

УДК 551.465.5

## ПРОЦЕССЫ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕНОСА В МЕАНДРИРУЮЩЕМ ТЕЧЕНИИ

Т. С. КРАСНОПОЛЬСКАЯ\*, В. Н. ИЛЬЧЕНКО\*, В. В. МЕЛЕШКО\*\*,  
А. В. СТЕЦЕНКО\*

\*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев,

\*\*Киевский национальный университет им. Т. Г. Шевченко

Получено 15.07.2010

На основании ранее предложенного моделирования меандрирующего течения вихревой дорожкой Кармана [1] рассмотрены процессы перемешивания и поперечного переноса при взаимодействии с кругооборотами [2], а также при образовании отсеченных вихрей. Для изучения процессов перемешивания и переноса применен метод слежения за деформацией контура выделенной круговой области и отслеживания обратно во времени ее деформации, что дает возможность понять, из какой области течения данное круглое пятно сформировалось. Показано, что около половины площади круговой области над впадиной третьего меандра формируется из теплой части течения и, таким образом, впервые продемонстрировано, как теплая жидкость поперечно к течению переносится в окружающую холодную область.

На основі раніше запропонованого моделювання меандруючої течії вихрової доріжки Кармана [1] розглянуті процеси перемішування та поперечного переносу при взаємодії з кругообігами [2], а також при утворенні відтятих вихорів. Для вивчення процесів перемішування та переносу застосовано метод стеження за деформацією контуру виділеної кругової області та відслідковування зворотньо у часі її деформації, що дає можливість зрозуміти, з якої області течії дана кругла пляма сформувалась. Показано, що близько половини площі кругової області над западиною третього меандру формується з теплої частини течії і, таким чином, вперше продемонстровано, як тепла рідина поперечно до течії переноситься в навколишню холодну область.

The new mathematical model for a stream function of the meandering jet is suggested. It based upon a modification of the von Karman vortex street stream function [1]. The processes of mixing and transport across the jet by interaction with rings [2] as well as by initiation of the pinched off eddies are considered. To study mixing across the jet we examine deformation of circular area back in time, so we can determine from which part of the jet this area is composed. Numerical simulations show that approximately half of the circular area above the third trough of meandering jet may contain warm fluid from a central area of the jet. In this study firstly ways by which warm water from jet transferred into surrounding cold water are shown.

### ВВЕДЕНИЕ

Понимание закономерностей поверхностной циркуляции океанических вод является важнейшей задачей естествознания в силу огромного влияния температуры Мирового океана на изменение глобального климата. Данная работа посвящена исследованию процессов перемешивания и массопереноса в меандрирующих течениях, к которым относится течение Гольфстрим, переносящее большие массы теплой воды вдоль атлантического побережья североамериканского континента. У мыса Гаттерас Гольфстрим отделяется от береговой линии и следует на восток. После отрыва от побережья Гольфстрим сильно меандрирует, что ведет к изменению во времени оси течения. На сегодняшний день получено множество данных со спутников и кораблей о среднем во времени положении этого течения.

На рис. 1,а показано распределение средней температуры поверхности океана в области Гольфстрима, где явно виден резкий градиент температуры на северной границе течения. Рисунок пред-

ставляет собой черно-белый аналог цветной фотографии, сделанной со спутника и приведенной в работе [3]. Изменение температуры поверхности здесь представлено в градациях серого цвета, причем наиболее теплой жидкости соответствует наиболее темный оттенок серого; холодная вода представлена светлым фоном. Таким образом, меандрирующая струя Гольфстрима показана здесь самым темным цветом. Более светлым серым тоном показаны области вокруг Гольфстрима. Хорошо также заметны на фоне окружающей более холодной жидкости теплые области, которые образуются выше максимумов меандров. На рис. 1,б такая область выделена штриховой линией. Это так называемые вихри Гольфстрима, которые отрываются от течения и несут теплую воду с резко отличающейся температурой через воды океана. Эти вихри могут существовать месяцами, двигаясь на запад к восточному побережью США. Само меандрирующее течение и эти вихри оставляют свой след в океане прежде всего вследствие процессов перемешивания, когда теплая вода течения распространяется на значительные области вокруг

течения.

Объяснению появления таких структур, которые аккумулируют теплую воду Гольфстрима, выносят ее из основного течения и несут к берегам и посвящена настоящая работа. Новизна нашего подхода заключается в том, что в прилегающих к течению областях учитываются так называемые кругообороты или ринги, которые присутствуют в данных со спутников и кораблей [2].

В настоящей работе для исследования процессов поперечного обмена и переноса жидкости в меандрирующем течении использован математический аппарат теории динамических систем, который в последнее время стал успешно применяться для описания лагранжевой динамики океана при процессах перемешивания и обмена. Ключевым моментом математического аппарата теории динамических систем является использование таких характеристик как инвариантные многообразия. Как было показано в работах [4–5], простейшие кинематические модели течения Гольфстрима описывают следующие элементы когерентных структур: само меандрирующее течение на восток; две системы вихрей: одна – к югу, другая – к северу от основного течения; обрамляющее прямолинейное течение на запад. В общем случае системы вихрей, которые заключены в рециркуляционные области, отделены друг от друга гетероклиническими траекториями гиперболических точек. Эти сепаратрисы (траектории) и являются инвариантными многообразиями гиперболических точек и представляют собой непреодолимые барьеры для движения жидкости [5]. Разрушение такого рода барьеров возможно при взаимодействии с кругооборотами.

