

УДК 532.526

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ВІЛЬНОЇ ПОВЕРХНІ НА ГІДРОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГАНООБТІЧНИХ ТІЛ

В. М. ВОВК, В. О. ГОРБАНЬ, І. М. ГОРБАНЬ, Г. П. СОКОЛОВСЬКИЙ

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Одержано 20.06.2011

В роботі чисельно та експериментально досліджені особливості взаємодії кругового циліндра і прямокутних призм з вільною поверхнею при малих числах Фруда. Показано, що розвиток вихрової течії і гідродинамічні характеристики тіла в такій системі визначаються відстанню між ним і границею. При наближенні тіла до вільної поверхні його сила опору і нестационарні гідродинамічні характеристики (число Струхала та амплітуда бічної сили) зростають. Також з'являється стаціонарна бічна сила, напрямок якої залежить від форми тіла: для кругового циліндра це – занурююча сила, для прямокутних призм вона може бути направлена вгору. Найбільший опір поганообтічного тіла досягається не тоді, коли воно розташоване безпосередньо під вільною поверхнею, а при певному (критичному) заглибленні. Одержані результати свідчать про значне зростання гідродинамічних навантажень на інженерні конструкції, що експлуатуються у приповерхневому шарі води.

В работе численно и экспериментально исследованы особенности взаимодействия кругового цилиндра и прямоугольных призм со свободной поверхностью при малых числах Фруда. Показано, что развитие вихревого течения и гидродинамические характеристики тела в такой системе определяются шириной зазора между ним и границей. Когда тело приближается к свободной поверхности, действующие на него сила сопротивления и нестационарные гидродинамические характеристики (число Струхала и амплитуда боковой силы) возрастают. Появляется также стационарная боковая сила, направление которой зависит от формы тела: для кругового цилиндра это – заглубляющая сила, для прямоугольных призм она может быть направлена вверх. Наибольшее сопротивление у плохообтекаемого тела возникает не тогда, когда оно находится непосредственно под свободной поверхностью, а при некотором (критическом) заглиблении. Полученные результаты свидетельствуют о существенном увеличении гидродинамических нагрузок на инженерные конструкции, которые эксплуатируются в приповерхностном слое воды.

The salient features of the interaction between a free-surface flow and a body at small Froude numbers are investigated by both numerically and experimentally. A circular cylinder and rectangular prisms are considered. The flow fields and body hydrodynamic characteristics are shown to depend on the gap width between the body and the boundary. When the body approaches the free surface, its drag and non-stationary characteristics, such as amplitude of lift force and Strouhal number, rise in uniform manner. The stationary lift force also arises: it is the deepening force for the circular cylinder and it may be up-directed for rectangular bodies. There is the critical gap in the system when the body drag has the maximum value. The results obtained demonstrate the growth of hydrodynamic loads on engineering structures that are operated near a free surface.

ВСТУП

Дослідження відривних течій навколо тіл, розташованих близько до вільної поверхні, мають велику кількість практичних застосувань, пов'язаних з проектуванням та експлуатацією підводних трубопроводів, занурених понтонів, офшорних конструкцій, підводних крил. Залежності гідродинамічних навантажень на підводні системи від їхнього заглиблення необхідно враховувати в інженерних розрахунках, зокрема, при виборі оптимальних параметрів конструкцій. Оскільки гідродинамічні характеристики занурених поганообтічних тіл визначаються генерацією вихорів та їх подальшою еволюцією в сліді, важливим є вивчення процесів, що виникають при взаємодії вільної поверхні з вихровими структурами. Результати цих досліджень можуть бути застосовані як в інженерній практиці, так і для виявлення фундаментальних закономірностей взаємодії вихрових і потенційних полів.

На відміну від більш простих типів течії, коли тіло розташоване в необмеженій рідині або поблизу твердої стінки, процеси, які супроводжують взаємодію тіла з вільною поверхнею, вивчені дуже слабо. Як зазначено у фундаментальній роботі [1], це зумовлене складністю математичних постановок, чисельних схем і фізичного експерименту.

При малих числах Фруда ($Fr \ll 1$) збурення вільної поверхні, як правило, незначні, і її можна розглядати як тверду стінку без прилипання, тому до проблеми, що розглядається, мають відношення дослідження течій за погано обтічними тілами, розташованими поблизу екрану в умовах слабо розвинутого примежового шару. В роботах [2, 3] експериментально досліджувалися гідродинамічні характеристики кругового циліндра, який розташовувався над екраном у повітрі. Одержано, що при наближенні циліндра до границі стаціонарна складова сили опору спочатку збільшується, а з досягненням певної малої відстані починає зменшуватися. Найбільших значень коефіціє-

ент C_x досягає, коли безрозмірний зазор між тілом і екраном знаходиться в діапазоні $0.13 \div 0.33$. Тут $C_x \sim 1.8 \div 1.9$. При менших відстанях до екрану коефіцієнт C_x падає до значень $C_x \sim 0.5 \div 0.8$, які відповідають розташуванню циліндра на поверхні. Було виявлено також зменшення максимальних значень коефіцієнта опору C_x циліндра при зростанні числа Рейнольдса.

Стінка істотно впливає на формування вихрового сліду за циліндром [2 – 5]. Внаслідок втрати симетрії сліду при наближенні тіла до границі, поряд з нестационарною періодичною бічною силою, виникає стаціонарна (середня по часові) її складова, а також змінюється частота відриву вихорів. У роботі [3] максимальні значення коефіцієнта стаціонарної бічної сили $C_y \sim 0.4$ спостерігалися при $h/d \sim 0.1$, коли поверхня циліндра наближалася до границі примежового шару. При менших зазорах значення коефіцієнта C_y різко падали і досягали мінімуму безпосередньо на стінці. Зазначимо, що у всіх випадках бічна сила була спрямована від стінки.

Число Струхалія кругового циліндра, розташованого поблизу стінки без прилипання, досліджувалося в роботі [5] при $Re = 4.5 \cdot 10^4$. Тут показано, що при $h/d \sim 0.25$ частота відриву вихорів досягає максимуму, а при подальшому наближенні циліндра до стінки вона швидко падає. В [6] максимальне значення числа Струхалія спостерігалось при $h/d \sim 0.5$.

