«Оптика атмосферы и океана», **17,** № 7 (2004)

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 551.465.553

В.А. Шлычков

Численное исследование переноса нефтезагрязнителей в прибрежной зоне водоема с помощью вихреразрешающей модели

Институт водных и экологических проблем СО РАН (Новосибирский филиал)

Поступила в редакцию 25.11.2003 г.

Рассматривается течение в стратифицированном водоеме с наклонным дном, появляющееся при интенсивном выхолаживании поверхности воды. Возникающий поток плавучести обусловливает развитие конвективных когерентных структур в виде вертикальных струй охлажденной воды. Влияние наклонной топографии приводит к формированию системы подвижных вихрей конвективной природы, образующих замкнутые циркуляционные ячейки. При эмиссии загрязнителя эти ячейки служат застойными зонами, в которых задерживается примесь. Изучается эволюция плавучих нефтяных фракций, попавших в водоем в результате аварии на затопленном нефтепроводе.

Нефтегазовые месторождения являются источником интенсивного загрязнения поверхностных вод территории Западной Сибири. Наиболее уязвимым звеном в процессе распространения нефтепродуктов оказываются озера и внутренние водоемы, не имеющие механизмов экологической разгрузки, например в виде естественных водотоков. В связи с этим актуальным представляется исследование механизмов перераспределения нефтезагрязнителей в результате динамических процессов в водоеме.

Подавляющая часть западносибирских озер отличается мелким и плоскодонным ложем. Погодные условия северного лета определяются частыми и резкими понижениями температуры, приводящими к интенсивному выхолаживанию приводного слоя. При сильных ветрах ведущим механизмом теплообмена в эпилимнионе является вынужденная конвекция, а в условиях, близких к штилевым, вертикальный обмен развивается за счет термической конвекции.

Явление свободной конвекции в неглубоких водоемах изучено крайне мало. Это связано как с трудностями получения натурной информации, так и с отсутствием математического инструментария для детализации гидротермических процессов малых масштабов. В [1] проведено численное исследование проникающей турбулентной конвекции в водоеме на основе метода крупных вихрей в предположении однородности (в среднем) процессов по горизонтали. Между тем исследование реальных водных объектов показало [2], что особенности топографии дна могут оказаться важным фактором формирования береговых гидротермических течений.

В данной статье изучаются механизмы формирования прибрежных течений в водоеме при сильном выхолаживании поверхности, когда вертикальное перемешивание в значительной степени определяется силами плавучести. Для описания конвективного режима применяется численная модель высокого пространственного разрешения с детализацией крупновихревых турбулентных структур. Результирующие гидродинамические поля используются для моделирования процессов перераспределения аварийного выброса нефти из затопленного трубопровода.

Постановка задачи

Базовые уравнения модели формулируются в приближении Буссинеска и выражают законы сохранения импульса, тепла и массы турбулентной жидкости [3]. Негидростатическая форма уравнений позволяет воспроизводить широкий спектр движений в водоеме, включая прямое описание конвективных когерентных структур. Параметризация движений подсеточного масштаба проводится с использованием LES-метода [4]. Приведенные здесь результаты получены на основе усовершенствованной модели [3] за счет отказа от периодических условий на боковых границах области и перехода к рассмотрению уравнений в терминах полных (нерасщепленных) гидродинамических полей. Это обстоятельство позволяет формулировать физически более содержательные задачи, в частности моделировать течение в водоеме с неровным дном.

Опуская здесь вывод уравнений эволюции гидротермодинамических полей, рассмотрим лишь краевые условия, учитывающие локальный характер изучаемых явлений. Вектору скорости $\mathbf{u} = (u, v, w)$ в декартовой прямоугольной системе координат поставим в соответствие разложение

$\mathbf{u} = \mathbf{u}_n + \mathbf{u}_s$ на границах области, где $\mathbf{u}_n$ – нормальная, а $\mathbf{u}_s$ – касательная составляющая скорости. На твердых границах (линия берега и дно) поставим следующие условия:

$$\mathbf{u}_n = 0;\ K\frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial \mathbf{n}} = C_D|\mathbf{u}_s|\mathbf{u}_s;\ T = T_s, \qquad (1)$$

где K – коэффициент турбулентного обмена; T_s – заданная температура твердых границ; C_D – коэффициент сопротивления; s – маршевая координата вдоль вектора $\mathbf{u}_s$; $\mathbf{n}$ – нормаль к границе.

