

Очевидно, что в квадратных скобках стоит временное среднее флуктуационной компоненты $\tilde{\varepsilon}_1$. Делая замену переменной интегрирования $x_0 + Vt = x'$, получим, учитывая, что $L = VT$,

$$\tilde{\varepsilon}_1 = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{x_0}^{x_0+L} \varepsilon_1(x', y_0, z_0) dx' = \overline{\varepsilon_1},$$

$$\begin{aligned} \overline{\varphi_1(x_0 + Vt, y_0, 0)} &= \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{k}{L} \int_0^l \frac{dz_0}{\sqrt{\varepsilon_0(z_0)}} \times \\ &\times \int_{x_0}^{x_0+L} \varepsilon_1(x', y_0, z_0) dx' = \overline{\varphi_1}. \end{aligned}$$

Выражения, стоящие справа в этих равенствах, представляют собой средние значения флуктуационных компонент диэлектрической проницаемости и фазы волны, которые вычислены путем усреднения вдоль прямой линии (оси x'), направленной по вектору скорости. Тем самым, опираясь на доказанное выше, можно утверждать, что при выполнении условия пространственной эргодичности (2) найдены пространственные статистические характеристики.

Следовательно, в случайно-неоднородных средах, движущихся с постоянной скоростью, простран-

ственные статистические характеристики как диэлектрической проницаемости, так и фазы волны могут быть определены путем измерения временных средних. Подчеркнем здесь, что такой способ нахождения пространственных свойств возможен только для движущихся сред.

Результаты работы могут быть использованы при обработке натуральных данных, полученных при распространении волн разной природы (и частоты) в различных слоях атмосферы, а также в океане.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-02-16834).

Литература

1. Рытов С. М., Кравиц Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
2. Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1955.
3. Вологдин А. Г., Гусев В. Д. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 1. С. 46.
4. Титчмарш Е. Введение в теорию интегралов Фурье. М.: Л.: Гостехиздат, 1948.
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию
21.01.00

УДК 551.465.552

ГРАДИЕНТНОЕ ПЛОТНОСТНОЕ ТЕЧЕНИЕ С ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНОЙ, ВЫЗВАННОЙ УСИЛЕНИЕМ ВЕТРА

Б. И. Самолюбов, А. Л. Замарашкин, А. В. Силаев, М. В. Служев

(кафедра физики моря и вод суши)

На основании анализа результатов натуральных измерений выявлена эволюция придонного плотностного течения при усилении ветра. Измеренные распределения скорости сопоставлены с расчетными. Установлено, что под воздействием внутренней волны происходит передача импульса от дрейфового потока к придонному, получены полумпирические выражения для характеристик этого процесса с учетом влияния градиента давления и плотностной стратификации на течение.

Введение

Интенсивное изучение придонных плотностных потоков обусловлено важностью их учета при прогнозировании распространения примесей в природных водоемах и при использовании энергетических и сырьевых ресурсов морей, озер и водохранилищ. Несмотря на активные исследования этих потоков, данные о плотностных течениях в высокопроточных бассейнах встречаются в публикациях крайне редко [1–4]. Обычно предполагается, что плотностные течения в таких бассейнах отсутствуют из-за сильного перемешивания, ведущего к дестратификации вод. Вместе с тем исследования, проведенные экспедициями МГУ летом 1998 и 1999 гг. в высокопроточном Ивановском водохранилище, свидетельствуют о существовании в нем придонного стратифициро-

ванного потока. Результаты исследований эволюции обнаруженного течения во времени и по глубине приведены в настоящей статье.

1. Объект и методика исследований

Ивановское водохранилище расположено на равнине, прорезанной долиной р. Волги. Длина водохранилища составляет 120 км, глубина до 20 м, максимальная ширина 4 км. Средний уклон дна $i_s \approx 10^{-4}$, а в отдельных местах на участках протяженностью $1 \div 2$ км может достигать $2 \cdot 10^{-3}$. Среднее значение коэффициента водообмена $8,3 \text{ год}^{-1}$ [2, 5]. Обсуждаемые в статье результаты получены при выполнении 5-часовой серии последовательных зондирований в верхней части водохранилища на станции Шоша (волжский фарватер). Одновременно регистрировались профили скорости потока $U(z)$, темпе-

ратуры воды $T(z)$, концентрации взвеси $C_s(z)$, а также скорость ветра U_w на высоте 2 м над поверхностью воды. Длительность измерений профилей $U(z)$, $T(z)$, $C_s(z)$ в слое толщиной 10 м составляла 12 ÷ 15 мин (шаг по глубине 0,5 м).

