

УДК 551.465

ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ ЗА МЫСОМ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕЧЕНИЯ КРАТКОВРЕМЕННЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВДОЛЬБЕРЕГОВОГО ВЕТРА (ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ)

© 2017 г. В. М. Журбас^{1,2}, Н. П. Кузьмина¹, Д. А. Лыжков¹

¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия

²Институт морских систем, Таллиннский технологический университет, Таллинн, Эстония

e-mail: zhurbas@ocean.ru

Поступила в редакцию 16.02.2016 г.

После доработки 11.11.2016 г.

Показано, что процесс вихреобразования за мысом существенно зависит от способа генерации вдольберегового течения. Численные эксперименты по обтеканию мыса течением, созданным кратковременным воздействием вдольберегового ветра, выявили различные режимы вихреобразования во вращающейся стратифицированной среде в зависимости от безразмерных параметров — чисел Бургера Bu и Кибеля-Россби Ro . При $Ro < 0.6$ в зависимости от величины числа Бургера за мысом либо образуется захваченный антициклонический или циклонический вихрь (при $Bu < 0.2$), либо реализуется режим периодического отрыва вихрей (при $Bu > 0.2$). При $0.4-0.6 < Ro < 1.4$ образующиеся за мысом вихри ослабевают и вытягиваются в направлении вдоль берега, а при $Ro > 1.4$ вихри за мысом не образуются вовсе.

DOI: 10.7868/S0030157417020228

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что за островами и выступами береговой линии — мысами может происходить отрыв вдольберегового течения и образование вихрей. Эти вихри играют важную роль в физических, биологических, экологических и геологических процессах в прибрежной зоне, таких как усиление перемешивания, диссипации и силы сопротивления, перенос загрязнений, питательных веществ и донных осадков.

По аналогии с процессом перехода от ламинарного течения к турбулентному, режим обтекания острова или мыса удобно характеризовать так называемым параметром следа за островом $P = (UH^2)/(v_T D)$, представляющим собой отношение членов уравнений Рейнольдса, описывающих нелинейную горизонтальную адвекцию ($\sim U^2/D$) и вертикальную турбулентную вязкость ($\sim v_T U/H^2$), где U , D , H и v_T — характерные значения скорости течения, горизонтального размера острова/мыса, глубины моря и коэффициента вертикальной турбулентной вязкости соответственно [10]. В случае, когда вертикальная турбулентная вязкость определяется трением о дно, вместо коэффициента v_T можно использовать коэффициент сопротивления $C_D = u_*^2/U^2$, где

$u_*^2 \sim v_T U/H$ — квадрат скорости трения, и ввести вместо параметра следа за островом P эффективное число Рейнольдса $Re_f = H/(C_D D)$ [9]. При малых значениях Re_f , когда доминирует вертикальное трение, течение обтекает препятствие без отрыва. С ростом Re_f происходит ламинарный отрыв течения и за препятствием формируется стационарный вихрь. Наконец, при больших значениях Re_f происходит периодический отрыв за препятственным вихря и его уход вниз по течению. Режим отрыва вихрей характеризуется числом Струхала $St = f_s D/U$, где f_s — частота отрыва вихрей. В нестратифицированной невращающейся среде в следе за островом число St приблизительно постоянно и равно 0.21 [7]. Даже в сложных условиях стратифицированной вращающейся среды, воспроизводящих обтекание островов, число Струхала остается близким к этому же значению ($St = 0.23$) [5].

В стратифицированной вращающейся среде с частотой плавучести N и параметром Кориолиса f режим вихреобразования за препятствием зависит от числа Бургера $Bu = (Ro/Fr)^2 = (R_{bc}/D)^2$, где $R_{bc} = HN/|f|$ — бароклинный радиус деформации, $Ro = U/|fD|$ — число Кибеля-Россби, $Fr = U/(NH)$ — число Фруда. Согласно числен-

ным экспериментам по генерации вихрей за круглым цилиндром – островом [5], при $Bu \geq 1$ (т.е. $R_{bc} \geq D$) кинетическая энергия вихрей поступает от кинетической энергии среднего течения (баротропная конверсия), а при $Bu < 1$ (т.е. $R_{bc} < D$) кинетическая энергия вихрей поступает от потенциальной энергии, запасенной в горизонтально неоднородном поле плотности (бароклинная конверсия). При $Ro \ll 1$ динамика следа за островом симметрична относительно циклонических и антициклонических вихрей, в промежуточном диапазоне Ro и Bu антициклоны развиты более сильно, чем циклоны, тогда как при $Ro > 1$ происходит ослабление антициклонических вихрей относительно циклонических вихрей из-за центробежной неустойчивости [5].

Следует отметить, что процессы вихреобразования за островом и за мысом могут существенно различаться из-за наличия боковой границы в последнем случае. Так, например, в случае мыса критическое значение эффективного числа Рейнольдса, начиная с которого реализуется режим отрыва вихрей, выше, чем в случае острова, а число Струхала понижается до $St = 0.09–0.013$ [1, 3, 4].

В [3] были проведены лабораторные эксперименты по генерации вихрей за мысом в прямоугольном стратифицированном вращающемся бассейне постоянной глубины в диапазоне малых чисел Кибеля-Россби $Ro < 0.16 \ll 1$, причем мыс имел форму треугольной пирамиды, две взаимно перпендикулярные грани которой располагались в плоскостях дна и боковой стенки бассейна. Имитация обтекающего мыс течения производилась путем поступательного перемещения пирамиды вдоль боковой стенки бассейна. Получено, что в случае расположении мыса у правой стенки бассейна (относительно направления течения при циклоническом вращении бассейна, т.е. против часовой стрелки) при $Bu < 0.2$ отрыва течения за мысом не наблюдалось, при $0.2 < Bu < 0.5–1$ образовывался присоединенный антициклонический вихрь, а при $Bu > 0.5–1$ происходил отрыв вихря и образование за мысом нового антициклонического вихря. В случае расположения мыса у левой стенки бассейна присоединенный циклонический вихрь образовывался даже при малых числах $Bu < 0.2$, а при увеличении чисел Bu и Ro имел место отрыв вихря и образование за мысом нового циклонического вихря. Результаты численных экспериментов [8] по генерации вихрей за мысом с формой треугольной пирамиды, проведенных при постоянном числе Кибеля-Россби $Ro = 0.16$ и варьировании числа Bu и наклона дна у мыса α , в целом согласовались с лабораторными экспериментами [3] за исключением случая малых наклонов $\alpha < 0.1$, когда в при-

донном слое отрыв вихрей отсутствовал даже при $Bu > 1$.

