

УДК 629.12:532.059.041

Н.В. Ефремова, А.Е. Нильва

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНЕНИЯ ВОКРУГ УДЛИНЕННЫХ
ОБЪЕКТОВ, ПЛАВАЮЩИХ БЕЗ ХОДА В МЕЛКОВОДНОЙ АКВАТОРИИ**

Надано результати розрахунків відносних амплітуд хвилювання у завданих точках навколо нерухомого подовженого об'єкта, який плаває без ходу на рейдовій стоянці та на який набігає під довільним кутом регулярне хвилювання малої амплітуди. Виконано аналіз хвильових полів, що виникають навколо трьох об'єктів судноподібної форми. Наведено приклади хвильових полів та величини відносних амплітуд хвилювання.

Ключові слова: *мелководдя, лінійна теорія хвилювання, дифракційний потенціал, хвильовий профіль.*

Представлены результаты расчетов относительных амплитуд волнения в заданных точках вокруг неподвижного удлиненного объекта, который плавает без хода на рейдовой стоянке и на который набегает под произвольным углом регулярное волнение малой амплитуды. Выполнен анализ характеристик волновых полей, возникающих вокруг трех объектов судноподобной формы. Приведены примеры волновых полей и величины относительных амплитуд волнения.

Ключевые слова: *мелководье, линейная теория волн, дифракционный потенциал, волновой профіль.*

Results of definition of relative wave amplitudes in the set points round the motionless extended object are given. Object is floating at the port's roads; small amplitude regular waves run at it under arbitrary angle. Solution of a linear diffraction problem was used in the definition process. Isolines of wave amplitudes are plotted by the set step. Analysis of characteristics of the arising wave fields are worked out for three vessel's type objects. They are as follows: hull of the large-capacity bulk carrier and two horizontal cylinders; lengths and draughts are identical. Transverse section of the cylinders is midship section and fore light-bulbous frame of the initial bulk carrier correspondingly. Examples of wave fields and capacities of relative wave amplitudes are given. It is concluded about necessity of accounting object's hull form for valid definition of hydrodynamic characteristics of a near field.

Keywords: *shallow water, linear wave theory, diffraction potential, wave profile.*

Введение. Проблема определения характеристик волнения на открытой рейдовой стоянке тесно связана с безопасностью мореплавания (передача людей и грузов с одного судна на другое) и экологической безопасностью (ликвидация разливов нефти и нефтепродуктов).

© Ефремова Н.В., Нильва А.Е., 2017

Судно, находящееся на относительно мелководной рейдовой стоянке, служит препятствием волнению, набегающему с моря. Волновое поле вокруг судна – результат суперпозиции набегающего и дифрагированного волнения. Существенная трехмерность волнового поля, нестационарность области, занятой жидкостью и нелинейность граничного условия на свободной поверхности жидкости обуславливают крайнюю сложность оценки взаимодействия судна с таким волнением. Решение такой задачи в общем виде пока не получено. Решение задач для различных объектов требует уточнения и специализации граничных условий.

Анализ основных достижений и литературы. Большинство существующих решений дифракционной задачи в последние годы посвящено оценке воздействия волн на стационарные или подвижные шельфовые сооружения (Offshore structures). Эти объекты, как правило, имеют достаточно простую форму – цилиндр или группа цилиндров.

В работе [1], посвященной исследованию взаимодействия океанских волн с устройствами, использующими энергию волн для производства электроэнергии (Oscillating Water Column, OWC) представлено аналитическое решение первого порядка задачи о дифракции волн на пустотелом вертикальном цилиндре в океане конечной глубины. В работе [2] для такого же объекта определено волновое поле, созданное колеблющимся цилиндром и решена комбинированная задача дифракции-излучения.

В работе [3] представлено полное аналитическое решение второго порядка нелинейной дифракционной задачи для двумерных неподвижных прямоугольных цилиндров на свободной поверхности жидкости конечной глубины. Для этих объектов определены величины вертикальных и горизонтальных сил первого и второго порядков, для верификации решения выполнено сравнение с экспериментами и расчетами других авторов.

Решение дифракционной задачи для судноподобного тела посвящена работа [4]. В ней рассмотрена дифракция монохроматических и бихроматических поперечных или косых волн на неподвижном горизонтальном цилиндрическом теле, пересекающем свободную поверхность в жидкости бесконечной глубины. Дифракционный потенциал использован для определения сил, действующих на плавучее нефтехранилище (тело с полуэллиптическими ватерлиниями в носовой части, прямоугольными шпангоутами в средней части и призматической кормой)

В статье [5] методом сращиваемых асимптотических разложений (CAP) получены выражения для потенциала излучения и дифракционного потенциала при продольной качке судна, движущегося на значительном мелководье. Приведены выражения для составляющих дифракционного потенциала при вертикальной качке.

