

Влияние течений на слабонелинейные топографические волны

В приближении Буссинеска рассматриваются захваченные топографические волны на неоднородном течении, направленном вдоль изобат. Изучается его влияние на дисперсионные свойства захваченных топографических волн в Норвежском море. Определяются средние течения и неосциллирующие на временном масштабе волны поправки к плотности, индуцированные волной за счет нелинейности. Показано, что влияние течения существенно в коротковолновой области. Его учет приводит к уменьшению длины волны при неизменном периоде, а среднее течение, индуцированное за счет нелинейности, заметно изменяется, особенно в придонном слое.

Введение. Исследование динамических процессов в придонном слое моря или океана важно с точки зрения понимания физических механизмов взаимодействия волновых движений и турбулентности. В придонном слое осуществляется транспорт наносов, что особенно проявляется в прибрежной зоне моря [1, 2]. Вблизи берега преобладает влияние поверхностных волн до глубин, составляющих половину длины волны [3]. На больших глубинах активное воздействие на дно оказывают внутренние и захваченные топографические волны. Придонные волны, энергия которых сконцентрирована у дна, являются мощным динамическим фактором, способствующим взвешиванию и переносу донного осадочного материала [4]. Через вертикальные и горизонтальные сдвиги скорости придонные волны подпитывают энергией турбулентность в придонном слое и вносят тем самым важный вклад в вертикальный и горизонтальный турбулентный обмен, который и определяет перенос примеси и растворенных веществ.

Баротропные топографические волны достаточно хорошо изучены [1, 5, 6]. При исследовании бароклинических топографических волн возникают известные трудности, связанные с разделением горизонтальной и вертикальной структуры движений вследствие наклона дна. При малом наклоне дна возможно разделение на моды колебаний при его учете в граничном условии [7, 8].

Энергия бароклинических топографических волн в коротковолновом пределе в стратифицированном море сконцентрирована у дна, т. е. волна захватывается дном [7, 9]. Придонные волны при произвольном угле наклона дна и постоянной частоте Брента – Вайсяля исследовались в квазигеострофическом приближении в работах [1, 9, 10]. Нормальная к дну компонента скорости в захваченных волнах равна нулю, а амплитуда с удалением от дна убывает по экспоненциальному закону, фаза распространяется, оставляя более мелкую воду справа в Северном полушарии. При произвольном угле наклона частоты захваченных волн могут быть достаточно велики: $N \sin \gamma$ (γ – угол наклона дна, N – частота Брента – Вайсяля) [6].

Физической причиной существования захваченных придонных волн является взаимодействие гравитации и сил плавучести, с одной стороны, неоднородности рельефа дна и вращения Земли – с другой. Топографические волны играют важную роль в общем энергетическом балансе движений вод на шельфе, так как шельф и континентальный склон образуют для них естественный волновод. Наблюдение захваченных топографических волн затруднено сложностью проведения измерений в придонном слое, однако имеются едва ли не единичные случаи регистрации этих волн, в частности на шельфе Перуанского побережья [11].

Нелинейные эффекты при распространении пакетов как внутренних, так и поверхностных волн проявляются в генерации средних на масштабе волны течений [12 – 14]. Физически генерация средних полей обусловлена действием неоднородных волновых напряжений вследствие зависимости огибающей от пространственно-временных координат.

В работах [13, 14] расчет индуцированных пакетом средних течений делался в пренебрежении вращением Земли, когда временной масштаб огибающей существенно меньше инерционного периода. Если же временной масштаб огибающей сравним или существенно превышает инерционный период, учет вращения Земли для структуры индуцированных течений имеет принципиальное значение [15]. При этом даже в предельном случае слабонелинейной плоской волны корреляция $\frac{\partial \overline{vw}}{\partial z}$ отлична от нуля [15] (w, v – вер-

тикальная и поперечная к направлению распространения волны компоненты волновой скорости). В предлагаемой работе определяются средние течения и неосциллирующая поправка к плотности, индуцированные захваченной топографической волной за счет нелинейности при наличии среднего вертикально-неоднородного течения, направленного вдоль изобат.

В настоящей работе изучаются нелинейные эффекты при распространении захваченных топографических волн; на основе натурного эксперимента в Норвежском море выделяются характерные временные масштабы захваченных топографических волн; рассчитываются пространственные масштабы и распределение амплитуды колебаний в зависимости от глубины; исследуются дисперсионные свойства захваченных топографических волн при наличии среднего течения и без него; рассчитываются средние течения, индуцированные этими волнами за счет нелинейности.

Постановка задачи. Рассматриваются свободные захваченные наклонным дном топографические волны над плоским склоном при наличии среднего течения, направленного вдоль изобат. Система нелинейных уравнений гидродинамики решается асимптотическим методом многомасштабных разложений. В первом порядке малости по крутизне волны находятся решения линейного приближения и дисперсионное соотношение, во втором порядке малости – среднее течение, индуцированное волной за счет нелинейности.

