

УДК 532.5, 551.465

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОДООБМЕНА МЕЖДУ БУХТОЙ И ОТКРЫТЫМ МОРЕМ

Лукьянов П. В.

WATERS EXCHANGE BETWEEN BAY AND OPEN SEA SIMULATIONS

Lukianov P. V.

Institute of Hydromechanics, Kiev, 03680, Ukraine
e-mail: Pavel_Lukianov@bigmir.net

Abstract. On the basis of three-dimensional non-hydrostatic model it was formulated and numerically solved waters exchange between bay and open sea problem. A number of situations for interactions of generated by wind drift compact vortex flow with open sea current has been considered. Open sea current was simulated by two approaches. Three specific additional non-dimensional aspect ratios have been pointed out. They are the relation of wind effect penetration depth (drift flow vertical scale) to numerical domain vertical scale; the relation of external sea current velocity scale to that for bay drift flow; the relation of numerical domain depth difference to bay horizontal scale. The variations of first and third parameters have been studied. The analysis of obtained data and their physical explanation has been made from the position of bay–open sea waters exchange dynamics.

Keywords: compact vortex drift current, bay, open sea current, interaction

Введение

Субмезомасштабная динамика — самая слабоизученная область динамики морей и океанов [1]. Одним из наиболее распространенных источников генерации субмезомасштабных течений является морская орografia (неровность вдольбереговой линии). Многие крупные города на морском побережье находятся в бухтах — участках моря, образно говоря, с трех сторон окруженных суши и лишь с одной — открытым морем. Размеры бухты, как правило, находятся в пределах от нескольких километров до десятков километров, и, таким образом, относятся к субмезомасштабной части шкалы морских течений. В отличие от хорошо представленных исследований мезомасштабной динамики [2], где отношение вертикального масштаба к горизонтальному — величина порядка 0,001, в бухтах оно может даже превышать 0,01.

Среди немногочисленных работ, близких по тематике данной, следует отметить [3], где численно моделируется прибрежное течение в бухте Хиолака (район Японии). Эта открытая бухта на севере и западе имеет сухопутную границу, а на юге и востоке — открытое море. Однако перепад глубин, рассматрива-

емый в [3], очень большой, то есть учитывается, в отличие от данной работы, и глубоководная часть. Исследованию водообмена в Геленджикской и Голубой бухтах посвящена работа [4]. При этом не решаются полные трехмерные нестационарные уравнения, а используется баротропная стационарная модель. Данные расчетов в [4] приводятся для двух значений коэффициента вертикального турбулентного обмена и трения о дно. Экспериментальные данные по изучению образующихся в бухтах полей вихревых течений можно найти в работах [5, 6].

Одна из сложностей решения задачи циркуляции вод в бухтах состоит в том, что не всегда точно известны граничные условия на открытой части границы. Кроме того, неясно, каким критериям должна удовлетворять эта граница: где можно остановиться и полагать, что выделенную часть открытого моря или океана можно принять за границу расчетной области. В данной работе приводится попытка решения задачи в области с комплексной границей. Кроме бухты, расчетная область включает искусственно выделенную прямоугольную примыкающую часть моря, где и формулируются граничные условия.

Разнообразие параметров не позволяет сделать полную параметризацию в задаче.

Поэтому введем следующие упрощения. К числу основных величин можно отнести масштаб скорости ветра над бухтой и соответствующий ему масштаб дрейфового вихревого течения внутри. В этой связи, прежде всего, будет считаться, что бухта окружена достаточно высоким морским побережьем, наличие которого позволяет существовать над ее водной поверхностью ветрового циклона или антициклона того же масштаба. Наличие постоянно действующей ветровой нагрузки приводит к существованию дрейфового Экмановского течения. Хотя его обычно называют приповерхностным (при глубинах порядка километра), здесь же слово «приповерхностный» не очень подходит, так как дрейфовое течение может простирается на глубину всей бухты, если последняя не очень глубокая. Второй существенной характеристикой является ветровая составляющая открытого моря. Здесь можно рассматривать два варианта. Первый — течение открытого моря является стационарным и на внешней границе вдольбереговая составляющая скорости не меняется, а перпендикулярная к ней — имеет нулевой градиент вдоль своего направления. Второй подход — это задание некоторого начального течения, но без учета жесткого требования сохранения значений скорости в открытом море. Зато механизм, поддерживающий это течение, — вдольбереговой ветер и соответствующая ему дрейфовая составляющая скорости, генерирующаяся через касательные напряжения ветра на морской поверхности.

Прежде чем перейти к формулировке задачи, отметим, что до этого была построена модель динамики вихря в прибрежной области [7], а также изучено влияние прибрежных субмезомасштабных атмосферных вихрей на динамику водного вихря [8]. Наконец, задание начального распределения течения в бухте стало возможным благодаря развитию понятия компенсированного вихря [9,10] как компактного течения конечных размеров. Исходя из сказанного, можно сформулировать цель данной работы как моделирование ситуации усложненного водообмена между бухтой и открытым морем.

1. Постановка задачи

На рис. 1 приведена схема области, в которой формулируется и решается задача. Бухта задается в виде части эллипса АВ (хотя может быть и другая орография) и до-

полняется частью моря — прямоугольной областью CDEF. Морское дно имеет сложную трехмерную топографию. Здесь же ограничимся рассмотрением его приближения в виде склона. Поэтому по вертикали расчетная область будет представляться в виде слоя жидкости переменной глубины. С учетом направленности вертикальной оси снизу вверх в общем виде в декартовых прямоугольных координатах она будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} x \in [-l_x, l_x], \quad y \in [-y_l(x), y_u(x)], \\ z \in [-h + L(x), 0]. \end{aligned} \quad (1.1)$$

В соотношениях (1.1) $x = -l_x$, $x = l_x$ — левая и правая границы области по координате x , $y = y_l(x)$, $y = y_u(x)$ — условно нижняя (соответствующая отрицательным значениям) и верхняя (соответствующая положительным значениям) границы области по координате y . Видно, что они являются функциями от координаты x . Здесь $h - L(x)$ — текущая глубина жидкости, для простоты описанная функцией лишь от одной координаты, хотя это не является ограничением задачи.