## 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕНОСА В ГОЛЬФСТРИМЕ

Изучению процессов переноса объемов теплой жидкости из меандрирующего течения Гольфстрима в окружающую холодную воду посвящены многие современные исследования. Перемешивание поперек потока было экспериментально исследовано в работах Э.Боуэр [6–8]. Боуэр и Россби [6] показали, что меандры Гольфстрима во многом ответственны за поперечное перемещение буев RAFOS внутри течения. Однако сами по себе меандры не могут обеспечить движение с одной стороны потока на другую [5, 9].

Для изучения процессов перемешивания Боуэр предложила простую двумерную кинематическую модель, которая описывалась простой функцией

тока с периодически повторяющимися кинематическими особенностями для меандрирующего течения, распространяющегося в восточном направлении. В этой модели параметры меандров влияют на скорость и количество жидкости, переносимой течением. Однако в модели Боуэр невозможны ни перемешивание в поперечном направлении, ни переход частиц жидкости с одной стороны струи на другую. Известно, что Гольфстрим не остается постоянным, а характеризуется усилением и ослаблением меандров во времени. Временная зависимость параметров меандров была использована Самелсоном [11] для усиления перемешивания.

Учет изменение формы Гольфстрима можно, например, при взаимодействии его с рингами. Включение кругооборотов в модель простого меандрирующего течения будет усиливать перемешивание частиц жидкости в течении [3, 7, 12].

Наш подход состоит в рассмотрении усиления перемешивания, вызванного взаимодействием двумерной струи, моделируемой дорожкой Кармана [1, 9–10], и кругооборотов, моделируемых с помощью вихрей Зиммермана [13–14]. Но прежде мы покажем, что в случае отсутствия вихрей перемешивание может быть только между рециркуляционными зонами. Наблюдая перемешивание, которое имеет место в случае взаимодействия с вихрями, мы проанализируем распределение лагранжевых частиц во времени как в самом течении, так и вне его.

## 2. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОЛЬФСТРИМА С КРУГООБОРОТАМИ

Для анализа процессов перемешивания в меандрирующем течении Гольфстрима Боуэр [7] предложила использовать функцию тока, которая имеет вид

$$\psi(x, y, t) = \psi_0 \left\{ 1 - \operatorname{th} \left[ \frac{y - y_c}{\lambda / \cos \alpha} \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $\psi_0$  – масштабный множитель, который вместе с  $\lambda$  определяет максимальную скорость течения;  $y_c = A \sin k(x - c_x t)$  – задает центральную линию тока,  $A$  – волновая амплитуда;  $k = 2\pi/L$  – волновое число;  $\lambda$  – ширина потока;  $\alpha = \arctg\{Ak \cos k(x - c_x t)\}$ . При расчетах Боуэр использовала следующие параметры:  $c_x = 10$  км/д;  $A = 50$  км;  $L = 400$  км, где  $d = 24$  часа. Член  $\cos(\alpha)$  включен в формулу, чтобы ширина потока была одинаковой на разных участках. В подвижной системе координат, движущейся со скоростью  $c_x$ ,

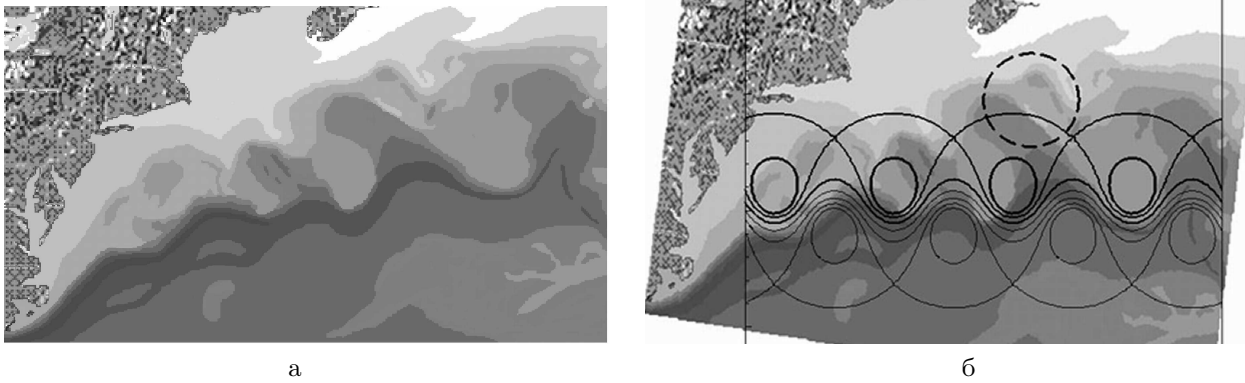


Рис. 1. Распределение температур поверхности океана в области Гольфстрима

функция тока имеет вид

$$\psi'(x', y') = \psi_0 \left\{ 1 - \operatorname{th} \left[ \frac{y' - y'_c}{\lambda / \cos \alpha'} \right] \right\} + c_x x', \quad (2)$$

где  $y'_c = A \sin(kx')$ ,  $\alpha' = \operatorname{arctg}\{Ak \cos(kx')\}$ .

