

УДК 551.465

РЕГИСТРАЦИЯ ИЗ КОСМОСА И МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОТКИХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ПРИБРЕЖНЫХ ЗОНАХ ОКЕАНА

© 2008 г. Академик В. Г. Бондур, Ю. В. Гребенюк, Е. Г. Морозов

Поступило 16.07.2007 г.

На основании результатов анализа условий генерации в прибрежных зонах океана коротких внутренних волн, регистрируемых по спектрам космических изображений, полученных с помощью высокоразрешающей оптической аппаратуры, и проведенного математического моделирования установлено, что такие высокочастотные внутренние волны могут развиваться при возникновении резкого термоклина (пикноклина) вблизи поверхности. Они могут существовать только в тонком пикноклине и не распространяются в глубь океана.

Особенности исследуемой акватории. Исследования проводились в акватории южнее о. Оаху (Гавайи). При исследованиях приливных внутренних волн в этом районе, результаты которых приведены в работах [1, 2], было установлено, что основная генерация внутреннего прилива происходит на глубинах более 700 м. На рис. 1 приведен фрагмент карты исследуемой акватории южнее о. Оаху с указанием топографии дна. Профиль, соответствующий направлению *АБ*, показан на рис. 2. Он свидетельствует о резких свалах глубин дна, происходящих на расстояниях ~3 и ~40 км от берега.

Внутренние приливные волны, генерируемые в глубинной части Гавайского хребта, распространяются в океан от берега, а их вторая компонента направлена к берегу [1, 2]. Эта компонента и горизонтальные течения, которые она вызывает, могут служить генератором вторичных внутренних волн, возникающих на свале шельфа на глубинах немного более 50 м (см. рис. 2).

Внутренние волны в океане, как правило, являются длинными. Об этом свидетельствуют результаты наблюдений из космоса [3–5]. Их длина по крайней мере больше глубины океана [6]. Это можно показать также на основании дисперсион-

ного соотношения. Характерное значение частоты Вайсяля–Брента $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz}}$ в верхнем слое океана для этого района приблизительно равно $\sim 0.01 \text{ с}^{-1}$ [7]. Соответствующие предельные периоды короткопериодных внутренних волн составляют первые единицы минут. Тогда из дисперсионного соотношения для внутренних волн [8]

$$L = \frac{NHT}{\pi n}, \quad (1)$$

где n – номер моды (n равно 1 или 2), L – длина волны, T – ее период, H – глубина моря, следует, что при глубине $H \sim 400$ м даже пятиминутные волны должны иметь длину около полукилометра (для $n = 1$). Более точные расчеты по реальному вертикальному распределению частоты Вайсяля–Брента не приводят к значительному уменьшению длины волны для короткопериодных волн.

Таким образом, при среднем уровне стратификации океана в данном районе не должны существовать короткие внутренние волн с длинами ~ 100 м. Однако такие волны, как будет показано ниже, могут обнаруживаться из космоса.

Результаты регистрации короткопериодных внутренних волн по спектрам космических изображений. В 2002–2004 гг. с помощью оптической аппаратуры высокого разрешения (0.6–1.0 м) спутников “QuickBird” и “Ikonos” проводилась съемка акватории бухты Мамала у о. Оаху (Гавайские острова) [3, 9–13]. В качестве примера на рис. 1 показана зона съемки исследуемой акватории с борта спутника “Ikonos”, выполненной 2 сентября 2002 г. [3, 9]. Регистрация поверхностных проявлений внутренних волн производилась путем пространственной спектральной обработки фрагментов космических изображений [13].

На рис. 1 приведены результаты спектральной обработки двух фрагментов космического изображения, полученного 2 сентября 2002 г. Слева внизу на этом рисунке представлены пространственно-частотные спектры одного из фрагментов изобра-