Ограничимся случаем устойчивой вертикальной стратификации и будем полагать плотность функцией вертикальной координаты, аппроксимируемой следующей аналитической зависимостью:

$$\rho = \begin{cases} \rho_0 (1 + (\exp [((h - h_1) - z)^2] - 1) N^2 z / g), & -h \leq z \leq h_1, \\ \rho_0, & -h_1 \leq z \leq 0. \end{cases}$$

В приведенных соотношениях h , h_1 — максимальная глубина области и толщина верхнего перемешанного подслоя.

В начальный момент в области $z_0 - a_2 \leq z \leq z_0 + a_1$ задается компактный вихрь полем азимутальной скорости:

$$V_\theta = \begin{cases} (z - (z_0 + a_1))^2 (z - (z_0 - a_2))^2 \frac{V_0 r}{a}, & 0 \leq r \leq a, \\ (z - (z_0 + a_1))^2 (z - (z_0 - a_2))^2 \times \\ \times \frac{V_0 a R^2 - r^2}{r R^2 - a^2}, & a \leq r \leq R. \end{cases}$$

Начальное распределение плавучести определяется из уравнения циклострофического баланса.

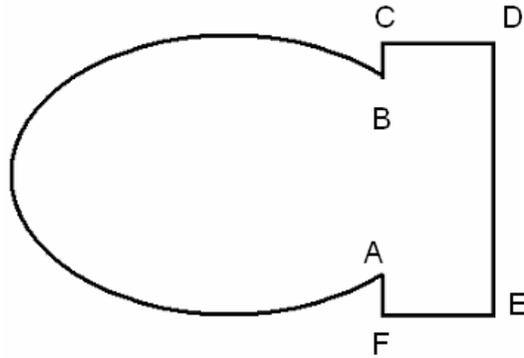


Рис. 1. Схема расчетной области

Как отмечалось выше, особенностью данной работы является то, что масштаб атмосферного вихря тот же, что и бухты. Поэтому его также можно моделировать компактным компенсированным распределением. Вертикальная структура дрейфового вихревого течения задается в начальный момент по экспоненциально убывающему с глубиной соотношению [11]. При этом масштаб скорости дрейфового течения связан со скоростью ветра соотношениями в граничных условиях, приведенных ниже.

Предвидя возможные возражения по поводу соответствия приповерхностного дрейфового течения атмосферному надводному вихрю, отметим, что вопрос разрешается просто: с течением времени происходит установление течения, соответствующее данной задаче (уравнению и граничным условиям).

В отличие от предыдущих работ [7], задача решается в прямоугольной декартовой системе координат, без перехода к так называемой сигма-системе. Такой подход возможен благодаря использованию итерационного метода.

Вследствие модельности задачи, топографию дна можно задать одним из выражений, например,

$$L(x) = - \begin{cases} \frac{zh}{h_1}, & -l_x \leq x \leq l_x + x_0; \\ \frac{zh}{h_1 + \eta}, & -l_x + x_0 \leq x \leq l_x. \end{cases}$$

$$\eta = (h - h_1)(1 - \exp(-\alpha [x - (-l_x + x_0)]^2)).$$

Субмезомасштабная динамика описываемая уравнениями Навье–Стокса, осредненными по Рейнольдсу с учетом указанной параметризации горизонтальных и вертикальных коэффициентов турбулентной вязкости,

а также приближения f — плоскости. Уравнения имеют вид [7, 15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + F_v^2 W \frac{\partial V_x}{\partial z} = \\ = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{V_y}{\text{Ro}} + \frac{\nabla_H^2 V_x}{\text{Re}_h} + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + F_v^2 W \frac{\partial V_y}{\partial z} = \\ = - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{V_x}{\text{Ro}} + \frac{\nabla_H^2 V_y}{\text{Re}_h} + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} F_v^2 \delta^2 \left(\delta \frac{\partial W}{\partial t} + V_x \frac{\partial W}{\partial x} + V_y \frac{\partial W}{\partial y} + \right. \\ \left. + F_v^2 W \frac{\partial W}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + b + \\ + F_v^2 \left(\frac{1}{\text{Re}_h} \nabla_H^2 W + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + F_v^2 \frac{\partial W}{\partial z} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial t} + V_x \frac{\partial b}{\partial x} + V_y \frac{\partial b}{\partial y} + F_v^2 W \frac{\partial b}{\partial z} - W = \\ = \frac{1}{\text{Sc}} \left(\frac{\nabla_H^2 b}{\text{Re}_h} + \frac{1}{\text{Re}_v \delta^2} \frac{\partial^2 b}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (1.5)$$

где (V_x, V_y, W) , p , b — безразмерные значения отклонения полей давления и плотности от состояния устойчивой вертикальной стратификации; $\text{Re}_h = V_0 l_h / A_m$, $\text{Re}_v = \text{Re}_h \delta$ — горизонтальное и вертикальное числа Рейнольдса, соответственно; $F_v = V_0 / N l_v$ — число Фруда; $\text{Ro} = V_0 l_h / 2\Omega$ — число Россби;

$\delta = l_v/l_h$ — отношение вертикального и горизонтального масштабов расчетной области; $N^2 = \partial \bar{b}/\partial z$ — квадрат частоты Брента-Вайсяля, $Sc = A_m/A_h = K_z/\chi_z$ — число Струхалия; V_0 — масштаб скорости в вихревом движении в начальный момент времени.

Коэффициенты горизонтального турбулентного обмена аппроксимируются согласно модели Смагоринского [12]

$$A_m = \left[\left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial V_y}{\partial y} \right)^2 \right] C_m \frac{1}{2} \Delta x \Delta y,$$

$$A_h = \frac{A_m C_h}{C_m},$$

C_m, C_n — постоянные, $C_m = 0,1$, $C_h = 0,2C_m$; $\Delta x, \Delta y$ — горизонтальные размеры расчетной сетки. Индексы m, h относятся соответственно к диффузии поля скорости и плотности.