Исходная система уравнений движения для волновых возмущений в приближении Буссинеска с учетом вращения Земли имеет вид:

$$\frac{Du}{Dt} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + w \frac{\partial U_0}{\partial z} - fv = -\frac{\partial P}{\rho_0 \partial x}, \quad (1a)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{\partial P}{\rho_0 \partial y}, \quad (1б)$$

$$\frac{Dw}{Dt} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\rho_0 \partial z} - \frac{g\rho}{\rho_0}, \quad (1в)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1г)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0, \quad (1д)$$

где u, v, w – компоненты волновых возмущений скорости; ρ, P – волновые возмущения плотности и давления; $\rho_0(z)$ – средняя невозмущенная плотность; $U_0(z)$ – среднее течение, направленное вдоль изобат; g – ускорение свободного падения. Ось x направлена вдоль изобат, ось y – в сторону уменьшения глубины, ось z – вверх. Оператор $\frac{D}{Dt}$ раскрывается по формуле

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x}.$$

Из геострофического соотношения следует, что характерный горизонтальный масштаб изменения ρ_0 составляет $L_\rho = \rho_0 / \frac{\partial \rho_0}{\partial y} = g / (f \frac{\partial U_0}{\partial z})$. На рис. 1 представлен график вертикального градиента скорости среднего течения на полигоне измерений в Норвежском море. Величина $\frac{\partial U_0}{\partial z}$ по модулю не превосходит $4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, а L_ρ – не менее $1,7 \cdot 10^8 \text{ м}$, т. е. много больше длины волны. Поэтому зависимостью средней плотности от горизонтальной координаты можно пренебречь.

Систему уравнений (1) необходимо дополнить граничными условиями «твердой крышки» на наклонном дне и поверхности моря:

$$\text{при } z = 0 \quad (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_{z=0} = 0, \quad (2а)$$

$$\text{при } z = H \quad w|_{z=H} = 0. \quad (2б)$$

Систему уравнений (1) будем решать методом многомасштабных разложений, раскладывая u, v, w, P, ρ в асимптотические ряды [16]:

$$u = \varepsilon u_1(z, \xi, \tau, \theta) + \varepsilon^2 u_2(z, \xi, \tau, \theta) + \dots, \quad (3а)$$

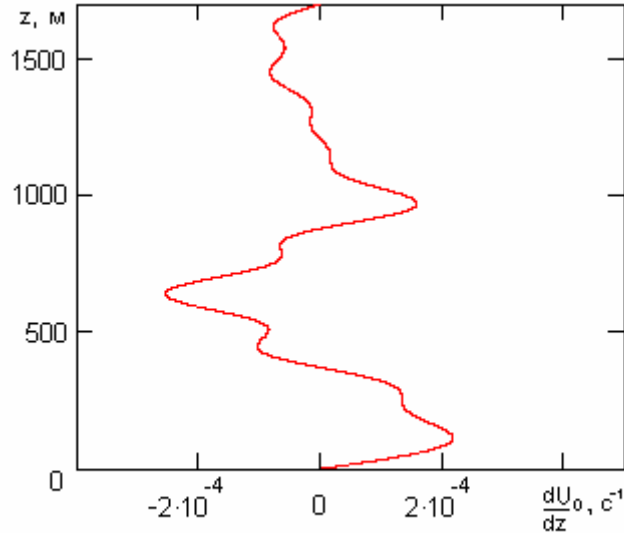
$$v = \varepsilon v_1(z, \xi, \tau, \theta) + \varepsilon^2 v_2(z, \xi, \tau, \theta) + \dots, \quad (3б)$$

$$w = \varepsilon w_1(z, \xi, \tau, \theta) + \varepsilon^2 w_2(z, \xi, \tau, \theta) + \dots, \quad (3в)$$

$$P = \varepsilon P_1(z, \xi, \tau, \theta) + \varepsilon^2 P_2(z, \xi, \tau, \theta) + \dots, \quad (3\Gamma)$$

$$\rho = \varepsilon \rho_1(z, \xi, \tau, \theta) + \varepsilon^2 \rho_2(z, \xi, \tau, \theta) + \dots, \quad (3\Delta)$$

где ε – малый параметр – крутизна волны; ξ и τ – медленные переменные, $\xi = \varepsilon^2 x$, $\tau = \varepsilon^2 t$; θ – фаза волны; $\frac{\partial \theta}{\partial x} = k$, $\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\omega$ (k – волновое число, ω – частота).



Р и с. 1. Зависимость вертикального градиента скорости среднего течения от глубины

Решения линейного приближения в первом порядке малости по крутизне волны ищем в виде

$$\begin{aligned} w_1 &= w_{10}(z)A(\xi, \tau)e^{i\theta} + \hat{e}.c., & u_1 &= u_{10}(z)A(\xi, \tau)e^{i\theta} + \hat{e}.c., \\ v_1 &= v_{10}(z)A(\xi, \tau)e^{i\theta} + \hat{e}.c., \\ P_1 &= P_{10}(z)A(\xi, \tau)e^{i\theta} + \hat{e}.c., & \rho_1 &= \rho_{10}(z)A(\xi, \tau)e^{i\theta} + \hat{e}.c., \\ \zeta_1 &= \zeta_{10}(z)A(\xi, \tau)e^{i\theta} + \hat{e}.ñ., \end{aligned} \quad (4)$$

