

КРУПНОМАСШТАБНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ ЮЖНОГО ОКЕАНА ПО ДАННЫМ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ЛАГРАНЖЕВОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Ю.Д.РЕСНЯНСКИЙ, А.А.ЗЕЛЕНЬКО, Б.С.СТРУКОВ

ГУ «Гидрометцентр России»

Для исследования структуры и возможных путей распространения водных масс в системе циркуляции Южного океана рассчитаны траектории жидких частиц с различными начальными координатами в пределах рассматриваемой акватории. Меняющееся со временем поле скорости течений, необходимое для построения таких траекторий, определялось на основе численных экспериментов с моделью общей циркуляции океана ГМЦ РФ.

В результате анализа отдельных траекторий показано, что в Южном океане имеет место довольно сложная структура переносов. Картина переносов является существенно трехмерной. По ходу движения в системе горизонтальной циркуляции частицы воды претерпевают сильные вертикальные смещения, попадая в разные циркуляционные структуры бароклинного океана. Имеет место существенная зависимость получаемых траекторий от частотного состава атмосферных воздействий, порождающих движение в океане.

Рассчитаны также ансамбли траекторий жидких частиц с близкими начальными положениями. Замечено, что средние по ансамблю глубины прослеживаемых жидких частиц на рассматриваемых интервалах времени (до 24 лет) увеличиваются со временем для верхних стартовых горизонтов ($z_{p0}=10$ м и $z_{p0}=100$ м) и уменьшаются для глубинного стартового горизонта ($z_{p0}=1000$ м). Это можно рассматривать как свидетельство того, что хаотический перенос, возникающий в поле нестационарных трехмерных крупномасштабных течений в Южном океане, содержит вполне отчетливые указания на действенный механизм вертикального перераспределения массы – результирующее погружение вод из поверхностных слоев и их подъем из глубинных слоев.

1. ВВЕДЕНИЕ

В классической океанографии важное место занимает понятие о водных массах. Их характерным признаком является однородность, создаваемая и поддерживаемая турбулентным перемешиванием [6]. Начальным звеном в цепочке процессов, обеспечивающих формирование водных масс, является трансформация вод поверхностного слоя, находящегося в непосредственном контакте с атмосферой и претерпевающего неадиабатические изменения под воздействием поверхностных потоков тепла, пресной воды и количества движения.

В ходе последующего вертикального перемешивания, порождаемого обрушением ветровых волн, сдвигом скорости в дрейфовых течениях и плотностной конвекцией, возникшие в поверхностном слое изменения передаются в нижележащие слои. Одним из наиболее эффективных механизмов перераспределения свойств между поверхностными водами и основной толщей океана является перемешивание, порождаемое плотностной конвекцией. Она возникает при появлении гидростатической неустойчивости на некотором участке столба воды, верхняя граница которого, как правило, совпадает с поверхностью океана. Ее развитие приурочено к зимнему сезону, и в типичных условиях в средних и высоких широтах глубина проникновения составляет около 200–300 м. При особом сочетании условий перемешивание может распространяться до гораздо больших глубин [23]. В Южном океане глубокая конвекция в отдельные годы развивается в море Уэдделла [20].

Дальнейшие преобразования структуры трансформированных вод, тем или иным путем попадающих в подповерхностные слои, контролируются крупномасштабными потоками, «вентилирующими» основную толщу вод океана [10, 15, 19].

В классических представлениях о водных массах неявно полагается, что в процессе переноса крупномасштабными потоками обеспечивается целостность больших объемов воды, т.е. близкие друг к другу в какой-то момент времени частицы воды остаются таковыми и во все последующие моменты. Для подобного рода представлений имеются определенные основания. В первую очередь, это устойчивость TS -характеристик, по которым, собственно, и осуществляется подразделение всех вод океана на отдельные водные массы.

В то же время в современных исследованиях по геофизической гидродинамике предложены и активно развиваются детерминированные модели океанологических процессов с проявлениями хаоса. Концепция хаотического переноса исходит из представлений о хаотической адвекции (см., напр., [22]). В середине 1980-х гг. было обнаружено, что траектории частиц, перемещающихся в потоке с простой эйлеровой структурой, таком как гладкое двумерное периодически меняющееся со временем течение, экспоненциально расходятся и по истечении некоторого времени информация об их начальном положении теряется, т.е. траектории становятся хаотическими. Возникновение хаотического поведения связано с наличием сильной неустойчивости траекторий по отношению к их начальному положению. При наличии такой неустойчивости близкие в начальный момент времени частицы через некоторое время могут оказаться сколь угодно удаленными друг от друга.

Хаотизация траекторий порождает перенос массы — так называемый хаотический перенос. Особенностью хаотического переноса является то, что с течением времени частицы заполняют случайным образом все пространство, т.е. имеет место полное перемешивание. Таким образом, хаотический перенос приводит к сильному перемешиванию свойств воды — к так называемому хаотическому перемешиванию.

Анализ траекторий, т.е. лагранжевых характеристик движения, в настоящее время является весьма активно используемым методом изучения процессов распространения примесей и других свойств воды в океане (см., напр., [4, 7, 18, 22, 24, 27, 28, 29]). В данной статье рассматривается перемещение жидких частиц с начальным положением в различных частях Южного океана. Перенос частиц осуществляется меняющимся со временем и в пространстве полем скорости течений, получаемым на основе расчетов по модели общей циркуляции океана. Вводимые в рассмотрение жидкие частицы трактуются как маркеры возможных путей распространения водных масс.

В разделе 2 приведены основные сведения о численной схеме расчета траекторий. Меняющиеся со временем поля скорости течений, необходимые для построения траекторий, определялись на основе численных экспериментов с моделью общей циркуляции океана ГМЦ РФ. Основные сведения о самой модели и ее конкретной реализации, использовавшейся для расчета течений, приведены в разделе 3. Результаты расчетов единичных траекторий и определение возможных путей распространения вод на интервалах времени порядка двух десятилетий излагаются в разделе 4. В разделе 5 оценивается зависимость от частотного состава атмосферных воздействий. В разделе 6 на основе расчета ансамбля траекторий рассматривается рассеяние первоначально компактного набора частиц с близкими начальными положениями, отражающее хаотическое перемешивание в системе крупномасштабной циркуляции Южного океана. В заключении (раздел 7) формулируются выводы, полученные на основе проведенного анализа.

2. СХЕМА РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ ЖИДКИХ ЧАСТИЦ

Траектория жидкой частицы (англ. *particle*), т.е. вектор ее координат – долгота $\lambda_p(t)$, широта $\varphi_p(t)$, глубина $z_p(t)$ – как функция времени t , строится на основе численного решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, являющихся следствием определения вектора скорости в сферической системе координат:

$$\frac{d\lambda_p}{dt} = \frac{1}{a \cos \varphi} u_p, \quad \frac{d\varphi_p}{dt} = \frac{1}{a} v_p, \quad \frac{dz_p}{dt} = w_p, \quad (1)$$

где $a = 6,371\,106$ м – радиус Земли.

Задание исходного положения частицы при $t = 0$ определяет начальные условия:

$$\lambda_p|_{t=0} = \lambda_{p0}, \quad \varphi_p|_{t=0} = \varphi_{p0}, \quad z_p|_{t=0} = z_{p0}. \quad (2)$$

Вследствие сферической геометрии области для любой переменной F должно также выполняться условие периодичности по долготе:

$$F(\lambda) = F(\lambda + 2\pi). \quad (3)$$

В уравнениях (1) координаты частицы $(\lambda_p, \varphi_p, z_p)$ – искомые переменные. Их временная последовательность «прочерчивает» траекторию. В правых частях стоят компоненты вектора скорости частицы $\mathbf{u}_p = (u_p, v_p, w_p)$, который при естественном предположении о полном увлечении частицы несущим ее потоком совпадает со скоростью течения $\mathbf{u}(\lambda, \varphi, z, t)$ в точке, где в данный момент времени t располагается частица:

$$\mathbf{u}_p = \mathbf{u}(\lambda, \varphi, z, t) \text{ при } \lambda = \lambda_p, \varphi = \varphi_p, z = z_p. \quad (4)$$

Вектор скорости \mathbf{u} течения в данной задаче определяется на основе расчетов по модели общей циркуляции океана (МОЦО). В используемой нами конечно-разностной МОЦО поле вектора скорости течения определено на дискретном множестве узлов сеточной области $(\lambda_i, \varphi_j, z_k)$, $i = 1, 2, \dots, N_\lambda$, (возрастание индекса i с запада на восток), $j = 1, 2, \dots, N_\varphi$ (возрастание индекса j с севера на юг), $k = 1, 2, \dots, N_z$ (возрастание индекса k сверху вниз) в дискретные моменты времени t_n , $n = 0, 1, 2, \dots, N_t$. Необходимые для интегрирования уравнений (1) значения компонентов вектора скорости частицы $\mathbf{u}_p = (u_p, v_p, w_p)$ определяются путем применения операторов линейной интерполяции в пространстве и во времени к рассчитанным по МОЦО полям скорости течений $\mathbf{u}(\lambda_i, \varphi_j, z_k, t_n)$.

