

УДК 629.5.015.4+042.3:534.1

НЕЛІНІЙНИЙ МЕХАНІЗМ ЗБУДЖЕННЯ ГІДРОПРУЖНИХ КОЛИВАНЬ ГНУЧКИХ СУДЕН НА ПОМІРНОМУ ВІТРОВОМУ ХВИЛЮВАННІ

А. М. СЕРДЮЧЕНКО

Український державний морський технічний університет, Миколаїв

Отримано 16.04.2003

Розглянуто наближений нелінійний метод розрахунку параметрів хвильової вібрації сучасних суден з підвищеною гнучкістю корпусу на помірному морському хвилюванні. Метод включає визначення інтенсивності гідродинамічного навантаження, що викликає хвильову вібрацію, розрахунок пружної реакції судна за балочними формами у вертикальній площині, а також згинаючих моментів та стандарту вібраційних напружень у міделевому перерізі корпусу судна. Порівняльні чисельні розрахунки параметрів хвильової вібрації, проведені для ряду реальних суден, задовільно узгоджуються з незалежними даними натурних експериментальних вимірювань хвильової вібрації. Систематичні розрахунки стандартів вібраційних напружень показали суттєвий вплив нелінійних ефектів на рівні хвильової вібрації.

Рассмотрен приближенный нелинейный метод расчета параметров волновой вибрации современных судов с повышенной гибкостью корпуса на морском волнении умеренной бальности. Метод включает определение интенсивности гидродинамической нагрузки, возбуждающей волновую вибрацию, расчет упругой реакции судна по балочным формам в вертикальной плоскости, а также изгибающих моментов и стандарта вибрационных напряжений в миделевом сечении корпуса судна. Сопоставительные расчеты параметров волновой вибрации, выполненные для ряда реальных судов, удовлетворительно согласуются с независимыми данными натурных замеров волновой вибрации. Систематические расчеты стандартов вибрационных напряжений показали значительное влияние нелинейных эффектов на уровни волновой вибрации.

Key aspects of the approximate nonlinear method for the estimation of wave-induced vertical ship-hull vibration in moderate sea conditions are presented. This technique includes the simplified nonlinear solution of the hydrodynamic part of the diffraction problem for head seas and specified approach in the nonlinear estimation of the RMS-values of wave-induced stresses in the middle ship-hull section. Numerical results for hydrodynamic loads in moderate regular waves and for RMS-values of wave-induced stresses in irregular waves are presented as well the comparison of the data obtained with the independent results of model and full-scale measurements has been done. The reliable correlation of the results has been obtained. Systematic numerical calculations of RMS-values of wave-induced stresses for typical flexible ships displayed strong influence of the nonlinear effects on the values of RMS.

ВСТУП

Проблема гідропружних коливань за балочними формами або, іншими словами, хвильової вібрації суден в умовах слабкого та помірного хвилювання виникла, коли почали будувати багатотоннажні судна зі сталей підвищеної міцності та, у той саме час, розширили райони експлуатації суден змішаного плавання типу "ріка-море" з виходами у відкрите море з більш інтенсивними вітрохвильовими режимами [1–4]. Використання нових марок сталей призвело до збільшення гнучкості корпусів і відповідного зниження власних частот їхніх загальних коливань, крім того через відносно малу осадку судна типу "ріка-море" початково мало місце значна гнучкість корпусів у вертикальній площині. Тому на режимах слабкого та помірного морського хвилювання, коли хитавиця практично відсутня, дані типи суден почали попадати у резонансні умови при дії відносно коротких хвиль та зазнавати практично не затухаючі режими загальної вібрації корпусу у вертикальній пло-

щині [2, 4] (рис. 1). Дане явище негативно впливало на умови експлуатації приладів та устаткування, погіршувало рівень комфортності для екіпажу, особливо у високих кормових надбудовах супертанкерів та балкерів, а також знижувало ресурс втомної міцності вузлів суднових конструкцій.

Перші дослідження хвильової вібрації [1–5] були проведені методами лінійної гідродинаміки судна [6, 7], відштовхуючись від результатів, отриманих при дослідженні хитавиці суден. Проте виникли і специфічні проблеми, пов'язані, зокрема, з дифракцією коротких хвиль на тривимірному корпусі судна, що у математичному плані вимагало розв'язання тривимірної дифракційної задачі [8–10]. У практичних розрахунках дану проблему вдалося певним чином подолати за рахунок наближеного використання редуційних коефіцієнтів на тривимірність для прилучених мас, отриманих у рамках гіпотези плоского обтікання (гідродинамічним демпфіруванням через малість взагалі нехтували) [1, 3–5, 11]. При цьому значення редуційних коефіцієнтів були отримані для спрощених

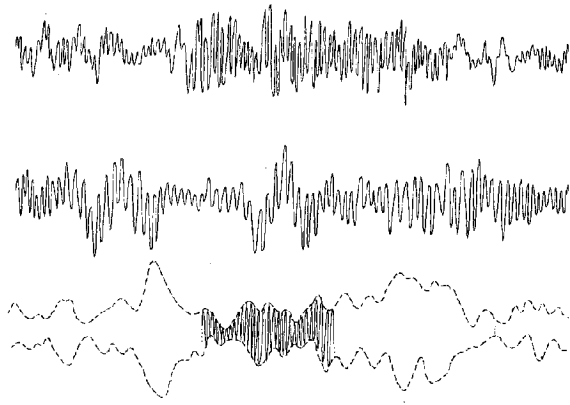


Рис. 1. Приклади записів хвильової вібрації судна типу "ріка-море" у Чорному морі; (— — — - обвідна амплітуд пружних коливань)

корпусів типу подовжених еліпсоїдів чи колових циліндрів скінченної довжини при їх пружних коливаннях за балочними формами на поверхні рідини [12].

Інша проблема пов'язана з тим, що лінійні оцінки рівнів хвильової вібрації виявилися загалом значно нижчими за дані експериментальних досліджень у реальних умовах експлуатації суден [3, 11, 13, 14]. Причиною цього є те, що резонансним умовам могли задовольняти тільки достатньо короткі хвилі з довжинами порядку $1/20 - 1/30$ довжини судна, і тому їхня енергетична дія на корпус багатотоннажного судна була надто слабкою.

Також для суден з великим розкриттям палуб (контейнеровози, газозови), які мали знижену жорсткість за антисиметричними формами деформацій корпусу, на косих курсових кутах до хвиль почали збуджуватися згинально-крутильні коливання у горизонтальній площині [15 – 17].

Тому зрозуміло, що потрібно було звертатися до більш загальних нелінійних фізичних та математичних моделей даного явища, в яких резонансні умови збудження хвильової вібрації можливі не тільки на основній частоті зустрічі з хвилями, але й на кратних частотах нелінійних збуджуючих сил (кратні резонанси). У англійській літературі лінійна теорія хвильової вібрації отримала назву *springing*, а нелінійна – *whipping* [3]. Оскільки практичне значення могли мати тільки результати, які враховували нелінійні ефекти у поєднанні з нерегулярністю морського хвилювання, то практично усі нелінійні наближення було побудовано у рамках спектральної теорії другого порядку [20 – 23, 27]. У рамках даного наближення нелінійні

ефекти апроксимувалися поліномами другого порядку, що дозволило без надмірних математичних труднощів отримати спектри та біспектри параметрів хвильової вібрації корпусу. Врахування нелінійних ефектів призвело до появи кратних частот $\omega_j \pm \omega_k$ і дало можливість включити у резонансні механізми збудження вібрації більш довгі хвилі з вищим рівнем енергетичної дії, так що дані нелінійних розрахунків краще співпадали з результатами експериментальних досліджень [20, 23].

Але задача більш повного та коректного нелінійного розрахунку гідродинамічного навантаження з врахуванням старших наближень за нелінійністю залишається актуальною і надалі, тому проблема хвильової вібрації суден продовжує привертати дослідників [24, 25 – 28].

Дана стаття присвячена розробці одного з наближених методів врахування старших наближень у нелінійному розрахунку параметрів хвильової вібрації суден на нерегулярному хвилюванні. Можливість такого врахування виникає при використанні групових моделей морського нерегулярного хвилювання, згідно яким нерегулярне хвилювання локально представляється як послідовність груп хвиль, які мають підвищений рівень регулярності, ніж хвильове поле в цілому. Це дозволяє використати для розв'язку задачі методи асимптотичного аналізу та техніки теорії збурень [28, 30]. Для реалізації даного наближення потребують розв'язання наступні задачі: 1) нелінійний розрахунок гідродинамічного навантаження при дії на судно груп відносно коротких вітрових хвиль, 2) розрахунок пружних коливань корпусу судна за балочними формами у даних умовах, 3) розрахунок імовірнісних характеристик хвильової вібрації на нерегулярному хвилюванні з урахуванням нелінійних ефектів. Розв'язання цих задач і становить зміст даної статті.

1. УМОВИ ВИНИКНЕННЯ ХВИЛЬОВОЇ ВІБРАЦІЇ СУДЕН

Розглянемо спочатку основні фізичні умови, які визначають феномен збудження хвильової вібрації суден при їх експлуатації на морському хвилюванні. По-перше, типово хвильова вібрація має місце в умовах відносно слабкого чи помірного нерегулярного хвилювання і в основному на зустрічних чи близьких до зустрічних курсових кутів руху суден. По-друге, помітні рівні хвильової вібрації збуджуються тільки для суден з підвищеною гнучкістю корпусу, тобто багатотоннажних океанських су-

ден, виготовлених зі сталей підвищеної міцності (супертанкерів, балкерів), та суден змішаного габаритного типу "ріка-море" у відкритому морі. Підвищення гнучкості корпусу призводить до зменшення нижчих частот власних коливань, головним чином у вертикальній площині, так що судна починають попадати за частотами власних коливань у більш енергетично насичену область частотного спектру морського хвилювання. По-друге, у нелінійному наближенні головну роль при збудженні хвильової вібрації відіграє механізм резонансного співпадання частот зустрічі елементарних спектральних гармонік хвилювання з судном та нижчих частот власних коливань суден.

У нелінійному наближенні, коли збуджуючі вантаження можуть містити кратні гармоніки, резонансні умови запишуться у вигляді

$$\omega_j = n\sigma_e, \quad j = 1, 2, 3; \quad n = 1, 2, \dots,$$

де ω_j – нижчі частоти головних вільних коливань (ГВК) корпусу; умова $n = 1$ відповідає головному резонансу на основній частоті зустрічі судна з хвилями σ_e ; умови $n > 1$ – резонансам на кратних частотах збуджуючої сили.

Резонансними умовами збудження хвильової вібрації відповідають так звані середні резонансні довжини хвиль $\lambda^{(nj)}$, для яких можна отримати наступні залежності (через відношення довжини судна до довжини хвиль $L_\lambda^{(nj)} = L/\lambda^{(nj)}$):

$$L_\lambda^{(nj)} = \kappa_F (1 - \sqrt{1 + \kappa_{nj}})^2,$$

$$\kappa_F = \tilde{F}r^{-1} (1 + 5h_\lambda^2)^2, \quad \kappa_{nj} = \frac{20\tilde{F}r\tilde{\omega}_j}{n(1 + 5h_\lambda^2)^2},$$

де позначено відносні величини $\tilde{F}r = Fr/0.20$, $Fr = v_c/\sqrt{gL}$; $\tilde{\omega}_j = \omega_j/(10\omega_L)$, $\omega_L = \sqrt{2\pi g/L}$; $h_\lambda = \langle h_w/\lambda \rangle$ – характерна крутість хвиль; v_c – швидкість поступального руху судна.

