

93, 504

289-298

## 陆地水体对周围空气比湿影响的初步研究

王浩 傅抱璞

(南京大学大气科学系, 南京 210008)

P426.1

**提要** 通过建立一个包含比较详细的地面和水体内物理过程的非静力近似中小尺度数值模式, 模拟陆地水体对周围空气比湿影响的空间分布, 模拟结果与实际情况比较接近。计算结果表明: 水体在冬季和夏季都增加周围空气的比湿, 增加的幅度是晴天大于阴天、夜间大于白天、冬季大于夏季; 仅在夏季晴天正午时, 由于水体强烈降温, 近水面大气层结很稳定, 水体附近空气比湿略有降低。空气比湿的改变主要发生在气流刚过水面的 2—3km 范围内; 在岸上水体影响接近指数律减小, 水体对空气比湿影响消失的距离为: 在上风岸不到 4km, 下风岸可超过 20km; 水体影响空气比湿的高度为 200—400m。

**关键词** 陆地水体, 空气比湿, 空间分布, 数值模拟

## 一、引言

陆地水体包括江河、湖泊、水库等天然或人工的水体, 它是生态环境和自然资源的重要组成部分, 世界上一半以上的大城市都座落在水边上。研究水体对空气湿度影响是评价湖泊和水库气候资源的重要组成部分。过去几十年来, 有关水库对空气温度和风的影响已作了大量的观测和理论研究, 但有关水体的湿度效应方面的研究还很少。最近有人根据工程建设的需要研究了抚仙湖<sup>[1]</sup>、狮子滩<sup>[2]</sup>、龙羊峡<sup>①</sup>等水库的湿度效应。但这些研究都处于分析阶段, 是用经验方法对已建水库现状进行分析或移植到将要建的水库区估算水利工程的湿度效应。所用的方法过分依赖于观测资料, 并且都是根据有限的几个 1.5m 高度测点资料进行对比分析, 不可能得出水体附近空气湿度空间变化规律的详细情况和立体全貌。

本文主要分析空气的比湿, 它的空间变化规律是相对稳定的; 至于空气的相对湿度, 由于它强烈地受温度和绝对湿度支配, 而这两个因子又强烈地受水体影响, 所以相对湿度的空间变化比较复杂。但它可根据空气的温度和比湿的变化来推定, 这里就不作讨论。

本文建立了一个二维非静力近似中小尺度数值模式, 模式中详细地考虑了地面上和水中发生的物理过程, 把众多的因子进行综合考虑, 企望关于水体对空气比湿分布的影响有一个较深入和立体的了解, 并揭示这种影响的时间变化规律。模拟结果与前人观测分析结论相当一致。

国家自然科学基金资助项目(N0.49175243)。

本文于 1991 年 3 月 25 日收到, 1992 年 11 月 14 日改回。

① 龙羊峡水库效应课题组, 青海省龙羊峡水库对气候影响的估计, 1984 年。

## 二、基本方程组和计算方法

考虑狭长水体的情况,这样研究的问题可以简化为二维的。设  $y$  轴沿河流或湖泊较宽的方向,  $z$  轴铅直于地面向上,  $x$  轴与  $y$  和  $z$  轴垂直。在 Boussinesq 近似下的二维( $x-z$  平面上)运动方程、连续方程、热力学方程和水汽方程分别为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} + f(v - v_p) - f^* w - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (K_H^M \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z^M \frac{\partial u}{\partial z}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - w \frac{\partial v}{\partial z} - f(u - u_p) + \frac{\partial}{\partial x} (K_H^M \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z^M \frac{\partial v}{\partial z}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{\partial w}{\partial z} + f^* u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\theta'}{\theta} g \frac{\partial}{\partial x} + (K_z^M \frac{\partial w}{\partial z}) \quad (3)$$

$$0 = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\alpha}{\alpha} (K_H^M \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z^M \frac{\partial \theta}{\partial z}) - \frac{1}{C_p \rho} \frac{\partial R_i}{\partial z} \quad (5)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -u \frac{\partial s}{\partial x} - w \frac{\partial s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (K_H^M \frac{\partial s}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z^M \frac{\partial s}{\partial z}) \quad (6)$$

