от угла наклона β. Влияние угла наклона проявляется при анализе устойчивости вихревых структур. Обуславливается это следующими факторами. Первый переменность площади поперечного сечения. У витого гофра форма сечения не меняется на всей длине вставки, изменяются только угловые координаты гребней и впадин гофров. Соответственно поток не поджимается на гребнях гофров, в отличие от прямого

гофрирования, где возникают локальные градиенты давления. Второй –с уменьшением угла наклона β расстояние, которое проходит внутри него продвигаясь по винтовой линии вихревое образование, увеличивается, что свидетельствует о повышении устойчивости вихревых образований, проявляется действие скольжения, обусловленного геометрией углублений, служащих «направляющими» потока.



Рис. 1 – Q-визуализация развития вихревой структуры в трубе (а, б – гладкая труба, $Q=0,005, B-\beta=70^{\circ}, Q=0,25)$

Таким образом при введении гофрированной вставки в пристеночной зоне формируются регулярные вихревые образования, масштабы, форма и устойчивость которых зависит от геометрии гофрирования, в то время как в ядре потока наблюдаются хаотичные вихревые образования различной формы. Наибольшее влияние на гидродинамику и теплообмен оказывают пристеночные вихревые структуры. Увеличение угла наклона β приводит к увеличению напряжения трения и, одновременно к интенсификации теплообмена [3], что обусловлено влиянием геометрии гофрирования. Литература

- He K., Seddighi M., He S. DNS study of a pipe flow following a step increase in flow rate 1. // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2016. Vol. 57. P. 130-141.
- 2. Isaev S., Gritckevich M., Leontiev A., Popov I. Abnormal enhancement of separate turbulent air flow and heat transfer in inclined single-row oval-trench dimples at the narrow channel wall // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163. P. 202-207.
- 3. O. Baskova, Voropaiev G. Influence of the flow structure formation on heat transfer processes in tubes with spiral corrugation inserts. // Eastern-European Journal of Enterprise Technologies 2019. Vol. 3/8 (99). P. 29 - 35.
- 4. Vicente P. G., Garc A., Viedma A. Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. P. 671-681

МЕТОД РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ЗАДАЧІ ПРО ТЕЧІЮ В ЖОРСТКОМУ ПЛОСКОМУ КАНАЛІ З ПРЯМОКУТНИМ ОЕСИМЕТРИЧНИМ РОЗШИРЕННЯМ У ЗМІННИХ ФУНКЦІЯ ТЕЧІЇ-ЗАВИХОРЕНІСТЬ-ТИСК

Борисюк А. О. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, <u>aobor@ukr.net</u>

Розроблено чисельний метод розв'язування задачі у змінних функція течіїзавихореність-тиск про рух рідини у прямому плоскому жорсткостінному каналі з жорстким осесиметричним розширенням прямокутної форми. Цей метод має перший порядок точності по часовій та другий порядок точності по просторових координатах. У розробленому методі сформульована задача розв'язується шляхом а) введення функції течії і завихореності та відповідного переходу від змінних швидкість-тиск до змінних функція течії-завихореність-тиск, б) подальшого обезрозмірювання одержаних у результаті такого переходу співвідношень, в) вибору розрахункової області і відповідної просторово-часової обчислювальної сітки з малими сталими кроками по часовій та просторових координатах, г) дискретизації вказаних безрозмірних співвідношень у відповідних вузлах вибраної сітки та подальшого розв'язування алгебраїчних рівнянь, одержаних внаслідок зазначеної дискретизації. При виконанні дискретизації часова її частина проводиться на основі односторонньої різниці вперед, а просторова – на основі односторонніх різниць проти потоку (для конвективного члена нелінійного рівняння переносу завихореності) та п'ятиточкових шаблонів (для дифузійного члена зазначеного рівняння та рівнянь Пуассона для функції течії і тиску) по відповідних координатах. Для розв'язування лінійних алгебраїчних рівнянь для функції течії і тиску (які відрізняються одне від одного лише виглядом відомої правої частини) використовується ітераційний метод послідовної верхньої релаксації. Одержане ж після дискретизації алгебраїчне співвідношення для завихореності не потребує застосування ніякого методу розв'язування, оскільки вже є розрахунковою схемою для безпосереднього визначення значень завихореності на онові відомих значень відповідних величин, знайдених у попередній момент часу (у початковий же момент часу значення всіх величин є заданими).

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТРАНСЗВУКОВОГО НЕВЯЗКОГО ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЯ ЛОПАСТИ ВЕРТОЛЕТА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ ЭЙЛЕРА

Ванин В.А.¹, Удовенко В.А.² ¹Харьковский национальный технический университет "ХПИ", Харьков, <u>vvaplb5256@gmail.com</u> ²ООО "КБ Аэровотекс", Харьков, <u>uva0033@gmail.com</u>

Лопасти несущего винта вертолета имеют большое удлинение, поэтому, за исключением концевой и кормовой частей лопасти, можно рассматривать обтекание профиля решетки на поверхности цилиндрического сечения (ось цилиндра направлена по оси вращения винта) как изолированного. Набегающий невозмущенный поток постоянен, то тогда профиль сечения в неподвижной системе координат, связанной с ним, за время одного оборота винта совершает колебательные движения по углу установки, вдоль горизонтальной и вертикальной осей, описываемые синусоидальным закон:

$$P(t) = P_0 + P_{amn} \cdot \sin(\omega t + \psi_0), P = \{\varphi, x, y\}$$

Такое обтекание профиля носит нестационарный характер в процессе которого достигаются сверхзвуковые местные скорости, сопровождаемые скачками уплотнения.

Для описания потока идеального газа с быстро меняющимися кинематическими параметрами (числа Струхаля Sh>0,3) выберем уравнениями Эйлера, которые хорошо описывают инерционные силы при высокорейнольдсовой крупномасштабной турбулентности.

В общем виде двумерные уравнения Эйлера в декартовой системе координат записываются в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}U + \frac{\partial}{\partial x}F + \frac{\partial}{\partial y}G = 0, \qquad (1)$$

где

$$U = \begin{vmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{vmatrix}; \quad F = \begin{vmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ \rho u v \\ (e+p)u \end{vmatrix}; \quad G = \begin{vmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{vmatrix},$$

U - вектор консервативных переменных;

F, G - вектора потоков;

ρ, *u*, *v*, *p* – плотность, компоненты скорости и давление;

$$e = \frac{p}{k-1} + \rho \frac{V^2}{2}$$
 - полная энергия единицы объема.

В качестве граничных условий для уравнений (1) задаются следующие параметры. На входе – давление и температура, а также угол, определяющий направление потока. На выходе – статическое давление. На стенках – условие равенства нулю нормальной скорости потока. На остальной части расчетной области «мягкие граничные условия».

Для решения уравнений (1) применяется разностный метод повышенного порядка аппроксимации, основанный на схеме С.К.Годунова с использованием принципа минимальных значений производных В.П.Колгана для восстановления значений аэродинамических параметров на границе ячейки. Рассчитав, таким образом, значения параметров на гране ячейки выполняется процедура распада произвольного разрыва. Численные результаты. Сравнение с экспериментом.

Апробация изложенного алгоритма решения уравнений Эйлера для расчета обтекания профилей при трансзвуковых скоростях потока осуществлялась путем сопоставления с результатами как натурного, так и численного экспериментов выполненных Ч. Харрисом и Дж. Стегером применительно к профилю *NACA0012*.

Так на рис. 1 приведено распределение безразмерного давления по нижней и верхней поверхности профиля для M=0.63 и $\alpha=2^{\circ}$.

Рис. 2 иллюстрирует результаты расчета при M=0.75 и $\alpha=2^{\circ}$. Анализ распределения давления показывает, что на верхней поверхности профиля сформировался скачет уплотнения при относительно умеренной трансзвуковой скорости.



Выполнены расчеты модельной задачи по обтеканию профиля *NACA0012* при числе Маха M=0.6, колеблющегося по закона $\varphi(t)=6^{\circ}-3^{\circ}sin(38.7t+45^{\circ})$.



Анализ процесса расчета показал, что при достижении угла атаки 9 град. формируется скачек уплотнения. При уменьшении угла атаки наблюдается более длительное уменьшение Су, что связано с более медленной перестройкой процесса обтекания, в частности "размывания" скачка уплотнения.

ОБРОБКА ЕКСПЕРИМЕНТІВ У ЛАБОРАТОРІЇ СУЧАСНОЇ АЕРОДИНАМІКИ ІНСТИТУТУ ГІДРОМЕХАНІКИ НАНУ

Виноградський П.М., Юрченко Н.Ф. Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ, <u>pavlo.vynogradskyy@gmail.com</u>

В лабораторії сучасної аеродинаміки створенно інформативно-вимірювальний комплекс для отримання, автоматичної обробки, представлення та збереження результатів вимірювань в реальному часі, що підвищує ефективність досліджень за рахунок корекції умов експерименту по ходу його виконання. Протягом більше 20 років комплекс допрацьовувався і успішно використовувався для виконання міжнародних проектів в аеродінамічніх трубах та на установці для дослідження ефектівності надзвуковіх ежекторів. Апаратні засоби комплексу включають промислову материнську плату з процесором, зібрану в промисловому корпусі і змонтованому в стійці разом з джерелами живлення зовнішніх пристроїв, з'єднувачами та ін. Материнська плата підтримує установку до чьотирьох моніторів (встановлено три) та порти PCI, у які встановлено універсальну плату розширення PCI-1710 та 64-канальну плату аналогово вводу PCI-1747. Далі мова йтиме тильки про експерименти в аероднамачний трубі.

Загові експерименти	Калібрування
Випробування по куту атаки	Ваги
Випробування по швидкості	Датчики РХ653
ослідження потоку	Датчики MPXV
Поле потоку	Службові
Анемометрія	Швидкість потоку
Мікронасадок	Погода в домі

Рис. 1. Інтерфейс вибору програм

Програмний комплекс проведення аеродинамічного експерименту включає чотири групи програм: (1) підготовки та проведення продувки; (2) калібрування засобів вимірювальної техніки (3BT); (3) атестації аеродинамічної труби та (4) службові. Всі програми написані в програмному "Matlab" та "Simulink". середовищі Вибір програми відбувається 3 інтерфейсу користувача, показаного на Рис 1.

Першим завданням при підготовці будь-якої програми є калібрування ЗВТ за допомогою зразкових ЗВТ в контрольованих умовах. До таких ЗВТ відносять манометр МКВ-250 та набір еталонних вантажів. Умови контролюються метеостанцією "Тропосфера-G". Результати записують автоматично у файли; додатково створюються файли перетворення вимірювальних каналів, в яких містяться коефіціенти перерахунку виміряної напруги у відповідні фізичні величини. Всі файли мають унікальні імена і після калібрування записуються у файл "VexpINI", в якому містяться імена файлів останнього калібрування.

Розглянемо випробування по куту атаки модели при управлінні її обтіканням шляхом ніціації плазмових розрядів. Для цього треба спочатку створити файл завдання на експеримент, інтерфейс якого показаний на Рис. 2. Після натискання клавіші "Зберегти і вийти" з'являється вікно вагового експерименту, показане на Рис. 3. Після запуска труби командою "Пуск" та виходу її на режим натискається кнопа "Виміряти" і відбуваються вимірювання спочатку опорних величин (Cy_Ref., Cx_Ref., Cm_Ref.), а потім - величин з ініціацією плазми (Cy_Ctrl., Cx_Ctrl., Cm_Ctrl.). За результатами в темпі експерименту на кожному куті атаки будуються графіки залежностей Сх, Су, Ст від кута атаки, як показано на Рис. 4, а також розподіл утиску по поверхні моделі у векторній формі, як показано, наприклад, для кута атаки $\alpha = 14.5$ на Рис. 5. Числові дані записуються на диск у форматі ехеl-файла, графічні - у форматі графіків "Мatlab".

WeightTestingTask_3_61			
АКМД Завдання на експеримент V, Re, q @V34.5 _{M/c} Re 5 *10 ⁵ q 1300 Па Кути атаки положення моделі а почат 0 @Льотне Прубне а set 5:13 13.5:0.5:20	Параметри вимірювання Частота, 2.0 Тривалість 5 К-ть вим. у 2 Діалазон, 010 Писати миттєві зн	Модель <i>b</i> . мм 199.8 _{хт} , %25.0 <i>I</i> . мм 199.8 _{ут} , % 1.2 <i>S</i> . дм ² 3.997 _{ф0} 0	Генерація плазми т _{імг} , мс 1.5 <i>f</i> _{ім.} , кГц 0.8 <i>f</i> *τ, % 30 <i>h</i> 0
Описання експерименту			Зберігти і вийти

Рис. 2. Створення файлу завдання на експеримент

КМД ІГМ	Ваговий експеримент			ІД ІГМ Вагон		Ver. 3.6	1
Alpha	Cy_Ref.	Cy_Ctrl.	Cx_Ref.	Cx_Ctrl.			
0					-		
1							
2							
3							
4							
5					=		
7							
8							
9							
10							
11					_		
12							
13					Ŧ		
Результати-	Ек	сперимент	Параметр	и потоку	_		
α	3	авдання	q, ∏a				
Сх		Виміряти	V, [
Су		Пуск	Re				
Cm	3	RODUUTI	V	Встанов	•		

Рис. 3. Інтерфейс вагового експерименту



Таким чином, розроблений інформаційно-обчислювальний комплекс дозволяє у будь-який скористатися момент збереженими архівами для ретельного аналізу результатів, і, при необхідності, для проведення уточнюючих або більш докладних вимірювань в умовах обраної комбінації параметрів експерименту.

Рис. 5. Розподіл тиску по поверхні моделі



16

ОСОБЕННОСТИ ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В ТРУБЕ

Воропаев Г.А., Баскова А.А., Сирош Е.А. Институт гидромеханики НАНУ, Киев, <u>voropaiev@hydromech.com.ua</u>

В силу различных причин численное определение структуры и параметров всевозможных течений становится общепризнанным, а иногда и единственным инструментом познания окружающей среды и создания новой техники, и, в первую очередь, это подтверждается достоверностью и надежностью получаемых результатов. Вместе с тем, до настоящего времени не существует вычислительных средств, обеспечивающих возможность численной реализации дифференциальных моделей течения сплошных сред во всем многообразии чисел Рейнольдса, Струхаля, Фруда. Но это ограничение, накладываемое уровнем развития вычислительной техники, компенсируется уровнем моделей, в том числе и полуэмпирических, течения сплошных сред, что и обеспечивает надежность и достоверность получаемых численных результатов.

Однако эволюционные задачи, описывающие зарождение, развитие и взаимодействие возмущений различной природы и приводящие к изменению режима течения, требуют классических моделей сплошных сред соответствующей размерности и, следовательно, их численная реализация требует максимальной производительности и разрядности вычислительной техники, которая и накладывает ограничения на глубину проникновения в процесс перехода и его понимания.

В докладе представлены результаты численного моделирования на основании полной трехмерной нестационарной системы уравнений Навье-Стокса возникновения и развития возмущений различной природы на начальном участке (L/d<45) внутреннего течения несжимаемой неизотермической среды, определяющих конвективную неустойчивость формирующихся профилей скорости и температуры при фиксированном числе Рейнольдса (Re = Ud/v = 5300). В основу анализа места возникновения возмущений, их структуры и скорости нарастания, изменения частотного наполнения спектра возмущений вниз по течению положены свойства структурированных и неструктурированных сеток различного разрешения, а также влияния методов разрешения давления Piso (рис. 1, а) и Simple (рис. 1, б). При всех рассмотренных значениях размеров разностных ячеек и методов разрешения давления фиксируется возникновение возмущений скорости и давления внутри осесимметричного пограничного слоя формирующегося на стенках трубы по сценарию возникновения плоской волны Толлмина-Шлихтинга (Т-Ш) на пластине, однако начало Re_{пу} такой потери устойчивости существенно зависит от величин сеточного шаблона и метода разрешения давления (рис. 2, а, б). При этом волна завихренности в пристенной области, независящая от волны давления, в силу осесимметричности течения формирует два тора, вращающихся в противоположные стороны.



Рис. 1. Потеря устойчивости вихревой торообразной структурой

Пристенный эллипсообразный тор практически не виден при Q- визуализации, так как соотношение осей меньше 1/20, в то время как внешний тор, существенно меньшей завихренности, хорошо виден (рис. 1). Профиля скорости и температуры на этом этапе развития возмущений сохраняют осесимметричность. Последующий рост амплитуды возмущений приводит к потере осесимметричности течения и к резкому возрастанию напряжений трения на стенках трубы как мгновенных, так и осредненных по нескольким периодам волны Т-Ш (рис. 2,а). Местный продольный градиент давления на оси трубы меняет знак (рис. 2,б). Торообразная вихревая структура теряет устойчивость. Разрушение торообразного внешнего вихря происходит на пике значений его завихренности, а учитывая, что на оси инициируемая вихрем продольная скорость направлена навстречу потоку, происходит локальное повышение давления (рис. 2,б). Протяженность участка трубы с возрастанием напряжений трения можно назвать зоной перехода, длина которой слабо зависит от изменяемых параметров расчета, однако при использовании метода Simple наблюдается более интенсивный рост амплитуды колебаний давления.



При Q- визуализации течения на этом участке при разрушении торообразного вихря наблюдаются возникающие продольные вихревые структуры с некой периодичностью по азимутальной координате (рис. 1). Фазовая скорость этих возмущений возрастает по сравнению с фазовой скоростью торообразных вихрей. Амплитуды возмущений, достигнув максимума, практически не изменяются ниже по течению от зоны перехода, но спектр пульсаций и давления, и напряжения трения претерпевает существенное изменение, демонстрируя его переход от дискретного к непрерывному спектру.

Таким образом, численное моделирование показывает существенную зависимость начала появления осцилляций в невозмущенном потоке от параметров сеточного шаблона и методов разрешения давления, в тоже время протяженность зоны нелинейной стадии перехода, значения положительных градиентов напряжения трения и давления практически не зависимы от параметров сеточного шаблона, что может приводить к значительным ошибкам при определении термодинамических параметров технических устройств при переходных числах Рейнольдса.

Литература

- 1. Баскова А.А., Воропаев Г.А. Структура вихревого неизотермического течения на начальном участке трубы при переходных числах Рейнольдса. Гидродинамика и акустика. 2018. Т.1 (91), № 2. С. 117–131.
- Baskova O., Voropaiev G. Development Of The Discrete Vortex Structure In The Internal Flow At the Transition To Turbulence VIII International conference on vortex flows mechanics (China, X`ian, 15-18 October 2018). Сіань, 2018. Р. 9 – 10.
- 3. Barkley, Dwight. (2016) Theoretical perspective on the route to turbulence in a pipe. Journal of Fluid Mechanics, 803. pp. 1-79.

ЕЖЕКТУЮЧА ВЛАСТИВІСТЬ ТАНГЕНЦІАЛЬНОГО НАДЗВУКОВОГО СТРУМЕНЯ

Воропаєв Г.О, Розумнюк Н.В.

Інститут гідромеханіки НАН Україини, Київ, voropaiev@hydromech.com.ua

Дана робота представляє результати чисельного дослідження впливу інтенсивності надзвукового струменя, генерованого косим щільовим соплом фіксованої геометрії, розташованим на стінці осесиметричного ежектора змінної геометрії (рис.1), на його ежекційні властивості в залежності від температури і тиску ежектуючого газу.

Пряме чисельне моделювання взаємодії надзвукового струменя з дозвуковою течією у осесиметричній постановці виконано з використанням кодів пакету FLUENT [1]. Розглянуто турбулентну течію ідеального газу (повітря) з використанням моделі Спаларта-Аллмараса, при температурі газу високого тиску 300°К та 1200°К та при значеннях високого тиску в діапазоні 15 - 65 атм, що відповідало числу Маха струменя на зрізі сопла~3. Моделювався стаціонарний режим роботи осесиметричного ежектора. В області будується структурована розрахункова сітка, яка має згущення в районі сопла, біля зовнішньої стінки, вхідної та вихідної границь камери змішування; загальна кількість вузлів досягала ~300тис.

Результати розрахунків підтверджують відому загальну властивість ежекторів - при підвищенні імпульсу і витрати ежектуючого газу знижується витрата ежектованого, але функціональний зв'язок цих параметрів істотно залежить не тільки від форми сопла і його спряження з камерою змішування (при перевищенні порогового числа високого тиску відбувається відрив струменя перед точкою спряження, струмінь перегороджує значну частину поперечного перерізу камери змішування, масові витрати різко зменшуються, до

повного припинення всмоктування повітря ззовні), а й від геометрії камери змішування ежектора при відповідному значенні тиску. Так, на графіках масових витрат газу (рис.2) в ежекторі #1 при зміні високого тиску від 15атм до 55атм спостерігаються декілька стрибків значень витрат, при цьому суттєва зміна (до 40%) інтегральних характеристик ежектора відбувається при незначній зміні тиску на соплі. Ці стрибки зв'язані з



Рис.1. Схеми ежекторів

суттєвою зміною картини течії в ежекторі, зокрема, положенні надзвукового струменя та областей зниженого тиску під ним, за рахунок яких утворюється потік дозвукового газу та всмоктується повітря ззовні, через вхід низького тиску ежектора. Найбільші величини масової витрати на цьому вході одержані у випадках, коли надзвуковий струмінь безвідривно огинає кутову точку спряження сопла з зовнішньою стінкою камери змішування і залишається приєднаним до стінки до вихода з ежектора (Рис.3).

Показано, що величина витрати всмоктаного ззовні газу практично не залежить від температури газу високого тиску, що дозволяє обґрунтовано проводити фізичний експеримент при 20°С газу високого тиску. При цьому необхідно враховувати, що загальна масова витрата на виході з ежектора менша при гарячому генеруючому газі через меншу масову витрату гарячого газу при однаковому тиску, а коефіцієнт ежекції, навпаки, більший.

При заданих розмірах камери змішування та незмінній геометрії сопла, яка забезпечує поворот струменя на точці спряження сопла та зовнішньої стінки в даному діапазоні високого тиску [1], на поведінку надзвукового струменя та розподіл тиску на осі ежектора суттєво впливає форма та розмір дифузорної зони камери змішування. Зменшення кута дифузорності (ежектор#2) дозволяє запобігти повторного відриву надзвукового струменя,

що мінімізує стрибки (<15%) масових витрат (рис.2) при збереженні витрати при відповідному значенні високого тиску.

Аналіз чисельних результатів підтвердив базову залежність ефективності ежектора від напрямку і величини вектора імпульсу надзвукового ежектуючого струменя і керуючу функцію геометрії дифузорної частини камери змішування. Таким чином, можна відповідним чином змінювати діапазон тиску ежектуючого газу в експериментальних дослідженнях, змінюючи площу критичного перерізу сопла високого тиску для отримання фізично подібних розподілів тиску и швидкостей в камері змішування ежектора та відповідних витрат ежектованого газу.



Рис.2. Масові витрати на а) вході низького тиску, б) виході з ежекторів



Рис.3. Розподіл тиску та вектора швидкості при в ежекторі (#1) при 32атм, 300°К

1. Воропаев Г.А., Загуменный Я.В., Розумнюк Н.В., Сирош Е.А. Взаимодействие импульсной сверхзвуковой пристенной струи с дозвуковым потоком в ограниченном объеме // Комп'ютерна гідромеханіка: тези шостої міжнар. науково-практичної конф. 26-27 вересня 2018 р., Київ: ІГМ НАНУ, 2018. – С. 16-17.

ВПЛИВ НАХИЛЕНОЇ ОВАЛЬНОЇ ЛУНКИ НА ПОЛЕ ТИСКУ

Воскобійник В.А.¹, Воскобійник А.В.¹, Воскобойник О.А.¹, Турик В.М.² ¹Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, <u>vlad.vsk@gmail.com</u> ²НТУУ Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського, Київ

Керування примежовим шаром за допомогою заглиблень на обтічній поверхні викликає суттєві зміни у структурі примежового шару. Заглиблення різноманітних форм і розмірів генерують, за відповідних умов, вихрові структури, які викидаються назовні з лунок та змінюють гідродинамічні та теплофізичні характеристики обтічних поверхонь і рідин, що рухаються над ними. Лункові генератори вихорів формують симетричні та асиметричні вихрові структури, які під дією течії набувають форми торнадоподібних, аркоподібних, спіралеподібних вихорів і поздовжніх вихрових структур. Ці вихрові утворення взаємодіють з пристінною та зовнішньою частиною примежових шарів, змінюючи гідродинамічний опір, тепломасопереніс, гідроакустичний шум і вібрації обтічної поверхні. Надання асиметричної форми заглибленню спричиняє до генерації стійких вихрових структур усередині такого заглиблення та викидів їх назовні у примежовий шар у фіксованих частинах цього заглиблення. Таким чином, відбувається пасивне керування примежовим шаром з утворенням стійких або квазістійких вихрових структур з фіксованим масштабом, напрямком та інтенсивністю їх завихореності.

Однією з форм асиметричного заглиблення є овальні лунки різного видовження і глибини, нахилених під різними кутами до напрямку течії. В залежності від режимів течії в таких лунках генеруються вихрові структури, що викидаються назовні з лунок у примежовий шар. Ці вихрові структури призводять до зміни полів швидкості, температури, тиску та інших гідродинамічних і теплофізичних параметрів.

Мета даної роботи – визначити вплив нахиленої овальної лунки на поле тиску обтічної гладкої пласкої поверхні та ідентифікувати структуру вихрової течії.

Експериментальні роботи проводилися у гідродинамічному лотку з відкритою поверхнею води, яка обтікала гідравлічно гладку пластину з овальною лункою на її поверхні. Гідродинамічний лоток мав довжину близько 16 м, ширину 1 м і глибину 0.8 м. Над дном лотка на висоті 0.1 м розташовувалася експериментальна пластина на віддалені 8 м від вхідної частини лотка, а рівень води у лотку складав 0.4 м. Експериментальна пластина з органічного скла мала довжину 2 м, ширину 0.5 м і товщину 0.01 м. Посередині пластини був зроблений отвір, в який установлювався диск з овальною лункою, що повертався у горизонтальній плошині та налавав можливість обтікати овальну лунку під різними кутами до напрямку течії. Овальна лунка складалася з двох напівсферичних частин і циліндричної вставки між ними. Дослідження проводилися для двох одиночних овальних лунок. Одна лунка мала діаметр або ширину 0.04 м, довжину 0.08 м та заглиблення 0.22, а друга лунка мала діаметр 0.025 м, довжину 0.05 м та заглиблення 0.22. Швидкість течії у лотку змінювалася від 0.03 м/с до 0.45 м/с, а кут нахилу овальної лунки – від 30 градусів до 90 градусів відносно напрямку течії. Для цих параметрів числа Рейнольдса, які було розраховано за швидкістю течій та діаметру лунки або відстані від носка пластини до центра лунки складали: Re_d=(750-18000) та Re_x=(30000-450000), відповідно.

Експерименти проводилися за допомогою візуалізації течії контрастними водорозчинними покриттями та кольоровими фарбниками і чорнилами. Поле тиску вимірювалося мініатюрними п'єзокерамічними датчиками пульсацій тиску та п'єзорезистивними датчиками повного тиску. В ході досліджень використовувалися групи датчиків, які розташовувалися на обтічній поверхні овальних лунок і на обтічній поверхні вимірювальної пластини. Результати візуальних та інструментальних досліджень реєструвалися відповідною апаратурою, оброблялися та аналізувалися на комп'ютерній техніці за відповідними програмами і алгоритмами.

Дослідження показали, що під час ламінарного обтікання усередині овальних лунок не формувалися вихрові структури незалежно від кута їх нахилу. Спостерігалася дифузорно-конфузорна течія усередині лунок і структура примежового шару над обтічною поверхнею досліджуваної пластини не зазнавала змін. Для перехідного режиму течії в залежності від кутів нахилу лунки почали формуватися неінтенсивні вихрові структури, які зароджувалися у передніх сферичних частинах овальних лунок або нижче за потоком від передньої відривної стінки лунки, яку обтікав поперечний потік. Ці вихрові структури повільно коливалися у просторі та викидалися над кормовими частинами овальних лунок у примежовий шар. Під дією течії ці структури притискалися до обтічної поверхні пластини і з часом втрачали свою ідентичність і вироджувалися. В умовах турбулентного режиму лунки генерували інтенсивні вихрові структури спіралеподібної форми або комірчасті структури для поперечно розташованих до напрямку течії лунок. Для малих кутів нахилу лунок спіральні вихори зароджувалися в передніх сферичних частинах лунок, витягувалися вздовж поздовжньої осі овальних лунок і викидалися назовні з лунок над їх кормовими сферичними частинами. Зі збільшенням швидкості течії ці вихрові структури проникали до зовнішньої частини примежового шару і суттєво змінювали його структуру. Усередині поперечно обтічної овальної лунки в її сферичних частинах формувалися протилежно обертові комірчасті вихрові структури, які викидалися у примежовий шар. Треба зазначити, що коли овальні лунки розташовувалися під кутом більш ніж 60 градусів, то вихрові структури, які зароджувалися усередині передніх сферичних частин, періодично або квазіперіодично викидалися то над кормовою стінкою передньої сферичної частини лунки, то над кормовою стінкою кормової сферичної частини лунки. В умовах розвиненої турбулентної течії великомасштабні вихрові структури переставали формуватися усередині лунок, а генерувалася пелена дрібномасштабних вихорів, які викидалися назовні з лунок майже по всій довжині кормових частин лунок.

