

А.Е. БУКАТОВ, Г.Г. ЕРЫГО,

Л.Д.ПУХТЯР, Л.В.ЧЕРКЕСОВ

## Внутренние волны в прибрежной зоне Черного моря

1. В РЕЗУЛЬТАТЕ экспериментальных наблюдений установлена [1, 15, 16] возможность существования внутренних волн в мелководной области Черного моря. Полагают [2-5], что одним из возможных механизмов их генерации являются возмущения атмосферного давления. Проведем теоретический анализ внутренних волн в прибрежной зоне, рассматривая в качестве генератора периодические возмущения вида [6-8]

$$\bar{p} = p_0 \exp [i(m x + n y - \sigma t)]. \quad (1.1)$$

Исследование выполним исходя из системы уравнений Диракья [9-11, 17]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + f v &= - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - f u &= - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial w}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\rho g}{\bar{\rho}} &= - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

уравнения неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1.3)$$

уравнения диффузии для плотности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} = \nu(z) \left( \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \right) \quad (1.4)$$

и граничных условий

$$\rho + \bar{\rho} g \xi = \bar{p} \quad \text{при } z=0, \quad w=0 \quad \text{при } z=H. \quad (1.5)$$

имея в виду при этом кинематическое условие

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \xi}{\partial y} = w \quad \text{при } z=0. \quad (1.6)$$

Здесь  $u, v, w$  - горизонтальные и вертикальная составляющие вектора скорости волнового возмущения;  $\bar{u}(z), \bar{v}(z)$  - средние распределения скорости течения в невозмущенном состоянии по глубине;  $\rho$  и  $\bar{\rho}$  - возмущения давления и плотности под влиянием движения;  $\nu$  - коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии;  $f$  - параметр Кориолиса;  $H$  - глубина бас-

сейна;  $\xi$  — отклонение свободной поверхности жидкости от невозмущенного состояния  $z=0$ ; ось  $z$  направлена вертикально вниз.

Отыскивая периодические по времени  $t$  и по горизонтальным координатам  $x, y$  решения вида

$$(\xi, u, v, w, p, \rho) = [E(z), U(z), V(z), W(z), R(z), \Pi(z)] \exp[i(m x + n y - \sigma t)]; \quad (1.7)$$

получим из (1.2)-(1.6) для определения амплитуды вертикальной составляющей скорости уравнение

$$W_{zz} + C_1 W_z + C_2 W = 0 \quad (1.8)$$

с граничными условиями

$$W_z + C_3 W = i C_4 \rho_0 \quad \text{при } z=0, \quad W=0 \quad \text{при } z=H. \quad (1.9)$$

Здесь

$$C_k = C_{k1} - i C_{k2}, \quad k = 1, 2, 3;$$

$$C_{11} = \Gamma - \frac{f^2 a'}{a(f^2 - a^2)}; \quad C_{12} = \frac{f \beta'}{f^2 - a^2};$$

$$C_{21} = \frac{a}{f^2 - a^2} \left[ \frac{a r^2}{\tau} (\tau - g r) + (a'' + a' \Gamma) \right];$$

$$C_{22} = \frac{1}{f^2 - a^2} \left[ f \beta' \Gamma + \frac{a r^4 \nu g \Gamma}{\tau} + f \beta'' - \frac{f \beta' a'}{a} \right]; \quad C_{31} = \frac{a a' - r^2 g}{f^2 - a^2};$$

$$C_{32} = \frac{f \beta'}{f^2 - a^2}; \quad C_4 = \frac{a r^2}{\rho(f^2 - a^2)}; \quad \tau = a^2 + \nu^2 r^4; \quad \Gamma = \frac{\bar{\rho}'(z)}{\bar{\rho}(z)};$$

$$a = m U(z) + n V(z) - \sigma; \quad \beta = \bar{u}(z)n - \bar{v}(z)m; \quad r^2 = m^2 + n^2,$$

где штрих означает производную по  $z$ .

