

УДК 629.5.017.21
С 60

О ВЛИЯНИИ СТЕПЕНИ УПОРЯДОЧЕННОСТИ ВОЛНЕНИЯ НА СИЛУ УДАРА ПРИ ДНИЩЕВОМ СЛЕМИНГЕ

О. И. Соломенцев, д-р техн. наук, проф.;
Ли Тхань Бин, асп.

Национальный университет кораблестроения, г. Николаев

Аннотация. Разработан числовой критерий упорядоченности нерегулярного морского волнения и выполнен анализ влияния степени упорядоченности волнения на силы удара при днищевом слеминге.

Ключевые слова: упорядоченность, днищевой слеминг, длина удара, обеспеченность силы удара.

Анотація. Розроблено числовий критерій впорядкованості нерегулярного морського хвилювання і виконано аналіз впливу ступеня впорядкованості хвилювання на сили удару при днищевому слемінгу.

Ключові слова: впорядкованість, днищевий слемінг, довжина удару, забезпеченість сили удару.

Abstract. Developed a numerical criterion for order of the irregular sea waves and completed the analysis of influence of waves's order on the forces of impact in case of bottom slamming.

Keywords: order, bottom slamming, length of impact, supply of the forces.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

В расчетах характеристик днищевых слемингов крупных морских судов неограниченного района плавания обычно исходят из того, что слеминг рассчитывается для волнения высокой интенсивности. Такое волнение по степени упорядоченности приближается к регулярному волнению. Другая ситуация возникает при днищевом слеминге небольших скоростных судов, когда слеминг имеет место на слабо упорядоченном нерегулярном волнении средней или даже малой интенсивности. В этом случае приходится учитывать меньшую степень упорядоченности волнения по сравнению с предыдущим случаем. Та же ситуация может возникнуть и для небольших по абсолютным размерам грузовых судов ограниченного района плавания. Поэтому проблема анализа влияния степени упорядоченности реального нерегулярного морского волнения представляет теоретический и практический интерес.

В данной работе будет рассмотрено только встречное нерегулярное волнение. Из характеристик слеминга ограничимся определением ударных давлений и силы удара при слеминге. Зная силу удара, несложно найти ударные ускорения и ударные изгибающие моменты для корабля как для твердого недеформируемого тела. Для ударных ускорений этот результат является окончательным [4], а для ударных изгибающих моментов вводится по хорошо известной схеме поправка в виде коэффициента динамичности. Это связано с тем, что изгибающий момент, который возникает в результате действия внешней ударной нагрузки и сил инерции, обусловленных движением корабля как твердого тела, представляет собой момент, соответствующий сумме всех упругих

перемещений корабля при статическом приложении возмущающей силы [3].

АНАЛИЗ ПОСЛЕДНИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПУБЛИКАЦИЙ

Обеспеченность ударных давлений на стационарном волновом режиме может быть определена по [1, 8], а силы удара – по [9, 11]. Вопросы формирования нерегулярного волнения на основе эмпирического спектра волнения рассмотрены в работах [2, 5]. Сходная по постановке с рассматриваемой в данной работе задача применительно к динамической устойчивости проектируемого судна решена в публикации [6]. Однако в изданной литературе отсутствует решение задачи об установлении количественной связи между степенью упорядоченности морского волнения и зависящими от длины удара силовыми характеристиками слеминга.

ЦЕЛЬЮ РАБОТЫ является разработка числового критерия степени упорядоченности морского волнения, а также выполнение расчетов ударных давлений и силы удара с учетом степени упорядоченности морского волнения и подготовка выводов в части практической значимости данного фактора.

