

УДК 551.465.41

**К ВОПРОСУ О РОЛИ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В ФОРМИРОВАНИИ
ВЕРХНЕЙ КОНТАКТНОЙ ЗОНЫ ПРИДОННОГО ПЛОТНОСТНОГО
ТЕЧЕНИЯ**

А. Ю. Пыркин

(кафедра физики моря и вод суши)

Натурные исследования придонного плотностного течения показали, что верхний контактный слой его претерпевает повторяющиеся изменения, которые проявляются в возникновении инверсий температуры воды, «линз просветленной жидкости», характерных трансформаций слоя диффузии течения, а также его сжатия и расширения. Средний временной масштаб этих трансформаций $T=40$ мин, соответственно частота $\omega=2\pi/T=2,6 \cdot 10^{-3}$ рад/с [1].

Целью настоящей работы является оценка пространственно-временных масштабов когерентных структур [2], возникающих в придонном плотностном течении, которое вызвано механической стратификацией [3]. Движения в потоке можно разделить на три части: среднее, крупномасштабное и мелкомасштабное турбулентное движение. Тогда любую функцию $f(\mathbf{r}, t)$, описывающую движение исследуемого потока (скорость течения, давление, концентрацию взвешенных частиц), можно, следуя [2], представить в виде суммы

$$f(\mathbf{r}, t) = \bar{f}(\mathbf{r}) + \tilde{f}(\mathbf{r}, t) + f'(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где \bar{f} — функция, соответствующая среднему движению жидкости, \tilde{f} — крупномасштабному, f' — мелкомасштабному, \mathbf{r} — вектор пространственных координат, t — время. Для выделения компоненты \bar{f} вводится оператор осреднения $[f] = \bar{f}$, а для выделения \tilde{f} — оператор условного осреднения $\langle f \rangle = \tilde{f} + \bar{f}$. Операция условного осреднения достаточно подробно описана в работе [4]. Операторы осреднения и условного осреднения полагаются линейными, а все три компоненты исследуемого течения — не коррелированными между собой, т. е.

$$[f + l] = \bar{f} + \bar{l}, \quad \langle f + l \rangle = \langle f \rangle + \langle l \rangle,$$

$$\left[\frac{\partial f}{\partial x} \right] = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x}, \quad \langle \frac{\partial f}{\partial x} \rangle = \frac{\partial}{\partial x} \langle f \rangle,$$

$$[\tilde{f}l'] = \tilde{f}[l'] = 0, \quad [\tilde{f}\bar{l}] = [\tilde{f}l'] = 0.$$

Рассмотрим одноядерный придонный плотностной поток с вертикальными профилями средней скорости течения \bar{u} и средней концентрацией взвеси \bar{s} , полученными в натуральных условиях [3] и изображенными на рис. 1. Будем считать поток однородным в горизонтальном направлении, перпендикулярном направлению его

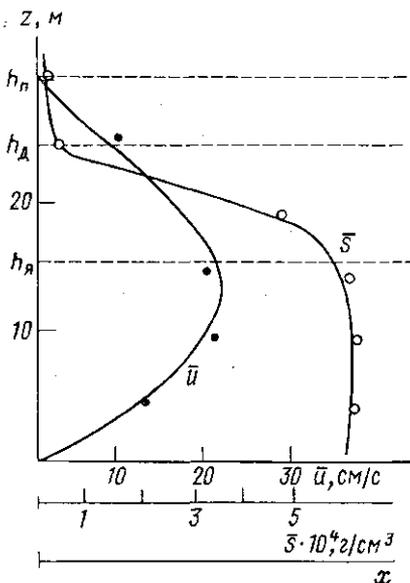


Рис. 1

распространения. Система уравнений, описывающая движение исследуемого течения, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\Delta \rho}{\rho} g_i, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\Delta \rho}{\rho} g, \\ \frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} + w \frac{\partial s}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где u — продольная, а w — вертикальная компоненты скорости течения, ρ — плотность воды, p — давление, $\Delta \rho$ — разность плотностей воды в потоке и вышележащих слоях, g — ускорение силы тяжести, i — уклон дна, s — концентрация взвешенных частиц. Поскольку рассматривается модель потока, обусловленного только механической стратификацией, то можно положить, что

$$\Delta \rho = \left(1 - \frac{1}{\rho_s} \right) s = \beta s, \quad (3)$$

где $\rho_s = 2,5 \text{ г/см}^3$ — плотность взвешенного материала [1].

