

УДК 532

РОЗРАХУНОК КОРАБЕЛЬНИХ ХВИЛЬ, СПРИЧИНЕНИХ РУХОМ СУДНА У ПРЯМОКУТНОМУ ТА ТРАПЕЦІЄВИДНОМУ КАНАЛАХ

С. В. МАСЮК, В. І. НІКІШОВ

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

вул. Желябова, 8/4, 03680, ГСП, Київ-180

E-mail: masja1979@gmail.com

Отримано 05.06.2016

У роботі, на основі чисельного методу граничних елементів (МГЕ) проведені розрахунки корабельних хвиль та хвильового опору судна типу «Wigley hull» при його русі з постійною швидкістю у прямокутному (з вертикальними стінками) та трапецієвидному (з похилими стінками) каналах.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: метод граничних елементів, вільна поверхня, хвильовий опір

В работе, на базе численного метода граничных элементов (МГЭ) выполнены расчеты корабельных волн и волнового сопротивления судна типа «Wigley hull» при его движении с постоянной скоростью в прямоугольном (с вертикальными стенками) и трапециевидном (с наклонными стенками) канале.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метод граничных элементов, свободная поверхность, волновое сопротивление

In the paper, the calculations of ship waves and wave resistance of the Wigley hull were performed when its moving at a constant speed in the rectangular (with vertical walls) and trapezoidal (with sloping walls) channel. The calculations were based on the numerical boundary element method (BEM).

KEY WORDS: numerical boundary element method, free surface, wave resistance

ВСТУП

За останні десятиліття інтенсивність судноплавства значно зросла. Спостерігається збільшення кількості, розмірів і типів суден, що використовуються для пасажирських та вантажних перевезень, а також задіяних у військових операціях. Разом з тим, зросли вимоги до безпеки руху суден та до екологічної безпеки в акваторії та її прибережній зоні.

Зазвичай для дослідження процесів формування корабельних хвиль потрібно розв'язувати гідродинамічну задачу руху судна в умовах складного обмеженого фарватеру (наприклад у каналі або річці). При цьому гідродинамічні поля тиску та швидкості суттєво змінюються у порівнянні з необмеженою рідиною. Внаслідок цього змінюється швидкість судна, його керованість, інерційно-гальмівні характеристики, зростає рівень гідродинамічних навантажень на береги та гідротехнічні споруди, що розташовані у прибережній зоні [1–2].

В першу чергу, це пов'язано з процесами генерації корабельних хвиль, які суттєво залежать від форми обводів судна, швидкості його руху, глибини та конфігурації акваторії [3–4]. Так, стінки у вузькому каналі спричиняють відбивання розбі-

жних хвиль, внаслідок чого відбувається накладання хвильових систем, що, в свою чергу, впливає на хвильовий опір судна. В широкому каналі відбиті від стінок каналу хвилі не досягають корпусу судна, але додаткові швидкості, спричинені стінками каналу, все одно зумовлюють перерозподіл поля тиску та зміну хвильового опору судна [5].

У цій ситуації головне завдання дослідника – оцінити гідродинамічні поля тиску та швидкості, що, в свою чергу, дає змогу розрахувати форму хвильової поверхні та хвильовий опір судна із заданими обводами змоченої поверхні корпусу. Для цього використовуються чисельні методи розрахунку теоретичних задач та експериментальні випробування моделей суден у дослідному басейні.

Подібні задачі є і досі актуальними, хоча дослідники займаються їх розв'язанням, починаючи з кінця позаминулого століття. Так, Д. Мічелл вперше розробив лінійну теорію хвильового опору судна і отримав формулу для хвильового опору тонкого судна при його русі по поверхні ідеальної рідини нескінченної глибини [6]. Ним була отримана наближена залежність хвильового опору судна від форми змоченої поверхні корпусу (інтеграл Мічелла). В. Віглей [7] розробив серію моделей з аналітично заданими обводами, що дозволило доста-

тньо точно обчислити інтеграл Мічелла і порівняти результати розрахунків з даними експериментів. Серійні експериментальні випробування В. Віглей показали, що інтеграл Мічелла дає прийнятні результати для моделей з малим відношенням ширини корпусу до його довжини при великій посадці судна. Однак розрахункові криві хвильового опору характеризуються низкою локальних максимумів та мінімумів, які рідко зустрічаються в експериментальних даних. Лінійній теорії хвильового опору також присвячені роботи Дж. Ньюмана (США) [8], М. Бешпо (Японія) [9], Е. Така (Австралія) [10] та ін.

Вдосконалення обчислювальної техніки стимулювало розробку чисельних методів для дослідження процесів генерації хвиль при рухові судна будь-якої форми у довільному фарватері. З появою потужних комп'ютерів чисельні методи стали головним інструментом для розв'язку таких задач. Спочатку Дж. Хесс і А. Сміт розробили чисельний метод визначення поля швидкостей і тиску навколо зануреного тіла довільної форми [11]. Потім Г. Гедд [12] запропонував використовувати граничні елементи (панелі) для задоволення граничних умов як на корпусі судна, так і на вільній поверхні рідини. Даусон розробив алгоритм для розрахунку хвиль і хвильового опору [13], що дало можливість врахувати умови розсіяння хвиль попереду та за судном. Робота Даусона стала базовою для більшості досліджень у цій області [3–4, 14–19].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо стаціонарний рух судна зі швидкістю V_0 вздовж осі x в ідеальній нестисливій рідині з вільною поверхнею. Позначимо область, у якій рухається судно, через Ω , а її граничну поверхню – через S . В даному випадку S складається з поверхні судна S_B та вільної поверхні S_F рідини, тобто $S = S_B \cup S_F$.