Для определения коэффициентов вертикального турбулентного обмена используется модель Прандтля-Обухова [13, 14]. Согласно этой модели,

$$\begin{cases} K_z = (0,05h_2)^2 \sqrt{B} + K_{min}, & \text{при } B > 0, \\ K_z = K_{min}, & \text{при } B < 0. \end{cases}$$

где

$$B = \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} \right)^2 + b;$$

h — глубина квазиоднородного слоя, определяемая по первой от поверхности расчетной точке, в которой выполняется условие

$$(0,05z_k)^2 \sqrt{B|_{z=z_k}} \leq K_{min},$$

K_{min} — фоновое значение коэффициента вертикального турбулентного обмена, z_k — определяется из последнего неравенства

1.1. Граничные условия задачи

На дне. Условия прилипания

$$V_x = 0; \quad V_y = 0; \quad W = 0.$$

Условие отсутствия градиента плавучести

$$\frac{\partial b}{\partial z} = 0.$$

На свободной поверхности. С учетом малости горизонтальных градиентов вертикальной компоненты скорости касательное напряжение ветра, которое является заданной функцией горизонтальных координат и времени,

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_x}{\partial z} &= - \left(\frac{D\tau_0}{\rho K_z V_h} \right) \tau_x(x, y, t); \\ \frac{\partial V_y}{\partial z} &= - \left(\frac{D\tau_0}{\rho K_z V_h} \right) \tau_y(x, y, t). \end{aligned} \quad (1.6)$$

В уравнениях (1.6) V_h — масштаб горизонтальной скорости дрейфового течения; τ_0 — характерное значение (масштаб) ветрового напряжения на свободной поверхности.

Равенство нулю возмущения давления $p = 0$ и плотности $\rho = 0$.

Условие непокидания частицами жидкости свободной поверхности.

$$\frac{d\eta}{dt} = W,$$

которое заменяется на приближенное условие

$$W = 0.$$

На побережье задавались условия равенства нулю всех искомым величин:

$$V_x = V_y = W = b = 0.$$

На внешних границах:

1. На одной из горизонтальных частей внешней границы (в зависимости от направления течения открытого моря), откуда жидкость втекает в расчетную область, задается поле скорости.

2. На оставшейся части границы в открытом море задавались либо постоянное течение, либо «условие излучения», то есть равенство нулю нормальных производных.

Сформулированная таким образом задача решалась численно при помощи стандартных методов. Стоит отметить, что вместо метода дробных шагов [16] использовался итерационный метод с учетом регуляризации (приведения к хорошей обусловленности матрицы системы линейных уравнений) уравнения для вертикальной компоненты скорости. Исключение схемной вязкости, то есть обеспечение второго порядка точности аппроксимации по пространственным координатам, достигалось при помощи процедуры, изложенной в монографии [17]. Вто-

рой порядок точности по времени на некотором n -м шаге достигался путем простой процедуры нахождения среднего арифметического между значениями всех характеристик в узлах расчетной сетки на $n - 1$ -м и $n + 1$ -м шагах.

2. Результаты численного эксперимента

В приведенных ниже результатах численного моделирования задавались следующие характерные масштабы. Горизонтальный масштаб от 4 км до 10 км (радиус вихря соответственно от 2 км до 5 км); вертикальный масштаб от 20 м до 100 м. Несмотря на то, что минимальный вертикальный масштаб (глубина) — десятки метров, это не ограничивает использование представленной модели и для минимальных глубин порядка 2–5 м. Устойчивая вертикальная стратификация задавалась частотой Брента–Вяйсяля, равной $0,004 \text{ с}^{-1}$. Этим данным соответствовали следующие порядки безразмерных параметров задачи:

$$\text{Fr}_V = O(1), \quad \text{Re}_V = O(10^5), \quad \delta = O(10^{-2}),$$

$$\text{Ri} = O(0,5), \quad \text{Ro} = O(1).$$

Было проведено порядка сотни численных экспериментов. Как оказалось, задаваемое в начальный момент в бухте вихревое течение в глубине со временем диффундирует и становится слабым на фоне дрейфового. Его остатки, вместе с приповерхностным дрейфовым вихрем, генерируемым соответствующим ветровым воздействием, определяли согласованную (с моделью) динамику течения в бухте.

Исходя из сказанного, основным безразмерным параметром, определяющим особенность данной задачи, следует считать

$$\delta_1 = \frac{h_{dr}}{l_v}$$

— отношение толщины h_{dr} , на которую оказывает влияние ветровое воздействие, к глубине l_v .

Поскольку бухта представляет собой полукруглую область, то соотношение скорости внешнего течения V_{ext} и скорости внутреннего дрейфового течений V_{dr} представляют собой второй важный безразмерный параметр

$$\delta_2 = \frac{V_{ext}}{V_{dr}}.$$

Немаловажную роль для внутренней динамики вод в бухте играет и топография дна. Для рассматриваемой простой модельной области можно ввести также следующий безразмерный параметр — отношение перепада глубин Δh к горизонтальному масштабу l_h

$$\delta_3 = \frac{\Delta h}{l_h}.$$

В рамках вариации δ_1, δ_3 параметров (δ_2 задавалось порядка единицы), а также циклонического и антициклонического вращения проводились исследования, результаты которых изложены ниже.

В качестве типичного ветра над бухтой задавалось компактное вихревое распределение с амплитудой в 5 м/с. Такое распределение может соответствовать гористой местности (или с очень высоким берегом) вокруг бухты. Очевидно, что распределение ветра можно задавать и по-другому, в зависимости от условий рассматриваемой задачи.

В первой серии экспериментов полагалось $l_h = R_v = 5$ км, $l_v = 100$ м. Перепад глубин от 50 до 100 м. Максимальная глубина проникновения ветровых возмущений составляла порядка 20% от вертикального масштаба (то есть 20 м). Внешняя граница открытого моря начиналась при значении безразмерной горизонтальной координаты $x_{bay} = 0,5$. При таких условиях с течением времени (после адаптации численного решения уравнениям и граничным условиям) наблюдается соседствование вызванного ветром дрейфового течения в бухте и внешнего течения открытого моря. Данные векторного поля горизонтальной составляющей скорости и компоненты скорости V_x приведены на рис. 2.

При сужении области контакта с открытым морем $x_{bay} = 0,7$ наблюдаются картины течений, представленные на рис. 3.

