АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБОВ ДОЛГОПЕРИОДНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ВЕТРОВОЙ ОКЕАНИЧЕСКОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ДВУХСЛОЙНОМ ОКЕАНЕ

А.Б. Федотов

Институт природно-технических систем,
РФ, г. Севастополь, ул. Ленина, 28
E-mail: fedotov57@mail.ru

В рамках численной модели двухслойного океана с глубиной слоев, соответствующих средним океаническим условиям, проведено исследование эволюции крупномасштабной циркуляции под действием внешнего стационарного потока завихренности при постоянных параметрах диссипации, проанализированы временные масштабы долгопериодных осцилляций энергии течений.

Ключевые слова: синоптическая изменчивость, струйные течения, ветровые течения.

Введение. Изучение совокупного воздействия океанических вихрей на изменчивость климата наряду с традиционными взглядами на роль динамики крупномасштабной океанической циркуляции становится предметом исследования с применением различных методов анализа [1]. В отличие от исследований, проводимых с помощью полных моделей океанической циркуляции [2, 3], учитывающих все многообразие факторов, имеющих существенное влияние на циркуляцию океана, заметный вклад в изучение проблемы вносят относительно более простые модели циркуляции [1, 4]. Это, прежде всего, задачи исследования геострофических течений открытого океана и задачи динамики интенсивных пограничных течений у западных берегов океанов, а именно, исследование неустойчивости океанских течений, а также возможности возникновения структурных образований, изучение их характерных пространственно-временных масштабов, их роли в процессах переноса массы, импульса, энергии в океане.

Хорошо известно, что океаническая циркуляция описывается преимущественно баротропной и первой бароклинной модой, при том, что значительная энергия течений имеет модовый состав более высокого порядка, доля этой энергии достаточно быстро убывает с ростом номера моды, в частности, ряд исследователей проводят сравнительные численные эксперименты с использованием 3-х, 6-ти и 12-слойных моделей [4].

Настоящая работа посвящена исследованию эволюции океанических течений в рамках классической квазигеострофической вихреразрешающей численной двухслойной модели циркуляции под воздействием стационарного пространственно неоднородного ветра. Целью работы является исследование механизмов формирования в поле течений статистически значимых структурных образований, изучение их пространственных и временных характеристик, а также в перспективе оценка возможности оказывать влияние этих образований на термодинамические процессы в атмосфере.

Уравнения и описание модели. В работе использована модель эволюции потенциального вихря [5] в двухслойной жидкости для случая глубин верхнего слоя 100 метров, нижнего – 3866 метров.

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial t} + J(\psi_j, \omega_j) + \beta \frac{\partial \psi_j}{\partial x} = D_j + W_j, \quad (1)$$

$$\omega_j = \Delta \psi_j + F_j(\psi_i - \psi_j), \quad i=3-j, \quad (2)$$

где ψ_j – поле функции тока в слое j , ω_j – поле завихренности в слое j ; D_j – диссипация; W_j – поток завихренности, генерируемый ветром. Здесь использованы общепринятые обозначения F_j – параметры стратификации для каждого из слоев, β – меридиональный градиент параметра Кориолиса.

Диссипация в модели реализована

посредством включения в расчетную схему бигармонической вязкости, для нижнего слоя также используется придонное трение. Уравнения модели были стандартным образом приведены к безразмерному виду, и расчеты выполнялись в квадратной области с длиной стороны 2π . Положительные значения оси X соответствуют направлению на восток, положительные значения оси Y соответствуют направлению на север. Поток завихренности, поступающей в верхний слой

$$W_1 = -W_0 \sin(x/2) \sin(y),$$

где W_0 – амплитуда потока завихренности, таким образом, южная половина расчетной области подвергается воздействию антициклонической завихренности, а северная половина – циклонической, поток ветровой завихренности в нижний слой соответственно постановке задачи тождественно равен нулю.

В модели ставятся граничные условия непротекания.

Численная схема. При выборе численной схемы было отдано предпочтение конечно-разностным методам интегрирования уравнений задачи, это связано с перспективой развития модели. Прежде всего, модель должна легко модифицироваться из двухслойной в многослойную с произвольным числом слоев, описывать геострофические течения при наличии рельефа дна, а также под действием неоднородного и нестационарного ветра.

Для решения основного уравнения задачи (1) применена схема Аракавы [6]. Эта девятиточечная схема имеет формальную погрешность пространственной аппроксимации четвертого порядка точности, производная по времени аппроксимируется по схеме *leapfrog* или «чехарда». Данная схема обладает свойством сохранения завихренности и интегралов движения второго порядка – кинетической энергии и энстрофии, что делает эту схему удобной при решении задач гидродинамической неустойчивости. Эта схема с успехом применялась в соавторстве в задачах исследования не-гауссовых процессов в геострофической турбулентности [7].

