Шоста міжнародна науково-практична конференція

КОМП'ЮТЕРНА ГІДРОМЕХАНІКА

Інститут гідромеханіки Національної академії наук України

26-27 вересня 2018 р.

Київ 2018

Комп'ютерна гідромеханіка: Шоста міжнародна науково-практична конференція; 26-27 вересня 2018 р., Київ: ІГМ НАНУ, 2018. – 78 с.

Голова організаційного комітету:

акад. НАНУ В.Т.Грінченко (ІГМ НАНУ)

Заступник Голови організаційного комітету

чл.-кор. НАНУ Г.О.Воропаєв (ІГМ НАНУ)

Члени програмного комітету:

чл.-кор. НАНУ В.І.Тимошенко (ІТМ НАНУ) чл.-кор. НАНУ О.М.Тимоха (ІМ НАНУ) <u>д.ф.-м.н. О.А.Приходько (ДНУ)</u> д.ф.-м.н. В.С.Мадерич (ІПММС НАНУ) д.т.н. Є.О.Шквар (ІГМ НАНУ) д.ф.-м.н. О.А.Гуржій (КПІ імені Ігоря Сікорського)

Вчений секретар:

к.ф.-м.н. Н.В.Розумнюк (ІГМ НАНУ) к.ф.-м.н. Н.Ф.Димитрієва (РМВ відд.мех. НАНУ)

3MICT

Баскова А.А. ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРУБ С ГОФРИРОВАННЫМИ ВСТАВКАМИ «ЗАГРОМОЖДАЮЩЕГО» И «НЕЗАГРОМОЖДАЮЩЕГО» ТИПА	6
Бровченко І.О., Мадерич В.С., Ковалець С.І. МЕТОД МОМЕНТІВ ДЛЯ АЛГОРИТМІВ ВИПАДКОВИХ БЛУКАНЬ	9
Брюхацька М,.С., Катасонов А.А. МОДЕЛЮВАННЯ ДЕФОРМАЦІЙНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ КОГЕРЕНТНОЇ СКЛАДОВОЇ ІНТЕГРАЛЬНОЇ ІНТЕНСИВНОСТІ ДИНАМІЧНОЇ ДИФРАКЦІЇ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ПРОМЕНІВ У ВИГНУТИХ КРИСТАЛАХ	.1
Воропаев Г. А., Загуменный Я. В. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ КРЫЛА 1	3
Воропаев Г. А., Розумнюк Н. В., Загуменный Я. В., Сирош Е. А. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ С ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ 1	6
Воропаев Г.А., Розумнюк Н.В. ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИУСТОЙЧИВЫХ ПРОДОЛЬНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ПРИСТЕННЫХ ТЕЧЕНИЯХ НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ	.8
Воскобійник А.В., Воскобійник В.А., Воскобойник О.А., Романенко П.Ю., Артем'єв О.М. ГЕНЕРАЦІЯ ПРОТИЛЕЖНО ОБЕРТОВИХ ПОЗДОВЖНІХ ВИХРОВИХ СТРУКТУР ПАРОЮ ОВАЛЬНИХ ЛУНОК	20
Воскобойник В.А. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ ПСЕВДОЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА СТЕНКЕ ПРОТЯЖЕННОГО ЦИЛИНДРА	22
Гуржий А.А., Осадчий В.И., Никифорович Е.И., Кордас О.И., Черний Д.И. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ В ДЕЛЬТАХ РЕЧНЫХ СИСТЕМ	24
Димитрієва Н. Ф. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРИВИМІРНОЇ ВИХРОВОЇ СТРУКТУРИ В НАПІВЦИЛІНДРИЧНОМУ ЗАГЛИБЛЕННІ	26
Зибольд А. Ф. ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТЕЙЛОРОВСКИХ И ВОЛНИСТЫХ ВИХРЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	28
Ковецкая Ю.Ю. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРОСКАЛЬЗЫВАЮЩЕГО ПОТОКА В ПОРИСТОМ КРИВОЛИНЕЙНОМ МИКРОКАНАЛЕ 3	50
Корольова А.С.,Соколовський Г.П., Романенко П.Ю. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ПОВЕРХНЕВИХ ПООДИНОКИХ ХВИЛЬ 3 ПРОНИКНИМИ ПЕРЕШКОДАМИ	1
Кошебуцький В.І., Мадерич В.С. ЧИСЕЛЬНА РЕГІОНАЛЬНА ПРОГНОСТИЧНА МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦІЇ ТА ЛЬОДОВОГО ПОКРИВУ ЗАХІДНОЇ ЧАСТИНИ МОРЯ БЕЛЛІНСГАУЗЕНА ТА ШЕЛЬФУ АНТАРКТИЧНОГО ПІВОСТРОВА 3	33

Краснопольська Т. С., Печук Є. Д. ХАОТИЧНІ ХРЕСТОПОДІБНІ ХВИЛІ НА ВІЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ РІДИНИ МІЖ ДВОМА ОБОЛОНКАМИ	34
Лукьянов П. В. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВVI-ШУМА ДВУХЛОПАСТНОГО РОТОРА ВЕРТОЛЁТА СИНУСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ	36
Мадерич В., Терлецька К., Бровченко І. ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІКИ ПРИДОННИХ І ШЕЛЬФОВИХ ВОД ПІД ЛЬОДОВИКОМ РОННЕ-ФІЛЬХНЕРА	38
Николин С. А., <u>Приходько А. А.</u> ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СРЫВНОЙ ЗОНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ	40
Оверко В.С. ВПЛИВ НЕНЬЮТОНОВСЬКИХ ЕФЕКТІВ НА ОСОБЛИВОСТІ ТЕЧІЇ КРОВІ В ЛІВОМУ ШЛУНОЧКУ СЕРЦЯ ЛЮДИНИ	41
Островерх Б.М., Потапенко Л.С. ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З ГІДРОТЕХНІЧНИМИ СПОРУДАМИ НА ОСНОВІ МАТЕМАТИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ТА АНАЛІЗУ НАТУРНОГО СПОСТЕРЕЖЕННЯ	43
Островерх Б.М., Рева Т.Л. ДО РОЗРОБКИ ЧИСЕЛЬНИХ МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ НАПРУЖЕНОГО СТАНУ ТА ТЕЧІЇ В'ЯЗКОГО СЕРЕДОВИЩА	45
Редчиц Д.А., Тарасов С.В. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ СИММЕТРИЧНЫХ И НЕСИММЕТРИЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ	48
Рогачов В.А., Баранюк А.В. СFD-МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И АЕРОДИНАМИКИ РАЗВИТЫХ РАЗРЕЗНЫХ ТЕПЛООТВОДЯЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ РЕА	50
Савицький О. А. ОЦІНКА ПОДВІЙНИХ ІНТЕГРАЛІВ ПРИ РОЗРАХУНКУ ПЕРЕМІЩЕНЬ ПОРИСТОПРУЖНОЇ НАСИЧЕНОЇ РІДИНОЮ ОСНОВИ	52
Спасенко М.І., Панченко Н.А. КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПЛІВКОВОГО ОХОЛОДЖЕННЯ ПРИ ПОДАЧІ ОХОЛОДЖУВАЧА В НАПІВСФЕРИЧНІ ЗАГЛИБЛЕННЯ	53
Тимошенко В.И., Галинский В.П. ВОПРОСЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ АЭРОГАЗОТЕРМОДИНАМИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА С ПРЯМОТОЧНЫМ РОЗЛИЦИЮ РЕАКТИРНЫМ ПРИГАТЕЛЕМ	51
Троценко Я.П. ОСОБЛИВОСТІ ПОТОКУ РІДИНИ КРІЗЬ ЦИЛІНДРИЧНІ ПОРОЖНИНИ	56
Филонов В.В., Дубик Я.Р, Филонова Ю.С. РАЗРАБОТКА СГД МОДЕЛИ ГЦН- 195М ДЛЯ АНАЛИЗА ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ, ВЫЗВАННЫХ АВАРИЙНЫМИ СОБЫТИЯМИ	58
Філонов В. В., Іщенко О.А. Дубик Я.Р. РОЗРОБКА СГД МОДЕЛІ РЕАКТОРУ ВВЕР-1000 ДЛЯ АНАЛІЗУ МАКСИМАЛЬНОЇ ПРОЕКТНОЇ АВАРІЇ В НЕІЗОТЕРМІЧНІЙ ПОСТАНОВЦІ	60

62
5 4
6
i8
0'
'2
'4
6
,

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРУБ С ГОФРИРОВАННЫМИ ВСТАВКАМИ «ЗАГРОМОЖДАЮЩЕГО» И «НЕЗАГРОМОЖДАЮЩЕГО» ТИПА

Баскова А.А. КПИ им. Игоря Сикорского, Киев

Введение

Проблема увеличения производительности теплообменного оборудования при минимальном увеличении металоемкости и расхода ресурсов не теряет своей актуальности на протяжении всей истории теплоэнергетики [1]. Исследованию различных методов активной, пассивной и комбинированной интенсификации теплообменных процессов посвящено большое количество исследований, цитируемых в [1-4]. Однако универсального способа повышения энергоэффективности на сегодняшний день не существует, что обусловлено индивидуальными особенностями каждого случая, требующего внедрения устройств интенсификации теплообмена. Тем не менее в последние годы широкое распространение получили методы пассивной интенсификации, в частности структурирование теплообменной поверхности в виде гофрирования [2-4]. В зависимости от геометрических параметров гофров можно существенно увеличить теплоотдачу при минимальных сопутствующих гидравлических потерях.

Гофрирование как способ пассивной интенсификации теплообмена

Содержанием настоящей работы являются результаты численного эксперимента по определению влияния геометрии теплообменной поверхности, режима течения и направления теплового потока на гидравлические и тепловые характеристики потока на начальном участке трубы при переходных числах Рейнольдса. Рассматривался участок трубы с гофрированными вставками различных видов, показанными на рис. 1:



Рисунок 1 – Геометрия гофрированного участка трубы

Прямое численное моделирование формирования течения на начальном участке трубы выполнено на основании решения нестационарной системы уравнений Навье-Стокса в осесимметричной постановке с применением пакета ANSYS-Fluent. Рассмотрен теплоноситель - вода, заданной температуры (T_f=333 K), диапазон среднерасходных скоростей составлял 0,03...0,1 м/с, что соответствует числам Рейнольдса Re=1000...5500. Рассмотрена "холодная" поверхность трубы Tw=283 K. В качестве безразмерного определяющего параметра гофрирования принято отношение высоты загромождающей части амплитуды гофра к радиусу трубы k=a₂/R₀. Рассмотрен диапазон от k=0 (незагромождающий гофр) до k=0,086 (загромождающий гофр), при котором площадь проходного сечения уменьшалась на 20%.

Гидравлические потери оценивались по безразмерному перепаду давления: $f=2\Delta P/(\rho u^2)$ для каждого типа гофрированной вставки и соотносились со значением f₀ в гладкой трубе (рис. 2, а). Интенсификация теплообмена определялась как отношение

числа Нуссельта в трубе с гофрированной вставкой (Nu) к числу Нуссельта в гладкой трубе (Nu₀) (рис. 2, б). Оценка влияния режимных параметров потока на энергоэффективность гофрированной трубы c вставкой выявила следующие закономерности. При ламинарном режиме течения использование гофрированных вставок рассмотренной геометрии не приводит к существенным изменениям теплогидравлических параметров. Устойчивое течение внутри пограничного слоя не способствует увеличению теплообмена путем перемешивания жидкости и турбулизации потока. Только при числах Рейнольдса больших 3000 можно говорить об энергоэффективности этого пассивного метода интенсификации (рис. 2, б).



Рис. 2 Изменение гидравлического сопротивления (а) и интенсивности теплоотдачи (б) в трубе с гофрированной вставкой по сравнению с гладкой трубой, в диапазоне переходных чисел Рейнольдса

В рассмотренном диапазоне чисел Рейнольдса наименьшие гидравлические потери наблюдаются при введении в трубу незагромождающей гофрированной вставки в формирования устойчивой вихревой структуры в углублении гофра, условиях изменяющей знак завихренности тем самым уменьшая интегральное значение трения. При этом потери энергии, связанные с вихреобразованием, минимальны. Однако такой тип гофрирования уступает в интесивности теплообменных процессов. Порождение дополнительных возмущений при «загромождении» потока позволяет получить большую теплоотдачу как на гофрированном участке, так и на некотором расстоянии в следе за ним. Турбулизация образующегося после гофрированной вставки пограничного слоя определяет возмущения тепловых полей, что и объясняет повышение конвективной составляющей теплообмена. Генерация низкочастотных возмущений и интенсификация теплообмена нелинейно зависят от параметра загромождения а₂ в гофрированной вставке. Так наибольшая интенсивность теплоотдачи по сравнению с гладкой трубой наблюдается для гофрированных вставок загромождающего типа при Re=3700 и практически не зависит от параметра а2, в то время как гидравлические потери минимальны для гофрирования с k=0,064. Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса в рассмотренном диапазоне не приводит к увеличению теплоотдачи, но приводит к существенному росту гидравлического сопротивления гофрированными вставками для труб с «загромождающего» типа. Для незагромождающего гофрирования интенсификация теплоотдачи с ростом скорости продолжает увеличиваться и достигает 1,5 раз, в то время как гидравлические потери возрастают только на 5%. Таким образом можно предположить, что для каждого числа Рейнольдса существуют свои параметры гофрирования, позволяющие достигнуть максимальной энергоэффективности.

Литература

1. Попов И. А. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена: Интенсификация теплообмена: монография / И.А.Попов,

Х.М.Махянов, В.М.Гуреев; под общ. ред. Ю.Ф.Гортышова. – Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 560 с.

- Zimparov V. D. Heat transfer and friction characteristics of spirally corrugated tubes for power plant condensers – 1. Experimental investigation and performance evaluation / V. D. Zimparov, N. L. Vulchanov, L. B. Delov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1991. – vol. 34. – P. 2187-2197.
- Vulchanov N. L. Heat transfer and friction characteristics of spirally corrugated tubes for power plant condensers – 2. A mixing-length model for predicting fluid friction and heat transfer / N. L. Vulchanov, V. D. Zimparov, L. B. Delov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1991. – vol. 34. – P. 2199-2206.
- Vicente, P. G. Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers [Text] / P. G. Vicente, A. Garc, A. Viedma // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2004. – Vol. 47. – P. 671–681.

МЕТОД МОМЕНТІВ ДЛЯ АЛГОРИТМІВ ВИПАДКОВИХ БЛУКАНЬ

Бровченко І.О., Мадерич В.С., Ковалець С.І.

Інститут проблем математичних машин і систем НАНУ України, Київ, ibrovchenko@gmail.com, vladmad@gmail.com, skov241@gmail.com

Розв'язок рівняння переносу методом частинок зводиться до інтегрування траєкторії в неоднорідному полі течії, тобто до розв'язку рівняння.

$$\frac{dx}{dt} = \stackrel{\mathbf{f}}{\boldsymbol{u}}_{c}(x,t), \qquad (1)$$

де x - вектор координат частинки, а $u_c(x,t)$ - поле швидкості. Стандартними методами розв'язання такої задачі є методи Рунге-Кута 4-го та вищих порядків. Для моделювання процесу молекулярної або турбулентної дифузії зазвичай використовують методи випадкових блукань, що основані на розв'язку стохастичного диференціального рівняння Іто [1-3]:

$$d\mathbf{x}^{\mathbf{f}} = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{c}(\mathbf{x},t) + \nabla \cdot \mathbf{K} \end{pmatrix} dt + \mathbf{B} dW, \qquad (2)$$

де **К** - симетричний додатньо визначений тензор дифузії, а **В** визначається зі співвідношення $\mathbf{K} = \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^T$. \vec{W} - тривимірний стандартний вінерівський випадковий процес.

Якщо перейти від стохастичного рівняння для положення частинки до звичаного рівняння для функції розподілу координат частинки C(x,t), то рівнянню Іто (2) відповідає рівняння Фокера-Планка, що співпадає з рівнянням переносу та дифузії:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\sum_{i=1}^{3} \frac{\partial u_i C}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^{3} \sum_{j=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial C}{\partial x_i}$$
(3)

Тут C(x,t) можна разглядати або як функцію щільності ймовірності положення частинки (тоді наведене рівняння є рівнянням Фокера-Планка), або як концентрацію речовини. Тому чисельна симуляція випадкового процесу згідно стохаастичного рівняння (2) методом частинок відповідає чисельному розв'язку рівняння переносу та дифузії (3). Розв'язувати задачу можна методом побудови числельних схем розв'язку стохастичного рівняння [1,2], а можна відтворювати розподіл методом моментів [4], тобто знаходячи параметри функції щільності розподілу, що задовольняє рівнянню переносу та дифузії (3). Після розрахунку пареметрів розподілу відтворюється неперервна функція розподілу і положення частинки випадковим чином роділяється у просторі згідно знайденим параметрам. Якщо в початковий момент t_0 частинка перебувала в положенні x_0 , і було отримано, що черех час Δt функція розподілу буде мати матсподівання M_i та дисперсію σ_i^2 , положення частинки на наступному часовому кроці визначається згвдно нормаотного розподілу із заданими параметрами із співвідношення:

$$\Delta x_i = M_i (t_0 + \Delta t) + R_i \sqrt{\sigma_i^2 (t_0 + \Delta t)}, \qquad (4)$$

де R_i - випадкові величини, що нормально рохподілені і мають нулбове сережнє і одиничну дисперсію.

В даній роботі наводиться загальний підхід для побудови схем випадкових блукань у тривимірному випадку для рівняння адвекції-дифузії за допомогою методу моментів. Виведено рівняння для розрахунку параметрів розподілу частинок для двовимірних течій. Розглянуто двовимірне та тривимірне рівняння переносу для поля течії з неоднорідною

дифузією, для яких побудовано схеми випадкових блукань за допомогою обчислення зміщення центра мас та дисперсії частинок. Отримано оцінки для часових кроків та межі застосовності окремих алгоритмів.

Виведено рівняння, що пов'язують траєкторію руху та дисперсію частинки. Показано, що при розв'язанні рівняння переносу та дифузії методом випадкових блукань центр мас ансамблю частинок не слідує точно лініям току, що побудовані за векторним полем течій. Показано, що використання схем високого порядку точності інтегрування траєкторії без урахування дисперсії може внести більшу похибку, аніж використання схеми першого порядку точності. Результати, що отримано в роботі можуть бути розглнуто як узагальнення робіт [5-7], що отримано для окремих випадків одно- та двовимирних рухів. Отримані рівняння можуть бути використані при побудові методів випадкових блукань високої точності. Справедливість отриманих рівнянь доведено аналітичними розв'язками окремих двовимірних задач.

Дане дослідженн проведено за підтримки проекту МАГАТЕ CRP K41017 "Behaviour and Effects of Natural and Anthropogenic Radionuclides in the Marine Environment and their use as Tracers for Oceanography Studies"

Література

- 1. Gardiner C.Handbook of stochastic methods for physics, chemistry, and the natural sciences // Springer-Verlag, Springer series in synergetics, 2004, 420 pp.
- 2. Kloeden P. E., Platen E. Numerical Solution of Stochastic Differential Equations // Springer-Verlag, Berlin, 1992, 666pp.
- 3. Shah S.H.A.M., Heemink A.W., Grawe U., Deleersnijder E. Adaptive time stepping algorithm for Lagrangian transport models: Theory and idealised test cases //Ocean Modelling, 2013, **68**, p. 9-21
- 4. R. Lupini, T. Tirabassi Solution of the advection-diffusion equation by the moments method // Atmospheric Environment, 1983, **17(5)**, p.965-971
- 5. Visser A., W. Using random walk models to simulate the vertical distribution of particles in a turbulent water column // Mar. Ecol. Prog. Ser., 1997, **158**, p.275-281
- 6. Daniel R. Lynch, David A. Greenberg, Ata Bilgili, Dennis J. Mcgillicuddy, Jr., James P. Manning and Alfredo L. Aretxabaleta Particles in the Coastal Ocean. Theory and Applications. // Cambridge University Press, NY., 2013, 570pp.
- 7. Lynch D.R., Smith K.W. Lagrangian dispersion in sheared flow // Continental Shelf Research, 2010, **30**, p. 2092-2105

МОДЕЛЮВАННЯ ДЕФОРМАЦІЙНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ КОГЕРЕНТНОЇ СКЛАДОВОЇ ІНТЕГРАЛЬНОЇ ІНТЕНСИВНОСТІ ДИНАМІЧНОЇ ДИФРАКЦІЇ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ПРОМЕНІВ У ВИГНУТИХ КРИСТАЛАХ

Брюхацька М,.С., Катасонов А.А. КПІ ім. Ігоря Сікорського, Київ

У роботі запропоновано підхід до створення спрощеної напівфеноменологічної моделі деформаційної залежності (ДЗ) інтегральної інтенсивності динамічної дифракції (ІІДД) в кристалах з метою подальшої побудови методу діагностики дефектів шляхом забезпечення варіації умов експерименту послідовно для кожного з типів дефектів їх максимальних внесків у ці залежності.

Повна інтегральна інтенсивність динамічної дифракції (ППДД) у вигнутих кристалах з дефектами є сумою когерентної та дифузної складових. Для "тонких" [1] кристалів когерентна складова D(r) формується деформаційною залежністю поглинальної та відбивної здатностей кристалу та може бути записана у вигляді двох множників, один з яких описує відбивну здатність кристалу та містить доданки, лінійні і квадратичні по ефективній деформації *BT*, а другий описує поглинання:

$$D_{\rm c}(r) = \frac{R_{\rm ib}}{R_{\rm i0}} = (1 + \alpha B(r)T + \beta B(r)^2 T^2) \exp\left(-\gamma \left|\frac{1}{r}\right|^{\delta} \sqrt{M_0}\right),\tag{1}$$

де *R*_{ib} — інтегральна інтенсивність динамічної дифракції (ПДД) пружно вигнутого кристалу без мікродефектів, *R*_{i0} — ПДД невигнутого ідеального кристалу, а α, β, γ, δ — постійні коефіцієнти. У формулі (1):

$$B = \frac{\lambda^2 \sin \psi [1 + \gamma_0 \gamma_1 (1 + \nu)]}{2\pi |\chi_{\mathbf{H}\mathbf{r}}|^2 r d}, T = \frac{\pi t |\chi_{\mathbf{H}\mathbf{r}}|}{\lambda \sqrt{\gamma_0 \gamma_1}}, M_0 = \frac{\chi_{i0} (1 + \tilde{\beta}) t}{\sqrt{|\tilde{\beta}|} C |\chi_{\mathbf{H}\mathbf{r}}|}, \tag{2}$$

де $\tilde{\beta} = \gamma_0 / \gamma_1$, ψ — кут між відбивною поверхнею та нормаллю до поверхні кристала, λ — довжина хвилі рентгенівського випромінювання, $\gamma_0 = cos(\theta_B + \psi)$, $\gamma_l = cos(\theta_B - \psi)$, θ_B — кут Брегга, ν — коефіцієнт Пуассона, χ_{Hr} , χ_{i0} — реальна та уявні частини Фур'є-компонент поляризованості кристала, відповідно, C — поляризаційний множник, $d = a / \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$, a — стала гратниці, h, k, l — індекси Мілера, t — товщина кристала.

Значення коефіцієнтів α , β , γ та δ знаходились шляхом підгонки значень, розрахованих за моделлю [1] до теоретичних значень ІІДД ідеального кристалу. Розрахунки ДЗ ІІДД для кристалів кремнію різної товщини проводилися для (220) МоК_{α} Лауе-рефлексів рентгенівського випромінення. Результати представлено у таблиці 1 та на рис. 1, де суцільна лінія — результати розрахунку за теорією [1, 2] для ідеального пружно вигнутого кристалу; штрихова лінія — результати розрахунку за моделлю (1); пунктирна лінія — деформаційна залежність першого множника моделі (1), який описує відбивну здатність кристалу; штрих-пунктирна лінія — деформаційна залежність другого множника моделі (1), який описує поглинання.

В результаті, вдалось замінити складні гіпергеометричні функції строгої теорії деформаційної залежності інтегральної інтенсивності динамічної дифракції, створеної для ідеальних кристалів, спрощеною моделлю. Для кожного з різних інтервалів ефективної деформації було знайдено чотири параметри, які описують деформаційну залежність інтегральної інтенсивності динамічної дифракції. Встановлено єдиний загальний вигляд деформаційної залежності поглинального множника когерентної складової повної інтегральної інтенсивності динамічної дифракції, при якому для кожного заданого інтервалу ефективної деформації значення коефіцієнтів не залежать від товщини кристалу та довжини хвилі випромінення.



Рис. 1. Нормовані на інтегральну інтенсивність динамічної дифракціїневигнутого ідеального кристалу ДЗ ІІДД вигнутого кристалу (випромінення Мо*K*_α, товщина кристалу *t* = 390 мкм).