Функция тока в этой системе не зависит от времени, и линии тока могут быть интерпретированы как траектории частиц жидкости относительно подвижной системы. Мы будем исследовать перенос пассивных частиц в такой подвижной системе. Поскольку частицы не покидают линий тока в движении, они могут иметь только периодические траектории в рециркуляционных зонах или двигаться поступательно, как показано в [7, 9, 11, 12].

Главными элементами когерентной структуры Гольфстрима в подвижной системе являются: а) направленная на восток меандрирующая струя; б) области рециркуляции жидкости выше и ниже пиков и впадин меандров; в) области направленного к западу течения выше и ниже струи и рециркуляционных зон.

Для изучения транспортных свойств движения жидкости мы ранее предложили использовать новую математическую модель для функции тока Гольфстрима. При этом функция тока есть модифицированная функция тока дорожки Кармана, описывающая вихревую систему за цилиндром, движущимся с постоянной скоростью. Функция тока вихревой дорожки Кармана включает те же три главных элемента когерентной структуры. В подвижной системе координат, движущейся с постоянной скоростью вместе с вихрями, функция тока имеет вид [1]

$$\psi(x, y) = -\frac{\Gamma}{4\pi} \ln \frac{P(x, y)}{Q(x, y)} + cy, \quad (3)$$

где  $c$  – скорость перемещения системы вихрей по

направлению  $x$ ;  $\Gamma$  – интенсивность вихрей;

$$\begin{aligned} P(x, y) &= \operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left( y + \frac{h}{2} \right) + \sin \frac{2\pi x}{l}; \\ Q(x, y) &= \operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left( y - \frac{h}{2} \right) - \sin \frac{2\pi x}{l}. \end{aligned} \quad (4)$$

После перехода к безразмерным переменным  $\tilde{x} = x/l$ ,  $\tilde{y} = y/l$  выражение (3) примет вид

$$\tilde{\psi}(\tilde{x}, \tilde{y}) = -\frac{1}{2k} \ln \frac{P(\tilde{x}, \tilde{y})}{Q(\tilde{x}, \tilde{y})} + \tilde{c} \tilde{y}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} P(\tilde{x}, \tilde{y}) &= \operatorname{ch} k(\tilde{y} + b) + \sin k\tilde{x}; \\ Q(\tilde{x}, \tilde{y}) &= \operatorname{ch} k(\tilde{y} - b) - \sin k\tilde{x}; \end{aligned}$$

$$\tilde{\psi} = \psi/\Gamma; \quad \tilde{c} = cl/\Gamma; \quad b = h/2l; \quad k = 2\pi.$$

В работе [1] было показано, что модели (2) и (5) имеют подобные поля течений. Известно, что уравнения адвекции пассивной примеси имеют вид

$$\dot{x} = u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad \dot{y} = v = \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (6)$$

Для функции тока (5) уравнения (6) в безразмерных координатах могут быть записаны в виде

$$\dot{\tilde{y}} = -\frac{\operatorname{ch} kb}{PQ} \cos k\tilde{x} \operatorname{ch} k\tilde{y}; \quad (7)$$

$$\dot{\tilde{x}} = \frac{\operatorname{ch} kb}{PQ} (\operatorname{sh} kb - \sin k\tilde{x} \operatorname{sh} k\tilde{y}) - \tilde{c}. \quad (8)$$

Для нахождения гиперболических точек мы используем уравнения  $\dot{\tilde{y}} = 0$ ;  $\dot{\tilde{x}} = 0$ . откуда имеем

$$\tilde{x}_3 = \frac{1}{4}; \quad \tilde{x}_4 = \frac{3}{4}; \quad \tilde{y}_{3,4} = \mp \frac{1}{k} \operatorname{Arsh} \left( \frac{1}{\tilde{c}} \operatorname{ch} kb - \operatorname{sh} kb \right), \quad (9)$$