Рассмотрение приведенных результатов исследований показывает, что для тел судноподобной формы дифракционная задача решается при определении волновых нагрузок на глубокой воде либо для определения гидродинамических сил при качке на мелководье.

Анализ волновых полей вокруг судов и тел судоподобной формы в условиях мелководья в периодических изданиях не описаны. **Характеристики волнения определяют безопасность и эффективность работы вспомогательных судов в условиях рейдовой стоянки. Поэтому исследование волновых полей вокруг судоподобных объектов, плавающих на мелководье, является актуальной задачей.**

Цель исследования, постановка задачи

Целью работы является анализ характеристик волнового поля, возникающего вокруг удлиненного объекта судоподобной формы, который плавает без хода на рейдовой стоянке и на который набегают косое волнение малой амплитуды.

Учитывая, что в условиях ограниченности глубины рейдовой стоянки появление длинных волн, которые могут вызвать заметную качку крупнотоннажного объекта, маловероятно, последний считается некачающимся. Линейная постановка дифракционной задачи выбрана с учетом трансформации волнения на мелководье (трехмерные волны, приходящие из глубоководных районов, преобразуются в двумерные, крупные волны уменьшаются, мелкие увеличиваются по длине и высоте [6]). Кроме того, в случае умеренного волнения расчеты мореходности судна с применением линейной теории дают вполне приемлемые результаты [7].

С учетом принятых допущений **для определения характеристик волнового поля вблизи объекта должны быть решены две последовательные задачи:**

- определение потенциала скоростей возмущенного движения жидкости, вызванного дифракцией волнения малой амплитуды, набегающего под произвольным углом на неподвижный объект в условиях мелководья;
- определение в заданных точках вокруг объекта амплитуд волн, вызванных набегающим волнением и его дифракцией на объекте, как на препятствии распространению волн.

Материалы исследований. Рассмотрим взаимодействие неподвижного удлиненного объекта длины L , плавающего на мелководье глубины H с набегающим под произвольным углом волнением малой амплитуды a . Обозначим длину волны λ , скорость распространения волны C . Жидкость идеальная, тяжелая, несжимаемая. Для описания ее потенциального движения используем прямоугольную систему координат $Oxyz$. Плоскость Oxz совпадает с невозмущенной свободной поверхностью жидкости. Ось Ox направлена вдоль продольной оси объекта, Oz – вертикально вверх. Положение объекта относительно набегающего волнения определяется курсовым углом β – между осью Ox и вектором скорости волнения.

Возмущенное движение жидкости описывается потенциалом скоростей $\Phi^E(x, y, z, t)$. Область его определения E ограничена дном водоема D , смоченной поверхностью объекта S и свободной поверхностью жидкости Σ (частью плоскости $z = 0$ вне ватерлинии неподвижного объекта). Представим потенциал $\Phi^E(x, y, z, t)$ в виде

$$\Phi^E(x, y, z, t) = \Phi^*(x, y, z, t) + \Phi^d(x, y, z, t), \quad (1)$$

где $\Phi^*(x, y, z, t)$ – потенциал скоростей набегающего волнения;

$\Phi^d(x, y, z, t)$ – дифракционный потенциал.

Потенциал скоростей набегающего волнения записывается в виде [8]

$$\Phi^* = \frac{ag}{\sigma} \frac{Ch[\alpha_0(z-H)]}{Ch(\alpha_0 H)} \cdot \text{Sin}(\alpha_0 x \text{Cos} \beta + \alpha_0 y \text{Sin} \beta - \sigma t), \quad (2)$$

где $g = 9.81 \text{ м/с}^2$;

α_0 – волновое число (частота формы), которое на мелководье определяется как единственный действительный положительный корень трансцендентного уравнения

$$\alpha g \cdot \text{Th}(\alpha H) = \sigma^2; \quad (3)$$

$\sigma = \alpha_0 c$ – частота набегающего волнения.

Представим выражение (2) в виде

$$\Phi^*(x, y, z, t) = \Phi_c^* \text{Cos}(\sigma t) + \Phi_s^* \text{Sin}(\sigma t), \quad (4)$$

где амплитудные функции Φ_c^* и Φ_s^* , равны соответственно

$$\left. \begin{array}{l} \Phi_c^* \\ \Phi_s^* \end{array} \right\} = \pm \frac{ag}{\sigma} \frac{Ch[\alpha_0(z-H)]}{Ch(\alpha_0 H)} \left\{ \begin{array}{l} \text{Sin}(\alpha_0 x \text{Cos} \beta + \alpha_0 y \text{Sin} \beta) \\ \text{Cos}(\alpha_0 x \text{Cos} \beta + \alpha_0 y \text{Sin} \beta) \end{array} \right\}. \quad (5)$$