где ζ_1 – вертикальное смещение изолиний плотности; к.с. – комплексно-сопряженные слагаемые. Подставляя (4) в систему (1), получим связь амплитудных функций $u_{10}, v_{10}, P_{10}, \rho_{10}, w_{10}$ и уравнение для $w_{10}(z)$:

$$u_{10} = \frac{i}{k} \frac{\partial w_{10}}{\partial z}, \quad v_{10} = \frac{f}{k\Omega} \frac{\partial w_{10}}{\partial z}, \quad \Omega = \omega - kU_0, \quad (5a)$$

$$\rho_{10} = -\frac{iw_{10}}{\Omega} \frac{d\rho_0}{dz}, \quad \zeta_{10} = \frac{iw_{10}}{\Omega}, \quad \frac{P_{10}}{\rho_0} = \frac{i(\Omega^2 - f^2)}{k^2\Omega} \frac{dw_{10}}{dz}, \quad (5b)$$

$$\frac{d^2 w_{10}}{dz^2} - \frac{f^2 k}{\Omega(\Omega^2 - f^2)} \frac{dU_0}{dz} \frac{dw_{10}}{dz} + w_{10} \frac{\Omega}{\Omega^2 - f^2} \left(k^2 \frac{N^2 - \Omega^2}{\Omega} + k \frac{d^2 U_0(z)}{dz^2} \right) = 0. \quad (5в)$$

Уравнение (5в) перепишем в виде

$$\frac{d^2 w_{10}}{dz^2} + a(z) \frac{dw_{10}}{dz} + b(z) w_{10} = 0, \quad (6)$$

где

$$a(z) = -\frac{f^2 k}{\Omega(\Omega^2 - f^2)} \frac{dU_0}{dz}, \quad (7)$$

$$b(z) = \frac{k^2(N^2 - \Omega^2)}{\Omega^2 - f^2} + \frac{\Omega k}{\Omega^2 - f^2} \frac{d^2 U_0}{dz^2}.$$

Уравнение (6) дополним граничными условиями, следующими из (2а), (2б):

при $z = H$

$$w_{10}(H) = 0, \quad (8a)$$

при $z = 0$

$$\frac{f}{\Omega k} \operatorname{tg} \gamma \frac{dw_{10}}{dz} = w_{10}. \quad (8б)$$

Пусть $w_{10}(z) = y_0(z)$, $\frac{dw_{10}}{dz} = y_1(z)$, тогда уравнение (6) запишем в виде

системы

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} y_0 \\ y_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -b & -a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y_1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

которая решается численно по неявной схеме Адамса третьего порядка точности:

$$\frac{Y_{n+1} - Y_n}{h} = \frac{h}{2} A(z_{n+1}) Y_{n+1} + \frac{h}{2} A(z_n) Y_n, \quad (10)$$

отсюда

$$Y_{n+1} = \left(I - \frac{h}{2} A(z_{n+1}) \right)^{-1} \left(I + \frac{h}{2} A(z_n) \right) Y_n.$$

Здесь A – матрица системы (9); $Y_n = \begin{pmatrix} y_0(z_n) \\ y_1(z_n) \end{pmatrix}$; $h = z_{n+1} - z_n$ – шаг интегрирования. Волновое число k находим методом пристрелки, следуя необходимости выполнения граничного условия (8а).

Для определения средних течений, индуцированных волной за счет нелинейности, осредним исходные уравнения гидродинамики (1) по периоду волны:

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} + \frac{\partial \bar{u}u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}u}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}u}{\partial z} + w \frac{dU_0}{dz} - f\bar{v} = -\frac{\partial \bar{P}}{\rho_0 \partial x}, \quad (11a)$$

$$\frac{D\bar{v}}{Dt} + \frac{\partial \bar{u}v}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}v}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}v}{\partial z} + f\bar{u} = -\frac{\partial \bar{P}}{\rho_0 \partial y}, \quad (11б)$$

$$\frac{D\bar{w}}{Dt} + \frac{\partial \bar{u}w}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}w}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}w}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{P}}{\rho_0 \partial z} - g \frac{\bar{\rho}}{\rho_0}, \quad (11в)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0, \quad (11г)$$

$$\frac{D\bar{\rho}}{Dt} + \frac{\partial \bar{u}\rho}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\rho}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\rho}{\partial z} + \bar{w} \frac{d\rho_0}{dz} = 0. \quad (11д)$$

Определим волновые напряжения с точностью до членов, квадратичных по крутизне волны:

$$\bar{uv} = 0, \quad \bar{vw} = \frac{f}{k\Omega} \frac{d}{dz} (w_{10}^2) \mathcal{E}^2 |A^2|, \quad \bar{uw} = 0, \quad (12a)$$

$$\bar{\zeta w} = 0, \quad \bar{\zeta v} = 0, \quad \bar{\zeta u} = \frac{1}{k\Omega} \frac{d}{dz} (w_{10}^2) \mathcal{E}^2 |A^2|. \quad (12б)$$

В приближении геометрической оптики эволюция амплитуды волны описывается законом сохранения адиабатического инварианта I [17]:

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c_g \frac{\partial I}{\partial x} = 0, \quad I = \int_0^H \frac{N^2 |A^2| w_{10}^2}{\Omega^3} dz, \quad (13)$$

здесь c_g – групповая скорость. Отсюда следует, что $\frac{\partial |A^2|}{\partial t} = -c_g \frac{\partial |A^2|}{\partial x}$. Если амплитуда волнового пакета зависит от x и t в комбинации $x - c_g t$, то индуцированные волной $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{\rho}$ будут также функциями $x - c_g t$ и z . Отсюда

$$\frac{D\bar{\rho}}{Dt} = (U_0 - c_g) \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} = -\bar{w} \frac{d\rho_0}{dz} - \frac{\partial \bar{u}\rho}{\partial x} - \frac{\partial \bar{w}\rho}{\partial z} =$$

$$= -\bar{w} \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\rho_0}{dz} \overline{u\zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{d\rho_0}{dz} \overline{w\zeta} \right). \quad (14)$$

