

11. Братусь М. Д., Даниш В. В., Сворень Й. М. Вуглеводневі сполуки гідротермальних утворень Карпат // Там само. – 1981. – № 7. – С. 3–6.
12. Дудок И. В. Минералого-геохимические особенности жильных образований флишевых отложений Украинских Карпат (в связи с нефтегазоносностью): Автореф. дис. ... канд. геол.-мин. наук / АН УССР. Ин-т геологии и геохимии горюч. ископаемых – Львов, 1991. – 19 с.
13. Чекалюк Э. Б., Филяс Ю. И. Водо-нефтяные растворы. – Киев: Наук. думка, 1977. – 128 с.
14. Ладыженский Н. Р. К вопросу о времени формирования нефтяных месторождений Карпат // Геол. сб. Львов. геол. о-ва. – 1961. – 7./8. – С. 79–88.
15. Сворень Й. М., Наушко І. М. Нова теорія синтезу і генезису природних вуглеводнів: абіогенно-біогенний дуалізм // Доп. НАН України. – 2006. – № 2. – С. 111–116.

Інститут геології і геохімії горючих копалин
НАН України, Львів

Надійшло до редакції 12.03.2007

УДК 551.466.8

© 2007

А. А. Слепышев, А. В. Носова

Транспорт наносов внутренними волнами

(Представлено членом-корреспондентом НАН Украины Л. В. Черкесовым)

In the Boussinesq approximation, the mean flows induced by a wave through nonlinearities in the presence of eddy viscosity are determined for internal waves. The boundary layer solutions, decrement of fading of a wave, and tangential stress at the bottom are determined. The bottom concentration of wave-suspended sediments is obtained when the bottom stress exceeds a critical value. The vertical distribution of the concentration of sediments is determined in the diffusion approximation.

Транспорт наносов обычно связывают с поверхностными волнами, однако их влияние распространяется до глубин, которые составляют половину длины волны [1], т. е. 20–30 м в Черном море. На больших глубинах отмечается сильное проявление внутренних волн. Определению среднего течения, индуцируемого пакетом внутренних волн за счет нелинейности без учета турбулентной вязкости и диффузии посвящена статья [2]. Вертикальные потоки тепла, соли, импульса с учетом турбулентной вязкости находим в работе [3]. В настоящем сообщении описано определение горизонтальных средних течений, индуцированных волной за счет нелинейности с учетом турбулентной вязкости и диффузии; в диффузионном приближении — нахождение вертикального распределения концентрации наносов, взвешенных волной при превышении тангенциальными напряжениями критических значений, соответствующих началу движения наносов.

Постановка задачи. Рассматриваются свободные внутренние волны в приближении Буссинеска при реальной стратификации и постоянных коэффициентах турбулентного обмена. Исходная нелинейная система уравнений гидродинамики для волновых возмущений с учетом турбулентной вязкости и диффузии решается асимптотическим методом многомасштабных разложений [1]. В первом порядке малости по крутизне волны находим решение линейного приближения и дисперсионное соотношение. Во втором порядке малости по

крутизне волны решаем краевую задачу по определению вертикальной структуры неосциллирующей поправки к функции тока, обусловленной нелинейностью, т. е. находим среднее течение, индуцированное волной. Принимая в качестве исходных уравнений для волновых возмущений уравнения Навье–Стокса для неоднородной жидкости, введем безразмерные переменные:

$$\begin{aligned}\tilde{t} &= \frac{t}{\omega_*}, & \tilde{k} &= \frac{k}{H}, & \tilde{\omega} &= \omega_*\omega, & \tilde{u}_1 &= u_1 H \omega_*, & \tilde{u}_3 &= u_3 H \omega_*, & \tilde{P} &= \bar{\rho}_0 H^2 \omega_*^2 P, \\ \tilde{\rho} &= \bar{\rho}_0 \omega_*^2 \frac{H \rho}{g}, & \tilde{x}_i &= H x_i, & \tilde{K}_i &= K_i \mu, & \tilde{M}_i &= M_i \mu & (i = 1, 3),\end{aligned}$$

где \tilde{t} , \tilde{k} , $\tilde{\omega}$, \tilde{u} , \tilde{P} , $\tilde{\rho}$, \tilde{x} , \tilde{K} , \tilde{M} — размерные величины.