式中  $t$  为时间;  $u, v, w$  是风速在  $x, y, z$  方向的分量;  $\theta$  和  $s$  分别为空气的位温和比湿;  $u_p$  和  $v_p$  为地转风分量;  $f$  和  $f^*$  为柯氏参数;  $\theta'$  和  $p'$  分别为气温和气压的扰动量;  $g$  为重力加速度。  $K$  为湍流交换系数,上标  $M$  和  $H$  分别表示动量和热量,下标  $H$  和  $Z$  分别表示水平方向和垂直方向。方程(5)右边的最后一项为长波辐射冷却率,主要是由于空气中的水汽所致;其中  $C_p$  和  $\rho$  分别为空气的定压比热和密度,  $R_i$  为大气中的长波辐射通量。

在上面 6 个方程中有  $u, v, w, p', \theta, s$  6 个未知数;  $\rho$  可以由状态方程求出;  $C_p, f^*$  和  $f$  均为常数。如果方程中的湍流交换系数和长波辐射通量散度  $\frac{\partial R_i}{\partial z}$  已知,则方程组就闭合。下面对上述两者进行参数化。

方程中的垂直动量湍流交换系数采用 Estouque 的公式<sup>[1]</sup>:

$$K_z^M = \begin{cases} l^2 \frac{\partial v}{\partial z} (1 + aR_i)^2, & \text{当 } R_i \leq 0 \text{ 时} \\ l^2 \frac{\partial v}{\partial z} (1 - aR_i)^{-2}, & \text{当 } R_i > 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (7)$$

式中  $R_i$  为 Richardson 数,定义为:

$$R_i = \frac{g}{\theta} \frac{\frac{\partial \theta}{\partial z}}{|\frac{\partial u}{\partial z}|^2} \quad (8)$$

$g$  为垂力加速度。 $l$  为混合长,采用 Blackadar 给出的公式:

$$l = \frac{k_0(z + z_0)}{1 + \frac{k_0(z + z_0)}{\lambda}} \quad (9)$$

$k_0$  为卡门常数, $z_0$  为表面粗糙度。

$$\lambda = 0.00027 |\bar{V}_*| f^{-1}, \quad \alpha = -3 \quad (10)$$

对于垂直热量湍流交换系数,采用

$$K_z^H = \begin{cases} 1.35 K_z^M, & \text{当 } R_i < R_w = 0.25 \text{ 时} \\ K_z^M, & \text{当 } R_i \geq R_w \text{ 时} \end{cases} \quad (11)$$

式中  $R_w$  为临界 Richardson 数。

水平湍流交换系数采用正逆两步平滑表示<sup>[2]</sup>。

长波辐射冷却率用 Sasamori 的方法<sup>[3]</sup>计算。

假定除了在上界 ( $Z_t$ ) 和地面 (0) 温度与边界条件有关外,整个大气具有我们研究的那个高度的温度,则有:

$$\frac{\partial R_i}{\partial z} = [(\sigma T^4 - \sigma T_0^4) \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial z} |Z - 0| + (\sigma T_{Z_t}^4 - \sigma T^4) \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial z} (|Z_t - Z|)] \quad (12)$$

式中  $\sigma$  为斯蒂芬-玻尔兹曼常数; $Z_t$  为水汽吸收层的顶,假定为 15km; $\varepsilon_p(z)$  是发射率。模式的上界 ( $H_t = 5.5\text{km}$ ) 和  $Z_t$  之间的一层,假定温度由  $\theta(z) = \theta(H_t) + \gamma z, \gamma = 0.003^\circ\text{C}/\text{m}$  给出。本文仅考虑水汽对长波辐射的影响。在  $Z$  和  $Z_t$  之间的水汽光学路径长度为:

$$\gamma(z) = \int_0^{Z_t} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\alpha_r} \rho \, dz' \quad (13)$$