Второе слагаемое в правой части (14) пропорционально $\frac{\partial |A^2|}{\partial x}$, т. е. имеет порядок ε^4 , тогда найдем $\overline{w\zeta}$ с точностью до ε^4 :

$$\overline{w\zeta} = \frac{D\zeta}{Dt} \zeta = \frac{\varepsilon^2 w_{10}^2}{\Omega^2} \frac{D|A^2|}{Dt} = \frac{\varepsilon^2 w_{10}^2}{\Omega^2} (U_0 - c_g) \frac{\partial |A^2|}{\partial x}. \quad (15)$$

Подставив $\overline{u\zeta}$ из (12б) и $\overline{w\zeta}$ в (14), получим

$$(U_0 - c_g) \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} = -\bar{w} \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{d\rho_0}{dz} \frac{\varepsilon^2}{k\Omega} \frac{d}{dz} \left(w_{10}^2 \right) \frac{\partial |A^2|}{\partial x} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{w_{10}^2}{\Omega^2} (U_0 - c_g) \right) \frac{\partial |A^2|}{\partial x}. \quad (16)$$

В предельном случае слабонелинейной плоской волны, когда масштаб огибающей волнового пакета существенно больше инерционного периода, из (11б) найдем \bar{u} :

$$\bar{u} = -\frac{1}{f} \frac{\partial \overline{vw}}{\partial z} = -\frac{\varepsilon^2 |A^2|}{k} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\Omega} \frac{dw_{10}^2}{dz} \right). \quad (17)$$

Горизонтальная компонента \bar{u} скорости индуцированного волной течения, как и при отсутствии среднего течения, пропорциональна квадрату амплитуды волны [18]. Из уравнения неразрывности (11г) найдем \bar{w} :

$$\bar{w}(z, \xi, \tau) = -\int_H^z \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} dz = \frac{\varepsilon^2}{k\Omega} \frac{dw_{10}^2}{dz} \frac{\partial |A^2|}{\partial x}. \quad (18)$$

Из (16) следует, что $\bar{\rho}$ пропорциональна квадрату амплитуды волны (как и при отсутствии среднего течения [18]) и определяется по формуле

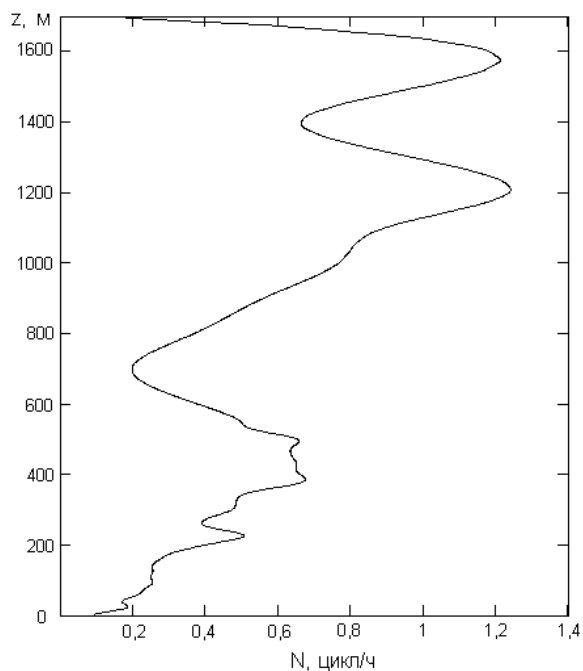
$$\bar{\rho} = \frac{\varepsilon^2 |A^2|}{U_0 - c_g} \frac{d}{dz} \left(\frac{w_{10}^2}{\Omega^2} (U_0 - c_g) \frac{d\rho_0}{dz} \right). \quad (19)$$

В предельном случае слабонелинейной плоской волны из (11а) следует, что $\bar{v} \approx 0$, как и $\bar{w} \approx 0$ из (18).

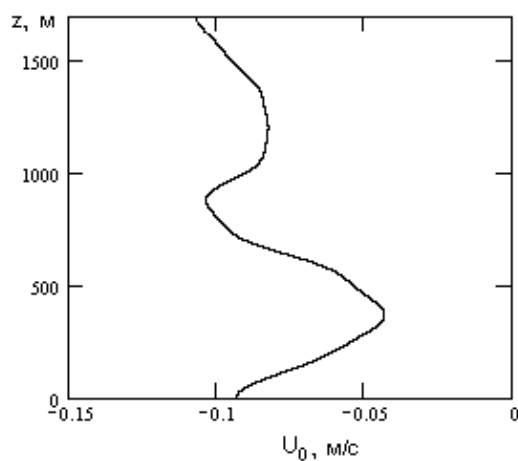
Анализ результатов. Выполним расчеты захваченных топографических волн на основе реальных значений наклона дна, стратификации на полигоне измерений, данных по температуре, солености, условной плотности, полученных в ходе эксперимента в Норвежском море. Измерения проводились двумя приборами АЦИТТ (автономные цифровые измерители течений и температуры), которые входили в состав каждой ДАС (донная автономная станция). Эти приборы устанавливались на металлической крестовине на расстоянии 2,2 м друг от друга, станция поддерживалась в вертикальном положении глубоководным бумом. Расстояние от центра блока датчиков прибора

до дна составляло на ДАС-1 2,5 м, на ДАС-2 3 м. Станции удерживались на дне якорями, снабженными акустическими размыкателями.