Систему уравнений гидродинамики для волновых возмущений в безразмерных переменных в приближении Буссинеска представим так:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_1}{\partial x_i} &= -\frac{\partial P}{\partial x_1} + \epsilon_2^2 K_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \epsilon_2^2 \frac{\partial K_1}{\partial x_3} \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \epsilon_2^2 K_3 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_3^2} + \epsilon_2^2 \frac{\partial K_3}{\partial x_3} \frac{\partial u_1}{\partial x_3}, \\ \frac{\partial u_3}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_3}{\partial x_i} &= -\frac{\partial P}{\partial x_3} + \epsilon_2^2 K_1 \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + \epsilon_2^2 \frac{K_3 \partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + 2\epsilon_2^2 \frac{\partial K_3}{\partial x_3} \frac{\partial u_3}{\partial x_3} - \rho, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} &= \epsilon_2^2 M_1 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_1^2} + \epsilon_2^2 \frac{\partial}{\partial x_3} \left(M_3 \frac{\partial \rho}{\partial x_3} \right) - u_3 \frac{d\rho_0}{dx_3}, & \frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь (общие для приведенных формул обозначения) g — ускорение силы тяжести; x_1 , x_3 — горизонтальная и вертикальная координаты соответственно, вертикальная ось направлена вверх; ρ и P — волновые возмущения плотности и давления; $\bar{\rho}_0$ — характерная средняя плотность воды; u_1 и u_3 — горизонтальная и вертикальная компоненты волновых возмущений скорости; K_1 , K_3 , M_1 , M_3 — горизонтальные и вертикальные коэффициенты турбулентной вязкости и диффузии соответственно; H — глубина моря; ω_* — характерная частота волны; $\epsilon_2^2 = \mu/(H^2 \omega_*)$ — малый параметр, пропорциональный значению горизонтальной турбулентной вязкости.

В качестве граничных условий на свободной поверхности используем кинематическое и динамическое условия:

$$-P + \zeta_3 g_1 + 2\epsilon_2^2 K_3 \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0,\tag{2}$$

$$K_3 \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + K_1 \frac{\partial u_3}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{d\zeta_3}{dt} = u_3,\tag{3}$$

где ζ_3 — вертикальное смещение свободной поверхности; $g_1 = g/(\omega_*^2 H)$. Первые два условия определяют отсутствие нормальных и тангенциальных напряжений на свободной поверхности. На дне примем условия прилипания:

$$u_3 = u_1 = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = -1.\tag{4}$$

Граничные условия по плотности опишем таким образом:

$$\rho + \zeta_3 \frac{\partial \rho_0}{\partial x_3} + \zeta_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = 0,\tag{5}$$

$$\rho = 0, \quad x_3 = -1.\tag{6}$$

Пусть $\psi(x_1, x_3, t)$ — функция тока, которая определяет поле волновых орбитальных скоростей. Волновые возмущения компонент скорости выразим через ψ :

$$u_1 = \frac{\partial \psi}{\partial x_3}, \quad u_3 = -\frac{\partial \psi}{\partial x_1}. \quad (7)$$

Систему уравнений (1) после данной подстановки преобразуем к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + J_{x_1 x_3}(\Delta \psi, \psi) &= \frac{\partial \rho}{\partial x_1} + \epsilon_2^2 \frac{\partial}{\partial x_1} \left[\frac{\partial}{\partial x_1} \left(K_1 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(K_3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1 \partial x_3} \right) \right] + \\ &+ \epsilon_2^2 \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\frac{\partial}{\partial x_1} \left(K_1 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_1 \partial x_3} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(K_3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_3^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + J_{x_1 x_3}(\rho, \psi) - \epsilon_2^2 \frac{\partial}{\partial x_1} \left(M_1 \frac{\partial \rho}{\partial x_1} \right) - \epsilon_2^2 \frac{\partial}{\partial x_3} \left(M_3 \frac{\partial \rho}{\partial x_3} \right) - \frac{d\rho_0}{dx_3} \frac{\partial \psi}{\partial x_1} = 0. \quad (9)$$