Лабораторные эксперименты по генерации вихрей за мысом в круглом вращающемся бассейне постоянной глубины при малых и умеренных значениях числа $Ro < 0.6$ были проведены Елкиным и Зацепиным [1]. В качестве препятствия мыса использовалась прилегающая к боковой стенке бассейна треугольная призма с вертикальными боковыми гранями, причем грань со стороны набегающего потока имела острый угол с гранью, прилегающей к боковой стенке бассейна (плавный обвод), а тыльная грань была перпендикулярна боковой стенке бассейна (крутой обвод). Вдольбереговое течение создавалось путем изменения (либо в сторону увеличения, либо в сторону уменьшения) скорости вращения бассейна после того как вода в нем была предварительно приведена в состояние твердотельного вращения. Неожиданным результатом лабораторных экспериментов [1] было обнаружение ярко выраженной несимметричности динамики следа за мысом относительно циклонических и антициклонических вихрей: независимо от наличия стратификации режим периодического отрыва наблюдался только в случае антициклонических вихрей. То есть при вращении бассейна против часовой стрелки ($f > 0$) периодический отрыв вихрей за мысом имел место только при течениях в бассейне против часовой стрелки (циклонический круговорот, создаваемый замедлением скорости вращения бассейна), а сами вихри вращались по часовой стрелке (антициклоны). Если же при $f > 0$ в бассейне создавался антициклонический круговорот путем увеличения скорости вращения бассейна, то за мысом формировался присоединенный циклонический вихрь, который оставался там на протяжении всего периода наблюдений, не уходя вниз по течению. Авторы [1] использовали результаты лабораторных опытов для объяснения часто наблюдаемого на спутниковых изображениях процесса периодической генерации антициклонических вихрей за мысом Идокопас в Черном море.

Таким образом, очевидно, что результаты лабораторных экспериментов [1] по генерации вихрей за мысом существенно отличаются от результатов более ранних лабораторных экспериментов [3]. Целью настоящей работы является проведение численных экспериментов по обтеканию мыса в широком диапазоне чисел Bu и Ro , которые помогли бы (а) выяснить причины различий результатов лабораторных экспериментов [3] и [1], а также (б) изучить закономерности вихреобразования при больших значениях числа Кибеля-Россби $Ro \geq 1$, что не было сделано в работах [3] и [1].

2. ПОСТАНОВКА ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Численные эксперименты проводились на базе Принстонской модели океана [2]. Рабочей областью был округлый бассейн постоянной глубины 40 м. Для имитации мыса береговая линия $r(\varphi)$ в полярных координатах (r – радиус, φ – угол) задавалась формулой

$$r(\varphi) = \begin{cases} R_0 - D\varphi/2\pi, & 0 < \varphi < 2\pi \\ R_0 - D \leq r \leq R_0, & \varphi = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где D – размер выступа, имитирующего мыс, а R_0 – невозмущенный радиус бассейна, причем $D \leq R_0$. В экспериментах бралось $R_0 = 75$ км при $10 \text{ км} \leq D \leq 20 \text{ км}$ и $R_0 = 37.5$ км при $3 \text{ км} < D \leq 10 \text{ км}$. Геометрия бассейна (1) иллюстрируется на рис. 1. Конечно-разностная сетка имела размерность $301 \times 301 \times 25$, т.е. задавалось 24 сигма-слоя по вертикали (фактически слои постоянной толщины из-за постоянства глубины бассейна), а шаг сетки по горизонтали равнялся 0.5 км при $10 \text{ км} \leq D \leq 20 \text{ км}$ и 0.25 км при $3 \text{ км} \leq D < 10 \text{ км}$. Таким образом, размер выступа мыса был в 12–40 раз больше шага сетки, так что модель могла вполне детально разрешать запрепятственный вихрь.

Начальная стратификация задавалась либо однородной ($T = 10^\circ\text{C}$, $S = 35 \text{ г/кг}$), либо двухслойной термической ($T = 20^\circ\text{C}$, $S = 35 \text{ г/кг}$ в верхнем 20-метровом слое и $T = 5^\circ\text{C}$, $S = 35 \text{ г/кг}$ в нижнем 20-метровом слое). В последнем случае бароклинный радиус деформации вычислялся по формуле $R_{bc} = (g^*H)^{1/2}/f$, где $g^* = g\Delta\rho/\rho_0 = 0.0286 \text{ м/с}^2$ – редуцированное ускорение свободного падения, $g = 9.81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения, $\Delta\rho$ – перепад плотности между слоями и ρ_0 – отчетная плотность. Бароклинный радиус деформации в численных экспериментах изменялся в диапазоне $R_{bc} = 3.6\text{--}21.4 \text{ км}$, превышая шаг сетки более, чем в 7 раз, что позволяет относить модель к классу вихреразрешающих моделей.

Течения в бассейне генерировались путем кратковременного приложения к поверхности бассейна “твердотельного” тангенциального напряжения трения

$$\tau_\varphi(r, t) = \begin{cases} \tau_0 r/R_0, & 0 < t \leq t_0 \\ 0, & t > t_0 \end{cases}, \quad \tau_r = 0. \quad (2)$$

В обсуждаемых ниже экспериментах принималось $\tau_0 = 0.1 \text{ Н/м}^2$ (что соответствует скорости ветра около 8 м/с; вращение против часовой стрелки), а продолжительность приложения напряжения трения составляла $t_0 = 1$ сут. Таким

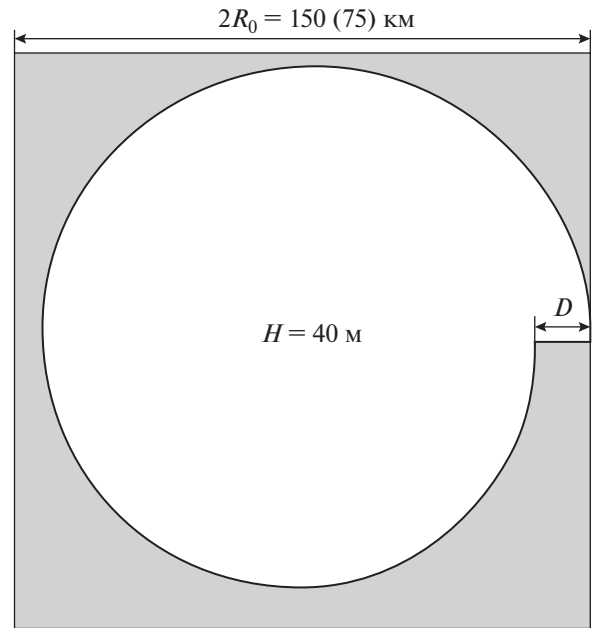


Рис. 1. Геометрия модельной области.

