

УДК 551.468

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ ТЕЧЕНИЙ В ОТКРЫТЫХ АКВАТОРИЯХ ОКЕАНА НА ПРИМЕРЕ РАЙОНА ГАВАЙСКИХ ОСТРОВОВ

© 2008 г. В. Г. Бондур*, Р. А. Ибраев**, Ю. В. Гребенюк*, Г. А. Саркисян***

*Научный центр аэрокосмического мониторинга “Аэрокосмос”
105064 Москва, Гороховский пер., 4

E-mail: vgbondur@online.ru

**Институт вычислительной математики РАН
119991 Москва, ул. Губкина, 8

E-mail: ibrayev@inm.ras.ru

***Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН
117997 Москва, Нахимовский просп., 36

E-mail: sarkis@inm.ras.ru

Поступила в редакцию 10.11.2006 г., после доработки 03.10.2007 г.

Исследуются поля течений в открытых акваториях с применением математической модели гидродинамики океана на примере района Гавайских островов. Модель, основанная на трехмерных уравнениях термогидродинамики, решается для области с открытыми границами, на которых ставятся адаптивные граничные условия. Анализируются результаты численных экспериментов с заданными среднемесячными климатическими условиями на поверхности океана и открытых боковых границах с учетом приливов M_2 , K_1 . Сравнительный анализ решений модели с данными наблюдений показал, что модель способна реалистично воспроизвести средние характеристики состояния океана и их изменчивость. В модельных решениях для исследуемого региона выявлен направленный на север поток в верхнем слое океана. Он четко проявляется в осредненных полях. Характеристики осредненных течений показали, что между островами Гавайи и Мауи, Молокай и Оаху в верхнем 100–150-метровом слое существует перенос вод с западной стороны на восточную сторону гряды островов. Полученные результаты и предложенная модель могут использоваться при мониторинге физических полей океана.

ВВЕДЕНИЕ

При мониторинге различных физических полей океана наряду с использованием современных технических средств, в том числе аэрокосмических, важную роль играют методы математического моделирования [1]. Эти методы могут эффективно применяться для исследования физики океана, оценки антропогенных воздействий на его акватории, для прогнозирования распространения загрязнений под воздействием различных факторов (течений, ветра, диффузии и т.п.), для анализа возможных сценариев развития этих процессов при вариации гидрометеорологических условий, а также для оценки последствий таких воздействий на состояние акваторий. Для решения этих задач важно осуществлять моделирование циркуляции вод в открытых акваториях.

В настоящей работе представлены результаты моделирования поля течений вокруг Гавайских островов. Такого рода исследования необходимы для решения ряда прикладных задач, связанных с экономической деятельностью на шельфе островов. Работы проводились в рамках международного проекта по комплексному мониторингу антропогенных воздействий на экосистемы прибрежных акваторий Гавайского архипелага [2].

Цель данной работы – во-первых, построение модели основных характеристик крупно- и синоптического масштаба изменчивости течений в районе Гавайских островов, во-вторых, выделение квазипостоянных и изменчивых во времени течений. Успешное моделирование полей течений вокруг островов должно обеспечивать разрешение динамики синоптических вихрей, струйных течений на склоне шельфа и между островами, а также воспроизведение вертикальной структуры термохалинных полей. В силу практической невозможности проведения расчетов с горизонтальным разрешением около 1–10 км с использованием модели всего Тихого океана, модель в районе Гавайских островов строилась для небольшой области с открытыми границами. Влияние океанических крупномасштабных факторов на циркуляцию вод в районе островов учитывалось через изменение термохалинных условий на открытых границах.

1. ОСОБЕННОСТИ ОБЪЕКТА ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследования в настоящей работе являются открытые акватории океана. В каче-

стве примеров выбраны акватории в середине Тихого океана в районе Гавайских островов.

Архипелаг Гавайских островов, являющихся вершинами подводного Гавайского хребта, расположен в центральной части Тихого океана. Крупномасштабные особенности циркуляции в районе островов определяются тем, что эта область находится на северной периферии направленного на запад Северного пассатного течения (СПТ) [3, 4]. К востоку от о-ва Гавайи СПТ разделяется: северная ветвь становится Северным течением Гавайского хребта (North Hawaiian Ridge Current), и направлено оно на северо-запад вдоль Гавайского хребта. Это течение интенсифицируется вдоль островов, ширина его составляет 75–100 км, скорость поверхностного течения относительно горизонтов 100–400 дбар составляет 0.45 м/с [5]. В работах [6, 7] на основании натурных измерений было показано, что на течение вдоль Гавайского хребта значительное влияние оказывают мезомасштабные вихри. Считалось, что нет доказательства существования постоянного течения вдоль хребта. Однако долговременные наблюдения над течениями на разрезе севернее о-ва Оаху с использованием измерителей скорости ADCP [8, 9] показали, что Северное течение Гавайского хребта существует. Средняя скорость в ядре течения, находящемся в подповерхностном слое на горизонте 40–90 м, достигает 0.17 м/с, затем с глубиной значительно падает. Временные ряды показали, что скорость течения сильно изменчива.

Поток СПТ при обтекании Гавайских островов в полосе от 18° до 22°N деформируется. Средняя скорость течения в СПТ на широте 13°N составляет 0.17 м/с, к югу от Гавайских островов скорость СПТ достигает 0.25 м/с [10].

Более подробный обзор ранних работ по динамике течений в этом районе приводится в работе [11]. Было обнаружено большое количество относительно небольших циклонических вихрей к западу, которые распадаются в подветренной стороне о-ва Гавайи. Описаны также антициклонические вихри, бóльшие по размеру, чем циклонические, встречающиеся к югу от о-ва Гавайи. Вихри перемещаются в западном направлении. Подтверждением этого может служить траектория дрейфтера 6873, запущенного по программе WOCE [12]. Этот дрейфтер равномерно двигался со скоростью 0.10–0.15 м/с в западном направлении. После прохождения южной оконечности о-ва Гавайи он оказался захваченным антициклоническим вихрем с диаметром около 100 км. Вихрь перемещался в западном направлении со скоростью около 0.06 м/с.

Анализ траекторий антициклонических вихрей, возникающих при огибании СПТ о-ва Гавайи с юга, выполненный по данным космической альтиметрии TOPEX/Poseidon показал, что вихри в начальный период двигаются в западном, юго-запад-

ном направлении, затем при достижении 180°W, как правило, движутся в северо-западном направлении [13]. Существует достаточно четкая граница к западу от о-ва Гавайи между областями, где преобладают циклонические вихри (к северу), и областями с антициклоническими вихрями (к югу) [11]. На схеме осредненных поверхностных течений к западу от островов существуют два вытянутых в зональном направлении вихря, отделенных друг от друга Гавайским подветренным противотечением (Hawaiian Lee Counter Current) расположенным на 19°N и простирающимся от 170° до 158°E (см. рис. 1).

Гавайское подветренное противотечение, являющееся границей циклонической – антициклонической пары вихрей на карте осредненных течений, проявляется как результат суперпозиции распространяющихся на запад вихрей, генерируемых в подветренной стороне Гавайских островов.

