

УДК 551.468

ПРИЛОЖЕНИЕ К РЕАЛЬНОМУ ОКЕАНУ ТЕОРИИ ТРАНСФОРМАЦИИ МЕЗОМАСШТАБНОГО ВИХРЯ В СУБМЕЗОМАСШТАБНУЮ ВИХРЕВУЮ НИТЬ ПРИ ВЫТЯГИВАНИИ ЕГО НЕОДНОРОДНЫМ БАРОТРОПНЫМ ТЕЧЕНИЕМ

© 2023 г. В. В. Жмур^{1, 2, 3, *}, Т. В. Белоненко³, Е. В. Новоселова³, Б. П. Суетин²¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия²Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: zhmur-vladimir@mail.ru

Поступила в редакцию 26.07.2022 г.

После доработки 26.09.2022 г.

Принята к публикации 16.12.2022 г.

Работа является продолжением исследования авторов [5]. В данной работе теоретические аспекты сильного вытягивания в горизонтальной плоскости объемных мезомасштабных вихрей океана с позиций теории эллипсоидальных вихрей применяются к условиям реального океана. Рассматриваются два района, характеризующиеся повышенным вихреобразованием, — акватория Лофотенской котловины Норвежского моря и район течения Агульяс, а также Атлантика и Мировой океан в целом. Цель работы — проверить выполнимость физических условий неограниченного вытягивания вихрей в реальном океане и на этой основе оценить долю мезомасштабных вихрей океана, которые вытягиваются в филаменты, перераспределяя тем самым энергию с мезомасштаба на субмезомасштаб. Дана оценка доли вихрей Мирового океана, подвергающихся сильному вытягиванию. Предложены карты географического расположения зон неограниченного вытягивания вихрей и дана интерпретация полученных результатов. Дана трактовка эффекта уменьшения собственной энергии вихрей под растягивающим действием фонового течения как возможного механизма передачи энергии от вихря к течению и проявления в этой системе эффекта отрицательной вязкости.

Ключевые слова: мезомасштабный вихрь, вытягивание, вихревая нить, филамент, энергия, отрицательная вязкость, субмезомасштаб

DOI: 10.31857/S0030157423020156, EDN: MAWHPW

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей части нашей работы [5] рассматривались теоретические аспекты, характеризующие условия трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить при вытягивании его неоднородным баротропным течением. Один из вариантов “перекачки” энергии от мезомасштабных процессов на субмезомасштабные связан с удлинением вихрей при воздействии растягивающих неоднородных горизонтальных течений на эти вихри. При этом в некотором направлении — продольном — вихрь сильно вытягивается, а в поперечном направлении значительно уменьшается в размерах. В горизонтальном плане такой вихрь становится похожим на вихревую нить (или филамент). Эти процессы подробно рассмотрены в работе [5]. Цель данной работы: проверить выполнимость физических условий неограниченного вытягивания вихрей в реальном океане и на этой основе оце-

нить долю мезомасштабных вихрей океана, которые вытягиваются в филаменты, перераспределяя тем самым энергию с мезомасштаба на субмезомасштаб.

В данной работе полученные теоретические результаты применяются к реальному океану. Рассматриваются два региона Мирового океана, характеризующиеся повышенной динамической активностью мезомасштабных вихрей: Лофотенская котловина Норвежского моря [14–18, 20, 25] и район течения Агульяс [11, 12, 19, 24]. Также рассматриваются распределения анализируемых параметров для Атлантики и всего Мирового океана.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Исследование проводилось по данным глобального океанического реанализа GLORYS12V1, доступного на сайте Copernicus Marine Service

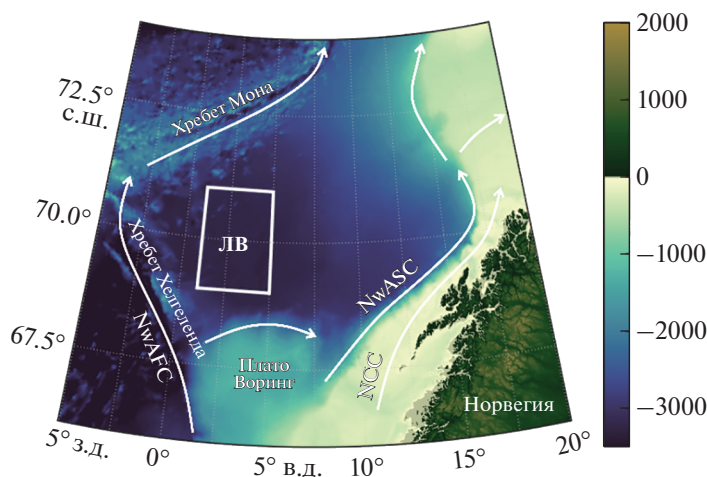


Рис. 1. Лофотенская котловина. Цветом показана топография дна (м), белыми стрелками – ветви Норвежского течения (используются международные обозначения): NwASC (Norwegian Atlantic Slope Current) – Норвежское склоновое течение, NwAFC (Norwegian Atlantic Frontal Current) – Норвежское фронтальное течение. Район наиболее вероятного расположения Лофотенского вихря (ЛВ) отмечен прямоугольником.

(СMEMS). Данные имеют пространственное разрешение $1/12^\circ$ по широте и долготу и 50 уровней по вертикали, GLORYS12V1 ассимилирует вдоль-трековые данные с альтиметров высокого разрешения, а также спутниковые наблюдения за температурой поверхности моря, концентрацией морского льда и *in situ* профилями температуры и солёности. Основой реанализа является модель NEMO, где реанализ ECMWF ERA-Interim используется в качестве форсинга. Временное разрешение данных составляет одни сутки.

ОБ ОЦЕНКЕ ДОЛИ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ МИРОВОГО ОКЕАНА, ПОДВЕРЖЕННЫХ НЕОГРАНИЧЕННОМУ ВЫТЯГИВАНИЮ В СУБМЕЗОМАСШТАБНУЮ ВИХРЕВУЮ НИТЬ НЕОДНОРОДНЫМ БАРОТРОПНЫМ ТЕЧЕНИЕМ

В работе [5] (см. рис. 1 и 2) показано, что в плоскости параметров $(\sigma/e, \gamma/e)$ в полосе $|\gamma/e| \leq 1$ при произвольном фиксированном параметре K существуют три зоны, характеризующие различные формы поведения вихрей: внешняя, когда разрешены все формы: вращательный, колебательный и вытягивания; промежуточная, когда разрешены колебательный режим и режим неограниченного вытягивания; внутренняя, когда разрешен только режим неограниченного вытягивания ядра вихря. Здесь γ – угловая скорость вращения жидких частиц в фоновом течении, e – коэффициент деформации фонового течения, σ – избыточная потенциальная завихренность вихревого ядра над потенциальной завихренностью фонового те-

чения, K – безразмерный параметр вертикальной сплюснутости ядра вихря (детали по поводу коэффициентов γ , e , σ и K изложены в Приложении, а также в работе [5]). Вихри в течениях, для которых выполнено условие $|\gamma/e| \leq 1$, могут неограниченно вытягиваться, а их доля составляет 75% от всех вихрей в течениях, удовлетворяющих этому же условию. Тогда возникает вопрос об оценке доли вихрей, для которых параметр течения $|\gamma/e| > 1$, когда вихри неограниченно вытягиваться не могут, а их ядра остаются локализованными.

