ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСФОРМАЦИИ БАРОКЛИННОГО ПРИЛИВА В РАЙОНЕ ОКЕАНИЧЕСКОГО ХРЕБТА

С.В. Довгая

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

В рамках линейной теории длинных волн с учетом действия силы Кориолиса в жидкости со скачком плотности исследуются внутренние волны, возникающие в районе океанического хребта при набегании на него бароклинного прилива.

Как известно, в океане имеется преобладающий характер приливных внутренних волн над волнами всего частотного диапазона [1–6]. .Возникает интерес изучить трансформацию приливных внутренних волн при их набегании на протяженные неоднородности рельефа дна. В данной работе в рамках линейной теории длинных волн изучается трансформация внутренних и генерация поверхностных волн внутренним приливом при его набегании на протяженный хребет.

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:

$$\zeta = D\exp\left[\ i\,(k_2 x + ny - \sigma t)\ \right] . \qquad (1)$$

Определим характеристики волновых возмущений над хребтом, вызываемых волной (1), в зависимости от периода колебаний.

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 [7]:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 = -g\frac{\partial \zeta_1}{\partial x},\ \frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 = -g\frac{\partial \zeta_1}{\partial y},$$

$$h_1\left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y}\right) = \frac{\partial \zeta_2}{\partial t} - \frac{\partial \zeta_1}{\partial t},$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - f v_2 = -g\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_1}{\partial x} + \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_2}{\partial x}\right), \qquad (2)$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial t} + f u_2 = -g\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_1}{\partial y} + \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}\frac{\partial \zeta_2}{\partial y}\right),$$

$$\frac{\partial (h_2 u_2)}{\partial x} + h_2\frac{\partial v_2}{\partial y} = -\frac{\partial \zeta_2}{\partial t}.$$

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 :

$$\left\{\zeta_j, u_j, v_j\right\} = \left\{\bar\zeta_j, \bar u_j, \bar v_j\right\}(x)\times$$
$$\times\exp\left[i(ny - \sigma t)\right]. \qquad (3)$$

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 :

$$\frac{d^4\zeta_1}{dx^4} + L_3\frac{d^3\zeta_1}{dx^3} + L_2\frac{d^2\zeta_1}{dx^2} +$$
$$+ L_1\frac{d\zeta_1}{dx} + L_0\zeta_1 = 0, \qquad (4)$$

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

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

Здесь

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

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

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

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 $|\alpha| > \alpha_{кр}$.

Для ОПВ –

$$|\alpha_{кр}| = \arcsin\left(\sqrt{\frac{1 - \sqrt{1 - d_1}}{1 + \sqrt{1 - d_1}}}\right),$$

для ППВ -

$$|\alpha_{кр}| = \arcsin\left(\sqrt{\frac{H_3(H_1 - h_1)(1 - \sqrt{1 - d_3})}{H_1(H_3 - h_1)(1 + \sqrt{1 - d_1})}}\right),$$

для ПВВ -

$$|\alpha_{кр}| = \arcsin\left(\sqrt{\frac{H_3(H_1 - h_1)(1 + \sqrt{1 - d_3})}{H_1(H_3 - h_1)(1 + \sqrt{1 - d_1})}}\right),$$

где

$$d_1 = \frac{4\varepsilon h_1(H_1 - h_1)}{H_1^2},$$
$$d_3 = \frac{4\varepsilon h_1(H_3 - h_1)}{H_3^2}.$$

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 [8]:

$H_1 = 3 \cdot 10^3$ м , $H_0 = 2 \cdot 10^3$ м, $H_3 = 4 \cdot 10^3$ м ,
$h_1 = 8 \cdot 10^2$ м , $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-3}$, $l_1 = l_2 = 6 \cdot 10^4$ м, $\varphi = 20^0$,
T=12 ч 25 мин,

где T – период набегающей волны, φ – широта точке $x=0, y=0$.

Исследовались зависимости амплитуд волновых возмущений и волновых скоростей в районе неровности дна при $\alpha=0$ (нормальное набегание).