По смыслу задачи, частица не может пересечь ни береговую линию, ни дно, так как на границе жидкой среды, по определению, нормальные к границе составляющие скорости течений нулевые. В конечно-разностной реализации решения уравнений (1) это условие может быть обеспечено выбором либо неявной схемы, либо аппроксимации по времени достаточно высокого порядка. Для получения численного решения мы использовали схему Рунге–Кутты четвертого порядка (см., например, [1]). Условие $w|_{z=0} = 0$ обеспечивает также непроницаемость поверхности воды, к которой отнесено начало вертикальной координаты $z = 0$.

В соответствии с определением (4) траектории строятся с использованием лишь детерминированных компонентов движения, связанных с полем трехмерного вектора скорости течений $\mathbf{u} = (u, v, w)$. Получаемые таким образом траектории будут трактоваться как показатели переноса вод океана. Заметим, что при использовании аналогичной процедуры построения траекторий, но с добавлением к скорости течений $\mathbf{u} = (u, v, w)$ случайной компоненты $\mathbf{u}' = (u', v', w')$, имитирующей турбулентные флуктуации, лагранжевы характеристики часто интерпретируются в терминах распространения примесей (см., напр., [3, 9]).

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЙ

Меняющееся со временем трехмерное поле скорости течений, необходимое для построения траекторий, определялось на основе численных экспериментов с моделью общей циркуляции океана [13]. Модель основана на примитивных уравнениях и аналогична широко используемой за рубежом модели общей циркуляции океана, разработанной в Лаборатории геофизической гидродинамики (GFDL, США) [16, 25, 26], и ряду отечественных моделей [2, 11].

Подробное описание модели общей циркуляции океана и результатов проведенных с ней разнообразных численных экспериментов дается в работах [12–14]. В сравнении с прежними версиями МОЦО использовавшийся здесь вариант включал ряд изменений, направленных на уточнение расчетов, приведенных в статье [5].

Для проведения численных экспериментов по расчету течений для построения траекторий использовалась глобальная версия МОЦО, расчетной областью в которой является весь Мировой океан, за исключением приполярной зоны к северу от $80,3^\circ$ с.ш. Горизонтальное разрешение МОЦО в Южном океане составляет $2 \times 2^\circ$. Вертикальная структура аппроксимирована 32 уровнями со сгущением в поверхностных слоях. Коэффициенты горизонтальной турбулентной вязкости $A_M = 1 \times 10^5 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ и горизонтальной турбулентной диффузии $A_H = 1 \times 10^3 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Шаг по времени $t = 12$ мин.

Интегрирование МОЦО в численных экспериментах стартовало из состояния покоя с январскими распределениями температуры и солености воды из климатического атласа WOA-2001 [17].

В качестве атмосферных воздействий на поверхности океана использовались данные реанализа метеорологических полей NCEP-DOE AMIP-II [21]. Эти данные имеют 6-часовую дискретность по времени и подавались на вход МОЦО в исходном виде (с линейной интерполяцией по времени на каждый временной шаг, составлявший 12 мин) в основном эксперименте (в дальнейшем он обозначается как эксперимент BASE) и в виде сглаженных по времени значений в дополнительном эксперименте (в дальнейшем он обозначается как эксперимент SMON при выбранном месячном окне сглаживания). Сопоставление результатов BASE и SMON, различающихся лишь частотным спектром подаваемых на вход МОЦО атмосферных воздействий, позволяет оценить влияние короткопериодных (суточных и синоптических) вариаций на пути возможного распространения вод.

Оба интегрирования проведены на 24 года (1979–2002 гг. по календарю, соответствующему данным об атмосферных воздействиях). Выходные поля архивировались для последующего использования в расчетах траекторий жидких частиц с дискретностью в 5 суток.

В областях, занятых морским льдом (по данным еженедельного объективного анализа, включенным в массив полей реанализа метеорологических полей [21]), потоки тепла и пресной воды обнулялись, модуль вектора касательного напряжения ветра редуцировался с коэффициентом 0,8, а сам вектор поворачивался на 20° по часовой стрелке в Северном полушарии и на 20° против часовой стрелки в Южном полушарии с тем, чтобы в первом приближении учесть влияние ледяного покрова на передачу количества движения от атмосферы к воде.

4. ПЕРЕНОС ИЗ РАЗЛИЧНЫХ РАЙОНОВ ЮЖНОГО ОКЕАНА ПО ДАННЫМ РАСЧЕТОВ ОТДЕЛЬНЫХ ТРАЕКТОРИЙ

Результаты расчетов траекторий, проходимых жидкими частицами, выпущенными на разных глубинах в Атлантическом секторе Южного океана, представлены на рис. 1 в виде проекций на горизонтальную (сферическую) поверхность (левые панели) и в трехмерном представлении (правые панели). Все изображенные здесь траектории соответствуют движению на 24-летнем интервале времени. На-

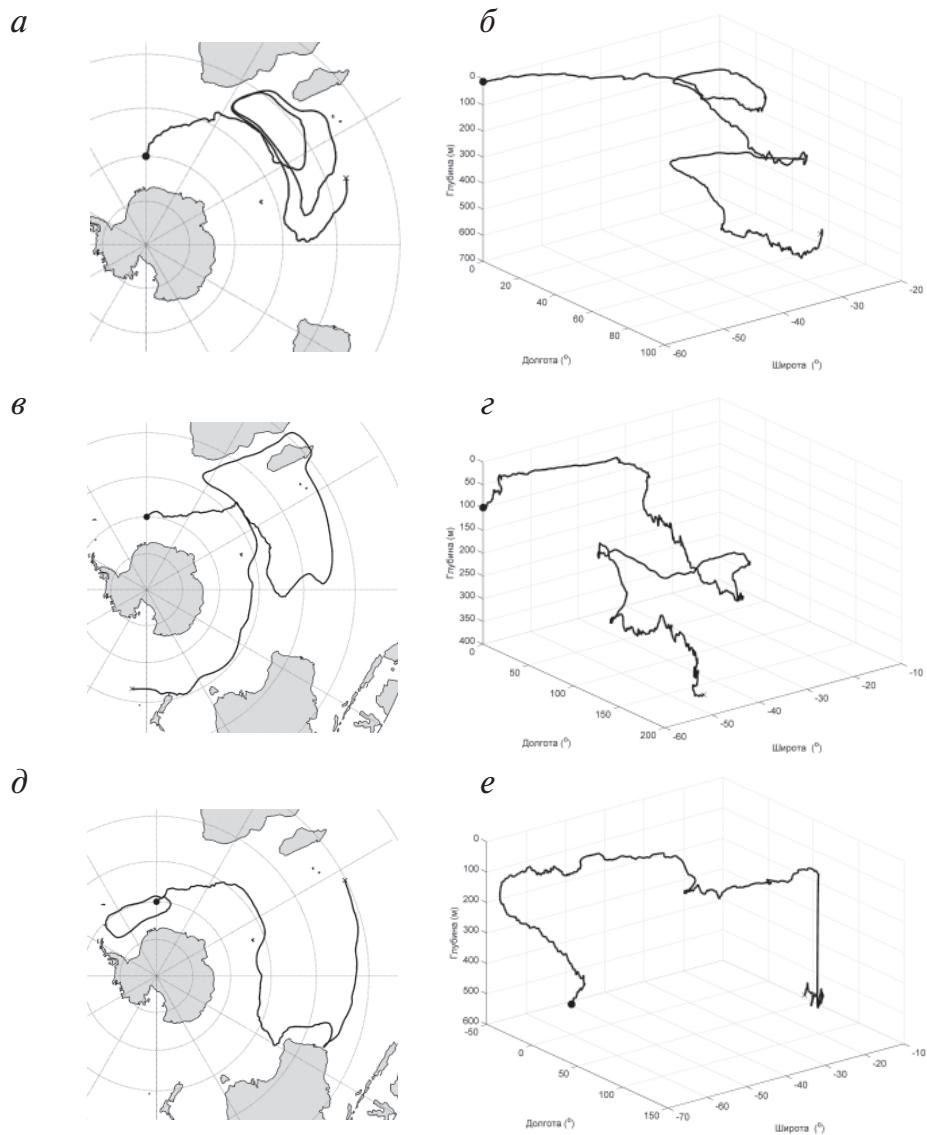


Рис. 1. Траектории жидких частиц, выпущенных в Атлантическом секторе Южного океана ($\lambda_{p0} = 0$, $\varphi_{p0} = 60^\circ$ ю.ш.) на глубинах 10 м (а, б), 100 м (в, з) и 500 м (д, е).

Левые панели (а, в, д) – горизонтальные проекции траекторий; правые панели (б, з, е) – их трехмерные представления. Расчет по данным о течениях из эксперимента BASE (6-часовые атмосферные воздействия). Продолжительность расчета 24 года (с 1 января 1979 г. по 31 декабря 2002 г.). Кружками (крестиками) показаны начальные (конечные) положения частиц

чальное положение (условия (2)) соответствует 1 января 1979 г., конечная точка траекторий – 31 декабря 2002 г. Датировка привязана к календарю, отсчитываемому в МОЦО при расчете поля вектора скорости течений с использованием реальных данных об атмосферных воздействиях за соответствующий 24-летний период.