У випадку стаціонарної безвихрової течії або руху судна з постійною швидкістю задачу можна описати за допомогою потенціалу $\varphi(\vec{x})$, де $\vec{x} = (x, y, z) \in \Omega$, який задовольняє рівнянню Лапласа:

$$\Delta\varphi(\vec{x}) = 0, \quad (1)$$

з граничною умовою непротікання на поверхні судна S_B :

$$\left. \frac{\partial\varphi(\vec{x})}{\partial n} \right|_{S_B} = V_n, \quad (2)$$

де V_n – проекція швидкості судна V_0 на нормаль до його поверхні.

Гранична умова на вільній поверхні рідини має вигляд:

$$\frac{1}{2}\nabla\tilde{\varphi} \cdot \nabla \left(\left(\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial z} \right)^2 \right) + g\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = \zeta(x, y, z), \quad (3)$$

де $\zeta(x, y, z)$ – збурення вільної поверхні; $\tilde{\varphi}(x, y, z) = -V_0x + \varphi(x, y, z)$ – потенціал швидкостей при обтіканні нерухомого судна потоком зі швидкістю $-V_0$; $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$ – оператор диференціювання.

Запишемо потенціал $\tilde{\varphi}$ у вигляді суми потенціалу "дубльованого тіла" Φ (симетричного відносно площини ватерлінії) та потенціалу, що враховує хвильові збурення φ^* :

$$\tilde{\varphi} = \Phi + \varphi^*. \quad (4)$$

Потенціал Φ задовольняє рівнянню Лапласа (1), граничним умовам на поверхні тіла (2) та умовам непротікання на вільній незбуреній поверхні:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0, \quad \text{при } z = 0. \quad (5)$$

Переходячи в (3) до диференціювання вздовж ліній течії l та враховуючи, що для довільної функції $f(x, y)$ справедлива рівність

$$\frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial y} = \frac{\partial f}{\partial l} \frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial l},$$

а також нехтуючи квадратами похідних від потенціалу хвильових збурень φ^* , отримаємо:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial l} \left(\left(\frac{\partial\Phi}{\partial l} \right)^2 \frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial l} \right) + g\frac{\partial\tilde{\varphi}}{\partial z} = \\ & = 2 \left(\frac{\partial\Phi}{\partial l} \right)^2 \frac{\partial^2\Phi}{\partial l^2} \quad \text{при } z = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Гранична умова (6) вперше була запропонована Даусоном [13]. Оскільки $\tilde{\varphi}(x, y, z) = -V_0x + \varphi(x, y, z)$, то переходячи в (6) від потенціалу обтікання судна $\tilde{\varphi}$ до потенціалу рухомого судна φ , одержимо:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial l} \left(\left(\frac{\partial\Phi}{\partial l} \right)^2 \frac{\partial\varphi}{\partial l} \right) + g\frac{\partial\varphi}{\partial z} = 2\frac{\partial^2\Phi}{\partial l^2} \frac{\partial\Phi}{\partial l} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial l} + \right. \\ & \left. + V_0 \cdot l_x \right) + V_0 \frac{\partial l_x}{\partial l} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial l} \right)^2 \quad \text{при } z = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

де $l_x = \frac{\partial x}{\partial l}$ – проекція на вісь x дотичного до лінії течії одиничного вектора \vec{l} ; $\frac{\partial \Phi}{\partial l} = V_l$ – швидкість вздовж лінії течії, отримана шляхом розв’язку рівняння (1) з граничними умовами (2) та (5).

2. ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗВ’ЯЗОК ЗАДАЧІ

В основі чисельного розв’язку задачі лежить метод граничних елементів (МГЕ), описаний у роботі (3).

Розподілимо джерела інтенсивності $q(\vec{\xi})$ по поверхні S . Тоді значення потенціалу $\varphi(\vec{x})$ визначається через інтеграл по поверхні S :

$$\varphi(\vec{x}) = \int_S G(\vec{x}, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dS + C, \quad (8)$$

де

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}) = \frac{1}{4\pi r(\vec{x}, \vec{\xi})},$$

$$r(\vec{x}, \vec{\xi}) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2},$$

– функція Гріна одиничного джерела.

Оскільки на нескінченності повинна виконуватись умова затухання збурень (тобто $\varphi \rightarrow 0$, при $r \rightarrow \infty$), то $C = 0$. Якщо точка \vec{x}_0 розташована на поверхні S , отримаємо:

$$\varphi(\vec{x}_0) = \int_S G(\vec{x}_0, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dS. \quad (9)$$

Підставляючи у рівняння (2) та (7) замість потенціалу φ праву частину (9), будемо мати систему інтегральних рівнянь:

$$\int_S G_n(\vec{x}_0, \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) dS = V_n(\vec{x}_0) \text{ при } \vec{x}_0 \in S_B, \quad (10)$$

$$\int_S \left(V_l^2(\vec{x}_0) \cdot G_{ll}(\vec{x}_0, \vec{\xi}) + 2 \frac{\partial V_l(\vec{x}_0)}{\partial l} V_l(\vec{x}_0) \times \right. \\ \left. \times G_l(\vec{x}_0, \vec{\xi}) + g G_z(\vec{x}_0, \vec{\xi}) \right) q(\vec{\xi}) dS = \\ = 2 \frac{\partial V_l(\vec{x}_0)}{\partial l} V_l(\vec{x}_0) \cdot \left(V_l(\vec{x}_0) + V_0 \cdot l_x(\vec{x}_0) \right) + \\ + \frac{\partial l_x(\vec{x}_0)}{\partial l} V_0 \cdot V_l^2(\vec{x}_0) \quad \text{при } \vec{x}_0 \in S_F. \quad (11)$$

Тут $G_n(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ – похідна функції $G_0(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ по

напрямку нормалі до поверхні S_B , $G_z(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ та $G_l(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ – похідні функції $G(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ по z та по \vec{l} відповідно, які можна розрахувати аналітично [20], а $G_{ll}(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ – похідна функції $G_l(\vec{x}_0, \vec{\xi})$ по \vec{l} , яка розраховується чисельно за допомогою зворотної (спрямованої в напрямку, протилежного до напрямку розповсюдження хвиль) чотириточкової або триточкової схеми диференціювання [3, 13].

