

УДК 551.466.1: 551.465.15

Д.В. Алексеев, В.А. Иванов, Е.В. Иванча, Л.В. Черкесов

Распространение пассивной примеси в северо-западной части Черного моря под воздействием циклонов, движущихся в северном направлении

Проводится теоретический анализ турбулентной диффузии примеси в море при наличии длинных волн. Генераторами длинноволновых движений являются перемещающиеся барические образования типа циклонов. В начальный момент времени область загрязнения задается в виде пятна пассивной субстанции, локализованного в районе Каркинитского залива Черного моря. Проведенные исследования позволили оценить вклад длинных волн в процесс диффузии пятна примеси в зависимости от траектории движения циклонического образования. Установлено, что под воздействием волн, вызванных циклоном, максимум концентрации в пятне уменьшается быстрее только в определенном интервале времени. Кроме того, наблюдается северо-западное смещение пятна, определяемое структурой волнового поля.

Введение

Экологические проблемы окружающей среды представляют собой сложный комплекс разнообразных научных задач, среди которых важное место занимает задача моделирования распространения примесей от различных источников [1, 2]. Как известно [3], перенос и рассеивание загрязняющих веществ в море определяется течениями (в том числе волновыми) и процессами, связанными с турбулентной диффузией. Следовательно, имея информацию о полях скоростей, можно качественно оценить характер распространения примеси, попавшей в море [4, 5]. В данной работе предпринята попытка изучения распределения примеси от источника загрязнения, расположенного в северо-западной части Черного моря. При определенных условиях длинноволновые движения жидкости могут формировать основные черты циркуляции вод в рассматриваемой мелководной шельфовой области. Это позволяет смоделировать поставленную задачу как задачу о распространении пассивной примеси под действием длинных волн в прибрежных районах моря. В качестве генераторов баротропных длинноволновых движений используются перемещающиеся барические возмущения типа циклонов, параметры которых характерны для Черноморского региона.

В основе разработанного алгоритма лежит гидродинамическая модель, с помощью которой рассчитываются поля нестационарных волновых скоростей, создаваемые циклоном, движущимся над ограниченным морским бассейном. Полученные в рамках этой модели волновые поля используются затем в блоке расчета распространения примеси.

Гидродинамическая модель

Будем исходить из проинтегрированных по вертикали с использованием приближения гидростатики линеаризованных уравнений Навье – Стокса и уравнения неразрывности для однородной несжимаемой жидкости. Пренебрегая горизонтальной вязкостью по сравнению с вертикальной, имеем [6]:

© Д.В. Алексеев, В.А. Иванов, Е.В. Иванча, Л.В. Черкесов, 2004

$$U_t + gH\zeta_x - fV = -\frac{1}{\rho}(Hp_x - \tau_1^w + \tau_1^h), \quad (1)$$

$$V_t + gH\zeta_y + fU = -\frac{1}{\rho}(Hp_y - \tau_2^w + \tau_2^h), \quad (2)$$

$$\zeta_t = -U_x - V_y. \quad (3)$$

Здесь $U(x,y,t)$ и $V(x,y,t)$ — компоненты вектора полного потока $U(x,y,t)$ вдоль горизонтальных осей x и y ; $\zeta(x,y,t)$ — возвышение свободной поверхности; $H(x,y)$ — глубина жидкости; ρ — ее плотность; g — ускорение свободного падения; f — параметр Кориолиса; $p(x,y,t)$ — возмущение атмосферного давления; τ_1^w, τ_2^w и τ_1^h, τ_2^h — проекции векторов касательного напряжения ветра и напряжения придонного трения на оси x, y соответственно. Индексы x, y и t означают дифференцирование по пространственным переменным и времени.

На береговой линии Γ проекция на внешнюю нормаль n вектора полного потока должна обращаться в ноль:

$$(Un)|_{\Gamma} = 0. \quad (4)$$

В начальный момент $t = 0$ возмущения атмосферного давления отсутствуют, жидкость находится в покое, свободная поверхность горизонтальна:

$$p(x,y,0) = 0, \quad U(x,y,0) = 0, \quad V(x,y,0) = 0, \quad \zeta(x,y,0) = 0. \quad (5)$$

Циклоническое образование представим областью пониженного атмосферного давления:

$$p(x,y,t) = \begin{cases} -p_0 \cos^2 \left[\frac{\pi r}{2R} \right], & r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases} \quad (6)$$

равномерно перемещающейся со скоростью c . В (6) p_0 — перепад давления между центром и периферией циклона; R — его радиус, r — расстояние от центра циклона, положение которого $r_0(t)$ изменяется с течением времени по закону $r_0(t) = r_0(0) + ct$.

Вектор касательных напряжений: τ^w определяем [6] через горизонтальную скорость ветра w в приводном слое и плотность воздуха ρ_a :

$$\tau^w = k_1 \rho_a |W| W. \quad (7)$$

Согласно работе [7], безразмерный коэффициент k_1 в области небольших значений $|W|$ можно считать постоянным и равным $1,3 \cdot 10^{-3}$.

В неподвижном циклоне приводный ветер рассчитываем, умножая модуль вектора геострофической скорости $|W_g|$ на эмпирический коэффициент $k_2 = 0,7$ и учитывая, что направление ветра отклоняется от касательных к изобарам на угол $\gamma = 15-25^\circ$ (угол втока) против часовой стрелки [8]. Прибавляя скорость циклона как целого c , получаем скорость приводного ветра в движущемся циклоне:

$$\begin{aligned} W &= k_2 |W_g| \hat{T}(90^\circ + \gamma) \frac{r}{r} + c = \\ &= k_2 \left(-\frac{fr}{2} + \left[\left(\frac{fr}{2} \right)^2 + \frac{p_r r}{\rho_a} \right]^{1/2} \right) \hat{T}(90^\circ + \gamma) \frac{r}{r} + c, \end{aligned} \quad (8)$$

где p_r — радиальный градиент атмосферного давления; вектор r направлен от центра циклона к точке, в которой вычисляется W ; $\hat{T}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$ — матрица поворота на угол α . В дальнейшем примем $\gamma = 20^\circ$.

Компоненты вектора напряжения придонного трения представим нелинейными функциями составляющих полного потока [6] с обычно используемым коэффициентом диссипации $k_3 = 2,6 \cdot 10^{-3}$:

$$\tau_1^h = k_3 \rho \frac{U \sqrt{U^2 + V^2}}{H^2}, \quad \tau_1^w = k_3 \rho \frac{V \sqrt{U^2 + V^2}}{H^2}. \quad (9)$$

Интегрирование системы (1) – (3) с граничным (4) и начальными условиями (5) проведем численно на равномерной сетке с шагами Δx и Δy по пространственным переменным и с шагом Δt по времени. Для этого перейдем от $\{U, V, \zeta\}$ к сеточным функциям $\{U, V, \zeta\}_{m,n}^k$, определенным в каждом узле (x_m, y_n, t_k) расчетной области, где $m = 0, 1 \dots N_x$; $n = 0, 1 \dots N_y$; $k = 0, 1 \dots N_t$; N_x, N_y, N_t — количество шагов вдоль осей $0x, 0y$ и временной оси соответственно. Следуя работе [9], построим неявную разностную схему переменных направлений, основанную на методе дробных шагов. Предварительно разобьем интервал времени Δt пополам: $\tau = \Delta t/2$ и введем вспомогательный шаг с дробным индексом $k + 1/2$. Тогда, расщепляя уравнения движения (1), (2), аппроксимируя производные их разностными аналогами и опуская для простоты нижние индексы m, n , получаем:

$$\frac{U^{k+1/2} - U^k}{\tau} + gH\zeta_x^{k+1/2} - fV^k = -\frac{1}{\rho} (Hp_x - \tau_1^w + \tau_1^h)^{k+1/2}, \quad (10)$$

$$\frac{V^{k+1/2} - V^k}{\tau} + gH\zeta_y^{k+1/2} + fU^{k+1/2} = -\frac{1}{\rho} (Hp_y - \tau_2^w + \tau_2^h)^{k+1/2}, \quad (11)$$

$$\frac{V^{k+1} - V^{k+1/2}}{\tau} + gH\zeta_y^{k+1} + fU^{k+1/2} = -\frac{1}{\rho} (Hp_y - \tau_2^w + \tau_2^h)^{k+1}, \quad (12)$$

$$\frac{U^{k+1} - U^{k+1/2}}{\tau} + gH\zeta_x^{k+1} - fV^{k+1} = -\frac{1}{\rho} (Hp_x - \tau_1^w + \tau_1^h)^{k+1}. \quad (13)$$

Здесь и далее для производных U и аналогично для производных V и ζ введены обозначения:

$$U_x = \frac{U_{m+1,n} - U_{m-1,n}}{2\Delta x}, \quad U_y = \frac{U_{m,n+1} - U_{m,n-1}}{2\Delta y}, \quad U_{xy} = (U_x)_y, \\ U_{xx} = \frac{U_{m+1,n} - 2U_{m,n} + U_{m-1,n}}{\Delta x^2}, \quad U_{yy} = \frac{U_{m,n+1} - 2U_{m,n} + U_{m,n-1}}{\Delta y^2}.$$

