

УДК 532.465

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛА ВО ВНУТРЕННИХ ВОДАХ И ПРИБРЕЖНЫХ ОБЛАСТЯХ МОРЕЙ

В. КОШЕБУЦКИЙ*, В. МАДЕРИЧ*, А. НЕСТЕРОВ*, Р. ХЕЛИНГ**

* *Институт проблем математических машин и систем НАН Украины, Киев*

***NRG, Arnhem, The Netherlands*

Получено 26.08.2004

Представлена численная трехмерная модель стратифицированных течений со свободной поверхностью, предназначенная для описания процессов переноса тепла в различных водоемах. Уравнения движения в гидростатическом приближении дополнены уравнениями переноса тепла и соли и $k-\epsilon$ моделью турбулентности. Особое внимание уделено параметризации процессов теплообмена с атмосферой. Вычисления проводятся с использованием двойной сигма систем координат по вертикали и расщепления на бароклинную и баротропную моды. Для решения задачи применяется неявный конечно-разностный метод по вертикали и явный метод – по горизонтали. Приведены примеры расчета сброса тепла с двух объектов энергетики Нидерландов.

Представлена чисельна трьохвимірна модель стратифікованих течій з вільною поверхнею, що призначена для опису процесів переносу тепла в різних водоймищах. Рівняння руху в гідростатичному наближенні доповнені рівняннями переносу тепла і солі і $k-\epsilon$ моделлю турбулентності. Особлива увага приділена параметризації процесів теплообміну з атмосферою. Розрахунки проводяться з використанням подвійної сигма системи координат і розщеплення на барокліну та баротропну моди. Для розв'язку задачі використовується неявний кінцево-різницький метод по вертикалі та явний метод по горизонталі. Наведені приклади розрахунків викиду тепла з двох об'єктів енергетики Нідерландів.

Numerical three-dimensional model of stratified flows with free surface is described. The model is intended to describe heat transport processes in different water bodies. The hydrodynamic equations in hydrostatic approximation are completed by heat and salt transport equations and $k-\epsilon$ model of turbulence. The special attention is devoted to parameterization of heat fluxes between water and atmosphere. The numerical solution was carried out with use double vertical sigma coordinate system and with splitting of velocity into baroclinic and barotropic modes. The problem was solved by use implicit finite-difference scheme in vertical direction and explicit scheme in horizontal plane. Examples of calculation of heat dispersion for two energy objects in the Netherlands are presented.

ВВЕДЕНИЕ

Сбросы подогретой воды в водоемы, реки и прибрежную зону из систем охлаждения объектов энергетики и промышленных установок оказывают существенное влияние на экологическое состояние водной среды. Поэтому такие сбросы регулируются соответствующими нормативами. В частности, в Нидерландах предельно допустимый перепад температуры в системе охлаждения промышленных установок составляет 7°C при максимально допустимой температуре сбросных вод 30°C . Температура водной среды не должна повышаться за счет сброса более чем на 3°C и не должна превосходить 25°C вдали от источника. Подобное регулирование существует и в других странах, с отличиями, обусловленными климатическими особенностями. Указанные требования накладывают серьезные ограничения на функционирование существующих и строящихся охлаждающих систем, особенно в условиях участвующих в последние годы экстремально высоких летних температур.

Прогнозирование гидротермодинамического режима водоема в соответствии с этими правилами должно включать расчеты трехмерного поля температуры в водной среде. К настоящему времени разработаны методики расчета интегральных характеристик водоемов-охладителей, (например, [1-4]). Широкое применение в задачах распространения сточных вод различного происхождения нашел пакет программ “CORMIX” [5], разработанный на основе обобщения результатов лабораторных экспериментов и интегральных моделей струйных течений. Однако применимость его ограничена случаем стационарного сброса в протекающий квазистационарный поток простой геометрии [6]. Ряд двумерных моделей в горизонтальном и вертикальном планах был применен к расчету тепловых сбросов (например, [7,8]). В последние годы для моделирования сбросов тепла начали применяться трехмерные модели [9-12], свободные от большинства ограничений, свойственных более простым моделям.

В настоящей работе представлена трехмерная термогидродинамическая модель, предназначен-

ная для моделирования сбросов тепла в различные водоемы – начиная от прудов охладителей до эстуариев рек и прибрежных областей моря. Модель является развитием разработанной ранее в ИПММС НАН Украины модели THREE TOX [13–14], предварительные результаты моделирования представлены в [11]. В данной работе приведено описание модели и численного метода решения задачи. Особое внимание уделено параметризации процессов теплообмена с атмосферой. Рассмотрены два примера расчетов тепловых выбросов с электростанций в Нидерландах.

1. МОДЕЛЬ

1.1. Уравнения гидротермодинамики

Уравнения движения и неразрывности, записанные в приближении Буссинеска и гидростатики, дополняются уравнениями переноса тепла и соли и уравнением состояния. Система осредненных по Рейнольдсу уравнений гидротермодинамики в декартовой системе координат имеет вид:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla u - f v = & -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left((\nu_t + \nu_f) \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(A_m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} A_m \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right), \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla v + f u = & -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left((\nu_t + \nu_f) \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} A_m \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_m \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla T = & \frac{\partial}{\partial z} \left((\nu'_t + \nu'_f) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(A_h \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_h \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I}{\partial z}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla S = & \frac{\partial}{\partial z} \left((\nu'_t + \nu'_f) \frac{\partial S}{\partial z} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(A_h \frac{\partial S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_h \frac{\partial S}{\partial y} \right), \quad (5) \end{aligned}$$

$$\rho = \rho(T, S, P), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} P(x, y, z, t) = & P_a + g \rho_0 (\zeta - z) + \\ & + g \int_z^\zeta \rho(x, y, z', t) dz'. \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{U} = (u, v, w)$ – вектор скорости; $\vec{x} = (x, y, z)$, координата z отсчитывается вверх от невозмущенной поверхности воды; T и S – температура и соленость соответственно; ζ – отклонение свободной поверхности от невозмущенного значения; f – параметр Кориолиса; P – давление; P_a – атмосферное давление; ρ – плотность воды; $\rho_0 = 1000 \text{ кг м}^{-3}$ – невозмущенная плотность воды; g – ускорение силы тяжести; ν_t и ν'_t – коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости и диффузии соответственно; A_m, A_h – коэффициенты горизонтальной вязкости и диффузии скаляров соответственно; ν_f и ν'_f – фоновые значения коэффициентов вертикальной вязкости и диффузии; $I(z)$ – поток проникающей солнечной радиации; c_p – теплоемкость воды.

