

УДК 532.59

## ДИФРАКЦІЯ ПОВЕРХНЕВИХ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ НА ЦИЛІНДРИ, ОТОЧЕНОМУ ПЕРФОРОВАНИМ ЕКРАНОМ

К. М. СВЕЧНІКОВА

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ  
вул. Желябова, 8/4, 03680, МСП, Київ-180, Україна  
svechnikova-k@rambler.ru

Одержано 24.06.2014

Досліджено в рамках моделі рідини скінченої глибини взаємодію поверхневих гравітаційних хвиль з морськими конструкціями циліндричної форми. Задачу розглянуто в потенціальній постановці. Досліджено вплив перфорованого екрана, як захисного елемента навколо циліндричної конструкції, на зменшення силових навантажень на основну споруду, зміну відхилення вільної поверхні води, а також встановлено залежності дифракції хвиль від таких параметрів конструкції, як перфорація екрана та його положення відносно циліндра. Проведено аналіз побудованих графіків повної розсіяної потужності, діаграм розсіяння, прямого та зворотного розсіяння. Показано, що перфорований екран має властивості хвильового абсорбера.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** дифракція хвиль, рідина скінченої глибини, вертикальний циліндр, перфорований екран

Исследовано в рамках модели жидкости конечной глубины взаимодействие поверхностных гравитационных волн с морскими конструкциями цилиндрической формы. Задача рассмотрена в потенциальной постановке. Исследовано влияние перфорированного экрана, как защитного элемента вокруг цилиндрической конструкции, на уменьшение силовых нагрузок на основное сооружение, изменение отклонения свободной поверхности воды, а также установлены зависимости дифракции волн от таких параметров конструкции, как перфорация экрана и его положение относительно цилиндра. Проведен анализ построенных графиков полной рассеянной мощности, диаграмм рассеяния, прямого и обратного рассеяния. Показано, что перфорированный экран имеет качества волнового абсорбера.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** дифракция волн, жидкость конечной глубины, вертикальный цилиндр, перфорированный экран

Interaction of surface gravity waves with sea constructions of cylindrical form in the framework of the model of finite fluid depth is investigated. The problem is considered in a potential statement. The influence of a perforated screen, as a protective element surrounded the cylindrical construction, on decreasing power loads on base construction, changing of a free surface water elevation is investigated. Also, dependences of wave diffraction on such construction parameters as the screen perforate and its position relatively the cylinder is established. The analysis of plotting graphs of total scattering energy, scattering diagrams, forward and back-scattering is carried out conducted. It is shown that the perforated screen possesses the quality of wave absorber.

**KEY WORDS:** waves diffraction, finite fluid depth, vertical cylinder, perforated screen

### ВСТУП

У світовій науці широка увага приділяється дослідженню взаємодії поверхневих гравітаційних хвиль з вертикальними циліндричними перешкодами великих поперечних розмірів. В дійсності на морські споруди діють різні навантаження: сили плавучості, тяжіння, сили вітру, температурні внутрішні зусилля, деякі функціональні навантаження, сили течій. Проте, при математичному моделюванні слід враховувати, що найбільш суттєвий динамічний ефект зумовлений взаємодією хвиль з конструкціями [1]. Тому їх будівництво повинно базуватися на чіткому розумінні навантажень, які чинить хвильове поле.

В [2] в рамках теорії мілкої води одержано та проаналізовано точні розв'язки задачі дифракції поверхневих гравітаційних хвиль на круговій ко-

лоні, що знаходиться на циліндричній основі змінної та постійної глибини. При обчисленнях бічної сили та моменту сил внесено поправку на рідину скінченої глибини. В [3] показано відповідність між теоретичними розрахунками навантажень на круговий циліндр за MacCamy & Fuchs та даними, одержаними експериментально.

Дані дослідження дають можливість більш досконалого проектування різноманітних елементів платформ, морських сховищ, опор мостів і тощо. При цьому залишається актуальною проблема захисту таких споруд, зменшення дії хвильового процесу на них та уникнення при цьому екологічного дисбалансу.

В праці [4] в рамках двовимірної теорії гідроеластики авторами досліджено взаємодію монохроматичних хвиль з пористою еластичною мембраною, яка розміщена горизонтально в воді. В зв'язку з тим, що хвильове число в області над мембраною

є комплексним, має місце дисипація енергії. На основі розглядуваної моделі проведено розрахунки коефіцієнтів проходження, відображення та дисипації хвиль. Теоретична модель та чисельні розрахунки підтверджено рядом проведених експериментів, які показали близьку відповідність теорії та практики.

В [5] розглянуто в рідині скінченної глибини лінійну потенціальну теорію дифракції хвиль на вертикальному круговому циліндрі з перфорованою горизонтальною кільцевою площиною. Досліджено механізм зменшення навантажень на циліндр за допомогою пористої кільцевої пластини в порівнянні з непроникним кільцем.

Робота [6] присвячена дослідженню параметра перфорації  $G$  тонкої проникної стінки. За допомогою експериментальної фізичної моделі обчислено горизонтальну складову сили, коефіцієнти проходження і відбиття хвиль. Внесено рекомендації використання формули для знаходження коефіцієнтів опору та інерційного ефекту. Представлено повну оцінку параметра пористості.

