

УДК 551.465

## ОЦЕНКИ КОЭФФИЦИЕНТА БОКОВОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В ИНДИЙСКОМ ОКЕАНЕ ПО ДАННЫМ ДРИФТЕРОВ

© 2014 г. В. М. Журбас<sup>1, 2</sup>, Д. А. Лыжков<sup>1, 3</sup>, Н. П. Кузьмина<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия<sup>2</sup>Институт морских систем, Таллинский технологический университет, Таллинн, Эстония<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

e-mail: zhurbas@ocean.ru

Поступила в редакцию 11.09.2013 г., после доработки 27.10.2013 г.

По данным Глобальной дрефтерной программы получены оценки коэффициента бокового перемешивания  $K$  в квадратах  $2^\circ \times 2^\circ$  в верхнем перемешанном слое Индийского океана (ИО) с использованием метода Девиса. Расчеты проводились относительно сезонного хода средних течений, что особенно важно в условиях ИО, где картина течений определяется муссонами. Получено, что оценки  $K$  не превышают  $1 \times 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$  практически на всей акватории ИО. Проанализирована связь пространственного распределения  $K$  с неустойчивостями океанских течений.

DOI: 10.7868/S0030157414030162

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Дрифтеры, запускаемые в приповерхностный слой океанов и морей и отслеживаемые с помощью спутников, неоднократно использовались для оценок эффективного коэффициента бокового перемешивания в различных регионах Мирового океана [2, 7, 13, 18, 20, 21, 22, 25, 29, 30, 36, 39, 40]. В работах [21, 39, 40] был предложен практический метод построения карт коэффициента бокового перемешивания  $K$  по данным дрефтеров, согласно которому в качестве  $K$  используется меньший из главных компонентов тензора диффузии Дэвиса [8, 9] и половины скорости роста тензора дисперсии Лагранжевой частицы, рассчитанные по данным дрефтеров в квадратах  $5^\circ \times 5^\circ$ . Метод был применен для построения карт  $K$  в Тихом и Атлантическом океанах на основе массива данных, собранного в рамках программы Global Drifter Program/Surface Velocity Program (GDP/SVP) за период 1979–1999 г. Основными задачами предыдущих работ [21, 39, 40] были демонстрация работоспособности предложенного метода и интерпретация полученных карт  $K$  (т.е. установление связи между пространственными распределениями  $K$  и особенностями поля течений в верхнем слое Тихого и Атлантического океанов). С тех пор объем дрефтерных данных приблизительно утроился и было достигнуто более равномерное покрытие всей акватории Мирового океана (за исключением полярных областей с ледовым покровом). В свете открывшихся новых возможностей для исследований, целью настоящей работы являлось получение по данным дрефтеров оценок коэффициента

бокового перемешивания в Индийском океане в квадратах  $2^\circ \times 2^\circ$  и анализ полученных пространственных распределений  $K$  в зависимости от особенностей поля поверхностных течений, что было недоступно ранее из-за недостаточного количества дрефтерных данных. Поскольку Индийский океан характеризуется сильной сезонной изменчивостью поля течений, связанной муссонами, возникла необходимость решить вспомогательную задачу, а именно, модифицировать предложенный ранее метод оценивания коэффициента бокового перемешивания так, чтобы расчет  $K$  производился относительно сезонного хода средних течений.

### 2. МЕТОД

Данные, которые предполагается использовать для расчетов  $K$  в Индийском океане, представляют собой хорошо известный глобальный массив дрефтеров GDP/SVP, свободно доступный через Интернет. Детальное описание массива можно найти в статье [17] и на сайте <http://www.aoml.noaa.gov/phod/dac/index.php>. Массив состоит из временных рядов широты, долготы и компонентов скорости дрефтеров с 6-часовым интервалом, полученных с использованием процедуры объективной интерполяции данных наблюдений [14].

Детальное изложение метода расчета  $K$  дано в [21, 40], здесь же мы ограничимся изложением основных идей метода и более подробно остановимся на том, в чем состояла его модификация в рамках поставленной цели.

Следуя [8, 9], определим тензор коэффициентов перемешивания Лагранжевой частицы как

$$k_{jk}(\mathbf{x}, t) = -\left\langle v'_j(t_0 | \mathbf{x}, t_0) d'_k(t_0 - t | \mathbf{x}, t_0) \right\rangle, \quad (1)$$

где  $\mathbf{v}'$  и  $\mathbf{d}'$  суть отклонения от средних скорости и смещения частицы соответственно,  $t_0$  — начальный момент времени  $t$ , а угловые скобки обозначают осреднение по ансамблю частиц. Обозначение  $a(t | \mathbf{x}_0, t_0)$  представляет собой значение в момент времени  $t$  свойства  $a$  (например, компоненты скорости) частицы, которая в момент  $t_0$  проходила через точку  $\mathbf{x}_0$ . На практике тензор коэффициентов перемешивания (1) вычисляется следующим образом [36]. Каждая точка траектории дрефтера, попадающая в заданную область (например, в квадрат  $2^\circ \times 2^\circ$  или  $5^\circ \times 5^\circ$ ), рассматривается как начальная точка псевдотраектории, относительно которой берутся индивидуальное смещение частицы  $\mathbf{d}(t)$  как функция времени, значение которого может быть как положительным так и отрицательным, и индивидуальная скорость частицы  $\mathbf{v}(t_0)$  в начальной точке. Путем осреднения по ансамблю псевдотраекторий в заданном квадрате находим средние значения смещения  $\mathbf{D}(t) = \langle \mathbf{d}(t) \rangle$  и скорости  $\mathbf{V}(t_0) = \langle \mathbf{v}(t_0) \rangle$ . Затем вычисляем отклонения  $\mathbf{d}'(t) = \mathbf{d}(t) - \mathbf{D}(t)$  и  $\mathbf{v}'(t_0) = \mathbf{v}(t_0) - \mathbf{V}(t_0)$ . Наконец, тензор  $k_{jk}$  вычисляется как ансамблевое среднее произведения отклонений:  $-\left\langle v'_j(t_0) d'_k(-t) \right\rangle$ . Следующим шагом является разложение тензора  $k_{jk} = k_{jk}^S + k_{jk}^A$  на симметричный и антисимметричный компонент  $k_{jk}^S = (k_{jk} + k_{kj})/2$  и  $k_{jk}^A = (k_{jk} - k_{kj})/2$ , соответственно, причем первый описывает рост дисперсии частиц (т.е. диффузию), а второй — вращение ансамбля частиц.