Таблиця1. Значення коефіцієнтів α, β, γ, δ та коефіцієнта добротності підгонки.

BT	α	β	γ	δ	GOF
$0 \le \left BT \right \le 0.4$	0.537	0.913	$6 \cdot 10^{12}$	2	0.0000257
$0.5 \le \left BT \right \le 0.9$	0.513	0.803	$2.84 \cdot 10^{10}$	1.669	0.00267
$1 \le \left BT \right \le 1.4$	0.48	0.691	1.376 · 10 ⁹	1.449	0.0102
$1.4 \le \left BT \right \le 1.8$	0.46	0.625	$9 \cdot 10^{7}$	1.25	0.0173
$1.8 \le \left BT \right \le 2.2$	0.439	0.553	$1.383 \cdot 10^{7}$	1.124	0.0152
$2.2 \le \left BT \right \le 2.6$	0.416	0.498	$1.383 \cdot 10^7$	1.124	0.0156
$2.6 \le BT \le 3$	0.396	0.455	$2.617 \cdot 10^{6}$	1	0.0136

Література

- 1. F. N. Chukhovsskii and P. V. Petrashen, A general dynamical theory of the Laue diffraction from a homogeneously bent crystal // ActaCryst. A. 1977. vol. 33. p. 311–319.
- Явление усиления на порядки величины проявления дефектов в картине многократного рассеяния и его дисперсионная природа / В. В. Лизунов, В. Б. Молодкин, С. В. Лизунова, Н. Г. Толмачев, Е. С. Скакунова, С. В. Дмитриев, Б. В. Шелудченко, С. М. Бровчук, Л. Н. Скапа, Р. В. Лехняк, Е. В. Фузик // Металлофиз. новейшиетехнол. — 2014. — т. 36, № 7. — с. 857–870.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ КРЫЛА

Ворораев Г.О., Загуменный Я.В. Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, <u>voropaiev.gena@gmail.com</u>

Течения, формирующиеся на поверхности обтекаемых тел и в следе за ними, даже при стационарном натекающем потоке и достаточно небольших числах Рейнольдса являются, как правило, нестационарными. При этом, структура потока и интегральные характеристики обтекаемых тел принципиально изменяются, когда тело начинает совершать вынужденные колебания в потоке [1, 2], в том числе и при наличии части обтекаемой поверхности, способной активно колебаться либо пассивно деформироваться под воздействием возмущений потока [3, 4]. Принципиальные различия, в частности, проявляются в особенностях формирования разгонного вихря, структуры пограничного слоя, зоны отрыва течения и спутного вихревого следа, определяющие мгновенные динамические характеристики в зависимости от закона движения обтекаемого тела.

В данной работе представлены результаты численных расчетов нестационарных характеристик профиля NACA 0022, как неподвижно установленного под определенным углом атаки, так и совершающего периодические вращательно-колебательные движения фиксированной амплитуды и частоты, для числа Рейнольдса Re=60000.

Численное моделирование течений жидкостей в условиях, когда обтекаемой тело совершает вынужденное нестационарные движения в потоке, практически невозможно реализовать на базе статических расчетных сеток. Поэтому для численного решения рассматриваемой задачи был разработан алгоритм расчета с использованием библиотек динамических расчетных сеток и программ собственной разработки в рамках открытого пакета OpenFOAM [5] на основе прямого численного решения классической системы нестационарных трехмерных уравнений Навье-Стокса и неразрывности для несжимаемой среды с граничными условиями прилипания на поверхности и невозмущенного потока на бесконечности.

Разработанные библиотеки динамических расчетных сеток позволяют определять положения узлов расчетной сетки на новом временном слое при изменении положения тела в пространстве тремя различными способами: 1) на основе определенным образом задаваемых пользователем аналитических зависимостей, предполагающих движение сетки вместе с телом вблизи его поверхности с постепенным затуханием перемещения узлов с удалением от его поверхности; 2) путем численного решения уравнения Лапласа для компонент перемещения узлов сетки; 3) разбиением расчетной сетки на неподвижную и движущуюся вместе с телом области с применением специальных периодических граничных условий на контактирующих границах. Решение результирующей системы линейных алгебраических уравнений проводится с наперед устанавливаемой точностью с помощью итерационных солверов РСС и PBiCG, реализующих методы сопряженных градиентов для симметричных и асимметричных матриц, соответственно, и задаваемым количеством внутренних и внешних итераций процедуры PIMPLE, связывающей поля скорости и давления. Для интерполяции конвективных членов применяется TVD схема с ограничителем, обеспечивающая минимальную численную диффузию и отсутствие осцилляций решения. Для дискретизации производной по времени используется неявная трехточечная несимметричная схема второго порядка с разностями назад, которая обеспечивает хорошее разрешение физического процесса во времени.

Численный расчет демонстрирует классические результаты нарастания возмущений завихренности и давления в пограничном слое за миделем профиля при переходных числах Рейнольдса практически симметрично на обеих сторонах профиля при нулевом угле атаки с небольшим сдвигом по фазе. Смена знака завихренности вдоль поверхности профиля говорит о появлении локальных отрывов пограничного слоя на соответствующей стороне профиля. Возмущенная завихренность соответствующего знака, сформировавшаяся на каждой стороне профиля, сходит с его острой кромки, образуя возмущенный след в виде сворачивающихся с определенной периодичностью пар дискетных вихрей. С увеличением угла атаки вихреобразование на подветренной стороне профиля подавляется влиянием натекающего потока, а зона отрыва течения на наветренной стороне смещается ближе к носовой части крыла, при этом происходит интенсификация спутных вихревых элементов и расширение возмущенной области следа.

При периодических вращательно-колебательных движениях профиля на формирование вихреобразования оказывают влияние все компоненты сложного движения, включая разгон, колебание без изменения угла атаки, вращение вокруг переменного центра вращения. При малых частотах колебания крыла структура вихревого течения слабо отличается от такового на неподвижном крыле при различных углах атаки. Однако при больших частотах в результате активного взаимодействии двух нестационарных процессов изменяется интенсивность нарастания завихренности вниз по потоку, что приводит к вырождению трехмерных возмущений и уменьшению зоны отрыва вплоть до ее полного устранения (Puc.1).



Рис.1. Трехмерная вихревая структура течения около обтекаемого колеблющегося крыла для различных частот колебаний: f=0.5, 1.0, 1.5 Гц (а-в), α_{max}=15°.

Разработанный алгоритм расчета нестационарного обтекания профиля позволил определить зависимость трехмерной вихревой структуры от числа Рейнольдса и угла атаки, проследить нелинейную стадию перехода в пограничном слое и появления зон отрыва при изменении угла атаки. Определено влияние амплитуд и частот собственных колебаний в пограничном слое на поверхности профиля на интегральные характеристики профиля, что позволяет оценить и объяснить погрешности, возникающие при оценке значений подъемной силы при малых углах атаки при переходных числах Рейнольдса. Показана возможность вырождения трехмерных растущих возмущений в пограничном слое на поверхности профиля и формирования когерентных вихревых структур в следе за колеблющимся профилем с конечной амплитудой при числе Струхаля St≥0.5 и переходных числах Рейнольдса.

Литература

- 1. Г. А. Воропаев, Д. Зайнер-Гундерсен, В. И. Коробов. Гидродинамические характеристики колеблющегося крыла // Прикл. гидромеханика, 2015, 17, № 3, С.3-9.
- 2. J. Young, J. Lai, M. Platzer. A review of progress and challenges in flapping foil power generation // Prog. Aerosp. Sci., 2017, 67, P. 2-28.
- 3. Г.А. Воропаев. Структура вынужденных возмущений в ламинарном пограничном слое при источнике возмущений на обтекаемой поверхности // Прикл. гидромеханика, 2007, 9(81), № 2–3, С. 52–68.
- 4. G. Voropaev, Ia. Zagumennyi. Wave and vortex structure of transitional boundary layer over deformable surface // Physica Scripta, 2010, T142, paper 014010.
- 5. H Jasak. OpenFOAM: open source CFD in research and industry // Int. J. Naval Architecture and Ocean Engineering, 2009, 1(2), P. 89-94.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ С ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ

Воропаев Г.А., Загуменный Я.В., Розумнюк Н.В., Сирош Е.А. Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Задача формирования струйного течения в неподвижной среде в полуограниченном объеме, инициированного импульсной локальной подачей газа, определенного давления и температуры, интересна и актуальна, но достаточно трудна в силу большого количества параметров, определяющих скорость выхода на установившееся течение и сам вид формирующегося течения. Интерес к изучению этой задачи определяется в первую очередь тем, что при превышении порога значений параметров импульсная струя становится сверхзвуковой, и ее взаимодействие с вовлекаемым газом сопровождается возникновением скачков уплотнения и зон разрежения в рассматриваемом объеме. Такие течения с определенным ограничением значений параметров успешно применяются в различных технических устройствах, однако резко теряют свои эжектирующие свойства при повышении импульса задающей струи.

В связи с этим, моделирование сверхзвукового истечения газа в полуограниченный объем (камера смешения), которое сопровождается достаточно сложной системой скачков уплотнения, зависящих от величины нерасчетности сопла, угла среза сопла, от формы сопряжения образующей сопла с поверхностью камеры смешения, становится актуальной задачей. Для технических устройств, работающих в импульсном режиме, когда импульс длится 20-30 мсек, процесс установления при определении интегральных характеристик струи приобретает важное значение, так как струя в начальный период существенно меняется и по форме, и по направлению вектора результирующего импульса, в камере смешения формируется интенсивное вихревое течение, а время установления может составлять от 0.5-1.0 мсек до 100мсек.

Для изучения формирования импульсной струи численно решается нестационарная система уравнений Рейнольдса для вязкого сжимаемого теплопроводного газа в конечной области в осесимметричной и трехмерной постановках. Граничные условия: на поверхностях - условие прилипания и температура поверхности, на выходе из камеры смешения задается атмосферное давление P_a . В начальный момент в камере смешения, в сопле и в форкамере воздух неподвижен и давление равно атмосферному, на входе в форкамеру задается давление P_0 и температура газа, которые не меняется в процессе расчета.

Рассмотрено формирование течения во времени – от прохождения первичного скачка уплотнения, вызванного скачком давления (Po-Pa) на входе в форкамеру, до



установившегося потока во всей расчетной области в зависимости от геометрии сопла и его сопряжения с камерой смешения (Рис.1), геометрии камеры смешения, величины давления и температуры газа на входе в форкамеру.

Рассмотрены кольцевые пристенные сопла и дискретные цилиндрические сопла, расположенные по поверхности осесимметричной камеры смешения. Основными

параметрами, по которым проведено моделирование, есть угол наклона вектора импульса струи (α) относительно оси симметрии камеры смешения, несимметричность стенок сопла

и его сопряжение с камерой смешения, определяемая углами β, γ и величина толщины сопла h₂. Изменение этих параметров, а также расстояний между вершинами A, B, C, D (Puc.1) позволяет моделировать сопло произвольной геометрии.



Рис.2. Изолинии вектора скорости при различной геометрии сопла

Показано, что для сопел различной геометрии время установления и структура установившегося течения существенно зависят от величины начального импульса струи. Так, элементы течения Прандтля-Майера (огибание углов невязким сверхзвуковым потоком) при огибании сверхзвуковым потоком вершины D с образованием волны разрежения реализуются только при определенном импульсе струи. При меньшем значении импульса пристенная струя отрывается не доходя до вершины D, а при существенно большем импульсе струя, не огибая вершины D, уходит по касательной в камеру смешения. Каждое из этих положений струи соответствует определенному значению коэффициента эжекции.

Показано, что для каждого угла существует ограниченный диапазон значений импульса струи, при котором коэффициент эжекции достигает максимума. При уменьшении угла α до определенного значения при фиксированном размере осесимметричной камеры смешения величина импульса струи, при которой коэффициент эжекции достигает максимума, увеличивается.

Таким образом, на основании численного моделирования взаимодействия импульсной сверхзвуковой струи с неподвижной средой в камере смешения определены значения угла наклона сопла к оси камеры смешения и значения импульса струи, при которых ее эжектирующая способность максимальна.

Литература

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Физ.-мат.лит, Наука, -М., 1969, 824 стр.

ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИУСТОЙЧИВЫХ ПРОДОЛЬНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ПРИСТЕННЫХ ТЕЧЕНИЯХ НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Воропаев Г.А., Розумнюк Н.В. Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Режим течения (ламинарный/турбулентный) в пограничном слоена поверхности обтекаемого вязкой жидкостью, определяет интегральные характеристики тела. обтекаемого тела. Для тел, обтекаемых без отрыва, при переходе к турбулентному режиму течения в пограничном слое резко возрастает сопротивление. Однако, вихревая структура течения в турбулентном пограничном слое не однородна по интенсивности, масштабам и направлению вектора завихренности по толщине пограничного слоя, что и не позволяет однозначно связывать характеристики вихревой структуры турбулентного пограничного слоя с интегральными характеристиками обтекаемых тел. И хотя уже показано, что структурированные поверхности и локальные генераторы продольных вихревых структур различный масштабов способны уменьшать сопротивление при турбулентном режиме обтекания, но остается много не решенных задач по определению механизма генерации и взаимодействия вихревых структур разных масштабов и ориентации. Поэтому разработка методов управления структурой турбулентного пограничного слоя с использованием различных методов пассивного управления представляет большой научный и практический интерес.

Одним из направлений исследований является изучение генерации в пограничном слое вихревых образований определенной формы, масштабов, интенсивности и пространственной ориентации, с помощью которых можно влиять на структуру течения в пристенной области, на скорость нарастания пограничного слоя, отрыв потока, на интенсивность тепло- и массообмена и гидродинамическое сопротивление [1, 2].

В данной работе рассматриваются генерация вихревых структур с помощью системного, локального изменения плоской обтекаемой поверхности - системы пар лунок удлиненной формы; оси каждой из лунок в паре расположены под равными, но противоположными углами относительно направления потока (Puc.1).

Представлены результаты численного моделирования формирования пристенного турбулентного течения на плоской поверхности как над системой лунок, так и в следе за ними. Расчетная область охватывает единицу ширины плоской поверхности с двумя последовательными рядами таких пар лунок. Единица ширины пластины определяется



Рис.1.

шагом расстояний между парами Исследуется взаимное лунок. влияние пар лунок на вихреобразование В следе при шахматном или следном положении второго ряда лунок относительно первого. Моделирование выполнено на основании решения нестационарной системы уравнений Рейнольдса (URANS), замыкаемой моделью переноса напряжений Рейнольдса. Моделирование охватывает диапазон чисел Рейнольдса по

длине лунки $Re_L=2,0*10^4-3,0*10^4$, рассмотрены глубокие лунки относительно толщины пограничного слоя перед первой парой лунок (h/ δ ~0.6).

В каждой лунке формируется вихревая структура с осью вращения, направленной вдоль оси лунки, и масштабом, определяемым размерами лунки, и числом Рейнольдса. Эти продольные вихри соответствующего знака, определяемым углом наклона оси лунки, определяют зону продольной завихренности в пограничном слое ниже по потоку. В результате взаимодействия вихревых следов пары лунок, в пограничном слое формируются квазиустойчивые противоположно вращающихся продольные вихри (типа вихрей Гертлера), интенсивность которых зависит от соотношения размеров лунок и местных параметров пограничного слоя. Эти продольные вихри изменяют распределение давления и трения на поверхности ниже лунок и влияют на параметры вихревого течения внутри лунок второго ряда. Степень этого влияния зависит от взаимного расположения лунок в следующих рядах. В случае, когда вторая пара лунок находится в следе первой вихревое движение во второй паре дополнительно интенсифицируется пары. натекающими продольными вихрями. В результате этого взаимодействия изменяется также зона влияния лунки на картину течения в окрестности лунок и ниже по течению. Таким образом, варьирование плотностью размещения лунок и их взаимным расположением на поверхности можно управлять интегральным эффектом системы лунок на параметры обтекания поверхности.



Рис.2. Траектории частиц, выпущенных из лунок, расположенных в разном порядке в двух рядах

- 1. Hermann Lienhart, Michael Breuer, C. Koksoy Drag reduction by dimples? A complementary experimental/numerical investigation. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008, 29(3), P.783-791
- 2. J.Turnow, N.Kornev, V.Zhdanov, E.Hassel. Flow structures and heat transfer on dimples in a staggered arrangement. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2012, Vol. 35, P.168–175

ГЕНЕРАЦІЯ ПРОТИЛЕЖНО ОБЕРТОВИХ ПОЗДОВЖНІХ ВИХРОВИХ СТРУКТУР ПАРОЮ ОВАЛЬНИХ ЛУНОК

Воскобійник А.В., Воскобійник В.А., Воскобойник О.А., Романенко П.Ю., Артем'єв О.М. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Наведено результати експериментальних досліджень генерації пари поздовжніх вихрових структур нахиленими овальними лунками подвійного видовження, які розташовано на гідравлічно гладкій плоскій поверхні. Експерименти проводилися в гідравлічному лотку, над дном якого було встановлено пластину з системою овальних лунок заглибленням близьким до 0,2d, де d – діаметр сферичної частини лунки. Під час досліджень використовувалася візуалізація течії та вимірювалися поля швидкості та тиску над і на обтічній поверхні мініатюрними датчиками динамічного тиску та пульсацій пристінного тиску. Обробка та аналіз картин візуалізації і експериментальних даних проводилися на комп'ютерній графічній станції та персональних комп'ютерах з використанням стандартних і спеціалізованих розрахункових статистичних програм.

Візуальні дослідження ламінарного обтікання пари рознесених овальних лунок нахилених під кутом 30° до напрямку течії показали, що для чисел Рейнольдса $\operatorname{Re}_{d} = Ud/v = 1500$ та $\operatorname{Re}_{x} = Ux/v = 6 \cdot 10^{4}$ рідина усередині лунок не робила вихрового руху. Вона, повільно коливаючись і притискаючись до передньої стінки лунки, переносилася з передньої сферичної частини лунки в її кормову частину та витікала назовні. Зі збільшенням чисел Рейнольдса $\text{Re}_d = 2750$ та $\text{Re}_x = 1.1 \cdot 10^5$ у передній сферичній частині лунок почала формуватися циркуляційна течія у вигляді великомасштабної вихрової структури, яка, змінюючи напрямок завихореності, перетворювалася у спіралеподібну вихрову структуру, яка пересувалася вздовж поздовжньої осі овальної лунки. Джерело великомасштабного вихору знаходилося у придонній області передньої сферичної частини лунки ближче до її кормової стінки. Спіралеподібний вихор, роблячи коливальні рухи у просторі, періодично викидався назовні з лунки над її серединною та кормовою частиною. До виходу з лунки спіралеподібний вихор робив (1.5...2) оберти. Частота його викидів складала (0.21...0.23) Гц (St≈0.05). Під дією набігаючого потоку спіралеподібні вихори з кожної із пар овальних лунок витягувалися у слідах лунок, маючи поздовжню завихореність зі своїм напрямком обертання та утворюючи позаду кормових сферичних частин лунок пару протилежно обертових вихорів. Ці протилежно обертові спіралеподібні вихори у сліді за системою овальних лунок не взаємодіяли між собою та фіксувалися на відстані до (8...9) діаметрів лунок.

Для турбулентного режиму течії, якій відповідали числа Рейнольдса $\text{Re}_d = 10500$ та $\text{Re}_x = 4.2 \cdot 10^5$, вихровий рух контрастних барвників спостерігався тільки у передній сферичній частині овальної лунки. Цей рух мав інтенсивний характер і робив низькочастотні та високочастотні коливання. Великомасштабний спіралеподібний вихор розміром близько 0.5d у місці розташування його джерела, досягаючи верхнього краю лунки, розривався і його верхівка у вигляді дрібномасштабних структур (масштаб яких менший ніж на порядок від діаметру лунки) змивалася потоком, утворюючи пелену дрібномасштабних вихорів. Викид цих структур спостерігався над серединною частиною лунки і частота викидів складала (2.4...2.6) Гц (St≈0.15). Низькочастотна складова коливань вихрової структури назовні з лунки. Викид великомасштабного спіралеподібного вихору спостерігався з частотою (0.8...0.9) Гц, якій відповідало число Струхаля St=(0.04...0.05). Через велику швидкість потоку та незначну концентрацію барвника, який

рухався за траєкторіями руху вихрових структур, пересування кольорових областей спостерігалося на незначних відстанях у сліді системи овальних лунок (до (3...4) діаметрів лунок).

Результати інструментальних досліджень показали, що з наближенням до обтічної поверхні пульсації поздовжньої швидкості зростають, мають максимум, а потім зменшуються на рівні поверхні пластини над отвором овальної лунки. Коли датчики пульсацій динамічного тиску занурювалися в отвір овальної лунки, то пульсації швидкості знову збільшилися (межа зсувного шару), а потім зменшилися (ядро циркуляційної течії усередині лунки).

Середньоквадратичні значення пульсацій пристінного тиску зі збільшенням швидкості зростали. При цьому найвищий темп росту пульсацій тиску спостерігався усередині овальної лунки в її придонній частині. Найнижчий темп росту мав місце під примежовим шаром, який не порушено неоднорідністю обтічної поверхні. Тут інтенсивність пульсацій тиску пропорційна квадрату швидкості. Максимальні рівні пульсацій тиску спостерігалися в місці взаємодії зсувного шару з кормовою стінкою лунки та в її ближньому сліді. Найменш інтенсивні пульсації пристінного тиску мали місце у придонній області овального заглиблення, які майже в (3...5) разів нижчі, ніж на кормовій стінці лунки. При цьому усередині лунки пульсації пристінного тиску нижчі, ніж в непорушеному примежовому шарі, особливо при малих швидкостях її обтікання. В області взаємодії вихрових структур зсувного шару, що сформувався над отвором овального заглиблення, рівні пульсацій пристінного тиску ростуть та у (2...3) рази перевищують пульсації пристінного тиску над гладкою пластиною. В області ближнього сліду заглиблення інтенсивність пульсацій пристінного тиску позаду кормових сферичних частин лунок вища майже на 20 %, ніж інтенсивність пульсацій тиску в серединній частині системи лунок. З віддаленням від овальних лунок середньоквадратичні пульсації пристінного тиску поступово зменшувалися та наближалися до рівнів непорушеного примежового шару.

Встановлено, що в залежності від режимів обтікання в спектральних характеристиках поля пульсацій динамічного та пристінного тиску з'являлися характерні особливості у вигляді дискретних піків. Вони відповідали частотам низькочастотних коливань вихрової течії усередині овальних лунок, частотам обертання квазістійких великомасштабних вихорів та частотам викидів когерентних вихрових систем назовні із лунок. В серединному перерізі системи овальних лунок не спостерігалося взаємодії вихрових структур, що викидалися назовні з них. З віддаленням до двох діаметрів лунок також мали місце тональні підйоми в спектральних залежностях, які відповідали характерним частотним діапазонам, що спостерігалися усередині лунок.

Література

- 1. Воскобійник В.А., Воскобійник А.В., Воскобойник О.А. Генерація вихорів парою овальних лунок на обтічній плоскій поверхні // Прикладна гідромеханіка. 2015. Т. 17, № 3. С. 10-17.
- Voskoboinick V., Voskoboinick A., Stepanovitch V. Generation of vortex structures by pair oval dimples on flat plate // Proc. European Drag Reduction and Flow Control Meeting – EDRFCM 2015, March 23–26, 2015. – Cambridge, UK, 2015. – P. 43-44.
- 3. Воскобійник В.А., Воскобійник А.В., Воскобойник О.А. Пульсації тиску всередині та поблизу пари овальних лунок на плоскій поверхні // Акустичний вісник. 2015. 17, № 1. С. 23-33.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ ПСЕВДОЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА СТЕНКЕ ПРОТЯЖЕННОГО ЦИЛИНДРА

Воскобойник В.А.

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, vlad.vsk@gmail.com

В докладе представлена статистическая модель поля пульсаций давления турбулентного пограничного слоя на гибком продольно-обтекаемом протяженном цилиндре, основанная на результатах экспериментальных исследований. При решении ряда прикладных задач, в проектных и научно-исследовательских работах не всегда возможно, а бывает и нецелесообразно проводить экспериментальные исследования для определения статистических характеристик турбулентного пограничного слоя. В этих случаях широко используют модельные представления о физических процессах, происходящих в турбулентных пограничных слоях, которые основаны как на теоретических, так и на полуэмпирических статистических моделях полей пульсаций скорости и давления. В основном эти модели построены для пограничных слоев, образованных на плоских жестких поверхностях. К сожалению, отсутствуют универсальные достаточно точные модели, описывающие статистические И характеристики турбулентных пограничных слоев на цилиндрической поверхности, особенно обладающей большой кривизной и обтекаемой потоком с высокими числами Рейнольдса. Цель работы – на основе экспериментальных данных, синтезируя ряд известных модельных представлений, получить статистическую модель поля пульсаций лавления турбулентного пограничного слоя на гибком продольно-обтекаемом протяженном цилиндре.