В настоящее время существует достаточное количество электронных атласов и баз данных по Мировому океану, позволяющих оценить параметры γ и e и, соответственно, параметр течения $|\gamma/e|$. Однако есть проблема: параметры γ и e должны относиться к крупномасштабным фоновым течениям, а присутствие вихрей в натурной информации затрудняет провести оценку $|\gamma/e|$. Это означает, что мы должны договориться о масштабах рассматриваемых явлений еще до начала обработки информации о течениях. Если считать, что интересующие нас вихри должны иметь масштаб порядка радиуса деформации Россби, то нам вполне подойдет одноградусная сетка данных. В такой сетке мезомасштабные вихри частично “провалятся” в подсеточную область, а при дополнительном пространственном осреднении гидрофизических полей свойства вихрей “размажутся” по пространству, хотя, конечно, могут внести некоторые погрешности в параметры течений. До-

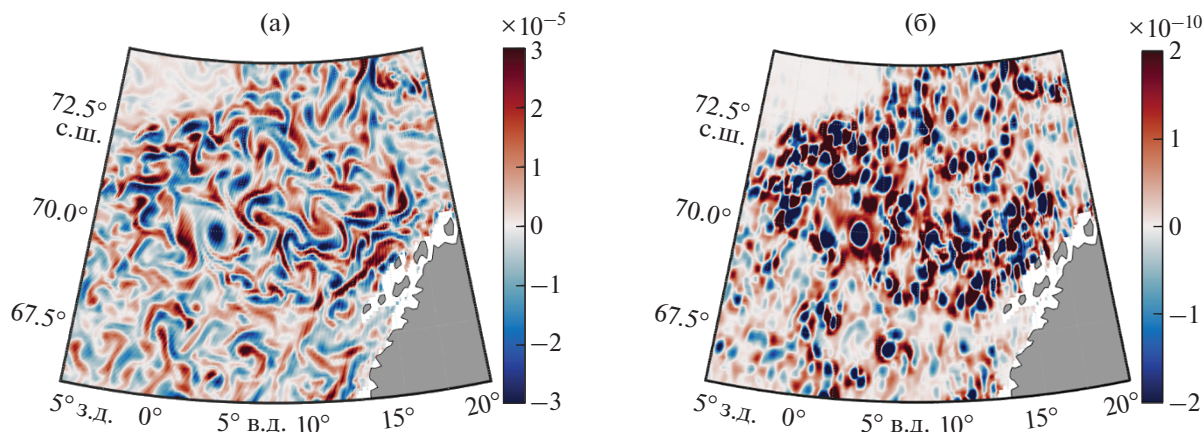


Рис. 2. Поля относительной завихренности ζ в поверхностном слое (0.5 метра) (а) и параметра Окубо-Вейса (б) в районе Лофотенской котловины 10 июня 2010 года.

полнительное осреднение по времени также должно “размазать” по пространству свойства движущихся образований, уничтожить квазипериодические движения и уменьшить влияние вихревых структур на течения. Таким образом,

для получения полей параметра течения $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ с целью оценки влияния крупномасштабных течений на мезомасштабные вихри мы будем использовать исходные одноградусные среднесуточные гидрофизические поля. Первоначально усредним их по толщине верхнего слоя океана 200 м по вертикали. Дальнейшее осреднение по горизонтали будем осуществлять методом скользящего среднего по площади размером 10×10 ячеек. Временное осреднение будем проводить за месяц, сезон, год и за максимально возможный период данных — 27 лет (1993–2019 гг.). По таким данным мы получим поля характеристик течения $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$.

В зонах $\left| \frac{\gamma}{e} \right| \leq 1$, согласно [5], присутствуют все варианты поведения вихрей, в том числе и режим неограниченного вытягивания. Оценка суммарной площади этих зон является целью данной статьи. В зонах $\left| \frac{\gamma}{e} \right| > 1$ неограниченное вытягивание вихрей не происходит. Другая цель — определить общую площадь зон уже со свойством $\left| \frac{\gamma}{e} \right| > 1$, так называемая красная зона, как в отдельных регионах, так и в целом по Мировому океану. Данное исследование относится к изучению воздействия крупномасштабных течений на мезомасштабные вихри. Если нас будет интересовать воздействие течений на более мелкие вихревые образования, то следует использовать мелкомас-

штабные карты, а осреднение как по пространству, так и по времени можно ослабить, однако нужно не забывать, что в квазигеострофическом приближении, которое мы используем, число Россби должно быть малым.

Идея, которую мы используем для расчета доли вихрей в течениях, удовлетворяющих условиям красной зоны, следующая. Положим, что количество образовавшихся вихрей пропорционально площади рассматриваемой акватории. Отсюда следует, что отношение количества вихрей красной зоны $N_{>1}$ к общему количеству вихрей N акватории связано с площадью красной зоны $S_{>1}$ и общей площадью акватории S соотношением

$$\frac{N_{>1}}{N} = \frac{S_{>1}}{S}. \tag{1}$$

Аналогично, доля вихрей в течениях, для которых $\left| \frac{\gamma}{e} \right| \leq 1$, т.е. в зоне с возможностью неограниченного вытягивания, определяется соотношением

$$\frac{N_{\leq 1}}{N} = \frac{S_{\leq 1}}{S}. \tag{2}$$

Здесь $N_{\leq 1}$ — количество вихрей, имеющих возможность неограниченного вытягивания, а $S_{\leq 1}$ — суммарная площадь соответствующей зоны. На акваториях океанов, где справедливо вышеуказанное неравенство $\left| \frac{\gamma}{e} \right| \leq 1$, должны существовать и активно образовываться из мезомасштабных вихрей субмезомасштабные вихревые нити. Естественно, соотношения (1) и (2) связаны равенствами: $N = N_{\leq 1} + N_{>1}$, $S = S_{\leq 1} + S_{>1}$.

Перейдем к оценкам для конкретных регионов.

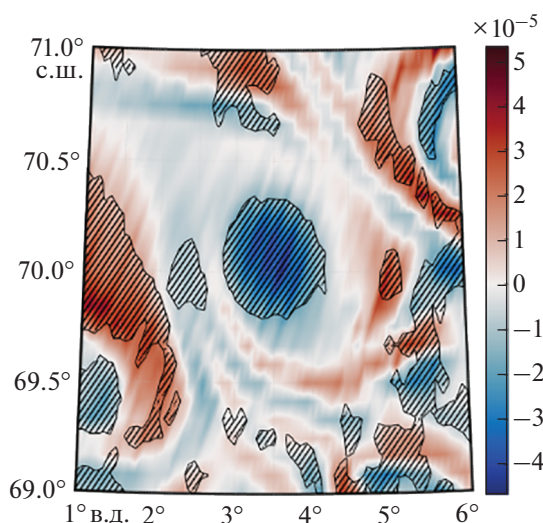


Рис. 3. Поле относительной завихренности в районе Лофотенского вихря на горизонте 0.5 м 10 июня 2010 года. Сплошным черным линиям соответствуют значения $|\gamma| = 1$. Косой штриховкой помечены области $|\gamma| > 1$, где запрещено неограниченное вытягивание вихрей в нить.

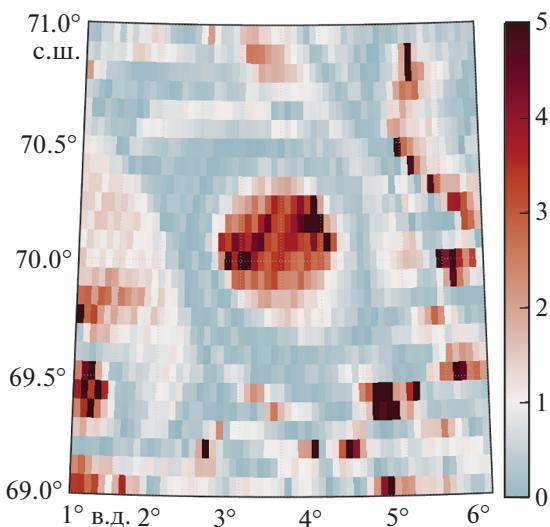


Рис. 4. Поле параметра $|\gamma|$, осредненного по толщине ядра антициклона (200–800 м). Светло-голубой цвет – зоны, где вытягиваются вихри. Коричневый цвет – зоны с запретом к вытягиванию вихрей.