Комплекс погружаемой аппаратуры, который применялся в исследованиях, включал градиентные установки для синхронной регистрации скорости течения на пяти горизонтах в слое воды толщиной 3 м, измеритель направления течения, фотоэлектрический прозрачномер с датчиком температуры [1]. Точность измерений составляла 3% для скорости потока в диапазоне (10 ÷ 70) см/с; 0,02°C для температуры; $(2 ÷ 5) \cdot 10^{-6}$ и $(0,5 ÷ 6) \cdot 10^{-5}$ г/см³ для концентрации взвеси S в диапазоне $(1 ÷ 300) \cdot 10^{-5}$ г/см³ при ее определении прямым и фотоэлектрическим методами. Минимальная регистрируемая скорость течения была равна 2 см/с.

2. Структура потока

Типичные профили $U(z)$, $T(z)$, $C_s(z)$ и частоты плавучести $N = \sqrt{g(-\partial_z \rho)/\rho}$ (рис. 1) имеют вид, характерный для плотностного течения в зоне его формирования. Максимум скорости наблюдается на высоте $z_m = (4 ÷ 7,5)$ м над дном. Кривые $U(z)$ на рис. 1 соответствуют расчетам по модели из работы [1]. Устойчивость течения обеспечивалась преимущественно ростом температуры с высотой над

уровнем дна. Влияние концентрации взвеси и растворенных солей на плотностное расслоение вод было пренебрежимо малым по сравнению с воздействием на него термической стратификации. Профиль $T(z)$ имеет квазиступенчатый характер, которому соответствует вертикальное распределение N с двумя максимумами в области $z = 1 ÷ 9$ м на рис. 1. Толщина потока z_u в период наблюдений составляла $9,5 ÷ 10$ м*). Значение z_u с точностью до шага профильных измерений совпадало с глубиной H в месте проведения исследований. При дальнейшем распространении придонного потока (по мере роста глубины водохранилища) это холодное течение погружалось под вышележащие слои воды меньшей плотности и его толщина z_u приближалась к $0,5H$ [4].

Осредненные по глубине и по времени (обозначено соответственно чертой сверху и угловыми скобками) значения скорости течения $\langle U \rangle$, разности плотностей жидкости в потоке и на его верхней границе $\langle \Delta \rho \rangle$, температуры воды $\langle T \rangle$ и концентрации взвеси $\langle C_s \rangle$ равны 11 см/с, $4 \cdot 10^{-5}$ г/см³, 20°C и 15 мг/л соответственно. Осредненное интеграль-

*) Толщина потока $z_u = z_m + \Delta z_m$, где z_m — уровень максимума скорости течения; $\Delta z_m = 2(z_{in} - z_m)$ — толщина слоя смешения, z_{in} — ордината точки перегиба на профиле U над уровнем z_m . Точнее значение Δz_m оценивается по аппроксимации распределения скорости в слое смешения теоретическим профилем [1].

