

**ИЗУЧЕНИЕ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ,
ГЕНЕРИРУЕМОГО БАРОКЛИННЫМ
ПРИЛИВОМ В ОБЛАСТИ
ПРОТЯЖЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ
РЕЛЬЕФА ДНА**

С.В. Довгая, Ю.В Манилюк

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

В предположениях линейной теории длинных волн аналитико-численным методом исследуется набегание бароклинного прилива на протяженную неровность морского дна типа океанического хребта. Приливная волна набегает на протяженный хребет под произвольным углом. Определены амплитуды колебаний границы раздела двух слоев в районе неровности дна в зависимости от параметров рельефа хребта и периода прилива.

Изучение волновых движений в зонах протяженных неоднородностей рельефа дна представляет собой важную научную задачу [1]. В частности в работах [2,3] исследованы волновые движения, возникающие при набегании баротропного прилива под произвольным углом к оси протяженной неоднородности рельефа дна. Так как в океане имеет место преобладающий характер приливных внутренних волн над волнами всего частотного диапазона, то возникает интерес проанализировать трансформацию приливных внутренних волн при их движении под произвольным углом к протяженным океаническим хребтам. В данной работе в рамках линейной теории длинных волн предпринята попытка изучить трансформацию внутренних и генерацию поверхностных волн бароклинным приливом при его набегании на протяженный хребет.

1. 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 ($-l_1 \leq x \leq l_2$) – глуби-

на переменная ($H_2 = h_1 + h_3(x)$). Ось y направлена вдоль хребта, ось x – перпендикулярна к ней. В первой области под углом α ($\text{tg} \alpha = n/k_2$, рис.1) к оси x распространяется бароклинная волна вида:

$$\zeta = D \sin(k_2 x + n y - \sigma t), \quad (1)$$

где D – амплитуда этой волны на границе раздела, k_2 и n – волновые числа, соответствующие осям x и y , σ – частота.

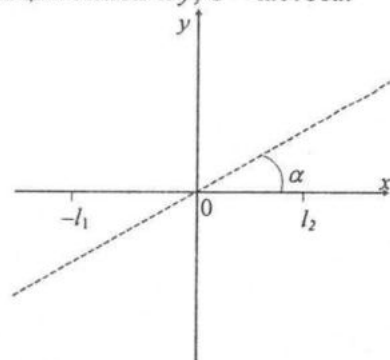


Рис. 1 - Схема направления распространения волны

Определим характеристики волновых возмущений над хребтом, вызываемых волной (1), в зависимости от параметров рельефа хребта и периода колебаний. Будем считать жидкость невязкой, а волновые возмущения малыми. Тогда в рамках линейной теории длинных волн система уравнений, описывающих движение жидкости в области $x < -l_1$, записывается:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 &= -g \frac{\partial \zeta_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 = -g \frac{\partial \zeta_1}{\partial y}, \\ h_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) &= \frac{\partial \zeta_2}{\partial t} - \frac{\partial \zeta_1}{\partial t}, \\ \frac{\partial u_2}{\partial t} - f v_2 &= -g \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} + \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \frac{\partial \zeta_2}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial v_2}{\partial t} + f u_2 &= -g \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} + \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \frac{\partial \zeta_2}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial (h_2 u_2)}{\partial x} + h_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} &= - \frac{\partial \zeta_2}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2)$$

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 Корио-

лиса. 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 :

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

Подставляя (3) в (2), получаем уравнения 4-го порядка с постоянными коэффициентами для определения ζ_1 в 1-й и 3-ей областях. Для определения ζ_1 во второй области имеем обыкновенное дифференциальное уравнение 4-го порядка с переменными коэффициентами.

Для определения восьми произвольных постоянных имеем восемь алгебраических уравнений, представляющих собою условия непрерывности возвышений и потоков жидкости на границах областей. Решая численно эту систему алгебраических уравнений, находим амплитуды волн и волновых скоростей.