Открытые боковые границы могут присутствовать в случае, когда расчетная область охватывает только часть водоема, не покрывая его целиком. Условия на жидких границах тогда ставятся в виде

$$\frac{\partial \mathbf{u}_n}{\partial n} = \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial n} = 0,\ \frac{\partial T}{\partial n} = 0. \qquad (2)$$

На свободной поверхности ($z = 0$) краевые условия имеют вид

$$K\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_x}{\rho},\ K\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\tau_y}{\rho},\ w = 0,\ K\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{B_0}{\rho c_p},$$

где τ_x, τ_y – касательные напряжения ветра по x-, y-направлениям; ρ – плотность воды; B_0 – тепловой баланс поверхности водоема. Эффекты взаимодействия с приводным слоем в изучаемых аспектах несущественны, поэтому τ_x, τ_y, B_0 считались известными величинами. В качестве начальных условий принято состояние покоя.

Численные эксперименты

Рассмотрим модельный водоем с наклонным дном, ограниченный слева ($x = 0$) береговой линией (геометрию ложа водоема можно видеть на рис. 2). Границу справа ($x = 100$ м) будем считать открытой. Начальное распределение температуры было постоянным на поверхности (15 °С) и убывало с глубиной по линейному закону с градиентом 0,1 °С /м, т.е. характеризовалось как устойчивое. Интенсивность поверхностного оттока тепла определим значением $B_0 = 400$ Вт/м^2, характерным для условий сильного выхолаживания [5], и рассмотрим задачу без ветра ($\tau_x = \tau_y = 0$). Численный метод решения задачи изложен в [1], расчеты проводились на сетке с разрешением по горизонтали 128 узлов, по вертикали – 80 равномерно расположенных узлов, шаг по времени принят равным 10 с.

С понижением температуры поверхности и развитием конвективной неустойчивости в верхнем слое водоема формируется система термиков, переносящих холодные массы воды вниз. Области с нисходящими токами локализуются в узкие струи, между которыми наблюдается сравнительно медленный подъем теплой воды из нижних слоев. Характерный горизонтальный размер струй составляет 3–4 м, а амплитуда скоростей невелика – экстремальные значения w не превышают 1 см/с. Структура поля температуры по горизонтали практически постоянна, а по вертикали характеризуется резким приповерхностным изменением, обусловленным диффузионным механизмом теплообмена и наличием слоя перемешивания в средней части области, который формируется за счет конвективного обмена. Это показывают кривые *2*, *3* на рис. 1, построенные в сечении $x = 33$ м в моменты времени 40 и 60 мин после начала интегрирования. Описанная картина течения характерна для конвекции выхолаживания в верхнем перемешанном слое глубокого водоема [3, 4].

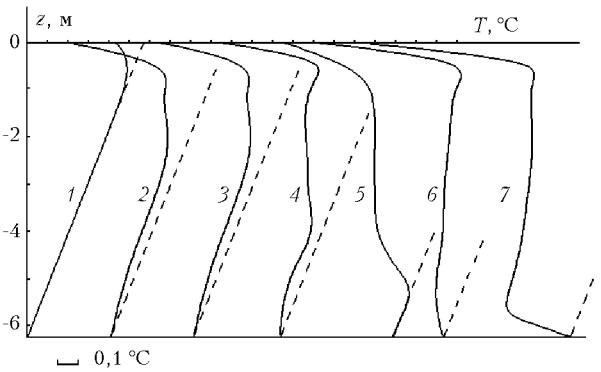

Рис. 1. Последовательные стадии эволюции вертикального профиля температуры в сечении $x = 33$ м (кривые *1–7*). Пунктир показывает начальное распределение $T(z)$

В ходе дальнейшего выхолаживания поверхности масштабы термиков увеличиваются и скорости внутри вертикальных струй возрастают. Слой перемешивания распространяется в глубину и достигает придонных горизонтов (кривые *4–6* на рис. 1 построены с 30-минутным интервалом) – вначале на мелководье, а затем охватывает всю область. Развиваются динамические процессы коагуляции, когда более мощные термики поглощают близко расположенные мелкие структуры. К моменту времени $t = 140$ мин в области формируются две мощные конвективные струи со скоростью нисходящих движений 4–6 см/с и ряд мелких термиков-сателлитов, находящихся в зоне влияния первых двух. Этот момент иллюстрирует рис. 2 в виде изолиний поля w (сплошные линии), где литеры А, В идентифицируют вихри с экстремальными амплитудами.

Вертикальные струи, захватывающие слой жидкости до дна, играют роль поперечных барьеров, т.е. они делаются непроницаемыми для горизонтальных потоков воды. В результате в области между берегом и вихрем А формируется замкнутая циркуляционная ячейка, показанная на рис. 2 круговой точечной линией. Такой же ротор, но с противоположным направлением вращения, образуется по другую сторону струи. Направление движения в верхней части роторов таково, что мелкие термики, продуцируемые в приповерхностных слоях, увлекаются конвергентными потоками к вершине вихря А и поглощаются им. Этот процесс отчетливо наблюдается на рис. 2. «Зона притяжения» крупного вихря определяется размерами генерируемой им циркуляции и согласно рис. 2 составляет около

60 м по оси x. Аналогичные процессы развиваются в зоне влияния вихря В.