Коэффициенты бокового перемешивания можно также оценить как половину скорости роста тензора дисперсии Лагранжевой частицы  $s_{jk}$ :

$$k_{jk}^*(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \frac{\partial s_{jk}}{\partial t};$$

$$s_{jk}(\mathbf{x}, t) = \left\langle d'_j(t_0 + t | \mathbf{x}, t_0) d'_k(t_0 + t | \mathbf{x}, t_0) \right\rangle. \quad (2)$$

Тензоры  $k_{jk}^S$  и  $k_{jk}^*$  являются функциями координат и времени, причем физический смысл эффективного коэффициента диффузии обычно приписывают асимптотическим величинам  $k_{jk}^S(\mathbf{x}, \infty)$  и  $k_{jk}^*(\mathbf{x}, \infty)$ .

Подобно тензору  $k_{jk}^S$ , тензор  $k_{jk}^*$  можно вычислить, пользуясь описанным выше методом псевдотраекторий. В принципе, коэффициент горизонтального перемешивания можно получить как

через тензор  $k_{jk}$ , так и через тензор  $k_{jk}^*$ , и результат будет одним и тем же при условии, что среднее течение однородно (нет сдвига скорости). В случае среднего течения со сдвигом тензор  $k_{jk}^S$  в “чистом” виде (т.е. когда осреднение производится по ансамблю частиц, проходящих через данную точку в различные моменты времени без применения метода псевдотраекторий) по-прежнему даст несмещенное значение коэффициента перемешивания [9], тогда как тензор  $k_{jk}^*$ , а также классический метод Тейлора, состоящий в интегрировании корреляционной функции Лагранжевой частицы [37], могут дать завышенное значение коэффициента перемешивания из-за эффекта сдвига. Однако, если используется метод псевдотраекторий, проходящих через конечные пространственные ячейки (например, квадраты  $5^\circ \times 5^\circ$  или  $2^\circ \times 2^\circ$ ), что неизбежно при работе с массивом данных дрефтеров в океане, то оба тензора,  $k_{jk}^S$  и  $k_{jk}^*$ , могут давать завышенные оценки коэффициента горизонтального перемешивания из-за эффекта сдвига.

Численные эксперименты с симуляцией случайного блуждания Лагранжевых частиц с экспоненциально убывающей корреляционной функцией скорости при наличии среднего течения со сдвигом показали [21], что если рассчитать тензоры  $k_{jk}^S$  и  $k_{jk}^*$  с использованием метода псевдотраекторий и затем перейти к представлению этих тензоров в главных осях, то меньший из главных компонентов тензоров ( $k_2^S$  и  $k_2^*$  соответственно) позволит получить несмещенную оценку коэффициента горизонтального перемешивания даже при сильном сдвиге средней скорости, тогда как больший из главных компонентов ( $k_1^S$  и  $k_1^*$  соответственно) даст сильно завышенную оценку. Поэтому для практических целей картирования коэффициента бокового перемешивания в работе [39] было предложено использовать полусумму  $(k_2^S + k_2^*)/2$  меньших из главных компонентов тензоров  $k_{jk}^S$  и  $k_{jk}^*$ . Следуя аналогичной аргументации, меньший из главных компонентов ковариационной матрицы скорости лагранжевой частицы  $\left\langle v'_j(t_0 | \mathbf{x}, t_0) \cdot v'_k(t_0 | \mathbf{x}, t_0) \right\rangle$  бралась в качестве удельной кинетической энергии вихрей *EKE*.

Недавнее исследование [15, 16] показало, что автокорреляция скорости лагранжевой частицы состоит из экспоненциально затухающей и осциллирующей частей, причем последняя зависит от фазовой скорости вихрей относительно среднего течения. Если вихри перемещаются со скоростью, отличной от скорости среднего течения, то осциллирующая часть производит отрицательный участок автокорреляционной функции, ко-

торый исчезает при условии совпадения скоростей переноса вихрей и среднего течения. Отрицательный участок автокорреляции приводит к ослаблению перемешивания, уменьшая значение интеграла от автокорреляции, который и есть коэффициент перемешивания. По этой причине коэффициент бокового перемешивания, рассчитанный путем интегрирования автокорреляции скорости лагранжевой частицы в пределах первого положительного участка (до первого пересечения нуля), что эквивалентно взятию в качестве коэффициента перемешивания максимума функций  $k_2^S(t)$  и/или  $k_2^*(t)$ , может существенно превышать асимптотическую величину коэффициента бокового перемешивания при больших значениях  $t$ . С другой стороны, поскольку дисперсия траексера определяется путем интегрирования коэффициента бокового перемешивания по времени, представляется целесообразным рассмотреть как максимальную, так и асимптотическую величину коэффициента перемешивания  $K_{\max} = [\max(k_2^S) + \max(k_2^*)]/2$  и  $K = [k_2^S(t_{\max}) + k_2^*(t_{\max})]/2$  соответственно, где  $t_{\max}$  — максимально допустимое значение сдвига по времени. На практике при работе с глобальным массивом океанских дрейфтеров принималось значение  $t_{\max} = 20$  сут. Отметим, что использование слишком больших значений  $t_{\max}$  чревато потерей точности расчетов, поскольку стандартная ошибка статистических оценок  $K_{\max}$  и  $K$  возрастает пропорционально  $t^{1/2}$  [9].