В настоящей работе осуществляется моделирование полей течений в районе Гавайского архипелага с использованием математической модели гидродинамики океана.

2. МОДЕЛЬ ГИДРОДИНАМИКИ ОКЕАНА

Численная модель, используемая в данной работе – это модель гидродинамики океана со свободной поверхностью, основанная на полных, нелинейных уравнениях геофизической гидродинамики в приближениях гидростатики, Буссинеска и несжимаемости жидкости [15, 16, 17] (см. Приложение).

Состояние гидродинамики океана описывается трехмерными функциями температуры, солености, компонент скорости течений, а также двумерной функцией высоты поверхности уровня моря. Для решения задачи реконструкции крупномасштабной циркуляции океана в работах [18, 19, 20] была разработана модель гидродинамики моря. В последующей версии в модель гидродинамики внутреннего моря [21] были включены описание процессов взаимодействия придонного пограничного слоя атмосферы и поверхности моря, описание процессов переноса влаги через поверхность раздела атмосфера–океан и их влияния на процессы опреснения/осолонения поверхностного слоя воды, более развитая параметризация процессов турбулентного обмена.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Ставится задача воспроизвести изменчивость циркуляции вод в открытой акватории на примере района Гавайских островов при изменяющихся условиях на поверхности океана и на открытых границах области, включая фактор приливов.

Область, описываемая моделью, охватывает район вокруг Гавайских островов и ограничена ко-

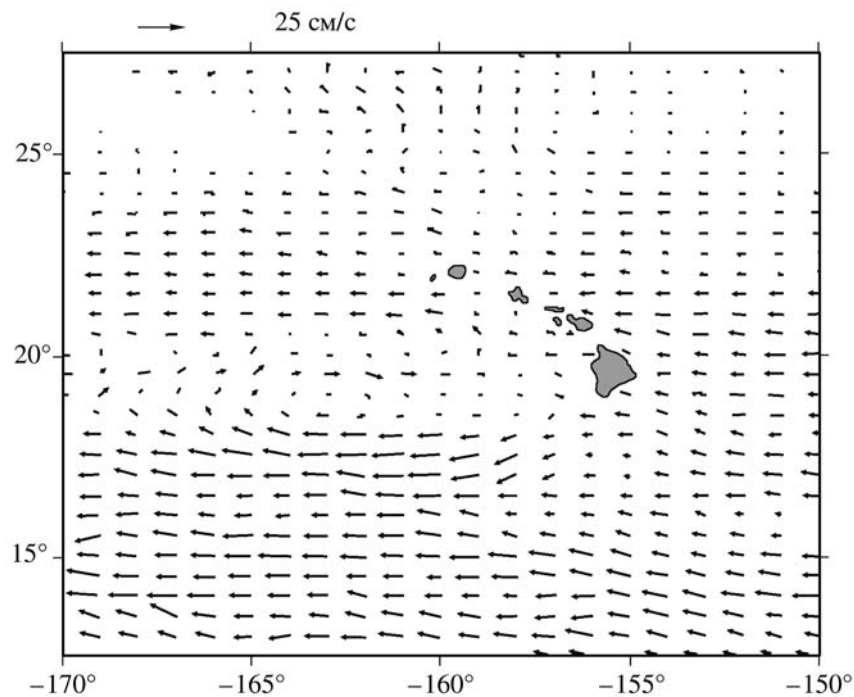


Рис. 1. Карта осредненных поверхностных течений в районе Гавайских островов, построенная на основе анализа доступных измерений скоростей течений [14].

ординатами 170°W – 150°W , 15°N – 25°N . Горизонтальное разрешение сетки $4' \times 4'$ (около 7.5×7.5 км) позволяет описать только 8 крупных островов, крупные океанические вихри и течения между островами. По вертикали используется 21 горизонт. Они располагаются на глубинах 2, 6, 10, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 80, 100, 125, 150, 200, 400, 750, 1100, 1500, 2000, 3000, 4000 метров. Максимальная глубина океана составляет 4500 метров. При построении модельной топографии использовались данные из массива ETOPO2 [22].

Пространственный масштаб синоптических неоднородностей в исследуемой области определяется в частности бароклинным радиусом Россби, который вне зоны западного пограничного слоя островов равен приблизительно 60 км [9]. Очевидно, что используемое горизонтальное разрешение позволяет описывать синоптические вихри, а также струйные течения шириной более 30–40 км.

Начальное условие в модели – состояние покоя и многолетние среднемесячные распределения температуры и солёности. Уравнения модели интегрируются до достижения квазипериодического решения.

Начальные трехмерные данные о распределении температуры и солёности брались из массива WOA2001 [23]. Распределения потоков свойств на границе атмосфера–океан брались из работы [24]. Они представляют собой среднемесячные величины для периода 1979–1993 гг., рассчитанные по данным ERA15 ECMWF [25]. Использовались потоки

тепла, осадков, испарения и импульса. Поток тепла представлялся как сумма проникающей в океан коротковолновой солнечной радиации, длинноволновой исходящей радиации, потоков явного и скрытого тепла.

В области, взятой для моделирования, все четыре границы (северная, восточная, южная и западная) являются открытыми. Внешние к исследуемой области условия для уравнений тепла и соли задавались с использованием климатических массивов среднемесячных полей T , S .

При выполнении моделирования важно адекватно учесть приливные течения. Существует довольно большое количество моделей динамики океана, которые описывают приливные течения. В глобальных моделях приливные силы включаются в члены градиентов давления уравнений движения. В региональных моделях приливы часто моделируются через граничные условия. В данной работе мы задали приливы через изменение баротропных составляющих скорости на открытых границах. Использовались два наиболее энергонесущих составляющих волн прилива. Это полусуточный прилив M_2 и суточный прилив K_1 , амплитуды которых составляют соответственно 0.908 и 0.531 от амплитуды максимального равновесного прилива [26, 27]. Периоды этих приливов составляют 12.42 и 23.93 ч. Амплитуды приливов M_2 и K_1 в рассматриваемом районе равняются около 15 см, а сдвиг фаз составляет 30° и 10° соответственно [3]. Внешние скорости течений (v^{ext})

задаются как сумма квазигеострофических и приливных составляющих.

$$\mathbf{v}^{\text{ext}}(\lambda, \varphi, z, t) = \mathbf{v}_{qg}(\lambda, \varphi, z, t) + \mathbf{v}_{\text{tides}}(\lambda, \varphi, t),$$

где $\mathbf{v}_{qg}(\lambda, \varphi, z, t)$ – квазигеострофические скорости [16], зависящие от изменения ветра, температуры и солёности; $\mathbf{v}_{\text{tides}}(\lambda, \varphi, t)$ – баротропные приливные течения.

Приливные компоненты течений вычисляются по формуле:

$$(u, v)_{\text{tides}} = (u_a, v_a) \sin(2\pi t/T + \Delta\varphi),$$

где (u_a, v_a) – амплитуда приливных колебаний скорости на границах области; T – период колебаний; $\Delta\varphi$ – сдвиг фаз приливных колебаний между противоположными границами области.