ВИХРИ ЛОФОТЕНСКОЙ КОТЛОВИНЫ

Лофотенская котловина представляет собой понижение в рельефе дна Норвежского моря с максимальной глубиной 3250 м. Ее акватория ограничена координатами 2° з.д.–10° в.д. и 68°–72° с.ш. Котловина (рис. 1) представляет собой топографически обособленное образование, огра-

ниченное хребтом Мона на северо-западе, хребтом Хельгеланд на юго-западе, Скандинавским полуостровом на востоке и плато Воринг на юге. С противоположной стороны от хребта Мона расположена Гренландская котловина, а с противоположной стороны от хребта Хельгеланд – Норвежская котловина. Основным элементом циркуляции вод Лофотенской котловины являются ветви Норвежского атлантического течения: на востоке это Норвежское склоновое течение и на западе – Норвежское фронтальное течение.

Лофотенская котловина (рис. 1) является одним из самых динамически активных регионов Мирового океана и характеризуется локальными максимумами дисперсии уровня океана и кинетической энергии вихрей с различной формой вихревых ядер – от практически круглых до сильно вытянутых по горизонтали или извивающихся филаментов [10, 14, 16–18, 20, 25, 26]. В центре котловины расположен квазипостоянный антициклонический Лофотенский вихрь, являющийся примечательной особенностью Лофотенской котловины и представляющий собой естественную природную лабораторию для изучения вихревой динамики в океане [1, 17].

На рис. 2 показаны распределения относительной завихренности поверхностного слоя Лофотенской котловины и параметра Окубо-Вейса. Поле относительной завихренности нами выбрано специально [4], т.к. филаменты лучше всего видны в поле вертикальной компоненты ротора скорости $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ (рис. 2а). Параметр Окубо-Вейса Q^2 (рис. 2б) рассчитывался по формуле $Q^2 = S^2 - \zeta^2$, где $S^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2$ [23, 27]. На рис. 2 видно, что в Лофотенской котловине наряду с вихрями круглой формы в горизонтальном плане наблюдается достаточное число вихрей, которые имеют вытянутую форму.

Рассмотрим растягивающее воздействие течения в окрестности Лофотенского антициклона, приводящее к образованию удлинённых вихрей. Под течением здесь мы понимаем фоновое течение, совмещенное с течением самого Лофотенского вихря. Поле относительной завихренности в окрестности Лофотенского антициклона на горизонте 0.5 м представлено на рис. 3, а на рис. 4 – и поле параметра $|\gamma|$, осредненного по толщине ядра антициклона. Ядро вихря имеет отрицательную завихренность порядка $-3 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ (голубой цвет). В окрестности вихря располагаются зоны с положительной завихренностью того же порядка (коричневый цвет). Следовательно, число Россби нигде не превышает 0.25 (значение параметра Ко-

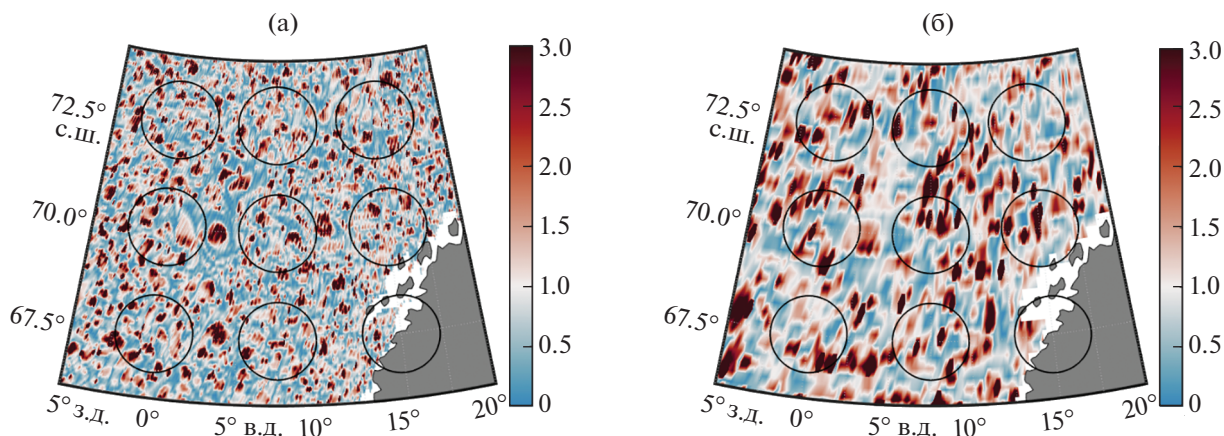


Рис. 5. Распределения значений $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ в Лофотенской котловине на 10 июня 2010 г. с пространственным разрешением $1/12^\circ \times 1/12^\circ$ (а) и $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ (б). Коричневые области $\left| \frac{\gamma}{e} \right| > 1$ соответствуют зонам с запретом на неограниченное вытягивание вихрей; в голубых с $\left| \frac{\gamma}{e} \right| < 1$ разрешено неограниченное вытягивание вихрей. Для сопоставления с пространственными масштабами нанесена серия окружностей с радиусом 100 км.

риолиса на 70° с.ш. $f = 1.371 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$). По вычисленным значениям параметра $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ нарисуем семейство линий $\left| \frac{\gamma}{e} \right| = 1$ (сплошные черные линии) и заштрихуем области, где $\left| \frac{\gamma}{e} \right| > 1$: здесь вытягивание более мелких вихрей в нить запрещено (рис. 3). Обратим внимание, что в ядре антициклона вытягивание отсутствует: действительно, вихрь должен оставаться локализованным образованием с ограниченными деформациями. Аналогично должны вести себя субмезомасштабные вихри в коричневых заштрихованных зонах. Таким образом, получаем, что неограниченное растяжение мелких вихрей разрешено вокруг ядра, в области размером порядка диаметра ядра вихря. Здесь вихри могут трансформироваться в филаменты.

Сравнивая рис. 3 и 4, видим, что области различного поведения малых вихрей качественно очень похожи друг на друга. В поверхностном слое (рис. 3) площадь запрещенных для вытягивания зон на поверхности больше. В осредненном варианте (рис. 4), кроме вихревого ядра, вытягивание запрещено на некотором количестве небольших участков. Причем суммарная площадь зон светло-голубых тонов (где вытягивание разрешено) заметно превосходит суммарную площадь коричневых зон (где вытягивание запрещено). Характерное время изменений системы составляет 1–3 сут. За время порядка от месяца до трех месяцев происходят сильные трансформации всей картины вплоть до временного исчезно-

вения антициклона с полной перестройкой зон разрешенного и запрещенного вытягивания малых вихрей.