ИЗЛОЖЕНИЕ ОСНОВНОГО МАТЕРИАЛА

Рассмотрим возможные числовые критерии степени упорядоченности нерегулярного морского волнения. Для этого проще всего использовать эмпирический спектр морского волнения, в основе которого лежит преобразуемая по Фурье корреляционная функция морского волнения $R(\tau)$. Для регулярного волнения с амплитудой r_0 и частотой ω_0 , как известно, получаем [2]

$$R(\tau) = R_0(\tau) = \frac{r_0^2}{2} \cos \omega_0 \tau = D_r^{(0)} \cos \omega_0 \tau, \quad (1)$$

где $D_r^{(0)} = \frac{r_0^2}{2}$ – дисперсия волновых ординат для регулярного волнения, а $S_r(\omega)$ – спектральная плотность волновых ординат, которая определяется в общем случае преобразованием Фурье вида

$$S_r(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\omega\tau) R(\tau) d\tau, \quad i = \sqrt{-1}.$$

На регулярном волнении, когда зависимость $R(\tau)$ принимается по (1), спектральная плотность $S_r(\omega)$ вырождается в дельта-функцию.

Такое волнение образуется последовательностью одинаковых импульсов вида $I_0 = r_0 \cos \omega t$. Переходя к нерегулярному волнению, можно в первом приближении принять, что это волнение формируется последовательностью импульсов вида $I = r(t) \exp(-\alpha_{br} t) \times \cos \beta_{br} t$ [5]. Здесь $r(t)$ – случайная амплитуда нерегулярной волны, а α_{br} и β_{br} – некоторые эмпирические параметры (табл. 1), характеризующие реальное нерегулярное волнение [2, 12].

Таблица 1. Значения α_{br} и β_{br}

$h_3, \text{ м}$	$\alpha_{br}, \text{ с}^{-1}$		$\beta_{br}, \text{ с}^{-1}$	
	min	max	min	max
1,0	0,188	0,560	1,250	2,240
3,0	0,111	0,316	0,740	1,266
5,0	0,086	0,246	0,572	0,982
7,0	0,072	0,207	0,480	0,828
9,0	0,063	0,184	0,422	0,734
11,0	0,058	0,171	0,390	0,684

В табл. 1 обозначено h_3 – высота волны 3%-й обеспеченности.

Таким образом, во всех случаях имеем $\alpha_{br}^{\min}(h_3) \leq \alpha_{br} \leq \alpha_{br}^{\max}(h_3)$ и $\beta_{br}^{\min}(h_3) \leq \beta_{br} \leq \beta_{br}^{\max}(h_3)$. Параметры α_{br} и β_{br} приближенно могут рассматриваться как случайные, а при более точных расчетах – как случайные, распределенные по закону равномерной плотности величины [12]. Тогда корреляционная функция $R(\tau)$ в простейшем случае может быть принята в форме

$$R(\tau) = D_r \exp(-\alpha_{br} |\tau|) \cos \beta_{br} \tau, \quad (2)$$

а преобразование Фурье в данном случае приводит к соотношению

$$S_r(\omega, \alpha_{br}) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\omega\tau) R(\tau) d\tau = \frac{2D_r \alpha_{br}}{\pi} \frac{\omega^2 + \beta_{br}^2}{\omega^4 + 2\alpha_{br}^2 \omega^2 + \beta_{br}^4}, \quad (3)$$

$$a_{br}^2 = \alpha_{br}^2 - \beta_{br}^2; \quad b_{br}^2 = \alpha_{br}^2 + \beta_{br}^2,$$

где $D_r = R(0) = \int_0^{\infty} S_r(\omega) d\omega = 0,143 \left(\frac{h_3}{2} \right)^2$ – дисперсия вол-

новых ординат на нерегулярном волнении, а ω – частота элементарной гармоник нерегулярного волнения.

Более сложные представления корреляционной функции морского волнения и представления спектральной плотности, получаемые по преобразованию Фурье, приведены в [2].