Жидкие частицы, выпущенные в Атлантическом секторе Южного океана в пределах верхнего 100-метрового слоя, с течением времени смещаются по направлению к экватору вследствие, очевидно, экмановских течений, имеющих направленную к экватору составляющую в поясе преобладающих западных ветров. Частица с 10 м по достижении субтропических широт около 40° ю.ш. захватывается в локализованный круговорот, совершая многократные вытянутые в долготном направлении петли вокруг центра с приблизительными координатами 35° ю.ш., 45° в.д. С течением времени происходит погружение частицы, и дальнейшее ее движение в проекции на горизонтальную поверхность контролируется потоками в слое до 800 м. Как видно из рисунка 1б, погружение происходит по спиральной траектории, описываемой против часовой стрелки. По мере погружения ветви спирали расширяются от 10 до 15° по широте и от 30 до 60° по долготе.

Трехмерная картина движения оказывается довольно сложной. Так, частица, стартовавшая на глубине $z_{p0} = 500$ м, «меняется» горизонтами движения с частицей с меньшей стартовой глубиной, $z_{p0} = 100$ м. В первые 16 лет движения происходит подъем с небольшими колебаниями. К середине 17-го года частица достигает наивысшего положения, $z_{p0} = 8$ м. В последующем подъем сменяется погружением, особенно быстрым на 19-м году с начала движения, так что к концу 24-го года частица оказывается почти на той же глубине (около 540 м), с которой стартовала. В географическом плане (рис. 1д) конечная точка движения располагается далеко от исходного положения, к востоку от о-ва Мадагаскар на широте 20° ю.ш., в промежутке побывав у побережья Австралии.

Общая для всего 24-летнего периода тенденция к подъему отмечается и для частиц с более глубоким начальным положением: с $z_{p0} = 1000$ м, $z_{p0} = 2000$ м и $z_{p0} = 3000$ м. Горизонтальные смещения этих частиц локализованы в районе Африканско-Антарктической котловины с частичным проникновением в море Уэдделла. Сходство формы горизонтальной проекции траекторий с внешними очертаниями котловины может служить указанием на то, что движение здесь контролировалось топографически захваченным круговоротом.

Ни одной из частиц, стартовавших в Атлантическом секторе Южного океана, не хватило 24 лет, на протяжении которых строилась траектория, для того, чтобы в своем движении замкнуть хотя бы одну петлю вокруг Антарктиды. Наиболее протяженная из них с $z_{p0} = 100$ м прошла лишь половину угловой протяженности широтного круга, описав, правда, при этом обширную, с захватом о-ва Мадагаскар, петлю (рис. 1е).

Поведение частиц с начальным положением на верхних стартовых горизонтах ($z_{p0} = 0$, $z_{p0} = 10$ м) в проливе Дрейка и в других районах Южного океана похоже на то, что наблюдалось для траекторий, исходящих из Атлантического сектора. Привычная для Южного океана картина циркумполярного обращения вод проявляется лишь в траекториях частиц, выпущенных в проливе Дрейка с глубин от $z_{p0} = 500$ м и более. Частицы с $z_{p0} = 500$ м и $z_{p0} = 1000$ м успевают за 24 года совершить полтора оборота вокруг Антарктиды, а частица с $z_{p0} = 2000$ м – примерно 2/3 оборота. Все эти три частицы к концу пути смещаются вверх: при $z_{p0} = 1000$ м и $z_{p0} = 2000$ м почти монотонно, а частица с $z_{p0} = 500$ м к концу 18-го года поднимается почти к поверхности океана ($z_{p0} = 7$ м), а к концу 24-го года оказывается на глубине 150 м.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ЧАСТОТНОГО СОСТАВА АТМОСФЕРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

В предыдущем разделе обсуждались траектории жидких частиц, дающие представление о распространении водных масс, по данным о течениях в эксперименте BASE, в котором на вход МОЦО подаются атмосферные воздействия (потоки тепла, пресной воды и количества движения) с 6-часовой дискретностью по времени. Оценим теперь зависимость траекторий жидких частиц и на этом основании –

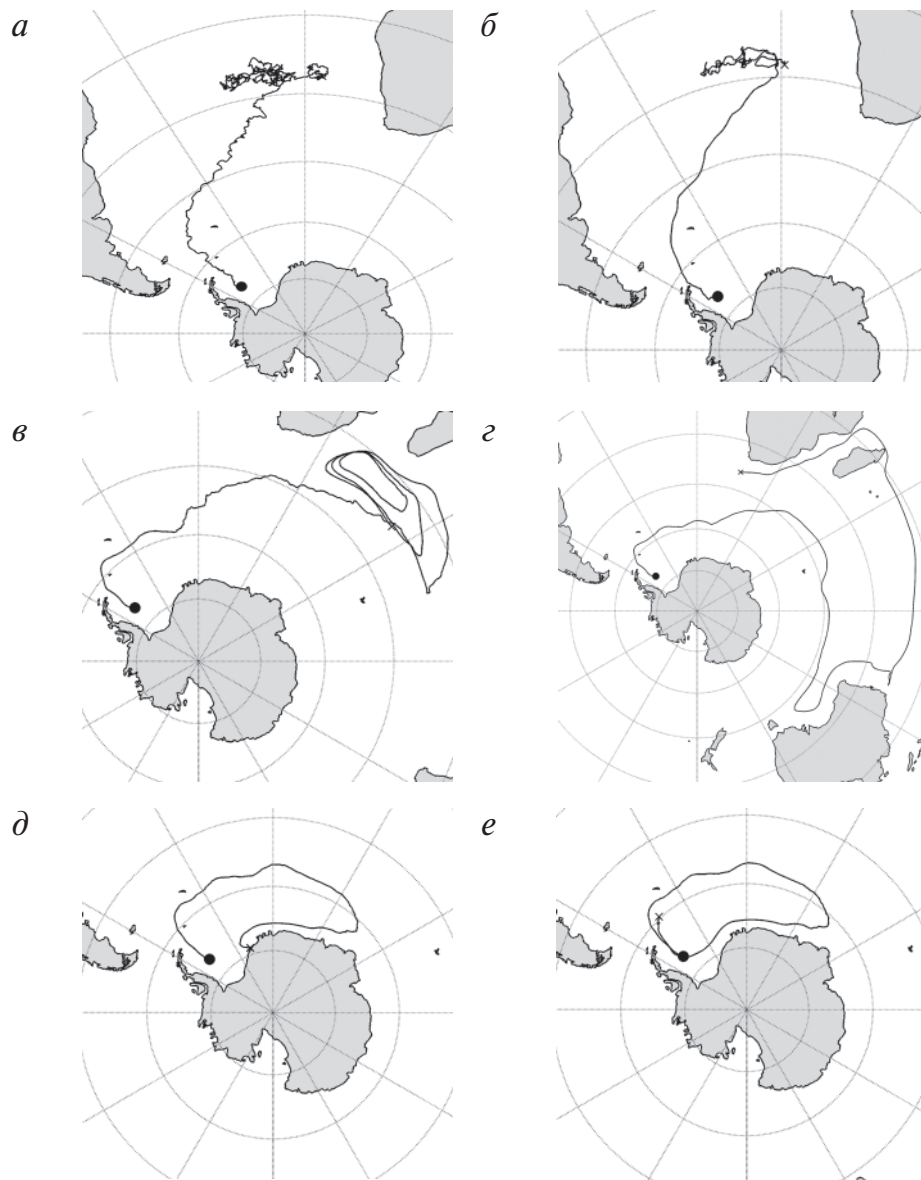


Рис. 2. Траектории жидких частиц, выпущенных в море Уэдделла ($\lambda_{\rho_0} = 50^\circ$ з.д., $\varphi_{\rho_0} = 70^\circ$ ю.ш.) на глубинах $z_{\rho_0} = 0$ м (а, б), $z_{\rho_0} = 100$ м (в, з) и $z_{\rho_0} = 1000$ м (д, е).

Левые панели (а, в, д) – расчет траекторий по данным о скоростях течений в эксперименте BASE (атмосферные воздействия с 6-часовой дискретностью), правые панели (б, з, е) – по данным о скоростях течений в эксперименте SMON (атмосферные воздействия сглаженные по времени с окном в один месяц). Время прохождения траекторий – 24 года (с 1 января 1979 г. по 31 декабря 2002 г.). Кружками (крестиками) показаны начальные (конечные) положения частиц

путей возможного распространения водных масс от короткопериодных вариаций атмосферных воздействий, присутствующих в эксперименте BASE и отфильтрованных в эксперименте SMON.