Теорію пористого генератора хвиль розглянуто Чвангом [7]. Проведено аналіз поверхневих гравітаційних хвиль малої амплітуди в рідині скінченної глибини, що генеруються горизонтальною осциляцією від пористої вертикальної пластини. Детально обговорено вплив параметрів хвильового ефекту та ефекту пористості на хвильову поверхню та гідродинамічний тиск.

В [8] експериментально досліджено взаємодію регулярних хвиль з концентричною системою, яка складається із внутрішнього суцільного та зовнішнього перфорованого циліндрів. Шляхом варіації величини коефіцієнта проникності екрану встановлено вплив перфорації на хвильові навантаження на внутрішній циліндр.

Авторами [9] теоретично досліджено взаємодію хвиль з системою виступаючих над водою проникних кругових циліндрів. Бічна сторона кожного з них є проникною і тонкою. Показано, що перфорація структур призводить до значної зміни, а саме зменшення гідродинамічних навантажень, які діють на циліндри, а також нахату хвиль.

В статті [10] в тривимірній постановці теоретично розглянуто взаємодію коротко-гребневих хвиль з системою двох концентричних циліндрів, внутрішній з яких є непроникним, а зовнішній – перфорованим. Проаналізовано ефекти силових навантажень, відхилення вільної поверхні та дифракції від хвильового числа, параметрів конструкції та пористості зовнішнього циліндра.

В даній статті наведено постановку задачі теорії дифракції поверхневих гравітаційних хвиль на

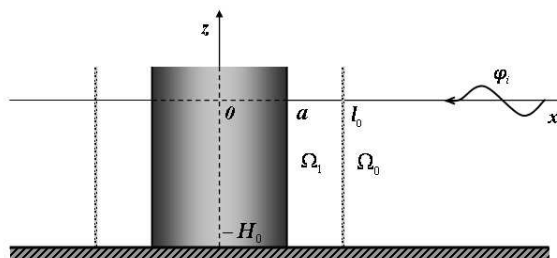


Рис. 1. Геометрія задачі:

$a$  – радіус циліндра;  $l_0$  – радіус екрана;  $H_0$  – глибина води;  
 $\varphi_i$  – потенціал падаючого поля;  $\Omega_0$  – зовнішня область;  
 $\Omega_1$  – внутрішня область

вертикальній круговій колоні, яка оточена циліндричним перфорованим екраном. Побудовано аналітичні розв'язки і на цій основі проведено розрахунки, які дозволяють дослідити вплив геометричних співвідношень споруди на бічну силу, з метою встановлення мінімальних і максимальних хвильових навантажень. Встановлено залежності повної розсіювальної потужності та діаграми розсіяння в дальній зоні від фізичних і геометричних параметрів моделі.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Задача дифракції хвиль формулюється в лінійній постановці в рамках моделі рідини скінченної глибини та з застосуванням теорії Соліта та Кросса [6] для перфорованого екрана.

Рідина, що займає області (рис.1.)

$$\Omega_0 = \{r, \theta, z | r \geq l_0; 0 \leq \theta < 2\pi; -H_0 \leq z \leq 0\},$$

$$\Omega_1 = \{r, \theta, z | a \leq r < l_0; 0 \leq \theta < 2\pi; -H_0 \leq z \leq 0\},$$

вважається ідеальною, нестисливою, а рух – безвихровим.

На основі вище вказаних припущень вводяться в кожній з розглядуваних областей потенціали швидкостей  $\vec{v} = \vec{\nabla}\Phi$ .

Нехай на перешкоду циліндричної форми радіуса  $a$ , оточеної перфорованим абсолютно тонким циліндром радіуса  $l_0$ , що жорстко встановлені на непроникне дно, набігає плоска періодична хвиля з потенціалом швидкостей:

$$\Phi_i = \frac{iAg \operatorname{ch}k_0(z + H_0)}{\omega \operatorname{ch}k_0H_0} e^{i(k_0r \cos\theta + \omega t)},$$

де  $k_0$  – хвильове число;  $A$  – амплітуда хвилі, що набігає;  $\omega$  – циклічна частота. За рахунок стаціонарності процесу надалі множник  $e^{i\omega t}$  опускається:  $\Phi_j = \varphi_j(r, \theta, z)e^{i\omega t}$ ,  $j = 0, 1$ .

Невідомі функції потенціалів швидкостей повинні задовольняти рівняння Лапласа (1) в кожній з розглянутих областей, граничні умови на дні (2) та на вільній поверхні води (3), граничну умову непроникності на циліндрі (5), а також умову спряження при проходженні через перфорований екран (4), яка виражає рівність швидкостей та те, що нормальна складова швидкості через перфорований екран лінійно пропорційна зміні тисків по обидва її боки.

Задача у внутрішній  $\Omega_1$  та зовнішній  $\Omega_0$  областях має вигляд:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\gamma^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \varphi_j = 0, \quad (1)$$

$$\gamma = \frac{H_0}{a}, \quad j = 0, 1,$$

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{при} \quad z = -H_0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial z} - \omega^2 \gamma^2 \varphi_j = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = ik_0 G_0 (\varphi_0 - \varphi_1) \quad \text{при} \quad r = l_0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = a, \quad (5)$$

де  $G_0$  – коефіцієнт перфорації [6].