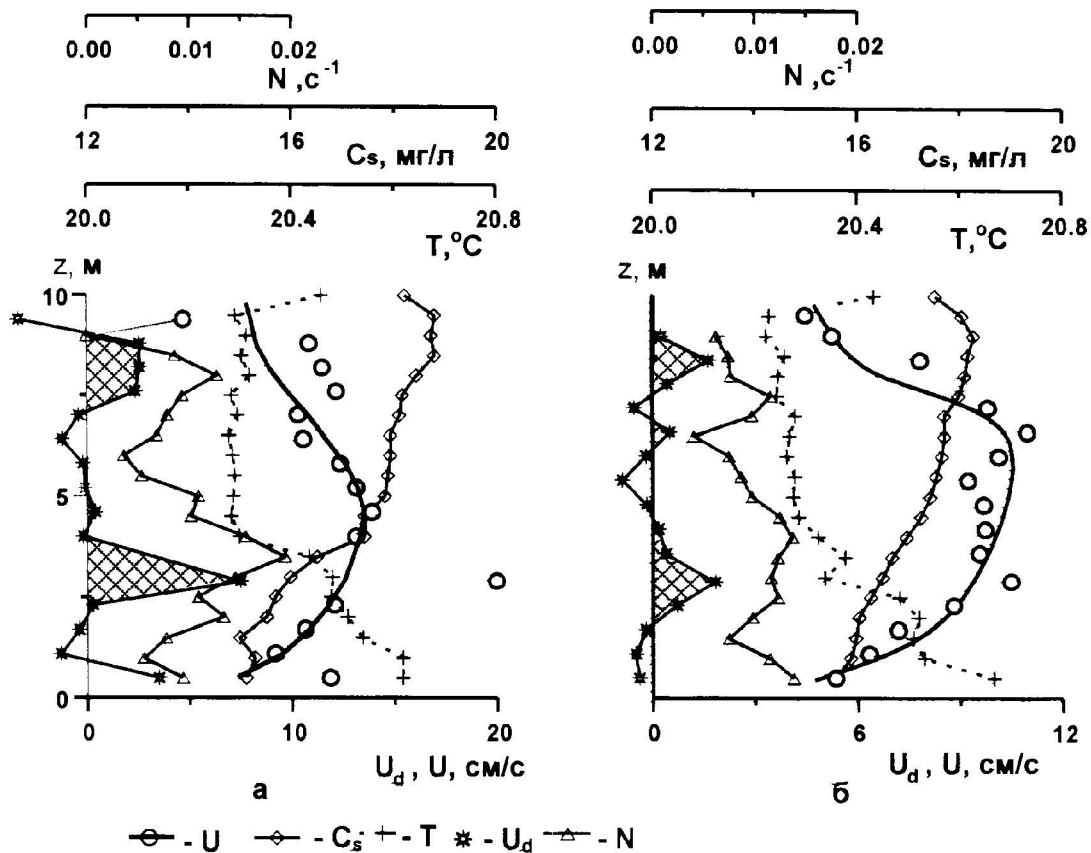


Рис. 1. Вертикальные распределения скорости течения U , концентрации взвеси C_s , температуры воды T , волновых возмущений скорости потока U_d (заштрихованные области — зоны положительных возмущений U_d^+) и частоты плавучести N при значениях $U_d^+/\langle U \rangle$, равных 0,5 (а) и 0,25 (б). Кривые $U(z)$ — теоретические

ное число Ричардсона $\langle Ri_u \rangle = \langle gz_u \overline{\Delta\rho} / \rho \overline{U}^2 \rangle$, характеризующее устойчивость потока в целом (g — ускорение свободного падения), составляло 0,5, т.е. вдвое превышало известное критическое значение для градиентного аналога этого параметра ($Ri_{cr} = [g(-\partial_z \rho) / \rho (\partial_z U)^2]_{cr} = 0,25$).

Точка перегиба на профиле скорости в слое смешения, в которой течение всегда неустойчиво к воздействию малых возмущений [6], находилась вблизи поверхности воды, на глубине $1 \div 3$ м (см. рис. 1). За счет такого расположения точки перегиба поток часто терял гидродинамическую устойчивость в случаях снижения Ri_u до значений, меньших Ri_{cr} (рис. 2, а) при усилении ветра и соответствующем ускорении