способом удавалось создавать вдольбереговое затухающее течение с начальной скоростью U в диапазоне $U = 0.15\text{--}0.55 \text{ м/с}$, где для определенности в качестве U бралась максимальная скорость невозмущенного, набегающего на мыс течения на глубине 10 м в момент времени окончания действия ветра $t_0 = 1$ сут.

В численных экспериментах изменение безразмерных параметров Ro и Bu достигалось благодаря варьированию размера выступа мыса D и параметра Кориолиса f , равного удвоенной частоте вращения бассейна, в пределах $D = 3\text{--}20 \text{ км}$ и $|f| = (0.5\text{--}3.0) \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ соответственно, причем положительные (отрицательные) значения f соответствовали генерации за мысом антициклонических (циклонических) вихрей. Во избежание путаницы сразу же отметим, что на последующих рисунках, как в циклонических, так и в антициклонических вихрях имеет место вращение по часовой стрелке, но аномалия давления (не показана на рисунках) имеет разный знак (аномалия положительна в антициклонах и отрицательна в циклонах). Достигнутый в численных экспериментах диапазон изменчивости чисел Кибеля-Россби и Бургера составлял $Ro = 0.04\text{--}4.5$ и $Bu = 0.03\text{--}50$ соответственно. Кроме того, численные эксперименты, выполненные при больших значениях Bu и Ro ($Bu > 2$, $Ro > 1.6$), были воспроизведены при тех же значениях D и f и меньших значениях τ_0 из диапазона $\tau_0 = 0.0125\text{--}0.1 \text{ Н/м}^2$, что сохраняло прежние значения Bu и уменьшало Ro . Это было сделано с целью выяснить зависимость режима вихреобразования за мысом от Ro . Проведение численных экспериментов

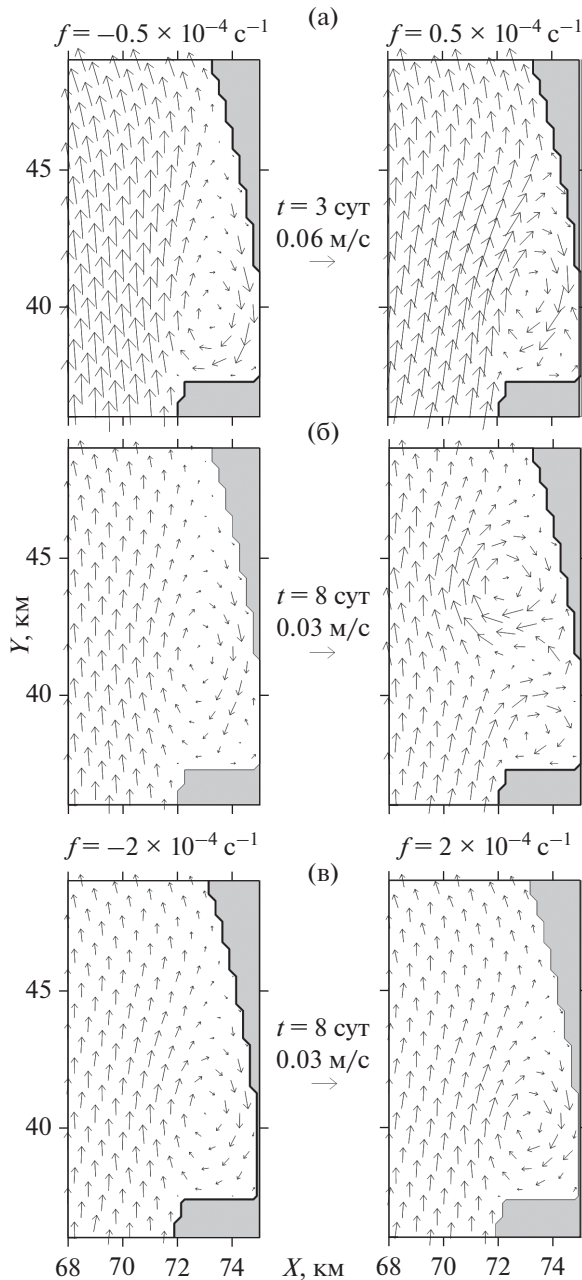


Рис. 2. Скорость поверхностного слоя в запрпятственной области в численных экспериментах с однородной вращающейся жидкостью в различные моменты времени t . На панелях слева представлены циклонические вихри ($f < 0$), а на панелях справа – антициклонические вихри ($f > 0$). Случаи (а) и (б) соответствуют начальному значению числа Кибеля-Россби $Ro = 2$, а случаям (в) – $Ro = 0.5$.

при большем значении напряжения трения $\tau_0 > 0.1 \text{ Н/м}^2$ было нецелесообразно, т.к. апвеллинг/даунвеллинг достигал полностью развитого состояния, при котором вдольбереговое течение становилось неустойчивым, вследствие чего возникали бароклинные вихри независимо от наличия мыса [11].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Нестратифицированный бассейн. Сразу отметим, что характерное время затухания вдольберегового течения, определяемое как промежуток времени, за который скорость течения убывает в $e = 2.72\dots$ раз, в наших численных экспериментах в случае однородной (нестратифицированной) жидкости оценивается в 3–4 сут. Столь быстрое затухание течения связано с вертикальным турбулентным трением, т.к. в численную модель встроена под-модель турбулентности. Быстрое затухание течения затрудняет исследование возможности периодического вихреобразования за мысом в связи с тем, что течение может ослабиться до уровня шума за время, меньшее или сравнимое с периодом вихреобразования. В лабораторных экспериментах, в отличие от наших численных экспериментов, в однородной жидкости можно реализовать ламинарное вдольбереговое течение, которое будет затухать относительно более медленно (характерное время затухания, выраженное в лабораторных сутках, определяемых периодом вращения бассейна, может быть достаточно большим, превышая период вихреобразования в несколько раз [1]).