Розрахунки показали, що резонансні довжини хвиль відрізняються за номером кратної гармоніки n приблизно у 1.5–2.5 рази (рис. 2), що далі буде враховано при розробці методу розрахунку імовірнісних характеристик хвильової вібрації. Крім того, якщо для першого ГВК резонансні довжини хвиль становлять величини порядку 1/20 – 1/10 від довжини судна, то для другого та третього ГВК (при $j = 2, 3$) резонансні відношення $L_\lambda^{(nj)}$ починають досягати значень 30 – 70 і більше (рис. 2), що відповідає дуже коротким хвилям у спектрі хвилювання з малою енергетичною дією на судно. Тому фактично головну роль при збудженні хвильової вібрації відіграє перше головне

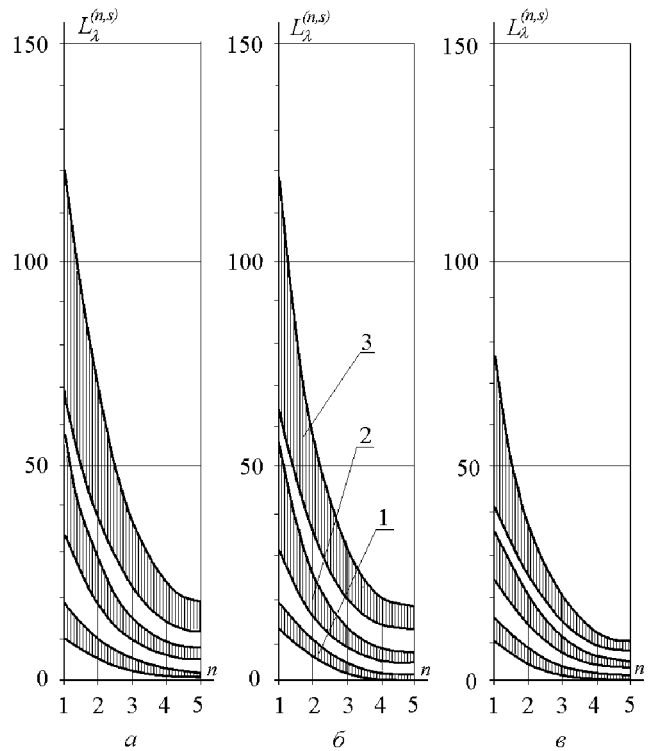


Рис. 2. Резонансні значення величин $L_\lambda^{(n,s)}$ для багатотоннажних суден: балкера з $f_1 = 0.95 \text{ c}^{-1}$ (а), танкера з $f_1 = 0.85 \text{ c}^{-1}$ (б), супертанкера з $f_1 = 0.63 \text{ c}^{-1}$ (в) при $Fr = 0.10 \dots 0.20$ (штрихувана смуга значень): 1 – $s = 1$, 2 – $s = 2$, 3 – $s = 3$

коливання корпусу у вертикальній площині на частоті ω_1 .

Дамо ще оцінку двом параметрам, які характеризують рівень хвильового навантаження на корпус судна при дії відносно коротких хвиль. Це, по-перше, характерне відношення висоти хвиль до осадки судна $h_d \equiv h_w/2d = (h_w/\lambda)(L/2d)(L/\lambda)^{-1}$ (L, d – довжина та осадка судна), ступені якого h_d^n входить множниками у амплітудні значення кратних гармонік хвильового навантаження у нелінійному наближенні, та добуток $k_d \equiv kd = \pi(L/\lambda)(L/2d)^{-1}$, який входить до показника експонент $\exp(nk_d z)$ на кратних частотах і визначає швидкість затухання хвильового руху з глибиною. Якщо виходити з типових значень для основних відношень $L/2d \sim 8 - 9$ (у повному вантажі), $h_\lambda \sim 1/12 - 1/9$, то при $L/\lambda \sim 10 - 20$ параметр h_d буде змінюватися у межах 0.038 – 0.09, при $L/\lambda \sim 6 - 8$ – у межах 0.09 – 0.16, а при $L/\lambda \sim 2 - 4$ – у межах 0.18 – 0.50. Для множника k_d у тих же межах відносних довжин хвиль будемо мати діапазони 0.45 – 1.55, 2.20 – 3.0 та 3.9 – 7.5 відповідно. Для

інтервалу $L/\lambda \geq 10$, який відповідає резонансним хвилям основного резонансу лінійного наближення, відношення $h_w/2d$ не перевищує десяти відсотків, і тому його ступені h_d^n будуть зменшуватися із зростанням номеру n дуже швидко. Крім того, великими є показники експонент для даного інтервалу довжин хвиль і, відповідно, швидке затухання хвильового тиску з глибиною. Для даних значень $h_w/2d$ малими будуть відповідно і відхилення хвильової ватерлінії на корпусі відносно тихої води, і тому такий важливий нелінійний фактор, як непрямобортність суднового корпусу, також не зможе генерувати помітні кратні гармоніки збурюючої сили. Значного впливу нелінійних ефектів слід очікувати при значеннях $L/\lambda \sim 3 - 6$, при яких зміна хвильової ватерлінії може досягати половини осадки судна, значення h_d^n не будуть зменшуватися дуже швидко, а затухання хвильового тиску з глибиною може досягати дніщової частини суднового корпусу.

Таким чином, дані дуже попередні оцінки показують, що у лінійному наближенні мова може йти тільки про відносно короткі хвилі у спектрі вітрового хвилювання із слабкою енергетичною дією на судна, тоді як нелінійне наближення дає змогу задіяти у механізм збудження більш довгі хвилі з більшою енергетичною дією.

2. ХВИЛЬОВІ НАВАНТАЖЕННЯ, ЯКІ ЗБУДЖУЮТЬ ХВИЛЬОВУ ВІБРАЦІЮ

Розглянемо рух судна зустрічним курсом до нерегулярного вітрового хвилювання слабкої чи помірної інтенсивності. Вважатимемо, що хита-вця судна практично відсутня, але корпус судна є достатньо гнучким і може зазнавати пружні коливання у вертикальній площині. Усі фізичні процеси визначено у системі координат $Oxyz$, яка рухається зі швидкістю v_c та з початком на міделі судна. Для розрахунку хвильової вібрації судна у вертикальній площині достатньо розрахувати тільки вертикальну проекцію інтенсивності навантаження $q_z(x, t)$, яка включає хвильову $q_w(x, t)$ та дифракційну $q_o(x, t)$ складові. Дані складові визначаються інтегруванням уздовж миттєвого зануреного у хвилі суднового контуру гідромеханічного тиску у рідині

$$p(\vec{x}, t) = -\rho \left[(\Phi_t - v_c \Phi_x) + \frac{1}{2} (\nabla \Phi \cdot \nabla \Phi) + gz \right] = p_w + p_o,$$

де p_w є незбурений судном хвильовий тиск (див. нижче); p_o – збурений гідродинамічний тиск,

пов'язаний з дифракцією хвиль на судновому корпусі. Останній може бути отриманий у вигляді [31]

$$p_o = \tilde{p}_o + \Delta p_o;$$

$$\tilde{p}_o = -\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} - (v_c - v_{wx}) \frac{\partial}{\partial x} \right] \Phi_o,$$

$$\Delta p_o = -\frac{1}{2} \rho \left[(v_{os} + v_{ws})^2 + [(v_c - v_{wx}) \times \cos(n, x)]^2 - (v_{wy}^2 + v_{wz}^2) \right],$$

де Φ_o – потенціал швидкостей дифракційного хвильового поля; v_{os} та v_{ws} – дотичні до контуру шпангоуту швидкості збуреного судном дифракційного поля та поля вітрових хвиль $\vec{v}_w = (v_{wx}, v_{wy}, v_{wz})$.

Інтенсивність навантаження q_w відповідає хвильовим силам Крилова-Фруда у хитавиці, а інтенсивність навантаження q_o – гідродинамічним силам Хаскінда-Ньюмана [29, 30]. При цьому для інтенсивності гідродинамічних навантажень Хаскінда-Ньюмана, враховуючи високочастотний характер гідродинаміки взаємодії відносно коротких хвиль і судна, припустимо знехтувати модуляційними ефектами у хвильовому полі та демпфіруючою частиною навантаження, залишивши тільки інерційну [3, 21].

2.1. Хвильові навантаження Крилова-Фруда

Вертикальна проекція хвильової складової навантажень визначається інтегруванням незбуреного поля тиску p_w уздовж миттєвого зануреного контуру шпангоуту $S(x, t)$ у вигляді

$$q_w(x, t) = - \int_{S(x, t)} p_w \cos(n_s, z) ds = - \int_{-d}^{\zeta_w} \frac{\partial p_w}{\partial z} Y(x, z) dz,$$

де $y = Y(x, z)$ – рівняння суднової поверхні, а хвильовий тиск та хвильова поверхня у рамках групових моделей нерегулярного хвилювання визначаються наступними формулами [29, 30]:

$$\zeta_w = \frac{1}{2} \langle h_w \rangle \sum_{n=1}^{N_z} (z_n^c \cos n\theta_\epsilon + z_n^s \sin n\theta_\epsilon),$$

$$p_w = \gamma \left[-z + \frac{1}{2} \langle h_w \rangle \sum_{n=1}^{N_p} P_n(\theta_\epsilon) \exp n\zeta \right],$$

$$P_n(\theta_\epsilon) = \sum_{m \leq n} (p_{nm}^c \cos m\theta_\epsilon + p_{nm}^s \sin m\theta_\epsilon),$$

$$m = n, n-2, \dots \geq 0, \quad N_z = 5, N_p = 4.$$

Тут $\zeta = \langle k \rangle z$, $\theta_\epsilon = (\langle k \rangle x + \sigma_\epsilon t)$; $z_n^{c,s}$ та $p_{nm}^{c,s}$ є повільно змінні за часово-просторовими координатами амплітуди кратних рівноважних гармонік [30].

Далі представимо непрямобортну частину суднового корпусу обмеженим степеневим рядом за вертикальною координатою:

$$y = Y(x, z) = b(x) + \Delta Y(x, z) = b_0(x) + \sum_{m=1}^M b_m(x) z^m, \quad M = 4 - 5,$$

де b_0 – півширина корпусу по ватерлінії рівноваги на тихій воді; b_m – коефіцієнти апроксимації.

Тоді підстановка залежностей для суднової поверхні $y = Y(x, z)$ та для хвильового тиску (4) у формулу (3) дозволяє отримати для інтенсивності навантаження q_w вираз

$$q_w = 2\gamma \left\{ \sum_{m=0}^M \frac{b_m}{1+m} \zeta_w^m - \langle \delta_w \rangle \sum_{m=0}^M b_m \times \right. \\ \left. \times \sum_{n=1}^{N_p} \left[P_n(\theta_\epsilon) I_{nm}(\zeta_w) + \epsilon \langle k \rangle P'_n(\theta_\epsilon) I_{n,m+1}(\zeta_w) \right] \right\},$$

де

$$P'_n = \partial P_n / \partial Z, \quad Z = \epsilon \langle k \rangle z;$$

$$I_{nm}(\zeta_w) = \int_{-d}^{\zeta_w} z^m \exp(n \langle k \rangle z) dz =$$

$$= \left[S_m(\zeta_n) \exp \zeta_n - S_m(-d_n) \exp(-d_n) \right] / (n \langle k \rangle)^{m+1},$$

$$S_m(z) = (-1)^m m! \sum_{j=0}^m \frac{(-z)^j}{j!}$$

і також позначено $\langle \delta_w \rangle = \pi(h_w/\lambda)$ – характерна крутість хвильового ухилу; $(\zeta_n, d_n) = n \langle k \rangle (\zeta_w, d)$. У даних залежностях для q_w перша сума за m відповідає нерівноваженій гідростатичній частині, а друга – чисто хвильовій частині сил Крилова-Фруда, які не враховують збурення судном хвильового руху.