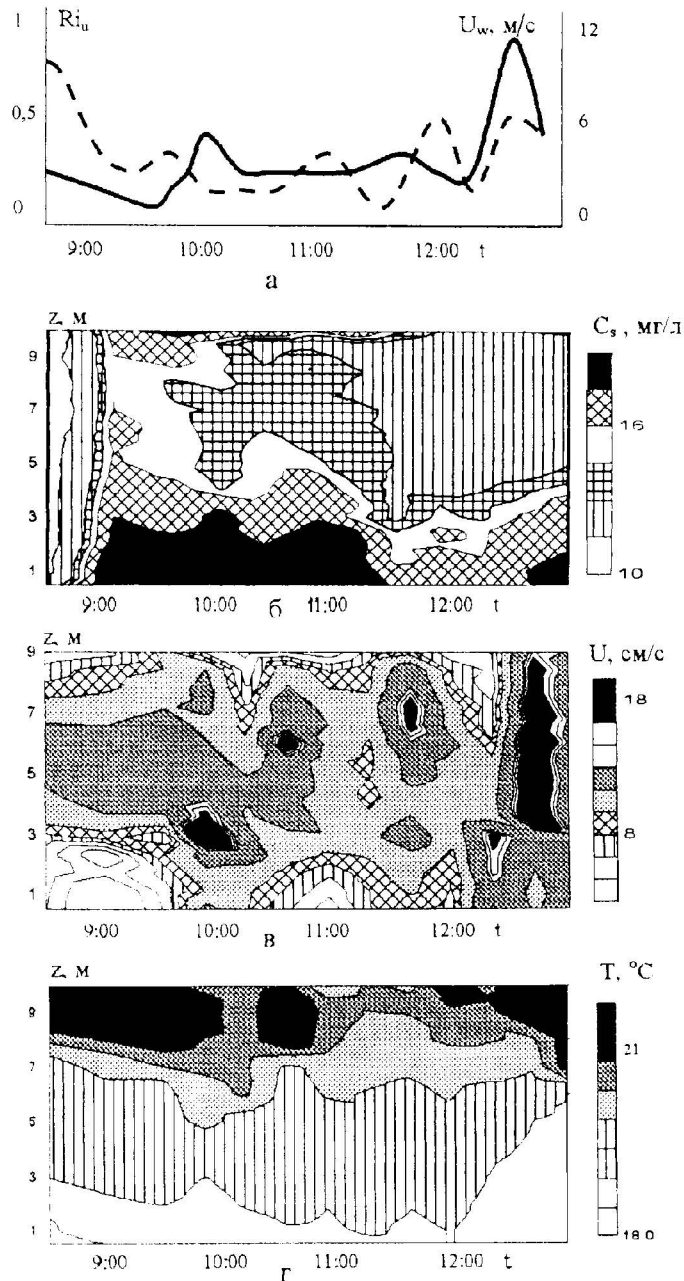


Рис. 2. Графики зависимостей скорости ветра U_w (сплошная кривая) и интегрального числа Ричардсона Ri_u (пунктир) от времени t (а) и соответствующие преобразования распределений концентрации взвеси C_s (б), скорости течения U (в) и температуры воды T (г) во времени t и по высоте над уровнем дна z

приповерхностных слоев воды. Спады устойчивости течения способствовали развитию внутренней волны, действие которой, судя по ходу изолиний C_s , U , T , охватывало всю толщину потока и вызывало изменения структур полей концентрации взвеси, скорости течения и температуры воды (рис. 2, б, в, г).

Распределения C_s , U , T на рис. 2, б, в, г по высоте над уровнем дна и во времени характеризуют эволюцию течения с внутренней волной, порожденной флуктуациями скорости ветра (см. рис. 2, а). На фоне общего усиления ветра от 1 до 10 м/с заметны пики U_w , особенно резкие (3 и 5 м/с) при $t = 10$ ч 00 мин и 12 ч 30 мин. Этим пикам U_w соответствуют максимумы на профиле волны, который прослеживается по ходу изотакх $U = 9$ см/с. Высота волны равна $1 \div 3$ м, крутизна $(0,2 \div 1) \cdot 10^{-2}$, период ($1 \div 2$ ч) близок к периоду флуктуаций скорости ветра и существенно превышает время измерения профиля скорости (13 мин). В поле концентрации взвеси (рис. 2, б) наряду с волновыми колебаниями изолиний C_s наблюдается прохождение зоны повышенной мутности в придонном слое в период с 9 ч до 11 ч 15 мин. Зарегистрированное повышение концентрации взвеси связано, по-видимому, с поступлением в водоем техногенных загрязнений [5]. Под влиянием турбулентного обмена и внутренней волны из придонного слоя выбрасываются облака мутности, хорошо заметные в 9 ч 15 мин ($z \cong 6$ м) и в 11 ч 40 мин ($z \cong 2$ м). Эмиссия загрязнений из придонных в вышележащие слои препятствует самоочищению вод, что должно учитываться при прогнозировании качества воды.

Изменения структур полей скорости и температуры (рис. 2, в, г) характерны для внутренней волны и особенно для ее второй моды. Наблюдается типичная для такого процесса противофазность у дна и в слое смешения. В поле скорости $U(z, t)$ на фоне колеблющейся зоны с $U > 8$ см/с существуют области максимумов, появление которых связано с передачей импульса от дрейфового потока к придонному под воздействием внутренней волны.

3. Волновые преобразования течения

Для выяснения механизма зарегистрированных преобразований течения был проведен анализ зависимостей возмущения скорости потока от характеристик поля плотности ($\overline{\Delta\rho}$, N) и от скорости ветра U_w . Волновые возмущения скорости определялись как

$$U_d = U - \langle U \overline{U} / \langle \overline{U} \rangle \rangle. \quad (1)$$

При анализе связи положительных возмущений U_d^+ со скоростью ветра предполагалось, что значения U_d^+ (см. рис. 1) обратно пропорциональны величине $H - z_d$ (здесь H — глубина места, z_d — высота максимума U_d^+ над уровнем дна) и усиливаются при росте протяженности участка взаимодействия внутренней волны с ветром. Размер этого участка тем больше, чем больше длина волны. Поэтому исследовалась связь отношений U_d^+ / U_w и $c_p t_w / (H - z_d) n$, где $c_p t_w / n$ — длина внутренней