Это можно сделать, сопоставляя левые и правые панели рис. 2, на котором изображены траектории жидких частиц, выпущенных на разных глубинах в море Уэдделла. Как следует из такого сопоставления, крупномасштабные особенности картины движения частиц, получаемой из расчетов с двумя вариантами меняющегося со временем поля течений, во многих, хотя и не всех, случаях обладают достаточно большим сходством. Качественные различия отмечаются для траекторий частиц, привязанных к поверхности океана ($z_{p0} = 0$) и являющихся строго двумерными. Траектории, рассчитанные по полю течений из эксперимента BASE, в котором сохранена суточная и синоптическая изменчивость атмосферных воздействий и напрямую связанных с ними поверхностных течений, оказываются более хаотичными, как следствие флуктуаций в соответствующем диапазоне частотного спектра. Однако в крупномасштабном плане различия в форме траекторий и в конечном положении частиц сравнительно невелики.

Несколько неожиданно* то, что для более глубоких стартовых горизонтов фильтрация короткопериодной части атмосферного форсинга и соответствующие изменения в поле течений приводят к более отчетливым изменениям структуры крупномасштабных переносов. Одно из наиболее впечатляющих – перемещение частицы из моря Уэдделла с горизонта 100 м (сравн. рис. 2в и 2г).

То обстоятельство, что форма траекторий частиц, перемещающихся на глубинах и не испытывающих непосредственного влияния меняющейся структуры атмосферных воздействий, оказывается существенно более чувствительной к короткопериодным вариациям скорости течений, объясняется тем, что поверхностные частицы, «привязанные» к поверхности, $z_{p0} = 0$, имеют на одну степень свободы меньше, чем нижележащие частицы. Претерпевая смещения по вертикали, подповерхностные частицы попадают в иные горизонтальные потоки, структура которых вследствие бароклинности меняется от горизонта к горизонту.

Таким образом, имеет место существенная зависимость путей перемещения вод, отражаемых построенными здесь траекториями, от короткопериодной изменчивости течений, накладывающейся на крупномасштабные сезонно меняющиеся поля течений. Эта зависимость является одним из следствий сильной чувствительности траекторий по отношению к их начальному положению (так называемая «хаотическая адвекция»; см., напр., [7, 8]), усиливающаяся наложением флуктуаций на крупномасштабное поле течений.

6. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К НАЧАЛЬНОМУ ПОЛОЖЕНИЮ – ПРИЗНАКИ ХАОТИЗАЦИИ В АНСАМБЛЯХ ТРАЕКТОРИЙ

Проведенный выше анализ отдельных траекторий дает указания на возможные перемещения небольших объемов воды в системе крупномасштабной циркуляции Южного океана. Если следовать классическим представлениям о водных массах, то эти перемещения должны отражать и пути распространения водных масс, включающих помеченный объем. При этом, однако, остается открытым вопрос о том, насколько репрезентативны единичные, случайно выбранные траектории для определения лагранжевой структуры движения в рамках используемой нами МОЦО. Или иначе, какова чувствительность рассчитываемых траекторий к начальному положению прослеживаемых маркеров.

* Ведь атмосферные воздействия приложены к поверхности океана, и с увеличением глубины их непосредственное влияние ослабевает, а относительная роль собственной динамики океанских вод возрастает.

Ответ на поставленный вопрос может быть получен на основе построения ансамблей, формируемых путем расчета траекторий с близкими начальными координатами. В данном разделе рассматриваются результаты расчетов ансамблей траекторий, проходимых ансамблями жидких частиц, выпущенных на разных глубинах в различных районах Южного океана. Как и в предыдущем разделе, все приводимые здесь траектории и связанные с ними обобщенные характеристики движения, такие как рассеяние по горизонтали и вертикали, изменения со временем среднего положения по глубине, широтные сечения, соответствуют движению на 24-летнем интервале времени. Начальные положения (условия (2)) относятся к 1 января 1979 г., конечные точки траекторий – к 31 декабря 2002 г. Все ансамбли траекторий построены по данным о течениях в основном эксперименте BASE с 6-часовыми атмосферными воздействиями.

Ансамбли формировались из набора начальных положений ста жидких частиц, распределенных в узлах равномерной решетки $5 \times 5 \times 4$, заполняющей объем $d\lambda \times d\varphi \times dz = 2^\circ \times 2^\circ \times 20$ м. Размер объема воды с распределенными в его пределах начальными положениями маркеров примерно совпадает с размером трехмерной ячейки расчетной сетки МОЦО: около 110×220 км² на широте $\varphi = 60^\circ$ в горизонтальной проекции и 20 м по вертикали (что равно толщине верхнего расчетного слоя).

На рисунках 3–5 представлены горизонтальные проекции ансамбля траекторий жидких частиц, переносимых меняющимися со временем крупномасштабными течениями из поверхностного ($z_{p0} = 10$ м), подповерхностного ($z_{p0} = 100$ м) и глубинного ($z_{p0} = 1000$ м) слоев со стартовым положением в четырех различных районах: в проливе Дрейка, в море Уэдделла, в Атлантическом и Тихоокеанском секторах Южного океана. На каждом из фрагментов рисунков показана совокупность траекторий ансамбля из 100 реализаций, отличающихся друг от друга начальными положениями жидких частиц. Диапазон вариаций начальных координат не выходит за пределы элементарного объема сеточной ячейки МОЦО.

Перенос жидких частиц из верхнего слоя океана (рис. 3), который мы здесь рассматриваем как показатель переноса вод, определяется в основном действием экмановских течений. В Южном океане с преобладающими западными ветрами меридиональная составляющая экмановских течений направлена от полюса к экватору. Как следствие, ансамбль частиц смещается к экватору из всех четырех рассматриваемых здесь начальных положений. Большая часть маркеров, стартовавших из района пролива Дрейка (рис. 3а), попадает в Атлантический океан. При этом происходит интенсивное перемешивание, охватывающее всю западную половину Южной Атлантики. Часть маркеров, однако, вовлекается в циркумполярное обращение, совершая за 24-летний расчетный период полный оборот вокруг Антарктиды. Аналогичная картина наблюдается и для других стартовых положений в верхнем слое Южного океана – в море Уэдделла (рис. 3б), в Атлантическом (рис. 3в) и Тихоокеанском (рис. 3г) секторах.

В картине переносов частиц со стартовым положением в подповерхностном слое в море Уэдделла и в Атлантическом секторе обнаруживается определенное сходство с распределением траекторий частиц из поверхностного слоя. Связанные с этими частицами воды из моря Уэдделла (рис. 4б) переносятся в Атлантический океан, образуя там зону перемешивания у побережья Южной Америки в средних широтах и на всем долготном протяжении Атлантики в низких широтах. Траектории из Атлантического сектора (рис. 4в), как и их прототипы из поверхностного слоя, покрывают зону перемешивания в Индийском океане. Некоторая часть маркеров, однако, вовлекается в циркумполярное обращение и в итоге оказывается рассеянной по акватории Тихого океана. Воды из подповерхностного слоя в проливе Дрейка (рис. 4а) увлекаются Антарктическим циркумполярным течением и, подобно водам Атлантического сектора, со временем образуют зону перемешива-

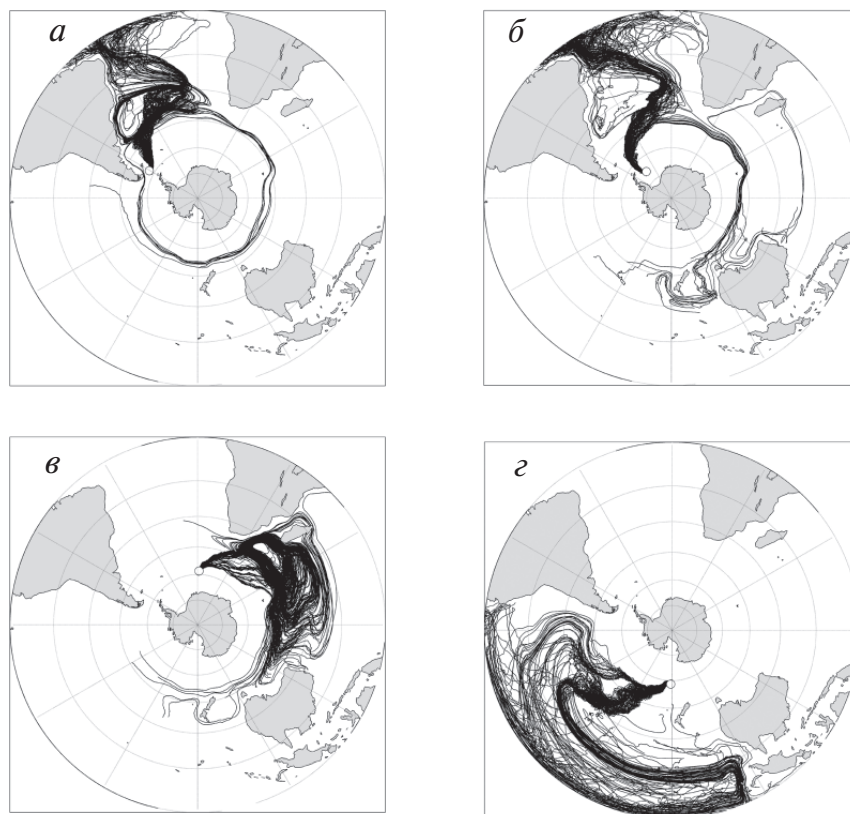


Рис. 3. Горизонтальные проекции ансамбля траекторий жидких частиц, переносимых меняющимися со временем крупномасштабными течениями из поверхностного слоя ($\tau_{p0} = 10$ м) со стартовым положением в различных районах Южного океана.