Якщо далі підставити вираз для хвильового профілю ζ_w згідно формули (4), то остаточно можна отримати явну залежність даного навантаження за швидкою фазовою координатою $\theta_\epsilon(x, t)$:

$$q_w = (2\gamma b_0(x) d) \kappa_1^\circ(x) \sum_{n=1}^5 h_d^n \left(\tilde{Q}_n^c \cos n\theta_\epsilon + \tilde{Q}_n^s \sin n\theta_\epsilon \right), \quad (5)$$

де $\kappa_1^\circ(x)$ – редуційний коефіцієнт лінійного наближення, який враховує затухання хвильового руху з глибиною,

$$\kappa_1^\circ = (1 - k_d \kappa_*), \quad \kappa_* = \frac{1}{b_0} \int_{-d}^0 \exp(\langle k \rangle z) Y(x, z) dz.$$

У залежності (5) також $\tilde{Q}_n^{c,s}$ є повільно змінні амплітуди кратних гармонік у хвильовому навантаженні, які визначаються через амплітуди кратних гармонік у хвильовому профілі та хвильовому тиску наступним чином:

$$\tilde{Q}_n^{c,s} = \sum_{m=0}^M h_d^{m-n+1} b_m \left[q_{nm}^{(0)} - (q_{nm}^{(1)} + q_{nm}^{(2)}) \right]^{c,s},$$

$$q_{nm}^{(0)c,s} = \frac{\kappa_1^\circ}{1+m} z_{n,m+1}^{c,s}, \quad q_{nm}^{(1)c,s} = \sum_j \kappa_{jm} p_{jm}^{c,s},$$

$$j = n, n-2, \dots \geq 0;$$

$$q_{nm}^{(2)c,s} = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^i K_{ij}(n, m) p_{jm}^{c,s}.$$

Тут допоміжні коефіцієнти κ_{jm} і $K_{ij}(n, m)$ мають вигляд

$$\kappa_{jm} = \frac{(-1)^m m! \langle \delta_w \rangle^{-m}}{(j-1)^m \kappa_1^\circ} \left[1 - \exp(-d_j) \sum_{k=0}^m \frac{1}{k!} d_j^k \right],$$

$$K_{ij}(n, m) = \sum_{s=m+1}^6 \frac{(i \langle \delta_w \rangle)^{s-m}}{2s(s-m-1)! \kappa_1^\circ} \left(z_{n+j,s} + \nu_{n,j} z_{|n-j|,s} \right)^{c,s},$$

$d_j = j\pi d_L L \lambda$; $\nu_{0,j} \equiv 0$, $\nu_{n,j} = 1$, $n \neq j$; $\nu_{n,n} = 2$, а $z_{n,k}^{c,s}$ є амплітуди n -х кратних \cos -, \sin - гармонік у k -х ступенях хвильового профілю ζ_w^k , $k > 1$.

Отримані залежності є достатньо загальними і виходять тільки з гіпотези про локальну групову структуру нерегулярного хвилювання, гіпотези О. М. Крилова про нехтування збурень судном навігаючої системи хвиль та припущення про відсутність хитавиці судна в умовах слабого чи помірного морського хвилювання.

2.2. Дифракційні навантаження Хаскінда-Ньюмана

Отримаємо відповідні залежності і для гідродинамічних навантажень Хаскінда-Ньюмана, які

враховують дифракцію хвиль на судновому корпусі. Загальні формули для розрахунку даної категорії навантажень мають вигляд (після інтегрування дифракційного поля тиску (??) уздовж миттєвого зануреного контуру шпангоуту):

$$\begin{aligned} q_o &= \tilde{q}_o + q_o^0 + \Delta q_o; \\ \tilde{q}_o &= \rho D_t \int_{S(t)} \Phi_o \cos(n_s, z) ds, \\ q_o^0 &= 2\rho \Phi_o(\zeta_w) D_t b_w, \\ \Delta q_o &= -\frac{1}{2}\rho \int_{S(t)} v_{wz}^2 \kappa(\Phi_{os}) \cos(n_s, z) ds, \end{aligned} \quad (6)$$

де $D_t = [\partial/\partial t - (v_c - \langle v_{wx} \rangle) \partial/\partial x]$ і позначено величини

$$\langle v_{wx} \rangle = \frac{\int_{S(t)} v_{wx} \Phi_{ox} \cos(n_s, z) ds}{\int_{S(t)} \Phi_{ox} \cos(n_s, z) ds},$$

$$\kappa(\Phi_{os}) \simeq [(\Phi_{os}/v_{ws} + \cos(n_s, y))^2 - 1], \quad v_{wz}^2 > 0,$$

які фізично відповідають середньому значенню на миттєвому зануреному контурі поздовжньої проекції хвильової швидкості та коефіцієнту пропорційності між тиском та квадратом вертикальної проекції хвильової швидкості у перерізі ($v_{wy} \approx 0$ для реальних умов хвилювання).

Основним у виразі для навантаження (6) є перший член, тоді як другий член, який пов'язаний з винесенням диференціального оператора D_t за знак інтегралу, та третій член, який пов'язаний з інтегруванням квадратичних членів у полі збуреного гідродинамічного тиску, за визначенням принаймні на порядок менші за перший член і, таким чином, допускають більш грубу оцінку.

Потенціал збуреного поля швидкості Φ_o повинен задовольняти рівнянню нерозривності у області визначення $\Phi_{oux} + \Phi_{ouy} + \Phi_{ouzz} = 0$ та граничним умовам на межах області, основними з яких є умови на вільній хвильовій поверхні та умови на миттєвій змоченій судновій поверхні. Останні можна записати у вигляді

$$\Phi_{on} \equiv (\vec{n} \cdot \nabla) \Phi_o = -\hat{v}_{wz} \cos(n_s z),$$

де $\hat{v}_{wz} = v_{wz} + (v_{wx} - v_c) \cos(n_s x) / \cos(n_s z)$, $\cos(n_s z) \neq 0$ – приведена вертикальна проекція швидкості на судновому контурі.

Граничні умови на хвильовій поверхні, які є нелінійними і створюють основні труднощі при визначенні потенціалу Φ_o , для задачі про гідропружні коливання судна можуть бути суттєво

спрощені за рахунок використання гіпотези про високочастотне наближення [3–5, 7], коли для частотного параметру має місце оцінка $d\sigma_e^2/g \gg 1$. У даному наближенні можна, по-перше, перенести граничні умови на незбурену судном хвильову поверхню вітрових хвиль та, по-друге, спростити їх до граничного вигляду безінерційної рідини $\Phi_o \simeq 0$.

Далі, для отримання явної оцінки тривимірних ефектів дифракції хвиль у розрахунках гідродинамічного навантаження на корпус судна введемо до розгляду "плоский" аналог дифракційного потенціалу $\bar{\Phi}_o$, який задовільняє плоским (у площині шпангоутів) варіантам рівняння нерозривності та граничних умов на судновому контурі і залежить за координатою x тільки параметрично. Тоді першу складову формально можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} \tilde{q}_o(x, t) &= \rho D_t \int_{S(t)} \bar{\Phi}_o \cos(n_s, z) ds \kappa_{3D}, \\ \kappa_{3D} &= \frac{\int_{S(t)} \bar{\Phi}_o \cos(n_s, z) ds}{\int_{S(t)} \bar{\Phi}_o \cos(n_s, z) ds}, \end{aligned} \quad (7)$$

де множник κ_{3D} як раз і враховує дані ефекти.

Інтеграл від потенціалу дифракційного поля швидкостей $\bar{\Phi}_o$ у виразі (7) може бути визначено у рамках методу, розробленого у роботі автора [31] для плоских задач хитавиці суден, так що перша складова \tilde{q}_o остаточно прийме вигляд

$$\begin{aligned} \tilde{q}_o(x, t) &= - \left[\frac{\partial}{\partial t} - (v_c - \langle v_{wx} \rangle) \frac{\partial}{\partial x} \right] \times \\ &\times \left[\mu(x, \zeta_w(x, t)) \langle \hat{v}_{wz} \rangle \kappa_{3D} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

де $\mu(x, \zeta_w(x, t))$ – прилучені маси суднових контурів, визначені до миттєвої хвильової ватерлінії; $\langle \hat{v}_{wz} \rangle$ – усереднене значення приведеної швидкості на миттєвому зануреному контурі,

$$\langle \hat{v}_{wz} \rangle \approx \frac{\int_{S(t)} \hat{v}_{wz} \phi_3 \cos(n_s, z) ds}{\int_{S(t)} \phi_3 \cos(n_s, z) ds}.$$

Тут також ϕ_3 – потенціал швидкості при вертикальних коливаннях еліптичного контуру у безмежній рідині.

Для оцінки коефіцієнта тривимірності κ_{3D} проведемо наступні перетворення. По-перше, зробимо заміну змінної $\tilde{z} = z - \zeta_w$, через яку хвильова поверхня буде визначатися умовою $\tilde{z} = 0$, а занурена суднова поверхня буде формально зазнавати хвилеподібні коливання у вертикальній площині

згідно з законом зміни $\zeta_w(x, t)$. По-друге, будемо вважати, що коефіцієнт κ_{3D} , що є відношенням двох інтегралів, не буде надто чутливим до таких факторів, як величина амплитуд та характер даних хвилеподібних коливань (прогресивні хвилі чи стоячі хвилі), а також до локальної геометрії суднового корпусу. Це дає підґрунття замінити занурений судновий корпус еквівалентним за розмірами та водозаміщенням тривимірним еліпсоїдом та вважати, що таке судно зазнає високочастотні пружні коливання за балочними формами у вертикальній площині. У межах даних припущень потенціали Φ_o і $\bar{\Phi}_o$ можна замінити відповідними потенціалами гідропружної задачі і коефіцієнт κ_{3D} буде повністю відповідати коефіцієнту тривимірності у задачах високочастотної вібрації суден спрощеної форми корпусу на воді, оцінки для якого було отримано низкою авторів ще у 60-ті роки минулого століття і які можна знайти у довідникових матеріалах [12].

Нарешті, як і для непрямобортності корпусу, залежність прилучених мас за миттєвою осадкою також представимо степеневим рядом за вертикальною координатою

$$\mu(x, z) = \sum_m \mu_m(x) z^m, \quad m = 0 \dots M \leq 4 - 5.$$

Тоді остаточно після необхідних перетворень дифракційна складова у нелінійному наближенні може бути отримана у вигляді

$$q_o = -(2\gamma b_0(x)d)\kappa_1^o(x) \sum_{n=1}^5 h_d^n \left(\hat{Q}_n^c \cos n\theta_\epsilon + \hat{Q}_n^s \sin n\theta_\epsilon \right), \quad (9)$$

де амплітуди кратних гармонік дорівнюють

$$\hat{Q}_n^{c,s} = \frac{\pi}{4} b_d \left(r_n^{(0)} + r_n^{(1)} - r_n^{(2)} \right)^{c,s},$$

$$r_n^{(0)c,s} = \frac{1}{2} (1, -\kappa_2^o) \left(\hat{M}_{n+1} \pm \nu_{n1} \hat{M}_{|n-1|} \right),$$

$$r_n^{(1)c,s} = \frac{1}{4} h_d \kappa_8^o (1, -\kappa_2^o) \sum_{s=0}^6 \left(\hat{M}'_{n+1} \pm \nu_{n1} \hat{M}'_{|n-1|} \right) \times \left[(s+1) z_{s+1}^c \mp \nu_{s1} (s-1) z_{|s-1|}^c \right],$$

і також позначено величини

$$\kappa_2^o = d_L \frac{\partial}{\partial x} \left[b(x) \kappa_*(x) \right] / [b(x) \kappa_1^o];$$

$$\kappa_8^o = \langle \delta_w \rangle \left(1 - \frac{1}{2} \langle \delta_w \rangle^2 \right) \left(1 + \frac{1}{2} \langle \delta_w \rangle^2 + \frac{5}{2} Fr \sqrt{L_\lambda} \right);$$

$$\hat{M}_n = \nu_{3D} \tilde{b}^{-2} \sum_{m=1}^M \mu_m h_d^{m-n} z_{nm}^c,$$

$$\hat{M}'_n = \nu_{3D} \tilde{b}^{-2} \sum_{m=2}^M m \mu_m h_d^{m-1-n} z_{n,m-1}^c,$$

$$b_d = b_0(x)/d, \quad \tilde{b} = 2b_0(x)/B.$$

Об'єднавши отримані вище залежності (5) і (9) для обох категорій сил, отримаємо для інтенсивності повного вертикального навантаження, яке діє на судно на групах відносно коротких хвиль, наступний вираз:

$$q_z(x, t) = \sum_{n=1}^5 \left[q_{zn}^c \cos n\theta_\epsilon(x, t) + q_{zn}^s \sin n\theta_\epsilon(x, t) \right],$$

$$q_{zn}^{c,s} = (2\gamma b_0(x)d) \kappa_1^o(x) Q_n^{c,s}, \quad Q_n^{c,s} = [\hat{Q}_n^{c,s} - \hat{Q}_n^{c,s}]. \quad (10)$$

Амплітуди кратних гармонік $q_{zn}^{c,s}$ у (10) є повільно змінними функціями поздовжньої координати та часу і, крім того, у даному виразі до уваги фактично повинна прийматися тільки та кратна гармоніка за швидкою фазою, яка задовольняє резонансним умовам збудження хвильової вібрації (1). Таким чином, у нелінійному наближенні розширюються можливості збудження резонансних коливань за рахунок кратних частот збуджуючої сили.