У випадку мілкої води Функцію Гріна $G(\vec{x}, \vec{\xi})$ можна побудувати, дзеркально відображаючи вільну поверхню та підводну частину судна відносно дна:

$$G(\vec{x}, \vec{\xi}) = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{r(\vec{x}, \vec{\xi})} + \frac{1}{r'(\vec{x}, \vec{\xi}, h)} \right], \quad (12)$$

де

$$r(\vec{x}, \vec{\xi}) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2},$$

$$r'(\vec{x}, \vec{\xi}, h) = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z + \zeta + 2h)^2}.$$

Чисельний алгоритм розв’язання системи інтегральних рівнянь (10)–(11) ґрунтується на апроксимації змоченої поверхні судна та вільної поверхні плоскими трикутними або чотирикутними панелями. При цьому вважається, що інтенсивності джерел на кожній панелі постійні і тому їх можна замінити одним джерелом, розташованим в геометричному центрі панелі [3, 4].

Збурення вільної поверхні розраховується за формулою:

$$\zeta = \frac{2V_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \vec{V}^2}{2g}, \quad (13)$$

де

$$\vec{V} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right).$$

Хвильовий опір судна розраховується як сума інтегралів по змоченій поверхні судна від динамічного та гідростатичного тисків. Його можна записати у наступному вигляді:

$$R_w = \frac{\rho}{2} \int_{S_B} (V_0^2 - \vec{V}^2) n_x dS + \frac{\rho g}{2} \oint_{WL} \zeta^2 \cdot n_x dL, \quad (14)$$

де $\oint_{WL} \zeta^2 n_x dL$ – інтеграл по ватерлінії судна; n_x – проекція нормалі до поверхні судна на вісь x .

Коефіцієнт хвильового опору обчислюється за формулою

$$C_w = \frac{2R_w}{\rho V_0^2 \int_{S_B} dS}, \quad (15)$$

де $\int_{S_B} dS$ – площа змоченої поверхні судна.

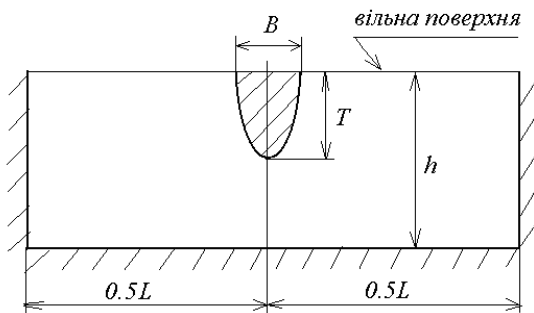


Рис. 1. Схема руху судна в прямокутному каналі

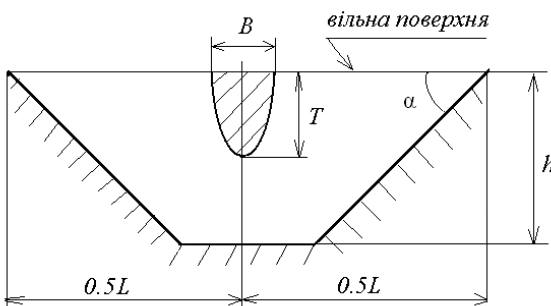


Рис. 2. Схема руху судна в трапецієвидному каналі

3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Розглянемо процеси формування корабельних хвиль при русі судна типу «Wigley hull» вздовж центральної лінії прямокутного (рис. 1) та трапецієвидного (рис. 2) каналів. Таке судно має параболічну форму бокової поверхні, яка описується рівнянням:

$$y = \pm \frac{B}{2} (1 - (2x/L)^2) (1 - (z/T)^2), \quad (16)$$

$$x \in \left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2} \right], \quad z \in [0, T],$$

де L – довжина судна; B – максимальна ширина судна (у мідель шпангоуті); T – осадка.

Відношення довжини та ширини судна до осадки складає $L/B = 10$ та $B/T=1.6$ відповідно, а відношення глибини каналу до осадки судна – $h/T = 3$. Ширина каналу дорівнювала довжині судна L . Кут α між похилою стінкою трапецієвидного каналу та вільною поверхнею складає 30° .

Вільна поверхня між стінками каналу покривалась прямокутними панелями на ділянках від носа судна в напрямку руху судна та від корми судна в напрямку, протилежному рухові судна (рис.

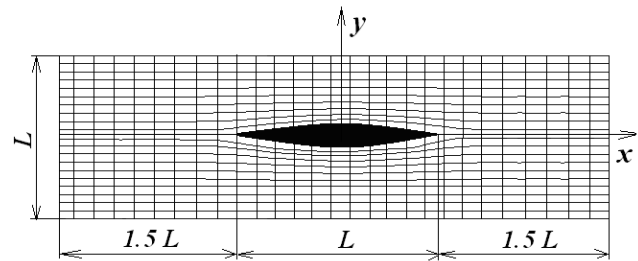


Рис. 3. Схема розбиття сітки на вільній поверхні каналу

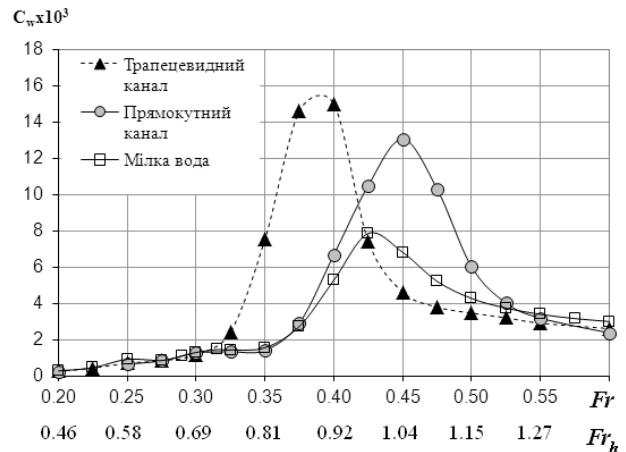


Рис. 4. Залежності коефіцієнта хвильового опору від числа Фруда при русі судна типу «Wigley hull» на мількій воді та у прямокутному і трапецієвидному каналах на глибині $h/T = 3$

