

УДК 532.517.4:532.582.7

© 1997 г. О.Ф. ВОРОПАЕВА, Ю.Д. ЧАШЕЧКИН, Г.Г. ЧЕРНЫХ

ДИФфуЗИЯ ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ ОТ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ИСТОЧНИКА В ЗОНЕ ТУРБУЛЕНТНОГО СМЕШЕНИЯ

Выполнено численное моделирование распространения пассивной примеси от локализованного источника в области турбулентного смешения в непрерывно стратифицированной жидкости (плоская задача). Положение источника не совпадает с центром турбулизованной области. Результаты расчетов свидетельствуют о существенной зависимости распределения осредненной концентрации примеси от начальных данных. Смещение положения максимума концентрации к центру области происходит достаточно медленно, что согласуется с данными лабораторных экспериментов. В качестве методического примера также рассмотрена задача об эволюции следа с нулевым избыточным импульсом за самодвижущимся телом вращения.

Турбулентная диффузия в стратифицированных средах оказывает существенное влияние на формирование тонкой структуры атмосферы и океана и перенос примесей [1, 2]. Иерархия математических моделей диффузионных процессов приведена в [3]. В настоящей работе анализируются некоторые особенности распространения примесей от локализованного источника, находящегося в двухмерном турбулизованном пятне в непрерывно стратифицированной жидкости. Собственная динамика пятна и поле индуцированных им внутренних волн изучены достаточно подробно [4–6]. Здесь дано описание численной модели течения и представлены результаты расчетов в случае, когда положение источника примеси не совпадает с центром турбулизованной области.

Результаты численных экспериментов свидетельствуют о существенной зависимости характера распределения осредненной концентрации примеси от начальных данных для этой величины. В частности, смещение положения максимума осредненной концентрации к центру турбулизованной области происходит достаточно медленно в сравнении с вырождением турбулентности. Подобная ситуация наблюдалась в лабораторных экспериментах [7], в которых изучалась диффузия тепла от локализованного источника в плоском турбулентном следе в однородной жидкости.

1. Постановка задачи. Для описания эволюции зоны турбулентного смешения используется следующая система осредненных уравнений движения, неразрывности, несжимаемости и переноса концентрации пассивной примеси:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p_1 \rangle}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \langle u'^2 \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle u'v' \rangle \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p_1 \rangle}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \langle u'v' \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle v'^2 \rangle - \frac{g \langle \rho_1 \rangle}{\rho_0} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \langle \rho_1 \rangle}{\partial t} + U \frac{\partial \langle \rho_1 \rangle}{\partial x} + V \frac{\partial \langle \rho_1 \rangle}{\partial y} + V \frac{d\rho_s}{dy} = -\frac{\partial}{\partial x} \langle u'\rho' \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle v'\rho' \rangle \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U \frac{\partial \Theta}{\partial x} + V \frac{\partial \Theta}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial x} \langle u' \theta' \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle v' \theta' \rangle \quad (1.5)$$

В уравнениях (1.1)–(1.5) величины U , V – компоненты скорости осредненного движения в направлении осей x , y ; ось x направлена горизонтально, ось y – вертикально вверх, против силы тяжести; p_1 – отклонение давления от гидростатического, обусловленного стратификацией $\rho_s(y)$; g – ускорение силы тяжести; $\langle \rho_1 \rangle$ – осредненный дефект плотности; $\rho_1 = \rho - \rho_s$, $\rho_s = \rho_s(y)$ – плотность невозмущенной жидкости, $d\rho_s/dy \leq \leq 0$ (устойчивая стратификация), $\rho_0 = \rho_s(0)$; Θ – осредненная концентрация пассивной примеси; штрихом обозначены пульсационные составляющие; $\langle \rangle$ – знак осреднения. Плотность жидкости считается линейной функцией температуры; стратификация предполагается слабой и используется приближение Обербека – Буссинеска. В уравнениях (1.1)–(1.5) отброшены в предположении малости члены с молекулярной вязкостью и диффузией.