Функції густини ймовірності пульсацій тиску змінили свою "дзвоноподібну" форму, яка спостерігалася перед лунками та притаманна для гаусівського випадкового процесу, на "багатогорбу" форму, яка притаманна для випадкового процесу, на який накладено гармонічні коливання. З наближенням до кормової стінки овальних лунок і в їх ближньому сліді такі перетворення форми залежностей функції густини ймовірності пульсацій тиску набували більше виразного вигляду. Максимальна інтенсивність пульсацій тиску спостерігалася на кормовій стінці овальних лунок незалежно від кута їх розташування відносно напрямку течії, а мінімальна інтенсивність пульсацій тиску спостерігалася на передній стінці овальних лунок нижче місця відриву примежового шару з передньої кромки лунок. Статистичні моменти вищих порядків, а саме коефіцієнти асиметрії та ексцесу, усередині та у ближньому сліді лунок відрізнялися від тих, які притаманні полю пульсацій тиску на суцільній гладкій плоскій поверхні.

В спектрах пульсацій тиску спостерігалися тональні компоненти, які відповідали частотам коливання та викидів великомасштабних спіралеподібних або комірчастих вихрових структур назовні з лунок, частотам їх обертання, та частотам автоколивання вихрових структур зсувного шару. Особливо великі такі тональні компоненти спектрів спостерігалися на кормових стінках овальних лунок і в їх ближніх слідах. З віддаленням від нахилених овальних лунок спектральні залежності набували такого вигляду, який притаманний для обтікання гладкої плоскої пластини. Визначено, що з віддаленням більше десяти діаметрів лунок примежовий шар поступово відновлювався.

ГЕНЕРАЦІЯ ЗВУКУ ПОТОКОМ НАД ДВОВИМІРНИМИ КРУГОВИМИ ЦИЛІНДРИЧНИМИ КАНАВКАМИ РІЗНИХ КУТОВИХ РОЗМІРІВ

Горбань І.М., Басовський В.Г. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, <u>basovsky@ukr.net</u>

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 унеможливлює 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 двовимірного потоку над плоскою стінкою з круговою циліндричною канавкою залежно від її кутового розміру.

Розглянемо задачу про генерацію звуку в'язким однорідним потоком над нескінченною плоскою стінкою з двовимірною циліндричною круговою канавкою. В стані спокою середовище над стінкою з канавкою характеризується швидкістю звуку c_0 , густиною ρ_0 і тиском p_0 . Нехай потік рухається паралельно стінці зі сталою швидкістю U_0 , яка набагато менша за швидкість звуку в незбуреному середовищі. Геометрія задачі й системи координат зображені на Рис. 1, *а*. 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.

Розглянемо числові дані для канавки з різними кутовими розмірами. На канавку набігає ламінарний дозвуковий потік з числом Рейнольдса $\operatorname{Re}_L = U_0 L/\nu = 2 \cdot 10^4$. Відносна товщина примежового шару над передньою крайкою канавки $\delta_{99}/L = 0.05$. Потрібне значення δ_{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.

Аналіз даних для канавок з кутовим розміром від 40° до 90° показує що середнє значення коефіцієнта опору для усталених режимів нормованого відносно *D* і зведеного до одиничної довжини вздовж осі канавки менше ніж 0.04. Отже над такими канавками установлюється мода зсувного шару. При цьому число Струхаля змінюється від 1.8 для $\alpha = 40^{\circ}$ до 1.0 для $\alpha = 90^{\circ}$, що вказує на суттєву залежність динаміки вихрових структур у зсувному шарі від кутового розміру канавки.

Потік над канавкою генерує відповідні пульсації тиску на її поверхні. Інтегральною характеристикою цих пульсацій є середнє за часом значення коефіцієнта



Рис.1

тиску \bar{C}_p і його середньоквадратичне відхилення $C_{p,rms}$. Відповідні залежності зображені на Рис. 1, *в* і *г*. На цих рисунках частини кривих між вертикальними штриховими лініями відповідають точкам стінки канавки, які однозначно характеризуються своїми проекціями на вісь Ox. Як бачимо, незалежно від кута α біля задньої крайки різко зростає значення \bar{C}_p і після досягнення максимального значення відразу різко падає. Водночас величина $C_{p,rms}$ тут має максимальне значення. Така картина пульсацій тиску в кормовій частині канавки зумовлена близьким сусідством зони раптового гальмування потоку стінкою канавки і зони стрімкого прискорення потоку на задній крайці канавки.

Відомо, що акустичне далеке поле тіл у потоці в'язкої рідини є певним лінійним відображенням пульсацій тиску в близькому гідродинамічному полі. Тому суттєва зміна кількісних характеристик середньоквадратичних відхилень пульсацій тиску на стінці канавки є причиною кардинальних змін діаграми спрямованості. Частота коливань звукового тиску у фіксованій точці далекого поля дорівнює частоті Струхаля потоку. Тому характеристики спрямованості звукового поля можна розглядати для амплітуди пульсацій тиску p'_{amp} . Такі характеристики спрямованості зображені на Рис. 1, δ для точок півкола з центром в точці O і безрозмірного радіусу r/L = 80. Амплітуда пульсацій тиску тут нормована відносно динамічного тиску потоку. Як бачимо, характеристики спрямованості вздовж потоку мають явний дипольний характер з неоднаковими пелюстками. Назустріч потоку інтенсивність звуку, що випромінює канавка, є більшою порівняно з інтенсивністю звуку вниз за потоком. Для кута $\alpha = 90^\circ$ інтенсивність звуку різко зростає в усіх напрямках.

В роботі досліджено вплив кутового розміру двовимірної кругової циліндричної канавки в потоці на основні характеристики близького гідродинамічного й далекого акустичного полів.

ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ПОВЕРХНЕВИХ ПООДИНОКИХ ХВИЛЬ З ТОНКИМИ ВЕРТИКАЛЬНИМИ ПЕРЕШКОДАМИ

Горбань І.М., Корольова А.С., Соколовський Г.П., Романенко П.Ю. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, <u>kan5nas@gmail.com</u>

Розвиток прибережних територій залежить від захисту берегів від хвиль та течій. Велику роль відіграють хвилеломи – конструкції як частина прибережного захисту, які можуть бути зведені на певній відстані від берега або бути частиною берега. В практиці широкого застосування набули цільні непроникні хвилеломи та насипні хвилеломи гравітаційного типу завдяки своїй стійкості та простоті конструкції. Але використання традиційних берегозахисних споруд не завжди є доцільним та економічно обґрунтованим. Альтернативою традиційним спорудам можуть слугувати затоплені та напівзатоплені хвилеломи у вигляді тонких жорстких вертикальних бар'єрів.

Метою даної роботи є фізичне моделювання взаємодії поверхневих поодиноких хвиль з затопленою та напівзатопленою тонкою вертикальною перешкодою задля оцінки ефективності вертикальних хвильових бар'єрів. Експерименти виконувались у хвильовому лотку довжиною 16м, шириною 0.3м і висотою 0.7м, створеному на базі лабораторного комплексу Інституту гідромеханіки НАНУ. Хвильовий лоток обладнаний системою реєстрування даних (ємкісні датчики, цифрові фотоапарати та відеокамера), аналоговоцифровим перетворювачем (АЦП) та персональним комп'ютером. Детальний опис експериментальної установки представлено в [1].

В якості бар'єрів було застосовано два типи конструкцій: жорстка вертикальна стінка, встановлена над вільною поверхнею рідини, виключаючи перелив, до певної відстані над донною поверхнею; та тонка жорстка вертикальна перешкода, розташована на дні каналу, і простягається до певної відстані нижче вільної поверхні рідини. Ширина перешкод відповідала ширині лабораторного каналу.

Аналіз відеоматеріалу показав наступну картину взаємодії поодинокої хвилі з навісним вертикальним бар'єром. Після генерації падаюча хвиля з амплітудою *а* поширюється вниз по потоку та підходить до перешкоди. Одночасно відбувається накат хвилі на перешкоду та проходження хвилі крізь зазор між нижньою частиною перешкоди і донною поверхнею. Після накату спостерігається відкіт хвилі та формування відбитої хвилі, яка поширюється вверх по потоку. При цьому особливу роль відіграє глибина занурення перешкоди. У випадку взаємодії поодинокої хвилі з навісною вертикальною стінкою, встановленою в рівень з вільною поверхнею, основна маса рідини проходить, і спостерігається незначне відбиття хвилі від перешкоди. По мірі збільшення осадки вертикальної стінки ступінь взаємодії зростає і, як результат, зростає інтенсивність відбитої хвилі, явилі, а енергія хвилі, що пройшла, відповідно, падає. Тобто ефективність захисної споруди зростає.

Процес взаємодії поодинокої хвилі з підводною перешкодою типу «вертикальна пластина» має зовсім інший характер. Виявлено, що у випадку затопленої перешкоди в залежності від амплітуди хвилі, глибини води і висоти пластини реалізуються два основних сценарії процесу взаємодії хвилі з перешкодою. Перший сценарій характеризується трансформацією хвилі та зміною її форми над перешкодою. Відбита хвиля в цьому випадку або не спостерігається, або її інтенсивність мала в порівнянні з падаючою хвилею. За другим сценарієм відбувається розпадання хвилі над перешкодою на дві частини. При цьому задня частина захоплюється поблизу перешкоди, формуючи відбиту хвилю із супроводжуючим «дисперсійним хвостом», в той час як передня частина продовжує поширюватись вниз по потоку. Результати досліджень показали, що руйнування хвилі при проходженні перешкоди не відбувається, і незалежно від сценарію взаємодії маса рідини, що пройшла, формується у вигляді підняття вільної поверхні, яка згідно [2] далі повинна трансформуватися в солітон. Але в будь-якому випадку при зменшені глибини води в лотку

і незмінній висоті пластини вплив перешкоди стає більш помітним (змінюється профіль хвилі, що пройшла, зменшується її амплітуда та швидкість поширення).

Характер взаємодії хвиль з хвилеломами та береговими конструкціями визначається коефіцієнтами відбиття $K_r = a_r/a_i$ та проходження $K_{tr} = a_{tr}/a_i$, які виражають відношення висоти відбитої хвилі $(a_r) /$ хвилі, що пройшла (a_{tr}) , до висоти падаючої хвилі $(a_i = a)$ (рис.1).



Рис.1. Коефіцієнти проходження та відбиття в залежності від відносної осадки напівзатопленого вертикального бар'єру (z/H) / відносної висоти підводного вертикального бар'єру (h/H)

Видно, що є чітка кореляція між значеннями коефіцієнтів проходження та відбиття. При збільшенні величини осадки / висоти перешкоди зростає ступінь впливу перешкоди, що призводить до більш сильної взаємодії поодинокої хвилі з перешкодою. Очевидно також, що при збільшенні глибини води в каналі вплив підводної перешкоди на поширення поодинокої хвилі зменшується, відповідно, значення коефіцієнтів відбиття будуть зменшуватись, а коефіцієнти проходження — збільшуватись. У випадку напівзануреної вертикальної стінки зміна глибини в каналі не має значного впливу на коефіцієнти відбиття та проходження, вони змінюються в залежності від величини осадки вертикальної стінки.

Виконані дослідження показали, що тонкі вертикальні бар'єри повністю не пригнічують нелінійні поодинокі хвилі, але можуть бути ефективними в зменшенні їх інтенсивності, а цільовий захист може бути досягнутий за рахунок найкращого вибору осадки непроникної частини хвилелому або висоти зануреної перешкоди. Встановлено, що напівзанурені вертикальні перешкоди є більш ефективними в розсіюванні енергії падаючої поодинокої хвилі в порівнянні з підводними вертикальними бар'єрами.

- 1. Городецький О. В. Генерація, розповсюдження та накат відокремлених хвиль на берегові схили / О. В. Городецький, А. С. Котельнікова, В. І. Нікішов, В. В. Олексюк та ін. // Прикладна гідромеханіка. 2010. 12, №1. С.40-47.
- 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.

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ УТВОРЕННЯ ПАРОВОЇ КАВЕРНИ За обтічним тілом

Димитрієва Н. Ф. ^{1,2}, Воропаєв Г.О. ^{1,2}, Фаль В.О. ² ¹Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, <u>Dimitrieva@nas.gov.ua</u> ² Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ

В роботі запропоновано методику чисельних розрахунків двофазних течій з використанням відкритих пакетів прикладних програм SALOME, OpenFOAM, Paraview. Вивчається процес кавітації в сліді за обтічним тілом. Науковий інтерес представляє дослідження геометричних та динамічних параметрів, що впливають на утворення в рухомій рідині парової каверни, її розміри, форму та стійкість.

Розрахункова область являє собою паралелепіпед розмірами 3x3x11 см, на відстані відстані 1,5 см від початкового перерізу розташовано напівсферичне тіло (кавітатор) діаметром 1 см. На вході в розрахункову область була задана постійна швидкість $U_0 = 10 \div 30$ м/с.



Рис.1 Розрахункова сітка

В даній роботі запропоновано методику snappyHexMesh будування розрахункової сітки. Утіліта snappyHexMesh, що поставляється разом з OpenFOAM, пакетом призначено лля автоматичної генерації тривимірних неструктурованих сіток з переважанням гексаедральних елементів [1]. На основі триангульованої геометрії тіла, що досліджується, у форматі Стереолітографії (STL) утіліта snappyHexMesh автоматично генерує тривимірні сітки з гексаелементів (hex) та розщеплених гексаелементів (splithex). Геометрію розрахункової області було побудовано у відкритій платформі. Однією переваг SALOME € можливість 3 перетворення побудованого геометричного або розрахункової об'єкту сітки ЛО форматів, які використовуються в різних відкритих комерційних i пакетах прикладних програм.

На першому етапі було побудовано фонову сітку з використанням утілити blockMesh. Далі сітку було наближено до геометричної поверхні за допомогою ітераційного покращення вихідної (фонової) сітки та підгонки отриманих розщеплених гексаелементов. Ha наступному кроці сітку ущільнено i доповнено елементами примежового шару. Налаштування рівня покращення вихідної сітки дуже гнучке, а робота з поверхнями є трудомістким процесом при заданій якості сітки, яке необхідно досягти. В результаті, побудовано розрахункову сітки, шо врахувує мілкомасштабні елементи течії в фазового зоні переходу та поблизу обтічного тіла показано на рис. 1.

Чисельне моделювання системи рівнянь руху в пакеті OpenFOAM проводиться методом кінцевих об'ємів в декартовій системі координат. Інтеграли по контрольному об'єму зводяться до поверхневого методом Гаусса, а значення функції на поверхні комірки інтерполюється із значень функції в центроїдах сусідніх комірок. Робочою мовою коду є об'єктно-орієнтована мова програмування С++.

Для розв'язку поставленої задачі двофазної течії запропоновано використовувати стандартну чисельну модель interPhaseChangeFoam пакету OpenFOAM [2] для двох нестисливих, ізотермічних середовищ з фазовим переходом, яка використовує метод захвату межі розділу фаз VOF (Volume of Fluid). Імпульс та інші властивості рідини відносяться до «суміші», та розв'язується одне рівняння імпульсу.

Візуалізацію результатів розрахунків, що проведені із застосуванням відкритого пакету OpenFOAM, виконувалася з використанням відкритого графічного інтерфейсу ParaView. Пакет було розроблено з метою аналізу дуже великих об'ємів інформації з використанням розподілених обчислювальних ресурсів пам'яті.



Рис. 2 Візуалізація процесу кавітації при швидкості основного потоку 20 м/с

Проведено тестові розрахунки формування в рухомій рідині парової каверни. Результати чисельних розрахунків показали, що в сліді за обтічним тілом з формою напівкулі утворюється стійка каверна за швидкості обтікання від U = 20 м/с (рис. 2).

- 1. Читалов В.И. Разработка приложения для подготовки расчетных сеток посредством утилиты snappyHexMesh программной среды OpenFOAM / В.И.Читалов, С.Т.Калашников // Программные продукты и системы. 2018. № 4. С. 715-722.
- 2. Bicer B. Numerical simulation of turbulent cavitating flow in diesel fuel injector / B.Bicer, A.Sou // Proceedings of the 3rd International Symposium of Maritime Sciences (Kobe, Japan, Nov. 10-14, 2014). V. 3. P. 33-38.

МОДЕЛЮВАННЯ ДИНАМІКИ ВИХРОВИХ СТРУКТУР У СЕРЕДОВИЩІ UNITY З ВИКОРИСТАННЯМ КОМП'ЮТЕРНИХ ШЕЙДЕРІВ

Довгий С. О. ¹, Буланчук Г. Г. ², Буланчук О.М. ³ ¹Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, <u>office@hydromech.com.ua</u> ² ДВНЗ "Приазовський державний технічний університет", Маріуполь, <u>ggbulan7@gmail.com</u> ³ Науково-методичний центр НЦ "Мала академія наук України", Київ, <u>obulan65@gmail.com</u>

На сьогодні один із самих перспективних напрямків моделювання, що дозволяє швидко проводити як чисельні розрахунки, так і візуалізацію течії – це використання графічних процесорів. При цьому рендерінг результатів може відбуватися в режимі реального часу.

У даній роботі були використані можливості Unity для розрахунку та візуалізації вихрового руху ідеальної рідини з використанням графічного процесора (GPU). Було проведено моделювання і візуалізація еволюції вихрових шарів різної конфігурації та руху двох вихрових пар на графічному процесорі Nvidia RTX-2060 з використанням обчислювальних шейдерів (compute shaders) на мові HLSL (High-Level Shader Language) [1].

Вихровий рух моделювався як еволюція великої кількості точкових вихорів, що взаємодіють між собою з початковим розподілом координат і циркуляцій.

На рис. 1 представлені фрагменти еволюції вихрового шару як системи 24576 точкових вихорів. На кожному кроці по часу відбувається майже 604 млн. взаємодій вихорів між собою за законом Біо-Савара з використанням ядра Ренкіна. Вихори додатної і від'ємної циркуляції відповідно розміщувались випадковим чином у межах кожного з двох паралельних шарів прямокутної форми. Циркуляції вихорів задавались випадковим чином у певному діапазоні. Як показують розрахунки, такий вихровий шар з часом розпадається на окремі вихрові пари, які віддаляються від нього. Цей ефект відомий із багатьох експериментальних робіт, наприклад [2]. На рис.1 – розрахунки (справа знизу-налівоверх) і експеримент (справа зверху).



Рис.1 Еволюція вихрового шару і розпад на пари, розрахунок і експеримент (справа зверху) [2]

Було також проведено моделювання руху двох вихрових пар скінченного перерізу. Розглядались пари, які рухаються одна за одною і назустріч одна одній. Кожен вихор пари моделювався системою точкових вихорів відповідного знаку. При моделюванні руху пар одна за одною вдається відтворити початковий етап процесу "чехарди" вихорів (два цикли) (рис.2). Якщо пари рухаються назустріч, то при наближенні вони перегруповуються і віддаляються одна від одної (рис.3).



Рис. 2 Процес "чехарди" при русі двох вихрових пар (кількість точкових вихорів 16384)



Рис. З Рух двох вихрових пар назустріч одна одній (кількість точкових вихорів 16384)

На рис. 4 показана нестійкість Кельвіна-Гельмгольца для тонкого прямокутного та кільцевого вихрового шару з вихорами одного знаку циркуляції.



Рис. 4 Нестійкість Кельвіна-Гельмгольца

Максимальна кількість вихорів, для яких були проведені розрахунки, становила 65536, на кожному кроці по часу розраховувалося більше 4 мільярдів взаємодій вихорів між собою. При цьому досягалась прийнятна швидкість відтворення зображення (1, 5 FPS) і час розрахунків (менше 10 хв.). Як показують дослідження, результати моделювання і характер течії стійкі до зміни чисельних параметрів. Застосування графічного процесора дозволяє збільшити швидкість розрахунків приблизно в 100 разів у порівнянні з розрахунками на центральному процесорі і може бути ефективним у будь-яких задачах, де відбувається взаємодія великої кількості вихорів, наприклад, методі дискретних вихорів.

Література

- 1. Jason Zink Practical Rendering and Computation with Direct3D 11 by Jason / Jason Zink, Matt Pettineo, Jack Hoxley // New York: "An A. K. Peters book".-2011. 637 p.
- 2. Couder Y., Basdevant Experimental and numerical study of vortex couples in twodimensional flows // J. Fluid Mech. – 1986. – 173. – pp. 225-251.

МОДЕЛЮВАННЯ ПОПЕРЕЧНИХ КОЛИВАНЬ ЦИЛІНДРА В ПОТОЦІ В'ЯЗКОЇ РІДИНИ МЕТОДОМ ГРАТКОВИХ РІВНЯНЬ БОЛЬЦМАНА

Довгий С. О.¹, Остапенко А.О.², Буланчук Г.Г.² ¹Інститут гідромеханіки НАН України, <u>office@hydromech.com.ua</u> ² ДВНЗ "Приазовський державний технічний університет", Маріуполь, <u>ostapt5@gmail.com</u>, <u>ggbulan7@gmail.com</u>

Процеси утворення нових вихрових структур при обтіканні кругового циліндра, що коливається, є відмінні від процесів, що відбуваються при обтіканні нерухомого циліндра. Відомо [1-4], що у разі плоского коливального обтікання циліндра утворюються повторювані вихрові структури, кожна з яких зустрічається в межах певного діапазону амплітуд. Серед таких вихрових структур виділяють режими утворення вихрової пари (P), одиночного вихору (S) і структури вихрової пари та одиночного вихору (P + S) [1].

Сіткові методи не завжди є ефективними в разі геометрії області, що змінюється динамічно. Тому для даного класу задач може бути доцільним використання методу граткових рівнянь Больцмана (LBM) [5], оскільки він дозволяє без істотних затрат комп'ютерного часу змінити положення тіла без впливу на поточний розрахунок та алгоритм в цілому.

У даній роботі досліджуються поперечні коливання кругового циліндра в каналі при обтіканні потоком в'язкої рідини. Розглянуто жорстко закріплений циліндр і циліндр, що здійснює поперечні коливання уздовж вертикальної осі з амплітудою, що дорівнює радіусу циліндра A = R = 0.0625 та діаметру A = 2R і циклічною частотою коливань в діапазоні $\omega = 0.5\pi \div 2\pi$. Чисельний розв'язок знаходився методом граткових рівнянь Больцмана з моделлю інтегралу зіткнень у вигляді наближення Бхатнагар-Гроса-Крука при числі Рейнольдса $Re = 10^2$. Етап зіткнення частинок при обчисленні інтегралу зіткнень був розпаралелений на СРU із застосуванням технології ОрепMP. Етап переміщення частинок був оптимізований, розрахункова сітка трансформувалась в сферу даних - абстрактний тип даних, в якому немає граничних комірок. Це дозволило максимально прискорити обчислення. Час розрахунку при умові розпаралелювання становив приблизно 3 год.

На рис.1представлено розподіл завихреності за нерухомим циліндром. Як бачимо, вихрові зони мають класичну форму доріжки Кармана.



Рис. 1. Діаграма модуля завихреності при обтіканні нерухомого циліндра при Re = 100 в момент часу *t* = 100

При коливанні циліндра структура сліду змінюється (рис.2): порушується симетрія при утворенні вихорів біля циліндра, ширина вихрової зони збільшується. У ближній частині вихрового сліду формується кілька вихрових згустків по обидва боки циліндра, але меншого масштабу в порівнянні з нерухомим циліндром. Причому масштаб цих утворень зменшується зі збільшенням частоти коливань, і в подальшому ці утворення зливаються в структури більшого масштабу. Видно також, що положення відриву зміщується до передньої частини циліндра зі збільшенням частоти коливань. При частоті $\omega = 1.5\pi$ і більше спостерігається зміщення завихреності із верхньої частини сліду в нижню і об'єднання з вихором протилежного знаку, що підтверджується експериментом, наприклад [1] і [3]. Утворюється вихрова пара.



Рис. 2. Діаграма модуля завихреності при обтіканні кругового циліндра, що коливається з різною частотою ω при Re = 100 в момент часу t = 100

На рис. 3 представлений слід за циліндром при частоті $\omega = 2\pi$ при амплітуді A = R(зліва) і A = 2R (справа). В сліді можна бачити утворення вихрових пар та структури "пара + вихор", досліджених в роботі [1].



Рис. 3. Діаграма модуля завихреності при обтіканні кругового циліндра, що коливається з частотою $\omega = 2\pi$ при Re = 100, зліва - A = R, t = 200, справа - A = 2R, t = 100

Таким чином, метод граткових рівнянь Больцмана дозволяє досліджувати структуру вихрового сліду за тілами, що коливаються. При умові розпаралелювання і оптимізації досягається прийнятна швидкість моделювання, що важливо, наприклад, в задачах оптимізації.

Література

- 1. Williamson C. H., Roshko A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder // Journal of fluids and structures. 1988. 2. P. 355-381.
- 2. Koopmann G. H. The vortex wakes of vibrating cylinder at low Reynolds numbers. J. Fluid Mech. 1967. Vol. 28, 3. P. 501-512.
- 3. Bearman P. W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies // Ann. Rev. Fluid Mech. 1984. 16. P. 195-222
- Hurlbut S. E., Spaulding M. L., White F. M. Numerical solution for laminar two dimentional flow about a cylinder oscillating in a uniform stream // Transactions of the ASME. – 1982. – Vol. 104. – P. 214-220
- 5. Succi, S., Benzi R., Higuera, F. The Lattice Boltzmann Equation: A New Tool for Computational Fluid-Dynamics. Physica D: Nonlinear Phenomena. 47, 219-230 (1991)

ЦИФРОВА ОБРОБКА ВІДЕОЗОБРАЖЕНЬ В ГІДРОДИНАМІЧНІЙ ОБЕРТОВІЙ УСТАНОВЦІ НЦ "МАЛА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ"

Довгий С.О., Терлецька К.В.*, Чернецький І.С. Національний центр "Мала академія наук України", Київ, * kterletska@gmail.com

Експериментальні демонстрації в обертовій гідродинамічній установці «Погода в лабораторному басейні», яка була створена в Массачусетскому технологічному інституті МІТ [1,2] мають як освітню функцію - унаочнити механізми загальної циркуляції атмосфери та океану так і наукову – можливість проводити лабораторні дослідження з вивчення властивостей обертової рідини. Суть освітньої методики – полягає у поєднанні опису ключових кіматоутворюючих явищ, створення їх моделей в гідродинамічній обертовій установці, цифровій обробці результатів експериментів та порівнянні їх із теоретичними закономірностями. Основний елемент установки - це обертовий стіл, здатний обертатися з частотою **n** від 0.1 до 25 обертів за хвилину та відповідно кутовою швидкістю Ω від 0.01-2.6 рад/сек, на якому відбувається експеримент-демонстрація. Процеси на столі знімаються з камери, що розташована зверху над резервуаром (рис.1а). В обертовому басейні розміром 41х41см можливі демонстрації таких явищ як: хвилі Россбі, підкачка Екмана, стовпчики Тейлора, загальна атмосферна циркуляція (кормірки Гадлі), формування фронтів та вихорів, гравітаційні течії на похилому дні, тощо. Для порівняння із теоретичними оцінками експерименти вимагають отримання кількісних характеристик таких як швидкість, температура, густина, відхилення вільної поверхні. Для вимірювання яких використовується обладнання лабораторії НЦ МАНУ – "МАНЛаб", який представляє собою центр навчальних досліджень, спрямований на підтримку та розвиток STEM-освіти в Україні. Для обробки відеозображень використовується відкритий програмний продукт Tracker [3], створений в рамках проєкту The Open Source Physics.



Рис. 1. (а) – Обертова гідродинамічна установка НЦ МАН України.

(б) – Експеримент із вивченням структури вихрової течії на обертовій установці.



Рис. 2. (а) - Візуалізація траєкторії частинки в обертовому резервуарі, яка представляє собою спіраль навколо стоку; (б) – числа Россбі, розраховані як функція від нормованого на радіус циліндра (відерця) відстані від частинки до центру резервуару по п'яти різним частинкам для випадку обертання з частотою **n**=10 об/хв, суцільна лінія – теоретична оцінка.

