

**ІНФОРМАЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ УПРАВЛІННЯ**

УДК 532.614

**І.М. Мартиновський***Миколаївський будівельний коледж КНУБА, Миколаїв***КОМП'ЮТЕРНА РЕАЛІЗАЦІЯ РОЗРАХУНКУ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЛІНІЙНИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ У ЧАСІ І ПРОСТОРИ**

*Розглянуто реалізацію алгоритмів лінійного та нелінійного наближень у моделюванні гідродинамічних характеристик нерегулярних вітрових хвиль у просторі та за часом. Отримане програмне забезпечення призначене для подальших чисельних розрахунків роботи хвильових енергогенераторів під дією вітрових хвиль.*

**Ключові слова:** *хвильовий профіль, поля швидкості та тиску, лінійне та нелінійне наближення, хвильова енергія*

**Постановка проблеми**

Під дією цілого ряду факторів, таких як демографічний вибух, науково-технічна революція і прагнення ігнорувати майбутні наслідки сьогоденних дій людини, взаємозв'язок між людською цивілізацією та Землею кардинально змінився. У будь-якому куточку планети – на суші і морі, у льодовиках, що тануть, та зникаючих снігах, у хвилях засухи та спеки, у вирах ураганів – усюди світ знаходить нові беззаперечні свідчення того, що природні цикли змінюються кардинально [1]. У результаті людство отримує катаклізми, що відбуваються останнім часом все частіше і частіше, аварії на нафтодобувних та атомних станціях, світову кризу, глобальне потепління [1] та багато інших проблем. Однак, поряд з небезпекою, викликаною глобальним потеплінням, криза таїть у собі небачені можливості, які сприятимуть створенню чистих двигунів, способів та технологій використання альтернативних джерел енергії, як на побутовому рівні, так і для великої промисловості. Це, у першу чергу, використання енергії сонця, вітру, морських приливів та хвиль у прибережних районах, термальних джерел там, де вони є тощо.

Зрозуміло, що пошук ефективних технологій та здешевлення альтернативних джерел енергії неможливий без ґрунтовних наукових досліджень, і така робота набирає обертів. Згідно з [2], можна зазначити, що проблема освоєння альтернативної енергетики, зокрема енергії океану, почала активно вивчатися вже у 70-х роках минулого сторіччя і на сьогодні вже чітко напрацьовано низку технологій отримання механічної та електричної енергії від руху морських вітрових хвиль [3]. Це осцилюючі

стовпи чи поплавці, рухомі ланцюжки плотів, переливні басейни, занурені чи поверхневі коливальні важелі тощо [2;3]. Враховуючи агресивність середовища, у якому вони повинні працювати, виникає ряд проблем, які необхідно вирішувати, а саме: підвищення ККД, зменшення витрат на виготовлення, забезпечення умов безпечної та надійної експлуатації і т. ін.

**Аналіз останніх досліджень і публікацій**

Однією з вихідних задач, які потребують розв'язання у даному напрямку, є розробка гідродинамічних моделей нерегулярних вітрових хвиль, як основного джерела збудження, на часових інтервалах порядку 35 – 40 хв (інтервалах квазістаціонарності хвильових режимів), які є достатніми для отримання інформації як про самі хвилі, так і про роботу хвильових генераторів для її подальшого статистичного і енергетичного опрацювання та аналізу [4]. На сьогодні розроблено низку гідродинамічних моделей для поверхневих хвиль на воді, в основному – спектральних лінійних моделей [4]. Наприкінці минулого століття посилюється потік публікацій, у яких підкреслюється роль нелінійних ефектів при хитавиці та хвильових навантаженнях суден під час збільшення крутизни хвиль [5;6]. Розробка нелінійних нерегулярних моделей, придатних і для адекватного моделювання гідродинаміки крутих вітрових хвиль, зустрічає суттєві математичні труднощі. Вдалося розробити тільки асимптотичні моделі для слабо нелінійних хвиль [7] та чисельні моделі для крутих регулярних хвиль [8]. Але ці моделі потребують ще подальшого доведення їх до зручних у практичному використанні варіантів.

## Мета роботи

Розробка та реалізація алгоритмів лінійного та нелінійного наближень для чисельних розрахунків у просторі та часі характеристик нерегулярних вітрових хвиль – хвильової поверхні, поля швидкостей руху частинок рідини та поля хвильового тиску зі збільшенням глибини. Такі алгоритми є вихідним кроком у подальших розрахунках гідродинамічних навантажень на робочі елементи хвильових генераторів, а потім і динаміки їх руху та механічної енергії, яку отримали генератори.