Представив  $W$  в виде

$$W = w_1(z) + i w_2(z), \quad (1.10)$$

перепишем уравнение (1.8) и граничные условия (1.9) так:

$$w_1'' + C_{11} w_1' + C_{21} w_1 + C_{12} w_2' + C_{22} w_2 = 0,$$

$$w_2'' + C_{11} w_2' + C_{21} w_2 - C_{12} w_1' - C_{22} w_1 = 0,$$

$$w_1' + C_{31} w_1 + C_{32} w_2 = 0, \quad w_2' + C_{31} w_2 - C_{32} w_1 = -C_4 \rho_0 \quad \text{при } z=0, \quad (1.11)$$

$$w_1 = w_2 = 0 \quad \text{при } z=H.$$

Определяя отсюда  $w_1(z)$ ,  $w_2(z)$  и используя (1.10), (1.7), найдем

$$w = w_1(z) \cos(m x + n y - \sigma t) - w_2(z) \sin(m x + n y - \sigma t),$$

или

$$w = A(z) \sin(mx + ny - \delta t - \gamma), \quad (1.12)$$

где

$$A(z) = [w_1^2(z) + w_2^2(z)]^{1/2}, \quad \operatorname{tg} \gamma = w_1/w_2.$$

Горизонтальные составляющие скорости  $u$  и  $v$  волнового возмущения определим по формулам

$$u = B(z) \sin(mx + ny - \delta t - \gamma_1), \quad v = D(z) \sin(mx + ny - \delta t - \gamma_2),$$

$$B(z) = (u_1^2 + u_2^2)^{1/2}, \quad D(z) = (v_1^2 + v_2^2)^{1/2},$$

$$\operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{u_1}{u_2}, \quad \operatorname{tg} \gamma_2 = \frac{v_1}{v_2},$$

$$u_1 = -\frac{1}{m} w_1' - \frac{n}{m} v_1, \quad u_2 = \frac{1}{m} w_2' - \frac{n}{m} v_2, \quad (1.13)$$

$$v_1 = \frac{m}{(fm)^2 + (an)^2} \left[ fm \left( \frac{a}{m} w_1' + \alpha w_1 + \frac{m}{\bar{\rho}} \rho_2 \right) - an \left( \frac{a}{m} w_2' + \alpha w_2 - \frac{m}{\bar{\rho}} \rho_1 \right) \right],$$

$$v_2 = \frac{m}{(fm)^2 + (an)^2} \left[ fm \left( \frac{a}{m} w_2' + \alpha w_2 - \frac{m}{\bar{\rho}} \rho_2 \right) + an \left( \frac{a}{m} w_1' + \alpha w_1 + \frac{m}{\bar{\rho}} \rho_1 \right) \right],$$

$$\rho_1 = \frac{\bar{\rho}}{a r^2} \left[ \alpha (a m w_2 - f n w_1) - (f^2 - a^2) w_2' \right],$$

$$\rho_2 = \frac{\bar{\rho}}{a r^2} \left[ -\alpha (a m w_1 + f n w_2) + (f^2 - a^2) w_1' \right],$$

$$\alpha = -\bar{u}'/z.$$

При этом

$$U = u_1 + i u_2, \quad V = v_1 + i v_2, \quad \Pi = \rho_1 + i \rho_2.$$

Функции  $w_1(z)$ ,  $w_2(z)$ , через которые определяются  $w$ ,  $u$ ,  $v$ , находятся при конкретных  $\bar{\rho}(z)$ ,  $\bar{u}(z)$ ,  $\bar{v}(z)$ ,  $\bar{\nu}(z)$  путем сведения задачи (1.11) к задаче Коши и последующего применения метода Рунге-Кутты.

2. Численные расчеты внутренних волн проведем на основе среднесезонных экспериментальных данных по плотности морской воды и скорости течения, полученных в период 1963-1974 гг. в районе Батумской бухты.

