ОКЕАНОЛОГИЯ, 2021, том 61, № 3, с. 353–365

ФИЗИКА МОРЯ

УДК 551.465

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ЛОФОТЕНСКОГО ВИХРЯ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ

© 2021 г. Е. К. Сантьева[1], И. Л. Башмачников[1, 2, *], М. А. Соколовский[3, 4]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, каф. океанологии, Санкт-Петербург, Россия

[2]Научный фонд "Международный центр по окружающей среде и дистанционному зондированию им. Нансена", Санкт-Петербург, Россия

[3]Институт водных проблем Российской академии наук, Москва, Россия

[4]Институт океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук, Москва, Россия

*e-mail: igorb1969@mail.ru

Поступила в редакцию 14.07.2020 г.
После доработки 22.10.2020 г.
Принята к публикации 14.02.2021 г.

В статье исследуются причины устойчивости Лофотенского вихря, практически постоянно существующего в центральной части Лофотенской котловины Норвежского моря. Показано, что наклон дна и увеличение крутизны склонов котловины к юго-западу (области разделения Норвежского течения на две ветви) существенно увеличивает устойчивость вихря. Эта сравнительно небольшая изменчивость топографии создает область малых градиентов фоновой потенциальной завихренности, совпадающей со средним положением Лофотенского вихря. Находящийся в этой области вихрь, даже без подпитки энергией извне, может сохранять от 60 до 90% объема ядра в течение двух с половиной лет. При положении вихря на склоне котловины, изменении топографии котловины или отклонении характеристик среднего течения от их характерных значений в Лофотенской котловине интенсивность деформации вихря и скорости его разрушения, как правило, возрастают. Таким образом, топография Лофотенской котловины в сочетании с характеристиками Норвежского течения в регионе являются близкими к оптимальным для продолжительного существования антициклонического вихря в центре котловины.

Ключевые слова: Лофотенский вихрь, динамическая устойчивость, топография котловины, Норвежское течение, квазигеострофическое приближение

DOI: 10.31857/S0030157421030138

ВВЕДЕНИЕ

Лофотенский бассейн расположен в северной части Норвежского моря. Он представляет собой практически плоскую котловину со средней глубиной порядка 3000 м, слегка понижающуюся к юго-западу и ограниченную со всех сторон крутыми склонами подводных поднятий. В центральной части котловины расположена локальная впадина максимальной глубиной около 3250 м.

Лофотенский бассейн является основным резервуаром тепла Северо-Европейского бассейна и характеризуется интенсивной теплоотдачей в атмосферу [18, 45, 46]. Теплые и соленые атлантические воды приносятся в бассейн топографически захваченным Норвежским течением и концентрируются в верхних 800–1000 м. Ниже лежат холодные и опресненные гренландские промежуточные воды, которые попадают в бассейн через хребет Мона [19, 55].

Две ветви Норвежского течения охватывают котловину с двух сторон (рис. 1). Восточная ветвь (называемая также Норвежским склоновым течением) распространяется вдоль западной оконечности плато Воринг и далее вдоль континентального склона на север. Течение характеризуется средней скоростью 20–30 см $с^{-1}$. Западая ветвь (или Норвежское фронтальное течение) следует вдоль хребта Хельгеланд и хребта Мона вдоль западной оконечности котловины и связана с субполярным фронтом. Средняя скорость течения составляет 10–15 см $с^{-1}$ [31, 32, 59]. Вдоль внутренних склонов котловины ряд авторов также отмечает наличие глубинного циклонического течения, которое может выходить на поверхность; его скорость на поверхности не превышает 5–10 см $с^{-1}$ [27, 37, 39, 42].

Советские океанографические съемки 1970–1980-х гг. выявили квазипостоянный вихрь в цен-

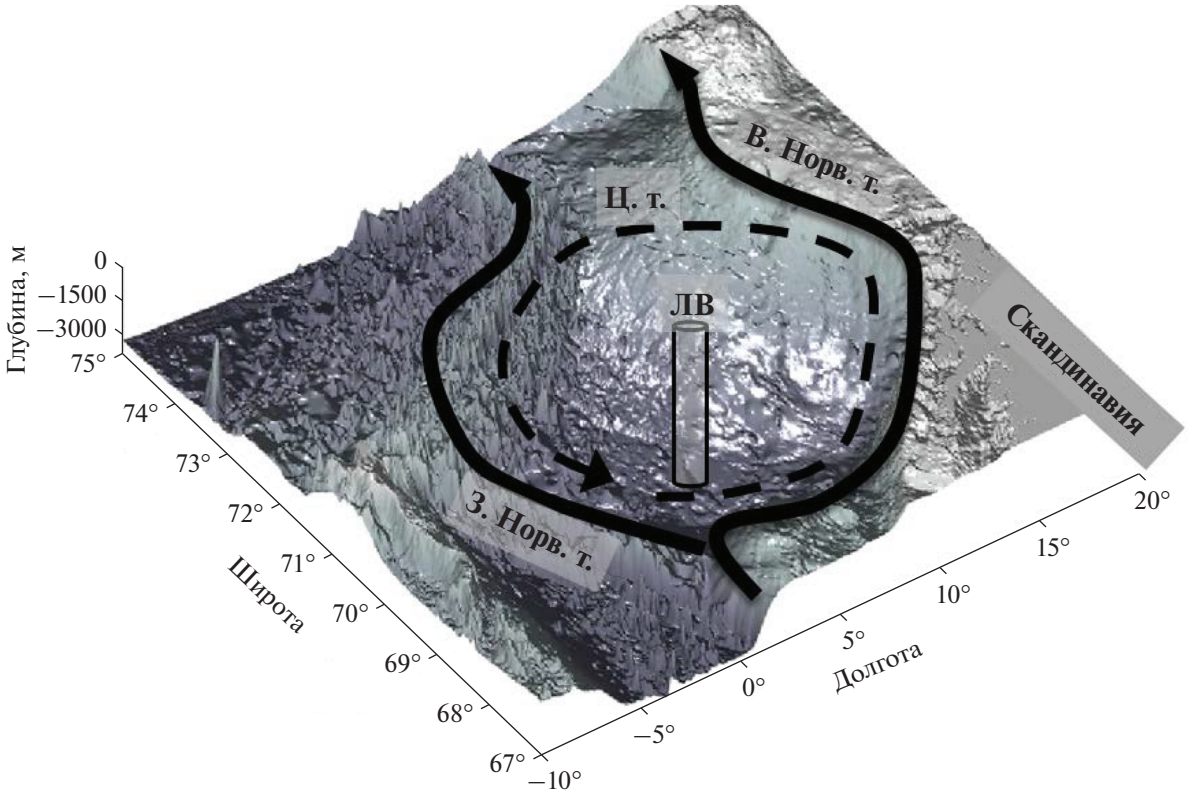

Рис. 1. Рельеф дна Лофотенской котловины. З. Норв. т. – западная ветвь Норвежского течения, В. Норв. т – восточная ветвь Норвежского течения, Ц. т. – циклоническая циркуляция, усиливающаяся ко дну, ЛВ – антициклонический Лофотенский вихрь.

тральной части Лофотенской котловины [3, 4]. Лофотенский вихрь (ЛВ) имеет радиус 30–50 км. Он отчетливо выделяется по положительным аномалиям температуры и солености на глубинах до 800–1200 м, но его динамическое влияние прослеживается от поверхности до дна котловины [1, 7, 8, 14, 15, 20, 31, 48]. Поразительная устойчивость характеристик и местоположения этого вихря при практически плоском дне котловины привлекала внимание многих исследователей. В качестве одного из механизмов поддержания вихря [4] рассматривается его периодическая регенерация в результате зимней конвекции, существенно более интенсивной в ядре вихря, чем в окружающем океане [12, 20]. Другим важным фактором является периодическое слияние ЛВ с антициклонами [30], интенсивно генерируемыми на Норвежском течении [13] и, особенно, у Лофотенских островов [29]. В дальнейшем относительная роль этих механизмов исследовалась в ряде работ, которые показали значимость обоих способов регенерации ЛВ [20, 43, 59]. Однако интенсивное развитие глубокой осенне-зимней конвекции в центре вихря происходит не каждую зиму [2], а слияния ЛВ с другими вихрями наблюдаются всего лишь 1–4 раза в год [14]. В связи с этим встает вопрос о стабильности вихря в промежутках между этими эпизодами, которые могу достигать 10 и более месяцев. И хотя характерное время разрушения ЛВ мелкомасштабной турбулентностью составляет порядка 10 лет [25, 49], для ЛВ выполняются условия развития динамической неустойчивости, что является существенно более эффективным механизмом разрушения вихря, чем диффузия [6, 9, 16, 17, 21, 23, 26, 33, 40, 47, 51, 53].