На рис. 2 приведены результаты численных экспериментов образования вихрей за мысом в нестратифицированной среде при $D = 3 \text{ км}$, $U = 0.3 \text{ м/с}$ и параметре Кориолиса $|f| = 0.5 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ (рис. 2а, 2б) и $|f| = 2 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ (рис. 2в), так что начальное значение числа Кибеля-Россби $Ro = U/|fD|$ равно 2 и 0.5 соответственно. При большем начальном значении числа $Ro = 2$ (рис. 2а, 2б) наблюдается отрыв антициклонического вихря от запрпятственной области, его перенос вниз по течению на расстояние около $3D$ за промежуток времени $t = 8$ сут и образование за мысом нового антициклона. При этом циклонический вихрь за мысом тоже несколько смещается вниз по течению (примерно на расстояние $0.5D$), но новый циклонический вихрь за мысом не образуется. Таким образом, наблюдается существенное различие в процессе образования циклонических и антициклонических вихрей за мысом-препятствием. При уменьшении начального значения числа Кибеля-Россби до $Ro = 0.5$ (рис. 2в) различия в процессе образования циклонических и антициклонических вихрей исчезают: и циклон, и антициклон остаются в запрпятственной области, т.е. периодического вихреобразования не наблюдается.

3.2. Стратифицированный бассейн. В силу определения безразмерных параметров $Vi = (R_{bc}/D)^2 = g^*H/(fD)^2$ и $Ro = U/|fD|$ при варьировании размерных параметров D и f , которое имело место в основной массе численных экспериментов, увеличение (уменьшение) Vi сопро-

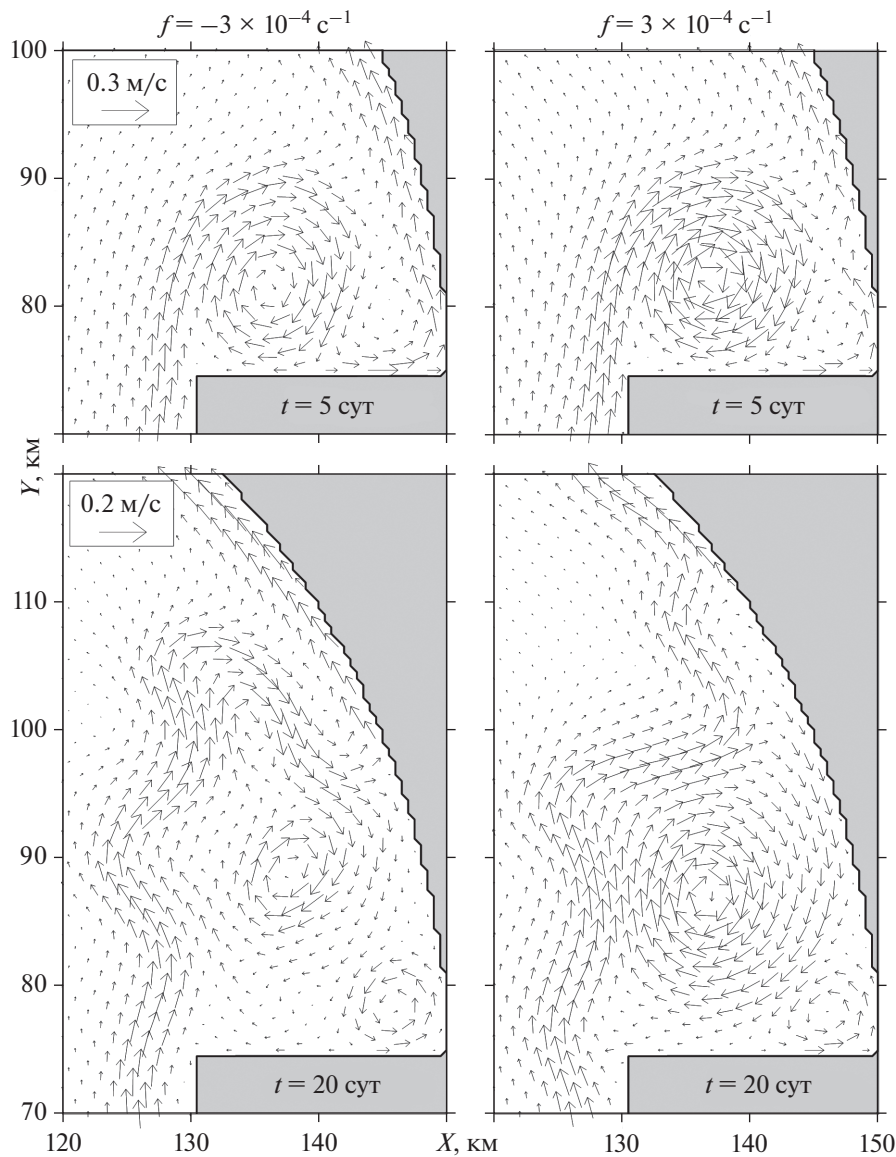


Рис. 3. Скорость поверхностного слоя в запрпятственной области в численных экспериментах со стратифицированной вращающейся жидкостью в различные моменты времени t при следующих значениях определяющих параметров: $D = 20$ км, $|f| = 3 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $R_{bc} = 3.56$ км, $Bu = 0.032$, $U = 0.25$ и 0.27 м/с, $Ro = 0.042$ и 0.045 в случаях антициклона и циклона соответственно. Рисунок характеризует режим образования за мысом захваченных вихрей при $Bu < 0.2$ и $Ro < 0.6$.

вождалось увеличением (уменьшением) Ro . Численные эксперименты показали, что в стратифицированной среде процесс образования вихрей (как антициклонов, так и циклонов) при обтекании мыса вдольбереговым бароклинным течением можно представить в виде четырех режимов (три основных и один промежуточный) в зависимости от величины Bu и Ro . Эти режимы иллюстрируются на серии рисунков 3–6.

При $Bu < 0.2$ ($Ro < 0.15$) за мысом образуется антициклонический или циклонический вихрь в зависимости от знака f , который остается захва-

ченным в запрпятственной области в течение всего расчетного времени, то есть процесс периодического отрыва вихрей не реализуется. Этот режим представлен на рис. 3, где $D = 20$ км, $|f| = 3 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $R_{bc} = 3.56$ км, $Bu = 0.032$, $U = 0.25$ и 0.27 м/с, $Ro = 0.042$ и 0.045 в случаях антициклона и циклона соответственно.