Описанный выше метод расчета  $K_{\max}$  и  $K$  подразумевает, что не только мезомасштабные вихри, но любой вид внутрисезонной, сезонной и междугодовой изменчивости поля скорости может давать свой вклад в боковое перемешивание. В принципе, метод можно легко модифицировать с тем, чтобы дисперсия траексера рассматривалась относительно сезонного хода средних течений. Это особенно актуально в Индийском океане, где картина средних течений в поверхностном слое кардинально изменяется при смене зимнего муссона на летний и наоборот. Чтобы осуществить такую модификацию, псевдотраектории, подвергавшиеся осреднению в формулах (1) и (2), были разбиты на 12 частей в зависимости от того, к какому месяцу года относится начальный момент времени  $t_0$ . Такие статистики, как  $\max(k_2^S)$ ,  $\max(k_2^*)$ ,  $k_2^S(t_{\max})$ ,  $k_2^*(t_{\max})$  и  $EKE$  в пределах заданного квадрата  $2^\circ \times 2^\circ$ , вычислялись для каждого месяца в отдельности, а затем производилось осреднение по 12 месяцам.

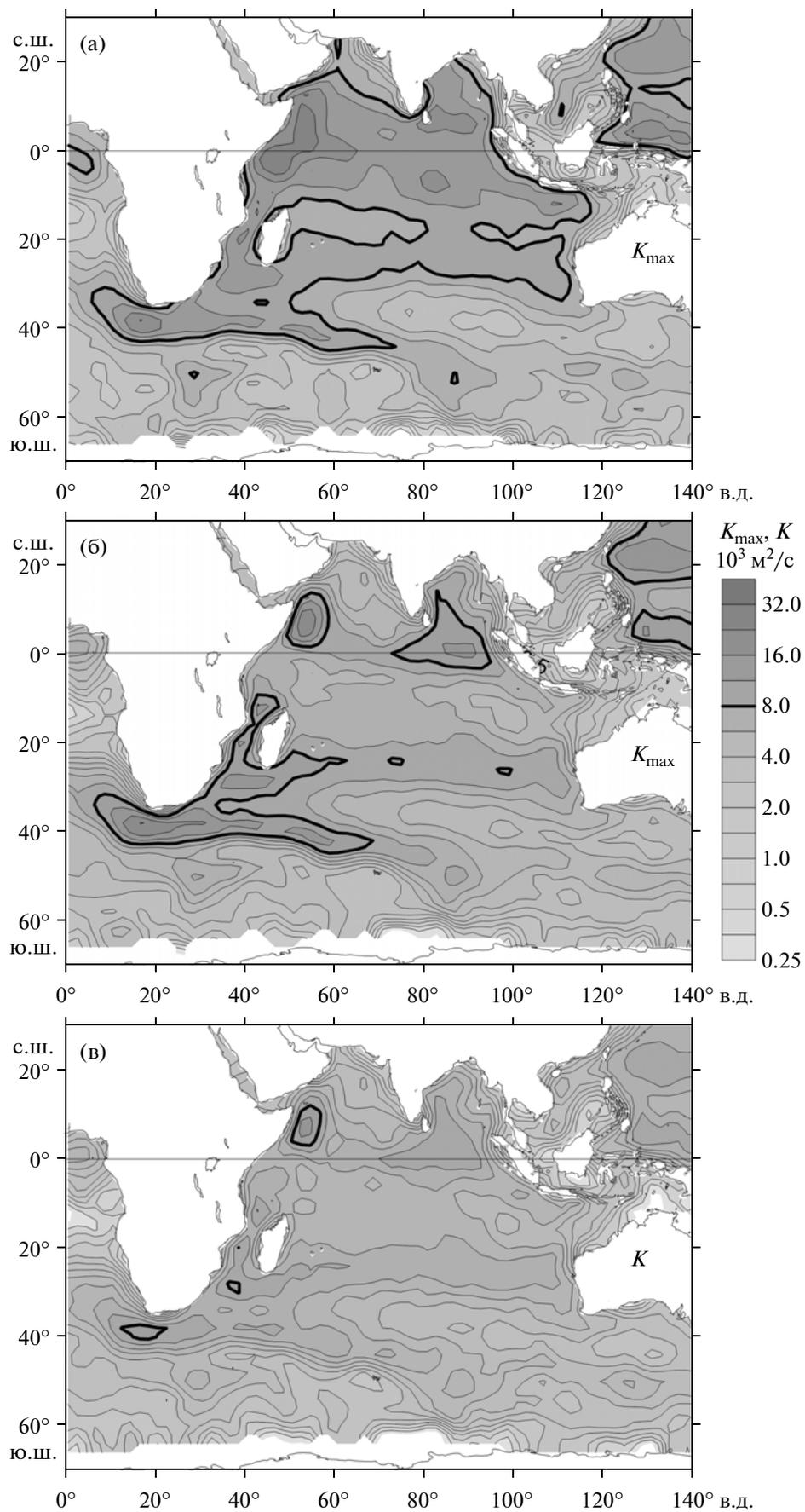
Для расчетов  $K_{\max}$  и  $K$  в Индийском океане использовались данные глобального массива дрейфтеров GDP/SVP за период 1979–2011 гг., причем ряды траекторий и скоростей дрейфтеров не под-

вергались низкочастотной фильтрации с целью удаления инерционных и приливных эффектов.

### 3. КАРТЫ $K_{\max}$ И $K$ В ИНДИЙСКОМ ОКЕАНЕ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Карта  $K_{\max}$  в Индийском океане (ИО) с разрешением  $2^\circ \times 2^\circ$ , построенная без учета сезонного хода средних течений, приведена на рис. 1а. Ее характерной особенностью являются очень высокие значения  $K_{\max} > 1 \times 10^4$  м<sup>2</sup>/с почти везде к северу от  $10^\circ$  ю.ш. Причиной этого является доминирование муссонного влияния на картину поверхностных течений в ИО севернее  $10^\circ$  ю.ш. Муссонные ветры вызывают кардинальные сезонные вариации океанских течений, причем в ряде случаев даже направление течения изменяется на противоположное. Например, Восточно-Африканское прибрежное течение, пересекающее экватор в северном направлении у восточного побережья Африки во время летнего муссона, заменяется на направленное на юг Сомалийское течение во время зимнего муссона, а к югу от п-ова Индостан и о. Цейлон происходит аналогичная замена Юго-западного муссонного течения на Северо-восточное муссонное течение [31]. Если при расчетах  $K_{\max}$  по дрейфтерным данным применить описанную выше процедуру без выделения сезонного хода средних течений, то сезонные вариации течения будут трактоваться как флуктуации поля скорости, что и приводит к завышенным значениям  $K_{\max}$  в зоне действия муссонов на рис. 1а.