3. ПРУЖНА РЕАКЦІЯ КОРПУСУ СУДНА

Для розрахунку вертикальної хвильової вібрації гнучких суден за балочними формами використаємо добре відомі у літературі рівняння "балки Тимошенко" [5, 7, 18, 19], які запишемо у вигляді

$$m\ddot{w} + \beta_1 \dot{w} + \tilde{G}(F_c(\theta - w))_x = q_z^\Sigma(x, t), \quad (11)$$

$$J\ddot{\theta} + \beta_2 \dot{\theta} + \tilde{E}(I\theta)_x - \tilde{G}F_c(\theta - w) = 0,$$

де $w(x, t), \theta(x, t)$ – відповідно лінійні та кутові пружні переміщення поперечного перерізу при вертикальних коливаннях корпусу судна за балочними формами; $m(x), J(x)$ – інтенсивності маси та моменту інерції маси відносно нейтральної осі матеріальних поперечних перерізів корпусу; $\tilde{E}I(x), \tilde{G}F_c(x)$ – узагальнені жорсткості на згин та на зсув з операторними модулями пружності $\tilde{E} = E(1 + \alpha_1 \partial/\partial t)$ і $\tilde{G} = G(1 + \alpha_2 \partial/\partial t)$ [5, 7, 18], які враховують внутрішнє конструкційне демпфірування матеріалу; β_1, β_2 – коефіцієнти зовнішнього демпфірування середовища при лінійних та кутових переміщеннях поперечних перерізів корпусу відповідно; $q_z^\Sigma(x, t)$ – сумарне гідродинамічне навантаження, яке діє на судно з боку

рідини при гідропружних коливаннях на хвильовій поверхні.

Сумарне гідродинамічне навантаження включає складові безпосередньо від дії хвиль $q_z(x, t)$ (хвильові сили Крилова–Фруда і дифракційні сили Хаскінда–Ньюмана, отримані вище) та гідродинамічні сили інерційної природи $q_z^{in}(x, t)$, які пов'язані з пружними коливаннями суднового корпусу за балочними формами на поверхні рідини. Останні визначаються формулою [5, 7]

$$q_z^{in}(x, t) = - \left(\frac{\partial}{\partial t} - v_c \frac{\partial}{\partial x} \right) (\mu(x)\dot{w}),$$

де $\mu(x)$ – інтенсивність прилучених мас при вертикальних високо частотних коливаннях шпангоутних контурів на поверхні рідини.

Зазначимо, що у роботі [27] при розрахунках $q_z^{in}(x, t)$ було враховано залежність прилученої маси контуру шпангоуту за миттєвою хвильовою осадкою контуру, але за відповідними оцінками даний ефект, який призвів до появи параметричних членів у рівнянні коливань, мав порядок 5–7 відсотків і тому у даній роботі його не прийнято до уваги при подальшому аналізі.

Після низки перетворень систему рівнянь (11) можна наближено привести до одного рівняння відносно динамічного прогину $w(x, t)$:

$$\begin{aligned} (m + \mu)\ddot{w} - (J\ddot{w}_x)_x - (mI_F\ddot{w})_{xx} + (EI_y w_{xx})_{xx} + \\ + \alpha_1(EI\dot{w}_{xx})_{xx} - v_c(\mu\dot{w})_x + \beta_1\dot{w} - \beta_2\dot{w}_{xx} = \\ = q_z - (I_F q_z)_{xx} + \beta_F \ddot{q}_z, \end{aligned} \quad (12)$$

де $I_F = EI_y/GF_c$, $J_F = J/GF_c$, $\beta_F = \beta_2/GF_c$. Для перших трьох балочних форм коливань корпусів суден вплив інерційної характеристики J та жорсткості на зсув Gf_c буде достатньо малим, і, крім того, коефіцієнти демпфірування мають порядок $(\alpha_j, \beta_j) \sim 10^{-n}$, $n \geq 2$, що дозволяє далі додатково спростити рівняння (12), відкинувши малі більш високого порядку у правій частині.

Найбільш поширеним методом інтегрування рівнянь типу (12) за позовжною координатою x є метод головних координат з використанням балочних форм ГВК корпусу судна [5, 7, 18]. Згідно даному методу, динамічний прогин $w(x, t)$ визначається рядом

$$w(x, t) = \sum_{j=1}^{J_m} f_j(x) u_j(t), \quad J_m \leq 3,$$

де $f_j(x)$ – j -та форма ГВК корпусу судна; $u_j(t)$ – головні координати, які потрібно визначати при

інтегруванні відповідних рівнянь за часом.

Зручність методу полягає у тому, що, по-перше, визначення форм ГВК є складовою обов'язкових розрахунків загальної вібрації суднових корпусів і тому їх можна вважати відомими [18], а також у тому, що через ортогональність форм ГВК за масами та жорсткістю відповідні рівняння для головних координат розділяються. У той саме час, наприклад, при використанні методу балочних скінчених елементів рівняння для вузлових переміщень уже не можливо розділити [18, 23].

Після використання відомої процедури Гальоркіна та врахування умов ортогональності форм ГВК [18], для головних координат можна отримати рівняння

$$\ddot{u}_j + 2\nu_j \dot{u}_j + \omega_j^2 u_j = \tilde{q}_j(t), \quad j = 1, 2, 3, \quad (13)$$

де ν_j , ω_j і \tilde{q}_j є відповідно коефіцієнт демпфірування, колова частота та узагальнене навантаження для j -ї головної координати [18], які дорівнюють

$$\nu_j = \frac{\Lambda_j}{2M_j}, \quad \omega_j^2 = \frac{K_j}{M_j}, \quad \tilde{q}_j = \frac{q_j}{M_j}.$$

Тут інтеграли уздовж судна мають вигляд

$$\begin{aligned} M_j &= \int_{(L)} (m + \mu) f_j^2(x) dx + \int_{(L)} J f_j'^2 dx - \\ &\quad - \int_{(L)} (m + \mu) I_F f_j f_j'' dx, \\ \Lambda_j &= \alpha_1 \int_{(L)} f_j^2 dx + \alpha_2 \int_{(L)} f_j'^2 dx + \\ &\quad + \beta_1 \int_{(L)} EI f_j''^2 dx - v_c \int_{(L)} \mu f_j f_j' dx, \\ K_j &= \int_{(L)} EI f_j''^2 dx, \quad q_j = \int_{(L)} q_z(x, t) f_j dx. \end{aligned}$$

Загальний розв'язок рівняння (13) визначається інтегралом Дюамеля [18]

$$\begin{aligned} u_j(t) &= \frac{1}{\omega_j^*} \int_0^t \tilde{q}_j(t') e_j(t-t') dt'; \\ e_j(t-t') &= e^{-\nu_j(t-t')} \sin \omega_j^*(t-t'), \\ \omega_j^* &= (\omega_j^2 - \nu_j^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (14)$$

але інтеграли типу (14) потрібно підраховувати чисельними методами з досить малим кроком,

що, по-перше, для швидко осцилюючих функцій не є оптимальним, а, по-друге, породжує додаткові труднощі при подальшому визначенні ймовірностних характеристик хвильової вібрації [4].

Тому було розроблено асимптотичний метод визначення головних координат $u_j(t)$, який враховує резонансні режими збудження даного явища та ангармонічний характер збурюючого навантаження з модульованими амплітудами кратних гармонік. Основні положення методу полягають у наступному. По-перше, для оцінки повільності зміни модуляцій амплітуд, малості демпфірування та довкола резонансного розлаштування частот при коливаннях вводиться малий додатний параметр $\epsilon \ll 1$. По-друге, для j -ї головної координати записується наступний асимптотичний ряд [32, 34]:

$$u_j(t, \epsilon) = \epsilon^{-1} u_{-1j} + u_{0j} + \epsilon^1 u_{1j} + \dots, \quad (15)$$

де невідомі функції u_{kj} залежать від швидкої фазової координати $\vartheta_j(\epsilon, \tau_g)$ та повільного часу $\tau_g = \frac{1}{2}\epsilon\sigma(1 + 2\sigma^2 v_c/g)t$. І, по-третє, швидка фазова координата ϑ_j також представляється асимптотичним рядом

$$\vartheta_\tau = \epsilon^{-1} \varrho_{-1j} + \varrho_{0j} + \epsilon^1 \varrho_{1j} + \dots, \quad (16)$$

з невідомими функціями $\varrho_{kj} = \varrho_{kj}(\tau_g)$, які потрібно визначати у процесі розв'язку рівнянь (13).

Ряди (15) та (16) відповідають узагальненому варіанту методу змінних масштабів (МЗМ) з сингулярними за малим параметром членами [34]. Потреба у такій структурі розв'язку та врахування сингулярних за малим параметром ϵ членів асимптотичних рядів пов'язані з необхідністю нейтралізації малих знаменників типу $(\omega_j - n\sigma_\epsilon)^{-s}$, $s \geq 1$, які виникають у резонансних умовах коливань при пошуку асимптотичних розв'язків [33, 34].

Остаточно, після виконання необхідних процедур МЗМ [34] та розв'язку відповідних задач Коші у збуреннях було отримано перші чотири членів розв'язку у вигляді [32]

$$u_j(t) = \left(\frac{\omega_*}{2\nu}\right)_j \left(u_n^c \cos \vartheta + u_n^s \sin \vartheta\right) + O(\epsilon^3)_j, \\ u_{nj}^{c,s}(\tau_g) = \epsilon^{-1} \left(1 - \frac{1}{2}\nu^2\right) I_{nj}^{s,c} \pm \frac{1}{2}(1 + \nu_j^2) \times \\ \times Q_{nj0}^{c,s} - \frac{1}{4}\epsilon Q_{nj1}^{s,c} \mp \frac{1}{8}\epsilon^2 Q_{nj2}^{c,s}, \quad (17)$$

де також позначено величини

$$I_{nj}^{c,s} = \int_0^{\tau_g} Q_{nj0}^{c,s}(\tau') \exp \nu(\tau' - \tau_g) d\tau',$$

$$Q_{nj}^{c,s} = \nu_j \left(\frac{\partial}{\partial \tau_g} + \nu_j\right)^k Q_{nj}^{c,s}, \quad k = 0, 1, 2;$$

$$Q_{nj}^{c,s} = q_{nj}^{c,s}(\tau_g) \cos \delta_{Rj}(\tau_g) \mp q_{nj}^{s,c}(\tau_g) \sin \delta_{Rj}(\tau_g);$$

$$q_{nj}^{c,s} = \int_{(L)} \left[q_{zn}^{c,s} \cos \chi_n(x) \pm q_{zn}^{s,c} \sin \chi_n(x) \right] f_j dx,$$

$$\chi_n(x) = n\langle k \rangle x, \quad \delta_{Rj}(\tau_g) = (n\sigma_\epsilon t - \vartheta_j) \ll \omega,$$

$$\vartheta_j = \omega_j \epsilon^{-1} \left(1 - \frac{1}{2}\nu_j^2 - \frac{1}{8}\nu_j^4\right) \tau_g.$$

Тут $\delta_R(\tau_g)$ має зміст частотного розлаштування у резонансній частотній смузі. У залежності (17) основним є перший член інтегрального ряду, який дає, як показали розрахунки, до 90 відсотків від повного розв'язку. При цьому важливо, що чисельне інтегрування при розрахунках $I_{nj}^{c,s}$ повинно виконуватися у повільному часі τ_g з кроком порядку періоду коливань, тоді як чисельний розрахунок інтегралу у виразі (14) потребує кроку інтегрування порядку $1/25 - 1/30$ від періоду коливань.