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 баротропной волны в 1-й области (БТВ1), баротропной волны в 3-й области (БТВ3), бароклинной волны в 3-й области (БКВ3) существуют критические значения угла набегающего, которые определяют возможные типы волновых движений при $|\alpha| \leq \alpha_{кр}$ и $|\alpha| > \alpha_{кр}$. Для БТВ1 –

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

для БТВ3 –

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

для БКВ3 –

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

где

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

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

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

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 [4]:

$$H_1 = 3 \cdot 10^3 \text{ м}, \quad H_3 = 4 \cdot 10^3 \text{ м}, \quad h_1 = 8 \cdot 10^2 \text{ м}, \\ \epsilon = 1 \cdot 10^{-3}, \quad l_1 = l_2 = 6 \cdot 10^4 \text{ м}, \quad \varphi = 20^\circ,$$

где φ – широта в точке $x=0, y=0$.

При данных параметрах модели для БТВ1 $|\alpha_{кр}| = 0,8^\circ$, для БТВ3 $|\alpha_{кр}| = 0,69^\circ$ и для БКВ3 $|\alpha_{кр}| = 73,2^\circ$.

Таким образом, при $73,2^\circ \leq |\alpha| < 90^\circ$ все рассматриваемые волны будут захваченными (волна за хребтом распространяется вдоль оси y , а ее амплитуда в направлении оси x экспоненциально убывает), при $0,8^\circ \leq |\alpha| < 73,2^\circ$ БКВ3 преломляется, а все остальные волны – захватываются, при $0,69^\circ \leq |\alpha| < 0,8^\circ$ БКВ3 и БТВ1 – преломляются, а БТВ3 – захватывается и в интервале $|\alpha| < 0,69^\circ$ все волны будут преломленными.

Анализировались зависимости амплитуд волн в районе неровности дна при набегающей полусуточной и суточной бароклинных приливов с амплитудой 10 м под углом $\alpha_1 = 1^\circ$ ($\alpha_1 = 90^\circ - \alpha$) к оси протяженного хребта, геометрия которого изменялась.

На рисунке 2 приведены зависимости амплитуд отклонений границы раздела от невозмущенного состояния в районе неровности дна $\zeta'_{22} = \zeta'_{22}(x)$ ($\zeta'_{22} = |\zeta_{22}(x)|$) для различных значений глубины жидкости над гребнем хребта при $T = T_1 = 12$ ч 25 мин (здесь T – период набегающего прилива). На этом и на следующем рисунках кривая 1 соответствует глубине $H_0 = 1 \cdot 10^3$ м, кривая 2 – $H_0 = 2 \cdot 10^3$ м, кривая 3 – $H_0 = 2,8 \cdot 10^3$ м. Из рисунка 2 видно, что при набегающей бароклинной волне с амплитудой 10 м в области неровности дна трансформируемая волна имеет существенно меньшую амплитуду. Так, наибольшее значение $\zeta'_{22}(x)$ при $H_0 = 1 \cdot 10^3$ м в 7,3 раза меньше амплитуды набегающей волны. Интересно также отметить, что в этом случае в районе неровности дна существует область $-54000 \text{ м} \leq x \leq$

≤ -48000 м, где величина ζ'_{22} не превышает 0,1 м. С увеличением глубины бассейна над хребтом при $H_0=2 \cdot 10^3$ м в области $-18000 \text{ м} \leq x \leq 60000 \text{ м}$, при $H_0=2,8 \cdot 10^3$ м в области $-43000 \text{ м} \leq x \leq 60000 \text{ м}$ происходит уменьшение амплитуды трансформируемой внутренней волны. Однако в окрестности левой (относительно оси y) границы неровности дна существуют районы, где имеет место обратный эффект.