Розглянемо приклад демонстрації застосування методу відслідковування частинок для експерименту із вивченням структури вихрової течії. Експеримент передбачає встановлення вихрового потоку, вимірювання отриманих швидкостей в такому потоці та інтерпретацію вимірювань з теоретичної точки зору. Даний експеримент демонструє ряд важливих принципів динаміки рідин, що обертаються - збереження кутового імпульсу, геострофічного балансу. В експерименті циліндр (відерце на рис.16), наповнений водою, обертається навколо його вертикальної вісі. У циліндрі в центрі його дна є круглий отвір. Вода тече всередину, зберігаючи момент імпульсу, та при цьому набуває обертового руху.

Порівняння експериментальних даних, отриманих шляхом відеозапису та оброблені трекером (рис. 2б) з теоретичними оцінками проводилось шляхом порівняння безрозмірних чисел Россбі. Число Россбі - безрозмірна величина, яка пов'язує відношення інерційних сил до сил Коріоліса в обертовій рідинні. Вимірюючи швидкість частинок, як функцію від радіуса, ми можемо експериментально визначити число Россбі як: $Ro = V_{\theta} / (2\Omega R)$, де V_{θ} - азимутальна швидкість частинки (виміряна за допомогою трекера) на відстані R від центру циліндру (відерця). Теоретичне значення $Ro_{theor} = \frac{1}{2} (R/R_1-1)$, де R_1 – радіус циліндра. З рис. 2 (б) видно, що для різних частинок на різних відстанях від центру циліндра ми отримуємо різні числа Россбі, але всі вони добре співвідносяться з теоретичною оцінкою.

Література

- Illari, L., Marshall, J., and W. D. McKenna Virtually Enhanced Fluid Laboratories for Teaching Meteorology. American Meteorological Society Journal. 2017 doi <u>10.1175/BAMS-D-16-0075.1</u>
- 2. <u>http://weathertank.mit.edu/</u>
- 3. https://physlets.org/tracker/

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННЫХ ЗАДАЧ МЕХАНИКИ ЖИДКОСТИ И ДЕФОРМИРУЕМОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА

Загуменный Я.В.

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, zagumennyi@gmail.com

С целью адекватного моделирования широкого класса физических явлений, наблюдаемых в природных системах и технических устройствах, необходимо прибегать к связанному решению задач механики жидкости и деформируемого твердого тела, когда неизвестные гидродинамические силы и внутренние упругие силы в деформирующихся конструкциях являются взаимозависимыми. Сопряженные задачи находят свое практическое применение в исследованиях гидроупругости судовых конструкций, в которых изучаются динамические перемещения и вибрации упругих конструкций корпуса и специальных устройств судна [1], а также в таком научном направлении как гидробионика, которая черпает свои идеи, в частности, из исследований структуры кожи и особенностей плавания гидробионтов с целью создания эффективных транспортных средств с деформирующейся поверхностью и/или колеблющимся крылом в качестве рабочих элементов [2, 3].

Ввиду очевидных причин теоретический анализ сопряженных задач весьма затруднителен, поэтому особую популярность на сегодняшний день приобретают методы численного моделирования. В данной работе программная реализация решения сопряженной задачи основывается на разделенном жесткосвязанном неявном подходе с максимально полным использованием существующих кодов вычислительного пакета OpenFOAM для решения отдельных физических задач, как для механики жидкости, так и деформируемого твердого тела. Алгоритмы связывания выполняют решение нелинейной интерфейсной системы уравнений с использованием методов простых итераций, Гаусса-Зейделя, ньютоновского или квазиньютоновского типа с различными алгоритмами ускорения сходимости типа Айткена или метода нижней релаксации UR) [4]. В качестве подтверждения работоспособности используемого численного алгоритма в работе приводятся результаты расчета двумерной нестационарной задачи поперечного обтекания упругой балки потоком вязкой жидкости.

Мгновенные картины поля завихренности течения жидкости за упругой балкой представлены на Рис. 1 для различных значений модуля упругости материала балки. С уменьшением модуля упругости материала происходит увеличение прогиба балки, при этом наиболее нелинейная форма деформаций балки сосредоточена на расстоянии около четверти ее длины от области жесткого закрепления. При сравнительно малых прогибах балки на ее наветренной стороне формируется сдвиговый слой, который под действием набегающего потока срывается с поверхности тела и распространяется вниз по потоку в осциллирующей форме струи, формируя в следе за препятствием завитки крупномасштабной вихревой структуры (Рис. 1, а). При больших прогибах балки в окрестности ее свободного конца начинают формироваться компактные вихревые структуры с масштабами соизмеримыми с толщиной балки, наподобие вихрей, образующихся в спутном следе за цилиндром или наклонной пластиной (Рис. 1, б) [5].



Рис. 1. Мгновенные картины поля завихренности для различных скоростей набегающего потока и модуля упругости материала балки:



Рис. 2. Изменение во времени максимального прогиба балки (а) и суммарного значения давления на поверхности (б) для различных скоростей набегающего потока и модуля

упругости материала балки: $1 - U_0 = 0.1$ м/с, $E = 10^5$ Па; $2 - U_0 = 0.15$ м/с, $E = 10^5$ Па; $3 - U_0 = 0.2$ м/с, $E = 10^5$ Па; $4 - U_0 = 0.1$ м/с, $E = 10^4$ Па. (Пунктирные кривые – теоретический результат).

Величина максимального прогиба балки резко возрастает на начальном этапе движения жидкости, а далее после достижения максимальной величины, резко падает, асимптотически стремясь к некоторому постоянному значению (Рис. 2, а). В структуре зависимости интегрального давления от времени четко просматриваются наложенные собственные колебания балки, частота которых в численном моделировании оказывается прямо пропорциональной отношению $\sqrt{\frac{E}{\rho}}/L$, что полностью согласуется с теоретическими данными. Вычисленное суммарное значение давления жидкости на поверхности балки позволяет выполнить теоретические рассчеты ее прогиба, используя простую формулу сопротивления материалов: $y = \frac{PL^4}{8EJ}$. Сравнение полученных численных результатов с теоретическими расчетами и экспериментальными данными [6], показывает их достаточно хорошее согласие (Рис. 2 и 3).


Рис. 3. Сравнение расчетных (а) и экспериментальных [6] (б) данных формы изгиба балки, деформирующейся под воздействием набегающего потока вязкой жидкости.

Таким образом, представленный метод решения сопряженных задач показал хорошую работоспособность и достоверность на примере решения задачи поперечного обтекания упругой балки и может быть использован для решения более сложных практически ценных задач гидроупругости и бионики.

Литература

- 1. Г.Б. Крыжевич. Гидроупругость конструкций судна. СПб.: ЦНИИ им. акад. А.Н.Крылова, 2006.
- 2. G.A. Voropaev, Ia.V. Zagumennyi. Wave and vortex structure of transitional boundary layer over deformable surface // Physica Scripta, 2010, **T142**, 014010.
- Г.А. Воропаев, Д. Зайнер-Гундерсен, В.И. Коробов. Гидродинамические характеристики колеблющегося крыла // Прикладная гидромеханика, 2015, 17(3), С. 3–9.
- 5. G. Hou, J. Wang, A. Layton. Numerical methods for fluid-structure interaction a review // Communications in Computational Physics, 2012, **12(2)**, P. 337–377.
- 6. Yu.D. Chashechkin, Ya.V. Zagumennyi. The 2D flow around tilted plate // Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences, 2019, № 4, P. 73–90.
- 7. M. Luhar, H.M. Nepf. Flow-induced reconfiguration of buoyant and flexible aquatic vegetation // Limnology and Oceanography, 2011, **56**, P. 2003–2017.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ВОЛНИСТЫХ ВИХРЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ЦИЛИНДРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Зибольд А. Ф. Донецк, aleksandrzibold@gmail.com

В линейной постановке исследуется нестационарная задача об устойчивости первичного азимутального течения вязкой электропроводной жидкости в бесконечно длинном цилиндрическом сосуде, возбуждаемого вращающимся магнитным полем (ВМП) произвольной поворотной симметрии. Устойчивость исследуется как по отношению к осесимметричным возмущениям, так и к неосесимметричным. Задача рассматривается в низкочастотном приближении и для произвольных значений относительной частоты.

Ближайшим аналогом течения проводящей жидкости в цилиндрическом сосуде, возбуждаемого ВМП, является течение Куэтта между двумя концентрическими цилиндрами, из которых внутренний вращается, а внешний остается неподвижным. Анализируя устойчивость такого течения, Линь [1] отметил, что уравнения первого приближения для малых возмущений скорости и давления допускают решения периодические относительно φ и z:

$$f = f(r) \cdot \exp(\gamma t + in\varphi + iaz),$$

где n – целое число (азимутальное волновое число), а a – действительное (безразмерное аксиальное волновое число).

Используя эту аналогию для течения, возбуждаемого ВМП, рассмотрим специальный случай вращательной симметрии n = 0. Задача об устойчивости первичного азимутального течения по отношению к стационарным осесимметричным возмущениям позволяет исследовать условия возникновения на фоне первичного течения вторичного течения в виде так называемых тейлоровских вихрей, представляющих собой систему осесимметричных тороидов с последовательно чередующимися направлениями вращения жидкости в них. Вихри Тейлора возникают как стационарная бифуркация первичного азимутального течения. Такая задача нами достаточно полно исследована (см., например, [2]). Для широкого диапазона изменения параметров течения получены кривые нейтральной устойчивости, отделяющие область одномерного азимутального течения от области трехмерного ламинарно-вихревого течения.

Случай $n \neq 0$ соответствует появлению так называемых волнистых вихрей. Исследуется устойчивость первичного азимутального течения по отношению к неосесимметричным возмущениям. Математически эта неустойчивость представляет собой нестационарную закритическую бифуркацию (бифуркацию Хопфа) от вихрей Тейлора к волнам на вихрях. При этом вихревая структура трансформируется таким образом, что центры тейлоровских вихрей образуют волну, распространяющуюся в азимутальном направлении. В гидродинамических экспериментах с течением Куэтта в некоторых случаях наблюдалось движение волнистых вихрей в азимутальном направлении с определенной фазовой угловой скоростью. Поэтому в нашем случае в противоположность задаче о вихрях Тейлора, когда согласно принципу смены устойчивости $\gamma = 0$, собственное значение γ будет теперь комплексным. Оно описывает волны, движущиеся в азимутальном $\omega_{nh} = \operatorname{Im}\{\gamma\}/n\omega.$ направлении с фазовой угловой скоростью Выполненные с использованием метода Галеркина расчеты привели к неожиданным результатам. Оказалось, что кривые нейтральной устойчивости для n = 1 располагаются не строго внутри области, ограниченной кривыми нейтральной устойчивости для n = 0, как это

38

происходит при соответствующем исследовании устойчивости течения Куэтта в обычной гидромеханике, а при определенных значениях параметров течения пересекают эти кривые, при этом скачкообразно меняется аксиальное волновое число (уменьшается характерный размер вихревой ячейки). Аналогично кривые нейтральной устойчивости для *n* = 2 пересекают кривые нейтральной устойчивости для n = 1, и так далее. Фактически, мы имеем дело с целым каскадом бифуркаций. При этом потеря устойчивости первичного течения может приводить как к появлению тейлоровских вихрей (в достаточно ограниченном диапазоне параметров течения), так и к появлению непосредственно волнистых вихрей с тем или иным значением азимутального волнового числа *n*, минуя стадию тейлоровских вихрей. То есть классическая нестационарная закритическая бифуркация от вихрей Тейлора к волнам на вихрях возникает только в той области, где в результате стационарной бифуркации первичного азимутального течения возникают вихри Тейлора. Во всех остальных случаях волнистые вихри сразу возникают в результате нестационарной бифуркации первичного азимутального течения, минуя промежуточную стадию вихрей Тейлора. При этом неустойчивость по отношению к неосесимметричным возмущениям возникает при более низких критических параметрах по сравнению со случаем осесимметричных возмущений. При решении задачи в низкочастотном приближении при анализе расчетов критических значений Re_a обнаружилась интересная особенность. Оказалось, что при p = 1 на границах интервала чисел Гартмана $29.98 \le Ha_{\pi} \le 30.39$ (зона z1) критические значения Re_{ω} совпали с точностью до 4-х значащих цифр для 4-х соседних азимутальных волновых чисел (с n = 1 до n = 4). И такая зона оказалась не единственной: для сравнительно узкого диапазона 31.83 ≤ Ha_π ≤ 32.00 (зона z2) значения Re_{n} совпали для 3-х соседних азимутальных волновых чисел (с n = 3 до n = 5). Для случая волнистых вихрей была рассчитана фазовая угловая скорость, с которой волны движутся в азимутальном направлении. Оказалось, что такое движение возникает, когда первичное азимутальное течение становится достаточно интенсивным. Поскольку движение волн в азимутальном направлении может возникать только за счет энергии первичного азимутального течения, то такое объяснение вполне логично. Расчеты фазовой угловой скорости ω_{ph} показали, что для каждого конкретного азимутального волнового числа $n \omega_{ph}$ возрастает с ростом На_л. С увеличением n в точках бифуркации величина *ω*_{*ph*} скачкообразно уменьшается. Логично предположить, что при совпадающих критических Re_a будет реализовываться вариант с наименьшей фазовой угловой скоростью ω_{nh} , а значит с наибольшим *n*. Ранее Коулс [7] в своем классическом Куэтта эксперименте о переходах в течении обнаружил неединственность пространственной структуры: при одном и том же числе Рейнольдса могут наблюдаться волны с различными аксиальными и азимутальными волновыми числами. Из экспериментов Коулса вытекает, что действительно предпочтительной является волновая мода с наибольшим n (с n = 4). Выделенность неосесимметричной моды с n = 4 среди других мод подтверждалась и в экспериментах с течением Куэтта других авторов. Так что совпадение с нашими результатами для зоны z1 не кажется случайным. По-видимому, отмеченная ранее формальная аналогия с течением Куэтта оказалась более глубокой вплоть до аналогии в результатах.

- 1. Линь Цзяцзяо Теория гидродинамической устойчивости. М.: изд-во ИЛ, 1958.
- Зибольд А.Ф. Стационарная неустойчивость осесимметричного течения жидкости в слабом вращающемся магнитном поле // Магнитная гидродинамика. – 1984. – 20, № 2. – С. 61-68.
- 2. Coles D. Transition in circular Couette flow // J. Fluid Mech. 1965. 21. P. 385-425.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕШЕНИЙ УДАРНЫХ ЗАДАЧ ГИДРОМЕХАНИКИ С ПОМОЩЬЮ СИНГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛОВ В СМЫСЛЕ КОНЕЧНОЙ ЧАСТИ ПО АДАМАРУ

Катан В. А.

Днепровский национальный университет имени О. Гончара, г. Днепр, katan.vladimir@gmail.com

Известно, что ударная задача гидромеханики сводится к нелинейной смешанной задаче теории потенциала с неизвестной заранее границей раздела областей с различными типами граничных условий[1 – 4]. Основным принципиальным вопросом, с точки зрения теоретической гидродинамики, является вопрос формирования отрывных зон и их расположения на поверхности тела в зависимости от геометрических и кинематических характеристик.

Пусть твердое цилиндрическое тело произвольного сечения находится на свободной поверхности несжимаемой идеальной жидкости, находящейся первоначально в покое, и пусть система импульсивных сил такова, что возникшее течение является плоскопараллельным. Действие ударного импульса предполагается таким, что тело после удара получает положительную компоненту скорости вдоль оси $Oy V_0$, некоторую компоненту скорости вдоль оси $Ox U_0$ и угловую скорость вращения ω_z вокруг оси, перпендикулярной плоскости Oxy.

Таким образом, в результате удара элементы поверхности тела приобретают скорость: $\overline{V} = (U_0 - \omega_z y)\overline{i} + (V_0 + \omega_z x)\overline{j},$ (1)

и тогда задача сводится к определению мгновенного поля скоростей жидкости, вызванного ударом контура *L* со скоростью (1).

Возникшее в результате удара течение жидкости является потенциальным и описывается комплексным потенциалом

$$w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y), \qquad (2)$$

где z = x + iy – комплексное переменное; $\varphi(x, y)$ – потенциал течения; $\psi(x, y)$ – функция тока. Сформулируем граничную задачу для комплексного потенциала w(z) в плоскости комплексного переменного z в предположении, что на контуре тела L в результате удара возникает один сплошной участок отрыва с заранее неизвестным положением крайней точки зоны отрыва C.

Согласно известным результатам [4 - 5], задача об определении в области течения комплексной плоскости z = x + iy характеристической функции

$$\chi = -iw = \psi - i\varphi \tag{3}$$

получим смешанную задачу Келдыша-Седова.

С помощью аналитической функции z = F(t) область течения конформно отображаем в верхнюю полуплоскость комплексной плоскости $t = \xi + i\eta$. Для решения полученной смешанной задачи, следуя [6], составим функцию граничных условий

$$h(\xi) = \begin{cases} f(\xi), & \xi \in D'(-q,1); \\ ig(\xi), & \xi \in D''(-\infty,-1) \cup (-1,-q) \cup (1,+\infty), \end{cases}$$

ГДЕ $f(\xi) = \Pi(\xi), & \xi \in (-q,1) \quad (D'); & g(\xi) = 0, \begin{cases} \xi \in (-\infty,-q), \\ \xi \in (1,+\infty). \end{cases}$ $(D'').$

Тогда с учетом выражений для функций $f(\xi)$ и $g(\xi)$ решение задачи сводится к вычислению интеграла

$$I(t) = -i \int_{-q}^{1} \frac{\Pi(\xi)}{\sqrt{(\xi+q)(1-\xi)}} \frac{d\xi}{\xi-t}.$$
(4)

Подынтегральную функцию $\Pi(\xi)$ представим в виде соотношения с явно выделенными в качестве множителей компонентами поступательной и угловой скоростей:

$$\Pi(\xi) = U_0 \Pi_1(\xi) + V_0 \Pi_2(\xi) + \omega_2 \Pi_3(\xi), \qquad (5)$$

где $\Pi_1(\xi) = v(\xi), \quad \Pi_2(\xi) = -u(\xi), \quad \Pi_3(\xi) = -\frac{1}{2}(u^2(\xi) + v^2(\xi)).$

Если известен потенциал $\varphi(t)$ на гладком участке безотрывного обтекания контура как функция $t = \xi + i0$, $\xi \in (-q, 1)$, то согласно принципу Огазо, в точке $\xi = -q$ должно выполняться условие

$$\lim_{\xi \to -q+0} \frac{\partial \varphi(\xi)}{\partial q} = 0.$$
(6)

Выражение (6) как раз и является уравнением для определения параметра q.

В предельном переходе $\xi_0 \rightarrow -q+0$ из интегралов в смысле Коши $J_k(\xi_0), k = \overline{1,3}$ получаем особые интегралы вида

$$J_{k}(-q) = \int_{-q}^{1} \frac{\prod_{k}(\xi)d\xi}{\sqrt{(\xi+q)^{3}(1-\xi)}}, \quad k = \overline{1,3},$$
(7)

которые при $\xi = -q$ имеют неинтегрируемую особенность порядка $(\xi + q)^{-\frac{3}{2}}$, из-за чего их следует понимать в смысле конечной части по Адамару [7 – 8].

Таким образом, все интегралы $J_k(-q)$, $k = \overline{1,3}$ рассчитываются для любого наперед заданного значения q (из априорно известного множества значений q), и тогда условие (6) рассматривается как трансцендентное уравнение, определяющее значение параметра q через значения кинематических параметров U_0, V_0, ω_z .

По описанному выше алгоритму выполнены расчеты положения и размера зоны отрыва для различной ориентации пластинки относительно свободной поверхности. Для отдельных случаев ориентации пластинки проведены сравнения результатов с результатами аналитического решения, которые показали их хорошее совпадение [5].

Список литературы

- 1. Григолюк Э. И., Горшков А. Г. Взаимодействие упругих конструкций с жидкостью (удар и погружение). Л. : Судостроение, 1976. 200 с.
- 2. Короткин А. И. Присоединенные массы судна. Л. : Судостроение, 1986. 312 с.
- Коробкин А. А. Соударение жидких и твердых масс. Новосибирск : Изд-во СО РАН, 1997. – 200 с.
- 4. Норкин М. В. Смешанные задачи гидродинамического удара. Ростов-на-Дону : Изд. ЦВВР, 2007. 136 с.
- 5. Катан В. А. Об одном способе определения положения зоны отрыва течения при ударном взаимодействии твердого тела и жидкости // Вісник ДНУ. Серія : «Механіка». 2014. № 5/22. Вип. 18 (1). С. 63 71.
- 6. Мусхелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. Москва : Наука, 1968. 512 с.
- 7. Адамар Ж. Задача Коши для линейных уравнений с частными производными гиперболического типа. Москва : Наука, 1978. 352 с.
- 8. Гандель Ю. В. Введение в методы вычисления сингулярных и гиперсингулярных интегралов. Учебное пособие. Харьков, ХНУ, 2002. 92 с.

АВТОМАТИЗОВАНА СИСТЕМА РЕЄСТРАЦІЇ ПАРАМЕТРІВ ВІЛЬНОЛІТАЮЧИХ МОДЕЛЕЙ ЛІТАКІВ

Кочін В.О.¹, Артамонов В.К.², Мороз В.В.³, Центило Н.П.⁴ ^{1,3}Інститут гідромеханіки НАН України, Київ ^{2,4} Державне підприємство «АНТОНОВ» ¹E-mail: <u>KochinVO@nas.gov.ua</u>, ²E-mail: <u>artamonov_vk@antonov.com</u>, ³E-mail: MorozVV@nas.gov.ua, ⁴E-mail: tsetilo np@antonov.com

Випробовування вільно літаючих динамічно подібних моделей є важливим методом дослідження динаміки літаків, зокрема, їх аварійної посадки на воду. Основною складовою частиною експериментальної установки в цьому випадку є система реєстрації параметрів руху моделі. При цьому точність реєстрації та мобільність є ключовими характеристиками системи. Таким чином, створення автоматизованої системи реєстрації параметрів вільно літаючих моделей літаків є актуальною задачею.

Система реєстрації параметрів вільно літаючих моделей побудована на основі спеціально створеного інерційного модуля, в якому встановлено 3-х осьовий сенсор перевантажень (акселерометр) MMA7260Q виробництва Freescale Semiconductor (США) з межами вимірювань $\pm 6g$ та 2 сенсора кутової швидкості ADXRS613 виробництва Analog Devices (США) з межами вимірювань $\pm 150^{\circ}/c$.

Блок-схему системи реєстрації параметрів вільно літаючих моделей представлено на рис.1.



Рис.1. Блок-схема системи реєстрації параметрів вільно літаючих моделей.

Інерційний модуль за допомогою плати вводу інформації E-154 виробництва L-Card інтегрується з промисловим безвентиляторним комп'ютером AXIOMTEK eBOX530-820-FL, керування яким здійснюється за допомогою бездротового Wi-Fi зв'язку з пультом оператора. В процесі випробовувань вся інформація, що реєструється, накопичується на бортовому комп'ютері. Після проведення випробувань інформація зчитується на пульт оператора. Автоматизовану систему реєстрації параметрів вільнолітаючих літаків уло використано при дослідженні аваріної посадки моделей сухопутних літаків в дослідному басейні Інституту гідромеханіки НАН України. Для проведення досліджень була вікористана модель літака АН-148-200. Загальний вигляд моделі літака на пусковій катапульті показано на рис.2-*а*.



Рис. 2. Загальний вигляд моделі літака на пусковій катапульті (*a*) та порівняльний аналіз з аналогчними результатами, отриманими на стенді ЦАГІ (б).

Основними параметрами, від яких залежать навантаження під час посадки на воду є кут тангажа v, вертикальна V_y і горизонтальна V_x складові швидкості. Реєстрація параметрів руху моделі здійснювалася від моменту старта моделі на катапульті і до переходу її в режим плпвання (фактично, до повної зупинки моделі).

Для перевірки достовірності отримуваних результатів був проведений порівняльний аналіз з аналогчними результатами, отриманими на стенді ЦАГІ. Результати порівняльного аналізу показано на рис. 2-б. Спостерігається задовільне співпадіння основних параметрів рухі моделі.

Висновок.

Створена в Інституті гідромеханіки НАН України автоматизована система реєстрації параметрів вільнолітаючих моделей літаків дозволяє досліджувати параметри руху моделей літаків під час їх приводнення. За технічними характеристиками система не має аналогів в Україні і відповідає кращим зарубіжним зразкам.

ВИКОРИСТАННЯ ВАРІАЦІЙНОГО ЧИСЛЕННЯ В МОДЕЛЮВАННІ СКЛАДНИХ ТЕЧІЙ РІДИНИ

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

Вступ.

З самого малку кожен з нас часто чув від батьків, бабусь та дідусів таку фразу: краще Бога ніхто нічого не зробить. Що ця фраза для нас, науковців, значить. Природа, ким би вона не була створена, діє оптимально. Якщо Ви потрапили, скажімо в іншу країну, і не підкоряєтесь її законам, то Вас, у кращому випадку, помістять до в'язниці, або гірше – стратять. Так само і в течіях рідини та газу: без нашого втручання в природних умовах виникають, із початкових турбулентних подій, так звані когерентні структури. Слово когерентні означає «притаманні», отже ті, що узгоджуються із фізикою процесу. Решта типів рухів (мод) «страчується» як не притаманні.

Шлях автора цієї роботи до розуміння був дуже довгим, та він і далі продовжується та вдосконалюється. Як, скажімо, пояснити людям, що може виникнути у морському середовищі, нібито не звідки, когерентний компактний вихор. Відповідь проста – обернений (на жаргоні науковців -- синій) каскад енергії турбулентності, коли енергія дрібномасштабної турбулентності передається від менших масштабів до більших. Вперше про це заговорив Крайчнан [1] ще в далекому тепер 1967 році. Звичайно, компактні вихорі в морському середовищі утворюються і за рахунок втрати стійкості зсувної течії і при обтікання островів (вихорова доріжка фон Кармана). Буквально цім літом прийшло розуміння як же можна узагальнити процес розв'язання основної математичної проблеми турбулентності -- замикання рівнянь Рейнольдса. В цьому додала впевненості відома **s**-теорема Клімонтовича [2]. Літера **s** є першою літерою від **self-organization**, тобто йдеться про утворення в природних умовах (відкрита система) когерентних структур із мінімальною ентропією.

Оптимальна течія рідини у плоскому каналі за наявністю легкопроникної шорсткості.

Ця течія вивчалась вже давно. Пошлемось на нашого колегу – проф. Гаєва Євгена Олександровича [3]. Звідти і математична формулювання задачі. Рівняння, що описує течію, має, у термінах швидкості, наступний вигляд:

$$\rho v \frac{d^2 U}{dz^2} - \rho_1 f(U) = p' \tag{1}$$

Наявність області із ЛПШ моделюється невідомою функцією f(U), яка залежить від поля швидкості. Шляхом нестандартних перетворень, а також чітко розуміючи оптимальність цієї течії в сенсі максимальної миттєвої втрати рідини крізь переріз, було отримане наступне рівняння – результат застосування варіаційного числення [4]

$$\frac{d^3U}{dz^3} = \frac{1}{Az+B} \frac{dU}{dz},$$
(2)

загальний розв'язок якого містить, як частинний випадок, вже відомий розв'язок, що підтверджується експериментально. Отже, ми бачимо, що коли є досить складна течія, то на поміч приходить варіаційне числення – теорія отримання екстремальних розв'язків математичних задач. Так само, було зроблено спробу змоделювати турбулентну течію. На жаль, у цьому випадку, загальний оптимальний розв'язок є досить складним і потребує певної роботи, а отже і часу, щодо його розуміння.

Формальне математичне розв'язання проблеми замикання рівнянь Рейнольдса.

Давайте спробуємо тепер збагнути – що ж ми маємо? З одного боку є підхід для опису турбулентної течії шляхом введення так званих напружень Рейнольса і проблема замикання цих рівнянь (додаються ще шість невідомих функцій – турбулентних напружень), а з іншого боку – ми вже чітко усвідомлюємо оптимальний характер всього того, що відбувається у Природі. Фактично нам зараз знадобиться спадок видатного вченого усіх часів та народів – Леонарда Ойлера (Ейлера).

Якщо ми знаємо який функціонал мінімізувати, наприклад втрату рідини або ж ентропію для когерентних структур відкритої системи, згідно із **s** - теоремою, то умова його екстремуму дасть рівно стільки рівнянь, скільки невідомих функцій. Для запису функціоналу рівняння Нав'є-Стокса (по суті Ойлера) потрібно використати як рівняння в'язів, з яких формується підінтегральний вираз функціоналу [5].

Слід також додати, що нелінійні системи мають кілька стаціонарних станів. Отже кожен з них відповідаю мінімуму, і *тому локальному мінімуму (екстремуму) ентропії*. Сказане слід сприймати як уточнення до теореми Клімонтовича.