Амплитуда приливных колебаний скорости рассчитывалась по формуле [28]:

$$u_a = h\sqrt{g/H},$$

где h – амплитуда приливных колебаний уровня океана; g, H – соответственно гравитационное ускорение и глубина океана.

В модели с открытыми границами определенную проблему представляет соблюдение баланса массы в области. В модели с изменяемой свободной поверхностью моря дисбаланс водного бюджета приводит к изменению среднего уровня моря. Дисбаланс может быть обусловлен как физическими причинами, например, из-за неравенства осадков и испарения, так и из-за ошибок в определении внешних граничных условий (геострофические течения, осадки, испарения). Отметим, что дисбаланс для ограниченной области может быть обусловлен также приливными течениями. Очевидно, что на промежутках времени, меньших приливного периода, масса воды в области может изменяться, однако на временных масштабах, больших, чем приливной период, суммарный поток массы через открытые границы должен быть равен нулю. При этом условие радиации на открытых границах не имеет отношения к закону сохранения массы воды в области, и, следовательно, возможно нереалистичное изменение массы воды в области [29].

Чтобы предотвратить неестественное изменение среднего уровня океана, применяется алгоритм приведения к нулю общего водного баланса области [30]. В нашей модели водный бюджет бассейна определяется адвективным переносом вод через открытые границы, испарением и осадками на поверхности моря. Изменение массы воды в области равно:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\iiint_V \rho dV \right] = \iint_{G_0} \rho \mathbf{v} \mathbf{n} dG_0 + \iint_{G_\zeta} W dG_\zeta.$$

Предполагаем, что изменение массы воды в исследуемой области в каждый момент времени может происходить только из-за приливов. Дисбаланс потоков воды вследствие других причин скомпенсируем с помощью поправочной скорости. Поэтому при приведении суммарного баланса массы к нулю приливную компоненту вычтем из граничных течений. Введем поправочную скорость по нормали к границе (\mathbf{v}^c). Тогда сбалансированная скорость $\mathbf{v}^{\text{balanced}}$ будет равна $\mathbf{v}^{\text{balanced}} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{tides}} - \mathbf{v}^c$. Для нахождения \mathbf{v}^c воспользуемся уравнением баланса массы:

$$\frac{dM}{dt} = \iint_{G_0} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{tides}} - \mathbf{v}^c) \mathbf{n} dG_0 + \iint_{G_\zeta} W dG_\zeta = 0.$$

Поправочная скорость равна:

$$\mathbf{v}^c = \left(\iint_{G_0} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{tides}}) \mathbf{n} dG_0 + \iint_{G_\zeta} W dG_\zeta \right) / \left(\iint_{G_0} \rho \mathbf{n} dG_0 \right).$$

Расчет водного баланса области происходил на каждом временном шаге. По результатам расчетов поправочная скорость составляла около 10^{-5} м/с, что на несколько порядков меньше физических скоростей течений. Это не влияет на пространственную структуру решения, а средний (по поверхности моря и на интервалах, больших приливного) уровень океана в области не изменяется за время интегрирования.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСРЕДНЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Система уравнений интегрировалась на 17 лет модельного времени. Период установления квазипериодического состояния для поверхностного слоя океана составил около двух лет, после которого кинетическая энергия колеблется относительно среднего состояния. Период выхода на квазипериодический режим глубокого океана значительно превышал аналогичный период для верхнего слоя океана. В среднем по объему кинетическая энергия движений приходит к квазиравновесному состоянию через ~ 10 лет, при этом наблюдается выделенный внутригодовой сигнал (рис. 2). В дальнейшем мы будем анализировать характеристики океана соответствующие 17-му году модельного времени.

Сравнительный анализ решений модели с данными наблюдений и результатами, полученными с использованием других моделей, является непременным условием оценки способности модели воспроизвести изменчивость состояния океана, а также достоверности модельных результатов в тех случаях, когда данных наблюдений не достаточно или их невозможно получить.

В качестве первого шага рассмотрим осредненные характеристики циркуляции вод в исследуемом районе. Осредненная за год карта поверх-

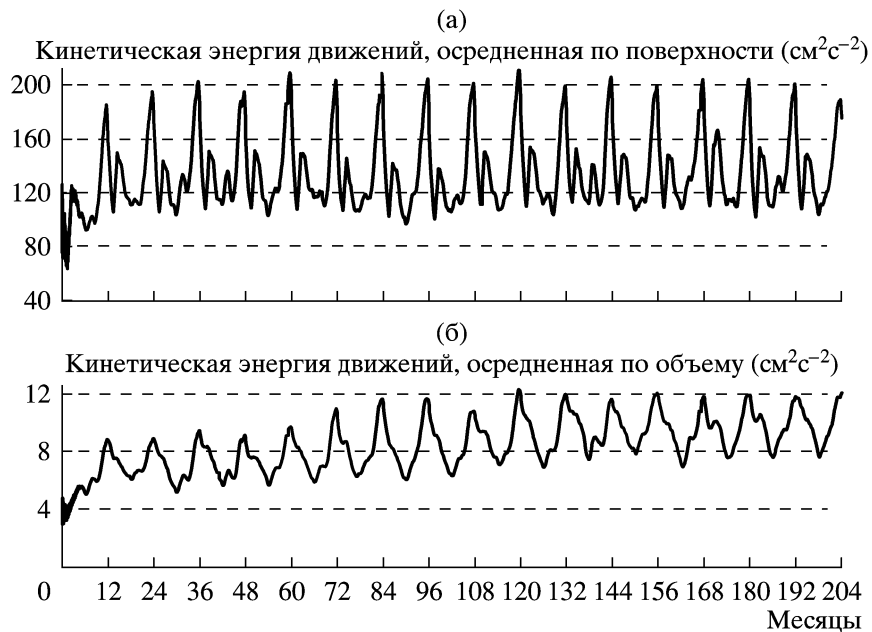


Рис. 2. Эволюция во времени кинетической энергии движений $((u^2 + v^2)/2)$, осредненных по поверхности (а) и по объему (б).