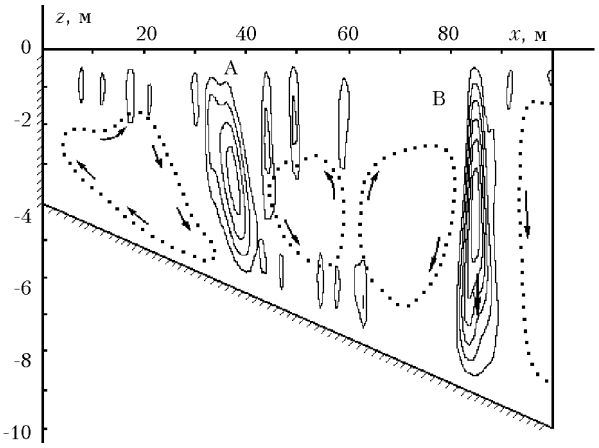

Рис. 2. Изолинии вертикальной скорости $w < 0$, проведенные с шагом – 1 см/с (сплошные линии) и контуры замкнутых циркуляций (точечные линии) при t = 140 мин

Пространственное положение ($x_A \approx 37$ м) и конфигурация вихря А остаются неизменными длительное время. Однако по мере высвобождения доступной потенциальной энергии и ее превращения в кинетическую энергетический масштаб прибрежной циркуляции возрастает, что обусловливает тенденцию к вытеснению вихря А в сторону открытой границы, где его движению препятствует вихрь В (см. рис. 2). В итоге развивается альтернативный механизм сброса энергии через струю-барьер путем генерации каскада конвективных структур в придонной области. На рис. 2 видны 5 термиков, отделившихся от нижней части вихря А и продвигающихся по склону вниз в направлении вихря В. Их можно интерпретировать как энергетические кванты, посредством которых осуществляются передача избыточной энергии от вихря А к вихрю В и тем самым разгрузка пристеночной области. Такой процесс взаимодействия вихрей обеспечивает стабильность системы, а его реализация становится возможной в условиях, допускающих развитие дочерних когерентных структур в придонной области. Именно положительная плавучесть, создаваемая теплым дном по отношению к затонувшей холодной воде, обусловливает формирование второго, глубинного слоя конвекции. Характерный профиль температуры при двойной конвекции имеет две зоны гидростатической неустойчивости с отрицательным градиентом T_z, как это показывает кривая *7* на рис. 1.

Описанная структура течения является долгоживущей и имеет общие черты с явлением термобара в глубоком озере [2]. И хотя последний имеет другую физическую природу и масштабы процессов несоизмеримы, рассмотренный «микротермобар» так же блокирует прямой массооэнергообмен между прибрежной и открытой частью озера. Внешними причинами его формирования служат интенсивное поверхностное выхолаживание, наличие берега и наклонного дна. Так, аналог данного эксперимента, проведенный для водоема с плоским (без уклона) дном, показал, что вблизи берега также формируется мощная струя, достигающая дна, однако она не фиксируется в пространстве и, продвигаясь в сторону открытой границы, со временем покидает расчетную область. По мере генерации нового прибрежного вихря этот процесс может периодически повторяться. Таким образом, уклон дна, обусловливающий эффект энергетической проницаемости микротермобара, оказывается существенным фактором устойчивости прибрежной циркуляции.

Далее эволюция течения определяется характером поступления энергии в систему. При ослаблении поверхностного потока тепла циркуляция может существовать неопределенно долго или затухать со временем. Если теплоотдача через поверхность продолжается с первоначальной скоростью, то вихрь А достигает стадии энергетического насыщения, когда его мощность не возрастает, и начинает оказывать фронтальное динамическое воздействие на вихрь В. К моменту t = 240 мин вихрь В выходит из области через открытую границу. В освободившемся пространстве вихрь А быстро продвигается к правой границе, а на его месте ($x = x_A$) возникает новый, консолидированный из мелких термиков, вихрь примерно такой же интенсивности. В итоге при t = 280 мин картина течения в целом качественно повторяет изображенную на рис. 2. С точки зрения энергетического анализа процесс обновления вихрей необходим для кратковременного освобождения границы и сбрасывания через нее накопившейся кинетической энергии. При неизменном значении B_0 последующие перестройки и восстановления системы вихрей происходят с цикличностью 50–60 мин.