Решение системы уравнений (2) на

каждом шаге выполнялось с помощью прямого метода интегрирования путем разложения полей функции тока и относительной завихренности по собственным функциям дифференциального оператора задачи для прямоугольных (квадратных) областей [8].

Результаты численных экспериментов. Численные эксперименты выполнялись в квадратной расчетной области с разрешением 513 узлов сетки по каждой из сторон квадрата. Эксперименты проводились при безразмерных параметрах $\beta = 1$, $F_1 = 2900$ и $F_2 = 75$, шаг по времени был равен 0,025 безразмерной единицы, $W_0 = 0,008$, коэффициент придонного трения 0,04.

Если размер расчетной области по аналогии с [1, 4] принять равным 3840 км, то масштаб длины $L = 611$ км, тогда, при $\beta = 2,0 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$, масштаб скорости равен $U = 7,46$ м/с, а масштаб времени $T = 0,95$ суток, пространственный шаг сетки расчетной области при данном разрешении равнялся 7,5 км. Ниже приводятся поля завихренности только для верхнего слоя как более показательные. Как уже было указано выше, расчеты в отличие от [1] выполнялись с использованием бигармонической вязкости в качестве диссипативного члена уравнения (1), значения безразмерного коэффициента вязкости для обоих слоев $j = 1, 2$ было выбрано равным $1,0 \cdot 10^{-8}$.

Постоянный поток завихренности в верхний слой жидкости и постоянные в ходе каждого из экспериментов коэффициенты вязкости и придонного трения обеспечивают постоянный приток энергии в систему и стабильный режим диссипации. При таких условиях в качестве основного индикатора состояния системы геострофических течений была выбрана полная удельная энергия течений как сумма кинетических энергий каждого из двух слоев и доступной потенциальной энергии, приведенная к единице площади расчетной области.

Расчеты выполнялись от начального состояния полного покоя на период времени 94000 безразмерных единиц, что соответствует приблизительно 245 годам модельного времени, при этом начальный адаптационный период модели составил около 10000 единиц времени,

анализ данных начальных процессов не является предметом настоящей работы и ниже не обсуждается.

Рис. 1. Временной ход полной удельной энергии

Как видно из рис. 1, полная энергия осциллирует в интервале величин от $6,5 \cdot 10^{-4}$ до $8,5 \cdot 10^{-4}$, что соответствует интервалу изменчивости средней скорости от 0,255 до 0,292, или в размерных величинах от 0,19 до 0,22 м/с. Аналогичные результаты ранее были получены в [1] в экспериментах с обычной вязкостью.

Визуальный анализ временного хода полной энергии на рис. 1 указывает на наличие изменчивости интенсивности течений на временных масштабах нескольких лет. Для оценки величины характерных периодов данной изменчивости была построена периодограмма этой временной зависимости (рис. 2). Был выбран временной интервал продолжительностью 81536 единиц, начальный момент времени соответствовал 12317 единице. Такой выбор интервала исследования обеспечил равные значения функции полной энергии и её производной по времени на обоих концах интервала так, что на выбранном интервале функция полной энергии периодическая.

Рис. 2. Периодограмма временного хода полной энергии, по оси абсцисс – годы

Выбранный период, равный приблизительно 212 годам размерного модельного времени, недостаточен для анализа

колебаний с периодами более 100 лет, при этом явно выделяющиеся периоды в 35 ($=212/6$) и 70 ($=212/3$) лет представляют значительный интерес при исследовании междекадной изменчивости климата, при этом сама величина этих периодов как $1/n$ от 212 лет для натуральных n определяется приблизительно в связи с недостаточной длительностью численного эксперимента. На рис. 3 приведена та же самая периодограмма полной удельной энергии для логарифмической шкалы времени, по оси абсцисс – десятичный логарифм времени в годах.

Рис. 3. Периодограмма временного хода полной энергии, по оси абсцисс логарифмическая шкала

Логарифмическая шкала на рис. 3 применена для детального анализа короткопериодной изменчивости полной энергии, из графика видно, что изменчивость с периодом менее 3 лет практически отсутствует. Важно отметить, что периоды собственных колебаний в системе (1) для волн Россби лежат в интервале нескольких десятков суток и в данных численных экспериментах не наблюдаются, при том, что дискретность числового ряда значений, использованных для построения периодограммы равна 1 безразмерной единице.