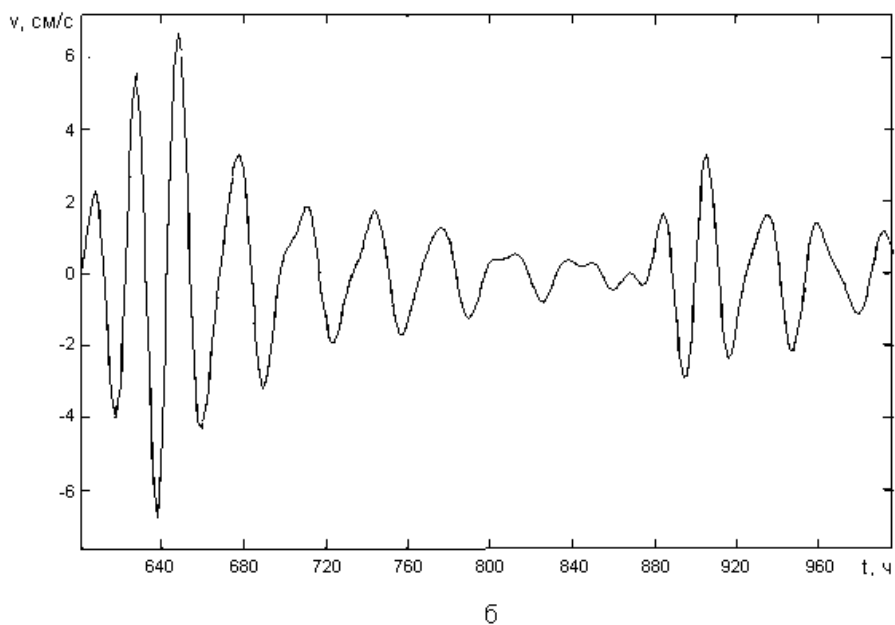
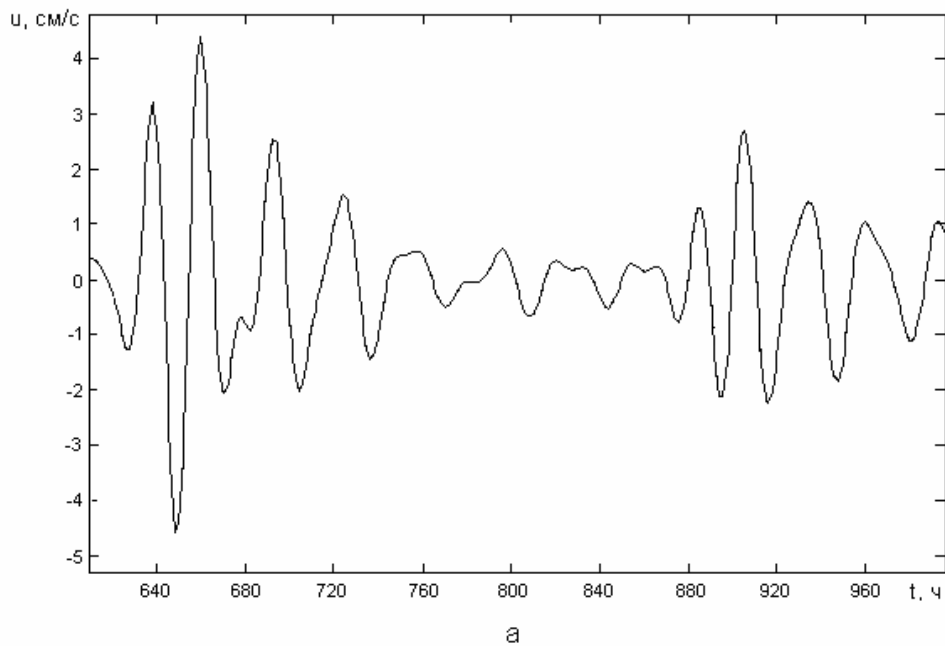
Наклон дна на полигоне измерений составлял 3° , глубина 1700 м, направление изобат составляло 60° с зональным направлением. На рис. 2 показан вертикальный профиль частоты Брента – Вьясяля; на рис. 3 – профиль средней скорости течения, направленного вдоль изобат. В результате обработки данных измерителей скорости течения были выявлены характерные периоды энергонесущих колебаний в придонном слое [18]. В частности, выделены мощные волновые пакеты 28-часовых колебаний (рис. 4).



Р и с. 2. Вертикальный профиль средней частоты Брента – Вьясяля



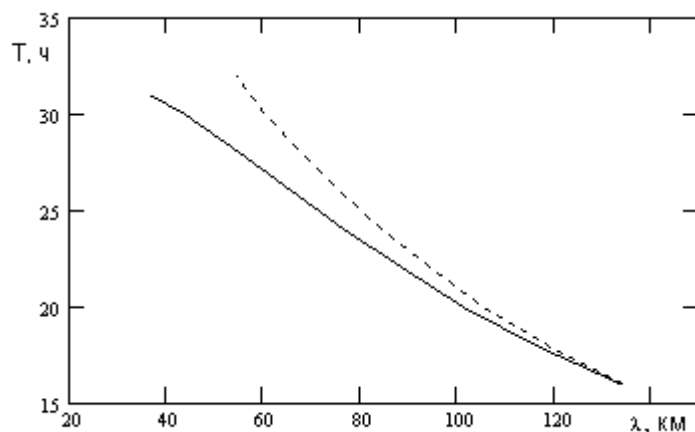
Р и с. 3. Профиль скорости среднего течения, направленного вдоль изобат
ISSN 0233-7584. Мор. гидрофиз. журн., 2010, № 4



Р и с. 4. Отфильтрованные реализации 28-часовых колебаний: *a* – зональная, *б* – меридиональная компоненты скорости течения

Дисперсионная кривая захваченных топографических волн показана на рис. 5 сплошной линией. Для исследования влияния среднего течения краевая задача (6), (8) решалась также при отсутствии течения. Дисперсионная кривая при $U_0 = 0$ показана на рис. 5 штриховой линией. При учете течения длина

волны фиксированного периода уменьшается. Влияние течения существенно в коротковолновой области.