В последние годы достаточно широко получили развитие исследования турбулентных пограничных слоев и полей пульсаций давления, которые они генерируют. Ряд модельных представлений статистических характеристик пульсаций пристеночного давления, начиная с работ Коркоса, обобщены и сопоставлены, например, в исследованиях [1, 2]. Среди наиболее используемых моделей, следует отметить модели Ффоукс-Вильямса, Чейза, Хоу, Гуди, Смольякова, Ефимцова, Хванга, Маэстрелло и другие. Анализ и сопоставление результатов расчетов показали, что наиболее приемлемой статистической моделью для аппроксимации результатов исследований поля пульсаций пристеночного давления на соосно обтекаемом гибком цилиндре является модель Чейза. Следует отметить, что модель Чейза опирается на результаты его теоретических исследований, но имеет ряд констант, которые выбираются из экспериментальных работ. В качестве экспериментальных данных мы использовали результаты исследований продольного обтекания буксируемого гибкого протяженного цилиндра диаметром d = 2aот 10мм до 44мм и удлинением более x/d > 1000 в гидродинамическом канале. Исследования проводились чисел Рейнольдса $\operatorname{Re}_{a} = Ua / v = (1 - 13) \cdot 10^{4}$ для И $\operatorname{Re}_{v} = Ux/v = (5-12) \cdot 10^{7}$. Основные результаты исследований опубликованы в работах [3, 4].

В результате исследований предлагается модифицированная модель Чейза, хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами исследований поля пульсаций пристеночного давления на поверхности гибкого продольно обтекаемого протяженного цилиндра. В модифицированной модели вместо скорости переноса используется скорость обтекания цилиндра и добавляется член, учитывающий значительное убывание спектра пульсаций давления в области высоких частот. Итак, модифицированная модель спектральной плотности мощности пульсаций пристеночного давления на поверхности соосно обтекаемого гибкого цилиндра приняла вид:

$$P(\omega) = a_{+}\tau_{w}^{2}\omega^{-1}[r_{M}\alpha_{M}^{-3}(1+\mu_{M}^{2}\alpha_{M}^{2}) + r_{T}\alpha_{T}^{-3}(1+\alpha_{T}^{2})][1+(C\omega\delta^{*}/U_{\infty})^{4}]^{-1},$$
(1)

где $\alpha_M^2 = 1 + (b_M \omega \delta / u_c)^{-2}; \ \alpha_T^2 = 1 + (b_T \omega \delta / u_c)^{-2}; \ r_M = 1 - r_T; \ b_M = 2b_T.$

Значения коэффициентов a_+ , b_T , r_T , μ и C были определены нами из экспериментальных результатов и с учетом данных работ [3, 4], а именно: $a_+ = 2.0$; $r_T = 0.24$; $b_T = 2.38$; $\mu = 0.15$ и C = 0.075. Касательные напряжения на стенке цилиндра определены из выражения

$$\tau_w = 0.413 \rho U^2 (\text{Re}_x)^{-0.2} (\text{Re}_a)^{-0.222}$$
⁽²⁾

Зависимость конвективной фазовой скорости от частоты предлагается аппроксимировать выражением

$$u_{cp} = U_{\infty} \exp[-0.2(\omega^*)^{1/2}], \qquad (3)$$

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

Предлагается следующее выражение взаимного спектра мощности пульсаций пристеночного давления:

$$P(\vec{\xi},\omega) = a_{+}\rho^{2}u_{\tau}^{4}\omega^{-1}\exp(in\omega\xi/u_{c})\{r_{M}\alpha_{M}^{-3}\exp(-z_{M})\cdot[z_{M}+1+ \alpha_{M}^{2}\mu_{M}(1-z_{M1}^{2}/z_{M})+i2\alpha_{M}\mu_{M}z_{M1}]+r_{T}\alpha_{T}^{-3}\exp(-z_{T})[z_{T}+1+, (4) + \alpha_{T}^{2}(1-z_{T3}^{2}/z_{T})+i2\alpha_{T}\mu_{T}z_{T1}]\}[1+(C\omega\delta^{*}/U_{\infty})^{4}]^{-1}$$

где $\alpha_i^2 = 1 + (b_i \omega \delta / u_c)^{-2}$; $z_{i1} = \mu_i \alpha_i n \omega \xi_1 / U_\infty$; $z_{i3} = \alpha_i n \omega \xi_3 / U_\infty$; $z_i = (z_{i1}^2 + z_{i3}^2)^{1/2}$; i = M, T; $b_M = 2b_T$; $r_M = 1 - r_T$; $\mu_M = \mu_T = \mu$; n = 1.67.

Функция когерентности определяется как:

$$\gamma^{2}(\xi_{1},\omega) = \frac{\left|P(\xi_{1},\omega)\right|^{2}}{P_{A}(0,\omega)P_{B}(0,\omega)}$$
(5)

Спектр мощности $P(\omega)$ определяется по зависимости (1) в точке, где $\delta^* = (\delta^*_A + \delta^*_B)/2$, а взаимный спектр $P(\xi_1, \omega)$ по зависимости (4). Толщина вытеснения δ^* вычисляется из зависимости

$$\delta^* = a^+ (\sqrt{\{18.5[\operatorname{Re}_a/(\operatorname{Re}_a)^2]^{0.385} + 0.5\}^2 + 2} - 1), \qquad (5)$$

где $a^+ = u_{\tau} a / v$ Для протяженного цилиндра толщина пограничного слоя $\delta = 6.5\delta^*$.

Література

- Hwang Y.F., Bonness W.K., Hambric S.A. Comparison of semi-empirical models for turbulent boundary layer wall pressure spectra // J. Sound and Vibr. – 2009. – Vol. 319. – P. 199-217.
- 2. Lee S. Empirical wall-pressure spectral modeling for zero and adverse pressure gradient flows // AIAA J. 2018. –Vol. 56, No. 5. P. 1818-1829.
- Vinogradnyi G.P., Voskoboinick V.A., Grinchenko V.T., Makarenkov A.P. Spectral and correlation characteristics of the turbulent boundary layer on an extended flexible cylinder // J. Fluid Dyn. – 1989. – 24, № 5. – P. 695-700.
- Voskoboinick V.A., Makarenkov A.P. Spectral characteristics of the hydrodynamical noise in a longitudinal flow around a flexible cylinder // Intern. J. Fluid Mech. - 2004. - 31, № 1. - P. 87-100.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ В ДЕЛЬТАХ РЕЧНЫХ СИСТЕМ

Гуржий А.А.¹, Осадчий В.И.², Никифорович Е.И.³, Кордас О.И.⁴, Черний Д.И.⁵

¹ Национальный технический университет Украины "КПИ им.Игоря Сикорского"

² Украинский гидрометеорологический институт ГСЧС Украины и НАН Украины

³ Институт гидромеханики НАН Украины

⁴ Королевский технологический институт КТН, (г.Стокгольм, Швеция)

⁵ Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко

Одной из важных задач экологической безопасности государства является поддерживание экологической системы в условиях нарастающей опасности техногенных катастроф на транспорте. Для этого во многих передовых странах Европы, Северной Америки и Юго-Восточной Азии сегодня сформированы центры мониторинга и контроля экологической обстановки на море, в задачу которых входят выработка решений по локализации и действий по ликвидации последствий аварий в шельфовой зоне морей, в зоне экономических интересов государств [1].

Целью настоящих исследований является формирование математической модели процесса переноса выделенной жидкости поверхностными течениями в дельтах речных систем с учетом влияния силы и направления ветра, выявление основных закономерностей процесса адвекции жидкости во внутренних течениях со сложной геометрией ограничивающих поверхностей.

Анализ масштабов физических эффектов, связанных с процессами переноса загрязнения, показывает, что наиболее важными являются конвективный перенос, вызванный движением сплошной среды, и диффузионный перенос, связанный с молекулярным движением [2]. На начальных стадиях распространения загрязнения определяющую роль играют конвективные потоки, диффузионными эффектами при составлении краткосрочных прогнозов можно пренебречь. Фактически, проблема переноса загрязнения сводится к анализу движения выделенных жидких частиц в рассматриваемом течении. В современной литературе эту задачу получила название задача адвекции [3].

Для решения гидродинамической задачи в работе применялся метод дискретных особенностей, адаптированный к задачам переноса поверхностными течениями [4]. Основная идея метода заключается в использовании аналогии между потенциальными и циркуляционными течениями. В этом случае можно искусственно зафиксировать одну из линий тока течения, пространственное положение которой будет совпадать с геометрией границы течения. Для реализации этой идеи в методе дискретных особенностей используется N система точек коллокаций, которые располагаются на береговой линии, и система N фиксированных в пространстве точечных вихрей неизвестной интенсивности.

Накладывая условие равенства значений функции тока в точках коллокации на каждой береговой линии в рассматриваемом течении, получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных интенсивностей Г_i фиксированных точечных вихрей. Последующая процедура дифференцирования (1) по пространственным координатам позволяет определить двухмерное поле скорости течения

Математическая модель допускает учесть влияние ветра на процессы распространения выделенной пассивной жидкости (загрязнения) в рассматриваемом течении. Для этого в динамическую систему вводится система вортонов [5], расположенная над расчетной поверхностью.

В докладе обсуждается иллюстрационный пример эволюции поверхностного загрязнения в Днепровско-Бугском лимане, сформированным в низовье р.Днепр и р.Южный Буг. Показано, что действие ветра приводит к значительным изменениям в движении выделенной жидкости. В частности, образование циркуляционных зон течения приводит к заметному замедлению скорости движения загрязнения и его смещению в поперечном направлении по отношению к основному потоку.

Установлено, что сложная геометрия Дпепровско-Бугского лимана и умеренный ветер различного направления существенно меняют распределение поля функции тока по сравнению с течением при отсутствии ветра. Течение в лимане обладает сепатриссой, которая разделяет движение под р.Днепр и р.Южный Буг. Положение сепаратриссы в значительной степени зависит от направления ветра. Для западного ветра она может заходить даже в устье р.Южный Буг, а для северного ветра сепаратрисса приближается к устью р.Днепр. Установлено, что сложная геометрия прохода вод лимана в Черное море около Кинбурнской косы (полуостров Крым) и действие ветра способствуют формированию циркуляционных зон. При северном ветре она образуется на восточном побережье Кинбурнской косы, а при южном ветре циркуляционная зона образуется около береговой линии континентальной Украины.

Изменение структуры поля функции тока поверхностного течения Днепровско-Бугского лимана под действием ветра приводит к заметным изменениям в смещении загрязнения для рассматриваемого течения по сравнению со случаем отсутствия ветра. В стационарной задаче (штилевая погода) поверхностное загрязнение движется вдоль линий тока равного значения. В нестационарной задаче (ветреная погода), связанной с изменением направления и скорости ветра, распространение пятна становится сложным. Часть загрязнения может существенно снизить собственную скорость, попав в область с циркуляционным движением. Смена направления ветра может привести к заметному смещению выделенной жидкости в поперечном направлении лимана. Другими словами, действие ветра существенно увеличивает площадь загрязнения акватории Днепровско-Бугского лимана.

Литература

- Castanedo S. Oil spill vulnerability assessment integrating physical, biological and socioeconomical aspects: Application to the Cantabrian coast (Bay of Biscay, Spain) / S.Castanedo, J.A.Juanes, R.Medina, et al. // J. Envir. Manag. – Vol.91, N1. – 2009. – p.149-159.
- 2. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т.б. Гидродинамика / Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц // М.: Наука, 1986. 736с.
- 3. Ottino J.M. The Kinematics of Mixing: Stretching, Chaos and Transport / J.M.Ottino // Cambridge: Cambridge University Press, 1989. 364p
- 4. Гуржий А.А. Адаптированный метод дискретных особенностей к задаче адвекции пассивной примеси морскими течениями / А.А.Гуржий, Д.И.Черний // Прикладная гидромеханика. Т.11, N.2. 2009. с.30-39.
- Kordas O. A study on mathematical short-term modelling of environmental pollutant transport by sea curents: The Lagrangian approach / O.Kordas, A.Gourjii, E.Nikiforovich, D.Cherniy // J. Envir. Acc. Manag. – Vol.5, N.2. – 2017. – p.87-104.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРИВИМІРНОЇ ВИХРОВОЇ СТРУКТУРИ В НАПІВЦИЛІНДРИЧНОМУ ЗАГЛИБЛЕННІ

Димитрієва Н. Ф. ^{1,2} ¹Інститут гідромеханіки НАН України, Київ ² Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», Київ, dimitrievanf@gmail.com

Вступ.

У даній роботі чисельними методами досліджуються закономірності формування тривимірних вихрових систем в напівциліндричному заглибленні, що виконує функцію генератора вихорів в турбулентній течії.

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

Постановка задачі та метод розв'язку.

В якості методу дослідження обрано метод комп'ютерного моделювання з використанням відкритих програмних пакетів OpenFOAM, Salome, Paraview [3]. Для чисельного розв'язку задачі обтікання пластини з лункою запропоновано використовувати стандартну чисельну модель pimpleFOAM, що реалізує нестаціонарні рівняння Навьє-Стокса для нестисливої рідини. В якості об'єкту дослідження була використана геометрія робочої області експериментального стенду роботи [4]. Розрахункова область являє собою паралелепіпед, на дні якого впоперек зовнішній течії розташована лунка напівциліндричної форми діаметром 2 см і довжиною 8 см.

Паралельні розрахунки проводилися з використанням обчислювальних ресурсів Інституту кібернетики імені В.М. Глушкова НАН України (<u>http://icybcluster.org.ua</u>).

Результати розрахунків.

Результати розрахунку в тривимірній постановці показали, що лінії току всередині лунки замкнуті так само, як і у двовимірній стаціонарній задачі (рис. 1). Всередині лунки формується циркуляційна зона, яка утворюється взаємодією рідини в лунці та шару зсуву, що якісно узгоджується з експериментальними даними [4] (рис. 1, а). При невеликих числах Рейнольдса формується трансверсальна завихореність практично по всьому об'єму лунки, крім невеличких зон поблизу бокових стінок.



Рис. 1. Візуалізація вихрової структури в напівциліндричному заглибленні (Re = 2·10³): а) експериментальні дані, б) результати розрахунків.

При повороті лунки до основного потоку порушується плоскопаралельність течії та її симетрія, з'являються вихори в кутових точках (рис. 2). При повороті на кут $\alpha = 30^{\circ}$ з частини заглиблення, яке знаходиться далі від вхідної площини, можна спостерігати викид рідини в основний потік; за траєкторіями мічених частинок прослідковується збурення, яке поширюється вниз за потоком.



Рис. 2 Миттєві траєкторії частинок за різних кутів повороту напівциліндричного заглиблення до основного потоку (Re = $2 \cdot 10^5$): a) $\alpha = 0^\circ$, б) $\alpha = 30^\circ$.

Висновки.

Досліджено нестаціонарну тривимірну структуру вихрових систем, що генеруються напівциліндричною лункою, залежно від швидкості течії та повороту заглиблення. Запропоновано комп'ютерну модель розв'язку турбулентної течії нестисливої рідини в рамках відкритого пакету OpenFOAM.

Зі збільшенням числа Рейнольдса система вихорів сттає суттєво тривимірною та нестаціонарною. Еволюція та просторовий розподіл різних фізичних величин відповідає експериментальним даним. З поворотом заглиблення структура течії стає більш регулярною, викиди рідини із заглиблення відбуваються переважно у "хвості" заглиблення, зникає їх періодичність.

Література.

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

ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТЕЙЛОРОВСКИХ И ВОЛНИСТЫХ ВИХРЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Зибольд А. Ф. *Донеик*

Ближайшим аналогом течения проводящей жидкости в цилиндрическом сосуде, возбуждаемого вращающимся магнитным полем (ВМП), является течение Куэтта между двумя концентрическими цилиндрами, из которых внутренний вращается, а внешний остается неподвижным. При определенных условиях ламинарное течение Куэтта между цилиндрами теряет устойчивость, и на фоне первичного течения возникает вторичное течение в виде так называемых вихрей Тейлора, представляющих собой систему осесимметричных тороидов с последовательно чередующимися направлениями вращения жидкости в них. Вихри Тейлора возникают как стационарная бифуркация течения Куэтта.

Донецкой группой гидродинамиков под руководством проф. А. Б. Капусты был выполнен цикл работ по исследованию устойчивости осесимметричного ламинарного течения проводящей жидкости в бесконечно длинном круговом цилиндре, возникающего под действием соосно вращающегося магнитного поля произвольной поворотной симметрии [1-3]. Для широкого диапазона изменения параметров течения получены кривые нейтральной устойчивости, отделяющие область одномерного азимутального течения от области трехмерного ламинарно-вихревого течения. Для всех исследованных диапазонов значений параметров течения в расчетах была получена одновихревая (по радиусу) структура тейлоровских вихрей. Исследовано влияние параметров течения как на изменение характерного размера тейлоровского вихря, так и на смещение центра вихря вдоль радиуса цилиндра.

Анализируя устойчивость течения Куэтта между вращающимися цилиндрами, Линь [4] отметил, что уравнения первого приближения для малых возмущений скорости и давления допускают решения периодические относительно φ и z:

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

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

Обычно рассматривают специальный случай вращательной симметрии n = 0. В этом случае первичное течение не зависит от φ , но возмущения скорости u_r , u_{φ} , u_z и давления *q* не равны нулю. Такая задача об устойчивости первичного азимутального течения по отношению к стационарным осесимметричным возмущениям как раз позволяет исследовать условия возникновения вторичного течения в виде тейлоровских вихрей. Случай $n \neq 0$ соответствует появлению так называемых волнистых вихрей. При определенных условиях происходит бифуркация вихрей Тейлора в волнистые вихри. При этом тороиды трансформируются таким образом, что образуют волну, распространяющуюся в азимутальном направлении. Поскольку число волн вдоль азимута может быть только целым, то понятно, почему n – целое (n – порядок волнистости). Конечно, после потери устойчивости первичного азимутального течения результирующее ламинарно-вихревое течение будет представлять собой суперпозицию первичного азимутального течения и системы вихрей Тейлора. И в дальнейшем необходимо исследовать устойчивость относительно возникновения волнистых вихрей уже такого сложного течения. Сложился стандартный подход к таким исследованиям [5]: структура течения и амплитуда реальных вихрей Тейлора находятся в нелинейной постановке, далее задача исследования устойчивости такого нового течения (задача бифуркации в волнистые вихри) изучается в линейной постановке. Именно такой подход использовали Дэви, Ди Прима и Стюарт в своей ставшей уже классической работе [6]. Учитывая сложность нелинейной постановки задачи при МГД-вращении, была предпринята попытка оценить, насколько будут отличаться результаты задачи на устойчивость в

линейной постановке. Численная оценка бифуркации тейлоровских вихрей в волнистые близкой к результатам работы [6]. Дальнейшие расчеты привели к оказалась неожиданным результатам [7, 8]. Оказалось, что в случае одной пары полюсов ВМП (p = 1) кривые нейтральной устойчивости для n = 1 располагаются не строго внутри области, ограниченной кривыми нейтральной устойчивости для n = 0, как это происходит при исследовании устойчивости течения Куэтта, а при определенных значениях параметров течения пересекают эти кривые, при этом скачкообразно меняется 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. Оказалось, что при p = 1 тейлоровские вихри возникают в достаточно широком, но ограниченном диапазоне параметров течения, и при возрастании параметров теряют устойчивость и переходят в волнистые вихри. При этом потеря устойчивости первичного течения может приводить к появлению непосредственно волнистых вихрей того или иного порядка, минуя стадию тейлоровских вихрей. С увеличением порядка поворотной симметрии ВМП (p = 2) сокращается диапазон параметров, при которых потеря устойчивости первичного течения приводит к появлению тейлоровских вихрей. При *p* = 3 вихри Тейлора вообще не возникают, а сразу появляются волнистые вихри с $n \ge 1$. При p = 4зона возникновения волнистых вихрей с n = 1 сокращается, а при p = 5 волнистые вихри появляются уже только с $n \ge 2$.

Выполненное исследование позволяет расширить наши представления 0 механизмах возникновения неустойчивости течения проводящей жидкости, возбуждаемого ВМП в бесконечно длинном цилиндрическом сосуде. Оказалось, что использование линейной постановки задачи вполне корректно. Это позволило получить принципиально важную возможность прогнозировать возникновение вторичного течения в виде тейлоровских вихрей или волнистых вихрей того или иного порядка в зависимости от величины силового воздействия на жидкость и порядка поворотной симметрии ВМП.

- 1. Капуста А. Б., Зибольд А. Ф. О стационарной неустойчивости осесимметричного течения жидкости во вращающемся магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1977. **13**, № 3. С. 67-76.
- 2. Капуста А. Б., Зибольд А. Ф. Влияние симметрии вращающегося магнитного поля на устойчивость стационарного осесимметричного течения // Магнитная гидродинамика. 1981. 17, № 4. С. 134-136.
- 3. Зибольд А. Ф. Стационарная неустойчивость осесимметричного течения жидкости в слабом вращающемся магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1984. –20, № 2. С. 61-68.
- 4. Линь Цзяцзяо Теория гидродинамической устойчивости. М.: изд-во ИЛ, 1958.
- 5. Richtmyer R. D. Principles of Advanced Mathematical Physics. Vol. 2 (Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag), 1981.
- 6. Davey A., Di Prima R. C., Stuart J. T. On the instability of Taylor vortices // J. Fluid Mech. 1968. **31**, № 1. P. 17-52.
- Zibold A. F. Stationary wave instability of axisymmetric flow of a liquid in a rotating magnetic field. Book of abstracts of 6th International Symposium on Bifurcations and Instabilities in Fluid Dynamics BIFD 2015, ESPCI Paris, 15-17 July 2015. – P. 269.
- Zibold A. F. Effect of the symmetry of a rotating magnetic field on the instability of a flow of the conducting liquid: Taylor's and wavy vortices. Proc. of the 10th PAMIR International Conference – Fundamental and Applied MHD. Cagliari, Italy, June 20-24, 2016. – P. 12-16.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРОСКАЛЬЗЫВАЮЩЕГО ПОТОКА В ПОРИСТОМ КРИВОЛИНЕЙНОМ МИКРОКАНАЛЕ

Ковецкая Ю.Ю. Институт технической теплофизики НАН Украины, Киев

Широкий спектр микроустройств с криволинейной геометрией часто используется в биотехнологиях и других технических устройствах для грануляции, сепарации и смешивания микрочастиц. Большое количество этих устройств основано на концепции образования продольных вихрей под влиянием центробежных сил, что позволяет обеспечить высокую пропускную способность и эффективность процесса. При прогнозировании протекания этих процессов возникают проблемы, связанные с вопросами исследования гидродинамической неустойчивости течения.

Цель работы – исследование гидродинамической неустойчивости лиминарного потока с граничными условиями проскальзывания в криволинейном пористом микроканале между двумя неподвижными концентрическими цилиндрами (течение Дина). Движение потока обеспечивается азимутальным градиентом давления. Микроканал заполнен пористой средой с однородной проницаемостью. Центробежная неустойчивость исследована на основе малых (линейных) возмущений. Использован метод коллокаций для нахождения критических значений чисел Дина и волновых чисел, которые определяют критерии неустойчивости потока. Получены зависимости критических значений чисел Дина от коэффициента проскальзывания, проницаемости среды отношения между радиусами вогнутых и выпуклых стенок.

Расчёты показали, что увеличение коэффициента проскальзывания, пористости среды и ширины микроканала приводит к увеличению заполненности профиля скорости невозмущенного потока (профиль становится более плоским). Это, в свою очередь, приводит к увеличению критических значений числа Дина и критической длины волны возмущения. Также показано, что при течении чистой жидкости со скольжением зависимость критического числа Дина от ширины микроканала η имеют минимум, наблюдающийся при $\eta = 0.5$. Для граничных условий без скольжения этот минимум не наблюдается. С уменьшением ширины канала и проницаемости этот эффект также нивелируется.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ПОВЕРХНЕВИХ ПООДИНОКИХ ХВИЛЬ З ПРОНИКНИМИ ПЕРЕШКОДАМИ

Корольова А.С.,Соколовський Г.П., Романенко П.Ю. Інститут гідромеханіки НАН України, м. Київ, kan5nas@gmail.com

Поверхневі гравітаційні хвилі, які утворюються на морській поверхні, особливо коли вони досягають великих масштабів, мають значний вплив на прибережні споруди та устаткування. Традиційний береговий захист зазвичай включає систему жорстких конструкцій, таких як греблі, пірси, хвилеломи та моли. Такі заходи можуть змінювати регіональні та локальні гідродинамічні та морфодинамічні процеси і тим самим призводити до негативних наслідків екосистеми. Сучасна тенденція в прибережній та річковій розробці фокусується на застосуванні проникних конструкцій. Хвилеломи у формі тонких, жорстких, проникних вертикальних бар'єрів можуть переважати в забезпеченні економічного захисту від хвиль в гаванях або яхтових пристаней [1]. Вони володіють високою стійкістю, легко руйнують навіть сильні штормові хвилі і є більш сприятливими для довкілля.