На рис. 3а, 3б представлены векторное поле горизонтальной скорости и компоненты скорости V_x на глубине 50 м для случая антициклонического течения в бухте, а на рис. 3в, 3г — для циклонического. Сравнение рис. 2 с рис. 3 указывает на формирование, по мере уменьшения ширины области контакта бухты с открытым морем, локальных вихревых течений, соответствующих сгущению изолиний сверху и снизу на рис. 3б, 3г. Тот факт, что компонента скорости V_x имеет разное направление в разные стороны при антициклоническом и циклоническом течении в бух-

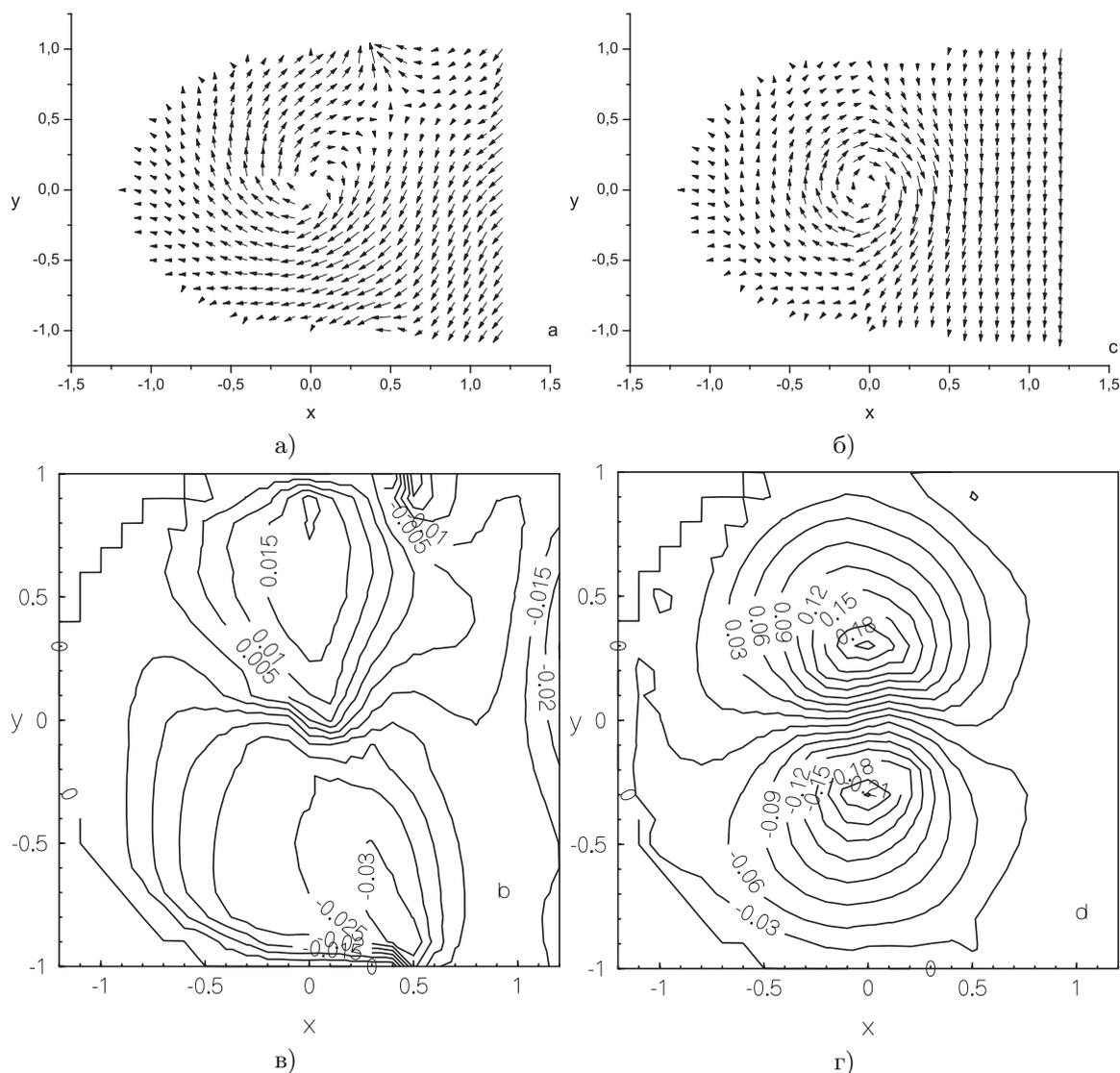


Рис. 2. Векторное поле горизонтальной скорости (а, в) и изолинии поля V_x (б, г). Случай широкой области контакта с морем

те, — это лишь подтверждение трехмерной структуры течения и важности трехмерного подхода в моделировании. На одних горизонтах результирующая течения направлена в бухту, на других — наоборот.

При дальнейшем уменьшении ширины области контакта бухты с открытым морем $x_{bay} = 0,85$ водообмен ослабевает. Об этом свидетельствуют данные численных расчетов, приведенные на рис. 4, первые два из которых — 4а и 4б — соответствуют циклоническому течению в бухте, а 4в и 4г — антициклоническому. За счет слабости амплитуд течения на периферии теперь не наблюдается активное мелкомасштабное вихреобразование на краях бухты.

При рассмотрении масштаба глубокой бухты порядка 4 км (радиус вихря 2 км), например, для антициклонического вихря на горизонтах 0 м (поверхность) и 50 м наблюдаются следующие картины уже указанных ранее величин. Анализ данных на рис. 5 вновь подтверждает зависимость водообмена от ширины области входа бухты.

Несомненно, представляет также интерес и указанный во введении случай, когда ветровое воздействие может проникать на всю толщину. Для этого был выделен пример, когда масштаб глубины расчетной области равен 20 м, при слабом склоне 10 м в пределах расчетной области. Иными словами, минимальная глубина 10 м, максимальная —