Далее нас будет интересовать интенсивность воздействия фоновых течений на мезомасштабные вихри. Будем рассчитывать значения $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ и отображать их на картах в той же цветовой гамме, как на рис. 4. На рис. 5 представлены результаты расчетов с различным пространственным осреднением. Оказалось, что зоны (домены) с запретом и разрешением на неограниченное вытягивание вихрей (рис. 5а) располагаются по акватории практически случайным образом. В вихревых ядрах (коричневый цвет) вытягивание запрещено. Масштабы крупных доменов с запретом на вытягивание примерно соответствуют размерам вихрей. Крупные домены с разрешением на вытягивание в несколько раз превышают размер доменов с запретом. Доля общей площади доменов с разрешением на вытягивание для Лофотенской котловины на момент рассмотрения составляет величину 61%: $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.61$ (эта оценка была получена по данным с исходной дискретностью за конкретную дату 10 июня 2010 г.). В дальнейшем при анализе будут использованы пространственное сглаживание и временное осреднение. Напомним, что наша главная цель – получить оценку числа $\frac{S_{\leq 1}}{S}$. Эта характеристика является интегральной по площади региона, поэтому дополнительное сглаживание по площади не сильно вли-

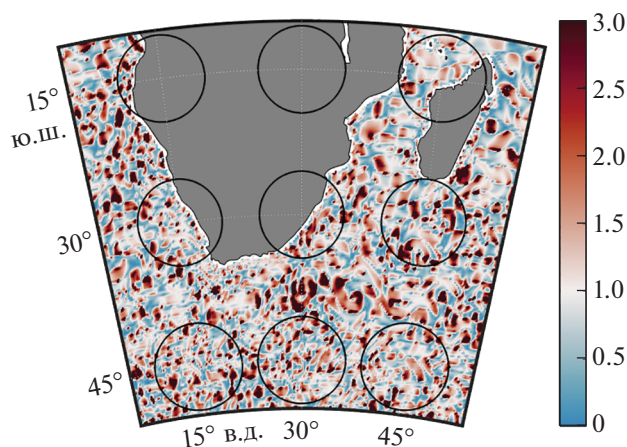


Рис. 6. Распределение поля значений $\left| \frac{\gamma}{\epsilon} \right|$ в районе течения Агульяс за 10 июня 2010 г. Пространственное разрешение $0.25^\circ \times 0.25^\circ$. Приведены значения для осредненных по глубине полей от 0 до 200 м. Здесь вспомогательные окружности имеют радиус 500 км.

яет на ее оценку, в то время как осреднение по времени, как мы предполагаем, должно привести к меньшему количеству мелких нестационарных доменов, а также продемонстрировать сезонный и годовой ход изменчивости $\frac{S_{\leq 1}}{S}$. Усредняя данные с пространственным разрешением $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ (рис. 5б), получаем более крупные домены; мелкие домены просто исчезли, а искомое отношение $\frac{S_{\leq 1}}{S}$ несколько изменилось: $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.52$. Можно продолжить цепь пространственных усреднений. При этом можно показать, что с увеличением размера ядра сглаживания размер доменов будет расти и сопровождаться незначительным изменением параметра $\frac{S_{\leq 1}}{S}$.

ВИХРИ ТЕЧЕНИЯ АГУЛЬЯС

Получим оценку $\frac{S_{\leq 1}}{S}$ для района течения Агульяс, омывающего южную оконечность Африки. На рис. 6 представлено поле значений параметра $\left| \frac{\gamma}{\epsilon} \right|$ указанного региона на 10 июня 2010 г. Течение Агульяс, двигаясь из Индийского океана на юго-запад вдоль восточного побережья Африки, разворачивается у южной оконечности Африки, и уходит назад в сторону Индийского океана. Петля течения находится у оконечности Африки в Южном океане, а само течение после разворота движется на восток в сторону индийской части Южного океана. На месте поворота течения об-

разуются мощные вихри, которые видны на рис. 6 в виде крупных доменов коричневого цвета (где вытягивание запрещено). Искомый параметр $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.50$. Отметим, что эта величина близка к аналогичному значению $\frac{S_{\leq 1}}{S}$ для Лофотенской котловины.

Как и для Лофотенской котловины, рассмотрим данные на сетке с разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ с последующим пространственным сглаживанием по 10×10 ячейкам. Напомним, что в результате такого выбора фоновые течения будут действительно крупномасштабными, возможные вихри размажутся по пространству и дадут малый допустимый вклад в фоновое течение. Если дополнительно к указанным действиям добавить осреднение натуральных данных по достаточно большому периоду времени, то уничтожатся любые периодические движения. Кроме того, мы будем усреднять рассматриваемые течения в верхнем слое океана до глубины 200 м, чтобы выделить для исследования приповерхностный активный слой. Все это приведет к более реальному распределению параметров крупномасштабного фонового течения Мирового океана и более правильному пониманию воздействия таких течений на возможно появившиеся вихри в рассматриваемых регионах. Отметим, что здесь наша цель — не описывать реальные вихри океана, как это делается в вихре-разрешающих моделях, а провести районирование Мирового океана, чтобы выделить районы, в которых запрещено неограниченное вытягивание вихрей независимо от характеристик вихрей, и районы, в которых такое вытягивание разрешено.

ВИХРИ АТЛАНТИЧЕСКОГО ОКЕАНА

Рассмотрим Атлантический океан в целом, чтобы выявить доли суммарной площади доменов с разрешением вытягивания вихрей в общей площади акватории (выделение зон с параметрами течений $\left| \frac{\gamma}{\epsilon} \right| > 1$ и $\left| \frac{\gamma}{\epsilon} \right| \leq 1$). Снова будем использовать одноградусную сетку с последующим пространственным сглаживанием по 10×10 ячейкам.

При использовании одноградусной сетки без дополнительного осреднения искомый параметр $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.68$. Этот же параметр, рассчитанный по тем же гидрофизическим полям, но с пространственным осреднением 10×10 ячеек, несколько уменьшился: $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.62$. Картина географического положения доменов в Атлантическом океане при усреднении гидрофизических полей одно-

градусной сетки представлен на рис. 7. Из рисунка следует, что в поле значений параметра $|\gamma/e|$ наблюдается зернистая структура областей светло-голубого и коричневого цветов с характерными горизонтальными размерами порядка 200 км. Размер доменов увеличивается при приближении к полярным областям.

Размер доменов на рис. 7 оценивался следующим образом. Выбирались произвольные неприэкваториальный и неприполярный районы. В них проводились два отрезка длиной 1000 км в направлении запад–восток и север–юг, которые пересекали домены различного цвета. Рассчитывалась общая длина доменов с условиями $|\gamma/e| > 1$ и $|\gamma/e| < 1$, затем определялась средняя величина длины соответствующих отрезков. В результате средняя величина отрезков оказалась близка к 200 км. Разумеется, такой способ определения характерного размера домена имеет свои недостатки из-за сложной конфигурации границ доменов. Но даже если бы домены были круглой формы и одинакового радиуса, но случайно разбросаны по площади акватории, указанный способ расчета дал бы оценку не диаметра (масштаба), а величину, примерно в $\frac{4}{3}$ раз меньшую, чем диаметр, так что на сегодняшний день вопрос о характерном размере домена следует считать незавершенным. Отметим, что контрастность цветных зон наиболее заметна в Антарктическом циркумполярном течении, на акватории между Исландией и о. Ньюфаундленд, в море Лабрадор и других энергоактивных регионах. Формально по параметру γ/e в зону вытягивания входит и приэкваториальная полоса, однако здесь нарушается геострофический баланс сил, поэтому фактически эта зона выпадает из рассмотрения. Размеры доменов светлых тонов (где разрешено неограниченное вытягивание вихрей) наиболее значительны в полярных областях даже с учетом сильных искажений размеров в этих регионах. Например, в Антарктическом циркумполярном течении размер домена порядка 1000 км не является рекордом. Часть моря Лабрадор с проливом Девиса и заливом Баффина объединены в общий домен с разрешенным неограниченным вытягиванием вихрей. Впрочем, о географическом расположении доменов, их размеров, устойчивости и изменчивости говорить еще рано.

