

## Мезомасштабные вихри на континентальном склоне Новозеландского плато по данным альтиметрии

В. С. Травкин<sup>1,3</sup>, В. Г. Гневыхшев<sup>2</sup>, Т. В. Белоненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет  
Санкт-Петербург, 199034, Россия  
E-mail: [btvllisab@yandex.ru](mailto:btvllisab@yandex.ru)

<sup>2</sup> Институт океанологии им. П. П. Шириова РАН, Москва, 117997, Россия

<sup>3</sup> Государственный океанографический институт им. Н. Н. Зубова  
Москва, 119034, Россия

Цель исследования заключается в описании особенностей вихревой динамики на склоне Новозеландского плато. Установлено, что на юго-восточном склоне Новозеландского плато вихревая динамика проявляется в перемещении в восточном направлении двух систем мезомасштабных вихрей — циклонов и антициклонов, причём антициклоны перемещаются на верхней границе материкового склона, а циклоны на нижней. Показано, что волновой подход и экспоненциальная модель профиля позволяют описать основные закономерности топографических волн Россби, распространяющихся по склону Новозеландского плато. Донная топография изучаемой акватории характеризуется следующими особенностями: Новозеландское плато, расположенное на глубине около 500 м, резко обрывается к юго-востоку крутым склоном, за которым начинается материковое ложе с глубиной, достигающей 5000 м. Градиенты изменения глубины в переходной области от плато к материковому ложу составляют  $3,75 \cdot 10^{-2}$ . Используя открытые данные, доступные на портале CMEMS (*англ.* Copernicus Marine Environment Monitoring Service, Служба мониторинга морской среды Copernicus), мы исследовали особенности вихревой динамики в данном регионе. Получены оценки кинематических и динамических параметров вихрей, распространяющихся на склоне Новозеландского плато. Показано, что волновой подход и экспоненциальная модель профиля позволяют описать основные закономерности топографических волн Россби, распространяющихся по склону Новозеландского плато. Для экспоненциальной модели топографии проведён расчёт спектральной задачи собственных колебаний. Получены дисперсионные закономерности, зависимости от волнового числа фазовой и групповой скорости, построены функции потока для двух мод. Показано, что параметры вихрей соответствуют центральной части дисперсионных кривых, что подтверждает гипотезу о топографическом характере происхождения вихрей Новозеландского плато.

**Ключевые слова:** Новозеландское плато, топографические волны Россби, мезомасштабные вихри, альтиметрия, экспоненциальная модель

Одобрена к печати: 17.05.2024

DOI: 10.21046/2070-7401-2024-21-3-221-233

### Введение

Южный океан считается одним из самых динамичных океанских регионов на Земле со сложной и взаимосвязанной физической и биологической системой. В настоящей работе мы рассматриваем район, расположенный к югу от Новой Зеландии (*рис. 1*, см. с. 222). Новозеландское плато (плато Кэмпбелл), расположенное на глубине примерно 500 м, резко обрывается к юго-востоку крутым склоном, за которым начинается ложе океана, где глубина достигает до 5000 м (*рис. 2*, см. с. 222). Ширина области максимальных градиентов уклона дна составляет примерно 120 км. В районе границы Новозеландского плато образуются термический и халинные фронты с градиентами  $0,01$  °C/км и  $0,003$  psu/км и происходит интенсификация течения, огибающего плато, со скоростью до  $0,11$  м/с (*рис. 3*, см. с. 223). В этом районе осуществляется коммерческий вылов клыкача, который здесь встречается в двух видах: патагонский клыкач (*англ.* Patagonian toothfish, *лат.* *Dissostichus eleginoides*) и антарктический клыкач (*англ.* Antarctic toothfish, *лат.* *Dissostichus mawsoni*) (Collins et al., 2010). Повы-

шенная биологическая продуктивность вод в этой области обусловлена интенсификацией вихревой динамики, так как на периферии вихрей образуются фронтальные зоны — области сильных градиентов температуры, солёности и плотности воды, где смешиваются различные водные массы и где создаются благоприятные условия для образования промысловых скоплений рыб. Здесь обитает большое количество планктона, который служит основным источником питания для многих видов рыб. Действительно, из-за вертикальных движений биогенов (Микаэлян и др., 2020; Mikaelyan et al., 2023) вихри являются благоприятной средой для рыб.

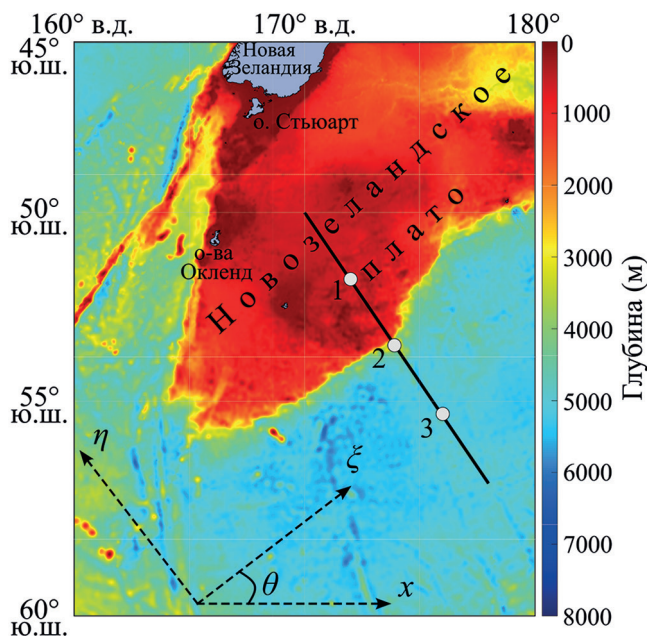


Рис. 1. Район исследования, цветом отмечена топография,  $\eta$  и  $\xi$  — повернутые на угол  $\theta$  оси  $y$  и  $x$ . Чёрной линией показан вертикальный профиль, цифрами 1–3 показаны отдельные точки профиля