Сопоставляя (1) и (2)–(3), находим, что переходу от нерегулярного волнения к регулярному отвечает предельный переход вида $\alpha_{br} \rightarrow 0$. При этом справедливо соотношение $\lim_{\alpha_{br} \rightarrow 0} R(\tau) = R_0(\tau)$, и если $\alpha_{br} \rightarrow 0$, то

$\beta_{br} \rightarrow \omega_0$. В качестве критерия степени упорядоченности реального нерегулярного волнения можно принять степень близости фактического значения параметра α_{br} к минимально допустимой величине этого параметра α_{br}^{\min} : чем ближе α_{br} к α_{br}^{\min} , тем ближе реальное волнение к регулярному. Тогда в качестве численного критерия степени упорядоченности волнения при любой его интенсивности предлагается величина

$$E_r = \frac{\alpha_{br} - \alpha_{br}^{\min}}{\alpha_{br}^{\max} - \alpha_{br}^{\min}}, \quad \alpha_{br}^{\min} \leq \alpha_{br} \leq \alpha_{br}^{\max}. \quad (4)$$

При этом величина E_r изменяется от 0 до 1, что определяет удобство и наглядность практического использования этого критерия. При $E_r = 0$ волнение является максимально упорядоченным. В этом случае реальное нерегулярное волнение настолько близко к регулярному волнению и удалено от белого шума, насколько это возможно при заданной его интенсивности. При $E_r = 1$ напротив – реальное нерегулярное волнение максимально не упорядочено, в максимальной степени удалено от регулярного волнения и в такой же степени приближено к белому шуму.

Перейдем к анализу влияния параметра E_r на характеристики слеминга. В соответствии с общепринятыми соотношениями (например, в [1, 8]) ударные давления $p_{уд}$ распределены на нерегулярном волнении по усеченному показательному закону, так что их обеспеченность на стационарном волновом режиме задается в виде

$$P_p(p_{уд}) = \exp \left[- \left(\frac{T^2}{2D_\zeta} + \frac{p_{уд}}{\bar{p}_{уд}} \right) \right], \quad (5)$$

$$\bar{p}_{уд} = K_p \rho D_\zeta, \quad (6)$$

где T – осадка носом; D_ζ, D_ξ – дисперсии относительных перемещений и скоростей относительных перемещений от продольной качки соответственно; $\bar{p}_{уд}$ – средние в статистическом смысле ударные давления при днищевом слеминге; K_p – коэффициент ударных давлений, определяемый в функции геометрических

параметров характерного шпангоутного контура в носовой оконечности судна (обычно это первый или второй теоретические шпангоуты); ρ – плотность воды.

Аналогичные зависимости для силы удара получаются сложнее, поскольку в этом случае приходится учитывать в условиях нерегулярного волнения случайный характер как ударных давлений, так и площади, на которой эти давления действуют. Принимая во внимание эти обстоятельства и в соответствии с работой [9], находим расчетную обеспеченность P_F силы удара $F_{уд}$ в таком виде:

$$P_F(F_{уд}) = \frac{2}{F_{уд}} \int_{F_{уд}}^{\infty} K_0 \left(2 \sqrt{\frac{F_{уд}}{F_{уд}}} \right) dF_{уд}; \quad (7)$$

$$K_0(x \cdot y) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{x}{2} \left(u + \frac{y^2}{u} \right) \right] \frac{du}{u};$$

$$\bar{F}_{уд} = K_B \kappa_{F1} \varepsilon_n \bar{P}_{уд} D_{уд} L^2 \text{tg} \alpha_{кс}; \quad (8)$$

$$K_B = \frac{b_d}{b_0}; \quad b_d = B(2\beta - 1) \left[1 - (1 - 0,1j_{\max})^{\frac{\alpha_d}{1-\alpha_d}} \right];$$

$$b_0 = B \left[1 - (1 - 0,1j_{\max})^{\frac{\alpha_n}{1-\alpha_n}} \right]; \quad \varepsilon_n = 0,5 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{K_p}} \right);$$

$$\alpha_d = \alpha_n \frac{2\chi_n - 1}{2\beta - 1}; \quad \chi_n = \frac{\delta_n}{\alpha_n}; \quad j_{\max} = 10 - 10,4\delta;$$

$$D_{уд} = \frac{\bar{\lambda}^2 \varphi_c^2(u_1)}{2\pi L^2}; \quad \bar{\lambda} = \frac{10\beta_b h_3}{\alpha_b}; \quad h_3 = 2,5\bar{h};$$