где $J_{x_1 x_3}(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x_1} \frac{\partial b}{\partial x_3} - \frac{\partial a}{\partial x_3} \frac{\partial b}{\partial x_1}$ — якобиан по переменным x_1, x_3 .

Данную систему будем решать асимптотическим методом многомасштабных разложений [1] с введением “медленных” переменных ζ, τ ($\zeta = \epsilon^2 x_1, \tau = \epsilon^2 t$) и “быстрой” переменной θ -фазы волны ($k = \partial \theta / \partial x_1, \omega = -\partial \theta / \partial t$):

$$\psi = \sum_{n=1} \epsilon^n \psi_n(\zeta, \tau, x_3, \theta), \quad \rho = \sum_{n=1} \epsilon^n \rho_n(\zeta, \tau, x_3, \theta). \quad (10)$$

Решение уравнений линейного приближения будем искать в виде:

$$\psi_1 = A \varphi_1(x_3) e^{i\theta} + k.c., \quad \rho_1 = A n_1(x_3) e^{i\theta} + k.c., \quad (11)$$

где $k.c.$ — комплексно сопряженное слагаемое.

Подставляя функции (11) в (10) и уравнения (8), (9), получим уравнения для φ_1 и связь между $n_1(x_3)$ и $\varphi_1(x_3)$:

$$\begin{aligned} k^2 \frac{d\rho_0}{dx_3} \varphi_1 &= \left[-\omega i + \epsilon_2^2 M_1 k^2 - \epsilon_2^2 \frac{d}{dx_3} \left(M_3 \frac{d}{dx_3} \right) \right] \left[\omega i \left(\frac{d^2 \varphi_1}{dx_3^2} - k^2 \varphi_1 \right) - \right. \\ &\left. - \epsilon_2^2 \frac{d}{dx_3} \left[K_1 k^2 \frac{d\varphi_1}{dx_3} - \frac{d}{dx_3} \left(K_3 \frac{d^2 \varphi_1}{dx_3^2} \right) \right] + \epsilon_2^2 k \left[K_1 k^3 \varphi_1 - K_3 k \frac{d^2 \varphi_1}{dx_3^2} \right] \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\left(i\omega - k^2 M_1 \epsilon_2^2 + \epsilon_2^2 \frac{d}{dx_3} \left(M_3 \frac{d}{dx_3} \right) \right) n_1 = -ik \frac{d\rho_0}{dx_3} \varphi_1. \quad (13)$$

Уравнения (12) и (13) следует дополнить граничными условиями, которые вытекают из условий (2)–(6):

$$\begin{aligned} \frac{kg_1}{\omega} \varphi_1 + \frac{\omega}{k} \frac{d\varphi_1}{dx_3} - ik K_1 \epsilon_2^2 \frac{d\varphi_1}{dx_3} + \frac{i}{k} \epsilon_2^2 \frac{d}{dx_3} \left(K_3 \frac{d^2 \varphi_1}{dx_3^2} \right) - 2ik \epsilon_2^2 K_3 \frac{d\varphi_1}{dx_3} &= 0 \\ \text{при } x_3 = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$K_3 \frac{d^2 \varphi_1}{dx_3^2} + K_1 k^2 \varphi_1 = 0 \quad \text{при } x_3 = 0, \quad (15)$$

$$\varphi_1 = \frac{d\varphi_1}{dx_3} = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = -1, \quad (16)$$

$$n_1 + \frac{k}{\omega} \frac{d\rho_0}{dx_3} \varphi_1 = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = 0, \quad (17)$$