## Виклад основного матеріалу

Для виконання чисельних розрахунків характеристик нерегулярних вітрових хвиль, у даній роботі потрібно розробити відповідне програмне забезпечення. Для цього будемо використовувати об'єктно-орієнтовану мову програмування Java, середовище розробки NetBeans 7.0 та, для збереження масивів даних профілів хвиль та їх характеристик, систему управління базами даних MySQL. Розглянемо лінійне та нелінійне наближення у розрахунках.

## Лінійне наближення

Відповідно до роботи [9], послідовність дій у визначенні спектрального нерегулярного вітрового хвилеутворення полягає у такому. Спочатку визначаються основні характеристики інтенсивності режиму хвилеутворення:  $h_s$  – значна висота хвиль,  $T_{cs}$  – середній спектральний період хвиль,  $\gamma_H$  – множник Хассельмана, який збільшує гостроту спектра у районі максимуму,  $R_S$ ,  $R_T$  – відношення максимумів парціальних спектрів і відношення середніх періодів для цих спектрів. Виходячи з даної інформації, формується частотний спектр нерегулярного хвилеутворення  $S_w(\sigma)$  у вигляді двох пікового шестипараметричного спектра ( $\sigma$  – колова частота), як результат накладання двох спектрів Пірсона-Московіца з урахуванням множників Хассельман [10]. Потім формується лінійчастий спектр  $S_w(\sigma_i)$  для визначення амплітуд елементарних гармонік  $a_i$  та їх початкових фаз  $\alpha_i$ . На завершення лінійного наближення ординати нерегулярної хвильової поверхні, як функції часу  $t$  та поздовжньої координати  $x$ , розраховуються за формулою лінійного спектрального додавання [9]:

$$\zeta_w(x, t) = \sum_{i=0}^{N-1} a_i \cos(\sigma_i t + k_i x + \alpha_i), \quad (1)$$

де  $x$  – поздовжня координата;  $N$  – число елементарних спектральних гармонік з випадковими

амплітудами та фазами  $a_i$ ,  $\alpha_i$ ;  $k_i = \sigma_i^2/g$  – хвильові числа елементарних спектральних гармонік.

Отже, враховуючи вищесказане, побудуємо алгоритм розрахунку спектрального нерегулярного хвилеутворення, який показано на рис. 1. Далі будемо виходити з того, що основний парціальний спектр  $S_1(\sigma)$  розташований на більш низьких частотах, а другий менш енергомісткий спектр  $S_2(\sigma)$  – на більш високих частотах [10]. Відношення максимумів парціальних спектрів будемо характеризувати величиною  $R_S = S_1^{\max}(\sigma) / S_2^{\max}(\sigma)$ , а відношення середніх спектральних періодів парціальних спектрів хвилеутворення – величиною  $R_T = T_{c2} / T_{c1}$ . Вказані параметри приблизно дорівнюють  $R_S \approx 1,2 \dots 2,0$ ,  $R_T \approx 1,2 \dots 1,5$  [10]. Таким чином, для повного частотного спектра  $S_w(\sigma)$  можна записати:

$$S_w(\sigma) = S_1(\sigma) + S_2(\sigma),$$

$$S_i(\sigma) = S_i^{PM}(\sigma) \cdot \gamma_{Hi}^{v_i(\sigma)}, \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

де  $S_i^{PM}(\sigma) = 0,11(\tilde{h}_{s_i})^2 \tilde{T}_{c_i}(\tilde{\sigma}_i)^{-5} \exp[-0,44(\tilde{\sigma}_i)^{-4}]$  – спектри Пірсона-Московіца, а  $v_i(\sigma)$  – показники степенів у множниках Хассельмана  $\gamma_{Hi}$  [4];  $\tilde{h}_{s_j}$ ,  $\tilde{T}_{c_j}$  – нормовані значення значної висоти та середнього періоду нерегулярних вітрових хвиль для кожного парціального спектра у сумі (2), які зв'язані зі значною висотою та середнім періодом сумарного поля вітрових хвиль  $h_s$ ,  $T_c$  формулами

$$h_{s1} = h_s R_h / \sqrt{1 + R_h^2}, \quad h_{s2} = h_s / \sqrt{1 + R_h^2};$$

$$T_{c1} = T_c T_{c0}, \quad T_{c2} = T_{c1} / R_T,$$

$$T_{c0} = (R_T + R_h^2) / (1 + R_h^2),$$

де позначено  $R_h = \sqrt{R_S / R_T}$ .

Після розрахунку частотного спектра у роботі [10] пропонується повторити розрахунок, попередньо розрахувавши моменти спектра  $m_i$  та, за їх допомогою, визначивши статистичні характеристики для висот та періодів хвиль. Для розрахунку моментів можна застосувати одну з відомих формул чисельного інтегрування спектрів.