Эволюция поля примеси

Предположим, что нефтепроводная труба, проходящая вдоль дна водоема, дала течь и нефтепродукты начали поступать в окружающее водное пространство. Интенсивность истечения зададим не слишком большой, считая, что присутствие нефти слабо влияет на собственную динамику вихрей. Плотность нефтяной смеси определим постоянной и равной 0,9ρ, так что скорость ее всплывания W_S близка к значению 1,2 см/с [6], что сопоставимо с характерными скоростями конвективных пульсаций. Следовательно, нефтезагрязнитель рассматривается как пассивная примесь с положительной плавучестью. Это позволяет использовать для расчета поля удельной концентрации нефти S полуэмпирическое уравнение переноса и диффузии примеси вида [6]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x} + v\frac{\partial S}{\partial y} + (w - W_S)\frac{\partial S}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial x}K_S\frac{\partial S}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}K_S\frac{\partial S}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}K_S\frac{\partial S}{\partial z} + I_S, \qquad (3)$$

где K_S – коэффициент турбулентной диффузии; I_S – мощность источника примеси. Краевые условия на всех границах поставим в виде

$$\frac{\partial S}{\partial n} = 0. \qquad (4)$$

Мощность источника I_S зададим постоянной по времени и равномерно распределенной по длине продуктопровода. Сложные динамические процессы, описанные выше, приводят к формированию «пятнистой» структуры поля S, сильно меняющейся во времени. Ограничимся здесь рассмотрением интегральной характеристики $\bar{S}(x,t)$, равной суммарному количеству примеси, всплывшей на поверхность за время t. На рис. 3 представлено пространственное распределение величины $\bar{S}/\bar{S}_{\max}$, где $\bar{S}_{\max}$ – максимально возможный слой всплывшей примеси, близкий по значению к суммарному объему эмиссии.

Рис. 3 построен за 6-часовой период, в течение которого пространственные неоднородности сливелировались.

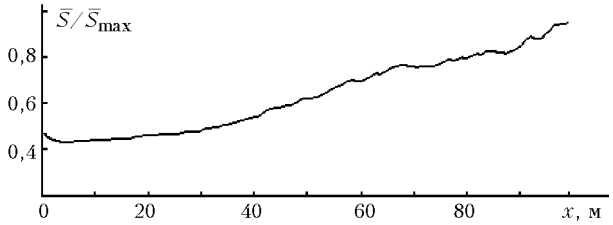

Рис. 3. Горизонтальное распределение нормированного суммарного количества примеси на поверхности за 6-часовой период

Анализ рисунка показывает, что на поверхности аккумулируется около 63% выброшенной нефти, а остальная часть покидает пределы расчетной области через боковую границу. Характер неравномерности указывает на доминирующий механизм горизонтального перераспределения примеси от берега в открытую часть водоема.

Заключение

Построена численная модель прибрежной зоны неглубокого водоема с возможностью явного воспроизведения когерентных структур конвективной природы. Численные эксперименты показали, что интенсивное выхолаживание поверхности воды приводит к формированию пространственно неоднородного течения тонкой структуры и образованию устойчивой прибрежной циркуляции с характерными свойствами термобара. Раскрыт механизм самоподдержки течения за счет энергообмена посредством крупных вихрей. Показаны возможность кратковременного разрушения макроциркуляции, сопровождающегося выбросом кинетической энергии в открытую часть водоема, и последующее восстановление системы вихрей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 03-05-96825.

1. *Шлычков В.А., Пушистов П.Ю.* Подобие структур конвективных пограничных слоев атмосферы и водоема: результаты численных экспериментов с вихреразрешающими моделями // Вычисл. технол. 2002. Т. 7. № 2. С. 113–122.
2. *Бочаров О.Б., Васильев О.Ф., Квон В.И. Овчинникова Т.Э.* Математическое моделирование термобара в глубоком озере // Докл. РАН. 1996. Т. 349. № 4. С. 530–532.
3. *Шлычков В.А.* Исследование вертикального переноса плавучей примеси в водоеме с помощью вихреразрешающей модели // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 6–7. С. 633–636.
4. *Large W.G., Gent P.R.* Validation of Vertical Mixing in an Equatorial Ocean Model Using Large Eddy Simulations and Observations // J. Phys. Oceanogr. 1999. V. 29. N 3. P. 449–464.
5. *Панин Г.Н.* Тепло- и массообмен между водоемом и атмосферой в естественных условиях. М.: Наука, 1985. 206 с.
6. *Озмидов Р.В.* Диффузия примесей в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 280 с.

V.A. Shlychkov. **Numerical study of oil pollutant transport in the shore zone by means of eddy-resolution model.**

The flow in a stratified water body with an inclined bottom is examined when caused by the intensive cooling of the water surface. The occurring buoyancy flow causes the development of convective coherent structures as vertical streams of cooled water. The influence of inclined topography generates the system of active convective eddies which form closed circulation cells. In pollutant emission these cells serve as stagnant zones where the admixture is detained. The evolution of buoyant oil fractions emitted got into the water body due to leakage from an underwater oil pipeline is studied.