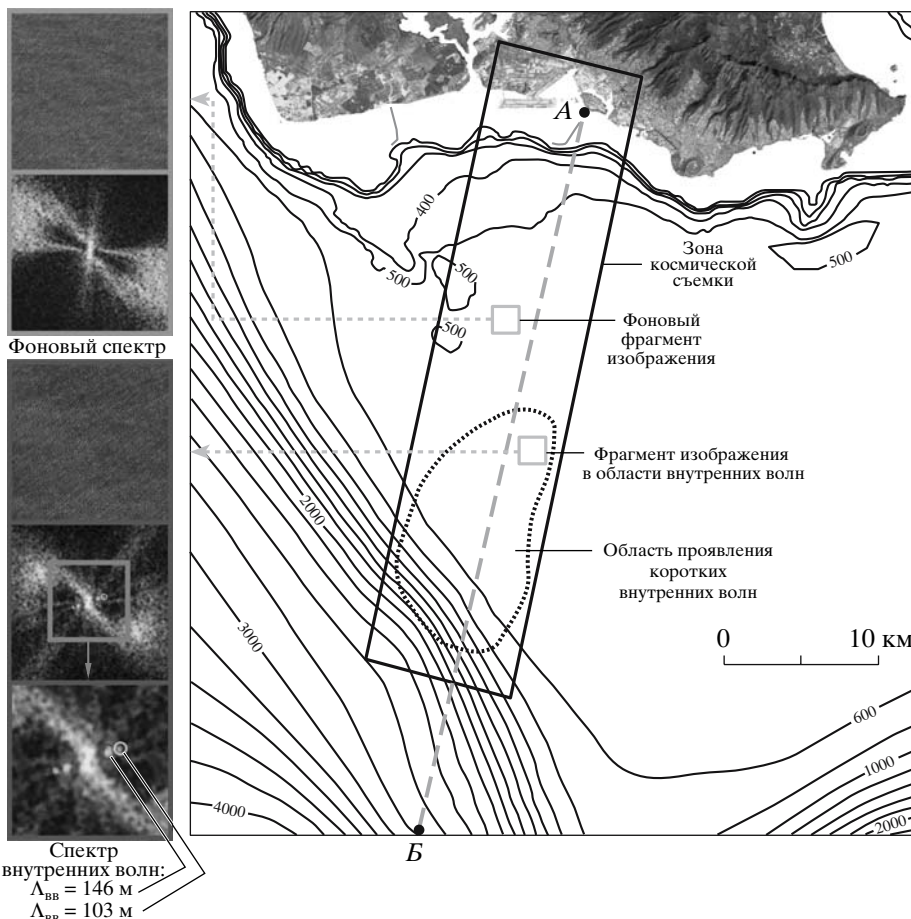


Рис. 1. Фрагмент карты исследуемой акватории в районе о. Оаху (Гавайи) и результаты спектральной обработки фрагментов космического изображения, полученного 2 сентября 2002 г. со спутника “Ikonos” (разрешение 1 м).

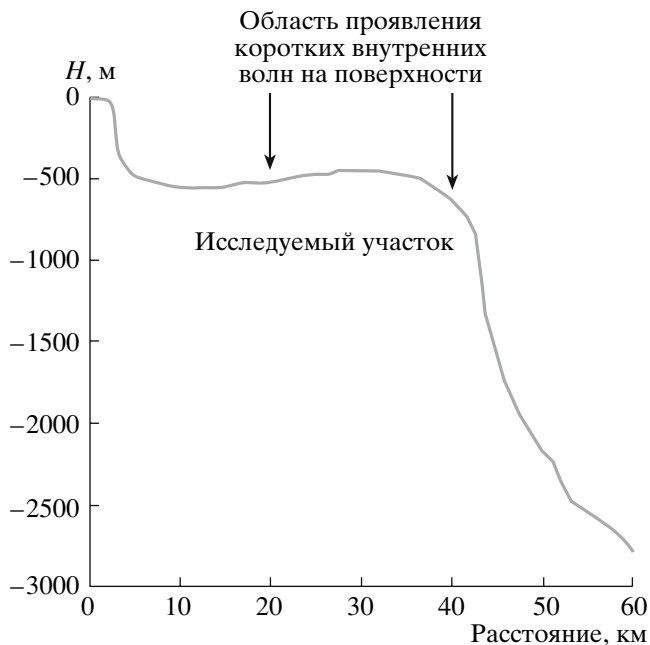


Рис. 2. Профиль дна вдоль линии АБ (см. рис. 1) в исследуемой акватории.