Також повинна виконуватися умова Зомерфельда затухання хвиль на нескінченності:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left( \frac{\partial \varphi_s}{\partial r} + ik_0 \varphi_s \right) = 0, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \varphi_s = 0.$$

Постановка задачі наведена в безрозмірних величинах, які вводяться наступним чином:

$$r^* = \frac{r}{a}, \quad z^* = \frac{z}{H_0}, \quad k_0^* = k_0 \cdot a, \quad \omega^* = \frac{\omega a}{\sqrt{gH_0}},$$

$$t^* = \frac{t\sqrt{gH_0}}{a}, \quad \varphi_j^* = \frac{\varphi_j}{a\sqrt{gH_0}}.$$

Значення  $H_0$  та  $a$  зберігаються як трасуючі параметри. Падаюче поле запишеться наступним чином:

$$\varphi_i = \frac{iA}{\omega} \frac{\text{ch} \gamma k_0 (z + H_0)}{\text{ch} \gamma k_0 H_0} e^{ik_0 r \cos \theta}. \quad (6)$$

Потенціал у зовнішній області є сумою потенціалів падаючого (6) та розсіяного полів:  $\varphi_0 = \varphi_i + \varphi_s$ .

## 2. РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ

Розв'язки в областях шукаються методом відокремлення змінних і мають вигляд:

$$\varphi_0 = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} D_n(z) L_{mn}(r) \cos m\theta,$$

$$L_{mn}(r) = \varepsilon_m i^{m+1} \delta_{0n} \frac{A}{\omega} J_m(k_0 r) + A_{mn} H_m^{(2)}(i\mu_n r),$$

$$\varphi_1 = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} D_n(z) K_{mn}(r) \cos m\theta,$$

$$K_{mn}(r) = B_{mn} J_m(i\mu_n r) + C_{mn} N_m(i\mu_n r),$$

де  $J_m(x)$ ,  $N_m(x)$ ,  $H_m^{(2)}(x)$  – циліндричні функції Бесселя, Неймана та Ханкеля другого порядку відповідно;  $D_n(z) = \cos \gamma \mu_n (z + H_0) / \cos \gamma \mu_n H_0$ ;  $\delta_{0n}$  – символ Кронекера.

Дисперсійне співвідношення шукається з умов на вільній поверхні (3) і має вигляд:

$$1 - c\gamma k_0 H_0 \text{th} \gamma k_0 H_0 = 0,$$

$$1 + c\gamma \mu_n H_0 \text{tg} \gamma \mu_n H_0 = 0,$$

$$c = \frac{1}{\gamma^2 \omega^2 H_0}, \quad \omega^2 = \frac{k_0}{\gamma} \text{th} \gamma k_0 H_0,$$

де  $\mu_n$  – дійсні додатні корені останнього рівняння, при  $n > 0$ ,  $\mu_0 = -ik_0$ .

Співвідношення між коренями наступне:

$$\frac{\mu_n}{\mu_l} = \frac{\text{tg} \gamma \mu_l H_0}{\text{tg} \gamma \mu_n H_0}.$$

Підстановка розв'язків в умови спряження та граничну умову призводить до нескінченної системи рівнянь:

$$\begin{aligned} & \varepsilon_m i^{m+1} k_0 \frac{A}{\omega} D_0(z) J'_m(k_0 l_0) + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} i\mu_n A_{mn} D_n(z) H_m^{(2)'}(i\mu_n l_0) = \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} i\mu_n D_n(z) [B_{mn} J'_m(i\mu_n l_0) + C_{mn} N'_m(i\mu_n l_0)], \\ & \sum_{n=0}^{\infty} i\mu_n D_n(z) [B_{mn} J'_m(i\mu_n l_0) + C_{mn} N'_m(i\mu_n l_0)] = \\ & = ik_0 G_0 \sum_{n=0}^{\infty} D_n(z) S_{mn}(l_0), \\ & S_{mn}(l_0) = L_{mn}(l_0) - K_{mn}(l_0), \end{aligned}$$

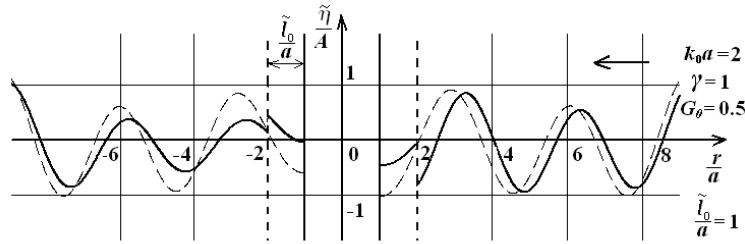


Рис. 2. Відхилення вільної поверхні води відносно незбуреного стану в напрямку поширення хвиль при параметрах системи  $G_0 = 0.5$ ,  $k_0 = 2$ ,  $\gamma = 1$ ,  $\tilde{l}_0 = 1$ ,  
 $\tilde{l}_0 = l_0 - a$  – відстань між екраном та циліндром:  
 штриховаа лінія – захисний екран відсутній; суцільна лінія – циліндр оточено перфорованим екраном