Теоретический анализ неустойчивости трехслойных геострофических вихрей [10, 11, 28, 47, 50] показал, что необходимое условие неустойчивости достигается, когда по меньшей мере один из параметров стратификации, γ_1 или γ_2 (обратно пропорциональных первому или второму радиусам деформации Россби соответственно), достигает некоторого порогового значения. Для типичных условий верхнего слоя океана, когда скачок плотности на верхней границе ядра вихря ($\Delta\rho_1$ между слоями 1 и 2) оказывается намного больше, чем на нижней ($\Delta\rho_2$ между слоями 2 и 3), неустойчивость развивается в виде длинных волн на наклонной изопикнической поверхности между слоями 1 и 2, и коротких волн – между слоями 2 и 3 [11, 47, 50]. Устойчивость антициклонического вихря может увеличиться при развитии глу-

бинной антициклонической циркуляции под ядром вихря [17, 24], что характерно и для ЛВ [14].

В упрощенной трехслойной квазигеострофической модели ЛВ, при наличии концентрической впадины в центре бассейна, характерный временно́й масштаб развития неустойчивости в ЛВ составлял от 4 до 8 мес. [14]. Однако в более полной модели Навье–Стокса, с реалистичной динамикой и топографией, вихрь существовал значительно дольше даже при отсутствии его регенерации конвекцией или другими вихрями [14].

Причин такого различия может быть несколько. В частности, высказывалось предположение, что образующиеся в результате сдвиговых напряжений на периферии вихря вытянутые области завихренности (вихревые нити) могут снижать напряжения сдвига в ядре вихря и предотвращать дальнейший рост неустойчивости [14, 34–36]. На устойчивость ЛВ могут влиять и небольшие особенности топографии. Так, вихрь, как правило, наблюдается вблизи незначительной впадины на юго-западе почти плоской котловины [14, 30]. Было экспериментально установлено, что учет этой особенности топографии бассейна ведет к существенному росту устойчивости Лофотенского вихря в квазигеострофической модели [14]. Последнее обстоятельство не получило объяснения, что послужило толчком к данному исследованию.

В предлагаемой статье проводится исследование чувствительности устойчивости ЛВ к изменению рельефа дна и скорости набегающего фонового потока с целью выявления условий, способствующих наибольшей устойчивости Лофотенского вихря.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Основные параметры квазигеострофической модели. Лофотенский вихрь является подповерхностным: динамическое и термохалинное ядро вихря располагается на глубинах 200–800 м [15]. Трехслойная модель является простейшим приближением, описывающим основные черты такого вихря [10].

В Лофотенском бассейне планетарным β-эффектом можно пренебречь по сравнению с эквивалентным топографическим β-эффектом. Квазигеострофическая потенциальная завихренность (П) для каждого слоя модели тогда может быть записана как:

$$\begin{cases} \Pi_1 = \omega_1 + f\eta_1/h_1 \\ \Pi_2 = \omega_2 + f(\eta_2 - \eta_1)/h_2 \\ \Pi_3 = \omega_3 + f(\eta_3 - \eta_2)/h_3, \end{cases} \quad (1)$$

где ω_j – относительная завихренность слоя j (j = = 1, 2, 3), h_j – невозмущенная толщина слоя j, $\eta_1(x, y)$ и $\eta_2(x, y)$ – локальные возмущения границы между слоями 1–2 и слоями 2–3, $\eta_3(x, y)$ – локальное отклонение глубины моря от среднего значения, f – параметр Кориолиса.

При слабом влиянии на динамику вихря турбулентной диффузии, изопикнического обмена между слоями в области вихря и отсутствии изменчивости плотности под влиянием внешних воздействий, в каждом слое исследуемой модели выполняется условие сохранения П [41]:

$$\frac{d_j\Pi_j}{dt} = 0, \quad (2)$$

где $d_j/dt = \partial/\partial t + u_j\,\partial/\partial x + v_j\,\partial/\partial y$, u_j, v_j – скорости течения в слое j.

В используемой далее модели вихрь аппроксимируется кусочно-постоянной функцией, где аномалия потенциальной завихренности меняется скачком на границе вихря. Аномалия потенциальной завихренности ($\vec{\Pi}$) вычисляется через поле возмущения фонового поля давления $\vec{p}$:

$$\vec{\Pi} = \nabla^2\vec{p} + \mathrm{T}\vec{p}. \quad (3)$$

Здесь $\vec{\Pi} = \begin{pmatrix} \Pi_1 \\ \Pi_2 \\ \Pi_3 \end{pmatrix}$, $\vec{p} = \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix}$, $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $\nabla^2 p_j \sim \omega_j$, $\mathrm{T} = \begin{pmatrix} -\frac{F_1}{h_1} & \frac{F_1}{h_1} & 0 \\ \frac{F_1}{h_2} & -\frac{F_1 + F_2}{h_2} & \frac{F_2}{h_2} \\ 0 & \frac{F_2}{h_3} & -\frac{F_2}{h_3} \end{pmatrix}$ – матрица, характеризующая взаимодействие между слоями за счет локальных деформаций поверхностей раздела между ними, а $F_1 = (fL)^2/g_1'D$ и $F_2 = (fL)^2/g_2'D$ определяют степень взаимосвязанности динамики соседних слоев; $g_1' = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_0$ и $g_2' = g(\rho_3 - \rho_2)/\rho_0$, g – ускорение силы тяжести, ρ_0 – среднее значение плотности, L = 30 км – горизонтальный масштаб (характерный радиус ядра Лофотенского вихря), D = 3000 м – средняя глубина котловины. Таким образом, радиус Лофотенского вихря в безразмерном виде принимаем равным единице. Для безразмерных глубин верхнего (h_1), среднего (h_2) и нижнего (h_3) слоев выполняется соотношение $h_1 + h_2 + h_3 = 1$, а размерная толщина слоя i определяется как Dh_{ij}.

В данной работе мы используем основные параметры квазигеострофической модели (рис. 2а), ранее подобранные для изучения Лофотенского вихря (см. табл. 1 в работе [14]). В отличие от [14], где рассматривалось постепенное заглубление изобат от границ Лофотенской котловины к цен-