У роботі [7] течія за круговим циліндром, розташованим поблизу стінки, досліджувалася при $Re = 170$ і $0.1 \leq h/d \leq 0.6$. Одержано, що при більших зазорах з цього діапазону утворюється регулярна вихрова доріжка, а при менших – один ряд вихорів, який швидко втрачає стійкість. В [8] ця задача розв'язувалася чисельно при $Re = 1000$. Знайдено, що зрив вихорів з циліндра припиняється, коли $h/d = 0.3$, а при $h/d = 0.5$ має місце мінімум, а не максимум числа Струхалія. Такий результат пов'язаний, ймовірно, з невідповідністю використаної двовимірної моделі тривимірному характеру течії.

Проведені дослідження поведінки вихрових течій поблизу вільної поверхні показують, що визначальним параметром, який характеризує взаємодію вихорів з вільною поверхнею, є число Фруда. З результатів чисельного моделювання [9] випливає, що при малих Fr вихори взаємодіють з вільною поверхнею, як з твердою стінкою, а при великих Fr вони викликають значні деформації поверхні. Вивчення взаємодії двовимірної вихрової пари з вільною поверхнею [10], яке враховувало сили в'язкості і поверхневого натягу, показу-

ло, що при помірних числах Фруда і малих числах Рейнольдса вихори відлітають ("відскакують") від поверхні. Зі збільшенням числа Рейнольдса "відскок" зменшується. В зонах великої кривизни поверхні має місце інтенсивна генерація завихреності. Утворюються вторинні вихори, які істотно послаблюють головні вихори. "Забруднення" поверхні завихреністю може призвести до значних наслідків. Вільна поверхня може розглядатись як середнє між стінкою без прилипання і поверхнею з прилипанням (змінюються умови на границі). Детальний огляд робіт такого типу зроблений в [11].

Аналізуючи поведінку конструкції поблизу вільної поверхні, необхідно враховувати стійкість вихрової течії, що генерується у потоці. Такі дослідження за напівзануреним циліндром проведені чисельно в роботі [12]. Одержано, що скрізь за тілом слід буде нестійким. При цьому він може розвиватися двома шляхами, формуючи шахову доріжку, якщо $Fr > 1.77$, і симетричну систему вихорів при $Fr < 1.77$.

У роботі [13] експериментально досліджувалася течія навколо зануреного кругового циліндра при $Fr = 0.6$. Безрозмірна ширина зазору $h^* = h/d$ між тілом і границею становила 0.45. У цьому випадку виявлені дві можливих моделі розвитку сліду. В одній з них рідина, яка проходить між тілом і поверхнею, залишається приєднаною до поверхні. В іншому режимі вона нахилиється до циліндра, і, відриваючись, генерує в щілині струменевий потік. Ці режими спонтанно змінюються з дуже низькою частотою (метастабільна течія). В роботах [14, 15] досліджувалася відривна течія навколо зануреного циліндра при $Fr = 0.6$ і змінній ширині зазору $h^* < 0.5$. Показано, що в залежності від величини зазору струмінь може приєднуватися до поверхні, відхилятися від циліндра і коливатися між цими двома станами.

Течія за круговим циліндром поблизу вільної поверхні чисельно і експериментально вивчалася також в роботі [16] ($Re = 5 \cdot 10^4$, $Fr = 0.24$). Одержано, що при $h/d \sim 0.35$ мають місце падіння сили опору і збільшення числа Струхалія. Подальше звуження зазору призводило до істотного зменшення інтенсивності відриву, а також до появи додаткових частот при формуванні вихрового сліду. Знайдені дві моди в залежності тиску від часу, причому одна з них різко падає з наближенням тіла до поверхні. В [17] наведені результати чисельного моделювання в'язкої течії навколо зануреного кругового циліндра при $Re = 100$. Тут підтверджене існування режимів, описаних в [14, 15], і одержані деякі оцінки для гідродинамічних сил.

В роботі [18] чисельно досліджувалися поведінка сліду за круговим циліндром і викликані ним деформації вільної поверхні при $Re = 180$, $Fr = 0.0 \div 0.7$, і $h/d = 0.1 \div 5.0$. Ці результати підтверджують, що при малих числах Фруда ($Fr < 0.3$) вільна поверхня деформується слабо і її вплив на течію є подібним до твердої стінки без прилипання. При $Fr = 0.3 \div 0.4$ деформації поверхні викликають генерацію вторинної завихреності, яка впливає на процес зриву вихорів з верхнього боку циліндра. Подальше збільшення числа Фруда призводить до появи метастабільної течії в зазорі, аналогічної до описаної в [13].

У дослідженні [19] чисельно вивчався вплив вільної поверхні на супутні вихори, які генеруються гідрокрилом. Тут знайдено емпіричне співвідношення між числами Струхалія, Фруда і Рейнольдса для ламінарної течії. Одержана залежність числа Струхалія від числа Рейнольдса свідчить про те, що з наближенням крила до поверхні частота відриву вихорів збільшується лише в ламінарному режимі, у той час як в перехідному режимі вона різко падає.

Підсумовуючи, слід відмітити певну (часом істотно) розбіжність результатів досліджень, виконаних різними авторами. Зазначимо також, що більшість робіт, в яких розглядається взаємодія тіла з вільною поверхнею, присвячені вивченню течії за круговим циліндром, тоді як інші типи тіл досліджені недостатньо. В цій роботі увагу зосереджено на вивченні впливу вільної поверхні на гідродинамічні характеристики як кругових циліндрів, так і прямокутних призм. В останньому випадку пристінна течія має особливості, пов'язані, зокрема, з наявністю фіксованих точок відриву.

1. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ ПРИЗМИ З ВІЛЬНОЮ ПОВЕРХНЕЮ

1.1. Постановка задачі

Розглядається течія в'язкої нестисливої рідини навколо прямокутної призми, яка розташована нижче границі розділу між водою і повітрям (рис. 1).