Система уравнений (1.1)–(1.5) незамкнута; для определения нормальных рейнольдсовых напряжений $t_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$ ($i = j = 1, 2$), потоков $\langle u'_i \rho' \rangle$ ($i = 1, 2$) и дисперсии флуктуаций плотности $\langle \rho'^2 \rangle$ воспользуемся алгебраическими аппроксимациями [3]

$$\frac{t_{ij}}{e} = \frac{2}{3} \delta_{ij} + \frac{1 - C_2}{C_1} \left(\frac{P_{ij}}{\varepsilon} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{P}{\varepsilon} \right) + \frac{1 - C_3}{C_1} \left(\frac{G_{ij}}{\varepsilon} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{G}{\varepsilon} \right) \quad (1.6)$$

здесь

$$P_{ij} = - \left\{ t_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + t_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right\}, \quad G_{ij} = \frac{1}{\rho_0} (\langle u'_i \rho' \rangle g_j + \langle u'_j \rho' \rangle g_i)$$

$$\mathbf{g} = (0, -g, 0), \quad U_1 = U, \quad U_2 = V, \quad 2P = P_{ii}, \quad 2G = G_{ii}$$

$$-\langle u' \rho' \rangle = \frac{\langle u'^2 \rangle e}{C_1 \varepsilon} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial x} \quad (1.7)$$

$$-\langle v' \rho' \rangle = \frac{e}{C_1 \varepsilon} \left\{ \langle v'^2 \rangle \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial y} + \frac{1 - C_{2t}}{\rho_0} g \langle \rho'^2 \rangle \right\} \quad (1.8)$$

$$\langle \rho'^2 \rangle = - \frac{2}{C_1} \frac{e}{\varepsilon} \langle v' \rho' \rangle \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial y} \quad (1.9)$$

В дополнение к уравнениям (1.1)–(1.5) и соотношениям (1.6)–(1.9) привлекаются дифференциальные уравнения переноса плотности (на единицу массы) кинетической энергии турбулентности $e = \langle u'_i u'_i \rangle / 2$ ($i = 1, 2, 3$), скорости диссипации ε и касательного рейнольдсова напряжения $\langle u' v' \rangle$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + U \frac{\partial e}{\partial x} + V \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} K_{ex} \frac{\partial e}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_{ey} \frac{\partial e}{\partial y} + P + G - \varepsilon \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} K_{ex} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_{ey} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{e} (P + G) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{e} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial t} + U \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial x} + V \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} K_{ex} \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial x} + \\ + \frac{\partial}{\partial y} K_{ey} \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} + (1 - C_2) P_{12} + (1 - C_3) G_{12} - C_1 \frac{\varepsilon}{e} \langle u'v' \rangle \end{aligned} \quad (1.12)$$

В дальнейшем из соображений краткости будем называть величину e энергией турбулентности.

По аналогии с [8], где рассматривалось турбулентное спутное течение, с использованием (1.6) определим коэффициенты турбулентной вязкости следующим образом:

$$K_{ex} = \frac{(1 - C_2) e \langle u'^2 \rangle}{C_1 \varepsilon}, \quad K_{ex} = K_{ex} / \sigma, \quad K_{ey} = K_{ey} / \sigma \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned} K_{ey} = \frac{e}{C_1 \varepsilon} [(1 - C_2) \langle v'^2 \rangle - \frac{g}{\rho_0} \frac{e}{C_{1r} \varepsilon} (1 - C_3)(1 - C_{2r}) \langle v' \dot{\rho}' \rangle] \times \\ \times \left[1 - \frac{g}{\rho_0} \frac{(1 - C_3) e^2}{C_1 C_{1r} \varepsilon^2} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial y} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Величины $\langle u'\theta' \rangle$, $\langle v'\theta' \rangle$ определим с помощью соотношений, подобных применяемым для аппроксимации $\langle u'\rho' \rangle$, $\langle v'\rho' \rangle$