Глубина места наблюдений равнялась 23 м. Стандартные измерения плотности и скорости течения проводились на 5 горизонтах от свободной поверхности до дна с дискретностью 5 м и на глубине 22 м. Непрерывные распределения плотности и скорости течения, необходимые для

решения задачи (1.1) - (1.6), аппроксимировались многослойными моделями. При этом число слоев бралось равным числу горизонтов, на которых проводились стандартные измерения. Предполагалось, что направление движения атмосферных возмущений (1.1), а следовательно, и генерируемых ими волн, составляет угол  $45^\circ$  с осью  $x$ , совпадающей с направлением скорости течения. Распределения невозмущенных плотности и средней скорости течения по глубине  $j$ -го слоя находились по формулам

$$\bar{\rho}_j(z) = \bar{\rho}_{0,j+1} \exp \Gamma_j (z - H_j), \quad \bar{u}_j(z) = \bar{u}_{0,j+1} + \alpha_j (z - H_j),$$

где

$$\Gamma_j = \frac{1}{h_j} \ln \left( \frac{\bar{\rho}_{0,j+1}}{\bar{\rho}_{0j}} \right); \quad \alpha_j = \frac{1}{h_j} (\bar{u}_{0,j+1} - \bar{u}_{0j}),$$

$\bar{\rho}_{0j}$ ,  $\bar{u}_{0j}$  и  $\bar{\rho}_{0,j+1}$ ,  $\bar{u}_{0,j+1}$  - определенные экспериментально значения плотности и скорости течения на верхней и нижней границах  $j$ -го слоя соответственно;  $h_j$  - толщина  $j$ -го слоя,  $H_j$  - глубина залегания его нижней границы.

Коэффициент турбулентной диффузии плотности принимался в каждом  $j$ -м слое постоянным, определенным по данным наблюдений в Батумской бухте в период 1975-1978 гг. методом свободно дрейфующих поплавков с использованием формулы [12-14]

$$\nu_j = \tau_{Ej} \overline{(u_j')^2},$$

где  $\tau_{Ej}$  - временной масштаб турбулентности;  $\overline{(u_j')^2}$  - дисперсия турбулентных пульсаций скоростей.

Проведенный таким образом анализ экспериментальных данных показал, что для лета и осени распределение коэффициента диффузии по глубине примерно одинаковое. Это же характерно для зимнего и весеннего сезонов.

Полученные непрерывные распределения условной плотности  $\sigma_t = (\bar{\rho}_0 - 1) 10^3$ , средней скорости течения  $\bar{u}$  (м/с) и горизонтальной диффузии плотности  $\nu$  по глубине представлены на рис. 1, где номера линий 1-4 отвечают летнему, осеннему, зимнему и весеннему сезонам. Видно, что осенью и зимой градиент плотности почти не меняется с глубиной. Это обуславливается интенсивным перемешиванием воды от поверхности до дна. Для весны и лета характерен устойчиво стратифицированный слой толщиной 5 м, обусловленный прогреванием с поверхности моря. В этом слое максимальное значение градиента плотности достигается в летний сезон. Максимальный общий перепад плотности от поверхности до дна характерен для весеннего сезона.

Наименьшие среднесезонные значения скорости течения в слоях от свободной поверхности до глубины 11 и от

19 м до дна наблюдаются летом, а на глубине 12-18 м - осенью. Для всех сезонов характерно увеличение скорости в верхнем пятиметровом слое, где  $\bar{u}$  может достигать 0,125 летом и 0,179 м/с зимой. Максимальное и минимальное по глубине значения скорости течения за все сезоны наблюдались зимой. Они равны 0,184 и 0,098 м/с и достигаются на глубинах 15 и 22 м соответственно.