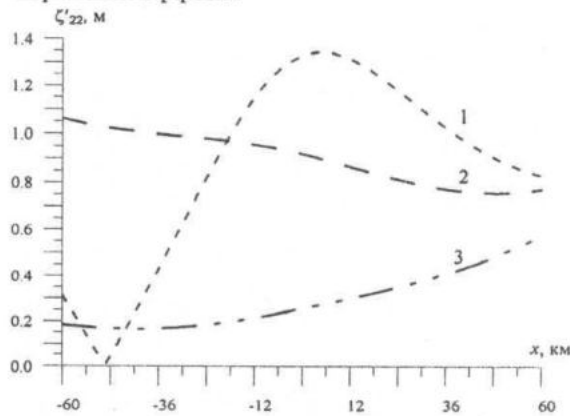


Рис. 2 - Амплитуда колебаний границы раздела двух слоев над неровностью дна при набегании полусуточного бароклининого прилива

На рисунке 3 представлены аналогичные зависимости $\zeta'_{22}(x)$ при таких же значениях параметров за исключением периода набегавшей волны. В данном случае рассматривался период $T=T_2=23$ ч 56 мин (для данной широты места инерционным является период $T_{ин}=24$ ч 56 мин). Из анализа поведения кривых, приведенных на рисунке 3, следует что для $H_0=1 \cdot 10^3$ м с увеличением периода набегавшей волны наибольшее значение $\zeta'_{22}(x)$ (1,4 м) будет достигаться не в центральной части хребта (как в случае $T_1=12$ ч 25 мин), а на левой его границе, наименьшее же значение (0,05 м) функция $\zeta'_{22}(x)$ принимает при $x=24000$ м. С увеличением глубины бассейна при $H_0=2 \cdot 10^3$ м происходит увеличение амплитуды трансформируемой внутренней волны, но, как и в случае полусуточного прилива, наибольшее значение $\zeta'_{22}=5,2$ м достигается на левой границе хребта. При $H_0=2,8 \cdot 10^3$ м $\zeta'_{22}(x)$ практически не изменяется во всем диапазоне изменения x ($\zeta'_{22}=0,6$ м).

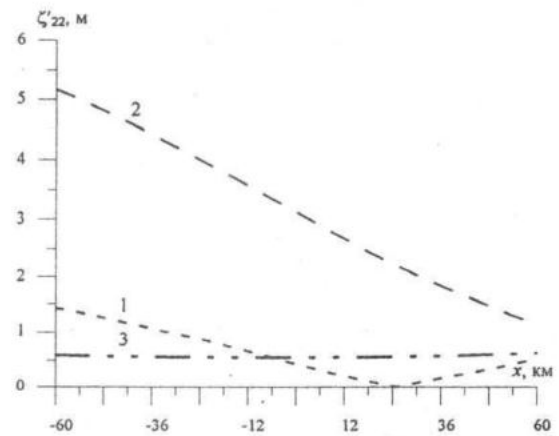


Рис. 3 - Амплитуда колебаний границы раздела двух слоев над неровностью дна при набегании суточного бароклининого прилива

Сформулируем кратко основные выводы:

- при набегании полусуточного бароклининого прилива высотой 20 м максимальное значение амплитуды колебаний поверхности раздела над хребтом ($\zeta'_{22 \max}$) достигается при $H_0=1 \cdot 10^3$ м в районе середины хребта и составляет 1,4 м;
- в случае набегания суточного бароклининого прилива $\zeta'_{22 \max}$ достигается при $H_0=2 \cdot 10^3$ м на левой границе хребта и составляет 5,1 м.

Для более полного ответа на вопрос о генерации волн бароклининым приливом необходимо в дальнейшем рассмотреть модель с непрерывным изменением плотности с глубиной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волны в пограничных областях океана/ Под ред. В.В.Ефимова. - Л: Гидрометеоиздат, 1984. - 280 с.
2. Show R.P., New W. Long-wave trapping by ocean ridges// J.Phys.Oceanogr.-1981.-11, №10.-P.1334-1344.
3. Бабий М.В., Черкесов Л.В. Генерация внутренних волн баротропной волной в области океанического хребта// Докл.АН УССР.Сер.А. -1982.-4, 19.-С.49-52.
4. Fuglister F.G. Atlantic Ocean Atlas from the Internal Geophysical Year of 1957-1958.- Woods Hole, Massachusetts, Woods Hole Oceanographic Institution:1960. - 210 p.