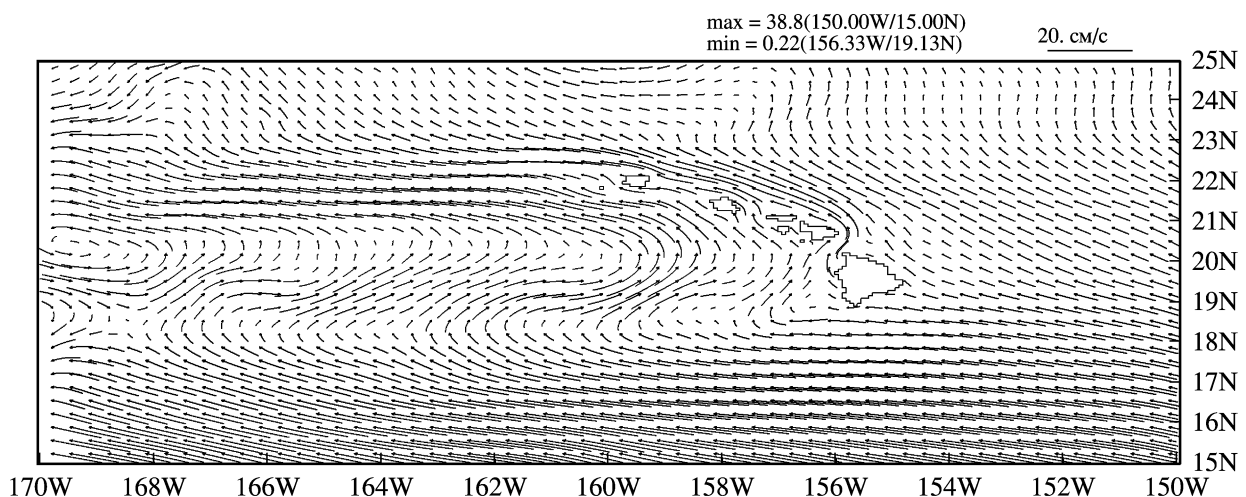


Рис. 3. Линии тока течений, осредненных за год, на глубине 2 м. Максимальная скорость (38.8 см/с) достигается в юго-восточной части области. Модельное решение.

ностных течений, полученная с использованием предложенной модели (рис. 3), качественно достаточно хорошо совпадает с данными наблюдений (рис. 1). Обратим внимание, что карта, приведенная на рис. 1, является компиляцией данных, полученных с разнородных платформ и датчиков. Она отражает осредненные характеристики течений в некотором верхнем слое океана. Часть этих данных получена с Лагранжевых дрейфтеров, расположенных на 15-ти метровой глубине [10].

Восточнее и южнее архипелага доминирует СПТ, направленное на запад и северо-запад. Мак-

симальная скорость наблюдается в ее южной части, у границ модельной области там, где скорость ветра, вызывающая пассатные течения, максимальна. Южнее о. Гавайи скорость течений составляет около 0.15 м/с. Гряда островов отклоняет СПТ в северо-западном направлении. Впрочем, северо-западное направление поверхностного потока, четко обозначенное севернее 19°N , в районе восточнее архипелага обусловлено восточным ветром. При обтекании архипелага с северной стороны поток интенсифицируется. Это Северное течение Гавайского хребта, скорость которого на

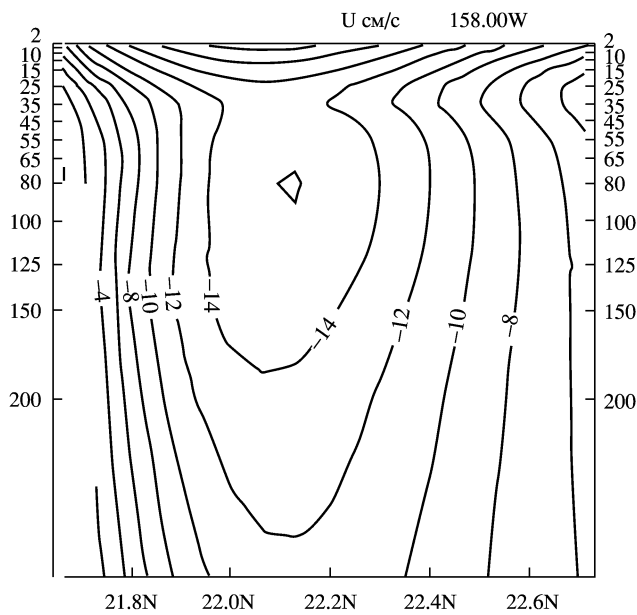


Рис. 4. Меридиональный разрез зональной компоненты осредненной скорости севернее о-ва Оаху, вдоль 158°W. Отрицательные течения показывают направление на запад. Модельное решение.

поверхности превышает 20 см/с. Ниже экмановского слоя скорость Северного течения Гавайского хребта убывает с глубиной, затем вновь растет. Очевидно, это связано с формированием бароклинного погранслоя вдоль островов. Ядро этого течения находится под поверхностью на горизонте 80 м, скорость в ядре около 0.16 м/с (рис. 4). Отметим удивительное совпадение данного факта с результатами осредненной картины течений основанных на 5-ти летних измерениях течений с применением ADCP на разрезе к северу от о-ва Оаху, приведенными на рис. 5 [8].

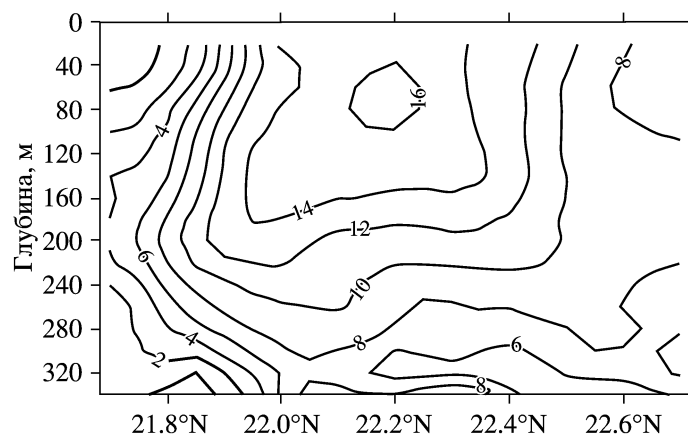


Рис. 5. Вертикальный профиль осредненной скорости поперек квазимеридионального разреза к северу от о-ва Оаху. Положительные скорости направлены на северо-запад. Данные осреднены за 5 лет измерений ADCP [5].

В натуральных данных скорость Северного течения Гавайского хребта ниже ядра значительно падает с глубиной, до 8 см/с на горизонте 280 м (по данным работы [8]). В модели до 8 см/с скорость падает на горизонте 350 м (не показано на рисунке).

К западу от архипелага, в подветренной (в смысле СПТ) зоне наблюдается направленное на восток противотечение в полосе между 19°N–20°N – это Гавайское подветренное противотечение. В поверхностном слое на скорости градиентных течений оказывают влияние экмановская составляющая течений, формирующаяся под действием пассатных ветров, поэтому в Гавайском подветренном противотечении заметна северная составляющая скорости. Ниже экмановского слоя до горизонта 150–200 м это противотечение направлено строго на запад.

Важное отличие модельных результатов от карты наблюдаемых течений состоит в том, что, во-первых, в районе 100–200 км западнее островов в слое от поверхности до горизонта ~200 м существует поток вод на северо-запад. Во-вторых, в модельном решении между островами Гавайи и Мауи, Молокай и Оаху в верхнем 100–150-метровом слое существует перенос вод с западной стороны на восточную сторону гряды островов. Ниже 200 м между о. Гавайи и Мауи поток направлен на восток.

В придонном слое океана обращает на себя внимание циклоническое течение, огибающее цепочку подводных гор у западной границы моделируемого района (рис. 6). Течения в этом районе сильнее, чем течения у Гавайского хребта, скорость достигает 16 см/с.