жения размером 2 × 2 км (2048 × 2048 пикселей), взятого на расстоянии ~22.5 км от берега. Для удобства восприятия нижний спектр представлен с увеличением. На этих спектрах отчетливо видны две пары локальных спектральных гармоник, вызванных высокочастотными внутренними волнами. Длины волн, соответствующие этим спектральным гармоникам, составляют 103 и 146 м. На спектре аналогичного фрагмента космического изображения, взятого ближе к берегу (на расстоянии ~17 км), такие максимумы не выявляются (см. рис. 1 слева сверху).

По результатам спектральной обработки фрагментов ряда космических изображений, полученных в августе–сентябре 2002–2004 гг. с борта спутников “Ikonos” и “QuickBird”, вычислены параметры короткопериодных внутренних волн – их длины и направления распространения. Длины внутренних волн изменялись в диапазоне 80–200 м, а направления их распространения ~30°–60°, что близко к ортогональным по отношению к изобатам [13]. Область проявления таких коротких внутренних волн, выделяемых по спектральным

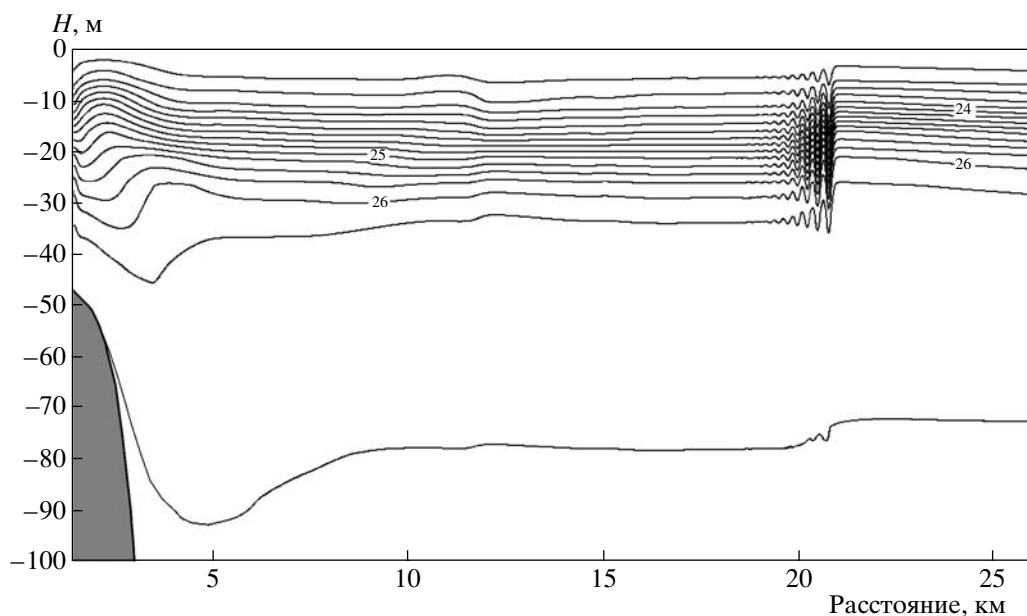


Рис. 3. Пакет коротких внутренних волн и поле условных плотностей на разрезе *АВ* (см. рис. 2) по направлению в открытый океан после проведения расчетов в течение четырех приливных периодов *М2* от начала вычислений.

максимумам фрагментов космических изображений, оконтурена пунктирной линией на рис. 1 и обозначена стрелками на рис. 3.

Таким образом, проведенная обработка позволила установить наличие в спектрах космических изображений поверхности океана локальных максимумов, обусловленных короткопериодными внутренними волнами с длинами $L \sim 100$ м, проявляющимися на расстояниях 20–40 км от берега [13]. Вследствие маскирующего влияния поверхностного ветрового волнения эти короткие внутренние волны не обнаруживаются визуально на исходных космических изображениях, как это бывает для многих районов в случае больших длин волн [3–5]. Поэтому селекцию коротких внутренних волн можно провести только по результатам спектрального анализа изображений [3, 9].