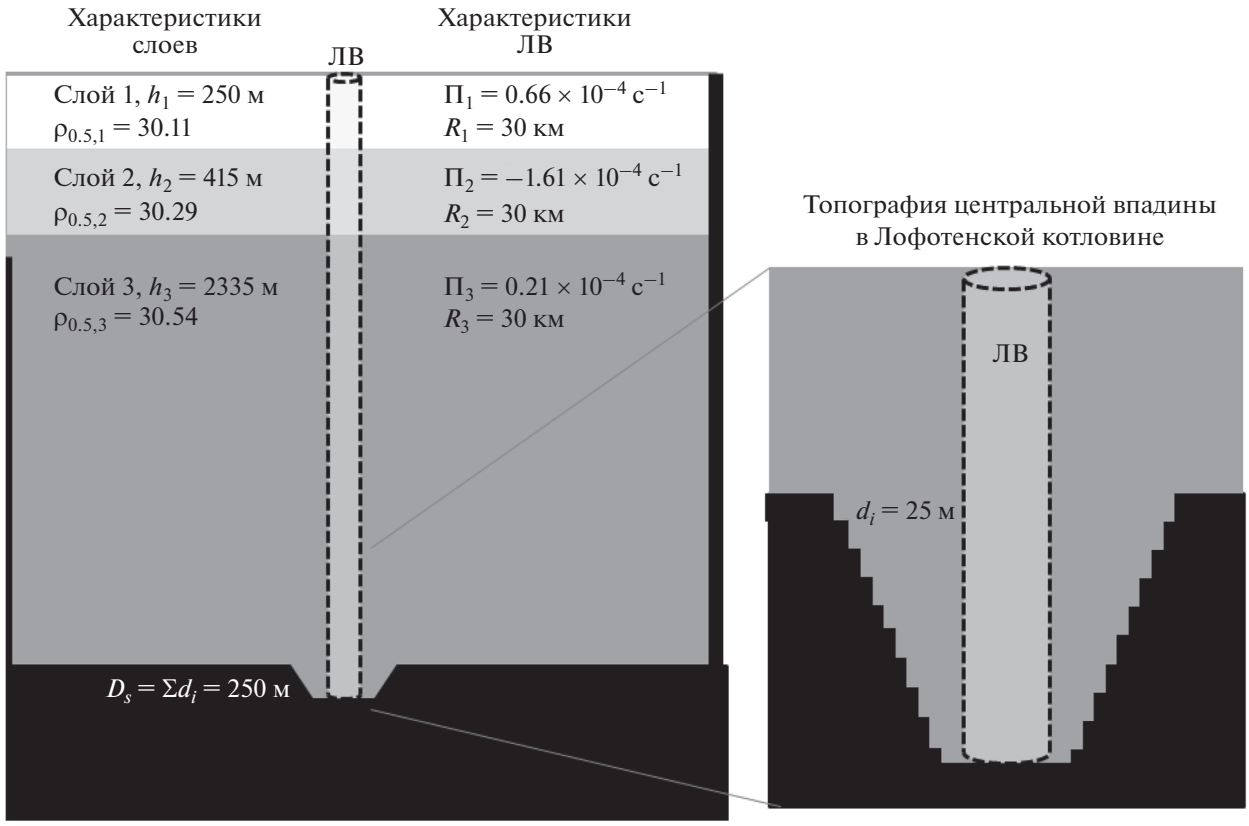

Рис. 2. Конфигурация модели для условий Лофотенского бассейна, согласно результатам [14]. Здесь $\rho_{0.5,\,i}$ – условная потенциальная плотность слоя (использованы значения, приведенные к глубине 500 м), D_s – глубина впадины в центре котловины, остальные обозначения – см. в тексте статьи. ЛВ – Лофотенский вихрь. Справа центральная впадина котловины показана крупным планом.

тру, в данной серии экспериментов Лофотенская котловина представлена в виде цилиндра диаметром 1000 км и глубиной 3000 м, в центре которого имеется сравнительно небольшая впадина диаметром 300 км с максимальным заглублением 250 м (рис. 2б). Рельеф дна впадины составлен из 10 вложенных цилиндров различных радиусов и с фиксированным шагом глубины. В базовом численном эксперименте максимальная глубина впадины соответствует максимальной глубине Лофотенской котловины. С целью автоматического пересчета характеристик вложенных цилиндров, для исследования чувствительности вихря к глубине этой впадины, радиусы концентрических изобат были связаны с глубиной моря эмпирической регрессионной зависимостью:

$$R_{di} = -180.0\left(D + \sum_{k=1}^{i} d_k\right)^3 + 1304.1\left(D + \sum_{k=1}^{i} d_k\right)^2 - \\ - 3256.9\left(D + \sum_{k=1}^{i} d_k\right) + 3038.4, \quad (4)$$

где d_k – высота k-ой ступеньки между соседними цилиндрами, R_{di} – радиус цилиндра. Глубины цилиндров приводились к безразмерному виду: $\sigma_i = (\pi^* d^* (R_i^2))/D$, где $R_i = R_{di}/L$. Для впадины все $\sigma_i < 0$.

Изначально рассматривается круговой вихрь с единичным безразмерным радиусом. Возмущения внешней границы вихря, которые могут в дальнейшем приводить к его неустойчивости, связаны с его перемещением в поле градиентов фоновой потенциальной завихренности за счет воздействия: (а) зависящих от времени и глубины возмущений поля давления (сгенерированных ранее), (б) не зависящей от времени изменчивости поля давления под влиянием фонового потока и топографии [10]:

$$p_{0j}(x, y) = -U_0 y + V_0 x - \sum_{i=1}^{10} \sigma_i W_{ij}, \quad j = 1, 2, 3. \quad (5)$$

Здесь топография аппроксимируется десятью круговыми цилиндрами (i = 1 : 10), W_{ij} – функции, определяющие воздействие на поток каждого из цилиндров (их конкретный вид выписан в [10]), U_0, V_0 – масштабы зональной и меридио-

нальной компонент скорости фонового потока вне области влияния вихря (формально – на бесконечности).

Изменения формы и площади вихря, как при взаимодействии с окружающим модельным океаном, так и при развитии динамической неустойчивости на границе вихря вплоть до его распада, описываются методом контурной динамики [5, 60]. Метод основан на том, что возмущения давления (функции тока) в любой точке области определяются конфигурациями эволюционирующих границ вихрей в каждом слое. Для моделирования используется интегральное уравнение эволюции границы вихря, которое численно решено для трехслойной версии метода (см. [10, 50, 54]).

В первой серии расчетов использовались вложенные цилиндры с общим центром, которые формируют поле концентрических изобат (рис. 2). Во второй серии расчетов центр каждого следующего (более глубокого) вложенного цилиндра был смещен к юго-западу относительно предыдущего, более точно повторяя конфигурацию изобат в центре Лофотенского бассейна. Компоненты безразмерного модельного вектора скорости (U_0, V_0) набегающего с юго-запада потока подбирались эмпирически таким образом, чтобы пространственная структура потока в модельной области (для базового численного эксперимента) качественно отражала наблюдаемую структуру течений вдоль границ Лофотенского бассейна. Этой модельной скорости присваивается значение 20 см/с, среднее значение скорости Норвежского течения к юго-западу от котловины.

Фоновые поля гидродинамического давления при отсутствии вихря. Характер изменчивости линий тока фонового поля качественно мало отличался в каждом из трех слоев модели. Поэтому здесь и далее показана конфигурация линий тока только для 2-го (среднего) слоя, где расположено ядро Лофотенского вихря (рис. 3).

Ожидаемое увеличение размеров петли сепаратрисы (ограничивающей область замкнутых линий тока) наблюдается при увеличении глубины впадины в центре котловины (рис. 3а) и при уменьшении скорости течения (рис. 3б). Величина внутренней области сепаратрисы зависит от соотношения величин аномалий потенциальной завихренности: (1) связанных с неровностями топографии и (2) связанных с наклоном изопикнических поверхностей. При смещенных центрах цилиндров в котловине область замкнутых линий тока также смещается на юго-запад. При дальнейшем увеличении скорости течения петля сепаратрисы (а вместе с ней и область замкнутых линий тока) сжимается и, при скоростях более 40 см/с, полностью исчезает (не показано).

Оцениваемые параметры эволюции вихря. В каждом слое отслеживается эволюция площади вихря. Объем вихря внутри слоя легко получить путем умножения этой площади на среднюю толщину слоя. При распаде вихря на несколько частей в момент времени t_i остаточная площадь вихря в слое 2 (S) оценивается как выраженное в процентах отношение площади вихря ($S_{\max}$) к его первоначальной площади (S_{ini}):

$$S(t_i) = \frac{S_{\max}(t_i)}{S_{\text{ini}}} \times 100\%,$$

Другой характеристикой является степень вытягивания контура вихря, меняющаяся в процессе эволюции, в том числе и в случае сохранения площади вихря. Как известно, фигурой заданной площади с наименьшей длиной границы является круг. Степень вытягивания контура вихря в расчетный момент времени t_i оценивается как относительное приращение (в %) длины границы вихря по сравнению с длиной границы круглого вихря той же площади:

$$L(t_i) = \left(\frac{L_m(t_i)}{L_{m.n}(t_i)} - 1 \right) \times 100\%,$$

где $L_m(t_i)$ – длина границы вихря в момент времени t_i, $L_{m.n}(t_i) = 2\pi\sqrt{\frac{S(t_i)}{\pi}}$ – длина границы круга той же площади $S(t_i)$, что и у модельного вихря. Для вихря круглой формы $L = 0$, а рост этого параметра означает отклонение формы вихря от круговой.

В статье основное внимание будет уделено эволюции вихря в среднем слое 2, т.е. в ядре вихря (рис. 2а). Разрушение аномалии потенциальной завихренности в верхнем слое 1 и нижнем слое 3, как правило, идет несколько быстрее. При распаде вихря на несколько частей всегда отслеживалась эволюция максимального по площади контура.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Концентрические изобаты. В базовом эксперименте (глубина центральной впадины 250 м и скорость набегающего потока 20 см $с^{-1}$, рис. 4) результаты свидетельствуют о наибольшей устойчивости вихря при его начальном положении в центре котловины (рис. 4б). Здесь ядро вихря теряет порядка 50% его первоначальной площади через 1.6 лет и наблюдается наименьшая деформация границы вихря, тогда как при начальном положении вихря к западу или востоку от центра впадины его площадь составляет менее 20% от первоначальной уже через 1.1–1.4 года.