式中  $\alpha_r = 0.85, p_0 = 1013\text{hPa}$ 。

由 Kuhn<sup>[4]</sup>给出的水汽发射率的经验公式为:

$$\varepsilon_p(\Delta r) = \begin{cases} 0.1129 \lg(1 + 12635\Delta r), & \text{当 } 0 \leq \Delta r < 10^{-3}\text{g/cm}^2 \text{ 时;} \\ 0.1295 \lg(1 + 8750\Delta r), & \text{当 } 10^{-3} \leq \Delta r < 10^{-1}\text{g/cm}^2 \text{ 时;} \\ 0.1606 \lg(1 + 2348\Delta r), & \text{当 } 10^{-1} \leq \Delta r \leq 10\text{g/cm}^2 \text{ 时。} \end{cases} \quad (14)$$

式中  $\Delta r$  是地面或  $Z_t$  到研究的高度间水汽的光学路径长度。至此,方程组已经闭合。在适当的边界条件和初始条件下就可以得数值解。

所有侧边界均为无梯度条件。风速的上边界为地转风,下边界满足无滑脱条件。温度、比湿等上边界取之于 500hPa 天气图上。陆面粗糙度  $z_0 = 5\text{cm}$ ;水面粗糙度与风速有关,取为  $z_0 = 0.032 u_*^2/g$ ,  $u_*$  为摩擦速度,下一节要谈到。动力压力扰动在所有边界点上法向梯度为 0,静力压力扰动的上边界为 0。地面的温湿度条件下节讨论。

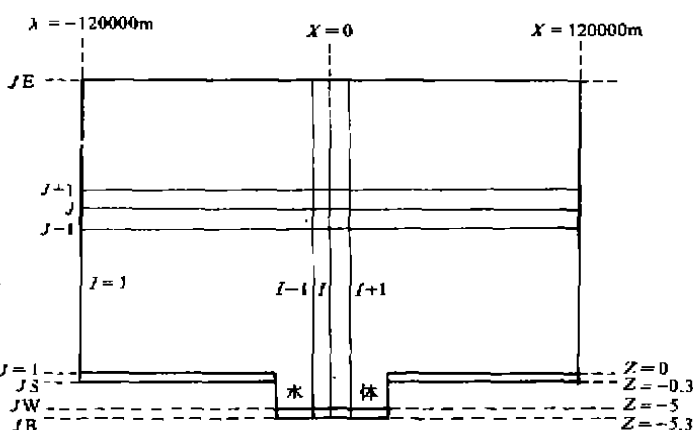


图 1 计算区域与网格系统

Fig. 1 The model domain and grid system

如图 1 所示,计算了离水体中心±120km 的水平区域,垂直高度为 5.5km。水体的宽度分别取为 10km、5km 和 1km。水平网格分为 39 个;垂直方向大气为 18 层(表 1),土壤分为 4 层,水体也分为 4 层。考虑到离水体愈近,受水体影响愈大,为了突出水体的影响,提高计算精度,采用不等间距网格,靠近水体愈近,网格愈密。考虑到水体对下风岸的影响无论在量级还是在距离上都比上风岸要大得多,所以水平网格划分不以水体中心对称,而是在下风方向要密一些。

表 1 网格划分

Fig. 1 The divided grids

格点号		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Z (m)宽		0	1.5	10	25	50	75	100	150	200	400	700	1000	1500	2000	2500	3000	4000	5500		
X (km)	10	-120	-90	-60	-50	-30	-20	-15	-10	-8	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3
	5	-120	-80	-50	-30	-20	-15	-10	-7	-5	-4	-3	-2.5	-2	-1.5	-1	0	1	1.5	2	2.5
	1	-120	-80	-50	20	-10	-7	-5	-3	-2.5	-2	-1.5	-1	-0.75	-0.5	-0.25	0	0.25	0.5	0.75	1