$$\begin{aligned} -\langle u'\rho' \rangle = K_{\rho x} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial x}, \quad -\langle v'\rho' \rangle = K_{\rho y} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial y} \\ -\langle u'\theta' \rangle = K_{\theta x} \frac{\partial \Theta}{\partial x}, \quad -\langle v'\theta' \rangle = K_{\theta y} \frac{\partial \Theta}{\partial y}, \quad K_{\rho x} = K_{\theta x} = \frac{\langle u'^2 \rangle e}{C_{1r} \varepsilon} \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$K_{\rho y} = K_{\theta y} = \frac{e \langle v'^2 \rangle}{C_{1r} \varepsilon} \left[1 - 2 \frac{g}{\rho_0} \frac{(1 - C_{2r}) e^2}{C_1 C_{1r} \varepsilon^2} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial y} \right]^{-1}$$

В соотношениях и уравнениях (1.6)–(1.15) величины $C_1, C_2, C_3, C_{1r}, C_{2r}, C_r, C_{e1}, C_{e2}, \sigma$ – эмпирические постоянные.

В качестве граничных и начальных условий для системы уравнений (1.1)–(1.5), (1.10)–(1.12) принимались следующие:

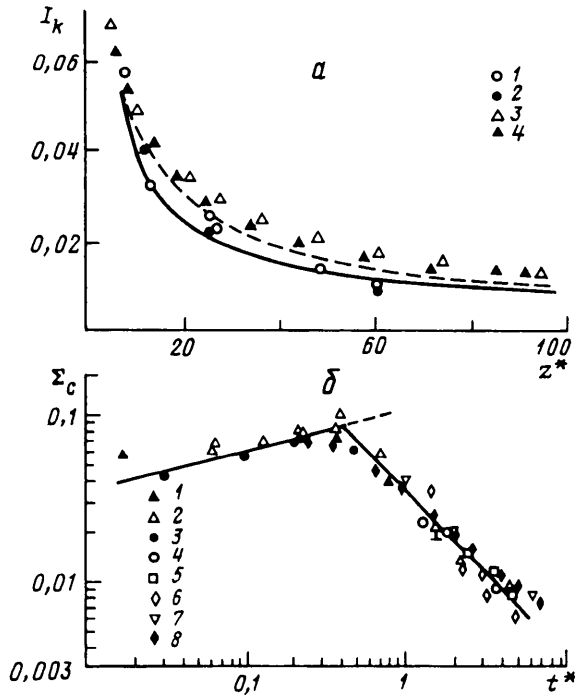
$$U = V = \langle \rho_1 \rangle = e = \varepsilon = \Theta = \langle u'v' \rangle = 0, \quad r^2 = x^2 + y^2 \rightarrow \infty, \quad t \geq 0 \quad (1.16)$$

$$e(0, x, y) = e_0(r), \quad \varepsilon(0, x, y) = \varepsilon_0(r), \quad \Theta(0, x, y) = \Theta_0(x, y), \quad r^2 \leq R^2, \quad t = 0 \quad (1.17)$$

$$e(0, x, y) = \varepsilon(0, x, y) = \Theta(0, x, y) = 0, \quad r^2 \geq R^2$$

$$\langle \rho_1 \rangle = U = V = \langle u'v' \rangle = 0, \quad -\infty < x < \infty, \quad -\infty < y < \infty, \quad t = 0 \quad (1.18)$$

Здесь $e_0(t), \varepsilon_0(r), \Theta_0(x, y)$ – финитные колоколообразные функции. При численном решении задачи нулевые краевые условия, соответствующие $r \rightarrow \infty$, сносились на границы достаточно большого прямоугольника.



