

Структура и кинематика синоптических вихрей в океане: теория и современные наблюдения

Г. К. Коротаяев

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия

✉ korotaevgren@mail.ru

Поступила в редакцию 29.07.2020 г., после доработки – 06.09.2020 г.

Цель. Оценка общих представлений о характере синоптических процессов в океане, сформированных по итогам эксперимента на полигоне ПОЛИМОДЕ, и количественная верификация созданной ранее модели интенсивных вихрей в свете новых данных о характеристиках вихрей открытого океана, полученных на основе альтиметрических наблюдений океана с ИСЗ, – цель данной работы.

Методы и результаты. Сопоставление характерных особенностей синоптической изменчивости океана, выделенных по данным наблюдений на полигоне ПОЛИМОДЕ, с обобщенным анализом современных спутниковых альтиметрических наблюдений показало обоснованность сформированных ранее представлений о том, что вдали от струйных течений вихри относительно разреженно распределены по поверхности океана, но в них содержится значительная доля общей энергии на синоптических масштабах. Количественная верификация построенной ранее модели интенсивного синоптического вихря посредством сопоставления с выделенными на основе спутниковых альтиметрических наблюдений свойствами вихрей в океане показала в целом удовлетворительное соответствие теоретических характеристик наблюдаемым. Медианная оценка структуры вихря по данным альтиметрии подтверждает существование ядра вихря, где сосредоточена основная завихренность, и зоны захвата, в которой частицы окружающей ядро жидкости вовлечены в орбитальное движение. Циклонические вихри, согласно наблюдениям, в основном движутся на северо-запад, а антициклонические – на юго-запад, как и предписывается теоретической моделью. Показано, что аномальное смещение вихрей вдоль меридиана (циклонических на юг и антициклонических на север) объясняется влиянием средних течений. Расстояния, на которые перемещаются вихри вдоль меридиана, углы наклона траекторий вихрей относительно параллелей близки к наблюдаемым количественно.

Выводы. Результаты обработки спутниковых альтиметрических наблюдений подтверждают адекватность выработанных ранее общих представлений о характере синоптических процессов в океане и физических предпосылок, лежащих в основе теоретической модели интенсивного вихря, излучающего волны Россби. Вместе с тем необходим учет взаимодействия бароклинной и баротропной мод для более аккуратного воспроизведения времени жизни вихрей.

Ключевые слова: синоптические вихри, волны Россби, спутниковая альтиметрия, «Полигон-70», программа ПОЛИМОДЕ.

Благодарности: работа выполнена в Морском гидрофизическом институте РАН при финансовой поддержке РФФ (грант № 17-77-30001).

Для цитирования: Коротаяев Г. К. Структура и кинематика синоптических вихрей в океане: теория и современные наблюдения // Морской гидрофизический журнал. 2020. Т. 36, № 6. С. 757–780. doi:10.22449/0233-7584-2020-6-757-780

Structure and Kinematics of Synoptic Eddies in the Ocean: Theory and Modern Observations

G. K. Korotaev

Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences, Sevastopol, Russia

✉ *korotaevgren@mail.ru*

Purpose. Assessment of general ideas about the character of synoptic processes in the ocean which came out from the results of the experiment at the POLYMODE polygon, and quantitative verification of the previously developed model of intense eddies from the viewpoint of new data on the eddy characteristics in the open ocean obtained from the satellite altimetry observations constitute the aim of the article.

Methods and Results. Comparison of the characteristic features of synoptic variability in the ocean resulted from the observational data obtained at the POLYMODE polygon with the generalized analysis of modern satellite altimetry observations showed relevance of the previously formed notions implying that far from the jet currents, the eddies are relatively sparsely distributed over the ocean surface; at that they contain a significant portion of total energy on the synoptic scales. Quantitative verification of the previously constructed model of an intense synoptic eddy through its comparison with the eddy features revealed from the satellite altimetry observations showed, on the whole, satisfactory agreement between the theoretical characteristics and those observed. The altimetry-based median estimate of the eddy structure confirms existence of the eddy core including the main vorticity, and the trap zone in which the particles of the fluid surrounding the core are involved in the orbital motion. According to the observations, the cyclonic eddies drift mainly to the northwest, whereas the anticyclonic ones – to the southwest that is forecasted by the theoretical model. It is shown that the anomalous drift of the eddies along the meridian (the cyclonic eddies – to the south and the anticyclonic ones – to the north) is explained by the effect of mean currents. The distances, over which the eddies drift along the meridian, and the inclination angles of the eddy trajectories relative to the parallels are quantitatively close to those observed.

Conclusions. The results of processing the satellite altimetry observations confirm adequacy of the previously developed general notions about the character of the synoptic processes in the ocean and the physical prerequisites constituting a foundation for the theoretical model of an intense eddy radiating the Rossby waves. At that, interaction of the baroclinic and barotropic modes should be necessarily taken into account for more accurate reproduction of the eddy lifetime.

Keywords: synoptic eddies, Rossby waves, satellite altimetry, Polygon 70, POLYMODE program.

Acknowledgments: The study was carried out in the Marine Hydrophysical Institute, RAS, at financial support of RSF (grant No. 17-77-30001).

For citation: Korotaev, G.K., 2020. Structure and Kinematics of Synoptic Eddies in the Ocean: Theory and Modern Observations. *Physical Oceanography*, [e-journal] 27(6), pp. 692-713. doi:10.22449/1573-160X-2020-6-692-713

1. Введение

Пятьдесят лет назад в 1970 г. советскими океанологами был реализован крупномасштабный эксперимент «Полигон-70». Основным результатом этого эксперимента явилось подробное документирование структуры и эволюции крупномасштабного вихря в открытой части океана [1]. Несмотря на имевшиеся в выполненных ранее наблюдениях намеки на заметную изменчивость разнообразных полей в океане в различных его частях на масштабах в десятки дней и сотни километров, именно эксперимент «Полигон-70» впервые дал достаточно полную характеристику вихря открытого океана.

Следующим этапом исследования синоптических вихрей в океане явилась программа США МОДЕ (транслитерация наименования эксперимента

MODE – Mid-Ocean Dynamics Experiment) [2]. Затем для еще более детально-го исследования синоптической изменчивости океана была спланирована совместная советско-американская программа ПОЛИМОДЕ. Такое название символически отражало вклад двух стран в исследование синоптических вихрей в океане в экспериментах «Полигон-70» и МОДЕ. В рамках выполнявшейся в 1977–1978 гг. программы ПОЛИМОДЕ осуществлялся непрерывный мониторинг гидрологических характеристик морской среды в течение года на полигоне размером 500×500 км с разрешением синоптических процессов. Регулярно сменявшие друг друга научно-исследовательские суда выполняли измерения температуры и солености морской воды по типовой схеме [3]. Кроме того, на полигоне выполнялись непрерывные наблюдения течений на сети заякоренных буев. Накопленные наблюдения позволили достаточно подробно описать свойства синоптической изменчивости океана [3, 4].

Открытие и детальное исследование синоптических вихрей в океане оказало значительное влияние на развитие океанологии. Дальнейший анализ наблюдений убедительно свидетельствовал, что текущее состояние Мирового океана определяется синоптическими процессами и существенно отличается от климатического среднего. В этой связи в рамках программы *Global Ocean Observing System (GOOS)* в океане организована сеть непрерывных оперативных наблюдений. Основными компонентами этой сети являются буи-профилемеры, спутниковые наблюдения температуры поверхности океана и спутниковые альтиметрические наблюдения. Основным компонентом оперативной наблюдательной океанической системы, позволяющим наблюдать синоптическую изменчивость во всех районах Мирового океана, является спутниковая альтиметрия. Спутниковые альтиметрические наблюдения океана проводятся с начала 90-х гг. прошлого века. Разработанные в последние 10–15 лет методы автоматизированной обработки этих наблюдений позволяют в том числе проводить массовые оценки характеристик синоптических вихрей [5–7].

В настоящей работе новые данные о характеристиках вихрей открытого океана используются для оценки общих представлений о характере синоптических процессов в океане, сформированных по итогам эксперимента на полигоне ПОЛИМОДЕ. Во втором разделе обсуждаются общие представления о характере синоптических процессов в океане. В третьем разделе дается новая интерпретация вертикальной структуры полей температуры на полигоне ПОЛИМОДЕ, показывающая преобладание первой бароклинной моды в основном термоклине и обосновывающая дальнейшее использование эквивалентно-баротропной модели. В четвертом разделе анализируется соответствие структуры вихря, восстановленной по данным альтиметрических измерений, теоретическим представлениям. В пятом разделе анализируются траектории движения вихрей. В шестом разделе объясняется влияние средних течений на направление смещения вихрей вдоль меридиана. В седьмом разделе проводится сопоставление времени существования вихрей в теории и по данным наблюдений. В восьмом разделе проводится общее обсуждение полученных результатов и дополнительных физических механизмов, которые должны быть учтены при исследованиях синоптических вихрей.

