

УДК 551.482.214.51

МОДЕЛЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРЕННОГО КИСЛОРОДА ПРИ КОНВЕКТИВНОМ ПЕРЕМЕШИВАНИИ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ВОДОЕМА

В. В. Алексеев, Ю. И. Горбатов, А. Ю. Лоскутов

(кафедра физики моря и вод суши)

В работе [1] нами была построена модель кислородного режима пресного водоема при летнем нагреве. В настоящей работе делается попытка моделирования температурного и кислородного режима водоема при осеннем выхолаживании с учетом конвективного перемешивания.

Изучение динамики вертикального распределения температуры и концентрации кислорода при выхолаживании водоема сверху было

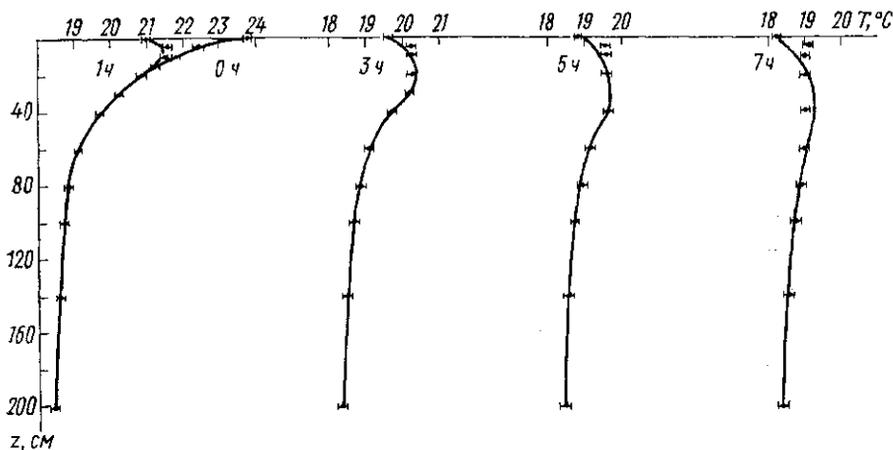


Рис. 1. Сравнение теоретических профилей температуры воды (кривые) с экспериментальными данными (точки). Время указано в часах после начала выхолаживания

проведено на экспериментальной установке, подробно описанной в работе [1]. Вода в бассейне была устойчиво стратифицирована, причем температура поверхностного слоя воды составляла $23,8^{\circ}\text{C}$, а придонного слоя — $18,5^{\circ}\text{C}$. Температура воды измерялась на 18 фиксированных горизонтах платиновыми термометрами сопротивления и регистрировалась самописцами КСМ-4. Точность измерения $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$. Концентрация растворенного кислорода в поверхностном слое составляла $8,5$ мг/л, на глубине 60 см достигала $11,3$ мг/л и оставалась такой же до дна бассейна. Концентрация кислорода измерялась на 12 фиксированных горизонтах торцевыми мембранными оксиметрами и регистрировалась самописцем КСП-4. Точность измерения $0,2$ мг/л.

Затем была включена охлаждающая установка, которая работала непрерывно до конца эксперимента. Верхний слой воды в бассейне начал выхолаживаться, возникли неустойчивая плоскостная стратификация и конвективное перемешивание. При дальнейшем выхолаживании поверхности воды толщина перемешанного слоя с изотермическим распределением температуры увеличивалась, и конвекция проникала на все большую глубину. В течение 10 ч конвективное перемешивание охватило весь объем бассейна и вертикальное распределение всех