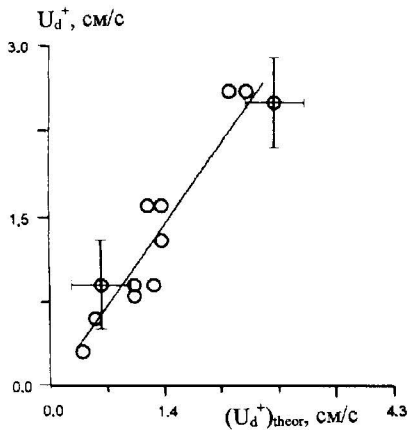


Рис. 3. График зависимости положительных волновых возмущений скорости течения U_d^+ от $(U_d^+)_{\text{теор}}$ из (2). Интервалы на рисунке соответствуют среднеквадратичному отклонению

волны, $c_p = (g\Delta\rho H/\rho)^{1/2}$ и t_w — ее фазовая скорость и период (средние за время серии зондирования), $n = 1, 2, 3, \dots$ — номер моды волны. В результате была обнаружена зависимость (рис. 3), которой соответствует функция вида

$$U_d^+ = 1, 8 \frac{c_p t_w}{n} \left(\frac{U_w}{H - z_d} \right). \quad (2)$$

Номер моды n задавался равным 2 на основании анализа структуры поля скорости (см. раздел 2). Для большинства значений U_d^+ на рис. 3 величина $n = 2$ обеспечивает их удовлетворительное соответствие прямой на графике. Лишь в четырех случаях имели место отклонения от этой общей закономерности, обусловленные влиянием других мод ($n = 1$ и 3). Отмеченное преобладание воздействия второй моды внутренней волны на перенос зон возмущений скорости подтверждается также дополнительными результатами, представленными ниже. Согласно графику на рис. 3 и формуле (2), зарегистрированные возмущения скорости вызваны развивающимся ветром и внутренней волной, формирующейся под его влиянием.

Ординаты z_d^+ максимумов U_d^+ , локализованных в заштрихованных зонах положительных волновых возмущений скорости на рис. 1 в слое смешения придонного потока, сопоставлены на рис. 4 с положениями верхнего (z_2) и нижнего (z_1) максимумов частоты плавучести N . Колебания всего слоя ($z_1 \div z_2$), которому соответствует выделенная область на рис. 4, происходят под влиянием первой моды внутренней волны, а утолщения и сжатия этой области определяются развитием второй моды [1]. Как следует из рис. 4, ординаты z_d^+ близки к ординатам профиля внутренней волны, который определяется по уровню $z_2(t)$.

Положение максимума скорости потока z_m (рис. 4) также изменялось аналогично ординате z_2 . При этом $z_m = 0,8z_2$ ($\pm 10\%$). Влияние волновых возмущений скорости на течение заметно и на распределении динамической скорости U_* (рис. 4),

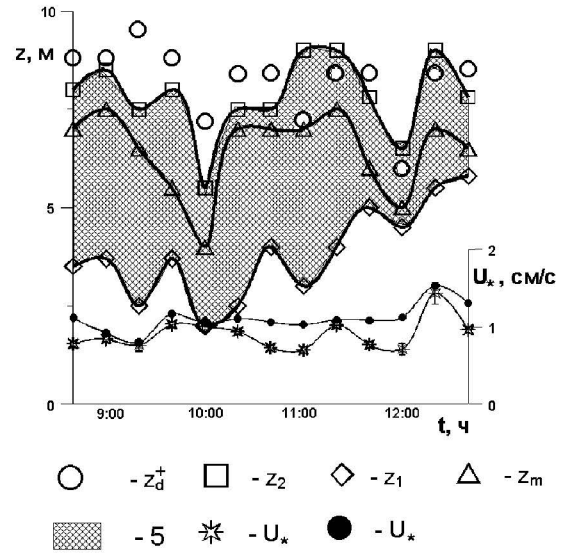


Рис. 4. Распределения во времени ординат z_d^+ возмущений скорости течения, уровней верхнего z_2 и нижнего z_1 максимумов частоты плавучести, положения z_m максимума на профилях скорости течения и динамической скорости U_* , рассчитанной по формулам (3) — звездочки и (6) — черные кружки. Заштрихованная область соответствует слою $z_1 \div z_2$

рассчитанной по выражению [1]

$$U_* = 0,2U_m / \ln(10z_m/z_0), \quad (3)$$

где $U_m = U(z_m)$, z_0 — высота шероховатости дна, которая принималась постоянной для данной серии зондирования. Значение z_0 находилось как среднее по пяти профилям скорости с $U(z) \sim \ln(z/z_0)$ при $z < 0,2z_m$ [1] и составляло 5 см ($\pm 10\%$). Значение U_* возрастает при уменьшении z_d^+ , когда зоны возмущений скорости U_d^+ попадают в ядро течения, т. е. в область с $U(z) > \bar{U}$. Особенно четко этот эффект выражен в моменты времени $t = 11$ ч 20 мин и 12 ч 00 мин, когда были зарегистрированы «прорывы» зон возмущений скорости через верхний (суточный) термоклин, которые сопровождались увеличением динамической скорости U_* (см. рис. 4) с запаздыванием на $\Delta t \cong 20$ мин.