2. Общая характеристика и статистика синоптических вихрей в океане

Результаты наблюдений, полученные в эксперименте «Полигон-70», стали основой для дискуссии относительно характера синоптической изменчивости океана. При этом введенное понятие синоптического вихря применялось к той области, в которой в определенный момент времени наблюдается вращательное движение жидкости. Основываясь на генеральном перемещении вихрей в западном направлении, предлагалось интерпретировать вихри как суперпозицию волн Россби [8]. Однако наблюдения на полигоне ПОЛИМОДЕ убедительно показали, что орбитальная скорость вращения частиц жидкости в интенсивных вихрях значительно больше скорости его перемещения [3]. Следовательно, вращающаяся вокруг центра вихря масса жидкости переносится им в процессе своего движения [9]. К настоящему времени представление об интенсивных синоптических вихрях как образованиях, захватывающих и переносящих вовлекаемую в орбитальное движение жидкость, стало общепринятым.

По наблюдениям на полигоне ПОЛИМОДЕ стало очевидно также, что интенсивные вихри не плотно упакованы. Была сделана оценка доли поверхности океана, занятой вихрями. Оказалось, что они занимают примерно 30% всей площади, но содержат 80% потенциальной энергии [9]. Обработка спутниковых альтиметрических наблюдений поверхности океана, представленная в [6], дает возможность оценить аналогичные показатели в масштабах всего океана. По данным этой работы в течение 16 лет и 2,5 мес наблюдался 35841 долгоживущий вихрь. Следовательно, в неделю наблюдалось чуть больше, чем 42,6 вихря. Среднее время жизни вихря составляло 32 недели. Поэтому одновременно в океане наблюдалось около 1360 вихрей. Средний радиус вихря составлял 90 км. Под радиусом понималось расстояние от центра вихря до положения максимума радиальной скорости [6]. В работе [9] под радиусом вихря понималось расстояние до того места, где радиальная скорость частиц жидкости равнялась скорости перемещения вихря как целого. Это примерно на 30% больше радиуса, оцененного на основе положения максимума скорости орбитальных движений. Поэтому для сопоставления нужно положить радиус вихря равным примерно 120 км. Тогда часть площади поверхности океана, занятая вихрями, примерно равна $1364 \times 3,14 \times 120^2 = 0,62 \times 10^8 \text{ км}^2$. Отметим, что вихри в работе [6] наблюдались на акватории Атлантического, Индийского и Тихого океанов. Поскольку суммарная площадь поверхности этих океанов равна примерно $3,2 \times 10^8 \text{ км}^2$, найдем, что вихри занимают примерно пятую ее часть. Учитывая повышение плотности вихрей при продвижении от восточного берега к западному, эта оценка представляется неплохо соответствующей оценке площади поверхности, занятой вихрями на полигоне ПОЛИМОДЕ. Таким образом, анализ спутниковых альтиметрических наблюдений подтверждает предложенное в [9] представление об относительно разреженном распределении вихрей по поверхности океана вдали от струйных течений.

3. Модовая структура синоптической изменчивости океана

Математической моделью для описания синоптических процессов служит уравнение сохранения потенциального вихря. Поскольку на синоптиче-

ских масштабах с хорошей точностью выполняются геострофические соотношения, сохранение потенциального вихря описывается уравнением для функции тока движений в горизонтальной плоскости. Давление, а в силу гидростатики и плотность морской воды также выражаются через функцию тока. Окончательно уравнение сохранения потенциального вихря, выраженного через функцию тока, имеет вид [4]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta \varphi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial \left(\varphi, \Delta \varphi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \right)}{\partial(x, y)} + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

Здесь φ – функция тока, через которую выражаются компоненты скорости течения; x, y – горизонтальные координаты; z – вертикальная координата, направленная вниз; t – время; Δ – символ оператора Лапласа. Второе слагаемое в уравнении (1) означает якобиан. Координатные оси X и Y ориентированы на восток и север соответственно; N^2 – частота Вайсяля – Брента; f – параметр Кориолиса; $\beta = \frac{df}{dy}$. Параметр β описывает влияние сферичности Земли. Частота Вайсяля – Брента N выражается через ускорение силы тяжести g , возрастающую с глубиной среднюю плотность и базовую плотность $\rho_0 = \text{const}$:

$$N^2 = \frac{g}{\rho_0} \frac{d\bar{\rho}}{dz}.$$

При рассмотрении движений малой амплитуды в уравнении (1) можно опустить нелинейные слагаемые. При постоянной глубине бассейна линеаризованное уравнение (1) решается методом разделения переменных [4]. Функция тока представляется в виде произведения функции, зависящей от координат и времени, и функции, зависящей только от горизонтальной координаты $\varphi = \psi(x, y, t)\varphi(z)$. Функция $\varphi(z)$ при этом находится из решения задачи на собственные значения

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{f^2}{N^2} \frac{d\varphi}{dz} \right) = \lambda \varphi \quad (2)$$

с граничными условиями $\frac{d\varphi}{dz} = 0$ на поверхности и дне океана [4]. Задача (2) имеет счетный набор собственных функций и положительных собственных значений. Нулевому собственному значению отвечает баротропная мода, соответствующая собственной функции, не меняющейся с глубиной. Собственному числу с номером n отвечает n -я бароклинная мода, меняющая знак n раз. Собственное значение имеет размерность обратной длины во второй степени. Величина $R_{dn} = \lambda_n^{-0.5}$ называется радиусом деформации Россби n -й моды, который зависит от плотностной стратификации морской среды.

В линейном случае каждый множитель в разложении функции тока, зависящий от горизонтальных координат и времени, находится из односторонних уравнений, в которых меняется только величина радиуса деформации Россби R_d :

$$\frac{\partial \left(\Delta \psi - \frac{1}{R_d^2} \psi \right)}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

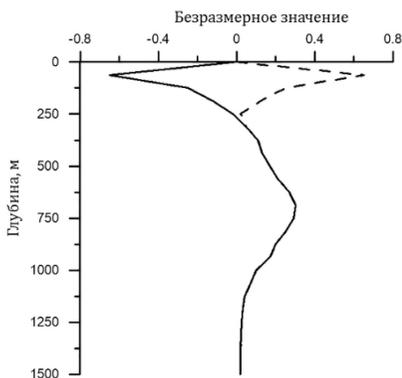
Если же оставить в уравнении (1) нелинейные слагаемые, то моды начнут взаимодействовать друг с другом. Оставив в рассмотрении конечное число мод, из уравнения (1) можно методом Галеркина вывести конечномерную систему уравнений. Однако априори не ясно, какое число мод физически значимо.

Представление решения уравнения (1) в виде проекции на конечное число мод существенно упростило бы физический анализ процессов, протекающих в океане. В силу этого многие исследования направлены на выделение модового состава синоптической изменчивости океана непосредственно из наблюдений. Наблюдения на полигоне ПОЛИМОДЕ дали уникальную возможность анализа модового состава полей температуры и скорости течений на синоптических масштабах.

При исследовании модового состава синоптических флуктуаций температуры в работах [3, 10] использовалось разложение на эмпирические ортогональные функции. Эмпирические функции были посчитаны независимо для каждой из 9 гидрологических съемок полигона ПОЛИМОДЕ, выполненных в промежутке между июлем 1977 г. и июнем 1978 г. Анализ разложений показал, что две первые ортогональные функции описывают от 80% до 90% дисперсии температурных флуктуаций. Эти функции, рассчитанные для каждой из 9 съемок, были подобны друг другу. Кроме того, они почти совпадали в пределах главного термоклина, различаясь только в верхнем деятельном слое океана. На основании подобия вертикальных профилей двух первых мод вне деятельного слоя был сделан вывод об одномодовости бароклинических колебаний в пределах главного термоклина. Однако рассчитанные эмпирические функции первой и второй мод, приведенные в [3, 9], даже отдаленно не походят на две низшие динамические моды, отвечающие уравнению (2). Вместе с тем общий вывод об одномодовости бароклинических колебаний синоптического масштаба в пределах главного термоклина нашел в последующем многочисленные подтверждения [11]. Именно с одномодовостью бароклинических колебаний синоптического масштаба связана эффективность ассимиляции альтиметрических наблюдений в вихреразрешающих моделях океанической циркуляции. Преобладание одной моды обеспечивает высокую корреляцию измеряемых альтиметром колебаний уровня моря и флуктуаций плотности морской воды в толще основного термоклина [12].