В настоящей работе в качестве уравнения состояния используются соотношения [15], хорошо зарекомендовавшие себя в широком диапазоне солености и температуры.

1.2. Модель турбулентности

Коэффициенты турбулентности ν_t, ν_T представляются в виде произведения масштаба турбулентной скорости и линейного масштаба l . Масштаб скорости полагается пропорциональным квадратному корню от кинетической энергии турбулентности k :

$$\nu_t = c_\mu \sqrt{k} l \quad (8)$$

$$\nu_T = c'_\mu \sqrt{k} l. \quad (9)$$

Здесь c_μ, c'_μ – функции устойчивости; масштаб длины выражается через скорость диссипации кинетической энергии турбулентности:

$$\varepsilon = (c_\mu^0)^3 \frac{k^{3/2}}{l}, \quad (10)$$

c_μ^0 – постоянная. Уравнения k – ε модели турбулентности имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla k - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_k \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \\ - \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial k}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial k}{\partial y} \right) = P + B - \varepsilon, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) - \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) = \\ & = \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} G + c_{\varepsilon 3} B - c_{\varepsilon 2} \varepsilon). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $G = \nu_t M^2$ – порождение энергии турбулентности за счет сдвига средней скорости; $B = -\nu_t' N^2$ – порождение/подавление турбулентности силами плавучести;

$$\begin{aligned} M^2 &= \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2, \\ N^2 &= -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}; \end{aligned}$$

$\nu_k = \nu_t, \nu_\varepsilon = \nu_t / \sigma_\varepsilon$, σ_ε – постоянная, $A = A_m$. Используются функции устойчивости [16]:

$$2c_\mu = \frac{s_0 + s_1 \alpha_N + s_2 \alpha_M}{A_{MN}}, \quad (13)$$

$$2c_\mu' = \frac{s_4 + s_5 \alpha_N + s_6 \alpha_M}{A_{MN}}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_M &= \frac{k^2}{\varepsilon^2} M^2, \quad \alpha_N = \frac{k^2}{\varepsilon^2} N^2, \\ A_{MN} &= d_0 + a_1 \alpha_N + d_2 \alpha_M + d_3 \alpha_N^2 + \\ &+ d_3 \alpha_M \alpha_N - d_5 \alpha_M^2. \end{aligned}$$

Безразмерные параметры

$$\begin{aligned} s_0 &= \frac{3}{2} \lambda_1 \lambda_5^2, \\ s_1 &= -\lambda_4 (\lambda_6 + \lambda_7) + 2\lambda_4 \lambda_5 (\lambda_1 - \frac{3}{2} \lambda_2 - \lambda_3) + \\ &+ \frac{3}{2} \lambda_1 \lambda_5 \lambda_8, \\ s_2 &= -\frac{3}{8} \lambda_1 (\lambda_6^2 - \lambda_7^2), \\ s_3 &= 2\lambda_4, s_4 = 2\lambda_5, \\ s_6 &= \frac{3}{2} \lambda_5 (3\lambda_3^2 - \lambda_2^2) - \frac{1}{2} \lambda_5 \lambda_1 (3\lambda_3 - \lambda_2) + \\ &+ \frac{3}{4} \lambda_1 (\lambda_6 - \lambda_7), \\ d_0 &= 3\lambda_5^2, \\ d_1 &= \lambda_5 (7\lambda_4 + 3\lambda_8), \\ d_2 &= \lambda_5^2 (3\lambda_3^2 - \lambda_2^2) - \frac{3}{4} (\lambda_6^2 - \lambda_7^2), \\ d_3 &= \lambda_4 (4\lambda_4 + 3\lambda_8), \\ d_4 &= \lambda_4 [\lambda_2 \lambda_6 - 3\lambda_3 \lambda_7 - \lambda_5 (\lambda_2^2 - \lambda_3^2)] + \\ &+ \lambda_5 \lambda_8 (3\lambda_3^2 - \lambda_2^2), \\ d_5 &= \frac{1}{4} (\lambda_2^2 - 3\lambda_3^2) (\lambda_6^2 - \lambda_7^2) \end{aligned}$$

выражаются через постоянные $\lambda_1, \dots, \lambda_8$. Появление слоя теплой воды в водоеме приводит к усилению стратификации под ним и к подавлению турбулентности вплоть до ее вырождения. Полной ламинаризации при этом не происходит из-за наличия спектра коротких внутренних волн и растекающихся перемешанных пятен [17]. Соответствующие “Фоновые” значения для энергии турбулентности, скорости диссипации коэффициентов вязкости и диффузии имеют вид

$$\begin{aligned} \varepsilon &\geq \varepsilon_{min} = 13\nu N^2, \\ k &\geq k_{min} = \sqrt{13}\nu N, \\ \nu_f &= \nu_f' = c_{min}\nu. \end{aligned}$$

Коэффициенты горизонтальной турбулентной вязкости и диффузии аппроксимируются формулой Смагоринского [18]:

$$\begin{aligned} (A_m, A_h) &= (C_m, C_h) \frac{1}{2} \Delta x \Delta y \times \\ &\times \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

где C_m, C_h – постоянные; $\Delta x, \Delta y$ – масштабы мелкомасштабных движений.

Постоянные $k-\varepsilon$ модели турбулентности [20]: $c_{\varepsilon 1} = 1.44$, $c_{\varepsilon 2} = 1.92$, $c_{\varepsilon 3}(B < 0) = -0.4$, $c_{\varepsilon 3}(B > 0) = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.08$, $c_\mu^0 = 0.5562$. Постоянные функций устойчивости определены в [16]: $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7, \lambda_8) = ((0.107, 0.0032, 0.0864, 0.12, 11.9, 0.4, 0, 0.48))$. Стандартные значения постоянных в формуле Смагоринского составляют: $C_m = 0.1 - 0.2$, $C_h = 0.2C_m$ [19]. Значения c_{min} выбираются в диапазоне $1 \div 10$.