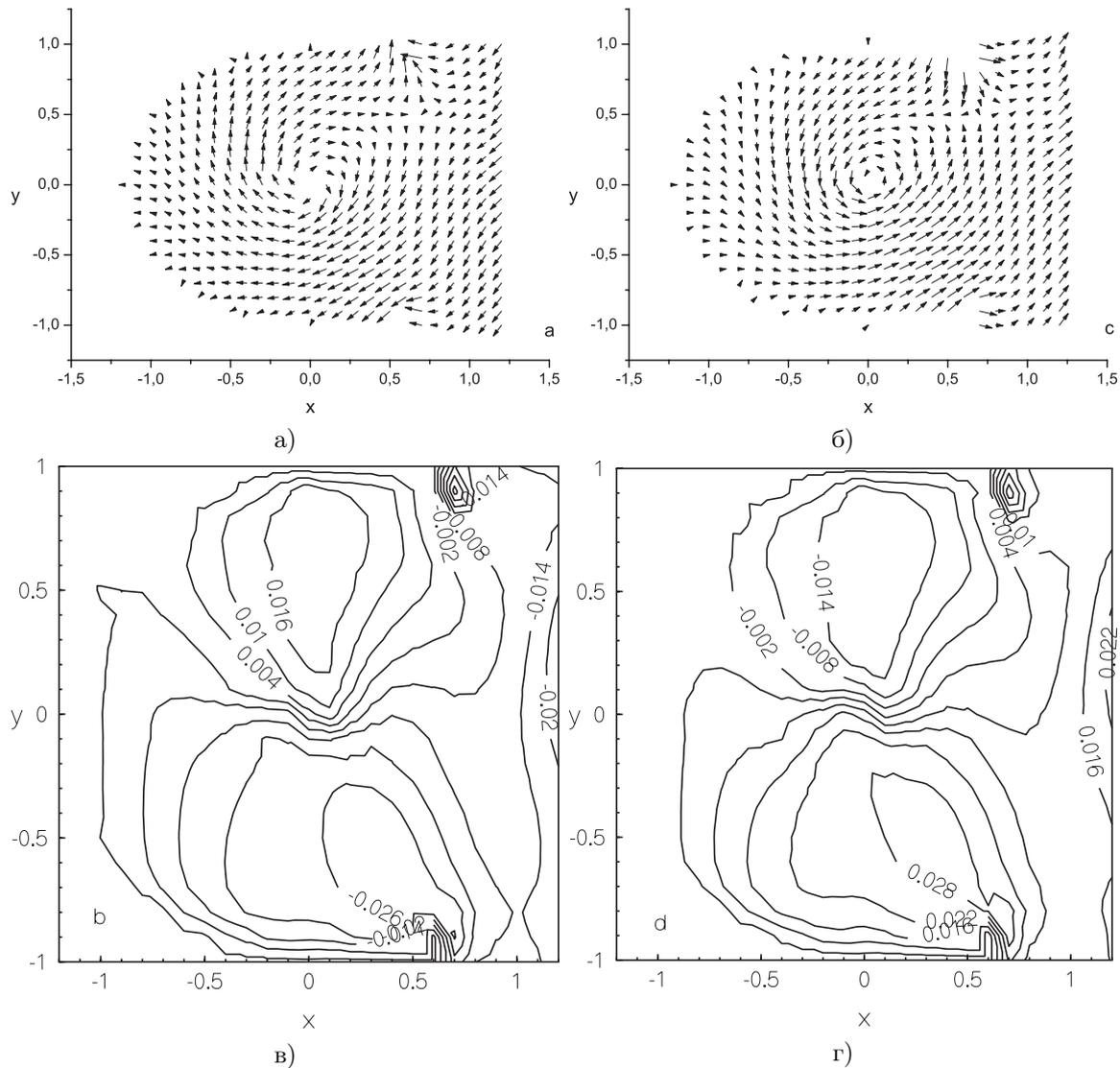


Рис. 3. Векторное поле горизонтальной скорости (а, в) и изолинии поля V_x (б, г). Случай средней области контакта с морем

20 м. На такие глубины проникает дрейфовое вихревое течение в бухте. При взаимодействии вихря с дном генерируются вторичные течения. Поэтому картина течения, соответствующая среднему горизонту 10 м и представленная на рис. 6, действительно является намного сложнее описанных выше. Характер течения является достаточно запутанным, хотя в бухте по-прежнему основным является вихревое течение. Но, как видно, на его фоне возникает ряд мелкомасштабных вихрей.

Увеличение, по сравнению с представленными выше данными, величины прямоугольной части расчетной области (открытого моря) показали отсутствие заметных из-

менений в течении. Поэтому решено было их не приводить, а ограничиться лишь данным комментарием.

Заключение и выводы

Анализируя представленные результаты исследований, можно сделать следующие выводы.

1. Поставлена и численно решена задача, позволяющая моделировать циркуляцию вод в бухте с учетом ее взаимодействия с течением открытого моря.

2. Водообмен между бухтой и открытым морем зависит от величины расстояния АВ — ширины входа в бухту.