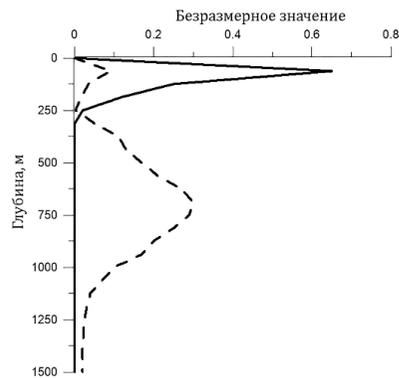
Остановимся теперь на объяснении кажущегося несоответствия рассчитанных по данным наблюдений на полигоне ПОЛИМОДЕ эмпирических функций динамическим модам. На рис. 1 схематически приведены две эмпирические ортогональные функции, усредненные по всем 9 съемкам, которые

согласно описывают от 80% до 90% дисперсии температурных флуктуаций на глубинах до 1500 м. На глубинах ниже примерно 250 м обе моды по результатам работы [10] практически совпадают. Поэтому при схематическом представлении полагалось, что они принимают в точности одинаковые значения. Первая эмпирическая мода (штриховая линия на рис. 1) выше 250 м остается положительной, достигая максимального значения на глубине 62,5 м. Вторая мода, показанная на рис. 1 сплошной линией, меняет знак в окрестности глубины 250 м. Локальный экстремум этой функции вблизи поверхности также располагается на глубине 62,5 м. Расположение экстремумов обеих мод на одной и той же глубине у поверхности следует из результатов работы [10].



Р и с. 1. Схематическое изображение двух мод эмпирических ортогональных функций, воспроизводящих 80–90% дисперсии температурных флуктуаций. Первая мода, обозначенная штриховой линией, совпадает на данной схеме со второй ниже глубины 250 м

F i g. 1. Schematic representation of two modes of empirical orthogonal functions reproducing 80–90% of dispersion of temperature fluctuations. In the present scheme, the first mode indicated by the dashed line, coincides with the second one below the 250 m depth



Р и с. 2. Собственная функция первой бароклинной моды, являющаяся линейной комбинацией двух эмпирических мод (штриховая), и сосредоточенная у поверхности мода, соответствующая полуразности эмпирических мод (сплошная)

F i g. 2. The eigenfunction of the first baroclinic mode, which is a linear combination of two empirical modes (dashed line), and the concentrated at the surface mode corresponding to the half-difference of the empirical modes (solid line)

Если составить линейную комбинацию эмпирических ортогональных мод, то при специальном подборе коэффициентов (рис. 2) удастся почти точно воспроизвести профиль первой бароклинной моды, рассчитанной из уравнения (2) с условиями Неймана на поверхности и дне при профиле частоты Вайселя – Брента, вычисленном по средним профилям температуры и солености на полигоне ПОЛИМОДЕ (рис. 2). Полуразность эмпирических мод неплохо соответствует динамической моде и воспроизводит изменчивость, сосредоточенную в пределах деятельного слоя.

Представленная выше интерпретация построенных ранее эмпирических ортогональных функций (ЭОФ) по данным гидрологических съемок на полигоне ПОЛИМОДЕ вполне отвечает современным представлениям о характере

изменчивости в сезонном и основном термоклине на синоптических и субмезомасштабах. Действительно, изменчивость на синоптических масштабах, как отмечается в [11], сосредоточена в баротропной и первой бароклинной модах. Кроме того, численные расчеты [13, 14], наблюдения с ИСЗ и небольшое количество непосредственных наблюдений [15] показывают, что субмезомасштабная изменчивость в океане концентрируется в верхнем деятельном слое океана. Таким образом, динамическую моду на рис. 2, которая сконцентрирована у поверхности, можно связать с проявлением субмезомасштабной изменчивости на полигоне ПОЛИМОДЕ. Интересно отметить, что, согласно [10], в течение года изменялось соотношение энергий первой и второй эмпирических мод. Летом больше энергии содержалось в первой моде, а зимой – весной более интенсивной была вторая мода. Такое соотношение мод означает, что зимой – весной увеличивается относительный вес температурных флуктуаций в приповерхностном слое моря. Возможно, такое поведение имеет отношение к интенсификации субмезомасштабной изменчивости в зимнее время [15].

Преобладание первой бароклинной моды позволяет существенно упростить исследования кинематики и динамики интенсивных синоптических вихрей. В частности, для описания вихрей можно использовать эквивалентно-баротропную модель. Основное уравнение этой модели имеет вид

$$\frac{\partial \left(\Delta \psi - \frac{1}{R_d^2} \psi \right)}{\partial t} + \frac{\partial(\psi, \Delta \psi)}{\partial(x, y)} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

Здесь параметр R_d – радиус деформации Россби первой бароклинной моды. В предельном случае движений малой амплитуды уравнение (4) переходит в уравнения (3). Оно описывает планетарные волновые колебания, известные как волны Россби первой бароклинной моды. В другом предельном случае движений большой интенсивности с пространственным масштабом, существенно меньшим радиуса деформации Россби, получаем уравнение, описывающее двумерную турбулентность [11]. Уравнение (4) использовалось в [16] для исследования структуры и кинематики интенсивных синоптических вихрей. Мы используем далее построенную в этой работе модель для сопоставления с результатами обработки спутниковых альтиметрических наблюдений [6].

4. Структура вихря

Анализ альтиметрических наблюдений, выполненный в [6], позволил получить представления о внутренней структуре синоптических вихрей в океане. В этой работе вихри, выделявшиеся по данным альтиметрии, имели практически осесимметричную форму. Таким образом каждый вихрь описывался зависимостью возвышения уровня моря от расстояния от центра вихря. Затем все построенные профили нормировались на максимальное отклонение уровня в центре вихря и на расстояние от центра до максимальной скорости орбитального движения. После такой нормировки построенные по наблюдениям профили с небольшим разбросом сконцентрировались вокруг некоторо-

го среднего профиля, хорошо аппроксимирующегося частью параболы. Параболический профиль уровня моря, являющегося функцией тока для поверхностных течений, выделяет область твердотельного вращения частиц жидкости вокруг центра вихря. С увеличением расстояния от центра вихря параболический профиль сопрягается с кольцом почти постоянного значения уровня, окружающего вихрь [6, рис. 15, с. 19]. Любопытно отметить, что такая аппроксимация универсальной структуры синоптического вихря хорошо соответствует модели вихря, предложенной в работе [16], основанной на развитой ранее [9, 17, 18] концепции равновесного режима интенсивного синоптического вихря.

При равновесном режиме предполагается, что скорость орбитальных движений жидких частиц в вихре существенно больше фазовой скорости его перемещения. Изолиния функции тока, являющаяся сепаратрисой, ограничивает область вращательного движения частиц жидкости вокруг центра вихря. В [16] показано, что при большой интенсивности вихрь почти осесимметричен и его структура описывается уравнением

$$\Delta\psi - \frac{1}{R_d^2}\psi + \beta\bar{y} = \Delta\psi_0 - \frac{1}{R_d^2}\psi_0, \quad (5)$$

где $\psi_0(r)$ – осесимметричное состояние вихря в момент его формирования, r – расстояние от центра вихря, а \bar{y} – смещение по меридиану центра вихря от его начального положения. Осесимметричное решение уравнения (5) находится при граничных условиях

$$\psi = \frac{\partial\psi}{\partial r} = 0 \text{ при } r = R, \quad (6)$$

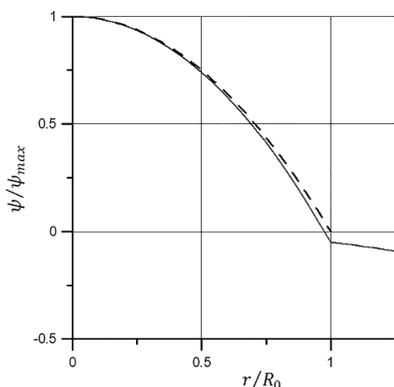
где R – радиус зоны захвата, в пределах которой частицы жидкости вовлекаются в орбитальное движение и переносятся вихрем. Три граничных условия (6) позволяют найти функцию тока и радиус зоны захвата в зависимости от смещения \bar{y} . Поскольку функция тока пропорциональна отклонению уровня моря, предложенная в [6] аппроксимация эмпирической зависимости уровня моря от расстояния от центра вихря частью параболы представляется в виде

$$\psi = \begin{cases} -\frac{1}{4}\omega(R_0^2 - r^2) + d, & r \leq R_0 \\ d, & r > R_0. \end{cases} \quad (7)$$

Выражение для $\psi_0(r)$ получается из (7), если положить $d = 0$. Более того, из (5) находим, что $d = \beta R_d^2 \bar{y}$. Таким образом, значение параметра d определяет расстояние вдоль меридиана, на которое сместился вихрь от места образования.