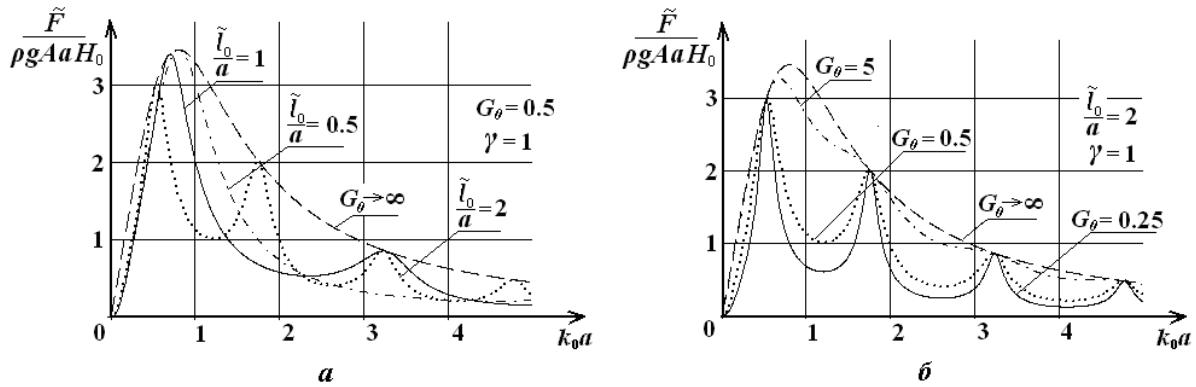


Рис. 3. Максимальне значення горизонтальної складової сили, що діє на колону:  
 а – при різних положеннях екрана відносно циліндра  $\tilde{l}_0 = 0.5; 1; 2$  ( $G_0 = 0.5$ ); б – при зміні коефіцієнта перфорації  $G_\theta = 0.25; 0.5; 5$  захисного екрана у випадку  $\tilde{l}_0 = 2$

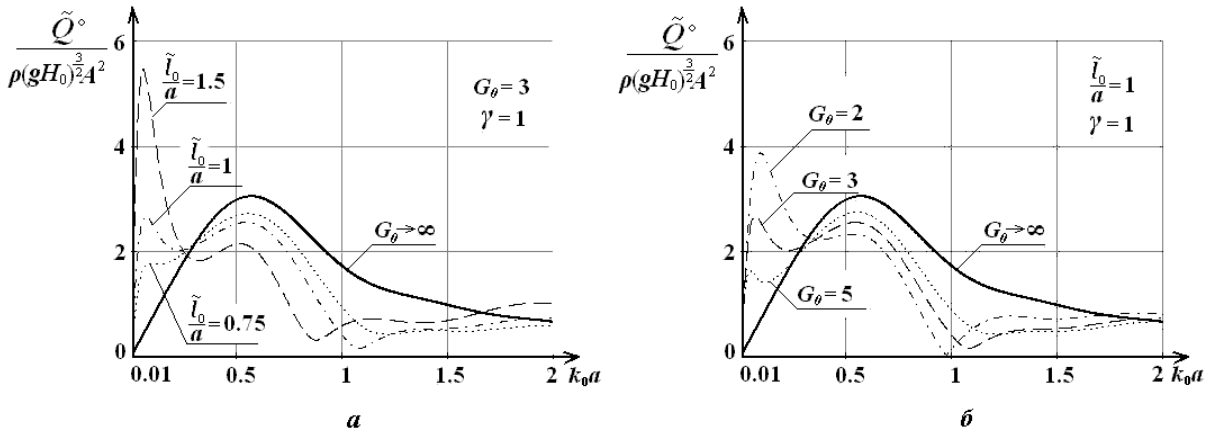


Рис. 4. Залежність від хвильового числа максимального значення повної розсіяної потужності в дальній зоні при  $\gamma = 1$ :  
 а – при різних положеннях екрана відносно циліндра  $\tilde{l}_0 = 0.75; 1; 1.5$  ( $G_0 = 3$ ); б – при зміні коефіцієнта перфорації  $G_\theta = 2; 3; 5$  захисного екрана у випадку  $\tilde{l}_0 = 1$

$$\sum_{n=0}^{\infty} i\mu_n D_n(z) [B_{mn} J'_m(i\mu_n a) + C_{mn} N'_m(i\mu_n a)] = 0.$$

Операцію знаходження невідомих коефіцієнтів можна спростити, скориставшись ортогональні-

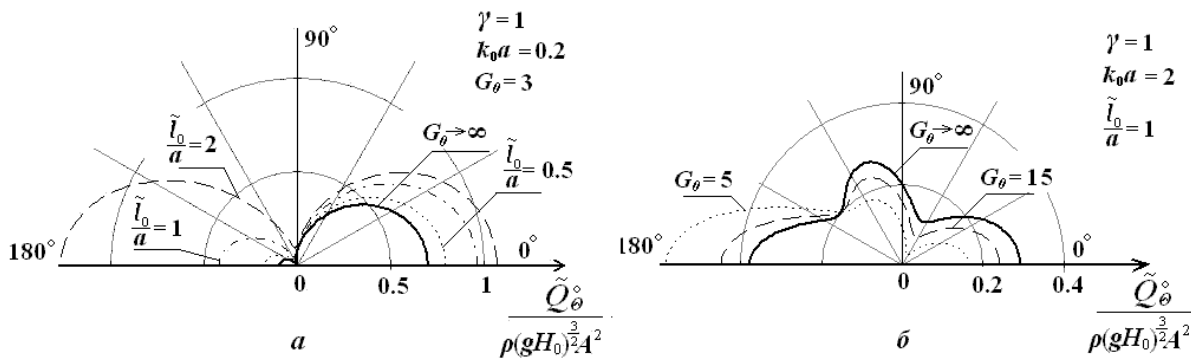


Рис. 5. Діаграма розсіяння в дальній зоні:

а – при зміні положення екрана відносно циліндра  $\tilde{l}_0 = 0.5; 1; 2$  ( $G_0 = 0.5, k_0 = 0.2$ ); б – при зміні коефіцієнта перфорації  $G_0 = 0.25; 0.5; 5$  у випадку розміщення екрана на відстані  $\tilde{l}_0 = 1$  від поверхні циліндра ( $k_0 = 2$ )

стю функцій  $\cos \gamma \mu_l(z + H_0)$ ,  $\cos \gamma \mu_n(z + H_0)$  на проміжку  $(-H_0; 0)$ , за рахунок чого одержимо нові залежності, з яких випливає, що  $A_{mn} = B_{mn} = C_{mn} = 0$  при  $n > 0$ . Таким чином, розв'язки задачі мають вигляд:

$$\varphi_0 = D_0(z) \sum_{m=0}^{\infty} L_{m0}(r) \cos m\theta,$$

$$\varphi_1 = D_0(z) \sum_{m=0}^{\infty} K_{m0}(r) \cos m\theta,$$

де невідомі коефіцієнти:

$$A_{m0} = -\frac{A}{\omega} \varepsilon_m i^{m+1} \frac{X}{Z},$$

$$B_{m0} = \frac{A}{\omega} G_0 \varepsilon_m i^{m+2} N'_m(k_0 a) \frac{Y}{Z},$$

$$C_{m0} = -\frac{A}{\omega} G_0 \varepsilon_m i^{m+2} J'_m(k_0 a) \frac{Y}{Z},$$

$$X = J'_m(k_0 l_0) \Delta_1 + i G_0 J_m(k_0 l_0) \Delta_2,$$

$$Z = H_m^{(2)'}(k_0 l_0) \Delta_1 + i G_0 H_m^{(2)}(k_0 l_0) \Delta_2,$$

$$Y = J_m(k_0 l_0) H_m^{(2)'}(k_0 l_0) - J'_m(k_0 l_0) H_m^{(2)}(k_0 l_0),$$

$$\Delta_1 = N'_m(k_0 a) [J'_m(k_0 l_0) + i G_0 J_m(k_0 l_0)] -$$

$$-J'_m(k_0 a) [N'_m(k_0 l_0) + i G_0 N_m(k_0 l_0)],$$

$$\Delta_2 = J'_m(k_0 a) N'_m(k_0 l_0) - J'_m(k_0 l_0) N'_m(k_0 a).$$

### 3. ЧИСЕЛЬНІ РОЗРАХУНКИ

На основі розглядуваної задачі важливим для прикладного характеру є теоретичне дослідження навантажень на споруди, яке чинить хвильове поле. Особливо гострим стає запитання, на якій відстані від колони розміщувати захисні екрани, щоб мінімізувати силову взаємодію хвильового поля. Проте також повинна цікавити і поведінка самого поля як поблизу циліндра, так і в дальній зоні. Слід враховувати, що дифракційні явища сильно проявляються на складних перешкодах, у випадку яких поле, що випромінюється від одних елементів споруди, впливає на дифракцію хвиль на інших частинах. Даний взаємовплив призводить до досить складної картини хвильового процесу.

Відхилення вільної поверхні відносно незбуреного стану  $\eta$ , значення максимальної горизонтальної складової сили  $F_x$  на циліндрі, повна розсіяна потужність (потік енергії розсіяного поля)  $Q$ , а також діаграма розсіяння (потік енергії в залежності від кута)  $Q_\theta$  в дальній зоні визначаються з формул

$$\eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad \vec{F} = \int_s P \vec{n} ds,$$

$$Q = \frac{dE}{dt} = -\rho \iint_s \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} ds,$$

де  $\vec{n}$  – радіус-вектор одиничної нормалі до поверхні;  $\partial/\partial \vec{n}$  – похідна вздовж нормалі до поверхні. В даній задачі розглядуваною поверхнею є бічна поверхня циліндра, елементарна площадка якого  $ds = r dz d\theta$  ( $r$  – фіксоване), тиск визначається з лінійного рівняння Бернуллі:  $P = -\rho \partial \Phi_j / \partial t$ .