Разом із числом Рейнольдса $Re = dU_\infty/\nu$ (де d – розмір меншого ребра призми; U_∞ – швидкість потоку в області; ν – кінематична в'язкість рідини), в цій задачі вводяться наступні безрозмірні величини:

- число Фруда $Fr = U_\infty/\sqrt{gd}$, де g – прискорення вільного падіння;
- число Вебера $We = \rho U_\infty^2 d/\gamma$, де γ – коефіцієнт поверхневого натягу, ρ – густина рідини;

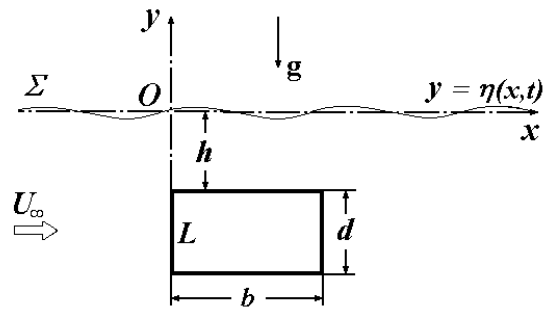


Рис. 1. Конфігурація розрахункової області

– безрозмірне значення зазору між тілом і незбуреною поверхнею $\bar{h} = h/d$.

Важливими параметрами є також безрозмірна довжина призми $\bar{b} = b/d$ і безрозмірний час $\bar{t} = tU_\infty/d$ (надалі риси, що позначають безрозмірні величини, будемо пропускати).

Течія, що розглядається, повністю описується системою рівнянь Нав'є-Стокса та нерозривності:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \cdot \vec{V} = -\nabla p + \frac{y}{Fr^2} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{V},$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0, \quad (1)$$

де $\vec{V} = (u, v)$, p – безрозмірні швидкість рідини і тиск відповідно.

На границі тіла L швидкість частинок рідини задовольняє умовам непротікання і прилипання:

$$\left. \frac{\partial \vec{V}}{\partial \vec{n}} \right|_L = 0, \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial \vec{V}}{\partial \vec{s}} \right|_L = 0, \quad (3)$$

де \vec{n} , \vec{s} – нормаль та дотична до поверхні тіла відповідно.

Динамічна умова на вільній поверхні Σ повинна описувати баланс діючих на неї сил. В загальному випадку вона має вигляд

$$(-pI + \mu D) \cdot \vec{n} = \gamma k \vec{n}, \quad (4)$$

де I – одиничний тензор; D – тензор деформацій швидкостей; k – кривизна поверхні; \vec{n} – зовнішня нормаль до поверхні Σ .

Якщо ввести функцію завихреності $\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ і не враховувати поверхневий натяг, з виразу (4) можна одержати граничні умови на Σ у наступному вигляді:

$$\frac{2}{Re} \frac{\partial V_n}{\partial n} = p, \quad 2 \frac{\partial V_\tau}{\partial \tau} = -\omega, \quad (5)$$

де V_n, V_τ – нормальна і дотична швидкості на вільній поверхні.

Крім цього, на Σ повинна виконуватися кінематична умова, що вільна поверхня є лінією течії:

$$v = \frac{d\eta}{dt} = \frac{\partial\eta}{\partial t} + u \frac{\partial\eta}{\partial x}. \quad (6)$$

Покладаємо також, що рідина має нескінченну глибину, тобто при $y \rightarrow \infty$ потік стає однорідним, а динамічний тиск $p = p_\infty$.

Розв'язок задачі (1)–(6) повинен враховувати такі складні фізичні ефекти, як формування сліду за тілом, викривлення вільної поверхні внаслідок взаємодії з вихровим полем, генерація вторинної завихреності в потоці та її вплив на слід. Ця модель є дуже складною для побудови чисельного алгоритму, тому, як перший крок, може бути розглянуте її спрощення, коли при малих числах Фруда вільна поверхня розглядається як тверда стінка без прилипання. В цьому випадку гранична умова на границі має вигляд

$$V_n = 0, \quad (x, y) \in \Sigma. \quad (7)$$

Такий підхід був запропонований Ньюменом [20] і достатньо часто використовувався в задачах з вільною поверхнею.

1.2. Особливості чисельної схеми

Для моделювання течії використано розроблений авторами узагальнений вихровий метод, який поєднує використання сіток і лагранжових вихрових частинок. Його детальне описання і апробація на прикладі задачі про обтікання квадратної призми в необмеженому потоці представлені в роботі [21]. Головні особливості цієї чисельної схеми полягають в тому, що:

- рівняння Нав'є-Стокса розв'язуються в змінних "швидкість-завихреність";
- на кожному кроці по часові задача розщеплюється на два оператори – конвективний і дифузійний, які інтегруються послідовно; конвективний перенос завихреності моделюється рухом точкових вихорів, а рівняння в'язкої дифузії розв'язується різницевим методом на ортогональній сітці, яка накладається на поле течії;
- для інтегрування рівнянь по часові використовується явна схема першого порядку з коректуванням усіх змінних поля течії після виконання кожного з операторів;
- границя тіла моделюється вихровим шаром; його інтенсивність визначається із сингулярних інтегральних рівнянь, які впливають з умов непротікання і збереження циркуляції по замкненому

контуру; для їх розв'язання використовується метод дискретних вихорів;

- генерація завихреності поверхнею тіла знаходиться з умови прилипання;
- для розрахунку поля швидкості в області течії використовується формула Біо-Савара;
- поле тиску в області визначається за полями швидкості і завихреності інтегруванням рівнянь Нав'є-Стокса у формі Ламба [22] (при цьому враховується наявність сили тяжіння).

Зазначимо також, що функція вихору в цій задачі знаходиться методом дзеркальних відображень, що дозволяє виконати граничну умову (6) на вільній поверхні.