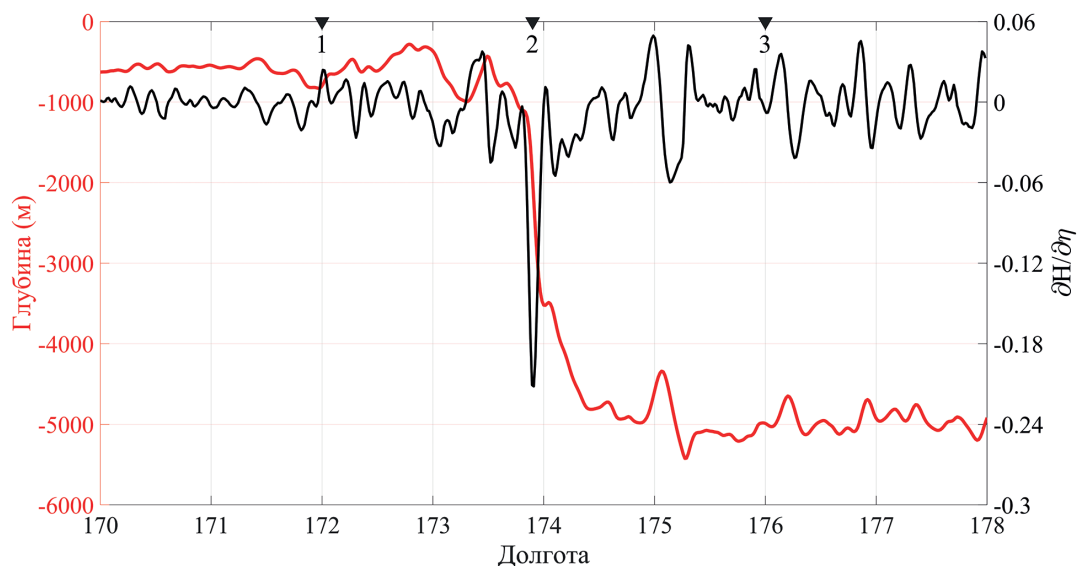


Рис. 2. Профиль глубины Новозеландского плато (красная линия) и её производная (чёрная линия) на разрезе, представленном на рис. 1. Цифрами 1–3 отмечены отдельные точки

Выбор Новозеландского плато для исследования обусловлен малой изученностью динамики вод в данном районе, имеющим сложный рельеф. Цель настоящей работы — изучить

особенности вихревой динамики рассматриваемого района. Для достижения данной цели мы строим двумерную экспоненциальную топографическую модель и производим расчёт спектральной задачи волновых колебаний.

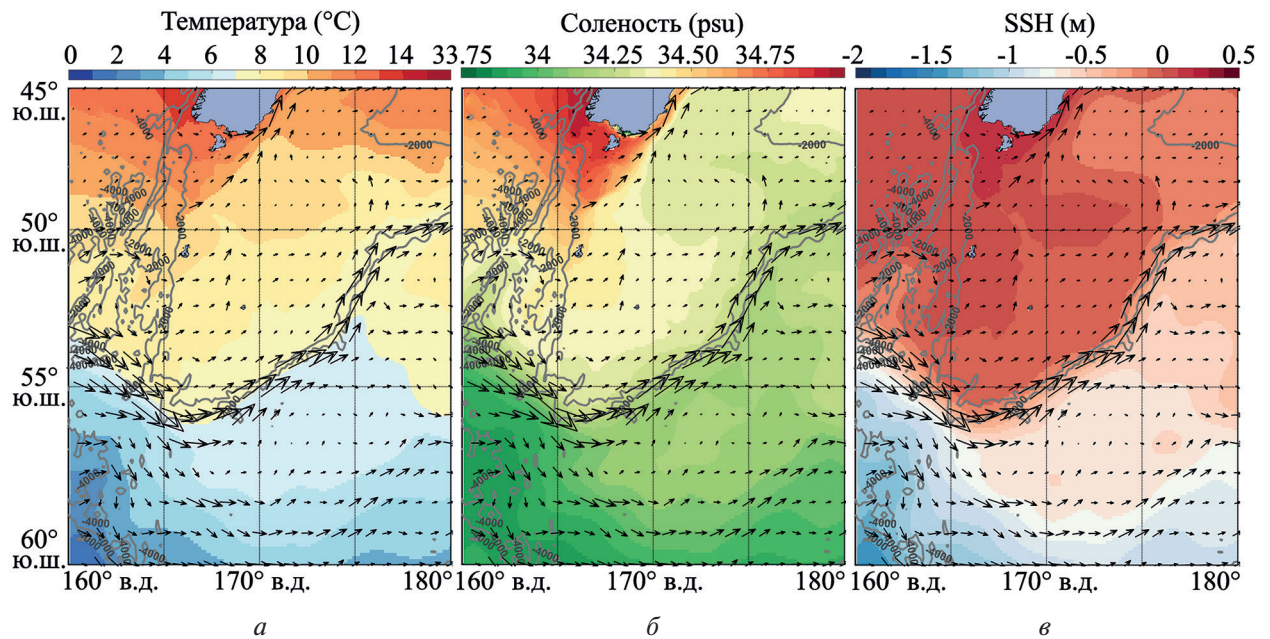


Рис. 3. Средняя температура (а), солёность (б) воды на поверхности, а также высота поверхности моря (в) за 1993–2020 гг. Стрелками показана средняя циркуляция поверхностных течений

## Данные

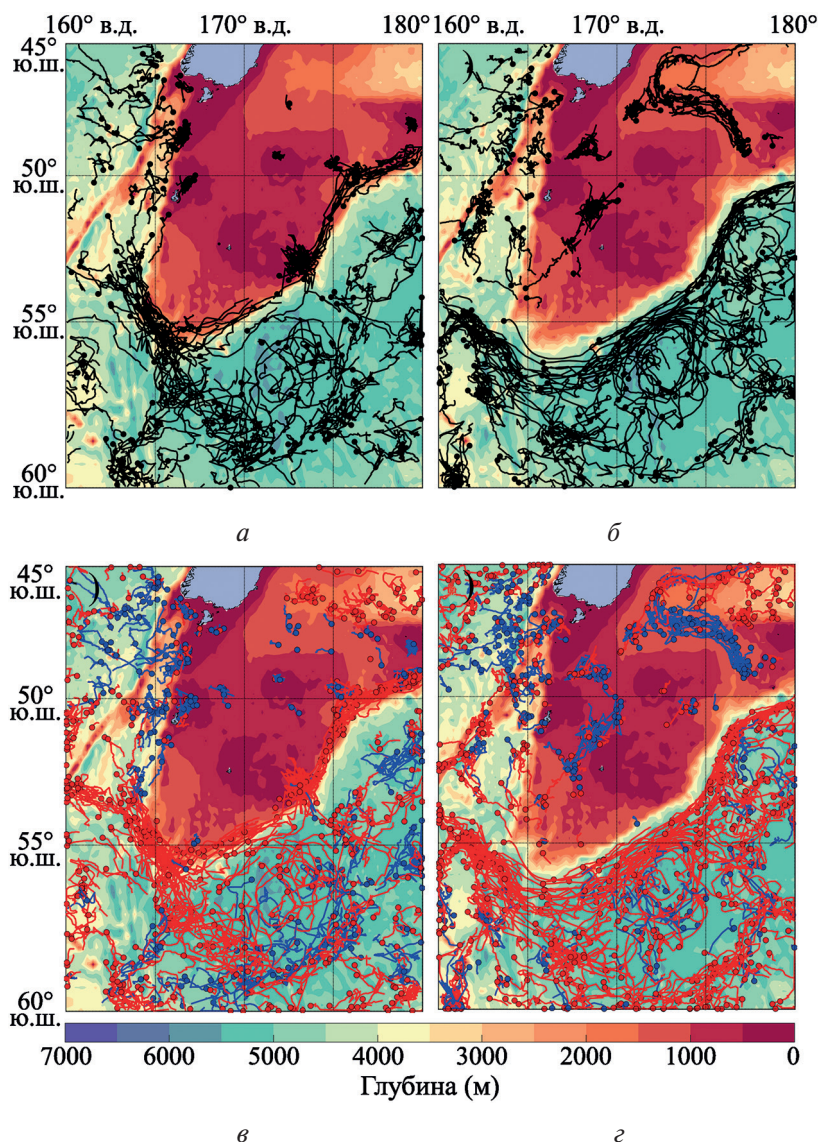
Мы используем данные GLORYS12V1 (*англ.* Global Ocean Physics Reanalysis, глобальный океанический реанализ), доступные на портале CMEMS (*англ.* Copernicus Marine Environment Monitoring Service, Служба мониторинга морской среды Copernicus). Данные доступны по ссылке [https://data.marine.copernicus.eu/product/GLOBAL\\_MULTIYEAR\\_PHY\\_001\\_030](https://data.marine.copernicus.eu/product/GLOBAL_MULTIYEAR_PHY_001_030). Система GLORYS12V1 представляет собой океанский вихререзающий реанализ Мирового океана с пространственным разрешением  $1/12^\circ$  на 50 уровнях за период, когда доступны альтиметрические наблюдения. Он основан на глобальной системе прогнозирования в реальном времени CMEMS. Основой реанализа является гидродинамическая модель циркуляции океана NEMO (*англ.* Nucleus for European Modelling of the Ocean, Ядро европейского моделирования океана). Наблюдения усваиваются с помощью фильтра Калмана низкого порядка. Данные *in situ* спутниковых альтиметров (аномалия уровня моря), температура поверхности моря, сплочённость морского льда и вертикальные профили температуры и солёности усваиваются совместно.