Карты  $K_{\max}$  и  $K$ , рассчитанные относительно сезонно изменчивых средних течений, даны на рис. 1б и 1с соответственно. Учет сезонной изменчивости средних течений привел к качественным изменениям карты  $K_{\max}$  в ИО, а именно, обширная зона высоких значений  $K_{\max} > 1 \times 10^4$  м<sup>2</sup>/с севернее  $10^\circ$  ю.ш. сократилась до двух локальных областей в западной и восточной частях океана; также существенно сократилась площадь высоких значений  $K_{\max}$  и в южной части ИО. Эффективность процедуры сезонирования средних течений при расчетах коэффициента бокового перемешивания ярко иллюстрируется на примере реверсивного Восточно-Африканского прибрежного/Сомалийского течения: у восточного побережья Африки на экваторе, где без сезонирования средних течений величина  $K_{\max}$  превышала  $2 \times 10^4$  м<sup>2</sup>/с, теперь наблюдается близкое к фоновому значение  $K_{\max} \approx 5 \times 10^3$  м<sup>2</sup>/с (сравните рис. 1а и 1б). Заметим также, что карта  $K_{\max}$  (рис. 1б) демонстрирует заметное сходство с картой  $EKE$  (рис. 2б).



**Рис. 1.** Карты  $K_{\max}$  в Индийском океане, рассчитанные (а) без учета и (б) с учетом сезонного хода средних течений; (в) – то же, что и (б), но для асимптотического коэффициента бокового перемешивания  $K$ . Для удобства сравнения области  $K_{\max}, K > 8 \times 10^3 \text{ м}^2/\text{с}$  оконтурены более толстыми линиями.

Асимптотический коэффициент бокового перемешивания  $K$  в 1.5–2 раза меньше, чем  $K_{\max}$ , так что почти на всей акватории ИО  $K < 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$  (сравните рис. 1б и 1с). Важно отметить, что максимальное уменьшение  $K$  относительно  $K_{\max}$  (примерно в 2 раза) имеет место в мощных западных пограничных течениях в южной части ИО (Мозамбикское течение и течение Агульяс/мыса Игольного), что соответствует выводу [15, 16] о подавлении  $K$  относительно  $K_{\max}$  в сильных течениях.

Чтобы иметь возможность судить о том, насколько существенна сезонная изменчивость течений в различных частях ИО, на рис. 2а дана карта отношения удельной кинетической энергии сезонных вариаций течений  $SKE = EKE_0 - EKE$  к удельной кинетической энергии вихрей  $EKE$ , где  $EKE_0$  и  $EKE$  – удельная кинетическая энергия флуктуаций скорости, рассчитанная по данным дрейфтеров без учета и с учетом сезонного хода средних течений соответственно. Как видно из рис. 2а, высокие значения  $SKE/EKE > 0.5$ , вызванные муссонами, характерны для северной части ИО (севернее  $20^\circ - 10^\circ$  ю.ш., за исключением восточной экваториальной зоны), а наименьшие значения  $SKE/EKE > 0.125$  наблюдаются в районе течения мыса Игольного. Кроме зоны действия муссонов, повышенные значения  $SKE/EKE > 0.5$  характерны для высоких широт в области Антарктического циркумполярного течения.

Регионы Индийского океана, где значения  $K$  и  $K_{\max}$ , рассчитанные относительно сезонного хода средних течений, остались повышенными, можно связать с неустойчивостью океанских течений аналогично тому, как это было сделано ранее в Тихом и Атлантическом океанах [40]. В случае ИО такой анализ удобнее всего провести, воспользовавшись недавним обзором по изменчивости циркуляции ИО [31]. На рис. 1б и 1в можно выделить следующие области повышенных значений  $K$  и  $K_{\max}$ :

1. Система Сомалийского и Большого круговоротов и круговорота Сокотра (the Somali Gyre-Great Whirl-Socotra Gyre system) в Сомалийском бассейне между  $1^\circ - 7^\circ$  с.ш. и западнее  $60^\circ$  в.д.). Здесь в период кульминации летнего муссона наблюдаются интенсивные поверхностные течения с максимальными значениями до 2.2 м/с в Большом круговороте и 1.4 м/с круговороте Сокотра [12]. Большой круговорот представляет собой очень мощный антициклон, преимущественно

генерируемый ветром в период летнего муссона между  $3^\circ$  и  $6^\circ$  с.ш. восточнее Сомалийского Рога, проявляющий сильную внутрисезонную и междугодовую изменчивость [5, 38]. Он проявляет неустойчивость с временным масштабом 30–50 сут, которая, вероятно, и определяет высокие значения  $K_{\max}$  и  $K$ .

2. Восточная часть экваториальной зоны ИО ( $80^\circ - 95^\circ$  в.д.). Так же, как в предыдущем случае, район характеризуется внутрисезонной изменчивостью скорости течения, в основном генерируемой прямым воздействием ветра [31]. Измерения течений выявили спектральные максимумы с периодами 30–60 сут и 2 недели в зональном и меридиональном компонентах скорости, соответственно [32, 33, 19]; первый максимум, вероятно, генерируется осцилляцией Маддена-Джулиана, а второй – атмосферными воздействиями с двухнедельным периодом. Двухнедельную изменчивость меридиональных скоростей течения идентифицируют с резонансом генерируемых ветром волн Янаи и распространяющихся на запад двухнедельных атмосферных возмущений [32].