Р и с. 5. Дисперсионные кривые захваченных топографических волн при наличии (сплошная) и отсутствии (штриховая) течения

В результате решения краевой задачи (6), (8) определялось распределение амплитуды вертикальной скорости, амплитуды двух других компонент скорости течения определялись по формулам (5а).

Характерные амплитуды зональной и меридиональной компонент скорости течения 28-часовых колебаний составили соответственно 4 и 5 см/с [18]. Это позволяет найти нормирующий множитель εA , используя связь амплитуды u вдоль изобат с модулем амплитуды горизонтальной скорости течения U_h :

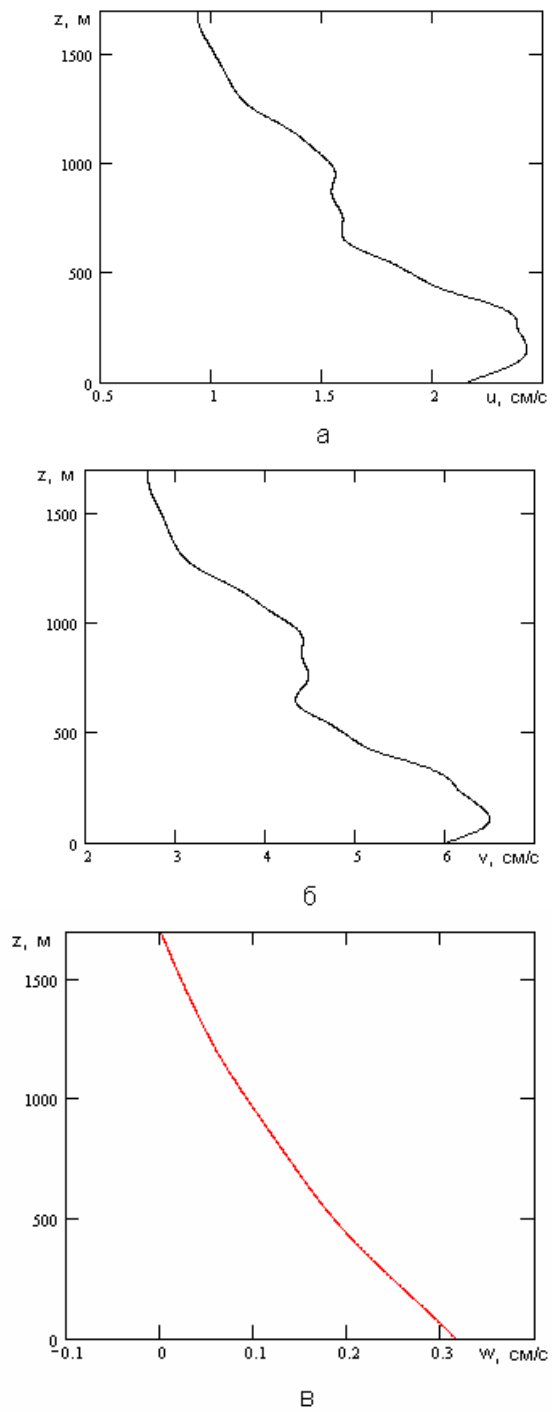
$$u_{10}(2) = \frac{U_h}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{\Omega(2)}\right)^2}}.$$

Отсюда находим $|\varepsilon A|$:

$$|\varepsilon A|^2 = \frac{U_h^2}{4|u_{10}(2)|^2 \left(1 + \left(\frac{f}{\Omega(2)}\right)^2\right)}, \quad (20)$$

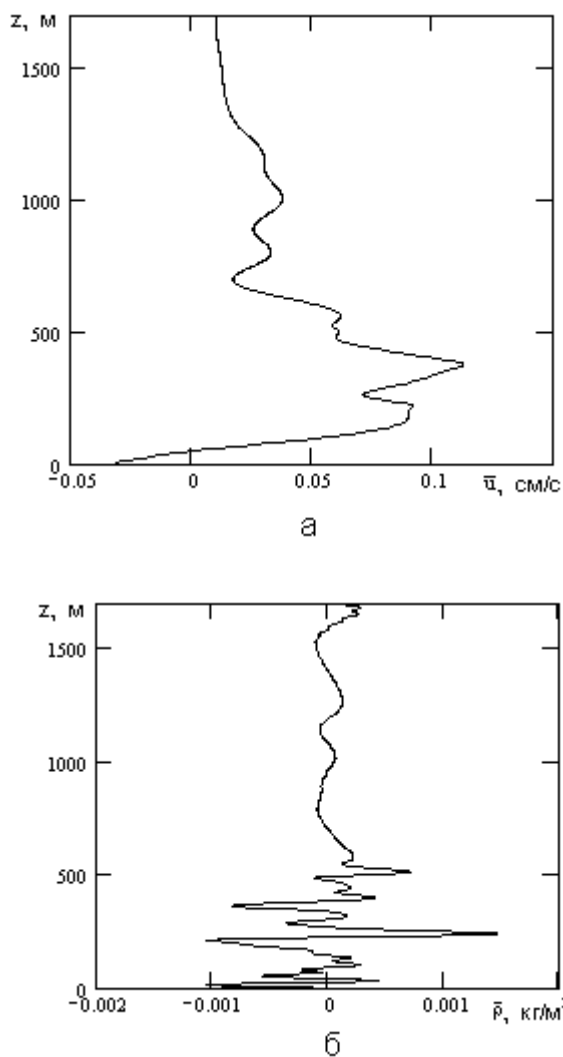
где u_{10} связана с решением краевой задачи (6), (8) формулой (5б).