3). Довжина кожної з ділянок – $1.5L$, а ширина – L . Також панелями покривалась ділянка вільної поверхні між бортами судна та стінками каналу і, власне, самі стінки. Всього було використано 5848 панелей. Поверхня судна покривалась панелями рівномірно по бортах. Кількість панелей на судні – 796, на вільній поверхні – 1980, на стінках каналу – по 1536 на кожній стінці. Граничні умови на плоскому дні враховувались за допомогою дзеркальних відображень (12).

На рис. 4 представлені залежності коефіцієнта хвильового опору C_w судна від його швидкості, розраховані методом МГЕ для випадків руху судна на мількій воді і у прямокутному та трапецієвидному каналах. Як видно з рисунка, у всіх трьох випадках максимуми хвильового опору досягаються при різних числах Фруда по довжині судна Fr та по глибині каналу Fr_h . Порівняно з мількою водою область критичних швидкостей (тобто діапазон швидкостей судна, де хвильовий опір різко зростає) для випадку прямокутного каналу зсуну-

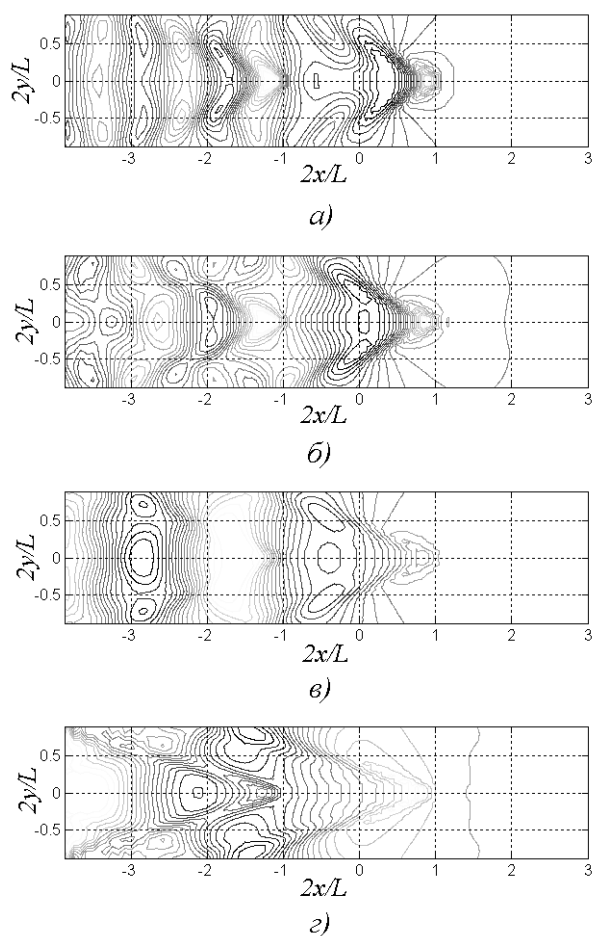


Рис. 5. Ізолінії вільної поверхні при рухові судна в прямокутному каналі з різними числами Фруда:
 а – $Fr=0.3$, $Fr_h = 0.69$; б – $Fr=0.35$, $Fr_h = 0.81$;
 в – $Fr=0.4$, $Fr_h = 0.92$; г – $Fr=0.5$, $Fr_h = 1.15$

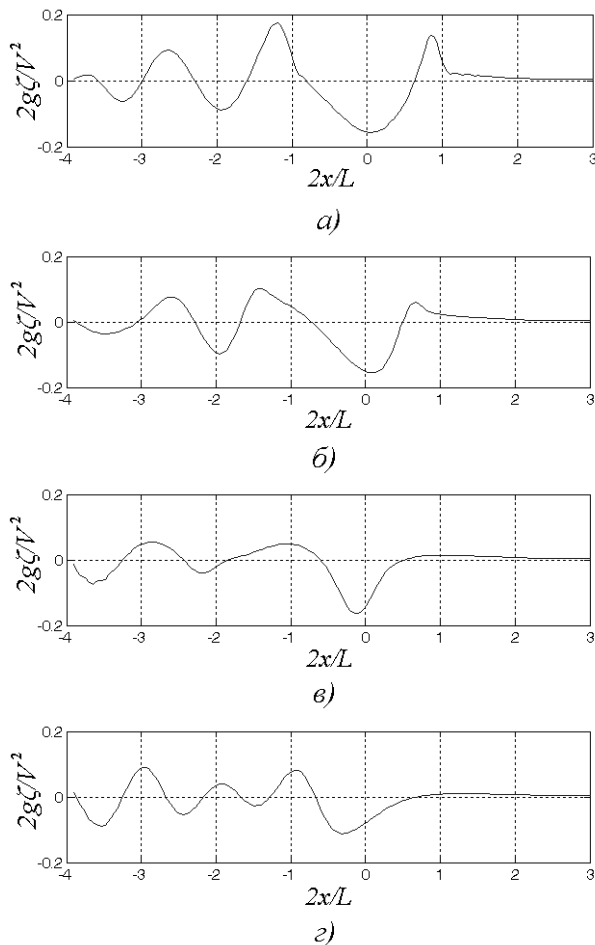


Рис. 6. Профілі хвиль на вільній поверхні при рухові судна в прямокутному каналі з числами Фруда $Fr=0.35$, $Fr_h = 0.81$ для різних перерізів:
 а – $y = 0$; б – $y = 0.25L$; в – $y = 0.5L$; г – $y = 0.75L$