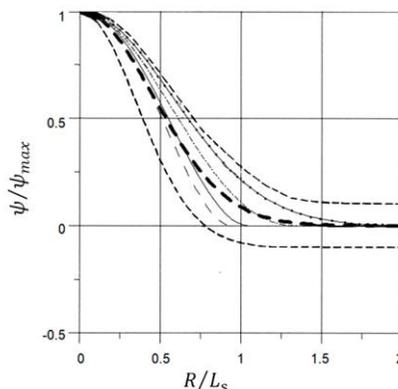
Однако выражение (7) не является решением задачи (5), (6). Точное решение задачи (5), (6) включает в себя ограниченное в начале координат осесимметричное решение однородного уравнения (5). Граничные условия (6) при финитной функции $\psi_0(r)$ должны быть слегка модернизированы. Счита-

ется, что функция тока обращается в нуль там, где орбитальная скорость частиц равна фазовой скорости длинных волн Россби с высокой точностью, соответствующей скорости перемещения вихря. Решение уравнения (5) с такими граничными условиями представлено на рис. 3, который следует сравнить с рис. 15 из работы [6]. Хорошее качественное соответствие решения уравнения (5) наблюдениям дает основание для дальнейшего использования модели работы [16] для интерпретации результатов обработки спутниковых альтиметрических наблюдений [6].



Р и с. 3. Профиль функции тока в безразмерных координатах из решения уравнения (5), если $\psi_0(r)$ задана параболическим профилем, изображенным штриховой линией

F i g. 3. The stream function profile in the dimensionless coordinates from the solution of (5), if $\psi_0(r)$ is preset by the parabolic profile shown by the dashed line



Р и с. 4. Нормированные профили функции тока на различных этапах эволюции вихря, имеющего радиус, в два раза больший радиуса деформации Россби. Жирной штриховой линией показана наилучшая аппроксимация всех профилей гауссовой кривой. Тонкие штриховые – разброс наблюдаемых нормированных профилей согласно [6]

F i g. 4. Normalized stream function profiles at various stages of evolution of the eddy whose radius is twice as much as the Rossby deformation radius. Bold dashed line shows the best approximation of all the Gaussian curve profiles. Thin dashed lines denote dispersion of the observed normalized profiles according to [6]

В работе [6] предложена также гауссова аппроксимация радиального распределения отклонения уровня моря в зависимости от расстояния от центра вихря. Отмечается, что такая аппроксимация является удовлетворительной вплоть до расстояния от центра вихря, равного $2/3$ его радиуса. Так как гауссова аппроксимация более удобна для аналитических выкладок, будем использовать ее для проведения дальнейших оценок.

Решение задачи (5), удовлетворяющее второму из граничных условий (6), для любой функции $\psi_0(r)$ имеет следующий вид [6]:

$$\psi = \psi_0 + \beta R_d^2 \bar{y} - \frac{R_d}{I_1\left(\frac{R}{R_d}\right)} \frac{d\psi_0(R)}{dR} I_0\left(\frac{r}{R_d}\right). \quad (8)$$

Из первого из граничных условий (6) следует полученная в работе [16] связь между радиусом R и смещением вихря вдоль меридиана

$$\bar{y} = \frac{I}{\beta R_d} \frac{I_0\left(\frac{R}{R_d}\right)}{I_1\left(\frac{R}{R_d}\right)} \frac{d\psi_0(R)}{dR} - \frac{\psi_0(R)}{\beta R_d^2}. \quad (9)$$

Из формул (8), (9) следует, что в процессе эволюции вихрь изменяет свою форму. При больших R изначально гауссов вихрь остается почти гауссовым. При уменьшении R он все больше и больше отклоняется от гауссова профиля. В этой связи возникает вопрос, останется ли гауссова аппроксимация профиля вихря удовлетворительной на всех этапах его эволюции после нормализации, предложенной в работе [6]. На рис. 4 приведены нормализованные согласно [6] профили изначально гауссова вихря на разных этапах его эволюции. Жирной штриховой линией приведена гауссова кривая, в среднем наилучшим образом аппроксимирующая все четыре профиля вихря при разных R . Тонкие штриховые линии соответствуют диапазону изменчивости профилей из работы [6]. Видно, что все рассчитанные профили находятся в пределах разброса, полученного в работе [6]. Таким образом, следующая из теории эволюция профилей вихрей укладывается в разброс, полученный на основе обработки наблюдений.

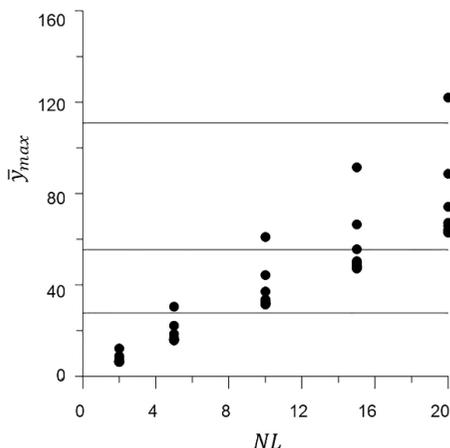
Формула (9) позволяет провести сравнение наблюдаемых и теоретических смещений вихрей. Расчеты по формуле (9) проводились для вихрей разного размера и интенсивности. Показатель нелинейности, в данном случае равный отношению максимальной скорости орбитальных движений к фазовой скорости длинных бароклинических волн Россби, в соответствии с оценками, приведенными в работе [6], изменялся от 2 до 20. Размеры вихрей также варьировались в соответствии с результатами анализа наблюдений, приведенных в [6].

Согласно формуле (9), максимальное значение смещения вихря вдоль меридиана достигается при нулевом радиусе зоны захвата. При этом вихри могут смещаться вдоль меридиана на расстояние до почти 200 радиусов деформации Россби. Однако ясно, что вихрь должен разрушиться раньше, когда орбитальные скорости станут достаточно слабыми. Поэтому на рис. 5 приведены смещения вихря вдоль меридиана на момент, когда радиус зоны захвата станет равным радиусу, при котором в начальный момент орбитальная скорость была максимальна, т. е. до $\frac{R_0}{\sqrt{2}}$. Как видно из рис. 5, интенсивные вих-

ри малого размера смещаются вдоль меридиана на наибольшее расстояние. Вместе с тем большие вихри, согласно теории, смещаются вдоль меридиана на относительно небольшие расстояния.

Однако при сопоставлении результатов теории с наблюдениями существует некоторая неопределенность. Она связана с тем, что наблюдения вихрей в районах с разными величинами радиуса деформации Россби в работе [6] представлены в общей статистике. Поэтому на рис. 5 приведено максимальное смещение вихря вдоль меридиана из работы [6], нормированное на

разные значения радиуса деформации Россби. Из рис. 5 видно, что теоретические оценки в целом соответствуют наблюдениям. Существует даже некоторое соответствие выводу работы о том, что вблизи экватора, где радиус Россби имеет большие значения, параметр нелинейности не сильно отличается от единицы. Отметим, однако, что приведенная теория объясняет перемещение циклонов (антициклонов) только по направлению к полюсу (экватору). В то же время в работе [6] отмечено, что некоторое количество циклонов (антициклонов) смещается к экватору (полюсу), что требует отдельного рассмотрения.