Как видно из рис. 1, весь поток можно разделить на три области по вертикали. Область ядра потока $0 \leq z \leq h_n$ характеризуется наличием существенных градиентов скорости течения около дна, вторая область ($h_n < z \leq h_n$) — значительной стратификацией и существенным градиентом скорости течения, третья область ($h_n < z \leq h_n$) определяется наличием практически нейтральной стратификации и существенного сдвига скорости течения. Отсюда видно, что наиболее благоприятные условия для развития крупномасштабных образований существуют в первой и третьей областях. Так как в первой области наблюдается слабая стратификация, можно предположить, что величины \bar{s} достаточно малы и существенно не влияют на движение потока.

Согласно гипотезе Буссинеска [5], величины $u_i' u_j'$ представимы в виде

$$r_{ij} = u_i' u_j' = K_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{3} r_{kk} \delta_{ij}. \quad (4)$$

Здесь использованы тензорные обозначения и правило суммирования по повторяющимся индексам, K_T — коэффициент турбулентной вязкости, δ_{ij} — символ Кронекера. Так как масштабы когерентных структур много больше масштабов турбулентности, то по аналогии с гипотезой Буссинеска выражения вида $u_i' u_j' = \langle u_i' u_j' \rangle$, которые можно трактовать как часть рейнольдсовых напряжений, возникающих под действием когерентных структур, можно представить в следующем виде:

$$\tilde{r}_{ij} = \overline{u_i' u_j'} - \langle u_i' u_j' \rangle = K_T \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{3} \tilde{r}_{kk} \delta_{ij}. \quad (5)$$

Причем если не рассматривать пристенную зону, то можно положить K_T постоянной.

Далее, величины типа \tilde{f} будем искать в виде

$$\tilde{f}(x, z, t) = \tilde{f}_0(z) \exp [j(\omega t - kx)], \quad (6)$$

где $j^2 = -1$, ω и k — частота и волновое число крупномасштабных возмущений. Представив величины \bar{u} , \bar{p} , \bar{w} и \bar{s} в виде (1) и проводя операции осреднения и условного осреднения, после преобразований с использованием свойств операторов осреднения и условного осреднения, а также соотношений (3)—(6) и учета специфики первой области получим из системы (2) системы уравнений для среднего и крупномасштабного движений. Решение уравнений для среднего движения в линейном приближении приводится в работе [6].

Система уравнений для крупномасштабного движения имеет вид

$$\begin{aligned} j\omega\bar{u}_0 - k\bar{u}\bar{u}'_0 + \bar{w}_0\bar{u}'_0 &= jk\bar{p}_{c0} + K_T\bar{u}''_0 - K_Tjk\bar{w}'_0, \\ j\omega\bar{w}_0 - jk\bar{u}\bar{w}'_0 &= -\bar{p}_{c0} - K_Tjk\bar{u}'_0 + K_Tk^2\bar{w}_0, \\ \bar{w}'_0 &= ik\bar{u}_0, \end{aligned}$$

где $\bar{p}_{c0} = \Phi_0$; $\Phi = \bar{p} - \frac{1}{3}r_{kk}$. Граничные условия задаются в виде

$$\begin{aligned} z = 0: \bar{u}_0 &= 0; \bar{w}_0 = 0; \\ z = h_n: \bar{u}_0 &= U_0; \bar{w}_0 = W_0. \end{aligned}$$

Строго говоря, величина h_n не является постоянной, но, поскольку изменения ее не превышают 15% от толщины потока (что следует из [1]), ими можно пренебречь. Далее, исключая члены \bar{u}_0 и \bar{p}_{c0} , получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \omega\bar{w}''_0 - k(\bar{u}\bar{w}'_0)' + k(\bar{w}_0\bar{u}'_0)' - \omega k^2\bar{w}_0 + k^3\bar{u}\bar{w}_0 + jK_T\bar{w}''''_0 + \\ + 2jk^2K_T\bar{w}''_0 - jk^4K_T\bar{w}_0 = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} z = 0: \bar{w}_0 &= 0; \bar{w}'_0 = 0, \\ z = h_n: \bar{w}_0 &= \bar{W}_0; \bar{w}'_0 = \bar{W}'_0. \end{aligned}$$