Фиг. 1. Зависимость относительной интенсивности турбулентных флуктуаций: *a* – поля скорости I_k на оси следа от нормированного расстояния до тела z^* : 1 – однородная жидкость [10]; 2 – стратифицированная жидкость $F_D = 31$ [10]; 3 – однородная жидкость [8]; 4 – стратифицированная жидкость [8], штриховая кривая – расчеты для однородной среды, сплошная – для $F_D = 31$; *b* – плотности на оси следа Σ_c от нормированного возраста следа t^* : 1, 2 – $F_D = 62$; 3, 4 – $F_D = 120$; 5 – $F_D = 32$; 6 – $F_D = 31$; 7 – $F_D = 23$ [10]; 8 – расчеты

Переменные обезразмерены на масштаб длины R (радиус области турбулизованной жидкости в начальный момент времени) и масштаб скорости U_0 , определяемый начальным распределением энергии турбулентности: $U_0 = \sqrt{e(0, 0, 0)}$. Воспользуемся также следующим представлением для безразмерных переменных:

$$x^* = x / R, \quad y^* = y / R, \quad U_i^* = U_i / U_0, \quad t_{ij}^* = \langle u_i' u_j' \rangle / U_0^2, \quad \varepsilon^* = \varepsilon R / U_0^3$$

$$\langle \rho \rangle^* = \langle \rho \rangle / a R \rho_0, \quad t^* = t / \tau, \quad \tau = R / U_0, \quad \Theta^* = \Theta / \Theta_m(0)$$

$$\Theta_m(0) = \max_{x,y} \Theta_0(x, y), \quad a = -(1 / \rho_0) d\rho_s / dy, \quad y = 0$$

В результате в обезразмеренных уравнениях вместо g будет фигурировать величина $4\pi^2 / Fr^2$, где внутреннее число Фруда Fr определяется равенством

$$Fr = U_0 T / R, \quad T = 2\pi / \sqrt{ag} \quad (1.19)$$

где T – период Вьяйсяля – Брента.

Для численного решения задачи вводились в рассмотрение функция тока ψ и завихренность ω : $\omega = \partial U / \partial y - \partial V / \partial x$, $U = \partial \psi / \partial y$, $V = -\partial \psi / \partial x$. Конечнo-разностный алгоритм решения основан на методе расщепления по пространственным переменным [9]. Осуществлялся переход к новой системе координат $t' = t$, $x' = \varphi_1(x)$, $y' = \varphi_2(y)$. Построенный алгоритм имеет порядок аппроксимации $O(\Delta t + h_1^2 + h_2^2)$, где Δt , h_1 , h_2 – параметры дискретизации сеточной области по переменным t' , x' , y' .

2. Результаты расчетов. 1. В качестве примера расчета динамики турбулентных образований в линейно стратифицированной среде рассмотрена задача о вырождении следа с нулевым избыточным импульсом за самодвижущимся телом вращения. В декартовой системе координат, связанной с телом, ось z направлена вдоль оси движения тела; оси x и y лежат в плоскости, ортогональной оси z , причем ось y направлена вертикально вверх, против силы тяжести; скорость движения невозмущенной жидкости равна W_∞ . Систему уравнений (1.1), (1.2) следует дополнить уравнением для продольной (вдоль линии движения тела) компоненты скорости W

$$\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} \langle w'u' \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle w'v' \rangle \quad (2.1)$$

$$-\langle w'u' \rangle = K_{ex} \frac{\partial W}{\partial x}, \quad -\langle w'v' \rangle = K_{ey} \frac{\partial W}{\partial y}, \quad t = \frac{z}{W_\infty}$$