Мы также используем «Атлас альтиметрических мезомасштабных вихревых траекторий» (*англ.* Mesoscale Eddy Trajectory Atlas META3.2 Delayed-Time), доступный по ссылке <https://www.avisio.altimetry.fr/>. Продукт основан на использовании альтиметрической информации (высота поверхности моря) для идентификации и определения траекторий циклонов и антициклонов Мирового океана (Pegliasco et al., 2022). Алгоритм идентифицирует изолированные вихревые структуры на ежедневных картах, а затем отслеживает их, записывая эволюцию во времени. Алгоритм идентифицирует вихри как скопления пикселей (максимальный размер 2000 пикселей), удовлетворяющих определённому набору критериев, таких как компактность, наличие внутри вихря экстремума аномалий уровня моря и т.д. Атлас присваивает каждому вихрю свой идентификационный номер и фиксирует координаты его траектории. Продукт META3.2 содержит информацию о типе вихрей, их радиусе и амплитуде, орбитальной скорости и времени жизни.

## Результаты

### Треки мезомасштабных вихрей и их параметры

На *рис. 4* показаны треки мезомасштабных вихрей и направления распространения. Расчёты проводились по данным МЕТА3.2 за 2018–2021 гг. Видно, что на границе Новозеландского плато наблюдается концентрация вихревых треков. Вихри, как циклоны, так и антициклоны, распространяются по изобатам вдоль границы плато и при перемещении имеют восточную составляющую. Другими словами, они распространяются так, что меньшие глубины остаются слева от направления перемещения. Отметим, что треки циклонов и антициклонов не пересекаются и при этом антициклоны перемещаются по кромке плато на глубинах 500–1000 м, а циклоны перемещаются южнее треков антициклонов на больших глубинах порядка 5000 м (см. *рис. 4*). Между этими треками находится термохалинная фронтальная зона и проходит стрежень течения, омывающего Новозеландское плато с юга (см. *рис. 3*). Можно утверждать, что антициклоны перемещаются по северной периферии течения, а циклоны по южной.



*Рис. 4.* Траектории долгоживущих (>30 сут) антициклонов (*а*) и циклонов (*б*) за 2018–2021 гг. Красным и синим цветом показаны распространяющиеся на восток и запад, соответственно, с продолжительностью более 7 сут антициклоны (*в*) и циклоны (*г*). Точками отмечены районы генерации вихрей, цветом показана топография

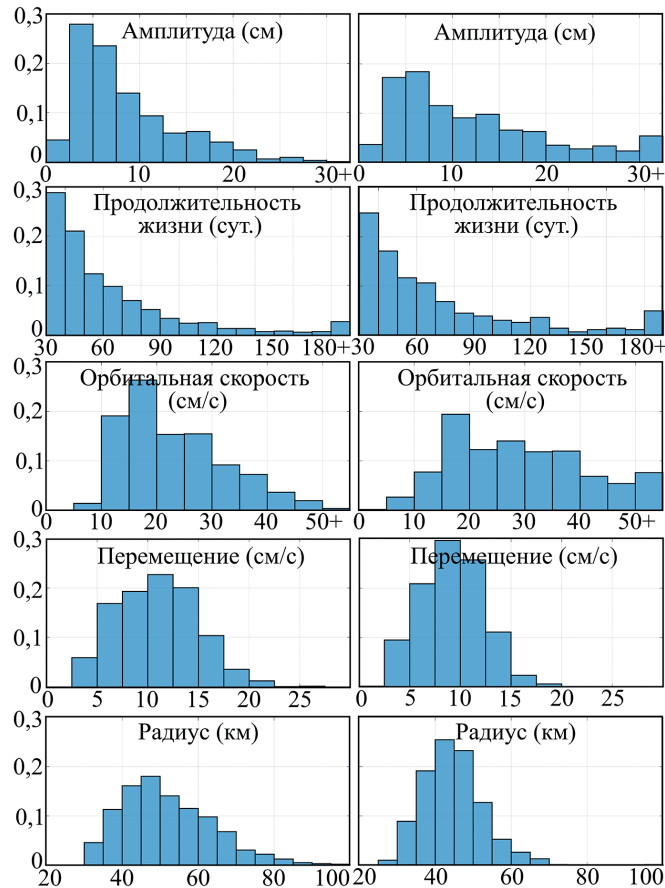


Рис. 5. Повторяемость параметров антициклонов (слева) и циклонов (справа), образовавшихся на склоне Новозеландского плато

Как правило, сильные топографические уклоны сопровождаются сильными локализованными топографическими течениями, по их границам всегда распространяются две волны Россби, которые, вследствие неустойчивости и последующего меандрирования, трансформируются в пару циклон и антициклон, известную в научной литературе, как «модон» (Ларичев, Резник, 1976; Stern, 1975). Математически такие локализованные решения описываются классическим диполем Лэмба – Чаплыгина (Meleshko, Heijst, 1994; Orlandi, 1990).