Оценим масштабы когерентных структур, опираясь на экспериментальные данные. На рис. 2 приведены профили средней скорости течения \bar{u} и нормированной концентрации взвеси \bar{s}/s_{\max} , а также про-

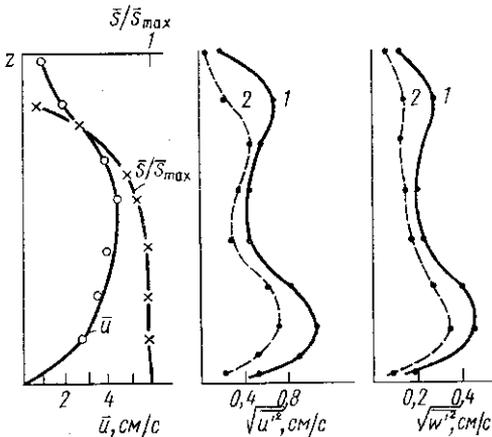


Рис. 2

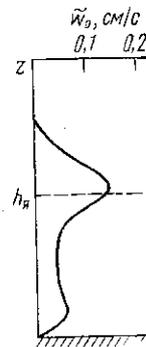


Рис. 3

фили среднеквадратичных значений пульсаций продольной $\sqrt{u'^2}$ и вертикальной $\sqrt{w'^2}$ компонент скорости течения по данным [7]. Причем кривые 1 получены путем обработки без применения фильтра, а кривые 2 — с применением фильтра типа «скользящее среднее». Авторы [7] делают вывод о сохранении формы профилей величин $\sqrt{u'^2}$ и $\sqrt{w'^2}$. Тогда можно предположить, что функция $\tilde{w}_0(z)$ будет такой, как показано на рис. 3. Абсолютные величины можно оценить из данных [1]. Из наличия вблизи $z=h_n$ точки перегиба и максимума функции \tilde{w}_0 следует, что $\tilde{w}_0''(h_n) < 0$. Если предположить, что функция \tilde{w}_0'' непрерывна вблизи дна, то вследствие существования ламинарного подслоя вблизи него можно положить $\tilde{w}_0''(0) = 0$. Тогда, проинтегрировав соотношение (7) по z от 0 до h_n , получим комплексное уравнение для ω и k , из которого следует

$$\omega = \frac{k\bar{u}(h_n)\tilde{w}_0'(h_n) - k\tilde{w}_0(h_n)\bar{u}'(h_n) - k^3 \int \bar{u}\tilde{w}_0 dz}{\tilde{w}_0'(h_n) + k^2 \int \tilde{w}_0 dz} \quad (8)$$

Данные [1] позволяют предположить, что наблюдаемые когерентные образования устойчивы (т. е. ω и k действительные). Поэтому величину k можно оценить из соотношения

$$k^2 = \tilde{w}_0'(h_n) / \int \tilde{w}_0 dz. \quad (9)$$

Используя (8) и (9), получим $\omega = 5 \cdot 10^{-3}$ рад/с. Таким образом, можно сделать вывод, что предположение о роли когерентных структур в формировании структуры верхней контактной зоны течения не противоречит результатам экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Самойлов Б. И., Пыркин А. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, 23, № 6, с. 32. [2] Великанов М. А. Русловой процесс. (Основы теории). М.: Физматгиз, 1958. [3] Пыркин Ю. Г., Петров В. П., Самойлов Б. И. Гидротехн. строительство, 1977, № 4, с. 9. [4] Репик Е. У., Соседко Ю. П. Сб. тр. III Всесоюз. семинара по моделям механики сплошной среды. Л., 1975, с. 7. [5] Мошин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965. [6] Пыркин А. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 1, с. 90. [7] Пыркин Ю. Г., Кузнецов А. А. Деп. ВИНТИ № 847-78. М., 1978.

Поступила в редакцию
14.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 550.388.2

ДИФфуЗИЯ ЛУЧА В «ЛИНЕЙНОМ» ИОНОСФЕРНОМ СЛОЕ

В. Д. Гусев, О. К. Власова

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Возможность описания рассеяния луча с помощью уравнения Эйнштейна—Фоккера в среде в среднем однородной со случайными флуктуациями показателя преломления подробно рассмотрена в работе [1]. Развитая там методика применяется в настоящей работе для среды с регулярным градиентом показателя преломления. Решение