Режим периодического отрыва образовавшихся за мысом вихрей и их ухода вниз по течению при умеренных значениях числа Бургера $0.2 < Bu < 2.0$ и Кибеля-Россби $0.15 < Ro < 0.6$ иллюстрируется на рис. 4, где $D = 15$ км, $|f| = 1 \times$

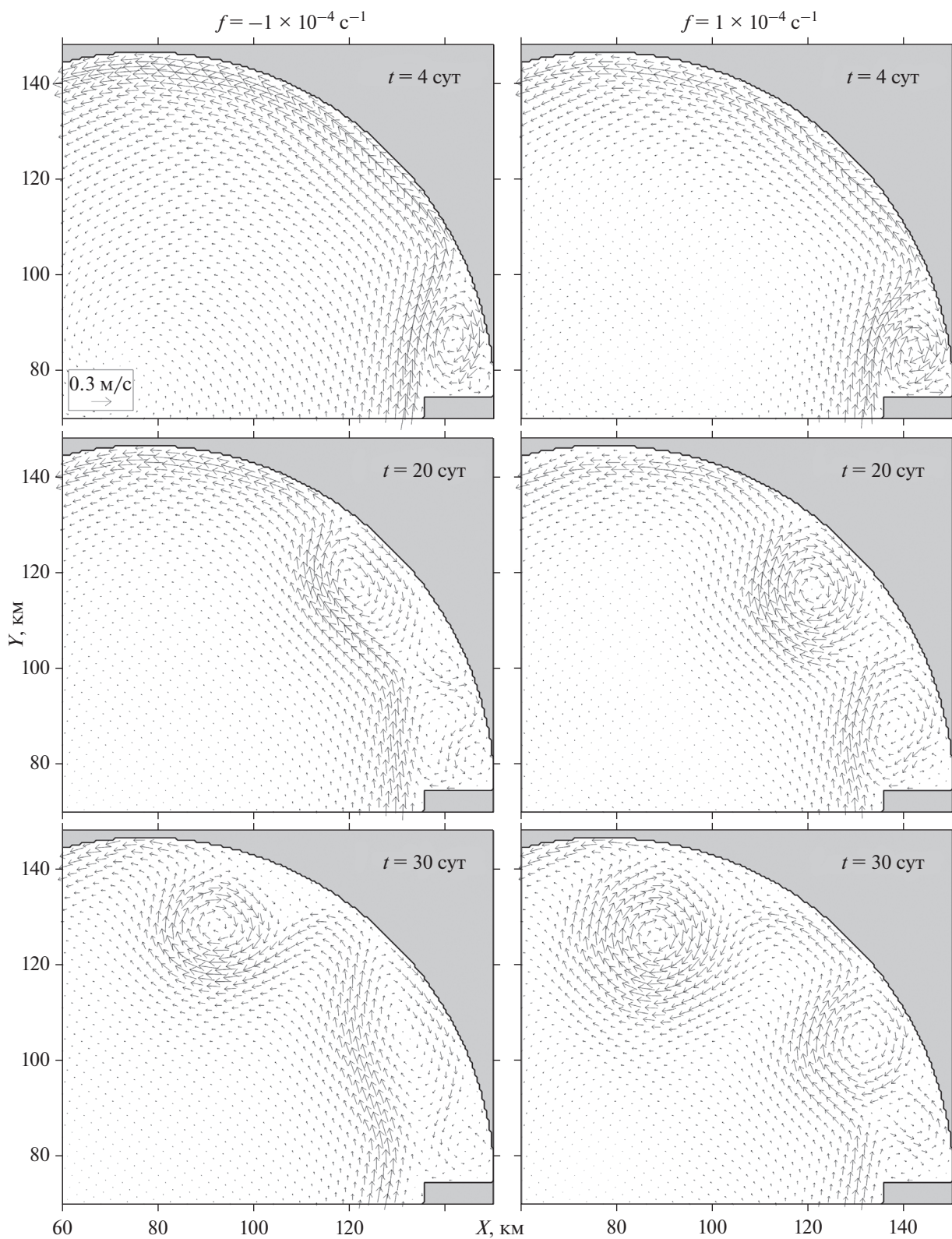


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но при $D = 15 \text{ км}$, $|f| = 1 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $R_{bc} = 10.69 \text{ км}$, $\text{Ви} = 0.50$, $U = 0.35$ и 0.48 м/с , $\text{Ro} = 0.23$ и 0.32 в случаях антициклона и циклона соответственно. Рисунок характеризует режим периодического отрыва образовавшихся за мысом вихрей и их ухода вниз по течению при $\text{Ви} > 0.2$ и $\text{Ro} < 0.6$.

$\times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $R_{bc} = 10.7 \text{ км}$, $Bu = 0.50$, $U = 0.35$ и 0.48 м/с , $Ro = 0.23$ и 0.32 в случаях антициклона и циклона соответственно. За период моделирования в 30 сут произошел отрыв и уход вниз по течению двух вихрей (как антициклонов, так и циклонов) и в запрпятственной области началось формирование третьего вихря.

При увеличении Bu и Ro до значений $2 < Bu < 8$ и $0.4 - 0.6 < Ro < 1.4$ (рис. 5) отрыв вихрей продолжает иметь место, но сами вихри ослабевают (орбитальные скорости уменьшаются относительно скорости вдольберегового течения) и вытягиваются вдоль течения (размер вихря в поперечном берегу направлении становится меньше продольного размера). При одном и том же значении Bu ослабление циклонов более выражено, чем ослабление антициклонов.

Наконец, при больших значениях чисел Бургера $Bu > 8$ и Кибеля-Россби $Ro > 1.4$ вихри за мысом не образуются, а оторвавшееся от береговой линии течение плавно приближается обратно к береговой линии на расстоянии порядка $10D$ (см. рис. 6а).

Поскольку в численных экспериментах, проводимых при варьировании D и f , режим отсутствия вихреобразования за мысом реализовывался при одновременном увеличении значений Bu и Ro , то оставалось невыясненным, какой из этих двух параметров ответственен за исчезновение вихреобразования. Чтобы ответить на этот вопрос, те численные эксперименты, в которых числа Бургера и Кибеля-Россби были большими ($Bu > 2$ и $Ro > 0.6$), были воспроизведены при прежних значениях D и f (т.е. параметр Bu оставался неизменным), но при меньших значениях τ_0 из диапазона $\tau_0 = 0.0125 - 0.1 \text{ Н/м}^2$ (что соответствовало уменьшению параметра Ro вследствие уменьшения скорости течения U). Оказалось, что с уменьшением Ro до значений $Ro < 0.6$ режим периодического вихреобразования за мысом восстанавливается во всех численных экспериментах, проведенных при больших значениях числа Бургера. Сравнение рис. 6а и 6б иллюстрирует переход от режима отсутствия вихреобразования к режиму периодического отрыва вихрей при уменьшении скорости набегающего на мыс потока U .

Результаты всех проведенных численных экспериментов по генерации вихрей за мысом в стратифицированной вращающейся среде в обобщенном виде представлены на рис. 7, где дана эмпирическая диаграмма режимов вихреобразования на плоскости (Ro , Bu).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Принципиальным моментом, предопределившим различный характер вихреобразования в лабораторных экспериментах [3] и [1], по нашему мнению, является способ создания вдольберегового течения относительно мыса.