Компоненты вектора напряжения придонного трения через сеточные функции выражаются следующим образом:

$$(\tau_1^h)^{k+1/2} = k_3 \rho \frac{U^{k+1/2} \sqrt{(U^k)^2 + (V^k)^2}}{H^2},$$

$$\begin{aligned}
(\tau_2^h)^{k+1/2} &= k_3 \rho \frac{V^{k+1/2} \sqrt{(U^{k+1/2})^2 + (V^k)^2}}{H^2}, \\
(\tau_2^h)^{k+1} &= k_3 \rho \frac{V^{k+1} \sqrt{(U^{k+1/2})^2 + (V^{k+1/2})^2}}{H^2}, \\
(\tau_1^h)^{k+1} &= k_3 \rho \frac{U^{k+1} \sqrt{(U^{k+1/2})^2 + (V^{k+1})^2}}{H^2}.
\end{aligned} \tag{14}$$

Горизонтальные градиенты возвышения свободной поверхности находим, дифференцируя уравнение неразрывности (3) по пространственным переменным, заменяя оператор $\partial/\partial t$ конечно-разностным отношением [9] и осредняя по каждому временному полушагу вторые производные по x и y :

$$\begin{aligned}
\zeta_x^{k+1/2} &= \zeta_x^k - \frac{\tau}{2} (U_{xx}^k + U_{xx}^{k+1/2} + 2V_{yx}^k), \\
\zeta_y^{k+1/2} &= \zeta_y^k - \frac{\tau}{2} (V_{yy}^k + V_{yy}^{k+1/2} + 2U_{xy}^{k+1/2}), \\
\zeta_y^{k+1} &= \zeta_y^{k+1/2} - \frac{\tau}{2} (V_{yy}^{k+1/2} + V_{yy}^{k+1} + 2U_{xy}^{k+1/2}), \\
\zeta_x^{k+1} &= \zeta_x^{k+1/2} - \frac{\tau}{2} (U_{xx}^{k+1/2} + U_{xx}^{k+1} + 2V_{yx}^{k+1}).
\end{aligned} \tag{15}$$

Представим береговую линию в виде ломаной, отрезки которой параллельны одной из координатных осей. Согласно (4), на отрезках, параллельных оси Oy ,

$$U^k = 0, \tag{16}$$

а на отрезках, параллельных оси Ox ,

$$V^k = 0. \tag{17}$$

Из начальных условий (5) следует, что при $k = 0$

$$U^0 = 0, \quad V^0 = 0, \quad \zeta^0 = 0. \tag{18}$$

Значения U и V на следующих временных слоях получаем, решая задачи (10), (13) с граничными условиями (16) и задачи (11), (12) с граничными условиями (17) методом прогонки с учетом выражений (14) и (15).

Расчет распространения примеси

Для описания распространения пассивной субстанции от мгновенного источника используется полуэмпирическое уравнение турбулентной диффузии в виде [10]

$$\varphi_t + u\varphi_x + v\varphi_y = K(\varphi_{xx} + \varphi_{yy}). \tag{19}$$

Здесь φ — концентрация вещества; u, v — горизонтальные составляющие вектора скорости; K — коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии. Индексы x, y и t , как и раньше, означают дифференцирование по пространственным переменным и времени. В момент времени $t = 0$ задается поле концентрации примеси $\varphi_0(x, y)$:

$$\varphi(x, y, 0) = \varphi_0(x, y). \tag{20}$$

Поскольку начальное положение пятна выбирается так, чтобы в процессе дальнейшей трансформации оно не приближалось достаточно близко к берегу, на границах бассейна концентрация примеси считается равной нулю:

$$\varphi|_{\Gamma} = 0. \quad (21)$$

Предполагается, что диффундирующая примесь не оказывает влияния на динамику вод. Поэтому в уравнении диффузии в качестве известных коэффициентов используются полученные в гидродинамической задаче значения составляющих скорости u, v :

$$u(x, y, t) = \frac{U(x, y, t)}{H(x, y) + \zeta(x, y, t)}, \quad v(x, y, t) = \frac{V(x, y, t)}{H(x, y) + \zeta(x, y, t)}.$$

Итак, задача переноса – диффузии примеси сводится к решению уравнения (19) с начальным условием (20) и граничным условием (21). При сложной структуре поля скорости найти аналитическое решение поставленной задачи не удастся, поэтому используем численный подход. Из совокупности методов, которые можно реализовать при расчетах распространения примеси, был выбран метод расщепления [10] по физическим процессам. С его помощью уравнение (19) сводится к решению на малом временном интервале двух уравнений:

$$\varphi_t + u\varphi_x + v\varphi_y = 0, \quad (22)$$

$$\varphi_t = K(\varphi_{xx} + \varphi_{yy}). \quad (23)$$

Эти уравнения с граничным условием (21) и начальным условием (20) определяют соответственно задачу переноса примеси и задачу ее турбулентного рассеивания. Далее от дифференциальных постановок задач переходим к их конечно-разностным аналогам для сеточной функции $\varphi = \varphi_{m,n}^k$. Это значит, что вместо (22) рассматривается уравнение

$$\varphi_t + A\varphi = 0,$$

где

$$A\varphi = \frac{u_{m+1/2,n}\varphi_{m+1,n} - u_{m-1/2,n}\varphi_{m-1,n}}{2\Delta x} + \frac{v_{m,n+1/2}\varphi_{m,n+1} - v_{m,n-1/2}\varphi_{m,n-1}}{2\Delta y}.$$

Здесь, например,

$$u_{m+1/2,n} = u_{m+1,n} - \frac{u_{m+1,n} - u_{m,n}}{2},$$

$$u_{m-1/2,n} = u_{m,n} - \frac{u_{m,n} - u_{m-1,n}}{2}.$$

Уравнению (23) ставится в соответствие следующий разностный аналог:

$$\varphi_t + D\varphi = 0,$$

где

$$D\varphi = -K \left(\frac{\varphi_{m+1,n} - 2\varphi_{m,n} + \varphi_{m-1,n}}{\Delta x^2} + \frac{\varphi_{m,n+1} - 2\varphi_{m,n} + \varphi_{m,n-1}}{\Delta y^2} \right).$$

Последующее покомпонентное расщепление приводит к решению на элементарном временном интервале τ четырех краевых задач. Их комбинация на малом интервале времени дает приближенное решение исходной задачи [10]. Для численной реализации используется схема Кранка – Николсона, имеющая второй порядок аппроксимации по времени и по пространству. В итоге

получается последовательность краевых задач для трехточечных разностных уравнений с переменными коэффициентами. Для их решения применяется метод прогонки, представляющий собой метод исключения Гаусса для решения систем линейных алгебраических уравнений.

Результаты численных расчетов

Численные эксперименты проводились с целью изучения влияния длинноволновых движений жидкости, вызываемых прохождением циклонов, движущихся в северном направлении, на динамику пятна пассивной примеси, находящегося в северо-западной части Черного моря.

Для интегрирования поставленных задач в условиях Черноморского бассейна была сформирована соответствующая расчетная область и выполнена аппроксимация береговой черты моря на равномерной сетке размерностью 223×124 точки ($\Delta x = \Delta y = 5$ км). Во внутренних узлах расчетной области задавались реальные значения глубины, а в граничных точках она была принята равной 2 м. Вычисления выполнялись с временным шагом $\Delta t = 2$ мин.

Пятно загрязнения возникало в северо-западной части Черного моря вблизи Каркинитского залива. В начальный момент времени концентрация примеси убывала по закону:

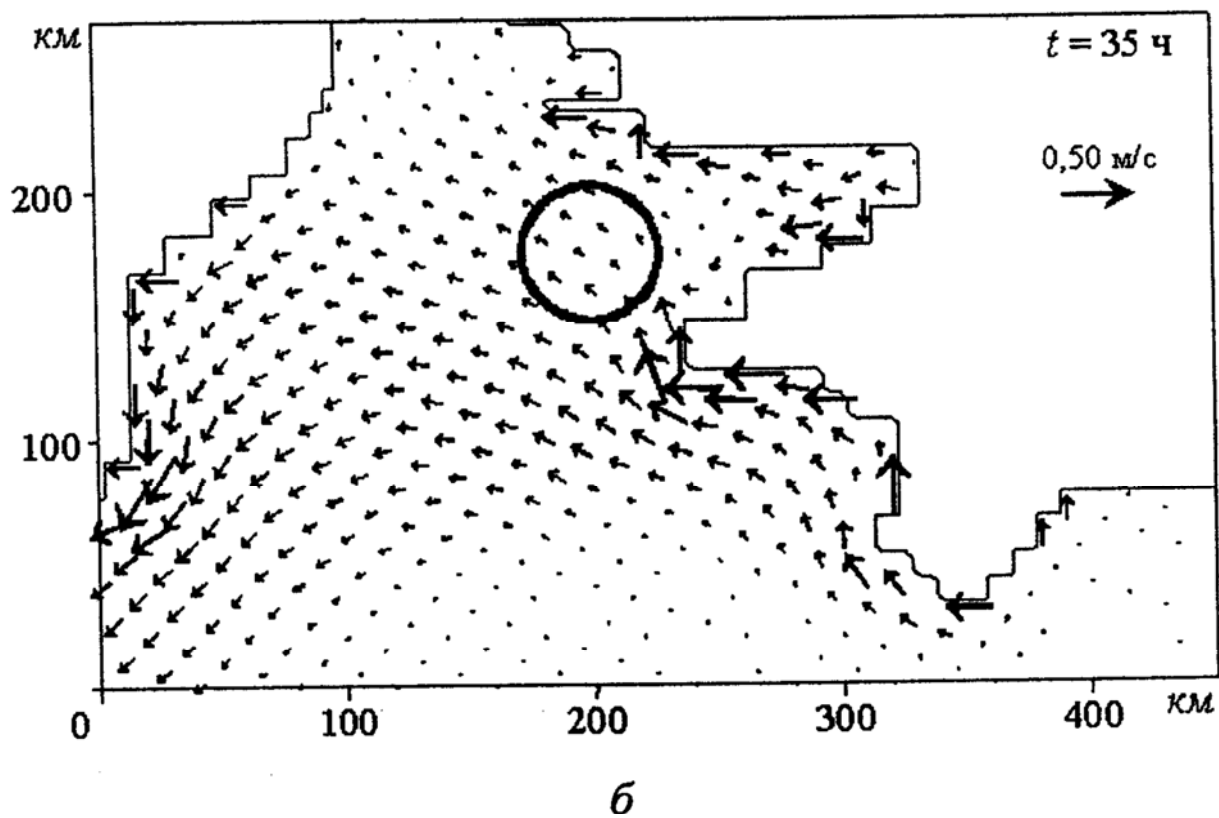
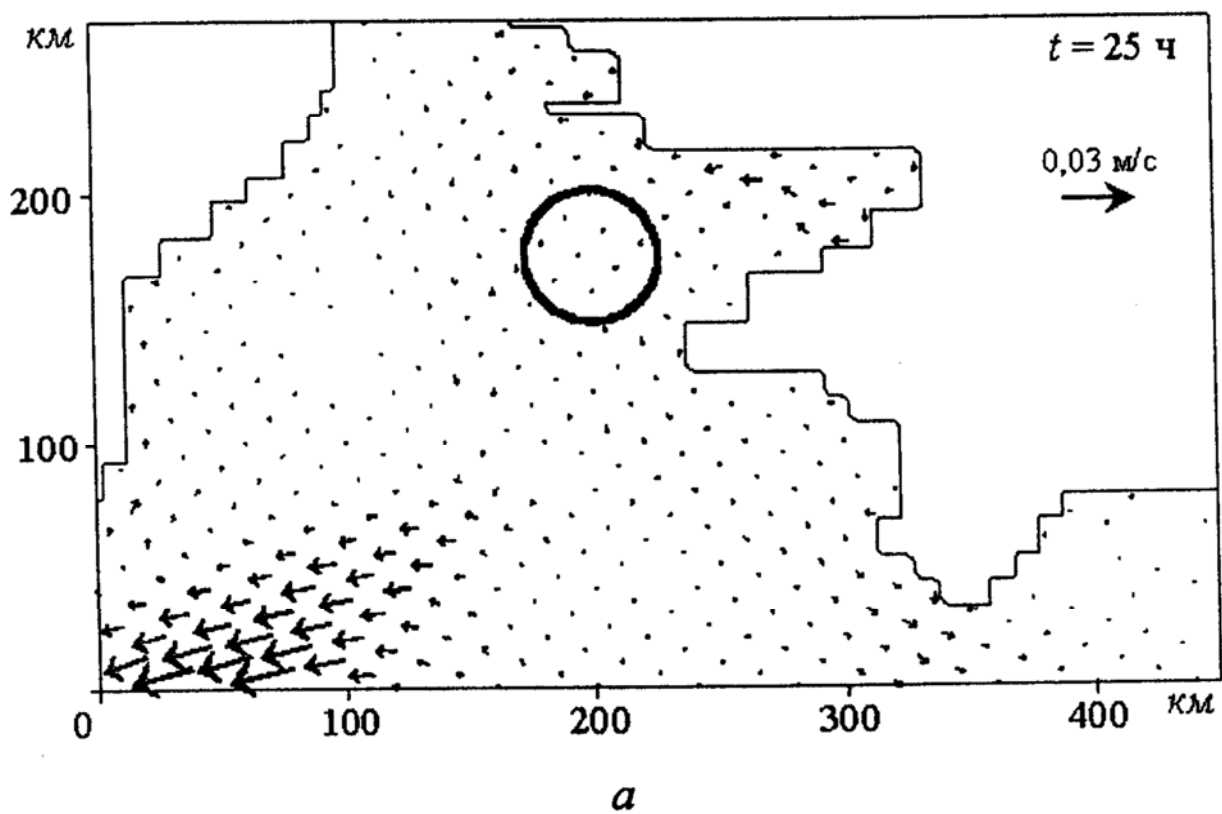
$$\varphi_0(x, y) = 10^{-(d/R_0)^2},$$

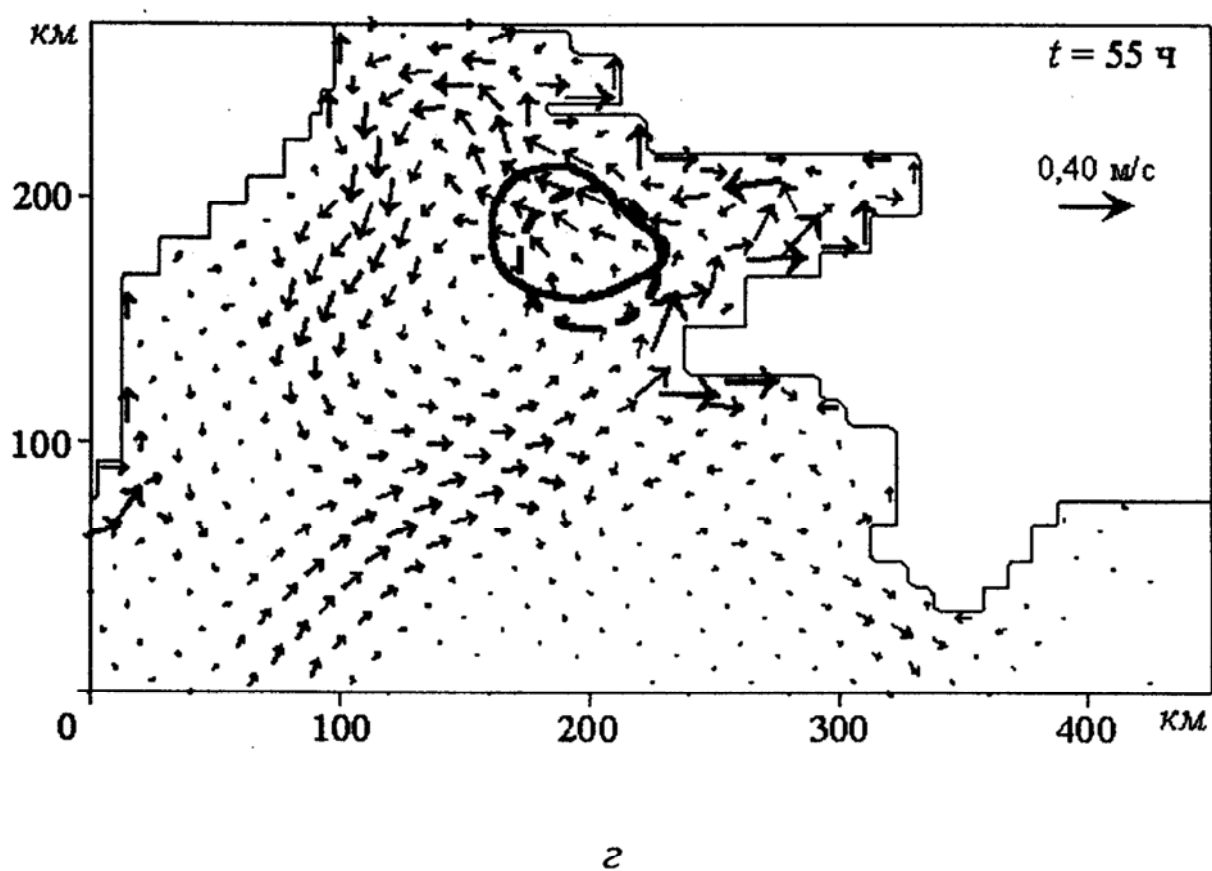
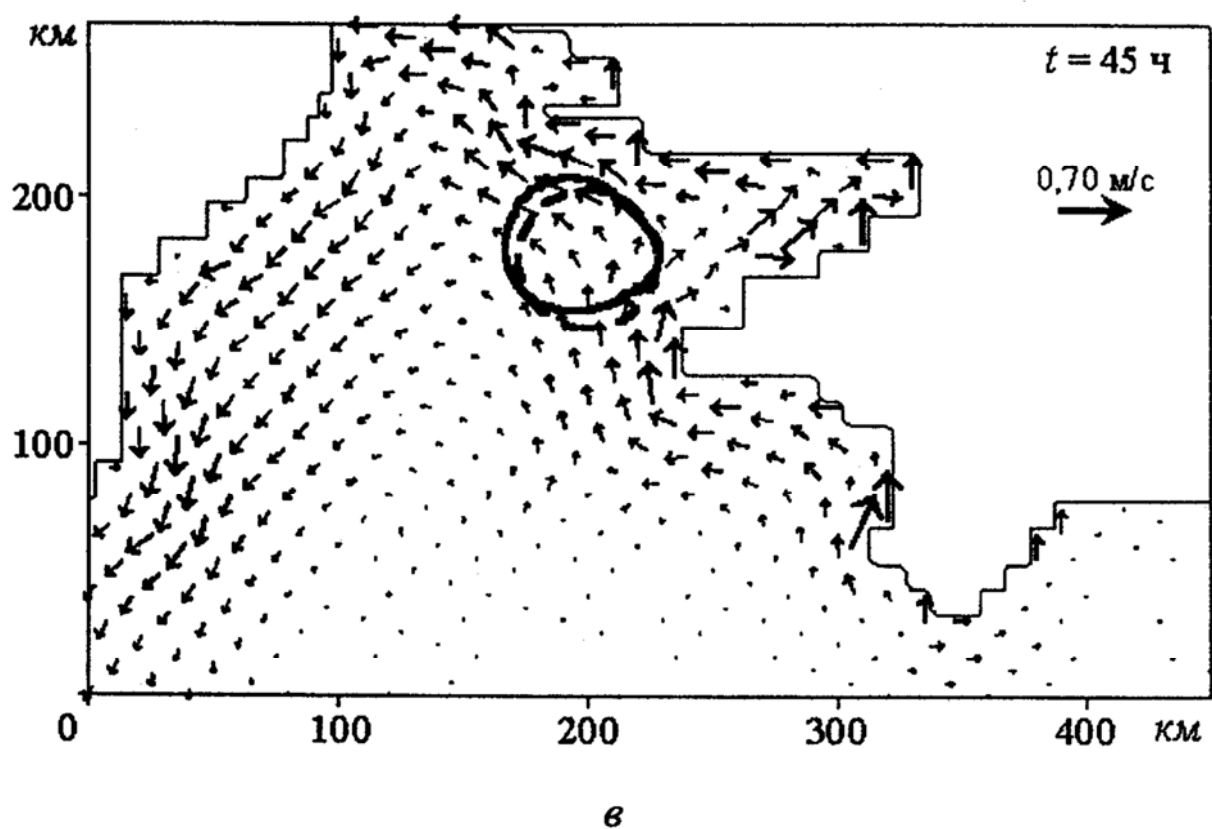
где d — расстояние от центра пятна до точки с координатами (x, y) ; $R_0 = 25$ км — начальный радиус пятна. На расстоянии R_0 концентрация равнялась 0,1 от своего максимального значения. Коэффициент турбулентной диффузии для выбранного R_0 составлял $2,0 \cdot 10^2$ м²/с [11].