Р и с. 5. Максимальное меридиональное смещение вихрей в зависимости от их размера и интенсивности. По оси X отложена величина параметра нелинейности, по оси Y – максимальное смещение вихря вдоль меридиана, нормированное на величину радиуса деформации Россби. Жирные точки соответствуют 9 размерам вихрей от 0,5 до 2,5 радиуса деформации Россби. Размер вихря уменьшается с удалением от оси X . Горизонтальные линии – максимальное смещение вихря вдоль меридиана из работы [6], нормированное на величины радиуса деформации Россби 20, 40 и 80 км (сверху вниз)

F i g. 5. Maximum meridional drift of the eddies depending on their size and intensity. The nonlinearity parameter value is on the X -axis, the eddy maximum drift along the meridian normalized to the Rossby deformation radius value – on the Y -axis. Bold points correspond to 9 eddy sizes from 0.5 to 2.5 of the Rossby deformation radius. The eddy size decreases with distance from the X -axis. Horizontal lines denote the eddy maximum drift along the meridian from [6] normalized to the Rossby deformation radius 20, 40, and 80 km (from top to bottom)

5. Траектории движения вихрей

В работе [16], обобщившей результаты, полученные в [9, 18], представлена модель движущегося бароклинного вихря на основе уравнения (4). Система уравнений, описывающих движение вихря, включает в себя квазистационарный баланс сил, действующих на вихрь:

$$\Gamma(V - V_i) = -\frac{V}{R_d^2} I, \quad (10)$$

$$-\Gamma(U - U_i) = \left(\beta + \frac{U}{R_d^2} \right) I.$$

Здесь U, V – компоненты скорости перемещения вихря; Γ – остаточная завихренность вихря, возникающая при деформации границы вихря, описываемого уравнением (8) при его перемещении; U_i, V_i – компоненты скорости, индуцируемые излучаемыми вихрем волнами Россби; $I = -\iint \psi dx dy$, где интегрирование ведется по площади зоны захвата частиц жидкости. Остаточная завихренность Γ задается выражением

$$\Gamma = 4\pi R_d \sqrt{(U - U_i)^2 + (V - V_i)^2}. \quad (11)$$

Индуцируемая волнами Россби скорость находится из следующих уравнений:

$$U_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \sqrt{\frac{\beta'}{W} \left[2E \left(\sin \frac{\alpha'}{2} \right) - K \left(\sin \frac{\alpha'}{2} \right) \right]} \sin \alpha', \quad (12)$$

$$V_i = \frac{\Gamma}{4\pi} \sqrt{\frac{\beta'}{W} \left[2 \cos \alpha \cdot E \left(\sin \frac{\alpha'}{2} \right) - (1 + \cos \alpha') K \left(\sin \frac{\alpha'}{2} \right) \right]}, \quad (13)$$

где W – модуль скорости перемещения вихря, $\alpha' = \alpha - \nu$, а угол ν и β' находятся из уравнений

$$\beta + \frac{U}{R_d^2} = \beta' \cos \nu, \quad \frac{V}{R_d^2} = \beta' \sin \nu, \quad (14)$$

U_i и V_i связаны с U'_i, V'_i соотношениями

$$U_i = U'_i \cdot \cos \nu - V'_i \cdot \sin \nu, \quad (15)$$

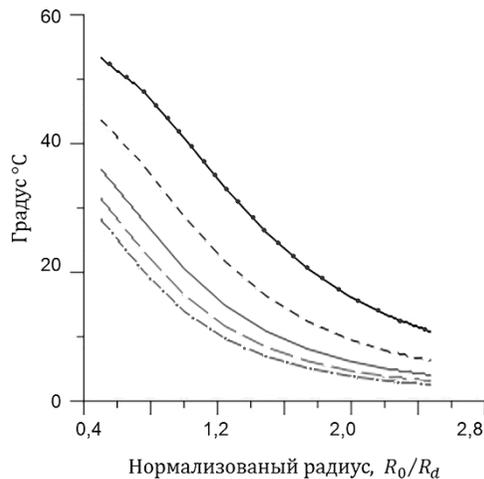
$$V_i = U'_i \cdot \sin \nu - V'_i \cdot \cos \nu. \quad (16)$$

Уравнения (10) – (13) позволяют найти зависимость компонент скорости перемещения вихря от радиуса зоны захвата. Затем с учетом соотношения (9), так как $\frac{d\bar{y}}{dt} = V(\bar{y})$, находится положение вихря для каждого \bar{y} .

В настоящей работе не будем останавливаться на полном расчете траекторий движения вихрей. Отметим только, что модуль скорости перемещения вихря всегда немного меньше фазовой скорости длинных бароклинных волн Россби первой моды.

Остановимся теперь на оценке угла наклона траектории по отношению к широте, так как вариацию этого параметра легко оценить на основе данных, приведенных в [6]. На рис. 6 приведены зависимости угла наклона траектории циклонических вихрей от их размера и параметра нелинейности. Видно, что, как уже отмечалось ранее, циклонические вихри, согласно теории, смещаются только на север. Углы наклона траекторий находятся в широком диапазоне значений от 0° до примерно 50° . Угол наклона траекторий увеличивается с уменьшением радиуса вихрей и уменьшается с возрастанием их интенсивности. Максимальный угол наклона траекторий циклонических вихрей по

наблюдениям (если брать только смещающиеся на север вихри) оказывается равным 30° . По расчету угол наклона траектории движения вихря превышает это значение только для случая небольших вихрей малой интенсивности. Таким образом, как представляется, теория удовлетворительно объясняет движение циклонических вихрей на северо-запад. Модуль скорости перемещения вихрей при этом близок, но меньше, чем βR_d^2 . По наблюдениям, скорость перемещения вихрей также близка, но оказывается слегка большей фазовой скорости длинных бароклинных волн первой моды. Вместе с тем представленная выше теория не объясняет перемещение циклонических вихрей на юго-запад и дает небольшие в сравнении с наблюдениями углы наклона траекторий.



Р и с. 6. Угол наклона траекторий вихрей в зависимости от их размера и параметра нелинейности. С увеличением параметра нелинейности от 2 до 20 угол наклона траектории убывает
F i g. 6. Inclination angle of the eddy trajectories depending on their size and nonlinearity parameter. The trajectory inclination angle decreases with increase of the nonlinearity parameter from 2 to 20

Основываясь на результатах работы [16], можно предположить, что смещение циклонических вихрей на юг, а антициклонических – на север связано с влиянием средних бароклинных течений.

6. Влияние средних бароклинных течений

Рассмотрим влияние средних течений на интенсивные вихри, основываясь на уравнении (4). Введем в уравнение (4) средние течения, положив $\Psi = -\bar{U}y + \bar{V}x + \phi$, где \bar{U}, \bar{V} – компоненты средней скорости течений; ϕ – функция тока, описывающая вихрь. Тогда для функции тока вихря получаем уравнение

$$\frac{d}{dt} \left(\nabla^2 \phi - \frac{1}{R_d^2} \phi \right) + \frac{\bar{U}(\partial \nabla^2 \phi)}{\partial x} + \frac{\bar{V}(\partial \nabla^2 \phi)}{\partial y} + \frac{\partial(\phi, \nabla^2 \phi + \beta y)}{\partial(x, y)} = 0. \quad (17)$$

Следуя [16], введем последовательно две новые системы координат: движущуюся со скоростью среднего течения

$$x' = x - \bar{U}t, \quad y' = y - \bar{V}t \quad (18)$$

и повернутую на угол α

$$x'' = x' \cos \alpha + y' \sin \alpha, \quad y'' = y' \cos \alpha - x' \sin \alpha. \quad (19)$$

Угол α определяется соотношениями

$$\bar{U} = \beta' R_d^2 \cos \alpha - \beta \cdot R_d^2, \quad \bar{V} = \beta' R_d^2 \sin \alpha, \quad (20)$$

где

$$\beta' = \left[\left(1 + \frac{\bar{U}}{\beta R_d^2} \right)^2 + \left(\frac{\bar{V}}{\beta R_d^2} \right)^2 \right]^{1/2} \beta. \quad (21)$$

В новой системе координат уравнение для функции ϕ совпадает с уравнением (4) почти полностью. Отличие заключается в появлении слагаемого βV^- , которое мы опускаем полагая, что средний меридиональный перенос поддерживается трением ветра на поверхности океана. При таком условии для скорости движения вихря получаем следующие выражения:

$$\frac{d\bar{x}''}{dt} = -\beta R_d^2 + \bar{U}, \quad \frac{d\bar{y}''}{dt} = \bar{V}, \quad (22)$$

где \bar{U}, \bar{V} положительны и существенно меньше $\beta' R_d^2$.