Время прохождения траекторий – 24 года (с 1 января 1979 г. по 31 декабря 2002 г.). Светлыми кружками указаны начальные положения 100 жидких частиц в узлах равномерной решетки $5 \times 5 \times 4$, заполняющей объем $d\lambda \times d\varphi \times dz = 2^\circ \times 2^\circ \times 20$ м. Стартовые положения: *a* – пролив Дрейка ($\lambda_{p0} = 62^\circ$ з.д., $\varphi_{p0} = 59^\circ$ ю.ш.), *б* – море Уэдделла ($\lambda_{p0} = 45^\circ$ з.д., 70 ю.ш.), *в* – Атлантический сектор Южного океана ($\lambda_{p0} = 0$, $\varphi_{p0} = 60^\circ$ ю.ш.), *г* – Тихоокеанский сектор Южного океана ($\lambda_{p0} = 180^\circ$ в.д., $\varphi_{p0} = 60^\circ$ ю.ш.)

ния с плотным заполнением в широтном поясе $15\text{--}50^\circ$ ю.ш. Индийского океана. Часть маркеров этого ансамбля после повторного вовлечения в циркумполярное обращение оказывается рассеянной по акватории Тихого океана. Часть подповерхностных вод Тихоокеанского сектора (рис. 4г) участвует в циркумполярном обращении, а другая их часть попадает в антициклонический круговорот в Тихом океане с последующим рассеянием или выходом за пределы расчетной области, ограничиваемой с севера экватором.

Существенно иная картина наблюдается для вод из глубинного слоя (рис. 5). Маркеры, выпущенные в проливе Дрейка и в Тихоокеанском секторе, находясь в зоне действия Антарктического циркумполярного течения, совершая за 24 года примерно полтора полных оборота вокруг Антарктиды (рис. 5а и 5г). Воды из моря Уэдделла (рис. 5б) находятся в зоне действия устойчивого циклонического обращения по периферии Африканско-Антарктической котловины. Такой же ха-

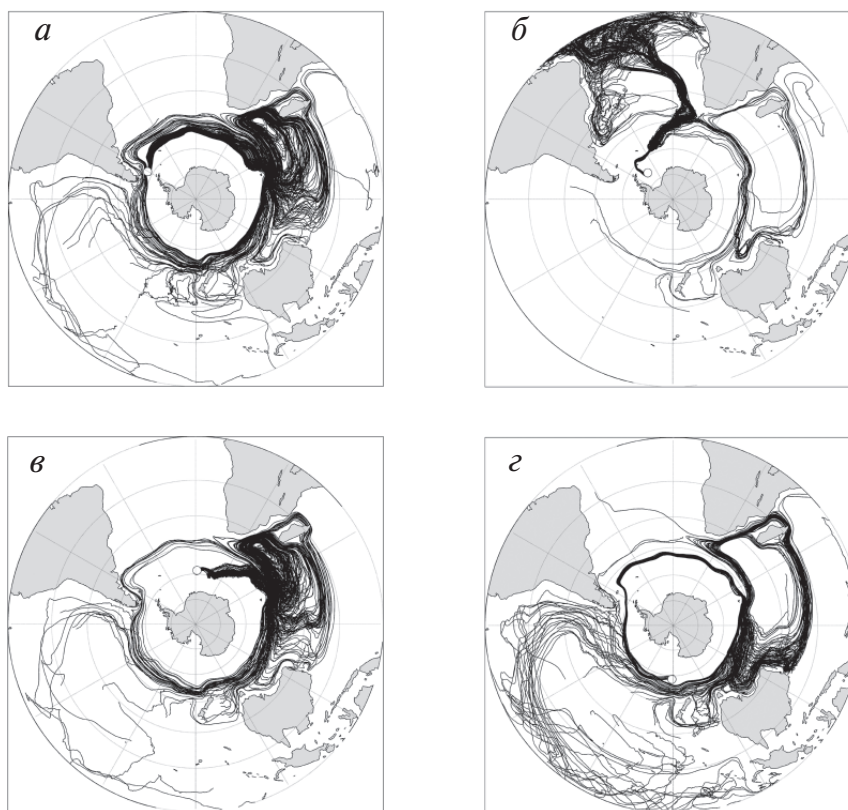


Рис. 4. Горизонтальные проекции ансамбля траекторий жидких частиц, переносимых меняющимися со временем крупномасштабными течениями из подповерхностного слоя ($z_{p0} = 100$ м) со стартовыми положениями в различных районах Южного океана.

Время прохождения траекторий – 24 года (с 1 января 1979 г. по 31 декабря 2002 г.). Светлыми кружками указаны начальные положения 100 жидких частиц в узлах равномерной решетки $5 \times 5 \times 4$, заполняющей объем $d\lambda \times d\varphi \times dz = 2^\circ \times 2^\circ \times 20$ м. Стартовые положения: *a* – пролив Дрейка ($\lambda_{p0} = 62^\circ$ з.д., $\varphi_{p0} = 59^\circ$ ю.ш.), *б* – море Уэдделла ($\lambda_{p0} = 45^\circ$ з.д., 70 ю.ш.), *в* – Атлантический сектор Южного океана ($\lambda_{p0} = 0$, $\varphi_{p0} = 60^\circ$ ю.ш.), *г* – Тихоокеанский сектор Южного океана ($\lambda_{p0} = 180^\circ$ в.д., $\varphi_{p0} = 60^\circ$ ю.ш.)

рактик движения отмечается и для ансамбля траекторий, исходящих из Атлантического сектора (рис. 5*в*). Пучки ансамбля траекторий во всех этих случаях оказываются довольно плотными.

На рис. 6 показаны среднеквадратичные отклонения горизонтального радиуса вектора координат частиц относительно среднего положения всего ансамбля, представляющие собой количественную оценку горизонтального рассеяния ансамбля частиц. В целом за весь 24-летний расчетный период рассеяние, как и следовало ожидать, увеличивается. Внутри этого периода, однако, наблюдаются отклонения от монотонности, которые можно объяснить разбеганием с последующей частичной кластеризацией отдельных групп маркеров в системе крупномасштабного обращения вод вокруг Антарктиды. В пределе, при полном перемешивании, изменения со временем должны выходить на насыщение. Тенденция к выходу на такое насыщение действительно наблюдается для движений из поверхност-

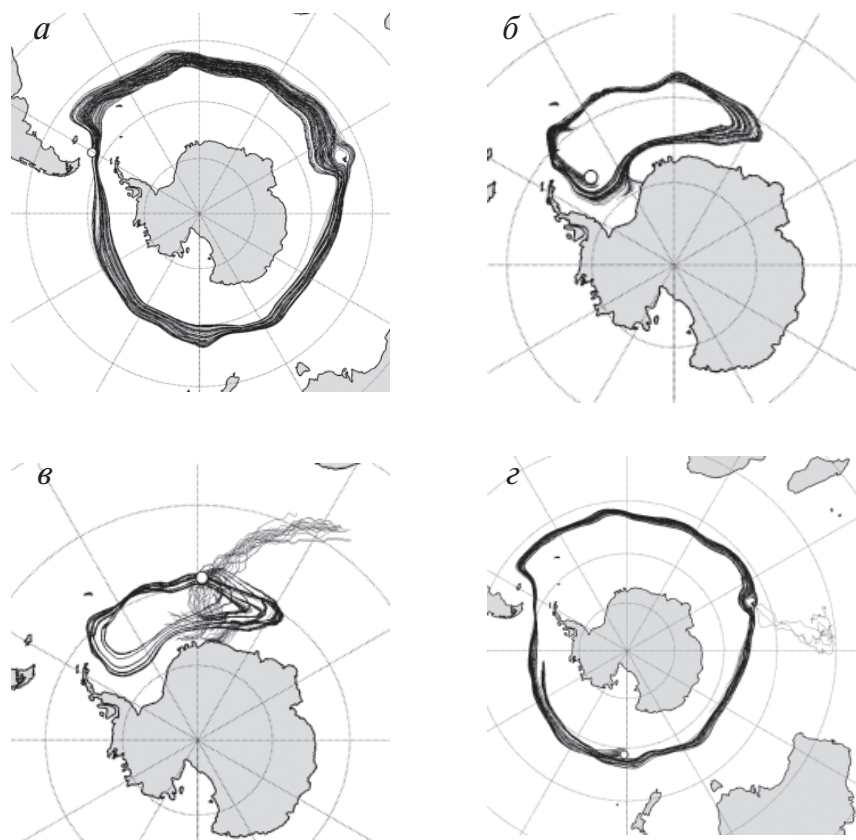


Рис. 5. Горизонтальные проекции ансамбля траекторий жидких частиц, переносимых меняющимися со временем крупномасштабными течениями из глубинного слоя ($z_{p0} = 1000$ м) со стартовым положением в различных районах Южного океана.