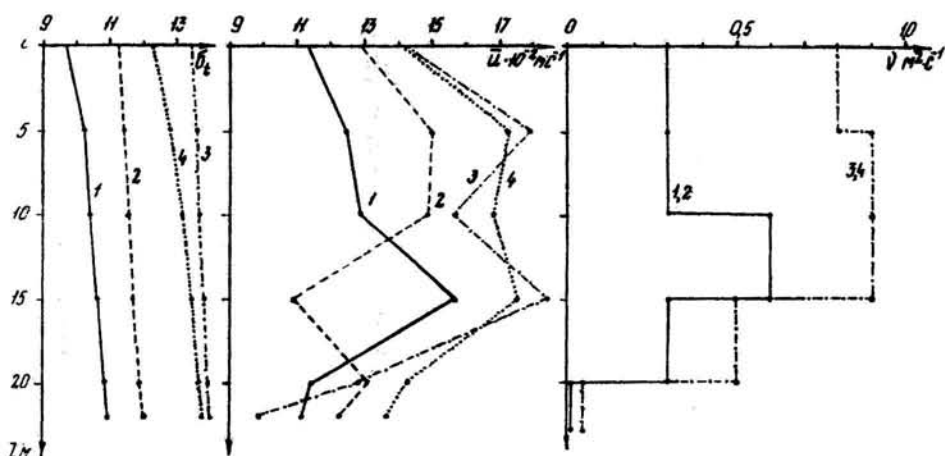


Рис. 1

По данным, представленным на рис. 1, из (1.11) численно определялись  $w_1(z)$  и  $w_2(z)$ . Для сраживания решений на внутренних поверхностях раздела  $j$ -го и  $j+1$ -го слоев использовались кинематическое  $w_j = w_{j+1}$  при  $z = z_j$  и динамическое  $\Pi_j = \Pi_{j+1}$  при  $z = z_j$  условия.

Расчеты проводились для  $\rho_0 = 100$  Па, периодов колебаний  $T$  ч из интервала  $0,05 \leq T \leq 3,5$  при длинах  $\lambda$  волны давлений, соответствующих значениям 5, 10, 20, 30 отношения  $L = \lambda/H$ . Вычислялись амплитуды вертикальной и горизонтальных составляющих скорости волнового возмущения. Приведем анализ влияния сезонной изменчивости в распределениях плотности, горизонтальной диффузии плотности и скорости течения на вертикальную структуру и модальный состав внутренних волн.

3. Зависимость максимального по глубине значения амплитуды вертикальной составляющей скорости  $A_j = \max A(z)$  от периода колебаний  $T$  изображена с точностью до множителя  $10^{-5}$  на рис. 2 для летнего сезона при длине волны давлений  $\lambda = 20 H$ . Видно, что  $A_j$  как функция периода колебаний  $T$  имеет локальные максимумы, достигаемые при значениях  $T = T_n$ , близких к собственным периодам колебаний первых  $n$  мод внутренних волн в случае  $\nu = 0$ . Такая зависимость  $A_j(T)$  характерна как для других сезонов,

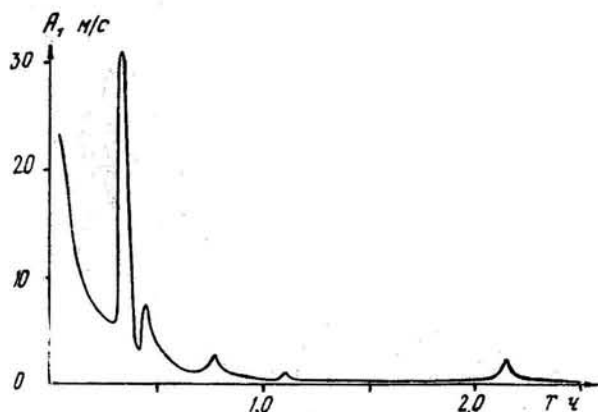


Рис. 2

скобках), а также максимальное по глубине значение амплитуды внутренних волн  $A^* = 3600 A_1 T_n / 2\pi$  на экстремальных периодах  $T = T_n$  (ч) и глубина его залегания (в скобках). Номера табл. 1-4 отвечают летнему, осеннему, зимнему и весеннему сезонам.

