

УДК 532.528

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВХОДУ ДО ВОДИ ОСЕСИМЕТРИЧНИХ ТІЛ З ВІД'ЄМНИМИ ГРАДІЄНТАМИ ТИСКУ

І. Г. НЕСТЕРУК, О. М. ЗВЕРХОВСЬКИЙ

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Отримано 27.08.2009 ◊ Переглянуто 15.04.2010

Проведено серію експериментів з входу до води осесиметричних тіл особливої форми з від'ємними градієнтами тиску на їхній поверхні. Виявлено різні режими обтікання. Зокрема, на малих швидкостях каверни не виникали. Зі збільшенням швидкості входу виникало типове нестационарне суперкавітаційне обтікання. Значний вплив на критичну швидкість, при якій змінюється тип обтікання, мала форма тіла. Зокрема, для однієї з моделей тонкого тіла каверна не виникала в усьому доступному діапазоні швидкостей (до 6 м/с).

Проведена серия экспериментов с входом в воду осесимметричных тел особой формы с отрицательными градиентами давления на их поверхности. Обнаружены различные режимы обтекания. В частности, на малых скоростях входа в воду каверны не возникали. При увеличении скорости входа возникало типичное нестационарное суперкавитационное обтекание. Существенное влияние на критическую скорость, при которой изменяется тип обтекания, имела форма модели. В частности, для одной из моделей тонкого тела каверна не возникала во всем доступном диапазоне скоростей (до 6 м/с).

A series of water entrance tests for different special axisymmetric bodies with the negative pressure gradients along the surface has been carried out. Different flow patterns were revealed. In particular, for the smaller velocities, the flow without a cavity takes place. The increase in the entrance velocity leads to the typical non-steady supercavity flow. The body shape influences significantly the critical entrance velocity at which the flow pattern changes. In particular, an example of a slender body showed the flow pattern without a cavity for the whole range of the available entrance velocity (to 6 m/s).

ВСТУП

Для запобігання відриву примежового шару можуть використовуватись спеціальні форми з відповідним розподілом статичного тиску. Наприклад, від'ємний градієнт тиску на поверхні забезпечує безвідривний режим обтікання. Більшість дослідників вважають, що мінімальний статичний тиск досягається в області міделя тіла, а градієнт тиску додається після точки максимальної товщини. Це було використано в так званих ламінаризованих формах [1], отриманих максимальним зсувом точки максимальної товщини вниз за течією.

Цікаво було дослідити можливість забезпечення від'ємного градієнта тиску після точки максимальної товщини. Приклад такого тіла наведений в [2], але безвідривне обтікання моделі було досягнуто тільки з використанням відсмоктування примежового шару.

В [3–8] було виконано серію теоретичних та експериментальних досліджень тіл спеціальної форми для запобігання відриву та кавітації без використання активних методів управління примежовим шаром. Для розрахунків осесиметричних тіл та двовимірних профілів з від'ємними градієнтами тиску на поверхні використовувались теорія тонкого тіла та точні розв'язки рівнянь Ейлера. Ре-

зультати аеродинамічних експериментів з запропонованими осесиметричними тілами наведені в [3–7]. Деякі з цих форм забезпечують безвідривне обтікання для відносно малих чисел Рейнольдса.

Оскільки початок кавітації на гладкій поверхні зв'язаний з відривом (див. наприклад, [9, 10]), представлені тіла можуть забезпечити обтікання в рідині без кавітації. Початком таких досліджень стала серія експериментів з входу до води осесиметричних тіл спеціальної форми, проведених у даній роботі.

1. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ ТА МОДЕЛЕЙ ОСЕСИМЕТРИЧНИХ ТІЛ

Експерименти проводились в спеціальній зі скляними стінками ємності глибиною 2 м і прямокутним перерізом 0.6×0.8 м. Досліджуване тіло розміщувалося над вільною поверхнею води на висоті H , яка і визначала швидкість тіла при вході в воду, оскільки його початкова швидкість дорівнювала нулю. Картина обтікання фіксувалась швидкісною цифровою відеокамерою за допомогою тіншового методу реєстрації. Схема установки показана на рис. 1, де 1 – досліджуване тіло; 2 – вільна поверхня води; 3 – цифрова відеокамера; 4

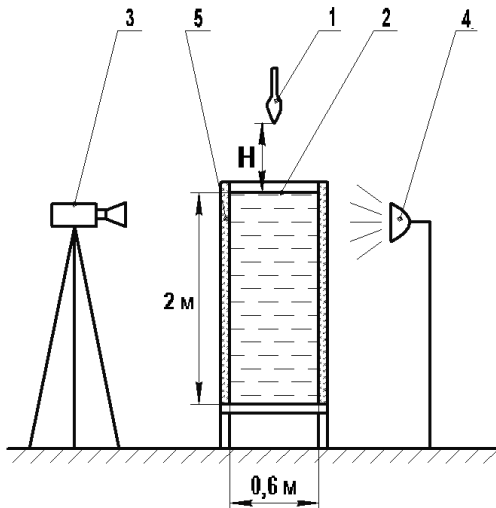


Рис. 1. Схема експериментальної установки

Чотири різних тіла, V-1, V-3, UA-2 і S, падали вертикально в воду. Швидкість входу до води U_e становила від 1 до 6 м/с. Форми тіл і розподіл тиску показані на рис. 2–5. Ці форми були досліджені в аеродинамічній трубі (див. [5, 11, 12]). Тіла UA-2 і S забезпечували безвідривний режим стаціонарного обтікання в діапазоні чисел Рейнольдса $100000 < Re_L < 300000$ (див. [5, 11, 12]). Відрив з'являвся на формах V-1 і V-3, але використання малої перешкоди, розташованої на поверхні в області максимального радіуса, запобігало відриву при достатньо великих числах Рейнольдса (див. [5]).

В експериментах ми використовували півкругле гумове кільце з радіусом 0.5 мм, щоб отримати безвідривний варіант форми V-3. Це тіло позначене V-3-U. Максимальний діаметр моделей V-1 і V-3 становив 56.5 мм, діаметри тіл UA-2 і S дорівнювали 56.76 мм і 30.26 мм відповідно. Тіла V-1, V-3 і UA-2 мали однакову довжину 200 мм. Довжина тіла S становила 280 мм. Всі моделі закінчувались циліндричною трубкою (як показано на рис. 5) довжиною 200 мм для V-1 і V-3; 300 мм – для UA-2 і 220 мм – для S. Загальна маса (тіло+трубка) m дорівнювала 0.86 кг для V-1; 0.37 кг для V-3; 0.36 кг – для UA-2 та 0.315 кг – для S. Для дослідження впливу маси тіла використовувалась додаткова деталь вагою 0.23 кг, що розташовувалась всередині тіла V-3. Варіант моделі з додатковою вагою позначений V-3-H.

2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

Було виявлено, що характер обтікання залежить не тільки від початкової швидкості входу до