ВИХРИ МИРОВОГО ОКЕАНА

С использованием одноградусной сетки без осреднения гидрофизических полей получено значение параметра $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.66$, тот же параметр с

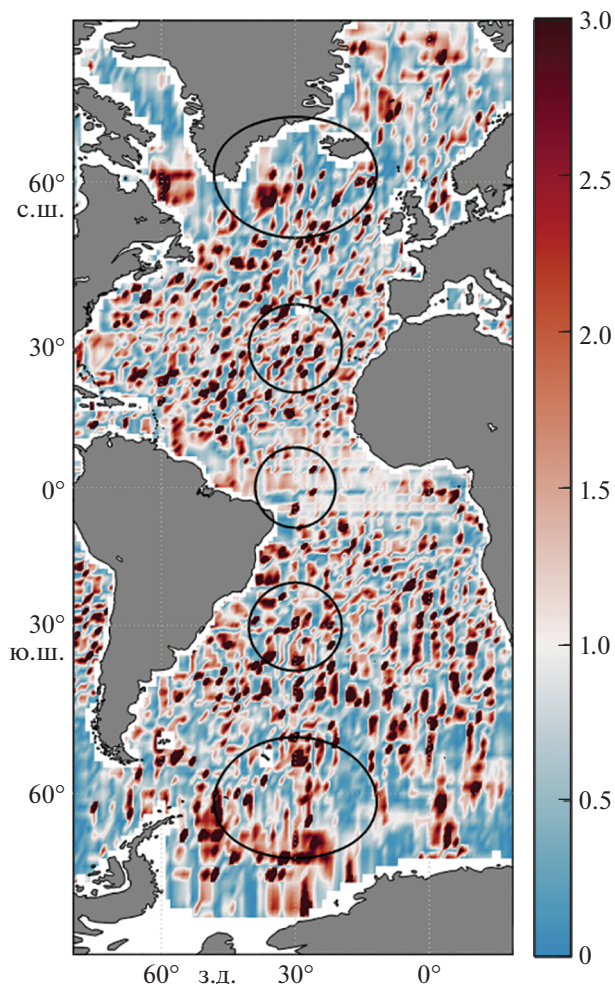


Рис. 7. Пространственное распределение в Атлантическом океане параметра $|\frac{\gamma}{e}|$, полученного по одноградусной сетке с применением осреднения по квадратам 10×10 ячеек методом скользящего среднего. Овалы на карте – это образы окружностей на глобусе радиуса 1000 км. На линии диаметра эллипсов наблюдается в среднем 9–11 “пятен”. Расчеты через эквивалентные окружности для 30° с.ш. и ю.ш. показали характерный размер “пятна” около 200 км (10 “пятен” на 2000 км).

осреднением полей принимает значение $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.60$.

Пространственное распределение доменов представлено на рисунке 8. Принципиальные отличия распределения доменов на рисунке 8 от таковых на рис. 7 отсутствуют.

Как и в Атлантическом океане, в Мировом океане мы видим “пятнистое” распределение доменов со свойствами $|\gamma/e| > 1$ и $|\gamma/e| < 1$. На линии диаметра эллипсов наблюдается в среднем 9–11 “пятен”. Расчет в окружностях на 30° с.ш. и ю.ш. показал характерный размер “пятна” около 200 км

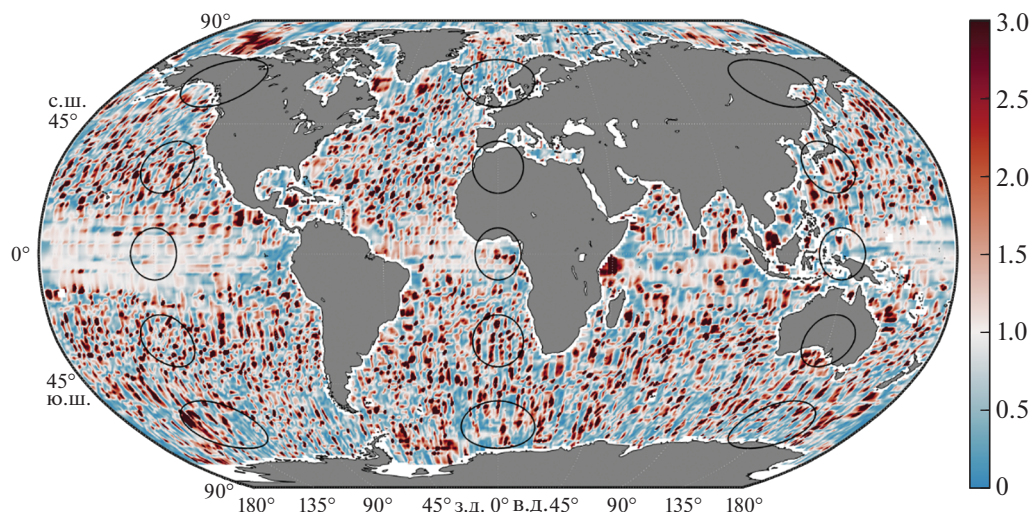


Рис. 8. Географическое распределение на акватории Мирового океана параметра $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$, полученного по одноградусной сетке с применением осреднения по квадратам 10×10 ячеек методом скользящего среднего. Овалы на карте — это образы окружностей на глобусе радиуса 1000 км. Окружности проведены на широтах 0° , 30° , 60° и на долготах 0° , 135° .

(2000 км/10 “пятен”). При этом размер крупных “пятен” коричневого цвета ($\left| \frac{\gamma}{e} \right| > 1$) меньше, чем размеры крупных “пятен” голубого цвета ($\left| \frac{\gamma}{e} \right| < 1$).

При сравнении суммарных площадей темных и светлых “пятен” получено следующее свойство. Для одноградусной сетки без осреднения параметром гидрофизических полей получено значение $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.66$, та же характеристика с осреднением полей — $\frac{S_{\leq 1}}{S} = 0.60$. Отношение суммарных площадей светлых и темных зон на одноградусной сетке без осреднения составляет $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1.9$,

с осреднением полей — $\frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} \approx 1.5$. Можно сделать вывод, что суммарная площадь доменов Мирового океана, где вихри могут вытягиваться, больше, чем суммарная площадь доменов с запрещением вихрей к вытягиванию. Оценки отношения площадей с осреднением и без осреднения полей принимают следующий вид:

$$1.5 < \frac{S_{\leq 1}}{S_{> 1}} < 1.9, \quad (3)$$

$$0.60 < \frac{S_{\leq 1}}{S} < 0.66. \quad (4)$$

Левая граница неравенств (3) и (4) получена при осреднении гидрофизических полей по площадке

10×10 ячеек методом скользящего среднего, а правая граница получена без осреднения данных. Если бы осреднение проводилось по меньшей площадке, то левая граница интервалов в формулах (3) и (4) увеличилась и попала бы в зону указанных неравенств (3) и (4). Поскольку осреднение течений по 10×10 ячейкам приводит к крупномасштабным фоновым течениям порядка 1000 км, то течения с меньшим характерным размером (и меньшим осреднением) дадут результат, укладывающийся в неравенства (3) и (4). Таким образом, мы можем считать, что все многообразие течений Мирового океана с позиций их воздействия на мезомасштабные вихри укладывается в соотношения (3) и (4). Далее будем считать справедливыми диапазоны (3) и (4) при любых воздействиях течений на вихри.

С другой стороны, так как соотношения (3) и (4) получены для данных за конкретную дату (10 июня 2010 г.), возникают опасения, что диапазон (3) и (4) может меняться во времени. Фактически нам следует провести исследование, какова зависимость параметра $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ от изменчивости течений Мирового океана.