Из данных таблиц следует, что  $A_1(T)$  при  $L=30$  имеет 4, 5, 2, 4 локальных максимума для лета, осени, зимы и весны соответственно. При  $L=20$  для всех сезонов, кроме зимнего, есть пять локальных максимумов, а зимой только четыре. Если  $L=10$ , то независимо от сезона локальные максимумы  $A_1(T)$  достигаются на двух периодах. Зимой и летом при длине волны давлений  $\lambda = 5H$  функция  $A_1(T)$  имеет только по одному локальному максимуму, достигаемому на периодах, близких к первой моде внутренних волн для летнего сезона и ко второй моде для зимнего сезона. Осенью локальные максимумы  $A_1(T)$  достигаются при двух значениях  $T$ , а весной у  $A_1(T)$  при  $\lambda = 5H$  экстремумов нет. Однако отсутствие максимумов у функции  $A_1(T)$  не означает отсутствия внутренних волновых движений. Амплитуда вертикальной составляющей скорости может при этом достигать максимального значения внутри жидкости, а не на свободной поверхности. Например, в высший сезон при  $L=5$  максимум  $A(z)$  дл.  $0,1 < T < 0,13$  ч и  $1 < T < 3$  ч достигается внутри жидкости, а вертикальная структура  $A(z)$  носит переходный характер от нулевой к первой и от первой ко второй модам внутренних волн. Величина же амплитуды вертикальных колебаний с изменением  $T$  от 0,05 до 3,5 ч монотонно убывает. Не являются исключением и окрестности периодов собственных колебаний при отсутствии диффузии.

Кроме того, из таблиц видно, что наибольшие амплитуды внутренних волн  $A^* = 9,8 \cdot 10^{-2}$  м возможны весной при длине давлений  $\lambda = 10H$  и  $T = 3,425$  ч. Максимальные значения амплитуды внутренних волн в летний, осенний и зим-

так и для других значений  $L$ . Однако число  $n$  локальных максимумов и величины этих максимумов зависят от  $L$  и вертикального распределения  $\bar{u}, \bar{p}, \bar{v}$ , т.е. от сезона. Это наглядно иллюстрируется табл. 1-4, где, кроме  $T_n$ , приведены значения  $A_1 = \max A(z)$ ,  $B_1 = \max B(z)$ ,  $D_1 = \max D(z)$  при  $T = T_n$ , глубины залегания  $A_1, B_1, D_1$  (в

Таблица 1

Периоды и амплитуды внутренних волн летом

$L$	$T_n$ ч	$A_1 \cdot 10^5 \text{ мс}^{-1}$	$\beta_1 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$\mathcal{D}_1 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$A^* \cdot 10^2 \text{ м}$
5	0,135	39,90(9,2)	1,00(0)	1,00(0)	3,0(9,2)
10	0,175	42,00(15)	20,70(15,3)	24,00(15,3)	4,2(15)
	1,075	2,10(7)	0,70(5)	0,85(5)	1,3(7)
20	0,350	31,80(13,7)	16,00(16)	22,00(16)	6,4(13,7)
	0,450	7,50(3,8)	2,70(16)	2,00(16)	2,0(3,8)
	0,775	2,80(1,9)	4,40(0,6)	5,30(0,6)	1,2(1,9)
	1,100	1,00(0,6)	1,50(1,3)	1,20(1,3)	0,6(0,6)
	2,150	2,20(7)	1,50(5)	1,80(5)	2,7(7)
30	0,505	30,01(14,4)	24,00(16)	32,00(16)	9,0(14,4)
	1,050	1,60(2)	10,80(10)	11,80(0)	1,0(2)
	1,400	1,20(1,3)	4,90(2)	3,70(2)	0,9(1,3)
	1,875	1,10(0,6)	1,50(0,6)	1,50(0,6)	1,0(0,6)

Таблица 2

Периоды и амплитуды внутренних волн осенью

$L$	$T_n$ ч	$A_1 \cdot 10^5 \text{ мс}^{-1}$	$\beta_1 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$\mathcal{D}_1 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$A^* \cdot 10^2 \text{ м}$
5	0,150	14,80(12,5)	0,30(22,5)	0,30(20)	1,0(12,5)
	1,075	4,42(5,8)	0,18(22,5)	0,18(22,5)	2,7(5,8)
10	0,300	20,00(13,3)	0,70(22,5)	0,80(20)	3,4(13,3)
	2,200	4,20(18,3)	0,40(22)	0,40(22)	5,4(18,3)
20	0,600	19,20(13,3)	1,40(22,5)	1,50(20)	6,6(13,7)
	0,800	3,90(15,8)	0,50(10)	0,50(12)	1,8(15,8)
	0,925	1,10(2,5)	0,25(6,7)	0,25(6,7)	0,6(2,5)
	2,176	0,80(3,3)	0,18(0)	0,18(0)	0,9(3,3)
	2,550	1,10(4,2)	0,24(22)	0,24(22)	1,6(4,2)
30	0,900	15,00(13)	1,70(22)	1,76(20)	7,8(13)
	1,200	4,00(16)	0,80(10)	0,80(10)	2,8(16)
	1,375	0,80(2,5)	0,30(6,6)	0,30(1,6)	0,6(2,5)
	1,475	0,45(2,5)	0,24(5)	0,24(5)	0,4(2,5)
	2,920	0,53(10)	0,90(15)	0,90(15)	0,9(10)