$$\varphi_c(u_1) = [0,5 - \bar{\Phi}(u_1)] \exp \left(\frac{u_1^2}{2} \right); \quad (9)$$

$$\bar{\Phi}(u_1) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{u_1} \exp \left(-\frac{x^2}{2} \right) dx; \quad u_1 = \frac{T}{\sqrt{D_{c_0}}};$$

$$\alpha_b = \frac{2}{\pi \alpha_{b_0}} = \frac{g\tau_c^2}{\pi^2 \bar{\lambda}} = \frac{4g}{\omega_c^2 \bar{\lambda}}; \quad \beta_b = \frac{g\tau_c^2}{10\pi^2 h_3} = \frac{2}{5} \frac{g}{\omega_c^2 h_3};$$

$$\alpha_{b_0} \approx 0,60 + 3 \cdot 10^{-2} h_3 \leq 1 \quad (h_3, \text{ м}); \quad 0,7 \leq \beta_b \leq 1,5.$$

Здесь $\bar{F}_{уд}$ – средняя сила удара; $K_0(xy)$ – функция Макдональда нулевого порядка (цилиндрическая функция мнимого аргумента, модифицированная функция Ганкеля), взятая от произведения xy ; κ_{F1} – поправка на продольную кривизну поверхности удара, определяемая согласно [10]; ε_n – коэффициент полноты эпюры силы удара по длине удара, который определен на основании анализа приведенных в работе [8] экспериментальных данных; $\alpha_{кс}$ – осредненный по длине удара угол наклона касательной к расчетной ватерлинии (на носовом перпендикуляре это угол входа ватерлинии при осадке $0,1T$); β – коэффициент полноты площади мидель-шпангоута; j_{\max} – номер

теоретического шпангоута, отвечающий расчетному поперечному сечению [1]; α_d – коэффициент полноты площади условного плоского днища [7]; α_n, δ_n – коэффициенты полноты площади носовой половины КВЛ и общей полноты носовой половины судна соответственно; $\bar{h}, \bar{\lambda}$ – средняя высота и длина волны соответственно; $\varphi_c(u_1)$ – отношение длины оголения (длины удара) к длине поверхностной волны [4]; τ_c, ω_c – средний период и средняя частота нерегулярного волнения соответственно.

Для удобства расчетов найденная по (9) величина $\varphi_c(u_1)$ аппроксимируется в виде (рис. 1)

$$\varphi_c(u_1) = (1 + 0,9107u_1^{1,1154})^{-1}.$$

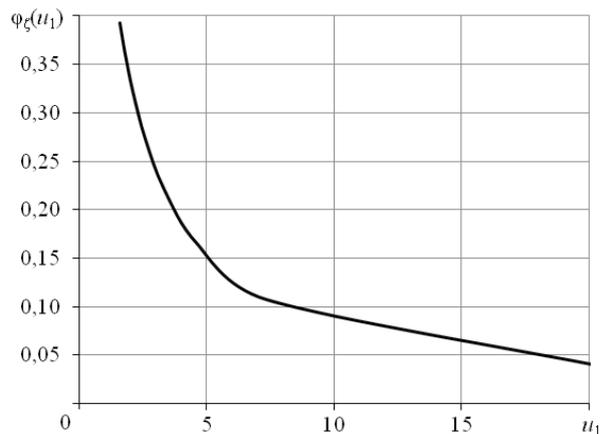


Рис. 1. Функциональная зависимость вида $\varphi_c(u_1)$

Зависимость (7) после некоторых преобразований, справедливость которых подтверждается численными расчетами, приводится к виду

$$P_F(F_{уд}) = \int_0^{\infty} \exp \left[-\left(u + \frac{1}{u} \frac{F_{уд}}{F_{уд}} \right) \right] du. \quad (10)$$

Результаты расчетов по формулам (7) и (10) приведены на рис. 2. На основе результатов по формуле (10) находим аппроксимацию вида $P_F = \exp \left[-C_F \left(\frac{F_{уд}}{F_{уд}} \right)^{n_F} \right]$, где C_F, n_F – не зависящие от характеристик конкретного судна постоянные величины, все характеристики судна «сидят» в $\bar{F}_{уд}$.