У 28-часовой волны $k = -0,000114$ рад/м, захваченная топографическая волна распространяется, оставляя более мелкую воду справа в Северном полушарии. График нормированных амплитуд трех компонент скорости для 28-часовых захваченных топографических волн показан на рис. 6.



Р и с. 6. Вертикальное распределение амплитуд u , v , w компонент скорости 28-часовой волны: a – вдоль изобат; $б$ – поперек изобат; $в$ – по вертикали

Среднее течение, индуцированное волной за счет нелинейности, и неосциллирующую поправку к средней плотности определим по формулам (17), (19), используя w_{10} – решение краевой задачи (6), (8). Вертикальное распределение скорости индуцированного среднего течения и неосциллирующей поправки к средней плотности приведено на рис. 7.

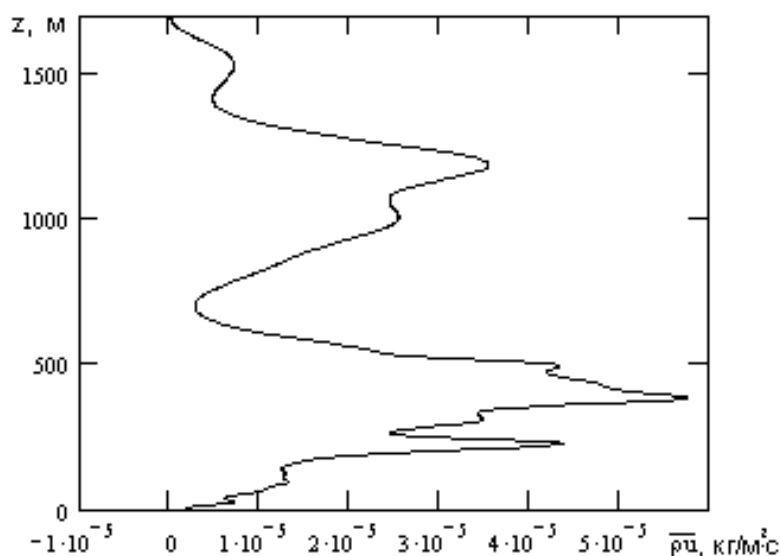


Р и с. 7. Вертикальное распределение скорости индуцированного среднего течения (а) и неосциллирующей поправки к плотности (б)

Волновой горизонтальный поток массы определяется по формуле

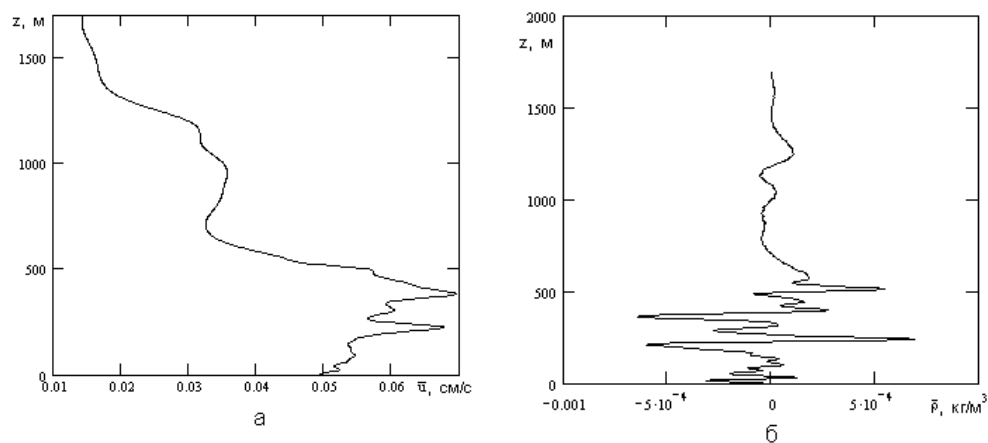
$$\overline{\rho u} = \frac{\rho_0 N^2}{gk\Omega} \frac{dw_{10}^2}{dz} \left| \varepsilon^2 A^2 \right|.$$

Вертикальное распределение этого потока иллюстрирует рис. 8. Сравнение волновых потоков $\overline{\rho u}$ и $\rho_0 \overline{u}_{инд}$ показывает, что второй поток на 4 порядка превышает первый, т. е. индуцированное за счет нелинейности среднее течение вносит определяющий вклад в волновой массоперенос.