Дифракционный потенциал $\Phi^d(x, y, z, t)$ представляет собой решение следующей краевой задачи:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi^d(x, y, z, t) = 0, \quad (x, y, z) \in E; \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - g \frac{\partial}{\partial z}\right) \Phi^d(x, y, 0, t) = 0, \quad (x, y) \in \Sigma; \quad (7)$$

$$\frac{\partial \Phi^d(x, y, z, t)}{\partial N} = -\frac{\partial \Phi^*(x, y, z, t)}{\partial N}, \quad (x, y, z) \in S; \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi^d(x, y, H, t)}{\partial z} = 0, \quad (x, y) \in]-\infty; \infty[; \quad (9)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} [\overline{\text{grad}} \Phi^d(x, y, z, t)] = 0, \quad (x, y, z) \in E, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (10)$$

Здесь N – внешняя нормаль к поверхности S .

Кроме того, потенциал $\Phi^d(x, y, z, t)$ должен удовлетворять принципу излучения, согласно которому дифрагированное волнение расходится от объекта во все стороны.

По аналогии с (4) представим $\Phi^d(x, y, z, t)$ в виде суммы

$$\Phi^d(x, y, z, t) = \Phi_c^d \text{Cos}(\sigma) + \Phi_s^d \text{Sin}(\sigma). \quad (11)$$

В дальнейшем изложении индекс d в выражениях дифракционных потенциалов для упрощения записи опущен.

Приведенные выше краевые задачи отличаются от соответствующих задач для потенциала излучения [9] только формой граничного условия на корпусе судна. Поэтому для определения потенциала скоростей дифрагированного движения жидкости использован метод, аналогичный примененному в [9].

Линейность краевой задачи для дифракционного потенциала, а также анализ структуры выражения нормальной производной потенциала на смоченной поверхности судна показывают, что этот потенциал целесообразно представить в виде суммы

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^4 \Phi_i(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^4 [\Phi_i^C(x, y, z) \text{Cos}(\sigma) + \Phi_i^S(x, y, z) \text{Sin}(\sigma)] \quad (12)$$

Дифракционные потенциалы $\Phi_i(x, y, z, t)$ определяются методом сращиваемых асимптотических разложений (САР) так, как это выполнено в [9]. Следует отметить, что используемые расчетные процедуры не ориентированы на какую-либо специальную форму шпангоутных контуров.

Решение этой задачи для судна приведено в [10] и [11]. Выражения для составляющих $\Phi_1^{c,s}(x, y, z)$ и $\Phi_3^{c,s}(x, y, z)$ дифракционного потенциала записываются в виде

$$\left. \begin{matrix} \Phi_1^c(x, y, z) \\ \Phi_1^s(x, y, z) \end{matrix} \right\} = \pm \frac{\alpha_0}{4} Ch[\alpha_0(z-H)]V(\alpha_0H) \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} Q_c(\xi, \alpha_0) \begin{matrix} N_0(\alpha_0R) \\ J_0(\alpha_0R) \end{matrix} d\xi; \quad (13)$$

$$\left. \begin{matrix} \Phi_3^c(x, y, z) \\ \Phi_3^s(x, y, z) \end{matrix} \right\} = \frac{\alpha_0}{4} Ch[\alpha_0(z-H)]V(\alpha_0H) \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} Q_s(\xi, \alpha_0) \begin{matrix} J_0(\alpha_0R) \\ N_0(\alpha_0R) \end{matrix} d\xi. \quad (14)$$

$$\text{Здесь } V(\alpha_0H) = \frac{2Ch(\alpha_0H)}{2\alpha_0H + Sh2\alpha_0H};$$

J_0, N_0 – функции Бесселя и Неймана нулевого порядка действительного аргумента соответственно;

$$R = \sqrt{(x - \xi)^2 + y^2};$$

ξ – переменная интегрирования по длине судна.

Составляющие $\Phi_2^{c,s}(x, y, z)$ и $\Phi_4^{c,s}(x, y, z)$ имеют вид

$$\left. \begin{matrix} \Phi_2^c(x, y, z) \\ \Phi_2^s(x, y, z) \end{matrix} \right\} = \pm \frac{\alpha_0 y}{4} Ch[\alpha_0(z-H)]V(\alpha_0H) \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{P_c(\xi, \alpha_0)}{R} \begin{matrix} N_1(\alpha_0R) \\ J_1(\alpha_0R) \end{matrix} d\xi; \quad (15)$$

$$\left. \begin{matrix} \Phi_4^c(x, y, z) \\ \Phi_4^s(x, y, z) \end{matrix} \right\} = \frac{\alpha_0 y}{4} Ch[\alpha_0(z-H)]V(\alpha_0H) \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{P_s(\xi, \alpha_0)}{R} \begin{matrix} J_1(\alpha_0R) \\ N_1(\alpha_0R) \end{matrix} d\xi. \quad (16)$$

Здесь J_1, N_1 – функции Бесселя и Неймана первого порядка действительного аргумента соответственно.