На рис. 9 построены гистограммы распределений течений Мирового океана по параметру $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ за весь период 1993–2019 гг., вычисленные по исходным одноградусным данным (рис. 9а) и по сглаженным данным. Осреднение проводилось методом скользящего среднего по 10×10 ячеек

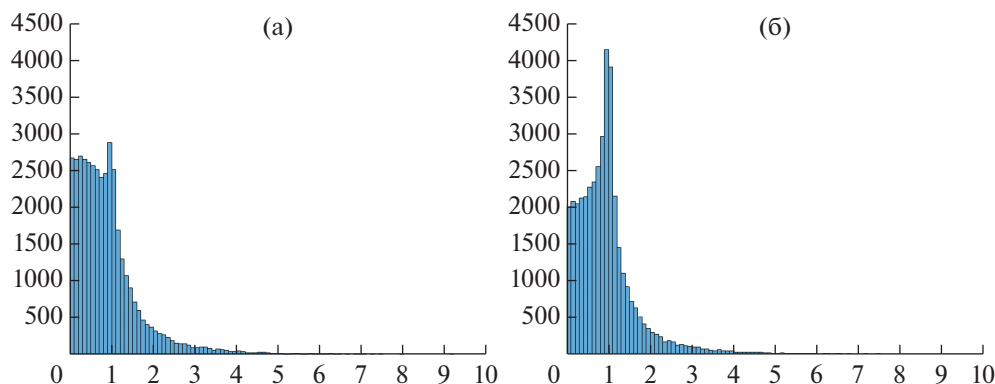


Рис. 9. Гистограммы распределений течений Мирового океана по параметру $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ за период 1993–2019 гг., вычисленные по исходным одноградусным данным (а) и по данным, сглаженным методом скользящего среднего по 10×10 ячеек (б). По вертикальной оси отложено количество случаев, попавших в заданный диапазон значений параметра $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ с дискретностью 0.1.

(рис. 9б). Все расчеты проведены для осредненного поверхностного 200-метрового слоя.

Как следует из гистограмм на рисунке 9, в природе преобладают ситуации, когда параметр $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ находится в диапазоне $0 < \left| \frac{\gamma}{e} \right| < 1$. При пространственном сглаживании полей из-за исчезновения мелких пятен количество наблюдаемых случаев для диапазона $0 < \left| \frac{\gamma}{e} \right| < 1$ уменьшается примерно на 25% и одновременно выделяется максимум распределения в окрестности значения $\left| \frac{\gamma}{e} \right| = 1$. Последнее означает, что максимальная вероятность наблюдается в природе для прямолинейных течений с горизонтальным сдвигом скорости.

Далее рассмотрим сезонный и помесечный ход изменчивости гистограмм. Оказалось, что гистограммы за каждый месяц и посезонно практически совпадают друг с другом. Это означает, что распределения по параметру $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ свойств течений месяц от месяца слабо отличаются друг от друга. Также практически не отличаются среднесезонные гистограммы течений Мирового океана по параметру $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$ за период 1993–2019 гг. В таблице 1 показан сезонный ход отношения $S_{\leq 1}/S_{> 1}$ и доли $S_{\leq 1}$ в S . Как следует из табл. 1, отношение интегральных площадей доменов разных типов от сезона к сезону меняется слабо. Еще более жестко определяются эти доли в общей площади Мирового океана. В частности, с точностью до второго

знака после запятой домены со свойством вытягивания вихрей составляют 60% от площади Мирового океана независимо от сезона.

Рассмотрим теперь межгодовую изменчивость интегральных площадей доменов за рассматриваемый период (табл. 2). Гистограммы распределений течений по параметру $\left| \frac{\gamma}{e} \right|$, рассчитанные для каждого года отдельно, практически не отличаются от друга (не показаны). С большой точностью год от года сохраняется относительная интегральная площадь доменов с $\left| \frac{\gamma}{e} \right| \leq 1$: $S_{\leq 1}/S = 0.60$. Отношение интегральных площадей доменов с $\left| \frac{\gamma}{e} \right| \leq 1$ и $\left| \frac{\gamma}{e} \right| > 1$ также практически не меняется в рассматриваемом периоде времени: $S_{\leq 1}/S_{> 1} = 1.50$. Эти же цифры мы получили при изучении свойств полей течений Мирового океана (рис. 3–8). Таким образом, можно сделать вывод, что диапазон значений в неравенствах (3)–(4) получен достоверно и справедлив, по крайней мере, для периода 1993–2019 гг. (в течение 27 лет).

Таблица 1. Сезонная изменчивость отношений суммарных площадей доменов разных типов

Сезон	$S_{\leq 1}/S_{> 1}$	$S_{\leq 1}/S$
Зима	1.49	0.60
Весна	1.49	0.60
Лето	1.48	0.60
Осень	1.44	0.59

Таблица 2. Межгодовая изменчивость отношений суммарных площадей доменов разных сортов

Год	$S_{\leq 1}/S_{>1}$	$S_{\leq 1}/S$
1993	1.51	0.60
1994	1.49	0.60
1995	1.52	0.60
1996	1.48	0.60
1997	1.50	0.60
1998	1.54	0.61
1999	1.47	0.60
2000	1.48	0.60
2001	1.48	0.60
2002	1.49	0.60
2003	1.49	0.60
2004	1.49	0.60
2005	1.51	0.60
2006	1.49	0.60
2007	1.51	0.60
2008	1.50	0.60
2009	1.49	0.60
2010	1.48	0.60
2011	1.51	0.60
2012	1.50	0.60
2013	1.51	0.60
2014	1.48	0.60
2015	1.49	0.60
2016	1.50	0.60
2017	1.56	0.61
2018	1.50	0.60
2019	1.50	0.60
Среднее за весь период	1.50	0.60

ДИСКУССИЯ И ВЫВОДЫ

Согласно соотношению (2), относительная доля вихрей $N_{\leq 1}/N$, попавших в зону $\left|\frac{\gamma}{e}\right| \leq 1$, совпадает с оценкой $S_{\leq 1}/S$, т.е. диапазон значений для $S_{\leq 1}/S$ (4) справедлив и для оценки $N_{\leq 1}/N$:

$$0.60 < N_{\leq 1}/N < 0.66, \quad (5)$$

где N – общее количество вихрей Мирового океана, образовавшихся за единицу времени (например, год).

Количество вихрей, попавших в диапазон $\left|\frac{\gamma}{e}\right| \leq 1$ и подвергающихся неограниченному вытягиванию, ранее оценивалось в 75%. Объединяя сказанное с неравенством (5), получим оценку доли вихрей $N_{\leq 1}/N$ Мирового океана, подвергающихся неограниченному вытягиванию. Здесь $N_{\leq 1}$ –

количество вихрей, неограниченно вытянутых за этот же период времени (индекс $e1$ в N_{e1} означает первые буквы английского *elongation* – удлинение). Итак, оценка N_{e1}/N следующая: $0.60 \times 0.75 < N_{e1}/N < 0.66 \times 0.75$. Окончательно

$$0.40 < N_{e1}/N < 0.45. \quad (6)$$

Таким образом, получено новое интересное свойство вихрей Мирового океана – под деформирующим действием крупномасштабных течений от 40 до 45% всех вихрей вытягиваются в вихревые нити (филаменты). Тем самым первоначальная энергия вихрей, сосредоточенная на их характерных горизонтальных размерах, перераспределяется на меньшие масштабы порядка горизонтальной ширины филаментов. Такой механизм представляет один из возможных способов передачи энергии от мезомасштабных образований к субмезомасштабным движениям. Так как соотношение (6) одновременно может трактоваться как иллюстрация того, что 40–45% энергии передается от мезомасштаба на субмезомасштаб, то указанный механизм может быть выдвинут на роль основного способа передачи энергии от мезомасштаба на субмезомасштаб.