Высоты, на которых расположены максимумы U_d^+ , зависят от соотношения скоростей ветра U_w и распространения волны на течении $c_p + U_F$:

$$z_d = H - 2,5 \cdot 10^{-2} h_w \left(1 + \left(\frac{(U_w)_s}{c_p + U_F} \right)^2 \right). \quad (4)$$

Здесь $U_F = U|_{z=H-0,1\text{м}}$, $z = H - 0,1$ м — ближайший к поверхности воды уровень регистрации скорости течения; $h_w = a_w c_p t_w / n$ и a_w — средние за время серии зондирования значения высоты и крутизны волны; $(U_w)_s = U_w(t - \Delta t)$ — скорость ветра, Δt — время перемещения зоны положительных волновых возмущений скорости от поверхности на глубину $H - z_d$. Согласно оценкам, сделанным по данным измерений, величины h_w при $n = 1$, a_w и c_p составляли 2 м, $5 \cdot 10^{-3}$ и 6 см/с соответственно; $U_F = U(z_u) \cong c_p$, $\Delta t \cong 20$ мин. Выражение (4) получено на основании

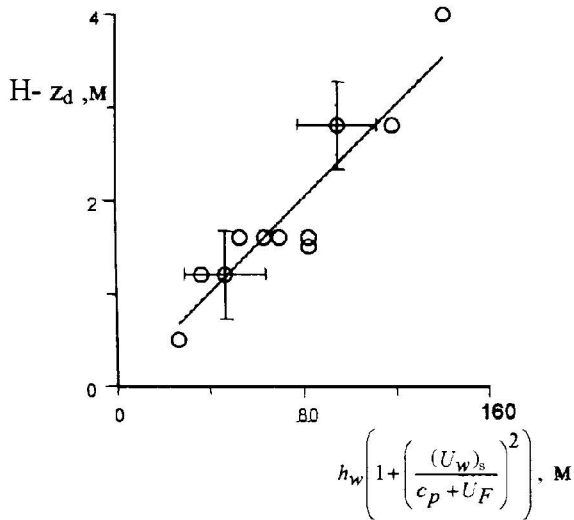


Рис. 5. Зависимость глубины погружения зон возмущений скорости $H - z_d$ от квадрата отношения скорости ветра $(U_w)_s$ к скорости распространения внутренней волны на течения $(c_p + U_F)$. Здесь $(U_w)_s = U_w(t - \Delta t)$, Δt — масштаб времени переноса возмущения скорости на глубину $H - z_d$, h_w — средняя за время серии зондирований высота волны

следующих соображений. Предполагалось, что заглубление зон волновых возмущений скорости $H - z_d$ пропорционально h_w . Вместе с тем наблюдавшееся увеличение U_d^+ после усиления ветра свидетельствует о том, что $H - z_d \sim U_w(t - \Delta t)$, где Δt — время погружения зон волновых возмущений скорости. Поскольку зона возмущений перемещается со скоростью $c_p + U_F$ от точки, соответствующей началу ее погружения, до расположенной ниже по течению вертикали, на которой выполняются зондирования, то $H - z_d \sim (c_p + U_F)^{-1}$. Поэтому анализировалась связь величин $H - z_d/h_w$ и $U_w(t - \Delta t)/(c_p + U_F)$. Как следует из графика зависимости $H - z_d$ от $h_w \left(1 + \left(\frac{(U_w)_s}{c_p + U_F} \right)^2 \right)$ (рис. 5), выражение (4) качественно правильно отражает зависимость z_d от параметров волны и течения. Таким образом, установлено, что внутренняя волна (с соответствующим запаздыванием) переносит импульс из ускоряющихся ветром приповерхностных слоев воды в ядро придонного стратифицированного потока.