В усталеному режимі коливань, коли можна користуватися коефіцієнтом динамічності, для останнього було отримано наступну оцінку в околі резонансної частотної смуги:

$$k_{dj} = k_{dj}^{max} \tilde{k}_{dj}(n\sigma_\epsilon), \quad k_{dj}^{max} = \frac{\omega_j}{2\nu_j}; \\ \tilde{k}_{dj} \approx (1 - \delta_{nj}^2)^2 + O(\nu_j/\delta_{nj}), \quad (18) \\ \delta_{nj} = \frac{(\omega_j^2 - n^2\sigma_\epsilon^2)}{2\omega_j\nu_j}, \quad |\delta_{nj}| \ll 1.$$

При цьому резонансна частотна смуга з умовою у 10 відсотків від максимального резонансного значення k_{dj}^{max} у (18) визначається оцінкою $(\omega_j \pm 10\nu_j)$ і при $\nu_j/\omega_j \sim (2 - 4)10^{-3}$ складає, таким чином, тільки декілька відсотків від резонансного значення колової частоти, тобто є дуже вузькою. Тому навіть малі розлаштування між частотами власних коливань та збурюючої сили будуть призводити до значного зменшення амплітуд пружних коливань при хвильовій вібрації.

При пружних коливаннях судна у його корпусі виникає згинальний момент, який для міделя судна у режимі усталених коливань можна остаточно отримати у вигляді

$$M_{mid}(t) = \gamma \left(\frac{L}{2}\right)^4 m_1 \sum_{j=1}^3 \sum_{n=1}^5 \frac{1}{2n} h_d^n k_{dj}(n\sigma_\epsilon) \times \\ \times A_{jn}^M \cos(n\sigma_\epsilon t - \alpha_{jn}^M), \quad (19)$$

де A_{jn}^M, α_{jn}^M – повільно змінні за часом амплітуди і фази кратних гармонік у вібраційному згинальному моменті; m_1 – інерційний коефіцієнт,

$$m_1 = \frac{M_0 + k_B M_1}{M'_0 + k_B M'_1}, \quad k_B = \frac{\pi B}{4\delta 2d},$$

$$M_{0,1} = \int_0^1 (\tilde{m}, \tilde{\mu})(1 - \tilde{x}) f_j(\tilde{x}) d\tilde{x},$$

$$M'_{0,1} = \frac{1}{2} \int_0^2 (\tilde{m}, \tilde{\mu}) f_j^2(\tilde{x}) d\tilde{x}$$

з безрозмірними величинами $\tilde{m} = m/m_{cp}$, $\tilde{\mu} = 8\mu/\pi\rho B^2$, $\tilde{x} = 2x/L$, B – ширина судна.

Амплітуди та фази кратних гармонік у залежності (19) визначаються через амплітуди та фази у навантаженні, яке збуджує хвильову вібрацію, і у пружних переміщеннях корпусу при вібрації і через значну громіздкість відповідних залежностей, велику кількість додаткових позначень у статті не приведено.

Максимальне значення вібраційних напружень у поперечних перерізах корпусу визначається формулою

$$\sigma_{max} = \frac{M_{mid}}{W_{min}},$$

де мінімальне значення моменту опору поперечно перерізу прийнято записувати у вигляді [4]

$$W_{min} = k_W W_{min}^o,$$

$$W_{min}^o = 3k(\delta)BL^2 \cdot 3 \cdot 10^{-6}, \text{ м}^3,$$

де $k(\delta) = 0.41 + 0.85\delta \sim 1$, δ – коефіцієнт повноти корпусу; k_W – коефіцієнт, який визначає фактичне значення моменту опору.

4. ІМОВІРНІСТНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХВИЛЬНОЇ ВІБРАЦІЇ

Хвильова вібрація суден має місце на нерегулярному морському хвилюванні, і тому врахування нерегулярного характеру хвильової дії є необхідною умовою для повної розробки коректного методу розрахунку даного явища. Але поєднання нелінійності та нерегулярності хвильової дії створюють значні труднощі на цьому шляху, тому фактично у літературі можна зустріти тільки нелінійні методи розрахунку хвильової вібрації другого порядку за крутістю хвиль, які основані на квадратичному узагальненні лінійної спектральної

техніки [4, 20–23]. У даній роботі пропонується інший підхід, який дозволяє врахувати і старші наближення за нелінійністю до п'ятого порядку включно. Даний підхід базується на наступних основних припущеннях. По-перше, приймається гіпотеза про локальну групову структуру нерегулярного хвилювання таким чином, що для кожної локальної ділянки хвильової поверхні можна виділити групи хвиль з деякими характерними довжинами, взагалі різними для різних ділянок. По-друге, врахуємо що хвильова вібрація має суто резонансний характер з вузькими резонансними частотними смугами, а характерні резонансні довжини хвиль на кратних резонансах відносяться як $L_\lambda^{(1)}/L_\lambda^{(2)} \sim 2.5 - 3.0$, $L_\lambda^{(2)}/L_\lambda^{(3)} \sim 1.8 - 2.0$, $L_\lambda^{(3)}/L_\lambda^{(4)} \sim 1.4 - 1.6$ і т.п. Тому основний вклад у збудження хвильової вібрації повинні давати більш регуляризовані ділянки хвилювання, на яких виконуються резонансні умови на основній частоті чи на кратних частотах збуджуючої сили. Крім того, через розділення резонансних умов за довжинами хвиль можна прийняти третє припущення про статистичну незалежність резонансних умов між собою. Нарешті, по-четверте, дані натурних записів хвильової вібрації дають підстави вважати їх вузько смуговими за частотами гармонічними процесами з модульованими, повільнозмінними за часом амплітудами та швидкими фазами на частоті першого тону головних вільних коливань корпусу судна.

Виходячи з даних припущень, для дисперсії вібраційних напружень можна записати наступну залежність [36]:

$$D_\sigma \approx D_\sigma^{(1)} + D_\sigma^{(2)} + \dots + D_\sigma^{(N)}, \quad (20)$$

де $D_\sigma^{(1)}$ – дисперсія вібраційних напружень на основному резонансі; $D_\sigma^{(n)}$, $n \geq 2$ – дисперсії вібраційних напружень на кратних резонансах; $N = 5$ – загальне число врахованих резонансних умов.

Для стандарту вібраційних напружень $s_\sigma = \sqrt{D_\sigma}$ формулу (20) зручніше переписати у вигляді

$$s_\sigma \equiv s_\sigma^{nl} = s_\sigma^{lin} k_\sigma^{nl}, \quad s_\sigma^{lin} = \sqrt{D_\sigma^{(1)}}; \quad (21)$$

$$k_\sigma^{nl} = \left(1 + \sum_{n=2}^5 D_\sigma^{(n)}/D_\sigma^{(1)}\right)^{1/2},$$

де s_σ^{lin} – стандарт вібраційних напружень лінійного наближення; k_σ^{nl} – множник, який враховує резонанси на кратних частотах нелінійної збуджуючої сили.

Зазначимо, що у більш точному запису формула (20) повинна включати кореляційні члени, які враховують статистичну залежність між окремими резонансними умовами.

Розглянемо тепер методи оцінки дисперсій $D_\sigma^{(n)}$. Для основного резонансу лінійного наближення значення $D_\sigma^{(1)}$ може бути розраховане за допомогою лінійної спектральної техніки [4, 35, 36]:

$$D_\sigma^{(1)} = \int_0^\infty S_\sigma(\sigma_\epsilon) d\sigma_\epsilon, \quad (22)$$

$$S_\sigma(\sigma_\epsilon) = S_w(\sigma_\epsilon) J_\sigma^{-1}(\sigma_\epsilon) |A_\sigma(\sigma_\epsilon)|^2,$$

де $S_w(\sigma_\epsilon)$ – спектральна щільність нерегулярного хвилювання; $J_\sigma(\sigma_\epsilon)$ – Якобіан переходу від дійсних частот до частот зустрічі судна з хвилями у спектрі $\sigma \rightarrow \sigma_\epsilon$; $A_\sigma(\sigma_\epsilon)$ – амплітудно-частотна характеристика (АЧХ) вібраційних напружень у лінійному наближенні.

Якщо виділити в АЧХ швидко та повільно змінні за коловою частотою складові $\hat{A}_\sigma(\sigma_\epsilon)$ і $\tilde{A}_\sigma(\sigma_\epsilon)$ відповідно та врахувати резонансний характер збудження хвильової вібрації, то формула (22) для $D_\sigma^{(1)}$ переписеться наступним чином:

$$D_\sigma^{(1)} = D_\sigma^0 I_\sigma,$$

$$D_\sigma^0 = \left[S_w(\sigma_\epsilon) J_\sigma^{-1}(\sigma_\epsilon) \hat{A}_\sigma^2(\sigma_\epsilon) \right] \Big|_{\sigma_\epsilon = \omega_1},$$

$$I_\sigma = 2 \int_{\omega_1 - \Delta\sigma}^{\omega_1 + \Delta\sigma} \tilde{A}_\sigma^2(\sigma_\epsilon) d\sigma_\epsilon,$$

де $\Delta\sigma$ – ефективна ширина резонансної смуги для основного резонансу.

Основний резонанс має місце у височастотній частині спектру хвилювання, для якої прийнятним є асимптотичний закон Філіппса [4, 36] $S_w(\sigma) \sim 7.8 \cdot 10^{-3} g \sigma^{-5}$, так що після необхідних перетворень отримаємо для стандарту напружень лінійного наближення

$$s_\sigma^{lin} = \kappa_\sigma k_L A_1^M, \text{ МПа,}$$

$$\kappa_\sigma = \frac{173 \tilde{L}^{2/3} \delta_F m_1}{k_W k(\delta) \tilde{\nu}_1^{0.5} \tilde{\omega}_1^2}, \quad k_L = \frac{10^4 \exp(-\pi d_L L_\lambda)}{d_L L_\lambda}, \quad (23)$$

де $d_L = 2d/L$; $A_1^M \equiv A_{11}^M$ – амплітуда першої гармоніки у вібраційному моменті на частоті першого тону ГВК; швидкісний коефіцієнт δ_F має вигляд

$$\delta_F = \frac{1}{4\sqrt{20}} \frac{(1 + F_1)^{5/2}}{F_1^{1/2}} \quad F_1 = (1 + 20\tilde{F}r\tilde{\omega}_1)^{1/2};$$

також позначено відносні величини $\tilde{L} = L/250$, $\tilde{\nu}_1 = \nu_1/(2 \cdot 10^{-3})$.

Для оцінки величини дисперсій на кратних резонансах $D_\sigma^{(n)}$, $n > 1$ використаємо загальні співвідношення між імовірнісними характеристиками функціонально зв'язаних стохастичних процесів [36] – хвильових ординат нерегулярного хвилювання та вібраційних напружень у корпусі. Тоді матимемо

$$D_\sigma^{(n)} = D_A^{(n)} / (2 - \pi/2),$$

$$D_A^{(n)} = \int_0^\infty A_\sigma^{(n)2}(h_w) p(h_w) dh_w - m_A^{(n)2}, \quad (24)$$

$$m_A^{(n)} = \int_0^\infty A_\sigma^{(n)}(h_w) p(h_w) dh_w,$$

де $D_A^{(n)}$, $m_A^{(n)}$ – дисперсія та середнє обвідної амплітуд у процесі вібраційного напруження на n -му кратному резонансі $\sigma^{(n)}(t) \approx A_\sigma^{(n)}(\tau_g) \cos \omega_1 t$; $p(h_w)$ – щільність розподілення висот хвиль нерегулярного хвилювання з дисперсією D_w ,

$$p(h_w) = \frac{h_w}{2\sqrt{D_w}} \exp\left(-\frac{h_w^2}{4D_w}\right).$$

Виконавши у (24) усі необхідні підстановки та перетворення, отримаємо остаточно наступну залежність для коефіцієнта k_σ^{nl} , який враховує нелінійні ефекти у стандарті вібраційних напружень:

$$k_\sigma^{nl} = \left\{ 1 + \sum_{n=2}^5 2^{n-1} n! \delta_F^{(n)} R_n(L_\lambda) \left(\frac{s_w}{d}\right)^{2(n-1)} \right\}^{1/2},$$

$$R_n(L_\lambda) = \frac{[k_L(L_\lambda^{(n)}) A_n^M(L_\lambda^{(n)})]^2}{[k_L(L_\lambda^{(1)}) A_1^M(L_\lambda^{(1)})]^2}, \quad (25)$$

де $s_w = \sqrt{D_w}$ – стандарт хвильових ординат; $\delta_F^{(n)}$ – швидкісний коефіцієнт на кратних резонансах,

$$\delta_F^{(n)} = \frac{F_1}{F_n} \left(\frac{\sqrt{n} + F_n}{1 + F_1} \right)^5, \quad F_n = (n + 20\tilde{F}r\tilde{\omega}_1)^{1/2}.$$

Залежність (25) за структурою загалом співпадає з відповідною залежністю, приведеною у звіті [21] при врахуванні тільки другої кратної гармоніки збурюючої сили.