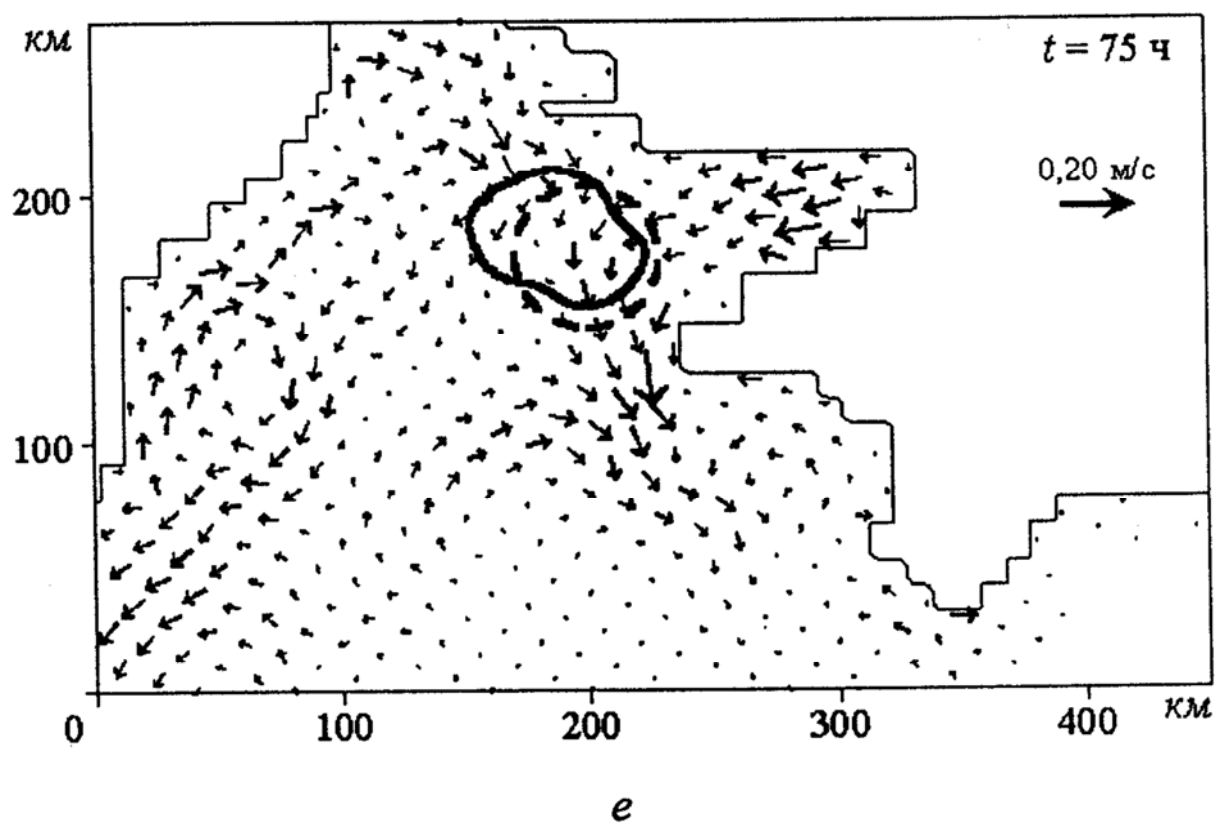
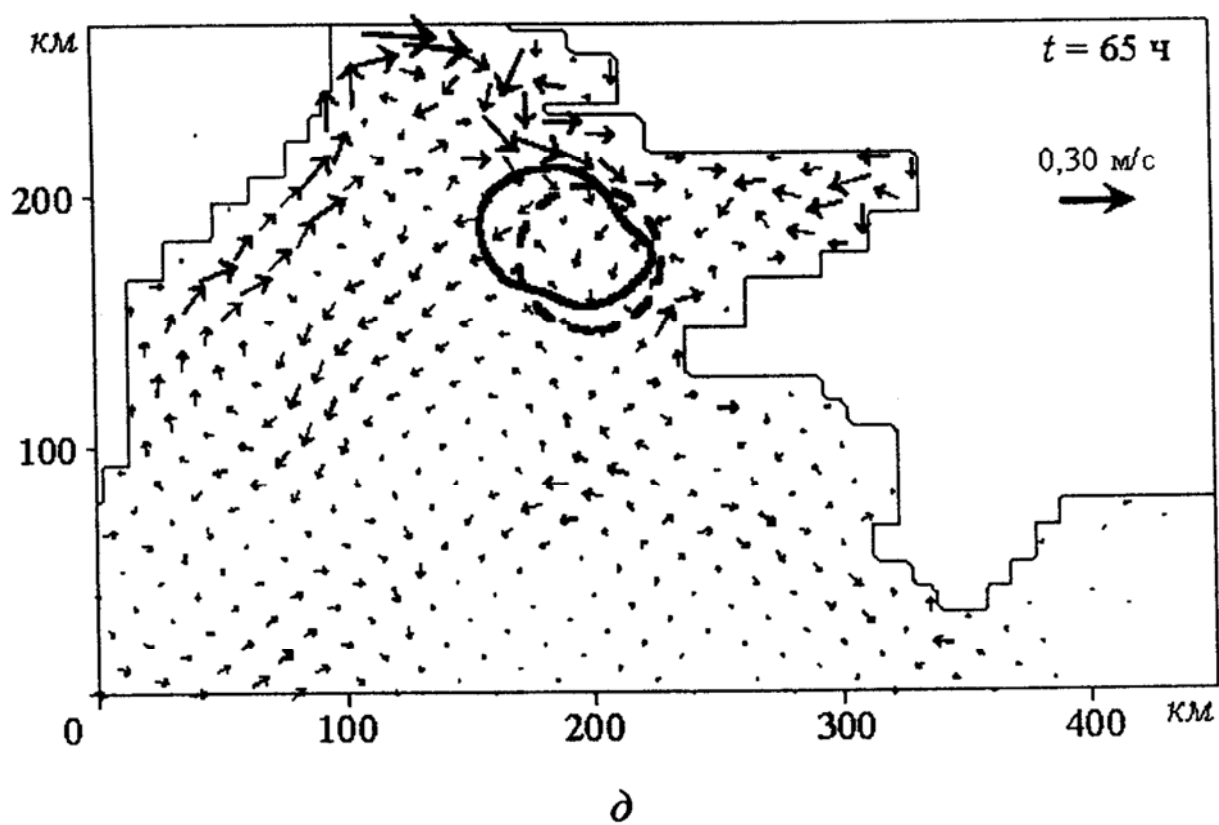