格点号		21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34		36	37	38	39	
Z (m)宽																					
X (km)	10	4	5	6	7	8	9	10	12	14	17	20	25	30	35	45	55	70	90	120	
	5	3	3.5	4	4.5	5	6	7	8	9	10	12	14	17	20	25	35	50	80	120	
	1	1.25	1.5	2	2.5	3	3.5	4	5	6	8	10	12	15	20	25	35	50	80	120	

计算工作分三步进行:首先在方程(1)-(6)中不考虑平流项和动力压力扰动项求数值解。时间项用前差,扩散项用修正的 Crank-Nicholson 方案:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ K \frac{\partial H}{\partial z} \right] \rightarrow K_{i,j+1/2}^n \frac{\alpha(H_{i,j+1}^{n+1} - H_{i,j}^{n+1}) + \beta(H_{i,j+1}^{n+1} - H_{i,j}^{n+1})}{(Z_{j+1/2} - Z_{j-1/2})(Z_{j+1} - Z_j)} - K_{i,j-1/2}^n \frac{\alpha(H_{i,j}^{n+1} - H_{i,j-1}^{n+1}) + \beta(H_{i,j}^{n+1} - H_{i,j-1}^{n+1})}{(Z_{j+1/2} - Z_{j-1/2})(Z_j - Z_{j-1})} \quad (18)$$

式中上标  $n$  表示时步,下标  $i, j$  分别表示水平方向和垂直方向格点;  $H$  是要计算的物理量,如  $u, v, w, \theta, s$ ;  $\alpha$  和  $\beta$  为常数,且  $\alpha + \beta = 1$ , 当  $\beta > 1/2$  时,这个方案是无条件稳定的;本文中取  $\beta = 0.85$ 。方程组可整理成系数为三对角矩阵的线性代数方程组<sup>[6-7]</sup>,用追赶法解这个方程组。接着用三次样条插值的方法加入非线性平流项,对变量  $H$  的水平平流项,有:

$$\lambda_i M_{i-1,j} + 2M_{i,j} + \mu_i M_{i+1,j} = 3\lambda_i \frac{H_{i,j}^n - H_{i-1,j}^n}{\Delta x_i} + 3\mu_i \frac{H_{i+1,j}^n - H_{i,j}^n}{\Delta x_{i+1}} \quad (19)$$

在边界点上,有:

$$2M_{1,j} + M_{2,j} = 3 \frac{H_{2,j}^n - H_{1,j}^n}{\Delta x_2}, \quad M_{IB-1} + 2M_{IB,j} = 3 \frac{H_{IB,j}^n - H_{IB-1,j}^n}{\Delta x_{IB}} \quad (20)$$

式中  $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$ ,  $\lambda_i = \frac{\Delta x_{i+1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}}$ ,  $\mu_i = 1 - \lambda_i$

$IB$  和  $1$  为边界上的点。以  $M_{i,j}$  表示的在  $[x_{i-1}, x_i]$  区间内光滑连续的三次样条函数可表示为:

$$S_i^n(x) = M_{i-1,j} \frac{(x_i - x)^2(x - x_{i-1})}{\Delta x_i^2} - M_{i,j} \frac{(x - x_{i-1})^2(x_i - x)}{\Delta x_i^2}$$

$$+ H_{i-1,j}^* \frac{(X_i - x)^2 [2(x - x_{i-1}) + \Delta x_i]}{\Delta x_i^3} + H_{i,j}^* \frac{(x - x_{i-1})^2 [2(x_i - x) + \Delta x_i]}{\Delta x_i^3} \quad (21)$$

根据 Purnell(1976)的研究<sup>[9]</sup>,平流项的积分可表示为:

$$H_{i,j}^{*+1} = S_{\Delta}^*(x_i - \alpha_i \Delta x_i) \quad (22)$$

式中  $\alpha_i = u_{i,j} \Delta t / \Delta x_i$ ,  $\alpha_i' = u_{i,j} \Delta t / \Delta x_{i+1}$