Окончательно из зависимостей (7) и (10) определяем

$$P_F(F_{уд}) = \exp \left[-C_F \left(\frac{F_{уд}}{F_{уд}} \right)^{n_F} \right], \quad (11)$$

где $C_F = 1,278; n_F = 0,615$.

В соотношении (11) можно ввести параметр $a_F = \frac{\bar{F}_{уд}}{C_F^{1/n_F}}$, и тогда оно примет вид

$$P_F(F_{уд}) = \exp \left[-\left(\frac{F_{уд}}{a_F} \right)^{n_F} \right]. \quad (12)$$

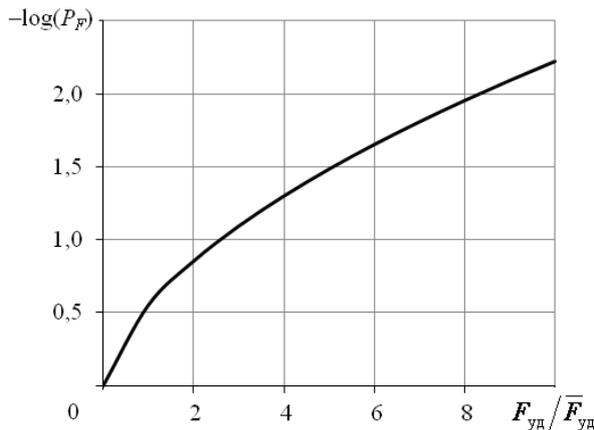


Рис. 2. Зависимость нормированной по среднему значению силы удара величины $F_{уд}/\bar{F}_{уд}$ от обеспеченности P_F

Соотношение (12) представляет собой распределение Вейбулла, которому будет, очевидно, отвечать плотность вероятности

$$f_F(F_{уд}) = -\frac{dP_F(F_{уд})}{dF_{уд}} = \left(\frac{n_F}{a_F}\right) \left(\frac{F_{уд}}{a_F}\right)^{n_F-1} \exp\left[-\left(\frac{F_{уд}}{a_F}\right)^{n_F}\right],$$

где a_F, n_F – соответственно параметры масштаба и формы распределения Вейбулла.

Распределение Вейбулла при $n_F = 1$ переходит в показательное распределение (как для ударных давлений), а при $n_F = 2$ – в распределение Рэля (как для относительных перемещений и их скоростей).

По физическому смыслу использование в данном случае распределения Вейбулла связано с тем, что сила удара при днищевом слеминге представляет собой произведение двух случайных величин (ударных давлений и площади соударения).

В соответствии с приведенными соотношениями было выполнено расчетное исследование. Оно производилось применительно к грузовому судну ограниченного района плавания со следующими характеристиками: длиной $L = 66,5$ м, шириной $B = 12,3$ м, осадкой $T = 5,2$ м, коэффициентом общей полноты $\delta = 0,785$, коэффициентом полноты площади КВЛ $\alpha = 0,85$, коэффициентом полноты погруженной площади мидель-шпангоута $\beta = 0,985$, числом Фруда по длине $Fr = 0,2$.

На рис. 3 приведены расчетные зависимости для дисперсий относительных перемещений при продольной качке $D_\zeta(a)$ и дисперсий скоростей относительных перемещений $D_\zeta(b)$ в функции величины E_r , а в качестве параметра взята высота волны 3%-й обеспеченности h_3 .

С ростом параметра E_r , что отвечает увеличению степени нерегулярности (уменьшению степени упорядоченности) волнения, дисперсии (следовательно, и амплитуды) относительных перемещений и их скоростей уменьшаются. Ясно, что зависимости $D_\zeta(E_r)$ и $\bar{p}_{уд}(E_r)$ имеют один и тот же характер, и, используя формулу (6), из зависимости $D_\zeta(E_r)$ несложно получить зависимость $\bar{p}_{уд}(E_r)$. А на основе соотношения (5) можно получить также и зависимость вида $P_p = P_p(E_r)$.