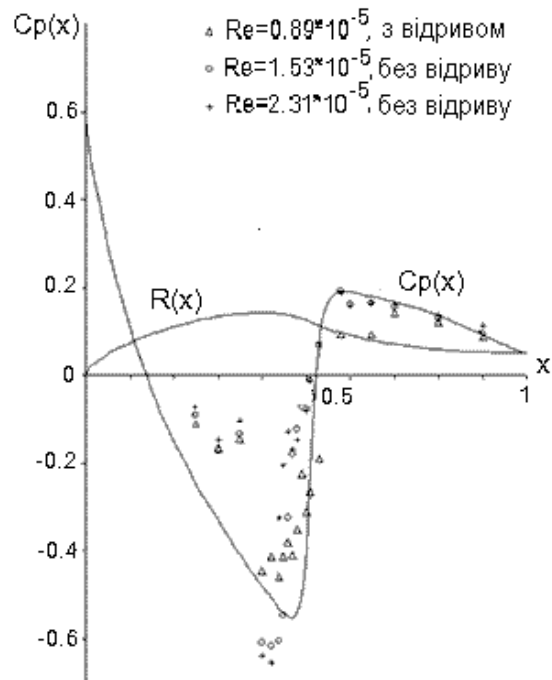


Рис. 2. Радіус та теоретичний розподіл тиску для тіла V-3

води, але і від форми тіла. Для ілюстрації цього факту на рис. 6–8 наведені фотографії входу до води моделей V-1, V-3 та UA-2 з приблизно однаковою початковою швидкістю занурення, що становила 3.5 м/с. Видно, що на тілах V-1 та V-3 в областях за міделем формуються нестационарні каверни, форма яких у фіксовані моменти часу зображена на рис. 6 та 7. На відміну від цих моделей тіло UA-2 обтікалось без кавітації не тільки у показаний на рис. 8 момент часу, але і під час всього процесу занурення з початковою швидкістю 3.5 м/с. Треба зазначити, що всі моделі мають приблизно однаковий максимальний діаметр; більше того, тіла V-3 і UA-2 мають майже однакову масу.

Характер обтікання тих самих моделей V-1, V-3 та UA-2 з більшою початковою швидкістю занурення, що була приблизно однаковою і становила 4.5 м/с, показаний на рис. 9–11. Видно, що на цій більшій швидкості суперкавітаційний режим обтікання властивий вже всім трьом тілам. При цьому довжина каверн на моделях V-1 та V-3 збільшується порівняно з випадком меншої швидкості занурення, показаним на рис. 6 та 7. Даний факт легко пояснюється зменшенням характерних чисел кавітації і наведеними нижче оцінками. При збільшенні швидкості еволюція каверни набуває форм, характерних для так званого глибинного змикання.

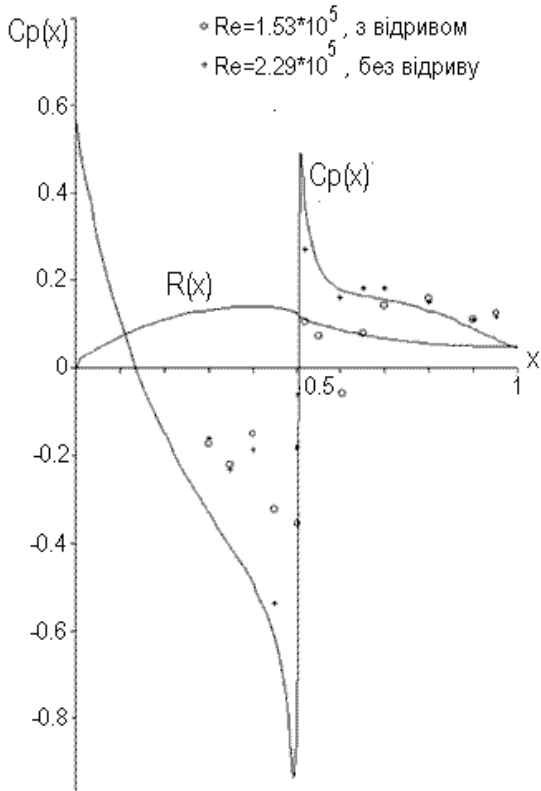


Рис. 3. Радіус та теоретичний розподіл тиску для тіла V-1

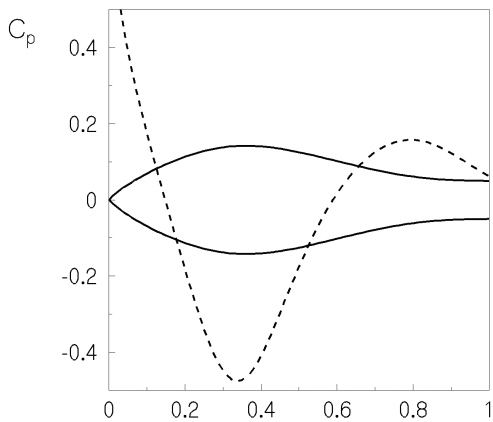


Рис. 4. Радіус та теоретичний розподіл тиску для тіла UA-2

Характерні для цього явища каверни з "горловиною" особливо яскраво спостерігались для тіла V-3-U. На рис. 12, 13 наведені форми каверн за цим тілом у два послідовних моменти часу. Для оцінок координати точки змикання каверни та часу змикання від початку занурення можна скористатись отриманим в [13] розв'язком задачі вертикального входу до води зі сталою швидкістю U