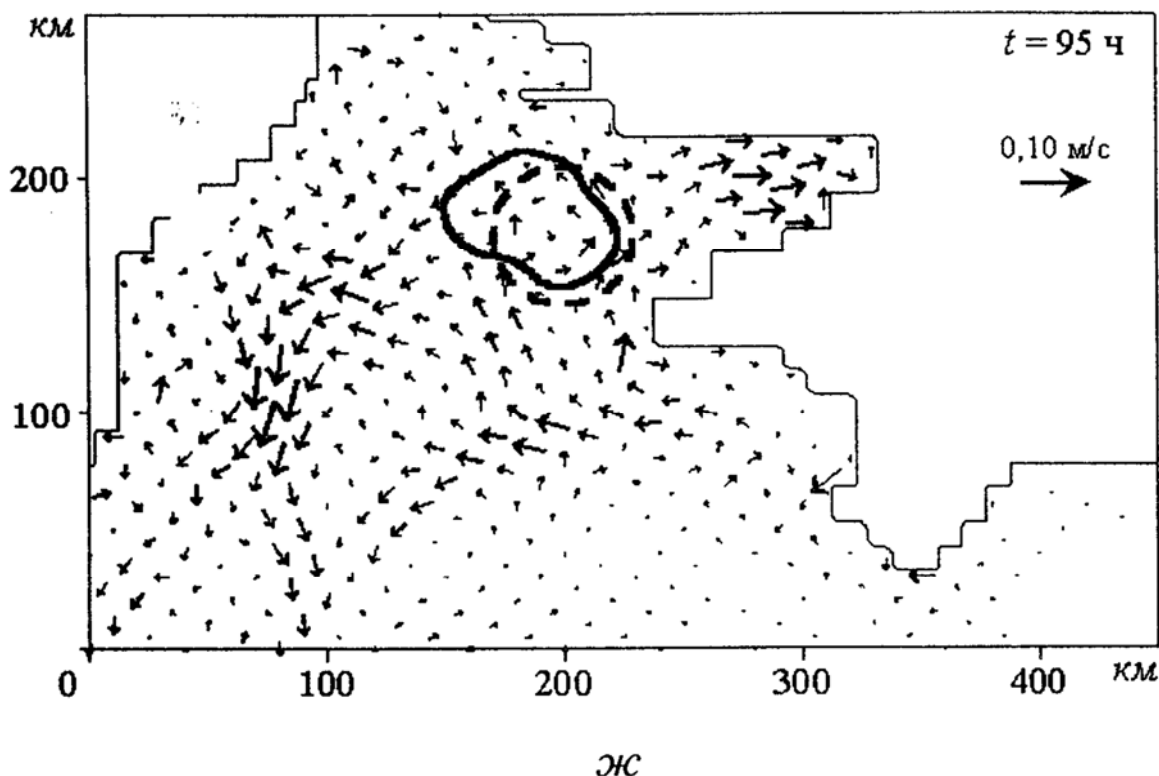
Р и с. 1. Расчетная область

Исследования проводились для циклонов, проходящих по трем параллельным траекториям (рис. 1). В первом случае (траектория 1) над пятном проходит восточная часть барического возмущения, во втором (траектория 2) — центральная и в третьем (траектория 3) — западная. Все циклоны имеют одинаковые параметры, характерные для Черноморского региона [12]: радиус $R = 300$ км, скорость перемещения $c = 5$ м/с, перепад давления между центром и периферией $p_0 = 20$ гПа.









Р и с. 2. Поле средних скоростей, генерируемых южным циклоном, проходящим по траектории *I*, и трансформация пятна примеси

Двигаясь по каждой из трех траекторий, циклоническое образование находится над морем 67,5 ч. В течение первых 10 – 15 ч волновые возмущения в северо-западной части Черного моря не проявляются. Поэтому в силу изотропности коэффициента турбулентной диффузии все это время имеет место симметричное увеличение площади пятна по всем направлениям с сохранением его формы. А также наблюдается резкое падение максимума концентрации, которое обусловлено большими градиентами в начальном поле примеси. В последующие 10 – 15 ч в области, охваченной загрязнением, возникают слабые потоки южного направления со средней скоростью порядка нескольких миллиметров в секунду (рис. 2, *а*). Они связаны с оттоком жидкости в район пониженного атмосферного давления, находящийся южнее. На рис. 2 стрелками изображено поле средних волновых скоростей. В качестве границы пятна принимается изолиния, соответствующая значению концентрации 0,1. Положение этой границы на данном этапе практически не отличается от положения, имеющего место в случае так называемой «чистой диффузии», то есть диффузии при отсутствии волновых возмущений.

По мере продвижения циклона, после 33 ч, в рассматриваемой части Черного моря средние волновые скорости принимают преимущественно северо-западное направление (рис. 2, *б*), увеличиваясь до значений 0,2 м/с. Диффундирующее пятно под действием возросших волновых скоростей начинает не только смещаться как целое, но и менять свою геометрию в соответствии с пространственной структурой волнового поля. Смещение и изменение формы области загрязнения становятся заметными в 42 – 45 ч.