对  $u_{i,j} \geq 0$ , 以  $x_i - \alpha_i \Delta x_i$  代入(22)式中的  $x$ , 有:

$$H_{i,j}^{*+1} = H_{i,j}^* - M_{i,j} \alpha_i \Delta x_i + [3(H_{i-1,j}^* - H_{i,j}^*) + 2M_{i,j} \Delta x_i + M_{i-1,j} \Delta x_i] \alpha_i^2 - [M_{i,j} \Delta x_i + M_{i-1,j} \Delta x_i + 2(H_{i-1,j}^* - H_{i,j}^*)] \alpha_i^3 \quad (23)$$

对  $u_{i,j} < 0$ , 以  $x_i + \alpha_i' \Delta x_{i+1}$  代入与(21)式相似的式中, 有

$$H_{i,j}^{*+1} = H_{i,j}^* + M_{i,j} \alpha_i' \Delta x_{i+1} - [3(H_{i,j}^* - H_{i+1,j}^*) + 2M_{i,j} \Delta x_{i+1} + M_{i+1,j} \Delta x_{i+1}] \alpha_i'^2 + [M_{i,j} \Delta x_{i+1} + M_{i+1,j} \Delta x_{i+1} + 2(H_{i,j}^* - H_{i+1,j}^*)] \alpha_i'^3 \quad (24)$$

以同样的方法,可算出  $z$  方向上的对流项的积分。最后对风场作关于动力压力扰动的订正。

初始时假定风按  $K = \text{常数}$  的 Ekman 解析公式计算;位温和比湿随高度线性变化。然后在这样的初值下不加入水体对模式进行积分,积分稳定后作为背景初始场。加入水体后,模式运行时间大于 48 小时,模拟结果呈明显一致的日周期性,分析的数据取之于最后的 24 小时,因此基本上消除了起始场的影响。

### 三、地面物理过程的处理

对陆地地面来讲只有地表面一个作用面;对水体来讲,由于太阳辐射可以透入相当深的水体,当水体不太深时会在水面和水底表面形成两个作用面,准确地讲整个水体是一个作用层。地表面温度通过求解靠近地面的一个土壤薄层内的热通量扩散方程得到:

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{1}{\rho_s C_s \Delta Z_{s,1}} [\rho_s C_s u_* \theta_* + \rho_s u_* q_* - \sigma T_0^4 + R_{\downarrow}^* + (1 - \alpha) R_{\downarrow}^* - \rho_s C_s K_s \frac{\partial T_s}{\partial Z_s}] \quad (25)$$

式中  $T_0$  为地面温度;  $\rho_s$ ,  $C_s$  和  $K_s$  分别为土壤密度、容积热容量和导温率,  $L$  为水的汽化热。  $u_*$ ,  $\theta_*$  和  $q_*$  分别为摩擦速度、温度尺度和比湿尺度,这些量可根据边界层理论进行计算<sup>[1]</sup>。  $\alpha$  为表面反射率;  $R_{\downarrow}^*$  和  $R_{\uparrow}^*$  分别为到达地面单位面积上的长波辐射通量和短波辐射通量,可根据 Sasamori<sup>[3]</sup>和 Pielke<sup>[9]</sup>的参数化方法计算。土壤中的热传导方程为:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = K_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z_s^2} \quad (26)$$

式中  $z_s$  是土壤中铅直坐标。模式把土壤分为四层,最上面的一层十分薄以致于这层内的温度可以近似地认为是土壤表面的温度;第二层的取法考虑到在很薄的最上层和较厚的底层之间起一个过渡作用,本文取为二者的平均,其它层取等间隔。因此本文 30cm 的土壤分为:

$$\Delta Z_{s,1} = 0.2 \text{cm}, \Delta Z_{s,2} = 6.04 \text{cm}, \Delta Z_{s,3} = \Delta Z_{s,4} = 11.88 \text{cm}.$$

对于水面温度可以用与(26)式相似的方法计算;但对水底表面来讲,(26)式中的长波辐射和潜热项都为 0,感热项应改为水体与水底面的热交换,短波辐射应为通过水体衰减后到达水底面的量。水体对太阳辐射的衰减可以表示为一个经验关系式<sup>[7]</sup>:

① 傅抱璞,小气候学讲义,第二册,南京大学大气科学系,1981。

$$R'_{\infty} = R_{\infty}(1 - a)e^{-a_w z_{\infty}} \quad (27)$$

式中  $R'_{\infty}$  为水中太阳辐射通量,  $a$  为水面反射率,  $z_{\infty}$  为水中铅直坐标,  $a_w$  为衰减系数。静水中的热流量方程可以表示为:

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = K_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial z_{\infty}^2} - \frac{1}{\rho_w C_w} \frac{\partial R'_{\infty}}{\partial z_{\infty}} \quad (28)$$

式中  $T_w$  为水温,  $\rho_w$  和  $C_w$  分别为水的密度和热容量。水体也分为四层, 分层方法与土壤中相似。对 5m 深的水体,  $\Delta Z_{w,1} = 5\text{cm}$ ,  $\Delta Z_{w,2} = 101\text{cm}$ ,  $\Delta Z_{w,3} = \Delta Z_{w,4} = 197\text{cm}$ 。地面温度的计算方法与 Pielke 所设计的尺度模式中的相同, 采用 McCuber 方法<sup>[9]</sup>。

## 四、计 算 结 果

为了便于分析和理解, 我们分析 10km 宽水体的情况, 其它宽度水体对空气比湿的影响与它相比较。图 2 中 a, b, c 和 d 四幅图分别为冬季和夏季的正午和午夜时过水体气流比湿改变的百分率。由图可见水体对空气比湿影响的范围: 在水体的上风岸受影响的水平距离很

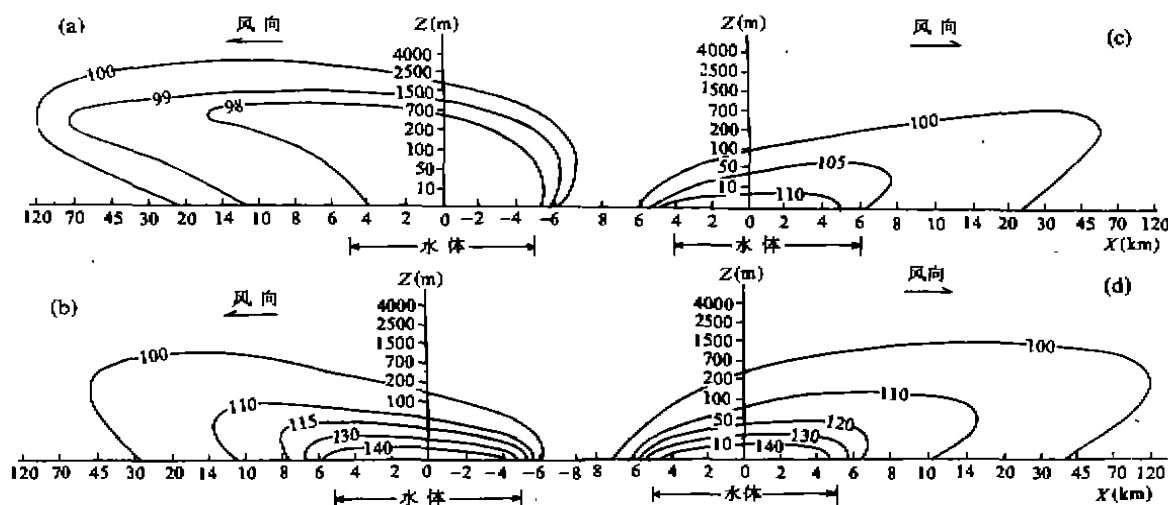


图 2 水体附近空气比湿改变百分率的空间分布

a——夏季正午,    b——夏季午夜  
c——冬季正午,    d——冬季午夜

Fig. 2 The change of air specific humidity in the vicinity of waterbody in terms of percentage