Дана робота базується на фізичному моделюванні процесів поширення та взаємодії поверхневих поодиноких хвиль з проникними перешкодами. Експериментальні дослідження виконувались у хвильовому лотку, який створено на базі лабораторного комплексу Інституту гідромеханіки НАН України. Генерація поодиноких хвиль відбувалась за рахунок падіння важкого тіла розмірами на дно лотка, що спричиняло початкове локалізоване підняття рівня води. Подальша еволюція збурення призводила до формування однієї поодинокої хвилі. Реєстрація деформації вільної поверхні при проходженні поодинокої хвилі здійснювалась за допомогою ємкісних датчиків. Сигнал від датчиків подавався на аналого-цифровий перетворювач, з'єднаний з ПК. Величина часового інтервалу між даними, що реєструвались, складала 5 мсек для кожного датчика. Докладний опис експериментальної установки представлено в [2].

Хвилі, що формувалися в експерименті, є типовими нелінійними поодинокими хвилями. Теоретичний профіль цих хвиль описується рівнянням [3]:

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

де а – амплітуда хвилі, Н – незбурена глибина води в лотку.

Відомо, що довгі хвилі в каналах постійної глибини поширюються з постійною швидкістю і без зміни форми. Їх рух вздовж каналу супроводжується лише незначним зменшенням в амплітуді хвилі, обумовленим дією дисипативних процесів за рахунок тертя о стінки і дно каналу. Встановлення перешкоди в каналі може мати суттєвий вплив на процес поширення хвиль.

В рамках наших досліджень були проведені експерименти по взаємодії поодиноких хвиль з проникними перешкодами типу «пальовий» хвилелом, який представляє собою ряд вертикально розташованих пластикових труб діаметром 25мм, та «щілинний» хвилелом – тонка проникна перешкода у вигляді вертикальних пластин шириною 25мм. Відстань між двома суміжними циліндрами для «пальового» хвилелому складала S = 2.8см, 1.7см і 1.1см (встановлено 5, 6 і 7 циліндрів вздовж поперечного перерізу хвильового каналу, відповідно); відстань між двома суміжними пластинами для «щілинного» хвилелому складала S = 1.1см (встановлено 7 пластин вздовж поперечного перерізу хвильового каналу). Ширина перешкод відповідала ширині лабораторного каналу, висота перешкод досягала 30см. Експерименти проводились для глибин води в лотку 11см і 14см. Тобто, моделі хвилеломів простягались від донної поверхні до певної відстані вище поверхні води в каналі. В ході експериментів датчики були встановлені вздовж вісі лотка. Це дозволило визначити основні параметри падаючої і відбитої від

перешкоди хвиль, а також хвилі, що пройшла. Процес взаємодії поодинокої хвилі з проникною перешкодою також реєструвався за допомогою цифрової відеокамери.

Ефективність проникних перешкод вимірюється коефіцієнтом проходження

$$K_{tr} = a_{tr} / a_i ,$$

де a_{tr} і a_i – амплітуда хвилі, що пройшла, та амплітуда падаючої хвилі, відповідно.

Аналіз даних експерименту показав, що при взаємодії поодинокої хвилі з проникними перешкодами основна маса рідини проходить через перешкоду, частина енергії захоплюється в околі перешкоди з утворенням вихрових структур, а частина енергії відбивається від перешкоди. Очевидно, що збільшення ширини проміжків між суміжними циліндрами S при постійному діаметрі циліндрів D призводить до збільшення величини коефіцієнту проходження К_{tr}. При взаємодії хвилі з проникною перешкодою у вигляді тонких вертикальних пластин ступінь взаємодії збільшується. Спостерігається накат хвилі на перешкоду і характерне перетікання рідини через щілини між пластинами. Після накату відбувається відкіт хвилі і ділення на відбиту хвилю і хвилю, що пройшла. Вертикальні пластини в «щілинному» хвилеломі відіграють роль відбиваючих екранів, і процес взаємодії поодинокої хвилі зі «щілинним» хвилеломом стає подібним до взаємодії з вертикальною стінкою. Це сприяє зниженню коефіцієнтів проходження К_{tr} та зростанню коефіцієнтів відбиття K_{ref} . За результатами проведених досліджень було встановлено, що перешкода типу «щілинний» хвилелом є більш ефективною в порівнянні з «пальовим» хвилеломом: близько 25% хвильової енергії розсіюється після проходження «щілинного» хвилелому, і до 15% – при проходженні «пальового» хвилелому.

Таким чином, коефіцієнти відбиття та проходження проникних перешкод типу «пальовий» хвилелом і «щілинний» хвилелом залежать від проміжків між суміжними циліндрами/пластинами *S* та діаметру циліндрів/ширини пластин *D*. Коефіцієнт проходження буде зростати зі збільшенням проміжку між циліндрами/пластинами, в той же час коефіцієнт відбиття буде зменшуватись. Ця тенденція згідно [4] відповідає наступним теоретичним дослідженням: при $S/D \rightarrow \infty$, теоретично $K_{tr} \rightarrow 1$, а $K_{ref} \rightarrow 0$, і, навпаки, при $S/D \rightarrow 0 - K_{tr} \rightarrow 0$, а $K_{ref} \rightarrow 1$. При цьому зміна амплітуди падаючої хвилі має слабкий вплив на значення коефіцієнтів проходження та відбиття при фіксованій глибині води в каналі.

- Isaacson M. Wave interaction with vertical slotted barrier / M. Isaacson, S. Premasiri, G. Yang // Journal of Waterway, Pori, Coastal, and Ocean Engineering. – 1998. – Vol. 124, No. 3. – P. 118–126.
- 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.
- 3. 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.
- 4. Huang Z. Transmission of solitary waves through slotted barriers: A laboratory study with analysis by a long wave approximation / Z. Huang, Z. Yuan // Journal of Hydroenvironment Research. 2010. 3. P. 179–185.

ЧИСЕЛЬНА РЕГІОНАЛЬНА ПРОГНОСТИЧНА МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦІЇ ТА ЛЬОДОВОГО ПОКРИВУ ЗАХІДНОЇ ЧАСТИНИ МОРЯ БЕЛЛІНСГАУЗЕНА ТА ШЕЛЬФУ АНТАРКТИЧНОГО ПІВОСТРОВА

Кошебуцький В.І., Мадерич В.С. Інститут проблем математичних машин і систем НАН України, Київ, koshik1@gmail.com, vladmad@gmail.com

Розроблена чисельна прогностична система для розрахунку течій, температури, солоності, товщини льоду, концентрації льоду та швидкості льодового покриву. Моделююча система базується на тривимірній бароклінній моделі з вільною поверхнею THREETOX [1] та модифікованій в рамках проекту моделі динаміки-термодинаміки льодового покрову моря [2], яка сполучена з моделлю циркуляції. Моделююча система була адаптована для шельфу Антарктичного півострова та західної частини моря Беллінсгаузена. В якості граничних умов у моделюючій системі використовуються дані прогнозу/аналізу метеорологічних параметрів GFS, дані розрахунків оперативної глобальної системи НҮСОМ для граничних умов в морі Беллінсгаузена та супутникових вимірів концентрації льоду.

Проведені розрахунки циркуляції та характеристик льодового покриву на період 2009-2010 роки та проведено порівняння результатів з доступними даними спостережень. застосування прогнозів дозволить оптимізувати оперативно-дослідницькі Практичне роботи на станції «Академік Вернадський» з метою найбільш ефективного використання результатів виконання гідрометеорологічної програми, забезпечить промислові та інші судна прогнозом льодових умов для безпечної навігації, забезпечить Україні пріоритет у цьому напрямку досліджень та дозволить реалізувати прогностичні продукти для внутрішніх і зовнішніх споживачів, наприклад, для окремих антарктичних станцій півострова метеорологічних служб Антарктичного чи інших країн-учасниць Антарктичного договору.

Література

- 1. Maderich V., Heling R., Bezhenar R., Brovchenko I., Jenner H., Koshebutskyy V., Kuschan A., Terletska K.. (2008) Development and application of 3D numerical model THREETOX to the prediction of cooling water transport and mixing in the inland and coastal waters. Hydrological Processes, 22, 1000-1013.
- Johannessen, O.M., Volkov, V.A., Pettersson, L.M., Maderich, V.S., Zheleznyak, M.J., Gao, Y., Bobylev, L.P., Stepanov, A.V., Neelov, I.A., Tishkov, V. Nielsen, S.P., (2010) Radioactivity and Pollution in the Nordic Seas and Arctic Region. Observations, Modelling and Simulations. Springer, Series: Springer Praxis Books, 408 pp

ХАОТИЧНІ ХРЕСТОПОДІБНІ ХВИЛІ НА ВІЛЬНІЙ ПОВЕРХНІ РІДИНИ МІЖ ДВОМА ОБОЛОНКАМИ

Краснопольська Т. С., Печук Є. Д. Інститут гідромеханіки НАНУ, Київ

Явище збудження хрестоподібних хвиль на вільній поверхні рідини розглянуто у кільцевому басейні між двома циліндричними оболонками скінчених розмірів. Такі хвилі можуть бути збуджені, коли внутрішня оболонка має осесиметричні коливання поверхні і є хвилепродуктором. Експериментальні спостереження виявили, що хвилі збуджуються у двох різних резонансних режимах. Перший вид хвиль відповідає вимушеному резонансу, коли реалізуються хвилі у напрямку вібрацій хвилепродуктора з власними частотами рівними частоті збудження. Другий тип хвиль є параметричні резонансні хвилі, їх вузли і максимуми розташовуються перпендикулярно до вібруючих поверхонь. Ці хрестоподібні хвилі мають частоти рівні половині частоти хвилепродуктора. Існування хаотичних аттракторів встановлено у динамічній системі, яка описує параметричні коливання амплітуди резонансної моди коливань та осесиметричної моди. На основі аналізу старших показників Ляпунова були встановлені два види усталених режимів: періодичні та хаотичні. Побудовані та вивчені фазові портрети та спектральні щільності розв'язків.

Хрестоподібні хвилі - це хвилі, перпендикулярні до напрямку руху хвилепродуктора. Хоча вони добре відомі принаймні з відомої роботи М. Фарадея 1831 року [2], їх аналіз супроводжується великими математичними труднощами, які викликані тим фактом, що лінеарізовані рівняння не описують механізм їх виникнення і передавання енергії від руху хвилепродуктора в такого роду хвилі.

Хрестоподібні хвилі можуть виникати під час руху хвилепродуктора 12, який не залежить від окружної координати каналу 11 на рис. 1, коли коливання хвилепродуктора відбуваються вздовж радіусу каналу (вздовж координати r на рис. 1). В цьому випадку лінеарізовані рівняння не містять членів, які відповідають передачі енергії від хвилепродуктора в хрестоподібні хвилі, а отже, вони (хвилі) не повинні існувати. Тим не менш вони в експерименті спостерігаються та існують. В експериментах по збудженню хрестоподібних хвиль (рис. 2) хвилепродуктор коливається з частотою, половина значення якої близьке до власної частоти хрестоподібних хвиль. Це свідчить про реалізацію параметричного резонансу, тобто механізм збудження хрестоподібних хвиль - реалізація умов параметричного резонансу.



Рис. 1 Схема каналу між двома оболонками.

В даній роботі буде показано існування хаотичних хрестоподібних хвиль з врахуванням осесиметричних поверхневих хвиль.



Рис.2 Фото вільної поверхні, электросигнали та спектр при f=21.83 Hz

Механізм генерації хрестоподібних хвиль при наявності суттєвих коливань середнього рівня рідини в басейні вперше був пояснений Гарреттом в 1970 році [3]. В 1972 р. Дж. Махоні переглянув теорію Гарретта та показав, що для глибоких або довгих басейнів вона непридатна. Він створив теорію генерації хрестоподібних хвиль, коли є взаємодія вимушених хвиль і хрестоподібних [4]. Махоні розглядав вже нелінійні граничні умови на хвилепродукторі. Однак, він розглядав дуже довгий басейн, для якого врахував умови випромінювання. Махоні використовував як головні коливання поверхні рідини, такі, які відповідають славнозвісному розв'язку 1929 року Хавелока для нескінченного басейну [1]. Бейкер та Майлз [5] досліджували хрестоподібні хвилі у нескінченно глибокому каналі між двома оболонками. Ми ж розглядаємо генерацію хрестоподібних хвиль в басейні скінченних розмірів.

- 1. T.H. Havelock. Forced surface waves on water. Philosofical Magazine, vol. 8(7), 569-576, 1929.
- 2. M. Faraday. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surface, Philosophical Transactions of Royal Society of London A, vol. 121, 299-340, 1831.
- 3. C.J.R. Garrett. Cross waves. Journal of Fluid Mechanics, vol. 41, 837-849, 1970.
- 4. J.J. Mahony. Cross-waves. Part 1. Theory. Journal of Fluid Mechanics, vol. 55, 229–244, 1972.
- 5. J.M. Becker, J.W. Miles. Standing radial cross-waves, Journal of Fluid Mechanics, vol. 222, 471–499, 1991.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ BVI-ШУМА ДВУХЛОПАСТНОГО РОТОРА ВЕРТОЛЁТА СИНУСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Лукьянов П. В. Институт гидромеханики НАНУ, Киев, luk_ptr@yahoo.com

Введение.

В последнее время наблюдается тенденция к поиску видоизменённых форм лопасти винта вертолёта, которые позволили бы снизить BVI-шум. Этому вопросу и посвящён данный доклад: представлен численный метод расчёта задачи генерации BVI-шума на примере двухлопастного ротора вертолёта, форма которого задана в виде синусоиды.

Постановка задачи.

Пусть есть вращающаяся лопасть (рис.1) синусоидальной формы, на концах которой индуцируются вихри Скулли, а вдоль её размаха – задано распределение вихрей Тэйлора. Необходимо найти характеристики генерируемого звукового поля. Математическая постановка задачи достаточно объёмна, поэтому опускается. Её можно найти в работе [1]: замкнутая система уравнений в частных производных, которая не имеет аналитического решения, поэтому решается численно.



Рис.1 Двулопастный ротор вертолёта

Численная схема расчёта.

Численное моделирование подобного рода задач, как правило, основано на использовании одной из конечно-разностной схем. Ниже предлагается численноаналитический подход [2], в основе которого неявно фигурируют конечные разности. Пусть у нас есть дифференциальное уравнение в частных производных для функции f и граничное условие к нему (краевая задача). Тогда искомую функцию f представим в виде ряда Тэйлора в n - 2 расчётных точках.

Количество расчётных точек соответствует количеству неизвестных производных n разложения в ряд Тэйлора минус 2, поскольку у нас есть два дополнительных уравнения – решаемое уравнение и граничное условие. Выбор числа n полностью зависит от конкретно решаемой задачи. Такой подход позволяет во-первых, оптимизировать численные затраты, а во-вторых, что есть самое главное, согласовать решаемую граничную задачу и неявное конечно разностное разложение между собой. Действительно, во время усечения ряда Тэйлора до n - 2- члена и последующего решения полученной нелинейной системы уравнений, численное решение автоматически удовлетворяет и решаемому уравнению и граничному условию. Количество n зависит от
размерности решаемой задачи. Так в решенных ранее автором задачах n было следующим: в одномерной задаче n = 3, в двумерной задаче n = 6, а в приведенной в данной работе трехмерной задаче n = 15



Рис.2 а) уровень звукового давления; б), в) частотный спектр

Результаты расчета дальнего звукового поля.

Приведём пример расчёта дальнего звукового поля для лопасти с такими параметрами. Число Маха набегающего потока M = 0.4, степень изогнутости лопасти $\delta = 0.1$, угол поворота лопасти в плоскости её вращения $\alpha = 45^\circ$, угол атаки $\gamma = 10^\circ$.

На рис.2 видно, что наиболее высокий уровень генерируемого BVI-шума наблюдается вблизи концов лопасти, а к центру вращения ротора z = 0 он существенно снижается. Следует заметить, что в случае двулопастного ротора прямоугольной формы [1] уровень шума для таких же параметров заметно превышает уровень шума для ротора синусоидальной формы (рис.2а.

Литература.

- 1. Лукьянов Пётр В. Моделирование BVI шума двулопастного ротора вертолёта. // Акустичний вісник.Т.17(1).2015.С.48-60.
- 2. Лукьянов Пётр В. Об одном численно-аналитическом подходе к решению задачи генерации звука тонким крылом. Часть II. Схема применения для нестационарных задач.// Акустичний вісник.Т.15(1).2012.С.45-52.

ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІКИ ПРИДОННИХ І ШЕЛЬФОВИХ ВОД ПІД ЛЬОДОВИКОМ РОННЕ-ФІЛЬХНЕРА

Мадерич В., Терлецька К., Бровченко I. Інститут проблем математичних машин і систем НАНУ, Київ, vladmad@gmail.com, kterletska@gmail.com, ibrovchenko@gmail.com

В результаті складного гідротермодинамічного процесу трансформації шельфових вод під шельфовим льодовиком Ронне-Фільхнера формується придонна течія в низині Фільхнера. Солоні і холодні води, що мають температуру замерзання океанської води T = -1.9 °C і які утворилися в районі шельфового льодовика Ронне за рахунок конвекції в ополонці, опускаються у западину під льодовиком на глибини до 1900 м, де температура танення льоду вища, тому льодовик знизу тане і вода стає більш прісною, потім вода повертається через льодовик Фільхнера в протоку між островом Беркнера, піднімаючись вздовж нижньої поверхні цього льодовика, температура води стає нижчою, ніж локальна температура замерзання морської води, лід наростає, виділяється розсіл і, в кінці кінців, формується придонна водна маса, що більш холодна та більш прісна ніж та вода, що втікає (льодовикова водна маса, ЛВ). Ця водна маса потім витікає через низину Фільхнера у вигляді гравітаційної течії. Сила Коріоліса відхиляє цю течію на захід.



Рис. 1. (а) - Процес трансформації шельфових вод під шельфовим льодовиком Ронне-Фільхнера. (б) – Розподіл глибин у розрахунковій області в західній частині моря Веддела згідно (GEBCO, 2003)

В роботі проведено дослідження впливу топографії на гравітаційні течії які спричинені лодовиковими водами у західній частині моря Ведделла на масштабі декілька років за допомогою чисельного моделювання. В роботі використовується модель SCHISM [1] з неструктурованою сіткою та узагальненою системою координат, які дозволяють моделювати різномасштабні процеси в морському басейні з локально великими кутами нахилу континентального схилу.

На рис. 2 показано розрахований моделлю SCHISM розподіл придонної потенційної температури, солоності та потенційної густини в західній частині моря Ведделла через 350, 600, 950, 1200 діб після початку витоку. Особливостями рельєфу дна в даній області є наявність двох підводних хребтів – східного і західного з улоговиною між ними. Згідно з розрахунками потік вод з улоговини Фільхнера витікає з улоговини в північному напрямку, потім вода повертає на захід під дією сили Коріоліса. Цей потік розділяється на дві частини. Одна частина потоку затікає на шельф і слідує вздовж ізобат на захід, а інша повертає на континентальний схил в каньйоні між двома хребтами і потім стікає в абісальну частину моря Ведделла. Результати розрахунків не суперечать цій схемі. Ці розрахунки також узгоджуються з результатами моделювання [2,3] згідно яким потік придонних вод перетинає східний хребет.



Рис.2. Розподіл придонної потенційної температури, солоності та потенційної густини в західній частині моря Ведделла через 600, 950, 1200 діб.

Результати моделювання показали, що під дією плавучості, сили Коріоліса та тертя у бароклінному океані потік вод з-під льодовика Фільхнера на краю шельфа і материковому схилі розділяється на три: один потік стікає у абісаль моря Ведделла, інший тече вздовж континентального схилу, тоді як третя, найбільша частина потоку повертає на шельф і заповнює улоговину Ронне, повертаючись під льодовик Ронне. Зроблено висновок, що рециркуляція льодовикових вод може суттєво вплинути на оцінки продукції придонних вод у морі Ведделла.

Робота була підтримана Національним антарктичним науковим центром за договором № Н/1-2017 «Моделювання формування і розповсюдження глибинних вод в морі Ведделла та дослідження впливу геомагнітної активності на атмосферні процеси тропосфери над Антарктичним півостровом»

Література

- 1. Zhang, Y. J., Baptista, A. M. SELFE: A semi-implicit Eulerian–Lagrangian finite-element model for cross-scale ocean circulation // Ocean Modelling. 2008, 21, 71–96.
- Wilchinsky, A. V., Feltham, D. L. 2009. Numerical simulation of the Filchner overflow // J. Geophys. Res. 114, C12012, doi:10.1029/2008JC005013.
- Мадерич В. С., Терлецкая Е. В., Бровченко И. А., Структура и динамика гравитационных течений на склоне: поток трансформированных под ледником Ронне-Фильхнера вод в море Уэдделла // Украинский Антарктический Журнал. 2010. № 9. С.263-270.

http://www.uac.gov.ua/custom_content_source_list/uaj/UAJ_N_9_263-270.pdf

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СРЫВНОЙ ЗОНЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

Николин С.А., Приходько А.А.

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

Современные тенденции развития космических летательных аппаратов направлена на осуществление пилотируемых полетов к другим планетам Солнечной системы, а также возврат этих аппаратов, либо их составных частей, на поверхность Земли. При этом важным этапом является мягкая посадка КЛА при задействовании маршевой двигательной установки. Этот процесс сопровождается взаимодействием сверхзвуковой струи газа с плоской поверхностью площадки, на которую приземляется аппарат. Изучению взаимодействия реактивной струи с плоской преградой посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ, которые в свою очередь раскрывают не все аспекты проблематики процесса. В эпоху развития компьютерной техники, перспективным направлением является использование численного моделирования газодинамических процессов. При этом удается получить более детальную информацию об взаимодействии струи с преградой.

Для численного моделирования взаимодействия сверхзвуковой струи с преградой применяются нестационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса. При замыкании системы уравнений использовалась модель турбулентности k- ω SST. Задача решалась в осесимметричной постановке. Численное решение системы исходных уравнений получено методом контрольных объемов.

Компьютерное моделирование выполнено на основе экспериментальных исследований взаимодействия сверхзвуковой струи газа с плоской преградой [1]. Согласно эксперименту, струя вытекает из конического сопла с углом полураствора $\varphi = 9^{\circ}$ и с числом Маха $M_a = 2$ на срезе сопла. Отношение давления на срезе сопла p_a к окружающему выдерживалось равным $n \approx 2.85$. Давление в окружающем пространстве 0.43 *ата* Эксперимент проведен для случаев, когда $\frac{l}{r_a}$ равно 2, 4 и 6, где l – расстояния от

среза сопла до преграды, r_a – радиус выходного сечения сопла.

Результаты расчетов представлены в виде распределения числа Маха и градиента плотности в расчетной области, а также коэффициентов давления и трения по поверхности пластины. Они хорошо коррелируют с экспериментальными данными, которые приведены в виде коэффициента давления на пластине и визуализацией пространственной ударно-волновой картины взаимодействия струи с преградой

Литература

1. Губанова О.И., Лунев В.В., Пластинина Л.И. О центральной срывной зоне при взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой // Изв. АН СССР. МЖГ, №2, 1971. С. 135-138.

ВПЛИВ НЕНЬЮТОНОВСЬКИХ ЕФЕКТІВ НА ОСОБЛИВОСТІ ТЕЧІЇ КРОВІ В ЛІВОМУ ШЛУНОЧКУ СЕРЦЯ ЛЮДИНИ

Оверко В.С.