4. Особенности динамики и теоретического описания течения

Полученные в эксперименте характеристики изучаемого течения описываются моделью из работы [1] (см. кривые $U(z)$ на рис. 1), в которой $U(z) = U(U_*, z_m, z_0, z_u)$. Методы определения U_* , z_m , z_0 для данного потока приведены выше (раздел 3), $z_u \cong H$. Согласно выражению (3), максимальная скорость на профиле ($U = U_m$) пропорциональна U_* . Для моделирования профилей скорости необходимо иное выражение для U_* , не включающее U_m .

Величину U_* можно найти из осредненного по вертикали в слое $z_0 \div z_u$ уравнения баланса турбулентной энергии в приближениях локальной квазистационарности и горизонтальной квази-

однородности стратифицированного течения в виде (см. [1, 7]):

$$U_*^2 = 0,5\bar{U}^2 (c_\epsilon + \varphi_D) + \omega_w g z_u^2 \bar{\Delta\rho} / \rho \bar{U} z_m, \quad (5)$$

где $c_\epsilon = \left(\frac{\bar{\epsilon}}{\bar{U}^3 z_u} \right)$, типичное значение этой величины в плотностном потоке $c_\epsilon \cong 3 \cdot 10^{-3}$; $\varphi_D = z_u \frac{\bar{D}}{\bar{U}^3}$; $\bar{\epsilon}$ и \bar{D} — средние по толщине потока z_u значения удельных (на единицу массы жидкости) диссипации и диффузии пульсационной энергии, а величина $g\omega_w \bar{\Delta\rho} / \rho$ (с точностью до коэффициента z_u/z_m) соответствует также осредненным удельным энергозатратам на вертикальный перенос примеси. В выражение (5) входит масштаб скорости вертикального турбулентного массопереноса

$$\omega_w = \frac{\langle w' \rho' \rangle}{\Delta\rho} = \frac{\overline{r_{w\rho} \sigma_w \sigma_\rho}}{\Delta\rho} \cong c_w \overline{r_{w\rho} \sigma_w} \frac{\overline{\sigma_\rho}}{\Delta\rho}. \quad \text{Здесь } r_{w\rho} \text{ — коэффициент корреляции пульсаций вертикальной компоненты скорости течения } w' \text{ и плотности жидкости } \rho'; \sigma_w \text{ и } \sigma_\rho \text{ — среднеквадратичные значения } w' \text{ и } \rho'. \text{ Если, как и в работах [1, 8], принять } r_{w\rho} \cong 0,4; \overline{\sigma_\rho} / \Delta\rho \approx 0,1; \overline{\sigma_w} \approx 0,4\overline{\sigma_u}; \overline{\sigma_u} \approx 0,1\bar{U}, \text{ то } \omega_w \cong 1,6 \cdot 10^{-3} c_w \bar{U}.$$

Предполагается, что при поступлении в поток энергии за счет воздействия ветра $\varphi_D \sim U_w$. Из выражений (3), (5) по результатам обсуждаемой серии зондирований плотностного течения найдено, что $\varphi_D \approx 3 \cdot 10^{-3} (U_w/U_{w1})_s$ при $c_\epsilon \cong 2,7 \cdot 10^{-3}$, $c_w \cong 1$ и $U_w > 1$ м/с. Здесь $(U_w/U_{w1})_s = U_w(t - \Delta t)/U_{w1}$, $\Delta t = 20$ мин, $U_{w1} = 1$ м/с.

При уменьшении U_w до 1 м/с скорость \bar{U} снижалась до начальной \bar{U}_0 , а значения φ_D приближались к нулевым. Поэтому величину U_* из (5) при $\bar{U} = \bar{U}_0$ и $\varphi_D = 0$ можно приближенно рассматривать как «штилевую» динамическую скорость $(U_*)_c$, изменения которой зависят лишь от продольного градиента давления, обусловленного стоком через водоем, и от устойчивости стратификации. С усилением ветра увеличиваются зависящие от его скорости слагаемые в (5) и соответственно растет отклонение значения U_* от «штилевого». Функция $\Delta(U_*^2)_w = U_*^2 - (U_*^2)_c$, найденная по представленным в данной работе результатам, с приведенными выше значениями c_ϵ , $\omega_w/\bar{U} = 1,6 \cdot 10^{-3}$ и c_w , имеет вид $\Delta(U_*^2)_w = 8 \cdot 10^{-3} \bar{U}_0^2 \ln(U_w/U_{w1})_s$ (точность аппроксимации составляет $\pm 15\%$).