Появление подобных пиков временного хода энергии является фактом нетривиальным, поскольку, как уже отмечалось выше, поток энергии в систему геострофических течений постоянен, следовательно, накопление энергии с последующим быстрым стоком последней при постоянном коэффициенте вязкости может быть связан исключительно с явлением блокировки турбулентного каскада таким образом, что значительная доля энергии просто не поступает в интервал волновых чисел, в котором диссипация существенна. И наоборот,

наступает режим, при котором энергия интенсивно поступает в коротковолновый диапазон, интенсивно диссипируя. Данная гипотеза требует, впрочем, своего подтверждения.

Для дальнейшего анализа ситуации целесообразно перейти к анализу собственно геофизических полей, рассчитываемых в эксперименте. Следует обратить внимание на поля относительной завихренности, анализ полей данной величины здесь более информативен нежели анализ полей функции тока, представляющих собой два крупных круговорота циклонического в северной части расчетной области и антициклонического в ее южной части.

Ниже приведены поля завихренности для верхнего слоя для $t = 45334$, что (см. рис. 1) соответствует локальному минимуму полной энергии.

Рис. 4. Поле относительной завихренности в верхнем слое для $t = 45334$

Поле завихренности демонстрирует достаточно интенсивное струйное течение в зональном направлении, окруженное нерегулярно расположенными циклоническими и антициклоническими вихрями. В самой удаленной от западного берега области струйного течения наблюдается интенсивное меандрирование струи как результат бароклинной неустойчивости. В северной части расчетной области – в зоне циклонической циркуляции – наблюдаются интенсивные антициклоны, соответственно в южной части с антициклонической циркуляцией – циклоны.

Рис. 5. Поле относительной завихренности в верхнем слое при $t = 48109$

Структура течений на рис. 5 для момента времени, соответствующего локальному максимуму полной энергии в основных чертах качественно повторяет структуру течений на рис. 4, однако имеет заметно большую пространственную протяженность, что и соответствует большему значению полной энергии. Есть все основания полагать, что рост полной энергии связан с накоплением энергии в интенсивной струе, однако пренебрегать ролью вихрей в накоплении энергии в системе также не следует. Поскольку эти вихри многочисленны и движутся в поле сдвигового течения, их динамика является достаточно сложной, т.к. определяется помимо бета-эффекта структурой сдвигового течения, и установление границы каждого из вихрей методом построения сепаратриссы течения [9] не так очевидно.

Формат данной статьи не позволяет представить поля течений с высокой дискретностью по времени для детальной иллюстрации описанного процесса осцилляций интенсивности струйного течения, следует отметить, что этот процесс повторяется от менее интенсивного струйного течения к более интенсивному с одновременной генерацией вихрей.

Заключение. В настоящей работе представлены результаты численного моделирования океана на стадии эволюции поля течений под действием про-

странственно неоднородного постоянно-го ветра при постоянных параметрах диссипации: придонного трения и коэффициента бигармонической вязкости. Для анализа численных результатов, представляющих интерес в контексте проводимого исследования долгопериодной изменчивости, изучена эволюция течений с момента времени, когда энергия системы прекращает монотонный рост.

Таким образом достигается квазиравновесный режим, соответствующий реальным процессам в Мировом океане под действием вынуждающей силы ветра. В работе описан квазипериодический процесс самопроизвольной интенсификации зонального струйного течения струи с последующим уменьшением его интенсивности. Характерное время, в течение которого система эволюционирует от одного локального минимума энергии до другого, можно рассматривать как оценку периода изменчивости, однако, в силу того, что осцилляции полной энергии не регулярны, более точную оценку может дать анализ периодограммы временного хода полной энергии. Следует отметить, что изменчивость временного хода кинетической энергии каждого из слоев и доступной потенциальной энергии синфазна, и наблюдаемый эффект долгопериодных колебаний энергии связан прежде всего с одновременной интенсификацией струйного течения как в верхнем, так и в нижнем слое. При этом характер описанного явления таков, что в ходе усиления и ослабления интенсивной струи изменяется режим крупномасштабных процессов переноса, что может рассматриваться как гидродинамический механизм долгопериодных колебаний переноса массы, импульса, энергии, тепла и соли в океане.

Таким образом, в системе интенсивное струйное течение – вихри наблюдаются два квазипериодических процесса. Первый связан с генерацией циклонических и антициклонических вихрей как проявление бароклинной неустойчиво-

сти в районе восточной оконечности струйного течения, которые затем движутся в западном направлении. В процессе своего движения на запад эти вихри ослабевают и поглощаются у западного берега крупномасштабным течением, этот процесс относительно высокочастотный, он не приводит к изменчивости полной энергии системы, и ему условно можно приписать «локальный» характер неустойчивости.