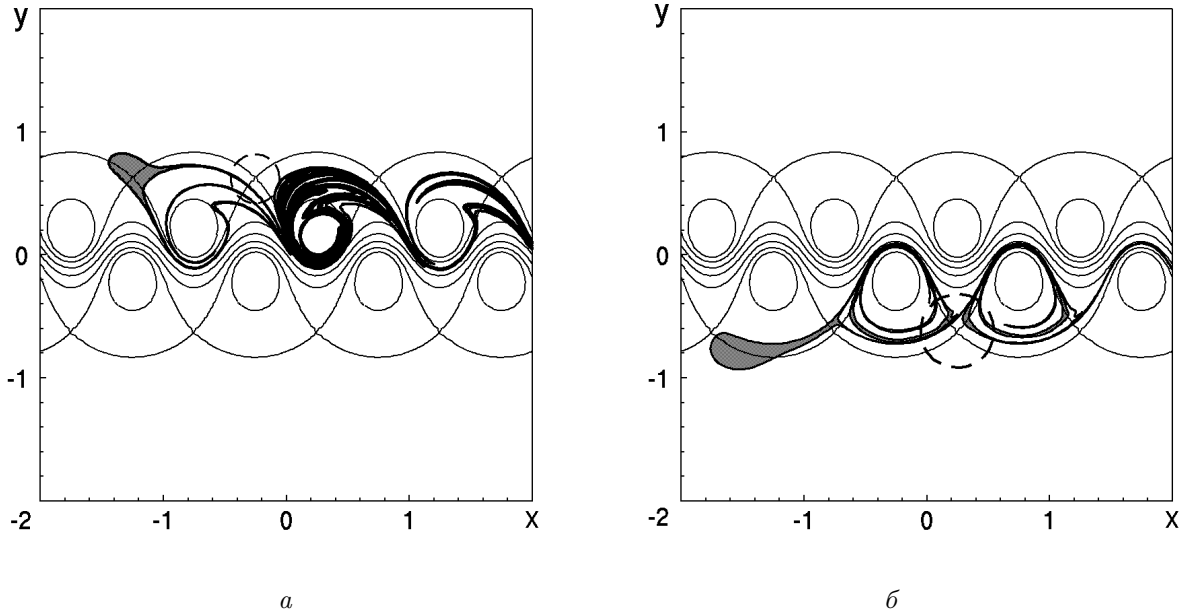


Рис. 2. Перенос жидкости в струе Гольфстрима при наличии дополнительных компонент скорости:  
 $a - v_x = 5 \cos \pi t$ ;  $b - v_y = 0.1 \cos \pi t$

В моделях Боуэр и вихревой дорожки Кармана невозможно движение жидких частиц с одной стороны струи на другую, т. е. поперечное движение. Пассивные частицы могут иметь периодические или хаотические траектории в рециркуляционных зонах или вдоль потока, если мы предположим, что амплитуда функции тока имеет малые вариации по времени. При этом мы будем следить, как различные круглые области будут распределяться по течению за 18 периодов колебаний периодических возмущений. Как показывают численные эксперименты, сплошные выделенные области жидкости, окруженные штриховыми контурами (рис. 2), не будут покидать течение. На рис. 2 показана деформация выделенной области (закрашенной черным цветом) в кармановой модели, когда дополнительные компоненты есть  $v_x = 5 \cos \pi t$  (рис. 2, *a*) и  $v_y = 0.1 \cos \pi t$  (рис. 2, *б*).

Для поперечного перемешивания и переноса жидкости через границы струи частицы должны иметь возможность покидать линии тока. Такую возможность порождает взаимодействие течения с обратными вихрями, которые стационарны во времени. Это означает, что в подвижной системе координат они движутся на запад с постоянной скоростью  $c$ .

Для функции тока кругооборотов мы используем функцию тока Зиммермана, которая в неподви-

жной системе координат может быть записана как

$$\psi_z = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \sin 2\pi x_1 \sin 2\pi y_1. \quad (10)$$

Структура линий тока состоит из квадратных ячеек с вихрями внутри и гиперболических точек в каждом углу ячейки. Полагаем, что система координат, связанная с вихрями Зиммермана, расположена относительно подвижной системы координат следующим образом: ее оси координат повернуты против часовой стрелки на угол  $\beta = \pi/4$ , а начало в момент времени  $t = 0$  совпадает с точкой  $(1,0)$  подвижной системы. Системы координат (при  $t = 0$ ) связаны преобразованиями

$$\begin{aligned} x_1 &= (x - y)/\sqrt{2}; \\ y_1 &= (x + y)/\sqrt{2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда в подвижной системе координат функция тока примет вид

$$\begin{aligned} \psi_z &= \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \sin \pi\sqrt{2}(x - ct - y) \sin \pi\sqrt{2}(x - ct + y) = \\ &= \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} (\cos \pi\sqrt{2}y - \cos \pi\sqrt{2}(x - ct)). \end{aligned} \quad (12)$$

При этом уравнения адвекции в поле течения, которое есть суперпозиция двух функций тока, могут быть записаны в виде (здесь и в последующих

выражениях знак тильды опускается):

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \Gamma_1 \frac{\operatorname{ch} kb}{PQ} (\operatorname{sh} kb - \sin kx \operatorname{sh} ky) - c - \sin \pi\sqrt{2}y; \\ \dot{y} &= -\Gamma_1 \frac{\operatorname{ch} kb}{PQ} \cos kx \operatorname{ch} ky + \sin \pi\sqrt{2}(x - ct). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь  $\Gamma_1 = 1 + \varepsilon \cos \omega t$  – амплитуда вихревой дорожки с малым возмущением  $\varepsilon \cos \omega t$ , где  $\varepsilon > 0$  и  $\omega$  – частота приливного течения.

Выделим только две цепочки вихрей из бесконечного множества цепочек вихрей Зиммермана, подавляя остальные цепочки экспоненциальным затуханием по  $y$ :

$$\psi_z = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} \frac{A(t)}{B(y)} (\cos \pi\sqrt{2}y - \cos \pi\sqrt{2}(x - ct)), \quad (14)$$

где

$$A(t) = 1 + \varepsilon_1 \cos \omega_1 t; \quad B(y) = \exp\{C_2 y\}^2. \quad (15)$$