та дещо вправо, а для випадку трапецієвидного каналу – суттєво вліво. Так, по результатам розрахунків при рухові судна на мілкій воді в області критичних швидкостей числа Фруда по довжині та по глибині знаходяться у такому діапазоні: $Fr \in [0.4, 0.45]$ та $Fr_h \in [0.92, 1.04]$ відповідно. Разом з тим, при рухові судна у прямокутному каналі діапазон чисел Фруда, що відповідає критичній області, складає $Fr \in [0.43, 0.48]$ по довжині та $Fr \in [0.98, 1.1]$ по глибині, а у трапецієвидному каналі – $Fr \in [0.35, 0.43]$ та $Fr_h \in [0.81, 0.98]$ відповідно. Треба зазначити, що в області критичних швидкостей значення хвильового опору при рухові судна у трапецієвидному каналі майже на 20% більше ніж при його рухові у прямокутному каналі та у 2.2 рази більше ніж при рухові на мілкій воді.

Отримані результати пояснюються тим, що у

мілководних каналах поле індукованих швидкостей зумовлює збільшення перепадів тиску вздовж корпусу судна, а також зростання амплітуд хвиль у порівнянні з рухом судна на мілкій воді з таким же відношенням h/T . Відомо, що при рухові судна у каналі зростання хвильового опору судна у критичній області відбувається інтенсивніше, а максимальне значення коефіцієнта опору часто досягається раніше, ніж при рухові судна на мілкій воді [5]. Разом з тим, у каналах з різними поперечними перерізами хвильовий опір в області критичних швидкостей більший у того судна, яке рухається в каналі з меншим поперечним перерізом. При рівних площах живого поперечного перерізу хвильовий опір судна у прямокутному каналі дещо менший, ніж у трапецієвидному, а критичні швидкості – навпаки, дещо вищі [5].

Таким чином, результати розрахунків хвильово-

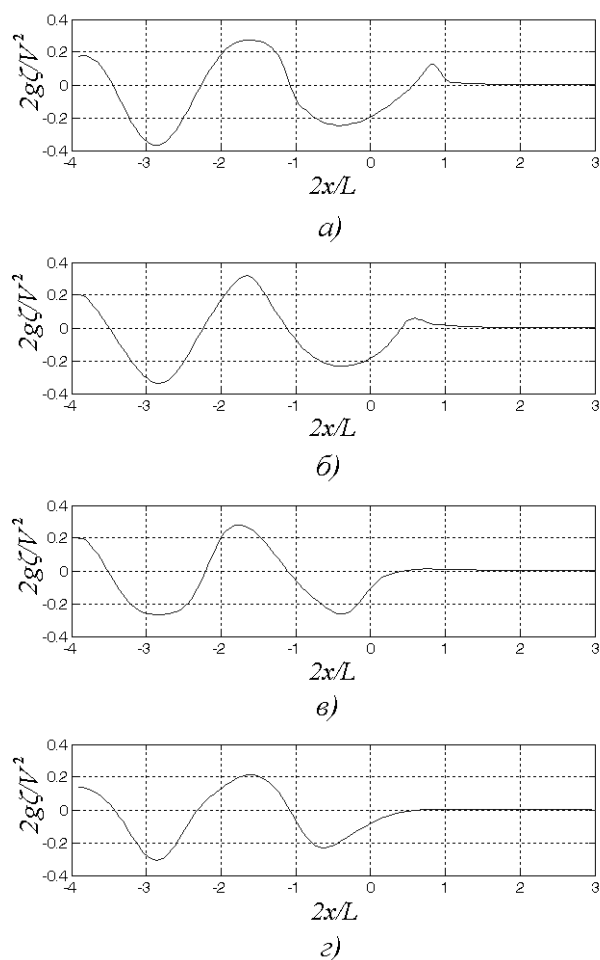


Рис. 7. Профілі хвиль на вільній поверхні при рухові судна в прямокутному каналі з числами Фруда $Fr=0.4$, $Fr_h = 0,92$ для різних перерізів: $a - y = 0$; $б - y = 0.25L$; $в - y = 0.5L$; $г - y = 0.75L$