В экспериментах [3] набегающее на препятствие-мыс течение имитировалось путем поступательного перемещения имитирующей мыс пирамиды вдоль боковой стенки вращающегося стратифицированного бассейна. При этом невозмущенное вдольбереговое течение относительно дна бассейна отсутствовало и, следовательно, отсутствовал направленный перпендикулярно береговой линии придонный экмановский перенос.

В экспериментах [1] набегающее на препятствие-мыс вдольбереговое течение производилось путем изменения скорости вращения круглого бассейна после того как вода в бассейне была предварительно приведена в состояние твердотельного вращения. При этом независимо от наличия стратификации плотности в придонном слое происходило формирование направленного перпендикулярно береговой линии экмановского переноса, который, согласно приведенным ниже рассуждениям [1], играет определяющую роль в процессе отрыва запрпятственного вихря. В случае циклонического круговорота воды в бассейне происходит постепенное понижение пристеночного уровня жидкости из-за ее радиального оттока к центру бассейна в придонном экмановском слое, тогда как в области запрпятственного антициклонического вихря процесс понижения уровня происходит медленнее, чем в области основного течения, поскольку экмановский перенос в пристеночной области вихря направлен к стенке, а не наоборот. В результате этого в запрпятственной вихревой области возникает дополнительная сила давления, направленная вниз по течению. Эта сила вызывает отрыв вихря от препятствия и способствует его перемещению вниз по потоку. Аналогичные рассуждения показывают [1], что в случае антициклонического круговорота воды в бассейне из-за экмановского переноса в придонном слое в запрпятственной области возникает дополнительная сила давления, удерживающая циклонический вихрь и препятствующая его отрыву.

Вышеприведенные рассуждения [1], можно применить для интерпретации результатов наших численных экспериментов по формированию вихрей за мысом в *нестратифицированной* среде (см. раздел 3.1), показавшим, что при относительно большом значении начального числа Кибеля-Россби $Ro = 2$ наблюдается отрыв антициклонического вихря, тогда как циклонический вихрь остается захваченным (рис. 2а, 2б), а при $Ro = 0.5$ остаются захваченными и антициклонический, и

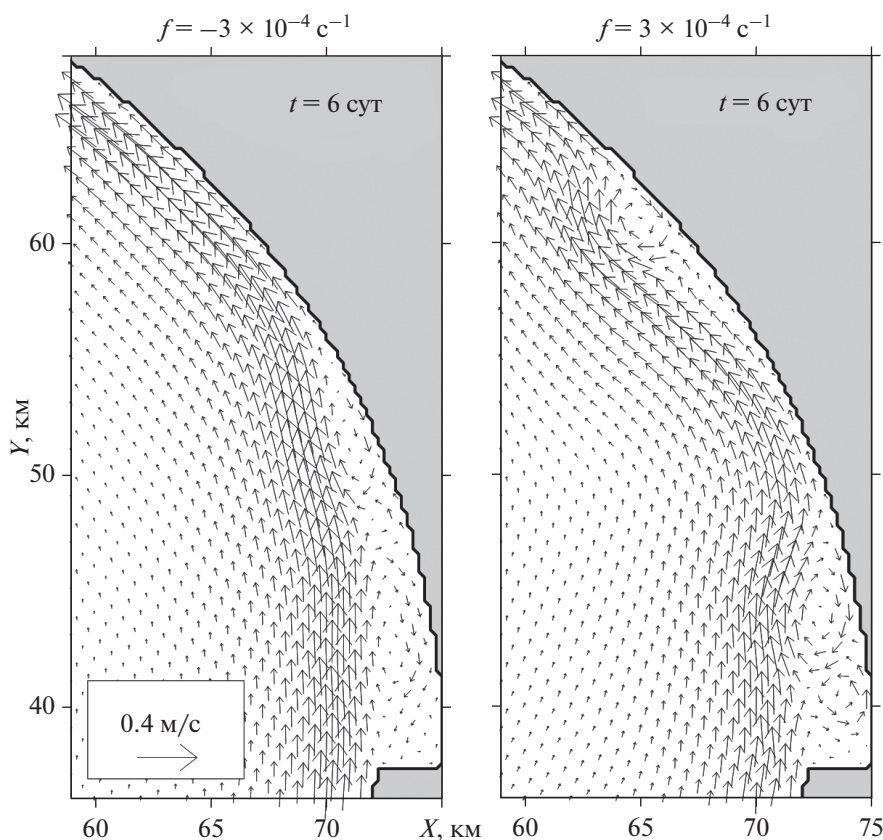


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но при $D = 3$ км, $|f| = 3 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $R_{bc} = 3.56$ км, $Bu = 1.42$, $U = 0.36$ и 0.40 м/с, $Ro = 0.41$ и 0.44 в случаях антициклона и циклона соответственно. Рисунок характеризует ослабление и сплющивание периодически образующихся за мысом вихрей при $Bu > 0.2$ и $0.4 - 0.6 < Ro < 1.4$.

циклонический вихри (рис. 2в). В представленном на рис. 2в случае уменьшение Ro в 4 раза достигалось за счет увеличения параметра Кориолиса в 4 раза. С увеличением параметра Кориолиса придонный экмановский перенос уменьшается (т.к. его величина равна отношению квадрата скорости трения на дне к параметру Кориолиса) и, следовательно, ослабляется вызываемый им эффект выталкивания антициклонического вихря из запрятанной области. Поэтому в случае рис. 2в период образования нового антициклона, вероятно, становится больше времени затухания течения до уровня шума и эффект выталкивания не реализуется.

Результаты наших численных экспериментов по генерации вихрей за мысом в *стратифицированной* среде существенно отличаются от результатов лабораторных экспериментов [1] тем, что в первом случае режим отрыва циклонических и антициклонических вихрей происходит примерно в одном и том же диапазоне чисел Бургера $Bu > 0.2$, тогда как в случае [1] имел место отрыв только антициклонических вихрей. Причина раз-

личий кроется в способе генерации обтекающего мыс вдольберегового течения. В случае наших численных экспериментов вдольбереговое течение генерировалось кратковременным вдольбереговым ветром, так что при двухслойной стратификации течение было существенно бароклинным: оно охватывало только верхний слой, убывая с глубиной вблизи наклонной границы раздела между слоями до близких к нулю значений скорости в нижнем слое (подробно структура вдольбереговых течений, генерируемых благоприятным для прибрежного апвеллинга/даунвеллинга вдольбереговым ветром, описана, например, в [11]). Поскольку течением был охвачен только верхний слой, то напряжение трения на дне и, следовательно, экмановский перенос воды в придонном слое были несущественными. Что же касается переноса во внутреннем экмановском слое на плотностной границе слоев, то его скорость имеет различный знак над и под границей раздела при нулевом интегральном по глубине значении. В лабораторных экспериментах [1] при генерации вдольберегового течения путем изменения скорости вращения бассейна форми-