Функции $P_{c,s}$ и $Q_{c,s}$ определяются выражениями

$$\left. \begin{matrix} P_{c,s} \\ Q_{c,s} \end{matrix} \right\} = 2 \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{-\alpha_0 \zeta_0(u)} \left\{ \begin{matrix} T_1(u) \sin(\alpha_0 u) + T_2(u) \cos(\alpha_0 u) \\ T_1(u) \cos(\alpha_0 u) - T_2(u) \sin(\alpha_0 u) \end{matrix} \right\} du; \quad (17)$$

где u – переменная интегрирования по ширине;
 $\zeta_0(u)$ – уравнение контура $L(x)$;

$$T_1 = \alpha_0 A(u) + B(u) \sqrt{1 + \left[\frac{d\zeta_0(u)}{du} \right]^2}; \quad (18)$$

$$T_2 = \alpha_0 A(u) \frac{d\zeta_0(u)}{du}; \quad (19)$$

$A(u)$ – значение потенциала скоростей на контуре $L(x)$;

$B(u)$ – значение нормальной производной потенциала на контуре $L(x)$.

При вычислении функций $P_{c,s}$ и $Q_{c,s}$ используются соответствующие выражения для нормальных производных потенциалов на смоченной поверхности судна, а именно

B_C^{PP} – для Q_c ; B_S^{PP} – для Q_s ; B_C^{III} – для P_c ; B_S^{III} – для P_s .

$$\left. \begin{matrix} B_C^{PP} \\ B_S^{PP} \end{matrix} \right\} = \mp \frac{ag\alpha_0 \cos(N, z)}{\sigma \operatorname{Ch}(\alpha_0 H)} \operatorname{Sh}[\alpha_0(z-H)] \left\{ \begin{matrix} \sin(\Theta) \\ \cos(\Theta) \end{matrix} \right\}; \quad (20)$$

$$\left. \begin{matrix} B_C^{III} \\ B_S^{III} \end{matrix} \right\} = - \frac{ag\alpha_0 \cos(N, y) \sin\beta}{\sigma \operatorname{Ch}(\alpha_0 H)} \operatorname{Ch}[\alpha_0(z-H)] \left\{ \begin{matrix} \cos(\Theta) \\ \sin(\Theta) \end{matrix} \right\}; \quad (21)$$

где $\Theta = \alpha_0 x \cos\beta + \alpha_0 y \sin\beta$.

Функции $Q_{c,s}$ и $P_{c,s}$ вычисляются для каждого шпангоутного контура $L(x)$, т.е. для фиксированного x .

Потенциал $A(u)$ на контуре неизвестен, поскольку он и является решением задачи. Следуя практике применения функций Н.Е. Кочина в волновых задачах [12], вместо $A(u)$ в формулы (18) и (19) подставляется

Потенциал на корпусе отыскивается в средних точках (y_i, z_i) отрезков, концы которых – последовательные точки $K_i(y_i^*, z_i^*)$, описывающие контур шпангоута. Расчетные формулы преобразуются с учетом перехода от интегрирования к суммированию по точкам.

Система уравнений для потенциалов $\varphi(y_i, z_i)$ (индексы опущены) имеет вид

$$\sum_{j=1}^{2n} a_{ij} \varphi_j(y_i, z_i) = h_j, \quad (26)$$

где $h_j = \sum_{j=1}^{2n} b_{ij} B(y_i, z_i)$;

a_{ij} и b_{ij} – элементы матриц $\{a_{ij}\}$ и $\{b_{ij}\}$, которые определяются при помощи функций Грина соответствующей краевой задачи [14];

$$a_{ij} = \int_{K_j K_{j+1}} \frac{\partial U(y_i, z_i, \eta, \zeta)}{\partial N_j} dl(\eta, \zeta); \quad (27)$$

N_j – внешняя нормаль к j -му отрезку,

η и ζ – координаты узлов;

$$b_{ij} = \int_{K_j K_{j+1}} U(y_i, z_i, \eta, \zeta) dl(\eta, \zeta); \quad (28)$$

$B(y_i, z_i)$ – значение нормальной производной соответствующего потенциала в точке (y_i, z_i) которое определяется по соответствующей формуле (20)-(21).

Интегрирование выполняется с помощью квадратурной формулы Гаусса с четырьмя узлами [13].