1.3. Аналіз результатів

Були одержані картини вихрового сліду і гідродинамічні характеристики прямокутних призм з відношенням сторін 1:1 і 1:2 при різних відстанях між тілом та поверхнею. Як свідчать експериментальні дослідження [15], поведінка вільної поверхні та сліду за круглим циліндром є квазидвовимірною навіть при $Re = 6 \cdot 10^3 \div 9 \cdot 10^3$, коли потік стає повністю турбулентним. Тому вибір у розрахунках числа Рейнольдса з діапазону помірних значень (до $Re = 10^3$) є цілком припустимим для чисельної моделі, що використовується.

Результати проведеного чисельного моделювання показують, що розвиток вихрової течії в області визначається шириною зазору між тілом і поверхнею h/d (рис. 2). В залежності від цього параметру спостерігаються три основних режими обтікання. При $h/d \geq 1.5$ за призмою формується періодична доріжка вихорів Кармана (рис. 2, *a* – модель I), аналогічно тому, як це відбувається в необмеженому потоці. Коли призма наближається до поверхні, вихори, що відриваються від її верхнього ребра, гальмуються, і замість вихрової доріжки формується стійка система вихрових пар з вихорів протилежної циркуляції (рис. 2, *b* – модель II). Подальше зменшення відстані між границею і тілом (до $h/d < 0.5$) призводить до послаблення інтенсивності відриву на верхньому ребрі призми. Внаслідок цього в області формується зона конвективної нестійкості у вигляді вихрової пелени, яка прилипає до вільної поверхні (рис. 2, *в* – модель III).

На рис. 3 наведені гідродинамічні характеристики зануреної прямокутної призми з відношенням сторін 1:2 – коефіцієнт сили опору (крива 1) і число Струхала (крива 2), віднесені до їхніх значень в необмеженому потоці ($\overline{C}_x = C_x/C_{x_\infty}$, $\overline{St} = St/St_\infty$). Можна бачити, що вільна поверх-

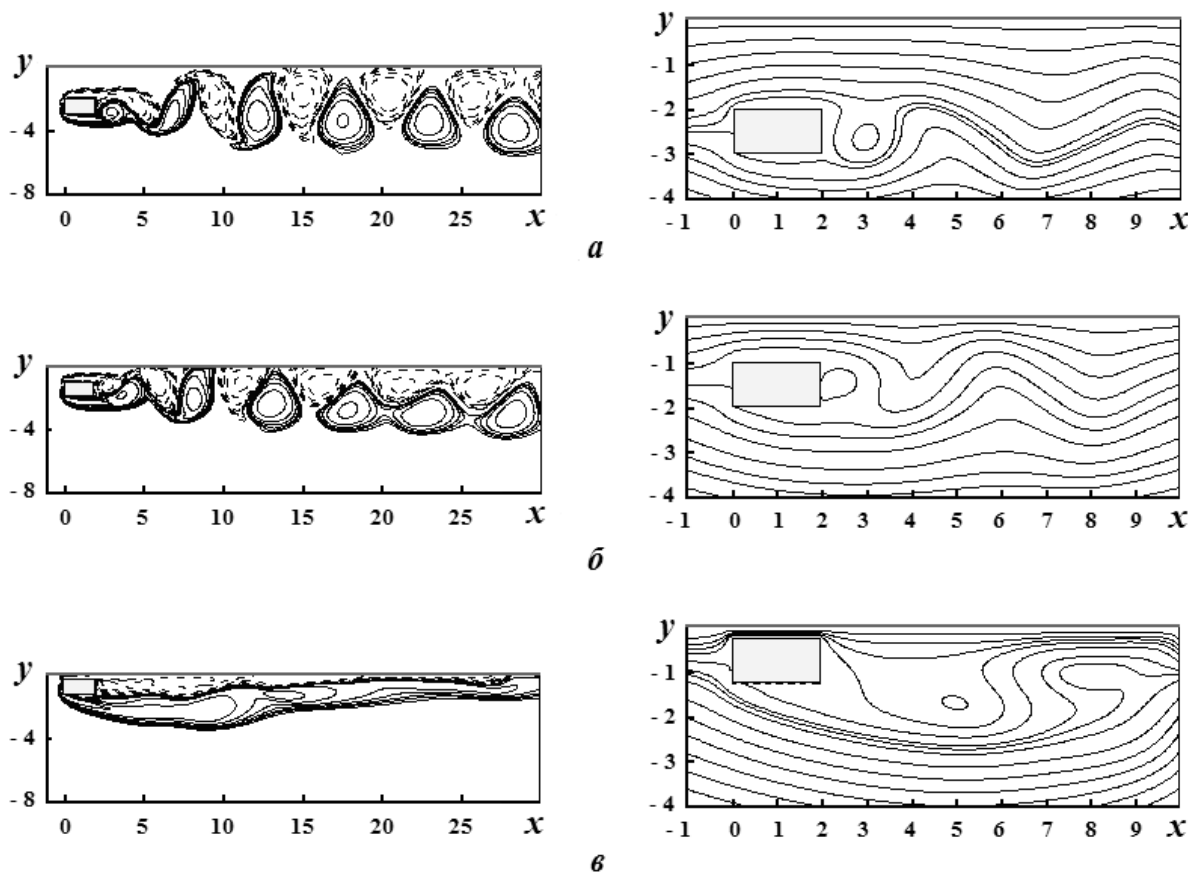


Рис. 2. Ізолінії завихреності та лінії течії навколо зануреної прямокутної призми з відношенням сторін 1:2 при $Re = 500, t = 100$:
 $a - h/d = 2$; $б - h/d = 1$; $в - h/d = 0.25$;
 - - - ізолінії від'ємної завихреності, — ізолінії додатньої завихреності

ня починає впливати на розвиток вихрової течії навколо тіла на відстані $\sim 4 \div 5$ характерних розмірів. Коли призма наближається до поверхні, її опір і число Струхалія вихрової доріжки спочатку зростають, при цьому вони є вищими, ніж в необмеженій рідині. Така поведінка гідродинамічних характеристик зумовлена втратою симетрії сліду і генерацією тут системи вихрових пар. Незважаючи на те, що вихори тепер відриваються частіше, розрідження в донній частині призми збільшується, внаслідок чого зростає сила опору. Максимальної величини частота відриву вихорів досягає при $h/d \sim 1.25$, після цього вона різко падає до значень, істотно менших за відповідну величину в необмеженому потоці. Така поведінка зумовлена перебудовою сліду у область конвективної нестійкості. Найвище значення сили опору має місце в точці $h/d \sim 0.75$, тут ця характеристика на 20% вища, ніж у необмеженому потоці.