Безрозмірні величини введено наступним чи-

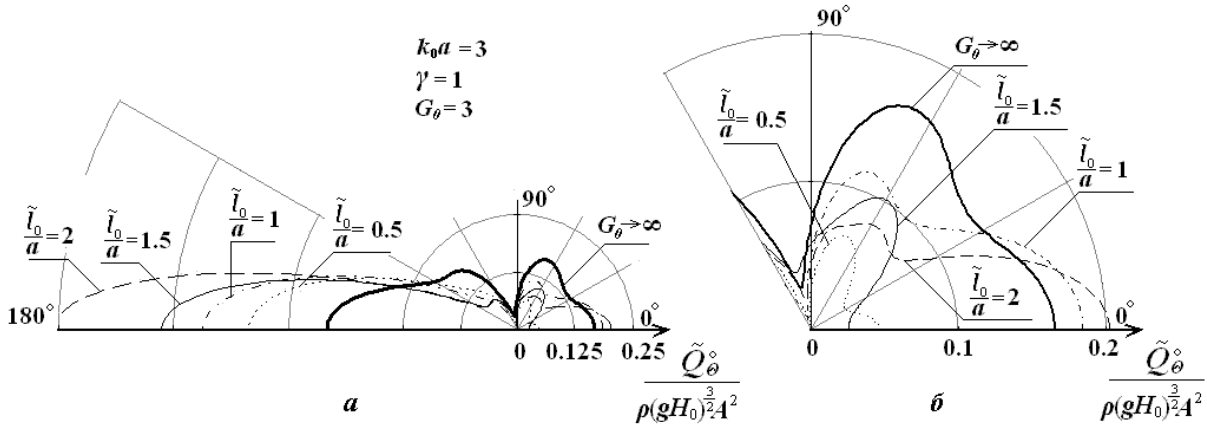


Рис. 6. Діаграма розсіяння в дальній зоні при зміні відстані від екрана до циліндра  $\tilde{l}_0 = 0.5; 1; 1.5; 2$  ( $G_\theta = 3$ ,  $k_0 = 3$ ):  
а – загальна картина; б – збільшений вигляд зони фронту хвилі

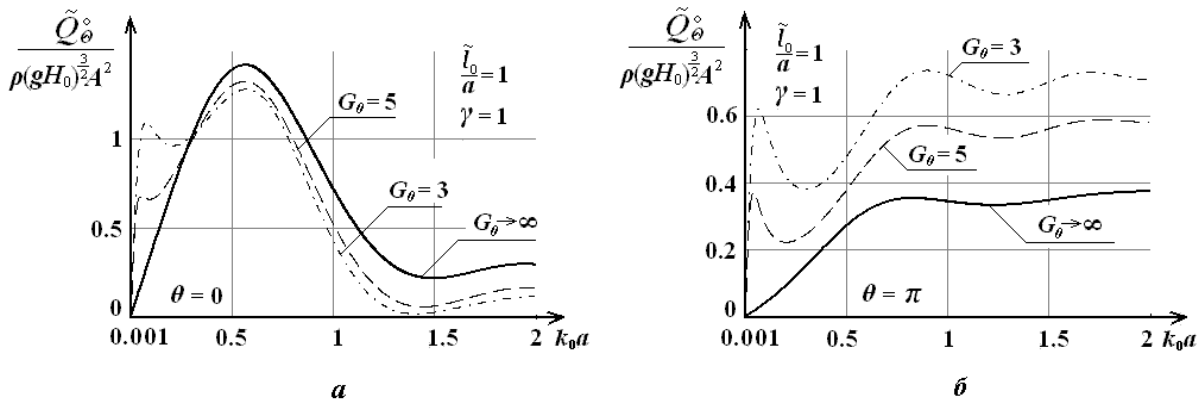


Рис. 7. Залежність прямого (б) і зворотного (а) розсіяння від хвильового числа при варіації коефіцієнта перфорації  $G_\theta = 3; 5$  та фіксованому значенні відстані між екраном і циліндром  $\tilde{l}_0 = 1$

НОМ:

$$\eta^* = \frac{\eta}{A}, \quad F^* = \frac{F}{\rho g a A H_0}, \quad s^* = \frac{s}{H_0 a},$$

$$P^* = \frac{P}{\rho g H_0}, \quad Q^* = \frac{Q}{\rho g H_0 \sqrt{g H_0} A^2}.$$

В силу симетрії картини хвильового поля відносно осі  $Ox$  та врахування значень потенціалів швидкостей в розглядуваних областях одержимо наступні формули для розглядуваних величин у безрозмірному вигляді:

$$\eta = \tilde{\eta} e^{i\omega t}, \quad \tilde{\eta} = -\frac{1}{A} i\omega \phi_j, \quad j = 0, 1;$$

$$F_x = \tilde{F}_x e^{i\omega t}, \quad \tilde{F}_x = -\frac{1}{A} \omega i a \int_0^{2\pi} \int_{-H_0}^0 \phi_1 \cos \theta dz d\theta,$$

$$\tilde{F}_x = -\frac{i a \omega \pi}{\gamma k_0 A} \text{th} \gamma k_0 H_0 [B_{10} J_1(k_0 a) + C_{10} N_1(k_0 a)].$$