3. Область западных пограничных течений в южной части ИО (южнее  $10^\circ$  ю.ш.; Мозамбикское течение и течение Агульяс/мыса Игольного). В отличие от таких западных пограничных течений, как Гольфстрим южнее мыса Гаттерас, эти течения проявляют сильную неустойчивость, и перенос воды осуществляется в основном мигрирующими на юг антициклоническими вихрями (в Мозамбикском проливе) и большими уединенными меандрами ниже по течению [6]. Распространяясь дальше на юг вдоль побережья южной Африки, меандры инициируют антициклонические вихри (теплые ринги) в точке разворота течения Агульяс у мыса Игольного, которые затем движутся на запад, осуществляя перенос вод ИО в Атлантику [10, 24].

4. Юго-восточное Мадагаскарское течение (ЮВМТ). Оно осуществляет перенос воды от  $20^\circ$  ю.ш. с восточной стороны Мадагаскара до южной оконечности острова, подпитывая течение Агульяс. ЮВМТ заполнено большими циклоническими и антициклоническими вихрями, а также вихревыми диполями, которые впоследствии мигрируют в направлении побережья Африки [10, 11, 28, 31].

5. Субтропическое противотечение в южной части Индийского океана (СИПТ). Так же, как в северной и южной частях Тихого океана, в южных субтропиках ИО между  $22^\circ$  и  $26^\circ$  ю.ш. наблюдается вытянутый в зональном направлении язык по-

вышенных значений  $K_{\max}$  и  $K$ . В отличие от Тихого океана, где аналогичные языки видны только в западной и центральной частях океана [39, 40], на юге ИО он простирается через весь океан от восточного побережья Мадагаскара до западного побережья Австралии. Эти языки ассоциируются с направленными на восток субтропическими противотечениями, известными своей высокой изменчивостью и генерацией вихрей при относительно низкой средней скорости [1, 26, 27, 40, 34, 23]. В поле геострофических скоростей на поверхности, полученных по альтиметрическим данным, СИПТ проявляется как узкое течение восточного направления между  $22^\circ$  и  $26^\circ$  ю.ш. и между о. Мадагаскар и  $100^\circ$  в.д., ограниченное шлейфом планетарных волн, распространяющихся на запад [34].

6. Область мористее западной Австралии. Альтиметрические данные [34] демонстрируют особенно интенсивное формирование вихрей и волн в широтном диапазоне западной Австралии – предполагаемом районе генерации планетарных бароклинных волн [3]. Вихри с диаметром 200–300 км, генерируемые мористее западной Австралии, переносятся на запад и затем присоединяются к СИПТ между  $90^\circ$  и  $80^\circ$  в.д. Фактически область 6 является восточным продолжением области 5; смысл рассмотрения их раздельно состоит в том, что СИПТ, с которым ассоциируется область 5, ограничено с востока меридианом  $100^\circ$  в.д. [34].

7. Разворот течения Агульяс и Возвратное течение Агульяс. После разворота у мыса Игольного Возвратное течение Агульяс направляется на восток, проявляя квазистационарные меандры с длиной волны 500 км между  $38^\circ$  и  $40^\circ$  ю.ш. [4]. Коэффициенты  $K$  и  $K_{\max}$ , а также  $EKE$  имеют повышенные значения в возвратном течении Агульяс (севернее Антарктического циркумполярного течения) между  $20^\circ$  и  $80^\circ$  в.д. [29, 30].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В данной работе предложена и реализована модификация разработанного ранее метода расчета коэффициента бокового перемешивания по данным дрейфтеров [9, 21, 39], учитывающая сезонную изменчивость средних течений. Такая модификация особенно важна для ИО, где циркуляция верхнего слоя кардинально перестраивается при смене зимнего муссона на летний и наоборот. Расчеты по данным дрейфтеров показали, что применение процедуры сезонирования средних течений полностью подавило появление высоких значений коэффициента бокового перемешивания на экваторе у восточного побережья Африки – районе с реверсивными средними течениями в годовом цикле, что свидетельствует о высокой эффективности предложенной процедуры.