Рассмотрим условия, при которых возможно существование коротких внутренних волн и их проявление на поверхности океана. При разрушении внутреннего прилива происходит возбуждение пакетов короткопериодных внутренних волн. Частота таких волн близка к частоте Вайсяля–Брента. Если при определенных условиях, например, при прогреве поверхности (что, как правило, происходит в августе–сентябре в исследуемой акватории), на небольших глубинах образуется резкий термоклин [7, 11, 12], то на нем могут развиваться более высокочастотные волны, которые из-за своих особенностей не могут распространяться глубже этого термоклина. Частота Вайся-

ля–Брента глубже этого верхнего пикноклина (термоклина) должна быть меньше частоты высокочастотных волн, что физически запрещает их распространение вглубь. Для таких волн глубина океана не будет иметь значения, а характерным масштабом глубины для них будет являться толщина пикноклина. Такие короткие волны могут существовать на пикноклине и давать поверхностные проявления, если этот пикноклин неглубокий, например его глубина и толщина составляют ~10–15 м.

Проанализируем данную ситуацию с чисто теоретических позиций.

Теоретические предпосылки возможности генерации ультракоротких внутренних волн. Рассмотрим линеаризованные уравнения гидродинамики относительно невозмущенного состояния, задаваемого уравнением гидростатики, из которого исключаются все неизвестные, кроме вертикальной компоненты скорости [8]. С использованием приближения Буссинеска, когда пренебрегается изменениями плотности $\rho_0(z)$ по горизонтальным осям, уравнение для вертикальной компоненты скорости приобретает вид

$$\Delta w_{tt} + N^2 \Delta_2 w + f^2 w_{xx} = 0, \quad (2)$$

где w – вертикальная компонента скорости, t – время; f – параметр Кориолиса, Δ_2 – двумерный оператор Лапласа в горизонтальных координатах.

Сформулируем граничные условия. На дне при $z = -H = \text{const}$ вертикальные скорости равны нулю:

$$w(-H) = 0. \quad (3)$$

На поверхности также можно положить, что скорость нулевая, но из соображений поверхностных движений, вызываемых внутренними волнами, будем считать равными нулю изменения давления на свободной поверхности, т.е.

$$\frac{dP}{dt} = 0 \text{ при } z = \zeta(x, y), \quad (4)$$

где $\zeta(x, y)$ – отклонения свободной поверхности от невозмущенного состояния при $z = 0$. В этом выражении давление P есть сумма постоянной составляющей давления p_0 и отклонений p : $P = p_0 + p$.

Линеаризуем условие неизменности давления на свободной поверхности с учетом уравнения гидростатики и исключим из него давление с использованием уравнений движения. В результате получим выражение

$$(w_{tt} + f^2 w)_z - g \Delta_2 w = 0 \text{ при } z = \zeta \approx 0. \quad (5)$$

Для уравнения (2) всегда существуют решения в виде плоских волн

$$w = \varphi(z) e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}, \quad (6)$$

где $\varphi(z)$ – амплитудная функция.

Подставляя выражение (6), а также граничные условия (3) и (5) в уравнение (2), получим

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} + \frac{N^2(z) - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k^2 \varphi = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\omega^2 - f^2}{k^2 g} \frac{d\varphi}{dz} - \varphi = 0; \quad \varphi(-H) = 0 \text{ при } z = 0. \quad (8)$$

В этих уравнениях $k^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Упростим граничное условие на свободной поверхности, приняв $\varphi(0) = 0$. Этим самым мы отфильтруем поверхностные волны.

Очевидно, что уравнение (8) в условиях океана имеет решения при выполнении условия $N > \omega > f$. Если в приповерхностном пикноклине частота волн велика и превосходит частоту Вайсяля–Брента ($\omega > N$) в слое под этим тонким пикноклином, то волны будут распространяться в слое скачка плотности, не распространяясь в глубь океана.

Самый простой вид решения для амплитудной функции при постоянном значении частоты Вайсяля–Брента – это синусоидальная функция в зависимости от глубины с нулевыми значениями на поверхности и дне. Тогда вместо амплитудной функции $\varphi(z)$ можно использовать вертикальную

скорость w или амплитуду вертикальных смещений. В этом случае решения получаются с точностью до нормирующего множителя, который может быть определен, например, из имеющихся измерений или начальных условий.

Уравнение (7), а соответственно и его решение очень похоже на решения одномерного уравнения Шредингера для вероятности нахождения частицы в разрешенной энергетической области. В этой области решения имеют волновой осциллирующий характер, а вне ее колебания затухают. Уравнение Шредингера для ψ -функции вероятности записывается следующим образом:

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [-V(z) + E] \psi = 0, \quad (9)$$

где E – энергия частицы, $V(z)$ – некая потенциальная энергия, \hbar – постоянная Планка.