Рис. 4, 5 ілюструють вплив числа Рейнольдса

на гідродинамічні характеристики тіла, розташованого під вільною поверхнею. Тут представлені залежності числа Струхалія (рис. 4) і коефіцієнта сили опору (рис. 5) від безрозмірної ширини зазору для квадратної призми. З них випливає, що зі збільшенням числа Рейнольдса вплив вільної поверхні на гідродинамічні характеристики підводної конструкції стає більш інтенсивним.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Фізичне моделювання взаємодії тіла з вільною поверхнею проводилося в гідролотку і дослідному басейні. В якості дослідних моделей використовувалися круговий і квадратний циліндри, а також прямокутна призма з відношенням сторін 1:2. Як і в чисельних розрахунках, модель розташовувалася під вільною поверхнею (див. рис. 1). За допомогою системи отворів вона жорстко кріпилася до вертикальних ножів поперек потоку. Особливістю

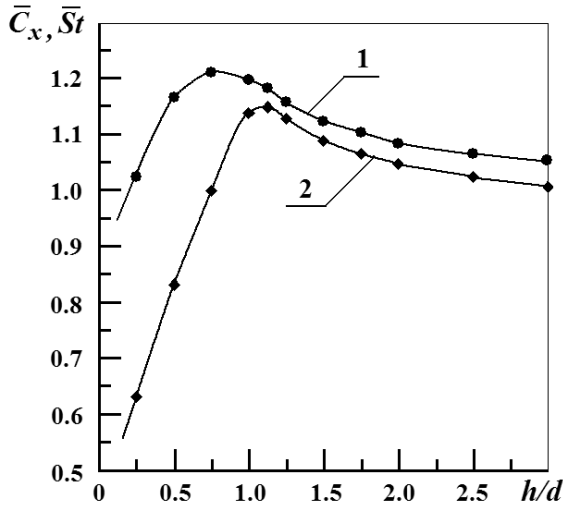


Рис. 3. Залежності відносних коефіцієнта опору \bar{C}_x (крива 1) і числа Струхала \bar{St} (крива 2) зануреної прямокутної призми з відношенням сторін 1:2 від ширини зазору h/d при $Re = 500$

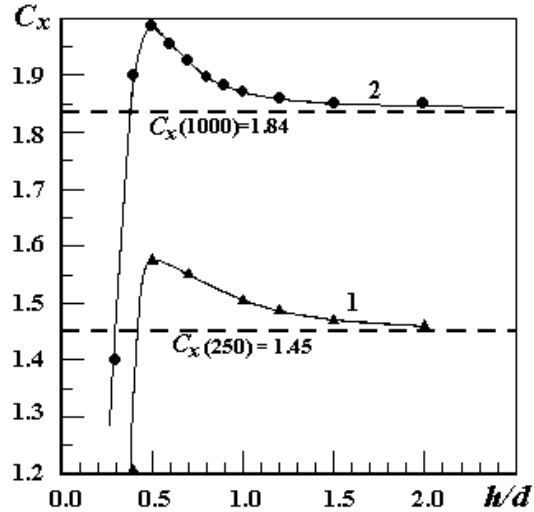


Рис. 5. Залежність коефіцієнта опору C_x квадратної призми від ширини зазору h/d : 1 – $Re = 250$, 2 – $Re = 1000$

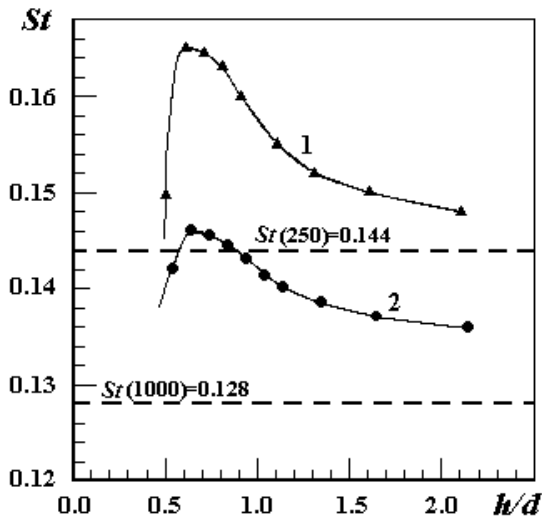


Рис. 4. Залежність числа Струхала St квадратної призми від ширини зазору h/d : 1 – $Re = 250$, 2 – $Re = 1000$

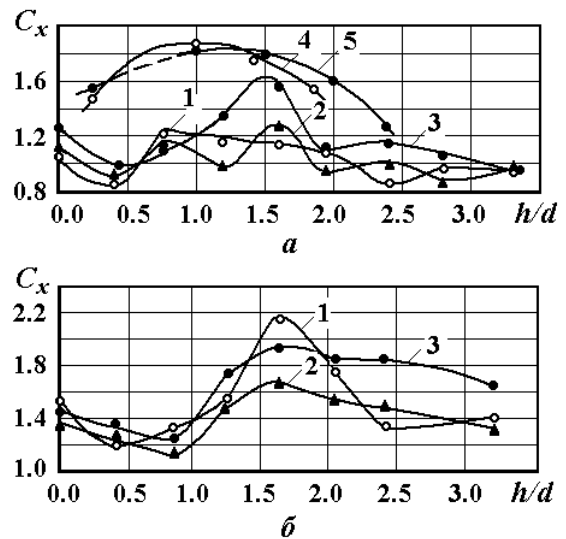


Рис. 6. Залежності коефіцієнту опору C_x кругового циліндра (а) та квадратної призми (б) від ширини зазору h/d :
1 – $Re = 3.2 \cdot 10^4$, 2 – $Re = 6.4 \cdot 10^4$,
3 – $Re = 9.6 \cdot 10^4$, 4 – $Re = 2.3 \cdot 10^4$,
5 – $Re = 2.9 \cdot 10^4$

цієї конструкції є постійність глибини занурення вертикальних ножів. Діюча на циліндр горизонтальна сила F_x через ножі і проміжну балку передавалася на тензобалку, встановлену на буксирному візку. Похибка у визначенні заглиблення не перевищувала 1.5%. Куткові похибки в горизонтальній і вертикальній площинах були меншими за 0.2%. Сумарна похибка у вимірюванні сил не перевищувала 5%.