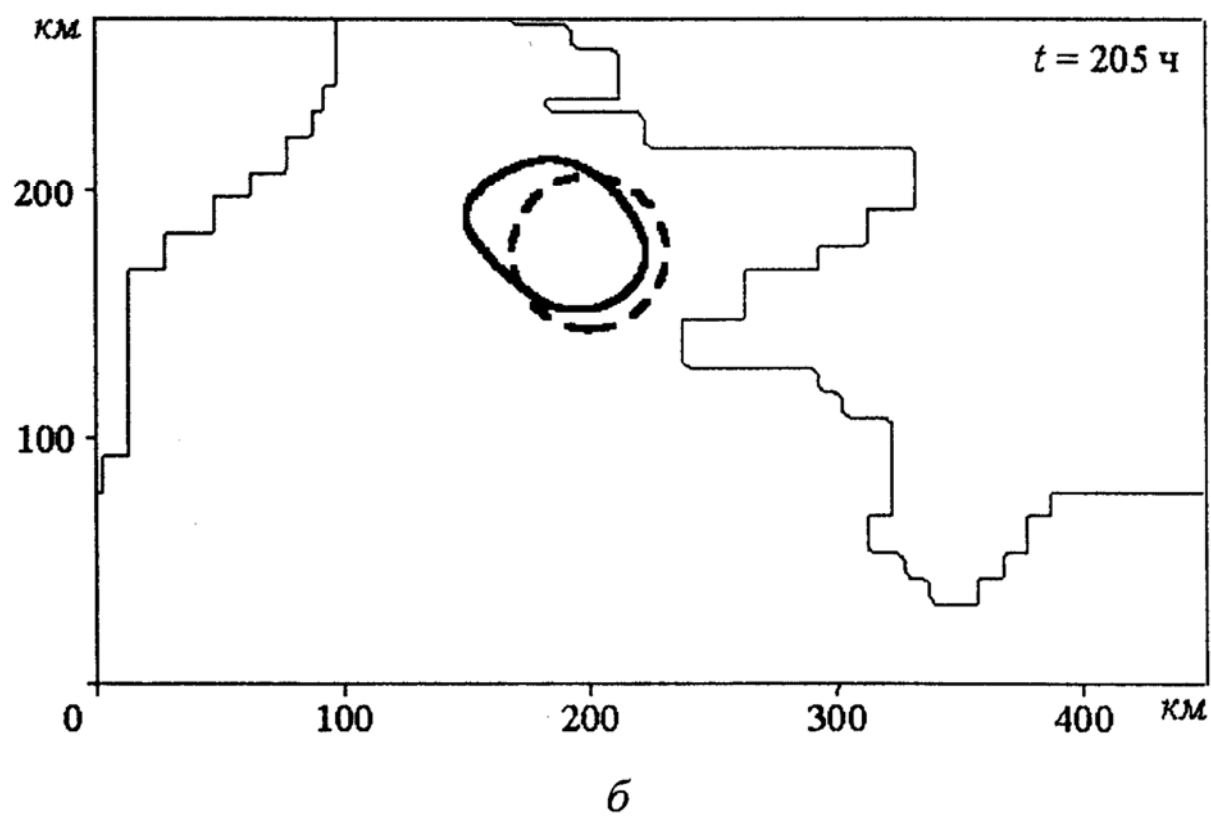
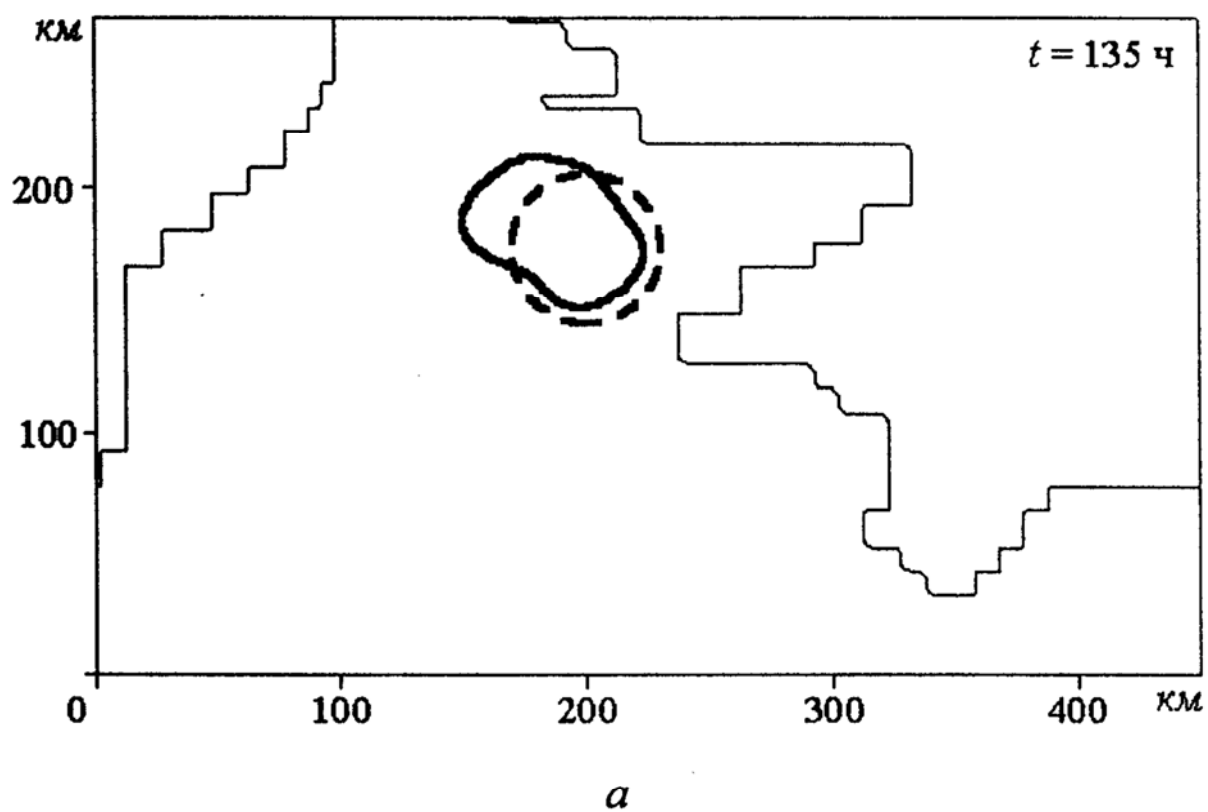
Ситуация, сложившаяся к моменту времени $t = 45$ ч при движении циклона по траектории 1, приведена на рис 2, в. Для сравнения штриховой линией показано положение изолинии 0,1 в случае, если бы трансформация области загрязнения происходила только вследствие турбулентной диффузии. Видно, что под влиянием волн пятно вытягивается в северо-западном направлении. Туда же смещается и максимум концентрации, который теперь составляет 0,66. При отсутствии волнения моря положение точки максимальной концентрации не меняется, а вот значение максимума несколько больше – 0,68.

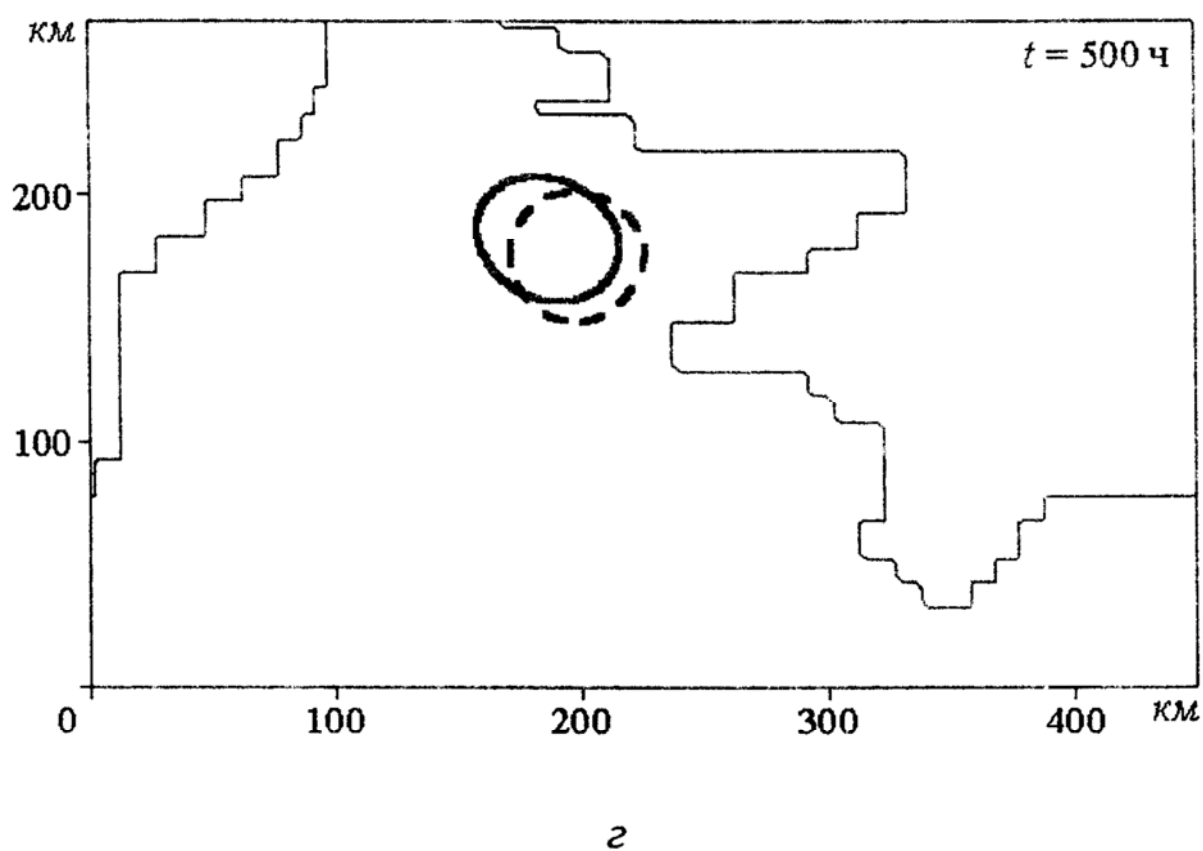
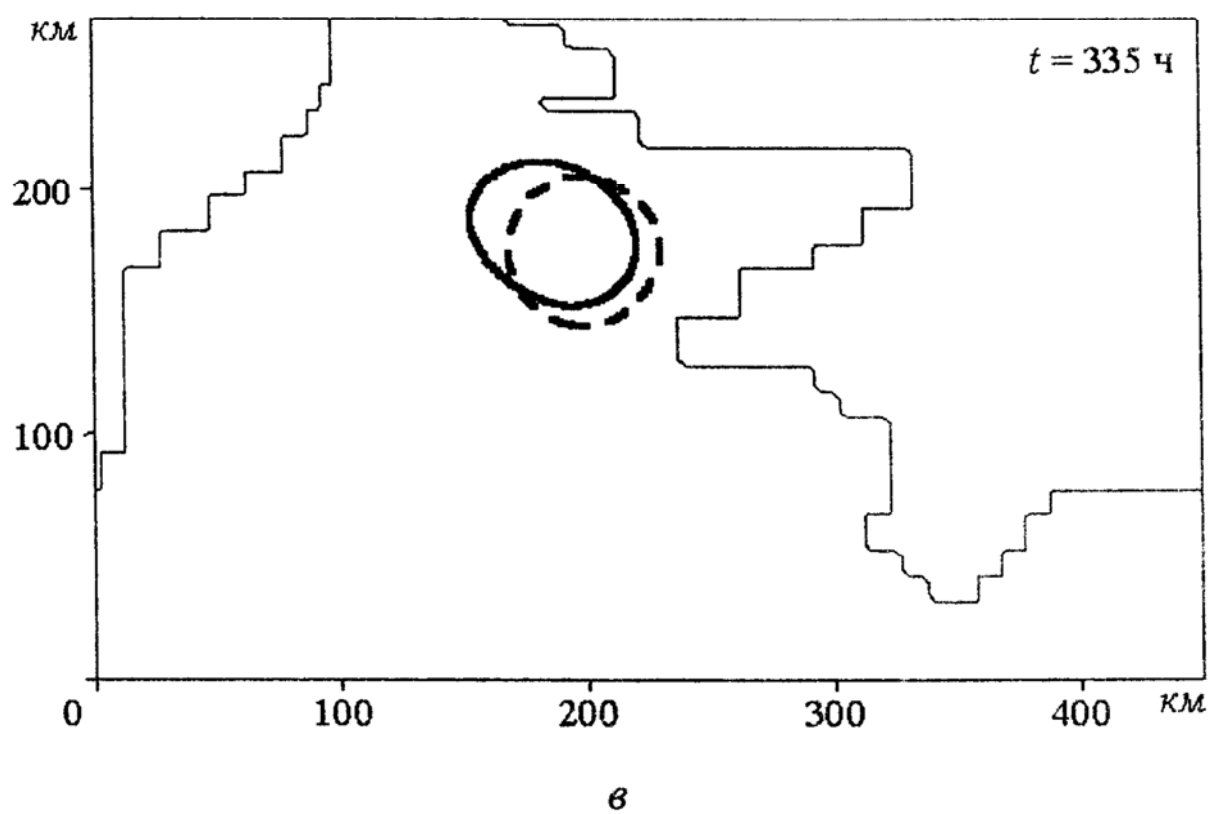
Далее с течением времени в северо-западной части Черного моря устанавливается циклоническая циркуляция (рис. 2, з). При этом пятно продолжает вытягиваться на северо-запад, незначительно сужаясь в северо-восточном и юго-западном направлениях. Начиная с 57 ч (задний фронт барического возмущения приближается к северной границе моря), циклоническая циркуляция постепенно сменяется антициклонической.