Возвращаясь в исходную систему координат для компонент скорости перемещения вихря с учетом (20), (21), получим следующие выражения:

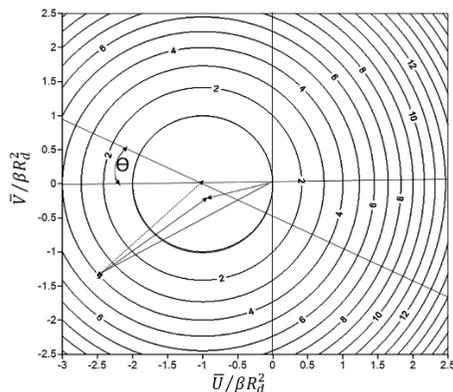
$$U = -\beta \cdot R_d^2 + \bar{U} \cos \alpha - \bar{V} \sin \alpha, \quad (23)$$

$$V = \bar{U} \sin \alpha + \bar{V} \cos \alpha. \quad (24)$$

Таким образом, в неподвижной системе координат вихрь продолжает двигаться преимущественно на запад. Однако в зависимости от величины β' и угла α направление перемещения вихря вдоль долготы существенно изменяется. Наглядное представление об изменении направления движения вихря вдоль меридиана дает рис. 7. На этом рисунке по осям X и Y отложены зональная и меридиональная проекции скорости средних течений, нормированные на скорость длинных бароклинных волн Россби. Семейство окружностей с центром в точке $(-1, 0)$ является изолиниями функции $\frac{\beta'}{\beta}$. Тангенс угла θ ,

обозначенного на рис. 7, равен $\frac{\bar{V}}{\bar{U}}$ для вихря конкретного размера и интенсивности. Этот угол при выбранном диапазоне параметров изменяется примерно от 15° до 60° . Прямая, проведенная под углом θ к оси X , является границей, при переходе через которую под влиянием среднего течения изменяет направление меридионального смещения циклонических вихрей в Северном МОРСКОЙ ГИДРОФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 36 № 6 2020

полушарии. Если конец вектора скорости среднего течения располагается ниже этой прямой, то под воздействием среднего течения циклонический вихрь смещается на юго-запад. На рис. 7 длинная стрелка представляет собой вектор скорости среднего течения. Пунктирная стрелка представляет собой скорость длинных бароклинных волн Россби $\beta'R_d^2$.



Р и с. 7. Окружности представляют собой изолинии параметра $\frac{\beta'}{\beta}$ в зависимости от нормированных на $\beta'R_d^2$ зональной (горизонтальная ось) и меридиональной (вертикальная ось) средней скорости течений. Сплошная линия отделяет направления векторов скорости средних течений, при которых меридиональная составляющая скорости перемещения циклонического вихря положительна (верхняя полуплоскость) или отрицательна (нижняя полуплоскость). Скорость средних течений показана жирным вектором юго-западного направления. Пунктирный вектор – фазовая скорость длинных бароклинных волн Россби в подвижной системе координат. Почти совпадающий с ним жирный вектор – скорость перемещения вихря в подвижной системе координат. Еще один жирный вектор из начала координат – вектор скорости перемещения вихря в неподвижной системе координат

F i g. 7. Circles represent the isolines of parameter $\frac{\beta'}{\beta}$ depending on the current zonal (horizontal axis) and meridional (vertical axis) mean velocities, normalized to $\beta'R_d^2$. Solid line separates the directions of the mean currents' velocity vectors, at which the meridional component of the cyclonic eddy drift velocity is positive (upper semi-plane) or negative (lower semi-plane). Velocity of the mean currents is shown by the bold vector directed to the southwest. Dotted vector is the phase velocity of long baroclinic Rossby waves in a moving coordinate system. Bold vector (almost coinciding with it) is the eddy drift velocity in a moving coordinate system. Another bold vector from the origin point is the eddy drift velocity vector in a fixed coordinate system

Из теории, приведенной в разделе 5, следует, что вихрь в подвижной системе координат движется со скоростью, вектор которой слегка повернут вправо от пунктирного вектора. Длина повернутого вектора слегка меньше пунктирного. Векторная сумма скоростей среднего течения и движения вихря в подвижной системе координат дает направление движения вихря в абсолютной системе координат. Рис. 7 наглядно демонстрирует, что у циклонического вихря меридиональная компонента скорости его движения направлена на юг. Таким образом, средние течения могут менять направление перемещения вихрей вдоль меридиана. Объяснение этого эффекта довольно простое.

Ассоциированный со средним потоком наклон пикноклина влияет на движение вихря так же, как и β -эффект [16]. При движении вихря на f -плоскости циклонический вихрь движется в направлении, противоположном градиенту глубины пикноклина. При учете зависимости параметра Кориолиса от широты циклонический вихрь движется в направлении градиента $\frac{f}{h}$, где h – переменная по пространству глубина пикноклина.

7. Время жизни вихрей

Одним из основных результатов работы [6] явилась оценка времени жизни интенсивных синоптических вихрей. Как оказалось, вихри могут быть достаточно долгоживущими образованиями. Всего с 1992 по 2008 г. в работе [6] было выделено 620 вихрей, наблюдавшихся более двух лет. Представляет интерес сопоставление оценки времени жизни вихря по модели с наблюдениями. Как и в разделе 4, будем считать временем жизни вихря момент, когда радиус зоны захвата достигает значения $\frac{R_0}{\sqrt{2}}$.

В табл. 1 приведены теоретические расчеты времени жизни вихря в безразмерных переменных для разных значений нормированного на радиус деформации Россби радиуса вихря и параметра нелинейности. Масштабом времени при нормировке времени жизни вихря является величина $\beta^{-1}R_d^{-1}$. В работе [6] анализировались вихри в диапазоне 10–60° широты. Этому диапазону широт соответствует радиус деформации Россби в интервале 20–110 км. Соответственно получаем, что безразмерное значение времени жизни вихря по наблюдениям, т. е. в два года, в зависимости от величины радиуса деформации Россби меняется примерно от 20 до 140. В табл. 1 выделены те значения теоретической оценки времени жизни вихрей, которые оказываются меньше 140. Видно, что теоретические оценки времени жизни вихрей для значений параметра нелинейности от 10 и более заметно превышают полученные из наблюдений.

Т а б л и ц а 1
T a b l e 1

Теоретические оценки времени жизни вихрей
Theoretical estimates the eddies' lifetime

R_0	NL				
	2	5	10	15	20
0,50	61,15	138,31	276,16	429,29	597,84
0,75	31,51	82,37	189,24	321,73	478,18
1,00	23,69	72,23	186,70	338,39	524,62
1,25	22,44	77,64	217,28	409,33	650,12
1,50	24,39	92,24	271,01	522,17	840,88
1,75	28,57	114,47	346,41	676,53	1098,59
2,00	34,70	144,20	444,54	875,65	1429,63
2,25	42,73	181,84	567,40	1124,16	1842,18
2,50	52,74	228,00	717,41	1427,26	2345,25

Как отмечалось ранее, есть определенные сложности сопоставления расчетов с наблюдениями, так как при анализе наблюдений вихри из районов с разными значениями радиуса деформации Россби включались в общую статистику. Тем не менее на основании приведенных в работе [6] результатов можно прояснить причины наиболее существенных отличий теоретических оценок времени жизни вихрей от наблюдаемых.

На рис. 8 приведена адаптированная из работы [6] гистограмма распределения наблюдаемых вихрей по размерам и амплитудам. По горизонтальной оси отложено отклонение уровня моря в центре вихря α . По вертикальной оси отложен радиус вихря L_s . В работе [6] оценено, что $R_0 = 0,64L_s$, если R_0 – радиус гауссовой функции, аппроксимирующей вихрь размером L_s . Известная связь между функцией тока и отклонением уровня морской поверхности

$$\psi = \frac{g}{f} \zeta \quad (25)$$

дает возможность выразить значения параметра нелинейности NL через максимальное отклонение уровня моря в вихре α . Действительно,

$$NL = \frac{V_{\max}}{\beta R_d^2} = \frac{\Psi_{\max}}{\beta R_d^2 R_0} \sqrt{\frac{e}{2}} \approx 0,75 \frac{g}{f \beta R_d^2} \cdot \frac{\alpha}{L_s}.$$

Таким образом, при заданном радиусе деформации Россби параметр нелинейности NL будет постоянен вдоль любой прямой на гистограмме рис. 8, проходящей через начало координат. На рис. 8 приведены две такие прямые. Одна отсекает область масштабов и амплитуд, при которых в наблюдениях вихри отсутствовали. Вторая прямая соответствует $NL = 1$ при радиусе деформации Россби, равном 40 км. Заметим, что на нижней прямой при радиусе деформации Россби, равном 40 км, параметр нелинейности примерно равен 8. С возрастанием радиуса деформации параметр нелинейности вдоль нижней прямой будет убывать, а линия, на которой $NL = 1$, будет поворачиваться по часовой стрелке. Следовательно, вихри у экватора имеют небольшую степень нелинейности. С уменьшением радиуса Россби на нижней прямой параметр нелинейности будет увеличиваться. Линия, на которой $NL = 1$, будет разворачиваться против часовой стрелки. Следовательно, согласно предложенной интерпретации гистограммы, наиболее нелинейные вихри должны находиться в высоких широтах. Этот вывод соответствует рис. 17 из работы [6, с. 22]. В частности, при $R_d = 40$ км наблюдаемые вихри имеют параметр нелинейности, меньший 8. Соответственно завышенные оценки времени жизни вихрей в столбцах табл. 1 с параметром нелинейности 10–20 не относятся к реально наблюдаемым вихрям для интервала широт, где $R_d = 40$ км. Можно заметить также, что, согласно рис. 8, вихри большого размера отсутствуют в наблюдениях при больших амплитудах. Соответственно в табл. 1 следует отбросить максимальные значения времени жизни вихрей (находящиеся в правом нижнем углу) как не встречающиеся в наблюдениях.