У всіх дослідів головний розмір моделі d (ді-

аметр кругового циліндра або довжина меншого з ребер прямокутної призми) дорівнював 0.16 м. Довжина моделі l була 0.8 м. Таким чином, подовження тіла $l/d = 5$. Швидкість течії вибиралася таким чином, щоб уникнути інтенсивного хвилетворення на вільній поверхні: $U_\infty = 0.2 \div 0.6$ м/с. Це відповідає наступним діапазнам чисел Рей-

нольдса і Фруда: $Re = 2.3 \cdot 10^4 \div 9.6 \cdot 10^4$, $Fr = 0.16 \div 0.5$.

В експериментах визначалися середня за період сила опору тіла F_x , стаціонарна (осереднена) бічна сила F_y та її нестаціонарна періодична складова ΔF_y при різних значеннях ширини зазору h між тілом і незбуреною поверхнею води. Результати їх вимірювання представлені у вигляді гідродинамічних коефіцієнтів $C_x = F_x/qS$, $C_y = F_y/qS$ і $\Delta C_y = \Delta F_y/qS$, де $q = \rho U_\infty^2/2$, $S = dl$.

На рис. 6 показані одержані залежності коефіцієнта опору C_x для кругового циліндра (рис. 6 а) і квадратної призми (рис. 6 б) від безрозмірної ширини зазору h/d (заглиблення). Криві 1–3 на рис. 6 одержані в дослідному басейні, криві 4, 5 побудовані за результатами експериментів в гідролотку. Можна бачити, що зростання опору під впливом вільної поверхні для кругового циліндра починається при $h/d \sim 2.5$, а для квадратної призми – на відстані $h/d \sim 3$. Максимальне значення C_x для кругового циліндра досягається при зазорах $h/d \sim 1.4 \div 1.6$, а для призми – при $h/d \sim 1.5 \div 1.7$. При подальшому зменшенні ширини зазору лобовий опір тіл зменшується. Мінімальне значення опору для кругового циліндра досягається на глибині $h/d \sim 0.4 \div 0.5$, а для квадратної призми – при $h/d \sim 0.5 \div 0.8$.

Рис. 7 ілюструє одержані в експериментах залежності коефіцієнта стаціонарної бічної сили C_y від ширини зазору h/d для кругового циліндра, квадратної і прямокутної призми. Зазначимо, що за позитивний напрямок сили F_y на цих графіках вибраний напрямок вниз від вільної поверхні. З рис. 7 а випливає, що для кругового циліндра середня бічна сила виникає при $h/d \sim 1$. Із наближенням тіла до границі вона монотонно зростає, не змінюючи напрямку своєї дії (тут ця сила завжди спрямована вниз). Результати експериментів з прямокутними призмами показують, що діапазон відстаней, коли проявляється сила F_y , розширюється зі збільшенням відношення сторін призми. Коли призма наближається до вільної поверхні, діюча на неї стаціонарна бічна сила направлена вгору (тіло притягається до поверхні), лише на малих відстанях від границі вона змінює напрямок. На рис. 7, б, в видно, що критична ширина зазору, коли відбувається зміна напрямку бічної сили, залежить від подовження тіла (відношення сторін призми).

З рис. 6, 7 випливає, що гідродинамічні навантаження, які діють на тіло, розташоване близько до вільної поверхні, залежать від числа Рейнольдса, що зазвичай не спостерігається, коли тіло знаходиться в необмеженій області або поблизу

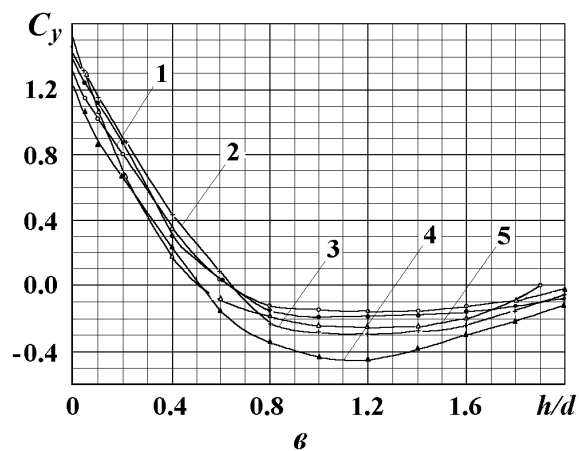
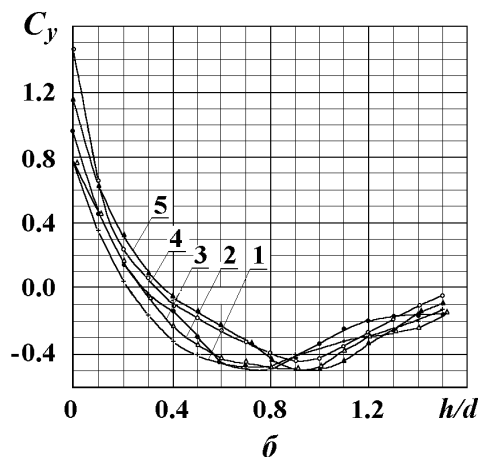
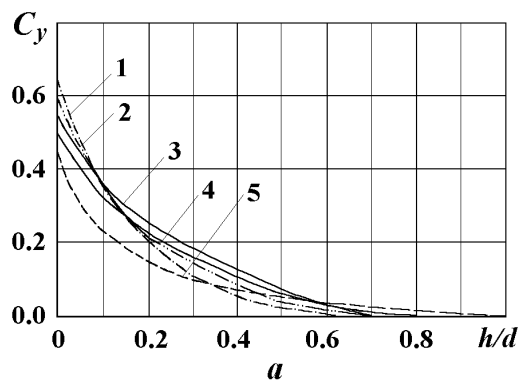