Щойно викладене слід сприймати як лише один із можливих способів розв'язання вказаної проблеми. Так, автор щиро вдячний академіку НАН України, Віктору Тимофійовичу Грінченку, за жваве обговорення цієї проблеми. Зокрема, питання щодо складності із формулюванням (фізичним) граничних умов. Але, закінчуючи на оптимістичній ноті, слід сказати, що для багатьох задач (течій) кількість рівнянь та невідомих є невеликою і формулювання відповідних умов є посильною задачею.

Література.

- 1. Kraichnan, R.H. Inertial ranges in two-dimensional turbulence / R. H. Kraichnan // Phys. Fluids 1967. Vol. 10. P. 1417–1423.
- 2. Klimontovich Yu. L. Relative ordering criteria in open system // Yu. L. Klimontovich / Physics --Uspekhi 1996. V. 166, N 11, p. 1231 1243.
- 3. Flow and Transport Processes with Complex Obstructions: applications to Cities? Vegetative Canopies? And Industry/ Ye. A. Gayev, J.C.R. Hunt editors // NATO Science Series. Springer Publ., 2006. 236. P. 350.
- 4. Lukianov P.V. Optimal liquid flow in a flat channel in the presence of easy-permeable roughness / P.V. Lukianov // Промислова гідравліка і пневматика 2019. -- №1, с. 25—34.
- 5. Lukianov P.V. The turulence closer problem and one of the ways to solve it . In Proced. Of XXI-st International Conference on Industial Hydraulics and Pneumatics. Kyiv, November 2020.

МОДЕЛЮВАННЯ СЕЗОННОЇ МІНЛИВОСТІ ТЕМПЕРАТУРИ, СОЛОНОСТІ, ТЕЧІЙ ТА ПОКРОВУ МОРЯ БЕЛЛІНСГАУЗЕНА ТА ШЕЛЬФІ АНТАРКТИЧНОГО ПІВОСТРОВА

Мадерич В.С., Терлецька К.В^{*}., Бровченко І.О. Інститут проблем математичних машин і систем НАНУ, Київ kterletska@gmail.com

Представлені результати чисельного моделювання сезонної мінливості температури, солоності, течій та льодового покрову моря Беллінсгаузена та на шельфі Антарктичного півострова, які проводилось за допомогою гідротермодинамічної моделі циркуляції SCHISM [1], з імплементованою динамічною-термодинамічною моделлю льодового покрову FESIM [2], яка дозволяє прогнозувати розподіл концентрації льоду, товщини льоду та товщини снігового покрову. Моделі SCHISM реалізована на неструктуризованій сітці, яка має високу роздільну здатність на шельфі Антарктичного півострова (до 2 км районі Аргентинських островів) і тому дозволяє враховувати широкий спектр процесів взаємодії процесів різних масштабів в морі на шельфі. В розрахунках використовувалась локальна сигма-система вертикальних координат (LSC²).

В роботі були проведені розрахунки сезонної мінливості полів течій, температури, солоності, концентрації льоду, товщини льоду, товщини снігового покрову солоності та рівня на період 2014-2015 рр з використанням даних реаналізу [3] метеорологічних параметрів. На відкритих границях океану вертикальний розподіл температури, солоності, рівня води та швидкості узгоджувався з даними розрахунків глобальними моделями циркуляції [4]. Модельні розрахунки структури полів температури і солоності та концентрації льоду в цілому узгоджуються з даними спостережень. На рис. 2, в якості прикладу, зіставлені спостереження концентрації льоду [3] з результатами моделювання для 12:00 15 лютого та 15 липня 2015 року.



Рис. 1 (а) - Розподіл глибин в морі Беллінсгаузена та на шельфі Антарктичного півострова, (б) - розрахункова сітка для моря Беллінсгаузена та шельфа Антарктичного півострова.



Рис. 2. Порівняння моделювання (а), (в) та спостережень [3] (б) (г) концентрації льоду для 12:00 15 лютого (а), (б) та 15 липня (в),(г) 2015 року.

Зроблено висновок, що ефекти топографії дна і берегів, поряд з розподілом потоків тепла і імпульсу та їх мінливістю у часі, є важливим фактором в формуванні полів температури і солоності та процесів формування льодового покрову як на великих масштабах, так і в прибережній зоні на шельфі.

Робота була підтримана Національним антарктичним науковим центром України за договором № H/01-2019 «Моделювання сезонної мінливості температури, солоності, течій та льодового покрову моря Беллінсгаузена та на шельфі Антарктичного півострова».

Література

- Zhang Y.J., Ye, F., Stanev E.V, Grashorn S. Seamless cross-scale modelling with SCHISM. // Ocean Model. – 2016. – 102. P. 64–81.
- Danilov S., Wang Q., Timmermann R., Iakovlev N., Sidorenko D., Kimmritz M., Jung T., Schröter J. Finite-Element Sea Ice Model (FESIM), version 2 // Geosci. Model Dev. – 2015. – 8. – P.1747–1761.
- 3. ERA-5 2019. https://www.ecmwf.int/en/forecasts/datasets/reanalysis-datasets/era5
- 4. COPERNICUS 2019. Marine products. <u>http://marine.copernicus.eu/services-portfolio/access-to-products/</u>

РАСЧЕТ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ РАКЕТЫ

Малюга В.С., Вовк И.В.

¹Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, <u>v_s_malyuga@ukr.net</u>

При движении ракеты в воздушной среде корпус ракеты подвергается воздействию пульсаций давления. Эти пульсации давления порождаются рядом источников, шум от которых значительно возрастает с увеличением скорости полета. В первую очередь к таким источникам следует отнести силовую установку, которая является мощным источником акустических колебаний, турбулентный пограничный слой, который возникает в непосредственной близости к поверхности корпуса ракеты, а также различные структурные нерегулярности поверхности обтекателя, приводящие к появлению зон отрывных течений. При большой дозвуковой и тем более сверхзвуковой скорости полета ракеты, а также при достаточной гладкости ее обтекателя турбулентный пограничный слой становится основным источником пульсаций давления на поверхности головной части ракеты. В турбулентном пограничном слое наблюдается случайное поле интенсивных аэродинамических пульсаций давления (псевдозвуковые пульсации). Эти псевдозвуковые пульсации, безусловно, оказывают деструктивное воздействие на головную часть ракеты, Пристеночные пульсации давления турбулентного вызывая вибрации корпуса. пограничного слоя характеризуются сплошным спектром. Статистическое распределение их амплитуд близко к нормальному. При увеличении толщины пограничного слоя растет интенсивность низкочастотных составляющих за счет снижения интенсивности высокочастотных. По мере увеличения расстояния от носовой точки обтекателя вдоль корпуса растет толщина пограничного слоя, при этом в спектре пульсаций давления возрастает доля низкочастотных составляющих.

Данная работа посвящена исследованию пульсаций давления в пристеночном пограничном турбулентном слое на головной части ракеты. Воздух, который обтекает ракету, предполагается вязким, сжимаемым. Особое внимание в расчетах уделяется анализу турбулентного пограничного слоя. Расчет пульсаций давления в пограничном слое проводится для головной части ракеты. Из расчета определяются параметры пограничного слоя, которые входят в спектральные плотности пристеночных пульсаций давлений. Для численного моделирования сверхзвуковой турбулентного течения вокруг обтекателя ракеты использовался тулбокс с открытым кодом OpenFOAM. Для распараллеливания вычислений использовался интерфейс передачи сообщений MPI. Вычисления проводились на кластерном суперкомпьютере СКИТ Института кибернетики НАН Украины.

Для моделирования аэродинамики использовались уравнения сжимаемой жидкости осредненные по Рейнольдсу, которые дополнялись уравнениями неразрывности. При использовании подхода RANS семейство моделей турбулентности дает возможность аппроксимации девиаторной анизотропной части тензора рейнольдсовых напряжений. В данной работе мы использовали $k - \varepsilon$ модель, которая наиболее часто используется в инженерных приложениях. Эта модель основывается на концепции вихревой вязкости и принадлежит классу линейных моделей вихревой вязкости.

На рисунке 1а представлена общая картина поля давления (для случая $U_{\infty} = 650 \ \text{m/c}$). Видны скачки уплотнения. Видно, что вокруг головной части ракеты формируется область высокого давления. Причем вначале конусной части видно светлое пятно, соответствующее меньшему давлению. Зона пониженного давления формируется вокруг цилиндрической части ракеты. На некотором расстоянии за ракетой, примерно равном диаметру ракеты, снова формируется зона высокого давления. На рисунке 16 представлено поле давления вблизи носовой части обтекателя. Видно сформировавшийся пограничный слой. Также видно, что после точки соединения носовой сферы с остальной частью обтекателя происходит резкое расширение пограничного слоя. На рисунке 2а представлена

общая картина величины поля скорости. Видно резкое изменение величины скорости при прохождении через скачки уплотнения. На рисунке 26 представлено поле величины скорости вблизи носовой части обтекателя. Опять видно резкое изменение пограничного слоя за точкой соединения носовой сферы и остальной части обтекателя. Осредненные пульсации давления определяются кинетической энергией турбулентности k. На рисунке 3 представлено поле k вблизи носовой части обтекателя. Видно резкое увеличение значений кинетической энергией турбулентности k.



Рис. 1. Поле давления; а) общая картина, б) вблизи носовой части обтекателя ракеты.



Рис. 2. Поле скорости; а) общая картина, б) пограничный слой вблизи носовой части обтекателя.



Рис. 3. Поле кинетической энергии турбулентности k вблизи носовой части обтекателя.

Далее расчитываются параметры турбулентного пограничного слоя и спектральные плотности пристеночных турбулентных пульсаций давления, действующих на головную часть ракеты.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ОБТІКАННЯ ПОВІТРЯНИМ ПОТОКОМ ПУЧКА ЦИЛІНДРІВ ЗІ СПІРАЛЬНИМИ КАНАВКАМИ

Мулярчук М.А.¹, Коваленко Г.В.², Халатов А.А.²

¹ Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського", Київ, <u>mariyamul997@gmail.com</u>

² Інститут технічної теплофізики НАН України, Київ, gkliashkova5@gmail.com, artem.khalatov1942@gmail.com

Поперечне обтікання циліндрів охоплює велику кількість задач класичної гідродинаміки.

Різке зменшення гідравлічного опору, пов'язане з турбулізацією примежового шару, було виявлено ще Г. Эйфелем в 1912 г. в дослідах при обтіканні кулі.

Об'єднання циліндрів в пучки дозволяє додатково інтенсифікувати тепловіддачу, особливо при формуванні їх зовнішньої поверхні лунками або канавками.

Інтенсифікація теплообміну в пучках таких циліндрів відбувається не тільки завдяки турбулізації теплоносія, яка зміщує відрив потоку в стерновій частині циліндра, але й в результаті створення асиметрії потоку через утворення поперечної складової швидкості в вихровій зоні за циліндром.

Для верифікації комп'ютерних моделей використовувались результати експериментів, які виконувалась на аеродинамічній трубі відкритого типу. Діапазон чисел Рейнольдса в якому виконувались досліди був 4000 < Re < 16000. Особливість досліджуваного процесу створювали гвинтові канавки, які утворювались на зовнішній поверхні циліндрів за допомогою токарного верстата. Зовнішній діаметр циліндрів складав 22 мм, ширина канавок була 3,0 мм, глибина -1,8мм, кроки канавок на поверхні циліндра - 10 мм, 20 мм, 40 мм. Канавки виконувались одно і двозаходними. Відносний крок циліндрів в пучку S_1/D

Для візуалізації елементів течії - появи поперечної компоненти швидкості в зоні за циліндром, використовувалась алюмінієва пудра з освітленням лазером.

Інший варіант візуалізації застосовувався для раціонального вибору моделі турбулентності в комп'ютерних розрахунках. Пучок циліндрів продувався потоком повітря з мильними бульбашками з діаметром 2,5 мм, які затримувались в застійних зонах, а в місцях не захищених аеродинамічною тінню циліндра зривались потоком. Освітлення виконувалось зеленою лазерною указкою з насадкою, яка розгортала світловий потік в площині, що проходила через вісь циліндра (16 променів).

Це давало можливість зафіксувати розміри, форму і положення зони зворотних течій в вихровому просторі за циліндром.

Довжина вихрової зони за циліндром з кроком канавки 20 мм на 42 % менша за довжину вихрової зони за гладким циліндром. Показано, що в проміжках між циліндрами в зоні проходження канавки виникають вихрові шнури, які інтенсифікують теплообмін на гладких дільницях сусідніх труб.

В найвужчому місці між циліндрами з канавок сходять тонкі шпицеподібні вихори, вздовж яких рухаються муфтоподібні вихрові утворення, розмір яких наближається до осьової відстані між канавками. Різні швидкості обертання вихорів обумовлюють принаймні дві частоти коливань в потоці після проходження площини пучка циліндрів

Співвідношення експериментально виміряної довжини вихрової зони за середнім циліндром і розрахункових величин, одержаних при використанні трьох моделей турбулентності RNG - kɛ, LRR, SSG показують, що при малих швидкостях потоку найменшу похибку (10,2%) показує модель RNG - kɛ.

При комп'ютерному моделюванні тепловіддачі найменше розходження з експериментом спостерігалось у моделі RNG kɛ (3,4 % при максимальному числі Рейнольдса Re=15804).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ТЕЧЕНИИ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ ГАЗА В КАНАЛЕ ГАЗОХОДА ЧИСЛЕННЫМИ МЕТОДАМИ

Николин С.А., Сокол Г.И.

Днепровский национальный университет им. О. Гончара, Днепр sergeynikolin@gmail.com, gsokol@ukr.net

Работа двигательной установки (ДУ) ракеты-носителя (РН) сопровождается возникновением высокоамплитудных вибро-акустических колебаний, которые могут значительно повлиять на функционирование аппаратуры систем управления ракетой, силовые элементы конструкции как РН, так и полезного груза. на конструкции наземных сооружений. Эти нагрузки максимальны в процессе старта ракеты, когда высокотемпературная сверхзвуковая струя взаимодействует с элементами газохода и газоотражателя.

Важной задачей является достаточно точно определить характеристики акустического поля еще на этапе эскизной разработки ракетно-космического комплекса. Снижение общего уровня звукового давления позволит снизить критерии прочности конструкции полезной нагрузки, креплений приборов системы управления, что приведет в целом к снижению стоимости PH.

Расчет уровней акустических нагрузок можно проводить, если определены источники звука. В полете на активном участке траектории главным источником шума является реактивная струя, вытекающая из сопла двигателя, а в момент старта – как реактивная струя, так и зона ее взаимодействия с элементами пусковой площадки, где создается сложная система скачков уплотнения и волн разряжения. По результатам существующих исследований выявлено, что во время старта РН максимальный уровень звукового давления достигает в момент выхода газовой струи ДУ из канала газохода.

Для уменьшения шумов часто используют многоярусные системы подачи воды непосредственно в реактивную струю. Такая система эффективна в том случае, когда общий расход воды в несколько раз превышает расход газов от ДУ.

Существуют инженерные методики, которые основываются на эмпирических закономерностях. Данный подход позволяет достаточно быстро оценить основные акустические параметры с неплохой точностью на начальной стадии проектирования. Чаще всего, такие методики подходят для типовых ракетно-космических комплексов и требуют применение множества упрощений и допущений.

В данной ситуации находят применение численные методы, в которых газодинамические и акустически характеристики определяются путем численного решения системы дифференциальных уравнений. Известно, что применение моделирования характеристик газовых процессов численными методами позволяет получить достаточно точную картину течения высокотемпературной сверхзвуковой струи в канале газохода с учетом всех конструктивных особенностей и определить все характеристики источников акустических излучений. Численные расчеты требую больших вычислительных мощностей, но развитие компьютерных технологий достигло такого высокого уровня, что исходные коды постоянно оптимизируются. Поэтому данный тип решения задачи становится более доступным.

Цель настоящей работы – применением моделирования численными методами показать, как уменьшаются акустические нагрузки при изменении геометрических параметров газохода.

Выполнено моделирование газодинамического старта ракеты со стартового стола, где отработанные струи отводятся с помощью газохода (рисунок 1, 2). Расчеты выполнены для момента времени, когда расстояние между срезом сопла и входом в газоход равняется 9400 мм. Число Маха на срезе сопла составляет 3.95, а температура – порядка 1820 К. Степень

нерасчетности при этом составляет 0.48. В ходе работы, глубина газохода (h) принимает значения – 5500 мм, 6500 мм, 7500 мм, при этом угол наклона газоотражателя (φ) становит – 61.90, 66.60 и 700 соответственно.

В настоящей работе моделирование газодинамических процессов проведено с применением нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса с использованием модели турбулентности k- ω SST. Для оценки акустических нагрузок использованы модели широкополосного шума. На основе результатов расчетов построены картины распределений числа Маха, давления, температуры, уровня акустической мощности внутри газохода.

На основе результатов расчетов построены картины распределений числа Маха, давления, температуры, уровня акустической мощности внутри газохода. Выяснено, что с увеличением глубины газохода акустическая мощность реактивной струи практически остается неизменной, но уменьшается уровень акустической мощности излучения шума в среде. Расчеты показали, что чем меньше глубина газохода, тем выше уровень акустической мощности в среды. Например, при h = 7500мм средний уровень акустической мощности в среде находится в диапазоне 90 \div 110дБ, то при h = 5500мм он уже становит 110 \div 130дБ.

Дальнейшие исследования следует направить на изучение акустических колебаний в области дискретных частот.

ДО ВИКОРИСТАННЯ ГЕОАКУСТИЧНОГО МОНІТОРИНГУ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ СТАНУ ТА ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРІАЛІВ СХИЛІВ

Островерх Б.М., Потапенко Л.С. Київ, Інститут гідромеханіки НАНУ, <u>ostro@ukr.net</u>

1. Вступ

Попередні літературні дослідження та експерименти, власні спостереження авторів свідчать, що переважна більшість зв'язних ґрунтів схильні до повільної зміни форми подібно до течії під дією власної ваги, яка посилюється із зволоженням, збільшенням пористості [1, 2, 3,4]. В даний час розвитку і широкого застосування чисельних методів (сіткові об'ємні скінчено-елементні схеми) рішення задач на базі рівнянь реологічного середовища (PPC)з урахуванням граничних і початкових умов є пряме математичний опис реологічних перехідних процесів течії в широкому діапазоні швидкостей від повільної повзучості до катастрофічного руйнування (лінійні і нелінійні PPC дозволяють розглянути всі тіла як в'язко текучі). Недаремно існує аналогія між системою рівнянь пружної теорії та теорії в'язкості. Розділення форм течії ґрунтів в залежности від граничних умов, способа та тривалості завантаження вважаємо недоцільним та таким, що не відповідає математичній постановці явищ. В той же час треба відрізняти моменти початку процесу нелінійної поведінки та/чи ланцюгового (лавиноподібного) руйнування схилових ділянок внаслідок накопичення тріщин, аж до утворення магістральної тріщини (внутрішнього зсуву, кривої ковзання), від процесу збільшення пористості, вологості та концентрації напруг.

2. Теоретичні передумови геоакустичних досліджень

Визначення геомеханічних характеристик ґрунтів для оцінки стійкості має вирішальне значення для точності оцінки стійкості та прогнозування строків виникнення та параметрів зсувів. Для цього використовуються методи лабораторних та натурних досліджень. Зразки для лабораторних досліджень добуваються з кернів буріння з глибин можливого розташування кривої ковзання зсувів, що завжди є дуже наближенною оцінкою. До того ж дослідження грунтових зразків (наприклад, на крутильному приладі у лабораторії відділу гідродинаміки гідротехнічних споруд Інституту гідромеханіки, керівник лабораторії проф. Білеуш А.І.) на дію постійного навантаження показали, що дуже важко витримати умови тривалого стабільного стану вологості (неповного водонасичення), через що змінюються в'язкісні властивості зразка. Звідси випливає пропозиція про переважне проведення натурних спостережень із залученням приладів геоакустичної чи георадарної спектроскопії, які в сучасній будівельній практиці широко використовуваються для безруйнівної дефектоскопії окремих конструкцій та основ споруд.

Спектр об'єктів, для вивчення яких можуть застосовуватися акустичні методи, досить широкий. На цей час є досвід застосування сейсмічних і акустичних методів при дослідженні існуючих і споруджуваних фундаментів, зокрема, суцільних (фундаментні плити), пальових та стрічкових фундаментів. Перші дослідження ступеня активності та глибини дуже повільних масових рухів повзучого типу з використанням моніторингу природних акустичних ефектів гірської маси під час деформації проводилися шляхом реєстрації гірського шуму чутливими перетворювачами та аналізу записів [5] На основі результатів вимірювань 22 зсувів встановлено межі частоти та інтенсивності подій природного шуму для стійкого схилу. Показано, що геоакустичний метод може слугувати відповідним доповненням до прямих методів зйомки руху схилів. Використання методів геоакустичної розвідки належить до неруйнівних методів дослідження грунтових структур в польових умовах без видобутку зразків.

Тут методи геоакустичного дослідження використовуються для визначення напружено-деформованого стану схилів та визначення (ідентифікації) наявності структурних передумов нестійкості схилів.

Комплекс вирішення проблем механіки суцільного середовища базується на використанні засобів комплексу вільного доступу Open Foam компанії CFD з стандартними вирішувачами, а також розробляти власні згідно системи диференціних рівнянь у частинних похідних з відповідними початковими та граничними умовами.



Рис. 1 Модель схилу з структурованою сіткою та поширення хвиль від імпульсного джерела на гребені схилу (тривалість імпульса t=0.02 c) Fig. 1 Model slope with structurated mesh and wave propagation from the stress pulse source on the top of slope (pulse duration t=0.02 s)

Наразі застосовано ElasticSolidFoam (Foam-extend complex) – це лінійний вирішувач напруг для пружного суцільного тіла, застосовний як до стаціонарного стану і перехідні проблеми.

Для вирішення тестової задачі пружних коливань у змінних плоскої деформації під дією вертикального навантаження, що моделює джерело акустичного збудника, використаємо засоби вільної системи OpenFoam [6, 7, 8], яку доповнимо власною розробкою структурованої сіткової моделі блокової структури та навантаження (візуалізацію результатів розрахунку та аналіз виконано постпроцесорними засобами *paraView, Excel* та *Surfer*)

Перший етап розвитку методики використання геоакстичних засобів дослідження стану зсувонебезпечних схилів та стійкості укосів полягає у визначенні початкової картини поширення акустичних хвиль в області можливого руйнування. Такий стан можна розрізнити в ділянках новостворених укосів грунтових споруд (без будівельних недоліків) чи на ділянках природних схилів, де сталося розвантаження напружено-деформо-ваного стану в результаті сходження зсуву. При математичному моделюванні такий стан реалізується у вигляді ділянки схилу з незавантаженими поверхневими границями та, наприклад, вільними для проходження хвиль внутрішніми границями (рис. 1)

Модель схилу виконана в масштабі М 1:120 до природної ділянки схилу та заплави річки для можливості дослідження в лабораторних умовах. Геоакустичне випробування моделі виконується у вигляді імпульсного зосередженого навантаження на вершині схилу та поширення хвиль від джерела навантаження (рис. 2). Тут, на відміну від реалізації шлейфа датчиків, розглянуто реєстрацію даних тільки у двох точках профілю неруйнівного середовища.



Рис. 2 Коливання та спектральні характеристики в місцях реєстрування Fig. 2 Vibrations and spectra at slope registration point without fractures

3. Висновки

Математична модель, яка розглядається, може бути використана в системі прогнозування та попередження зсувної небезпеки методом розпізнавання утворення поверхонь ковзання шляхом аналізу спектрів акустичної активності.

Автори висловлюють колегам Малюзі В.С. та Загуменному Я.В. щиру подяку за поради щодо реалізації граничних умов при використанні засобів комплексу OpenFoam (CFD) для вирішення поставлених задач.

Бібліографічні посилання

- 1. Терцаги К.Теория механики грунтов. М.:Госстройиздат, 1961.—507 с.
- 2. Терцаги К. Инженерная геология.М.: Георазведиздат, 1932.—392 с.
- 3. Маслов Н.Н. Условия устойчивости склонов и откосов в гидроэнергетическом строительстве. М-Л: Гидроэнергоиздат, 1955.— 468 с.
- 4. Безухов Н.И. Основы теории упругости, пластичности и ползучести. М.:Высшая школа, 1968.—512 с.
- 5. Капустин В. В. Применение сейсмических и акустических технологий при исследовании состояния подземных строительных конструкций.//Техника сейсморазведки.—М.:1991.—С.91—98. http://www.geotech.ru/about/stati/primenenie_sejsmicheskih_i_akusticheskih_tehnologij_p ri_issledovanii_sostoyaniya_podzemnyh_stroitelnyh_konstrukcij/
- 6. Cardiff Ph. Introduction to Solid Mechanics with OpenFOAM: Basic Training 2016 // https:// www.researchgate.net/publication/305618769 .—111 p.
- 7. Tang, T. Implementation of solid body stress analysis in OpenFOAM. 2013. DTU Library.
- 8. The stressedFoam solver in Open FOAM-1.6-ext https://github.com/CFDEMproject/OpenFOAM-1.6-ext

МАТЕМАТИЧНЕ ТА ФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З ОГОРОЖУВАЛЬНОЮ ЗАХИСНОЮ ДАМБОЮ

Потапенко Л.С., Воскобойник В.А, Хомицький В.В., Островерх Б.М., Воскобойник О.А., Терещенко Л.М. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Україна, potapenko.ls@ukr.net, vlad.vsk@gmail.com

Прибережні зони морів та океанів відіграли та продовжують грати видатну роль у розвитку людства, але й піддаються значній дії метеорологічних та геофізичних факторів, які змінюють ці зони та стимулюють проводити великі роботи по захисту від дії негативних компонентів цих факторів. Серед негативних факторів прибережної зони є дія вітрових хвиль. Дія вітрових хвиль суттєво впливає на морські берегові лінії, утворюючи природні морфологічні форми, які мають достатню стійкість. Більш складні та динамічні форми утворюються на гирлових ділянках морів, де до того ж має місце взаємодія руслових річкових течій з морськими вздовжбереговими течіями. Особливо ускладняються процеси при наявності техногенних втручань, які пов'язані зі зведенням прибережних споруд, прокладкою навігаційних каналів, з задачами убезпечення руху судноплавних засобів в підхідних каналах та у відкритому морі.

В даній роботі дослідження навантажень на береги та берегові споруди розглянуто на прикладі морського підхідного каналу у складі глибоководного судноплавного ходу гирлом Бистрий Кілійської дельти Дуная, що забезпечує більш надійну експлуатацію транспортної магістралі сьомого міжнародного транспортного коридора, який об'єднує країни Європи та Азії. Захист морського каналу глибоководного судового ходу Дунай-Чорне море від наносів під час штормів, які є найпотужнішими на цій акваторії Чорного моря, забезпечується захисною огороджувальною дамбою.

Дослідження виконується з метою визначення впливу вітрових хвиль на стійкість захисної дамби методом математичного та фізичного моделювання з врахуванням натурних спостережень морфодинаміки прибережної зони та застосуванням геоінформаційної системи. Для вирішення задач підвищення стійкості запропонована реконструкція дамби, що передбачає створення двох берм довжиною по 10 м з глибиною води над першою бермою 4 м, над другою 2 м, та з трьома укосами, починаючи з моря m= 1.5, 5 та 3 (рис.1).



Рис. 1. Конструкція дамби та висота хвиль в зоні її оголовку

Для математичного моделювання трансформації хвиль на огороджувальній дамбі застосовувалась стаціонарна спектральна хвильова модель CMS-Wave [1], заснована на чисельному розв'язку рівняння балансу хвилевої енергії. Хвилі на морській границі області моделювання задаються частотно-кутовим спектром, який відповідає південно-східному напрямку вітру з висотою хвиль $H_s = 5$ м, та періодом Т = 9 с. Внаслідок дисипації енергії, яка обумовлена донним тертям та обваленням хвилевих гребнів, висота хвиль зменшується з 5 м у відкритому морі до 4.5 м на морській стороні

дамби. На першому укосі дамби хвилі трансформується до висоти 3.5 м, а на другому укосі - до висоти 2.5 м. На верхній укіс накочується хвиля висотою 1.5 м.



Рис. 2 Схема фізичної моделі з розташованими датчиками висоти хвиль та тиску. Масштаб 1:50

Експериментальні

дослідження проводилися в гідродинамічному лотку довжиною 15 м, шириною 0.4 м і глибиною 0.87 м. де встановлювались моделі захисних дамб. Лоток обладнаний щитовим хвилепродуктором, який генерує хвилі з періодом від 0.5 с до 3 с і висотою від 0.02 м до 0.4 м та засобами гасіння хвиль. Стенл обладнаний приладами контролю і вимірювання хвильових i гідродинамічних характеристик, апаратурою реєстрації, обробки і

аналізу результатів досліджень. Результати розрахунків та експерименти показали, що найбільш ефективною є форма фронтальної частини дамби з двома бермами та укосами різних кутів нахилу. Така форма дамби дозволила зруйнувати штормову хвилю при підході її до гребня дамби. Руйнування хвилі відбувалося на нижній бермі, а бурун, який утворювався, руйнувався на верхній бермі (рис.2), і до гребня дамби штормова хвиля підходила зі значною втратою енергії. Над бермами хвиля набула більш крутий підйом, а її гребінь був заповнений дрібномасштабними хвильовими структурами. В свою чергу форма штормової хвилі, прийняла вид високодобротної ударної хвилі на рівні урізу води. Під час відкоту хвилі датчик тиску майже пів періоду хвильового руху знаходився в умовах відсутності хвильового впливу.