Квазипериодический процесс усиления и ослабления собственно зонального струйного течения, сопровождающийся накоплением энергии в струе, является долгопериодным, выражен в пространственной структуре поля завихренности как качественно (рис. 4 и 5), так и количественно, перепад уровня энергии от максимального до минимального достигает величины 0,25 от среднего уровня энергии. В данном случае неустойчивость приводит к уменьшению интенсивности зональной струи, что и сопровождается уменьшением полной энергии, последствия такой неустойчивости по пространственным характеристикам можно отнести к глобальным, и здесь следует говорить уже о «нелокальном» характере неустойчивости.

Это обстоятельство позволяет отметить важную роль описанного выше механизма в формировании долгопериодных колебаний переноса тепла и соли в океане.

Принципиальным здесь является то обстоятельство, что данный эффект является нелинейным, и есть все основания, чтобы его рассматривать как квазипериодическую генерацию и распад диссипативных структур. При этом характерное время существования такой структуры не имеет отношения к периодам малых собственных колебаний, известных в геофизической гидродинамике, подчеркнем особо, что внешнее воздействие на исследуемую систему было стационарным во времени и не могло генерировать вынужденные колебания какого-либо периода.

Необходимо отметить, особенности,

связанные с выбором коэффициента бигармонической вязкости. Априори этот коэффициент не известен для данного эксперимента. Поскольку бигармоническая вязкость не имеет физического аналога, ее функция носит служебный характер, заключающийся в обеспечении диссипации энергии и энтропии на масштабах волновых чисел k рассчитываемых полей в диапазоне $N/4 < k < N/2$, где N — число узлов сетки. Таким образом, выбор коэффициента бигармонической вязкости определяется характером развития турбулентного каскада в системе, и он напрямую связан с другими параметрами задачи, такими как величина β , интенсивность и структура поля ветра, коэффициент придонного трения. Таким образом, коэффициент бигармонической вязкости выбирался по результатам анализа пространственного спектра энергии после выхода системы течений на квазиравновесный режим.

Перспективность дальнейших исследований связана, прежде всего, с проведением детального анализа пространственных спектров энергии поля течения для различных режимов интенсификации струйного течения, с исследованием системы под действием нестационарного ветра, причем интерес представляет как нестационарность по амплитуде, так и в большей степени нестационарность, связанная с сезонной изменчивостью поля ветра, с исследованием аналогичных процессов в многослойном океане.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kondrashev D., Berloff P. (2015) Stochastic modeling of decadal variability in ocean gyres // *Geophysical Research Letters*, 42, 1–14. doi:10.1002/2014GL062871.
2. Treguier A.M. et al. Meridional transport of salt in the global ocean from an eddy-resolving model // *Ocean Sci.* 2014, 10, P. 243–255.
3. Gula J., Molemaker M.J., McWilliams J.C. Gulf stream dynamics along the southeastern u.s. seaboard // *J. Phys. Oceanogr.*, 2015, 45 (3), P. 690–715.
4. Shevchenko Igor, Berloff Pavel. On the role of baroclinic modes in eddy-resolving midlatitude ocean dynamics // *Ocean Modelling*, 111 (2017), P. 55–65.
5. Rhines P.B. Geostrophic turbulence // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1979. V. 11. P. 401–441.
6. Arakawa A. Computational design of longterm numerical integration of the equations of fluid motion. 1. Two-dimensional incompressible flow // *Journal of Comput. Physics*. V. 1. № 1. P. 119–143.
7. Ларичев В.Д., Федотов А.Б. Явление самоорганизации в геострофической турбулентности на β -плоскости // *Доклады АН СССР*, 1988. Т. 298. № 4. С. 971–975.
8. Роч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 618 с.
9. Korotaev G.K., Fedotov A.B. Dynamics of an isolated barotropic eddy on a beta-plane. // *J. Fluid Mech.*, 1994, vol. 264. P. 277–301.

THE TIMESCALES ANALYSIS OF LONG-TERM VARIABILITY OF OCEANIC CIRCULATION FORCED BY THE STATIONARY WIND IN A TWO-LAYER OCEAN

A.B. Fedotov

Institute of Natural and Technical Systems, Russian Federation, Sevastopol, Lenin St., 28

Using numerical simulation of two-layer ocean with the layer depths corresponding to real oceanic conditions under the outer stationary vorticity flux and constant dissipation factors the investigation of the development of a large-scale circulation has been provided. There have been analyzed the timescales characters of large-scale circulation oscillation.

Keywords: synoptic variability, large-scale variability, wind-forced currents.