Рис. 7. Залежності коефіцієнта стаціонарної бокової сили C_y кругового циліндра (а), квадратної призми (б) і прямокутної призми з відношенням сторін 1:2 (в) від ширини зазору h/d :

- 1 – $Re = 3.2 \cdot 10^4$,
2 – $Re = 4.8 \cdot 10^4$, 3 – $Re = 6.4 \cdot 10^4$,
4 – $Re = 8.0 \cdot 10^4$, 5 – $Re = 9.6 \cdot 10^4$

твердої стінки (принаймні в діапазоні чисел Рейнольдса, що розглядається). Цей факт зумовлений викривленням вільної поверхні і генерацією тут вторинної завихреності. Одержані залежності

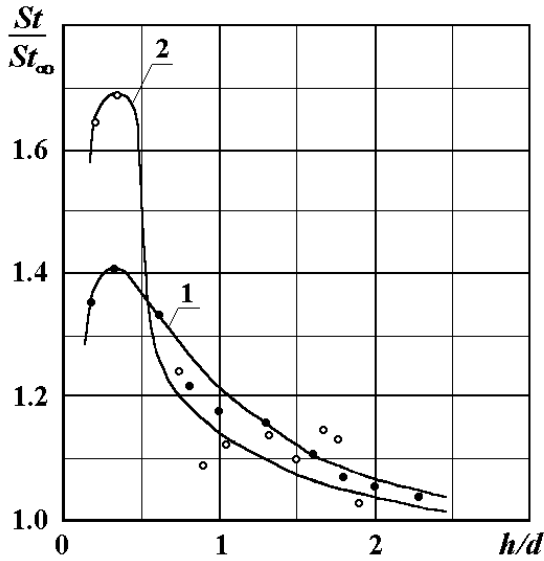


Рис. 8. Залежність відносного числа Струхалія St/St_∞ кругового циліндра від ширини зазору h/d при різних числах Фруда:

1 – $Fr = 0.44$, 2 – $Fr = 0.5$, $Re = 8.0 \cdot 10^4$

для гідродинамічних характеристик прямокутних призм узгоджуються з даними роботи [23].

Експериментальні дослідження показали, що вільна поверхня істотно впливає також на нестационарні гідродинамічні характеристики зануреного тіла – число Струхалія і амплітуду бічної сили, що описують частоту та інтенсивність відриву вихорів від тіла. На рис. 8 показані залежності відносного числа Струхалія St/St_∞ кругового циліндра від ширини зазору h/d при різних числах Фруда (тут St_∞ – число Струхалія для циліндра в необмеженому потоці). З нього випливає, що при $h/d < 2.5$ число Струхалія циліндра, розташованого поблизу вільної поверхні, збільшується у порівнянні з цією характеристикою в необмеженій рідині. Одержана тут критична ширина зазору, при якій число Струхалія стає максимальним, як і в роботі [5], складає $0.25d$. При збільшенні числа Фруда максимальне значення частоти відриву вихорів від тіла істотно зростає.

Амплітуда нестационарної бічної сили при наближенні тіла до вільної поверхні спочатку зростає у порівнянні з необмеженою рідиною, а потім падає, і при $h/d \sim 0.25 \div 0.3$ вона досягає мінімуму. Про це свідчать залежності коефіцієнта ΔC_y від безрозмірної ширини зазору h/d для кругового циліндра і квадратної призми, представлені на рис. 9.

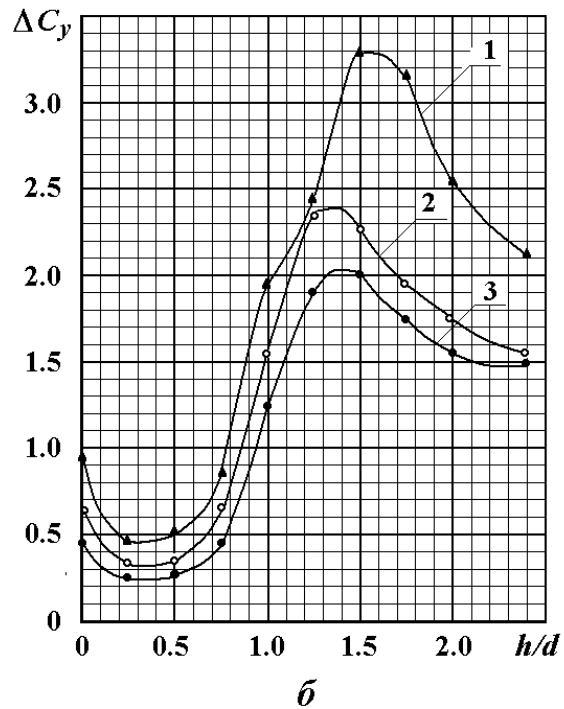
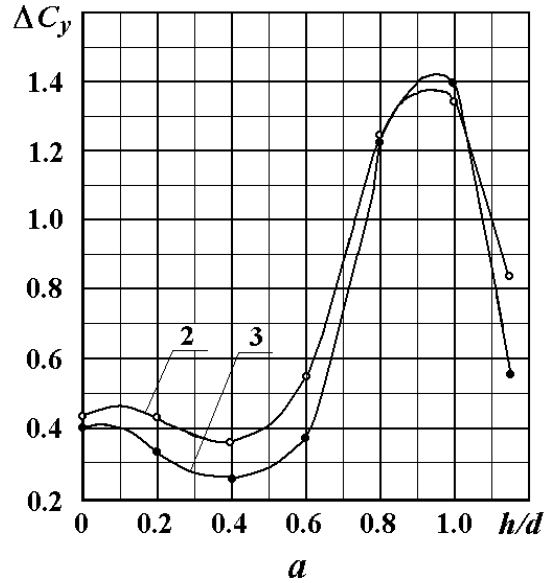