短, 而在水体的下风岸则呈“舌状”伸入陆地较远的距离。在 200—400m 高度, “舌”可伸入到离岸 20km 以外的陆地上。受水体影响的高度约 200—400m, 下风方向比上风方向要高。水体对空气比湿影响之所以呈现上述形状是因为: 水体与陆面间的湿度差异, 通过两个过程向外传播, 一是通过垂直湍流交换把水陆下垫面上的湿度特性传给上方的大气层, 二是通过风场的平流作用向下风岸方向输送。在水体的上风侧要受到平流来的陆地湿度特性的影响, 水体影响的高度低; 在水体的下风岸上, 随着离岸距离的增加, 靠近地面的空气受到陆地湿度特性的渐渐影响, 直到最后完全变成陆面上湿度特征。在上风向和下风形成两个内边界层,

这两个内边界层在空中相会形成了舌状分布特征,在此舌内空气比湿程度不等地受到水体的影响。从图上还可以看出,受水体影响比湿的增加是夜间大于白天,冬季大于夏季。这是因为夜间和冬季水上空气比较不稳定,而白天和夏季水上空气比较稳定的缘故。在夏季白天,水体表面气层大气层结很稳定,空气比湿的改变不大。如果陆地上的空气比湿较大的

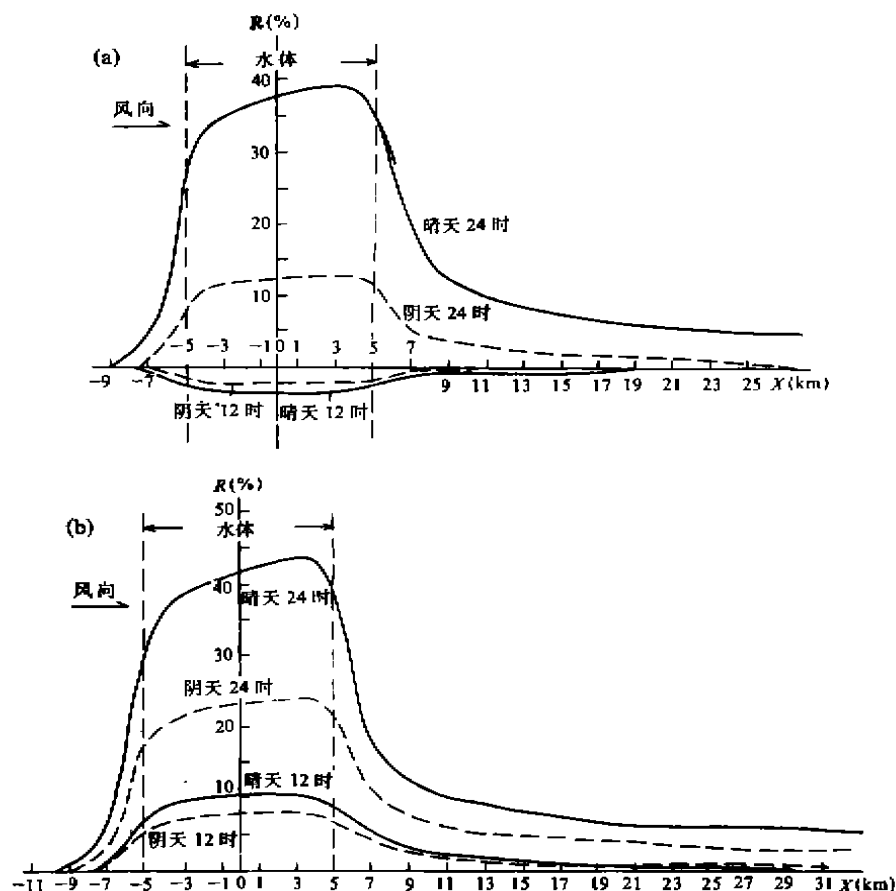


图 3 夏季(a)和冬季(b)水体附近 1.5m 高空气比湿度改变的百分率

Fig. 3 The variation of air specific humidity at the altitude of 1.5m in the vicinity of waterbody in terms of percentage in summer (a) and in winter (b)