Вертикальная структура солёности верхнего слоя океана в этом районе (рис. 7) состоит из квазиоднородного слоя высокой солёности (34.85–35.10‰), ярко выраженного халоклина, в котором солёность быстро убывает до значения 34.65‰ на

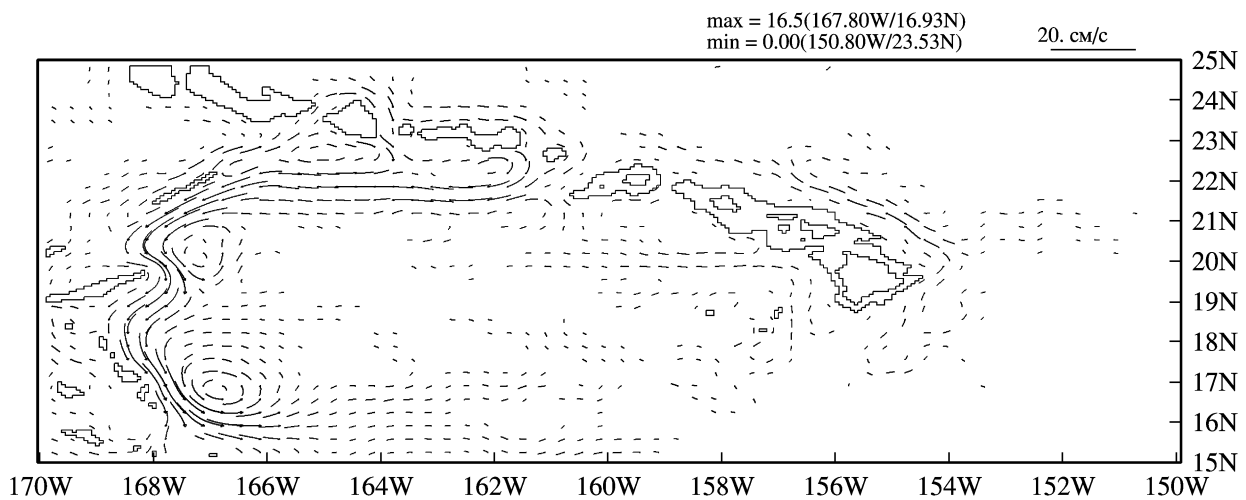


Рис. 6. Линии тока течений, осредненных за год, на глубине 3000 м. Максимальная скорость (16.5 см/с) достигается в точке 167.8°W, 16.93°N. Модельное решение.

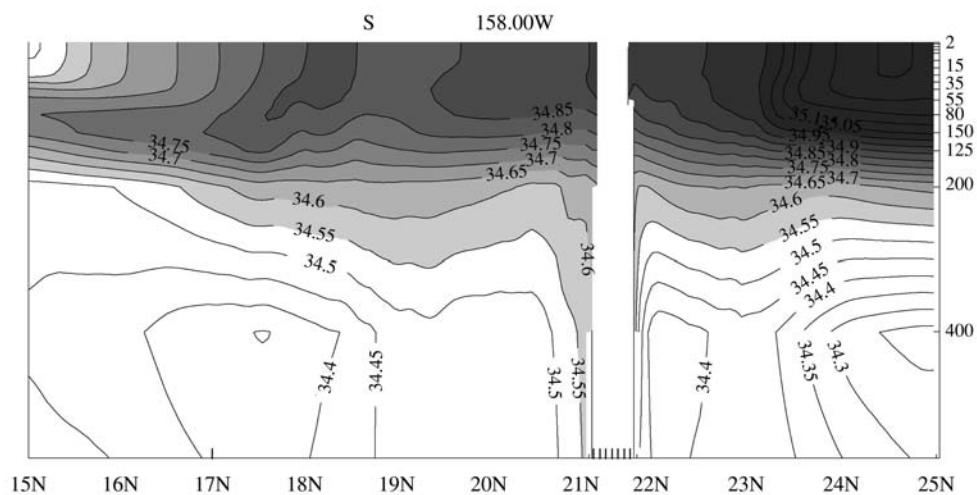


Рис. 7. Меридиональное сечение по 158°W поля солёности (ppt), осредненного за год. По оси Y – глубины в метрах. Модельное решение.

горизонте 200 м и нижнего слоя пониженной солёности, которая достигает значений 34.3–34.4‰. Достаточно подробное воспроизведение вертикальной структуры поля солёности, хорошо согласующееся с известными из данных наблюдений качественными представлениями, получена благодаря высокому модельному разрешению.

5. ВИХРЕВАЯ ДИНАМИКА ОКЕАНА

Известно, что район к западу от Гавайских островов является областью генерации циклонических и антициклонических вихрей [11, 31]. Модельные результаты подтверждают активное формирова-

ние вихрей различной направленности к западу от островов. Собственно мгновенная картина течений в полосе 18°N–22°N к западу от островов имеет мало общего со средней картиной, приведенной на рис. 3. Мгновенное поле поверхностных течений представляет собой крайне неоднородную по пространству структуру (см. рис. 8). Анализ временных рядов показывает, что к югу от широты 19°N находятся преимущественно антициклонические вихри, которые генерируются сдвигом скорости при обтекании с юга о-ва Гавайи Северным пассатным течением. К северу от 19°N генерируются преимущественно циклонические вихри.

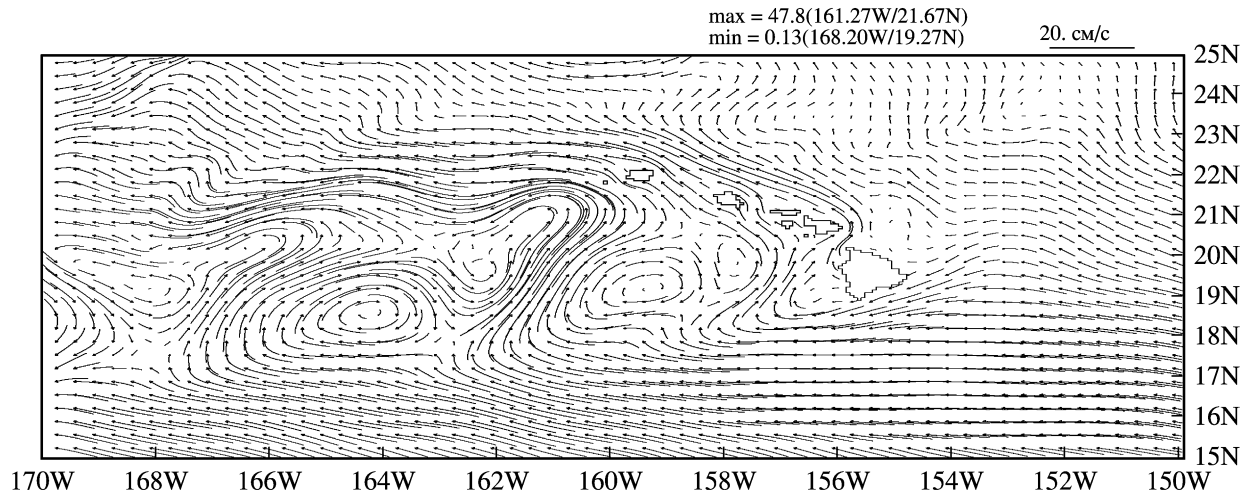


Рис. 8. Линии тока течений на горизонте 2 м по состоянию на 0 часов 16 ноября модельного времени. Максимальная скорость (47.8 см/с) достигается в точке 161.27°W, 21.67°N. Модельное решение.