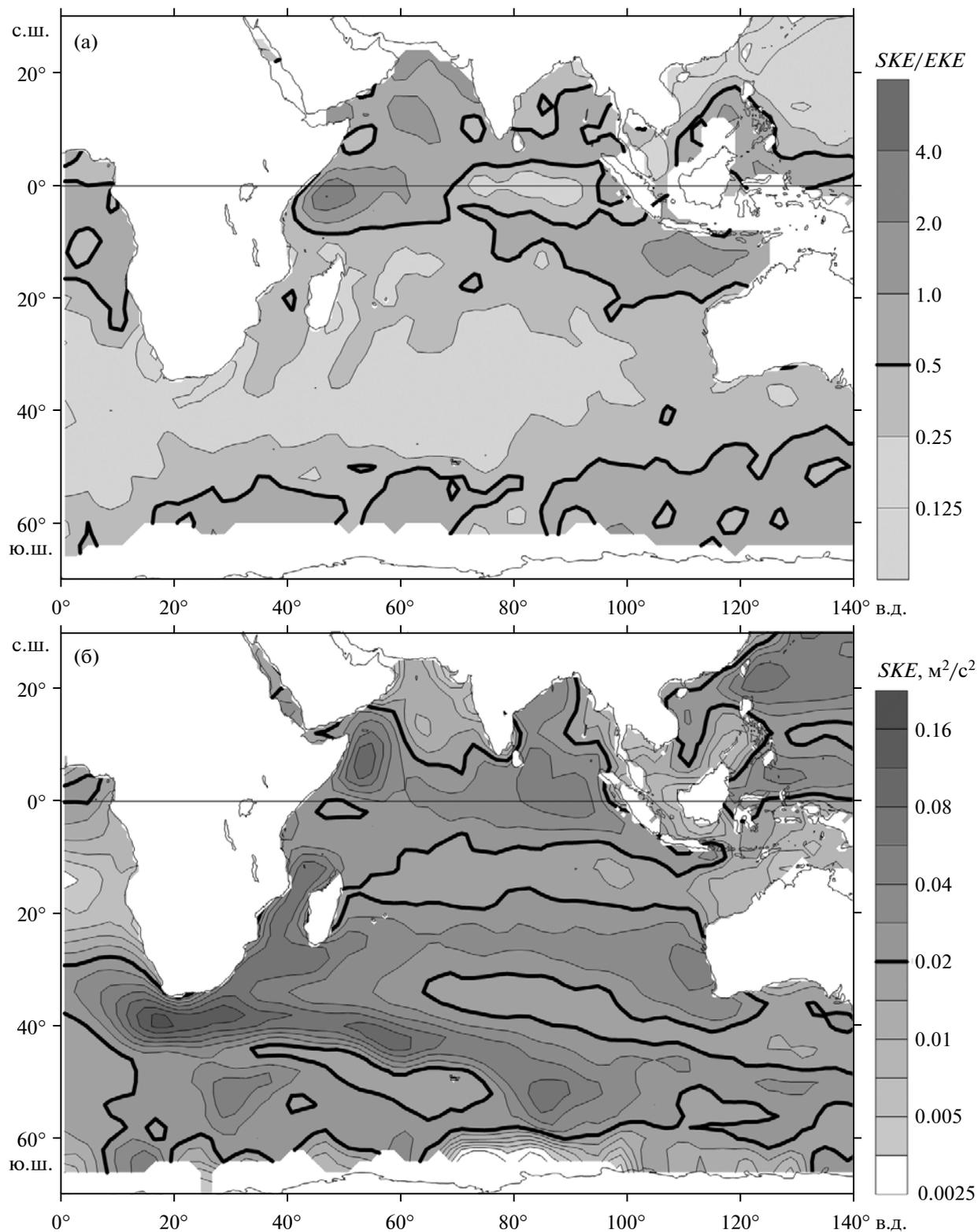
Еще одним важным усовершенствованием метода расчета коэффициента бокового перемешивания, реализованным в данной работе, является рассмотрение двух коэффициентов бокового перемешивания: максимального  $K_{\max}$  и асимптотического  $K$  при больших значениях сдвига по времени. Максимальный коэффициент  $K_{\max}$  соответствует интегрированию Лагранжевой автокорреляции функции скорости в пределах первого положительного участка (до первого пересечения нуля). В работах [15, 16] было показано, что  $K$  может быть существенно (в 2–4 раза) меньше, чем  $K_{\max}$ , причем максимальное уменьшение следует ожидать в сильных океанских течениях. По нашему мнению, имеет смысл рассматривать (и, в частности, картировать) оба коэффициента  $K_{\max}$  и  $K$ , поскольку первый из них важен для описания роста дисперсии трассера на малых временных масштабах, а второй – на больших временных масштабах.

Расчеты по данным дрейфтеров показали, что оценки  $K$  в ИО почти везде меньше, чем  $1 \times 10^4$  м<sup>2</sup>/с.

Построены карты  $K_{\max}$  и  $K$  в ИО, на которых выделено несколько областей с повышенными значениями коэффициентов бокового перемешивания. Проанализирована связь областей повышенных значений  $K_{\max}$  и  $K$  с неустойчивостями циркуляции в поверхностном слое ИО.

Карты  $K_{\max}$  и  $EKE$ , представленные выше, имеет смысл сравнить с результатами [29], где по данным глобального массива дрейфтеров GDP/SVP за 1979–2005 гг., вероятно, впервые была построена карта коэффициента бокового перемешивания в ИО по методике, отличной от нашей. Следуя работе [18], использовались участки траекторий дрейфтеров продолжительностью 64 сут, проходящие через квадраты  $1^\circ \times 1^\circ$ , по которым рассчитывалась лагранжева автокорреляционная функция скорости. Чтобы оценить лагранжев масштаб времени  $T$ , зональный и меридиональный компоненты лагранжевой автокорреляционной функции интегрировались в пределах первого положительного участка и в качестве  $T$  бралась полусумма интегралов. Аналогично, полусумма зонального и меридионального компонентов дисперсии скорости дрейфтера бралась в качестве  $EKE$  и, наконец, в соответствии с [37] коэффициент бокового перемешивания рассчитывался по формуле  $K = EKET$ . Заметим, что преимуществом применяемого в [18, 29] метода является автоматическое отфильтровывание вклада сезонной и межгодовой изменчивости в  $K$  and  $EKE$  без каких-либо специальных процедур.

Географические распределения  $K_{\max}$  и  $EKE$ , показанные на рис. 1б и 2б, в основном соответствуют аналогичным распределениям, полученным в [29]. Однако абсолютные значения  $K$  и  $EKE$  из [29] выше наших приблизительно в 2 и 1.5 раза со-



**Рис. 2.** Карта отношения удельной кинетической энергии сезонных вариаций течений  $SKE$  к удельной кинетической энергии вихрей  $EKE$  (а) и карта  $EKE$  (б). Толстыми линиями околнурены значения  $SKE/EKE > 0.5$  на рис. 2а и  $EKE > 0.02 m^2/c^2$  на рис. 2б.

ответственно. Более того, существуют и некоторые качественные различия, наблюдаемые при пересечении экватора западными пограничными течениями. Так, например, в ИО на экваторе мористее восточной Африки, где западное пограничное течение имеет реверсивный годовой цикл (направлено на север/юг во время летнего/зимнего муссона), значения  $K_{\max}$  и  $EKE$  не отличаются от фоновых на наших картах (см. рис. 1б и 2б) и достигают максимального уровня на картах, представленных в [29]. Представляется, что здравый смысл на нашей стороне: пересекающее экватор западное пограничное течение не в состоянии генерировать мезомасштабные вихри (и тем самым увеличивать  $K_{\max}$ ,  $K$  и  $EKE$ ), поскольку параметр Кориолиса здесь обращается в ноль. Как было показано в [9, 21], применяемый в [18, 29] метод может сильно завышать оценки  $K_{\max}$ ,  $K$  и  $EKE$  при наличии сильного сдвига скорости течения, что и наблюдается в западных пограничных течениях. По нашему мнению, ситуацию можно исправить, если в методе [18, 29] использовать меньший из главных компонентов вместо полусуммы зональной и меридионального компонентов.