Інститут прикладної математики та механіки, Слов'янськ, vitaliioverko@gmail.com

Кров має неньютоновскі характеристики, оскільки містить тверді частинки (клітинний матеріал, включаючи червоні кров'яні тільця (45%), білі кров'яні тільця (0,7%), а також тромбоцити та ін.), суспендовані в рідкій плазмі [1]. Опубліковані експериментальні результати показують, що в'язкість крові має характеристики в деяких межах ступеня зсуву [2-4]. Припущення тиксотропії та в'язкопружності ньютонівської крові може бути справедливим для швидкості зсуву вище, ніж швидкість зсуву 100 с⁻¹ [5]. Проте слід зазначити, що в деяких частинах серцево-судинної системи частота кров'яного зсуву становить менше 10 с⁻¹ при перехідному потоці, особливо в районі пульсаційного та рециркуляційного кровотоку [1, 6]. Більше того, визнається, що неньютоновскі властивості крові є досить значни протягом періоду гальмування серцевого циклу, коли градієнти швидкості та швидкості наближаються до нуля [7]. Тому, щоб моделювати поведінку потоку рідини всередині лівого шлуночка серця людини (ЛШ), необхідно враховувати влив неньютоновскої поведінки крові на чисельне прогнозування протягом всього серцевого циклу. Ньютонівське припущення про в'язкість крові є майже загальним наближенням в чисельному дослідженні серцево-судинних систем у зв'язку із складністю вирішення неньютоновских рівнянь, і в більшості опублікованих досліджень ефект неньютоновської в'язкості крові не був врахован і більшість дослідників приймали постійну в'язкість протягом всього серцевого циклу. Це припущення може вплинути на прогнозування гемодинаміки серцево-судинної системи в цілому або в частині серцевого циклу, особливо в період з низькою швидкістю зсуву [8]. Крім того, було доведено, що кров значно демонструє поведінку, що пов'язана з неньтоновськими властивостями крові, у таких захворюваннях, як інфаркт міокарда, цереброваскулярні захворювання та гіпертонія [9] та [10]; отже, реологічність крові слід застосовувати в чисельному моделюванні серцево-судинних систем пацієнта. Крім того, внаслідок недавнього прогресу в моделюванні CFD тепер стало легше реалізувати складні неньютонівські припущення в рівняннях Нав'є-Стокса.

В цьому дослідженні було зроблено порівняння особливостей кровотоку в ЛШ ньютоновської (N) та неньютоновської течій (NN). Неньютоновскиі ефекти були враховани, використовуючи модель Карро-Ясуди. Ця модель описує кров як неньютоновську рідину з кінцевими ньютоновськими станами, що відповідають постійному значенню в'язкості. Важливо відзначити, що таке модельне представлення досить добре узгоджується з експериментальними даними.

Розразунки демонструють, що поле тиску більш рівномірно для NN моделі. Дуже високі локальні градієнти тиску знаходяться біля з'єднання лівого шлуночка та аорти для початкової частини систоли для NN-моделі. Розвиток течії не змінює особливості градієнт утиску для всіх частин систоли в лівому желудочці. Ми можемо спостерігати періодичні зміни тиску в аорті. Це може бути свідченням посилення вторинних течій.

На початку систоли поле швидкості має менші значення біля стін аорти, а отже й зсувні напруги трохи менше для NN-моделі. Як величина швидкості, як її відносна величина зростає в середньої частини систоли. Крім того, біля стінок лівого шлуночка з'являється зменшення зсувних напружень. У кінцевій частині систоли структура потоку ускладнюється. Вторинні потоки менш інтенсивні, а відмінності між швидкостями для N-моделі та NN-моделі є значними для аорти.

В цілому ми можемо відзначити, що реологічні властивості крові мають значний вплив на розвиток вторинних течії, особливо в фазі гальмування кардіального ціклу. Зниження величини швидкості призводить до зникнення зон з високими зсувними напруженнями. Це може бути корисним, на мій погляд, для більш точної діагностики та лікування серцево-судинних захворювань.

Література

- 1. Siamak N. Doost, Liang Zhong, Boyang Su, Yosry S. Morsi. The numerical analysis of non-Newtonian blood flow in human patient-specific left ventricle // Computer Methods and Programs in Biomedicine. Volume 127, April 2016, Pages 232–247.
- F. Yilmaz, M.Y. Gundogdu, A critical review on blood flow in large arteries; relevance to blood rheology, viscosity models, and physiologic conditions, Korea-Aust. Rheol. J. 20 (4) (2008) 197–211.
- 3. S. Nezamidoost, K. Sadeghy, V. Askari, Pulsatile flow of thixotropic fluids through a partially-constricted tube, Nihon Reoroji Gakkaishi 41 (2) (2013) 45–52,
- 4. O.K. Baskurt, H.J. Meiselman, Blood rheology and hemodynamics, Semin. Thromb. Hemost. 29 (5) (2003) 435–450.
- 5. S. Espa, S. Fortini, G. Querzoli, A. Cenedese, Flow field evolution in a laboratory model of the left ventricle, J. Vis. 16 (4) (2013) 323–330,.
- 6. A.D. Caballero, S. Laín A review on computational fluid dynamics modelling in human thoracic aorta Cardiovasc. Eng. Technol., 4 (2) (2013), pp. 103–130
- 7. B.M. Johnston, P.R. Johnston, S. Corney, D. Kilpatrick Non-Newtonian blood flow in human right coronary arteries: transient simulations J. Biomech., 39 (6) (2006), pp.
- 8. Q. Long, R. Merrifield, X. Xu, P. Kilner, D. Firmin, G. Yang Subject-specific computational simulation of left ventricular flow based on magnetic resonance imaging Proc. Inst. Mech. Eng. H: J. Eng. Med., 222 (4) (2008), pp. 475–485
- 9. D.S. Sankar, K. Hemalatha Non-linear mathematical models for blood flow through tapered tubes Appl. Math. Comput., 188 (1) (2007), pp. 567–582
- 10. C. Tu, M. Deville Pulsatile flow of non-Newtonian fluids through arterial stenoses J. Biomech., 29 (7) (1996), pp. 899–908

ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ З ГІДРОТЕХНІЧНИМИ СПОРУДАМИ НА ОСНОВІ МАТЕМАТИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ТА АНАЛІЗУ НАТУРНОГО СПОСТЕРЕЖЕННЯ

Островерх Б.М., Потапенко Л.С.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, ostro@ukr.net; potapenko_ls@ukr.net

Дія вітрових хвиль суттєво впливає на морські берегові лінії, утворююючи 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, припливними явищами. Особливо ускладнюються процеси при наявності техногенних втручань, які пов'язані з прокладкою навігаційних каналів та зведенням прибережних споруд для убезпечення руху транспортних плавучих засобів в підхідних каналах. Оцінка впливу вітрового хвилювання в прибережній зоні є необхідною складовою інженерних розрахунків проектних конструкцій, зведення та реконструкції захисних споруд, мінімізації замулення підхідних каналів та аналізу еволюції берегів в результаті інженерних заходів.

В роботі означено деякі характеристики створеного розрахунково-аналітичного комплексу, який складається з програми STWAVE (Steady-State Spectral Wave Model) [1], розробленої U.S. Army Engineer Research and Development Center та програми моделювання течії *FST2DH* (Flow and Sediment Transport Model розробленої U.S. Department of Transportation) [2], які є у відкритому користуванні.

Суттєвою характеристикою розробленого комплексу є взаємодія цих програм з геоінформаційною системою ArcGIS, яка використовується для аналізу натурних спостережень, підготовки вхідних даних та розрахункових сіток математичних моделей, аналізу результатів, побудови та візуалізації графічних матеріалів.

Для моделювання трансформації хвиль застосована стаціонарна спектральна хвильова модель STWAVE заснована на рівнянні збереження спектральної енергії в напрямку ортогональному гребеню хвилі. Модель обчислює рефракцію хвиль, діфракцію хвиль та руйнування хвиль на критичних глибинах. Для моделювання течії в зоні каналу використовується програма *FST2DH*, яка реалізує метод скінченних елементів для розрахунку усередненої за глибиною течії поверхневих вод.

На протязі останніх років в рамках проекту «Створення глибоководного суднового ходу р. Дунай-Чорне море на українській ділянці дельти» в ІГМ проводились дослідження гідроморфологічних і техногенних процесів для потреб проектування та експлуатації ГСХ р. Дунай—Чорне море гирлом Бистре. На гирловій ділянці обладнано морський підхідний канал (МПК на рис.1) з огороджувальною дамбою (довжина 2,73 км), що призначена для захисту каналу від замулення під дією хвиль та для убезпечення входу в канал суден з моря при сильних північно-східних та східних вітрах. Найбільш уразливою частиною дамби є прямолінійна частина та оголовок, який починаючи з 2010 року неодноразово зазнавав руйнувань внаслідок реалізації висоти хвиль, яка не була передбачена метеорологічними даними. В даній роботі розглянуто особливості впровадження розробленої методики під час реконструкції та експлуатації каналу. Проведена оцінка трансформації хвиль на огороджувальній дамбі МПК, а також вплив вітрових хвиль на замулення МПК за результатами моделювання течії в зоні каналу та інженерного спостереження.

На рис. 1 наведені просторові розподіли висоти та напряму хвиль, а також зони руйнування хвиль отримані в результаті моделювання при заданих параметрах реконструкції для забезпечення стійкості захисної дамби. Рис. 2 демонструє зміни за результатами промірів глибин до та після шторму, в період з 29.01.2015р. до 31.01.2015р. На карті замулення та розмиву каналу видно, що деформація дна каналу відбувається в зоні руйнування хвиль.





Рис. 1 Напрям та зони руйнування хвиль 2% забезпеченості при південно-східному вітрі 21 м/с.

Рис. 2. Зміни в зоні МПК за період триденного шторму.

Разом з хвильовими процесами важливою складовою транспорту наносів в каналі є руслова течія, що визначається витратами гирла Бистре, які навіть в період межені становлять 1000 м³/с. В рамках проекту проводився також аналіз довгострокових морфологічних змін в прибережній зоні за результатами натурних спостережень. Рисунок 3 демонструє зміни, які розраховані на базі вимірів батиметрії 04.06.2014р. та 22.06.2015р. Результати моделювання течії (рис. 3) показали, що транспорт наносів в канал відбувається із зони руйнування хвиль під дією руслової течії.



Рис.3. Карта течії та зони руйнування хвиль при південному вітрі на фоні змін поверхні дна в зоні каналу за період 4.06.2014р. – 22.06.2015р.

Аналіз морфологічних змін в прибережній зоні свідчить, що зведення захисної дамби, яка природним чином входить в структуру лівого берега каналу, та утворення бару на правій брівці каналу, поступово наближає умови течії до руслових, а основні зони акумуляції наносів переміщуються до входу в морський підхідний канал.

Література

- 1. McKee Smith J., Sherlock A.R., Resio D.T. (2001). «Steady-State Spectral Wave Model», U.S. Army Engineer Research and Development Center.
- 2. Two dimensional Depth-averaged Flow and Sediment Transport Model. Publication No. FHWA-RD-03-053, U.S. Department of Transportation, 2003.

ДО РОЗРОБКИ ЧИСЕЛЬНИХ МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ НАПРУЖЕНОГО СТАНУ ТА ТЕЧІЇ В'ЯЗКОГО СЕРЕДОВИЩА

Островерх Б.М., Рева Т.Л.

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ, ostro@ukr.net

Матеріали основ споруд (поверхневі грунти) внаслідок дії власної ваги піддаються постійним незворотнім деформаціям (осідання, сповзання, зсув), тобто мають властивості в'язкого середовища. Такі процеси можуть призвести з часом до критичних умов втрати стабільності та наступного руйнування. Особливо небезпечно явище зсувів проявляється на ґрунтових схилах під дією гравітації та зміни вологості [1, 2].

Рівняння руху та нерозривності в'язкого середовища записуються так:

$$\begin{cases} \sigma_{x,x} + \tau_{xy,xy} - \rho u_{,t} - \rho g \sin \alpha = 0 \\ \tau_{xy,xy} + \sigma_{y,y} - \rho v_{,t} - \rho g \cos \alpha = 0 \\ \rho_{,t} + \rho (u_{,x} + v_{,y}) = 0 \end{cases}$$
(1)

Тут можна помітити, що рівняння в'язкої течії аналогічні рівнянням руху пружного тіла.

Залежності між компонентами напруг та компонентами вектора швидкостей для в'язкого середовища можна записати в узагальненому вигляді [3]:

$$\sigma_{x} = \lambda \, diz \, \vec{\upsilon} + 2\mu \, u_{,x}$$

$$\sigma_{y} = \lambda \, diz \, \vec{\upsilon} + 2\mu \, u_{,y}$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u_{x}}{\partial y} + \frac{\partial \upsilon_{y}}{\partial x} \right)$$
(2)

У наведених рівняннях λ , μ деякі сталі (аналоги коефіцієнтів Ламе в теорії пружності); u, v – компоненти вектора швидкостей \vec{v} .

Якщо ввести в розгляд властивість грунту до поперечної деформації у вигляді

$$v = \frac{\left|\mathcal{E}_{2}\right|}{\left|\mathcal{E}_{1}\right|}$$

де введено коефіцієнт v, який є відношенням швидкостей поперечної до осьової деформацій (аналог коефіцієнту Пуасона). Аналогічно тому, як це показано в теорії пружності, знайдемо, що

$$\lambda = \frac{2\nu\mu}{1 - 2\nu}$$

Таким чином, залежності між компонентами тензорів напружень і деформацій можуть мати вигляд, де відсутні члени гідродинамічного тиску, наявним є один коефіцієнт в'язкості μ, але враховуються коефіцієнт швидкості поперечних деформацій ґрунту:

$$\begin{cases} \sigma_{x} = \frac{2 \mu (1 - \nu)}{1 - 2\nu} u_{,x} + \frac{2 \nu \mu}{1 - 2\nu} \upsilon_{,y} \\ \sigma_{y} = \frac{2 \nu \mu}{1 - 2\nu} u_{,x} + \frac{2 \mu (1 - \nu)}{1 - 2\nu} \upsilon_{,y} \\ \tau_{xy} = \mu (u_{,y} + \upsilon_{,x}) \end{cases}$$
(3)

Характерною ознакою наведеної тут постановки задач для визначення течії в'язкого грунту на схилі є припущення, що середовище під дією навантажень пройшло критерій рівноваги та знаходиться у стані течії.

Для визначення граничних умов на поверхні тіла розглянемо сили, що виникають під час руху в'язкого стисливого середовища. Розглянемо кінцевий об'єм середовища V за допомогою замкненої поверхні s та розглянемо елемент ds цієї поверхні, яка повернута відносно осі координат на деякий кут. Тоді дія частинок середовища, що знаходяться на зовнішньому боці елемента ds та на прилеглих до цього елемента з внутрішнього боку, може бути зведена до дії поверхневої сили $p_n ds$, де n –пряма зовнішньої нормалі до цієї поверхні (далі розглядатимемо випадок плоского деформування). Якщо p_x , p_y напруження поверхневих сил для площадок, зовнішні нормалі яких паралельні і направлені відповідно з вісями координат x, y. Проекції вектора \vec{p}_x на вісі координат x, y позначимо через σ_x та, відповідно, p_y – через σ_y , то отримуємо, що

$$p_{nx} = \sigma_x \cos(n, x) + \tau_{xy} \cos(n, y),$$

$$p_{nx} = \tau_{xy} \cos(n, x) + \sigma_y \cos(n, y).$$

Таким чином, показано, що рівняння рівноваги в'язкого тіла є аналогічними рівнянням пружного тіла за умови заміни переміщень швидкостнями. Так само, як для пружного тіла, при малих швидкостях течії в системі (1) можна ігнорувати рівнянням нерозривності[3].

Для вирішення задачі у швидкостях руху підставимо (2) у (3) та отримаємо аналог рівняння Нав'є-Стокса, яке є параболічного типу. В такому разі при розв'язку задачі методом кінцевих різниць використовуємо розрахункові схеми на сітці з рознесенними невідомими, що поєднують різницеві методи Дюфорта–Франкеля та/чи Лакса, але залишають їх умовно стійкими [4], наприклад, такими:

$$\left(\frac{\partial^2 u_{ij}}{\partial x^2}\right)^{t+\Delta t} = \frac{u_{i+1,j}^t - 2u_{ij}^{t+\Delta t} + u_{i+1,j}^t}{2a};$$
$$\frac{\partial u_{ij}^{t+\Delta t}}{\partial t} = \frac{u_{i,j}^{t+\Delta t} - 0.5(u_{i+1,j}^t + u_{i-1,j}^t)}{\Delta t};$$
$$\frac{\partial^2 u_{ij}}{\partial x \partial y} = \frac{u_{i+1,j+1} - u_{i+1,j-1} - u_{i-1,j+1} + u_{i-1,j-1}}{4ab};$$

тут t – час, Δt – крок за часом, i, j –координати точки. Для компоненти швидкості υ відповідні рішення для похідних запишуться аналогічно.

Як тестові, розглядаються задачі про напружений стан та рух однорідного шару грунту постійної товщини під дією навантаження на ділянку поверхні та на схилі під дією сили тяжіння. Порівняння навантаження кінечного в'язкого шару, який виділено з приповерхневої ділянки напівпростору (рис. 1), обмеженим вантажем 100 кг/м², що миттєво прикладено на ділянці вільної поверхні довжиною 150 м. Це є аналог пружних задач типу Фламана про рівномірне статичне навантаження та Лемба при динамічному прикладенні навантаження вільної поверхні на обмеженій ділянці, які мають аналітичні рішення [1]. Тут задача вирішувалась у динамічній постановці, статичний напружений стан отримувався методом усталення. Напружений стан безкінечного в'язкого шару постійної товщини якісно та достатньо точно відповідає аналітичному рішенню задачі теорії пружності, але знаходиться в стані постійної течії.



Рис. 1 Горизонтальні нормальні напруги у в'язкому шарі.

Вигляд нормальних напруг σ_x характеризує розпір ґрунту внаслідок врахування бічного стискання.



Рис. 2 Зсувні (зверху) та вертикальні нормальні напруги у в'язкому шарі

Розглянута також тестова задача про навантаження власною вагою шару в'язкого грунту на схилі з вільною поверхнею та прилипанням на всіх внутрішніх границях (рис. 3).



Рис. З Ізотахи та вектори переміщення/швидкості у замкненому ґрунтовому шарі на схилі (товщина та довжина шару в метрах)

Отримані результати розрахунків довели, що розроблені чисельні схеми та програми, що базуються на аналоговій системі рівнянь в'язкої течії, можуть бути використані для оцінки напруженого стану та незворотніх деформацій зв'язних ґрунтових структур.

Література

- 1. Терцаги К. Теория механики грунтов. М.:Госстройиздат, 1961.
- 2. Маслов Н.Н. Условия устойчивости склонов и откосов в гидроэнергетическом строительстве. М-Л: Гидроэнергоиздат, 1955.— 468 с.
- 3. Безухов Н.И. Основі теории упругости, пластичности и ползучести. М.:Высшая школа, 1968.—512 с.
- 4. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М.:Мир, 1975.—392 с.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ СИММЕТРИЧНЫХ И НЕСИММЕТРИЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ

Редчиц Д.А., Тарасов С.В.

Институт транспортных систем и технологий НАН Украины, Днепр

За последнее десятилетие большое распространение получили вертикально-осевые (ВО) ветроэнергетические установки (ВЭУ). В их конструкциях используются хорошо известные роторы Савониуса, Дарье и их комбинации. Ротор Савониуса работает за счет силы лобового сопротивления в отличие от ротора Дарье, использующего действие подъемной силы.

На сегодняшний день в качестве профиля лопасти ротора Дарье вертикально-осевой ветроэнергетической установки применяют симметричные профили замкнутого контура. Это обусловлено известными аэродинамическими характеристиками по данным профилям и хорошим пониманием физики обтекания. Для увеличения коэффициента использования энергии ветра ВО ВЭУ с Н-ротором Дарье целесообразно использовать профили лопастей с улучшенными аэродинамическими свойствами. К таким можно отнести профили несимметричной формы замкнутого и разомкнутого контура.

Дальнейший прогресс в совершенствовании ВО ВЭУ может быть связан с внедрением аэродинамических профилей нового типа. Новая форма профиля, так называемый J-профиль, получается, если у стандартного профиля вырезать часть несущей поверхности. Предполагается, что данная форма профиля позволяет работать лопасти ротора Дарье, как за счет подъемной силы, так и за счет силы лобового сопротивления. Применение J-профиля лопасти может повысить эффективность работы ВЭУ в целом, избежать возникновения «мертвых зон» и снизить минимальную скорость ветра необходимую ротору Дарье для самозапуска и работы.

В сравнении с классическими, сверхкритическими и многоэлементными профилями Ј-профиль представляет собой новое семейство профилей, аэродинамические свойства которого фактически не изучены.

В настоящее время отсутствуют результаты численного моделирования этого класса течений. Имеются отдельные разрозненные данные по применению Ј-профиля в качестве лопасти в экспериментальных ВО ВЭУ. Однако это скорее эвристический подход, чем продуманная техническая конструкция.

Основной целью данных исследований было определение влияния степени замкнутости несимметричного J-профиля на его аэродинамические характеристики и сравнение их со значениями для симметричных профилей, а также с экспериментальными данными.

Математическое моделирование аэродинамики лопастей ротора Дарье замкнутого и разомкнутого контура симметричной и несимметричной формы проведено с использованием нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, замкнутых дифференциальной однопараметрической моделью турбулентности Spalart-Allmaras, адаптированной к тензору скоростей деформаций (SALSA).

На основе компьютерного моделирования получена картина течения и установлены особенности турбулентного обтекания лопастей ротора Дарье различной формы. Проведено детальное сравнение полей течения при обтекании профилей замкнутого и разомкнутого контура симметричной и несимметричной формы. Выделены стационарные и нестационарные режимы обтекания профилей. Установлено влияние степени замкнутости J-профиля на коэффициенты лобового сопротивления и подъемной силы, а также на структуру обтекания в целом.

Турбулентное обтекание профилей замкнутого и разомкнутого контура симметричной и несимметричной формы в зависимости от угла атаки носит как стационарный, так и нестационарный отрывной характер. Во внутренней полости

разомкнутых профилей формируется отрывная зона с одним либо двумя макровихрями. Интенсивность этих вихрей уменьшается с увеличением степени закрытости J-профиля.

Установлены зависимости коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы от угла атаки. Увеличение угла атаки приводит к резкому возрастанию коэффициента лобового сопротивления у несимметричных профилей. Это связано с наличием больших вихревых структур в подветренной зоне профилей, которые приводят к резкому падению давления в донной области. Как следствие большой перепад давления между наветренной и подветренной сторонами профиля приводит к высоким значениям коэффициента лобового сопротивления. Причем чем меньше степень закрытости Јпрофиля, тем выше эти значения. Такая же картина наблюдается и по значениям коэффициента подъемной силы.

Проведено сравнение полученных результатов численных расчетов с имеющимися экспериментальными данными. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Выработаны рекомендации по применению данных профилей к лопастям вертикально-осевой ВЭУ с Н-ротором Дарье. Использование в качестве лопасти ротора Дарье профиля с относительно большой толщиной может привести к снижению эффективности работы вертикально-осевой ВЭУ из-за большого лобового сопротивления. В тоже время несимметричные профили с разомкнутым контуром обладают гораздо бо́льшими значениями коэффициентами подъемной силы. Поэтому направлением дальнейших исследований может быть оптимизация формы J-профиля с целью снижения коэффициента лобового сопротивления и увеличения коэффициента подъемной силы.

СFD-МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И АЕРОДИНАМИКИ РАЗВИТЫХ РАЗРЕЗНЫХ ТЕПЛООТВОДЯЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ РЕА

Рогачов В.А., Баранюк А.В. КПИ имени Игоря Сикорского, Киев, <u>AleksandrW@i.ua</u>

Теплофизическое проектирование является неотъемлемой частью конструкторского проектирования радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) [1, 2]. Оно объединяет методы обеспечения заданного теплового режима отдельных элементов и составляющих РЭА. Наиболее остро проблема обеспечения теплового режима стоит при пассивном охлаждении силовых полупроводниковых и вакуумных электрорадиоизделий. Поэтому, важным шагом при теплофизическом проектировании РЭА является исследование и расчет новой или выбор уже существующего радиатора, который обеспечивает отвод и эффективное рассеивание тепла при минимальных энергетических и массо-габаритных показателях устройства в целом.

Целью представленной работы является разработка CFD-модели предназначенной для определения теплогидравлических параметров омывающего потока от геометрических характеристик поверхности с пластинчато-разрезным оребрением для элементов охлаждения РЭА. Исследование осуществлено с помощью разработанных конечно-элементных CFD-моделей теплоотводящих поверхностей в среде программного комплекса ANSYS-Fluent.

Для достижения поставленной цели рассчитывалось трехмерное течение и теплообмен вязкой жидкости в межреберных полуоткрытых каналах поверхностей с пластинчато-разрезным оребрением, путем построения трех CFD-моделей, отличающихся конструкцией ребер, установленных на плоской основе перпендикулярно к ней. Геометрические характеристики поверхности, которые были фиксированы в процессе исследований следующие: размеры основания $L \times L = 70 \times 70$ мм, ее толщина 3 мм, пластинчатые ребра имеют высоту h = 35 мм и шаг между ними t = 4,5 мм. Материал моделей – медь.