Функция Грина $U(y, z, \eta, \zeta)$ и ее частные производные по y и z имеют разные выражения при $z < \zeta$ и $z > \zeta$. При $0 < z < \zeta$

$$U(y, z, \eta, \zeta) = -\frac{1}{4\pi} \text{Ln} \left\{ [(CHS_-)^2 + (SHC)^2] - \text{Ln} [(CHS_+)^2 + (SHC)^2] \right\}, \quad (29)$$

где

$$CHS_- = Ch \frac{\pi(y-\eta)}{2H} \text{Sin} \frac{\pi z}{2H} - \text{Sin} \frac{\pi \zeta}{2H};$$

$$SHC = Sh^2 \frac{\pi(y-\eta)}{2H} \text{Cos}^2 \frac{\pi z}{2H};$$

$$CHS_+ = Ch \frac{\pi(y-\eta)}{2H} \text{Sin} \frac{\pi z}{2H} + \text{Sin} \frac{\pi \zeta}{2H}.$$

При $\zeta < z < H$ переменные ζ и z в (29) меняются местами.

Нормальная производная функции Грина для обоих случаев $z < \zeta$ и $z > \zeta$ имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial N} = \frac{\partial U}{\partial y} \text{Cos}(N, y) + \frac{\partial U}{\partial z} \text{Cos}(N, z). \quad (30)$$

Приведенное теоретическое решение дифракционной задачи использовано для определения амплитуд волнения в заданных точках вокруг удлиненного объекта, плавающего без хода в мелководной акватории.

Уравнение волнового профиля записывается в виде

$$z_B = \frac{1}{g} \frac{d}{dt} \left[\Phi^*(x, y, 0, t) + \sum_{i=1}^4 \Phi_i(x, y, 0, t) \right] = r_c \text{Cos}(\sigma t) + r_s \text{Sin}(\sigma t). \quad (31)$$

Амплитуда волнения определяется по формуле

$$r = \sqrt{r_c^2 + r_s^2}. \quad (32)$$

Расчет волновых амплитуд выполняется в заданных точках наблюдения. Эти точки образуют сетку вокруг судна. Координаты точек находятся в пределах $|x| \leq L$, $|y| \leq L$, точки внутри контура ватерлинии судна исключены. Шаг по абсциссам сетки – четверть теоретической шпации, по ординатам сетки – $0.025L$. В узлах сетки определяются косинусная и синусная составляющие r_c и r_s , которые используются для расчета волновых амплитуд (32).

Для анализа выбраны волновые поля вокруг трех объектов, а именно:

- объект 1 – балкер типа «Зоя Космодемьянская», корпус которого является типичным представителем класса крупнотоннажных балкеров и танкеров – бульбообразный нос, транцевая кормовая оконечность, протяженная цилиндрическая вставка с вертикальными бортами, днище без килеватости; главные размерения: длина $L = 201.6$ м, ширина $B = 31.8$ м, осадка $T = 11.73$ м;

- объект 2 – горизонтально расположенный цилиндр, поперечное

сечение которого – мидель-шпангоут балкера типа «Зоя Космодемьянская»;

- объект 3 – горизонтально расположенный цилиндр, поперечное сечение которого – теоретический шпангоут № 3 (умеренно бульбообразный) балкера типа «Зоя Космодемьянская».

Длина и осадка всех объектов совпадают; ширина объекта 3 меньше, чем объектов 1 и 2. Очертания мидель-шпангоута и шпангоута № 3 показаны на рис. 1.

Расчеты амплитуд волнения выполнялись для следующих характеристик:

- относительная глубина акватории $H/T = 1.1, 1.3, 1.5, 2.0$;
- курсовые углы набегающего волнения $\beta = 90^\circ, 120^\circ, 135^\circ, 150^\circ$;
- относительная длина волны $\lambda/L = 0.5, 0.8, 1.0$.

Результаты исследований. По результатам расчетов для всех сочетаний глубины акватории, длины волн и курсовых углов волнения получены распределения относительных волновых амплитуд $\bar{r} = r/a$ вокруг трех объектов в квадратном поле $|x| \leq L$, $|y| \leq L$, построены линии равных амплитуд с шагом $\Delta \bar{r} = 0.1$.

В качестве примера для всех трех объектов на рис. 2 приведены волновые поля в области набегающего, на рис. 3 приведены волновые поля в области тени.