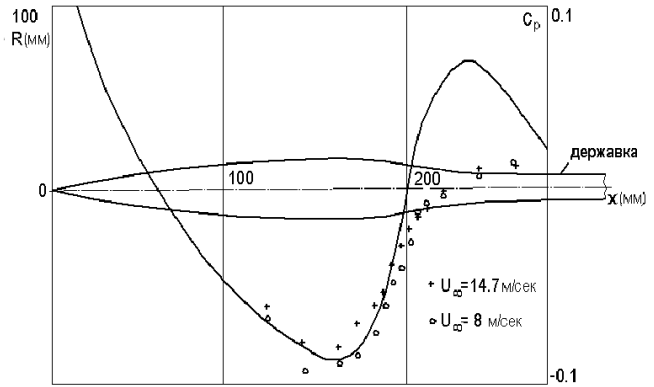


Рис. 5. Радіус та теоретичний розподіл тиску для тонкого тіла S

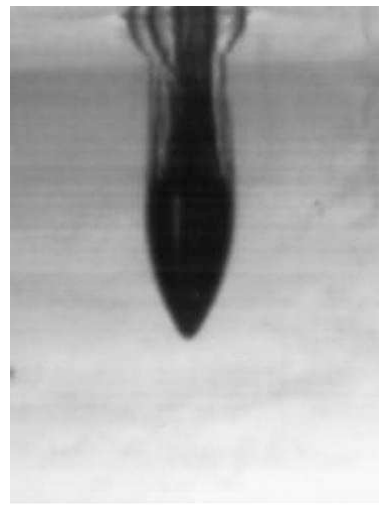


Рис. 6. Тіло V-1. Швидкість входу до води 3.5 м/с

тонкого осесиметричного кавітатора:

$$\frac{R^2(x, t)}{R_{max}^2} = \frac{\sigma(t)}{2 \ln \epsilon} \frac{x^2}{R_{max}^2} - \frac{1}{3 Fr^2 \ln \epsilon} \frac{x^3}{R_{max}^3} + 1, \quad (1)$$

де $R(x, t)$ – радіус нестационарної осесиметричної каверни, R_{max} – максимальний радіус тіла, $Fr = U/\sqrt{gR_{max}}$ – число Фруда, ϵ – малий параметр тонкості тіла (відношення R_{max} до сумарної довжини тіла і державки).

Експерименти показали, що відрив каверни відбувається в зоні міделя тіл (див., наприклад, рис. 6, 7, 9–13), тому похідна від радіуса каверни в точці її початку $x = 0$ дорівнює нулю. Даний факт враховано в рівнянні (1). Якщо вважати, що тиск у каверні до моменту глибинного змикання дорівнює атмосферному, то поточне (залежне від часу