$$n_1 = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = -1. \quad (18)$$

Уравнение (12) при малом ϵ_2 будем решать асимптотическим методом Люстерника–Вишика [4, 5], разлагая φ_1 , n_1 , ω в асимптотические ряды:

$$\varphi_1(x_3) = \sum_{i=0} \varphi_{1i}(x_3) \epsilon_2^i + \epsilon_2 \sum_{i=0} \epsilon_2^i \nu_i^1 \left(\frac{x_3 + 1}{\epsilon_2} \right) + \epsilon_2^2 \sum_{i=0} \epsilon_2^i \nu_i^0 \left(\frac{x_3}{\epsilon_2} \right), \quad (19)$$

$$n_1(x_3) = \sum_{i=0} n_{1i} \epsilon_2^i + \epsilon_2 \sum_{i=0} \epsilon_2^i w_i^1 \left(\frac{x_3 + 1}{\epsilon_2} \right) + \epsilon_2^2 \sum_{i=0} \epsilon_2^i w_i^0 \left(\frac{x_3}{\epsilon_2} \right), \quad (20)$$

$$\omega = \omega_{01} + \sum_{i=1} \epsilon_2^i \omega_{i1}. \quad (21)$$

Здесь $\nu_i^1((x_3 + 1)/\epsilon_2)$ — погранслоиные решения в окрестности дна; $\nu_i^0(x_3/\epsilon_2)$ — погранслоиные решения в окрестности свободной поверхности. Введение погранслоиных решений необходимо для удовлетворения граничных условий (2)–(6). Подставляя разложения (19)–(21) в уравнение (12), получим краевую задачу для φ_{10} , определяющую вертикальную структуру моды в линейном приближении, краевую задачу для φ_{12} , из условия разрешимости которой находится декремент затухания волны на турбулентности $\delta\omega = \epsilon_2^2 \omega_{21}/i$ [3] и погранслоиные решения в окрестности верхней и нижней границы [3]. Уравнение для неосциллирующей на временном масштабе волны поправки к функции тока находим из уравнения второго приближения по параметру ϵ , осредненного по периоду волны. Как и при отсутствии турбулентности, неосциллирующую поправку к функции тока $C(x_3, \tau, \epsilon)$ следует искать в виде $C = c(x_3)A_1A_1^*$, где $A_1 = A \exp(\delta\omega \cdot t)$. Функция $c(x_3)$ удовлетворяет краевой задаче

$$\begin{aligned} \epsilon_2^2 \frac{d^2}{dx_3^2} \left(K_3 \frac{d^2 c}{dx_3^2} \right) &= ki \frac{d}{dx_3} \left(\left(-k^2 + \frac{d^2}{dx_3^2} \right) \varphi \varphi_1^* \right) + k.c., \\ ik \varphi_1^* \frac{d^2 \varphi_1}{dx_3^2} + k.c. &= \epsilon_2^2 \frac{d}{dx_3} \left(K_3 \frac{d^2 c}{dx_3^2} \right) \quad \text{при} \quad x_3 = 0, \\ \frac{d^2 c}{dx_3^2} &= 0 \quad \text{при} \quad x_3 = 0, \quad \frac{dc}{dx_3} = c = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = -1. \end{aligned} \quad (22)$$

Горизонтальная компонента скорости индуцированного волной среднего течения определяется через функцию $c(x_3)$: $\bar{u}_{\text{инд}} = |\epsilon A_1|^2 dc/dx_3$. Для оценки коэффициента вертикального турбулентного обмена применим формулу Озмидова [6] для скорости диссипации турбулентной энергии ϵ_t ; K_3 выражается через ϵ_t и критический масштаб плавучести L_0 : $\epsilon_t^{1/2} = L_0 N^{3/2}$, $K_3 = c_1 \epsilon_t^{1/3} L_0^{4/3}$. Для оценки критического масштаба плавучести L_0 применим формулу Бэлла [7]: $L_0 = N_*/(N\beta_0)$, отсюда следует зависимость ϵ_t и K_3 от N :

$$\epsilon_t = \frac{N_*^2 N}{\beta_0}, \quad K_3 = c_1 \frac{N_*^2}{\beta_0^2 N}, \quad (23)$$