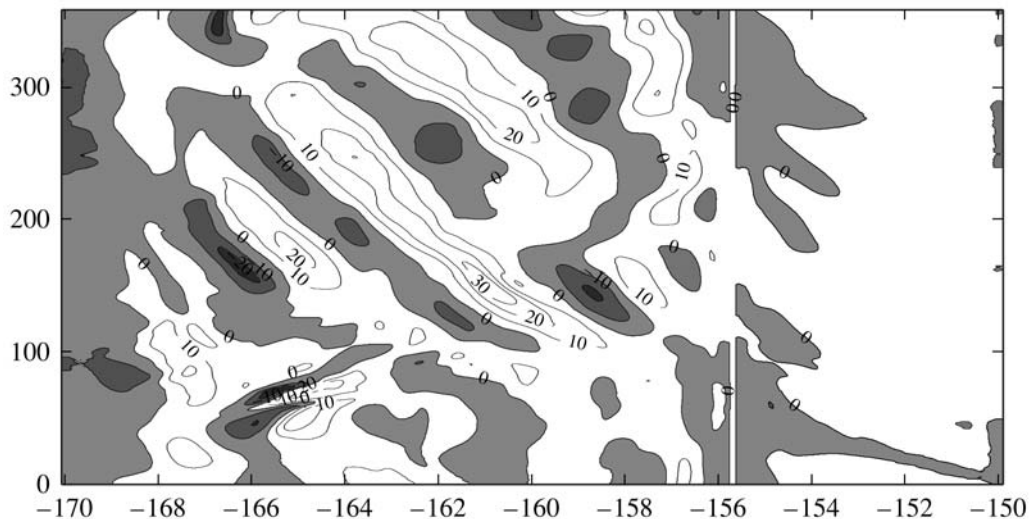


Рис. 9. Временная эволюция меридиональной компоненты скорости на глубине 25 м на зональном разрезе по 19°N. Положительные скорости направлены на север. По оси абсцисс отложена долгота, по оси ординат – время в сутках. Модельное решение.

Временная изменчивость течений хорошо видна на диаграмме зависимости от долготы и времени (диаграмме Хофмеллера) меридиональной компоненты скорости на глубине 25 м (рис. 9). К востоку от меридиана $\sim 156^\circ\text{W}$ изменчивость течений незначительна, поскольку область расчета не охватывает берег континента, т.е. возможный источник возмущений [12]. Сильные возмущения возникают на долготе о-ва Гавайи $\sim 156^\circ\text{W}$ и двигаются на запад. Теоретическая оценка скорости перемещения вихрей по данным дрейферных экспериментов и анализ данных альтиметрии дают скорость распространения вихрей на запад около

7 см/с [12]. В модельном решении скорость распространения на участке $162^\circ\text{W}–160^\circ\text{W}$ составляет около 6.4 см/с. По мере продвижения на запад скорость перемещения вихрей падает до 3.5 см/с.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе решена задача построения модели термогидродинамических процессов синоптического пространственно-временного масштаба для открытых акваторий. Модель основывается на численной схеме, разработанной в работах [18, 21]. Наличие открытых границ моделируемой области

вызвало необходимость постановки адаптивных граничных условий [30], основанных на уравнении излучения. Адаптивные граничные условия обеспечивают, с одной стороны, беспрепятственное прохождение волн из модельной области во вне, с другой, – обеспечивают влияние внешних условий на решение внутри области. Проведенный численный эксперимент на 17 лет модельного времени показывает, что решение модели выходит на статистически квазипериодический режим.

Сравнительный анализ решения модели для района Гавайских островов с данными наблюдений показал, что модель способна реалистично воспроизвести осредненные характеристики состояния океана. Модель воспроизводит также изменчивость состояния океана и, прежде всего, таких ключевых характеристик для понимания циркуляции вод в районе островов, как динамика вихрей синоптического пространственно-временного масштаба. В модели выявлена генерация синоптических вихрей на сдвигах скорости Северного пассатного течения при набегании течения на гряду островов, и их перемещение в западном направлении, что совпадает с данными наблюдений. Оценка скорости распространения вихрей в модельном решении и по данным алтиметрических измерений близки.

В модельном решении выявлен важный для оценки течений в районе к западу от Гавайских островов элемент циркуляции, а именно направленный на север поток в верхнем слое океана. Он четко проявляется в осредненных полях. Осредненные течения также показывают, что между островами Гавайи и Мауи, Молокай и Оаху в верхнем 100–150 метровом слое существует перенос вод с западной стороны на восточную сторону гряды островов.

Разработанная модель и полученные с ее помощью результаты могут быть использованы при разработке системы оперативного мониторинга ограниченных районов океана.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МОДЕЛЬ ГИДРОДИНАМИКИ ОКЕАНА

1. Уравнения модели гидротермодинамики океана

Состояние гидродинамики моря описывается трехмерными функциями температуры, солёности, компонент скорости течений, а также двумерной функцией высоты поверхности уровня моря. Модель гидродинамики моря включает в себя 3-х мерные полные уравнения геофизической гидродинамики [15–17].

Уравнения модели формулируются в сферической системе координат: λ – широта, φ – долгота,

z – глубина. Ось z направлена вертикально вниз, на невозмущенной поверхности моря принято значение $z = 0$. Задача решается в 3-х мерной области Ω . Границей области является поверхность G , где $G = G_H \cup G_\zeta \cup G_S \cup G_O$. G_H – нижняя граница, описываемая функцией $z = H(\lambda, \varphi)$, где $H(\lambda, \varphi)$ – двумерная положительная функция, описывающая топографию дна моря. G_S, G_O – боковые границы. G_S – боковая твердая граница, G_O – боковая открытая граница области. Верхняя граница области G_ζ подвижная и описывается уравнением $z = -\zeta(\lambda, \varphi, t)$, где $\zeta(\lambda, \varphi, t)$ – отклонение поверхности моря от невозмущенной поверхности океана $z = 0$.

В системе уравнений используются приближения Буссинеска и гидростатики.