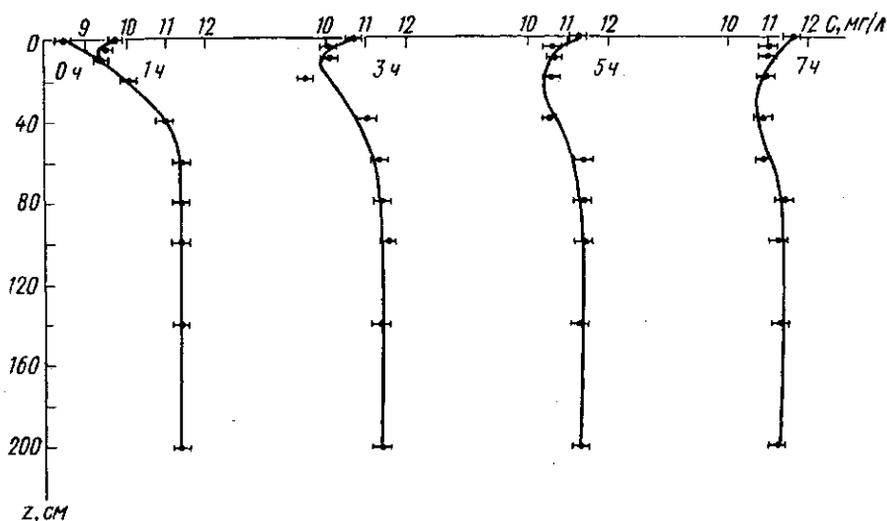


Рис. 2. Сравнение теоретических профилей концентрации растворенного кислорода (кривые) с экспериментальными (точки). Время указано в часах после начала выхолаживания

параметров стало однородным. Измеренные значения температуры воды приведены на рис. 1. Хорошо видно наличие тонкого холодного слоя воды на поверхности. Температура поверхности оставалась меньше температуры изотермического слоя на $0,6-0,8^{\circ}\text{C}$.

По мере развития перемешанного слоя верхние слои воды с низкой концентрацией кислорода заглублялись до нижней границы изотермического слоя, вода же с этой границы (с более высокой концентрацией кислорода) поднималась к поверхности. Концентрация кислорода за время перемешивания выравниваться не успевала, и в результате возникал четкий минимум ее на нижней границе изотермического слоя. По мере увеличения перемешанного слоя этот минимум концентрации постепенно размывался и исчезал. В дальнейшем наблюдалось увеличение концентрации кислорода в изотермическом слое и к моменту, когда перемешивание охватывало весь объем бассейна, концентрация кислорода также выравнивалась по всей глубине и достигала 11 мг/л . В тонком холодном поверхностном слое концентрация кислорода все время оставалась на $0,5-0,7\text{ мг/л}$ выше, чем в изотермическом слое. Измеренные значения концентрации растворенного кислорода приведены на рис. 2.

Математическая модель описанных процессов строилась на основе квазилинейного уравнения теплопроводности с коэффициентом турбулентного обмена, зависящим от температуры:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right], 0 \leq z \leq H, t > 0, \quad (1)$$

где $T(z, t)$ — температура воды, $D(T)$ — коэффициент турбулентного обмена, H — глубина бассейна.

Начальное распределение температуры задавалось численно по данным эксперимента. В качестве граничного условия у дна бассейна выбрано условие постоянства температуры:

$$T(H, t) = T_H. \quad (2)$$

Граничное условие на поверхности ($z=0$):

$$T(0, t) = f(t), \quad (3)$$

где функция $f(t)$ также задавалась численно по данным эксперимента.

Выражение для коэффициента турбулентного обмена при конвекции было ранее получено в работе [2]:

$$D(T) = \frac{16}{\pi^4} Ra^{1/4} \ln \left(\frac{Ra^{1/4}}{\pi e} \right). \quad (4)$$

Здесь Ra — число Рэлея, определяемое следующим образом:

$$Ra = Gr \cdot Pr,$$

где Gr — число Грассгофа, Pr — число Прандтля. Числа Грассгофа и Прандтля в реальных условиях определяются следующим образом:

$$Gr = \alpha g z^3 \Delta T_0 / \nu^2; \quad Pr = \nu / \chi, \quad (5)$$

где α — коэффициент температурного расширения, равный для воды 10^{-4} град $^{-1}$ в достаточно большом интервале температур; g — ускорение силы тяжести; ν — молекулярный коэффициент кинематической вязкости ($\sim 0,01$ см 2 /с); z — глубина конвективно перемешанного слоя; χ — молекулярный коэффициент теплопроводности ($\sim 1,48 \cdot 10^{-3}$ см 2 /с); ΔT_0 — разность температур верхней и нижней границ конвективно перемешанного слоя.