Тем самым мы выделяем только две цепочки вихрей: одна – над гиперболическими точками рециркуляционных зон над меандрирующим течением, другая – под гиперболическими точками, как это наблюдается в действительности и соответствует северному и южному кругооборотам [2]. Тогда уравнения адвекции будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \Gamma_1 \frac{\operatorname{ch} kb}{PQ} (\operatorname{sh} kb - \sin kx \operatorname{sh} ky) - c - \\ &- \frac{A(t)}{B(y)} \sin \pi\sqrt{2}y + \frac{C_2^2 y}{\pi\sqrt{2}} \times \\ &\times \frac{A(t)}{B(y)} (\cos \pi\sqrt{2}y - \cos \pi\sqrt{2}(x - ct)); \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \dot{y} &= -\Gamma_1 \frac{\operatorname{ch} kb}{PQ} \cos kx \operatorname{ch} ky + \\ &+ \frac{A(t)}{B(y)} \sin \pi\sqrt{2}(x - ct). \end{aligned} \quad (17)$$

На рис. 3 показаны линии тока дорожки Кармана [1] в подвижной системе координат и кругообороты. Направление северных кругооборотов указано стрелками.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Мы будем изучать деформацию круглой области, показанной на рис. 1,  $\bar{b}$ , назад по времени, так что можем определить, из какой части течения эта область будет составлена в будущем. Для этого будем следовать за движением математических точек на границе области, которые движутся в каждый момент со скоростью, соответствующей скорости поля течения в данной точке, т.е.

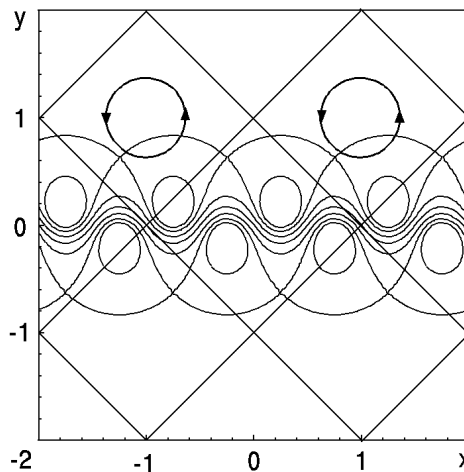


Рис. 3. Линии тока с двумя кругооборотами

выделенные частицы предполагаются безынерционными и не подвергающимися диффузии.

Алгоритм слежения за изменением линии контура основан на наблюдении за перемещением точек, равномерно расположенных вдоль начальной границы пятна, и проведением линии, связывающей соседние точки [15–16]. Поскольку в процессе деформации области может иметь место неодинаковое растяжение и образование складок линии контура, то две соседние точки могут оказаться в последующий момент времени существенно удалены друг от друга. Очевидный путь преодоления этой проблемы – увеличение числа точек для тех отрезков линии контура, где происходит значительное растяжение и складкообразование.

Сущность алгоритма следующая [15–17]:

1°. Для момента времени  $t_0$  на начальной линии контура выбирается некоторое число равноотстоящих друг от друга точек, для которых решается система уравнений адвекции, в результате чего определяются положения точек в момент времени  $t_1 = t_0 + \Delta t$ .

2°. Вычисляются расстояния между соседними точками. Если расстояние  $\Delta l_k$  между двумя соседними точками  $k$  и  $k + 1$  оказывается больше, чем некоторое заранее заданное значение  $l_{dis}$ , то вставляется дополнительная точка на контуре в середине между данными точками.

3°. Решается система уравнений адвекции для новой точки, после чего все точки нумеруются заново. Затем точки соединяются отрезками прямых, формируя многоугольник.