Рис. 1 Модель поверхности с пластинчато-разрезным оребрением и повернутыми «лепестками»

В первую очередь исследовалась модель с гладкими пластинчатыми ребрами, затем модель с применением резки ребер по высоте, за счет чего на поверхности ребер образовывалась система прерывистых частей ребра определенной прямоугольной формы, так называемых «лепестков» (рис. 1). Ширина разрезки (расстояние между «лепестками») выбиралась таким образом, чтобы теплообменной поверхности суммарная площадь разрезного ребра не была меньше площади поверхности гладкого неразрезного ребра. Использовалась наиболее оптимальная и обоснована $- h_P/h = 0.6.$ глубина разрезки В следующей исследовательской модели «лепестки» были повернуты по отношению к набегающему потоку на угол $\phi = 30^{\circ}$ (рис. 1) [3].

Для всех исследованных СFD-моделей использовалась единая методика обработки экспериментальных данных, согласно которой средствами ANSYS-Fluent определялись: площадь канала перед входом в расчетную модель $F_{\kappa}{}^{in}$, скорость w_{μ} и температура T_n набегающего потока, площадь сечения межреберного канала F_{κ} , скорость потока в межреберном канале $w_{\mathcal{K}}$, перепад давления через оребренную поверхность ΔP , среднеповерхностная температура ребра T_{cn} и основы

*Т*_{осн} и плотность теплового потока *q*, подводимой равномерно к основанию оребренной поверхности.

Исследование закономерностей конвективного теплообмена развитых поверхностей сводилось к определению зависимостей безразмерных чисел Нуссельта Nu, рассчитанных по конвективным коэффициентам теплоотдачи, от чисел Рейнольдса Re.

За определяющую скорость принималась скорость набегающего потока w_{H} . Физические свойства λ , ν , C_p , которые необходимы для определения чисел Нусельта и Рейнольдса, находились средствами ANSYS-Fluent.

Результаты численных исследований представлялись в виде зависимостей Nu = f(Re) и Eu = f(Re) (рис. 2).



Рис. 2 Результат моделирования теплообмена (а) и аэродинамики (б) поверхностей с пластинчато-разрезным оребрением

Полученные результаты сравнивались с расчетами среднеповерхностного теплообмена по формулам рекомендованными в [4, 5]. Результат сравнения показал, что расхождение между данными CFD-моделирования и данными физического эксперимента не превышает 7%. Это свидетельствует, что предложенная численная методика может быть использована для усовершенствования систем воздушного охлаждения при теплофизическом проектировании электронных приборов.

Литература

- 1. Роткоп Л. Л. Обеспечение тепловых режимов при конструировании РЭА / Л. Л. Роткоп, Ю. Е. Спокойный. М.:Сов. Радио, 1976. 232с
- 2. P. Teerstra, M. M. Yovanovich, J. R. Culham. Analytical forced convection modeling of plate fin heat sinks. Journal of Electronics Manufacturing, Vol. 10, No. 4, (2000), 253-261.
- 3. Pis'mennyi, E.N., Terekh, A.M., Rogachev, V.A., Burlei, V.D., Rudenko, A.I. Calculation of convective heat transfer of plane surfaces with wire-net finning immersed in a cross-flow. Heat Transfer Research 2005, 36(1-2), c. 39-46.
- 4. Письменний Е.Н., Бурлей В.Д., Терех А.М., Баранюк А.В., Цвященко Е.В. Теплообмен плоских пластинчатых поверхностей с разрезным оребрением при вынужденной конвекции // Промышленная теплотехника. – 2005. – Т. 27, №4 – С. 11-16.
- Письменний Е.Н., Терех А.М., Рогачов В.А., Бурлей В.Д., Баранюк А.В. Аэродинамическое сопротивление пластинчатих поверхностей с разрезным оребрением при вынужденной конвекции // Промышленная теплотехника. – 2006. – Т.28, №4. – С.29-33.

ОЦІНКА ПОДВІЙНИХ ІНТЕГРАЛІВ ПРИ РОЗРАХУНКУ ПЕРЕМІЩЕНЬ ПОРИСТОПРУЖНОЇ НАСИЧЕНОЇ РІДИНОЮ ОСНОВИ

Савицький О. А. Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Динамічна взаємодія споруд з ґрунтовою основою, що розглядається з точки зору сейсмостійкості споруд та геотехніки, моделюється рядом комерційних програмних комплексів на основі методів скінченних елементів, граничних елементів, опору матеріалів, будівельної механіки та ін. Динамічні моделі ґрунтової основи з одного боку досить складні для розрахункових схем споруд, а з іншого – недостатньо розвинені для різноманіття ґрунтових умов. Для врахування основних динамічних властивостей ґрунтового середовища в першому наближенні застосовуються пружні моделі. На цьому етапі порівняльні результати можуть бути отримані на основі розв'язку динамічних контактних задач.

При розв'язку динамічних контактних задач для пружного півпростору (чи більш складної основи) внаслідок застосування методу інтегральних перетворень в декартових координатах компоненти переміщень поверхні основи представляються у вигляді подвійних невласних інтегралів (подвійних трансформант Фур'є) від комплексних функцій. Результат оцінки їх значень як коефіцієнтів нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь визначає точність числового результату. Розв'язок системи виконусться методом покращеної редукції з аналізом необхідної кількості членів рядів. Ядра підінтегральних функцій залежать від моделі основи та контактних умов і можуть бути досить складними, але алгоритм обчислень зберігається для подібних контактних умов.

На прикладі динамічної контактної задачі для двофазної пористопружної насиченої рідиною основи (модель Біо, пори на поверхні основи відкриті) при вертикальних коливаннях прямокутного в плані штампа з непроникною для порової рідини підошвою на поверхні розглядається обчислення подвійних інтегралів – компонент переміщень твердої та рідинної фаз на поверхні основи. Кожна з компонент переміщень твердої пористопружної та порової рідинної фаз відповідає певній частині повного невідомого на площі поверхні навантаження на ту чи іншу фазу, яке методом ортогональних поліномів представляється у вигляді нескінченних рядів з невідомими коефіцієнтами. Ядра відповідають переміщенням двох фаз від вертикальних навантажень на ту чи іншу фазу (чотири ядра). Інтеграли збіжні, для ефективних обчислень використовуються знайдені асимптотичні вирази для ядер підінтегральних функцій.

Підінтегральні функції внаслідок застосування методу ортогональних поліномів містять добутки чотирьох функцій Бесселя першого роду. Переходячи до полярної системи координат, а також додатково замінюючи змінні у внутрішніх інтегралах, отримуємо в них підінтегральні функції від добутків функцій Бесселя та тригонометричних функцій, що значно осилюють. Для обчислення цих інтегралів знайдено формули у вигляді скінченних рядів. Подвійні інтеграли для систем порядку ефективно обчислюються на бюджетних комп'ютерах. Для налагодження програм та порівняння числового розв'язку програмне забезпечення розробляється на декількох програмних платформах. Достовірність розрахункових результатів підтверджено порівнянням з числовими даними для окремих випадків досліджень двофазної основи і чисельно-аналітичними результатами для шаруватої пружної основи.

В результаті знаходяться імпедансні функції частоти - комплексні реакції основи на одиничне вертикальне переміщення жорсткого прямокутного штампа з непроникною для порової рідини підошвою, розподіл імпедансу між фазами для варіацій геометрії розрахункової схеми та фізико-механічних параметрів моделі Біо, зокрема характеристики демпфірування при міжфазній взаємодії. На числових прикладах показано відмінності імпедансу однофазної пружної моделі та водонасиченого незв'язного ґрунту.

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПЛІВКОВОГО ОХОЛОДЖЕННЯ ПРИ ПОДАЧІ ОХОЛОДЖУВАЧА В НАПІВСФЕРИЧНІ ЗАГЛИБЛЕННЯ

Спасенко М.І.¹, Панченко Н.А.^{1,2}

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

Плівкове охолодження лопаток газових турбін вивчається в світі вже більше 60 років. Значний цикл досліджень виконано в США, Україні, Росії, Великобританії. Сьогодні традиційна конфігурація з використанням круглих похилих дискретних отворів в охолоджуваній стінці є загальноприйнятою при проектуванні високотемпературних ГТД різного призначення. Однак при високій температурі на вході в газову турбіну (1400...1500°С) потрібні витрати охолоджувача стають настільки великими (до 20% повітря через компресор), що позитивний ефект охолодження лопаток «нівелюється» аеродинамічними втратами при змішуванні охолоджувача і основного потоку.

Нові системи плівкового охолодження характеризуються високою теплофізичною ефективністю в порівнянні з традиційними. Їх використання дозволяє підвищити температуру потоку перед турбіною і, тим самим, підвищити коефіцієнт корисної дії ГТД. Деякі з нових схем з профільованими отворами (віялові, консольні, ін.) характеризуються дуже складною технологією виготовлення і високою вартістю. Актуальним є вивчення теплообміну і газодинаміки схеми плівкового охолодження з використанням заглиблення напівсферичної форми (запатентована ІТТФ НАНУ [1]). Така схема не поступається іншим перспективним схемам по ефективності охолодження, але характеризуються менш складною технологією виготовлення.

Враховуючи складний характер течії та тепловіддачі, складність проведення експерименту, в якості методу дослідження обрано теоретичний (комп'ютерне моделювання) метод з використанням програмного комплексу ANSYS CFX 14.0. В розрахунках була використана SST – модель турбулентності.

Результати дослідження показали що схема плівкового охолодження 3 використанням напівсферичних заглиблень забезпечує більш високу ефективність плівкового охолодження ніж традиційна схема. Використання такої схеми дозволить частково подолати недоліки традиційних схем – великі витрати охолоджувача при високих параметрах вдуву, підсмоктування гарячого потоку до охолоджувальної поверхні. Використання отриманих результатів при розробці нових схем охолодження лопаток традиційних дозволить збільшити коефіцієнт замість схем, корисної дії високотемпературних газових турбін на 3...4%, що дозволить економити близько 5 % паливного природного газу.

Література

1. Пат. 47749 України. Спосіб плівкового охолодження та пристрій його здійснення [Текст] // Халатов, А.А., Варганов І.С., Коваленко Г.В.; заявник і патентовласник Інститут технічної теплофізики. – №2001096063; заявл. 03.09.01; опубл. 15.12.04, Бюл.№ 12, 2014. – 3 с. : іл.

ВОПРОСЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ АЭРОГАЗОТЕРМОДИНАМИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА С ПРЯМОТОЧНЫМ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫМ ДВИГАТЕЛЕМ

Тимошенко В.И., Галинский В.П.

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

Обсуждаются вопросы формулировки математических моделей для расчета аэротермогазодинамических параметров сверхзвукового летательного аппарата с прямоточным воздушно-реактивным двигателем.

Дается описание расчетно-методического обеспечения для проведения оперативных комплексных расчетов термогазодинамических процессов в элементах прямоточного воздушно реактивного двигателя (ПВРД), интегрированного с корпусом летательного аппарата. Численное моделирование течения разбивается на составляющие: расчет течения вокруг носового обтекателя и фюзеляжа летательного аппарата, течения в воздухозаборные устройства (ВЗУ), камере сгорания и сопле с выхлопным струей. Интеграция элементов аппарата требует глубокого исследования течения в наветренной поверхности носового обтекателя и в воздухозаборные устройства. Противоречивые требования, связанные с максимальным торможением сверхзвукового потока, минимальными потерями полного давления, является трудно выполнимыми. Поэтому вопросы проектирования формы носового обтекателя и формы канала воздухозаборного устройства ключевым при проектировании прямоточного реактивного двигателя.

Предлагаемая модель комплексного расчета течения около ПВРД позволяет проводить расчеты течений как около всего ПВРД, так и около отдельных его элементов с приближенной аппроксимацией параметров потоков на выходе из элементов ПВРД, которые могут быть исключены из расчета

Параметры сверхзвуковых течений при внешнем обтекании носового обтекателя ЛА, во входной части ВЗУ и сверхзвукового истечения продуктов сгорания через выходное сопло ПВРД вычисляются с использованием уравнений невязкого течения или упрощенных уравнений Навье Стокса – уравнений «вязкого слоя», которые являются компиляцией уравнений Эйлера (невязкого течения) и уравнений пограничного слоя

Для определения параметров дозвукового течения воздуха в ВЗУ и продуктов сгорания в камере сгорания используется приближение «узкого канала», в рамках которого решаются уравнения второго порядка для продольной составляющей вектора скорости, полной энтальпии и уравнение первого порядка – уравнение неразрывности. При расчете дозвукового неравновесного течения в камере сгорания так же используется квазиодномерное приближение

При построении алгоритмов расчета учитывается, что параметры дозвукового потока в выходном сечении ВЗУ определяются не только формой ВЗУ, но и процессами в камере сгорания и соотношением площадей критического сечения сопла ПВРД и конечного сечения камеры сгорания. При заданном дозвуковом коэффициенте скорости на выходе из ВЗУ получение физически реализуемого течения в камере сгорания можно обеспечить специальным выбором соотношения площадей критического сечения сопла и конечного сечения камеры сгорания.

Разработана методика расчета течения многокомпонентной неравновесной газовой смеси в камере сгорания ПВРД с использованием одношаговых и многошаговых механизмов горения керосина. Исследовано влияние расширения канала камеры сгорания, коэффициента скорости и коэффициента восстановления полного давления на выходе из ВЗУ на кинетику горения керосина в камере сгорания. Рассмотрены вопросы подбора геометрических параметров камеры сгорания и околокритической части выходного сопла,

чтобы избежать звукового запирания в случае задания параметров потока на выходе из ВЗУ.

Расчет сверхзвукового течения в выхлопной струе осуществляется с учетом обтекания нижней хвостовой части поверхности ЛА и взаимодействия струи с возмущенным набегающим потоком.

Решение выше перечисленных задач распараллеливается: результаты решения одной задачи используются в качестве начальных данных для другой с последующей организацией итерационного процесса по выбору решения комплексной задачи.

Результаты комплексного расчета параметров потока около рассматриваемой модели ПВРД приведены на рис. 1 в виде полей

изолиний температуры, плотности, давления и числа Маха.

Набегающий поток сжимается в ВЗУ и тормозится до дозвуковой скорости в выходном сечении ВЗУ, совпадающем с входным сечением камеры сгорания. В камере сгорания в дозвуковой поток подается керосин, который воспламеняется и начинает гореть в кислороде воздуха. Затем горячий дозвуковой поток расширяется в сопле до сверхзвуковой скорости, при этом происходит его охлаждение. В конце сопла сверхзвуковой поток струи продуктов сгорания начинает взаимодействовать с набегающим потоком воздуха, в результате чего формируется



скачок и поверхность контактного разрыва, разделяющая продукты сгорания и воздушный поток. В сверхзвуковой струе, ограниченной снизу скачком, а сверху нижней поверхностью корпуса ПВРД, происходит догорание продуктов сгорания в кислороде дополнительно поступающего воздуха.

Обычно для решения вопросов, связанных с определением проектных параметров летательного аппарата с ПВРД, используются программные комплексы, в которых реализованы конечно-разностные методы установления по времени. Они являются достаточно универсальными, но требуют десятки часов для получения результатов по параметрам в отдельных элементах двигателя. Использование программно-методического обеспечения, основанного на разработанных в институте маршевых алгоритмах решения уравнений газовой динамики, требует несколько десятков минут, и, в основном, позволяет определить параметры, как в составных частях, так и двигателе в целом с достаточной для проектной проработки точностью. В частности, сравнение результатов расчетов течений в ВЗУ и сопле ПВРД маршевым методом и методом установления показана достоверность результатов расчетов, получаемых маршевым методом с размещением прямой скачка уплотнения в канале ВЗУ. Поэтому на этапе проектного отработки формы элементов аппарата с прямоточным воздушно реактивным двигателем стоит использовать разработанные в институте маршевые алгоритмы оперативного расчета. Методы установления следует применять для окончательной доводки определенных на основании расчетов маршевым методом параметров формы элементов летательного аппарата.

ОСОБЛИВОСТІ ПОТОКУ РІДИНИ КРІЗЬ ЦИЛІНДРИЧНІ ПОРОЖНИНИ

Троценко Я.П.

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, м. Київ, yaroslav.p.trotsenko@gmail.com

Течія рідини (газу) в нерегулярних каналах широко зустрічається як в природі, так і в технічних приладах: судини кровоносної системи людини, бронхіальні дерева, труби для транспортування технічних середовищ, вентиляційні системи, твердопаливні ракетні двигуни тощо. Через складну геометрію таких систем структура потоку приймає неоднорідний характер та може бути нестаціонарною, що при певних умовах призводить до виникнення тонального звуку [1]. Сьогодні, завдяки стрімкому розвитку комп'ютерної техніки та числових методів, стає можливим дослідження таких систем за допомогою прямого чисельного моделювання.

У даній роботі досліджується течія рідини у напівнескінченному циліндричному каналі з двома послідовно розташованими діафрагмами. При цьому порожнина, утворена діафрагмами, може набувати різного діаметру (рис. 1). Вважається, що поверхні каналу та діафрагм нерухомі й абсолютно жорсткі. Течія розглядається при швидкостях значно менших за швидкість звуку в середовищі. Також припускається, що рух рідини в порожнині між діафрагмами є близьким до осесиметричного, на що вказують експериментальні дослідження [1, 2].



Рис. 1. Геометрія каналу з діафрагмами

Задача розв'язується в межах моделі в'язкої нестисливої рідини. Числове розв'язання проводиться за методом скінченних об'ємів з використанням різницевих схем другого порядку. Для дискретизації області використовується блочно-структурована сітка зі згущенням вузлів в отворах діафрагм та при наближенні до їх поверхонь. Для розрахунку об'ємних інтегралів по контрольному об'єму застосовується загальна процедура Гауса. Для інтерполяції конвективних членів використовується TVD форма центрально-різницевої схеми для векторного поля з обмежувачем типу Sweby [3]. В якості схеми дискретизації похідної за часом використовується неявна триточкова несиметрична схема другого порядку з різницями назад. Зв'язаний розрахунок поля швидкості і тиску проводиться за допомогою процедури PISO [4]. Для розв'язання отриманої системи алгебраїчних рівнянь використовуються ітераційні лінеаризованих солвери. ЩО побудовані на основі методу спряжених/біспряжених градієнтів, а в якості передобумовлення обрано спрощені схеми неповної факторизації Холецького та неповної LU-факторизації для симетричних і асиметричних матриць відповідно [5].

В роботах [6, 7] розглядався потік рідини при однакових діаметрах каналу та порожнини між діафрагмами. Було показано, що в певному діапазоні чисел Рейнольдса течія рідини в області між діафрагмами характеризується наявністю нестійкого зсувного шару. У зсувному шарі утворюється послідовний ряд вихорів, що викликають автоколивання профілю швидкості потоку в отворі другої діафрагми (рис. 2). При цьому частота коливань змінюється практично прямо пропорційно швидкості потоку, що є типовим для систем з гідродинамічним зворотним зв'язком [1]. Ці автоколивання можуть бути джерелом звуку в каналі.



Рис. 2. Поле завихреності в області між діафрагмами після закінчення перехідних процесів

Метою даної роботи є дослідження течії рідини в напівнескінченному циліндричному каналі при різних діаметрах порожнини між діафрагмами, а саме: моделювання відповідних процесів та чисельний розрахунок, аналіз структури потоку в області між діафрагмами і характеристик автоколивальних процесів в залежності від відношення діаметрів порожнини та отворів діафрагм.

- 1. Вовк И.В., Гринченко В.Т. Звук, рожденный потоком (очерки об аэрогидродинамической акустике). Киев: Наукова думка, 2010. 221 с.
- 2. Wilson T.A., Beavers G.S., DeCoster M.A., Holger D.K., Regenfuss M.D. Experiments on the fluid mechanics of whistling // J. Acoust. Soc. Am. 1971. **50**, Iss. 1B. P. 366-372.
- 3. Sweby P.K. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws // J. Numer. Anal. – 1984. –21, Iss. 5. – P. 995-1011.
- 4. Ferziger J.H., Peric M. Computational methods for fluid dynamics. Berlin: Springer, 2002. 424 p.
- Barrett R., Berry M., Chan T.F., Demmel J., Donato J.M., Dongarra J., Eijkhout V., Pozo R., Romine C., Van der Vorst H. Templates for the solution of linear systems: Building blocks for iterative methods, 2nd Edition. – Philadelphia: SIAM, 1994. – 107 p.
- 6. Троценко Я.П. Автоколивальні процеси в циліндричному каналі зі стенозами // Вісник КНУ ім. Тараса Шевченка. Сер. фіз.-мат. науки. 2017. №3. С. 229–232.
- 7. Троценко Я.П. Формування автоколивань потоком рідини в циліндричному каналі зі стенозами // Збірник праць. Акустичний симпозіум «КОНСОНАНС 2017». Київ. ІГМ НАН України. 2-3 жовтня 2017 р. – 2017. – С. 138-143.

РАЗРАБОТКА СГО МОДЕЛИ ГЦН-195М ДЛЯ АНАЛИЗА ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ, ВЫЗВАННЫХ АВАРИЙНЫМИ СОБЫТИЯМИ В.В. Филонов, Я.Р Дубик, Ю.С. Филонова

ООО «ИПП-Центр», г. Киев, workFVV@gmail.com

Системные одномерные/псевдотрехмерные теплогидравлические коды типа RELAP/KOPCAP неспособны корректно прогнозировать дифференциальные характеристики, определяющие воздействия на конструкционные элементы оборудования. Применение CFD совместно с системными кодами позволяет создать упрощенные в глубину и ограниченные в ширину расчетные модели, которые способны прогнозировать принципиально трехмерные процессы, анализ которых важен с точки зрения формирования реалистичных граничных условий при оценке остаточного ресурса элементов первого контура АЭС.

Основная сложность разработки CFD модели ГЦН -195М вызвана геометрической неопределенностью рабочей лопатки, что может привести к отсутствию согласия с экспериментальной напорной характеристикой. Это приводит к тому, что анализ динамического воздействия при аварийных событиях фактически соответствует другому насосу. Поверхность рабочей лопатки с распределенной кривизной окончательно формируется при доводке на экспериментальном стенде. Из-за отсутствия гидродинамической однозначности в оптимальности проточной части рабочего колеса, а также в виду отсутствия чертежей поверхности рабочей лопатки в библиотеках украинских АЭС, разработка профиля с применением инженерной оценки (напр. BladeModeler) существенно усложняется.

Второй особенностью создания CFD модели ГЦН-195М есть малая оценочная толщина пограничного слоя на рабочих лопатках по сравнению с диаметром рабочего колеса. Это обстоятельство существенно увеличивает плотность дискретизации от стенки к основному потоку [1], приводя к увеличению размерности расчётной матрицы, что есть критичным при анализе переходных процессов.

«Вторичное проектирование» рабочей лопатки было разделено на два этапа, суть которых заключалась в том, чтобы свести построение поверхности рабочей лопатки к кинематической операции с переменным сечением. На первом этапе на основе существующих чертежей были оценены основные геометрические характеристики проекций поверхности лопатки.



Рисунок 1 – Общая схема расчетной модели

Ha втором этапе С помощью специально разработанной программы VPC было оценено пределы угла разворота профиля рабочей лопатки. а также ее среднюю линию (Рис.1а). Глобально была создана расчетная CFD модель, содержащая лишь домены жидкости R проточной части насоса (Рис.16). а также подготовлены вариантные расчётные сетки.

В качестве сравниваемых величин выбирались следующие параметры: напор, КПД, средняя скорость на выходе из рабочего колеса, среднее статическое давление на выходе из рабочего колеса.

Напор насоса может быть определен исходя из следующей зависимости:

$$H = \frac{1}{\rho g} \left(P_{out} - P_{in} \right) + \frac{1}{g} \left(\frac{C_{out}^2}{2} - \frac{C_{in}^2}{2} \right)$$
(1)

где P_{out}, P_{in} - статическое давление на выходе и на входе соответственно, C_{out}, C_{in} абсолютная скорость на выходе и на входе, ρ - среднеобъемная плотность жидкости, g- ускорение свободного падения.

КПД насосного агрегата может быть определен зависимостью (2).

$$\eta = \frac{Q \cdot \rho g H}{\int_{0}^{\pi \eta} M_{oz} d\omega}$$
(2)

где M_{oz} - крутящий момент относительно оси вращения рабочего колеса OZ.

Была проведена серия вариантных расчетов, среди которых практически все давали заниженную оценку напора. Вариант, в котором поверхность рабочего колеса получена путем кинематической операции вдоль средней линии с углом раскрытия около 105°, ортогонально касательной к этой линии оказался наиболее успешным. Если предположить о гидродинамической однозначности профиля рабочей лопатки, то полученная вариантная поверхность соответствует реальной геометрии ГЦН-195М, согласно сравнению напорной характеристики насоса, полученной экспериментально [2] с расчётной (Рис. 2).