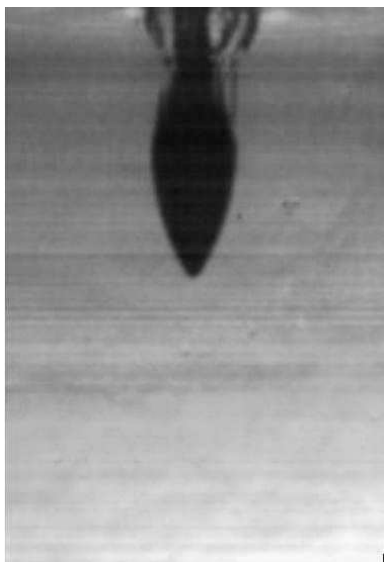


Рис. 7. Тіло V-3. Швидкість входу до води 3.5 м/с

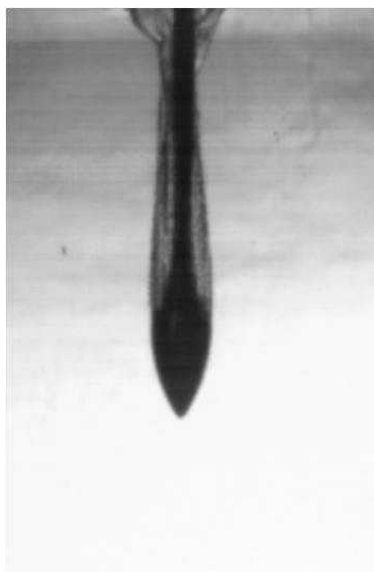


Рис. 9. Тіло V-1. Швидкість входу до води 4.5 м/с

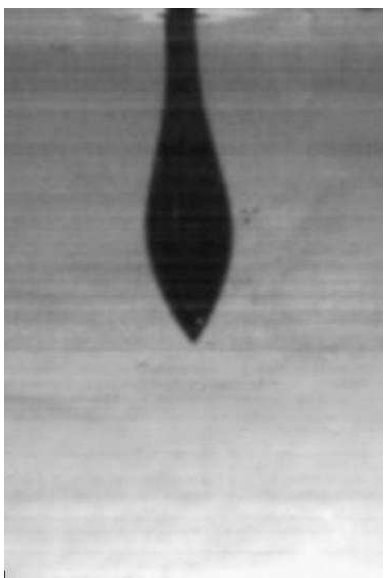


Рис. 8. Тіло UA-2. Швидкість входу до води 3.5 м/с

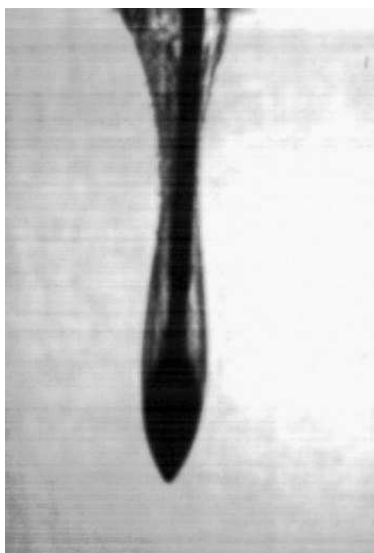


Рис. 10. Тіло V-3. Швидкість входу до води 4.5 м/с

t) число кавітації задається формулою

$$\sigma(t) = \frac{2gt}{U}. \quad (2)$$

Шляхом диференціювання рівняння (1) по координаті x можна визначити положення горла каверни x_{min} – точки, що відповідає мінімальному радіусу каверни:

$$\frac{x_{min}}{R_{max}} = \frac{\sigma(t)Fr^2}{3}. \quad (3)$$

Тоді, підставивши вираз (3) в (1) і врахувавши,

що в момент змикання мінімальний радіус каверни дорівнює радіусу державки R_s , отримуємо значення числа кавітації в момент змикання:

$$\sigma_c = \left[-54 \left(1 - \frac{R_s^2}{R_{max}^2} \right) \ln \epsilon \right]^{1/3} Fr^{-4/3}. \quad (4)$$

З рівнянь (3) і (4) можна знайти координату точки змикання:

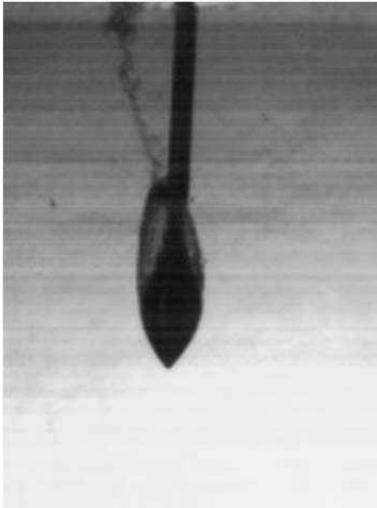


Рис. 11. Тіло UA-2. Швидкість входу до води 4.5 м/с

$$\frac{x_c}{R_{max}} = \frac{Fr^{2/3}}{3} \left[-54 \left(1 - \frac{R_s^2}{R_{max}^2} \right) \ln \epsilon \right]^{1/3}, \quad (5)$$

а співвідношення (2) та (4) дозволяють визначити час глибинного змикання каверни:

$$t_c = \frac{R_{max}^{2/3}}{2U^{1/3}g^{1/3}} \left[-54 \left(1 - \frac{R_s^2}{R_{max}^2} \right) \ln \epsilon \right]^{1/3}. \quad (6)$$

З рівняння (5) видно, що координата точки змикання каверни зростає при збільшенні швидкості занурення. Оскільки значення цієї координати є оцінкою довжини каверни за тілом в тому діапазоні глибин, де проводились спостереження, то можна стверджувати, що теорія узгоджується з експериментальними даними про збільшення довжини каверн при зростанні швидкості занурення (що видно, зокрема, з порівняння рис. 6 та 7 з рис. 9 та 10).