4°. Определяются величины углов при верши-

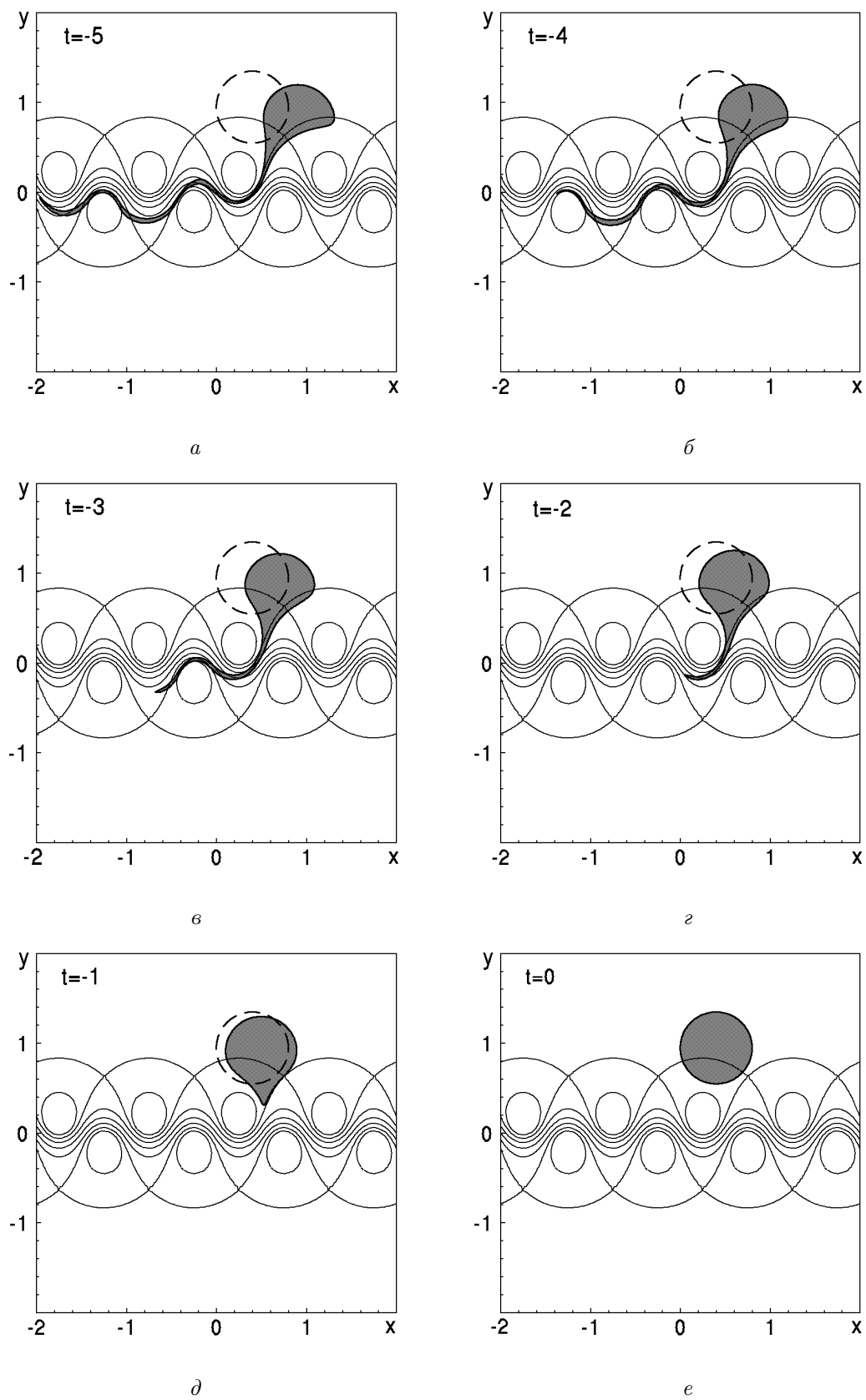


Рис. 4. Вынос жидкости из струи Гольфстрима при взаимодействии с круговоротами

нах многоугольника. Если угол при вершине в точке  $m$  оказывается меньше, чем некоторый заранее заданный угол  $\gamma$  (обычно  $\gamma = 120^\circ$ ), вводятся дополнительные точки в промежутках между точками  $m-1$  и  $m$ ,  $m$  и  $m+1$ , после чего повторяются действия п. 3<sup>•</sup>.

5<sup>•</sup>. Следующий шаг состоит в переходе к моменту времени  $t_2 = t_0 + 2\Delta t$ , для которого повторяются действия пп. 1<sup>•</sup> – 4<sup>•</sup>.

Дополнительная проверка корректности предложенного алгоритма заключается в выполнении условия сохранения площади области в процессе деформации в пределах заданной погрешности (например 0.5%).

#### 4. ПОПЕРЕЧНЫЙ ПЕРЕНОС ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ОБОРОТНЫМИ ВИХРЯМИ

Результаты, представленные здесь, получены численным моделированием уравнений адвекции (16) при  $\varepsilon = 0$ ;  $\varepsilon_1 = 0.033$ ;  $C_2 = 2$ ;  $\omega = 39.77$ ;  $\omega_1 = \omega/120 \approx 0.33$ . На рис. 1, *a* приведено изображение средней температуры поверхности океана, построенное на основе фотографии, полученной со спутника. Оттенками серого цвета показано расположение относительно теплых водных масс, причем более теплым участкам соответствует более темный фон (см. Введение). Побережье Северной Америки закрашено серым “в крапинку” цветом.

Выше впадины третьего меандра ясно видна большая площадь теплой жидкости, покинувшая Гольфстрим. Как это произошло и из какой части струи была вынесена эта жидкость? Для ответа на этот вопрос была изучена деформация круглой области, ограниченной штриховой линией, назад по времени с применением алгоритма слежения за точками линии контура. На рис. 1, *б* и 4 расположение контура круглого пятна радиуса  $R = 0.4$  с координатами центра  $x = 0.4$ ,  $y = 0.95$  показано штриховой линией вместе со сплошными линиями тока дорожки Кармана. На рис. 4 континуальное распределение жидкости этого пятна показано для ряда значений назад по времени от  $t = -5$  до  $t = -1$  в виде областей, закрашенных черным цветом. Время  $t = -5$  (рис. 4, *a*) соответствует 15 дням до того момента, когда вся “закрашенная” жидкость соберется в круговой области при  $t = 0$  (рис. 4, *e*). Время  $t = -4$  (рис. 4, *б*) соответствует 12 дням,  $t = -3$  (рис. 4, *в*) – 9 дням,  $t = -2$  (рис. 4, *г*) – 6 дням,  $t = -1$  (рис. 4, *д*) – 3 дням до указанного момента.

Если мы сравним на рис. 4, *a* ( $t = -5$ ) площадь части закрашенного пятна, расположенную

выше всех линий тока Гольфстрима, с площадью начального круглого пятна, ограниченного штриховой линией, то увидим, что площадь первого (предположительно холодная вода) приблизительно в два раза меньше. Таким образом, начальное пятно ( $t = 0$ ) будет формироваться наполовину из холодной жидкости, наполовину из теплой.

#### 5. ОТСЕЧЕННЫЕ ВИХРИ

Известно, что при потере устойчивости меандрирующего течения и взаимном приближении меандров отсекаются фронтальные синоптические вихри, имеющие вид кольцевых течений и называемые рингами [2, 6–8]. Боуэр и Лозье [8] пытались объяснить появление больших зон теплой жидкости выше течения Гольфстрима образованием отдельных отсеченных вихрей соседними меандрами и отрывом этих вихрей в точках, где меандры могли бы соприкоснуться.