Решаемая нами задача о возможной генерации в шельфовой зоне коротких внутренних волн аналогична задаче о нахождении частицы в потенциальной яме конечной глубины. При энергии частицы $E > V(z)$ решением задачи является осциллирующая функция. В квантовой механике если энергия $E < V(z)$, то это соответствует затуханию волновой функции в классически запрещенной области.

Рассматриваемые две задачи не полностью аналогичны, поскольку частота внутренней волны ω и энергия E по-разному входят в похожие уравнения. Аналогия в решениях этих задач заключается в том, что внутренняя волна может существовать только в тонком пикноклине. Для решения задачи о внутренних волнах в слое резкого пикноклина существование дна необязательно. В слое ниже пикноклина малые значения частоты Вайсяля–Брента не позволяют существовать внутренней волне. Поэтому влияние большой глубины и соответствующее приближение длинных волн здесь не работают. Глубиной существования внутренних волн является толщина волновода. В этом случае длина волн определяется толщиной слоя высоких градиентов плотности по вертикали, а эта толщина может равняться, например, 10 м или первым десятком метров. Длина таких коротких волн, в принципе может быть порядка сотни метров, что и выявлено при спектральной обработке космических изображений.

Математическое моделирование коротких внутренних волн. В данном случае решалась задача о локальной генерации внутреннего прилива на шельфе о. Оаху в диапазоне глубин до 500 м за счет течений баротропного прилива, распространяющегося в бухту и генерирующего внутренний прилив на склоне шельфа вблизи слоя термоклина (пикноклина). Максимальные амплитуды внутреннего прилива в океане генерируются при обтекании неровностей то-

пографии течениями баротропного прилива. Вертикальные составляющие течений, которые при этом возникают, вызывают периодические вертикальные смещения изопикнических поверхностей. В исследуемом районе бухты Мамала энергонесущими периодами являются суточный и полусуточный приливные периоды [2, 7, 12]. Основной энергонесущей частотой внутреннего прилива является компонента, соответствующая баротропному приливу $M2$ с периодом 12,4 ч.

Исследование генерации и распространения внутренних приливных волн на уклонах дна океана производится на основе численного моделирования с использованием характерных гидрологических параметров для ввода данных в модель. Нами использовалась двумерная модель генерации и распространения внутренних волн в шельфовой зоне в координатах, направленных перпендикулярно к береговой черте и по глубине [14]. Внутренние волны считались плоскими, распространяющимися перпендикулярно берегу. Принятие предположения о двумерности развивающихся волновых процессов практически не изменяет характеристик внутреннего волнового поля в районе шельфа и континентального склона, поскольку изменчивость внутренних волн в направлении, перпендикулярном берегу, обычно намного сильнее, чем изменчивость вдоль береговой линии.

Основным источником, генерирующим внутренние волны в шельфовом районе, является взаимодействие течений баротропного прилива с континентальным склоном в мористой части шельфа [4, 15]. Течения баротропного прилива и течения внутренних полусуточных волн, возбужденных на глубинных частях Гавайского хребта, встречая на своем пути этот склон в шельфовом районе, приобретают периодические вертикальные составляющие, которые вызывают смещение изопикнических поверхностей, тем самым генерируя внутренние волны.

Расход воды в потоке баротропного прилива задавался на основании пересчета скоростей течений баротропного прилива в функцию тока. Течения баротропного прилива оценивались по данным работ [1, 2]. Они выбирались из условия совпадения максимумов приливных течений для суточного и полусуточного приливов. Для проведения модельных расчетов было выбрано рабочее поле протяженностью 30 км с шагом по горизонтали, равным 10 м, и 20 уровнями по вертикали. Шаг по времени равнялся 5 с. Коэффициенты горизонтальной вихревой вязкости и диффузии плотности задавались равными $11 \text{ м}^2/\text{с}$, а соответствующие коэффициенты по вертикали равнялись $0.0002 \text{ м}^2/\text{с}$.

Рассчитывались внутренние волны, возбужденные на свале глубин шельфа для прилива $M2$ с

периодом 12,4 ч. Распределение плотности по вертикали было взято из имеющихся данных измерений для случая резкого термоклина вблизи поверхности, который образуется в отдельные моменты времени [7, 9, 10, 12]. Принималось, что слой резкого пикноклина находился на глубине около 10–15 м.