Спектральні залежності поля тиску на обтічній поверхні моделі дамби мали тональні підйоми на частотах основної гармоніки хвильового руху, які відповідали періоду відповідних хвиль. Тобто, енергія хвильового руху в умовах штормового хвилювання над дамбою з бермами трансформувалася з області низьких частот в область середніх і високих частот. Отже, масштаби енергонесучих хвильових структур і кінетична енергія найбільш небезпечного великомасштабного хвильового руху зменшилися. У зв'язку з цим хвильовий тиск і хвильові навантаження на фронтальну поверхню захисної огороджувальної дамби з бермами значно менше, ніж на односхилу дамбу. Це особливо яскраво проявилося для верхньої, найбільш небезпечною з точки зору експлуатації в штормових умовах, частини огороджувальної дамби. Тут навантаження майже в два рази менше, ніж на існуючій односхилій дамбі, що спостерігалося в експериментах, як для довгої, так і короткою штормової хвилі.

Таким чином, у відповідності з проведеними дослідженнями обґрунтовано запропоноване удосконалення захисної огороджувальної дамби з двома бермами, що в разі втілення на практиці буде успішно протистояти умовам штормової дії. Рекомендується для кам'яного облицювання верхньої частини дамби з бермами використовувати камінь, для якого число Рейнольдса більше значення 8·10⁴ і витримується нормативний критерій стійкості. При цьому найбільші діаметри кам'яного облицювання рекомендується укладати в шари в межах та вище розрахункового урізу води.

1. Lin L., Demirbilek Z., Mase H., <u>Zheng</u> J., <u>Yamada</u> F. CMS-Wave: A Nearshore Spectral Wave Processes Model for Coastal Inlets and Navigation, U.S. Army Engineer Research and Development Center, 2008.

ПЛІВКОВЕ ОХОЛОДЖЕННЯ ЗА ОТВОРАМИ В ТРАНШЕЇ: ВПЛИВ ТУРБУЛЕНТНОСТІ ПРИ НЕІЗОТЕРМІЧНИХ ТЕЧІЯХ

Потапов С.В¹., Панченко Н.А.²

¹ Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, <u>sampotapoff@gmail.com</u>
² Інститут технічної теплофізики НАН України, Київ, <u>mynadezhda@i.ua</u>

Газотурбінні установки широко використовуються в енергетиці та авіації. Для підвищення ККД подібних установок потрібно збільшувати робочі температури. Однак, через високі температури існує проблема ресурсу обладнання, в тому числі і лопаток турбіни. Для підтримки їх цілостності застосовуються теплозахисні покриття, внутрішнє та зовнішнє охолодження. Одним із рішень є плівкове охолодження, яке інтегрується в конструкцію лопатки. Плівкове охолодження є одним із основних способів зовнішнього охолодження лопаток. Схема охолодження з отворами 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 під час охолодження. Ця робота присвячена теоретичному дослідженню впливу турбулентності на ефективність плівкового охолодження за неізотермічних течій.

Комп'ютерне моделювання набуло широкого попиту при дослідженні різних перспективних схем, також такий підхід економічно доцільний і не потребує створення реальної експериментальної установки. При цьому отримані результати методом моделювання зазвичай мають незначні похибки відносно експериментальних даних.

Числове моделювання плівкового охолодження було виконано з використанням програмного пакету ANSYS CFX 19.2. Дослідження було проведено для моделей, які мають однакову геометрію та розрахункову сітку.

Досліджена геометрична 3D-модель представляє собою канал прямокутного перерізу, до якого охолоджувач подається із зовнішнього об'єму (пленуму) через отвори вдуву, які знаходяться у поперечній траншеї. Розміри та густина розрахункової сітки обирались з міркувань забезпечення прийнятного часу розрахунку без істотного збитку для точності одержаних результатів. Сітка дослідженої в даній роботі моделі складається з 410 тисяч вузлів та 1,27 млн. елементів.

Для дослідження впливу турбулентності за неізотермічних течій було розглянуто два випадки:

1) низько-турбулентний випадок (результати базуються на роботі [1])

2) середньо-висока інтенсивність турбулентності (5%)

Швидкість основного потоку становила 37 м/с, температура основного потоку – 1100°С, температура вторинного потоку – 500°С. Співвідношення густин вторинного потоку до основного потоку DR становила 1.76...1.77. Граничні умови для потоку відповідали значенням параметра вдуву близьким до m = 0.5; 1,0; 1,5; 2,0.

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 пристінкових ділянках та в розрахункових ділянках вдалині від стінок.



Рис 1. Порівняння усередненої ефективності по усій площі охолоджуваної поверхні, де 1 – ефективність охолодження за низькотурбулентною течією, 2 – ефективність охолодження за турбулентною течією

На рис. 1 наведено залежність відношення середньої по поверхні ефективності плівкового охолодження від параметру вдуву. Як видно з рисунка результуюча ефективність плівкового охолодження за турбулентної течії менша при усіх параметрах вдуву: на 1.39% за m = 0.5; на 1.43% за m = 1.0; на 2.03% за m = 1.5; на 3.07% за m = 2.0.

Був проведений аналіз фізичної структури потоку за отворами вдуву у поперечній траншеї. У випадку турбулентності знижується ефективність плівкового охолодження за рахунок більш інтенсивного теплообміну між основним потоком і потоком, що захищає охолоджувану поверхню, та за рахунок перемішування потоку охолоджувача та основного потоку. Принципово нових шкідливих вихрових структур не виникає, проте збільшується інтенсивність вже наявних вихорових явищ. Зі збільшенням значення параметра вдуву пропорційно збільшується і втрата ефективності плівкового охолодження, проте в рамках практично використовуваних значень параметра вдуву ці втрати не є вкрай суттєвими. Охолоджувач рівномірно покриває поверхню, тому потрібно відзначити відсутність зриву потоку вздовж поверхні, що захищається.

Поправка для врахування впливу турбулентності:

$$\varepsilon_T = \frac{\overline{\eta_{\rm T}}}{\overline{\eta_{\rm 0}}} \tag{1}$$

З рівняння (1) визначаємо остаточне рівняння для турбулентної поправки за умов неізотермічності потоків:

$$\varepsilon_T = 0,0142m + 0,9004$$

Список використаних джерел

 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.

УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ПОТОКА ВОЗДУХА С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ

Редчиц Д.А.¹, Моисеенко С.В.², Чашина И.Б.¹

¹Институт транспортных систем и технологий НАН Украины, Днепр, <u>redchits_da@ua.fm</u> ²Херсонский национальный технический университет, Херсон, <u>4moiseenko@ukr.net</u>

Разработана физически обоснованная математическая модель развития во времени процессов аэродинамики, электродинамики, динамики частиц и химической кинетики для моделирования особенностей взаимодействия сплошной вязкой среды с плазмой диэлектрического барьерного разряда. Анализ проблемы базируется на решении уравнений Навье-Стокса, замкнутых дифференциальной моделью турбулентности, а также моделью ламинарно-турбулентного перехода, и уравнений, описывающих поведение низкотемпературной плазмы.

Разработана новая математическая модель низкотемпературной неравновесной идеальной плазмы диэлектрического барьерного разряда в воздухе. В качестве базового выбран диффузионно-дрейфовый подход для описания пространственно-временной структуры, включая нестационарные электродинамические процессы, кинетические явления и плазмохимические реакции. В модели учитываются электронно-возбуждённые и метастабильные состояния молекул азота и кислорода, нейтральные атомы кислорода, электроны, а также положительные и отрицательные ионы, в общей сложности 14 частиц и 97 плазмохимических реакций, включая поверхностные процессы. Химические реакции включают процессы диссоциации, ионизации молекул электронным ударом из основного состояния, ступенчатую, ассоциативную и фотоионизацию, возбуждение молекул, ионизацию возбужденных (метастабильных ионов, химические превращения нейтральных атомов, молекул и ионов, а также процессы вторичной эмиссии электронов из открытого электрода и диэлектрической поверхности.

Основной особенностью разработанной численно-аналитической модели является использование рационального количества уравнений для описания всех основных нестационарных параметров диэлектрического барьерного разряда в воздухе. Выбранные 14 видов частиц обеспечивают высокую точность математического моделирования основных плазмохимических реакций, включая как поверхностные процессы, так и быстротекущие явления в пространстве (развитие стримера и электронных лавин). Разработанная новая численно-аналитическая модель диэлектрического барьерного разряда позволяет качественно И количественно воспроизводить процессы диэлектрического барьерного разряда при работе плазменного актуатора и предназначена для адекватного воспроизведения силы Лоренца, действующей на турбулентный поток частично ионизированного воздуха, в широком диапазоне амплитуд и частот приложенного напряжения, а также параметров и свойств диэлектрической поверхности.

Система исходных уравнений аэродинамики, записывалась относительно произвольной криволинейной системы координат на подвижных сетках. Согласование полей давления и скорости осуществлялось с помощью метода искусственной сжимаемости, модифицированного для расчета нестационарных задач. Интегрирование системы исходных уравнений проводилось численно с использованием метода контрольного объема. Для конвективных потоков использовалась противопоточная аппроксимация Rogers-Kwak, основанная на схеме Roe третьего порядка точности. В моделях турбулентности и ламинарно-турбулентного перехода для аппроксимации конвективных слагаемых применялась схема TVD с ограничителем потоков ISNAS третьего порядка.

Новая взаимно согласованная система исходных уравнений низкотемпературной плазмы, состоящая из уравнения для электрического потенциала и уравнений динамики

частиц, записывалась в произвольной криволинейной системе координат. Впервые вводится несимметричная конечно-объемная аппроксимация вторых производных для электрического потенциала в уравнениях для динамики заряженных частиц плазмы с целью сохранения физических особенностей процесса адвекции. Аппроксимация производится с учетом несимметрично «отфильтрованного» значения плотности заряженных частиц плазмы, так как формальная математическая аппроксимация оператора с помощью симметричных конечно-разностных соотношений (как для диффузионных слагаемых) приводит к потере физических особенностей процесса переноса потока заряженных частиц в сплошных средах.

Разработана численно-аналитическая модификация уравнения Пуассона для электрического поля в криволинейной системе координат для непосредственного выделения операторов электрического потенциала, вместо опосредованного влияния через значения плотности заряженных частиц в источниковом слагаемом, с использованием противопоточной аппроксимации плотности заряженных частиц во вторых производных для электрического потенциала.

Для нестационарных уравнений динамики плазмы разработан неявный численный алгоритм с подитерациями по псевдовремени, который базируется на конечно-объемном подходе. Уравнение для электростатического потенциала с источниками решалось с помощью метода минимизации обобщенной невязки с неполным LU предобуславливанием. В нестационарных уравнениях для плотности частиц плазмы аппроксимация дрейфовых (адвективных) производных осуществлялась с помощью схемы TVD с функциейограничителем MinMod. Реализован единый неявный численный алгоритм для эффективного решения неоднородной системы исходных уравнений.

Проведена серия вычислительных экспериментов по моделированию нестационарных процессов низкотемпературной неравновесной плазмы диэлектрического барьерного разряда, а также ее влияние на управление структурой потока воздуха. Проведено детальное изучение стадий зарождения, развития и гашения катодонаправленного стримера для реальных конфигураций плазменных актуаторов на основе разработанной математической модели. Проанализированы нестационарные характеристики плазмы в области над диэлектрической поверхностью, включая распределение плотности частиц, электрического потенциала и компонент силы Лоренца.

Установлено влияние заряженных частиц плазмы на формирование силы Лоренца от времени. Показано, что основной вклад в ее формирование на положительном периоде оказывают положительные четырехатомные ионы кислорода. Для случая отрицательного полупериода колебания приложенного напряжения основной вклад осуществляется за счет отрицательных ионов кислорода.

Проведены параметрические исследования геометрических параметров плазменных актуаторов и их влияние на генерируемую скорость воздуха. Показано, что с увеличением амплитуды приложенного напряжения происходит рост генерируемой скорости воздуха, которая носит асимптотический характер. Уменьшение толщины диэлектрика приводит к увеличению генерируемой скорости воздуха.

Продемонстрировано возникновение движущей силы в результате воздействия четырех плазменных актуаторов на основе диэлектрического барьерного разряда на цилиндр, находящийся в покоящемся воздухе. Показана возможность уменьшения коэффициента сопротивления цилиндра с помощью плазменных актуаторов за счет подавления вихревой дорожки Кармана.

ДИНАМІЧНІ КОНТАКТНІ ЗАДАЧІ ДЛЯ ШАРУВАТИХ ВОДОНАСИЧЕНИХ ГРУНТОВИХ ОСНОВ ТА СИМВОЛЬНІ РОЗВ'ЯЗКИ КРАЙОВИХ ЗАДАЧ ДЛЯ МОДЕЛІ БІО

Савицький О. А. Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, <u>osavitsky@ukr.net</u>

Комп'ютерне моделювання поведінки насичених рідиною дисперсних ґрунтів під динамічним навантаженням виконується для промислового та сейсмостійкого будівництва (основи та фундаменти споруд), ліній транспорту (хвилі та коливання від руху транспорту, взаємодія рухомого складу з поверхневими хвилями). Науково-технічні дослідження присвячуються, зокрема, проблемам перевищення нормативних амплітуд коливань поверхні ґрунту, динамічної повзучості і розрідження твердої матриці ґрунту (причина відомих сейсмічних аварій), резонансним явищам в системах швидкісний поїзд-ґрунт, споруда-ґрунт, повільному вирівнюванню тиску порової рідини після динамічного впливу (фільтраційна консолідація). В Україні про натурні спостереження, які проводились раніше для значних промислових споруд, зараз публікацій практично немає, сучасні модельні лабораторні установки відсутні. Наприклад, для виконання умов моделювання на зменшених моделях необхідно використовувати центрифуги та відповідні модельні матеріали.

Методи комп'ютерного моделювання в цій галузі розвиваються та застосовуються на протязі кількох десятиліть. Значний об'єм досліджень виконано методом скінчених елементів, але результати різних кодів для нелінійних задач значно відрізняються як від результатів моделювання так і між собою. Інженерні програмні комплекси для наукових досліджень непридатні. Результати використання методів скінченних об'ємів (на базі OpenFOAM) з порівнянням даних лабораторного моделювання з'являються останнім часом для гідротехнічних споруд. Традиційно широко використовуються методи граничних інтегральних рівнянь, до яких належить і наш метод, в якому проводиться моделювання динаміки штампів на ґрунтовій основі за моделлю Біо.

Розрахункові моделі динаміки насиченого рідиною ґрунту для комп'ютерного моделювання задач механіки ґрунтів як суцільних середовищ досить різноманітні, з яких найбільш розвинені - для задач розрідження та нафтовидобування а також динаміки системи фундамент-ґрунт. Матеріал водонасиченого ґрунту розглядається в основному як ґрунтова матриця з системою пор, заповнених рідиною та газом. Класичною є модель пористопружного насиченого рідиною (ППНР) середовища, запропонована Морісом Біо, для якої рівняння та їх модифікації широко представлені у відомих публікаціях.

Джерелом динамічних навантажень є наприклад, поверхневі або заглиблені штампи, палі, стінки (конструкції фундаментів), вибухові дії, сейсмічні хвилі та ін. Взаємодія визначається джерелами, частотою та модами коливань, інтенсивністю динамічної дії, контактними умовами (формою, жорсткістю, проникністю та заглибленням контактних поверхонь). При цьому крім розповсюдження хвиль та пластичних деформацій грунту у насиченому рідиною середовищі змінюється тиск порової рідини. Найбільш помітні такі відхилення для шаруватої ППНР основи, що виникають при вертикальних коливаннях.

Відповідні крайові задачі для рівнянь Біо (які представлено рівняннями Гельмгольца, що описують хвилі трьох типів, параметри яких визначені характеристиками моделі ППНР середовища) методом інтегральних перетворень зведено до систем інтегральних рівнянь. Розглянуто шар, тильна сторона якого защемлена та непроникна для порової рідини. До вільної грані шару прикладається вертикальне симетричне гармонічне навантаження на тверду та рідинну фазу дільниці вільної поверхні шару, що представляє невідомі контактні тиски на тверду та рідинну фази. Дотичні контактні напруження не враховуються. Задовольняються умови на нескінченності. За допомогою системи комп'ютерної алгебри отримано символьні розв'язки задач лінійної алгебри для переміщень фаз шаруватого

ППНР середовища. Знаменники підінтегральних функцій визначають швидкість хвиль релеєвського типу, що поширюються по лицьовій поверхні шару та виникнення відповідно до значення частоти вимушених коливань ряду нормальних хвиль у ППНР шарі. Слід зауважити, що в наукових публікаціях зустрічається використання методів комп'ютерних символьних перетворень для визначення підінтегральних матриць-функцій у виразах для переміщень при аналізі динаміки шаруватих середовищ.

Методом ортогональних поліномів розглянуто динамічні контактні задачі для вертикальних коливань штампа з непроникною підошвою (полоса та прямокутник) на шаруватій двофазній основі. Розв'язок для шуканих коефіцієнтів рядів для представлення невідомих контактних тисків знаходимо з розв'язку нескінченої СЛАР методом покращеної редукції. Символьні розв'язки, які входять до коефіцієнтів системи лінійних алгебраїчних рівнянь, зведено до виразів, придатних для числової реалізації. визначено асимптотичні значення підінтегральних функцій для забезпечення стійкості числової оцінки невласних інтегралів (у тому числі і подвійних) від комплексних функцій, що осцилюють.

Метою роботи є визначення розподілу реакції, імпедансу та контактних тисків між фазами, оцінка рівня порового тиску під штампом та амплітуду його переміщень в сейсмічному діапазоні частот. Вивчається вплив характеристик моделі Біо та геометричних параметрів на гармонічні коливання системи фундамент-шарувата основа. Методика, на відміну від аналогічних, дає числові розв'язки для двох фаз ППНР середовища окремо. Результати тестових розрахунків відповідають фізичним властивостям моделі (зокрема резонансним проявам нормальних хвиль в шарі), узгоджуються з даними інших досліджень. Результати розрахунків свідчать про необхідність врахування порової рідини, що проявляється, зокрема, на амплітуді коливань та зміні резонансних частот, залежності їх від пористості, осередненого коефіцієнта фільтрації, висоти шару та розміру штампа.

Попереднє виконання символьних перетворень потребує досить багато часу та уваги, але оброблені символьні результати дозволяють докладно аналізувати структуру аналітичних розв'язків, отримувати у поєднанні з методом ортогональних поліномів ефективне вирішення ряду модельних та практичних задач динаміки основ та фундаментів, досить швидко проводити аналіз результатів багатьох розрахункових варіантів з використанням комп'ютерів бюджетного ряду при врахуванні складних контактних умов та хвильових властивостей двофазної шаруватої основи.

УСТОЙЧИВОСТЬ И ПУЛЬСАЦИИ КАВЕРНЫ, ПРИ ДВИЖЕНИИ С РАЗВИТОЙ КАВИТАЦИЕЙ

Серебряков В. В. Институт Гидромеханики НАНУ, Киев, serebrvv@gmail.com

Теория устойчивости и пульсаций осесимметричных каверн, являющаяся одним из выдающихся достижений теории кавитации, была создана в ряде работ Э.Парышевым [1-2] на основе уравнений для расчета нестационарных каверн [3-5]. Ниже предпринимается попытка дальнейшей разработки этой теории с учетом взаимодействия процессов малых колебаний каверны и измений гидростатического давления при малых измениях трактории движения кавитора осциллирующего характера Рис. 1, обусловленных колебаниями тела в каверне.

Рис.1 Форма каверны при малых отклонениях траектории движения от прямой линии

В качестве исходных, аналогично работам [1-2], применяются упрощенные варианты уравнений [3-5] для расчета формы и объема неастационарной каверны в системе координат, связанной с неподвижной жидкостью в виде (1, 2):

$$R^{2} = R_{n}^{2} + 2R_{n}U_{n}(x)\sqrt{\frac{c_{d} - k\sigma(x)}{2k\mu_{c}}} [t - t_{n}(x)] - \frac{2}{\rho\mu_{c}} \int_{t_{n}(x)}^{t} \left(\int_{t_{n}(x)}^{t} \Delta P(x,s)ds\right) dt$$
(1)

$$\frac{d^2 V(t)}{dt^2} = \int_{U_0 t - L(t)}^{U_0 t} \frac{\partial^2 S(x, t)}{\partial t^2} dx + U_0 \frac{\partial S(x, t)}{\partial t} \bigg|_{x = U_0 t} - \left(U_0 - \frac{dL(t)}{dt} \right) \frac{\partial S(x, t)}{\partial t} \bigg|_{x = U_0 t - L(t)}, \quad S = \pi R^2$$
(2)

Здесь r, x - полярные координаты, t - время, r = R(x, t) - форма каверны, R_n, U_n, c_d - радиус, скрость движения, коеффициент сопротивления кавитатора, $\Delta P = (P_{\infty} - P_c)$ - разность давлений в потоке P_{\infty} и в каверне, $\sigma = \sigma(x) = 2\Delta P(x,t) / \rho U_n^2(t) \Big|_{t=t_n(x)}$, ρ - массовая плотность жидкости. Здесь t = t_n(x) является функцией обратной x = x_n(t) в момент прохождения сечения задним сечением кавитатора, в котором происходит отрыв. Функция U_n(x) = U_n(t) $\Big|_{t=t_n(x)}$ определяется на основе закона движения кавитатора U_n(t). Оба коэффициента μ , k - при стационарном обтекании очень слабо зависят от формы рассчитываемой каверны и могут применяться на основе стационарных зависимостей. В наиболее простом варианте величины μ , k в достаточно типичном диапазоне удлинений $\lambda \sim 10 - 20$ могут быть приняты в качестве универсальных констант $\mu \sim 2 \div 2.2$, k $\sim 0.93 - 0.96$

Уравнение (2) для объема каверны V = V(t), при его линеаризации для малых возмущений давления $P_c = P_c(t)$ в каверне, применяется для случая движения с постоянной скростью $U_n = U_o$, L = L(t) длина каверны. Зависимость давления от объема каверны с учетом коеффициента заполненности κ_v каверны объемом тела при малых возмущениях,

моделируется в форме изентропы с показателем 1/n, 1/n = 1 соответствует изентропе, 1/n = 1.4 – адиабате для воздуха. По аналогии с работой [1] при обезразмеривании применяется характерный масштаб времени T_{*}

a)
$$\frac{1}{T_*} = \sqrt{\frac{1}{\kappa_v n} \left(\frac{2\pi}{\mu}\right) \left(\frac{P_o L_o}{\rho V_o}\right)}, \quad b) \ \tau_o = \frac{L_o}{U_o}, \ \overline{\tau}_o = \sqrt{\frac{1}{\kappa_v n} \left(\frac{2\pi}{\mu}\right) \left(\frac{P_o L_o^3}{\rho V_o U_o^2}\right)}$$
(3)

Здесь: L_o, V_o, длина и объем каверны, P_o давление в каверне, относительно которых рассматривается процесс малых колебаний каверны.

С учетом обозначений $P'_c = \frac{dP_c}{dt}$, $w' = \frac{dw}{dt}$, где w = w(t)- закон малых изменений траектории движения кавитатора по глубине, решение задачи сводится к решению уравнения с запаздывающим аргументом $\tau_o(4)$:

$$P_{c}^{'''}(t) + P_{c}^{'}(t) + P_{c}^{'}(t - \tau_{o}) - \frac{2}{\tau_{o}}P_{c}(t) + \frac{2}{\tau_{o}}P_{c}(t - \tau_{o}) + 2\frac{gT_{*}}{U_{o}}\left(\tau_{o}w^{''}(t - \tau_{o}) + w^{'}(t - \tau_{o}) - \frac{1}{\tau_{o}}w(t) + \frac{1}{\tau_{o}}w(t - \tau_{o})\right) = 0$$
(4)

При этом левая часть обоих уравнений без учета воздействия движения на процессы устойчивости каверны тождественно совпадает с уравнениями исследований [1, 2].

Предварительные оценки и расчеты на основе уравнения (3), совместно с уравнениями движения тела, показывют существенные возможности влияния малых измений давлений каверне при малых изменениях глубин тракториии движения кавитатора, на процесс колебания каверны и движения тела в каверне в целом.

Литература

- 1. Парышев Э. В. 1978 Система нелинейных дифферинциальных уравнений с запаздывающим аргументом, описывающих динамику нестационарых осесимметричных каверн // Тр. ЦАГИ им. Н.Е.Жуковского. -1978. -Вып. 1907. -С. 3-16.
- 2. Парышев Э. В. 1978 Теоретическое исследование устойчивости и пульсаций осесимметричных каверн// Тр. ЦАГИ им. Н.Е.Жуковского. -1978. -Вып. 1907. -С.17-40.
- 3. Серебряков В. В. Кольцевая модель для расчета осесимметричных течений с развитой кавитацией // Гидромеханика. -1974. -Вып. 27. С. 25-29.
- 4. Логвинович Г. В., Серебряков В.В. О методах расчета формы осесимметричных каверн // Гидромеханика. -1975. -Вып. 32. -С. 47-54.
- 5. Serebryakov V. V. Physical mathematical bases of the principle of independence of cavity expansion, Proceedings of Seventh International Symposium on Cavitation: CAV2009, Paper No.169, Michigan University, Ann Arbor, Michigan, USA.

МОДЕЛЮВАННЯ ТУРБУЛЕНТНИХ ТЕЧІЙ НАВКОЛО ТРАНСПОРТНОГО ЗАСОБУ MAGLEV

Сохацький A.B.^{1.2}, Арсенюк М.С.² ¹Університет митної справи та фінансів, Дніпро, ² Інститут транспортних систем та технологій НАН України, Дніпро <u>Sokhatsky anatoly@ukr.net, ars mix@ukr.net</u>

Реальні течії навколо транспортних засобів є турбулентними. Складна стохастична природа ускладнює процес їх вивчення. Моделювання таких течій є надзвичайно складним, як з фізичної так і з математичної точки зору. Розрахунок характеристик турбулентних потоків і на сьогодні залишається скоріше всього мистецтвом обчислювача. Це пояснюється надзвичайною фізичною складністю турбулентності і також її стохастичною природою. Математичне моделювання турбулентних течій залишається невирішеною проблемою аеродинаміки.

Однією з важливих проблем створення наземних швидкісних транспортних засобів типу Maglev є оптимізація аеродинамічних сил та моментів для забезпечення необхідних параметрів стійкості та керованості. Для її розв'язування необхідна використовувати фізичне або математичне моделювання.

Застосування експериментальних методів моделювання руху наземних транспортних засобів пов'язане з певними труднощами. При вивченні ряду явищ мають місце процеси, для яких утруднене моделювання у лабораторних і натурних умовах. Для подібності між натурою і модельним експериментом уже недостатньо задовольнити лише класичним критеріям подібності — рівності чисел Маха і Рейнольдса для моделі і натури.

Сучасні експериментальні підходи основані на використані аеродинамічних труб, які знайшли широке впровадження при розв'язуванні аеродинамічних задач в авіації, є некоректними у зв'язку з складністю постановки межових умов на шляховій структурі.

Для усунення похибок, що виникають при фізичних експериментах в аеродинамічних трубах необхідно використовувати математичне моделювання з застосуванням повних та осереднених рівнянь Нав'є-Стокса. Для моделювання течій навколо транспортних засобів Maglev найбільш поширеними є підходи основані на моделях в'язкої рідини. В сучасних методах обчислювальної аеродинаміки застосування моделей в'язкої рідини основується на використані осереднених за Рейнольдсом рівняннях Нав'є-Стокса. (Reynolds-Averaged Navier-Stokes - RANS) [2].

Найбільш достовірним вважаться пряме числове моделювання (DNS). При використані методу DNS розрізняються усі масштаби турбулентності. Це дозволяє розрахувати амплітудно-частотні та середні характеристики потоку шляхом осереднення за достатньо довгим інтервалом часу. Використання DNS вимагає застосування потужних обчислювальних ресурсів. Моделювання великих вихорів (LES) займає проміжне становище поміж прямим числовим моделюванням та осередненими рівняннями Нав'є-Стокса.

В LES поле течії розділяється на рух великих та дрібних вихорів. Великі вихори розраховуються. Дрібномасштабна турбулентність вважається ізотропною і має універсальний характер. В порівняні з DNS, метод LES потребує набагато менших ресурсів електронно-обчислювальних машин. Основною проблемою для LES залишається визначення похідних для розрізнення найдрібніших масштабів.