Система уравнений следующая:

$$u_t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)u + wu_z - fv + a^{-1} \operatorname{tg} \varphi u^2 = -(\rho_0 a \cos \varphi)^{-1} p_\lambda + (K_m u_z)_z + D_u, \quad (1)$$

$$v_t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)v + wv_z + fu + a^{-1} \operatorname{tg} \varphi uv = -(\rho_0 a)^{-1} p_\varphi + (K_m v_z)_z + D_v, \quad (2)$$

$$p_z = \rho g, \quad (3)$$

$$\nabla \mathbf{v} + w_z = 0, \quad (4)$$

$$T_t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)T + wT_z = (K_h T_z)_z + D_T + (\rho_0 c_p)^{-1} I_z (1 - A), \quad (5)$$

$$S_t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)S + wS_z = (K_h S_z)_z + D_S, \quad (6)$$

$$\rho = \rho(T, S). \quad (7)$$

В уравнениях (1)–(7) приняты следующие обозначения: $\mathbf{v} = (u, v)$ – вектор горизонтальных компонент скорости; w – вертикальная компонента скорости; ρ, ρ_0 – плотность и средняя по области плотность морской воды; $f = 2\Omega_E \sin \varphi$ – параметр Кориолиса, где Ω_E – угловая скорость вращения Земли; $\nabla \eta = (a \cos \varphi)^{-1} [(u\eta)_\lambda + (v\eta \cos \varphi)_\varphi]$ – двумерный оператор градиента; K_m, K_h – коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости и диффузии; a – радиус Земли; D_u, D_v, D_T, D_S – члены описывающие горизонтальную турбулентную вязкость и диффузию тепла и соли, T, S – температура и солёность морской воды; I – поток проникающей солнечной радиации; A – компактность морского льда. В общем случае коэффициент вертикальной турбулентной вязкости может быть переменным.

Уравнение состояния воды задается согласно работе [32].

Горизонтальная турбулентная вязкость описывается следующим оператором:

$$D_{\eta}\eta = A_m\Delta\eta + A_m^2\Delta^2\eta, \quad (8)$$

где $\Delta\eta = (a\cos\varphi)^{-1}[(a\cos\varphi)^{-1}(\eta_{\lambda})_{\lambda} + a^{-1}(\eta_{\varphi}\cos\varphi^{-1})_{\varphi}]$, где η обозначает одну из функций u, v ; A_m, A_m^2 – коэффициенты.

Горизонтальная турбулентная диффузия тепла и соли описывается следующим оператором:

$$D_{\eta}\eta = A_h\Delta\eta, \quad (9)$$

где η обозначает одну из функций: T, S ; A_h – коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии тепла.

Коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости и диффузии в случае устойчивой стратификации рассчитываются по модели Манка–Андерсона [33]:

$$\begin{aligned} K_m &= a_{m0}/(1 + \alpha_{MA}\text{Ri})^n + a_{mb} \\ K_h &= a_{h0}/(1 + \alpha_{MA}\text{Ri})^n + a_{hb}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $a_{m0}, a_{mb}, a_{h0}, a_{hb}, \alpha, n$ – эмпирические константы, $\text{Ri} = g\rho_0^{-1}\rho_z/(u_z)^2 + (v_z)^2$ – число Ричардсона. Параметры a_{mb}, a_{hb} определяют минимальные значения коэффициентов K_m, K_h , параметры α_{MA}, n определяют чувствительность K_m, K_h к числу Ричардсона.

Конвективное перемешивание, возникающее в случае неустойчивой стратификации, в модели параметризуется осреднением температуры и солёности неустойчивых слоев с сохранением общего количества тепла и соли.

2. Краевые условия

Динамика верхней границы моря с учетом потока массы описывается уравнением свободной поверхности моря:

$$w + \zeta_t = \rho_f^{-1}W, \quad (11)$$

где ρ_f – плотность пресной воды; W – интенсивность потока воды в море [кг с⁻¹ м⁻²], определяемая осадками, испарением и таянием, намерзанием льда.

Граничные условия потоков свойств на границе атмосфера–море ставятся на поверхности моря $z = -\zeta(\lambda, \varphi, t)$:

$$-K_m(u_z, v_z) + (u, v)\rho_f^{-1}W = \rho_0^{-1}(1 - A)(\tau^\lambda, \tau^\varphi), \quad (12)$$

$$p = p_a, \quad (13)$$

$$-c_p K_h T_z + c_p T \rho_f^{-1} W = \rho_0^{-1} [Q_h^{aw} (1 - A) + Q_h^{iw} A], \quad (14)$$

$$-K_h S_z + S \rho_f^{-1} W = \rho_0^{-1} S^{iw} MA. \quad (15)$$

В условиях (12)–(15) $\tau^\lambda(\lambda, \varphi, t), \tau^\varphi(\lambda, \varphi, t)$ – касательное напряжение трения ветра; $Q_h^{aw}(\lambda, \varphi, t)$ – поток тепла на границе воздух–вода; $Q_h^{iw}(\lambda, \varphi, t)$ – поток тепла на границе лед–вода; c_p – теплоемкость морской воды; $S^{iw}M$ – интенсивность выделения соли в море при намерзании и таянии льда.

В модели предполагается, что дно моря состоит из кусочно-постоянных горизонтальных плоскостей, а боковые границы представляют собой вертикальные плоскости. На дне моря $z = H(\lambda, \varphi)$ граничные условия следующие:

$$w = u(a\cos\varphi)^{-1}\frac{\partial H}{\partial\lambda} + va^{-1}\frac{\partial H}{\partial\varphi}, \quad (16)$$

$$-\rho_0 K_m \frac{\partial(u, v)}{\partial z} = (\tau_B^\lambda, \tau_B^\varphi), \quad (17)$$

$$-\rho c_p K_h \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (18)$$

$$-\rho K_h \frac{\partial S}{\partial z} = 0. \quad (19)$$

В условиях (17) $\tau_B^\lambda(\lambda, \varphi, t), \tau_B^\varphi(\lambda, \varphi, t)$ – зональная и меридиональная компоненты напряжения трения о дно. Параметризация трения о дно представлена в работе [19].

На твердых боковых границах (G_S) ставятся условия непротекания, свободного скольжения и нулевые потоки тепла и соли.

На открытых границах используются адаптивные условия, основанные на волновом уравнении [30]. Метод позволяет беспрепятственно проходить волнам из внутренней области через открытые границы вне зависимости от направления адвективного переноса, передавать информацию из внешней к рассматриваемой области (крупномасштабные характеристики) внутрь области.

При рассмотрении волнового уравнения учитывается как нормальная, так и касательная к границе составляющие фазовой скорости [34]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c_x \frac{\partial f}{\partial x} + c_y \frac{\partial f}{\partial y} = -c_x \frac{1}{\tau} (f - f^{\text{ext}}), \quad (20)$$

где (c_x, c_y) – фазовая скорость переноса по нормали и по касательной к границе в декартовых координатах (x, y) рассчитывается из решения в области, примыкающей к открытой границе. Уравнение (20) нелинейное. Важным отличием рассмотрения 2-х мерного волнового уравнения от рассмотрения одномерного нормального к границе, как это было сделано в работе [35], является более точный рас-

чет фазовой скорости переноса. В работе [34] показано, что в одномерном случае фазовая скорость по нормали c_x может колебаться между большими положительными и отрицательными значениями.