Таким чином, залежності (21), (23) і (25) дають можливість визначити стандарт вібраційних напружень на міделі судна при заданій інтенсивності нерегулярного хвилювання (D_w), інерційних і жорсткісних характеристиках корпусу судна та швидкості його руху. Відповідно, далі можна отримати й інші ймовірнісні характеристики напружень, наприклад, щільність розподілення, середнє число викидів процесу за певний рівень, дисперсію швидкості зміни процесу напружень і тощо [36].

5. РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНИХ РОЗРАХУНКІВ

Розглянемо результати чисельних розрахунків основних параметрів хвильової вібрації суден з підвищеною гнучкістю корпусу на слабкому та помірному хвилюванні з урахуванням нелінійних ефектів. Розрахунки було виконано за допомогою обчислювальної програми, розробленої з використанням технології об'єктно-орієнтованого програмування. Значну увагу при цьому було приділено перевірці коректності розроблених вище методів розрахунку хвильової вібрації, тому розглянемо спочатку результати порівняльних розрахунків.

Розпочнемо з порівняння результатів для хвильового навантаження, яке збуджує хвильову вібрацію гнучких суден і від коректного розрахунку якого суттєво залежить точність остаточних результатів. Зіставлення чисельних розрахунків автора було проведено з даними модельних випробувань розділеної на секції моделі балкера (рис. 3) у випробувальному басейні БІГС (м. Варна) [21]. Випробування було проведено для моделей з бульбом та без бульба, у баласті та з повним вантажем, при $Fr = 0.12, 0.18$, відносних довжинах регулярних хвиль $L_\lambda = 2.5 - 3.5$ та їх крутості $h_\lambda = 1/66, 1/32, 1/24$. Таким чином, порівняння було виконано для восьми варіантів випробування моделі, а типовий приклад порівняння результатів для інтенсивності вертикального навантаження представлено на рис. 3, б. Як видно, результати автора значно краще співпадають з даними експерименту, ніж результати розрахунків ЦНДІ ім. акад. О.М. Крилова [21] (ступенева експериментальна крива відповідає навантаженню на секції моделі судна). Аналіз експериментальних даних також показав, що, по-перше, рівні навантажень навіть для відносно довгих хвиль ($L_\lambda = 2.5 - 3.5$) були достатньо малими і це створювало певні труднощі при вимірюваннях [21]. По-друге, навантаження в основному локалізується в околі носової частини судна при $x/L \leq 0.3 - 0.4$, а при $L_\lambda \gg 1$ цей інтервал буде ще коротшим.

У той саме час, у обчислювальну програму було включено спеціальний блок тестування інтенсивності навантаження Validate, який виходив з розрахунку інтенсивності повного навантаження та його складових за загальними формулами (3), (8) з використанням чисельних процедур (інтегрування уздовж контуру шпангоуту та диференціювання за часом і поздовжньою координатою) та за аналітичними формулами (5), (9), (10), отри-

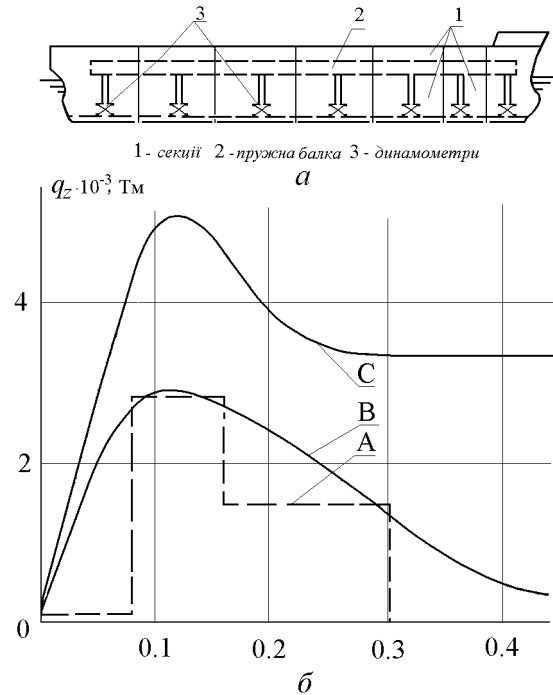


Рис. 3. Модель балкера (а) і порівняння інтенсивності вертикального навантаження (б) на носову частину моделі при $L_\lambda = 3.33$, $Fr = 0.18$, $h_\lambda = 1/32$: А – експеримент БІГС, В – розрахунок автора, С – розрахунок ЦНДІ ім. О.М.Крилова

маними вище. Порівняльні розрахунки можна було проводити для фіксованого шпангоуту (залежність навантаження за часом) чи для фіксованого моменту часу (залежність навантаження за поздовжньою координатою). Приклади порівняння результатів аналітичного та чисельного розрахунків повного вертикального навантаження та його складових на регулярних хвилях показано на рис. 4 та 5 (навантаження нормовані на величину $2\gamma b_0(x)d$). Дані перевірки показали, що для значень $L_\lambda \leq 4 - 6$ співпадання результатів як для $q_z(t)$, так і для $q_z(x)$ загалом добре, але для більш коротких хвиль ($L_\lambda \geq 8 - 10$) у дифракційній складовій починали зростати розбіжності через похибки чисельного диференціювання швидко осцилюючих функцій за поздовжньою координатою (з кроком $L/40$ для напівшпангоутів). Таким чином, наведені результати порівняльних розрахунків загалом підтверджують коректність отриманих вище залежностей для нелінійного навантаження при хвильовій вібрації суден.

Перейдемо тепер до порівняння результатів для основної розрахункової величини – стандарту вібраційних напружень на міделі суден. Для даної величини було проведено порівняння з результа-

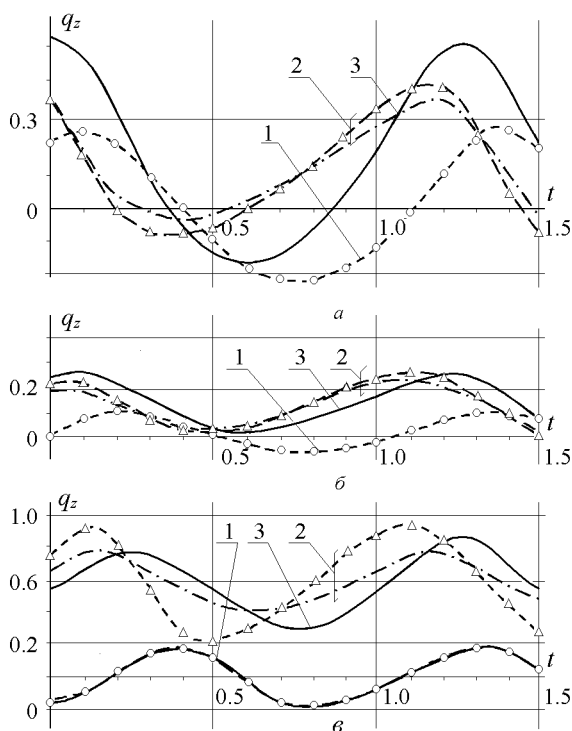


Рис. 4. Порівняння результатів аналітичного та чисельного (○ - - ○, Δ — Δ відповідно) розрахунків для хвильової частини (крива 1), дифракційної частини (крива 2) та повного навантаження на 3-й шпангоут балкера (крива 3) при $Fr = 0.15$, $h_\lambda = 1/9$: а - $L_\lambda = 2$, б - $L_\lambda = 4$, в - $L_\lambda = 8$

тами натурних вимірювань хвильової вібрації суден у реальних умовах нерегулярного хвилювання помірної та слабкої інтенсивності. Відповідні результати представлено на рис. 6 та 7. Зокрема, на рис. 6 показано порівняння для багатотоннажного океанського балкера "Зоя Космодем'янська" з бульбом, а на рис. 7 – для судна типу "ріка-море" із серії "Волго-Дон" для баластного стану та повного завантаження. Для балкера експериментальні дані було взято з монографії [4], а для судна змішаного плавання експериментальні дані люб'язно представили проф. Козляков В.В. (ОдНУ) та проф. Бойцов Г.В. (ЦНДІ ім. акад. О.М. Крилова). Результати автора також представлено у вигляді смуг розсіяння даних, які відповідають реальним діапазорам основних параметрів розрахунків – швидкості руху, частоти власних коливань суден та середньої крутості хвиль нерегулярного хвилювання.

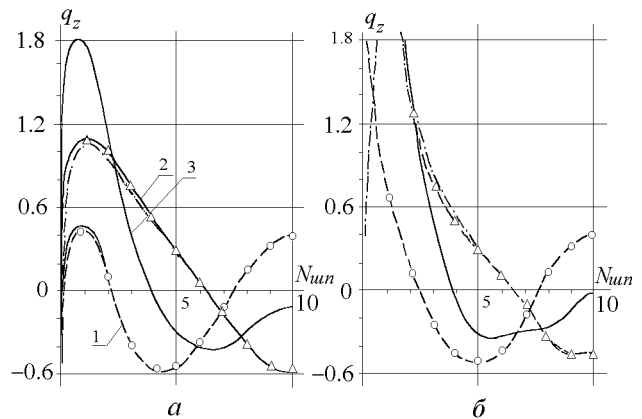


Рис. 5. Порівняння результатів аналітичного та чисельного (○ - - ○, Δ — Δ відповідно) розрахунків для хвильової частини (крива 1), дифракційної частини (крива 2) та повного навантаження на носову частину балкера (крива 3) при $L_\lambda = 2$, $Fr = 0.15$, $h_\lambda = 1/9$: а - без бульба; б - з бульбом

Як видно, натурні експериментальні дані та результати чисельних розрахунків автора співпадають за порядком величини, хоч в окремих варіантах розбіжності досить помітні, наприклад: варіант у баласті на рис. 6 та варіант у повному вантажі на рис. 7. Але потрібно пам'ятати, що експериментальні дані для стандарту напружень досить мінливі і, крім того, візуальна оцінка стандарту хвильових ординат у реальних умовах хвилювання допускає певну похибку. З результатів також видно, що зміна завантаження судна з баласту до повного вантажу зменшує рівні стандартів вібраційних напружень приблизно у два рази для океанського судна та у 4–8 разів для судна типу "ріка-море". Зокрема, зменшення завантаження балкера на 30 відсотків збільшило рівень стандартів напружень по відношенню до повного завантаження (дані 1 та 4 на рис. 6, б). Крім того, представлені результати також показують, що лінійні оцінки стандарту вібраційних напружень дають значно менші рівні напружень у порівнянні до даних натурних експериментів, особливо для баластних умов руху суден на хвилюванні.

Таким чином, представлені вище результати порівняння характеристик хвильової вібрації дають підґрунтя стверджувати, що розроблені автором нелінійні моделі, методи та програма розрахунків дозволяють отримати адекватні оцінки стандартів гідропружних коливань при хвильовій вібрації суден різних типів.