Повна розсіяна потужність у дальній зоні з врахуванням асимптотичних розкладів функції Ханкеля другого роду та її похідної приймає вигляд:

$$\tilde{Q} = C_g \tilde{Q}^\circ e^{-2ik_0 r},$$

де  $C_g$  – групова швидкість,

$$C_g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\text{th} \gamma k_0 H_0}{\gamma k_0}} \left( 1 + \frac{2\gamma k_0 H_0}{\text{sh} 2\gamma k_0 H_0} \right);$$

$$\tilde{Q}^\circ = \frac{2i}{\gamma k_0} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \tau_m a_m^2,$$

$$\tau_m = \begin{cases} 1, & m \geq 1; \\ 2 & m = 0. \end{cases}$$

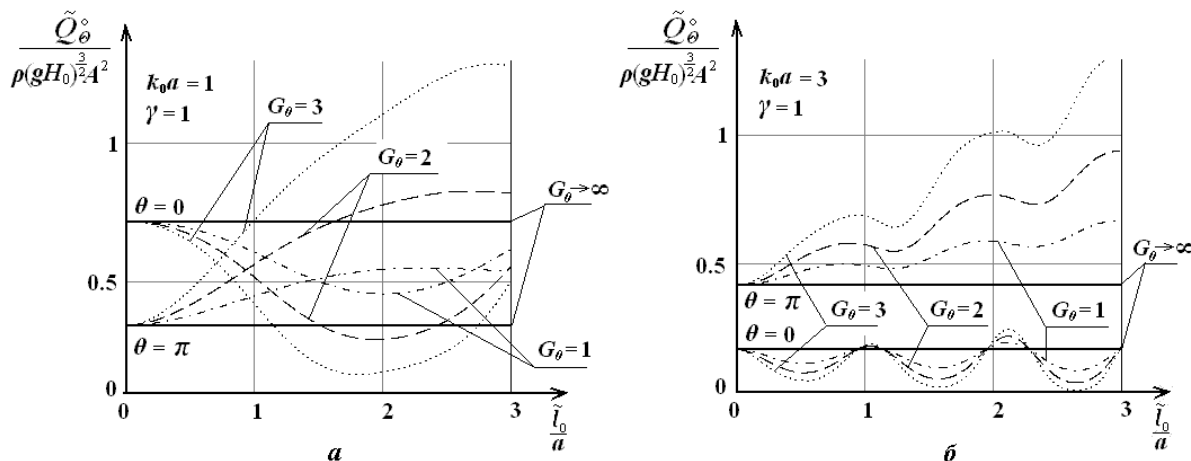


Рис. 8. Залежність прямого ( $\theta = \pi$ ) і зворотного ( $\theta = 0$ ) розсіяння від відстані між екраном і циліндром у випадку зміни коефіцієнта перфорації  $G_0 = 1; 2; 3$   
 а – при хвильовому числі  $k_0 = 1$ ; б – при хвильовому числі  $k_0 = 3$ .

Діаграма розсіяння в дальній зоні обчислюється за формулою:

$$\tilde{Q}_\theta = -\frac{1}{\gamma A^2} \int_{-H_0}^0 i\omega\varphi_0 \frac{\partial\varphi_0}{\partial r} r dz,$$

$$\tilde{Q}_\theta = C_g \tilde{Q}_\theta^\circ e^{-2ik_0 r},$$

$$\tilde{Q}_\theta^\circ = \frac{2i}{\pi k_0 \gamma} \sum_{m=0}^{\infty} a_m e^{\frac{im\pi}{2}} \cos m\theta \sum_{n=0}^{\infty} a_n e^{\frac{in\pi}{2}} \cos n\theta.$$

#### 4. АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

На основі проведених аналітико-чисельних розрахунків задачі встановлено, що наявність перфорованого екрана впливає на поведінку хвильового процесу та взаємодію хвилі з конструкцією.

Відхилення вільної поверхні води розраховано в напрямку поширення хвилі (рис. 2). Штриховими лініями позначено відхилення вільної поверхні за відсутності екрана. Причому, його величина за наявності перфорованого екрана спадає у внутрішній області і має значне зменшення позаду споруди.

Таким чином, можна говорити про підбір відстані  $\tilde{l}_0 = l_0 - a$  між циліндром і екраном, коли буде відбуватися захват хвиль певної довжини спорудою, що призводитиме до їх затухання в певному напрямі при подальшому розповсюдженні.

Аналіз максимального значення горизонтальної складової сили на конструкцію «колона – екран»

говорить про наступне: крива навантажень на одну колонку є верхньою обвідною кривих горизонтальної складової сили, що діє на колонку за наявності екрана (рис. 3). При збільшенні коефіцієнта перфорації графіки силових навантажень прямують до обвідної (рис. 3, б) та носять екстремальний характер, причому кількість таких екстремумів на відрізку значень хвильового числа має пряму залежність від  $\tilde{l}_0$  і не залежить від  $G_0$ . Зі збільшенням відстані  $\tilde{l}_0$  густина екстремумів збільшується. При  $\tilde{l}_0 \rightarrow 0$  перший екстремум прямує до максимального значення навантаження на одну колонку, а решта – до нескінченності (рис. 3, а). Гострота піків силового навантаження тим більша, чим менший коефіцієнт  $G_0$  (рис. 3, б).

На рис. 4 наведено залежність максимального значення повної розсіяної потужності в дальній зоні від хвильового числа при варіації відстані від екрана до циліндра (а) та коефіцієнта перфорації (б). Як видно з графіків, при малих хвильових числах виникають піки, які пояснюються геометричною складністю споруди. Причому вони збільшуються зі збільшенням відстані  $\tilde{l}_0$  (рис. 4, а) та зменшенням перфорації (рис. 4, б). При подальшому збільшенні хвильового числа повна розсіяна потужність зменшується в порівнянні з одиничним циліндром, якому тут і надалі відповідає товста суцільна лінія.