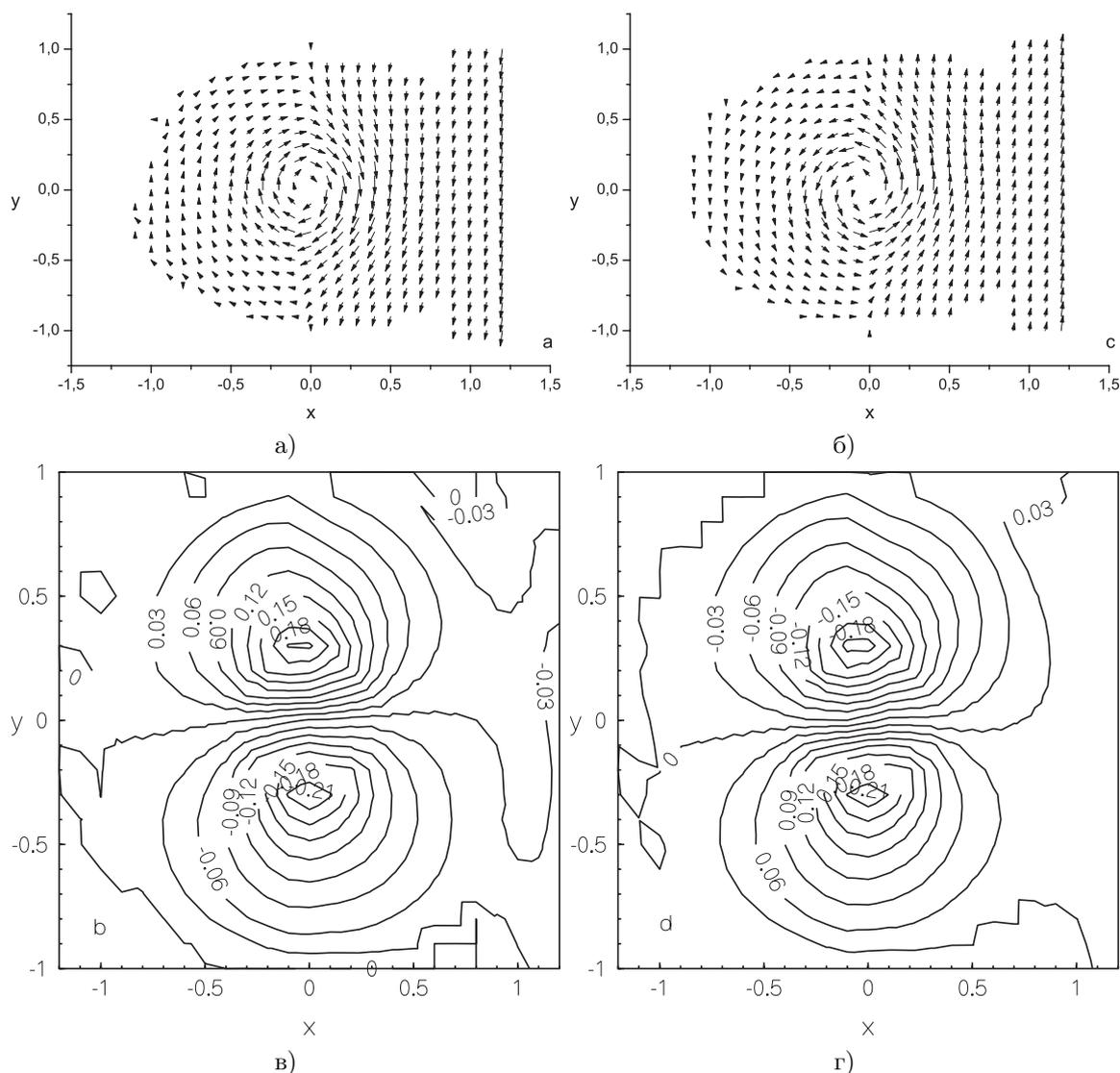


Рис. 4. Векторное поле горизонтальной скорости (а, в) и изолинии поля V_x (б, г). Случай узкой области контакта с морем

3. Для бухт с глубиной большей глубины проникновения ветрового воздействия течение в общем предсказуемое. На краях входа в бухту образуются мелкомасштабные вихри. Очевидно, водообмен зависит от величины скорости течения открытого моря. Однако, в ходе экспериментов задавалось типичное (порядка 10 см в секунду) значение этой величины.

4. Для относительно неглубоких бухт, когда ветровое воздействие достигает дна, картина течения имеет гораздо более сложный характер по сравнению с глубокими бухтами: сказываются вторичные течения.

Автор статьи выражает благодарность зав. отдела Вихревых движений д-ру

физ.-мат. наук А. Г. Стеценко за ценные замечания, высказанные при обсуждении данной работы.

Литература

1. Baumert H.Z., Simpson J.H., and Sundermann J. Marine Turbulence: Theories, Observations and Models. Cambridge University Press, 2011. 630 p.
2. Burchard H. Applied Turbulence Modelling in Marine waters. Berlin: Springer-Verlag, 2002. 215 p.
3. Kuroda H., Isoda Y, Takeoka H. and Honda S. Coastal Current on the Eastern Shelf of Hoiolaka Bay // Journal of Oceanography, 2006, Vol. 62. P. 731–744.
4. Архипкин В.С., Щербак С.С. Численное мо-