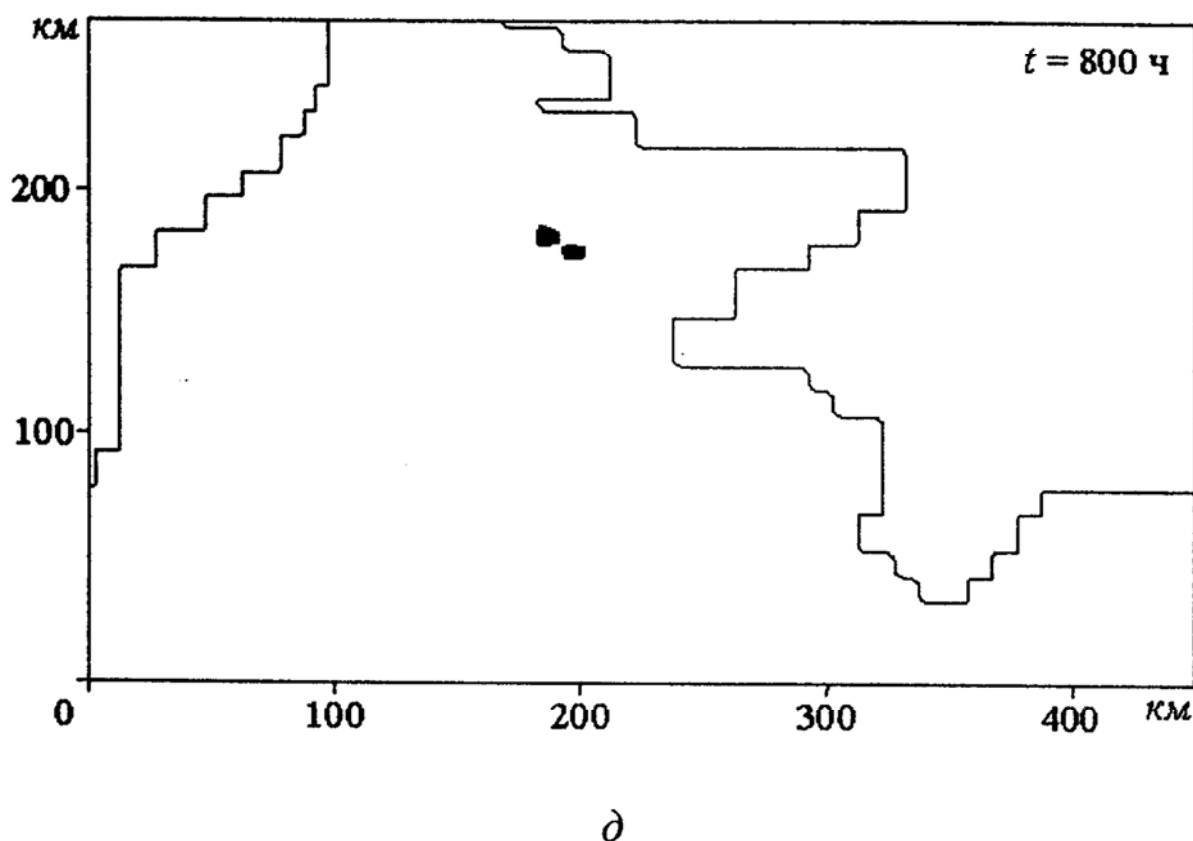
На рис. 2, д представлено положение пятна при $t = 65$ ч. Как видно, средние волновые скорости в районе пятна примеси ориентируются преимущественно на юг и юго-запад. Их абсолютные значения, уменьшившиеся в процессе смены типа циркуляции до 0,01 м/с, снова увеличиваются и достигают ~ 0,1 м/с. Несмотря на изменение направления потоков, северо-западное смещение области загрязнения сохраняется и для точки наибольшей концентрации составляет 14 км. Что касается уменьшения со временем значения максимума, то в случае совместного действия волновых скоростей и турбулентной диффузии этот процесс идет быстрее, чем в случае одной диффузии. Для 65 ч данные значения составляют 0,54 и 0,60 соответственно. Отметим, что площади пятна при наличии и отсутствии волн отличаются незначительно.

После ухода циклона с акватории моря движение жидкости становится затухающим. Средние скорости еще некоторое время сохраняют южную ориентацию: в западной части пятна – юго-западную, в восточной – юго-восточную (рис. 2, е). Однако ввиду малости абсолютных значений они уже не способны существенно повлиять на сложившееся пространственное распределение примеси. Например, за время с 75 до 95 ч (рис. 2, ж) форма рассматриваемой изолинии не претерпевает существенных трансформаций, уже не отражая изменений структуры волнового поля.

Уменьшение волновых скоростей приводит к тому, что трансформация области загрязнения начинает определяться преимущественно турбулентной диффузией. При этом площадь, охватываемая изолинией 0,1, продолжает увеличиваться (рис. 3, а) и становится максимальной при $t \sim 200$ ч (рис. 3, б). Самые интенсивные диффузионные процессы происходят в местах наибольших градиентов концентрации примеси, в результате чего со временем контуры пятна становятся более гладкими (рис. 3, в), приобретая форму почти правильного эллипса (рис. 3, г). Наряду с этим площадь пятна уменьшается, убывая до нуля при $t \sim 800$ ч (рис. 3, д). Причем пятно стягивается к точке, удаленной в северо-западном направлении на расстояние 16 км от его центра в начальный момент времени. Заметим, что на временном интервале 200 – 800 ч скорость падения максимума концентрации существенно замедляется. Процесс приобретает черты плавного монотонного убывания до установленного предела в 0,1. Чуть более быстрое уменьшение максимума по сравнению со случаем одной турбулентной диффузии прослеживается до момента ~ 600 ч. Затем разница практически исчезает.