Таблица 3

Периоды и амплитуды внутренних волн зимой

$L$	$T_n$ ч	$A_1 \cdot 10^5 \text{ мс}^{-1}$	$B_1 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$A_2 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$A^* \cdot 10^2 \text{ м}$
5	0,675	4,10(5)	0,15(0)	0,15(0)	1,6(5)
10	0,300	7,70(10)	0,28(1,7)	0,31(1,5)	1,3(10)
	1,350	3,80(5)	0,30(22,5)	0,30(22,5)	3,0(5)
20	0,600	7,00(10)	0,50(1,6)	0,60(1,5)	2,4(10)
	0,750	1,10(2,5)	0,18(0)	0,19(5)	0,4(2,5)
	1,975	0,63(15)	0,30(0)	0,30(0)	0,7(15)
	2,525	1,20(10)	0,30(0)	0,34(0)	1,8(10)
30	0,875	6,90(10)	0,70(0,8)	0,80(1,5)	3,4(10)
	1,150	0,90(3,3)	0,27(0)	0,25(5)	0,6(3,3)

Таблица 4

Периоды и амплитуды внутренних волн весной

$L$	$T_n$ ч	$A_1 \cdot 10^5 \text{ мс}^{-1}$	$B_1 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$A_2 \cdot 10^3 \text{ мс}^{-1}$	$A^* \cdot 10^2 \text{ м}$
5					
10	0,225	23,10(10)	0,95(0,8)	0,94(0)	3,0(10)
	3,425	5,00(15,8)	0,45(0)	0,44(0)	9,8(15,8)
20	0,450	23,80(10)	2,00(0,8)	1,90(0)	6,0(10)
	0,625	3,60(15,8)	0,60(0)	0,60(0)	1,3(15,8)
	1,950	1,20(5)	0,50(22)	0,50(22)	1,5(6)
	2,150	2,00(5)	0,70(22)	0,70(22)	2,5(5)
	2,725	3,90(5)	0,70(22)	0,70(22)	6,1(5)
30	0,679	22,80(10)	2,80(0,8)	2,80(0)	8,7(10)
	0,950	3,60(16,6)	0,87(0,8)	0,87(0)	2,0(16,6)
	1,075	1,50(18)	0,46(5,8)	0,49(5)	0,9(18)
	3,000	0,70(15)	0,37(0)	0,37(0)	1,2(15)



ний сезоны получены при  $L = 30$  для периодов 0,505; 0,9; 0,875 ч. Они равны соответственно  $9 \cdot 10^{-2}$ ;  $7,8 \cdot 10^{-2}$ ;  $3,4 \cdot 10^{-2}$  м. При фиксированном  $L$  минимальные значения  $A^*$  на экстремальных периодах имеют место зимой. Для этого же сезона характерны и минимальные величины составляющих скорости. Затем по величине составляющих скорости следуют весна, осень и лето. При чем величины  $U$  и  $V$  не превосходят соответственно  $2,4 \cdot 10^{-2}$  и  $3,2 \cdot 10^{-2}$  м/с. Во все сезоны горизонтальные составляющие скорости волнового возмущения принимают наибольшие значения при одной и той же длине волны  $\lambda = 30 H$ , характеризующей первую моду внутренних волн. Первая мода колебаний обуславливает и наибольшие вертикальные скорости, полученные при  $\lambda = 10H$  летом, зимой, осенью и при  $\lambda = 20H$  весной. При фиксированной длине волны давлений первая мода является преобладающей и по величине амплитуды внутренних волн и по величине горизонтальных составляющих скорости для всех сезонов.