На сьогодні найбільш поширеним підходом для моделювання турбулентних течій залишається напівемпірична теорія турбулентності.

Для розв'язування задачі з визначення аеродинамічних характеристик транспортного засобу Maglev обрано модель течії в'язкого стисливого газу, що описується осередненими за Рейнольдсом рівняннями Нав'є-Стокса. Розрахункова область навколо транспортного апарата є складною, тому використано криволінійну систему координат.

Для замикання системи осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса використано моделі турбулентності SST (Shear Stress Transport) Ментера.

Розрахунки показали, що форма носової частини транспортного апарата впливає на характер розподілу тиску в передній частині клиноподібного носика. Розміщення зони підвищеного тиску нижче поздовжньої осі симетрії транспортного засобу може сприяти появі поздовжнього моменту. Під днищем транспортного апарата, в поздовжньому напрямку, під дією шляхової структури зміна тиску незначна. Проте поблизу кормової частини спостерігається поява на нижній та верхній поверхнях корпусу зони пониженого тиску. На верхній частині корпусу транспортного апарата зміна тиску більш інтенсивна, що сприяє появі підіймальної сили. В результаті виникає підіймальна сила, яка намагається утримувати транспортний апарат над шляховою структурою.

Розраховано аеродинамічні характеристики для режимів руху з кутами тангажу 9=-2°,9=-1°,9=0°,9=1°,9=2°. Отримано залежності аеродинамічних характеристик $c_x(g,h)$, $c_y(g,h)$, $m_z(g,h)(h$ - відстань до шляхової структури) Проведені розрахунки показали, що мінімальний лобовий опір характерний для 9=0°. Проведений аналіз залежностей аеродинамічних характеристик від кута атаки та відстані до шляхової структури, показав що транспортний апарат не має достатньої поздовжньої статичної стійкості у всьому діапазоні робочих параметрів.

Коефіцієнт лобового опору C_x , в діапазоні відстаней до шляхової структури від 0,013 - 0,067, збільшується, після чого, до значення відстані 0,13 не зазнає істотних змін. Далі, на проміжку до максимальної відстані до шляхової структури, зменшується аж до значень менше за початкових, і до відстаней 0,25 - 0,3 виходить практично на стале значення.

Коефіцієнт підіймальної сили C_y на усьому даному діапазоні зміни відстаней до шляхової структури має від'ємне значення. Модуль величини C_y на проміжку відстаней до шляхової структури від 0,013 до 0,04 різко зменшується. Потім, на проміжку відстаней до шляхової структури до 0,13 змінює своє значення в невеликих межах: збільшується відстань до шляхової структури до 0,1 і зменшується до 0,13. Далі, на проміжку відстаней, що залишився, до шляхової структури до 0,3 поступово зменшується із залежністю, близькою до лінійної.

Залежність коефіцієнта m_z від відстані до шляхової структури подібна до зворотної залежності коефіцієнта C_y . На початковому проміжку до 0,04 значення m_z різко збільшується, після чого він набагато повільніше росте аж до значення відстані 0,1, а після значення 0,15 повільно зменшується на усьому проміжку відстаней до шляхової структури.

Таким чином розроблено методику, алгоритми та програмне забезпечення моделювання течії в'язкого стисливого газу на основі числового розв'язування осереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса. Проведені дослідження показали, що розроблена методика є працездатною і може використовуватися для оцінки аеродинамічних характеристик транспортних засобів Maglev. В подальших дослідженнях необхідно розв'язувати зв'язану задачу аеродинаміки та динаміки руху транспортного засобу.

МЕТОД ГРАНИЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ В ЗАДАЧАХ ВИМУШЕНИХ КОЛИВАНЬ РІДИНИ В ОБОЛОНКАХ ОБЕРТАННЯ ПРИ РІЗНИХ РІВНЯХ ЗАПОВНЕННЯ

Стрельнікова О.О.¹, Тонконоженко А.М.², Мироненко М.Л.¹, Крютченко Д.В.¹ ¹Інститут проблем машинобудування ім. А.М. Підгорного НАН України, Харків, <u>estrel@ipmach.kharkov.ua</u>, <u>mariamyronenko87@gmail.com</u>, <u>wollydenis@gmail.com</u> ²Державне підприємство «Конструкторське бюро «Південне» ім. М.К. Янгеля», Дніпро

Оболонкові конструкції при експлуатації зазнають найбільшу небезпеку від плескань рідини. Обчислення динамічних складових зусиль, викликаних плесканнями, є важливим при аналізі руху резервуарів при різних маневрах. Ця проблема є загальною для баків автомобілів, літаків, ракетоносіїв, кораблів та танкерів та призводить до втрати стійкості, порушення при маневруванні і навіть руйнування ракетоносіїв, тощо. Тому удосконалене вивчення явищ плескань в резервуарах та паливних баках є актуальним питанням.

Ефективність використання демпферів та інших пристроїв для зменшення негативного впливу плескань в більшості випадків адекватно оцінюється лише після проведення натурних експериментів, які є досить коштовними, інколи навіть нездійсненими за різних обставин, та можуть призвести до руйнування об'єкту дослідження внаслідок недосконалого проектування, заснованого на емпіричних засадах. Таким чином, комп'ютерний експеримент на основі сучасних обчислювальних методів стає головним засобом при проектуванні відповідальних конструктивних елементів.

Аналіз сучасних сертифікованих комп'ютерних програмних комплексів довів, що ефекти плескань рідини практично нехтуються. Крім того, такі комплекси засновані на використанні методів скінченних елементів, що призводить до необхідності розв'язання задач великої вимірності, оскільки необхідно піддавати дискретизації як пружне тіло, так і весь об'єм рідини; в той час як застосування методу граничних інтегральних рівнянь вимагає лише дискретизації границь. На цей час існують методи та комп'ютерні програми, в яких вивчаються коливання елементів конструкцій з рідиною або у припущенні, що стінки резервуарів є жорсткими, або, якщо резервуар пружний, то не враховуються явища плескань. Недостатньо уваги приділено коливанням пружних паливних баків в умовах мікрогравітації, особливо за наявністю перегородок-демпферів. Сумісне урахування пружності стінок резервуару та плескань рідини «оболонка-рідина», що розглянуто у роботах [1-6]. Найбільш суттєві зміни динамічної поведінки системи відбуваються при врахуванні пружності стінок або днища резервуарів. Вплив демпферів, плаваючих кришок та інших покриттів вільної поверхні також може суттєво змінити динамічну поведінку оболонкових конструкцій з рідиною.

Розроблено ефективні сучасні методи і програмний комплекс для розрахунку на міцність оболонкових конструкцій, частково заповнених рідиною, з урахуванням плескань, явищ гідропружності, можливості зміни рівня заповнювача, перевантажень та мікрогравітації. Базуючись на розробках [1-6] у поєднанні з аналітичними засадами та теоретичному обґрунтуванні розроблених схем, створені нові сучасні чисельно-аналітичні методи та комп'ютерна технологія для аналізу вільних та вимушених коливань складених паливних баків ракетоносіїв на різних стадіях польоту: при перевантаженнях та в умовах мікрогравітації, з урахуванням плескань рідини та пружності стінок баків. Застосовано сумісне використання редукованих методів скінченних і граничних елементів та аналітичних методів для дослідження вільних та вимушених коливань оболонок обертання, частково заповнених рідиною.

Створено уточнену математичну модель для визначення частот та форм вільних коливань резервуару, частково заповненого рідиною, за наявністю внутрішніх перегородок та плавучої кришки. Частота сили збудження близька до власної частоти коливань резервуару, а на його стінки діє високий тиск, який може призвести до руйнування всієї конструкції, тому визначення власних частот і форм конструкції має велике значення. Розроблено методику дослідження вільних та вимушених коливань пружної оболонки обертання з довільним меридіаном при частковому заповненні ідеальною нестисливою рідиною та запропоновано метод розкладання шуканих форм коливань оболонки з рідиною в ряд по власних формах коливань незаповненої оболонки.

Новизна запропонованого методу полягає у можливості дослідження як пружних так і жорстких перегородок в заповнених рідиною резервуарах у формі оболонок обертання з довільним профілем меридіану. Метод дозволяє з'ясовувати залежності частот коливань від рівню заповнення при різних значеннях прискорення вільного падіння, з урахуванням різних значень числа Бонда, що відображає різні рівні поверхневого натягу. Також розглядається можливість викривлення вільної поверхні рідини з урахуванням поверхневого натягу при малому рівні гравітації. Комп'ютерне моделювання здійснюється як для вибору оптимального місця розташування перегородки так і для визначення її розмірів.

Розв'язання зазначеної проблеми вільних коливань пружної оболонки обертання з урахуванням плескань рідини вимагає побудови трьох систем базисних функцій, а саме визначення форм коливань рідини в жорсткому резервуарі під дією сили тяжіння, форм коливань незаповненої оболонки, власних форм коливань пружної оболонки без врахування сили тяжіння. Остаточно, отримуємо систему звичайних диференціальних рівнянь другого порядку для дослідження коливань оболонок у зв'язаному формулюванні. Чисельний розв'язок цих рівнянь здійснено з застосуванням методів скінченних та граничних елементів і методів Рунге-Кутта.

Розроблений метод та комп'ютерна технологія дозволять вивчити як повздовжні, так і поперечні коливання систем «оболонка-рідина». Крім застосування в аерокосмічній техніці, впровадження запропонованого методу і комп'ютерних програм дозволить забезпечити новий технічний рівень розв'язання важливих прикладних задач, де застосовуються тонкостінні елементи конструкцій.

Література

- Vasyl V Gnitko, Kyryl G Degtyariov, Vitaly V Naumenko, Elena A Strelnikova. Coupled BEM and FEM Analysis of Fluid-structure Interaction in Dual Compartment Tanks // International Journal of Computational Methods and Experimental Measurements. 6, N6, WIT Press pp 976-988, 2018.
- 2. Gnitko, V., Naumemko, Y., Strelnikova E. Low frequency sloshing analysis of cylindrical containers with flat and conical baffles, //International Journal of Applied Mechanics and Engineering 22 (4) ,pp.867-881, 2017.
- 3. Kirill Degtyarev, Vasyl Gnitko, Vitaly Naumenko, Elena Strelnikova. Reduced Boundary Element Method for Liquid Sloshing Analysis of Cylindrical and Conical Tanks with Baffles // International Journal of Electronic Engineering and Computer Sciences 1, N 1, pp.14-27, 2016.
- Karaiev A., Strelnikova E. (2020) Liquid Sloshing in Circular Toroidal and Coaxial Cylindrical Shells. In: Ivanov V., Pavlenko I., Liaposhchenko O., Machado J., Edl M. (eds) Advances in Design, Simulation and Manufacturing III. DSMIE 2020. Lecture Notes in Mechanical Engineering. Springer, Cham, pp.3-13.
- Strelnikova E., Kriutchenko D., Gnitko V., Degtyarev K. Boundary Element Method in Nonlinear Sloshing Analysis for Shells of Revolution under Longitudinal Excitations // Engineering Analysis with Boundary Elements, Vol. 111, pp. 78–87, 2020.
- Gnitko, V.I., Degtyariov, K.G., Karaiev, A.O., Strelnikova, E.A. Singular boundary method in a free vibration analysis of compound liquid-filled shells // WIT Trans. Eng. Sci. 126, pp. 189–200, 2019.

ЗАХИСТ РЕКРЕАЦІЙНОГО ПЛЯЖУ БУНАМИ ТА ХВИЛЕЛОМАМИ

Терещенко Л.М., Хомицький В.В., Воскобійник В.А., Ткаченко В.О., Воскобійник А.В., Харченко А.Г., Воскобойник О.А., Нікітін І.А. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, <u>litere70@gmail.com</u>

Головним чинником руйнування берегової зони є хвилева абразія, активація якої спричинена підвищенням рівня моря, збільшенням повторюваності та інтенсивності необґрунтованим будівництвом безсистемним i берегозахисних штормів. i берегоукріплювальних споруд та іншими чинниками. Заходи з будівництва берегозахисних споруд належать до природоохоронних і направлені на відвернення (призупинення) небезпечних геологічних процесів, з метою запобігання руйнування берега, втрати цінних лікувальних та земельних ресурсів рекреаційної зони. Берегозахисні споруди зменшують дію хвиль на береговий схил та пляжну полосу, а також регулюють переміщення наносів у прибережній зоні моря з метою збереження та відновлення пляжу, як основного елемента захисту берегів. За способами захисту берегів споруди діляться на дві групи: пасивні або активні берегозахисні споруди. Пасивні берегозахисні споруди сприймають на себе дію хвиль та зменшують їх енергію завдяки своїй конструкції. Активні берегозахисні споруди зберігають пляжі або створюють умови для формування пляжів, зменшуючи енергію, висоту та період штормових хвиль. В значній мірі енергія хвиль гаситься на підході до берега. Берег зміцнюється спорудами, що затримують наноси, в результаті чого перед ділянкою берега утворюється захисна смуга пляжу. До числа активних способів захисту відносять поперечні буни, надводні і підводні хвилеломи, банкети, підводні рівчаки, штучні миси, поздовжні берегоукріплювальні хвилерізи та інше.

Мета роботи – визначення за допомогою фізичного моделювання найбільше ефективних берегозахисних споруд активного способу захисту, які використовуються в умовах дефіциту наносів хвильового поля

У хвильових басейнах на полігоні Інституту гідромеханіки НАНУ були проведені експериментальні дослідження різної компоновки берегоукріплювальних споруд для вибору оптимального варіанту захисту берегової полоси для попередження розмиву рекреаційного пляжу. Хвильові басейни мали розміри 67×43 м та 43×27 м і висоту огороджувальних стінок 2 м; глибина наповнення басейнів водою складала 0,9 м. Басейни обладнані щитовими хвилеутворювачами, які породжували хвилі регульованої та контрольованої висоти від 0,02 м до 0,4 м та періоду від 0,5 с до 2 с.

В дослідах вертикальний та горизонтальний масштаби моделі складали відповідно 1:20 та 1:90. Під час моделювання дотримувались умови автомодельності за числом Рейнольдса, яке розраховувалося за горизонтальною складовою орбітальної швидкості та за глибиною потоку і складало Re = $(1...10) \cdot 10^6$. Осереднені значення параметрів хвиль (p=1%) при косому (ПдЗ) підході хвиль до досліджуваної ділянки морського узбережжя Азовського моря дорівнювали: h_{1%}=2,0 м; $\overline{\lambda}$ =21 м; $\overline{\tau}$ =3,67 с. З урахуванням масштабу моделювання на моделі параметри хвиль були наступними: h_м=0,10 м; $\overline{\lambda}_{m}$ =1,05 м; $\overline{\tau}_{m}$ =0,82 с.

Вимірювання параметрів хвиль і їх контроль здійснювалися за допомогою датчиків статичного і динамічного тиску та пульсацій тиску. Датчики були виготовлені на базі п'єзорезистивних і п'єзокерамічних чутливих елементів. Датчики було установлено в кореляційні блоки по декілька датчиків у кожному та монтувалися урівень з обтічною поверхнею досліджуваних об'єктів. Електричні сигнали датчиків після відповідного підсилення та фільтрування потрапляли на восьми або шістнадцяти канальні аналоговоцифрові перетворювачі (АЦП), які було установлено у персональні комп'ютери. Цифрові сигнали оброблялися і аналізувалися на комп'ютерах за відповідними програмами та алгоритмами з використанням апарату теорії ймовірності та математичної статистики.

Згідно до розробленої програми та методики досліджень було розроблено і створено декілька варіантів моделей фрагментів берегозахисних споруд. Однією з конструкцій берегозахисних споруд були буни, установлені перпендикулярно до берегової лінії. Установлено, що під дією хвильового руху, який було спрямовано під кутом 42 градуси до моделі берегозахисної споруди, відбувається розмив пляжу біля навітряних сторін бун і намив грунту біля підвітряних сторін бун. Поблизу голів бун зареєстровано значний розмив грунту. Згідно до наведених результатів досліджень з наближенням хвильового руху до моделей берегозахисних споруд та відкосів пляжів спостерігається зменшення висоти хвиль, а їх період залишається незмінним. Поблизу критичних глибин виявлено руйнування верхньої частини хвиль, яке збільшується з наближенням до берега. В області обвалення хвиль та на рівні голів бун поблизу відкосу модельного пляжу виявлено руйнування підошви хвиль. В спектрах пульсацій хвильового тиску з наближенням до берегової лінії має місце зменшення спектральних рівнів пульсацій хвильового тиску в області низьких частот, а особливо на тональних складових коливального процесу. Разом з цим спостерігається підвищення спектральних складових пульсацій хвильового тиску в області високих частот, що обумовлено генерацією дрібномасштабних вихрових структур і струменевих течій через руйнування хвиль у прибережній зоні.

Наступною моделлю берегозахисних споруд досліджувалися Т-подібні хвилеломи з бунами у вигляді траверс, які утворювали бухти. Створення бухт дозволило зберегти площу рекреаційного пляжу, в тому числі і під дією хвиль на нагонному рівні. Практично близько 80% початкового об'єму берми не перероблялося хвилями. Дослідження хвильового руху та спектральних складових пульсацій хвильового тиску показали, що суттєвих змін у характері поведінки хвильового руху не спостерігалося. На рівні критичних глибин порушувалася форма гребнів хвиль, а в області обвалення хвиль і поблизу відкосу модельного пляжу хвилі руйнувалися. Поблизу поверхонь хвилеломів спостерігалося значне руйнування хвиль та збільшення їх висоти, які були на (30-50)% вищі, ніж посередині міжбунних акваторій на рівні площини хвилеломів.

Зміна конструкції хвилеломів у вигляді розтрубів (кут розкриття (120-130) градусів), які утворено двома відрізками, призвела до зміни хвильового руху у прибережній зоні та на поведінку рекреаційного пляжу. Застосування V-подібних хвилеломів з бунними траверсами привело до зменшення хвильового навантаження на модель піщаного пляжу, особливо в зонах, які прилягають до берегозахисних конструкцій. V-подібні хвилеломи суттєво захистили бухти від дії косого хвилевого руху. При цьому напрямок хвиль на вході у бухти став більше фронтальним, а висоти хвиль значно зменшилися та стали більше хаотичними. По суті справи кормові частини хвилеломів у вигляді розтрубів спрямували основний хвильовий потік назовні з бухти у відкрите море, руйнуючи хвилі. Взаємодія хвиль з конструкціями хвилеломів призвела до значних розмивів ґрунту поблизу хвилеломів і на вході до створених бухт. Спектральні складові хвильового тиску поблизу хвилеломів і вхідної частини бухт значно збільшилися в області високих частот і зменшилися в області низьких частот, особливо на основній частоті хвильового руху та на її вищих гармоніках.

Визначено, що обрані методи берегозахисних споруд забезпечують захист берегів від руйнування з одночасним відновленням (утворенням) пляжів, які активно можуть бути використані в рекреаційних цілях у національних природних парках і санітарно-курортних зонах прибережної полоси Азовського і Чорного моря.

РАСЧЕТНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ С ОРГАНАМИ УПРАВЛЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ

Тимошенко В.И., Галинский В.П.

Институт технической механики НАНУ и ГКАУ, г. Днепр, vitymoshenko@nas.gov.ua

Результаты комплексного расчета летательных аппаратов с органами управления и стабилизации при наличии прямоточного воздушно-реактивного двигателя в строгой постановке можно получить методом установления по времени, решая полную систему уравнений газовой динамики и химической кинетики. В рамках такого подхода решаются нестационарные трехмерные уравнения газовой динамики. Для решения этих уравнений могут быть использованы промышленные программные комплексы (FlowVision, ANSYS CFX, ANSYS FLUENT, SolidWorks и др.), которые в настоящее время получили широкое распространение. Однако применение алгоритмов метода установления требует больших затрат машинного времени (до нескольких суток). Существенно уменьшить затраты времени на проведение расчетов дает возможность использование маршевых алгоритмов. Это позволяет значительно сократить сроки предварительного определения на этапе проектной отработки конструктивных параметров составных частей ракет и летательных аппаратов.

В докладе обсуждаются вопросы разработки и создания расчетно-методического обеспечения для маршевого расчета пространственного сверхзвукового обтекания ракет с органами управления и стабилизации, в том числе и летательных аппаратов с прямоточными воздушно-реактивными двигателями. В основу созданного расчетно-методического обеспечения положены маршевые алгоритмы численного интегрирования уравнений Эйлера или параболизованных уравнений Навье-Стокса,. Полный аэродинамический расчет поля потока около тела с органами управления и стабилизации и суммарные аэродинамические характеристики компоновки определяются за 5 – 10 минут работы процессора ПЭВМ Pentium с тактовой частотой 2,5 ГГц на расчетной сетке с требуемой точностью расчета.

При построении маршевых алгоритмов используются принцип декомпозиции, согласно которому в процессе маршевого расчета осуществляется разбиение расчетной области, заключенной между поверхностью обтекаемого тела и фронтом головной ударной волны, на расчетные подобласти типа А, Б и В в зависимости от положения, размещенных на корпусе тела ОУС. Схема разбиения на расчетные подобласти показана на рис. 1. Положение каждого.

органа управления с И стабилизации (ОУС) на корпусе тела задается двумя параметрами – координатой продольного сечения x_0^n и меридиональным углом φ_0^n (n = 1...N, где N – количество ОУС, размещенных на корпусе тела), используемыми для задания положения точки O_n начала локальной декартовой системе



характерные расчетные области

координат $O_n x_n y_n z_n$, в которой задается форма *n*-го ОУС. Кроме того для каждого ОУС задается угол δ^n , на который он может быть отклонен.
Для расчета обтекания участка боковой поверхности корпуса тела с размещенными на нем органами управления используется один из двух подходов – метод локального взаимодействия или упрощенный многозонный метод.

При расчете по методу локального взаимодействия интерференция не учитывается, но можно рассчитать силовое воздействие набегающего потока на ОУС при больших углах отклонения рулей.

С использованием многозонального метода рассчитывается обтекание корпуса и органов управления. Поле возмущенного течения в рассматриваемой характерной области разбивается на расчетные подобласти меридиональными плоскостями, в которых расположены органы управления. Эти органы представляются плоскими элементами малой толщины, размещенными в меридиональных плоскостях, которые могут быть произвольной формы в плане. Расчет с использованием многозонного метода позволяет учесть интерференцию корпуса PH со всеми ОУС. В докладе приводятся результаты расчетов полей течения, распределений давления и суммарных аэродинамических характеристик для различных компоновок ракет с ОУС, полученных с использованием различных методик расчета. Ввод исходных данных задачи, геометрических параметров формы корпуса тела и ОУС осуществляется в интерактивном диалоге.

При расчете сверхзвукового обтекания ЛА с прямоточным воздушно-реактивным двигателем (ПВРД) необходимо задавать форму корпуса тела интегрированного с ПВРД. Это приводит к достаточно сложной конфигурации поперечного сечения. Для задания пространственной формы поверхности корпуса ЛА используется разбиение ее опорными сечениями $x_i = const$, i = 1, ..., Ni, где Ni - количество опорных сечений вдоль тела. Форма контура поперечного сечения поверхности корпуса ЛА в опорном сечении $x = x_i$ задается аналитически набором из Nk линий, используемых для аппроксимации участков контура поперечного сечения. Каждая из этих линий характеризуется своим способом аналитического описания. Координаты точек поверхности тела в сечении x = const, лежащем между двумя соседними опорными сечениями $x_{i-1} < x < x_i$, находятся с помощью интерполяции.

Маршевый расчет течения около корпуса ЛА с ПВРД осуществляется таким же образом, как и для корпуса ракеты, но с двумя основными отличиями. В сечении передней кромки воздухозаборного устройства ПВРД из расчета исключается часть воздушного потока, попадающая в тракт ПВРД. В сечении донного среза выхлопного сопла ПВРД учитывается взаимодействие возмущенного набегающего потока воздуха со сверхзвуковой струей продуктов сгорания. Области дозвукового течения в выходной части ВЗУ и дозвукового неравновесного течения в камере сгорания рассчитываются с использованием модели «узкого канала» или в квазиодномерном приближении.

Общая картина обтекания внешнего летательного аппарат с ПВРД показана на рис. 2 На этом рисунке приведены изолинии продольной числа Маха в плоскости симметрии течения потока, ограниченного поверхностью корпуса ЛА И головной ударной волной и в плоскости





Рис 2. Изолинии числа Маха

ПРИМЕНЕНИЕ СВЯЗКИ МАТLAB + FORTRAN ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ РАСЧЕТНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ANSYS CFX Филонов В.В^{1,2}., Коваленко А.В^{1,2}., Филонова Ю.С^{1,2}. ¹ООО «ИПП-Центр», г. Киев, workFVV@gmail.com

²НТУУ КПИ им. И. Сикорского, Киев

Исходя из последних нескольких крупных релизов ANSYS (R18-R20) можно сделать вывод, что основной код ANSYS CFD – FLUENT [1]. Подавляющее большинство нововведений, а также крупных тестов разработчиков относятся именно к FLUENT. Сейчас этот код имеет все необходимое для создания собственных инженерных решений для междисциплинарного анализа не только для уже классической комбинации «жидкость – конструкция», но и для более нелинейных систем (например, «жидкость – нейтронное поле»). Известны также и работы по сопряжению нодальных кодов типа RELAP с FLUENT [2] для учета масштабов задачи в «ширину» (системное влияние). К тому же, ANSYS FLUENT имеет такой набор инструментов и моделей, а также возможности их комбинирования как в пользовательском интерфейсе, так и с помощью UDF, которые позволяют применять код в исследовательских целях. Стоит отметить, что ANSYS FLUENT поддерживает вычисления на видеокартах, что в некоторых случаях может повысить устойчивость при вычислениях (не всегда расчеты ускоряются). Похожие возможности предоставляет продвинутому расчетчику пакет OpenFOAM dev за исключением удобного интерфейса (хотя это легкое неудобство решается с помощью Visual-CFD и других проприетарных надстроек).

Несмотря на то, что разработчики позиционируют ANSYS CFX как код для расчета турбомашин (акцентируют на этом внимание), CFX – по-прежнему код целевого направления с огромным опытом применения в различных отраслях. К тому же ANSYS CFX рассматривается как один из базовых кодов, которые в перспективе могут быть аттестованы для нужд отечественной атомной энергетики. Расчетный код CFX характеризуется повышенной устойчивостью за счет эффективной комбинации следующих особенностей: трилинейная функция формы контрольного объёма (преимущества от МКЭ), применение интерполяции для поля давления (согласованная сетка), coupled – решатель и стабильный pre-processor. В ряде обобщённых задач CFD существующего инструментария в связке с CEL (CFX Expression Language) – выражениями вполне достаточно. Для адаптации существующих моделей или внедрения пользовательских решений ANSYS CFX поддерживает подпрограммы на языке FORTRAN-77/90 используя Intel-Compiler. В общем случае, с помощью FORTRAN можно организовать подпрограммы – функции (CEL) и подпрограммы – процедуры без явной передачи переменных (Junction-box). Последний тип подпрограмм требует особого опыта и осторожности, поскольку взаимодействие с переменными CFX-Solver осуществляется неявным образом через указатели на соответствующие регистры оперативной памяти. Преимущество Junction-box над CEL заключается в способе вызова, а также стабильности при распараллеливании [3].

Альтернативный способ «внедрения» внешней процедуры обмена данными с решателем CFX можно организовать, взаимодействуя с файлами сценария *CCL с помощью MATLAB. При этом можно существенно оптимизировать такие задачи:

• Автоматизация обработки экспериментальных данных (валидационные расчеты) либо параметрический анализ.

• Квазилинейная задача (метод запаздывающих коэффициентов при нестационарном процессе либо метод фиксированных итераций – стационарный расчет).

• Комбинация, в которой для промежуточных итераций на временном шаге применяются подпрограммы на FORTRAN в виде CEL, а между глобальными временными шагами осуществляется коррекция сценария с помощью MATLAB.

Целесообразность применения MATLAB определяется временем инициализации первой итерации CFX-Solver, которое зависит от плотности расчетной сетки, а также

наличием пользовательских интерполяционных функций с >10⁴ точек. На Рис. 1 представлена общая схема организации взаимодействия MATLAB-CFX-FORTRAN.



Рис. 1 – Общая концепция организации интерфейса

На основе описанного способа взаимодействия были решены следующие задачи:

• Параметрический анализ температурного состояния выгородки реактора ВВЭР-1000 для каждой топливной кампании для референтного энергоблока. Валидация кода CFX для применения в области сверхкритической жидкости на основе экспериментальных данных 1/3/7 стержневых сборок (MATLAB+CFX).

• Процесс нагрева среды при работе гидротормоза (FORTRAN/MATLAB+CFX).

• Формирование замыкающих тепловых граничных условий в элементах верхнего блока ВВЭР-1000 при аварийных процессах для дальнейшего прочностного анализа (MATLAB+FORTRAN+CFX).