При отсутствии планетарного β-эффекта вихрь будет сноситься фоновым потоком и одновре-

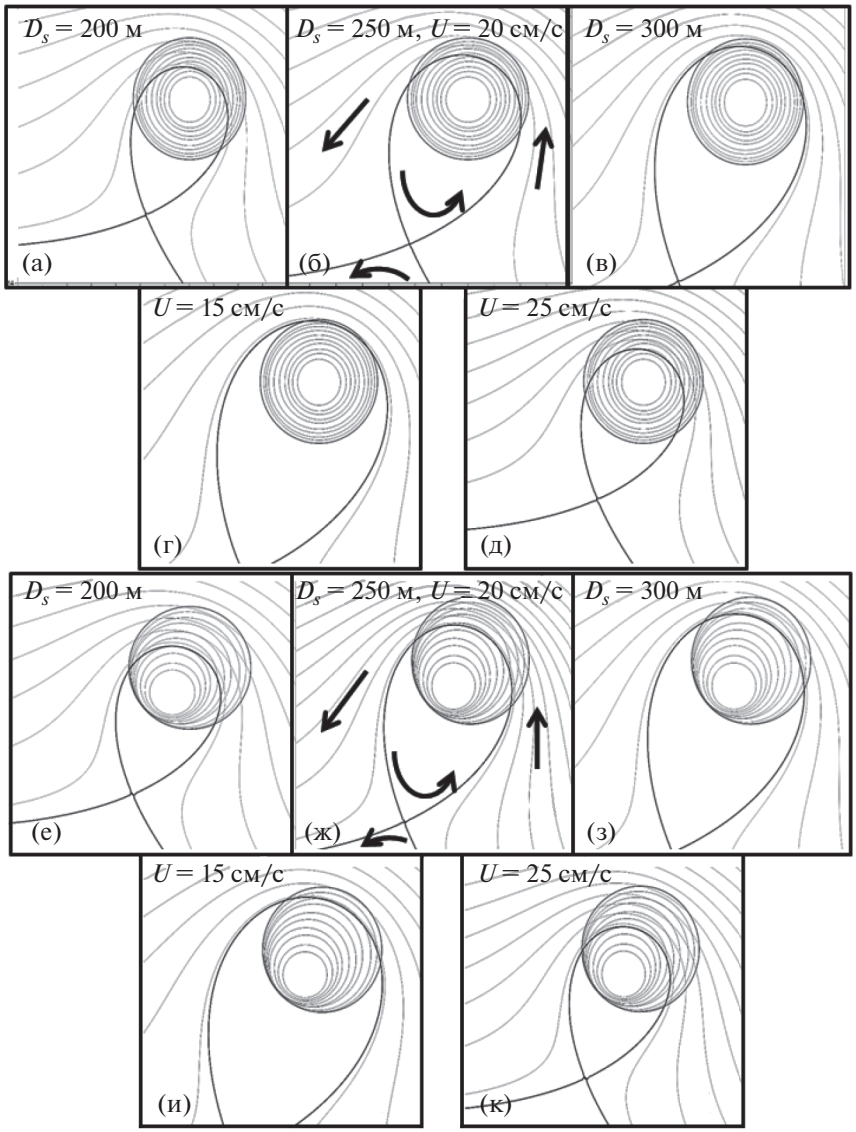

Рис. 3. Линии тока в слое 2 в Лофотенском бассейне при отсутствии Лофотенского вихря. Окружности в центре рисунков представляют собой изобаты впадины, поверх которых нанесены линии тока среднего течения. (а)–(д) – концентрические изобаты, (е)–(к) – смещенные центры изобат. При скорости фонового потока U = 20 см/с, (а) и (е) – D_s = 200 м, (б) и (ж) – D_s = 250 м (базовый эксперимент), (в) и (з) – D_s = 300 м; (г) и (и) – U =15 см/с и D_s = 250 м; (д) и (к) – U = 25 см/с и D_s = 250 м. Внутри сепаратрисы (жирная черная линия) находятся замкнутые линии тока, которые не показаны для лучшей видимости топографии. Стрелками на панелях (б) и (ж) показано направление среднего течения.

менно стремиться перемещаться вдоль изобат. Поскольку линии тока средней циркуляции пересекают изобаты (рис. 3б), вихрь перемещается в меняющемся поле фоновой потенциальной завихренности. Это генерирует возмущения на его границе, рост которых приводит к его деформации и распаду. Градиенты фонового поля потенциальной завихренности уменьшаются к центру котловины, что уменьшает внешнее воздействие на вихрь, по крайней мере, на начальных этапах его эволюции.

Чем больше скорость фонового течения, тем интенсивнее разрушается вихрь (рис. 5). Так, при уменьшении скорости фонового течения на 5 см/с (рис. 5а), даже после двух с половиной лет его эволюции, ядро вихря практически совпадает с его первоначальным положением, а площадь составила более 50% первоначальной. При этом граница вихря существенно искажается, что говорит о вероятном дальнейшем его распаде. Аналогичный эффект получается при увеличении глубины котловины, но сохранении скорости набе-

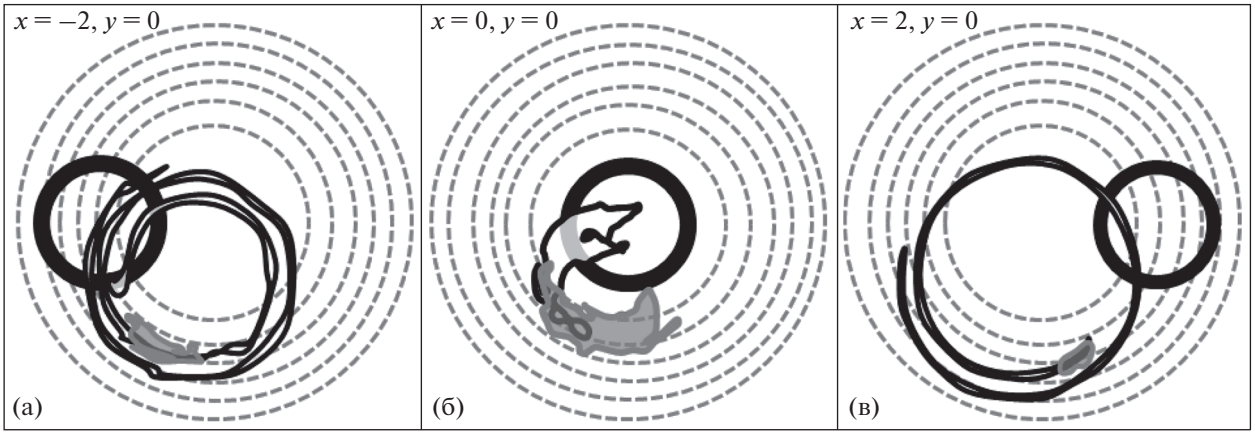

Рис. 4. Контуры вихря в слое 2 в фиксированные моменты его эволюции при различных начальных положениях вихря: (а) к западу от центра впадины, (б) в центре впадины – базовый эксперимент, (в) к востоку от центра впадины. Параметры модели: концентрические изобаты, $D_s = 250$ м, $U = 20$ см/с. Окружностями (пунктир) отмечены 6 наиболее глубоких изобат впадины в центре котловины. Жирный черный круг – граница вихря в начальный момент времени; белая область, ограниченная черным контуром – вихрь в момент, когда его площадь впервые составила не более 50% первоначальной; серая область, ограниченная серым контуром – вихрь в последний расчетный момент времени, либо в момент, когда его площадь составила не более 20% первоначальной. Полное время расчета соответствует 2.5 годам эволюции вихря.