Оцінки величини x_c/R_{max} за формулою (5) дають значення в діапазоні від 4.1 до 8.5 при зростанні швидкості занурення від 2 до 6 м/с. Безрозмірні координати початку та кінця державки для тіл V-1 та V-3 оцінюються значеннями 4.3 та 11.3. Отже, теоретичні оцінки підтверджують експериментальні спостереження про те, що глибинне змикання відбувалось на державці.

Формула (6) свідчить, що час глибинного змикання повільно зменшується при зростанні швидкості занурення. Зокрема, в діапазоні швидкостей від 2 до 6 м/с оцінка (6) дає значення від 0.06 до 0.086 с. Експериментальні дані для часу глибинного змикання знаходяться в межах від 0.06 до

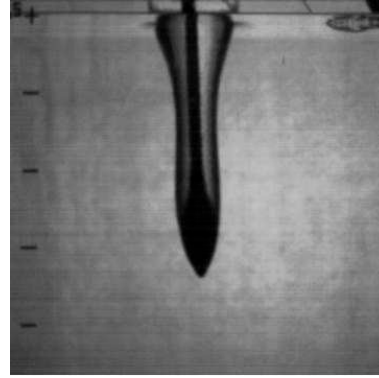


Рис. 12. Тіло V-3-U. Швидкість 4 м/с, момент часу 0.08 с після входу

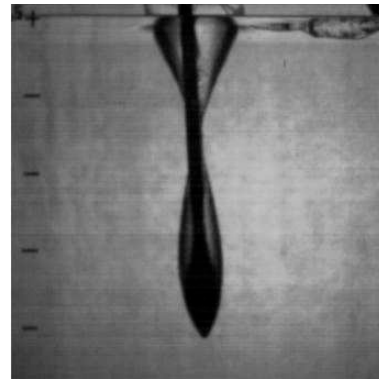


Рис. 13. Тіло V-3-U. Швидкість 4 м/с, момент часу 0.1 с після входу

0.09 с. На жаль, недостатня точність вимірювань цього часу не дозволяє зробити однозначний висновок про його зменшення при зростанні швидкості занурення.

Варто відзначити, що для тонких конусів та тіл простої форми (диска або сфери) час глибинного змикання практично не залежить від швидкості занурення зі сталою швидкістю. Про це свідчать теоретичні розрахунки [13, 14] та експериментальні спостереження [15]. Для експериментального підтвердження або заперечення слабкої залежності від швидкості (відповідно до формули (6)) потрібно збільшити точність реєстрації моменту змикання або збільшити швидкість входу моделей. Слід також зауважити, що оцінка (6) справедлива лише для сталої швидкості занурення. Наші спостереження свідчать, що рух тіл після занурення був суттєво нестационарним (для менших швидкостей – прискореним, для більших – сповільненим).

Для визначення впливу форми тіла і його ваги на критичне значення швидкості початку занурення, при якому відбувається перехід від безвід-

ривного до кавітаційного режиму обтікання, була проведена серія додаткових експериментів з малими швидкостями входу до води для тіл V-3, V-3-U і V-3-H. Наявність кільця на поверхні тіла V-3 в зоні його міделя (тіло V-3-U) зменшує критичну швидкість (до величини приблизно 1.3 м/с), в той час, як для тіла V-3 і його більш важкої версії V-3-H це значення становило приблизно 2 м/с. Для тіла UA-2 критична швидкість дорівнювала приблизно 4 м/с.