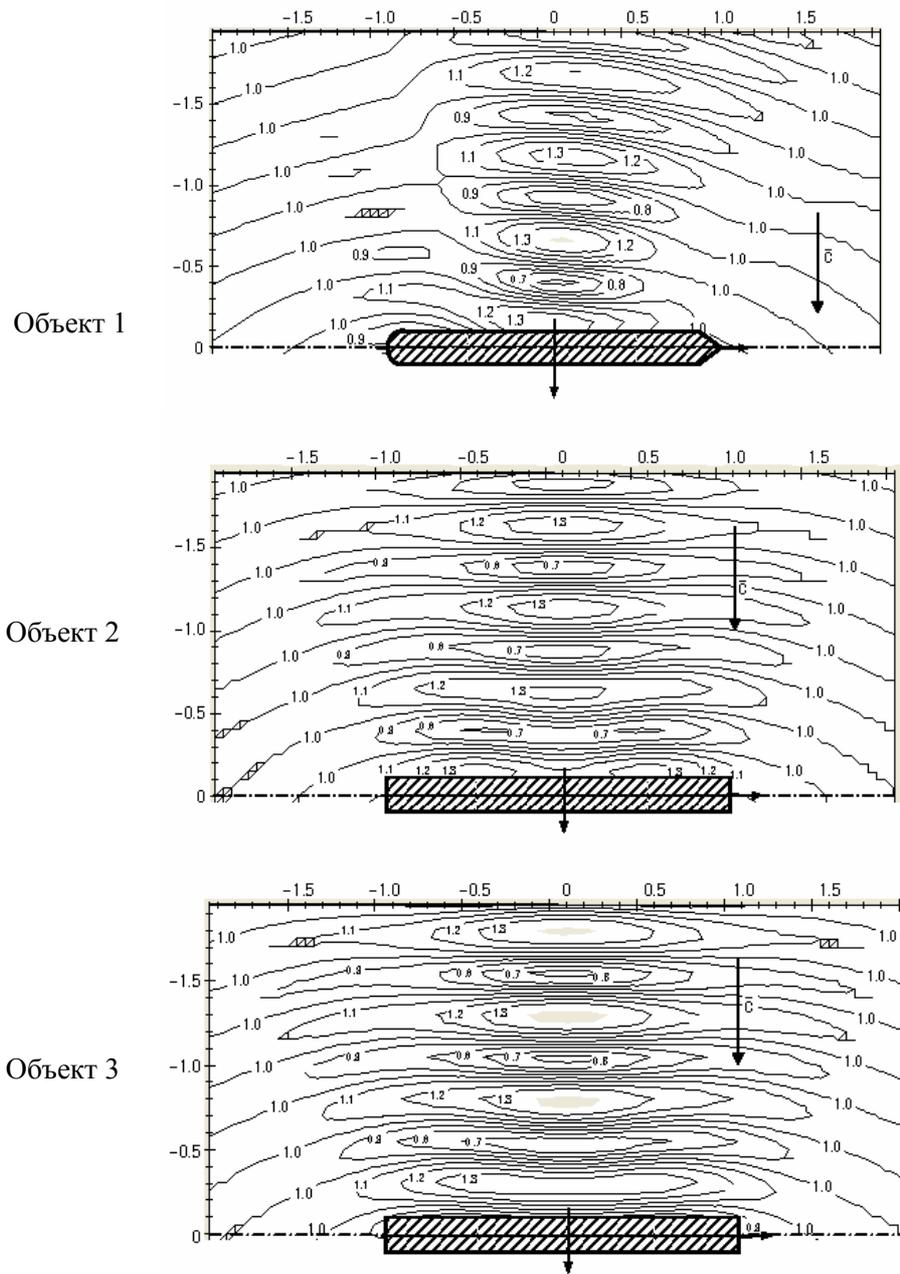


Рис. 2. Волновое поле вокруг объектов 1-3, область набегаия
 $H/T = 1.1$, $\lambda/L = 0.5$, $\beta = 90^\circ$