1.3. Граничные условия

Граничные условия на поверхности $z = \zeta$ имеют вид:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} = w, \quad (16)$$

$$\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_x}{\rho_0}, \quad \nu_t \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\tau_y}{\rho_0}, \quad (17)$$

$$\rho_0 c_p \nu_t' \frac{\partial T}{\partial z} = Q, \quad \nu_t' \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad (18)$$

где τ_x, τ_y – касательные напряжения ветра; Q – поток тепла. На $z = -H$ выполняются условия прилипания и отсутствия потоков тепла и соли. В предположении наличия слоя постоянных напряжений эти условия заменяются на асимптотиче-

ские условия для $z \rightarrow -H$:

$$-u \frac{\partial H}{\partial x} - v \frac{\partial H}{\partial y} = w, \quad (19)$$

$$\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} = C_D \sqrt{u^2 + v^2} u, \quad \nu_t \frac{\partial v}{\partial z} = C_D \sqrt{u^2 + v^2} v, \quad (20)$$

$$\nu_t' \frac{\partial T}{\partial z} = \nu_t' \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad (21)$$

где

$$C_D = \max \left(0.0025; \frac{\kappa}{\ln \tilde{z}/z_b} \right);$$

Здесь κ – постоянная Кармана; z_b – масштаб шероховатости дна. В расчетах $\tilde{z} = z + H$ соответствует ближайшему ко дну расчетному уровню. Граничные условия для энергии турбулентности и скорости диссипации также формулируются в предположении наличия слоя постоянных потоков:

у поверхности воды –

$$k = \left(\frac{u_*^s}{c_\mu^0} \right)^2, \quad \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tilde{z}} = (c_\mu^0)^3 \frac{k^{3/2}}{\kappa(\tilde{z} + z_0)^2}, \quad (22)$$

и у дна –

$$k = \left(\frac{u_*^b}{c_\mu^0} \right)^2, \quad \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tilde{z}} = (c_\mu^0)^3 \frac{k^{3/2}}{\kappa(\tilde{z} + z_b)^2}. \quad (23)$$

Здесь u_*^s, u_*^b – динамическая скорость у поверхности и у дна соответственно; \tilde{z} – расстояние от поверхности или дна; z_0 – параметр шероховатости поверхности водоема. Заметим, что условие для скорости диссипации в приведенной форме было предложено в работе [21].

На твердых боковых границах задаются условия прилипания для горизонтальных составляющих скорости и отсутствия потоков скаляров:

$$u = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial}{\partial n}(T, S, k, \varepsilon) = 0, \quad (24)$$

где n – внешняя нормаль.

На участках границы со втоком вод задаются расходы и значения температуры и солености. Особую сложность представляет задание граничных условий на жидких границах, когда течения меняют знак. В части границы, где жидкость втекает, задаются значения скорости, уровня и скалярных переменных. Там, где жидкость вытекает, используются условия излучения [22] для скорости и модифицированные условия излучения [23]:

для уровня –

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \sqrt{gH} \frac{\partial \zeta}{\partial n} = \frac{\zeta - \zeta_{bound}}{T_*},$$

для скаляра $\phi = (T, S, k, \varepsilon)$ –

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + v_n \frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\phi - \phi_{bound}}{T_{**}}.$$

Здесь $\zeta_{bound}, \phi_{bound}$ – заданные значения уровня и скаляра на границе; T_*, T_{**} – параметры релаксации; v_n – нормальная составляющая скорости.

1.4. Параметризация потоков тепла и импульса через поверхность воды

Поток тепла через поверхность водоема включает долю потока приходящей солнечной радиации Q_s , затраты тепла на испарение Q_e , турбулентный поток тепла Q_h и баланс длинноволновой радиации Q_b :

$$Q = (1 - \gamma)Q_s + Q_e + Q_h + Q_b, \quad (25)$$

Здесь γ – доля приходящей радиации, поглощенной в слое воды ($1 \geq \gamma \geq 0$). В расчетах, приведенных здесь, принято $\gamma = 1$. Уменьшение потока солнечной радиации, проникающей в воду, аппроксимируется соотношением

$$\frac{\partial I}{\partial z} = \frac{I}{h(z)}, \quad (26)$$

где $h^{-1}(z)$ – коэффициент поглощения. При постоянном коэффициенте поглощения

$$I(z) = \gamma Q_s \exp(z/h). \quad (27)$$

Поток коротковолнового излучения Q_s рассчитывался по потоку на верхней границе атмосферы, откорректированному затем за счет угла падения солнечных лучей, влажности и облачности в толще атмосферы. Использовались соотношения, приведенные в работах [8,25]:

$$Q_s = \begin{cases} \alpha'(1 - \alpha)K \left(\frac{(\cos \eta + 2.7) re(T_a)}{P_a S_0 \cos^2 \eta} + \right. \\ \left. + \frac{1.085 \cos \eta + 0.1}{S_0 \cos^2 \eta} \right)^{-1} \left(\frac{\bar{d}}{d} \right)^2, & \cos \eta \geq 0, \\ 0, & \cos \eta \leq 0. \end{cases} \quad (28)$$

Здесь $S_0 = 1370 \text{ Вт м}^{-2}$ – солнечная постоянная; $\alpha' = 0.9, \alpha = 0.06$ – альbedo; η – угол падения солнечных лучей; T_a – температура воздуха ($^{\circ}\text{K}$); P_a – давление воздуха (Па); r – относительная влажность; $e(T_a)$ – давление насыщенного водяного пара в воздухе (Па); n – облачность; d – расстояние

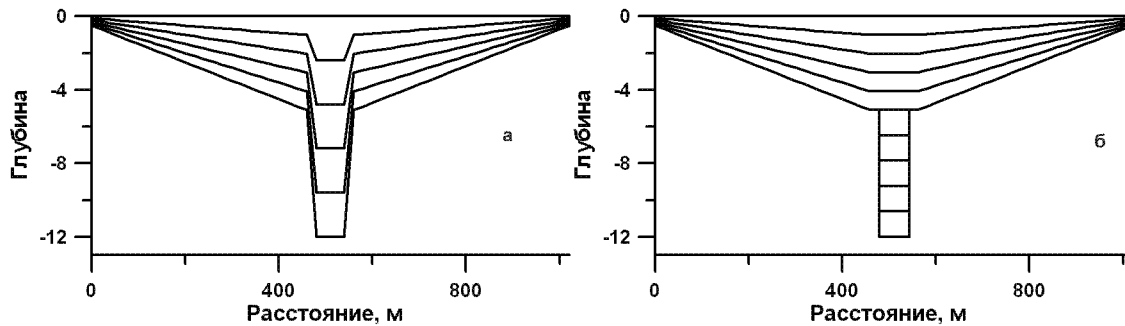


Рис. 1. Сигма уровни в одинарной (а) и двойной (б) сигма-системах координат.