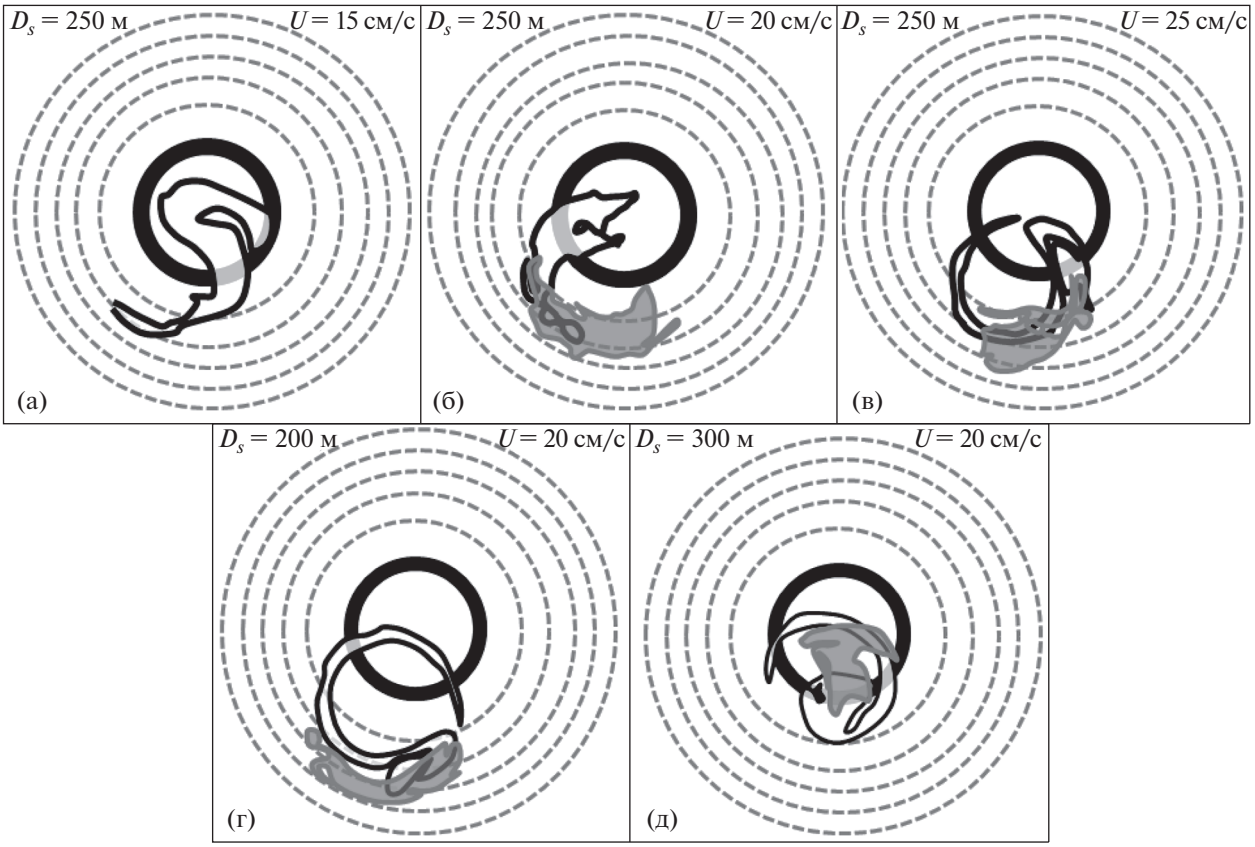

Рис. 5. Контур вихря в слое 2 для случая концентрических изобат в фиксированные моменты его эволюции (см. подпись к рис. 4) при различных скоростях набегающего потока $U = 15$ см/с (а), 20 см/с (б) и 25 см/с (в); и при изменении максимальной глубины впадины внутри котловины $D_s = 200$ м (г), 300 м (д). Окружностями (пунктир) показаны 5 наиболее глубоких изобат впадины.

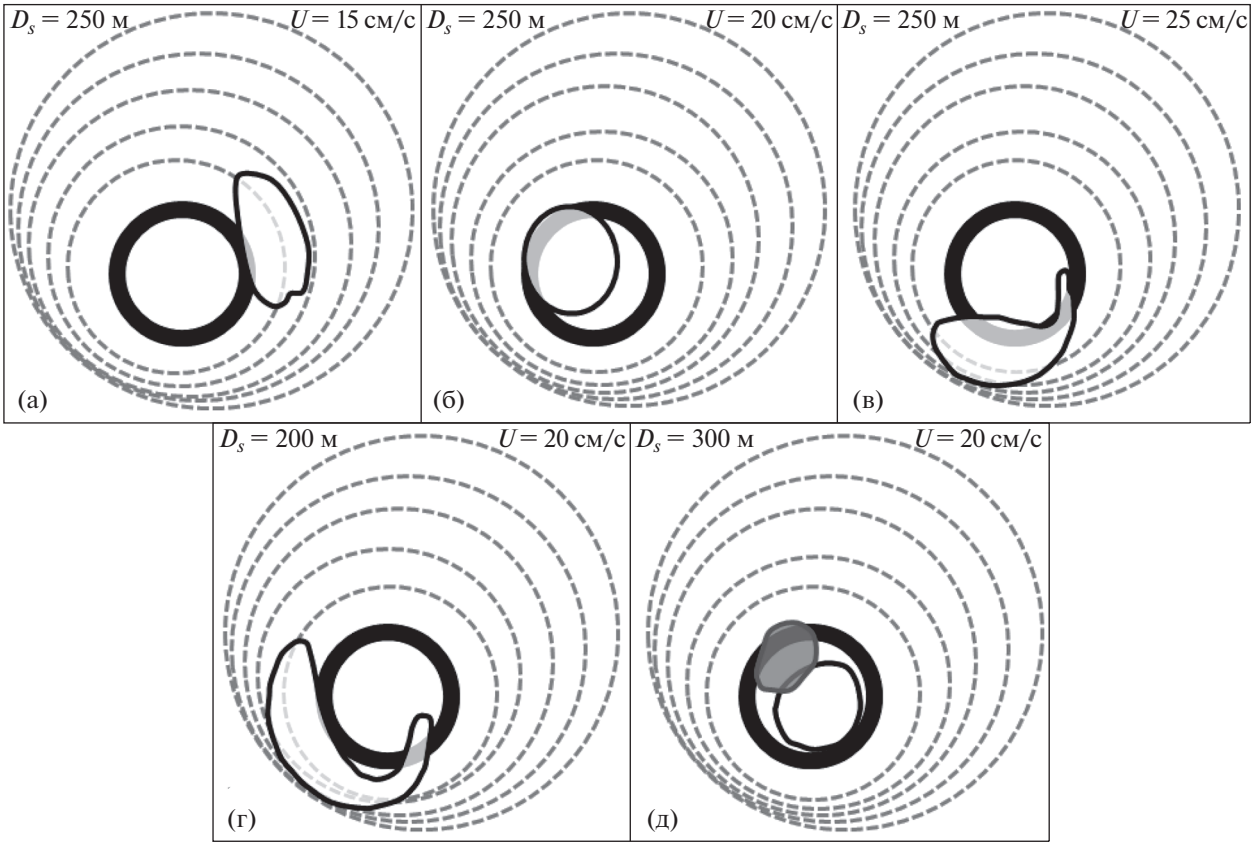

Рис. 6. То же, что на рис. 5, но при смещенных центрах окружностей-изобат (окружностями (пунктир) отмечены 5 наиболее глубоких изобат впадины в центре котловины). На панелях (а)–(г) белая область, ограниченная черным контуром, изображает ядро вихря через 2.5 года его эволюции. На (д) вихрь разрушается быстрее, и в последний расчетный момент он представлен серой областью.

гающего потока (рис. 5е). Увеличение скорости течения, как и уменьшение глубины впадины, наоборот, приводят к более быстрому дрейфу вихря к склонам впадины, более сильному искажению его границы и более быстрому сокращению его площади.

При смещении центров изобат впадины на юго-запад (рис. 6) ситуация меняется радикально. Форма вихря искажается значительно меньше, и, к концу интервала моделирования, потери объема ядра не превышают 50% практически при всех используемых сочетаниях параметров. Интересно, что наименьшее искажение формы вихря наблюдается в базовом эксперименте, который наиболее приближен к реальным топографическим и характерным динамическим характеристикам Лофотенской котловины.

Непрерывная эволюция основных характеристик вихря (его площадь и длина границы в слое 2) приведены на рис. 7. В базовом эксперименте (рис. 7а) изменение площади вихря происходит неравномерно. Наблюдаются три временны́х интервала с более резким ее уменьшением (0.5–0.8, 1.1–1.6 и 1.8–2.2 года); в промежутках между ними площадь вихря практически не меняется. При этом длина контура вихря равномерно растет в течение всего первого года моделирования (рис. 7в), что говорит о его вытягивании и усложнении формы контура границы (см. рис. 5б). В последний расчетный момент времени площадь вихря составляет около 40% от первоначальной.