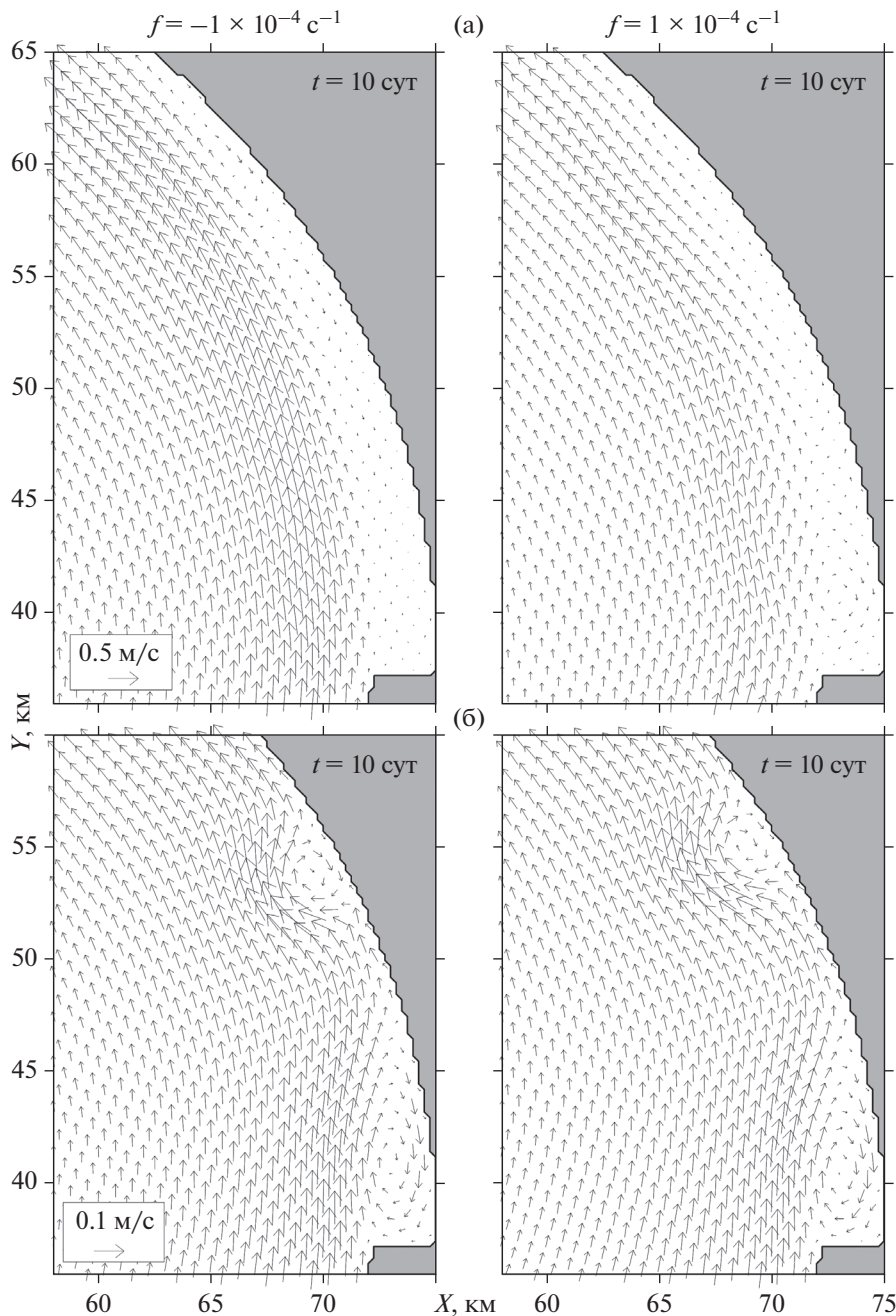


Рис. 6. (а) – То же, что на рис. 3, но при $D = 3$ км, $|f| = 1 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, $R_{bc} = 10.7$ км, $Bu = 12.7$, $U = 0.47$ и 0.57 м/с, $Ro = 1.57$ и 1.90 в случаях $f > 0$ и $f < 0$ соответственно. Рис. 6а характеризует случай отсутствия вихреобразования за мысом при $Ro > 1.4$. (б) – То же, что на рис. 6а, но при меньшей скорости течения $U = 0.17$ и 0.16 м/с, $Ro = 0.57$ и 0.53 в случаях $f > 0$ и $f < 0$ соответственно.

ровалось однородное по всей толще воды течение независимо от наличия плотностной стратификации. Поэтому придонный экмановский перенос мог способствовать отрыву антициклонического вихря и удерживать циклонический вихрь за мысом как в однородной по плотности, так и в двухслойно стратифицированной среде.

В целом, обнаруженные в наших численных экспериментах два режима вихреобразования в стратифицированной вращающейся среде за мысом при малых и умеренных числа Кибеля-Росби $Ro < 0.6$ – либо существование захваченного вихря (антициклона или циклона) при $Bu < 0.2$,