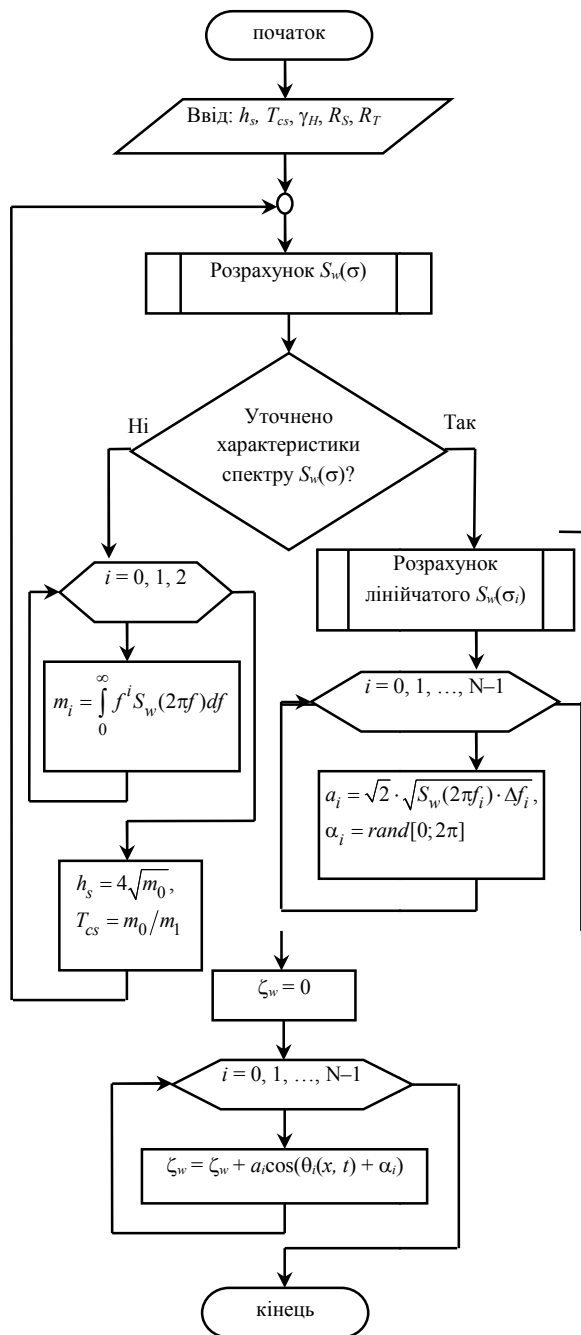


Рис. 1. Алгоритм лінійного наближення розрахунку хвильового профілю:

$m_i$  – моменти спектру;  $f_i = \sigma_i/2\pi$  – колова частота;  
 $\theta_i(x, t) = \sigma_i t + k_i x$  – фазова координата

На рис. 2 наведено приклад експериментального спектру, отриманого в Атлантичному океані [10], та його апроксимація згідно з (2). Для розрахунку були введені такі значення характеристик хвилеутворення:  $h_s = 11,26$  м,  $T_c = 11,98$  с,  $R_S = 2,64$  та  $R_T = 1,63$ . З рис. 2 добре видно, що обидва спектри мають схожу форму.

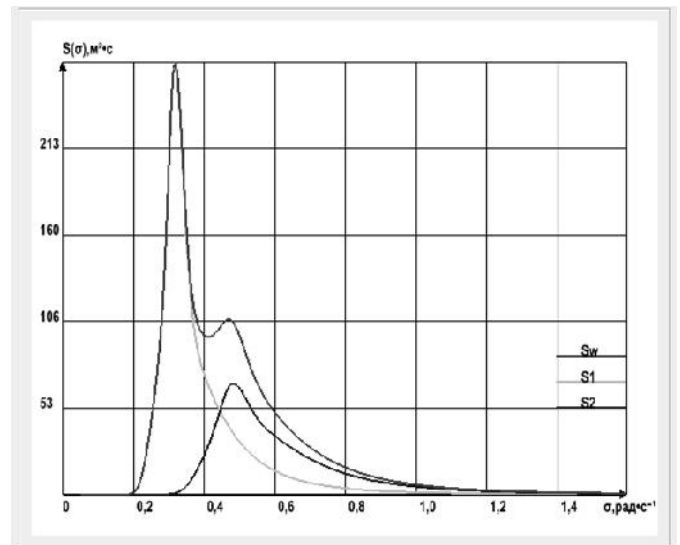
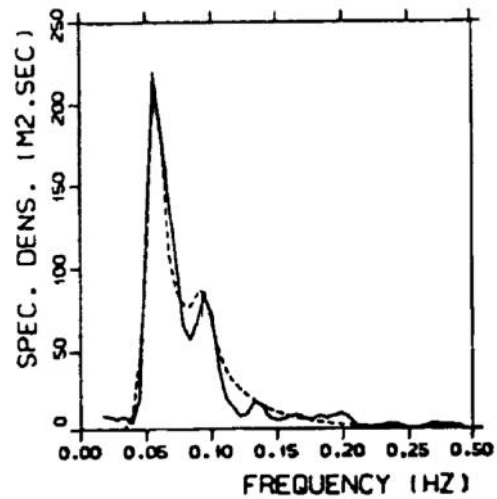