Наибольшая глубина погружения максимума вертикальной составляющей скорости в летний сезон получена для первой моды внутренних волн. Эта глубина равна 15 м. Максимум  $A(z)$  для первой моды в осенний, зимний и весенний сезоны находился не глубже 13,3; 10; 10 м соответственно. При других периодах колебаний (другие моды) максимальные значения  $A_1(\tau)$  летом, осенью, зимой и весной имели место до глубины 7; 18,3; 15; 18 м. При этом колебания с вертикальными скоростями, близкими к максимальным по глубине, могут охватывать слои толщиной в несколько метров (рис. 3). На нем дано распреде-

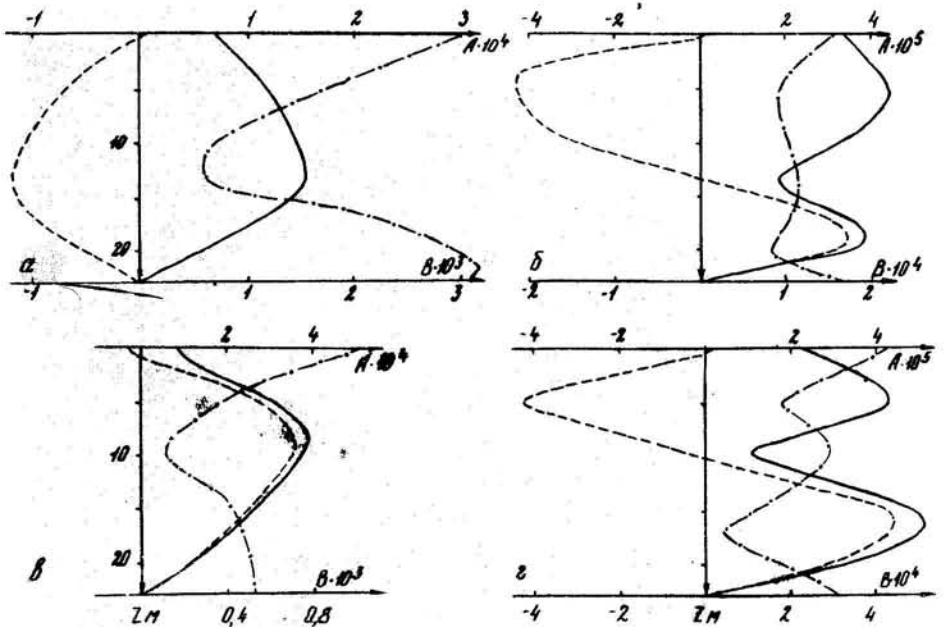


Рис. 3

ление по глубине амплитуды вертикальной составляющей скорости  $\bar{W}$  м·с<sup>-1</sup> (сплошные линии), ее действительной части  $\bar{W}_i$  м·с<sup>-1</sup> (штриховые линии), позволяющей оценить влияние горизонтальной диффузии плотности, а также горизонтальной составляющей скорости  $\bar{V}$  м·с<sup>-1</sup> (штрих-пунктирные линии) для  $L=5$  (а, б, в),  $L=10$  (г) в осенний (а, б), летний (в) и весенний (г) сезоны. Верхняя шкала относится к вертикальной, а нижняя к горизонтальной составляющим скорости. Представленные на рис. 3 зависимости отвечают  $T=0,15$  и  $T=1,075$  ч для осеннего сезона (а, б), а для лета (в) и весны (г)  $T$  равно 0,135 и 3,425 ч. Эти значения  $T$  соответствуют первым двум модам внутренних волн осенью, а также первой моде летом и второй моде зимой (см. табл. 1-4). Зависимость  $\mathcal{D}(z)$  на рисунке не представлена, так как она близка к  $\bar{V}(z)$ .

Для горизонтальных составляющих скорости в любой сезон максимальные значения по глубине достигаются или в приповерхностном или в придонном слоях. Зимой, как правило, максимумы  $\bar{V}(z)$  и  $\mathcal{D}(z)$  чаще находятся у свободной поверхности, а осенью у дна. Летом максимум горизонтальной скорости не опускается ниже 16 м. Минимальное значение горизонтальной скорости всегда лежит в промежуточном слое.