В результате подстановки в (5) такой функции и замены $\bar{U} = \bar{U}_0$ получается важное для математического моделирования течения выражение, позволяющее определить U_* по известным значениям \bar{U}_0 , $\bar{\Delta\rho}$ и U_w :

$$U_*^2 \cong \bar{U}_0^2 (0,5c_\epsilon + 8 \cdot 10^{-3} \ln(U_w/U_{w1})) + \left(3 \cdot 10^{-3} \frac{z_u}{z_m} g \bar{\Delta\rho} z_u / \rho \right). \quad (6)$$

Рассчитанные по (6) значения U_* сопоставлены на рис. 4 с найденными по (3). С помощью (6) можно, используя модель из работы [1], получить профили

$U(z)$ градиентного плотностного потока с внутренней волной при развитии ветра (см. рис. 1).

Выражение (6) с учетом (3) позволяет оценить воздействие на скорость течения $U_m = U(z_m)$ каждого из основных факторов, определяющих развитие потока: градиента давления за счет стока через водохранилище (первое слагаемое справа в (6)), влияния ветра (второе слагаемое) и эффектов стратификации (третье слагаемое). Такая оценка, по данным прямых измерений $U(z, t)$, $T(z, t)$ и $U_w(t)$, показала, что в среднем за время серии зондирований значения U_* и U_m определяются на 50% стоковым градиентом давления, на 26% влиянием ветра и на 24% эффектами стратификации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-05-64045) и программы «Университеты России — фундаментальные исследования» (грант 990981).

Литература

1. *Самолобов Б.И.* Придонные стратифицированные течения. М: Научный мир, 1999.

2. *Эдельштейн К.К.* Водохранилища России. Экологические проблемы, пути их решения. М.: ГЕОС, 1998.
3. *Albrecht A., Goudsmit G., Zeh M.* // *Limnology and Oceanography*. 1999. **44**. P. 196.
4. *Самолобов Б.И., Слеуев М.В., Замарашкин А.Л., Шильнев А.В.* // *Физическая экология*. 1999. М.: Физический ф-т МГУ, 1999. № 5. С. 81.
5. *Ривьер И.К., Литвинов А.С.* // *Водные ресурсы*. 1997. **24**, № 5. С. 590.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI: Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
7. *Fukushima Y., Parker G., Pantin H.* // *Mar. Geol.* 1985. **67**, No. 1–2. P. 55.
8. *Анисимова Е.П., Петров В.В., Сперанская А.А., Шитов М.В.* // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 1992. № 5. С. 63 (*Moscow University Phys. Bull.* 1992. No. 5. P. 57).

Поступила в редакцию
31.03.00

УДК 551.463:532.6

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ В ПОВЕРХНОСТНОМ МИКРОСЛОЕ ОКЕАНА

В. Б. Лапшин*), Е. В. Караваева, А. А. Будников

(кафедра физики атмосферы)

Методом энергетического анализа исследована гравитационно-капиллярная устойчивость горизонтального слоя жидкости по отношению к возмущениям. На основе теоретических расчетов и экспериментальных данных определена критическая толщина слоя морской воды, при которой сопоставимы энергии конвекций Рэлея и Марангони.

Введение

Устойчивость решений уравнений Навье–Стокса можно исследовать с помощью энергетического или спектрального анализа. Цель обоих методов — определение различных режимов течений путем вычисления безразмерных критических чисел.

Безразмерные числа являются масштабными множителями, входящими в уравнения переноса и граничные условия. Они могут быть использованы при сопоставлении сил, действующих в жидкости (например, число Марангони определяет соотношение капиллярных сил и сил вязкости; число Рэлея — соотношение сил плавучести и сил вязкости), при определении критериев потери гидродинамической устойчивости.

Иногда, например в задаче Бинара, для определения условия неустойчивости достаточно использовать критерии, полученные на основе спектральной теории [1]. Однако в спектральной теории рассматриваются бесконечно малые возмущения, для которых применимы линеаризованные уравнения. Если

возмущения имеют конечную величину, такие критерии могут не выполняться.

В случае, когда размер возмущений не является бесконечно малым, используются методы энергетической теории, дающие критерии, достаточные для определения безусловной устойчивости основного течения. Энергетическая теория обычно исследует эволюцию энергии возмущения путем анализа соответствующего функционала. Иногда возможно подобрать положительно определенные функционалы, примером которых является функция Ляпунова. Такие функционалы позволяют расширить область значений критических чисел, гарантирующих безусловную устойчивость [1].

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований физических параметров, определяющих числа Марангони и Рэлея, для реального поверхностного микрослоя океана. На основе эксперимента выполнена оценка критического числа Марангони. Полученные величины сопоставлены с теоретическими значениями критических чисел Рэлея и Марангони.

*) Государственный океанографический институт, Москва.