НАБЕГАНИЕ БАРОКЛИННОГО ПРИЛИВА НА ПРОТЯЖЕННУЮ НЕРОВНОСТЬ МОРСКОГО ДНА

С.В. Довгая

Морской гидрофизический институт
НАН Украины
г. Севастополь, ул. Капитанская, 2
E-mail: ocean@alpha.mhi.iuf.net

В предположениях линейной теории длинных волн исследуется набегание бароклинного прилива на неровность морского дна типа океанического хребта. Жидкость предполагается двухслойной, учитывается действие силы Кориолиса

Рассмотрим неограниченный в горизонтальных направлениях бассейн, заполненный стратифицированной жидкостью. Верхний слой имеет плотность ρ_1 и постоянную глубину h_1 , нижний слой – плотность ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$) и переменную глубину. В областях 1 ($x < -l_1$) и 3 ($x > l_2$) глубина бассейна постоянна ($H_1=h_1+h_2$, $H_3=h_1+h_4$ соответственно), в области 2 ($-l_1 \le x \le l_2$) – глубина переменная ($H_2=h_1+h_3(x)$). В первой области под углом α к оси x распространяется бароклинная волна вида:

$$\zeta = D \sin (k_2 x + ny - \sigma t). \tag{1}$$

Определим характеристики волновых возмущений над хребтом, вызываемых волной (1), в зависимости от параметров рельефа хребта.

Будем предполагать жидкость невязкой, а волновые возмущения малыми. Тогда в рамках линейной теории длинных волн система уравнений, описывающих движение жидкости в области $x < -l_1$, принимает вид [1]:

$$\begin{gathered}
\frac{\partial u_1}{\partial t} - fv_1 = -g\frac{\partial \zeta_1}{\partial x}, \frac{\partial v_1}{\partial t} + fu_1 = -g\frac{\partial \zeta_1}{\partial y},\\
h_1\left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y}\right) = \frac{\partial \zeta_2}{\partial t} - \frac{\partial \zeta_1}{\partial t},\\
\frac{\partial u_2}{\partial t} - fv_2 = -g\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_1}{\partial x} + \frac{\rho_2-\rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_2}{\partial x}\right), \qquad (2)\\
\frac{\partial v_2}{\partial t} + fu_2 = -g\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_1}{\partial y} + \frac{\rho_2-\rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_2}{\partial y}\right),\\
\frac{\partial (h_2 u_2)}{\partial x} + h_2\frac{\partial v_2}{\partial y} = -\frac{\partial \zeta_2}{\partial t}.
\end{gathered}$$

Здесь u_1, v_1 –горизонтальные составляющие вектора волновой скорости в верхнем слое, u_2, v_2–горизонтальные составляющие вектора волновой скорости в нижнем слое, ζ_1 – отклонение свободной поверхности от невозмущенного состояния, ζ_2 – отклонение границы раздела двух слоев от невозмущенного состояния, f – параметр Кориолиса.

В областях 2 и 3 система имеет такой же вид с заменой h_2 на h_3 и h_4 соответственно.

Так как набегающая волна периодическая и коэффициенты в системе уравнений (2) от t и y не зависят, то решение можно искать в виде периодических функций времени t и координаты y:

$$\begin{gathered}\{\zeta_j, u_j, v_j\} = \{\bar{\zeta}_j, \bar{u}_j, \bar{v}_j\}(x)\times\\ \times\exp[i(ny - \sigma t)]\end{gathered} \tag{3}$$

Подставляя (3) в (2), имеем (здесь и далее у ζ_j, u_j, v_j $(j=1,2)$ черта сверху опущена) такое уравнение для определения ζ_1 во второй области :

$$\begin{gathered}\frac{d^4\zeta_1}{dx^4} + L_3\frac{d^3\zeta_1}{dx^3} + L_2\frac{d^2\zeta_1}{dx^2} +\\ + L_1\frac{d\zeta_1}{dx} + L_0\zeta_1 = 0,\end{gathered} \tag{4}$$

где L_0, L_1, L_2, L_3 – известные функции от переменной x. Решая уравнение (4) и соответствующие уравнения для определения ζ_1 в первой и третьей областях (т.е. в областях постоянных глубин) и учитывая, что для $x > l_2$ нет отраженных волн, находим

$$\zeta_1(x) = \begin{cases} B_1\exp(-ik_1x) + D_1\exp(ik_2x) + \\ +C_1\exp(-ik_2x), x < -l_1; \\ A_2\varphi_1(x) + B_2\varphi_2(x) + C_2\varphi_3(x) + \\ +D_2\varphi_4(x), -l_1 \le x \le l_2; \\ A_3\exp(ik_5x) + C_3\exp(ik_6x), x > l_2. \end{cases} \tag{5}$$