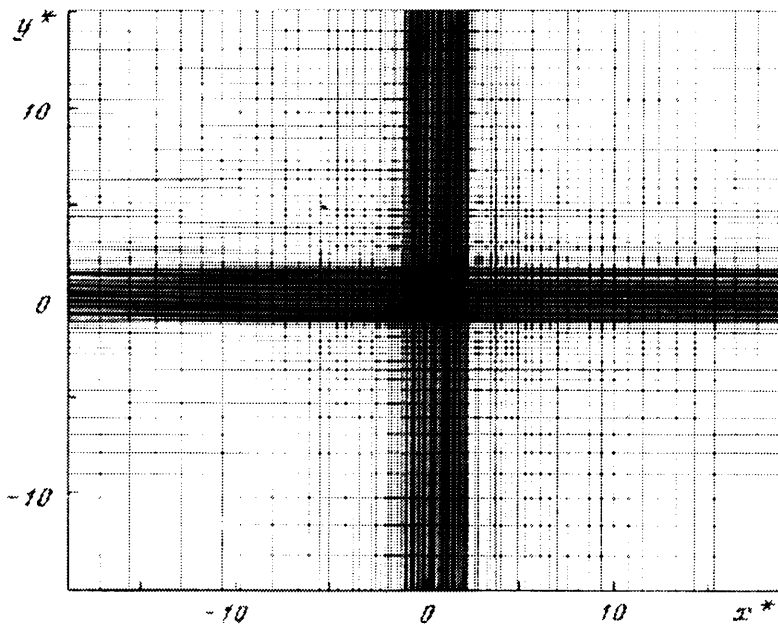
Уравнения импульсов (2.1), (1.1), (1.2) записаны в форме, справедливой для течений типа свободного (вдали от твердых стенок) пограничного слоя. При этом турбулентная диффузия количества движения и градиент давления вдоль потока предполагаются пренебрежимо малыми. Поскольку рассматривается течение в дальнем следе, в слагаемых $W(\partial W/\partial z)$, $W(\partial U/\partial z)$, $W(\partial V/\partial z)$ пренебрегается дефектом скорости в следе и множитель W заменяется на W_∞ . Аналогично упрощались уравнения переноса величин $\langle \rho_1 \rangle$, e , ϵ , $\langle u'v' \rangle$. Как и в [8, 11], уравнение несжимаемости с учетом упомянутой замены $\partial W/\partial z = 0$ оставлялось в виде (1.4).

Начальные условия при $t = t_0 = 0,2T$ для системы дифференциальных уравнений (2.1), (1.1)–(1.4), (1.10)–(1.12) задавались согласованными с экспериментальными данными [10]. В качестве краевых условий принимались условия (1.16); полагалось также $W = W_\infty$, $r^2 \rightarrow \infty$, $t \geq t_0$. При обезразмеривании здесь использовались масштабы длины D (диаметр тела) и скорости W_∞ .

Относительная интенсивность турбулентных флуктуаций поля скорости на оси следа, нормированная на скорость набегающего потока $I_k = \sqrt{k}/W_\infty = \sqrt{e(z, 0, 0)}/W_\infty$, приведена на фиг. 1,а.

Полученные нормированные значения интенсивности турбулентных флуктуаций плотности на оси следа $\Sigma_c = \sqrt{\langle \rho'^2(t, 0, 0) \rangle} / \rho_0 D F_D^{1/4}$ (они отмечены числом 5) в зависимости от времени для одного из значений числа Фруда $F_D = W_\infty T/D = 31$ сопоставляются на фиг. 1,б с экспериментальными данными [10]. Можно видеть, что результаты расчетов, приведенные на фиг. 1,а, б, хорошо согласуются с экспериментами и аналогичными вычислениями по другим кодам [8, 10–12] и достаточно полно иллюстрируют возможности математической модели. Приведенные на фиг. 1 и ниже данные получены с использованием следующих общепринятых значений эмпирических постоянных математической модели: $C_{e1} = 1,44$; $C_{e2} = 1,92$; $\sigma = 1,3$; $C_1 = 2,2$; $C_2 = C_3 = 0,55$; $C_l = 1,25$; $C_{lr} = 3,2$; $C_{2r} = 0,5$ [13].

2. С целью анализа процесса турбулентной диффузии пассивной примеси от локализованного источника в зоне турбулентного смешения в линейно стратифицированной среде выполнена серия численных экспериментов, основанных на математической модели (1.1)–(1.15). В качестве функций $e_0(r)$, $\epsilon_0(r)$ в начальных условиях (1.17) задавались автомоделные распределения, соответствующие однородной жидкости. Что же касается осредненной концентрации пассивной примеси, то в качестве $\Theta_0(x, y)$ задавалась функция, равная $\Theta^0 = \text{const}$ в круге C_0 радиуса $R_0 < R$ и нулю вне этого круга. Таким образом имитировался локализованный источник примеси. Рассмотрены, в частности, следующие варианты расположения центра круга C_0 , характеризуемые значениями абсциссы и ординаты x_0^* , y_0^* : 1) $x_0^* = 0$, $y_0^* = 0$; 2) $x_0^* = 0$, $y_0^* = 0,57$; 3) $x_0^* = 0,57$; $y_0^* = 0,57$.