Рисунок 2 - Сравнение напорной характеристики

Это дает основание утверждать, что переходные режимы, связанные с изменением характеристики сети (напр. ИС – МПА), либо непосредственно при изменении крутящего момента (ИС – заклинивание вала ГЦН), способны адекватно прогнозироваться разработанной моделью в случае однофазной постановки.

Литература:

- Путачев П.В., Расчет вязкого течения в лопастных гидромашинах с использованием пакета ANSYS CFX / П.В. Путачев, Д.Г. Свобода, А.А. Жарковский, - Издательство ПУ, Санкт – Петербург, 2016 г, 120 с.
- Лагвинов С. А. Экспериментальное обоснование теплогидравлической надежности реакторов ВВЭР / С. А. Лагвинов, Ю. А. Безруков, Ю. Г. Драгунов. – Москва: ИКЦ "Академкнига", 2014.

РОЗРОБКА СГО МОДЕЛІ РЕАКТОРУ ВВЕР-1000 ДЛЯ АНАЛІЗУ МАКСИМАЛЬНОЇ ПРОЕКТНОЇ АВАРІЇ В НЕІЗОТЕРМІЧНІЙ ПОСТАНОВЦІ

Філонов В. В., Іщенко О.А. Дубик Я.Р. ТОВ «ІПП-Центр», Київ

Гільйотинний розрив головного циркуляційного трубопроводу "Максимальна проектна аварія" (МПА) є найбільш тяжкою подією у режимах типу LOCA, та викликає значні зусилля: акустичні навантаження, реактивну силу, хльостання. На теперішній час інформація та дослідження щодо теплових, ядерно-фізичних, гідродинамічних, матеріалознавчих та інших процесів що впливають на динаміку ядерного реактора під час даної аварії досить обмежені і не систематизовані і мають розрізнений характер[1].

Для аналізу акустичних зусиль при декомпресії опускної ділянки розроблена спрощена CFD модель реактора. Розрахункова модель містить домени теплоносія і елементів корпусу реактору, включаючи частину ГЦТ, що є достатнім для аналізу перехідного процесу в неізотермічній постановці.

З метою економії обчислювальних ресурсів спрощена геометрія активної зони реактору, включаючи головки, хвостовики тепловидільної збірки, а також геометрію опорних стаканів і блока захисних труб (рис.1). Проте, перфорація захисних труб, а також нижньої змішувальної камери моделювалися якомога точніше. Отвори в стаканах тепловидільних збірках не були розглянуті і були замінені еквівалентної геометрією, загальна втрата тиску в яких знаходиться близько до втрати в стаканах з перфорацією, аналогічний підхід має широке застосування[2]. Реальна геометрія активної зони спрощувалась таким чином, щоб забезпечити вихідний гідравлічний опір. При цьому, через те, що в еквівалентній моделі не враховується розвинена поверхня тертя для забезпечення потрібної дисипації енергії потоком теплоносія вводиться додатковий аксіальний момент тертя, який попередньо оцінювався аналітично.



Рис. 1 Спрощення геометрії для розрахункової моделі ВВЕР-1000

Для побудови розрахункової сітки, геометрія реактора була розділена на окремі частини, кожна з яких у свою чергу розрізана на прості компоненти. Загальний розмір обчислювальної сітки складає приблизно 27 млн. контрольних об'ємів при 9,4 млн. розрахункових вузлах. Середнє значення якості сітки за критерієм ортогональності елементів становить 0,84.

Задачу розв'язано в два етапи, спочатку стаціонарний режим, що є вихідним початковим станом для аналізу перехідного процесу. Критерієм коректності результатів обрано інтегральну втрату тиску в реакторі та в окремих його вузлах для стаціонарного режиму (рис. 2), що добре узгоджується з експериментальними даними[3]. Крім того, була проаналізована частка теплоносія, що байпасується, яка не повинна перевищувати 3%. Розроблена модель дозволила отримати розподіл тиску та температури в реакторі для перших 0.1 с МПА, що є найбільш небезпечними з точки зору акустичних зусиль на внутрішньокорпусні пристрої, зокрема шахту.



Рис. 2 Розподіл тиску і температури на номінальній потужності

Висновки

Розроблено CFD модель реактору BBEP-1000 для розрахунку теплогідравлічних параметрів при максимальній проектній аварії. Ці данні використовувалися у подальшому розрахунку на міцність шахти внутрішньокорпусної реактору BBEP-1000 за двохкритеріальним підходом.

Література

- 1. Носовский А. В. Актуальные проблемы теплофизики проектных и тяжелых аварий ядерных энергоблоков / А. В. Носовский, Л. Б. Зимин, Г. И. Шараевский // 2016. Vol. 2, No. 70.
- Böttcher M. Primary loop study of a vver-1000 reactor with special focus on coolant mixing / M. Böttcher, R. Krüßmann // Nuclear Engineering and Design. — 2010. — Vol. 240, No. 9. — P. 2244–2253.
- 3. Böttcher M. Detailed cfx-5 study of the coolant mixing within the reactor pressure vessel of a vver-1000 reactor during a non-symmetrical heat-up test / M. Böttcher // Nuclear Engineering and Design. 2008. Vol. 238, No. 3. P. 445–452.

УСОВЕРШЕНСТВОВАННАЯ ПРОЦЕДУРА АНАЛИТИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ МАССОВЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ МОДЕЛИ ОХЛАЖДЕНИЯ ВЫГОРОДКИ РЕАКТОРА ВВЭР-1000

Филонова Ю.С., Филонов В.В. ¹ООО «ИПП-Центр», г. Киев, yuliia.filonova@gmail.com

Основным ограничивающим фактором работы энергоблоков в сверх проектный период есть феномен радиационного распухания внутрикорпусных устройств под действием потока высокоэнергетических нейтронов. Модели распухания и ползучести, вызванных облучением, очень чувствительны к распределению температуры в металле, исходя из чего необходимым есть более детальный анализ процесса охлаждения теплоносителем металла выгородки.

С целью снижения неопределенностей в оценке температурного поля была разработана модель с применением трехмерной вычислительной гидродинамики. Для того что бы ограничить модель необходимо сформулировать замещающие граничные условия, учитывающие системное влияние остальных элементов реакторной установки. На момент разработки трехмерной модели охлаждения выгородки граничные условия, которые могли быть сформулированы на основе системного кода RELAP5 были типа «давление – давление», поскольку нодализация реактора подробно не учитывала характерную геометрию групп охлаждающих каналов. Отсутствие потоковых характеристик, с учетом специфики моделирования течения в параллельных каналах с внезапным сужением/расширением в CFD кодах без специальной сегрегации доменов, делало невозможным получение конвергентного результата. С этой целью была разработана специальная процедура оценки массовых граничных условий для охлаждающих каналов на основе перепада давления, полученного с помощью RELAP5.

Расчетная процедура основывается на одномерной гидравлике, где каждый канал замещается эквивалентной геометрией с выделением характерных участков потери давления. В зависимости от геометрии каждого участка выбирается свой коэффициент гидравлического сопротивления [1]. В случае стационарного течения, в одномерном приближении процесс нагревания теплоносителя в канале описывается системой (1).

$$\begin{vmatrix} \frac{d}{dz}(\rho U) = 0 \\ \frac{d}{dz}(\rho U^2) + \frac{dp}{dz} + \frac{1}{4}\xi(p,T,U)\rho U^2\sqrt{\frac{\pi}{f}} - \rho g = 0 \\ \frac{d}{dz}\left[\rho U\left(h - \frac{p}{\rho} + \frac{U^2}{2}\right)\right] + \frac{d}{dz}(pU) + \frac{1}{4}\xi(p,T,U)\rho U^3\sqrt{\frac{\pi}{f}} - \rho gU + \Phi(T,T_{out}) \end{vmatrix}$$
(1)

В общем случае, при неизотермическом течении с большой диссипацией энергии необходимо решать систему нелинейных дифференциальных уравнений (1). Тем не менее, из-за того, что перепад давления относительно абсолютного не превышает 1,5%, при этом подогрев теплоносителя меньше 10°C, то зависимостью теплофизических свойств от термических параметров состояния можно пренебречь. Тогда уравнение (1) сводится к трансцендентному уравнению относительно расхода теплоносителя (2), которое реализовано в расчетной процедуре.

$$P_{in} - P_{out} = G^2 \cdot \sum_{i} \left[\xi(G) \cdot \frac{1}{2\rho} \left(\frac{1}{S} \right)^2 \right] + \rho g H_{exc}$$
(2)

где *ρ* - плотность; H_{выг} – высота выгородки G – расход через элемент; *ξ* - коэффициент гидравлического сопротивления; S – площадь поперечного сечения элемента канала.

Первоначально расчетная процедура не учитывала материальную связь кольцевого зазора между выгородкой и шахтой с охлаждающими каналами в области шпилек [2], что могло приводить к недооценке / переоценке охлаждающей способности данных каналов. С целью выяснения влияния смешения был дополнительно разработан расчетный элемент, состоящий из 63 участков (Рис. 1).



Рисунок 1 – Эквивалентная расчётная схема с учетом смешения

Сравнительные значения массовых расходов приведены в таблице 1. Опорная плотность, принятая в оценке равна 716 кг/м³.

Характеристика	G, кг/с (без смешения)	G, кг/с (Вход/Выход) (с учетом смешения)	ОКБ «ГП» [3]
Кольцевой канал	44,90	45,59/47,73	~49,72
Канал Группы 1	0,59	0,60/0,19	~0,56
Канал Группы 2	1,25	1,27/0,41	~1

Таблица 1 – Сравнение результатов с/без учета смешения теплоносителя

Результаты предварительной оценки свидетельствуют о том, что расход в каналах с учетом смешения ниже (в центре находится на уровне 0,1 – 0,2 кг/с), что соответствует более низкой теплоотводящей способности. Это обстоятельство необходимо учитывать в нодальных кодах типа RELAP5, для получения корректных граничных условий с последующим определением температурного поля выгородки лишь с применением неоднородной теплопроводности. В CFD модели подобное снижение теплоотводящей способности прогнозируется корректно.

Литература:

 И.Е. Идельчик / Справочник по гидравлическим сопротивлениям / Идельчик И.Е. Москва, Машиностроение 1992 г.

 Filonova Y.S., Filonov V.V., Dubyk Y.R. Reactor baffle cooling CFD framework for swelling assessment. *Proceedings of the 2018 26th ICONE*26-82365. London, July 22-26, 2018.

 Установка реакторная. Расчет теплогидравлический. Стационарные режимы. В-320. 320.00.00.000.

МЕТОД ПОСЛІДОВНИХ НАБЛИЖЕНЬ В ЗАДАЧІ ПРО НЕЛІНІЙНО-ПРУЖНУ ПОВЕРХНЕВУ ХВИЛЮ РЕЛЕЯ

Хотенко О.О., Хотенко І.М. Інститут механіки ім. С.П. Тимошенко НАН України, Київ, h.khotenko@gmail.com

Дана робота є частиною та продовженням дослідження нелінійних поверхневих хвиль Релея. В роботі [1] проведено короткий історичний огляд досліджень і отримано нові нелінійні хвильові рівняння для двовимірного випадку пружного квадратично нелінійного деформування в рамках моделі Мурнагана.

При лінійному деформуванні конфігурація тіла до деформування (відлікова конфігурація) і конфігурація тіла після деформування (актуальна конфігурація) ототожнюються [2–3]. При переході від малих (інфінітезимальних) деформацій до великих (скінченних) ці конфігурації вже не є тотожними – границя тіла змінюється. Цю особливість нелінійності процесу деформування відносять до геометричної нелінійності.

У механіці матеріалів врахування нелінійності призводить до ускладнення основної системи рівнянь і граничних умов. Фізична та геометрична нелінійності є взаємозалежні внаслідок того, що вибір конкретних пружних потенціалів поєднується з використанням конкретних тензорів деформацій.

В нелінійній теорії пружності розрізнення геометричної та фізичної нелінійностей є загальноприйнятим. Випадки роздільного аналізу нелінійних задач теорії пружності, коли враховується або лише геометрична, або лише фізична нелінійності пружного деформування прийняті в теоретичному аналізі та при застереженнях фізично прийнятні. Випадку нехтування фізичною нелінійністю та врахуванню лише геометричної нелінійності відповідає так званий пружний гармонічний потенціал Джона [2, 4] (дехто відносить матеріал Джона до стандартних пружних матеріалів [5], дехто називає його напівлінійним [4]).

У даному дослідженні вибрано потенціал Мурнагана у вигляді:

$$W = \frac{1}{2}\lambda(\varepsilon_{mm})^{2} + \mu(\varepsilon_{ik})^{2} + \frac{1}{3}A\varepsilon_{ik}\varepsilon_{im}\varepsilon_{km} + B(\varepsilon_{ik})^{2}\varepsilon_{mm} + \frac{1}{3}C(\varepsilon_{mm})^{3}, \qquad (1)$$

де λ, μ – пружні сталі другого порядку (сталі Ляме); A, B, C – пружні сталі третього порядку (сталі Мурнагана).

У випадку малих деформацій базисні та базисні алгебраїчні інваріанти є тотожними; для немалих деформацій в інваріантах враховується нелінійний запис компонентів тензора деформацій Коші–Гріна:

$$\varepsilon_{nm} = \frac{1}{2} \left(u_{n,m} + u_{m,n} + u_{i,n} u_{i,m} \right),$$
(2)

де u_n – компонент вектора переміщень.

Вивчається можливість поширення хвиль вздовж площини $x_3 = 0$, яка розділяє вакуум (нижній півпростір) та пружне середовище (верхній півпростір). Далі вважаємо, що рух не буде залежати від координати x_2 , і тоді задача стає двовимірною (плоскою задачею в площині Ox_1x_3 ; механічний стан середовища стає плоским деформованим). Напрямок руху хвиль обираємо вздовж осі Ox_1 .

В рамках нелінійної постановки та прийнятих припущень про хвильовий рух рівняння руху записують через несиметричний тензор напружень Кірхгофа t_{nm} в такому вигляді:

$$t_{11,1} + t_{31,3} = \rho \ddot{u}_1; \quad t_{13,1} + t_{33,3} = \rho \ddot{u}_3.$$
(3)

В роботі розглядаються квадратично нелінійні хвилі, що відповідає представленню потенціалу Мурнагана

$$W = \frac{1}{2}\lambda(u_{1,1} + u_{3,3})^{2} + \mu\left\{u_{1,1}^{2} + u_{3,3}^{2} + \frac{1}{2}(u_{1,3} + u_{3,1})^{2}\right\} + \frac{1}{2}\lambda(u_{1,1} + u_{3,3})\left[u_{1,1}^{2} + u_{3,3}^{2} + u_{1,3}^{2} + u_{3,1}^{2}\right] + (4)$$

$$+\mu\left\{u_{1,1}^{2} + u_{3,3}^{2} + 2u_{1,1}u_{1,3}^{2} + 2u_{1,1}u_{3,1}^{2} + u_{1,3}u_{3,1}(u_{1,1} + u_{3,3})\right\} + \frac{1}{3}A\left[u_{1,1}^{2} + u_{3,3}^{2} + \frac{3}{4}(u_{1,3} + u_{3,1})^{2}(u_{1,1} + u_{3,3})\right] + B\left(u_{1,1} + u_{3,3}\right)\left[u_{1,1}^{2} + u_{3,3}^{2} + \frac{1}{2}(u_{1,3} + u_{3,1})^{2}\right] + \frac{1}{3}C\left(u_{1,1} + u_{3,3}\right)^{3}.$$

Компоненти тензора напружень Кірхгофа визначаються за формулою $t_{nm} = \frac{\partial W}{\partial u_{m,n}}$.

Для отриманих нелінійних хвильових рівнянь за допомогою методу послідовних наближень побудовано теоретичні розв'язки у вигляді нелінійних хвиль Релея. Покроково описана процедура та побудовані теоретичні розв'язки у вигляді нелінійних хвиль Релея.

Розв'язок сформульованої вище задачі про поширення хвилі Релея в рамках двох наближень є таким

$$\varphi(x_{1}, x_{3}, t) = \varphi^{(1)}(x_{1}, x_{3}, t) + \varphi^{(2)}(x_{1}, x_{3}, t) = A_{\varphi}^{(1)}EE_{L} + \frac{1}{4}x_{1}x_{3}\left(A_{\varphi}^{(1)}\right)^{2}E^{2}\frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \times$$
(5)

$$\times \left\{ -\frac{1}{4k_{L}^{2}}\frac{k_{\varphi}x_{1} + ik_{lin}x_{3}}{\left(k_{\varphi}x_{1}\right)^{2} + \left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\varphi}^{L}E_{L}^{2} - \frac{1}{4k_{T}^{2}}\frac{k_{\psi}x_{1} + ik_{lin}x_{3}}{\left(k_{\psi}x_{1}\right)^{2} + \left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\varphi}^{T}E_{T}^{2} + \right. \right. \\ \left. +\frac{1}{k_{\varphi}k_{\psi} - k_{lin}^{2}}\frac{2x_{1}\left(k_{\phi} + k_{\psi}\right) + 4ik_{lin}x_{3}}{\left[2x_{1}\left(k_{\phi} + k_{\psi}\right)\right]^{2} + 16\left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\varphi\psi}^{LT}E_{L}E_{T} \right\};$$
(6)

$$\left. \times \left\{ -\frac{1}{4k_{L}^{2}}\frac{k_{\varphi}x_{1} + ik_{lin}x_{3}}{\left(k_{\varphi}x_{1}\right)^{2} + \left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\psi}^{L}E_{L}^{2} - \frac{1}{4k_{T}^{2}}\frac{k_{\psi}x_{1} + ik_{lin}x_{3}}{\left(k_{\psi}x_{1}\right)^{2} + \left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\psi}^{T}E_{T}^{2} + \right. \right\}$$
(6)

$$-\frac{1}{4k_{L}^{2}}\frac{k_{\varphi}w_{1}+k_{lin}w_{3}}{\left(k_{\varphi}x_{1}\right)^{2}+\left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\psi}^{L}E_{L}^{2}-\frac{1}{4k_{T}^{2}}\frac{k_{\psi}w_{1}+k_{lin}w_{3}}{\left(k_{\psi}x_{1}\right)^{2}+\left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\psi}^{T}E_{T}^{2}+\frac{1}{k_{\varphi}k_{\psi}-k_{lin}^{2}}\frac{2x_{1}\left(k_{\varphi}+k_{\psi}\right)+4ik_{lin}x_{3}}{\left[2x_{1}\left(k_{\varphi}+k_{\psi}\right)\right]^{2}+16\left(k_{lin}x_{3}\right)^{2}}M_{\psi\varphi}^{TL}E_{L}E_{T}\right].$$

Для чисто поверхневої хвилі ($x_3 = 0$) друге наближення є нульовим, проте для приповерхневої хвилі ($x_3 > 0$) це наближення може суттєво змінити хвильову картину. Слід зауважити, що в одержаному розв'язку хвильове число k_{lin} визначається з граничних умов, аналіз яких не наводиться у даному повідомленні.

- 1. Rushchitsky J. J., Khotenko E.A. On Rayleigh wave in quadratically nonlinear elastic half-space (Murnaghan model) // Int. Appl. Mech. 2011. 47 (3). P. 100–108.
- 2. Гузь А.Н. Упругие волны в телах с начальными (остаточными) напряжениями. Киев: А.С.К., 2004. 672 с.
- 3. Рущицький Я.Я., Цурпал С. І. Хвилі в матеріалах з мікроструктурою. Київ: Інст-ту механіки ім.С.П. Тимошенка НАН України, 1998. 377 с.
- 4. Лурье А.И. Нелинейная теория упругости. Москва: Наука, 1980. 512 с.
- 5. Черных К.Ф. Нелинейная теория упругости в машиностроительных расчетах. Ленинград: Машиностроение, 1986. 336 с.

АЭРОДИНАМИКА ТРЕПЕЩУЩЕГО ПОЛЁТА ПЛОДОВОЙ МУШКИ

А. В. Шеховцов

Институт гидромеханики НАНУ, Киев, avshekhovtsov@gmail.com

В экспериментальной работе [1] изучалась аэродинамика нормального трепещущего полета плодовой мушки Drosophila melanogaster при помощи динамически масштабированной роботизированной модели. Представим махи сечения крыла мухи приближенно аналитически как вращательно-поступательные колебания двумерной пластины в вязкой вихревой среде:

угловая скорость пластины (в безразмерном виде):

$$\beta^{+} = \beta_{0}^{+} \cos^{5}(2\pi\tau / T^{+} + \Delta \phi),$$
 (1)

где $\dot{\beta}^{+} = \dot{\beta} c / \dot{x}_{max}$, где \dot{x}_{max} – размерная максимальная поступательная скорость пластины посередине полупериода, C – размерная длина пластины, $\dot{\beta}_{0}^{+} = 0.954$, что соответствует углу атаки пластины посередине каждого полупериода $\alpha_{min} = \pi / 2 - |\beta + \pi / 2|_{max} = 2\pi / 9$ при исходном угле перекладки пластины $\beta_{0} = -\pi / 2$, где β – угол перекладки пластины, $\tau = t \dot{x}_{max} / c$, где t – размерное время, $T^{+} = T \dot{x}_{max} / c = 10.776$, где T – размерный период махов, $\Delta \phi = 0.5$ (вращательные колебания пластины вокруг середины хорды опережают поступательные на 8% периода);

поступательное ускорение пластины (в безразмерном виде):

$$\ddot{x}^{+} = \ddot{x}_{0}^{+} \cos^{5}(2\pi \tau / T^{+}),$$
 (2)

где $\ddot{x}^{+} = \ddot{x} c / \dot{x}_{\text{max}}^{2}$, $\ddot{x}_{0}^{+} = -1.093$, что обеспечивает единичную по модулю безразмерную поступательную (горизонтальную) скорость пластины посередине каждого полупериода $|\dot{x}^{+}|_{\text{max}} = 1$.

Число Рейнольдса определим по длине пластины *С* и ее максимальной поступательной скорости \dot{X}_{max} и примем равным *Re* = 136, как в работе [1].

Число Струхаля, определенное по удвоенной амплитуде махов A = 2a (в безразмерном виде $A^+ = 4, 26$) и максимальной поступательной скорости \dot{X}_{max} будет равно St = 0,395, что характерно для нормального трепещущего полета мух. Будем предполагать, что в начальный момент времени воздух покоился, а вихри отсутствовали.

Для решения данной задачи применим усовершенствованный метод дискретных вихрей (УМДВ) [2], обобщенный для вязкой вихревой среды [3,4].

Результаты численного моделирования, представленные на рис.1-3, показывают, что в основе нормального трепещущего полета мух лежит инерционно-вихревой принцип [5]. Видно, что в начале полупериода вихрь, образовавшийся за предыдущий полупериод, наваливается на пластину из-за ее торможения (см. рис. 3,а и рис. 1). При этом его индуктивный вклад в *Cn* отрицательный (см. рис. 2), но при следующем максимуме *Cn*, когда задняя кромка пластины ускоряется, а передняя замедляется, индуктивный вклад в *Cn* нового вихря – положительный (см. рис. 3,6, рис. 1,в и рис. 3). Видно, что инерционные силы (за счет мгновенных присоединенных масс) доминируют (их вклад может превышать 100%), вклад сил вихревой природы мал, а циркуляционной – отрицателен. Наблюдается фазовая корреляция нормальной силы крыла с его угловым ускорением, взятым с противоположным знаком.



ЛИТЕРАТУРА

- Dickinson M. H. Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight / M. H. Dickinson, F. O. Lehmann and S. P. Sane // Science. - 1999. - Vol. 284. - P. 1954-1960.
- Dovgiy S. A. An Improved Vortex Lattice Method for Nonstationary Problems / S. A. Dovgiy, A. V. Shekhovtsov // Journal of Mathematical Sciences. – 2001. – Vol. 104, № 6. – P. 1615–1627.
- Shekhovtsov A. V. A Method for Evaluation of an Unsteady Pressure Field in a Mixed Potential-Vortical Domain Adjacent to the Rotating Wing International / A. V. Shekhovtsov // International Journal of Fluid Mechanics Research. – 2002. – Vol. 29, № 1. – P. 111–123.
- Довгий С. А. Апробация УМДВ для класса задач о колебаниях крыла в вязкой среде с ограниченным решением на кромках / С. А. Довгий, А. В. Шеховцов // Вісник Харк. нац. ун-ту. Сер. "Математичне моделювання. Інформаційні технології. Автоматизовані системи управління", вип. 12. – 2009. – № 863.– С. 111–128.
- Шеховцов А. В. Инерционно-вихревой принцип генерации усилий на крыльях насекомых / А. В. Шеховцов // Прикладная гидромеханика. – 2011. – Том 13 (85), № 1. – С. 61–76.