где $N_* = 3$ цикл/ч; $\beta_0 = 1 \text{ м}^{-1}$; $c_1 = 0,1$. Будем полагать, что теряемая волной энергия целиком переходит в турбулентность и далее расходуется на работу турбулентности против сил плавучести и на диссипацию в тепло, т. е. скорость диссипации волновой энергии, проинтегрированная по глубине, равна интегральной величине работы турбулентности против сил плавучести $M_3 N^2$ и скорости диссипации турбулентной энергии ϵ_t , т. е.

$$2|\delta\omega| \int_0^H E dz = \int_0^H (M_3 N^2 + \epsilon_t) dz. \quad (24)$$

Здесь $E = \epsilon^2 A_1 A_1^* \left[k^2 \left(1 + 2 \frac{N^2}{\omega^2} \right) \varphi_1 \varphi_1^* + \frac{d\varphi_1}{dz} \frac{d\varphi_1^*}{dz} \right]$ — плотность энергии волны, $z = (x_3 + 1)H$. Уравнение (24) позволяет найти коэффициент горизонтального турбулентного обмена K_1 . Определим осредненное за период волны тангенциальное напряжение у дна:

$$\tau = \overline{\rho_0} K_3 \sqrt{\left(\frac{\partial u_1}{\partial z} \right)^2}.$$

Если тангенциальное напряжение у дна превышает критическое значение τ_0 , соответствующее началу движения наносов, то волна взмучивает наносы, осуществляя их горизонтальный перенос. В стационарном и горизонтально-однородном случае уравнение вертикальной диффузии для средней концентрации наносов $n(z)$ имеет вид [8]:

$$\frac{\partial}{\partial z} ((\bar{w} - w_g) n(z)) = \frac{\partial}{\partial z} \left(M_3 \frac{\partial n}{\partial z} \right), \quad (25)$$

где w_g — гидравлическая крупность наносов; \bar{w} — вертикальная компонента скорости течения, индуцированного волной за счет нелинейности.

Решение уравнения (25), затухающее при удалении от дна, приведем к виду

$$n(z) = n_0 \exp \left(\int_0^z \frac{\bar{w} - w_g}{M_3} dz \right). \quad (26)$$

Здесь $n_0 = \chi(\tau - \tau_0)/w_g$ [9]. Расход наносов определяется по формуле

$$G = \int_0^H n(\bar{u}_{\text{инд}}(z) + \bar{u}_{1s}) dz, \quad (27)$$

где \bar{u}_{1s} — скорость стока дрейфа [3].

Результаты расчетов. Средние течения, индуцированные волной за счет нелинейности рассчитывали на Северо-Западном шельфе Черного моря при стратификации, показанной на рис. 1. Волновое число у получасовых внутренних волн низшей моды $k = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, декремент затухания волны $\delta\omega = -1,34 \cdot 10^{-4} \text{ рад/с}$. Коэффициент вертикальной турбулентной вязкости определяли по формуле (23), коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости — из уравнения (24) при условии, что $M_3 = 0,5K_3$, $M_1 = 0,5K_1$. Нормирующий множитель ϵA_1 находился по известной максимальной амплитуде вертикальных