Однако даже после таких замечаний теоретические оценки максимального времени жизни вихрей остаются завышенными в 2–4 раза. Из этого анали-

за можно сделать вывод, что теория занижает потери энергии вихрями при их эволюции. Отчасти коррекцию в продолжительность жизни могут вносить средние бароклинные течения. Действительно, согласно результатам предыдущего раздела, затухание вихрей при наличии средних течений определяется модифицированным бета-эффектом. Поток энергии к бароклинным волнам, согласно рис. 7, может усилиться в несколько раз при соответствующем направлении средних течений. Соответственно может сократиться время жизни вихря. Другим возможным и, как представляется, наиболее существенным обстоятельством является излучение бароклинными вихрями баротропных волн Россби. Механизм излучения баротропных волн Россби описан в [16, 19], но только для больших глубин океана. К сожалению, обобщить полученные в этих работах результаты на более реалистичные условия затруднительно. Главная причина заключается в том, что излучаемые баротропные волны имеют волновое число, близкое к R_d^{-1} . Поэтому баротропные волны Россби конечной амплитуды будут влиять на характеристики зоны захвата вихря. Отметим, что время жизни вихря обратно пропорционально скорости его движения вдоль меридиана. В то же время поток энергии от вихря к волнам примерно пропорционален скорости его движения вдоль меридиана. Таким образом, сокращение времени жизни вихря в сравнении с оценками, данными в табл. 1, до наблюдаемых двух лет требует потока энергии к баротропным волнам, равного или превышающего поток к бароклинным волнам.



Рис. 8. Гистограмма распределения наблюдаемых вихрей по размерам и амплитудам согласно [6]. На гистограмму нанесены две прямые. Ниже нижней прямой находится область масштабов и амплитуд, при которых в наблюдениях вихри отсутствовали. Верхняя прямая соответствует $NL = 1$ при радиусе деформации Россби, равном 40 км

Fig. 8. Histogram of the observed eddies distributed based on their sizes and amplitudes according to [6]. Two straight lines are plotted on the histogram. Below the lower straight line, there is an area of scales and amplitudes at which no eddies were observed. The upper straight line corresponds to $NL = 1$ with the Rossby deformation radius equal to 40 km

Результаты работы [6] позволяют сделать и более точную оценку соответствия теоретической оценки максимального времени жизни вихрей наблюдениям. Основанием для этого являются приведенные на рис. 4, f [6, с. 11] траектории вихрей с продолжительностью жизни более двух лет. Как оказывается, вихри-долгожители располагаются в основном в районах пассатных течений. Для теоретической оценки времени жизни вихрей в этих широтах примем радиус Россби равным 40 км, а верхнюю границу нелиней-

ности в соответствии с рис. 8 положим равной 7,81. Расчеты времени жизни вихрей приведены в табл. 2. Серым цветом помечены ячейки, в которых, согласно гистограмме, отображенной на рис. 8, вихри соответствующего размера и степени нелинейности отсутствуют в наблюдениях. Заметим также, что первая строка табл. 2 соответствует вихрям, которые не разрешаются альтиметрическими наблюдениями ввиду малости их размера. Светло-зеленым цветом выделены ячейки, в которых безразмерное время существования вихря оказывается меньше двух лет. Из табл. 2 видно, что по-прежнему теоретические оценки для части вихрей превышают два года до 2,5 раза. Отметим, что в траекториях вихрей на рис. 4, f работы [6] наблюдается аномальное перемещение циклонических вихрей на юго-запад. Такое их поведение соответствует результатам предыдущего раздела, так как рассматриваемые вихри находятся в зоне пассатных течений. Под воздействием течений, как уже отмечалось выше, может сокращаться время жизни вихрей, приведенное в табл. 2. Дополнительным источником более быстрого затухания вихрей может быть также обсуждавшееся выше излучение баротропных волн Россби, не учитывающееся в рассматриваемой теоретической модели.

Т а б л и ц а 2
Table 2

Теоретические оценки времени жизни вихрей при радиусе деформации, равном 40 км
Theoretical estimates the eddies' lifetime at the deformation radius equal to 40 km

R_0	NL				
	1,5	2,25	3,68	6,06	7,81
0,75	23,98399	35,36973	58,73100	102,7773	139,1543
1,00	17,27249	27,08840	48,84097	93,1768	131,7472
1,25	15,69198	26,10093	50,43302	102,5631	149,3385
1,50	16,49537	28,74468	58,34838	123,6742	183,3549
1,75	18,87022	33,97086	71,22154	154,8959	232,1539
2,00	22,55438	41,48980	88,79558	196,2503	296,1492
2,25	27,48885	51,28602	111,22720	248,3994	376,5113
2,50	33,69849	63,46043	138,84310	312,2513	474,7460

8. Обсуждение

Содержание предыдущих разделов данной работы позволяет сделать вывод, что развитые на основе анализа гидрологических съемок полигона ПОЛИМОДЕ представления о характере синоптической изменчивости океана подтверждаются современными наблюдениями. Обработка спутниковых альтиметрических наблюдений, выполненная в [6], показывает, что вдали от струйных течений основная энергия синоптической изменчивости океана содержится в вихрях высокой интенсивности. Вихри открытого океана являются долгоживущими нелинейными образованиями, захватывающими и переносящими на большие расстояния значительные объемы жидкости. Проме-

жутки между вихрями заполнены фоновыми структурами значительно меньшей интенсивности, которые быстро меняют свою форму [6] и, скорее всего, имеют волновую природу. Несмотря на высокую долю содержания энергии в вихрях, спутниковые наблюдения подтверждают, что они расположены относительно редко на поверхности океана и могут рассматриваться как изолированные структуры. Именно это обстоятельство послужило основанием для расширения теоретических исследований эволюции интенсивных одиночных вихрей в океане.

Для сопоставления с обобщенными в работе [6] спутниковыми наблюдениями используется модель интенсивного одиночного вихря, разработанная в рамках исследований по программе ПОЛИМОДЕ [9, 16]. Приведенная выше оценка качества этой модели показала в целом удовлетворительное соответствие теоретических характеристик наблюдаемым, несмотря на значительные упрощения. Медианная оценка структуры вихря, приведенная в работе [6], подтверждает существование ядра вихря, в котором сосредоточена основная завихренность, и зоны захвата, в которой частицы окружающей ядро жидкости вовлечены в орбитальное движение. Циклонические вихри, согласно наблюдениям, в основном движутся на северо-запад, а антициклонические – на юго-запад, как и предписывается теоретической моделью. Расстояния, на которые перемещаются вихри вдоль меридиана, углы наклона траекторий вихрей относительно параллелей близки к наблюдаемым.

Незначительное обобщение теоретической модели позволяет включить в рассмотрение средние течения. Такое обобщение позволяет объяснить вроде бы противоречащие теории перемещения циклонических вихрей на юго-запад (и, соответственно, антициклонических вихрей на северо-восток) в отдельных районах океана.

Отметим также, что на построенных по данным альтиметрических спутниковых наблюдений траекториях движения вихрей зачастую наблюдаются колебания небольшого масштаба. Такие колебания могут быть связаны с взаимодействием вихрей с волнами Россби. В работах [16, 18] показано, что вихри не только излучают волны, но также при определенных условиях могут получать энергию от волн. При возрастании энергии циклонический вихрь начинает смещаться вдоль меридиана на юг. В этом случае на равномерной траектории движения вихря будут появляться осцилляции. Кроме того, вихри, находящиеся на относительно небольшом расстоянии друг от друга, могут обоюдно возмущать траектории их движения. Более того, как показывают численные расчеты [20], при сближении вихрей одного знака может происходить их слияние, что характерно для двумерной турбулентности [21].