Справедливости ради нужно отметить, что если рассматривать ансамбль мезомасштабных вихрей на фоне крупномасштабного фонового течения как геофизическую квазидвумерную турбулентность, то в такой системе будет и обратный процесс перераспределения энергии с малых размеров на большие за счет слияния вихрей. Однако слияние происходит только тогда, когда вихри окажутся близкорасположенными. Критическое расстояние между ближайшими точками границы плоских вихрей в 2D-гидродинамике составляет величину 0.6 от первоначального диаметра вихрей [21]. Однако плоская гидродинамика довольно грубо описывает свойства реального поведения вихрей океана. Оценка же критического расстояния для объемных вихрей 3D-гидродинамики океана тонких вихрей (а практически все бароклинные вихри океана тонкие) приводит к выводу, что критическое расстояние оказывается довольно малым, и для процесса слияния необходимо, чтобы вихри практически соприкасались [3, 9]. Сам процесс слияния вихрей – быстропротекающий. Поэтому в ансамбле вихрей следует ожидать слияния близкорасположенных отдельных вихрей на коротком начальном этапе развития. На длительном этапе оставшиеся локализованные вихри будут взаимодействовать между собой почти как точечные вихри, а взаимодействие с фоновым течением сведется к воздействию течения на вихрь; в том числе, заметная часть вихрей вытянется в филаменты. Поэтому на основном этапе эволюции ансамбля вихрей на фоне

деформирующего их течения следует ожидать передачи энергии от вихрей к филаментам. Впрочем, полной ясности в вопросе передачи энергии вихрей по спектру размеров еще нет. Тем не менее, по мнению авторов данной статьи, процесс превращения вихрей в филаменты превалирует над процессом слияния вихрей, что в конечном итоге должно привести к интегральному перераспределению энергии вихрей от мезомасштаба на субмезомасштаб.

Затронем еще один интересный момент, связанный с неограниченным вытягиванием вихря. В работах [4, 5] изучались сопутствующие физические явления с позиций теории эллипсоидальных вихрей, связанные с вытягиванием вихрей в нить. В частности, расчет энергии вихря показал, что при удлинении вихря его собственная энергия (кинетическая, доступная потенциальная, а также оба упомянутых вида энергии) уменьшаются по мере вытягивания вихревого ядра. Согласно теоретическим расчетам, энергия вихря при значительном удлинении ядра уменьшается существенно — на 20–60%. Эти же вопросы рассматривались при изучении удлинения реальных вихрей Лофотенской котловины [8], где было показано не только качественное, но и количественное соответствие теоретическим выводам. Тогда возникает естественный вопрос: куда же уходит потерянная вихрем энергия?

Поскольку в нашей физической системе присутствуют только вихрь и течение, то естественно ожидать, что энергия вихря перераспределится в течение. Если вернуться к представлению ансамбля вихрей как к геофизической турбулентности, где вихри рождаются от течения, а далее энергетически взаимодействуют с ним, то явление возвращения энергии от турбулентности в течение называется явлением отрицательной вязкости. Само это явление весьма интересно и до конца не понято. В нашей стране интерес к отрицательной вязкости, по-видимому, возник после выхода книги Виктора Старра “Физика явлений с отрицательной вязкостью” в 1971 г. [13]. Периодически подобные вопросы возникают в научной литературе. В частности, в недавней монографии академика Г.С. Голицына [2] поднимались вопросы явлений отрицательной вязкости в атмосфере и океане. Применительно к нашей работе мы можем заявить, что мы тоже соприкоснулись с явлением отрицательной вязкости и даже можем указать на карте Мирового океана области, где эта отрицательная вязкость должна проявляться, а именно: в доменах со свойством $\left| \frac{\gamma}{e} \right| \leq 1$.

Все эти зоны показаны светлыми голубыми тонами на рисунках 3–8 на картах Мирового океана. Общая площадь предполагаемых зон отрицатель-

ной вязкости огромная — 60–66% от площади Мирового океана.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В данной работе, следуя статье [5], мы изучаем воздействие неоднородных баротропных течений на эллипсоидальные вихри. Используются линейные по горизонтальным координатам течения:

$$\vec{u}_b = (\vec{u}_b, \vec{v}_b, 0) = \begin{cases} \vec{u}_b = \vec{v}_0 + \vec{e}\vec{x} - \tilde{\gamma}_1\vec{y} \\ \vec{v}_b = \vec{v}_0 + \tilde{\gamma}_2\vec{x} - \vec{e}\vec{y} \end{cases} \quad (7)$$

Здесь (\vec{x}, \vec{y}) произвольная горизонтальная система координат, (\vec{u}_0, \vec{v}_0) — скорости в центре вихря, а коэффициенты \vec{e} , $\tilde{\gamma}_1$, $\tilde{\gamma}_2$ привязаны к этой системе координат (\vec{x}, \vec{y}) . При повороте этой системы вокруг вертикальной оси коэффициенты \vec{e} , $\tilde{\gamma}_1$, $\tilde{\gamma}_2$ будут меняться, однако свойство линейности сохранится. Можно подобрать такой поворот, чтобы в новой системе горизонтальных координат (x, y) коэффициенты линейной зависимости $\tilde{\gamma}_1$ при \vec{y} в первом уравнении и $\tilde{\gamma}_2$ при \vec{x} во втором уравнении (7) совпадали:

$$\vec{u}_b = (u_b, v_b, 0) = \begin{cases} u_b = u_0 + ex - \gamma y \\ v_b = v_0 + \gamma x - ey \end{cases} \quad (8)$$

Это очень удобная в нашем случае система координат для описания воздействия течений на вихрь. Для эллиптических вихрей она была применена в работе Кида [22] для 2D-случая. В формулах нашей статьи используются коэффициенты e и γ , привязанные к вышеуказанной удобной системе координат. Физический смысл коэффициентов: $\gamma = \frac{1}{2} \text{rot}_z \vec{u}$ — угловая скорость вращения жидких частиц в фоновом течении, $e = \frac{1}{l} \frac{dl}{dt}$ — скорость относительного изменения длины жидкого отрезка $l(t)$ в фоновом течении по главному направлению тензора скоростей деформации (коэффициент деформации).

Что касается избыточной потенциальной завихренности ядра σ , то нами был использован подход Россби, в котором потенциальная завихренность, являющаяся лагранжевым инвариантом, определяется через функцию тока $\psi(x, y, z, t)$ [6, 7, 28]:

$$\sigma = \text{rot}_z \vec{u} + \frac{d}{dz} \frac{f^2}{N^2} \frac{d\psi}{dz} \quad (9)$$

В уравнении (9) $\text{rot}_z \vec{u} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2}$, f – параметр

Кориолиса, а $N(z)$ – частота Вайсяля-Брента в покое. Потенциальная завихренность σ имеет такую же размерность, как и ротор скорости: с^{-1} .