COMPUTER ACOUSTICS AS A STUDENT EXERCISE

Gayev Ye.A.¹, Ovcharchyn N.², Rozhok O.³ ¹National aviation university, Kyiv, Ukraine, <u>Ye_Gayev@i.ua</u> ²former NAU student, back-end developer, Prague, Czech, <u>nazacheres@gmail.com</u> ³former NAU student, back-end developer, Kyiv,Ukraine, <u>mizzdev@gmail.com</u>

It is no wonder for today that computers may produce sounds and even create music. Rather expensive programs may be bought for creation musical works. However, it is rarely used in general informatics curriculums for programmers. But, if so, this may better attract students to learning science, any kind of it. That is why we are looking for means that will effectively help to recent students in mastering science, and programming with MATLAB is one of them.

This short abstract explains briefly results of Term Papers done by two last authors with supervision of the first one, and published in [1]. In contrast to [2] written for sound professionals, we aim to provide easy exercises for those students who learn programming and would like to conjoin it with music and mathematics.

Mathematics of musical notes.

Recent computers include facilities to record and reproduce sounds. Mathematical environment MATLAB may produce sinusoidal numerical vectors of any frequency and reproduce them through computer loudspeaker. They sound, generally, awful. However, a numerical vector has been found that sounds as the note 'C' of first octave (or 'Do' in Italian and 'Дo' Russian systems):

>> F=2093; T=3; yC=sin(0:T*550*pi); sound(yC, F); F0=F; % the note 'C'

(the sign '>>' denotes the prompt from MATLAB' Command Line), *T* is approximate length of the sound in *sec*. Further notes 'D', 'B', 'H' etc. may be produced by the following mathematical algorithm:

>>
$$F = F^{2}(1/6); yD = sin(0:500^{*}pi^{*}F/F0); sound(yD, F)$$
 % the note 'D'
>> $F = F^{2}(1/6); yB = sin(0:500^{*}pi^{*}F/F0); sound(yB, F)$ % the note 'B'
>> $F = F^{2}(1/6); yH = sin(0:500^{*}pi^{*}F/F0); sound(yH, F)$ % the note 'H' (1)

In accordance with MATLAB' environment *guide* for designing Graphical User Interface (GUI), we produce a virtual piano for one octave able to perform a musical scale or an other simple work, see Fig. 1.





So, the correspondence between musical note in the "text form" like

'C # 4' (C sharp of forth), or 'Ab3' (La flat small octave)

and their frequencies has been settled. Now, one could write a program, say 'mySynthesizer.m' that substitutes each written note with its frequency and produces numerical vector like yC or yB above. We get a numerical vector in such a way that corresponds to musical work in its, of course, simplified form. It may be reproduced through computer with *sound*. The following function *freqParse* determines the frequencies for note of 8 octave:

```
function freq = freqParse(note)
% Frequency determination, Hz.
if (ischar(note) && length(note) > 1)
   octave = note (end);
   note_{-} = note(1 : end-1);
   base = 440;
   switch(note)
       case 'Cb' % note C flat
            freq = base/(2^{(10/12)});
       case 'C' % C or Do in Russian)
           freq = base/(2^{(9/12)});
       case 'C#' % C sharp
           freq = base/(2^{(8/12)});
       case 'Db' % нота Ре бемоль
           freq = base/(2^{(8/12)});
              . . . . . . . . . . . . . . . . . . .
. . . . . . .
   end
   % Account octave
   switch(octave)
        case '0'
            freq = freq/16;
        case '1'
           freg = freg/8;
        case '7'
           freq = freq *8;
   end
end
```

The result is a numerical vector to be reproduced with the commands like (1). One of small musical works will be performed.

Conclusion

We propagate Programming as a key discipline for recent students of first teaching years able to inspire them to all the consequent Curriculum disciplines. It is important so to demonstrate them the wide range of subjects they able to deal with it. Here was one of quite unexpected themes they can do with programming and mathematics. Music and sound have not been treated in others common programming courses. However, using MATLAB makes this possible.

References

- 1. Гаєв Є.О., Рожок О., Овчарчин Н. Звук та музика в курсі програмування. Інженерія програмного забезпечення, № 3 (19), 2014, с. 41 48. http://ecobio.nau.edu.ua/index.php/IPZ/article/view/9714/12319
- Ананьев А.Б. и др. МАТLАВ для акустиков, а также всех, кто собирается создавать и обрабатывать различного рода сигналы: учебное пособие. - К.: [ПП ВФ], 2007. – 192 с.

NUMERICAL SIMULATION OF HYDRODYNAMIC AND ACOUSTIC FIELDS GENERATED BY A CAVITY

Gorban I.M.¹, Basovsky V.G.², Khomenko O.V.³ ¹Institute of Hydromechanics of NANU, Kyiv, <u>ivgorban@gmail.com</u> ²Institute of Hydromechanics of NANU, Kyiv, <u>basovsky@ukr.net</u> ³Institute for Applied System Analysis, National Technical University of Ukraine "Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute", <u>olgkhomenko@ukr.net</u>

Cavities are a structural element of various engineering devices and means of transport, including aircrafts, submarines and ground vehicles. Numerous technical applications have stimulated a large number of studies devoted to cavity flows. Note that the majority of research deals with rectangular cavities and either supersonic or compressible subsonic flows because of their relevance to aeronautical applications. Much less attention has been given to low Mach number cavity flows and especially to non-rectangular cavities, although they are also widely implied in various engineering devices. In the present work, the incompressible fluid flow grazing over an open shallow cylindrical cavity and associated sound field are numerically studied.

The hybrid numerical technique coupled the vortex method for simulation of viscous incompressible flow and the Ffowcs William-Hawkings acoustic analogy is developed [1]. It is applied to the investigation of the hydrodynamic oscillations and acoustic pressure generated by a two-dimensional cylindrical cavity with an aspect ratio between the length and maximum depth



Fig. 1. Schemes of the flat wall with a cylindrical cavity and the flow

of $L/D \approx 5$. The problem is considered under a thin laminar boundary layer before the cavity and with the Reynolds number of $\text{Re} = 2 \cdot 10^4$, where Re is based on the cavity length, free-stream velocity and the kinematic viscosity of the ambient flow. The problem statement and main parameters are depicted in Fig.1. Note that the point $M(r, \varphi)$ in Fig. 1 indicates the listener position.

The simulation revealed that the cavity flow oscillates in the shear-layer regime. As it separates at the upstream edge, the shear layer develops between the free stream and fluid inside the cavity. Further the layer loses stability and clockwise large-scale vortex structures are generated there moving to the trailing edge. The snapshots of the vorticity field during one period are depicted in Fig. 2 (left). They show that two vortical structures can be identified in the cavity shear layer at any time. In Fig. 5a, the first vortex is located approximately in the middle of the cavity and the second vortex is born near the leading edge. Those travel downstream in the next pictures, growing with convection. At the end of the period, the first vortex impinges on the trailing edge (Fig. 5d). Its one portion spills over the cavity and moves downstream, increasing the thickness of the reattached boundary layer. The other component is swept downwards into the cavity amplifying the recirculation zone. Fig. 5 (right) illustrates the corresponding instantaneous pressure contours. Here the negative pressure zones are the markers of the vortex structures in the shear-layer. It is also seen that pronounced areas of positive pressure are emerging between the vortices. The fact that the flow oscillates in the shear-layer mode is confirmed by the value of mean drop coefficient \overline{C}_D . It follows from the time evolution of the instantaneous drop coefficient (Fig. 3 *a*) that $\overline{C}_D \approx 0.0096$ and the frequency of oscillations $f = 1/T \approx 1$ that ensures the Strouhal number $St = fL/U_0 \approx 1$. The shear-layer oscillations were found to be the reason of substantial pressure fluctuations in the near hydrodynamic field, which, in turn, radiate an acoustic wave in the far field. The calculated directivity chart for the sound

pressure levels is depicted in Fig. 3 *b*, in which the amplitude of pressure fluctuations is normalized with the dynamic pressure: $\overline{p}'_{amp}(r,\varphi) = p'_{amp}(r,\varphi)/(\rho_0 U_0^2/2)$. This picture demonstrates that the cavity flow is a source of dipole radiation with unequal lobes. The sound intensity in the backward direction is seen to be higher than that in the forward direction. The maximum value of the sound pressure is observed at $\varphi \approx 140^\circ$. The inverse proportion between the value of \overline{p}'_{amp} and the square root from radius *r* at any fixed angle φ follows from these results. This fact points out that the present cavity flow radiates a cylindrical sound wave in the far field.



Fig. 2. Instantaneous vorticity field (on the left) and pressure field (on the right) at four times during one cycle





1. Basovsky V.G., Gorban I.M., Khomenko O.V. Modification of hydrodynamic and acoustic fields generated by a cavity with fluid suction // Continuous and Distributed Systems IV: Theory and Applications. Springer-Verlag, Berlin , 2018 (in press).

DETECTION OF TROPHIC COMPLICATIONS USING FRACTAL AND INFOMATIONS MEASURES

Rudnitskii A.G., Rudnytska M.A. IHM NASU, Kyiv, <u>a.rudnitskii@gmail.com</u>

Skin temperature can be influenced by many abnormalities such as the presence of tumors, inflammation, infection or changes in nervous system function. The skin surface temperature is always the sum of all thermal processes taking place under the skin and an awareness of the underlying physiology must be considered when making clinical decisions. Nowadays the degree of stability in the regulation of the body's temperature is used as a parameter of health. The monitoring, grading and measuring of features in the thermograms are subjects of intense research [1].

The aim of this work was to investigate the potential of infrared thermography (IRT) in measuring skin temperature in diabetic patients. Diabetes is one of application where IRT has promising diagnostic potential. In particular, the monitoring of the feet of diabetics is a potential application for IRT. Vascular disorders and neuropathy are some of the complications associated with diabetes, especially in the extremities such as the foot which makes IRT suitable for examining this symptom. Even though these types of complications are very common in diabetics, there are very few reliable clinical markers for assessing their severity. However, before IRT can be integrated into the clinical routine, quantitative tools will need to be developed for this assessment.

Here we report early results from a trial study of using thermography for early detection of foot complications in diabetic patients. In our work for quantitative evaluating of condition of feet vascular system we used fractal dimension of the IR images. From a statistical point of view, infrared images can be seen as complicated pictorial patterns from which sets of statistics can be obtained for characterization purposes (mean gray level, standard deviation and entropy, among others). We decided to use fractal dimension because fractal properties of vascular system have to change when trophic properties tissues change (it is well known that vascular system has fractal properties). For estimating the complexity of this IR images we transformed them into fractal dimension (FD) domain using the differential box-counting (DBC) algorithm [2].

The FD transformation resulted in image with considerably enhanced features: the edges separating different tissue structures and the branching structures of the large blood vessels become more distinguishable. Having the FD-transformed images we had selected an region of interest (ROI)s that lies within the left and right legs for each patient. The ROIs were selected manually.

We are aware that fractal dimension has some limitations for description images texture. First of all, the estimation of the fractal dimension depends on the scale and method. Further, the fractal dimension is an "integrating" measure, that is, it is produced by accumulating the information extracted from the function at many scales. This means that one can have two very different-looking textures that have the same fractal dimension. Finally, any anisotropy present in the texture is wiped out and lost for this measure.

That's why we decided to enrich the description of textures offered by fractal models. For this we tried to use such features, as lacunarity and anisotropy of pictures.

Lacunarity is a measure of non-homogeneity of the data. It measures the "lumpiness" of the data. It is defined in terms of the ratio of the variance over the mean value of the function. I used following definition for an $N \times M$ image with grey values I(n,m)

$$\Lambda = \frac{\left(\sum_{n=1}^{N} \sum_{m=1}^{M} I(n,m)^{2}\right) / (NM)}{\left(\left(\sum_{k=1}^{N} \sum_{l=1}^{M} I(k,l)\right) / (NM)\right)^{2}} - 1.$$
Note, that if the distribution of grey values is totally uniform, Λ is 0. The higher the value of Λ , the more inhomogeneous the surface and vice versa. Lacunarity certainly enhances the description of a texture, but still it cannot account for any anisotropy of the data.

The anisotropy of images evaluated using comparing FD and Lacunarity fo left and right legs (ROI) of every patient. This procedure was repeated for each ROI for each time sequence image (22 images) for a specific individual (5 diabetic patients and 5 individuals from control group). This procedure was repeated for each ROI (left and right) for each time sequence image (22 images) for a specific individual (5 diabetic patients and 5 individuals from control group). Thus, for case of processing of both legs we had got Fig.1., which shows FD_{avg} vs Lac_{FD} . The numbers on these figures indicate the patient number in the group-red numbers and red circles for diabetic patients and blue for the Control group. On the figure we see, that all of individuals were quite successfully divided into two clusters and only 1-st control person is among diabetic cluster.



Fig.1.

To conclude, IRT was found to be able to evaluate changes in skin temperature related to various conditions affecting tissues. Even though the skin temperature does vary due to different subcutaneous and superficial conditions, IRT imaging of skin surface possessed diagnostic potential. However, in order to optimize the potential of this diagnostic technique, the relationship between skin temperature and pathological conditions deeper in body will need to be clarified. Based on the present results, one may speculate that in the future, IRT may become a complementary tool to be used in a patient's clinical assessment and to help in therapeutic decision making.

- 1. N. Diakides and J. Bronzino, Medical Infrared Imaging (Taylor Francis Group, Boca Raton, Florida, 2008).
- 2. N. Sarkar and B. B. Chaudhuri, "An efficient differential box-counting approach to compute fractal dimension of image," IEEE Trans. Syst., Man, Cybern., vol. 24, no. 1, pp. 115–120, Jan. 1994.

IMPROVEMENT OF HIGH-SPEED TRAIN AERODYNAMICS, BASED ON MICROBLOWING TECHNIQUE

Shkvar Ye.O., E Shi-ju, Kryzhanovskyi A.S., Cai Jian-Cheng Zhejiang Normal University, Jinhua, China, <u>shkvar.eugene@qq.com</u>

Introduction.

Due to the importance and intensive developing of high speed train transportation the research area in the field of its efficiency improvement is very wide (from magneto-levitation principles application to pantograph optimization), but the most actual subject of study is highspeed train aerodynamics. For typical wheel trains with the cruising speed of 300 km/h, the aerodynamic drag is about 85% and its friction component is about 30% of the total train's drag, so the problem of friction drag reduction is one of the most actual for such kind of vehicles. Because of the fact that due to typical sizes and speeds of modern vehicles (aircrafts, ships, cars, trains) the most of their surface is streamlined by turbulent flow, any efforts, directed to a purposeful modification of turbulent exchange mechanism, will effectively reduce the friction drag and, as a result, minimize the fuel consumption and harmful pollution into atmosphere. There are several effective turbulent flow control methods that allow to reduce the friction component of drag by near-wall flows modification, namely: suction, blowing, surface riffling, application of very special tools like Large Eddy BreakUp devices or even exotic enough plasma actuators. The microblowing (injecting a small amount of air through the penetrable streamlined surface into the boundary layer) seems to be the most effective, reasonable and practically applicable to high-speed trains (Fig. 1) and its mathematical modelling and further efficiency analysis is the goal of the presented research.



Fig. 1. The principal idea: to realize microblowing through the streamline surface (or its part) of high-speed train

Decomposition approach of modelling the flow around high-speed train with microblowing.

The conducted research was based on a unified and simplified high-speed train geometry and working conditions, namely: 8 carriages $25 \text{ m} \times 3.4 \text{ m} \times 3.8 \text{ m}$ (length × width × height) train with total length $25 \times 8=200 \text{ m}$ (Fig. 1), 100 m/s (360 km/h) cruising speed and symmetrical flow around it. The **most important problem** is to get the aerodynamic characteristics of a long (200 m) high-speed (about 100-125 m/s and more) train with presence of small value of locally distributed blowing velocity (about 0.1 m/s). This problem has been solved by its effective **decomposition** into two following conjugate parts: (1) Modeling of the flow around 3D highspeed train without considering the blowing effect in a big domain, covering the whole train body; (2) Independent modelling the turbulent boundary layer in small enough domain, localized in the vicinity of train external surface. Such decomposition is possible because of two reasons: (1) Blowing effect, due to its localization near streamlined surface, affects effectively only on the skin friction coefficient, which under non-separation conditions can't change the parameters of pressure distribution over train body. So, pressure distribution can be calculated only once for the case of blowing absence; (2) The boundary layer parameters can be determined independently for different kinds of blowing influence on the base of known pressure distribution, when blowing is absent.

In order to validate the developed modelling approach, the developed turbulent flow over a flat plate with one penetrable section, experimentally studied by Kornilov V.I., Boiko A.V., has been simulated numerically (Fig. 2a) and applied for determining the Van Driest damping parameter vs $V_n^+ = V_n / v_*$ ($v_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$, τ_w – wall shear stress) in the form:

 $A^+ = 764.1V_n^+ + 26$ for $V_n^+ \le 0.01$; $A^+ = 36.5 / (8.5V_n^+ + 1)$ for $V_n^+ > 0.01$.

The developed two-stage flow model has been verified by its application to the case of nonuniform microblowing (Fig. 2b) through the set of three penetrable sections. The obtained numerical results of local skin friction coefficient $C_f = 2\tau_w/(\rho V_{\infty}^2)$ demonstrate quite satisfying for practical needs level of correspondence to the experimental data, excepting the zone of flow relaxation behind the last porous section in the case of non-uniform microblowing.



Fig. 2. Local skin friction coefficient distribution C_f(x) along the flat plate with different kinds of penetrable sections: lines – Shkvar's numerical prediction of without blowing (line 1), with uniform blowing x_{pen}=[1.17; 1.58], C_b=0.00277 (line 2) and non-uniform blowing, C_b=0.00344 (line 3).
Circles – corresponding experimental data, obtained by Kornilov V.I., Boiko A.V. (Towards improving the efficiency of blowing through a permeable wall and prospects of its use for a flow control // PNRPU Aerospace Engineering Bulletin. – 2016. – № 45, – P. 50-69)

The applicability of uniform and non-uniform microblowing has been tested for the highspeed train body in a wide variety of different combinations of transversal penetrable and impenetrable sections, having different lengths and blowing intensity C_b along x axis. For all studied cases the efficiency of the proposed method was convincingly confirmed.

Conclusions:

(1) The methodological concept, corresponding mathematical model and computational method of turbulent flow development over the high-speed train with uniform and periodically intermitted non-uniform microblowing through its streamlined surface have been developed. (2) Realization of micro-blowing with blowing velocity 0.25% of train speed (V=100m/s) on the 70% of streamline surface area allows to reduce the aerodynamic drag (including the most actual friction and head-tail pressure components) of the whole train (L=200m) by about 5.25% for every train carriage (L=25m), so in case of microblowing realization on all 8 train carriages its aerodynamic drag can be reduced approximately by 42%.

Afterword. This research is dedicated by its authors to the memory of two well-known Ukrainian scientists and educators in the area of mechanics of liquid and gas – Doctors of Phys.-Math.Sci., Prof. Movchan V.T. (5.10.1937-29.08.2017) from the National Aviation University and Prykhodko O.A. (14.04.1953-3.09.2018) from the Dnipro National University. R.I.P.

NOISE OF PULSATING FLOW THROUGH MECHANICAL MITRAL VALVE

Voskoboinick V.^{1*}, Redaelli A.², Chertov O.³, Fiore B.², Voskoboinick A.¹, Tereshchenko L.¹, Lucherini F.²
¹Institute of Hydromechanics NASU, Kyiv, Ukraine, <u>vlad.vsk@gmail.com</u>
² Technical University Politecnico di Milano, Milan, Italy
³Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute, Kyiv, Ukraine

The paper presents the results of experimental research of hydrodynamic noise of pulsating flow through a bileaflet mechanical mitral valve. The pulsing flow corresponds to the diastolic mode of heart work with a cardiac rhythm of 60 beats per minute. Experimental studies of the flow of pure water, whose density is close to the blood density, and the kinematic coefficient of viscosity is 4-5 times lower than that of blood, were carried out in a micro laboratory of the Technical University of Politecnico di Milano (Italy). The mechanical bileaflet heart valve with a diameter d=25 mm from Sorin biomedica (Italy) was used in this research. The valve was located between the model of the left atrium and the model of the left ventricle of the heart. Inside the model of the left ventricle was located a coordinate device on which a block of miniature sensors of absolute pressure and pressure fluctuations was installed. The coordinate device allowed the sensors to move downstream from the bileaflet valve along the direction of the jets that flowed out of the open or semi-closed valve (Fig. 1). Vibrations on the surface of the experimental bench, absolute pressure and pressure fluctuations inside it were recorded using piezoceramic single-component accelerometers, as well as miniature piezoresistive and piezoceramic absolute pressure and pressure fluctuation sensors. The electrical signals of the sensors were amplified by low-noise amplifiers and were fed to personal computers using multichannel analog-to-digital converters. The processing and analysis of the experimental results were carried out using the theory of probability and mathematical statistics [1].

The impulse pump pumped water through the mitral valve in accordance with the diastolic mode of the heart. In this mode, two pulsatile blood flows through the mitral valve. The first pulse is formed by the expansion of the left ventricle of the heart (wave E), and the second by the





contraction of the left atrium (wave A). The shape of the curves of impulse water flow through the mitral valve in the form of water rate, which was recorded by an ultrasonic velocity meter, is shown in Fig. 2. Here, the water rate, measured in l/min, is shown as a function of the propagation time of the pulse. Curves 1 and 2 simulate blood flow through the left ventricle of a small person (71% of the pump's power), and curves 3-5 simulate blood flow of an adolescent (50%). Curves 1 and 3 were measured to supply clean water under semiclosed valve conditions, and curves 2, 4 and 5 were measured to supply water through an open mitral valve. The first, higher impulse of water rate corresponds to wave E, and the second pulse corresponds to wave A of the diastolic cycle. Short-term statistical processing of the results of the research of hydrodynamic noise of pulsating water flow through the mitral heart valve made it possible to separate the pulses of the wave E and wave A of the diastolic cycle. It was found that the wave E transport velocity was almost 1.8 m/s for the conditions of the open mitral heart valve and 3.3 m/s for the operation conditions of the semi-closed heart valve of a small person.



Changes of the root-mean-square values of pressure fluctuations along the side jet, what pulsates at a frequency of 1 Hz, for the conditions of operation of the models of the hearts of an adolescent and a small person are shown in Fig. 3. Here, curves 1 and 2 are measured for operating conditions of 50% of the pump power, and curves 3 and 4 are measured for operating conditions of 71% of the pump power. Curves 1 and 3 are measured for an open mitral valve and curves 2 and 4 for a semi-closed valve. Integral characteristics of hydrodynamic noise are measured in the valve wake when the sensor array is removed along the side jet. The rms values of the pressure fluctuations in the wake of the sidel jet of the mitral valve of a small person are more than 1.5 times higher than in the adolescent practically along the entire length of the jet. The hydrodynamic noise of the pulsating side jet of the semi-closed valve is higher than for the open valve, which correlates with studies in the steady flow of water through the mitral valve [2, 3]. The pressure fluctuation levels gradually decrease with the removal from the mitral valve.

Spectral levels of pressure fluctuations along the pulsating side jet of the semi-closed mitral valve, when is simulated the diastolic cycle of the adolescent's heart, are shown in Fig. 4. Here, curve 1 is measured at a distance d downstream the mitral valve, curve 2 is measured at a distance of 1.1d, curve 3 is measured at a distance of 1.2d, curve 4 is measured at a distance of 1.4d, curve 5 is measured at a distance of 1.8d, and curve 6 is ambient noise. As the research results show, in the frequency range up to 20 Hz the dynamic range of measurements exceeds 30 dB. With the removal from the mitral valve, spectral levels of hydrodynamic noise decrease, especially strongly at the frequency of pulsations of the flow and its higher harmonics.

Acknowledgements

The studies were carried out with the financial support of the project AMMODIT (Approximation Methods for Molecular Modeling and Diagnosis Tools) - project number: 645672, funded under the Horizon 2020 program.

References

- 1. Bendat J.S., Piersol A.G. Random Data: Analysis and Measurement Procedures NY: Wiley, 2010. 640 p.
- Voskoboinick V.A., Redaelli A., Chertov O.R., Fiore G.B., Voskoboinick A.V., Rudnitskii A.H., Tereshchenko L.M., Siryk S.V., Lucherini F. Effect of fluid viscosity on noise of bileaflet prosthetic heart valve // KPI Science News. – 2017. – N 5. – P. 41-50.
- 3. Voskoboinick V.A., Voskoboinick A.A., Voskoboinick A.V., Lucherini F., Redaelli A., Tereshchenko L.N., Fiore B. Jet flow and hydrodynamic noise of the open mechanical bileaflet heart valve // Hydrodynamics and acoustics. 2018. 1(91), N 1. P.7-32.

ДЛЯ НОТАТОК



Друк трафаретний (різографія). Наклад 100 прим. Надруковано в Інституті гідромеханіки НАН України. 03057, Київ, Желябова, 8/4.