За период 2018–2021 гг. по данным МЕТА3.2 выявлены 684 циклона и 937 антициклонов, образующихся на склоне Новозеландского плато, с периодами жизни, превышающими 30 сут. В целом долгоживущих антициклонов в этом районе образовалось в 1,4 раза больше, чем циклонов. На рис. 5 показаны параметры этих вихрей. У антициклонов больше амплитуда и продолжительность жизни, а также орбитальная скорость, при этом циклоны доминируют в скорости перемещения, а также имеют бóльший масштаб, хотя самые большие по масштабам отдельные вихри — это антициклоны.

Для анализа вихревой динамики, которая отражена на рис. 4, мы привлекаем теорию внутренних шельфовых волн Бухвальда и Адамса (Buchwald, Adams, 1968), которая получила развитие для экспоненциального профиля в работах (Гневышев, Белоненко, 2023; Гневышев и др., 2023а, б).

### Топографическая модель

Сделаем предположение, что влияние суши на динамику волн и вихрей на топографическом склоне, аппроксимируемом ступенькой с экспоненциальным профилем шириной  $L$ , крайне мало. Такая модель топографии с двумя полубесконечными плоскими областями по обе

стороны от ступеньки соответствует модели внутренних топографических волн Бухвальда и Адамса (Buchwald, Adams, 1968). Ниже мы проверим актуальность этой модели при помощи численных оценок. Более общий анализ, принимая во внимание ограниченность  $L$  и с учётом свободной поверхности, выполнен в работе (Drivdal et al., 2016).

Для классической топографической волны Россби на экспоненциальном профиле топографии  $H = H_0 \exp(-x/L_1)$  решение ищется в форме  $\Psi = H^{1/2} \exp[i(mx + ky - \omega t)]$ , где  $\omega$  — частота;  $m$  и  $k$  — волновые числа поперёк и вдоль склона соответственно. Тогда дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega = \frac{-(\beta_0 + f/L)k}{m^2 + k^2 + 1/4L^2}. \quad (1)$$

В работе (Gnevyshev et al., 2022) анализируется влияние различных факторов при анализе вихревых структур, а именно: бета-эффекта, сдвигового течения, топографии и совместного вклада течения и топографии. Суммарное воздействие определяется обобщённым параметром  $\beta^*$ :

$$\beta^* = \beta \cos\theta - U_{\eta\eta} - \frac{fH_{\eta}}{H} + \frac{U_{\eta}H_{\eta}}{H},$$

где  $\theta$  — угол поворота относительно широты прямоугольной системы координат. В зависимости от вклада различных факторов можно ожидать и разных характеристик вихревых структур. Бета-эффект, возникающий из-за вращения Земли, оказывает влияние на движение воды в океане. Если  $\beta$ -эффект становится доминирующим фактором, то можно ожидать более регулярных и стабильных вихревых структур. Сдвиговое течение, возникающее в результате разницы скоростей на горизонте, также может оказывать влияние на вихревые структуры, усиливая или ослабляя  $\beta$ -эффект (Гневышев и др., 2019). В присутствии сдвигового течения наблюдаются более сложные и неустойчивые вихревые структуры. Они взаимодействуют с крупномасштабными неоднородностями топографии дна, которые влияют на механизмы их перемещения. Совместный вклад течения и топографии может приводить к ещё более сложным и разнообразным вихревым структурам. Соотношения между интенсивностью течения и высотой топографии определяют поведение и характеристики мезомасштабных вихрей.

В таблице представлены оценки слагаемых  $\beta^*$ , выполненные в повёрнутой против часовой стрелки относительно зонального направления на угол  $\theta$  системе координат ( $\xi, \eta$ ).

Оценка различных слагаемых  $\beta^*$  в точках 1–3 (показаны на рис. 1 и 2).  
Значения нормированы на  $10^{-11}$

Точка	Широта, °ю. ш.	Долгота, °в. д.	$\beta \cos\theta$	$U_{\eta\eta}$	$fH_{\eta}/H$	$U_{\eta}H_{\eta}/H$
1	–52,031	172,003	1,1153	1,0351	–33,5149	–2,1813
2	–53,776	173,908	1,0711	–5,2525	19,5858	–0,0736
3	–55,514	176,009	1,0264	6,0559	16,3576	–0,0365

Из таблицы видно, что топографический фактор  $fH_{\eta}/H$  является доминирующим, поэтому далее в дисперсионных соотношениях учитывается только топография (см. также (Гневышев, Белоненко, 2023; Гневышев и др., 2023а, б; Ле Блон, Майсек, 1981; Gnevyshev et al., 2021)). В дальнейшем изложении оси координат направлены следующим образом: ось  $x$  — поперёк изобат, т. е. по склону, ось  $y$  — по изобатам, т. е. вдоль склона (см. рис. 1).

Проведём расчёты для для Новозеландского плато, следуя работе (Buchwald, Adams, 1968) и принимая следующие параметры: широта  $55^\circ$  ю. ш.,  $f = -1,19137 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , ширина склона  $L = 120$  км. Масштаб скорости (фазовой и групповой)  $V = L/T = 17,45$  м/с.

Модель топографии волн принимается в следующем виде (рис. 6):

$$\left. \begin{aligned} D &= D_1, & x &\leq 0, \\ D &= D_1 \exp(-2bx), & 0 &\leq x \leq 1, \\ D &= D_2 = D_1 \exp(-2b), & x &\geq 1. \end{aligned} \right\}$$

Мы принимаем обозначения Бухвальда и Адамса:  $D = H^{-1}$ , где  $H$  — глубина. Рассчитаем экспоненциальную крутизну склона:  $H_1 = 500$  м,  $H_2 = 5000$  м. Тогда  $D_1 = 1/500 \text{ м}^{-1}$ ,  $D_2 = 1/5000 \text{ м}^{-1}$ . Из уравнения  $D_2 = D_1 \exp(-2b)$  получаем, что для профиля топографии Новозеландского плато  $b = 1,15$ , тогда  $L_1 = 104,34$  км.