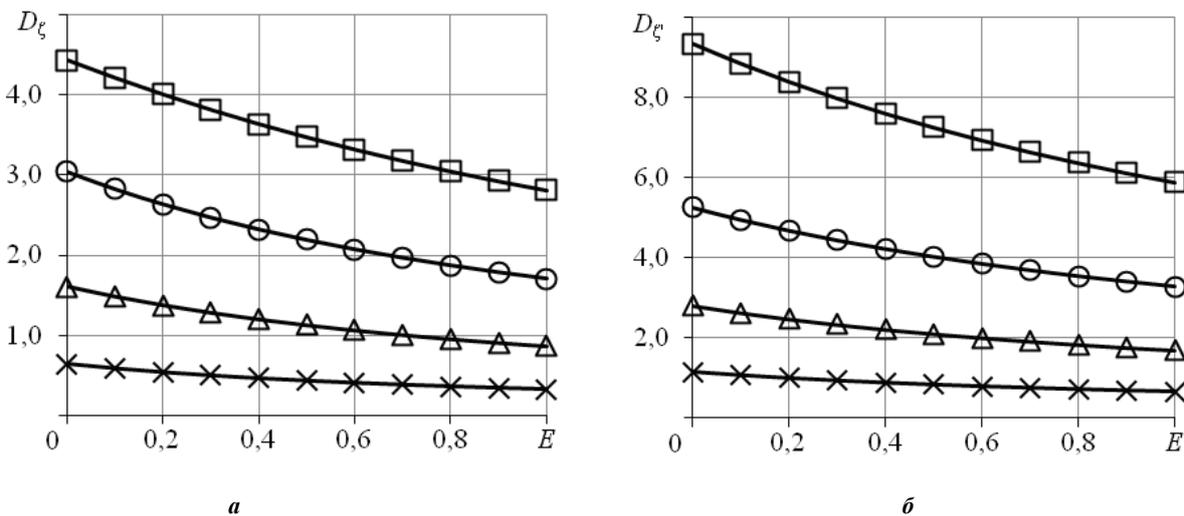


Рис. 3. Влияние параметра E_r на дисперсии относительных перемещений и скоростей относительных перемещений при продольной качке для различных интенсивностей волнения h_3 : \times – 2 м; Δ – 3 м; \circ – 4 м; \square – 5 м

Введем нормированную среднюю силу удара $\bar{\bar{F}}_{уд}(E_r) = \frac{\bar{F}_{уд}(E_r)}{\bar{F}_{уд}(0)}$. На рис. 4 приведены рассчитанные на основе соотношения (8) зависимости вида $\bar{\bar{F}}_{уд} = \bar{\bar{F}}_{уд}(E_r)$

при различных высотах высоты волны 3%-й обеспеченности h_3 . Видно, что нормированные средние силы удара в этом случае также уменьшаются. А зависимость вида $P_F = P_F(E_r)$ может быть легко получена на основании рис. 4 и соотношений (7) и (10).

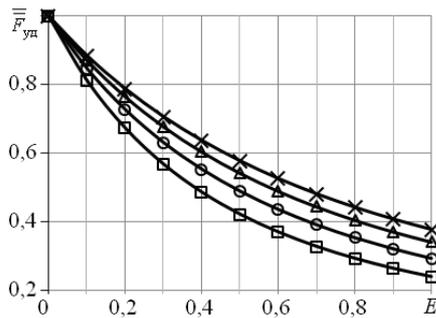


Рис. 4. Залежність нормованої сили удару від ступеня упорядоченості морського волнення при різних інтенсивностях морського волнення h_3 (обозначення такі, як на рис. 3)

ВЫВОДЫ

1. Предложен критерий E_r (соотношение (4)) для определения степени упорядоченности морского вол-

нения и проведены систематические расчеты характеристик слеминга при различных значениях этого критерия.

2. Исследование показало, что предложенная зависимость для расчета обеспеченности силы удара на нерегулярном волнении может быть существенно упрощена без ущерба для точности расчетов путем аппроксимации полученных результатов распределением Вейбулла (формулы (7) и (10)–(12)).