Уникальность последней задачи состоит в том, что вся аэродинамическая часть, а также уравнения энергии для определения опорной температуры воздуха решаются с помощью специальной модели в МАТLAB, а в СFX решается лишь уравнение теплопроводности для металлоконструкции. Коэффициенты теплоотдачи на поверхности высчитываются с помощью FORTRAN – функций на каждой итерации.

По своей сути такая организация взаимодействия CFX и MATLAB позволяет не только оптимизировать параметрические расчеты либо решать специфические нелинейные задачи, но и организовывать сопряжения с другими кодами включая нодальную теплогидравлику.

В дальнейших работах будет показана концепция применения кода ANSYS CFX совместно с пользовательскими подпрограммами для организации анализа переходных процессов для систем в одномерном приближении.

Литература:

- Computational Fluid Dynamics (CFD) Simulation [Элетронный ресурс] Режим доступа к ресурсу: <u>https://www.ansys.com/products/fluids</u>.
- A. Toti. Improved numerical algorithm and experimental validation of a system thermalhydraulic/CFD coupling method for multi-scale transient simulations of pool-type reactors / A. Toti, J. Vierendeels, F. Belloni. // Annals of Nuclear Energy. – 2017. – №103. – C. 36– 48.
- 3. ANSYS CFX-Solver Modeling Guide. 2018. C. 650.

БАГАТОКАНАЛЬНА АВТОМАТИЗОВАНА СИСТЕМА РЕЄСТРАЦІЇ ПАРАМЕТРІВ ХВИЛЬ

Філімонов В.Ю.¹, Кочін В.О.², Мороз В.В.³ Інститут гідромеханіки НАН України, Київ ¹E-mail: <u>Filimonov@nas.gov.ua</u>, ²E-mail: <u>KochinVO@nas.gov.ua</u>, ³E-mail: <u>MorozVV@nas.gov.ua</u>

Система реєстрації параметрів поверхневих гравітаційних хвиль є важливою складовою технічного обладнання будь-якого дослідного басейна. Найчастіше вона застосовується при реєстрації параметрів хвиль, що генеруються моделями суден при налаштуванні генераторів хвиль та при дослідженні взаємодії поверхневих хвиль з берегами та штучними хвилеломами. При цьому точність реєстрації, мобільність та здатність до просторового вимірювання є ключовими характеристиками системи. Таким чином, створення багатоканальної автоматизованої системи реєстрації параметрів хвиль в дослідному басейні є актуальною задачею.

Аналіз існуючих принципів побудови систем реєстрації параметрів хвиль показав, що найбільш прийнятним способом вимірювання поверхневих хвиль є спосіб за допомогою ємнісних сенсорів. Конструкція таких сенсорів ґрунтується на залежності електричної ємності конденсаторного перетворювача, утвореного одним або декількома стрижнями, від рівня занурення їх у воду.

Відомо, що при частковому зануренні конденсаторного перетворювача у воду його ємність C може бути представлена у вигляді сумарної ємності двох паралельно з'єднаних конденсаторів C_1 і C_2 . У конденсатора C_1 міжелектродний простір заповнений водою на глибині занурення h, а у конденсатора C_2 - повітрям над рівнем води висотою H - h (тут H - загальна довжина конденсаторного перетворювача). Таким чином, сумарна ємність такого конденсатора визначається за формулою

$$C = C_1 + C_2 = \varepsilon_{\mathcal{M}} \varepsilon_o a H + \varepsilon_c \varepsilon_o a (H - h),$$

де: ε_{∞} , $\varepsilon_{\varepsilon}$ та ε_{o} - діелектрична проникність відповідно води, повітря та вакууму; $a = b/\delta$ - конструктивний параметр перетворювача, що залежить від ширини електродів *b* та відстані між ними δ .

Конструктивно ємнісний сенсор складається з двох ізольованих дротів діаметром 1 мм, які натягнуті паралельно один одному на відстані 4...5 мм вздовж несучого металевого стрижня діаметром 8 мм. Зовнішній вигляд ємнісного сенсора представлено на рис. 1-*а*.



Рис.1. Зовнішній вигляд ємнісного сенсора (*a*) та принципова схема автоматизованої системи реєстрації параметрів хвиль (б).

Автоматизовану систему реєстрації параметрів хвиль було утворено на базі восьми ємнісних сенсорів. Принципова схема системи наведена на рис. 1-б. До складу системи

входять пристрої перетворення та передачі інформації, лінії зв'язку та пристрої прийому і вводу інформації в персональний комп'ютер.

Керування автоматизованою системою реєстрації параметрів хвиль та обробка даних здійснюється за допомогою спеціально розробленого програмного забезпечення «Wave -M». Програмне забезпечення містить дві підпрограми: «Збір даних», яка забезпечує збір та відображення даних та «Таблиця вузлових значень», яка забезпечує перерахунок вихідних даних у висоту хвилі в метричній системі одиниць вимірювання. При відображені результатів експерименту автоматично здійснюється масштабування профілів хвиль з урахуванням мінімальної та максимальної величин зареєстрованих висот хвиль. Є можливість більш детального перегляду результатів в бажаному інтервалі часу та висот хвиль.

Автоматизовану систему реєстрації параметрів хвиль було використано в дослідному басейні при експериментальному дослідженні процесу взаємодії корабельних хвиль зі стінками мілководного каналу. Схема розташування сенсорів системи реєстрації параметрів хвиль відносно напрямку руху моделі судна і стінок басейну показана на рис.2а. Таким чином, реєстрація хвильового профілю здійснювалася на смужці водної поверхні шириною 980 мм. При цьому найближчий профілограф розташовувався на відстані 52 мм від стінки басейну, а найдальший, відповідно, на відстані 1032 мм. Характерний вигляд тривимірної хвильової поверхні, що реєструється за допомогою системи, показано на рис.2б.



Рис.2. Схема розташування сенсорів (*a*) та тривимірна модель хвильової поверхні, що генерована моделлю судна (б).

Аналіз результатів експериментальних досліджень щодо генерації хвильових полів судном при плаванні в широкому мілководному каналі показав, що безпосередньо біля стінки басейну відбувається підйом рівня і формування специфічної хвилі, яка має назву «ніжка Маха». Висота цієї хвилі перевищує висоту падаючої хвилі в півтора-два рази. Швидкість розповсюдження хвилі в каналі дорівнює другій критичній швидкості.

Висновок.

Створена в Інституті гідромеханіки НАН України багатоканальна автоматизована система реєстрації параметрів хвиль дозволяє досліджувати профіль та напрямок розповсюдження хвиль висотою до 400 мм з точністю ±1 мм. Система відповідає вимогам ІТТС-7.5-02-07-03.2 щодо досліджень регулярних і нерегулярних хвиль в дослідному басейні.

ПРИБЛИЖЕННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ НАВЬЕ-СТОКСА ДЛЯ НЕСЖИМАЕМОГО ВЯЗКОГО ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ С ПРОСКАЛЬЗЫВАЕНИЕМ ВБЛИЗИ ТВЕРДЫХ ГРАНИЦ

А. В. Шеховцов

Институт гидромеханики НАНУ, Киев, avshekhovtsov@gmail.com

Для моделирования вихревых течений в некоторых задачах, например, в задачах о моделировании работы крыльев насекомых, иногда необходимо рассматривать движение вихрей или вихревых поверхностей при наличии стенки, канала или другой твердой границы, условием прилипания на которых можно пренебречь. Например, в работе [1] при помощи обобщенного УМДВ и метода зеркального отображения исследовались аэродинамические характеристики пары симметрично вращающихся крыльев насекомых (фаза броска механизма Вейс–Фо) и поля вязкого вихревого течения вокруг них. А в работе [2], на основе экспериментальных данных о кинематике движения крыльев, при помощи УМДВ (в идеальной постановке) исследовался процесс вентиляции пчелами своего улья, для чего моделировалось движение вихрей в канале. Однако аналитических выражений для кинематических полей течений от вихря вблизи стенки и в канале в указанных работах не приведено.

Как известно, вихревое движение является квазитвердым движением среды (ротор – это антисимметрична часть тензора скоростей деформаций). В то же время, диссипация связана с работой сил вязкости при деформациях среды (деформация – это симметричная часть тензора скоростей деформаций), которые отсутствуют при квазитвердом движении. Поэтому вихревая компонента движения среды не диссипирует в вязкой среде в консервативном поле сил.

Физика здесь проста – при чисто вихревом движении объем среды движется как единое целое, без деформаций сдвига, растяжения и сжатия, и поэтому даже в вязкой среде в вихревой области слои жидкости не испытывают трения. Это приводит к тому, что реологический закон Ньютона в вихревых областях несжимаемой невесомой среды не работает, а обобщенный закон Ньютона вырождается в них в условие сферичности тензора напряжений. То есть, вихревые области среды движутся так, будто трения в них нет – как объем идеальной среды в вязкой жидкости.

Поэтому в соленоидальных средах, в которых существует потенциал внешних сил, вихревое движение происходит без диссипации энергии в тепло. Иначе говоря, в вязкой несжимаемой среде в консервативном поле сил вихри не диссипируют в тепло, а только рассеиваются относительно среды благодаря диффузии и перемешиваются в ней благодаря конвекции.

Интересно, что это прямо следует из обобщенного уравнения Гельмгольца (кинематической формы уравнения Навье–Стокса в форме Громека–Лэмба) для дисперсии завихренности Ω в вязкой несжимаемой среде с коэффициентом кинематической вязкости V в консервативном поле сил, если его выразить через переносную конвективную скорость дисперсии завихренности \vec{W} и диффузионную скорость завихренности относительно среды $-\nu \nabla \Omega / \Omega = \vec{V}_d$:

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + \left[\left(\vec{W} - \nu \frac{\nabla \Omega}{\Omega} \right) \cdot \nabla \right] \vec{\Omega} = 0.$$
(1)

Это даст равенство нулю суммы частной производной от завихренности и производной по направлению вектора абсолютной скорости $\vec{W} + \vec{V}_d$, то есть равенство нулю полной производной от завихренности вдоль вектора ее абсолютной скорости и поэтому завихренность остается постоянной в пределах фронта своего распространения. Циркуляция скорости по этим контурам, соответственно, также будет сохраняться [1, 3].

Поскольку фундаментальное решение обобщенного уравнения Гельмгольца (1) есть вихрь Лэмба–Озеена, закон дальнодействия для индуцированного поля конвективной окружной скорости от дискретного вихря с начальной циркуляцией Γ_0 и координатой z_0 в вязкой среде будет отличаться от закона Био–Савара множителем для циркуляции (в комплексном виде):

$$\Gamma = \Gamma_0 \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{(z - z_0)(\overline{z - z_0})}{4\nu t} \right] \right\},\tag{2}$$

который обеспечивает ее уменьшение с течением времени вследствие растекания ядра завихренности с радиальной диффузионной скоростью $\vec{V_d}$ по заранее известному закону.

Применяя метод зеркального отображения для случая расположения вихря вблизи стенки и метод конформного отображения для случая расположения вихря в канале, а также формализм комплексного потенциала аналогового дискретного вихря равной циркуляции в соответствии с (2), получим приближенные аналитические решения уравнения (1).

Завихренность от вихря с начальной циркуляцией Γ_0 и координатой z_0 вблизи стенки:

$$\Omega = \frac{-\Gamma_0}{4\pi\nu t} \left\{ \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y+y_0)^2}{4\nu t}\right] - \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{4\nu t}\right] \right\}.$$
 (3)

Завихренность от вихря с начальной циркуляцией Γ_0 и координатой z_0 в канале шириной H:

$$\Omega = \frac{-\Gamma_0}{4\pi v t} \left[\exp\left(-\frac{1}{4vt} \left\{ \exp\left(\frac{2\pi}{H}x\right) + \exp\left(\frac{2\pi}{H}x_0\right) - 2\exp\left[\frac{\pi}{H}(x_0+x)\right] \cos\left[\frac{\pi}{H}(y_0+y)\right] \right\} \right] - \exp\left(-\frac{1}{4vt} \left\{ \exp\left(\frac{2\pi}{H}x\right) + \exp\left(\frac{2\pi}{H}x_0\right) - 2\exp\left[\frac{\pi}{H}(x_0+x)\right] \cos\left[\frac{\pi}{H}(y_0-y)\right] \right\} \right] \right].$$
(4)

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Шеховцов А. В. Инерционно–вихревой принцип генерации усилий на крыльях насекомых. Прикладная гидромеханика. 2011. 13 (85), № 1. С. 61–76. URL: <u>http://inhm.kiev.ua/rus/PH-HTML/PH-013/1/PDF/PH-13-1(61-76).PDF</u>
- Shekhovtsov A. V., Junge M., Nachtigall W. Aerodynamics of a bee wing, operating in a fanning mode. International journal of fluid mechanics research. 2001. 28, № 4. P. 572–575. doi: <u>https://doi.org/10.1615/InterJFluidMechRes.v28.i4.100</u>
- 3. Довгий С. А., Шеховцов А. В. Апробация УМДВ для класса задач о колебаниях крыла в вязкой среде с ограниченным решением на кромках. Вісник Харк. нац. ун-ту. Сер. «Математичне моделювання, Інформаційні технології, Автоматизовані системи управління». 2009. Вип. 12. № 863. С. 111–128. URL: http://acretcija.narod.ru/Shekhovtsov A.V-Approbation the IMDV for a Class o.pdf
- 4. Лаврентьев М. А. Конформные отображения с приложениями к некоторым вопросам механики. М.–Л., 1946. 159 с.

GENERATION OF TURBULENCE WITH DIFFERENT LENGTH SCALES THROUGH FORCING IN PHYSICAL SPACE

Denev J.A.

Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany, jordan.denev@kit.edu

Introduction

The influence of turbulence on premixed flames is widely studied and the main results are summarized in the so-called regime diagrams. In such diagrams, turbulence is presented through the Root-Mean-Square value (RMS-value, denoted by u') of its velocity fluctuations and the integral length scale (denoted by l). These two global parameters determine to a great extend the established combustion regime, i.e. how the flame will optically look like and how intense the chemical reactions will be. While the combustion regime still features some global characteristics of the flow, local parameters are also important to understand the flame-turbulence interaction in much greater detail. This is accomplished by means of Direct Numerical Simulations (DNS). Thus, in DNS, one is interested in creating a turbulent flow field with desired global characteristics, while simultaneously investigating how these characteristics influence the local flame dynamics.

Turbulence of a non-decaying type can be generated as an inflow condition, or be constantly forced in the complete DNS domain. However, small-scale eddies which are generated as inflow conditions usually disappear quickly downstream without reaching the flame, so that in this work turbulent inflow generators are not used. Spectral codes can produce turbulence with desired energy spectrum but they are restricted to problems with periodic boundary conditions. A large number of combustion codes exist, (like the present one – PARCOMB-3D from the University of Magdeburg), in which the DNS is carried out in physical space. Often such codes do not possess any spectral features and therefore, a forcing in physical space is the only possibility. The present work investigates the global characteristics of a turbulent field that is obtained through forcing in physical space.

Description of the method

The present work studies the freely propagating turbulent lean premixed flame in a domain with inflow and outflow boundary conditions along the x-axis and with periodic boundary conditions regarding the other two axes. The initially laminar methane flame with a planar shape (plane normal to the x-axis) interacts with the forced turbulence and, as can be seen in Figure 1, the shape of the flame is changing due to interaction with the turbulent flow.

Following [1], the forcing in physical space is performed through an additional source-term for the driving force f=Q.u (u is the velocity vector and Q is a constant) at the right hand side of the Navier-Stokes equations. During the years, modifications of the method have been proposed which improve its convergence towards the quasi-steady state and reduce spurious oscillations, but preserve the spectral characteristics of the velocity field, see e.g. [2]. One can control the resulting RMS of turbulence by varying the constant Q. The length scale l can be controlled by grouping several neighbor computational cells together and by setting the driving force to be equal in strength and direction for these cells as proposed in [3].

In the present work a modification of the method of [3] is used. In [3], the neighbor cells that have been initially grouped together in a vortex, were chosen randomly. In contrast, in the present work, the size and the shape of the generated vortexes have been prescribed in advance and they have been kept the same throughout the computational domain; only the direction of the force and its strength have been different for the different vortexes. More particularly, the results obtained use a constant force throughout 2x2x2 cells (for the case with a small-scale turbulence) or 20x20x20 cells (for the case with large-scale turbulence). As a reference - each computational cell is cubic with a size of 25 micrometers. Thus, the two cases have a forcing which length scale differes by a factor of 10. The intensity of the turbulence is controlled by varying the proportionality

constant Q. To achieve in both cases turbulence with u'=0.7 m/s, the constant Q is set lower for cases with larger vortexes.

Results

Figure 1 shows the flame front shape and one component of vorticity on it after 10 ms of forcing in physical space. One can see visually the quite different lengths scales of the vorticity component. The vorticity presented in the Figure, being the derivative of velocity, amplifies the difference between these two cases; thus the visual difference between the vortexes appears even larger than a factor of 10. However, the length scales for the two cases differ by a factor that is lower than 10.



Small-scale turbulence (force kept constant over 2x2x2 cells)

Large-scale turbulence (force kept constant over 20x20x20 cells)

Fig. 1 The flame front colored by the x-component of vorticity after 10 ms

Conclusions

A method is presented that allows controlling of the length scale of turbulence through forcing in physical space. The forcing uses an additional source term in the Navier-Stokes equations which is generated randomly. By setting the random force to be equal for a group of computational cells, the resulting length scale of turbulence can be controlled appropriately.

References

- 5. Lundgren, T. 2003 'Linearly forced isotropic turbulence', in: Center for Turbulence Research Annual Research Briefs (Center for Turbulence Research, Stanford University, Stanford, CA, 2003), pp. 461–473
- 6. Carroll, P.L. and G. Blanquart 2013 'A proposed modification to Lundgren's physical space velocity forcing method for isotropic turbulence', Phys. Fluids 25, 105114 (2013); https://doi.org/10.1063/1.4826315
- Denev, J.A., I. Naydenova and H. Bockhorn 2014 'Lean Premixed Flames a Direct Numerical Simulation Study of the Effect of Lewis Number at Large Scale Turbulence', Transactions of the High Performance Computing Center, Stuttgart (HLRS) 2014, Stuttgart, 30 Sept.- 1 Okt. 2014, pp.237-250

NUMERICAL MODELING OF STRATIFIED FLOWS IN OPENFOAM

Dimitrieva N. F.^{1,2}

Institute of Hydromechanics, NAS of Ukraine, Kyiv, Dimitrieva@nas.gov.ua

² National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", Kyiv

Density of the liquid in the environment, as a rule, is not constant due to inhomogeneity concentration of solutes or suspended particles, temperature and pressure. Under the action of buoyancy forces, the different-density liquid particles move vertically and form a stable stratification. The density variations are usually small. However, their gradients can be large, providing a significant effect on the structure and dynamics of flowing processes. Modern computational methods make it possible to investigate flow characteristics in a complete nonlinear formulation and physical variables.

In this paper, the nonstationary 2-D problem of forming a flow of a continuously stratified liquid near a wedge is solved. The mathematical description is based on a system of differential balance equations of the mechanics of inhomogeneous multicomponent liquids:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_{00}}\nabla P + \mathbf{v}\Delta\mathbf{v} - s\mathbf{g}, \quad \frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla s = \kappa_s\Delta s + \frac{v_z}{\Lambda},$$
$$\nabla \mathbf{v} = 0, \qquad \qquad \rho = \rho_{00}\left(\exp\left(-\frac{z}{\Lambda}\right) + s\right),$$

with boundary conditions

$$\mathbf{v}\big|_{\Sigma} = 0, \quad s\big|_{\infty} = 0, \quad v_x\big|_{\infty} = U, \quad v_z\big|_{\infty} = 0,$$
$$\frac{\partial S}{\partial \mathbf{n}}\Big|_{\Sigma} = -\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial z}{\partial \mathbf{n}} + \frac{\partial s}{\partial \mathbf{n}}\Big|_{\Sigma} = 0.$$

Here, $S = S_0(z) + s$ is total salinity including the salt contraction coefficient, $S_0(z)$ is the unperturbed salinity profile, *s* is the salinity perturbation, ρ_{00} is density at zero (neutral buoyancy horizon), $\mathbf{v} = (v_x, v_z)$ is velocity vector, *P* is the pressure except for the hydrostatic one, *v* is the kinematic viscosity coefficient, κ_s is the kinematic salt diffusion coefficients, *t* is time, ∇ and Δ are Hamilton and Laplace operators, respectively, **g** is the gravity acceleration, **n** is external normal to the wedge's surface Σ .

The steady flow field of physical variables induced by diffusion on a motionless wedge, become initial conditions for the problem of flow around a body by a flow of continuously stratified fluid [1]. Formation of an intensive zone of pressure depression in front of the leading vertex of the wedge is responsible for generation of propulsive mechanism. Asymmetrical complex structure of the flow creates non-zero integral force acting on the body, which can drive its self-motion. This phenomenon could be observed in laboratory experiments in form of horizontal extended streaky structures which are formed due to interruption of natural diffusion flux of stratifying agent on walls [2].

The formulation of the problem allows simultaneous calculation of all flow elements within a single description in natural physical variables without involving additional constants and constraints. Macroscales characterize the size of the solution region of the problem, which should contain all the studied flow components. Microscales determine the spatial resolution of the computational grid mainly near the boundaries of the body where the highest values of the gradients are fixed.

Numerical simulation of the problem is carried out using open software packages SALOME, OpenFOAM μ ParaView. The method for constructing a numerical solution of the problem of flows of stratified liquids is described in [3]. New variables (ρ , s), the additional equations and new physical parameters (N, Λ , κ_s , \mathbf{g}) were supplemented to the standard solver icoFoam. The calculations were carried out in parallel using web-lab resources UniHUB. The obtained results showed the possibility of calculating multiscale structured flows in a wide range of parameters of the problem.

A stably stratified medium is at rest if the density gradients are parallel to the line of action of gravity. Interruption of molecular flow at impermeable boundaries of arbitrary shape forms diffusion-induced flow. It includes boundary layers, large slow vortices and dissipative-gravity waves (Fig. 1).



Figure: 1. Longitudinal gradient of salinity perturbation $\partial s/\partial x$ when the wedge moves with velocity U = 0.01 m/s (buoyancy period $T_b = 6.3$ s).

When the body velocity increasing, introduced perturbations become more and more pronounced and overlap the flow pattern produced by the weak initial diffusion induced flows. Observation of sequence of calculated flow patterns show that the flow around wedge is non-stationary. Vortices, which are formed periodically at edges, move downstream. Besides vortices near the body, fine interfaces and long internal waves are observed. Internal wave pattern is stationary with respect of the body.

Thus, we consider stratified flows as a combination of the flow components (wave and vortex), which are simultaneously present in the flow and interact actively with each other.

- 3. Zagumennyi Ia.V. Diffusion-induced flow on a wedge-shaped obstacle / Ia.V.Zagumennyi, N.F.Dimitrieva // Physica Scripta. 2016. V. 91. P. 084002. DOI: 10.1088/0031-8949/91/8/084002
- Levitsky V. V. Visualization of the Self-Motion of a Free Wedge of Neutral Buoyancy in a Tank Filled with a Continuously Stratified Fluid and Calculation of Perturbations of the Fields of Physical Quantities Putting the Body into Motion / V. V. Levitsky, N. F. Dimitrieva, Yu. D. Chashechkin // Fluid Dynamics. – 2019. – V. 54, №. 7. – P. 948– 957. DOI: 10.1134/S0015462819070115
- Dimitrieva, N. F. Calculation of nonuniform fluid flows in a gravity field / N.F.Dimitrieva // In Proc. Topical Problems of Fluid Mechanics, ed. D.Šimurda, T.Bodnár. – Prague, 2020. – P. 48-55. DOI: 10.14311/TPFM.2020.007

A NUMERICAL STUDY OF SOLITARY WAVE INTERACTIONS WITH SUBMERGED BREAKWATERS

Gorban I.M.¹, Korolova A.S.¹

¹Institute of Hydromechanics of NANU, Kyiv, <u>ivgorban@gmail.com</u>, <u>kan5nas@gmail.com</u>

Submerged breakwaters are active protective structures that change the water flow pattern and promote the bottom reformation due to the redistribution of sediments. In hydraulic engineering, those are used to protect sea shores and river banks as well as navigable waters from the destructive effects caused by surface waves. Understanding the interaction of waves with submerged objects is essential as for many practical applications as for obtaining new fundamental solutions of wave dynamics. This fact has already prompted a lot of experimental and numerical studies dealing with wave interference on underwater obstacles. But the importance and complexity of the processes under consideration necessitates the development of new approaches to modeling wave-structure interactions, which would study not only free surface transformations but also the vortex processes generated by waves around a submerged breakwater.

The present paper presents the results of numerical simulation of solitary wave interactions with a rigid vertical barrier installed on the flume bottom at some distance to the free surface. The calculations were carried out using the numerical model that combines the boundary integral method for description of free-surface deformations and the vortex scheme for integrating the viscous equations of the fluid dynamics [1]. Both the free surface evolution and characteristics of the vortical flow generated by a non-linear solitary wave were obtained in a wide range of barrier heights and widths. The flow scheme and essential parameters of the problem are presented in Fig. 1.





A submerged breakwater is able to reduce the energy of the incident wave owing to the formation of a reflected wave and the dissipative processes caused by generation of a circulation flow around the structure. The wave transmission plays an important role in the design of this construction. Because sufficient breakwater height and width reduce waves transmitted on a shore, the aim of this study was to reveal parameters

of the most effective vertical barrier and characterize the phenomena that accompany wave-structure interaction.

We will describe the intensity of the interaction of the wave with the submerged barrier using transmission and reflection coefficients on wave energy: $k_t = \sqrt{E_{tr}} / E_{inc}$ and $k_r = \sqrt{-E_{ref}/E_{inc}}$ [2], where E_{inc} , E_{tr} , E_{ref} are the energy of incident, transmitted and reflected waves respectively. Taking into account the energy equilibrium in the region, the part of the wave energy which is dissipated at the structure can be estimated as a function of the reflection and transmission coefficients: $k_d = \sqrt{1 - k_t^2 - k_r^2}$. The dependences of the square of coefficients k_t, k_r and k_d of the non-liner wave on the relative height d/h and width a/h of the barrier are presented in Fig. 2. Note that such representation provides direct information about the percentage of energy associated with each process. One can see in Fig. 2a that the destructive energy of the transmitted wave is most reduce in the case of high and short breakwaters. It can drop to 37% of the incident wave energy at the sufficient barrier height and width. At the same time, the reflected wave on short breakwaters is less energetic than on long ones (Fig. 2b). It follows that short breakwaters cause more intensive dissipative effects that is reflected in Fig. 2c. Note also that these coefficients change nonlinearly with an increase in the height of the underwater obstacle. Fig. 3

illustrates the evolution of free-surface profiles when the wave passes over thin and wide barriers of height d/h = 0.9. It is seen that the amplitude of the wave rises as it approaches the barrier. Wave splitting is accompanied by intense vibrations of the free surface, especially over the thinner obstacle. Nevertheless, the passing wave is not destroyed but restores its shape and moves forward. It is obvious that the surface vibrations together with the vortex processes in the region results in a significant reduction in the energy of the transmitted wave.



Fig. 3. Evolution of free-surface profiles above a barrier of height d/h = 0.9: a - a/h = 0.1, b - a/h = 1.5, $A_i = 0.2$.

- Gorban I. A numerical study of solitary wave interactions with a bottom step// In: Sadovnichiy V., Zgurovsky M. (eds) Continuous and Distributed Systems II. Studies in Systems, Decision and Control, vol 30. Springer, Cham. – P. 369–387. <u>doi.org/10.1007/978-3-319-19075-4_22</u>
- 2. Lin P. A numerical study of solitary wave interaction with rectangular obstacles// J. Coastal Engineering. 51. 2004. P. 35-51. doi.org/10.1016/j.coastaleng.2003.11.005

VIBRATIONS OF THE COMPRESSOR BLADE UNDER THE ACTION OF FORCE LOADING IN THE FLOW PATH OF COMPRESSOR

Karpik A.

National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", Kharkiv, Ukraine, karpikann@gmail.com

Introduction. Currently, for the computation of viscous gas flow in blade channel used CFD (Computational Fluid Dynamic) solvers equations of gas dynamic. Numerical simulation of gas flow often carried out in stationary formulation for the solving practical engineering problems. However, this approach does not take into account some important effects, such as the stator-rotor interaction, secondary flow, interaction edge tracks that have a significant influence on the reliability of the simulation results.

The flow in compressor blade cascade can be unstable with a possible separation of a stream that lead to increase of vibrational load of the blades. Working blades of the compressor are affected by periodically changing gas forces, which is related to non-uniformity of an air-gas stream on a circle in air-gas channel of the engine. This non-uniformity is the reason of vibrational compressors blade, which are shown as the non-uniformity of the velocity and pressure fields in front and behind of the working blades.