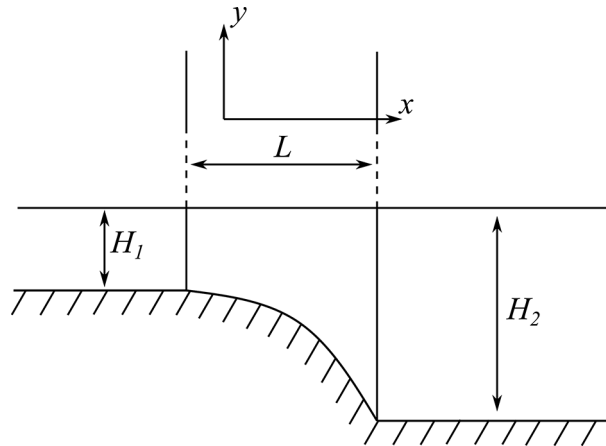


Рис. 6. Модель топографии Новозеландского плато и его склона

Опираясь на теорию, представленную в работах (Гневнышев, Белоненко, 2023; Гневнышев и др., 2023а, б), получаем условие на поперечное волновое число:

$$\tan m = \frac{m|k|}{m^2 + b^2 - k^2}. \quad (2)$$

Данное соотношение будем трактовать как условие связи, которое позволяет по продольному волновому числу  $k$  находить поперечное волновое число  $m$ . Таким образом, из выражения (2) находим зависимость  $m = m_n(k)$ , где нижний индекс  $n$ , номер моды, будет соответствовать количеству узлов поперечной собственной функции. В качестве граничных условий спектральной задачи принимаем условия затухания на бесконечности. Нулевая мода не имеет узлов. Первая мода имеет один узел, вторая мода имеет два узла и так далее. Для упрощения дальнейших выкладок введём новую переменную  $k^* = |k|$ , далее звёздочку опускаем. Тогда дисперсионное соотношение (1) можно рассматривать как

$$\omega = \frac{2bk}{k^2 + m_n^2(k) + b^2}.$$

На рис. 7 (см. с. 228) представлены расчёты параметра  $m$  — корней трансцендентного уравнения по формуле (2) в зависимости от  $k$ , а на рис. 8 (см. с. 228) — характеристики топографических волн для первых трёх мод. Параметры вихрей соответствуют центральной части дисперсионных кривых, что подтверждает гипотезу о топографическом характере происхождения вихрей Новозеландского плато. Кроме того, известно, что в длинноволновом пределе волны Россби являются течениями. Соответственно, топографические волны Россби в длинноволновом пределе становятся течениями, которые мы называем «топографическими течениями». Именно эти течения наблюдаются на рис. 3.

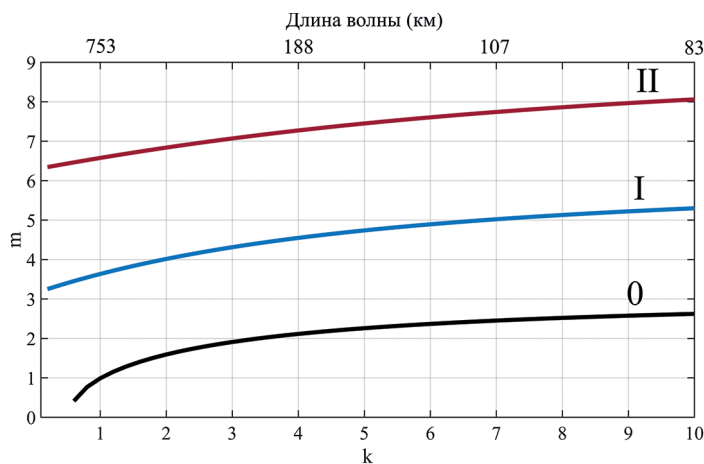


Рис. 7. Зависимости параметра  $m$  от волнового числа  $k$  для 0, I и II моды

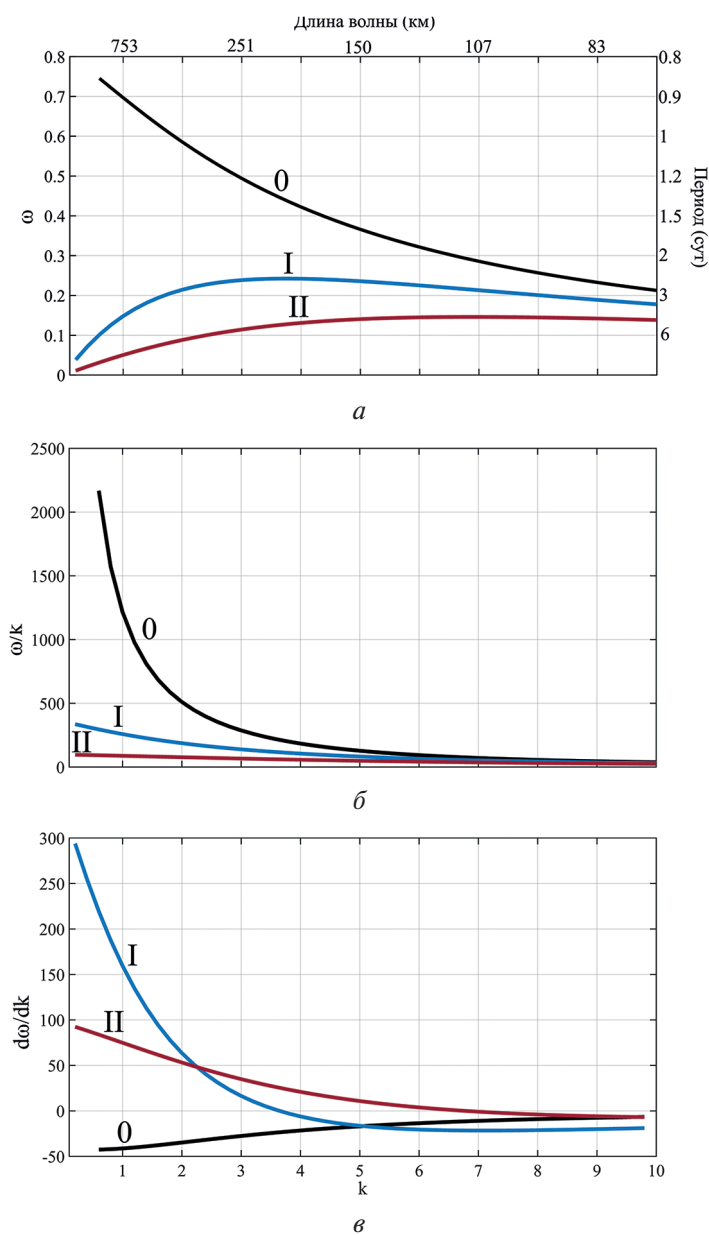


Рис. 8. Характеристики для 0, I и II моды топографических волн Россби:  $a$  — дисперсионные соотношения;  $б$  — фазовая скорость, см/с;  $в$  — групповая скорость, см/с



## Обсуждение и выводы

Таким образом, в районе склона Новозеландского плато образуются две системы мезомасштабных вихрей разной полярности. Эти вихри мы идентифицировали по альтиметрии (продукт МЕТАЗ.2). Антициклоны перемещаются по кромке плато, расположенного на глубине около 500 м, а циклоны — в нижней части склона, на ложе океана с глубиной около 5000 м. Вихри в обеих системах перемещаются так, что более мелкая вода остаётся слева, т. е. скорости перемещения имеют восточную составляющую. Эти две группы когерентных вихрей образуют систему топографических волн на склоне Новозеландского плато с амплитудой около 10 см, причём в циклонических структурах амплитуда больше, чем в антициклонических (см. рис. 5). Их перемещение вдоль склона Новозеландского плато наблюдается по спутниковым данным на протяжении 30 сут и более, в отдельных случаях более полугода, а пройденные расстояния составляют 500–600 км и более (не показано). Скорость распространения этих волн составляет 10–15 см/с, орбитальная скорость в вихревых структурах — 15–30 см/с, а радиус в среднем составляет 40–60 км.