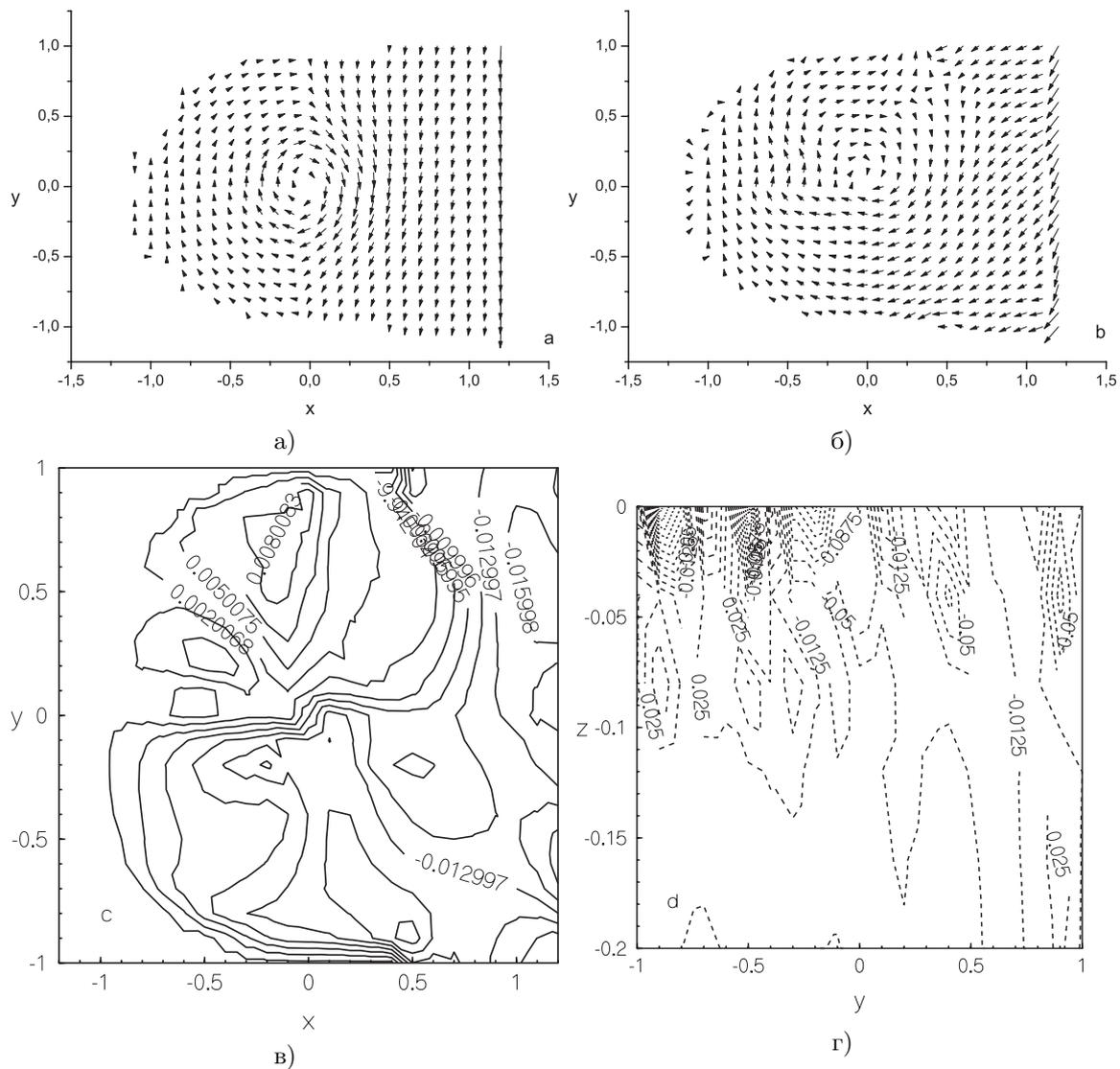


Рис. 5. Векторное поле горизонтальной скорости (а, б) и изолинии поля V_x : в — горизонтальное сечение, z — вертикальное

делирование циркуляции вод в Геленджикской и Голубой бухтах // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2006. Вып. 3. Т. 2. С. 15–20.

5. Зацепин А.Г., Пиотух В.Б., Корж А.О., Куклева О.Н., Соловьев Д.М. Изменчивость поля течений в прибрежной зоне Черного моря по измерениям донной станции ADCP // Изв. РАН. Океанология. 2012. Т. 52. № 5. С. 629–642.
6. Зацепин А.Г., Баранов В.И., Кондрашов А.А., Корж А.О., Кременецкий В.В., Островский А.Г., Соловьев Д.М. Субмезомасштабные вихри на Кавказском шельфе Черного моря и порождающие их механизмы // Известия РАН. Океанология. 2011. Т. 51. № 4. С. 592–605.
7. Лукьянов П.В. Динамика компактного вихря в зоне прибрежного шельфа // Мор. гидрофиз. журн. 2013. № 1. С. 21–33.
8. Лукьянов П.В. Динамика компактного вихря шельфовой зоны под воздействием нестационарного ветра в районе северо-восточного побережья Черного моря // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2013. № 4. Т. 1. С. 90–97.
9. Козлов В.Ф. Стационарные модели бароклинных компенсированных вихрей // Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1992. Т. 28. № 6. С. 615–624.
10. Лукьянов П.В. Модели компактных компенсированных вихрей и их применение в задачах механики жидкости и газа // Прикл. гидром. 2011. Т. 13 (85). № 2. С. 37–43.

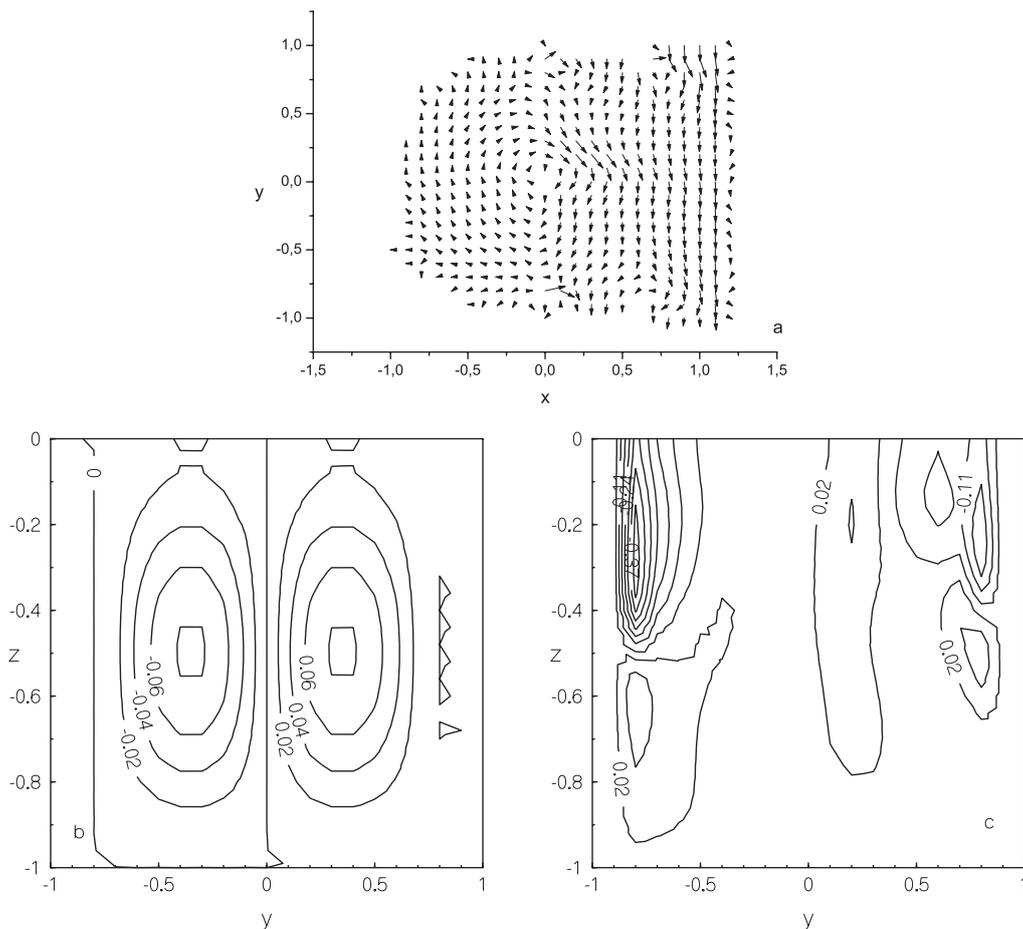


Рис. 6. Векторное поле горизонтальной скорости (а) и вертикальные поля изолиний V_x (б, в)

11. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 1. М.: Мир, 1984. 400 с.
12. Smagorinsky J. General circulation experiments with primitive equation // Mon. Wether. 1963. Vol. 91. P. 99–105.
13. Белолыпецкий В.М., Белолыпецкий П.В. Численное моделирование ветровых течений в стратифицированных водоёмах // Вычислительные технологии. 2006. № 5. С. 21–31.
14. Математические модели циркуляции в океане / Под ред. Г.И. Марчук, А.С. Саркисян. Новосибирск: Наука, 1980. 288 с.
15. Лукьянов П.В. Взаимодействие квазигоризонтального вихря с приповерхностным дрейфовым течением, вызванным стационарным ветровым воздействием // Прикл. гідром. 2011. Т. 13 (85). № 1. С. 35–42.
16. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука – Сибирское отделение. 1967. 197 с.
17. Кочергин В.П. Теория и методы расчета океанических течений. М.: Наука, 1978. 145 с.