Звернемося тепер до результатів систематич-

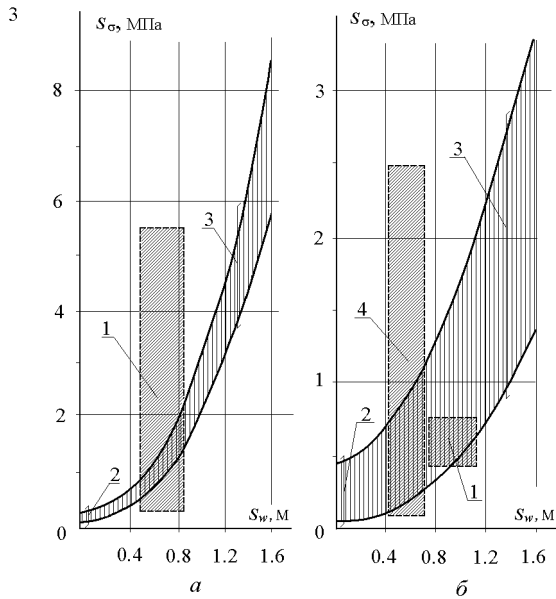


Рис. 6. Порівняння стандартів вібраційних напружень для балкера "Зоя Космодем'янська" у баласті (а) та повному вантажі $\Delta_{full}(\sigma)$; $Fr = 0.12 - -0.18$, $\omega_1 = 8 - -12$: 1 – натурний експеримент, 2 – розрахунок s_{σ}^{lin} , 3 – розрахунок s_{σ}^{nl} , 4 – натурний експеримент при $0.7\Delta_{full}$

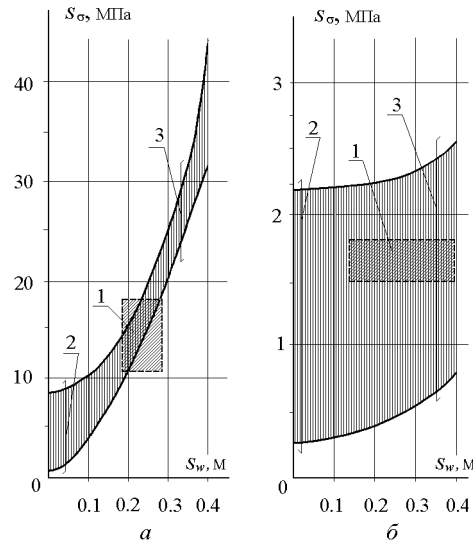


Рис. 7. Порівняння стандартів вібраційних напружень для судна "ріка-море" "Волго-Дон" у баласті (а) та повному вантажі $\Delta_{full}(\sigma)$; $Fr = 0.07 - -0.141$, $\omega_1 = 4.77$, $h_{\lambda} = 0.01 - -0.03$: 1 – натурний експеримент, 2 – розрахунок s_{σ}^{lin} , 3 – розрахунок s_{σ}^{nl}

них розрахунків стандартів вібраційних напружень, які також було проведено для вказаних вище суден та для багатотоннажного балкера "Opomichi Magu" (без бульба) і швидкісного контейнеровозу S175. Але спочатку розглянемо деякі результати для проміжних величин, від яких залежать значення стандартів напружень. Зокрема, на рис. 8, 9 приведено коефіцієнти амплітуд кратних гармонік у інтенсивності навантаження та у згинальному моменті (після виділення множника $(h_w/2d)^{n-1}$) при різних значеннях крутості регулярних хвиль. Ці дані приведено тому, що при розрахунку стандарту вібраційних напружень у нелінійному наближенні було прийнято гіпотезу про незалежність коефіцієнтів амплітуд у навантаженні та згинальному моменті від крутості хвиль і, як видно з рисунків, розрахунки загалом підтверджують справедливість даної гіпотези, хоча при збільшенні номеру гармоніки така залежність починає мати місце.

Результати систематичних розрахунків стандарту вібраційних напружень для багатотоннажних балкерів без бульба і з бульбом та судна типу "ріка-море" послідовно представлено на рис. 10 – 12. Розрахунки було проведено при варіаціях осадки, швидкості руху та частоти власних коли-

вань корпусів суден, середньої крутості хвиль та стандарту хвильових ординат нерегулярного хвилювання. Зокрема, з рис. 10 та 11 видно, що присутність бульба у носовій частині судна призводить до збільшення стандарту напружень у 2–2.5 рази, а зменшення осадки судна з вантажною до баластної (приблизно у два рази) також збільшує рівні стандартів у 2–3 рази.

Вплив швидкості руху судна ($Fr = 0.12, 0.18$), як і варіації на 20 відсотків у частоті власних коливань корпусів суден, значним чином впливають тільки в умовах повного завантаження судна, але для даних умов рівні напружень виявлялися загалом незначними. У той же час для баластного стану варіації даних величин призводили до зміни стандартів напружень не більше 15–20 відсотків. Таким чином, для баластних умов зміна швидкості руху суден на хвилюванні не зможе ефективно знизити рівень хвильової вібрації.

Значним чином на стандарти вібраційних напружень впливає рівень інтенсивності хвилювання (за величиною стандарту хвильових ординат s_w), особливо для суден з бульбом та для баластних умов. Залежність $s_{\sigma}^{nl}(s_w)$ має параболічний характер, так що стандарти нелінійного наближення можуть у десятки разів перевищувати рівні стан-

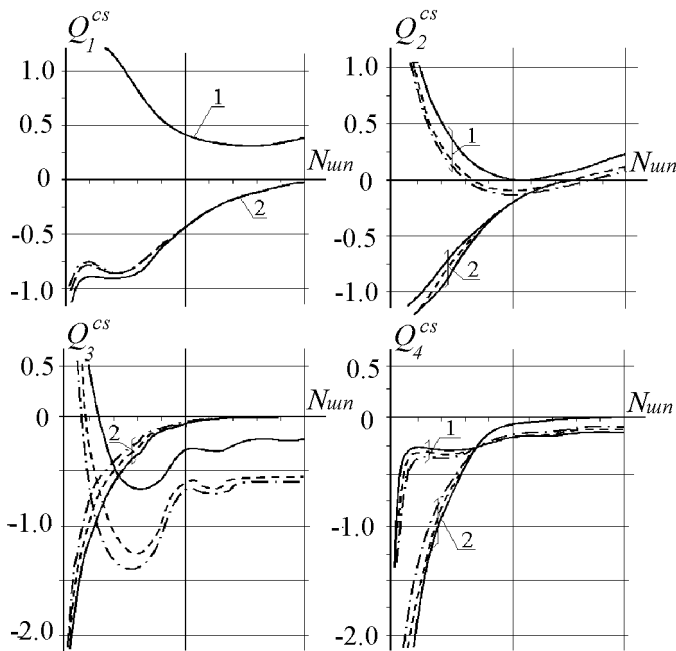


Рис. 8. Вплив крутості хвиль на коефіцієнти амплітуд Q_n^{cs} при $Fr = 0.15$, $L_\lambda = 2.0$ та:
 — $h_\lambda = 1/9$, - - - $h_\lambda = 1/15$, - · - · - $h_\lambda = 1/25$

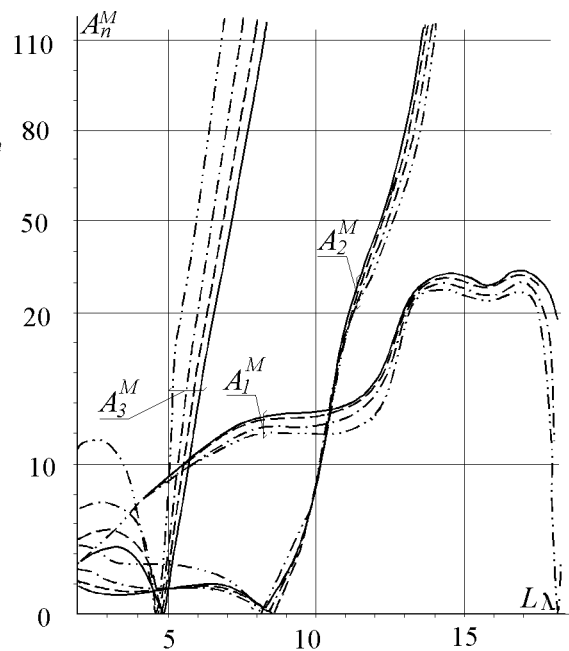


Рис. 9. Вплив крутості хвиль на амплітуди моменту A_n^M , $n = 1, 2, 3$ при $Fr = 0.15$ та:
 — $h_\lambda = 1/15$, - - - $h_\lambda = 1/12$, · · · · $h_\lambda = 1/9$,
 .. · · · $h_\lambda = 1/7$

дартів для лінійного наближення.

Для судна типу "ріка-море" визначені вище закономірності мають практично такий же характер, різниця тільки у тому, що величина стандарту напружень даного судна для вантажного стану відповідає рівню стандартів для баластного стану океанських суден, але для баластного стану судно типу "ріка-море" може зазнавати досить високі рівні стандартів вібраційних напружень у 20–40 МПа. При таких рівнях максимальні напруження можуть досягати значень 100–200 МПа (!). Тому для суден змішаного плавання хвильова вібрація представляє досить серйозну проблему при їх експлуатації в умовах відкритого моря.

Систематичні розрахунки хвильової вібрації контейнеровозу S175 з довжиною корпусу 175 м показали, що для даного судна характерні рівні стандартів вібраційних напружень становили порядок 0.3–1.2 МПа, і тому можуть не прийматися до уваги при оцінці його функціональних якостей в умовах експлуатації на помірному хвилюванні. Справа у тому, що контейнеровози типово мають досить високий борт і відповідно малу гнучкість корпусу у вертикальній площині. Тому основні передумови для збудження хвильової вібрації суден – це висока гнучкість корпусу, яка для суден типу "річка-море" визначається великим відношенням

довжини до осадки, а для багатотоннажних океанських суден – великими розмірами суден та використанням сталей підвищеної міцності.

Таким чином, систематичні розрахунки хвильової вібрації суден різних типів висвітлили значний вплив нелінійних ефектів на стандарти вібраційних напружень і тому адекватні оцінки параметрів хвильової вібрації суден на помірному хвилюванні можна отримати тільки у рамках нелінійних моделей та методів розрахунку. Розроблена автором нелінійна теорія п'ятого порядку за крутістю хвиль для розрахунку хвильової вібрації суден загалом підтвердила свою ефективність та точність, але її подальше удосконалення та узагальнення на довільні курсові кути руху судна та за рахунок відмови від певних гіпотез та припущень – напрямок для подальшої роботи у даному напрямку.

ВИСНОВКИ

Представлені результати нелінійного дослідження хвильової вібрації гнучких суден в умовах помірному хвилювання дають можливість зробити наступні висновки.

1. Використання гіпотези про локальну групу структуру морського нерегулярного хви-

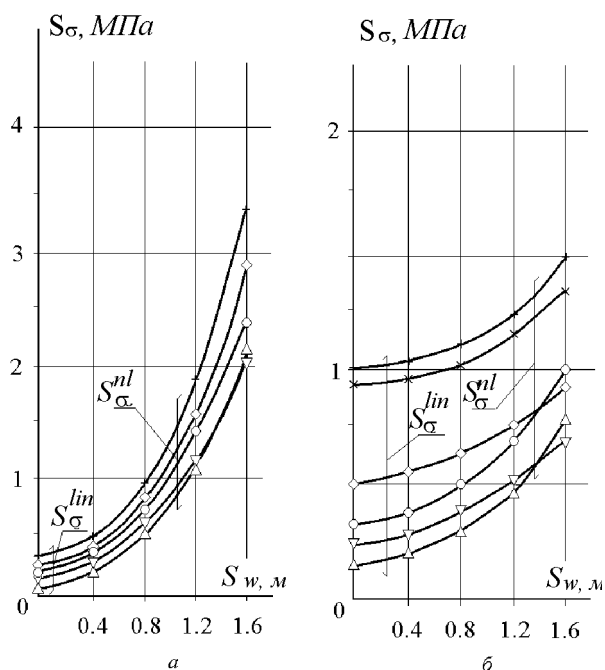


Рис. 10. Стандарти вібраційних напружень для балкера без бульба "Опониші Магу" у баласті (а) та повному вантажі (б) при $h_\lambda = 0.022$:

- \triangle - \triangle - $\tilde{\omega}_1 = 8.0$, $Fr = 0.12$;
- \circ - \circ - $\tilde{\omega}_1 = 8.0$, $Fr = 0.18$;
- ∇ - ∇ - $\tilde{\omega}_1 = 8.23$, $Fr = 0.12$;
- \diamond - \diamond - $\tilde{\omega}_1 = 12.0$, $Fr = 0.12$;
- $+$ - $+$ - $\tilde{\omega}_1 = 12.0$, $Fr = 0.18$;
- \times - \times - $\tilde{\omega}_1 = 12.0$, $Fr = 0.18$

лювання дозволило розробити нелінійний метод розрахунку хвильової вібрації суден, який за точністю є методом п'ятого порядку за крутістю хвиль, на відміну від існуючих у літературі методів другого порядку, які є квадратичним узагальненням лінійної спектральної техніки. Коректність методу перевірена порівняннями даних розрахунків з незалежними даними модельних та натурних експериментів.