Рис. 2. Експериментальний спектр та його апроксимація

Для адекватного моделювання нерегулярних хвиль потрібно у сумах в (1) брати декілька тисяч гармонік (порядку  $(2...4) \cdot 10^3$ ), що при розрахунках потребує значних ресурсів та швидкості роботи обчислювальної техніки. Тому у літературі були розроблені спеціальні прийоми, які дозволяють отримувати репрезентативні реалізації хвильової поверхні під час використання порядку 100-150 гармонік, що може вважатися вже цілком прийнятним у процесі виконання розрахунків на персональних комп'ютерах. Зокрема, кількість гармонік можна зменшити на порядок, якщо застосувати прийом, запропонований у роботі [11], згідно з яким замість рівномірної дискретизації застосовують нерівномірну з більш щільною сіткою частот в околі максимуму спектра та додатковою рандомізацією інтервалів між частотами  $\Delta\sigma_i$ . Тоді вже при  $N \sim (2...3) \cdot 10^2$  хвильові реалізації не містять повторень на інтервалі квазістаціонарності.

Нерівномірна дискретизація частот дозволяє розрахувати дискретний (лінійчастий) спектр  $S_w(\sigma_i)$ , амплітуди елементарних гармонік та фази. Приклад розрахунку амплітуд та фаз показано на рис. 3.

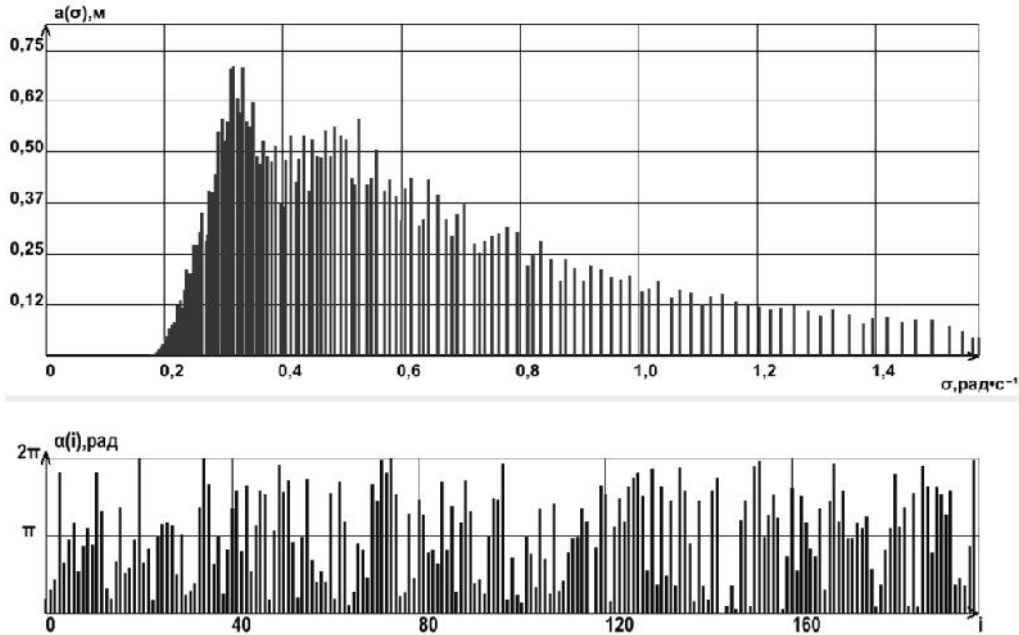


Рис. 3. Розрахунок амплітуд та фаз елементарних гармонік

Гідродинамічними характеристиками є хвильовий профіль, поле хвильового тиску  $p_w(x, z, t)$  та хвильове поле швидкості частинок рідини  $\vec{v}_w(x, z, t)$ . Згідно зі спектральним підходом [4] маємо послідовно для полів швидкості та тиску залежності:

$$\left. \begin{aligned} v_{wx,z}(x, z, t) &= -\sum_{i=0}^{N-1} c_i \delta_i \exp \zeta_i(z) \cdot \{\cos, \sin\}(\theta_i(x, t) + \alpha_i), \\ p_w(x, z, t) &= \rho g[-z + \sum_{i=0}^{N-1} a_i \exp \zeta_i(z) \cdot \cos(\theta_i(x, t) + \alpha_i)] \end{aligned} \right\} (3)$$

де  $z$  – вертикальна координата заглиблення;  $N$  – число елементарних спектральних гармонік з амплітудами та фазами  $a_i, \alpha_i$ ;  $\zeta_i(z) = k_i z$  та  $\delta_i = a_i k_i, c_i = g/\sigma_i$  – крутість та фазова швидкість елементарної гармоніки з коловою частотою  $\sigma_i$ .