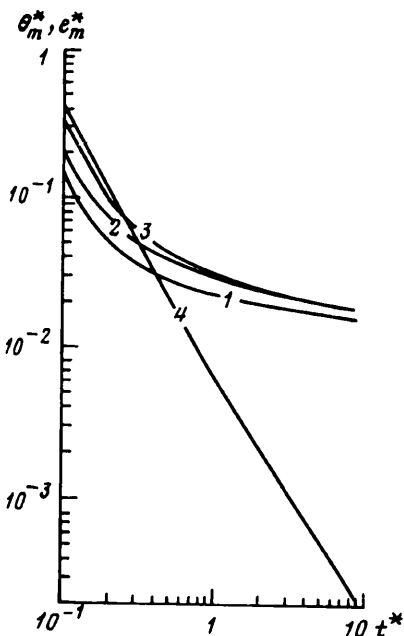
Фиг. 2. Неравномерная расчетная сетка с числом узлов 121×101

Прежде чем переходить к изложению результатов расчетов, отметим, что основные численные эксперименты проводились на неравномерных ортогональных сетках, сгущающихся в окрестности зоны турбулентного смешения, и C_0 с числом узлов 121×101 . Типичный пример сетки приведен на фиг. 2. Сеточный аналог C_0 при этом представлял приближенную имитацию круга диаметром 6 ячеек; $R_0 = 0,17R$. В окрестности области C_0 сетка была равномерной.

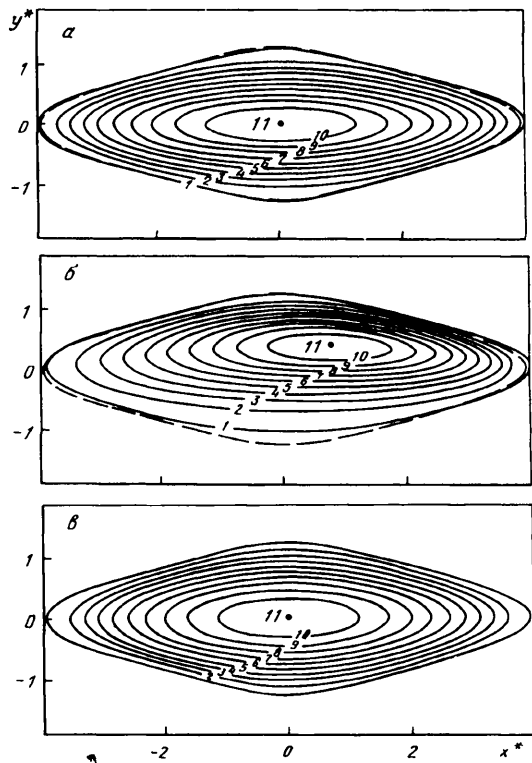
Основные характеристики процесса турбулентной диффузии примеси от локализованного источника приведены на фиг. 3, 4 (для внутреннего числа Фруда, равного 4,7) и фиг. 5 (значение $Fr = 4,7; 22,1$). На фиг. 3 изображено изменение в зависимости от времени величины максимальной осредненной концентрации $\Theta_m^*(t) = \max_{x,y} \Theta^*(t, x, y)$ для вариантов 1–3 расположения C_0 (кривые 1–3). Различие в поведении кривых 1–3 можно объяснить неоднородностью распределения коэффициентов турбулентной диффузии $K_{\theta x}, K_{\theta y}$. Кривая 4 на этой фигуре иллюстрирует изменение во времени характерной величины энергии турбулентности $e_m(t)/U_0^2 = e(t, 0, 0)/U_0^2 = e_m^*(t)$ в центре области турбулентного смешения. Можно видеть, что на интервале значений времени $t^* = t/T \in [0; 10]$ энергия турбулентности претерпевает значительное изменение и уменьшается на четыре порядка.