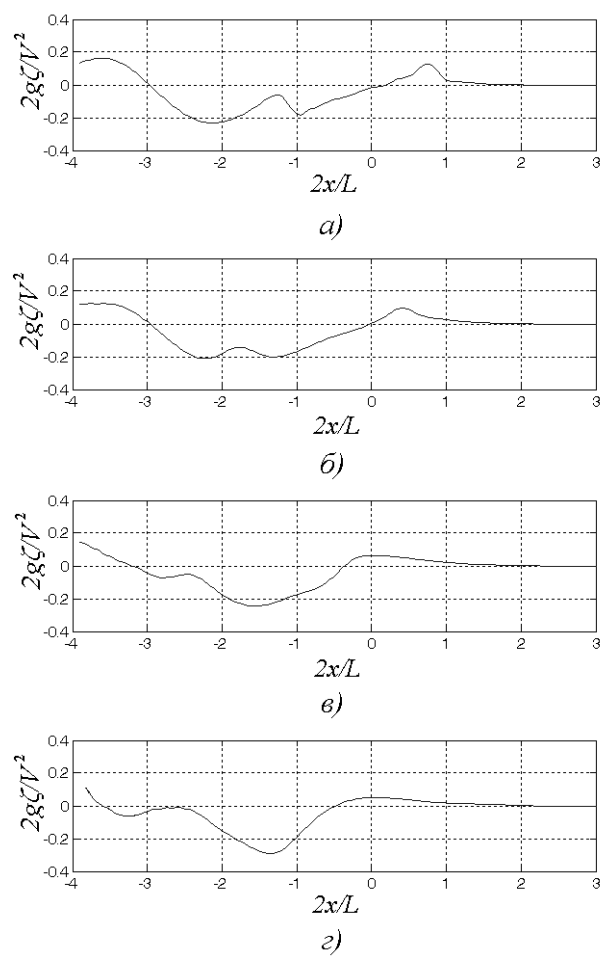


Рис. 8. Профілі хвиль на вільній поверхні при рухові судна в прямокутному каналі з числами Фруда $Fr=0.5$, $Fr_h = 1.15$ для різних перерізів: $a - y = 0$; $б - y = 0.25L$; $в - y = 0.5L$; $г - y = 0.75L$

го опору судна (рис. 4), що рухається у прямокутному та трапецієвидному каналах, добре узгоджуються з даними відомих досліджень, оскільки площа перерізу трапецієвидного каналу дещо менша, ніж прямокутного, рис. 1–2.

На рис. 5 та 9 представлені розрахунки ізольованих, що відображають деформацію вільної поверхні внаслідок утворення корабельних хвиль при рухові судна з різними числами Фруда у описаних вище прямокутному та трапецієвидному каналах, в той час як на рис. 6–8 та 10–12 відображені хвильові профілі у різних перерізах площини Oxz з хвильовою поверхнею.

З рис. 5–12 добре видно розвиток хвиль на вільній поверхні каналу зі збільшенням швидкості судна. Так, при докритичних швидкостях чітко проглядаються дві системи хвиль - розбіжної та поперечної, рис. 5,а, б, 9,а, б, 6, 10.

При подальшому збільшенні швидкості судна у хвильовій системі починають переважати поперечні хвилі, а амплітуди хвиль зростають, рис. 5,в, 9,в, 7, 11. В зоні $Fr_h \approx 1$ обидві системи хвиль практично вироджуються в дві поперечні хвилі. Ці хвилі мають велику амплітуду, а на їх утворення затрачується багато енергії, що, в свою чергу, зумовлює значне зростання хвильового опору в області критичних швидкостей, рис. 4. Поперечні хвилі такого типу вже не можуть досліджуватись за допомогою теорії хвиль відносно малої амплітуди (яка представлена у даному розділі) і по своїм властивостям відносяться до так званих одиночних хвиль (солітонів). Характерно, що одиночна хвиля, один раз утворившись, уже не потребує енергії для її підтримки і може розповсюджуватись попереду судна, якщо через зміну швидкості воно відстало від одиночної хвилі.

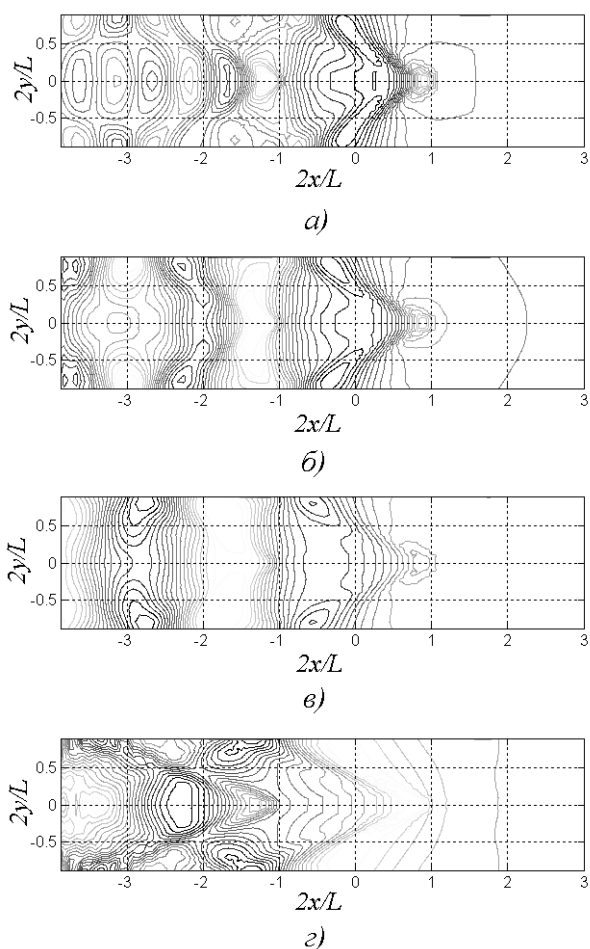


Рис. 9. Ізолінії вільної поверхні при русові судна в трапецієвидному каналі з різними числами Фруда:
 а – $Fr=0.3$, $Fr_h = 0.69$; б – $Fr=0.325$, $Fr_h = 0.75$;
 в – $Fr=0.35$, $Fr_h = 0.81$; г – $Fr=0.45$, $Fr_h = 1.04$

Після того, як швидкість судна перевищить критичну, поперечні хвилі, згідно з теорією, не можуть існувати і залишаються тільки розбіжні хвилі, рис. 5, г, 9, г, 8, 12. Фронт цих хвиль утворює з діаметральною площиною кут, при якому швидкість розповсюдження хвиль у напрямку, перпендикулярному до їх фронту, не перевищує критичну швидкість хвилі \sqrt{gh} . Хвильовий сектор при русові судна у закритичній області містить тільки розбіжні хвилі, а його ширина зменшується зі збільшенням швидкості судна [5]. Зникнення поперечних хвиль, а також зменшення хвильового сектору зумовлює зменшення хвильового опору судна у закритичній області, рис 4. Зменшуються також амплітуди хвиль, рис. 8, 12.