У процесі аналізу хвильового профілю  $\zeta_w$ , поля хвильового тиску  $p_w(x, z, t)$  та хвильового поля швидкості частинок рідини  $\vec{v}_w(x, z, t)$ , було виявлено проблеми у визначенні величини  $\zeta_i(z)$ , що призводило до помилок у розрахунках зазначених хвильових полів при  $z \geq 8$  м. Дана проблема полягає у такому. У сумах кратних гармонік згідно (2) розраховується експонента у степені  $\zeta_i(z)$  і при значеннях частоти  $\sigma_i \geq 1,2$  та вертикальної координати  $z \geq 8$  м, отримуємо  $\zeta_i(z) \geq 1,17$ , що призводить до різкого зростання значень швидкості та тисків. У результаті були отримані поля, які показано на рис. 4.

Для подолання цієї проблеми у розрахунках полів тиску та швидкостей, потрібно врахувати

наступне. Відповідно до [9] зазначимо, що спектр  $S_w(\sigma)$  грубо можна розділити на три частини – енергомістку в околі максимуму  $S_1(\sigma)$ , середньохвильову в околі максимуму  $S_2(\sigma)$  та короткохвильовий «хвіст» на високих частотах гармонік. Отже, фактично ми маємо поверхню хвилі, яка складається із суми трьох хвильових профілів, що визначаються такими залежностями:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_{w1}(x, t) &= \sum_{i=0}^{N1-1} a_i \cos(\theta_i(x, t) + \alpha_i), \\ \zeta_{w2}(x, t) &= \sum_{i=N1}^{N1+N2-1} a_i \cos(\theta_i(x, t) + \alpha_i), \\ \zeta_{w3}(x, t) &= \sum_{i=N1+N2}^{N-1} a_i \cos(\theta_i(x, t) + \alpha_i) \end{aligned} \right\}$$

де  $N1$  – кількість гармонік, які потрапляють в інтервал  $[\sigma_{\min}, \sigma_1)$  першої частини спектру в околі

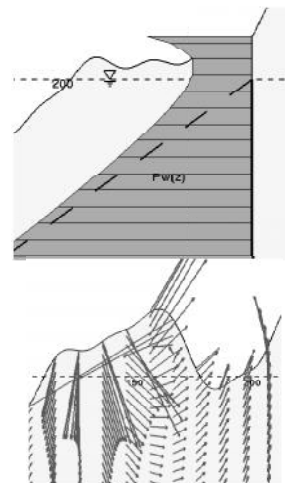


Рис. 4. Помилкові розрахунки полів тиску та швидкості

максимуму  $S_1(\sigma)$ ;  $N2$  – кількість гармонік, які потрапляють в інтервал  $[\sigma_1, \sigma_2]$  середньохвильової частини спектра  $S_2(\sigma)$ ; і  $N3$  – кількість гармонік, які потрапляють в інтервал  $[\sigma_2, \sigma_{max}]$  короткохвильового «хвоста» спектра  $S_w(\sigma)$ . Розраховувати поля тиску та швидкості для відповідних груп спектра, потрібно для кожного хвильового профілю  $\zeta_{w1}$ ,  $\zeta_{w2}$  та  $\zeta_{w3}$  окремо. В першій групі спектра,  $S_w(\sigma)$  вираз (3) не зміниться, а в наступних групах потрібно зменшувати в (3) вертикальну координату  $z$  на величину, яка дорівнює ординаті  $\zeta_{wi}$  в попередній групі спектра  $S_w(\sigma)$ .

Враховуючи вищевикладене, величина  $\zeta_i(z)$ , залежно від значення  $i$  в сумах кратних гармонік, набуде вигляду:

$$\zeta_i(z) = \begin{cases} k_i z; & i < N1, \\ k_i(z - \zeta_{w1}); & N1 \leq i < N1 + N2, \\ k_i(z - \zeta_{w1} - \zeta_{w2}); & N1 + N2 \leq i < N \end{cases} \quad (4)$$

Якщо підставити (4) у вираз (3), то ми зможемо отримати залежності для розрахунку полів швидкості та тиску.

На рис. 5 показано хвильову реалізацію, яку розраховано за наведеними вище формулами (хвильові ординати визначено у м). Звернемо увагу на те, що найбільш цікаві енергомісткі інтенсивні хвилі формують так звані хвильові пакети, які є більш регулярними, ніж хвильове поле у цілому. Це дає підстави моделювати їх як повільно модульовані за амплітудами та фазами регулярні хвилі під час подальшого нелінійного аналізу задачі. На рис. 6 наведено остаточний розрахунок хвильового профілю з полями швидкостей та тиску. Дані результати відповідають фізичній картині для поверхневих хвиль на воді.