При уменьшении скорости потока на 5 см/с (а также на 10 см/с) процессы вытягивания и распада замедляются (рис. 7а, 7б, см. также рис. 5а). Через 1.4–1.6 лет длина границы вихря достигает максимума. После этого длина границы и площадь уменьшаются скачком в связи с распадом вихря на несколько относительно крупных вихрей (численно это достигается применением метода контурной хирургии). Это связано с увеличением инкрементов роста низких мод, опережающий рост которых был ранее отмечен при естественном развитии неустойчивости Лофотенского вихря [14]. В последний расчетный момент времени площадь вихря составляет около 50–60% от ее первоначального значения.

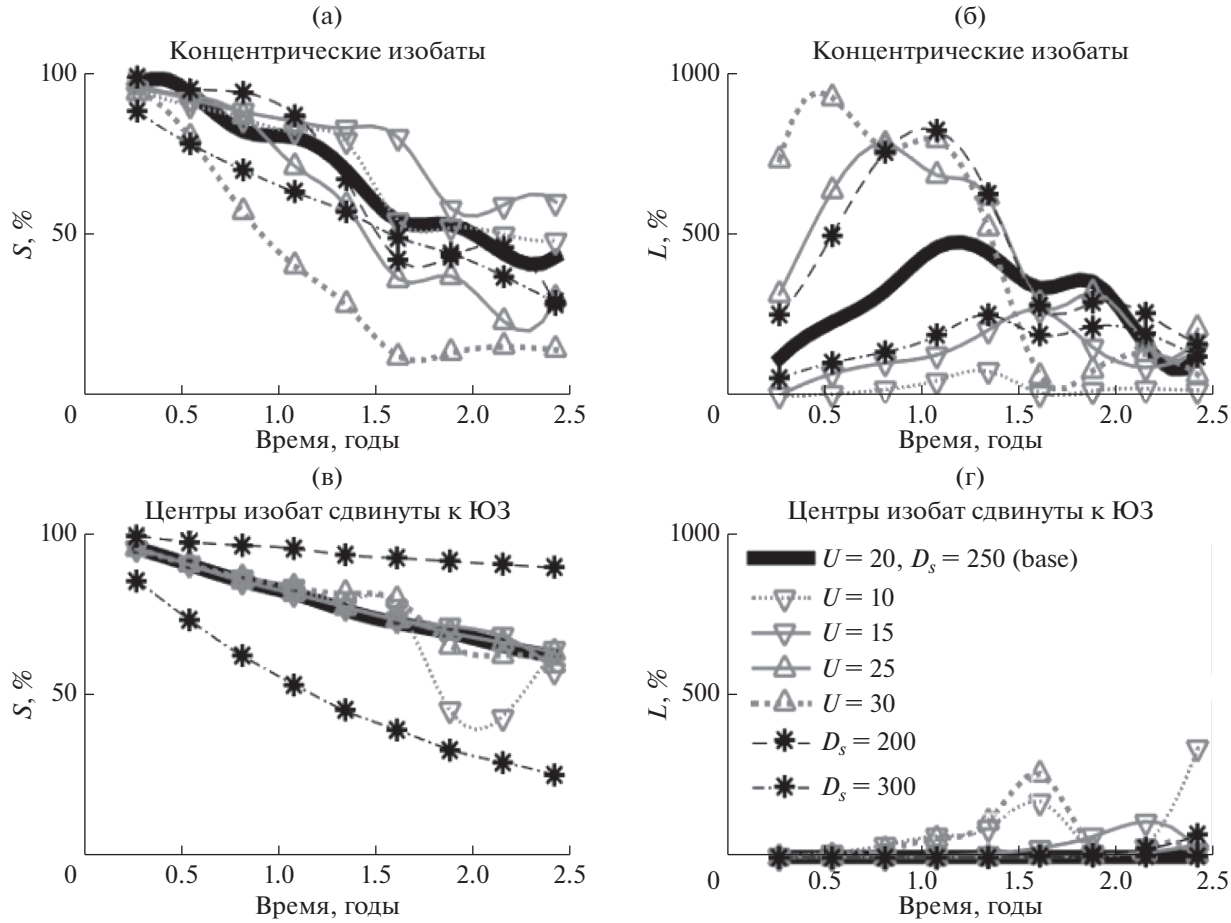

Рис. 7. Эволюция площади горизонтального сечения ядра вихря в % от начальной (а, в), и относительное приращение длины контура ядра вихря в % от длины границы круга той же площади (б, г). Концентрические изобаты (а), (б), смещенные центры изобат (в), (г). Линии на графиках: $U = 20$ см/с и $D_s = 250$ м (базовый эксперимент, жирная черная линия); $D_s = 250$ м и $U = 10$ см/с (серый пунктир с треугольниками вершиной вниз), $U = 15$ см/с (серая сплошная линия с треугольниками вершиной вниз), $U = 25$ см/с (серая сплошная линия с треугольниками вершиной вверх), $U = 30$ см/с (серый пунктир с треугольниками вершиной вверх); $U = 20$ см/с и $D_s = 200$ м (черный тонкий пунктир со звездочками), $U = 20$ см/с и $D_s = 300$ м (черный тонкий штрих-пунктир со звездочками).

При увеличении скорости фонового потока на 5 см/с (рис. 7а, 7б) площадь вихря монотонно уменьшается в течение первых 1.6 лет, наиболее быстро – после 0.8 лет. Это сопровождается первоначальным ростом длины контура вихря в течение 0.5–0.7 лет (вытягиванием вихря, см. рис. 5в). Последующее уменьшение длины контура вихря и его площади свидетельствует об отделении от первоначального вихря серий мелких вихрей. В последний расчетный момент площадь вихря составляет около 30%.

При увеличении скорости потока на 10 см/с (рис. 7а, 7б) наблюдается довольно быстрое и равномерное уменьшение площади вихря. При этом длина границы вихря, после первоначального резкого увеличения (вытягивания), все время уменьшается. После 1.6 лет площадь вихря незначительно возрастает, что сопровождается небольшим ростом длины его границы. Это увеличение площади связано со слиянием вихря с более мелким вихрем, образовавшимся ранее в результате его распада. В конечный расчетный момент времени остается только около 10% первоначальной площади вихря.

При уменьшении глубины впадины на дне котловины до 200 м (рис. 7а, 7б, см. также рис. 5г) вихрь разрушается вначале медленнее, но затем следует его быстрый распад (1.1–1.6 лет). При глубине котловины 300 м площадь вихря уменьшается равномерно (см. также рис. 5д), и на протяжении всего расчетного времени она остается меньше площади вихря при стандартных расчетах. В обоих случаях в конце промежутка моделирования конечная площадь вихря составляет 30%, т.е. меньше, чем в базовом эксперименте.

Сравнение характера изменчивости характеристик вихря во втором слое с первым (верхним) слоем (рисунки не приведены) показывает, что, хотя резкие уменьшения площади вихря в слое 2 наступают несколько раньше, во всех экспериментах в последний расчетный момент времени площадь вихря в среднем слое больше, чем в верхнем слое. Таким образом, в целом, ядро вихря более устойчиво к внешним возмущениям, чем его динамическая проекция в верхнем слое. Скорость разрушения вихря в нижнем слое примерно такая же, как в среднем слое.

При смещенных центрах кругов изобат (рис. 7в) площадь вихря уменьшается почти одинаково во всех экспериментах и, в подавляющем большинстве случаев, это уменьшение идет существенно медленнее и равномернее, чем при концентрических изобатах. К концу расчетного времени площадь вихря составляет около 60% от первоначальной, независимо от скорости набегающего потока. Отклонение формы вихря от круговой значительно меньше, чем при концентрических изобатах (рис. 7г, см. также рис. 6). При уменьшении скорости потока на 10 см/с, после 1.6 лет площадь вихря резко уменьшается, а потом следует опять увеличение (рис. 7в); также наблюдаются и скачки формы вихря (рис. 7г). Это связано с распадом вихря на два больших вихря, после чего происходит слияние этих вихрей.

В отличие от изменчивости скорости фонового потока, изменение глубины котловины существенно влияет на скорость разрушения вихря: при глубине впадины в центре котловины 200 м в конце расчета площадь вихря составила около 90% от первоначальной, при 250 м (базовый эксперимент) – 70%, и при 300 м – около 25%. Таким образом, при смещенных центрах изобат вихрь искажается значительно меньше, чем при концентрических, и скорость его разрушения падает.

ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Данная работа дополняет результат работы [14], где было показано, что, если вместо плоского дна котловины задать небольшое заглубление топографии к юго-западу, более точно отражающее топографию Лофотенского бассейна, то скорость разрушения Лофотенского вихря существенно снижается, приближаясь к таковой для модели с полными уравнениями гидродинамики и реалистичной топографией дна. Используемая в статье трехслойная квазигеострофическая модель достаточна для рассмотрения развития неустойчивости путем роста захваченных бароклинных волн Россби, что является наиболее частой причиной быстрого разрушения вихря. В этой связи представляется, что квазигеострофическая модель, несмотря на очевидные упрощения, адекватно отражает изменчивость скорости разрушения ЛВ в зависимости от внешних условий.

Приводимые выше модельные эксперименты показали, что время жизни вихря существенно зависит от его положения в котловине, характера топографии дна и скорости набегающего потока. В самой глубокой части котловины вихрь разрушается медленнее. При увеличении скорости набегающего потока или уменьшении глубины впадины в центре котловины область концентрической циркуляции внутри петли сепаратрисы сжимается и увеличиваются градиенты функции тока фонового потока. В этом случае вихрь быстро покидает положение его наибольшей устойчивости в центре котловины, сильнее деформируется и, как правило, быстрее разрушается.

При концентрических изобатах изменение скорости течения наиболее сильно влияет на скорость и характер разрушения вихря. Для малых скоростей течения разрушение ЛВ происходит скачками, путем его распада на относительно крупные вихревые структуры, а при значительных скоростях течения разрушение идет достаточно равномерно, путем постоянного отрыва множества небольших вихрей от ЛВ.

Ситуация кардинально меняется при смещении центров концентрических изобат на юго-запад, более точно описывающем топографию Лофотенской котловины. Во всех экспериментах ЛВ сохранял форму, близкую к круговой, а также свое положение в центре впадины. Размеры ядра в базовом эксперименте, максимально приближенном к условиям Лофотенской котловины, за 2.5 года уменьшились только на 60%. Таким образом, даже при отсутствии регенерации, Лофотенский вихрь может существовать в котловине не менее 2-х лет.

Стабилизирующий и дестабилизирующий эффекты сравнительно небольших изменений топографии дна (на 5–10% высоты нижнего слоя модели) обсуждались ранее в литературе [16, 22, 38, 52, 56–58]. Однако в данном случае высокая стабильность вихря связана с тем, что, при смещенных на юго-запад центрах изобат, центр впадины практически совпадает с центром замкнутой циркуляции фонового потока. При этом в центральной части впадины формируется поле очень слабых градиентов потенциальной завихренности. Помещенный туда вихрь практически не меняет своего местоположения и разрушается крайне медленно.

В реальных условиях Лофотенской котловины существуют дополнительные факторы, которые как увеличивают, так и ослабляют устойчивость ЛВ. Данные моделирования [14] показывают, что взаимодействие с циклонами и антициклонами обычно ускоряет искажение формы и последующее разрушение ЛВ. В то же время, вокруг границ

ЛВ регулярно присутствуют несколько мезомасштабных циклонов [44], которые экранируют ЛВ от взаимодействия со средним потоком, что является фактором дополнительной стабилизации ЛВ.

Источник финансирования. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 20-55-10001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Алексеев Г.В., Багрянцев М.В., Богородский П.В. и др.* Структура и циркуляция вод на северо-востоке Норвежского моря // Проблемы Арктики и Антарктики. 1991. № 65. С. 14–23.
2. *Блошкина Е.В., Иванов В.В.* Конвективные структуры в Норвежском и Гренландском морях по результатам моделирования с высоким пространственным разрешением // Труды гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2016. № 361. С. 146–168.
3. *Иванов В.В., Кораблёв А.А.* Динамика внутрипикноклинной линзы в Норвежском море // Метеорология и гидрология. 1995. № 10. С. 55–62.
4. *Иванов В.В., Кораблёв А.А.* Формирование и регенерация внутрипикноклинной линзы в Норвежском море // Метеорология и гидрология. 1995. № 9. С. 62–69.
5. *Козлов В.Ф.* Метод контурной динамики в модельных задачах о топографическом циклогенезе в океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. № 8 (19). С. 845–854.
6. *Козлов В.Ф., Макаров В.Г., Соколовский М.А.* Численная модель бароклинной неустойчивости осесимметричных вихрей в двухслойном океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. № 8 (22). С. 868–874.
7. *Перескоков А.И.* О физической природе крупномасштабного антициклонического круговорота в толще вод Норвежского моря // Докл. АН. 1999. № 4 (364). С. 549–552.
8. *Романцев В.А.* Крупномасштабная структура и особенности средней циркуляции вод // Проблемы Арктики и Антарктики. 1991. № 65. 75–97.
9. *Соколовский М.А.* Численное моделирование нелинейной неустойчивости осесимметричных двухслойных вихрей // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. № 7 (24). С. 735–743.
10. Соколовский М.А. Моделирование трехслойных вихревых движений в океане методом контурной динамики // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991. № 5 (27). С. 550–562.
11. *Соколовский М.А.* Устойчивость осесимметричного трехслойного вихря // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1997. № 1 (33). С. 19–30.
12. *Федоров А.М., Башмачников И.Л., Белоненко Т.В.* Зимняя конвекция в Лофотенской котловине по данным буев ARGO и гидродинамического моделирования // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. 2019. № 64 (3). https://doi.org/10.21638/spbu07.2019.308
13. *Bashmachnikov I.L., Kozlov I.E., Petrenko L.A. et al.* Eddies in the North Greenland Sea and Fram Strait From Satellite Altimetry, SAR and High-Resolution Model Data // J. Geophys. Res.: Oceans. 2020. № 7 (125). P. 1–26. https://doi.org/10.1029/2019JC015832
14. *Bashmachnikov I.L., Sokolovskiy M.A., Belonenko T.V. et al.* On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea // Deep Sea Res., Part I. 2017. V. 128. P. 1–27.
15. *Bashmachnikov I.L., Belonenko T.V., Kuibin P.A. et al.* Pattern of vertical velocity in the Lofoten vortex (the Norwegian Sea) // Ocean Dynamics. 2018. № 12 (68). P. 1711–1725.
16. *Benilov E.S.* Stability of a Two-Layer Quasigeostrophic Vortex over Axisymmetric Localized Topography // J. Phys. Oceanogr. 2005. № 1 (35). P. 123–130.
17. *Benilov E.S.* Stability of vortices in a two-layer ocean with uniform potential vorticity in the lower layer // J. Fluid Mech. 2004. V. 502. P. 207–232.
18. *Bjork G., Gustafsson B.G., Stigebrandt A.* Upper layer circulation of the Nordic seas as inferred from the spatial distribution of heat and fresh water content // Polar Res. 2001. № 2 (20). P. 161–168.
19. *Blindheim J., Rey F.* Water-mass formation and distribution in the Nordic Seas during the 1990s // ICES J. Mar. Sci. 2014. № 5 (61). P. 846–863.
20. *Bosse A., Fer I., Lilly J.M., Søiland H.* Dynamical controls on the longevity of a non-linear vortex: The case of the Lofoten Basin Eddy // Scientific reports. 2019. № 1 (9). P. 1–13.
21. *Carton X., Sokolovskiy M., Ménesguen C. et al.* Vortex stability in a multi-layer quasi-geostrophic model: application to Mediterranean Water eddies // Fluid Dynamics Research. 2014. № 6 (46). P. 061401.
22. *Carton X.J., Legras B.* The life-cycle of the barotropic tripolar vortex // J. Fluid Mech. 1994. V. 267. P. 53–82.
23. *Carton X.J., McWilliams J.C.* Barotropic and baroclinic instabilities of axisymmetric vortices in a QG model // Elsevier Oceanographic Series. 1989. V. 50. P. 225–244.
24. *Dewar W.K., Killworth P.D.* On the stability of oceanic rings // J. Phys. Oceanogr. 1995. V. 25. P. 1467–1487.
25. *Fer I., Bosse A., Ferron B. et al.* The Dissipation of Kinetic Energy in the Lofoten Basin Eddy // J. Phys. Oceanogr. 2018. V. 48. P. 1299–1316.
26. *Flierl G.R.* On the instability of geostrophic vortices // J. Fluid Mech. 1988. V. 197. P. 349–388.
27. *Gascard J.-C., Mork K.A.* Climatic importance of large-scale and mesoscale circulation in the Lofoten Basin deduced from Lagrangian observations. Arctic-Subarctic Ocean Fluxes // In: Defining the Role of the Northern Seas in Climate / Ed. by Dickson R.R., Meincke J., Rhines P. Springer Science. 2008. P. 131–144.