между Солнцем и Землей. Отношение среднего-
дового расстояния \bar{d} к текущему расстоянию ап-
проксимируется соотношением

$$\left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 = 1.00011 + 0.00128 \sin \beta + 0.034221 \cos \beta + 0.000077 \sin 2\beta + 0.000719 \cos 2\beta, \quad (29)$$

где $\beta = 2\pi J_d/365$, J_d – юлианский день. Угол паде-
ния солнечных лучей η рассчитывается в зависи-
мости от угла деклинации δ , широты φ и текущего
времени t , отсчитываемого от полудня:

$$\cos \eta = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos \psi, \quad \psi = \frac{2\pi t}{86400}.$$

Угол деклинации

$$\delta = 0.06918 + 0.070267 \sin \beta - 0.399912 \cos \beta + 0.000907 \sin 2\beta - 0.006758 \cos 2\beta + 0.00148 \sin 3\beta - 0.002697 \cos 3\beta.$$

Параметр

$$K = 1.0 - 0.62n + 0.0019 \eta_{noon},$$

где η_{noon} – угол падения солнечных лучей в пол-
день:

$$\sin \eta_{noon} = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi.$$

Для расчета баланса длинноволнового излуче-
ния водной поверхности известен ряд формул (см.
[26]). Ниже приводится формула [26], оказавшаяся
наиболее точной для условий Южной Балтики:

$$Q_b = \sigma_T [0.98T_s^4 - 0.732T_a(1 - \exp(-0.47e_a)) \times (1 - 0.067n + 0.301n^2)], \quad (30)$$

где $\sigma_T = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт · м⁻²; K^{-4} – постоянная
Стефана-Больцмана; T_s – температура воды на

поверхности водоема; e_a – давление водяного пара
(мб). Конвективный поток тепла, затраты тепла
на испарение и динамическая скорость u_* рассчи-
тываются по формулам [27]

$$Q_h = C_p \rho_a \kappa u_* \frac{T_a - T_s}{\ln \frac{z_a}{z_0} - \psi_h}, \quad (31)$$

$$Q_e = \rho_a L_v \kappa u_* \frac{q_a - q_s}{\ln \left(\frac{\kappa u_* z_a}{\chi_a} + \frac{z_a}{z_0} \right) - \psi_h}, \quad (32)$$

$$u_* = \max \left(\frac{\kappa V}{\ln \frac{z_a}{z_0} - \psi_m}, 0 \right), \quad (33)$$

где ρ_a – плотность воздуха; z_a – высота уровня
измерений над поверхностью воды; C_p – теплоем-
кость воздуха; T_a, T_s – температура на уровне z_a
и на уровне воды; q_a, q_s – удельная влажность на
высоте z_a и у поверхности моря соответственно:

$$q = \frac{0.622re}{P_a - 0.378re}, \quad q_s = \frac{0.622e}{P_a - 0.378e}; \quad (34)$$

$\chi_a = 2.4 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ – коэффициент молекуляр-
ной диффузии воздуха; L_v – теплота испарения;
 ψ_m and ψ_h – безразмерные функции, зависящие
от числа Ричардсона

$$Ri_B = \frac{gz_a T_{va} - T_{vs}}{T_a V^2} \quad (35)$$

и параметра $\ln(z_a/z_0)$; T_{va} и T_{vs} – виртуальная
температура на соответствующих уровнях:

$$T_v = T(1 + 0.6078q); \quad (36)$$

параметр

$$V = \sqrt{V_a^2 + V_c^2} \quad (37)$$

характеризует вклад скорости ветра V_a на уровне
 z_a и “конвективной” скорости V_c :

$$V_c = \begin{cases} 0, & T_s < T_a, \\ \sqrt{(T_s - T_a)gz_a/T_a}, & T_s \geq T_a. \end{cases} \quad (38)$$

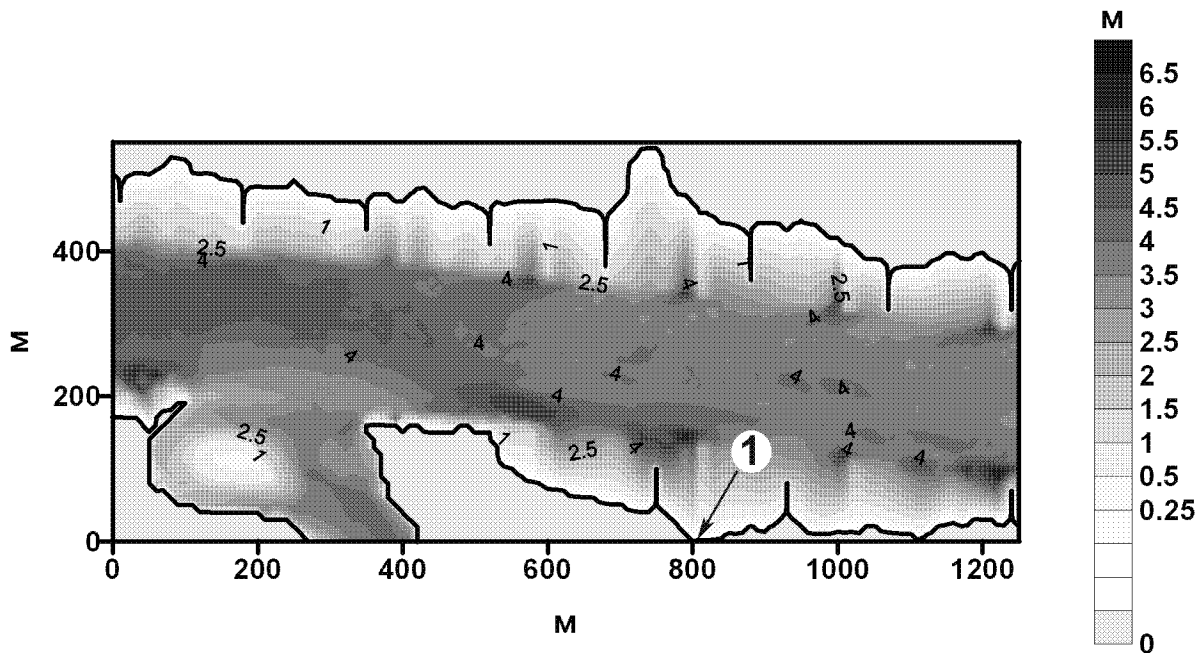


Рис. 2. Батиметрия р.Вaal вблизи выпуска вод (1) из системы охлаждения ТЭС "G-13".