Здесь

$$k_2 = k_{12}\cos\alpha, n = k_{12}\sin\alpha, k_1^2 = k_{11}^2 - n^2,$$
$$k_5^2 = k_{31}^2 - n^2, k_6^2 = k_{32}^2 - n^2,$$

$$k_{1j}^2 = \frac{H_1\left(\sigma^2 - f^2\right)}{2g\varepsilon h_1\left(H_1 - h_1\right)} \times$$
$$\times\left[1 + (-1)^j\sqrt{1 - \frac{4\varepsilon h_1\left(H_1 - h_1\right)}{H_1^2}}\right], \qquad (6)$$
$$k_{3j}^2 = \frac{H_3\left(\sigma^2 - f^2\right)}{2g\varepsilon h_1\left(H_3 - h_1\right)} \times$$
$$\times\left[1 + (-1)^j\sqrt{1 - \frac{4\varepsilon h_1\left(H_3 - h_1\right)}{H_3^2}}\right], (j = 1,2).$$

В выражении (5) B_1, C_1, A_2, B_2, C_2, D_2, A_3, C_3 –произвольные постоянные, $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$, $\varphi_3(x)$, $\varphi_4(x)$ – фундаментальная система решений уравнения (4), которую находим численно. Для определения восьми произвольных постоянных (D_1 – амплитуда набегающей внутренней волны на свободной поверхности считается известной) имеем восемь алгебраических уравнений, представляющих собой условия непрерывности возвышений и потоков жидкости на границах областей ($x = -l_1$, $x = l_2$).Решая численно эту систему алгебраических уравнений, находим амплитуды волн и волновых скоростей.

Из (5) и (6) следует , что вид генерируемых баротропных волн в областях $x < -l_1$ и $x > l_2$, а также трансформируемой внутренней волны в области за хребтом ($x > l_2$) существенно зависит от параметров модели H_1, H_3, h_1 и ε. Так для отраженной поверхностной волны (ОПВ), прошедшей поверхностной волны (ППВ), прошедшей внутренней волны (ПВВ) существуют критические значения угла набегания, которые определяют возможные типы волновых движений при $|\alpha| \le \alpha_{кр}$ и $|\alpha| > \alpha_{кр}$.

Дальнейший анализ волнового движения выполнялся для такого закона изменения глубины бассейна во второй области:

$$H_2(x) = \begin{cases} (H_1 - H_0)x^2 l_1^{-2} + H_0, & -l_1 \le x \le 0, \\ (H_3 - H_0)x^2 l_2^{-2} + H_0, & 0 < x \le l_2. \end{cases}$$

Здесь H_0 – глубина бассейна над гребнем хребта, а склоны хребта имеют параболическую форму. Расчеты проводились для значений параметров, характерных для района Срединно-Атлантического хребта [2]:
$H_1 = 3\cdot10^3$ м, $H_3 = 4\cdot10^3$ м, $h_1 = 8\cdot10^2$ м,
$\varepsilon = 1\cdot10^{-3}$, $l_1 = l_2 = 6\cdot10^4$ м, $\varphi = 20°$,
T = 12 ч 25 мин,
где T – период набегающей волны, φ – широта в точке $x = 0$, $y = 0$.

Исследовались зависимости амплитуд волновых возмущений в районе неровности дна при $\alpha = 0$ с амплитудой набегающего прилива равной 10 м.

Так на рис.1 изображены зависимости $\zeta_{22}' = \zeta_{22}(x)$ ($\zeta_{22}' = |\zeta_{22}(x)|$) амплитуд отклонений границы раздела от невозмущенного состояния в районе неровности дна для разных значений глубины жидкости над гребнем хребта. На этом рисунке кривая 1 соответствует глубине $H_0 = 10^3$ м, кривая 2 – $H_0 = 2\cdot10^3$ м, кривая 3 – $H_0 = 2{,}8\cdot10^3$ м. Из рисунка видно, что в этом районе существуют области значительных амплитуд внутренних волн (15 м) и области, где амплитуды этих волн достаточно малы (9 м). Так наибольшие значения (кривая 1) достигаются в центральной части и на границах хребта. С увеличением глубины жидкости над хребтом (кривые 2, 3) амплитуды трансформируемой приливной волны уменьшаются и достигают максимальных значений только в граничных точках неровности дна.

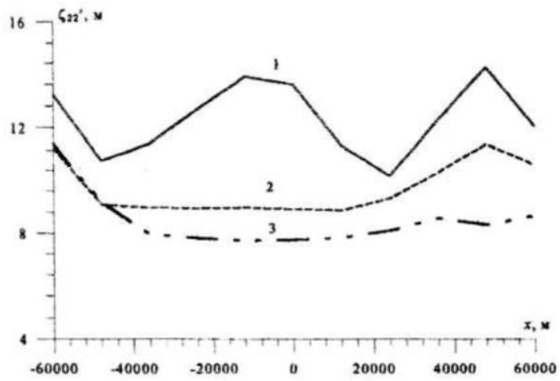

Рис.1 Амплитуды отклонений границы раздела

ЛИТЕРАТУРА

1. Черкесов Л.В., Иванов В.А., Хартиев С.М. Введение в гидродинамику и теорию волн.–С.-Пб.:Гидрометеоиздат, 1992.–264С.

2. Atlantic Ocean Atlas from the Internal Geophysical Year of 1957-1958 by F. C. Fuglister. Woods Hole. Massachusetts.1960.