Рис. 9. Залежність коефіцієнта нестационарної бічної сили ΔC_y від ширини зазору h/d для кругового циліндра (а) і квадратної призми (б):

1 – $Re = 6.4 \cdot 10^4$, 2 – $Re = 8.0 \cdot 10^4$, 3 – $Re = 9.6 \cdot 10^4$

ВИСНОВКИ

В роботі чисельними та експериментальними методами на прикладі кругового циліндра, квадратної та прямокутної призм досліджено проблему взаємодії поганообтічного тіла з вільною по-

верхню при малих числах Фруда. Одержано, що з наближенням тіла до границі його опір, амплітуда бічної сили і число Струхалія вихрового сліду зростають, при цьому вони є вищими, ніж у необмеженій області. З'являється також стаціонарна бічна сила, напрямком якої залежить від форми тіла: для кругового циліндра це – занурююча сила, для прямокутних призм вона може бути направлена вгору.

Найбільший опір поганообтічного тіла досягається не тоді, коли воно розташоване безпосередньо під вільною поверхнею, а при певному (критичному) заглибленні.

Значне зростання гідродинамічних навантажень на інженерні конструкції, що експлуатуються у приповерхневому шарі води, може призвести до їх руйнування або істотних змін експлуатаційних характеристик. Це повинно враховуватися при проектуванні підводних конструкцій та технічних засобів, які експлуатуються в річкових і морських потоках.

1. Sarpkaya T. Vorticity, free surface and surfactants // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1996.– 28.– P. 83-128.
2. Бычков Н.М., Диковская Н.Д., Ларичкин В.В. Взаимодействие поперечно обтекаемого цилиндра с близко расположенным экраном // *Известия СО АН СССР. Серия технических наук.*– 1990.– 7.– С. 57-63.
3. Коваленко В.М., Бычков Н.М., Кисель Г.А., Диковская Н.Д. Обтекание вращающегося и неподвижного кругового цилиндра вблизи плоского экрана // *Известия СО АН СССР. Серия технических наук.*– 1984.– Вып. 1. – 4.– С. 78-88.
4. Ангрилли Ф., Бергамаски С., Косалтер В. Исследование изменений процесса срыва вихрей с кругового цилиндра, обусловленных влиянием стенки // *Теоретические основы инженерных расчетов.*– 1982.– Т. 104. – 2.– С. 189-194.
5. Bearman P.W., Zdravkovich M.M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary // *J. Fluid Mech.*– 1978.– 89.– P. 33-47.
6. Goktun S. The drag and lift characteristics of a cylinder placed near a plane surface.– Master's thesis, Naval Postgraduate School: Monterey, California, USA, 1975.– 101 p.
7. Taneda S. Experimental investigation of vortex streets // *J. Phys. Soc. Japan.*– 1965.– 20.– P. 1714-1721.
8. Lei C., Cheng L., Armfield W., Kavanagh K. A numerical study of vortex shedding from a circular cylinder near a wall // *In Int. Conf. on Hydrodyn.*– Seoul.– 1998.– P. 699-704.
9. Willmarth W.W., Tryggvason G., Hirs A., Yu D. Vortex pair generation and interaction with a free surface // *J. Phys. Fluids.*– 1989.– A. – 2.– P. 170-172.
10. Ohring S., Lugt H.J. Interaction of a viscous vortex pair with a free surface // *J. Fluid Mech.*– 1991.– 227.– P. 47-70.
11. Rood E.P. Vorticity interactions with a free surface // *In Fluid Vortices* (ed. S.I. Green.– 1995.– Chap. 16.– P. 687-730.
12. Triantafyllou G.S., Dimas A.A. Interaction of two-dimensional separated flows with a free surface at low Froude numbers // *J. Phys. Fluids.*– 1989.– A. – 1.– P. 1813-1821.
13. Sheridan J., Lin J.-C., Rockwell D. Metastable states of a cylinder wake adjacent to a free surface // *J. Phys. Fluids.*– 1995.– 7.– P. 2099-2101.
14. Sheridan J., Lin J.-C., Rockwell D. Flow past a cylinder close to a free surface // *J. Fluid Mech.*– 1997.– 330.– P. 1-30.
15. Sheridan J., Lin J.-C., Rockwell D. The interaction of a cylinder wake with a free surface // *In Proc. ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, FEDSM98-5689.*– Washington DC, USA.– 1998.– P. 14-17.
16. Miyata H., Shikazono N., Kani M. Forces on a circular cylinder advancing steadily beneath the free-surface // *Ocean Engng.*– 1990.– 17.– P. 81-104.
17. Warburton T.C., Karniadakis G.E. Spectral simulations of flow past a cylinder close to a free-surface // *In Proc. ASME Fluids Eng. Div. Summer Meeting, FEDSM97-3389.*– Vancouver, British Columbia, Canada.– 1997.– P. 135-137.
18. Reichl P., Hourigan K., Thompson M.C. Flow past a cylinder close to a free surface // *J. Fluid Mech.*– 2005.– 533.– P. 269-296.
19. Chen T., Chwang A.T. Trailing vortices in a free-surface flow // *J. Phys. Fluids.*– 2002.– V. 14. – 3.– P. 827-838.
20. Ньюмен Д. Морская гидродинамика.– Л.: Судостроение, 1985.– 368 с.
21. Горбань В.О., Горбань І.М. Вихрова структура потоку при обтіканні квадратної призми: числова модель та алгоритми управління // *Прикладна гідромеханіка.*– 2005.– Т. 7. – 2.– P. 8 - 26.
22. Ламб Г. Гидромеханика.– М.: ОГИЗ-Гостехиздат, 1947.– 928 с.
23. Malavasi S., Guadagnini A. Interactions between a rectangular cylinder and a free-surface flow // *J. Fluids and Struct.*– 2007.– 23.– P. 1137-1148.