Время прохождения траекторий – 24 года (с 1 января 1979 г. по 31 декабря 2002 г.). Светлыми кружками указаны начальные положения 100 жидких частиц в узлах равномерной решетки $5 \times 5 \times 4$, заполняющей объем $d\lambda \times d\varphi \times dz = 2^\circ \times 2^\circ \times 20$ м. Стартовые положения: *a* – пролив Дрейка ($\lambda_{p0} = 62^\circ$ з.д., $\varphi_{p0} = 59^\circ$ ю.ш.), *б* – море Уэдделла ($\lambda_{p0} = 45^\circ$ з.д., 70 ю.ш.), *в* – Атлантический сектор Южного океана ($\lambda_{p0} = 0$, $\varphi_{p0} = 60^\circ$ ю.ш.), *г* – Тихоокеанский сектор Южного океана ($\lambda_{p0} = 180^\circ$ в.д., $\varphi_{p0} = 60^\circ$ ю.ш.)

ного ($z_{p0} = 10$ м) и подповерхностного ($z_{p0} = 100$ м) слоев. Для вод из более глубоких слоев ($z_{p0} = 1000$ м) на протяжении 24-летнего периода выход на насыщение не просматривается. Это находится в согласии с горизонтальной структурой ансамбля траекторий (рис. 5), в которой нет выраженных признаков перемешивания траекторий, располагающихся сравнительно плотными пучками.

Наибольшее по абсолютной величине рассеяние имеет место для ансамблей траекторий, исходящих из подповерхностного слоя ($z_{p0} = 100$ м). Меньшее рассеяние для траекторий из поверхностного слоя ($z_{p0} = 10$ м) объясняется тем, что под действием результирующего переноса с определяющим вкладом направленной от полюса экмановской составляющей маркеры локализуются преимущественно в одном из трех расположенных к северу океанических бассейнов. Исключение составляет лишь случай движения из моря Уэдделла, в котором большая часть ансамбля траекторий заполняет Атлантический сектор, тогда как меньшая их часть

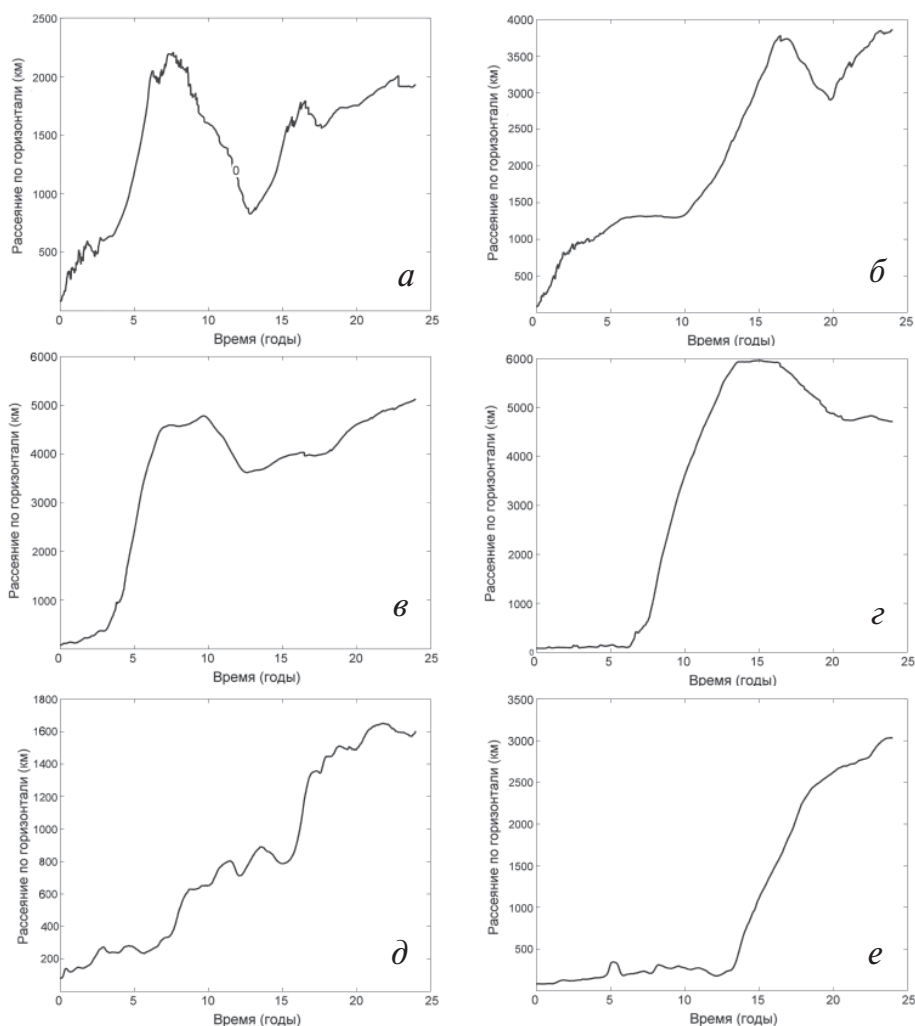


Рис. 6. Изменение со временем горизонтального рассеяния жидких частиц, переносимых меняющимися со временем крупномасштабными течениями со стартовым положением на трех разных глубинах в проливе Дрейка (*a*, *в*, *д*) и в Тихоокеанском секторе (*б*, *г*, *е*) Южного океана: *a*, *б* – перенос с начальной глубины $z_{p0} = 10$ м; *в*, *г* – с начальной глубины $z_{p0} = 100$ м; *д*, *е* – с начальной глубины $z_{p0} = 1000$ м

захватывается Антарктическим циркумполярным течением с последующим перемещением в Индоокеанский и Тихоокеанский сектора. Наименьшее по величине рассеяние имеет место для движений из глубинного слоя ($z_{p0} = 1000$ м), в согласии с картиной горизонтального переноса, изображенной на рис. 5.

Для определения вертикальной структуры переносов рассмотрим вначале вертикальное рассеяние. Для его количественного выражения используем среднеквадратичное отклонение по вертикали σ_{vert} от средней по ансамблю глубины жидких частиц. Изменения со временем σ_{vert} вместе с такими же изменениями средней глубины ансамбля частиц z_p для начального местоположения ансамбля маркеров в проливе Дрейка представлены на рис. 7.

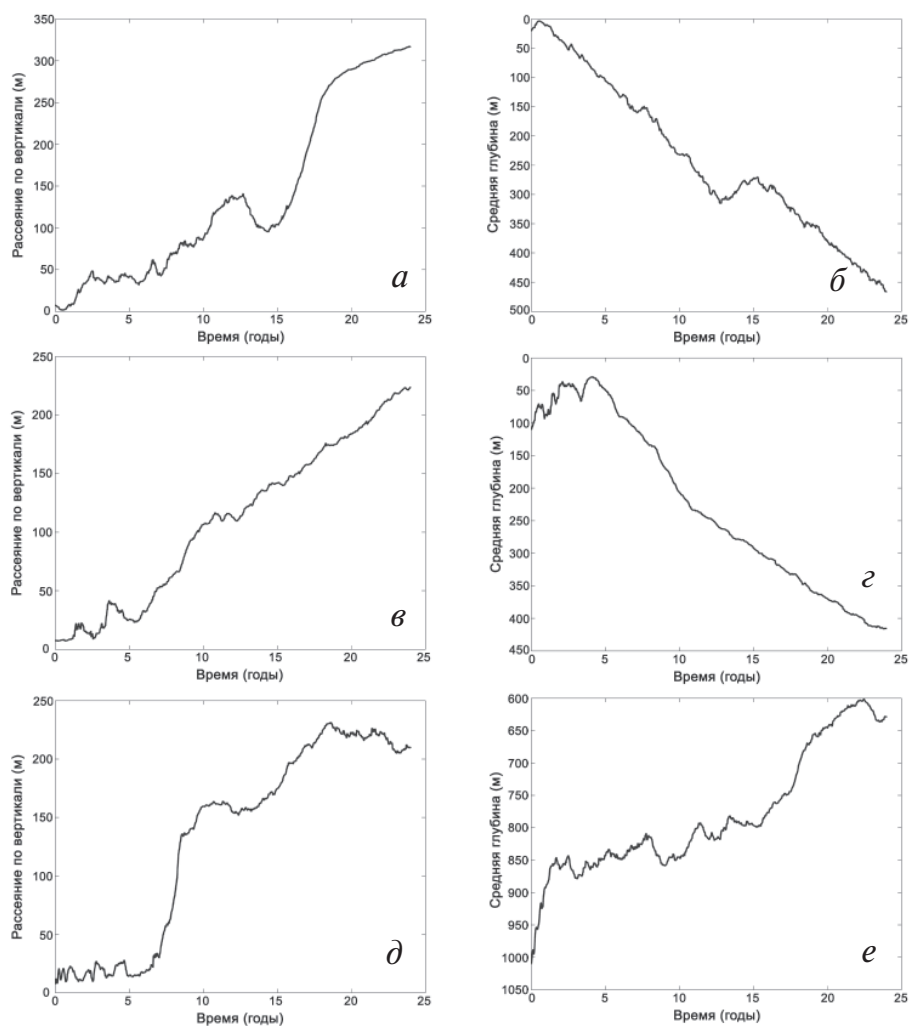


Рис. 7. Изменение со временем вертикального рассеяния σ_{vert} (a, в, д) и средней глубины \bar{z}_p (б, в, e) ансамбля частиц, переносимых меняющимися со временем крупномасштабными течениями с разных глубин со стартовым положением в проливе Дрейка ($\lambda_{p0} = 62^\circ$ з.д., $\varphi_{p0} = 59^\circ$ ю.ш.): a, б – перенос с начальной глубины $z_{p0} = 10$ м; в, в – с начальной глубины $z_{p0} = 100$ м; д, e – с начальной глубины $z_{p0} = 1000$ м

Общей для этого случая (как и для случаев с другими начальными положениями) особенностью является почти монотонное увеличение σ_{vert} от начала расчетного периода к его концу. Встречающиеся на фоне общего положительного тренда сравнительно небольшие отклонения от монотонности имеют, по-видимому, случайный характер. Признаки выхода на насыщение можно заметить лишь для ансамбля частиц с глубоким ($z_{p0} = 1000$ м) стартовым положением (рис. 7д).