Подставив (5) в (4), получим

$$D(T) = z^{3/4} (\Delta T_0)^{1/4} A \left(B + \frac{3}{4} \ln z + \frac{1}{4} \ln \Delta T_0 \right), \quad (6)$$

где

$$A = \frac{16}{\pi^4} \left(\frac{\alpha g}{\nu \chi} \right)^{1/4}, \quad B = \frac{1}{4} \ln \left(\frac{\alpha g}{\nu \chi} \right) - \ln \pi e.$$

Полученная краевая задача решалась численно на ЭВМ БЭСМ-6 с помощью разностных методов, описанных в [3]. Для выбранного момента времени находилась точка перегиба температурной кривой и в ней определялись текущие значения z и $T(z)$. Выше точки перегиба расположена область конвективного перемешивания, в которой решалось квазилинейное уравнение теплопроводности (1) с коэффициентом турбулентного обмена в виде (6). Ниже точки перегиба, т. е. в области устойчивой стратификации, решалось обычное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

с постоянным коэффициентом турбулентного обмена, который был принят равным 50 см 2 /сут, исходя из экспериментальных данных [1].

При исследовании изменения концентрации кислорода в воде решалось уравнение диффузии

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D(T) \frac{\partial C}{\partial z} \right]. \quad (7)$$

Начальное распределение концентрации по вертикали и граничное условие на поверхности воды $C(0, t) = \varphi(t)$ задавались численно по данным эксперимента. В качестве граничного условия у дна бассейна было принято условие непротекания:

$$\left. \frac{\partial C}{\partial z} \right|_{z=H} = 0.$$

При решении этой задачи текущие значения z и $D(T)$ были взяты из решения предыдущей задачи о распределении температуры.

Сравнение теоретических профилей вертикального распределения температуры и концентрации кислорода с данными эксперимента приведено на рис. 1 и 2. Видно, что математическая модель вполне удовлетворительно описывает результаты эксперимента. Таким образом, справедливость выражения (4) для коэффициента турбулентного обмена подтверждается экспериментальными данными для значений числа Грассгофа около 10^9 .

Полученная модель может быть применена при прогнозировании термического и кислородного режима пресных водоемов в период осеннего выхолаживания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Алексеев В. В. и др. В кн.: Человек и биосфера. М.: Изд-во МГУ, 1980, вып. 4, с. 3—163. [2] Алексеев В. В., Александров А. А. Водные ресурсы, 1974, № 4, с. 146. [3] Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию
15.03.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 2

УДК 539.12

ПРОСТЕЙШИЕ ГИПЕРЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ С $A \leq 5$ И ΔN -ПОТЕНЦИАЛ

Н. Н. Колесников, В. И. Тарасов

(кафедра квантовой теории)

Теоретический анализ легчайших гиперядерных систем проводился в целом ряде работ [1—10], наиболее же обстоятельно проблема рассматривалась Херндоном, Тангом и Далицем [11, 12], показавшими возможность согласованного описания энергий связи B_Δ основных состояний гиперядер ${}^3_\Delta\text{H}$, ${}^4_\Delta\text{H}$ и ${}^4_\Delta\text{He}$, а также сечений низкоэнергетического Δp -рассеяния на основе единого двухчастичного ΔN -потенциала простой формы (притягивающие юкавская или экспоненциальная ямы с жестким кором) при наличии спиновой зависимости. Кроме того, для объяснения характера угловой зависимости (F/B и P/E) Δp -рассеяния [13] потребовалось включить в потенциал члены майорановского типа, а для получения правильной разности энергий связи ${}^4_\Delta\text{He}$ и ${}^4_\Delta\text{H}$ — член, зависящий от проекции нуклонного изоспина. Однако выяснилось, что потенциалы Херндона—Танга приводят к за-