На твердых боковых и открытых границах для бигармонического оператора ставится условие:

$$\Delta u = \Delta v = 0. \quad (21)$$

Начальные условия к системе уравнений следующие:

$$(u, v, T, S, \zeta)|_{t=0} = (u^0, v^0, T^0, S^0, \zeta^0). \quad (22)$$

Детально конечно-разностная схема решения уравнений модели приводится в работах [18, 19, 21].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бондур В.Г. Аэрокосмические методы в современной океанологии / Под ред. М.Е. Виноградова, С.С. Лаппо. Т. 1. М.: Наука, 2004. С. 55–117.
2. Bondur V.G. Complex Satellite Monitoring of Coastal Water Areas // Proc. of 31 Int. Symp. on Remote Sensing of Environment. St. Petersburg, 2005
3. Атлас океанов. Тихий океан / Под ред. С.Г. Горшкова. Главное управление навигации и океанографии Министерства обороны СССР, 1974.
4. Atlas of Hawaii. S.P. Juvik, J.O. Juvik / Ed. Honolulu. University of Hawaii Press, 1998. 334 p.
5. White W. A narrow boundary current along the eastern side of the Hawaiian Ridge: The north Hawaiian Ridge current // J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. Iss. 9. P. 1726–1731.
6. Price J.M., Van Woert M.L., Vitousek M. On the possibility of a ridge current along the Hawaiian Islands // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № C7. P. 14101–14111.
7. Bingham F.M., Evidence for the Existence of a North Hawaiian Ridge Current // J. Phys. Oceanogr. 1998. V. 28. № 5. P. 991–998.
8. Firing E. Currents observed north of Oahu during the first five years of HOT // Deep-Sea Res. 1996. V. 43. Iss. 2–3. P. 281–303.
9. Firing E., Qiu B., Miao W. Time-dependent island rule and its application to the time-varying North Hawaiian Ridge Current // J. Phys. Oceanogr. 1999. V. 29. Iss. 10. P. 2671–2688.
10. Qiu B., Koh D.A., Lumpkin C., Flament P. Existence and Formation Mechanism of the North Hawaiian Ridge Current // J. Phys. Oceanogr. 1997. V. 27. № 3. P. 431–444.
11. Patzert W.C. Eddies in Hawaiian waters. HIG 69–8. Hawaii: Hawaii Institute of Geophysics, 1969. 51 p.
12. Mitchum, G.T. The source of 90-day oscillations at Wake Island // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. № C2. P. 2459–2475.
13. Holland C.L., Mitchum G.T. Propagation of Big Island eddies // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. № C1. P. 935–944.
14. Flament P. Ocean Atlas of Hawaii. 1996. (<http://radlab.soest.hawaii.edu/atlas/currents.html>)
15. Саркисян А.С. Основы теории и расчет океанических течений. Л.: Гидрометеиздат, 1966. 123 с.
16. Саркисян А.С. Численный анализ и прогноз морских течений. Л.: Гидрометеиздат, 1977. 182 с.
17. Bryan K. A numerical method for the study of the circulation of the World ocean // J. Comp. Physics. 1969. V. 4. № 3. P. 54–72.
18. Демин Ю.Л., Ибраев Р.А. Модель динамики океана // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане. М.: Институт вычислительной математики РАН, 1992. С. 42–95.
19. Ибраев Р.А. Реконструкция климатических характеристик течения Гольфстрим // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1993. Т. 29. № 6. С. 803–814.
20. Sarkisyan A.S. Analysis of model calibration results: Atlantic Ocean climatic calculations // J. Marine Systems, 1995. V. 5. Iss. 1–2. P. 47–66.
21. Ibrayev R.A. Model of enclosed and semi-enclosed sea hydrodynamics // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling, 2001. V. 16. № 4. P. 291–304.
22. ETOPO2. <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/fliers/01mgg04.html>
23. WOA2001. World Ocean Atlas 2001. High resolution (1/4 degree) Temperature and Salinity Analyses of the World's Oceans. Version 2. <http://www.nodc.noaa.gov/OC5/WOA01/>
24. Roske F. An atlas of surface fluxes Based on the ECMWF re-analysis – A climatological dataset to force global ocean general circulation models. Hamburg: Max-Planck-Institut für Meteorologie, 2001. Rep. No. 323.
25. Gibson J.K., Kallberg P., Uppala S. et al. ERA-15 Description (Version 2 – January 1999). ECMWF Re-Analysis Project Report Series, 1. 1999.
26. Марчук Г.И., Каган Б.А. Динамика океанских приливов. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 360 с.
27. Gill A. Atmosphere-ocean dynamics. Academic Press, 1982. (Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1–2. М.: Мир, 1986. 397 с.)
28. Праудмэн Д. Динамическая океанография. М.: ИЛ, 1957.
29. Perkins A.L., Smedstad L.F., Blake D.V. et al. A new nested boundary condition for a primitive equation ocean model // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № C2. P. 3483–3500.
30. Marschiesello P., McWilliams J.C., Shchepetkin A. Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models // Ocean Modell. 2001. V. 3. Iss. 1–2. P. 1–20.
31. Wyrki K. Eddies in the Pacific North Equatorial Current // J. Phys. Oceanogr. 1982. V. 12. Iss. 7. P. 746–749.
32. UNESCO. Seventh report of the joint panel on oceanographic tables and standards // UNESCO Techn. Papers. Mar. Sci. 1976. № 24. App. 1. P. 39–54.
33. Munk W.H., Anderson E.R. Note on the theory of the thermocline // J. Mar. Res. 1948. V. 7. № 3. P. 276–295.
34. Raymond W.H., Kuo H.L. A radiation boundary condition for multi-dimensional flows // Quart. J. Royal Met. Soc. 1984. V. 110. Iss. 464. P. 535–551.
35. Orlandy I. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows // J. Computational Phys. 1976. V. 21. № 3. P. 251–269.

Modeling the Fields of Currents in Open Basins: The Area of the Hawaiian Islands

V. G. Bondur^a, R. A. Ibraev^b, Yu. V. Grebenyuk^a, and G. A. Sarkisyan^c

^a *Scientific Center of Aerospace Monitoring "Aerokosmos", Gorokhovskii per. 4, Moscow, 105064 Russia
e-mail: vgbondur@online.ru*

^b *Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, ul. Gubkina 8, Moscow, 119991 Russia
e-mail: ibrayev@inm.ras.ru*

^c *Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Nakhimovskii pr. 36, Moscow, 117851 Russia
e-mail: sarkis@inm.ras.ru*

Abstract—The fields of currents in open basins are studied with the use of a mathematical model of ocean hydrodynamics. The area of the Hawaiian Islands is taken as an example. The model, based on three-dimensional equations of thermohydrodynamics, is solved for a domain with open boundaries, at which adaptive boundary conditions are set. We analyze the results of numerical experiments with given monthly mean climatic conditions at the ocean surface and open lateral boundaries with consideration for tides M_2 and K_1 . A comparison between the model solutions and observational data shows that the model can realistically reproduce the mean parameters of the ocean state and their variability. The model solutions for the given area were found to have a northward current in the upper oceanic layer. This current clearly manifests itself in averaged fields. The characteristics of averaged currents indicate that the upper 100–150-m layer between Hawaii and Maui islands as well as between Molokai and Oahu islands is characterized by water transport from the west to east side of the ridge of islands. The results obtained and the model proposed can be used to monitor physical fields of the ocean.