Наибольшее расхождение между теорией и наблюдениями связано с оценкой времени жизни вихрей. Согласно теории, вихри должны жить заметно дольше, чем в реальности. Отметим, что, согласно теории, время жизни вихря зависит от скорости его перемещения вдоль меридиана. При этом расстояние, на которое должен сместиться вихрь, оценивается довольно точно. Поэтому теоретическая оценка времени жизни чувствительна к точности вычисления скорости смещения вихря вдоль меридиана. Исследования так называемого бета-круговорота, представленные в работе [22], должны пока-

зять, насколько точны оценки этой скорости, полученные на основе расчета поля волн, излучаемых вихрями.

Однако, скорее всего, уточнения меридиональной компоненты скорости перемещения вихря в рамках эквивалентной баротропной модели (4) не объяснят столь значительного расхождения теории с наблюдениями. Как уже отмечалось в разделе 7, наиболее существенным недостатком модели (4), обуславливающим расхождение теоретических и наблюдаемых оценок времени жизни вихрей, является исключение из рассмотрения баротропной моды движений. В реальности вихрь в процессе своего движения будет излучать волны Россби как первой бароклиной, так и баротропной мод. Потери энергии вихрем на излучение волн при этом увеличатся, и соответственно уменьшится время его жизни. Таким образом, чтобы добиться лучшего количественного соответствия характеристик вихрей в модели наблюдениям, следует учитывать взаимодействие первой бароклиной и баротропной мод. Это означает переход от эквивалентной баротропной модели (4) к модели двухслойной жидкости.

Переход к одновременному описанию баротропной и первой бароклиной мод при исследовании динамики интенсивных вихрей важен и для понимания процессов их зарождения. Действительно, в рамках уравнения (4) можно описывать только эволюцию вихрей открытого океана. Наблюдения вроде бы оставляют такую возможность, так как в работе [6] отмечается, что значительная доля наблюдавшихся вихрей образуется в результате меандрирования восточных пограничных течений. Зародившись у восточных границ океана, такие вихри затем должны перемещаться на запад, заполняя собой открытые области океана. Однако такая простая схема не соответствует наблюдениям. Как отмечается в [6], согласно наблюдениям, вихри образуются также и посреди океанов. При этом наиболее вероятной причиной их зарождения считается бароклиная неустойчивость средних течений, для описания которой необходимо учитывать взаимодействие бароклиной и баротропной мод движения. Как показывают результаты работы [23], средние течения могут также подпитывать вихри энергией в процессе их эволюции. Этот процесс также требует учета как бароклиной, так и баротропной мод движения. Вполне вероятно, что исследования динамики изолированных вихрей в двухслойной жидкости позволят лучше понять закономерности развития геострофической турбулентности на бета-плоскости, включая отмеченное Райнсом [24] перераспределение энергии между бароклиной и баротропной модами движения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Некоторые результаты гидрофизического эксперимента на полигоне в Тропической Атлантике / Л. М. Бреховских [и др.] // Известия Академии наук СССР. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. VII, № 5. С. 511–527.
2. The Mid-Ocean Dynamics Experiment / The MODE Group // Deep Sea Research. 1978. Vol. 25, iss. 10. P. 859–910. [https://doi.org/10.1016/0146-6291\(78\)90632-X](https://doi.org/10.1016/0146-6291(78)90632-X)
3. Синоптические вихри в океане / Отв. ред. Б. А. Нелепо. Киев : Наукова думка, 1980. 288 с.

4. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. Ленинград : Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
5. Greenslade D. J. M., Chelton D. B., Schlax M. G. The Midlatitude Resolution Capability of Sea Level Fields Constructed from Single and Multiple Satellite Altimeter Datasets // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 1997. Vol. 14. P. 849–870. [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(1997\)014<0849:TMRCOS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(1997)014<0849:TMRCOS>2.0.CO;2)
6. Chelton D. B., Schlax M. G., Samelson R. M. Global observations of nonlinear mesoscale eddies // Progress in Oceanography. 2011. Vol. 91. P. 167–216. doi:10.1016/j.pocean.2011.01.002
7. Chen G., Han G., Yang X. On the intrinsic shape of ocean eddies derived from satellite altimetry // Remote Sensing of Environment. 2019. Vol. 228. P. 75–89. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2019.04.011>
8. McWilliams J. C., Robinson A. R. A wave analysis of the Polygon array in the tropical Atlantic // Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts. 1974. Vol. 21, iss. 5. P. 359–368. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(74\)90040-0](https://doi.org/10.1016/0011-7471(74)90040-0)
9. Коротаев Г. К. Структура, динамика и энергетика синоптической изменчивости океана. Севастополь, 1980. 64 с. (Препринт / МГИ).
10. Коротаев Г. К., Коснырев В. К., Шевченко Э. А. Структура возмущений поля температуры синоптических вихревых образований // Морские гидрофизические исследования. Севастополь : МГИ, 1979. № 2. С. 167–174.
11. Ferrari R., Wunsch C. Ocean Circulation Kinetic Energy: Reservoirs, Sources, and Sinks // Annual Review of Fluid Mechanics. 2009. Vol. 41. P. 253–282. <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139>
12. Коротаев Г. К. Бароклинный слой моря: от теории Линейкина до оперативной океанологии // Современные проблемы динамики океана и атмосферы : сборник статей, посвященный 100-летию со дня рождения проф. П. С. Линейкина. М. : Триада, 2010. С. 79–97.
13. Lapeyre G., Klein P. Dynamics of the Upper Oceanic Layers in Terms of Surface Quasigeostrophy Theory // Journal of Physical Oceanography. 2006. Vol. 36. P. 165–176. doi:10.1175/JPO2840.1
14. Ponte A. L., Klein P. Reconstruction of the upper ocean 3D dynamics from high-resolution sea surface height // Ocean Dynamics. 2013. Vol. 63. P. 777–791. doi:10.1007/s10236-013-0611-7
15. Seasonality in submesoscale turbulence / J. Callies [et al.] // Nature Communications. 2015. Vol. 6. 6862. <https://doi.org/10.1038/ncomms7862>
16. Korotaev G. K. Radiating Vortices in Geophysical Fluid Dynamics // Surveys in Geophysics. 1997. Vol. 18. P. 567–619. <https://doi.org/10.1023/A:1006583017505>
17. Коротаев Г. К. Теоретическое моделирование синоптической изменчивости океана. Киев : Наукова думка, 1988. 160 с.
18. Korotaev G. K., Fedotov A. B. Dynamics of an isolated barotropic eddy on a beta plane // Journal of Fluid Mechanics. 1994. Vol. 264. P. 277–301. <https://doi.org/10.1017/S0022112094000662>
19. Flierl G. R. Rossby wave radiation from a strongly nonlinear warm eddy // Journal of Physical Oceanography. 1984. Vol. 14. P. 47–58. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1984\)014<0047:RWRFFAS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1984)014<0047:RWRFFAS>2.0.CO;2)
20. Коротаев Г. К., Дорофеев В. Л. Эволюция ансамбля геострофических вихрей на β -плоскости // Известия Академии наук. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, № 2. С. 200–206.

21. *McWilliams J. C.* The emergence of isolated coherent vortices in turbulent flow // *Journal of Fluid Mechanics*. 1984. Vol. 146. P. 21–43. doi:<https://doi.org/10.1017/S0022112084001750>
22. *Резник Г. М., Кравцов С. В.* Сингулярные вихри бега-плоскости: краткий обзор и недавние результаты // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. Т. 36, № 6. С. 720–739. doi:[10.22449/0233-7584-2020-6-720-739](https://doi.org/10.22449/0233-7584-2020-6-720-739)
23. *Сутырин Г. Г.* Каким образом океанические вихри могут быть столь долгоживущими // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. Т. 36, № 6. С. 740–756. doi:[10.22449/0233-7584-2020-6-740-756](https://doi.org/10.22449/0233-7584-2020-6-740-756)
24. *Rhines P. B.* Geostrophic turbulence // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1979. Vol. 11. P. 401–441. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.11.010179.002153>

Об авторе:

Коротаев Геннадий Константинович, научный руководитель ФГБУН ФИЦ МГИ (299011, Россия, г. Севастополь, ул. Капитанская, д. 2), член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор, **ResearchID: K-3408-2017**, gkorotaev@gmail.com