Таким образом, при  $\rho_0=100$  Па амплитуда внутренних волн для рассмотренных периодов колебаний и длин волн давлений во все сезоны не превышает 0,1 м. Величины составляющих скорости  $\bar{W}$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$  при этом не больше, чем  $4,2 \cdot 10^{-4}$ ;  $2,4 \cdot 10^{-2}$ ;  $3,2 \cdot 10^{-2}$  м/с соответственно. Преобладающей модой для всех сезонов является первая мода внутренних волн. Наименьшая интенсивность внутренних волновых движений характерна для зимы.

Отметим, что  $\bar{W}$ ,  $\bar{V}$ ,  $\mathcal{D}$ ,  $\bar{W}^*$  пропорциональны амплитуде атмосферных возмущений  $\rho_0$ . Поэтому эти величины могут быть пересчитаны для других  $\rho_0$ .

#### ПРИСТАТЕЙНЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Коняев К.В., Сабинин К.Д. Новые данные о внутренних волнах в море, полученные с помощью распределенных датчиков температуры. - ДАН СССР, 1973, т. 209, № 1, с. 86-89.
2. Белякова О.М., Беляков Ю.М. О периодах внутренних волн в замкнутом глубоком море. - Океанология, 1963, № 6, с. 962-963.
3. Курчатов И.В. Сейши в Черном и Азовском морях. - Изв. Центр. гидрометбюро, 1925, вып. 4, с. 149-158.

4. Фомичева Л.А. Стоны-нагоны, суточные колебания уровня и сейши Черного моря. - Труды ГОИН, Вып. 125. Л., 1976, с. 48-58.
5. Ямпольский А.Д. О внутренних волнах в Черном море по наблюдениям на многосуточной якорной станции. - Труды ИОАН, Вып. 39. М., 1960, с. 111-126.
6. Букатов А.Е. О влиянии горизонтальной диффузии плотности на внутренние волны. - Морские гидрофизические исследования, № 4. Севастополь, 1975, с. 61-67.
7. Букатов А.Е., Парамонов А.Н., Смирнов Г.В., Черкезов Л.В. Некоторые результаты анализа короткопериодных внутренних волн. - Морские гидрофизические исследования, № 4. Севастополь, 1977, с. 250-261.
8. Черкесов Л.В. Поверхностные и внутренние волны. К., "Наук. думка", 1973, 247 с.
9. Букатов А.Е. и др. Внутренние волны приливного периода в экваториальной зоне Индийского океана. - Океанология, 1978, т. 18, вып. 5, с. 788-795.
10. Иванов Ю.А., Морозов Е.Г. Деформация внутренних гравитационных волн потоком с горизонтальным сдвигом скорости. - Океанология, 1974, 14, вып. 3, с. 457-461.
11. Краусс В. Внутренние волны. Л., Гидрометеиздат, 1968, 272 с.
12. Озмидов Р.В. Горизонтальная турбулентность и горизонтальный обмен в океане. М., "Наука", 1968, 198 с.
13. Пухтыр Л.Д. К методике экспериментального изучения диффузии примесей в прибрежной зоне Черного моря. - В сб.: Докл. II Всесоюзной конференции молодых ученых гидрометслужбы СССР. М., Гидрометеиздат, 1977, с. 250-258.
14. Осипов Ю.С., Жидкова Н.И., Пухтыр Л.Д. К методу расчета трехмерной турбулентной диффузии в море. - Труды ГОИН, Вып. 125. Л., 1975, с. 59-65.
15. Brekhovskikh L.M., Konjaev K.V., Sabinin K.D. and Serikov A.N. Short - period internal waves in the Sea. J.G.R., 1975, vol. 80, no. 6, p. 856-864.
16. Marinescu L., Scharin O. Les variations périodiques de niveau de la Mer Noire a Constantza. Tran. Museum histoire nature. Gr. Antipa, t. 8, № 1, 1968, p. 531-535.
17. Tomczak J.M. Über durch interne Wellen erzeugte Reibungsgrenzschichten an Vertikalen Crenzflächen Deutsche Hydrographische Zeitschrift, 1969, 22, 1, S. 1-10.