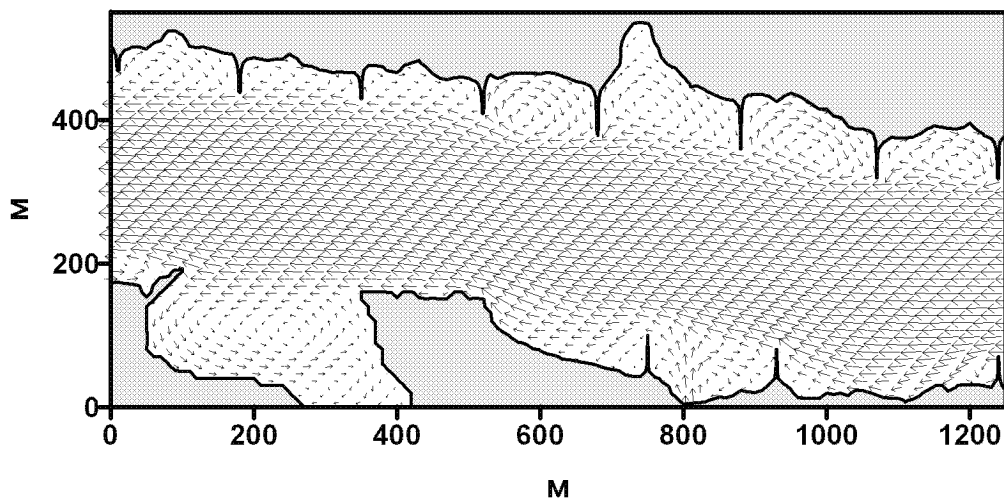


Рис. 3. Рассчитанные скорости на поверхности р. Vaal для 11 час. 4 декабря 2003 года

Функции ψ_m , ψ_h определены в [27] следующим образом:

(а) устойчивая стратификация ($Ri_B > Ri_C$)

$$\psi_m = \psi_h = -10 \ln \frac{z_a}{z_0};$$

(б) устойчивая стратификация, турбулентность механического происхождения ($0 \leq Ri_B \leq Ri_C$)

$$\psi_m = \psi_h = -5 \frac{Ri_B}{1.1 - 5Ri_B} \ln \frac{z_a}{z_0};$$

(в) неустойчивая стратификация, вынужденная

конвекция ($Ri_B < 0$, $\left| \frac{h_a}{z_a} Ri_B \ln \frac{z_a}{z_0} \right| \leq 1.5$)

$$\psi_m = \psi_h = 0;$$

(г) неустойчивая стратификация, свободная конвекция ($Ri_B < 0$, $\left| \frac{h_a}{z_a} Ri_B \ln \frac{z_a}{z_0} \right| \geq 1.5$):

$$\begin{aligned} \psi_m &= -1.86\bar{z} - 1.07\bar{z}^2 - 0.249\bar{z}^3 + \\ &\quad + 1.86\bar{z}_0 + 1.07\bar{z}_0^2 + 0.249\bar{z}_0^3, \\ \psi_h &= -3.23\bar{z} - 1.99\bar{z}^2 - 0.474\bar{z}^3 + \\ &\quad + 3.23\bar{z}_0 + 1.99\bar{z}_0^2 + 0.474\bar{z}_0^3. \end{aligned}$$

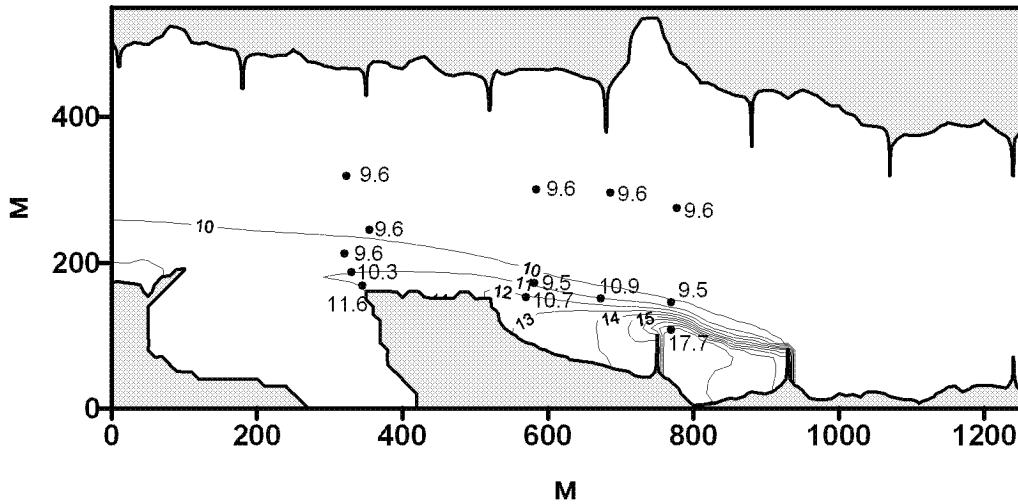


Рис. 4. Сопоставление рассчитанной и измеренной в 11 час. 4 декабря 2003 года поверхностной температуры р. Ваал.

Здесь критическое число Ричардсона $Ri_C = 0.2$;

$$\bar{z} = \frac{z_a}{L} = Ri_B \ln \frac{z_a}{z_0}; \quad (39)$$

L – масштаб Монина-Обухова:

$$L = \frac{c_p \rho_a T_a u_*^3}{\kappa g Q_h}; \quad (40)$$

$\bar{z} = z_0/h_a$, $h_a = 1000$ м – толщина планетарного пограничного слоя. Для параметра шероховатости водной поверхности может быть использовано соотношение Чарнока

$$z_0 = 0.032 \frac{u_*^2}{g} + 10^{-4}. \quad (41)$$

Система уравнений для турбулентных потоков импульса, тепла и влаги сводится к одному нелинейному алгебраическому уравнению для u_* , которое решается методом последовательных приближений.

1.5. Метод решения задачи

Для гладкого описания рельефа дна удобно перейти к сигма-системе координат [24]:

$$\sigma = \frac{z - H}{\zeta - H}. \quad (42)$$

Однако в случае резко меняющегося рельефа дна, например, при наличии узких и глубоких судоходных каналов, использование сигма-системы может

приводить к значительным ошибкам в расчете горизонтальных градиентов давления [28], адвекции, горизонтальной вязкости и диффузии. Для таких областей используется двойная сигма-система координат [29]. Этот подход проиллюстрирован на рис. 1. Область расчетов разбивается по вертикали на два слоя: один охватывает верхнюю мелководную подобласть, а во втором находится глубоководная часть водоема. Для каждой из подобластей используется своя сигма-система координат.

При численном решении задачи применялось расщепление полей скорости на среднюю по глубине (баротропную) составляющую и бароклинную составляющую [24,19], что позволило проводить расчеты для этих составляющих с различными шагами по времени. Система уравнений задачи решалась конечно-разностным методом второго порядка. Уравнения для баротропных составляющих скорости уровня решались по явной схеме, тогда как для членов с вертикальной вязкостью и диффузией применяется неявная схема. Для адвективных членов в уравнениях переноса скаляров использовалась схема второго порядка [30].

2. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТОВ

Приведенная выше модель применялась для расчетов теплового загрязнения ряда объектов энергетики в Нидерландах, расположенных на реках, озерах, приливном эстуарии (порт Роттердам) и

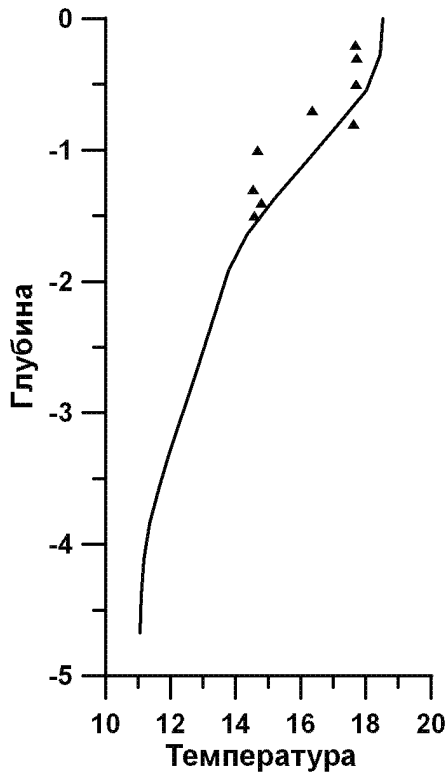


Рис. 5. Рассчитанный и измеренный (точки) вертикальный профиль температуры вблизи точки сброса

побережья Северного моря. Ниже приведены два примера расчетов дисперсии тепла в реке Ваал и озере Бергум.

2.1. Гельдерланд-13

Тепловая электростанция (ТЭС) «Гельдерланд-13» расположена на берегу р. Ваал (Waal, рукав Рейна) в провинции Гельдерланд (Нидерланды). Вода из системы охлаждения ТЭС поступает в реку по каналу (рис. 2). Наличие берегозащитных дамб на реке, искажающих поток вблизи берега, делает затруднительным применение таких моделей, как CORMIX [5], для расчета разбавления вод в окрестности сброса вод. Моделирование распространения теплового загрязнения проводилось с горизонтальным шагом 10 м и 20 сигма-уровнями по вертикали для расчетной области, показанной на рис. 2. На рис. 3–5 приведены результаты расчетов на 11 час. 4 декабря 2003 года, когда была проведена температурная съемка в области водовыпуска (см. рис. 4). Как видно на рис. 3 за дамбами образуются круговороты, а в области водовыпуска существует зона с противотечением, влияющая на разбавление вод. Как следует из рис.

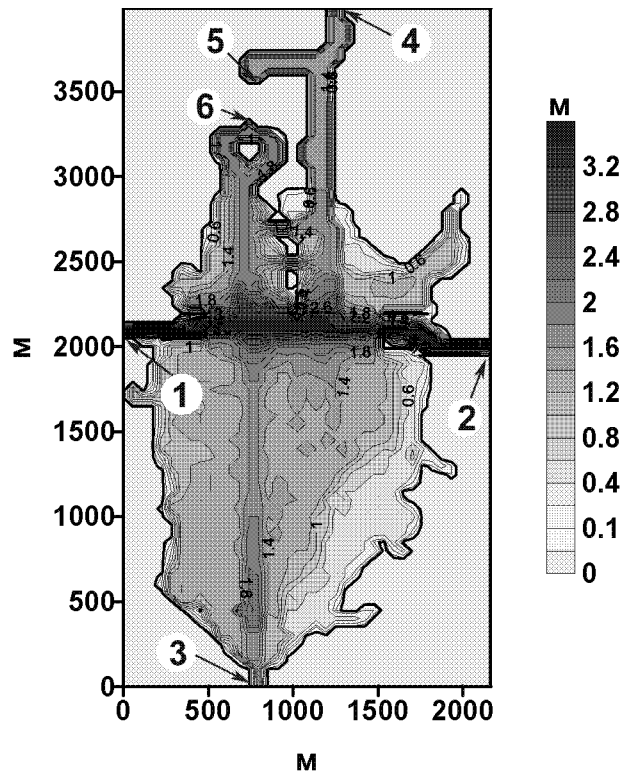


Рис. 6. Батиметрия оз. Бергум

4–5, распределение температуры по горизонтали и по вертикали неплохо согласуется с измерениями.

2.2. Озеро Бергум

Озеро Бергум (Bergumermeer), расположенное на севере Нидерландов в провинции Фрислан, представляет собой относительно мелкий водоем с глубинами 1–1.5 м, соединенный судоходными каналами с озером Иссель (IJsselmeer) и Северным морем. На рис. 6 приведена батиметрия оз. Бергум с судоходными каналами глубиной 2–3 м, пересекающими озеро в направлении каналов «Princess Margriet» (1–2), «Zwemmer» (3), «De Lits» (4). Воды озера используются для охлаждения конденсаторов тепловой электростанции, работающей на газе в суточном режиме. На рис. 6 показано положение водозабора (5) и водовыпуска ТЭС (6). Наконец, озеро является местом рекреации. Следует отметить, что расходы в каналах при работе шлюзовой системы и расходы охлаждающей воды в ТЭС соизмеримы ($20\text{--}80\text{ м}^3\text{с}^{-1}$). Сочетание указанных факторов делает расчет гидротермодинамики озера достаточно сложным ввиду множества меняющихся во времени факторов: ветер, потоки тепла из атмосферы, сброс и забор воды для