Что касается осредненных по ансамблю глубин частиц \bar{z}_p (правые колонки на рис. 7), то для верхних стартовых горизонтов ($z_{p0} = 10$ м и $z_{p0} = 100$ м) характерно

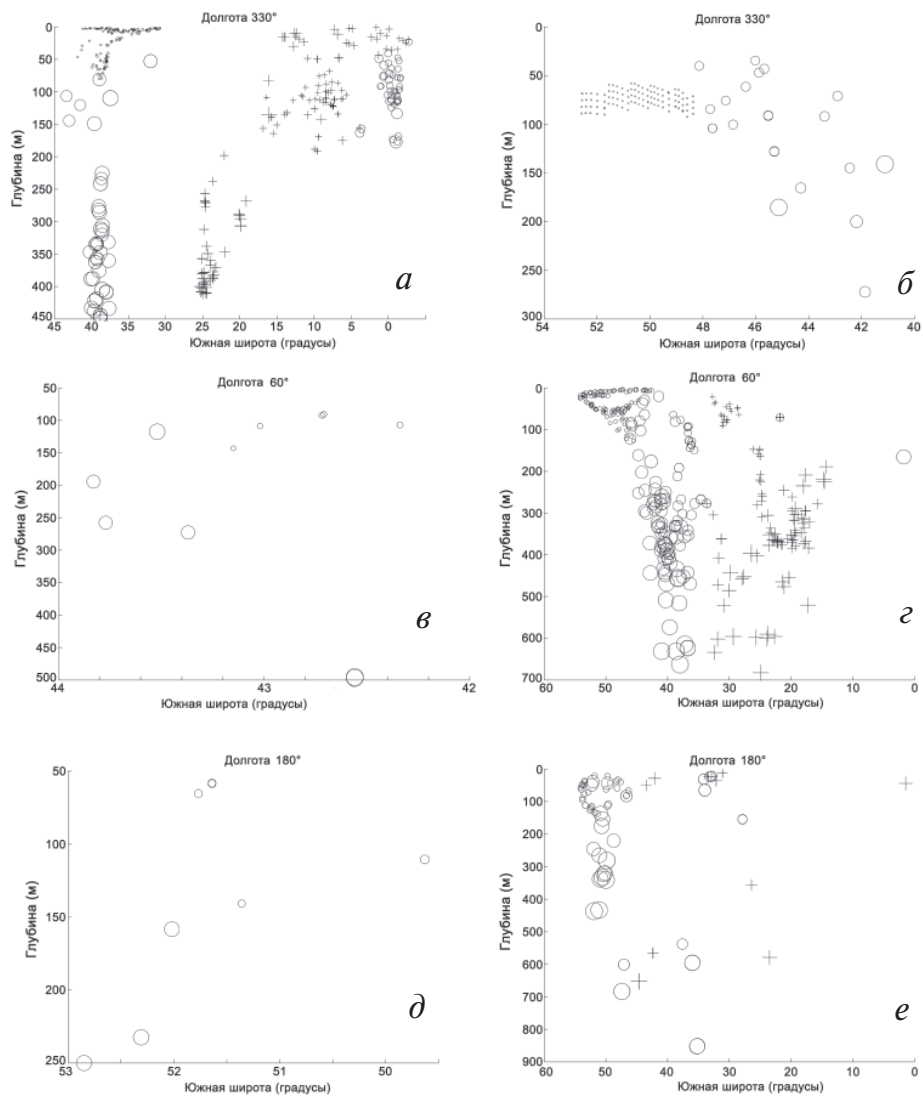


Рис. 8. Вертикальные сечения, показывающие прохождение ансамбля жидких частиц через три меридиональные плоскости для двух стартовых глубин в проливе Дрейка ($\lambda_{p0} = 62^\circ$ з.д., $\varphi_{p0} = 59^\circ$ ю.ш.):

$a, в, д$ – перенос с начальной глубины $z_{p0} = 10$ м; $б, г, е$ – с начальной глубины $z_{p0} = 100$ м; $а, б$ – меридиан $\lambda = 30^\circ$ з.д.; $в, г$ – меридиан $\lambda = 60^\circ$ в.д.; $д, е$ – меридиан $\lambda = 180^\circ$. Кругами показаны пересечения меридиональной плоскости с запада на восток, крестиками – с востока на запад. Размер значков пропорционален логарифму времени, прошедшему от начала расчета

увеличение со временем \bar{z}_p , тогда как для глубинного стартового горизонта ($z_{p0} = 1000$ м) средняя глубина ансамбля частиц со временем, как правило, уменьшается.

Более детальное представление о вертикальной структуре переноса вод можно получить из диаграмм, показывающих прохождение ансамбля жидких частиц через выбранную плоскость. Примеры таких сечений, ориентированных в меридиональ-

ной плоскости, для стартового положения ансамбля в проливе Дрейка представлены на рис. 8. Кружками здесь показаны пересечения траекторией меридиональной плоскости с запада на восток, крестиками — с востока на запад. Размер значков пропорционален логарифму времени, прошедшему от начала расчета.

Из рисунка видно, в частности, что жидкие частицы, стартовавшие с глубины 10 м, с течением времени перераспределяются до глубины 500 м. В плоскости меридианов 60° в.д. и 180° все маркеры перемещаются с запада на восток. В меридиональном направлении рассеяние невелико. Оно составляет около 2° , т.е. примерно столько же, сколько и в начальном положении.

Заметное перемешивание отмечается в Атлантическом секторе (на меридиане 30° з.д.), куда попадает большая часть исходного ансамбля. Меридиональное рассеяние здесь составляет 45° , т.е. около 5000 км. Прохождения маркерами меридиональной плоскости с запада на восток перемежаются с обратными пересечениями. Общая картина движения в окрестности данного меридиана содержит все признаки хорошо выраженного перемешивания первоначального компактного ансамбля жидких частиц.

Для ансамбля, стартовавшего из пролива Дрейка с глубины $z_{p0} = 100$ м (правая колонка диаграмм на рис. 8), зона перемешивания располагается в Индоокеанском секторе. Это хорошо видно на сечении по меридиану 60° в.д., в котором вертикальный диапазон зоны перемешивания заключен от 0 до 700 м, а меридиональный — от экватора до 55° ю.ш., т.е. простирается более чем на 6000 км. Имеют место пересечения траекторий в обоих направлениях.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования структуры и возможных путей распространения водных масс в системе циркуляции Южного океана рассчитаны траектории жидких частиц, являющиеся лагранжевыми характеристиками движения. Меняющееся со временем поле скорости течений, необходимое для построения таких траекторий, определялось на основе численных экспериментов с моделью общей циркуляции океана ГМЦ РФ. Для задания граничных условий на поверхности воды использовались данные реанализа метеорологических полей с 6-часовой дискретностью за период 1979–2002 гг. Траектории построены для различных начальных географических положений, различных стартовых глубин и для разных типов атмосферных воздействий, задаваемых при расчете поля скорости течений в численных экспериментах с моделью общей циркуляции океана.

В результате анализа траекторий получено, что в Южном океане имеет место довольно сложная структура переносов. Циркумполярное обращение вод происходит в подповерхностных слоях, на глубинах более 100 м. Кроме того, в циркумполярное обращение вовлекаются лишь воды из сравнительно ограниченного широтного диапазона начальных положений, в наших расчетных примерах — из пролива Дрейка. В поверхностном слое перенос вод в сильной степени определяется экмановскими течениями. Под действием преобладающих западных ветров отмечается общая тенденция к перемещению частиц по направлению от полюса к экватору.

Картина переносов является существенно трехмерной. По ходу движения в системе горизонтальной циркуляции частицы воды претерпевают сильные вертикальные смещения, на каждом этапе попадая в другие циркуляционные структуры бароклинного океана. Имеет место существенная зависимость получаемых траекторий от частотного состава атмосферных воздействий, порождающих движение в океане.

Рассчитаны также ансамбли траекторий жидких частиц. Введение в рассмотрение ансамбля траекторий позволяет дать более общее описание процессов переноса и перемешивания массы и других свойств вод Южного океана в сравнении с расчетами единичных траекторий.