2. Підтверджено суто резонансний механізм збудження хвильової вібрації гнучких суден, а також важливість врахування нелінійних ефектів у розрахунках хвильового навантаження, яке призводить до появи даного явища. Таке врахування формує кратні гармоніки у навантаженні, що розширює можливості для реалізації резонансних умов. При цьому встановлено, що основними слід розглядати резонанси для першого головного вільного коливання (ГВК) корпусу судна за балочними формами, бо резонансним умовам для старших ГВК

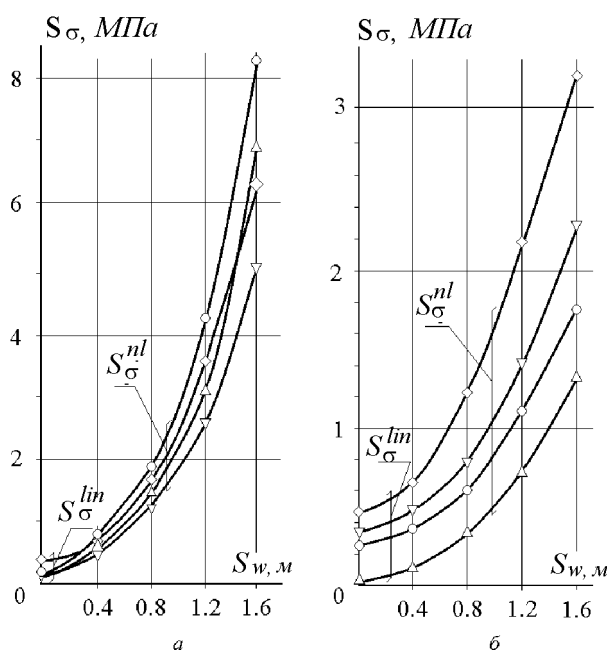


Рис. 11. Стандарти вібраційних напружень для балкера з бульбом "Зоя Космодем'янська" у баласті (а) та повному вантажі (б) при $h_\lambda = 0.022$:

- \triangle - \triangle - $\tilde{\omega}_1 = 8.0$, $Fr = 0.12$;
- \circ - \circ - $\tilde{\omega}_1 = 8.0$, $Fr = 0.18$;
- ∇ - ∇ - $\tilde{\omega}_1 = 12.0$, $Fr = 0.12$;
- \diamond - \diamond - $\tilde{\omega}_1 = 12.0$, $Fr = 0.18$

задовільняють надто короткі хвилі з малою енергетичною дією у спектрі хвилювання.

3. Асимптотичний метод інтегрування рівнянь хвильової вібрації суден за часом з сингулярними за малим параметром членами дозволив нейтралізувати малі знаменники в асимптотичних рядах, які виникають у резонансних умовах. Врахування таких членів суттєво покращує збіжність асимптотичних рядів у резонансних умовах коливань.
4. Використання гіпотези про стохастичну незалежність резонансів на кратних частотах збуджуючої сили в умовах нерегулярного хвилювання з локальною груповою структурою дозволило розробити коректні розрахункові залежності для стандарту вібраційних напружень на міделі судна при хвильовій вібрації з урахуванням нелінійних ефектів. Результати систематичних чисельних розрахунків показали параболічну залежність стандарту вібраційних напружень від інтенсивності хвилювання (стандарту хвильових ординат), що говорить про суттєвий вплив нелінійних ефектів

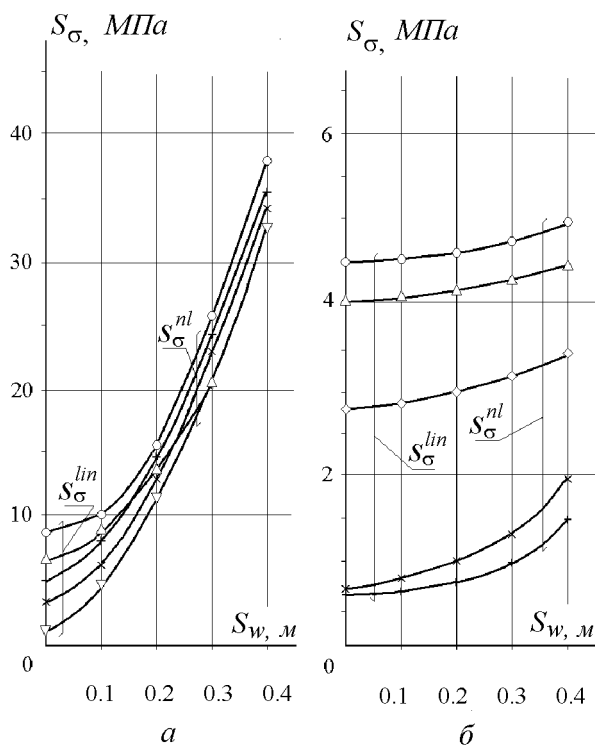


Рис. 12. Стандарти вібраційних напружень для судна типу "річка-море" "Волго-Дон" у баласті (а) та повному вантажі (б) при $\omega_1 = 4.77, h_\lambda = 0.02$:
 - $\nabla - \nabla - Fr = 0.071$; - $\times - \times - Fr = 0.106$;
 - $+$ - $+$ - $Fr = 0.127$; - $\diamond - \diamond - Fr = 0.135$;
 - $\circ - \circ - Fr = 0.141$; - $\triangle - \triangle - Fr = 0.155$

тів на рівні хвильової вібрації.

5. Чисельними розрахунками показано, що основний вплив на інтенсивність хвильової вібрації суден мають форма носової частини судна, зокрема, присутність бульба, та осадка судна, причому найвищі рівні вібраційних напружень виникають у баластних умовах. Для суден змішаного плавання типу "річка-море" стандарти вібраційних напружень можуть досягати величини 20 – 40 МПа, що буде відповідати максимальним рівням напружень порядку 120 – 200 МПа, тобто небезпечних для суден даного типу у відкритому морі.

1. Сухир Э.Л. Изгибающие моменты, обусловленные волновой вибрацией // Труды НКИ: Строит. мех. корабля.- Николаев: НКИ.-1972. - Вып. 56.- С. 18-21.
2. Внешние силы, действующие на суда: Современное состояние и пути решения за рубежом проблемы внешних сил, действующих на суда.- ЦНИИ Румб: Л., 1976.- 135 с.
3. Review of Japanese Studies on Ship Springing.- ABS Report N 222: 1979, Michigan, USA.- 24 p.
4. Бойцов Г.В., Палий О.М. Прочность и конструкция корпусов судов новых типов.- Л.: Судостроение, 1979.- 359 с.

5. On the Theory of Coupled Ship Motions and Vibrations.- ABS Report N. 232: 1980, Michigan, USA.- 70 p.
6. Ремез Ю.В. Качка корабля.- Л.: Судостроение, 1983.- 328 с.
7. Бишоп Р., Прайс У. Гидроупругость судов.- Л.: Судостроение, 1983.- 420 с.
8. Aranha J.A.P., Sugaya M. A note on head-sea diffraction by a slender body // J. Fluid Mech.- 1985.- 155.- P. 131-139.
9. Beck R.F., Troesch A.W. Wave diffraction effects in head seas // Int. Shipb. Progr.- 1980.- 27, N 316.- P. 306-315.
10. Martin J., Barrie D. Diffraction by a slender ship: uniform theory for head and oblique seas // J. Fluid Mech.- 1985.- 156.- P. 349-367.
11. Troesch A.W. Wave-Induces Hull Vibrations: An Experimental and Theoretical Study // J. Ship Research.- 1984.- 28, N 2.- P. 141-150.
12. Короткин А.И. Присоединенные массы судна: Справочник.- Л.: Судостроение, 1986.- 312 с.
13. Короткин Я.И., Рабинович О.Д., Ростовцев Д.М. Волновые нагрузки корпуса судна.- Л.: Судостроение, 1987.- 231 с.
14. Stiansen S.G. Recent Research on Dynamic Behavior of Large Great Lakes Bulk Carriers // Marine Technol. - 1984.- 21, N 4.- P. 339-355.
15. Wu J.-S., Ho C.-S. Analysis of Wave-Induced Horizontal-and-Torsion-Coupled Vibrations of a Ship Hull // J. Ship Research.- 1987.- 31, N 4.- P. 235-252.
16. Senjanovich I., Ying Fan Pontoon Torsional Strength Analysis Related to Ships with Large Deck Opening // J. Ship Research.- 1991.- 35, N 4.- P. 339-351.
17. Price W.G., Temarel P. The influence of hull flexibility in the antisymmetric dynamic behaviour of ship in waves // Int. Shipb. Progr.- 1992.- 29, N 340.- P. 318-326.
18. Постнов В.А., Калинин В.С., Ростовцев Д.М. Вибрация корабля.- Л.: Судостроение, 1983.- 247 с.
19. Kuzano K., Yoshida N. Forced Oscillations of Timoshenko Beams // Quart. Appl. Math.- 1985.- XLIII, N 2.- P. 167-177.
20. Вагенгейм С.Г. Оценка влияния нелинейной составляющей внешней нагрузки на волновую вибрацию судна // Сб. НТО Судпрома.-Л., 1979. - Вып. 295.-С. 13-17.
21. Разработкойтоговой редакции методики расчета динамических изгибающих моментов и ускорений корпусов судов: Отчет о НИР (заключит.)- ЦНИИ им. акад. А.Н.Крылова, Л.: 1990.-83 с.
22. Jensen J.J., Pedersen P.T. Bending Moments and Shear Forces in Ships Sailing in Irregular Waves // J. Ship Research.- 1981.- 25, N 4.- P. 243-251..
23. Troesch A.W. Effects of Nonlinearities On Hull Springing // Marine Technol.- 1984.- 21, N 4.- P. 356-363.
24. Dong Y.Q., Lin W. Hydroelasticity and Wave Loads for a Full-Form Ship with Shallow Draft // J. Ship Research.- 1992.- 36, N 3.- P. 280-285.
25. Savkar T., Mukopadhyay M. A New Approach to the Analysis of Springing of Ship // Int. Shipb. Progr.- 1995.- 42, N 430.- P. 109-131.
26. Wu M.-K., Moan T. Linear and Nonlinear Hydroelastic Analysis of High-Speed Vessels // J. Ship Research.- 1996.- 40, N 2.- P. 149-163.

27. Kryzhevich B.G. On the nature of ship wave-induced vibration and the oscillation parametric gain phenomenon // Strength and Endurance of Ship Structures / Trans. Krylov Shipb. Res. Inst.– S-Pb, 2001.– P. 57–61.
28. Сердюченко А.Н. Расчет нелинейной нагрузки, вызывающей волновую вибрацию крупнотоннажных судов // Строит. мех. корабля: Сб. научн. тр.– Николаев: НКИ.– 1993.– С. 3–12.
29. Сердюченко А.Н. Нелинейные решения для групп ветровых волн в расчетах волновых нагрузок // Строит. мех. корабля: Сб. научн. тр.– Николаев: НКИ.– 1988.– С. 45–53.
30. Сердюченко А.Н. Гидродинамические характеристики групп ветровых волн конечной амплитуды // Прикл. гідромеханіка.– 1999.– 1 (73), N 4.– С. 51–60.
31. Сердюченко А.Н., Федоренко Г.В. Нагрузки и гидродинамические характеристики судовых контуров при их мгновенном положении на волнении // Прикл. гідромеханіка.– 2001.– 3(75), N 1.– С. 78–92.
32. Сердюченко А.Н. К расчету резонансных колебаний механических систем // Строит. мех. корабля: Сб. научн. тр.– Николаев: НКИ.– 1991.– С. 19–24.
33. Ганиев З.Ф., Кононенко В.Ф. Колебания твердых тел.– М.: Наука, 1970.– 432 с.
34. Найфе А.Х. Методы возмущений: Пер. с англ.– М.: Мир, 1976.– 455 с.
35. Яглом А.И. Введение в теорию стационарных случайных функций // Успехи мат. наук.– 1952.– Т. 7, Вып. 5 (51).– С. 3–168.
36. Екимов В.В. Вероятностные методы в строительной механике корабля.– Л.: Судостроение, 1966.– 327 с.