### Нелінійне наближення

Лінійне наближення не враховує нелінійні ефекти, які властиві вітровим хвилям і які, принаймні візуально, призводять до асиметрії хвильового профілю, перевертання та руйнації гребенів крутих хвиль (рис. 7).

Для розробки алгоритму нелінійного наближення потрібно врахувати результати, які було отримано у роботі [7]. Розглянемо загальну послідовність дій для нелінійного наближення.

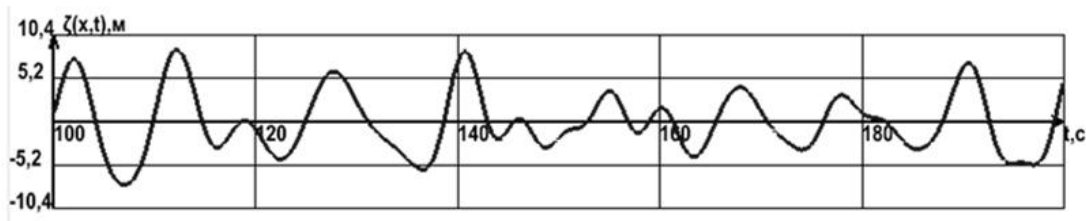


Рис. 5. Частина хвильової реалізації

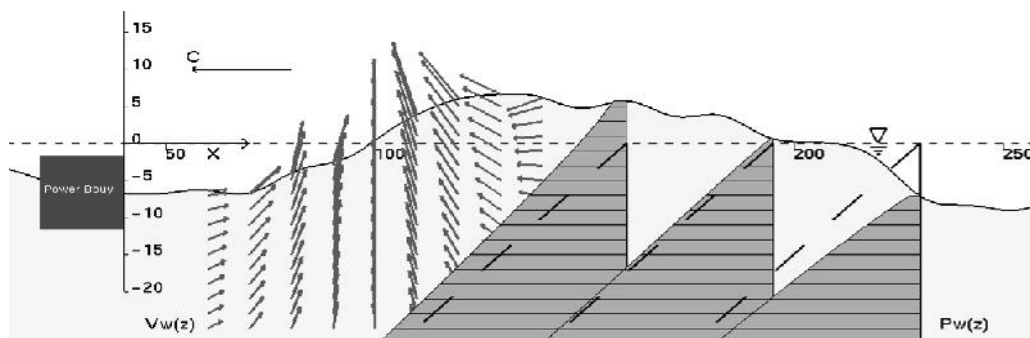


Рис. 6. Хвильовий профіль, векторне поле швидкостей та поле тиску з глибиною у заданий момент часу перед хвильовим генератором

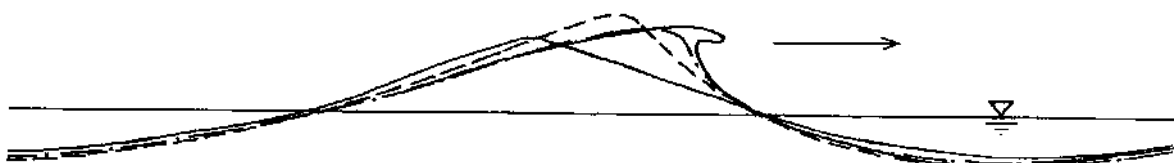


Рис. 7. Приклади профілів вітрових хвиль

У початковий момент часу  $t_0$  приймається лінійна спектральна модель, розрахунок якої наведено у першій частині викладення основного матеріалу. З отриманої моделі визначаємо локальні характеристики хвиль. Використовуючи ряд, що наведено нижче, розраховуємо нелінійний профіль хвиль [7]:

$$\zeta_w(x, t) = \langle a \rangle \sum_{n=1}^M a_n \cos(n\theta_0 + \alpha_n), \quad M \sim 20 - 25, \quad (5)$$

де  $\theta_0 = \langle k \rangle x + \langle \sigma \rangle t$  – середня фаза, визначена за середньою частотою  $\langle \sigma \rangle = 2\pi/T_c$  та хвильовим числом  $\langle k \rangle = \langle \sigma \rangle^2 / g$ ;  $\langle a \rangle = 0,31h_s$  – середня амплітуда хвиль;  $a_n(x, t)$ ,  $\alpha_n(x, t)$  повільно змінні за часом та координатою амплітуди та збурення фаз кратних гармонік, що залежать від локальних характеристик хвиль у пакетах  $a, \sigma, k, \delta_w = ka$ . Потім розраховують поверхневе поле швидкості та його зміну за глибиною. Відповідні залежності для поверхневого поля швидкості мають вигляд:

$$v_{wx}^s = -\tilde{c}(1 - R_-/R_+), \quad v_{wz}^s = -\tilde{c}\zeta_{wx} \cdot R_-/R_+,$$

де позначено  $R_- = \sqrt{1 - 2\tilde{c}^{-2}\delta_w\zeta_w}$ ,  $R_+ = \sqrt{1 + \zeta_{wx}^2}$  та  $\tilde{c} = c/c_0 = 1 + \frac{1}{2}\delta_w^2 + \frac{1}{8}\delta_w^4 + O(\delta_w^6)$ .