28. *Holmboe J.* Instability of baroclinic three-layer models of the atmosphere // Geofys. Publ. Universitets Forlaget. Oslo. 1968. V. 27. P. 1–27.
29. *Isachsen P.E.* Baroclinic instability and the mesoscale eddy field around the Lofoten Basin // J. Geophys. Res.: Oceans. 2015. № 4 (120). P. 2884–2903.
30. *Kohl A.* Generation and Stability of a Quasi-Permanent Vortex in the Lofoten Basin // J. Phys. Oceanogr. 2007. V. 37. P. 2637–2651.
31. *Koszalka I., LaCasce J.H., Andersson M. et al.* Surface circulation in the Nordic Seas from clustered drifters // Deep Sea Res., Part I. 2011. V. 58. P. 468–485. https://doi.org/10.1016/j.dsr.2011.01.007
32. *Lumpkin R., Johnson G.C.* Global ocean surface velocities from drifters: mean, variance, ENSO response, and seasonal cycle // J. Geophys. Res.: Oceans. 2013. V. 118. P. 2992–3006. https://doi.org/10.1002/jgrc.20210
33. *Makarov V.G., Sokolovskiy M.A., Kizner Z.* Doubly symmetric finite-core heton equilibria // J. Fluid Mech. 2012. V. 708. P. 397–417.
34. *Mariotti A., Legras B., Dritschel D.G.* Vortex stripping and the erosion of coherent structures in twodimensional flows // Physics Fluids. 1994. V. 6. P. 3954–3962.
35. *McKiver W.J., Dritschel D.G.* The motion of a fluid ellipsoid in a general linear background flow // J. Fluid Mech. 2003. V. 474. P. 147–173.
36. *Meacham S.P., Pankratov K.K., Shchepetkin A.F., Zhmur V.V.* The interaction of ellipsoidal vortices with background shear flows in a stratified fluid // Dynamics of Atmospheres and Oceans. 1994. № 2–3 (21). P. 167–212.
37. *Nøst O.A., Isachsen P.E.* The large-scale time-mean ocean circulation in the Nordic Seas and Arctic Ocean estimated from simplified dynamics // J. Mar. Res. 2003. V. 61. P. 175–210.
38. *Nycander J., Lacasce J.H.* Stable and unstable vortices attached to seamounts // J. Fluid Mech. 2004. V. 507. P. 71–94.
39. *Orvik K.A.* The deepening of the Atlantic water in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea, demonstrated by using an active reduced gravity model // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. L01306. https://doi.org/10.1029/2003GL018687
40. *Pedlosky J.* The instability of continuous heton clouds // J. Atmos. Sci. 1985. V. 42. P. 1477–1486.
41. *Pedlosky J.* Geophysical fluid dynamics. Springer Verlag, 1987. 710 p.
42. *Poulain P.-M., Warn-Varnas A., Niiler P.P.* Near-surface circulation of the Nordic Seas as measured by Lagrangian drifters // J. Geophys. Res.: Oceans. 1996. V. 101. P. 18237–18258.
43. *Raj R.P., Chafik L., Nilsen J.E.O. et al.* The Lofoten Vortex of the Nordic Seas // Deep Sea Res., Part I. 2015. V. 96. P. 1–14.
44. *Raj R.P., Halo I., Chatterjee S. et al.* Interaction between mesoscale eddies and the gyre circulation in the Lofoten Basin // J. Geophys. Res.: Oceans. 2020. № 7 (125). P. 1–13. https://doi.org/10.1029/2020JC016102
45. *Rossby T., Ozhigin V., Ivshin V., Bacon S.* An isopycnal view of the Nordic Seas hydrography with focus on properties of the Lofoten Basin // Deep Sea Res., Part I. 2009. № 11 (56). P. 1955–1971.
46. *Segtnan O.H., Furevik T., Jenkins A.D.* Heat and freshwater budgets of the Nordic seas computed from atmospheric reanalysis and ocean observations // J. Geophys. Res.: Oceans. 2011. V. 116. P. 1–17.
47. *Smeed D.A.* Baroclinic instability of three-layer flows: 2. Experiments with eddies // J. Fluid Mech. 1988. V.194. P. 233–259.
48. *Søiland H., Prater M., Rossby T.* Rigid topographic control of currents in the Nordic Seas // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. P. L18607. https://doi.org/10.1029/2008GL034846
49. *Soiland H., Rossby T.* On the structure of the Lofoten Basin Eddy // J. Geophys. Res.: Oceans. 2013. V. 118. P. 1–12.
50. *Sokolovskiy M.A.* Stability analysis of the axisymmetric three-layered vortex using contour dynamics method // Computational Fluid Dynamics J. 1997. № 2 (6). P. 133–156.
51. *Sokolovskiy M.A., Verron J., Carton X., Gryanik V.* On instability of elliptical hetons // Theor. Comput. Fluid Dyn. 2010. № 1–4 (24). P. 117–123.
52. *Sokolovskiy M.A., Filyushkin B.N., Carton X.J.* Dynamics of intrathermocline vortices in a gyre flow over a seamount chain // Ocean Dynamics. 2013. № 7 (63). P. 741–760.
53. *Sokolovskiy M.A., Verron J.* Finite-core hetons: Stability and interactions // J. Fluid Mech. 2000. V. 423. P. 127–154.
54. *Sokolovskiy M.A., Verron J.* Dynamics of vortex structures in a stratified rotating fluid // Series Atmospheric and Oceanographic Sciences Library. Cham: Springer, 2014. V. 47. 382 p.
55. *Spall M.A.* Non-local topographic influences on deep convection: An idealized model for the Nordic Seas // Ocean Modelling. 2010. № 1–2 (32). P. 72–85.
56. *Sutyrin G.* Effects of topography on the beta-drift of a baroclinic vortex // J. Mar. Res. 2001. № 6 (59). P. 977–989.
57. *Sutyrin G.* Why compensated cold-core rings look stable // Geophys. Res. Lett. 2015. № 13 (42). P. 5395–5402.
58. *Velasco Fuentes O.U., van Heijst G.J.F.* Experimental study of dipolar vortices on a topographic beta-plane // J. Fluid Mech. 1994. V. 259. P. 79–106.
59. *Volkov D.L., Kubryakov A.A., Lumpkin R.* Formation and variability of the Lofoten Basin vortex in a high-resolution ocean model // Deep Sea Res., Part I. 2015. V. 105. P. 142–157.
60. *Zabusky N.J., Hughes M.H., Roberts K.V.* Contour dynamics for the Euler equations in two dimensions // J. Comput. Phys. 1979. № 1 (30). P. 96–106.

On the Stability of the Lofoten Vortex in the Norwegian Sea

E. K. Santeva[a], I. L. Bashmachnikov[a, b, #], M. A. Sokolovskiy[c, d]

[a] *St. Petersburg State University, Department of Oceanography, St. Petersburg, Russia*
[b] *Nansen International Environmental and Remote Sensing Centre, St. Petersburg, Russia*
[c] *Water Problems Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*
[d] *Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*
[#] *e-mail: igorb1969@mail.ru*

In this study we explore the origin for the high stability of the Lofoten vortex, persistently observed in the central part of the Lofoten Basin of the Norwegian Sea. It is shown that a higher steepness of the southwestern bottom slopes and a small inclination of the bottom of the basin towards the region where the Norwegian Current splits into two branches increase the dynamic stability of the Lofoten vortex. The observed minor variations of bottom topography of the basin form the area with the small gradients of the background potential vorticity. When residing in this area, the Lofoten vortex can retain 60 to 90% of the core volume over more than two years, even without receiving energy from external sources. When the vortex deviates from its mean position in the center of the basin, or when the external conditions deviate from their characteristic values for the Lofoten basin, the rate of the Lofoten vortex deformation and destruction typically increases. Thus, the topography of the Lofoten Basin together with the characteristics of the Norwegian Current in the study region form almost optimal conditions for the permanence of an anticyclonic vortex in the center of the basin.

Keywords: Lofoten Vortex, dynamic stability, topography of the Lofoten Basin, Norwegian current, quasi-geostrophic approximation