При малих хвильових числах (рис. 5, а) наявність перфорованого екрана збільшує діаграму розсіяння як в зоні тилу, так і в зоні фронту хвиль, причому вона також збільшується при збільшенні відстані  $\tilde{l}_0$ . Зі збільшенням хвильового числа діаграма розсіяння видовжується в на-

прямку поширення хвилі. Збільшується кількість пелюсток (рис. 6, а). Діаграма розсіяння видовжується також за рахунок зменшення перфорації (рис. 5, б). Розрахунки показують, що при певних параметрах системи можна спостерігати посилення або послаблення хвильового процесу в зоні фронту. Так, при сталих значеннях  $k_0 = 3$  і  $G_0 = 3$  потік енергії зменшується, якщо екран розміщений на відстані, кратній половині радіуса циліндра, і збільшується, коли відстань кратна радіусу (рис. 6, б).

На рис. 7 побудовано зворотне  $\theta = 0$  (а) і пряме  $\theta = \pi$  (б) розсіяння. Як видно з графіків, наявність перфорованого екрана збільшує потік енергії в напрямку поширення хвиль при всіх  $k_0$ . Зворотне розсіяння має таку властивість для довгих хвиль. При  $k_0 \approx 0.3$  його величина зменшується в порівнянні з одиничним циліндром.

Дослідження поведінки прямого і зворотного розсіяння від положення екрана відносно циліндра представлені на рис. 8 для значень хвильових чисел  $k_0 = 1$  (а) і  $k_0 = 3$  (б). Як видно з графіків, зі збільшенням відстані  $l_0$  від 0 до 3 радіусів пряме розсіяння збільшується в обох випадках у порівнянні з одиничним циліндром, а також підвищується зі збільшенням перфорації. Обернений вплив перфорація має для зворотного розсіяння і зменшує його величину практично при всіх положеннях екрана.

## ВИСНОВКИ

На основі поставленої задачі в рамках теорії рідини скінченої глибини дифракції поверхневих гравітаційних хвиль на циліндричній споруді, оточеній перфорованим екраном, та проведених аналітико-чисельних розрахунків теоретично встановлено можливість використання перфорованого екрана як захисного елемента навколо споруд.

Перфорований екран поводить себе як абсорбер, зменшуючи відхилення вільної поверхні води поблизу конструкції. Тим самим зменшує потік енергії, що припадає на основну споруду, а отже, і хви-

льові навантаження. З аналізу графіків слідує, що складність геометрії конструкції суттєво впливає на дифракційні явища в порівнянні з одиничним циліндром. Побудовані діаграми розсіяння вказують на можливість посилення та послаблення дії хвильового процесу в дальній зоні за рахунок зміни відстані між екраном і циліндром. Так, при фіксованих значеннях  $k_0 = 3$  і  $G_0 = 3$  потік енергії в зоні фронту хвилі зменшується, якщо відстань кратна радіусу циліндра, і збільшується, коли вона кратна його половині.

Таким чином, подальше дослідження захисту конструкцій циліндричної форми перфорованими екранами носить важливий прикладний характер та має значення для покращення стійкості офшорних споруд.

1. Бреббиа К., Уокер С. Динамика морских сооружений // Пер. с англ. Ю.В. Долгополова.– Л.: Судостроение, 1983.– 232 с.
2. Селезов И. Т., Сидорчук В. Н., Яковлев В. В. Трансформация волн в прибрежной зоне шельфа.– К.: Наукова думка, 1983.– 208 с.
3. Subrata K. Chakrabarti, William A. Tam. Interaction of waves with large vertical cylinder // J. Ship Research.– 1975.– 19, N 1.– P. 23–33.
4. Cho I. H., Kim M. H. Interactions of horizontal porous flexible membrane with waves // J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering.– 2000.– 126, N 5.– P. 245–253.
5. Wu J., Chwang A. T., F. ASCE. Wave diffraction by a vertical cylinder with a porous ring plate // J. Engineering Mech.– 2002.– 128, N 2.– P. 164–171.
6. Li Y., Liu Y., Teng B. Porous effect parameter of thin permeable plates // Coastal Engineering Journal.– 2006.– 48, N 4.– P. 309–336.
7. Chwang A. T. A porous wavemaker theory // J. Fluid Mech.– 1983.– 132.– P. 395–406.
8. Vijayalakshmi K., Neelamani S., Sundaravadivelu R., Murali K. An experimental study of regular wave loads on a perforated circular caisson and suction pipe configuration // Feeding and Healing Humans.– 2007.– 2, N 2.– P. 49–63.
9. Williams A. N., Li W. Wave interaction with a semi-porous cylindrical breakwater mounted on a storage tank // Ocean Eng.– 1998.– 25.– P. 195–219.
10. Song H., Tao L. The effect of short-crested wave phase on a concentric porous cylinder system in the wind blowing open sea // 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, Crown Plaza, Gold Coast.– Australia.– 2–7 December, 2007.– P. 1276–1282.