Для наступного часу  $t_0 + \Delta t$  хвильовий профіль визначається чисельним інтегруванням рівняння  $\zeta_{wt} = -\partial/\partial x \int_{-\infty}^{\zeta_w} v_{wx} dz$ , яке впливає з рівняння нерозривності та кінематичних граничних умов на хвильовій поверхні [6]. Далі обчислення повторюються у наведеному вище порядку для першого кроку за часом  $t_0$  (рис. 8).

Загальним методом отримання обвідної амплітуди  $a_w(x)$  та фазової координати  $\theta_w(x)$  для нерегулярного одновимірного процесу є метод Гільберта [12], відповідно до якого фізичний процес  $\zeta_w(x)$  є дійсною частиною комплексного процесу  $[\zeta_w(x) + i\xi_w(x)]$ , в якому комплексна частина визначається інтегральним перетворенням (Гільберта):

$$\xi_w(x) = \frac{1}{\pi} v.p. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\zeta_w(x')}{x' - x} dx' = \sum_{i=0}^{N-1} a_i \sin(\sigma_i t + k_i x + \alpha_i).$$

Тоді під час визначення фізичного процесу в амплітудно-фазовому вигляді  $\zeta_w(x) = a_w(x) \cos \theta(x)$ , обвідна визначається як показано на рис.8 [12]. Далі, за кінцево-різницевиими формулами, визначаємо локальні значення частоти  $\sigma(x, t)$  та хвильового числа  $k(x, t)$ , а також – локальне значення крутизни хвильового схилу  $\delta(x, t)$ .

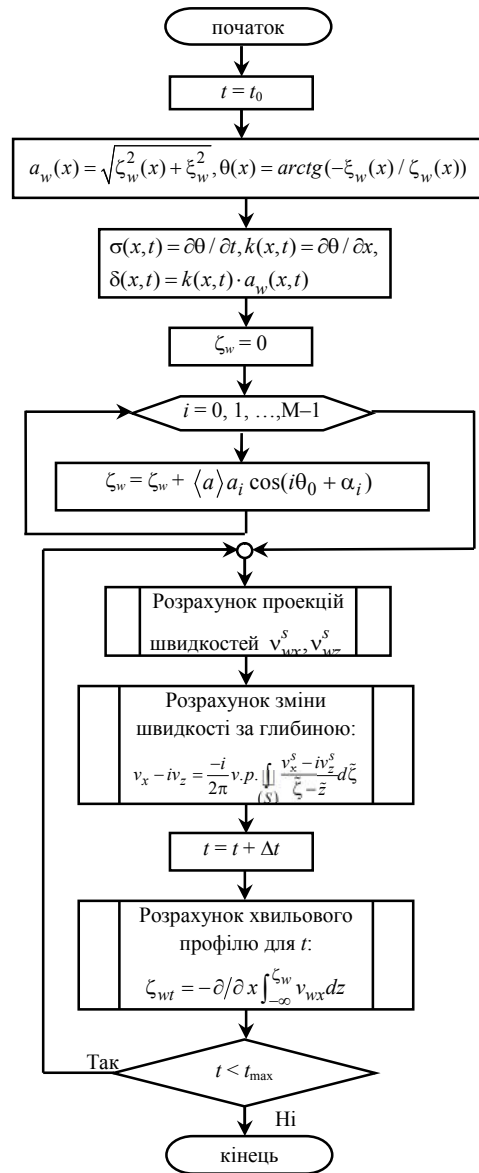


Рис. 8. Алгоритм нелінійного наближення розрахунку хвильового профілю

Під час розрахунку хвильового числа та частоти, з'являються різкі стрибки, пов'язані з перебудовою фази на границях груп хвиль. Тому у роботі було застосовано методику, в якій стрибки відсікалися до граничних значень. Приклад розрахунку крутизни хвильового схилу наведено на рис. 9.