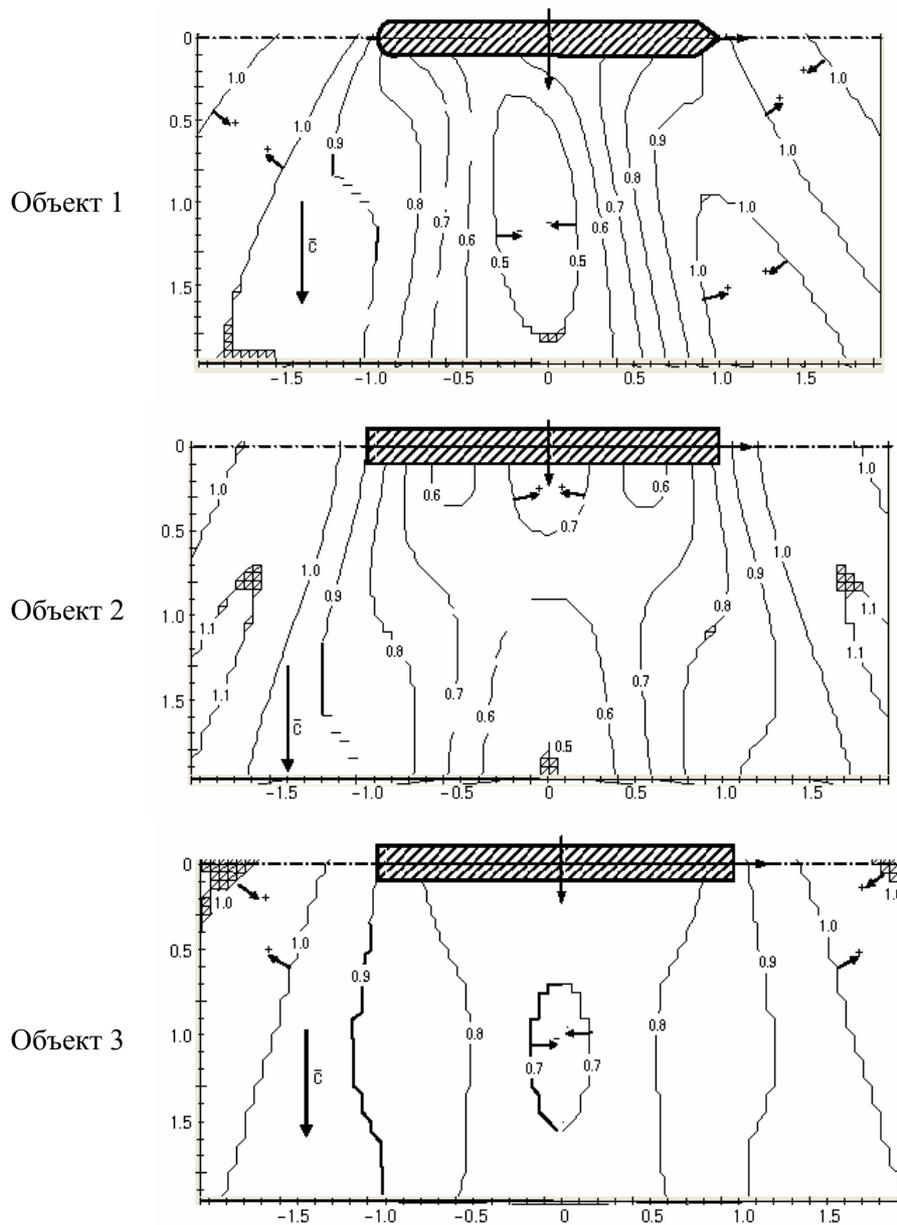


Рис. 3 Волновое поле вокруг объектов 1-3, область тени
 $H/T = 1.1$, $\lambda/L = 0.5$, $\beta = 90^\circ$

Анализ рассчитанных волновых полей позволил выявить следующие закономерности.

1. Характер волнового поля в основном определяется формой шпангоутных контуров – это видно при сравнении полей вокруг объектов 2 и 3. Влияние оконечностей приводит к несимметрии волнового поля относительно плоскости мидель-шпангоута объекта.

2. При поперечном и косом волнении вблизи всех объектов со стороны набегания возникают стоячие волны, пучности которых удалены друг от друга на расстояние, приблизительно равное половине длины волны. Крутизна волн в этой области увеличивается примерно вдвое по сравнению с областью гидродинамической тени или с областью на значительном удалении от корпуса судна. Между пучностями расположены зоны уменьшения волновых ординат. Расположение пучностей зависит от курсового угла волнения и мало изменяется при изменении глубины акватории.

3. В области гидродинамической тени стоячие волны отсутствуют. Расположение и протяженность области тени в основном определяется величиной курсового угла волнения и длиной волны и почти не зависит от глубины акватории. Величина ослабления волнения в области тени больше всего зависит от длин волн и курсового угла волнения, в меньшей степени – от глубины.

4. Увеличение относительных волновых ординат $\bar{r} = r/a$ зависит от курсового угла волнения и длин волн, а именно: чем длиннее волны и больше курсовой угол волнения, тем меньше волновые амплитуды.

В качестве примера в таблицах 1 и 2 приведены максимальные и минимальные значения относительных волновых амплитуд вокруг всех объектов для двух значений относительной глубины и для самых коротких волн при всех заданных курсовых углах волнения.

Таблица 1

Экстремальные относительные волновые ординаты $\bar{r} = r/a$ вокруг объектов при различных курсовых углах волнения, $H/T = 1.1$, $\lambda/L = 0.5$

$\beta \rightarrow$	90°			120°			135°			150°		
	набегание		тень									
	max	min		max	min		max	min		max	min	
1	1.4	0.6	0.42	1.42	0.6	0.44	1.36	0.68	0.48	1.25	0.82	0.6
2	1.36	0.64	0.5	1.4	0.6	0.54	1.42	0.62	0.56	1.32	0.76	0.66
3	1.45	0.56	0.72	1.36	0.66	0.78	1.24	0.76	0.88	1.12	0.86	0.96

Таблиця 2

Екстремальні відносні висоти хвильових ординат $\bar{r} = r/a$ навколо об'єктів при різних курсових кутах хвильового руху, $H/T = 1.3$, $\lambda/L = 0.5$

$\beta \rightarrow$ № ↓	90°		тьнь	120°		тьнь	135°		тьнь	150°		тьнь
	набегание			набегание			набегание			набегание		
	max	min	max	min	max	min	max	min	max	min		
1	1.42	0.6	0.28	1.45	0.6	0.28	1.42	0.76	0.32	1.26	0.8	0.54
2	1.37	0.76	0.26	1.45	0.58	0.33	1.48	0.55	0.36	1.36	0.72	0.52
3	1.42	0.6	0.74	1.32	0.7	0.8	1.24	0.8	0.88	1.1	0.88	0.95

Слід зауважити, що $\bar{r} < 1.0$ означає не пониження рівня води, а зменшення коливань в даній області.