Варто особливо підкреслити, що на тонкому тілі S не було виявлено кавітації в усьому діапазоні швидкостей входу до води (до 6 м/с, див. рис. 14). Цікаво зробити оцінки координати точки можливого глибинного змикання каверни для цього тіла за умов його існування. Якщо припустити, що стала швидкість занурення становить 6 м/с і каверна відривається в області міделя, то оцінка величини x_c/R_{max} для тіла S за формулою (5) дає значення 11.3. Безрозмірні координати початку та кінця державки для тіла S оцінюються величинами 8.6 та 23.1. Отже, в разі існування на цьому тілі каверни, її глибинне змикання на швидкості занурення 6 м/с могло би відбуватись на державці (як це мало місце для всіх інших моделей). Оскільки в експериментах не виявлено каверн на тілі S, то це може свідчити, що швидкість 6 м/с недостатня для кавітаційного режиму обтікання або ця форма забезпечує безвідривний режим обтікання в усьому діапазоні швидкостей входу до води. Відповідь на ці важливі запитання можуть дати експерименти з більшими швидкостями занурення.

Дослідження тіла V-3-U в аеродинамічній трубі свідчать про безвідривний режим обтікання в діапазоні $150000 < Re_L < 300000$ (див [5]). Наші експерименти виявили відрив і каверну у діапазоні швидкостей входу, що відповідали числам Рейнольдса в межах $125000 < Re_L < 750000$. Отже, вход до води тіла V-3-U відбувається у відривному режимі, в той час, як стаціонарне обтікання потоком повітря в такому ж діапазоні чисел Рейнольдса є безвідривним. Подібні розбіжності можна пояснити як нестационарним характером процесів входу у воду, так і впливом вільної поверхні води. Варто також зауважити, що форма каверни на тілі V-3-U помітно відрізняється від каверн на дуже близькому за формою тілі V-3 (див. рис. 7, 10, 12, 13).

Для оцінок опору тіл різної форми за допомогою кінограми розраховувались значення середнього прискорення. Точність такого методу вимірювань була досить обмеженою. Разом з тим, можна стверджувати, що опори тіл V-1, V-3, UA-2, V-3-U, V-3-H суттєво не відрізняються і значно

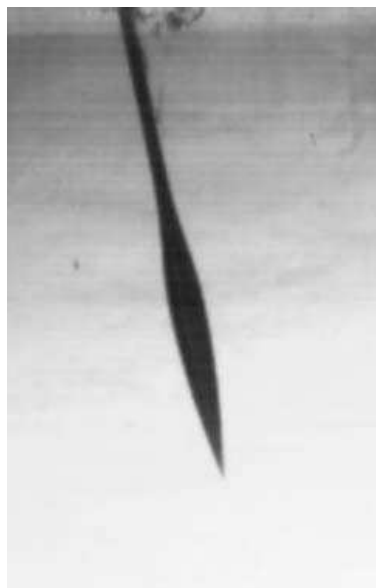


Рис. 14. Тонке тіло S. Швидкість входу до води 6 м/с



Рис. 15. Тіло V-3 без державки. Втрата стійкості руху

перевищують опір тонкого тіла S. Як і слід було очікувати, опори всіх тіл зростають при збільшенні швидкості входу до води. Зокрема, величина $m(a - g)$ (тут a – розрахований опір тіла) становила при $U_e = 4$ м/с приблизно 5 Н для тіл V-1, V-3, UA-2, V-3-U, V-3-H та приблизно 2.5 Н для тонкого тіла S.

Якщо відняти від наведених значень середню гідростатичну складову опору (силу Архімеда, що відповідає половині об'єму тіл), то гідродинамічний опір можна оцінити значенням 3.6 Н для тіл V-1, V-3, V-3-U, V-3-H; значенням 3.1 Н – для тіла UA-2 та 2 Н – для моделі S. Отримані дані дозволяють оцінити об'ємні коефіцієнти опору тіл C_V (віднесені до повного об'єму тіл з державками в степені 2/3). Прості розрахунки дають значення $C_V = 0.09$ для тіл V-1, V-3, V-3-U, V-3-H; вели-

чину $C_V = 0.07$ – для тіла UA-2 та $C_V = 0.12$ – для моделі S. Отримані величини в 6–7 разів перевищують значення об'ємних коефіцієнтів опору тертя тіл при стаціонарному безвідривному ламінарному обтіканні, що свідчить про суттєві ударні навантаження, що діють на тіла під час їхнього входу до води. Для визначення форм, що зменшують ці навантаження, необхідне збільшення точності вимірювань поточних координат тіл.