Источники финансирования. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-17-00267 и частично при поддержке средствами государственного бюджета по госзаданию № 0128-2021-0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белоненко Т.В., Колдунов А.В., Сентябрьев Е.В., Карсаков А.Л. Термохалинная структура Лофотенского вихря Норвежского моря на основе экспедиционных исследований и по данным гидродинамического моделирования // Вестник СПбГУ. Науки о Земле. 2018. Т. 63. № 4. С. 502–519. <https://doi.org/10.21638/spbu07.2018.406>
2. Голицын Г.С. Вероятностные структуры макромира: землетрясения, ураганы, наводнения. М.: Физматлит, 2021. 175 с.
3. Жмур В.В. Мезомасштабные вихри океана. Москва: ГЕОС, 2011. 384 с.
4. Жмур В.В., Арутюнян Д.А. Перераспределение энергии с мезо- в субмезомасштаб при горизонтальном вытягивании синоптических вихрей океана неоднородными баротропными течениями // Океанология. 2022 (в печати).
5. Жмур В.В., Белоненко Т.В., Новоселова Е.В., Суэтин Б.П. Условия трансформации мезомасштабного вихря в субмезомасштабную вихревую нить при вытягивании его неоднородным баротропным течением // Океанология. 2022 (в печати).
6. Жмур В.В., Новоселова Е.В., Белоненко Т.В. Потенциальная завихренность в океане: подходы Эртеля и Россби с оценками для Лофотенского вихря // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2021. Т. 57. № 6. С. 721–732. <https://doi.org/10.31857/S0002351521050151>
7. Жмур В.В., Новоселова Е.В., Белоненко Т.В. Особенности формирования поля плотности в мезомасштабных вихрях Лофотенской котловины. Часть 2 // Океанология. 2022. Т. 62 № 3. С. 341–356. <https://doi.org/10.31857/S0030157422030170>
8. Жмур В.В., Травкин В.С., Белоненко Т.В., Арутюнян Д.А. О трансформации кинетической и потенциальной энергии при вытягивании мезомасштабного вихря // Морской гидрофизический журнал. 2022 (в печати).
9. Жмур В.В., Щепеткин А.Ф. Взаимодействие двух бароклинных вихрей. Тенденция к сближению и слиянию // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1992. Т. 28. № 5. С. 538–551.
10. Зинченко В.А., Гордеева С.М., Собко Ю.В., Белоненко Т.В. Мезомасштабные вихри Лофотенской котловины по спутниковым данным // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2019. Т. 12. № 3. С. 46–54. <https://doi.org/10.7868/S2073667319030067>
11. Малышева А.А., Белоненко Т.В., Яковлева Д.А. Характеристики двух вихрей различной полярности в течении Агульяс // Ученые записки РГГМУ. 2022 (в печати).
12. Малышева А.А., Колдунов А.В., Белоненко Т.В., Сандалюк Н.В. Вихри Агульясова переноса по данным спутниковой альтиметрии // Ученые записки РГГМУ. 2018. № 52. С. 154–170.
13. Старр В. Физика явлений с отрицательной вязкостью. М.: Мир, 1971. 260 с.
14. Травкин В.С., Белоненко Т.В. Исследование вихревой изменчивости в Лофотенской котловине на основе анализа доступной потенциальной и кинетической энергии // Морской гидрофизический журнал. 2021. Т. 37. № 3. С. 318–332. <https://doi.org/10.22449/0233-7584-2021-3-318-332>
15. Травкин В.С., Жмур В.В., Белоненко Т.В. Вклад мезомасштабных вихрей Лофотенской котловины в ее энергетику // Российский журнал наук о Земле. 2022. Т. 22. С. ES4002. <https://doi.org/10.2205/2022ES000802>
16. Belonenko T.V., Travkin V.S., Koldunov A.V., Volkov D.L. Topographic experiments over dynamical processes in the Norwegian Sea // Russian Journal of Earth Sciences. 2021. V. 21. P. ES1006. <https://doi.org/10.2205/2020ES000747>
17. Belonenko T.V., Zinchenko V.A., Fedorov A.M. et al. Interaction of the Lofoten Vortex with a satellite cyclone // Pure and Applied Geophysics. 2021. V. 178. P. 287–300. <https://doi.org/10.1007/s00024-020-02647-1>
18. Fedorov A.M., Belonenko T.V. Interaction of mesoscale vortices in the Lofoten Basin based on the GLORYS database // Russian Journal of Earth Sciences. 2020. V. 20. P. ES2002. <https://doi.org/10.2205/2020ES000694>
19. Gnevyshev V.G., Malysheva A.A., Belonenko T.V., Koldunov A.V. On Agulhas eddies and Rossby waves traveling by forcing effects // Russian Journal of Earth Sciences. 2021. V. 21. № 5. P. ES6003. <https://doi.org/10.2205/2021ES000773>
20. Gordeeva S.M., Zinchenko V.A., Koldunov A.V. et al. Statistical analysis of long-lived mesoscale eddies in the Lofoten basin from satellite altimetry // Advances in Space Research. 2020. V. 68. № 2. P. 364–377. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.05.043>
21. Griffiths R.W., Hopfinger E.J. Coalescing of geostrophic vortices // Journal of Fluid Mechanics. 1987. № 178. P. 73–97.
22. Kida S. Motion of an elliptic vortex in uniform shear flow // Journal of the Physical Society of Japan. 1981. V. 50. № 10. P. 3517–3520.
23. Okubo A. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences // Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts. 1970. V. 17. № 3. P. 445–454. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(70\)90059-8](https://doi.org/10.1016/0011-7471(70)90059-8)
24. Sandalyuk N.V., Belonenko T.V. Three-dimensional structure of the mesoscale eddies in the Agulhas Current region from hydrological and altimetry data //

- Russian Journal of Earth Sciences. 2021. V. 21. № 4. P. ES4005.
<https://doi.org/10.2205/2021ES000764>
25. *Sandalyuk N.V., Bosse A., Belonenko T.V.* The 3-D structure of mesoscale eddies in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea: a composite analysis from altimetry and in situ data // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. V. 125. № 10. P. e2020JC016331.
<https://doi.org/10.1029/2020JC016331>
26. *Travkin V.S., Belonenko T.V., Budyansky M.V. et al.* Quasi-permanent mushroom-like dipole in the Lofoten Basin // *Pure and Applied Geophysics*. 2022. V. 179. № 1. P. 465–482.
<https://doi.org/10.1007/s00024-021-02922-9>
27. *Weiss J.* The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1991. V. 48. № 2–3. P. 273–294.
[https://doi.org/10.1016/0167-2789\(91\)90088-Q](https://doi.org/10.1016/0167-2789(91)90088-Q)
28. *Zhmur V.V., Novoselova E.V., Belonenko T.V.* Peculiarities of formation of the density field in mesoscale eddies of the Lofoten Basin: Part 1 // *Oceanology*. 2021. V. 61. № 6. P. 830–838.
<https://doi.org/10.1134/S0001437021060333>

Application to the World Ocean of the Theory of Transformation of a Mesoscale Vortex into a Submesoscale Vortex Thread When the Vortex Elongates by an Inhomogeneous Barotropic Flow

V. V. Zhmur^{a, b, c, #}, T. V. Belonenko^c, E. V. Novoselova^c, B. P. Suetin^b

^a*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nahimovskiy prospect, Moscow, 117997 Russia*

^b*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia*

^c*Saint Petersburg State University, 7–9 Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034 Russia*

[#]*e-mail: zhmur-vladimir@mail.ru*

This paper is a continuation of the authors' research [5]. We apply some aspects of the theory about strong horizontal stretching of large-scale mesoscale eddies in the World ocean based on 'the ellipsoidal eddies' theory to the ocean conditions. Two areas are considered, characterized by increased eddy manifestation. They are the Lofoten Basin in the Norwegian Sea and the Agulhas Current area. We also discuss the condition of the Atlantic Ocean and the World Ocean. The main purpose of this paper is to check the feasibility of the physical conditions for unbounded eddy elongation in the real ocean and estimate the fraction of mesoscale ocean eddies that are elongating into filaments and redistributing energy from the mesoscale to the submesoscale. We estimate the share of eddies in the World Ocean that are strongly elongated. We propose the maps of the geographical location of unlimited eddy elongation zones and give the interpretation of the obtained results. We also describe the effect of a decrease in the vortices' self-energy due to the tensile action of the background flow. We suppose that it is a possible mechanism for energy transfer from the vortex to the flow and a manifestation of the negative viscosity effect.

Keywords: mesoscale vortex, stretching, vortex filament, filament, energy, negative viscosity, submesoscale