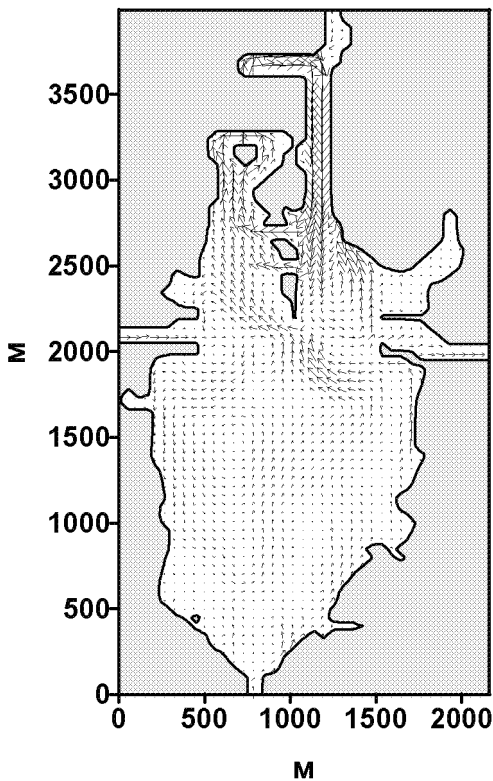


Рис. 7. Рассчитанные скорости на поверхности оз. Бергум

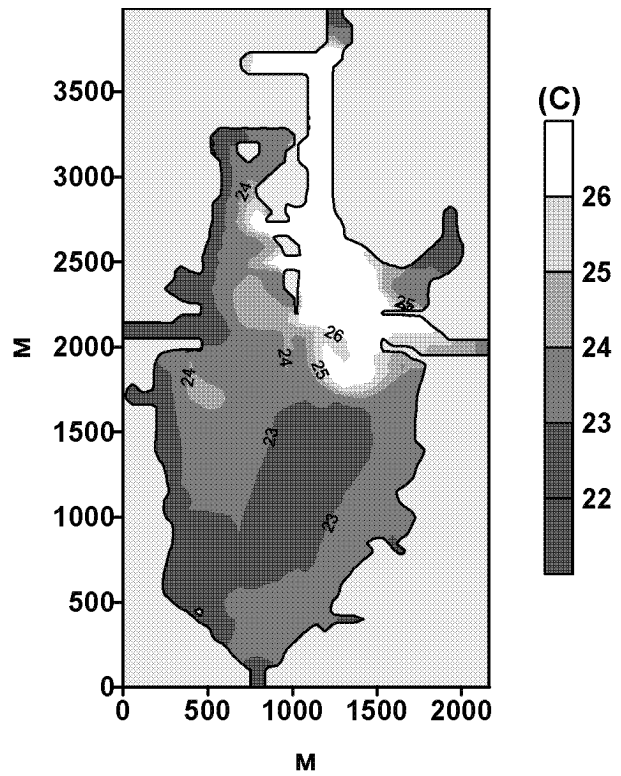


Рис. 8. Рассчитанная температура поверхности оз. Бергум

систем охлаждения ТЭС, работающей в суточном режиме, потоки воды из каналов, температура воды в которых отличается от температуры вод озера.

Проведен ряд численных экспериментов, целью которых было исследование возможности использования модели для оперативного прогноза термического состояния на ближайшие сутки и выбора режима работы ТЭС. Численные эксперименты показали, что для таких расчетов допустимым является разрешение 50 м и 7-10 сигма-уровней в верхнем слое, аппроксимирующем распределение глубин в мелководной части озера и такое же число уровней для каналов. С таким разрешением прогноз на сутки на РС Р-IV с частотой 3 ГГц требует менее 10 минут. Ряд расчетов проведен для апробации модели по данным измерений. Они показали сложный характер течений с зонами рециркуляции, обусловленными как выпуском воды из системы охлаждения, так и работой шлюзов и полем ветра (см. рис. 7–8). Подобная картина зафиксирована по данным инфракрасной аэро съемки (рис. 9). Интересным оказался вопрос о проходах в барьере между выпуском вод и водозабором. При определенных углах направления ве-

тра теплая вода проникала через эти проходы (см. также рис. 9), что приводило, как показали контрольные расчеты с перекрытыми проходами, к повышению температуры на 2°C . В соответствии с рекомендацией авторов эти проходы были засыпаны.

Было проведено моделирование термического режима озера с 1 по 28 августа 2001 года. Этот период времени выбран потому, что в августе имели место две “тепловые волны” (14-15 и 24-26 августа), когда ТЭС отключалась, чтобы температура сбросных вод не превосходила 30°C . Результаты расчетов температуры на водозаборе и водовыпуске на рис.10-11 сопоставлены с измерениями. Следует подчеркнуть, что температура воды в водовыпускном канале рассчитывалась по данным о мощности станции, насосов и температуре воды на водозаборе. Расчеты и измерения показали, что функционирование этого мелкого озероохладителя определяется суточным режимом работы ТЭС, изменениями погоды и режимом шлюзов, что делает невозможным использование более простых моделей, не учитывающих все эти факторы во взаимодействии. Погрешность расчета температуры воды на водовыпуске составляла около



Рис. 9. Инфракрасное изображение оз. Бергум

0.5°C, за исключением периодов, когда ТЭС была выключена. Для этих периодов важны локальные условия в водовыпускном канале. В целом, результаты расчетов показали перспективность использования модели для краткосрочного прогноза состо-



Рис. 10. Рассчитанная и измеренная температура на водозаборе ТЭС

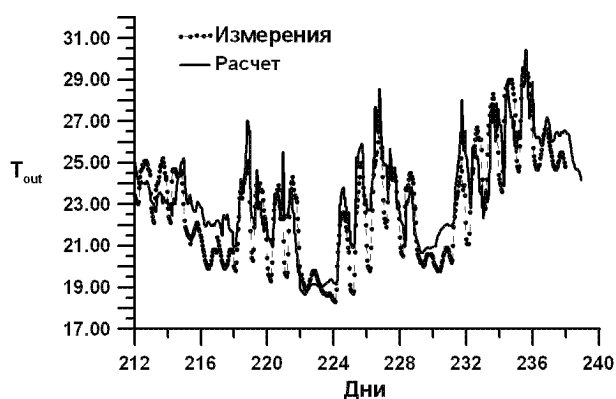


Рис. 11. Рассчитанный и измеренная температура на водовыпуске ТЭС

яния водоема охладителя и возможность применения модели в процессе оперативного управления ТЭС, работающей в пиковом режиме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численная трехмерная модель стратифицированных течений со свободной поверхностью применяется для описания процессов переноса тепла в водоемах. Для моделирования такого рода процессов особенно важны параметризация перемешивания в устойчиво стратифицированной среде и процессов теплообмена с атмосферой, которым в работе уделено основное внимание. Приведены примеры расчета сброса тепла с двух объектов энергетики Нидерландов. Расчеты показали возможность использования модели для решения широкого круга экологических задач, связанных с тепловым загрязнением водоемов, в том числе задач прогноза. Дальнейшее развитие модели состоит в уточнении параметризации теплообмена с атмосферой, в том числе и за счет учета процессов трансформации воздушной массы над во-

доемами [2] и в описании перемешивания в ближней зоне водовыпуска, где необходимо использование вложенных сеток и негидростатических моделей [31] для описания струйных течений при подповерхностном водовыпуске.