Функция тока, описывающая взаимное приближение пиков меандров, может быть записана в виде

$$\psi_\beta = \frac{1}{k} \sin \frac{kx}{2} \cos \omega_2 t. \quad (18)$$

Тогда уравнения адвекции будут иметь вид

$$\dot{x} = \Gamma_1 \frac{\text{ch } kb}{PQ} (\text{sh } kb - \sin kx \text{ sh } ky) - c; \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \dot{y} = & -\Gamma_1 \frac{\text{ch } kb}{PQ} \cos kx \text{ ch } ky + \\ & + \frac{1}{2} \cos \frac{kx}{2} \cos \omega_2 t, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $\Gamma_1 = 1 + 0.05 \cos \omega t$ ;  $\omega_2 = \omega/200$ .

Процесс выталкивания теплых масс жидкости при сближении соседних меандров и образование отсеченных вихрей продемонстрируем численным экспериментом, следуя за движением и распространением во времени выделенной области, контур которой показан штриховой линией на рис. 1, *б* и 5. При этом не будем учитывать обратные вихри, а только дополнительную функцию тока (18). Для исследования растекания пятна обратно по времени мы опять применим метод слежения за контуром. На рис. 5, *a* показана черным цветом конфигурация выделенного пятна при  $t = -5$  или за 15 дней до того, как жидкость соберется в выделенной круглой области (рис. 5, *e*). На рис. 5, *б–д* показано положение выделенного пятна при  $t = -4$ ,  $t = -3$ ,  $t = -2$  и  $t = -1$ , т. е. соответственно за 12, 9, 6 и 3 дня до образования круглой области.