В данной работе мы использовали математическую постановку задачи изучения вихревой динамики на склоне Новозеландского плато. Эта постановка использует модель Бухвальда и Адамса (Buchwald, Adams, 1968). Развитие этой модели для района Курильского жёлоба представлено в работах (Гневышев, Белоненко, 2023; Гневышев и др., 2023а, б). Новизна настоящего исследования заключается в оценках кинематических и динамических параметров вихрей, распространяющихся на склоне Новозеландского плато. Сравнение теоретических значений спектральной задачи и наблюдаемых альтиметрических данных подтверждает правильность выбора экспоненциально выпуклой вверх топографической модели склона (Гневышев, Белоненко, 2023; Гневышев и др., 2023а, б). Как правило, сильные топографические уклоны сопровождаются сильными локализованными топографическими течениями, по границам которого всегда распространяются две волны Россби, которые, вследствие неустойчивости и последующего меандрирования трансформируются в пару циклон и антициклон. На границе склона Новозеландского плато имеется течение со скоростью, достигающей 0,11 м/с. Здесь также образуются термический и халинные фронты с градиентами 0,01 °С/км и 0,003 psu/км (см. рис. 3).

Полученные решения, где топография Новозеландского плато аппроксимируется экспоненциальной функцией (см. рис. 6), позволяют связать системы мезомасштабных вихрей, наблюдаемые по данным МЕТАЗ.2, с топографическими волнами Россби. Для рассматриваемого топографического профиля плато-континентальный склон-ложе океана мы получили решения, которые представляют собой системы вихрей, распространяющихся вдоль материкового склона. Полученные решения ассоциируются с топографическими волнами Россби, распространяющимися по склону, оставляя берег слева. Эти решения соответствуют двум первым модам топографических волн Россби, а также волне Кельвина (нулевая мода). В длинноволновом приближении волновые решения трансформируются в топографические течения. Действительно, вдоль топографического склона Новозеландского плато распространяются течения со скоростью 11 см/с.

Разумеется, предложенная модель не может точно отражать наблюдаемую специфику распространяющихся вихрей в регионе, в частности объяснить, почему вверху у склона (на глубинах около 500 м) по спутниковым данным видны только антициклоны, а внизу (на глубинах около 5000 м) — только циклоны. Возможно, данный факт связан с особенностями алгоритмов идентификации вихрей, в которых изначально задаются определённые пороговые значения для идентификации, из-за которых вихри противоположной полярности могут быть и не видны среди прочих. Однако отметим, что предложенная модель позволяет анализировать вихревую динамику для всего слоя глубин. При этом заметим, что данные МЕТАЗ.2, по которым в статье представлена идентификация вихрей, опираются на альтиметрическую информацию, а мы рассматриваем вихри на глубинах. Но именно это означает, что динамический сигнал вихрей прослеживается до самого дна. Подобная картина наблюдалась также у мезомасштабных вихрей на склоне Курило-Камчатского жёлоба (см. (Травкин и др., 2022)),

где вихри имели топографическую привязку к глубинам, превышающим 7000 м, в то время как их ядра, анализируемые по термохалинным характеристикам, анализировались в слое до 1000 м.

В заключение отметим, что интерпретация вихревой динамики, связанной с особенностями донной топографии, поможет понять, почему определённые районы океана обладают повышенной биологической и промысловой продуктивностью. К сожалению, современный уровень знаний не позволяет установить устойчивую статистическую связь промысловых скоплений гидробионтов непосредственно с вихревой динамикой и донной топографией. Существует множество исследований, посвящённых этой теме, и в большинстве из них утверждается связь между этими факторами (Abellan, 2005; Collins et al., 2010; De Witt et al., 1990; Eastman, 1993; Hanchet et al., 2010; Kuhn, Gaffney, 2008; Stevens et al., 2014; Yates et al., 2019). Однако в настоящее время нельзя утверждать, что все возможные аспекты и нюансы этих взаимосвязей были полностью исследованы и осознаны. Можно только предположить, что дальнейшие исследования и прогресс в технологиях могут привести к появлению новых и более глубоких доказательств этих связей.

Работа выполнена при поддержке СПбГУ, шифр проекта № 116442164, и в рамках государственного задания Института океанологии РАН № FMWE-2024-0017.

## Литература

1. Гневьев В. Г., Белоненко Т. В. Доплеровский эффект и волны Россби в океане: краткий экскурс в историю и новые подходы // *Фундам. и приклад. гидрофизика*. 2023. Т. 16. № 3. С. 72–92. DOI: 10.59887/2073-6673.2023.16(3)-6.
2. Гневьев В. Г., Фролова А. В., Кубряков А. А., Собко Ю. В., Белоненко Т. В. Взаимодействие волн Россби со струйным потоком: основные уравнения и их верификация для Антарктического циркумполярного течения // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55. № 5. С. 39–50. <https://doi.org/10.31857/S0002-351555539-50>.
3. Гневьев В. Г., Травкин В. С., Белоненко Т. В. (2023a) Топографический фактор и предельные переходы в уравнениях для субинерционных волн // *Фундам. и приклад. гидрофизика*. 2023. Т. 16. № 1. С. 8–23. DOI: 10.48612/fpg/92rg-6t7h-m4a2.
4. Гневьев В. Г., Травкин В. С., Белоненко Т. В. (2023б) Групповая скорость и дисперсия шельфовых волн Бухвальда и Адамса. Новый аналитический подход // *Фундам. и приклад. гидрофизика*. 2023. Т. 16. № 2. С. 8–20. DOI: 10.59887/2073-6673.2023.16(2)-1.
5. Ларичев В. Д., Резник Г. М. О двумерных уединённых волнах Россби // *Докл. Акад. наук СССР*. 1976. Т. 231. № 5. С. 1077–1079.
6. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане: В 2-х ч. / Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 846 с.
7. Микаэлян А. С., Зацепин А. Г., Кубряков А. А. Воздействие мезомасштабной вихревой динамики на биопродуктивность морских экосистем (обзор) // *Морской гидрофиз. журн.* 2020. Т. 36. № 6. С. 646–675. DOI: 10.22449/0233-7584-2020-6-646-675.
8. Травкин В. С., Белоненко Т. В., Кочнев А. В. Топографические волны в Курильском районе // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2022. Т. 19. № 5. С. 222–234. DOI: 10.21046/2070-7401-2022-19-5-222-234.
9. Abellan L. J. L. Patagonian toothfish in international waters of the southwest Indian Ocean (Statistical Area 51) // *CCAMLR Science*. 2005. No. 12. P. 207–214.
10. Buchwald V. T., Adams J. K. The propagation of continental shelf waves // *Proc. Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 1968. V. 305. No. 1481. P. 235–250. DOI: 10.1098/rspa.1968.0115.
11. Collins M. A., Brickle P., Brown J., Belchier M. Chapter four — The Patagonian toothfish: biology, ecology and fishery // *Advances in Marine Biology*. 2010. V. 58. P. 227–300. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-381015-1.00004-6>.
12. De Witt H. H., Heemstra P. C., Gon O. Nototheniidae // *Fishes of the Southern Ocean* / Eds. O. Gon, P. C. Heemstra; J. L. B. Smith Institute of Ichthyology. Grahamstown, South Africa, 1990. P. 279–331. <https://doi.org/10.5962/bhl.title.141868>.
13. Drivdal M., Weber J. E. H., Debernard J. B. Dispersion relation for continental shelf waves when the shallow shelf part has an arbitrary width: application to the shelf west of Norway // *J. Physical Oceanography*. 2016. V. 46. No. 2. P. 537–549. DOI: 10.1175/jpo-d-15-0023.1.