На завершення викладення статті наведемо ще приклад розрахунку нелінійного профілю (рис. 10), який було отримано за алгоритмом, що показано на рис.8 та виразом (5). Амплітуди та фази кратних гармонік  $a_n, \alpha_n$  є жорстко корельованими за номером гармоніки  $n$  [6], зокрема, фази  $\alpha_n$  лінійно змінюються за  $n$ , а логарифми амплітуд  $l_n = \ln a_n, n > 4$  мають слабку квадратичну залежність. Це дає змогу визначити множини даних величин з використанням тільки декількох параметрів.

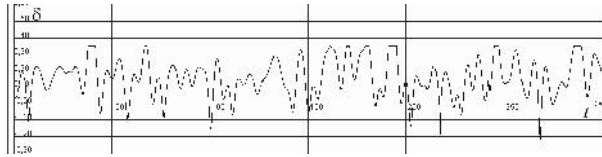


Рис. 9. Результати розрахунку локальних значень крутизни хвильового схилу для хвильової реалізації за 300 с

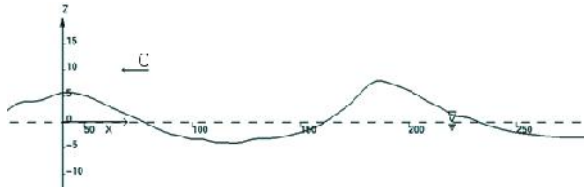


Рис. 10. Розрахунок нелінійного хвильового профілю в початковий момент часу  $t_0$

### Висновки

Розроблено лінійну та нелінійну моделі для нерегулярних вітрових хвиль, а також програмне забезпечення, яке дозволяє виконувати розрахунки лінійного хвильового профілю у просторі та за часом, а також отримувати нелінійний хвильовий профіль в початковий момент часу  $t_0$ . Отримані результати можна використовувати у розрахунках роботи хвильових перетворювачів під дією хвиль та визначення їх ККД, оптимальних схем та конфігурацій тощо. У подальшій роботі буде приділено увагу реалізації розрахунку полів швидкостей та тиску для нелінійного хвильового профілю. Алгоритми, які були розглянуті у цій роботі потребують значного часу розрахунків. Подальша робота полягає у практичному застосуванні методів та засобів організації паралельних розрахунків та сумісної розподіленої роботи кількох обчислювальних вузлів з метою чисельної реалізації нелінійного наближення.

### Список літератури

1. Гор А. Неудобная правда. Глобальное потепление: Как остановит глобальную катастрофу / А Гор; [пер. с англ. А.Калюжного]. – СПб.: Амфора, 2007. – 328 с.
2. Росс Д. Энергия волн / Д. Росс. – Л.: Гидрометеоздат, 1981. – 112с.
3. J. Khan, G. Bhuyan and A. Moshref, Potential Opportunities and Differences Associated with Integration of Ocean Wave and Marine Current Energy Plants in Comparison to Wind Energy [Електронний ресурс]. – Режим доступу: [http://www.iea-oceans.org/\\_fich/6/T0311\\_document.pdf](http://www.iea-oceans.org/_fich/6/T0311_document.pdf).
4. Давидан И.Н. Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс / И.Н. Давидан, Л.И.Лопатухин, В.А.Рожков – Л.: Гидрометеоздат, 1978. – 286 с.

5. Fonseca N., Soares C.G. Time-Domain Analysis of Large-Amplitude Vertical Ship Motions and Wave Loads // *J. Ship Research*. – 1998. – Vol. 42. №2. – P. 139-153.
6. Сердюченко А.М. Нелінійні задачі гідродинаміки вітрових хвиль та суден в умовах морського хвилювання // Дис. на здобуття ступ. доктора фіз.-мат. наук. – К.: Інститут гідромеханіки НАНУ, 2004. – 444 с.
7. Сердюченко А.Н. Динамика морских волн и судна в шторме с учетом нелинейных эффектов / А.Н. Сердюченко // *Гидромеханика*. – К., 1998. – Т. 72. – С. 112-134
8. Su M. Nonlinear Wave Groups / M. Su // *Proc. ISOPE Conference*. – 1996. – P. 158-167.
9. Сердюченко А.Н. Згин та міцність суден в умовах морського хвилювання (Теоретичні основи та методика розрахунків): Навчально-методичний посібник. – Миколаїв, 2009. – 162 с.
10. Soares C.G. Representation of double-peaked sea wave spectra / C.G. Soares // *Ocean Engineering*. – 1984. – Vol. 11. – № 2. – P. 185-207.
11. Goda Y. Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation / Y. Goda // *Report of Port and Harbor Research Institute*. – 1970. – Vol. 9, № 3. – P. 28-35.
12. Melville W.K. Wave modulation and breakdown // *J. Fluid Mech*. – 1983. – Vol. 128. – P. 489-506

Стаття надійшла до редакції 30.11.2011

**Рецензент:** д-р техн. наук, проф. В.С.Блінцов, Національний університет кораблебудування ім. адм. Макарова, Миколаїв.