Р и с. 8. Зависимость волнового горизонтального потока массы $\overline{\rho u}$ от глубины

Делался расчет скорости индуцированного за счет нелинейности среднего течения и неосциллирующей поправки к плотности при отсутствии течения, т. е. при $U_0 = 0$ (рис. 9). Сравнение рис. 7 и 9 показывает, что учет среднего течения приводит к заметному изменению профиля индуцированного за счет нелинейности течения, особенно в придонном слое.



Р и с. 9. Вертикальное распределение скорости индуцированного среднего течения (а) и неосциллирующей поправки к плотности (б) при $U_0 = 0$

В заключение сформулируем следующие выводы.

1. В работе исследовались захваченные топографические волны над наклонным дном при реальной стратификации и среднем течении, направленном вдоль изобат. Показано, что учет течения приводит к уменьшению длины волны при фиксированном периоде. Влияние течения существенно в коротковолновой области.

2. Определены средние течения, индуцированные волной за счет нелинейности, и неосциллирующая поправка к средней плотности. Показано, что определяющий вклад в волновой массоперенос вносит это индуцированное течение, т. к. волновой поток $\rho_0 \bar{u}_{\text{инд}}$ существенно превышает поток $\bar{\rho} u$. Учет среднего течения изменяет профиль течения, индуцированного волной за счет нелинейности, особенно в придонном слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блатов А.С., Иванов В.А. Гидрология и гидродинамика шельфовой зоны Черного моря. – Киев: Наук. думка, 1992. – 237 с.
2. Михинов А.Е. Транспорт донных наносов в волновом потоке // Моделирование гидрофизических процессов в замкнутых водоемах и морях. – М.: Наука, 1989. – С. 139 – 149.
3. Ястребов В.С., Парамонов А.Н., Онищенко Э.Л. и др. Исследование придонного слоя буксируемые аппаратами. – М.: ИО АН СССР, 1989. – 128 с.
4. Слепышев А.А. Транспортные свойства придонных топографических волн на шельфе и континентальном склоне // Изв. РАН. ФАО. – 2002. – 38, № 6. – С. 841 – 847.
5. Иванов В.А., Янковский А.Е. Длинноволновые движения в Черном море. – Киев: Наук. думка, 1992. – 111 с.
6. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане. Ч. 1. – М.: Мир, 1981. – 478 с.
7. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 2. – М.: Мир, 1984. – 811 с.
8. Коротаев Г.К. Теоретическое моделирование синоптической изменчивости океана. – Киев: Наук. думка, 1988. – 159 с.
9. Rhines P. Edge-, bottom-, and Rossby waves in a rotating stratified fluid // Geophys. Fluid Dyn. – 1970. – 1. – P. 273 – 302.
10. Ou H.-W. On the propagation of free topographic Rossby waves near continental margins. Part 1. Analytical model for a wedge // J. Phys. Oceanogr. – 1980. – 10, № 7. – P. 1051 – 1060.
11. Brink K.H. A comparison of long coastal trapped waves theory with observation off Peru // Ibid. – 1982. – 12, № 8. – P. 897 – 913.
12. Дворянинов Г.С. Эффекты волн в пограничных слоях атмосферы и океана. – Киев: Наук. думка, 1982. – 176 с.
13. Grimshaw R. The modulation of an internal gravity wave packet and the resonance with the mean motion // Stud. Appl. Math. – 1977. – 56. – P. 241 – 266.
14. Борисенко Ю.Д., Воронович А.Г., Леонов А.И., Миропольский Ю.З. К теории нестационарных слабонелинейных внутренних волн в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. ФАО. – 1976. – 12, № 3. – С. 293 – 301.
15. Слепышев А.А., Шамов В.С. Средние течения, индуцированные низкочастотными внутренними волнами // Там же. – 1989. – 25, № 10. – С. 1082 – 1088.
16. Слепышев А.А., Шамов В.С. К нестационарной теории слабонелинейных инерционно-гравитационных внутренних волн // Изв. РАН. ФАО. – 1992. – 28, № 6. – С. 640 – 647.

17. *Воронович А.Г.* Распространение поверхностных и внутренних гравитационных волн в приближении геометрической оптики // Изв. АН СССР. ФАО. – 1976. – 12, № 8. – С. 850 – 857.
18. *Слепышев А.А., Подрыга В.О.* Нелинейные эффекты при распространении захваченных топографических волн // Изв. РАН. ФАО. – 2008. – 44, № 3. – С. 371 – 385.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 02.04.09
После доработки 15.04.09

АНОТАЦІЯ У наближенні Буссинєська розглядаються захоплені топографічні хвилі на неоднорідній течії, направленій вздовж ізобат. Вивчається їх вплив на дисперсійні властивості захоплених топографічних хвиль в Норвезькому морі. Визначаються середні течії і неосцилюючі на часовому масштабі хвилі поправки до густини, індуковані хвилею за рахунок нелінійності. Показано, що вплив течії є істотним в короткохвильовій області. Його врахування призводить до зменшення довжини хвилі при незмінному періоді, а середня течія, індукована за рахунок нелінійності, помітно змінюється, особливо в придонному шарі.

ABSTRACT Trapped topographic waves on a non-uniform current directed along the isobaths are considered in the Boussinesque approximation. The current influence on dispersive features of the trapped topographic waves in the Norwegian Sea is studied. Defined are the average currents and the corrections (non-oscillating on the wave time scale) to density disturbances induced by a wave due to non-linearity. It is shown that the current influence is essential in the short-wave area. Taking into account of the current effect leads to reduction of the wave length at the invariable period, whereas the average current induced by non-linearity changes significantly, especially in the benthic layer.