3. Влияние степени упорядоченности морского волнения на характеристики днищевого слеминга значительно и должно приниматься во внимание при проектировании (см. рис. 3 и 4).

4. Влияние степени упорядоченности волнения на силу удара и на связанные с этой силой величины (ударные давления, ударные изгибающие моменты) по результатам расчетов оказалось более существенно, чем на ударные давления.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Батуев, А. Д. Методика экспертизы проекта судна на слеминг [Текст] / А. Д. Батуев // Мореходные качества и проектирование судов : сб. науч. тр. КТИРПиХ. – Калининград : КТИРПиХ, 1989. – С. 18–24.
- [2] Екимов, В. В. Вероятностные методы в строительной механике корабля [Текст] / В. В. Екимов. – Л. : Судостроение, 1966. – 328 с.
- [3] Ивчик, В. К. Некоторые вопросы динамического расчета общей продольной прочности катеров [Текст] / В. К. Ивчик // Тр. ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова. – Л. : Судостроение, 1966. – Вып. 230. – С. 42–52.
- [4] Кондриков, Д. В. Оценка слеминга с позиций ограничения ускорений удара [Текст] / Д. В. Кондриков // Архитектурно-конструктивный тип, мореходные и ледовые качества судов : сб. науч. тр. ЦНИИ морского флота. – Л. : Транспорт, 1989. – С. 94–100.
- [5] Некрасов, В. А. К математическому моделированию процессов волновых воздействий на судно [Текст] / В. А. Некрасов // Гидродинамика корабля : сб. науч. тр. НКИ. – Николаев : НКИ, 1990. – С. 30–38.
- [6] Некрасов, В. А. Устойчивость процессов бортовой качки судна при действии последовательностей волновых образований [Текст] / В. А. Некрасов, И. А. Алешин // Гидродинамика корабля : сб. науч. тр. НКИ. – Николаев : НКИ, 1991. – С. 11–15.
- [7] Павлинова, Е. А. Практические расчетные методы для вычисления динамических изгибающих моментов, действующих при слеминге на корпуса транспортных судов, имеющих плоские участки днища [Текст] / Е. А. Павлинова // Тр. ЦНИИ им. акад. А.Н. Крылова. – Л. : Судостроение, 1969. – Вып. 251. – С. 91–108.
- [8] Путов, Н. Е. Проектирование конструкций корпуса морских судов [Текст] : в 2 ч. / Н. Е. Путов. – Л. : Судостроение, 1977. – Ч. 2. – 424 с.
- [9] Соломенцев, О. И. Анализ волновых нагрузок в Правилах по скоростным судам ряда классификационных обществ [Текст] / О. И. Соломенцев // 36. науч. пр. НУК. – Николаїв : НУК, 2009. – № 5 (428). – С. 18–26.
- [10] Соломенцев, О. И. О влиянии продольной кривизны поверхности удара на силу удара при днищевом слеминге [Текст] / О. И. Соломенцев, Ли Тхань Бин // 36. науч. пр. НУК. – Николаїв : НУК, 2012. – № 5–6 (445). – С. 11–17.
- [11] Соломенцев, О. И. Расчет характеристик днищевого слеминга судна в начальной стадии проектирования [Текст] / О. И. Соломенцев // 36. науч. пр. УДМТУ. – Николаїв : УДМТУ, 1998. – № 2 (350). – С. 68–77.
- [12] Четыркин, Н. В. Об условиях расчета характеристик внешних сил при вероятностной оценке общей прочности корпуса судна [Текст] / Н. В. Четыркин // Тр. ЦНИИ морского флота. – 1962. – Вып. 41. – С. 42–51.

© О. І. Соломенцев, Лі Тхань Бін

Надійшла до редколегії 05.03.13

Статтю рекомендує до друку член редколегії Вісника НУК

д-р техн. наук, проф. В. О. Некрасов

Статтю розміщено у Віснику НУК № 2, 2013