Анализ результатов исследований и в. В результате проводимых расчетов получают разрезы поля плотности на определенную фазу прилива $M2$. Расчетные поля условных плотностей показаны на рис. 3. Разрезы флуктуаций плотности приведены для момента времени, соответствующего приблизительно четырем приливным периодам $M2$ от начала вычислений. На рис. 3 хорошо видно формирование внутренней волны, распространяющейся на шельфе в сторону открытого океана. Плотность на поверхности задана величиной 1.02256 кг/дм^3 (условная плотность 22.56). Изолинии плотности проведены с интервалом 0.00025 кг/дм^3 .

Результаты моделирования показали, что на разрезе условной плотности (рис. 3) отчетливо проявляется пакет коротких внутренних волн с амплитудой ~ 10 м, развивающийся на расстояниях более 20 км от берега. Волны в пакете имеют длину 150–200 м. Это соответствует периоду волн 4–5 мин. Формирование пакета происходит при распространении приливного возмущения от резкого свала глубин на протяжении около 15 км по пути распространения возмущения в океан. Передние, более быстрые волны уходят вперед, а короткие, более медленные остаются в задней части пакета, что приводит к его размыванию. Такие короткие внутренние волны могут развиваться только в очень тонком пикноклине, расположенном близко к поверхности. В более глубоких слоях и около дна такая волна отсутствует.

При амплитудах короткопериодных внутренних волн, равных ~ 10 м, следует ожидать их проявления на поверхности, что и регистрировалось по спектрам космических изображений в 2002–2004 гг. (длины таких волн, как указывалось ранее, составляют 80–200 м).

Таким образом, на основе проведенных исследований показано, что в условиях появления резкого пикноклина близко к поверхности на нем развиваются короткие внутренние волны, проявляющиеся на поверхности, которые не будут распространяться в глубь океана. Эти короткие внутренние волны выявляются при пространственной спектральной обработке космических изображений высокого разрешения (1 м).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eich M.L., Merrifield M.A., Alford M.H. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. № C8, doi: 10.1029/2003JC002049.

2. *Merrifield M.A., Holloway P.E.* // J. Geophys. Res. 2002. 107. № С8. P. 3179, doi: 10.1029/2001JC000996.
3. *Бондур В.Г.* // В кн.: Новые идеи в океанологии. Т. 1. Физика. Химия. Биология. М.: Наука, 2004. С. 55–117.
4. *Бондур В.Г., Морозов Е.Г., Бельчанский Г.И., Гребенюк Ю.В.* // Исслед. Земли из космоса. 2006. № 2. С. 51–63.
5. An Atlas of Internal Solitary-like Waves and their Properties. 2nd ed. / Ch.R. Jackson. Ed. Alexandria (Va): Global Ocean Associates, 2004. 560 p.
6. *Краусс В.* Внутренние волны. Л.: Гидрометеиздат, 1968. 272 с.
7. *Бондур В.Г., Филатов Н.Н., Гребенюк Ю.В. и др.* // Океанология. 2007. Т. 47. № 6. С. 3–22.
8. *Тареев Б.А.* // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1966. Т. 2. № 10. С. 1064–1075.
9. *Bondur V.G.* In: Proc. XXXI Intern. Symp. on Remote Sensing of Environment. St. Petersburg, 2005.
10. *Bondur V.G., Filatov N.N.* In: Proc. VII Workshop on Physical Processes in Natural Waters. Petrozavodsk, 2003. P. 98–103.
11. *Bondur V., Keeler R., Gibson C.* // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L12610. doi: 10.1029/2005GL022390.
12. *Bondur V.G., Gibson C.H., Keeler R.N., Leung P.T.* // J. Appl. Fluid Mech. 2006. V. 1. № 1. P. 11–42.
13. *Бондур В.Г., Замшина А.Ш.* // Геодезия и аэрофотосъемка. 2008. № 1. С. 3–10.
14. *Vlasenko V.I., Hutter K.* // J. Phys. Oceanogr. 2002. V. 32. P. 1779–1793.
15. *Morozov E.G.* // Deep Sea Res. 1995. V. 42. № 1. P. 135–148.