Получено, что при нормальном набегании внутренней волны с амплитудой 5 см на свободной поверхности наибольшие значения амплитуды отклонения границы раздела двух слоев во второй области ($\zeta_{22}(x)$) локализуются в районах левой и правой границ хребта, и их значения при $T=T_1=12$ ч 25 мин будут соответственно равны 15,2 м и 15,8 м. (Здесь и далее в обозначениях первый номер в индексах указывает на номер слоя, второй – на номер области бассейна.) В центральном районе хребта амплитуда $\zeta_{22}(x)$ минимальна и равна 12 м. При приближении периода колебаний приливной волны к инерционному (для данной широты места инерционным является период равный 24 ч 56 мин) происходит увеличение амплитуды колебаний границы раздела двух слоев. Так наибольшего значения (17,8 м) она достигает в районе левой границы хребта, а наименьшего (также как и в случае $T=12$ ч 25 мин) – в центральном районе. Что же касается составляющих горизонтальной скорости в нижнем слое, то максимальные значения они принимают в центральной области и на правой границе хребта. Для составляющей скорости по оси x $u_{22}(x)$ это будут величины 1,6 см/с и 2,2 см/с , а для составляющей скорости по оси y $v_{22}(x)$ – 0,4 см/с и 0,6 см/с. С приближением периода колебаний приливной волны к инерционному ($T=T_2=24$ ч) происходит увеличение значений $u_{22}(x)$ и $v_{22}(x)$ практически на всем диапазоне изменений x. Исключение составляет окрестность левой границы хребта, где значения составляющей $u_{22}(x)$ при $T=24$ ч меньше чем при $T=12$ ч 25 мин.

Интересно в этом случае проследить за изменением амплитуды отклонения свободной поверхности в районе над хребтом. При $T=T_1$ значения ζ_{12} достигают 11,5 см на границах и 10,7 см – в центральном районе. С приближением T к $T_{ин}$ амплитуда отклонения свободной поверхности практически не изменяется по всей ширине неровности дна (изменения составляют 2%), и ее значение составляет 7 см. Что же касается значений составляющих горизонтальной скорости в верхнем слое, то $u_{12max}=7,7$ см/с и $v_{12max}=3,2$ см/с при $x=20$ км (окрестность вершины хребта), а наименьшие значения принимаются на границах хребта ($u_{12min}=5$ см/с, $v_{12min}=2,2$ см/с). При T_2 значения $u_{12}(x)$ меньше соответствующих значений $u_{12}(x)$ для T_1 на всем диапазоне изменений x, исключения составляют величины соответствующие x, принадлежащим малым окрестностям граничных точек. Однако значения составляющей v_{12} при $T=24$ ч значительно превосходят значения v_{12} при $T=12$ ч 25 мин над всей неровностью дна. Примечательно, что как $u_{12}(x)$, так и v_{12} (x) в случае полусуточного прилива монотонно возрастают от левой границы хребта до центральной его области и далее монотонно убывают до правой границы . Для суточного прилива как $u_{12}(x)$,так и $v_{12}(x)$ на малом интервале значений x $(-60000 \le \le x \le -50000)$ убывают и затем монотонно возрастают до правой границы хребта, где и принимают наибольшие значения ($u_{12max}= =6,8$ см/с, $v_{12max}=4,8$ см/с).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Baines P.G.* The generation of internal tides by flatbump topography//Deep-Sea Res.-1973.-20,N2.-P.179-206.
2. *Sandstrom H.* On topographic generation and coupling of internal waves// Geophys.Fluid.Dyn.-1976.-7.-P.271-297.
3. *Власенко В.И.,Черкесов Л.В.* Генерация внутреннего прилива над материковым склоном // Морской гидрофизический журнал .-1987.-N5.-С.3-8.
4. *Buchwald V.T.* Long waves on oceanic ridges// Proc.Roy.Soc.-1969.-A.-308.-P.343-354.
5. *Show R.P. and New W.* Long-wave trapping by oceanic ridges// J. Phys. Oceanogr.-1981. - 11, N10. - P.1334-1344.
6. *Морозов Е.Г.* Океанские внутренние волны.-М.:Наука,1985.-150с.
7. *Черкесов Л.В., Иванов В.А., Хартиев С.М.* Введение в гидродинамику и теорию волн.- С.-Пб.: Гидрометеоиздат, 1992. - 264 С.
8. Atlantic Ocean Atlas from the Internal Geophysical Year of 1957-1958 by F. C. Fuglister. Woods Hole. Massachusetts.1960.