З рис. 5–12 чітко видно, що у випадку руху судна у трапецієвидному каналі критичні швидкості менші, а амплітуди хвиль у критичному діапазо-

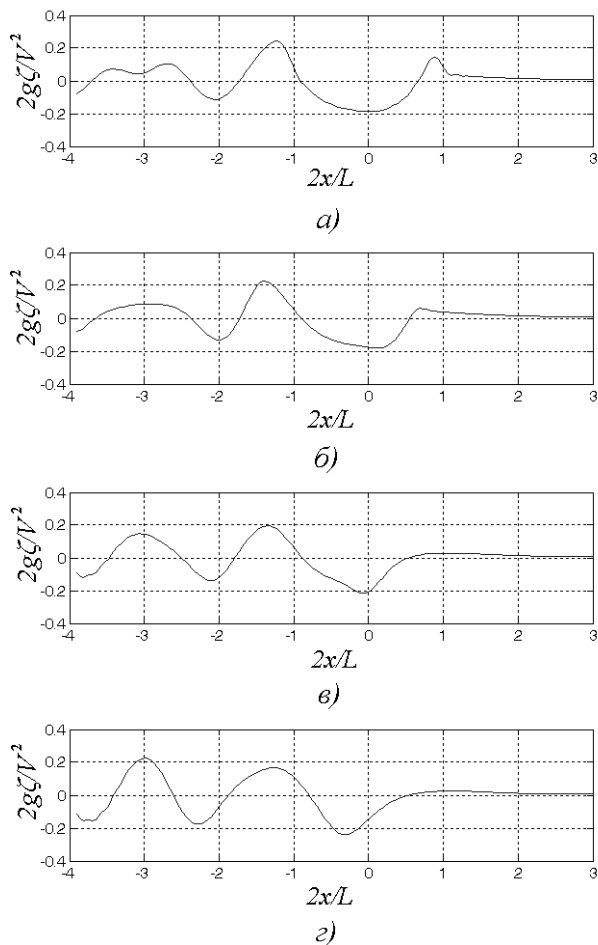


Рис. 10. Профілі хвиль на вільній поверхні при русові судна в трапецієвидному каналі з числами Фруда $Fr=0.325, Fr_h = 0.75$ для різних перерізів:
 а – $y = 0$; б – $y = 0.25L$; в – $y = 0.5L$; г – $y = 0.75L$

ні швидкостей вищі, ніж у випадку його руху у прямокутному каналі, що загалом узгоджується з відомими результатами [5].

ВИСНОВКИ

У роботі побудована математична модель, яка описує рух судна з довільною формою обводів змоченої поверхні на складному фарватері і враховує хвильутворення. На основі методу граничних елементів побудований чисельний алгоритм, який реалізує дану математичну модель, проведені розрахунки параметрів хвиль та хвильового опору судна типу «Wigley hull» при його русові з постійною швидкістю у прямокутному (з вертикальними стінками) та трапецієвидному (з похилими стінками) каналах.

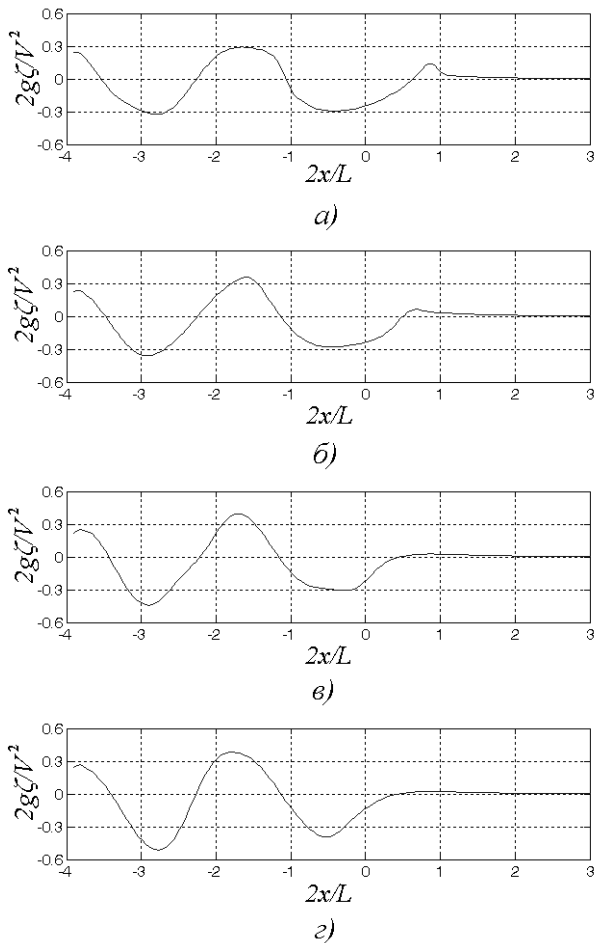


Рис. 11. Профілі хвиль на вільній поверхні при рухові судна в трапецієвидному каналі з числами Фруда $Fr = 0.35, Fr_h = 0.81$ для різних перерізів: а - $y = 0$; б - $y = 0.25L$; в - $y = 0.5L$; г - $y = 0.75L$

Показано, що в області критичних швидкостей значення хвильового опору при рухові судна у трапецієвидному каналі майже на 20% більше ніж при його рухові у прямокутному каналі та у 2.2 рази більше ніж при рухові на мілкій воді. Разом з тим, у випадку руху судна у трапецієвидному каналі критичні швидкості менші, а амплітуди хвиль у критичному діапазоні швидкостей вищі, ніж у випадку його руху у прямокутному каналі, що загалом узгоджується з відомими результатами [5].

1. Горбань В.О., Масюк С.В. Гідродинамічна взаємодія суден на мілководді // Прикладна гідромеханіка. – 2007. – 9(81), N 4. – С. 17–29.
2. Масюк С.В. Гідродинамічна взаємодія суден з береговими спорудами на мілкій воді // Прикладна гідромеханіка. – 2008. – 10(82), N 3. – С. 77–81.