Висновки.

1. Хвильові поля навколо циліндричних удлинених тіл з однаковими довжинами і осадками, різною продольною повнотою і формою поперечного сечення відрізняються і в області набегания, і в області гідродинамічної тіні. Причина відміння – форма бортової поверхності.

2. Відміння хвильового поля навколо судна від полів навколо циліндричних об'єктів обумовлено наявністю кінцевостей. При поперечному набегании відміння менше виражено, ніж при косому.

3. Чим довше набігаючі хвилі, тим менші зміни в хвильовому полі вносить об'єкт (судно або циліндр).

4. Відміння в хвильових полях практично відсутнє на відстані від об'єкта, перевищуючому його довжину. Тому для гідродинамічних характеристик, визначуваних за асимптотиками потенціалів, можна використовувати дані для горизонтальних циліндрів відповідних розмірів. Характеристики хвильового руху в ближньому полі потребують уточнення в залежності від форми об'єкта.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Zhu Song-Ping. Diffraction of ocean waves around a hollow cylindrical shell structure / Song-Ping Zhu, L. Mitchell // *Wave Motion*. – 2009. – №. 46. – P. 78-88.
2. Zhu Song-Ping. Combined diffraction and radiation of ocean waves around an OWC device / Song-Ping Zhu, L. Mitchell // *Journal of Applied Mathematics and Computing*. – 2011. – №. 36. – P. 401-416.
3. Goren O. Second-order wave diffraction by horizontal rectangular barriers / O. Goren, S.M. Calisal // *Can. J. of Civil Eng.* – 2011. – №. 38. – V. 5. – P. 546-555.

4. Newman J.N. *Second-Order Diffraction in Short Waves* / J.N. Newman // *Journal of Ship Research*. – 2005. – V. 49. – № 4. – P. 263-273.
5. Костров, И. С. *Гидродинамика продольной качки судна, движущегося на значительном мелководье* / И.С. Костров // *Вісник ОНМУ*. – 2009. – № 27. – С. 49-59.
6. Лопатухин Л.И. *Ветровое волнение: Учебн. пособие* / Л.И. Лопатухин. – СПб.: ВВМ, 2012. – 165 с.
7. *Мореходность судов и средств океанотехники. Методы оценки: Монография* / Под ред. И.К. Бородая. – ФГУП «Крыловский государственный научный центр» – СПб.: 2013. – 256 с.
8. Хаскинд М.Д. *Гидродинамическая теория качки корабля* / М.Д. Хаскинд. – М.: Наука, 1973. – 327 с.
9. Воробьев Ю.Л. *Гидродинамика судна в стесненном фарватере* / Ю.Л. Воробьев. – СПб.: Судостроение, 1992. – 224 с.
10. Ефремова Н.В. *Гидродинамическая задача о дифракции волнения, набегающего на судно в мелководной акватории* / Н.В. Ефремова // *Вісник ОДМУ*. – 1998. – № 1. – С. 80-85.
11. Ефремова Н.В. *Определение параметров качки малого судна при подходе к судну-партнеру на рейдовой стоянке. Дис... канд. техн. наук* / Н.В. Ефремова; Одес. гос. мор. ун-т. – Одесса, 2001. – 173 с.
12. Кочин Н.Е. *Плоская задача об установившихся колебаниях тел под свободной поверхностью тяжелой несжимаемой жидкости* / Н.Е Кочин // *Известия АН СССР ОТН*. – Вып. 4. – 1935. – С. 37-62.
13. Бенерджи П., Баттерфилд Р. *Методы граничных элементов в прикладных науках: Пер. с англ.* / П. Бенерджи, Р. Баттерфилд. – М.: Мир, 1984. – 480 с.
14. *Справочник по теории корабля: В 3 т. / Т. 1. Гидромеханика, сопротивление движению судов, судовые движители* / Под ред. Я.И. Войткунского. – Л.: Судостроение, 1985. – 764 с.

Стаття надійшла до редакції 20.03.2017

Рецензенти:

кандидат технічних наук, доцент, завідувач кафедри «Теорія та проектування корабля ім. проф. Ю.Л. Воробйова» Одеського національного морського університету **О.В. Демідюк**

доктор технічних наук, професор, Генеральний директор Морського інженерного бюро **Г.В. Єгоров**