Изоплеты осредненной концентрации $\Theta/\Theta_m(t) = \text{const}$ (фиг. 4, а, б) и энергии турбулентности $e/e_m(t) = e/e(t, 0, 0) = \text{const}$ (фиг. 4, в) приведены для безразмерного времени $t^* = 8,0$. На фиг. 4, а изображены линии равной концентрации для варианта 1 значений x_0^*, y_0^* ; на фиг. 4, б – для варианта 3. Изолинии энергии и концентрации характеризуются значениями: 1 – 0,01 и 2 – 10 для уровней от 0,2 до 0,9. Числом 1/ на фиг. 4, а, б помечены узлы сеточной области, в которых осредненная концентрация достигает максимума. Штриховая линия – граница турбулизованной области, определяемая соотношением $e(t, x, y) = 0,01e_m(t)$.

Изменение во времени величины $r_m(t) = \sqrt{(x_m(t))^2 + (y_m(t))^2}$, характеризующей положение максимума концентрации $\Theta_m^*(t) = \Theta^*(t, x_m, y_m)$, представлено на фиг. 5. Кри-



Фиг. 3

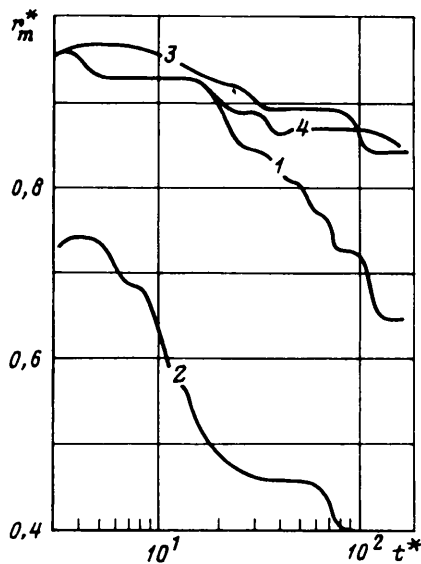


Фиг. 4

Фиг. 3. Зависимость максимальной осредненной концентрации (кривые 1-3 - для различных положений источника) и энергии турбулентности в центре области смешения (кривая 4) от нормированного времени

Фиг. 4. Изоплеты, нормированные на максимальное значение осредненной концентрации и энергии турбулентности, в нормированных координатах

Фиг. 5. Относительное положение максимума концентрации примеси $r^* = r_m/R$ в зависимости от обезразмеренного возраста пятна t^* : 1 - однородная жидкость $x_0^* = y_0^* = 0,57$; 2 - $Fr = 4,7$, $x_0^* = 0, y_0^* = 0,57$; 3, 4 - $x_0^* = y_0^* = 0,57$, $Fr = 4,7$



Фиг. 5

вая 1 на этой фигуре получена для случая однородной жидкости ($g = 0$) и $x_0^* = y_0^* = 0,57$. Кривая 2 соответствует $Fr = 4,7$; $x_0^* = 0, y_0^* = 0,57$. Кривые 3, 4 получены при тех же начальных условиях, что и кривая 1, но для $Fr = 4,7$; 22,1. Поведение кривых 3, 4 объясняется различием коэффициентов турбулентной диффузии (1.15) в однород-

ной и стратифицированной жидкостях. При достаточно больших временах $t' = t/\tau = (t^*)Fg$ значения коэффициента турбулентной диффузии K_{θ} , вследствие подавления вертикального турбулентного обмена становятся существенно меньшими соответствующих значений в однородной жидкости. Воздействие стратификации проявляется тем сильнее, чем меньше число Фруда. Поэтому кривая 3 отклоняется от кривой 1 раньше, чем кривая 4, и процесс смещения положения максимума осредненной концентрации к началу координат замедляется.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что максимальная величина концентрации в вариантах 2, 3 достигается на значительном расстоянии от начала координат не только при небольших значениях времени, но и при $t^* \geq 8$ (фиг. 4,б; 5). Этот факт не зависит от параметров конечно-разностной сетки. Проводился также расчет для варианта 3 с применением другой, более грубой сетки, когда область C_0 представляла "круг" диаметром 4 ячейки. При этом значение $\Theta_m^*(t)$ при $t^* = 6$, в частности, отличалось не более чем на 1%, а величины абсциссы и ординаты максимума – на 5%. Подобные результаты получены и в варианте 2, а также в случае эволюции зоны турбулентного смешения в однородной жидкости.