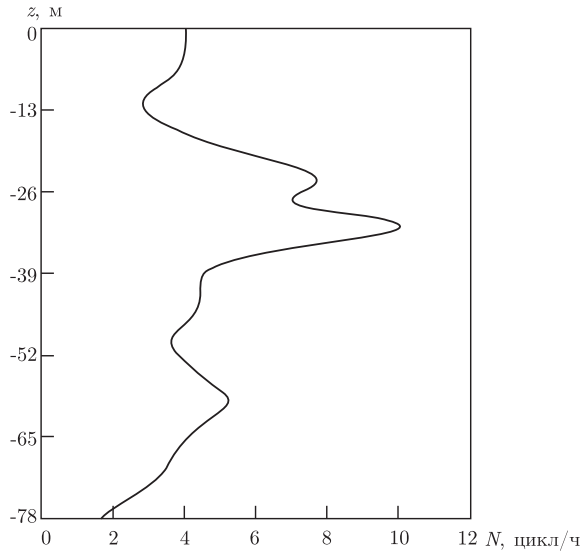


Рис. 1. Средний профиль частоты Брента–Вяй-сяля

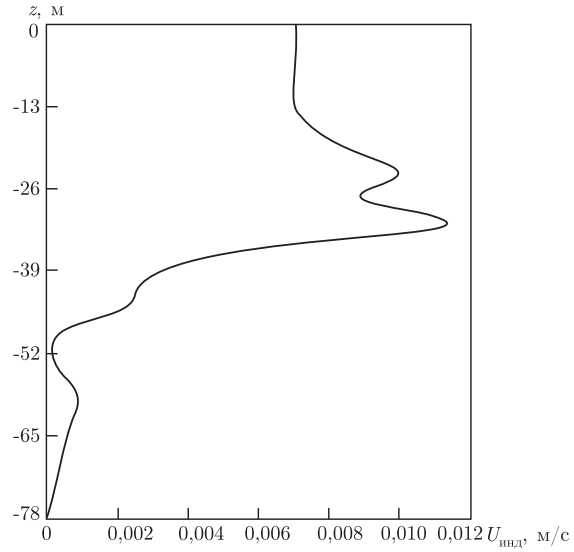


Рис. 2. Вертикальный профиль горизонтальной эйлеровой скорости среднего течения, индуцированного волной

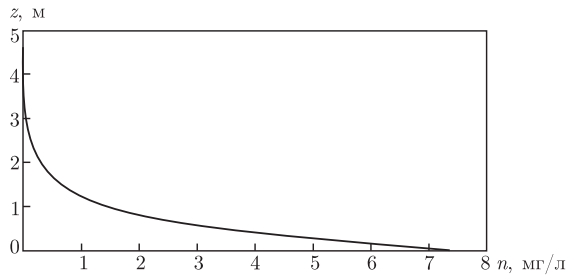


Рис. 3. Вертикальный профиль концентрации наносов, взвешенных волной

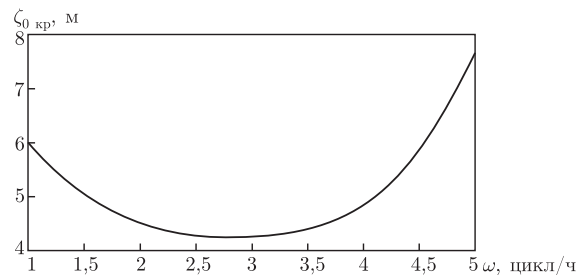


Рис. 4. Зависимость критической амплитуды волны, соответствующей началу движения наносов от частоты волны

смещений ζ_0 . Вертикальная структура индуцированного течения для волны с $w = 2$ цикл/ч, $\zeta_0 = 5$ м показана на рис. 2. Средневзвешенный диаметр донных осадков рассматриваемой акватории Черного моря составляет $d = 0,03$ мм [9]. Гидравлическая крупность наносов w_g со средневзвешенным диаметром $d = 0,03$ мм равна $0,078$ см/с, коэффициент χ в формуле (26) для донной концентрации наносов равен $5 \cdot 10^{-6}$ с/см [8]. Критическое тангенциальное напряжение, соответствующее началу движения наносов, $\tau_0 = 1$ дин/см² [8]. Максимальная амплитуда волны, при которой тангенциальное напряжение (23) равно критическому, $\zeta_{0\text{кр}} = 4,5$ м. Если максимальная амплитуда волны $\zeta_0 = 5$ м, то величина тангенциального напряжения у дна будет $\tau = 1,12$ дин/см². Донная концентрация взвешенных волной наносов при $\zeta_0 = 5$ м составляет $n_0 = 7,4$ мг/л. Коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости $K_1 = 0,86$ м²/с. Вертикальное распределение концентрации наносов, взвешенных волной, показано на рис. 3. Зависимость критической амплитуды волны низшей моды, при которой начинается движение наносов от частоты волны изображена на рис. 4. Величина расхода наносов (27) составляет $G = 5,3 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с). Интегральный поток наносов положительный, т. е. сонаправлен с горизонтальным волновым вектором и направлением распрстранения волны.