В заключение обсудим часто задаваемый вопрос о сравнении коэффициентов бокового перемешивания, рассчитанных в данной работе по статистике лагранжевой частицы, с коэффициентами, рассчитанными по формуле Смагоринского [35]. Формула Смагоринского выражает (параметризует) подсеточный коэффициент бокового перемешивания в конечноразностных численных моделях в виде произведения текущей локальной (на данный момент времени в данной конечноразностной ячейке) скорости деформации на площадь ячейки. Определить текущее значение скорости деформации в той или иной ячейке по данным дрейфтеров не представляется возможным; для этого объем дрейфтерных данных должен на много порядков превышать существующий в настоящее время. Единственное, что можно сделать — это оценить среднее климатическое значение скорости деформации в ячейке и умножить ее на площадь ячейки, но, по нашему мнению, такая процедура исказит физический смысл параметризации Смагоринского. Однако, если бы даже мы имели возможность оценить текущее локальное значение скорости деформации по данным дрейфтеров, то сравнение коэффициента диффузии по Смагоринскому с коэффициентом по статистике лагранжевой частицы было бы сродни сравнению груши с апельсином, т.к. первый является подсеточным коэффициентом (т.е. дает вклад в диффузию вихрей с размерами меньше размера ячеек сетки и, следовательно, зависит от выбора конечноразностной сетки), тогда как второй характеризует вклад в диффузию всего существующего многообразия вихрей и иных простран-

ственно-временных неоднородностей поля скорости и в идеале никак не связан с выбором сетки.

Авторы благодарят К.А. Коротенко за плодотворную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-05-00422-а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aoki S., Imawaki S.* Eddy activities of the surface layer in the western North Pacific detected by satellite altimeter and radiometer // *J. of Oceanography*. 1996. V. 52. № 4. P. 457–474.
2. *Bauer S., Swenson M.S., Griffa A. et al.* Eddy-mean decomposition and eddy-diffusivity estimates in the tropical Pacific Ocean // *J. of Geophys. Res.* 1998. V. 103. № C13. P. 30855–30871.
3. *Birol F., Morrow R.* Source of the baroclinic waves in the southeast Indian Ocean // *J. of Geophys. Res.* 2001. V. 106. № C5. P. 9145–9160.
4. *Boebel O., Rossby T., Lutjeharms J et al.* Path and variability of the Agulhas Return Current // *Deep-Sea Res. Part II*. 2003. V. 50. № 1. P. 35–56.
5. *Brandt P., Dengler M., Rubino A. et al.* Intraseasonal variability in the southwestern Arabian Sea and its relation to the seasonal circulation // *Deep-Sea Res. Part II*. 2003. V. 50. № 12–13. P. 2129–2142.
6. *Bryden H.L., Beal L.M., Duncan L.M.* Structure and transport of the Agulhas Current and its temporal variability // *J. of Oceanography*. 2005. V. 61. № 3. P. 479–492.
7. *Colin de Verdiere A.* Lagrangian eddy statistics from surface drifters in the eastern North Atlantic // *J. of Marine Res.* 1983. V. 41. № 3. P. 375–398.
8. *Davis R.E.* Modeling eddy transport of passive tracers // *J. of Marine Res.* 1987. V. 45. № 3. P. 635–666.
9. *Davis R.E.* Observing the general circulation with floats // *Deep-Sea Res.* 1991. V. 38. № S1. P. S531–S571.
10. *de Ruijter W.P.M., Ridderinkhof H., Lutjeharms J.R.E. et al.* Observations of the flow in the Mozambique Channel // *Geophys. Res. Letters*. 2002. V. 29. № 10. P. 140-1–140-3. doi:10.1029/2001GL013714.
11. *de Ruijter W.P.M., van Aken H.M., Beier E.J. et al.* Eddies and dipoles around South Madagascar: Formation, pathways and large-scale impact // *Deep-Sea Res. P. I*. 2004. V. 51. № 3. P. 383–400.
12. *Fischer J., Schott F., Stramma L.* Currents and transports of the Great Whirl-Socotra Gyre system during the summer monsoon, August 1993 // *J. of Geophys. Res.* 1996. V. 101. № C2. P. 3573–3587. doi:10.1029/95JC03617.
13. *Griffa A., Owens K., Piterbarg L., Rosovskii B.* Estimates of turbulence parameters from Lagrangian data using a stochastic particle model // *J. of Marine Res.* 1995. V. 53. № 3. P. 371–401.
14. *Hansen D.V., Poulain P.-M.* Quality control and interpolation of WOCE/TOGA drifter data // *J. of Atmosphere and Ocean Technology*. 1996. V. 13. № 4. P. 900–909.
15. *Klocker A., Ferrari R., LaCasce J.* Estimating suppression of eddy mixing by mean flows // *J. of Physical Oceanography*. 2012. V. 42. № 9. P. 1566–1576.