14. Eastman J. T. Antarctic fish Biology: Evolution in a Unique Environment. San Diego: Academic Press, 1993.
15. Gnevyshev V. G., Frolova A. V., Koldunov A. V., Belonenko T. V. Topographic effect for Rossby waves on a zonal shear flow // *Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika*. 2021. V. 14. No. 1. P. 4–14. DOI: 10.7868/S2073667321010019.
16. Gnevyshev V. G., Frolova A. V., Belonenko T. V. Topographic Effect for Rossby Waves on Non-Zonal Shear Flow // *Water Resources*. 2022. V. 49. No. 2. P. 240–248. DOI: 10.1134/S0097807822020063.
17. Hanchet S. M., Mormede S., Dunn A. Distribution and relative abundance of Antarctic toothfish (*Dissostichus mawsoni*) on the Ross Sea shelf // *CCAMLR Science*. 2010. No. 17. P. 33–51.
18. Kuhn K. L., Gaffney P. M. Population subdivision in the Antarctic toothfish (*Dissostichus mawsoni*) revealed by mitochondrial and nuclear single nucleotide polymorphisms (SNPs) // *Antarctic Science*. 2008. No. 20. P. 327–338. DOI: 10.1017/s0954102008000965.
19. Meleshko V. V., Heijst G. J. F. On Chaplygin's investigations of two-dimensional vortex structures in an inviscid fluid // *J. Fluid Mechanics*. 1994. V. 272. P. 157–182. DOI: 10.1017/s0022112094004428.
20. Mikaelyan A. S., Zatsepin A. G., Kubryakov A. A. et al. Case where a mesoscale cyclonic eddy suppresses primary production: A Stratification-Lock hypothesis // *Progress in Oceanography*. 2023. V. 212, Article 102984. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2023.102984>.
21. Orlandi P. Vortex dipole rebound from a wall // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1990. V. 2. No. 8. P. 1429–1436. DOI: 10.1063/1.857591.
22. Pegliasco C., Busché C., Faugère Y. Mesoscale eddy trajectory atlas META3.2 delayed-time all satellites: version META3.2 DT allsat. 2022. <https://doi.org/10.24400/527896/A01-2022.005.210802>.
23. Stern M. E. Minimal properties of planetary eddies // *J. Marine Research*. 1975. V. 33. Iss. 1. P. 1–13. [https://elischolar.library.yale.edu/journal\\_of\\_marine\\_research/1307](https://elischolar.library.yale.edu/journal_of_marine_research/1307).
24. Stevens D. W., Dunn M. R., Pinkerton M. H., Forman J. S. Diet of Antarctic toothfish (*Dissostichus mawsoni*) from the continental slope and oceanic features of the Ross Sea region, Antarctica // *Antarctic Science*. 2014. No. 26. P. 502–512. <https://doi.org/10.1017/S095410201300093X>.
25. Yates P., Ziegler P., Welsford D. et al. Distribution of Antarctic toothfish *Dissostichus mawsoni* along East Antarctica: Environmental drivers and management implications // *Fisheries Research*. 2019. No. 219. Article 105338. DOI: 10.1016/j.fishres.2019.105338.

## Mesoscale eddies on the continental slope of the New Zealand Plateau based on altimetry data

V. S. Travkin<sup>1,3</sup>, V. G. Gnevyshev<sup>2</sup>, T. V. Belonenko<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> Saint Petersburg State University, Saint Petersburg 199034, Russia  
E-mail: [btvlisab@yandex.ru](mailto:btvlisab@yandex.ru)

<sup>2</sup> Shirshov Institute of Oceanology RAS, Moscow 117997, Russia

<sup>3</sup> Zubov State Oceanographic Institute, Moscow 119034, Russia

The aim of the study is to describe the features of vortex dynamics on the slope of the New Zealand Plateau. It has been established that on the southeastern slope of the New Zealand Plateau, vortex dynamics manifest in the eastward movement of two mesoscale vortex systems — cyclones and anticyclones, with anticyclones moving along the upper boundary of the continental slope and cyclones along the lower boundary. It is shown that the wave approach and exponential profile model allow describing the main characteristics of Rossby topographic waves propagating along the slope of the New Zealand Plateau. The bottom topography of the studied area is characterized by the following features: the New Zealand Plateau, located at a depth of approximately 500 m, sharply drops off to the southeast with a steep slope, beyond which lies the continental basin with depths reaching 5000 m. The gradients of depth changes in the transitional zone from the plateau to the continental basin are  $3.75 \cdot 10^{-2}$ . Using the open data available on the CMEMS (Copernicus Marine Environment Monitoring Service) portal, we investigated the characteristics of vortex dynamics in this region. Estimates of the kinematic and dynamic parameters of vortices propagating on the slope of the New Zealand Plateau were obtained.

It is shown that the wave approach and exponential profile model allow describing the main characteristics of Rossby topographic waves propagating along the slope of the New Zealand Plateau. For the exponential topography model, a calculation of the spectral eigenvalue problem was performed. Dispersion patterns, dependencies on wave number of phase and group velocities, and flow functions for two modes were constructed. It is demonstrated that the parameters of the vortices correspond to the central part of the dispersion curves, confirming the hypothesis of the topographic origin of the New Zealand Plateau vortices.