1. Ястребов В. С., Парамонов А. Н. и др. Исследование природного слоя буксируемыми аппаратами. – Москва: Ин-т океанологии АН СССР, 1989. – 128 с.
2. Борисенко Ю. Д., Воронович А. Г., Леонов А. И., Миропольский Ю. З. К теории нестационарных слабонелинейных внутренних волн в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1976. – 12, № 3. – С. 293–301.
3. Пантелеев Н. А., Слепышев А. А. Тепломассоперенос слабонелинейными внутренними волнами при наличии турбулентности // Мор. гидрофиз. журн. – 1995. – № 4. – С. 3–23.
4. Задорожный А. И. Затухание длинных волн в экспоненциально стратифицированном море // Мор. гидрофиз. исследования. – 1975. – № 43. – С. 96–110.
5. Черкесов Л. В. Гидродинамика волн. – Киев: Наук. думка, 1980. – 259 с.
6. Озмидов Р. В. О турбулентном обмене в устойчиво стратифицированном море // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1965. – 1, № 8. – С. 853–860.
7. Bell I. H. Internal wave-turbulence interpretation of ocean fine structure // Geophys. Res. Lett. – 1974. – No 6. – P. 253–255.
8. Шапиро Г. И., Аквиц Т. М., Пыхов Н. В., Анциферов С. М. Перенос мелкодисперсного осадочного материала мезомасштабными течениями в шельфово-склоновой зоне моря // Океанология. – 2000. – 40, № 3. – С. 333–339.
9. Щербаков Ф. А., Куприн П. Н., Потапова Л. И., Поляков А. С., Забелина Э. К., Сорокин В. М. Осадконакопление на континентальной окраине Черного моря. – Москва: Наука, 1978. – 210 с.

Морской гидрофизический институт
НАН Украины, Севастополь

Поступило в редакцию 23.03.2007

УДК 563.6:551.735(477.8)

© 2007

В. Ф. Шульга, В. В. Огарь

Первые находки коралловых построек в раннем карбоне Львовского палеозойского прогиба

(Представлено членом-корреспондентом НАН Украины А. Ю. Миропольским)

Organic buildups (biostromes and bioherms) in the coal formation of the Lvov Palaeozoic Trough are described for the first time. The primary framework builders were the colonial rugose corals. The coral buildups were formed in a shallow water environment and located within the tectonically active area. It is a narrow stripe of 10–12 km in width and more than 70 km in length. The late Viséan coral bioherms and biostromes under consideration resemble those from some regions of Western Europe.

В раннекаменноугольную эпоху кораллы, наряду с водорослями, мшанками, криноидеями и др., являлись рифообразующими организмами [1, 2]. Однако, несмотря на значительное развитие в карбоне Львовского палеозойского прогиба (ЛПП) колониальных ругоз, составляющих более половины коралловой фауны [3–5], а также широкое развитие двух мощных (до 140 м) известняковых толщ верхнего визе (олесковская и устилужская свиты), до самого последнего времени коралловые постройки на территории прогиба не были обнаружены. По-нашему мнению, с одной стороны, это объясняется недостаточным вниманием к данному вопросу, а с другой — ограниченным количеством буровых скважин, вскрывших залегающие на больших глубинах вышеуказанные известняковые толщи.