The gas-dynamic computation of the compressor is necessary to estimate the vibration strength and the additional losses. An understanding of the character of the unsteady flow enables an improvement of aerodynamic and mechanical properties of turbomachines.

Problem definition and methods of solution. The numerical simulation of flow by RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) equations was presented.

Flow simulation using the RANS equations is suggested. For the solution of system of the equations the iterative differential scheme was built. The initial equations are integrated numerically by use of the iterative explicit and implicit differential scheme with a second order approximation. Explicit operator is based on the ENO scheme of Harten, as well as implicit approximation is realized by means of the scheme of Bim-Worming-Steger were used.

Important stage of flow model is the choice the method of computation of turbulent effects. The nonlinear Navier - Stokes differential equations in partial derivatives is used for the description of the spatial gas flow in blade cascade. The necessary properties, such as compressibility, viscosity, 3D effects, influence of radial gap flow, leakages etc., are included in a model.

Numerical results. The flow is characterized by non-uniform parameters, assessment the strength of the blade and the additional losses are caused by the periodic unsteady and are necessary to determinate the field non-uniformity, in which the grid profiles is working.

Pressure fields as the results of simulation are received. Tangential surface of rotor blade channel at rotation in different time step (half-period and period) is illustrated on figure 1.

The simulation out taking into account the rotation of the blades was carried. The presented results make it possible to determine the character of flow changes at different time points, which makes it possible to identify the non-stationary gas-dynamic component and make calculation of blade vibrations.

The forced vibrations under the action of a periodic force which changes harmonically, was expanted in the Fourier series allows to supply gas force, which have a complex character of the distribution of parameters in the circumferential part, as a sum of the components of the harmonics, each of which is excitation harmonics.





The results of the analysis of the influence of harmonics with a frequency of 125 Hz, which corresponds to the rotor velocity n = 7500 rpm (Fig.2) are presented.



Fig. 2. Displacement and equivalent stress at 125 Hz

Conclusions. Three-dimensional viscous flow in the flow part of the axial compressor was performed. The pressure distribution over the blade surface was obtained, the main force loading of the blade was determined, which was expanded in the Fourier row. The forced vibrations under the action of the main excitation harmonics have been calculated, the level of equivalent stresses is not critical, so mechanical damage to the blades does not happen.

NAILFOLD CAPILLAROSCOPY IMAGE ANALYSIS AS METHOD OF PRELIMINARY CLINICAL EVALUATION

Rudnitskii A.G., Rudnytska M.A., Pechuk E.D, Tkachenko L.V., IHM NASU, Kyiv, <u>a.rudnitskii@gmail.com</u>

The microcirculation system is the main link providing metabolic homeostasis in organs and tissues. Therefore, the development of methods for diagnosing capillary blood flow disorders and related changes in microvessels of arteriolar and venular connections is one of the most urgent tasks of modern evidence-based medicine. Understanding the significance of the results obtained in the study of microcirculation, as well as modern technical capabilities and programming tools, determine the development of equipment and methods for studying microcirculation, which include computer capillaroscopy. Capillaroscopy is a non-invasive in vivo technique for observing capillaries and microcirculation. Microvessel observation can focus on the conjunctival, lingual surfaces and lips, or on the finger/toe. Capillaroscopy of the nail folds is one of the most popular among them because the fingers are easily accessible for this type of examination and observation. Morphological changes in the capillary fold have been demonstrated to be related to the occurrence of many diseases, including diabetes, black foot, Raynaud's phenomenon, heart disease and hypertension, digital ulcer and others [1-3].

The main goal of our study is to provide doctors with a tool that would allow them to accelerate and improve the study of capillaroscopy of nail folds. To achieve this goal, the following steps are taken:

- Image enhancement to increase the visibility of capillaries.
- Image filtering and segmentation.
- Extraction of vascular data from the image.
- Data analysis and statistics collection.

Our pilot study included 15 adults $(29.2 \pm 5 \text{ for group } 1, 30.8 \pm 7 \text{ for group } 2)$. The first group consisted of 10 patients with prehypertension or high blood pressure 130-139/85-89 mm Hg. The second group included healthy adults without signs of cardiovascular pathology. All participants were asked to avoid consuming caffeine and smoking for at least 5 hours prior to capillaroscopic examination. Before the test patients were asked to rest in a temperature-controlled room $(22 \pm 2.5^{\circ} \text{ C})$ for at least 15–20 minutes. The capillaries were visualized using a digital capillaroscope with a lens with a magnification of ×200. The dimension of captured image is 1200×1600 pixels and the observed area is around 1 mm². Measurements were performed with subjects in a sitting position and with hand at heart level (Fig.1.(a)). Several experienced investigators were responsible for reviewing and evaluating the stored images of all study patients.

To extract the morphological features from a microscopic nail-fold images a series of image processing steps are performed.

Classic approaches for segmentation are not useful with this sort of images because digital nailfold capillaroscopy images are usually noisy and characterized by very low contrast between the background and capillaries. It is associated with a number interfering factors such as inability to keep the hand completely stable, noise, glare from immersion oil, small dust particles. Therefore, three fundamental steps were followed in the preprocessing: illumination improvement, enhancing of contrast and filtering.

The choice of enhancement technique has a direct impact on the final result, since the image quality greatly influences the subsequent analysis. Image enhancement is first applied to facilitate the segmentation of the vascular and non-vascular areas.

The new proposed method of enhancing is based on a combination of two existing techniques: contrast limited adaptive histogram equalization and decorrelation stretching technique. The first method limits the range of the image so that there are no high peaks in the histogram of the output image, and the second one is designed to highlight elements in the image by exaggerating the color differences. The choice of the suitable parameters for these



Fig. 1. (a) Optical system and (b) example of an observed image of the capillaries of a nail bed (size 1 mm²) with borders, centerline and vessel tortuosity index.

methods (distribution, tile size, clip limit), have a significant impact on performance of procedure. Furthermore we developed algorithm that automatically cancels glares from image and normalizes its illumination before filtering. In order to achieve this, different color spaces are used – RGB and HSV (red-green-blue and hue-saturation-value models).

As the input image contains a large amount of noise, a number of filters is used to delete it.

The first one is the application of morphological filter to the RGB image. We used filter based on morphological reconstruction which proves to be effective in blood vessel and vascular extraction tasks.

Second step of filtering is based on the Hessian filtering in order to enhance vessels from the image. Vesselness is calculated by the value of eigenvalues of Hessian matrix where this value presents the likelihood of vessel presence. The basic idea behind this approach is to get the principal directions from the local second order structure, and this directly provides us with the direction of the smallest curvature.

Final step is the feature vector calculation. On this step for each segment in the image a feature vector is created (Fig.1.(b)).

The extracted morphological features include the number of capillaries in region of interest, its density and tortuosity, caliber and length. All are significant pathological indicators. The diameters of cross-sections along the centerlines of capillaries are identified and employed to get this features.

Lasts step is classification, analysis and statistics collection of data. The algorithm automatically saves data in an excel files with the same name as the original image. This file will be in a new folder (same name as the image) in the main directory.

It is important to note that the goal of our work is not to replace physicians in any sense but only to provide tools that would help them in their work.

Literature

- 1. Cutolo, M., Pizzorni, C., Sulli, A.: Capillaroscopy. Best Pract. Res. Clin. Rheumatol. **19**(3), 437–452 (2005)
- Jaramillo F., Brieva J. y Sánchez A.: Capilaroscopía: Observaciones en 65 pacientes con desórdenes en eltejido conectivo. Acta médica colombiana, Volumen 13, Número 2. 1988. pp: 129-138.
- 3. S. M. Daly and M. J. Leahy 'Go with the flow': a review of methods and advancements in blood-flow imaging," J. Biophotonics 6, 217–255 (2013).

NUMERICAL MODELING OF FLOW PROPERTIES AROUND A WING WITH SECTIONS FOR DISTRIBUTED BLOWING AND SUCTION

Shkvar Ye.O.^{1,2}, E Shi-ju¹, Cai Jian-Cheng¹

¹Zhejiang Normal University, Jinhua, China, <u>cai_jiancheng@foxmail.com</u>

² Institute of Hydromechanics of NASU, Kyiv, Ukraine, <u>shkvar.eugene@qq.com</u>

Friction drag reduction via turbulence manipulating implies a purposeful influence on a very complicated mechanism of energy exchange in near-wall vortical structure with wide range of scales and disturbances, localized in the wall vicinity. Pressure drag reduction is rather associated with streamlined body shape optimization, but these two different methods aren't independent and their interaction for some modes of streamline can be significantly nonlinear. Sometimes even quite strong positive reduction of friction drag component can be neutralized by its concomitant negative influence on pressure distribution and, as a result, some promising drag reduction technologies can't be effectively implemented in engineering practice.

The goal of this research is to numerically reproduce the influence of mass-exchange through the permeable sections of the streamlined surface of a rectangular wing on the developing flow properties. The formalized problem statement consists in the numerical prediction of the most relevant distributed characteristics of the flow around the NACA0012 airfoil under the following conditions, reproducing the experiments, performed by Kornilov V.I (Steady Blowing/Suction into Turbulent Boundary Layer of a Symmetrical Airfoil Section. Siberian Journal of Physics, 2018, vol. 13, no. 1, p. 33-44. (In Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-33-44 - hereinafter will be used for comparisons): chord c = 0.501m, free stream air velocity U_{∞} = 21 m/s, Re = 7 · 10⁵, angle of attack $\alpha = 0.6^{\circ}, 12^{\circ}$, average mass transfer speed $v_n = 0 - 0.013$ m/s, corresponding to the flux of secondary air flow of 0 - 500 l/min through the permeable sections, installed at x/c =0.625 - 0.776. For simplicity, here we will consider this problem on the 2D level and replace the permeable sections with the corresponding airfoil arcs, characterized by given nonzero v_n . To simulate this kind of flow, the system of Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations was solved assuming a stationary, incompressible, and predominantly turbulent air flow with the use of the ANSYS Fluent 17.1 second-order approximation and residuals $\varepsilon = 10^{-6}$. Turbulence was modeled on the basis of the Spalart - Allmaras turbulence model in the Strain/Vorticity-based modification and with a curvature correction. The mass transfer factor through the streamlined surface was taken into account by modifying the sources values in governing equations of continuity, momentum and turbulence model using specially developed User Defined Functions (UDF). The obtained numerical solution was additionally tested to implement the integral mass balance at the outer boundary of the computational domain and the airfoil streamlined surface.

The results of $C_p(x/c)$ modelling without mass exchange (reference configuration) are shown in Fig. 1 for two angles of attack (for $\alpha=6^\circ$ and $\alpha=12^\circ$). The result of $C_p(x/c)$ modeling with suction ($v_n = -0.00687U_{\infty}$) through one of airfoil sides for $\alpha=0^\circ$ is illustrated by Fig. 2-a, and $C_p(x/c)$ modeling with the same suction intensity through one of airfoil sides for $\alpha=0^\circ$ in combination with blowing through the opposite airfoil side ($v_n = 0.013U_{\infty}$) is presented by Fig. 2b. As it follows from the presented comparisons, the elaborated formalized numerical procedure is able to reproduce the principal aspects of flow development behavior. The systematic discrepancies between numerical predictions and experimental data (Fig. 2) can be explained by the different conditions of numerical modelling (unbounded free-stream) and experiment (influence of walls of wind tunnel 1x1 m² testing section and presence of turbulators near the leading edge of the wing). At the same time the numerical prediction doesn't allow to simulate the slow rate of relaxation of $C_p(x/c)$ in the flow zone after the end of blowing section like it was demonstrated in the experiments.



Fig. 1. The pressure coefficient distribution along the NACA0012 airfoil chord $C_p(x/c)$ for $\alpha=6^{\circ}$ (left) and $\alpha=12^{\circ}$ (right) in the reference configuration (mass transfer through the streamlined surface is absent).



Fig. 2. The pressure coefficient distribution along the NACA0012 airfoil chord for suction influence through one of airfoil sides with $v_n = -0.00687U_{\infty}$ (flux -263 l/min) – (a) and for the same suction influence, combined with blowing through the windward side with $v_n = 0.013U_{\infty}$ (flux 500 l/min) – (b) in the configuration $\alpha=0^{\circ}$.

Conclusions

- 1. The obtained results demonstrate a quite good level of correlation between the behavior of numerical predictions of pressure coefficient distribution along chord and the corresponding experimental data both for the reference configuration and in the cases of separate suction and combined suction-blowing.
- 2. Even a fairly intensive blowing from one side of airfoil $(v_n = 0.013U_{\infty})$, combined with a suction on the opposite side with twice smaller intensity $(v_n = -0.00687U_{\infty})$, doesn't allow achieving the drag reduction effect, despite a strong local drag reduction on the blowing section due to $C_p(x/c)$ redistribution and growth of pressure component of the drag coefficient.

IMPROVED ESTIMATION OF THE DRAG COEFFICIENT OF A WING WITH DISTRIBUTED BLOWING AND SUCTION, BASED ON ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA IN THE WAKE

Shkvar Ye.O.^{1,2}, E Shi-ju¹, Kryzhanovskyi A.S.¹, Wang Yaoyao¹ ¹Zhejiang Normal University, Jinhua, China, <u>akrizhanovsky@qq.com</u> ² Institute of Hydromechanics of NASU, Kyiv, Ukraine, <u>shkvar.eugene@qq.com</u>

Reliable determining the drag coefficient C_{xa} is one of the most important problems of modern experimental fluid-dynamics. This is especially true in the case of experimental evaluation of the effectiveness of drag reduction methods, since the effect of a few percent requires very precise methods and equipment for direct measurements and there are many very theoretically relevant and practically important cases, when measurements of aerohydrodynamic forces can't be performed directly.

There are various indirect methods, but an important requirement is to take into account all fundamental aspects of the problem under study. Mass transfer through a streamlined surface is an illustrative example of such a situation with wide variety of promising methods of drag reduction. One of the simplest and quite reliable methods of a drag coefficient evaluation is the integral formulation of the impulse-momentum theorem, well-known for 2D case as the Jones formula [1]. It is based on fundamental conservation laws of mass and momentum, but the mass transfer through the surface destroys the mass balance in this formula in its original form and, therefore, it requires the corresponding correction. We propose the following modified form of this formula, that is free from the mentioned above disadvantage due to a specially developed additive correcting term ΔC_{xa} :

$$C_{xa} = \frac{2}{c} \left(\frac{U_w}{U_\infty} \right)^{3.2} \int_{y_1}^{y_2} \varphi(y) dy + \Delta C_{xa}, \tag{1}$$

where the function $\varphi(y)$ can be presented in the typical form of the wake momentum thickness δ_w^{**} integrand $\varphi(y) = \frac{u(y)}{U_w} \left(1 - \frac{u(y)}{U_w}\right)$ or as $\varphi(y) = \sqrt{\frac{P_{ow}(y) - P_w}{P_o - P_\infty}} \left(1 - \sqrt{\frac{P_{ow}(y) - P_\infty}{P_o - P_\infty}}\right)$ – in the pressure-based formulation. Here *c* – typical body linear size (airfoil chord); U_w – magnitude of velocity U(y) in the wake section at the boundaries of the wake; U_∞ - free-stream velocity; y_1, y_2 – limits of integration along the direction *y*, normal to velocity U_∞ , determined by the condition $u(y) = 0.99U_w$; P_∞ , P_o – static and total pressure in the free-stream flow; P_w , P_{ow} – static and total pressure in the original version of this formula for taking into account the influence of surface mass transfer; $\overline{v}_n = v_n/U_\infty$ – dimensionless velocity component, normal to the streamlined surface; $\overline{l} = l/c$ – dimensionless width of the permeable section along airfoil arc.

The **goal** of this research is to verify the proposed modified formula (1) by reproducing numerically the influence of mass-exchange through the penetrable sections of streamlined surface of a rectangular wing and comparing the numerically predicted C_{xa} with its estimation, given by (1). The formalized **problem statement** is to: 1) numerically predict the basic distributed characteristics of the flow around the NACA0012 airfoil under the following conditions, which correspond to the experiments carried out by V.I.Kornilov [2, 3]– hereinafter will be used for comparisons: Re = $7 \cdot 10^5$, chord c = 0.501m, free stream air velocity $U_{\infty} = 21$ m/s, angle of attack $\alpha = 0,6^{\circ},12^{\circ}$, average mass exchange speed $v_n = 0$ –0.013 m/s, corresponding to the flux of secondary air flow through the permeable section of G=0 – 500 l/min through the permeable sections, installed at x/c = 0.623 - 0.775 and 2) evaluate C_{xa} both numerically and with the help of the wake parameters distributions at the coordinate $x_w=0.132$ mm, corresponding to experimental data [3], by using (1). To simulate this kind of flow, the 2D system of Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations was solved under the assumption of a stationary, 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 sources values in governing equations of continuity, momentum and Spalart-Allmaras turbulence model in frames of ANSYS Fluent 17.1 software with the help of specially developed User Defined Functions (UDF). The quality of the obtained numerical solution was checked by the local (maximum residual $\varepsilon = 10^{-6}$) and integral balances of all solved variables.

The most illustrative results are presented by Fig. 1, 2 and they demonstrate quite enough for practical needs level of correlation between numerical and experimental data.



distribution Fig. 1. The of integrand $\varphi(y)$ of (1) for different angles attack of and for suction/blowing fluxes 130/100 l/min: lines numerical predictions, points - experimental

Fig. 2. The change of the drag coefficient C_{xa} vs. suction flux G for $\alpha=0^{\circ}$: 1, 2 – evaluations of C_{xa} by integrating $\varphi(y)$ (original version of the Jones formula) with the use of the experimental [3] and numerical data; 3, 4 – corrected dependences of $C_{xa}(G)$ on the base of (1); 5 – numerical prediction of $C_{xa}(G)$

Conclusions: The obtained results demonstrate: 1) nonphysical behavior of decreasing the dependence $C_{xa}(G)$ in the case of using the original version of the Jones formula (Fig 2, lines 1, 2); 2) physically correct $C_{xa}(G)$ forecast, obtained by applying the modified formula (1) (Fig 2, lines 3, 4) for numerical (line 3) and experimental (line 4) data. The presented numerical estimates are in good agreement with the results of numerical modeling (Fig 2, line 5) and demonstrate the purposefulness and effectiveness of the proposed modification (1).

References

- 1. Jones B.M. The measurement of profile drag by the pitot traverse method//ARC R&M.1936, №1668.
- Kornilov V.I. Control of turbulent boundary layer on a wing section by combined blowing/suction. Thermophysics and Aeromechanics. 2018, 25(2): pp. 155-167. DOI: <u>10.1134/S0869864318020014</u>
- 3. Kornilov V.I Steady Blowing/Suction into Turbulent Boundary Layer of a Symmetrical Airfoil Section. Siberian Journal of Physics, 2018, vol. 13, no. 1, p. 33–44. (In Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-1-33-44

СТРУКТУРА ПОТОКУ НА ПОВЕРХНІ З ПАРОЮ ЛУНОК ВИДОВЖЕНОЇ ФОРМИ

Розумнюк Н.В. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

В даній роботі представлено результати чисельного дослідження геометричних неоднорідностей обтічної поверхні як засобу пасивного контролю структурою турбулентного потоку та впливу на інтегральні параметри поверхні. Вивчаються гідродинамічні характеристики системи лунок певної форми та масштабу, яка генерує в примежовому шарі впорядковані вихрові структури, розміри та інтенсивність яких, а також величина області впливу на потік в їх околі та сліді, залежать від геометричних параметрів лунок та відповідного числа Рейнольдса [1].

Отже, розглядається пара лунок видовженої форми, розміщених на плоскій поверхні під певним кутом до напрямку потоку, та різної глибини. Нестаціонарний турбулентний потік над такою поверхнею моделюється чисельно на основі розв'язання нестаціонарної 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 0.3, відносна довжина (l/d) дорівнює ~4.5, товщина турбулентного примежового шару в районі лунок приблизно 0.3÷0.7 h.

Структура потоку всередині лунок при куті нахилу їх осей до вектора швидкості потоку $\alpha \sim 20^{\circ} \div 40^{\circ}$ є подібною в усіх випадках і складається з добре розрізнюваного вихрового утворення, початок якого формується в передній частині лунки, має вісь обертання, яка приблизно співпадає з віссю симетрії лунки, і виходить у зовнішній потік поблизу вихідної частини лунки. Масштаб цього поздовжнього вихра, а також його розташування по ширині та глибині лунки залежить від відносної глибини лунки (рис.1) - його центр знаходиться нижче від рівня пластини. У глибокій лунці ядро вихря має майже округлу форму, а в мілкій - він набуває сплющеної по висоті форми, максимальна завихреність помітно зменшується. Відповідно до зміни глибини лунок, зменшується інтенсивність парних поздовжніх вихрів протилежних напрямків обертання над пластиною в сліді за лунками.

Нестаціонарна поведінка вихрових структур у лунках також суттєво залежить від їх відносної глибини. Коливання центрів вихрів та варикозні звуження/розширення, які переміщуються вздовж вихрів в сліді за лунками, добре видно для глибоких лунок (рис.2а), і практично зникають при мілких лунках.

Опір лунок складається з двох складових: опір тертя та опір форми(тиску). Вклад другої складової майже на порядок вищий, ніж першої, при цьому перша складова зростає при зменшенні відносної глибини лунок. Так, опір тертя при h/d=0.6 в 1.6 разів менший, ніж при h/d=0.3, що практично дорівнює відношенню площ поверхні цих лунок. В той же час, опір форми зменшується в 2.8 разів.

При збільшенні кута нахилу лунок до напрямку основного потоку інтенсивність вихрових структур в лунках і опір зростають. Але при куті більше $\approx 40^{\circ}$ структура потоку і в лунках, і в сліді за ними суттєво змінюється. Вихри виходять з лунки вже приблизно на середині довжини, втрачають регулярну структуру і породжують систему більш дрібних вихрів протилежних напрямків обертання (рис.26). Відповідно до цього спектр частот коливань потоку, який мав добре виражені дискретні піки при менших кутах нахилу лунок, розширюється і зсувається в бік більших частот. Опір тертя лунок зменшується, але опір форми, навпаки, зростає.

Таким чином, варіювання геометричними параметрами системи пар лунок та їх щільністю на обтічній поверхні дозволяє керувати при відповідних числах Рейнольдса їх впливом на термодинамічні характеристики примежових шарів, різною мірою змінюючи вихрову структуру потоку, в залежності від основної мети контролю (запобігання відриву потоку від поверхні, покращення теплообміну, зміна опору, зменшення нестаціонарних ефектів, і т.п.)





Рис.2. Миттєві ізоповерхні поздовжньої завихреності при а) $\alpha = 35^{\circ}$, б) $\alpha = 45^{\circ}$

- Воропаев Г.А., Розумнюк Н.В. Формирование квазиустойчивых продольных вихревых структур в пристенных течениях на структурированных поверхностях // Комп'ютерна гідромеханіка: тези шостої міжнар. науково-практичної конф. 26-27 вересня 2018 р., Київ: ІГМ НАНУ, 2018. – С. 18-19.
- 2. Воропаев Г.А., Розумнюк Н.В. Моделирование нестационарного пограничного слоя на структурированной поверхности. // Вісник НТУ «ХПІ». 2019. № 16 (1188). -С.93-98

ПОВЕРХНЕВІ ЗБУРЕННЯ, ГЕНЕРОВАНІ ТОНКИМ СУДНОМ ПРИ ЙОГО НЕУСТАЛЕНОМУ РУСІ У ПРЯМОКУТНОМУ КАНАЛІ

Стеценко О.Г., Ільченко В.М. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, Zabrad40@gmail.com.ua, ilcenkovladimir@gmail.com.ua

У лінійній постановці розв'язана нестаціонарна задача визначення амплітудної картини збурення вільної поверхні, генерованого тонким судном з симетричними обводами, яке рухається при безвідривному його обтіканні зі змінною в часі швидкістю у напрямку поздовжньої вісі прямокутного каналу. Для знаходження розв'язку задачі застосовується метод джерел, який грунтується на використанні потенціалу швидкості системи двох джерел, які рухаються зі змінною в часі швидкістю та інтенсивністю під вільною поверхнею і розташовані симетрично відносно вертикальної площини симетрії каналу [1]. Цей потенціал має аналітично-квадратурний вигляд і задовольняє всім граничним умовам задачі, окрім умови непротікання на змоченій поверхні судна, і представлений косінус – рядом Фур'є з визначеними коефіцієнтами розкладу.

Інтенсивність джерела q(t) в лінійному наближенні змінюється з часом пропорційно швидкості руху U(t), що випливає з граничної умови на поверхні судна [2], тобто $q(t) = f_q U(t)$. Функція $f_q(x, y, z)$ визначається також з граничної умови на поверхні судна. У випадку тонкого судна вона має аналітичне представлення через функцію y = f(x, z), яка описує геометрію змоченої поверхні.

$$f_q = -\frac{\partial f / \partial x}{\sqrt{1 + (\partial f / \partial x)^2 + (\partial f / \partial z)^2}} \approx -\frac{\partial f}{\partial x}$$

Застосування інтегрального перетворення Фур'є по поздовжній координаті *х* приводить до наступного представлення імплітуди збурення вільної поверхні

$$\eta_{s}(t,x,y,0) = -\frac{1}{\pi l} \sum_{m=0}^{\infty} a_{m} \cos\left(\frac{\pi m y}{l}\right) \int_{0}^{\infty} \iint_{S} f_{q} \cos\left[\frac{\pi m f(\xi,\zeta)}{l}\right] \left(\frac{\partial}{\partial t} - U(t) Fr \frac{\partial}{\partial x}\right) \left[\operatorname{Re}(I_{rm} + I_{G1m} + I_{G2m})\right] d\xi d\zeta dk_{1} ,$$

де $a_m = 0$ при m = 0 і m = 1 при $m \ge 1$, *l*- ширина каналу, $Fr = \frac{U_m^2}{gh}$ - число Фруда, *h*-

товщина шару води в каналі, U_m - максимальне значення швидкості судна в процесі руху, яке виступає також в якості масштбу обезрозмірування. Складові у підінтегральному виразі I_{rm}, I_{G1m}, I_{G2m} представляють відповідно вклад у розв'язок від "дубльованого" змоченого корпусу судна, початкових умов залачі і наявності генерованої судном прилученої маси. Для визначення вкладу від цих складових у амплітудну картину збуреної вільної поверзні розв'язана відповідна початково-гранична задача.

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

$$y = f(x,z) = bf_1(x) \left[1 - \left(\frac{z}{T}\right)^2 \right] , \text{ де}$$
$$f_1(x) = 1 - \frac{|x| - b_1}{L - b_1} \quad \text{для} \quad b_1 \le x \le L \text{ та} \quad -L \le x \le -b_1 \text{ i} \quad f_1(x) = 1 \qquad \text{для} \quad -b_1 \le x \le b_1, \text{ де} \quad b_1$$

визначає координати початку і кінця області незмінності поперечного перерізу судна. Розглядається початок руху зі стану спокою, коли щвидкість руху спочатку зростає до максимального заданого значення, а потім зменшується до повної зупинки судна. Для такого неусталеного руху характерна відсутність вкладу у розв'язок від початкових умов задачі, Розглядаються два характерних етапи руху. На першому етапі швидкість зростає від нуля до максимального значення $U = U_m = 1$ при $t = t_1$, змінюючись при цьому відповідно функції

$$U(t) = \sin(dt)$$
, de $d = d_1 = \pi / 2t_1$

Розмірне значення швидкості задається числом Фруда. На другому етапі руху відбувається процес гаьмування судна до його зупинки при $t = t_2$. При цьому інтервал гальмування $t_2 - t_1$ вибирається меншим порівняно з t_1 , що дає можливість дослідити вплив тривалості гальмування на характер генерованих збурень вільної поверхні інерційними силами прилученої маси судна. На цьому етапі закон зміни швидкості руху задається функцією

$$U(t)] = \sin\left[\frac{\pi}{2} + d_2(t-t_1)\right],$$

де $d_2 = \beta d_1$, причому $\beta > 1$ і рахунок ведеться в інтервалі $t_1 \le t \le t_2$, де $t_2 = t_1 \left(1 + \frac{1}{\beta}\right)$.

На підставі виконаних чисельних експерментів одержані поля поверхневих збурень для різних комбінацій визначальних параметрів задачі та виконано аналіз залежності характеру полів цих збурень від параметрів задачі.

ЛІТЕРАТУРА

- 1. О.Г. Стеценко. Потенціал швидкості неітаціонарного руху системи двох джерел у прямокутному каналі. // Гідродинаміка і акустика 2018. Т. 1.
- 2. Л.Н. Сретенский. Теория волновых движений жидкости. М. : Наука, 1977. 805 с.

ДЛЯ НОТАТОК