16. *Klocker A., Ferrari R., LaCasce J.H. Merrifield S.T.* Reconciling float-based and tracer-based estimates of eddy diffusivities // *J. of Marine Res.* 2012. V. 70. № 4. P. 569–602.
17. *Lumpkin R., Pazos M.* Measuring surface currents with Surface Velocity Program drifters: The instrument, its data, and some recent results // *Lagrangian Analysis and Predictability of Coastal and Ocean Dynamics*/ Eds. Griffa A. et al. Cambridge University Press. 2007. P. 39–67.
18. *Lumpkin R., Treguier A., Speer K.* Lagrangian eddy scales in the Northern Atlantic Ocean // *J. of Physical Oceanography.* 2002. V. 32. № 9. P. 2425–2440.
19. *Masumoto Y., Hase H., Kuroda Y. et al.* Intraseasonal variability in the upper layer currents observed in the eastern equatorial Indian Ocean // *Geoph. Res. Letters.* 2005. V. 32. № 2. L02607. doi:10.1029/2004GL021896.
20. *McCLean J.L., Poulain P.-M., Pelton J.W., Maltrud M.E.* Eulerian and Lagrangian statistics from surface drifters and a high-resolution POP simulation in the North Atlantic // *J. of Physical Oceanography.* 2002. V. 32. № 9. P. 2472–2491.
21. *Oh I.S., Zhurbas V., Park W.S.* Estimating horizontal diffusivity in the East Sea (Sea of Japan) and the north-west Pacific from satellite-tracked drifter data // *J. of Geoph. Res.* 2000. V. 105. № C3. P. 6483–6492.
22. *Paduan P.D., Niiler P.P.* Structure of velocity and temperature in the northeast Pacific as measured with Lagrangian drifters in fall 1987 // *J. of Physical Oceanography.* 1993. V. 23. № 4. P. 585–600.
23. *Palastanga V., van Leeuwen P.J., Schouten M.W., de Ruijter W.P.M.* Flow structure and variability in the subtropical Indian Ocean: Instability of the South Indian Ocean Countercurrent // *J. of Geoph. Res.* 2007. V. 112. № C01001. doi:10.1029/2005JC003395
24. *Penven P., Lutjeharms J.R.E., Florenchie P.* Madagascar: A pacemaker for the Agulhas Current system? // *Geophys. Res. Letters.* 2006. V. 33. № 17. L17609. doi:10.1029/2006GL026854.
25. *Poulain P.-M., Niiler P.P.* Statistical analysis of the surface circulation in the California Current System using satellite-tracked drifters // *J. of Physical Oceanography.* 1989. V. 19. № 10. P. 1588–1603.
26. *Qiu B.* Seasonal eddy field modulation of the North Pacific Subtropical Countercurrent: TOPEX/Poseidon observations and theory // *J. of Physical Oceanography.* 1999. V. 29. № 10. P. 2471–2486.
27. *Qiu B., Chen S.* Seasonal modulations in the eddy field of the South Pacific Ocean // *J. of Physical Oceanography.* 2004. V. 34. № 7. P. 1515–1527.
28. *Quarty G.D., Buck J.J.H., Srokosz M.A., Coward A.C.* Eddies around Madagascar—The retroflection re-considered // *J. of Marine Systems.* 2006. V. 63. № 3–4. P. 115–129. doi:10.1016/j.jmarsys.2006.06.001.
29. *Rupolo V.* A Lagrangian-based approach for determining trajectories taxonomy and turbulence regimes // *J. of Physical Oceanography.* 2007. V. 37. № 6. P. 1584–1609.
30. *Sallée J.B., Speer K., Morrow R., Lumpkin R.* An estimate of Lagrangian eddy statistics and diffusion in the mixed layer of the Southern Ocean // *J. of Marine Res.* 2008. V. 66. № 4. P. 441–463.
31. *Schott F.A., Xie S.-P., McCreary Jr. J.P.* Indian Ocean circulation and climate variability // *Reviews of Geophysics.* 2009. V. 47. RG1002. 46 pp. doi:10.1029/2007RG000245.
32. *Sengupta D., Senan R., Goswami B.N.* Origin of intraseasonal variability of circulation in the tropical central Indian Ocean // *Geophys. Res. Letters.* 2001. V. 28. № 7. P. 1267–1270.
33. *Sengupta D., Senan R., Goswami B.N.* Intraseasonal variability of equatorial Indian Ocean zonal currents // *J. of Climate.* 2007. V. 20. № 13. P. 3036–3055.
34. *Siedler G., Rouault M., Lutjeharms J.R.E.* Structure and origin of the subtropical South Indian Ocean Countercurrent // *Geophys. Res. Letters.* 2006. V. 33. № 24. L24609. doi:10.1029/2006GL027399.
35. *Smagorinsky J.* General circulation experiment with the primitive equations. I. The basic experiment // *Monthly Weather Review.* 1963. V. 91. P. 99–164.
36. *Swenson M.S., Niiler P.P.* Statistical analysis of the surface circulation of the California Current // *J. of Geophys. Res.* 1996. V. 101. № C10. P. 22631–22645.
37. *Taylor G.I.* Diffusion by continuous movements // *Proceedings of London Mathematical Society.* 1922. V. 20. №1. P. 196–212.
38. *Wirth A., Willebrand J., Schott F.* Variability of the Great-Whirl from observations and models // *Deep-Sea Res. Part II.* 2002. V. 49. № 7–8. P. 1279–1295.
39. *Zhurbas V., Oh I.S.* Lateral diffusivity and Lagrangian scales in the Pacific Ocean as derived from drifter data // *J. of Geophys. Res.* 2003. V. 108. № C5. 3141. doi:10.1029/2002JC001596.
40. *Zhurbas V., Oh I.S.* Drifter-derived maps of lateral diffusivity in the Pacific and Atlantic Oceans in relation to surface circulation patterns // *J. of Geophys. Res.* 2004. V. 109. № C05015. doi: 10.1029/2003JC002241.

## Estimates of Lateral Eddy Diffusivity in the Indian Ocean as Derived from Drifter Data

V. M. Zhurbas, D. A. Lyzhkov, N. P. Kuzmina

The Global Drifter Program data set is applied to develop  $2^\circ \times 2^\circ$  bin estimates of lateral eddy diffusivity  $K$  in the Indian Ocean (IO) by means of a modification of the Davis' approach. The calculations were performed relative to seasonal change in mean currents which is especially important in the case of monsoon-driven circulation in the IO. Estimates of  $K$  were found to be below  $1 \times 10^4$  m<sup>2</sup>/s almost everywhere in the IO. The spatial variations of  $K$  were analysed in relation to instabilities of ocean circulation.