References

1. Baumert H.Z., Simpson J.H., Sundermann J. *Marine Turbulence: Theories, Observations and Models*. Cambridge University Press, 2011, 630 p.
2. Burchard H. *Applied Turbulence Modelling in Marine waters*. Berlin Springer-Verlag, 2002m 215 p.
3. Kuroda H., Isoda Y, Takeoka H., Honda S. Coastal Current on the Eastern Shelf of Hiolaka Bay. *Journal of Oceanography*, 2006, vol. 62, pp. 731–744.
4. Arkhipkin V.S., Shcherbak S.S. Chislennoe modelirovanie tsirkulyatsii vod v Gelnzhikskoy i Goluboy bukhtakh [Numerical modeling of water circulation in the Gelnzhik and Blue bays]. *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa* [Modern problems of remote sensing of the Earth from space], 2006, iss. 3, vol. 2, pp. 15–20. (In Russian)
5. Zatsepin A.G., Piotukh V.B., Korzh A.O., Kukleva O.N., Solov'ev D.M. Izmenchivost' polya techeniy v pribrezhnoy zone Chernogo morya po izmereniyam donnoy stantsii ADCP [The field variability of currents in the coastal

- zone of the Black sea from measurements of the bottom station ADCP]. *Izvestiya RAN. Okeanologiya* [Proc. of RAS. Oceanology], 2012, vol. 52, no. 5, pp. 629–642. (In Russian)
6. Zatsepin A.G., Baranov V.I., Kondrashov A.A., Korzh A.O., Kremenetskiy V.V., Ostrovskiy A.G., Solov'ev D.M. Submezomasshtabnye vikhri na Kavkazskom shel'fe Chernogo morya i porozhdayushchie ikh mekhanizmy [Submesoscale vortices on the Caucasian Black Sea shelf and the underlying mechanisms]. *Izvestiya RAN. Okeanologiya* [Proc. of RAS. Oceanology], 2011, vol. 51, no. 4, pp. 592–605. (In Russian)
 7. Luk'yanov P.V. Dinamika kompaktnogo vikhrya v zone pribreznogo shel'fa [Dynamics of compact vortex in coastal shelf]. *Morskoy gidrofizicheskii zhurnal* [Marine hydrophysical journal], 2013, no. 1, pp. 21–33. (In Russian)
 8. Luk'yanov P.V. Dinamika kompaktnogo vikhrya shel'fovoy zony pod vozeystviem nestatsionarnogo vetra v rayone severovostochnogo poberezh'ya Chernogo morya [Dynamics of compact vortex shelf zone under the influence of unsteady wind in the North-Eastern coast of the Black Sea]. *Ekologicheskii vestnik nauchnykh tsentrov Chernomorskogo ekonomicheskogo sotrudnichestva* [Ecological Bulletin of the scientific centers of the black sea economic cooperation], 2013, no. 4, vol. 1, pp. 90–97. (In Russian)
 9. Kozlov V.F. Statsionarnye modeli baroklinnykh kompensirovannykh vikhrey [Stationary model of baroclinic compensated vortices]. *Izvestiya AN. Fizika atmosfery i okeana* [Proc. of RAS. Physics of atmosphere and ocean], 1992, vol. 28, no. 6, pp. 615–624. (In Russian)
 10. Luk'yanov P.V. Modeli kompaktnykh kompensirovannykh vikhrey i ikh primeneniye v zadachakh mekhaniki zhidkosti i gaza [Model compact compensated vortices and their application in problems of fluid mechanics]. *Prikladnaya gidromekhanika* [Applied hydromechanics], 2011, vol. 13 (85), no. 2, pp. 37–43. (In Russian)
 11. Pedloski Dzh. *Geofizicheskaya gidrodinamika. Tom 1* [Geophysical fluid dynamics. Vol. 1]. Moscow, Mir Publ., 1984, 400 p. (In Russian)
 12. Smagorinsky J. General circulation experiments with primitive equation. *Mon. Wether.*, 1963, vol. 91, pp. 99–105.
 13. Belolipetskiy V.M., Belolipetskiy P.V. *Chislennoe modelirovanie vetrovykh techeniy v stratifitsirovannykh vodoemakh* [Numerical simulation of wind currents in stratified water bodies]. *Vychislitel'nye tekhnologii* [Computational technologies], 2006, no. 5, pp. 21–31. (In Russian)
 14. Marchuk G.I., Sarkisyan A.S. (eds.) *Matematicheskie modeli tsirkulyatsii v okeane* [Mathematical models of circulation in the ocean]. Novosibirsk, Nauka Publ., 1980, 288 p. (In Russian)
 15. Luk'yanov P.V. Vzaimodeystvie kvazigorizontal'nogo vikhrya s pripoverkhnostnym dreyfovym techeniem, vyzvannym statsionarnym vetrovym vozeystviem [Interaction quasicrystalline vortex with the surface drift current caused by the stationary wind effects]. *Prikladnaya gidromekhanika* [Applied hydromechanics], 2011, vol. 13 (85), no. 1, pp. 35–42. (In Russian)
 16. Yanenko N.N. *Metod drobnykh shagov resheniya mnogomernykh zadach matematicheskoy fiziki* [Fractional step method for solving multidimensional problems of mathematical physics]. Novosibirsk, Nauka Publ., Sibirskoe otdeleniye, 1967, 197 p. (In Russian)
 17. Kochergin V.P. *Teoriya i metody rascheta okeanicheskikh techeniy* [Theory and methods of calculation of ocean currents]. Moscow, Nauka Publ., 1978, 145 p. (In Russian)