Експерименти з різними модифікаціями тіла V-3 без державки виявили суттєву нестійкість його руху. Приклад такої динаміки тіла показаний на рис. 15. Цікаво відзначити, що використання додаткової ваги, розташованої в носі моделі V-3, не стабілізувало її рух. Проблема стабілізації руху суттєво обмежує експериментальні швидкості, оскільки відхилення від вертикальної траєкторії (воно спостерігалось навіть для моделей з державками) може призводити до пошкоджень моделі та установки.

ВИСНОВКИ

Було досліджено вхід до води тіл з від'ємним градієнтом тиску вздовж поверхні тіла. Виявлено, що характер течії залежить від форми тіла і швидкості входу до води. Спостерігались обидва типи обтікання: безвідривний і суперкавітаційний. Зокрема, меншим швидкостям був властивий потік без відриву і кавітації. Збільшення швидкості входу призводило до відриву і суперкавітації. Форма тіла має суттєвий вплив на критичну швидкість, при якій змінюється характер потоку. Зокрема, обтікання тонкого тіла було безвідривним у всьому доступному діапазоні швидкостей (до 6 м/с). Для відповіді на запитання про існування суперкавітаційного режиму для тонкого тіла потрібні подальші експерименти з більшими швидкостями входу. Корректні розрахунки сил опору потребують збільшення точності вимірювань поточних координат тіл та їхньої стабілізації.

- Schlichting H. Entstehung der Turbulenz Handbuch der Physik, 1959, v. VII/1 pp. 341-450.
- Goldschmied F. R. Integrated Hull Design, Boundary-Layer Control and Propulsion of Submerged Bodies: Wind-Tunnel Verification, AIAA/SAE/ASME 18-th Joint Propulsion Conference, 1982, Cleveland.
- Нестерук І.Г. О форме тонких тел минимального сопротивления // Доповіді НАН України.– 1989.– А,4.– С. 57–60.
- Нестерук І.Г. Некоторые задачи динамики тонких осесимметричных кавитаторов // Труды семинара по краевым задачам, Из-во Казанского ун-та.– 1990.– № 24.– С. 187–197.
- Nesteruk I. Experimental Investigation of Axisymmetric Bodies with Negative Pressure Gradients // Aeronautical Journ.– 2000.– v. 104.– P. 439–443.
- Бурара О.А., Нестерук І.Г., Шепетюк Б.Д. Дозвуків осесиметричні форми зі стрибком тиску на поверхні // Наукові вісті Національного техн. ун-ту України “Київський політехнічний інститут”.– 2001.– № 1(15).– С. 90–99.
- Нестерук І.Г. Пошуки безвідривних осесиметричних дозвуків форм // Доповіді НАНУ.– 2002.– № 5.– С. 59–64.
- Нестерук І.Г. Плоскі дозвуків форми з від'ємними градієнтами тиску на поверхні // Доповіді НАНУ.– 2001.– № 9.– С. 63–68.
- Knapp R.T., Daily J.W., and Hammitt F.G. Cavitation, McGRAW HILL Book Company, 1970.
- Takahashi S., Washio S., Uemura K., Okazaki A. Experimental study on cavitation starting at and flow characteristics close to the point of separation, Fifth Symposium on Cavitation (Cav2003): No. Cav03-OS-3-003, 2003.
- Нестерук І.Г. Новий різновид безвідривної дозвуків форми осесиметричного тіла // Доповіді НАНУ.– 2003.– № 11.– С. 49–56.
- Nesteruk I. Bodies with favorable pressure gradient and reduction of the hydrodynamical drag // Boundary problems for differential equations, Chernivtsi State University.– 1999.– № 4.– P. 126–133.
- Нестерук І.Г. О форме тонкой осесимметричной нестационарной каверны // Изв. АН СССР, МЖГ.– 1980.– N 4.– С. 38–47.
- Журавлев Ю.Ф. // Методы вомущений в пространственных струйных течениях.– Труды ЦАГИ.– 1973, Вып. 1532.– С. 3–24.
- Gilbarg, D. and Anderson, R.A. Influence of Atmospheric Pressure on the Phenomena Accompanying the Entry of Spheres into Water // J. Appl. Phys.– 1948.– V. 19.– P. 127–138.