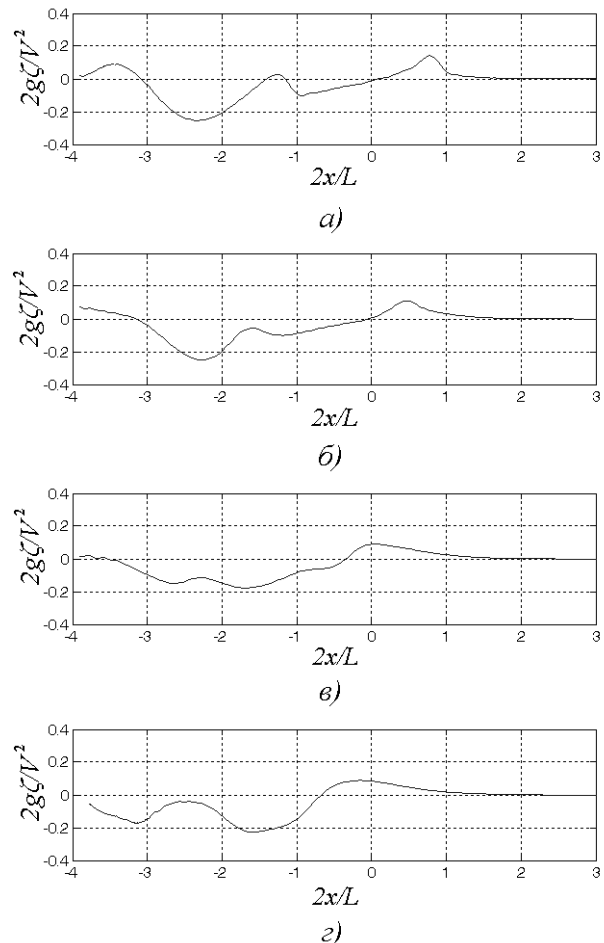


Рис. 12. Профілі хвиль на вільній поверхні при рухові судна в трапецієвидному каналі з числами Фруда $Fr = 0.45, Fr_h = 1.04$ для різних перерізів: а - $y = 0$; б - $y = 0.25L$; в - $y = 0.5L$; г - $y = 0.75L$

3. Горбань В.О., Горбань І.М., Масюк С.В., Нікішов В.І. Застосування методу граничних елементів для розрахунку корабельних хвиль // Прикладна гідромеханіка. – 2011. – 13(85), N 4. – С. 22–29.
4. Горбань В.О., Масюк С.В., Нікішов В.І. Чисельне моделювання корабельних хвиль при рухові судна в умовах обмеженого фарватеру // Прикладна гідромеханіка. – 2013. – N 2. – С. 13–21.
5. Войткунский Я.И. Сопротивление движению судов. – Л.: Судостроение, 1988. – 281 с.
6. Michell J.H. The Wave-Resistance of a Ship // Philosophical Magazine. – 1898. – 45, N 5. – P. 106–123.
7. Wigley W.C.S. A Comparison of Experiment and Calculated Wave- Profiles and Wave-Resistances for a Form Having Parabolic Waterlines // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. – 1934. – V. 144, N 851. – P. 144–159.
8. Newman. J. N. The green function for a rectangular channel // Journal of Engineering Mathematics. – 1992. – 26, N 1. – P. 51–59.

9. *Bessho M.* On a consistent linearized theory of the wave-making of ships // *Journal of Ship Research.*– 1994.– V. 38, N 2.– P. 83-96.
10. *Tuck E.O. and Scullen D.C.* A comparison of linear and nonlinear computations of waves made by slender submerged bodies // *Journal of Engineering and Mathematics.*– 2002.– V.42, N 3-4.– P. 255-264.
11. *Hess J. L., Smith A. M. O.* Calculations of nonlifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies // *Journal of Ship Research.*– 1964.– V.8, N 2.– P. 22-44.
12. *Gadd G.E.* A method for computing the flow and surface wave pattern around full forms // *Trans. RINA.*– London, UK.– 1976.– P. 207-220.
13. *Dawson C.W.* A practical computer method for solving ship wave problems // In: *Proceedings of Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics.*– Berkeley.– 1977.– P. 30-38.
14. *Lee C.-H., Newman J. N.* Computation of wave effects using the panel method // *Numerical Models in Fluid-Structure Interaction.*– WIT press.– 2005.– P. 211-251.
15. *Tarafder M.S., Khalil G.M.* Numerical analysis of free surface flow around a ship in deep water // *Indian Journal of Engineering and Materials Sciences.*– 2004.– V.11.– P. 385-390.
16. *Tarafder M.S., Suzuki K.* Computation of free surface flow around a ship in shallow water using a potential based panel method // *International Shipbuilding Progress.*– 2006.– V. 53, N 1.– P. 33-54.
17. *Tarafder M.S., Khalil G.M.* Calculation of ship sinkage and trim in deep water using a potential based panel method // *Int. J. of Applied Mechanics and Engineering, Poland.*– 2006.– V. 11, N 2.– P. 401-414.
18. *Tarafder M.S.* Third order contribution to the wave-making resistance of a ship at finite depth of water // *Ocean Engineering, Elsevier Science, UK.*– 2007.– V. 34, N 1.– P. 32-44.
19. *Tarafder M.S., Suzuki K.* Wave-making resistance of catamaran hull in shallow water using a potential based panel method // *Journal of Ship Research.*– 2008.– V. 52, N 1.– P. 16-29.
20. *Masiuk S., Gorban V.* Calculation of ship interaction forces in restricted waterway using three-dimensional boundary element method // *Int. Shipbuild. Progr.*– 2010.– V. 57, N 3-4.– P. 147-161.