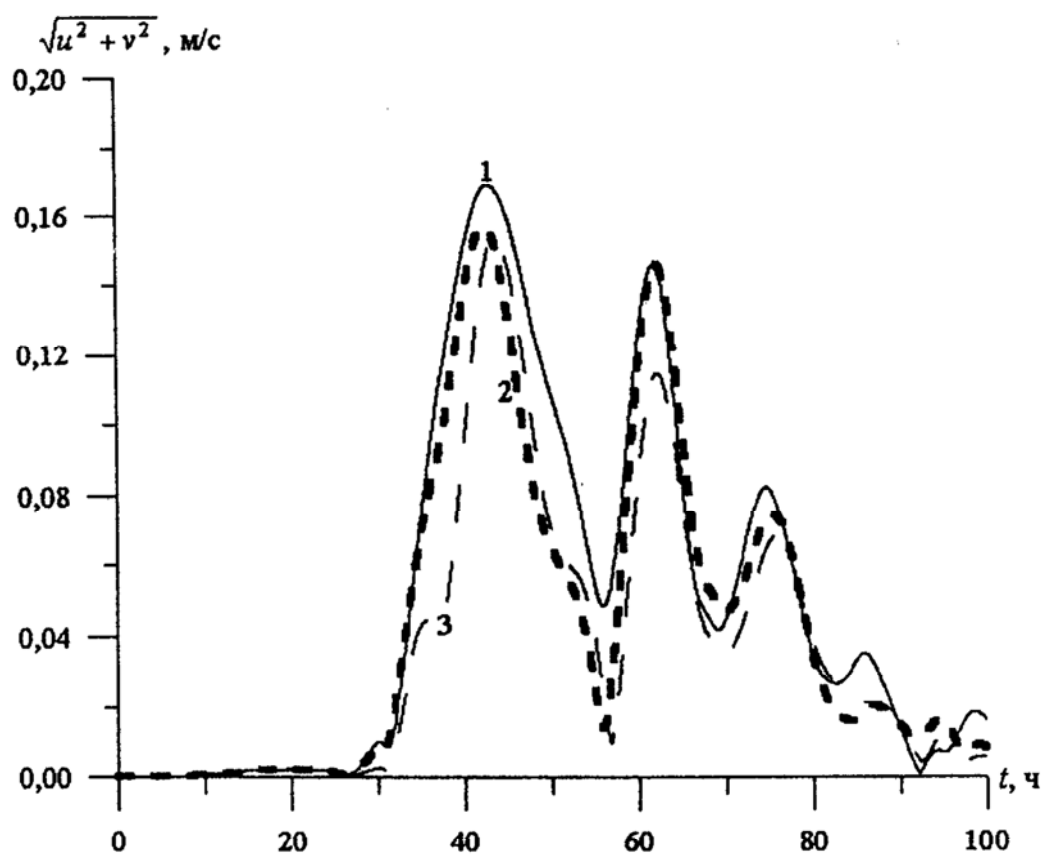
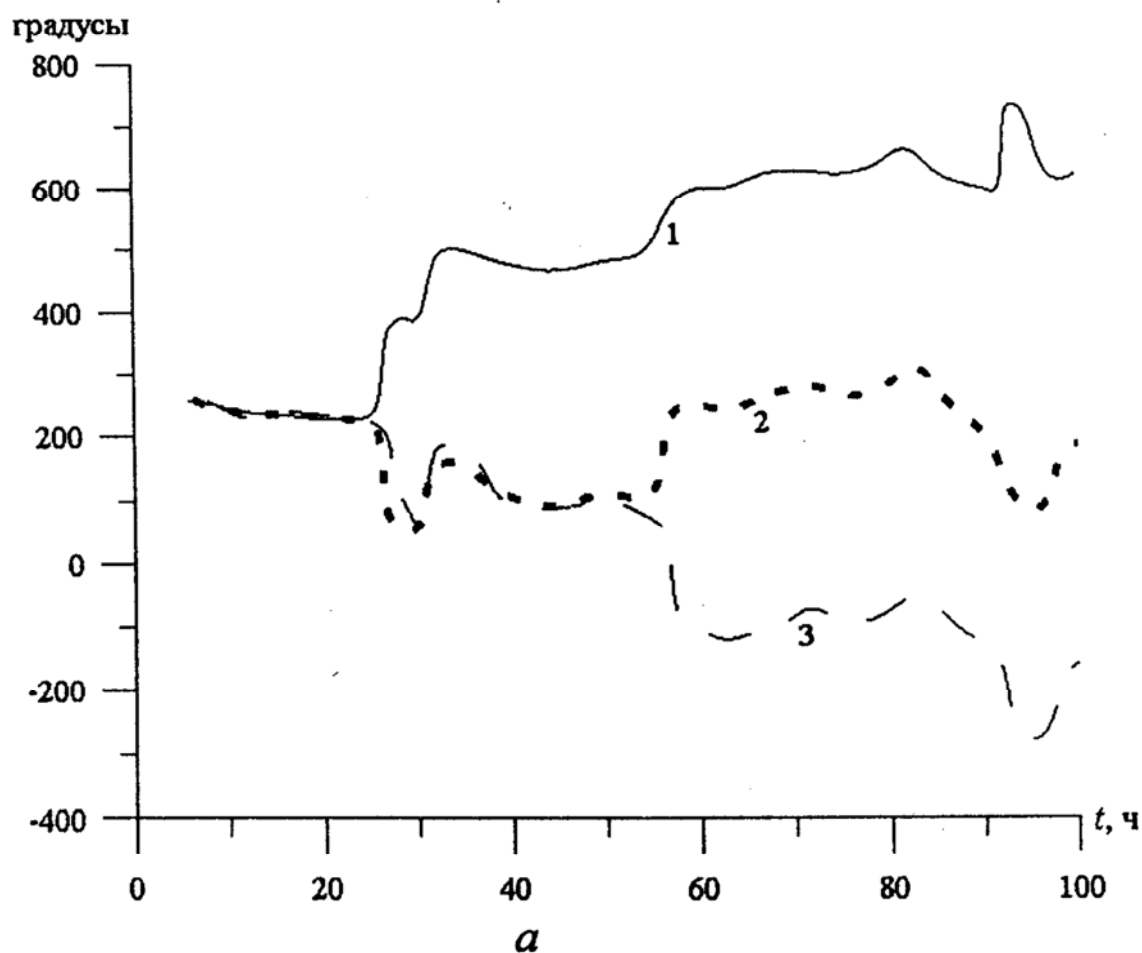




Р и с. 3. Трансформация с течением времени пятна примеси под воздействием длинных волн, генерируемых южным циклоном, проходящим по траектории 1

При прохождении барических возмущений по второй и третьей траекториям процесс трансформации пятна примеси имеет качественно сходный характер. Развивающееся на первом этапе циклоническое движение жидкости также приводит к смещению пятна на северо-запад, сменяясь затем на антициклоническое. Причем чем восточнее лежит траектория циклона, тем меньше данное смещение и, как следствие, меньше область, подверженная загрязнению.

Следует отметить, что изменение ориентации вектора средней скорости волновых возмущений для каждого из рассматриваемых циклонов происходит по-разному. На рис. 4, а представлены временные зависимости угла отклонения данного вектора в точке, где имеет место максимальная концентрация примеси в начальный момент времени. Угол отсчитывается против часовой стрелки от направления на восток. Номер кривой соответствует номеру траектории. Из рисунка видно, что при движении барического образования по траектории 1 преобладает вращение вектора средней скорости против часовой стрелки, при движении по траектории 3 — по часовой стрелке, а при движении по траектории 2 эти направления реализуются в равной степени. На рис. 4, б приведены изменения со временем модуля средней скорости в той же точке, что и на рис. 4, а. Данные графики в значительной степени подобны для всех трех траекторий.



Р и с. 4. Изменение с течением времени угла поворота (а) и модуля (б) вектора средней скорости в фиксированной точке расчетной области при различных траекториях движения циклона
 ISSN 0233-7584. Мор. гидрофиз. журн., 2004, № 4

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы. Длинноволновые движения жидкости, вызванные прохождением над Черным морем рассмотренных циклонов, приводят к вытягиванию пятна пассивной примеси в северо-западном направлении. Наибольшие деформации области загрязнения имеют место, когда траектория циклона проходит западнее пятна. При наличии волн процесс ускоренного падения максимума концентрации прослеживается только до 600 ч. На такую характеристику пятна, как его площадь, длинные волны не оказывают существенного влияния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров В.Д., Гильманов Т.Г. Экология. — М.: МГУ, 1980. — 464 с.
2. Озмидов Р.В. Основные закономерности распространения загрязняющих примесей в Мировом океане // Метеорология и гидрология. — 1984. — № 8. — С. 51 – 58.
3. Озмидов Р.В. Диффузия примеси в океане. — Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 280 с.
4. Блатов А.С., Иванов В.А. Гидрология и гидродинамика шельфовой зоны Черного моря. — Киев: Наук. думка, 1992. — 244 с.
5. Исследование турбулентности и решение задач переноса загрязняющих веществ в море // Труды ГОИН. — 1977. — Вып. 141. — 170 с.
6. Вольцингер Н.Е., Пяковский Р.В. Основные океанологические задачи теории мелкой воды. — Л.: Гидрометеиздат, 1968. — 300 с.
7. Краус Е. Взаимодействие атмосферы и океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1956. — 295 с.
8. Григоркина Р.Г., Фукс В.Р. Воздействие тайфунов на океан. — Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 244 с.
9. Коновалов А.В., Манилюк Ю.В., Черкесов Л.В. Влияние Азовского моря и Керченского пролива на сгонно-нагонные колебания в Черном море // Морской гидрофизический журнал. — 2000. — № 5. — С. 5 – 14.
10. Марчук Г.И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. — М.: Наука, 1982. — 320 с.
11. Путырский В.Е. Гидрофизические аспекты взаимодействия вод суши. — М.: Наука, 1990. — 120 с.
12. Гришин Г.А., Баянкина Т.М., Калинин Е.И., Лундберг М.М. Об эволюции южных циклонов, выходящих на Черное море и территорию Украины, по данным спутниковых и наземных наблюдений // Исследование Земли из космоса. — 1991. — № 3. — С. 89 – 95.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 15.11.02

ABSTRACT Turbulent diffusion of impurity in the sea in the presence of long waves is theoretically analyzed. The generators of long wave motions are the moving baric formations of a cyclone type. At the initial moment the contaminated area is preset in a form of a passive substance spot localized in the Kirkinit Gulf region in the Black Sea. The performed studies permit to estimate a contribution of long waves to the process of the impurity spot diffusion depending on the trajectory of the cyclonic formation motion. It is revealed that due to the effect of the waves induced by a cyclone the concentration maximum in the spot decreases more rapidly only in a certain time interval. Besides, the spot displacement in the northwestern direction stipulated by the wave field structure is observed.