В однородной жидкости наблюдаемая тенденция стремления положения максимума концентрации к началу координат может быть объяснена свойствами дифференциального уравнения переноса осредненной концентрации пассивной примеси (1.5). При больших значениях времени распределения концентрации становятся автомодельными, если только в начальный момент времени суммарный запас примеси был одинаков. Численные эксперименты в жидкости с нелинейной стратификацией также дают результаты, качественно согласующиеся с данными расчетов, представленными на фиг. 3–5.

Заключение. Таким образом, на рассмотренном временном интервале наблюдается существенная зависимость распределения осредненной концентрации пассивной примеси от начальных данных, обусловленная заметным влиянием стратификации на степень анизотропии и характер вырождения турбулентности. Этот эффект может быть еще более выраженным в распределении пиковых значений концентрации примеси, которая преимущественно локализуется на высокоградиентных прослойках, образующихся вследствие переформирования тонкой структуры среды.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 95-01-00910, 96-05-64004).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 319 с.
2. Озмидов Р.В. Диффузия примесей в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 280 с.
3. Rodi W. Examples of calculation methods for flow and mixing in stratified fluids // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. № C5. P. 5305–5328.
4. Васильев О.Ф., Кузнецов Б.Г., Лыткин Ю.М., Черных Г.Г. Развитие области турбулизованной жидкости в стратифицированной среде // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 3. С. 45–52.
5. Трохан А.М., Чашечкин Ю.Д. Генерация внутренних волн в стратифицированной среде импульсным гидродинамическим линейным источником (двумерная задача) // Теория дифракции и распространения волн: Краткие тексты докл. 7-го Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. Ростов-на-Дону, 1977. Т. 3. С. 186–189.
6. Лыткин Ю.М., Черных Г.Г. Подобие течения по плотностному числу Фруда и баланс энергии при эволюции зоны турбулентного смешения в стратифицированной среде // Мат. проблемы механики сплошных сред: Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1980. Вып. 47. С. 70–89.
7. Костомаха В.А., Леснова Н.В. Диффузия тепла от линейного источника в плоском турбулентном следе // Тез. докл. 3-й Всесоюз. школы-семинара "Методы гидрофизических исследований", Светлогорск, 1989. Ч. II. Калининград, 1989. С. 42.

8. *Hassid S.* Collapse of turbulent wakes in stably stratified media // *J. Hydrn.* 1980. V. 14. № 1. P. 25–31.
9. *Яненко Н.И.* Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967. 195 с.
10. *Lin J.-T., Pao Y.-H.* Wakes in stratified fluids // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1979. V. 11. P. 317–338.
11. *Глушко Г.С., Гумилевский А.Г., Полежаев В.И.* Эволюция турбулентных следов за шарообразными телами в устойчиво стратифицированных средах // *Изв. РАН. МЖГ.* 1994. № 1. С. 13–22.
12. *Chernykh G.G., Moshkin N.P., Voropayeva O.F.* Turbulent wakes in stratified fluids: results of numerical experiments // *Preprints 4th Intern. Symposium on Stratified Flows.* Grenoble, France, 1994. V. 1. Sess. A2. 103. 8p.
13. *Gibson M.M., Launder B.E.* On the calculation of horizontal, turbulent, free shear flows under gravitational influence // *Trans. ASME. Ser. C. J. Heat Transfer.* 1976. V. 90. № 1. P. 81–87.

Москва,
Новосибирск

Поступила в редакцию
2.III.1995