Из анализа результатов расчета ансамблей траекторий следует, что средние по ансамблю глубины прослеживаемых жидких частиц z_p , как правило, увеличиваются со временем для верхних стартовых горизонтов ($z_{p0} = 10$ м и $z_{p0} = 100$ м) и уменьшаются для глубинного стартового горизонта ($z_{p0} = 1000$ м). Это можно рассматривать как свидетельство того, что хаотический перенос, возникающий в поле нестационарных трехмерных крупномасштабных течений в Южном океане, содержит вполне отчетливые указания на действенный механизм вертикального перераспределения массы – результирующее погружение вод из поверхностных слоев и их подъем из глубинных слоев. Оценить характерное время развития этого процесса по имеющимся данным не представляется, однако, возможным, так как рассматриваемого здесь 24-летнего интервала времени недостаточно для выхода временных изменений вертикального рассеяния на насыщение.

В заключение отметим, что представленная в данной статье картина переносов вод Южного океана имеет, разумеется, приближенный характер в силу ограниченного сеточного разрешения используемой модели общей циркуляции океана. При повышении разрешения картина будет уточняться и детализироваться. Однако и полученные материалы в достаточной степени иллюстрируют возможности использования лагранжевых характеристик движения для решения широкого круга задач, относящихся к изучению климатообразующей роли Южного океана.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Мировой океан» (подпрограмма «Изучение и исследование Антарктики», проект 3 – «Определить климатообразующую роль Южного океана»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Годунов С.К., Рябенкий В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1973. 400 с.
2. Демин Ю.Л., Ибраев Р.А. Численная модель расчета течений и уровня в многосвязных областях океана. М.: Препринт Отдел. вычислит. мат. АН СССР, № 183, 1988. 26 с.
3. Дмитриев Н.В., Дуреченская Е.А. Численный анализ переноса примеси для верхних турбулентных слоев морей и океанов // Метеорология и гидрология. 1994. № 12. С. 53–62.
4. Журбас В.М., Ох И.С. Оценки пространственных спектров скорости течений в океане по дрейфтерным данным // Океанология. 2001. Т. 41. № 2. С. 172–180.
5. Зеленько А.А., Реснянский Ю.Д. Глубокая конвекция в модели общей циркуляции океана: изменчивость на суточном, сезонном и межгодовом масштабах // Океанология. 2007. Т. 47. № 2. С. 211–224.
6. Зубов Н.Н. Морские воды и льды. М.: Гидрометеиздат, 1938. 453 с.
7. Козлов В.Ф., Кошель К.В. Об одной модели хаотического переноса в баротропном фоновом течении // Известия АН. Физика атмосферы и океана. 2000. Т. 36. № 1. С. 119–128.
8. Козлов В.Ф., Кошель К.В. Хаотическая адвекция в моделях фоновых течений геофизической гидродинамики // Фундаментальные и прикладные проблемы теории вихрей / Под ред. А.В.Борисова, И.С.Мамаева и М.А.Соколовского. Москва–Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. С. 471–504.
9. Коротенко К.А., Лелявин С.Н. Расчет переноса примеси в море методом блуждающих частиц // Океанология. 1990 Т. 30. № 5. С. 730–735.
10. Лаппо С.С. К вопросу о причинах адвекции тепла на север через экватор в Атлантическом океане // Исследование процессов взаимодействия океана и атмосферы / Под ред. С.С.Лаппо. М.: Московское отделение Гидрометеиздата, 1984. С. 125–129.
11. Марчук Г.И., Дымников В.П., Залесный В.Б. Математические модели в геофизической гидродинамике и численные методы их реализации. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 296 с.

12. *Реснянский Ю.Д., Зеленько А.А.* Параметризация верхнего перемешанного слоя в модели общей циркуляции океана // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 10. С. 1080–1088.
13. *Реснянский Ю.Д., Зеленько А.А.* Численная реализация модели общей циркуляции океана с параметризацией верхнего перемешанного слоя // Труды Гидрометцентра СССР. 1992. Вып. 323. С. 3–31.
14. *Реснянский Ю.Д., Зеленько А.А.* Эффекты синоптических вариаций атмосферных воздействий в модели общей циркуляции океана: прямые и косвенные проявления // Метеорология и гидрология. 1999. № 9. С. 66–77.
15. *Broecker W.S.* The great ocean conveyor // *Oceanography*. 1991. Vol. 4. P. 79–89.
16. *Bryan K.* A numerical method for the study of the circulation of the world ocean // *Journal Comput. Phys.* 1969. Vol. 4. № 3. P. 347–376.
17. *Conkright M.E., Locarnini R.A., Garcia H.E. et al.* World Ocean Atlas 2001: Objective Analyses, Data Statistics, and Figures, CD-ROM Documentation. National Oceanographic Data Center, Silver Spring, MD, 2002. 17 p.
18. *Fischer J., Schott F.* Labrador Sea Water tracked by profiling floats from the boundary current into the open North Atlantic // *Phys. Oceanogr.* 2002. Vol. 22. № 2. P. 573–584.
19. *Gordon A.I.* Inter-ocean exchange of thermocline water // *Journal Geophys. Res.* 1986. Vol. 91. P. 5037–5046.
20. *Gordon A.L.* Weddell deep water variability // *Journal Marine Research*. 1982. Vol. 40, Suppl. P. 199–217.
21. *Kanamitsu M., Ebisuzaki W.I., Woollen J., Yang Shi-Keng, Hnilo J.J., Fiorino M., Potter G.L.* NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis (R-2) // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 2002. Vol. 83. № 11. P. 1631–1643.
22. *Liu Z., Yang H.* The intergyre chaotic transport // *Journal Phys. Oceanogr.* 1994. Vol. 24. P. 1768–1782.
23. *Marshall J., Schott F.* Open-ocean convection: Observations, theory, and models // *Rev. Geophys.* 1999. Vol. 37. № 1. P. 1–64.
24. *Samelson R.M.* Chaotic transport by mesoscale motions // *Stochastic modeling in physical oceanography* / Eds J.Adler, P.Muller, B.Rozovskii. Boston: Birkhauser, 1996. P. 423–433.
25. *Semmer A.J.* Finite-difference formulation of a world ocean model // *Advanced Physical Numerical Modelling. Proc. NATO Advanced Study Inst.*, 2 15 June 1985. Ed. J.J. O'Brien. NATO ASI Ser. V. 186. Dordrecht, 1986. P. 187–202.
26. A Technical Guide to MOM4. GFDL Ocean Group Technical Report No. 5. Griffies S.M., Harrison M.J., Pacanowski R.C., Rosati A. NOAA/Geophysical Fluid Dynamics Laboratory. 2004. 339 p.
27. *Veneziani M., Griffa V., Reynolds A. M., Mariano A. J.* Oceanic Turbulence and Stochastic Models from Subsurface Lagrangian Data for the Northwest Atlantic Ocean // *Journal Phys. Oceanogr.* 2004. Vol. 34. P. 1884–1906.
28. *Yang H.* Chaotic transport and mixing by ocean gyre circulation // *Stochastic modeling in physical oceanography* / Eds J.Adler, P.Muller, B.Rozovskii. Boston: Birkhauser, 1996. P. 434–466.
29. *Yang H.* The subtropical/subpolar gyre exchange in the presence of annually migrating wind and a meandering jet: Water mass exchange // *Journal Phys. Oceanogr.* 1996. Vol. 26. № 1. P. 115–130.

YU.D.RESNYANSKY, A.A.ZELENKO, B.S.STRUKOV

LARGE SCALE CIRCULATION OF THE SOUTH OCEAN ON EVIDENCE DERIVED FROM NUMERICAL EXPERIMENTS IN LAGRANGIAN REPRESENTATION

The trajectories of liquid particles with different starting coordinates within the waters under consideration were computed in order to explore the structure and probable ways of water mass spreading

in the circulation system of the Southern Ocean. The time dependent field of ocean currents required for building the trajectories was determined on the basis of numerical experiments with an ocean general circulation model developed in the Hydrometcenter of Russia.

From the examination of individual trajectories it was demonstrated that the transport in the Southern Ocean exhibits a rather complicated structure. The transport patterns are essentially three dimensional. The fluid particles during their horizontal movement undergo substantial vertical displacements entering into different circulation structures of the baroclinic ocean. It is also observed an essential dependence of the trajectories on the frequency composition of atmospheric forcing generating the ocean motions.

The ensembles of liquid particle trajectories with close initial positions were also computed. From their examination it was revealed that over the temporal intervals under consideration (up to 24 years) the depths positions of liquid particles averaged over the ensembles, $\overline{z_p}$, generally increase with time for upper starting positions ($z_{p0} = 10$ m and $z_{p0} = 100$ m) and decrease for deep ones ($z_{p0} = 1000$ m). This may be considered as evidence that the chaotic transport emerging within unsteady three dimensional large scale currents in the Southern Ocean contains quite clear indications of an efficient mechanism for vertical mass redistribution – the resulting submergence of waters from upper layers and their upraise from deep layers.