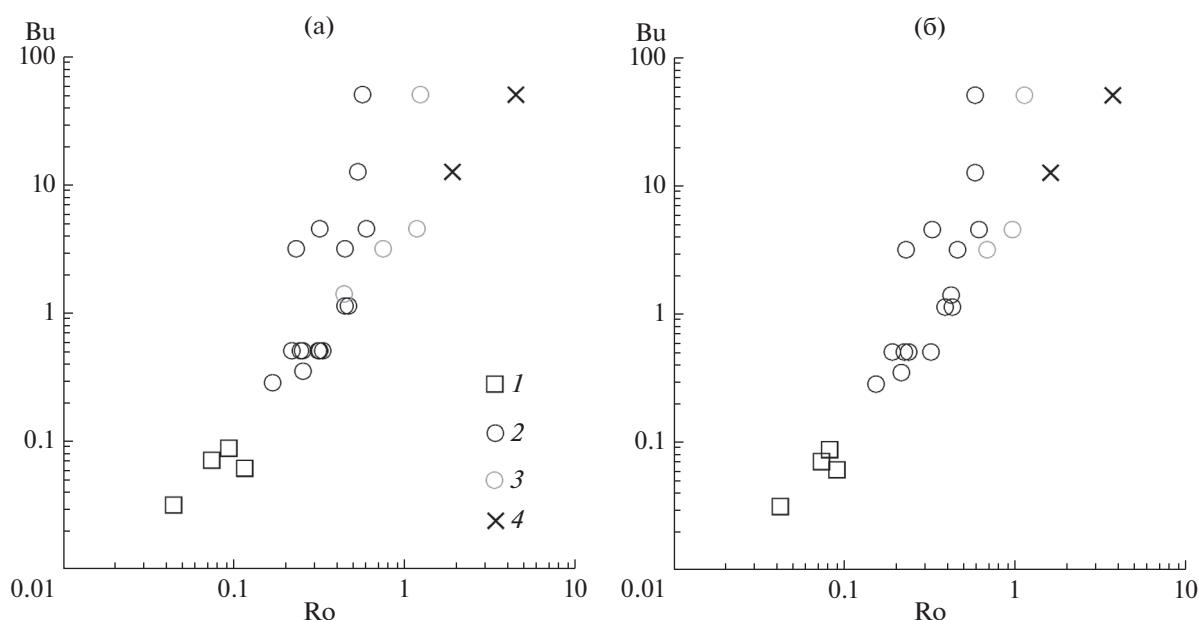


Рис. 7. Диаграмма режимов образования антициклонических (а) и циклонических (б) вихрей за мысом в стратифицированной вращающейся среде в зависимости от чисел Кибеля-Россби Ro и Бургера Bu , построенная по результатам проведенных численных экспериментов. 1 – Режим захваченных вихрей, 2 – режим периодического отрыва вихрей, 3 – ослабление и вытягивание вихрей, 4 – режим отрыва течения без формирования вихрей за мысом.

либо периодический отрыв вихрей при $Bu > 0.2$ – на качественном уровне соответствуют лабораторным экспериментам [3], согласно которым при $Ro < 0.16$ режим отрыва вихрей наступал при $Bu > 0.5–1$. Что касается вихреобразования в стратифицированной вращающейся среде за мысом при больших числах Кибеля-Россби $Ro \approx 1$ и $Ro > 1$, то в лабораторных опытах [1, 3] оно не было исследовано. Согласно нашим численным экспериментам, при $0.4–0.6 < Ro < 1.4$ происходит ослабление и вытягивание формируемых за мысом вихрей (скорость вращения вихря становится меньше скорости основного течения, а его размер вдоль берега становится больше поперечного размера). При $Ro > 1.4$ вихри за мысом не образуются, а оторвавшееся от береговой линии течение плавно возвращается обратно к береговой линии на расстоянии порядка $10D$.

Ослабление и прекращение вихреобразования за мысом во вращающейся стратифицированной среде при увеличении $Ro = U/|fD|$ до значений порядка или больше единицы на качественном физическом уровне можно объяснить тем, что характерное время адвекции D/U (т.е. время выноса жидкой частицы за пределы запрпятственной области) становится меньше характерного времени вращения $1/f$ и бароклинный вихрь не успевает образоваться. Аналогично, переход от режима периодического отрыва вихрей к режиму захва-

ченного вихря при уменьшении $Bu = (R_{bc}/D)^2$ до значений $Bu < 0.2$ можно на качественном физическом уровне объяснить тем, что характерный размер бароклинного вихря, который можно оценить как $(2.5–4)R_{bc}$ [6], становится меньше размера запрпятственной области D .

Авторы благодарят А.Г. Зацепина и П.О. Завьялова за стимулирующее обсуждение результатов работы и ценные советы.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РНФ (разработка, проведение и анализ численных экспериментов – В.М. Журбас и Д.А. Лыжков; проект № 14-17-00382) и РФФИ (Н.П. Кузьмина – интерпретация результатов; проект № 15-05-01479).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елкин Д.Н., Зацепин А.Г. Лабораторное исследование механизма периодического вихреобразования за мысами в прибрежной зоне моря // *Океанология*. 2013. Т. 53. № 1. С. 29–41.
2. Blumberg A.F., Mellor G.L. Diagnostic and prognostic numerical calculation studies of the South Atlantic Bight // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. № C8. P. 4579–4592.
3. Boyer D., Tao L. On the motion of linearly stratified rotating fluids past capes // *J. Fluid Mech.* 1987. V. 180. P. 429–449.
4. Davies P.A., Besley P., Boyer D.L. An experimental study of flow past a triangular cape in a linearly strati-

- fied fluid // *Dyn. Atmos. Oceans*. 1990. V. 14. № 6. P. 497–528.
5. *Dong C., McWilliams J.C., Shchepetkin A.F.* Island wakes in deep water // *J. Phys. Oceanogr.* 2007. V. 37. № 4. P. 962–981.
 6. *Eady E.T.* Long waves and cyclone waves // *Tellus*. 1949. V. 1. № 3. P. 33–52.
 7. *Kundu P.K., Cohen I.M.* *Fluid Mechanics*, 2nd ed. 2002. Academic Press, New York. 766 p.
 8. *Magaldi M.G., Özgökmen T.M., Griffa A. et al.* Turbulent flow regimes behind a coastal cape in a stratified and rotating environment // *Ocean Modelling*. 2008. V. 25. P. 65–82.
 9. *Pingree R.D., Maddock L.* The effects of bottom friction and Earth's rotation on an island's wake // *J. Mar. Biol. Ass. UK*. 1980. V. 60. № 2. P. 499–508.
 10. *Wolanski E., Imberger J., Heron M.* Island wakes in shallow coastal waters // *J. Geophys. Res.* 1984. V. 89. № C6. P. 10553–10569.
 11. *Zhurbas V., Oh I.S., Park T.* Formation and decay of a longshore baroclinic jet associated with transient coastal upwelling and downwelling: A numerical study with applications to the Baltic Sea // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. № C4. C04014. doi 10.1029/2005JC003079

Eddy Formation behind a Coastal Cape in a Flow Generated by Transient Longshore Wind (Numerical Experiments)

V. M. Zhurbas, N. P. Kuzmina, D. A. Lyzhkov

It is shown that the process of eddy formation behind a coastal cape essentially depends on the method of generating the longshore current. Numerical simulations of the flow around a cape generated by transient longshore wind reveal different modes of eddy formation in rotating stratified environment depending on dimensionless parameters such as the Burger and Kibel-Rossby numbers, Bu and Ro respectively. At $Ro < 0.6$ depending on the magnitude of Bu either trapped anticyclonic or cyclonic eddy at $Bu < 0.2$ or periodic eddy shedding at $Bu > 0.2$ is realized. The eddies are weakened and stretched along the coastline at $0.4-0.6 < Ro < 1.4$ and ultimately disappear at $Ro > 1.4$.