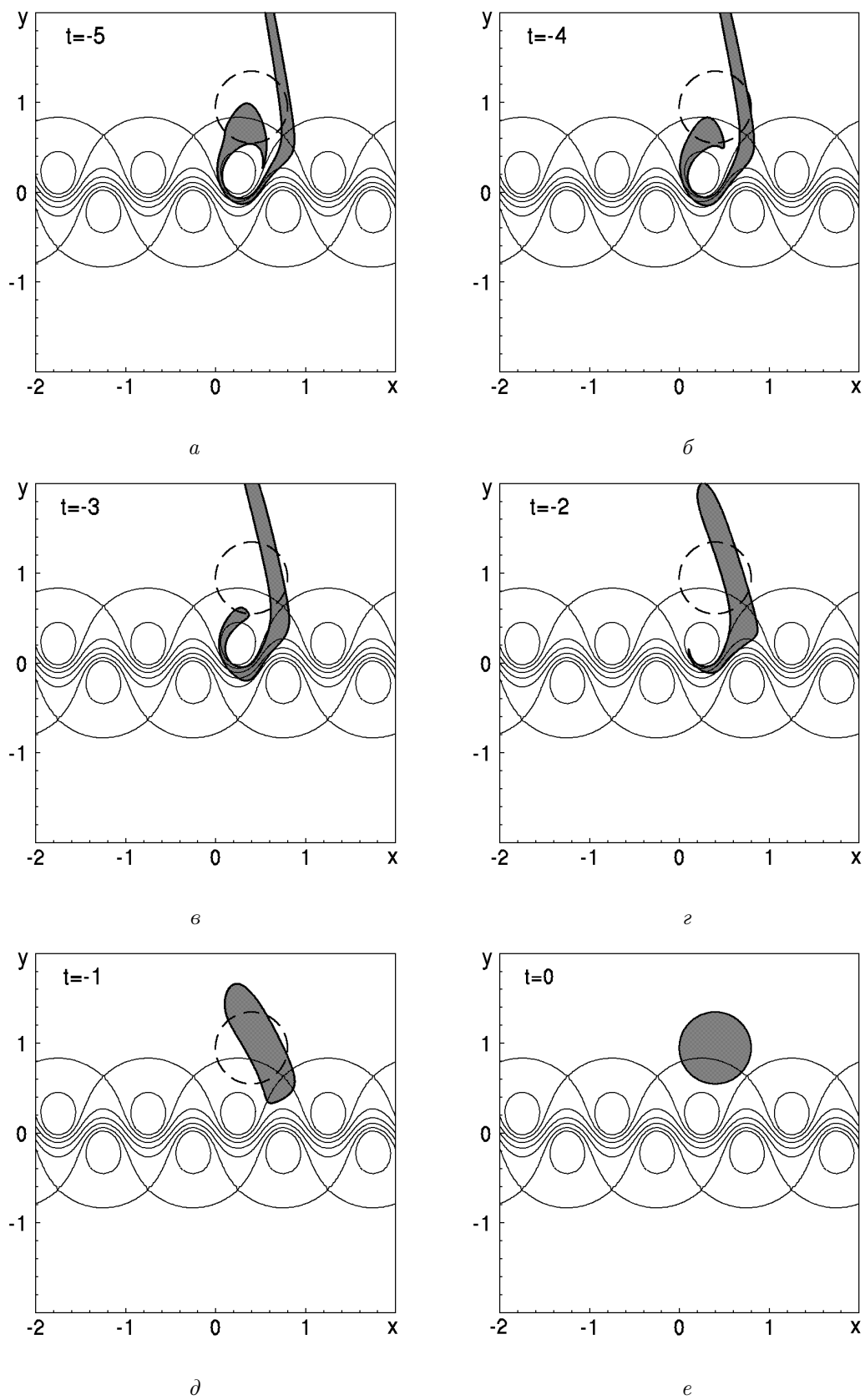


Рис. 5. Вынос жидкости из струи Гольфстрима при образовании отсеченных вихрей



Если сравнить часть закрашенного пятна внутри линий тока дорожки Кармана по площади с выделенной круглой областью, то приходим к выводу, что за 15 дней в выделенной области половину площади займет теплая вода из Гольфстрима, а другая половина “придет” из холодного окружения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы рассматривали модель меандрирующего течения на основе дорожки Кармана при ее взаимодействии с кругооборотами. Они обеспечивают перенос жидких частиц через струю и обширное хаотическое перемешивание.

Численным моделированием на основе аналитических модификаций функции тока меандрирующего течения в данной работе были продемонстрированы возможные сценарии поперечного массопереноса и перемешивания жидкости течением. Первый сценарий моделирует существующий процесс взаимодействия течения с кругооборотами. В частности, было рассмотрено взаимодействие с северным кругооборотом и показано, что область выше впадины третьего меандра вне течения наполовину состоит из теплой воды, вынесенной из основной струи течения.

Второй сценарий основывается на возможном относительном движении меандров, в результате которого при соприкосновении меандров теплая вода вытесняется в холодное окружение. В этой модели численный эксперимент также подтвердил возможный поперечный массоперенос и перемешивание меандрирующим течением. Выделенная область над третьим меандром может, по крайней мере, наполовину быть образована теплой жидкостью.

1. Краснопольская Т.С., Ильченко В.Н. Кинематическая модель течения Гольфстрим // Прикладна гідромеханіка.– 2008.– Т.10, N 4.– С. 43–51.
2. Дийкстра Х. А. Нелинейная физическая океанография.– М.-Ижевск: НИЦ "Регулярная и стохастическая динамика Институт компьютерных исследований, 2007.– 680 с.
3. Jones C. K. R. T., Winkler S. Invariant manifold and Lagrangian dynamics in the ocean and atmosphere // In: Handbook of Dynamical Systems (Ed. B.Fiedler), v.2.– Elsevier Science B.V., Amsterdam, 2002.– P. 55–92.
4. Samelson R., Wiggins S. Lagrangian transport in geophysical jets and waves.– New York: Springer, 2005.– 148 p.
5. Wiggins S. The dynamical system approach to Lagrangian transport in oceanic flows // Ann. Rev. Fluid Mech.– 2005.– v. 37.– P. 295–328.
6. Bower A. S., Rossby H. T. Evidence of cross-frontal exchange in the Gulf Stream based isopycnal RAFOS float data // Journ. of phys. oceanography.– 1989.– v.19, N 9.– P. 1177–1190.
7. Bower A. S. A simple kinematic mechanism for mixing fluid parcels across a meandering jet // Journ. of phys. oceanography.– 1991.– v.21, N 1.– P. 173–180.
8. Bower A. S., Lozier M. S. A closer look at particle exchange in the Gulf Stream // Journ. of phys. oceanography.– 1994.– v.24.– P. 1399–1418.
9. Krasnopolskaya T. S., Meleshko V. V., Il'chenko V. N., Stetsenko O. V. Modelling of transport and mixing across Gulf Stream // Bulletin of the American Physical Society.– 2009.– v.54, N 19.– P. 292.
10. Krasnopolskaya T. S., Il'chenko V. N. Modelling of Gulf Stream by the von Karman vortex street // IUTAM Symposium on 150 Years of Vortex Dynamics.– Lyngby&Copenhagen, 2008.– P. 5.
11. Samelson R. M. Fluid exchange across a meandering jet // Journ. of phys. oceanography.– 1992.– v.22, N 4.– P. 431–440.
12. Кошель К. В., Пранц С. В. Хаотическая адвекция в океане.– М.-Ижевск: НИЦ "Регулярная и стохастическая динамика", Институт компьютерных исследований, 2008.– 360 с.
13. Zimmerman J. T. F. The tidal whirlpool: a review of horizontal dispersion by tidal and residual currents // Netherland journ. of sea research.– 1986.– v.20, N 2/3.– P. 133–154.
14. Dutkiewicz S., Paldor N. On the mixing enhancement in a meandering jet due to the interaction with an eddy // Journ. of phys. oceanography.– 1994.– v.24.– P. 2418–2424.
15. Краснопольская Т.С., Мелешко В.Н. Ламинарное смешивание жидкостей. Часть 1. Методологические аспекты исследования // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– т.6, N 3.– С. 28–40.
16. Краснопольская Т.С., Мелешко В.Н. Ламинарное смешивание жидкостей. Часть 2. Периодические течения Стокса в клинообразной кольцевой полости // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– т.6, N 4.– С. 45–61.
17. Krasnopolskaya T. S., Meleshko V. V. Quality measures and transport properties // In: Analyses and control of mixing with an application to micro and macro flow processes (Ed. L.Cortez and I.Mezić).– Springer-Verlag, Udine, 2009.– P. 291–306.