**Keywords:** New Zealand Plateau, Rossby topographic waves, mesoscale eddies, altimetry, exponential model

Accepted: 17.05.2024

DOI: 10.21046/2070-7401-2024-21-3-221-233

## References

1. Gnevyshev V.G., Belonenko T.V., Doppler effect and Rossby waves in the ocean: A brief history and new approaches, *Fundamental and Applied Hydrophysics*, 2023, Vol. 16, No. 3, pp. 72–92 (in Russian), DOI:10.59887/2073-6673.2023.16(3)-6.
2. Gnevyshev V.G., Frolova A.V., Kubryakov A.A., Sobko Yu.V., Belonenko T.V., Interaction between Rossby Waves and a Jet Flow: Basic Equations and Verification for the Antarctic Circumpolar Current, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2019, Vol. 55, No. 5, pp. 412–422, DOI: 10.1134/S0001433819050074.
3. Gnevyshev V.G., Travkin V.S., Belonenko T.V. (2023a), Topographic Factor and Limit Transitions in the Equations for Subinertial Waves, *Fundamental and Applied Hydrophysics*, 2023, Vol. 16, No. 1, pp. 8–23, DOI: 10.48612/fpg/92rg-6t7h-m4a2.
4. Gnevyshev V.G., Travkin V.S., Belonenko T.V. (2023b), Group Velocity and Dispersion of Buchwald and Adams Shelf Waves, A New Analytical Approach, *Fundamental and Applied Hydrophysics*, 2023, Vol. 16, No. 2, pp. 8–20 (in Russian), DOI: 10.59887/2073-6673.2023.16(2)-1.
5. Larichev V.D., Reznik G.M., On two-dimensional solitary Rossby waves, *Reports of the Academy of Sciences of the USSR*, 1976, Vol. 231, No. 5, pp. 1077–1079 (in Russian).
6. Le Blond P.H., Mysak L.A., *Waves in the ocean*, Elsevier Scientific Publishing Company, 1978, 602 p.
7. Mikaelyan A.S., Zatsepin A.G., Kudryakov A.A., The impact of mesoscale vortex dynamics on the bio-productivity of marine ecosystems (review), *Marine Hydrophysical J.*, 2020, Vol. 36, No. 6, pp. 646–675 (in Russian), DOI:10.22449/0233-7584-2020-6-646-675.
8. Travkin V.S., Belonenko T.V., Kochnev A.V., Topographic waves in the Kuril region. *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2022, Vol. 19, No. 5, pp. 222–234 (in Russian), DOI: 10.21046/2070-7401-2022-19-5-222-234.
9. Abellan L.J.L., Patagonian toothfish in international waters of the southwest Indian Ocean (Statistical Area 51), *CCAMLR Science*, 2005, No. 12, pp. 207–214.
10. Buchwald V.T., Adams J.K., The propagation of continental shelf waves, *Proc. Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1968, Vol. 305, No. 1481, pp. 235–250, DOI: 10.1098/rspa.1968.0115.
11. Collins M.A., Brickle P., Brown J., Belchier M., Chapter four — The Patagonian toothfish: biology, ecology and fishery, In: *Advances in Marine Biology*, 2010, Vol. 58, pp. 227–300, <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-381015-1.00004-6>.
12. De Witt H.H., Heemstra P.C., Gon O., Nototheniidae, In: *Fishes of the Southern Ocean*, O. Gon, P.C. Heemstra (eds.), J.L.B. Smith Institute of Ichthyology, Grahamstown, South Africa, 1990, pp. 279–331, <https://doi.org/10.5962/bhl.title.141868>.
13. Drivdal M., Weber J.E.H., Debernard J.B., Dispersion relation for continental shelf waves when the shallow shelf part has an arbitrary width: application to the shelf west of Norway, *J. Physical Oceanography*, 2016, Vol. 46, No. 2, pp. 537–549, DOI: 10.1175/jpo-d-15-0023.1.
14. Eastman J.T., *Antarctic fish Biology: Evolution in a Unique Environment*, San Diego: Academic Press, 1993.
15. Gnevyshev V.G., Frolova A.V., Koldunov A.V., Belonenko T.V., Topographic effect for rossby waves on a zonal shear flow, *Fundamental and Applied Hydrophysics*, 2021, Vol. 14, No. 1, pp. 4–14, DOI: 10.7868/S2073667321010019.
16. Gnevyshev V.G., Frolova A.V., Belonenko T.V., Topographic effect for Rossby waves on non-zonal shear flow, *Water Resources*, 2022, Vol. 49, No. 2, pp. 240–248, DOI: 10.1134/S0097807822020063.
17. Hanchet S.M., Mormede S., Dunn A., Distribution and relative abundance of Antarctic toothfish (*Dissostichus mawsoni*) on the Ross Sea shelf, *CCAMLR Science*, 2010, No. 17, pp. 33–51.

18. Kuhn K. L., Gaffney P. M., Population subdivision in the Antarctic toothfish (*Dissostichus mawsoni*) revealed by mitochondrial and nuclear single nucleotide polymorphisms (SNPs), *Antarctic Science*, 2008, No. 20, pp. 327–338, DOI: 10.1017/s0954102008000965.
19. Meleshko V. V., Heijst G. J. F., On Chaplygin's investigations of two-dimensional vortex structures in an inviscid fluid, *J. Fluid Mechanics*, 1994, Vol. 272, pp. 157–182, DOI: 10.1017/s0022112094004428.
20. Mikaelyan A. S., Zatsepin A. G., Kubryakov A. A. et al., Case where a mesoscale cyclonic eddy suppresses primary production: A Stratification-Lock hypothesis, *Progress in Oceanography*, 2023, Vol. 212, Article 102984, <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2023.102984>.
21. Orlandi P., Vortex dipole rebound from a wall, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1990, Vol. 2, No. 8, pp. 1429–1436, DOI: 10.1063/1.857591.
22. Pegliasco C., Busché C., Faugère Y., *Mesoscale eddy trajectory atlas META3.2 delayed-time all satellites: version META3.2 DT allsat*, 2022, <https://doi.org/10.24400/527896/A01-2022.005.210802>.
23. Stern M. E., Minimal properties of planetary eddies, *J. Marine Research*, 1975, Vol. 33, Issue 1, pp. 1–13, [https://elischolar.library.yale.edu/journal\\_of\\_marine\\_research/1307](https://elischolar.library.yale.edu/journal_of_marine_research/1307).
24. Stevens D. W., Dunn M. R., Pinkerton M. H., Forman J. S., Diet of Antarctic toothfish (*Dissostichus mawsoni*) from the continental slope and oceanic features of the Ross Sea region, Antarctica, *Antarctic Science*, 2014, No. 26, pp. 502–512, <https://doi.org/10.1017/S095410201300093X>.
25. Yates P., Ziegler P., Welsford D. et al., Distribution of Antarctic toothfish *Dissostichus mawsoni* along East Antarctica: Environmental drivers and management implications, *Fisheries Research*, 2019, No. 219, Article 105338, DOI: 10.1016/j.fishres.2019.105338.