1. *Harleman D. R.F., Brocard D.N., Najaraian T.O.A.* A predictive model for transient temperture distribution in unsteady flow.– MIT, R.Parsons Lab. Water. Res. Hydrodyn.: Report No 175, 1973.– 109 p.
2. *Никитин И.К., Доманов В.Н., Костин А. Г.* Метод расчета охлаждающей способности водоемов охладителей с учетом трансформации и стратификации воздушного приводного слоя // Стратифицированные и турбулентные течения.– К.: Наук. думка, 1979.– 119–128 с.
3. *Браславский А.П. Кумарина М.Н., Смирнова М.Е.* Тепловое влияние объектов энергетики на водную среду.– Л.: Гидрометеиздат, 1989.– 252 с.
4. *Никифорович Е.И., Костин А. Гб Доманов В.Н.* Метод исследования тепломассообменных процессов между водной поверхностью и атмосферой в водоемах охладителях // Прикл. гидромеханика.– 2002.– 76, N 3.– С. 48–58.
5. *Jirka G.H., Doneker R.L., Hinton S.W.* User's manual for CORMIX: a hydrodynamic mixing zone model and decision support system for pollutant discharges into surface waters.– Prepared for USEPA Office of Science and Technology: Cooperative Agreement No. CX824847-01-0, 1996.– 152 p.
6. *Schreiner S.P., Krebs T.A., Strebel D.E., Brindley A.* Testing the CORMIX model using thermal plume data from four Maryland power plants. // Env. Modeling & Software.– 2002.– 17.– P. 321–331.
7. *Zeng P., Chen H., Ao B., Ji P., Wang X., Ou Z.* Transport of waste heat from a nuclear power plant into coastal water. // Coastal Eng.– 2003.– 44.– P. 301–319.
8. *Архипов Б.В., Солбаков В.В., Шапочкин Д.А., Хублярян Г.М.* Опыт использования продольно-вертикальной модели с ответвляющимися каналами для расчета термогидродинамического режима водоемов-охладителей сложной формы // Метеорология и гидрология.– 1996.– N 7.– С. 85–97.
9. *Raithby G.D., Elliott R.V., Hutchinson B.R.* Prediction of three-dimensional thermal discharge flows // J. Hydr. Eng.– 1988.– 114.– P. 720–737.
10. *Гра Р., Квон В.И., Филатова Т. Н.* Трехмерные модели в расчетах течений и температуры воды в континентальных водоемах разных типов // Тр. Всес. гидр. съезда. т.8. Озера и водохранилища.– Л.: Гидрометеиздат, 1990.– С. 357–366.
11. *Heling R., Maderich V., Koshebutsky V.* THREE-TOX model. Application for the control of waste heat in reservoirs and estuaries. // Proceedings of the Fifth International Conference on Hydroinformatics.– Cardiff, UK, 2002.– P. 405–410.
12. *Jiang J., Fissel D.B., Topham D.* 3D numerical modeling of circulations associated with a submerged buoyant jet in a shallow coastal environment. // Estuarine, Coastal and Shelf Sciences.– 2003.– 58.– P. 475–486.
13. *Margvelashvili N., Maderich V., Zheleznyak M.* THREE-TOX - computer code to simulate three-dimensional dispersion of radionuclides in homogeneous and stratified water bodies // Radiation Protection Dosimetry.– 1997.– 73.– P. 177–180.
14. *Margvelashvili N., Maderich V., Yuschenko S., Zheleznyak M.* 3D modelling of the mud and radionuclide transport in Chernobyl cooling pond and Dnieper-Boog Estuary // Fine Sediments Dynamics in the Marine Environment.– Proceedings of INTERCOH-2000. ed. J.C. Winterwerp and C. Kranenburg, Elsevier, 1997.– P. 595–610.
15. *Mellor G.L.* An equation of state for numerical models of ocean and estuaries // J. Atmos. Ocean. Tech.– 1991.– 8.– P. 609–611.
16. *Canuto V. M., Howard A., Cheng Y., Dubovikov M.S.* Ocean Turbulence. Part I: One-Point Closure Model-Momentum and Heat Vertical Diffusivities // J. Phys. Oceanogr.– 2001.– 31.– P. 1413–1426.
17. *Мадерич В.С., Никишов В.И., Стеценко А.Г.* Динамика внутреннего перемешивания в стратифицированной среде.– К.: Наук. думка, 1988.– 240 с.
18. *Smagorinsky J.* General circulation experiments with primitive equations. 1. The basic experiment // Monthly Weather Rev.– 1963.– 91.– P. 99–164.
19. *Mellor G.L.* User's guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model. Program in Atmospheric and Oceanic Sciences.– Princeton NJ: Princeton University, 2003.– 53 p.
20. *Burchard H.* Applied turbulence modelling in marine waters.– Berlin: Springer, 2002.– 252 p.
21. *Железняк М.И.* О структуре придонного волнового турбулентного пограничного слоя // Гидромеханика.– 1988.– N 58.– С. 1–8.
22. *Orlanski I.* A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. // J. Comput. Phys.– 1976.– 21.– P. 251–269.
23. *Blumberg A.F., Kantha L.H.* Open boundary condition for circulation models // J. Hydraul. Eng.– 1985.– 111.– P. 237–255.
24. *Blumberg A.F., Mellor G.L.* A description of a three-dimensional coastal ocean circulation // Three-Dimensional Coastal Ocean Models.– 1987, N. Heaps (ed), Washington, D.C., Am. Geoph. Union.– P. 1–16.
25. *Oberhuber J.M.* Description of the Parallel Isopycnal Primitive Equation OGCM PIPE. Technical Report No. 19.– Hamburg: Deutsches Klimarechenzentrum GmbH, 1999.– 252 p.
26. *Zapadka T., Wozniak S.B., Wozniak B.* A simple formula for the net long-wave radiation flux in the southern Baltic Sea // Oceanologia.– 2001.– 43.– P. 265–277.
27. *Blackadar A.* High resolution models of the planetary boundary layer // Advances in Environmental Science and Engineering.– 1989, No 1. Pfafflin and Ziegler, Eds. Gordon and Breich, NY.– P. 50–85.
28. *Haney R.L.* On the pressure gradient force over steep topography in sigma co-ordinate ocean models // J. Phys. Oceanogr.– 1991.– 21.– P. 610–619.
29. *Beckers J.-M.* Application of a 3D model to the Western Mediterranean // J. Mar. Systems.– 1991.– 1.– P. 315–332.
30. *Van Leer B.* Toward the ultimate conservative difference scheme. V: A second order sequel to Godunov's method // J. Comput. Phys.– 1979.– 32.– P. 101–136.
31. *Канарская Ю.В., Мадерич В.С.* Численная негидростатическая модель стратифицированных течений // Прикл. гидромеханика.– 2002.– 76, N 3.– С. 12–21.