话,有可能使水面附近空气比湿略有减少。

图 3 为冬夏季的晴、阴天在正午和午夜时水体附近 1.5m 高度空气比湿的改变情况。由图可见,气流过水体时空气比湿的改变主要发生在开始的 2—3km 内,以后的变化比较平缓。在两侧的岸上,比湿按指数律变化来接近陆面上的值,水体影响消失的水平距离在上风岸一般在 4km 以内,下风岸可超过 20km,夜间特别是冬季夜间影响的距离更远。从图上还可以看出,夏季晴天午夜时比湿最多可增加近 40%,而正午时变化不大;阴天的变化幅度要小得多,夏季午夜时比湿最多只增加 13%。冬季水体对比湿的影响就更明显了,晴天午夜比湿最大可增加 45%,阴天午夜也可增加 10%,冬季正午时空气比湿最大可增加 10%,晴天

的变化大于阴天。

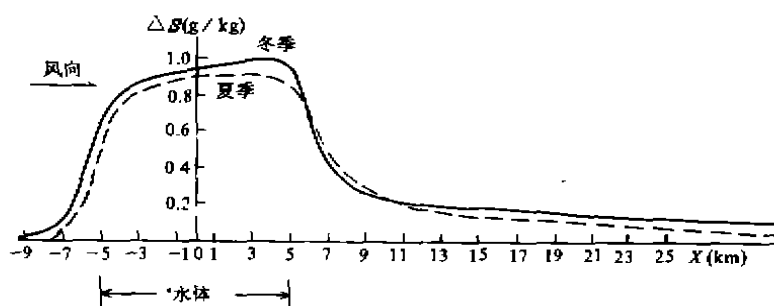


图4 水体附近 1.5m 高度空气比湿改变的日平均情况

Fig. 4 The daily averaged change of air specific humidity at the altitude of 1.5m in the vicinity of waterbody

图4为受水体影响的 1.5m 高度空气比湿改变的日平均值与离水体中心距离的关系。由于图可见,冬季的影响要大于夏季;冬季水体使空气比湿最多可增加  $10^{-3}\text{kg/kg}$ ,夏季为  $9.4 \times 10^{-4}\text{kg/kg}$ 。比湿改变的日平均值也是主要发生在气流刚过水面的 2—3km 范围内,在两侧的岸上迅速过渡到陆地上的值,变化型式接近于分析观测资料时拟合的指数律关系。影响范围在上风岸不到 4km,在一下风岸要远得多。

当水体宽度小于 10km 时,例如 5km 宽的水体,其对空气比湿影响的幅度只有 10km 宽水体的 90%左右;1km 宽的水体对空气比湿影响的幅度只有 10km 宽水体的 60%左右。所有宽度的水体影响空气比湿的空间分布形式和变化规律相同。

## 五、模拟结果与观测资料的比较

王云璋等人通过对三门峡水库湿度效应的研究指出:冬季结冰前三个月平均的水体增湿效应为  $0.94\text{g/kg}$ ,夏季泄洪前二个月水体增湿效应为  $0.84\text{g/kg}$ (经过换算)<sup>①</sup>。广西省气象局通过对岩滩水库的研究指出:岸边与离岸 4000m 处陆地上的比湿相差 18.5%<sup>②</sup>。黄锦恩等人分析青海湖四周的台站资料后指出:青海湖对周围地区绝对湿度的影响主要发生在冬春季,这时靠近水边的湿度比远离水体的湿度大 15—20%,而在夏秋季则影响较小<sup>③</sup>。沈觉成等人通过对拓溪水库 1 月份考察资料的分析指出:库中测点绝对湿度为  $7.4\text{hPa}$ ;离岸 28km 的测点绝对湿度为  $6.9\text{hPa}$ ,两者相差  $0.5\text{hPa}$ ;最明显的变化发生在库岸边附近。相隔 2.5km 的测点,绝对湿度就改变了  $0.3\text{hPa}$ <sup>④</sup>。安徽省气象局对巢湖的观测指出<sup>⑤</sup>:临湖区 9 个测点的日平均相对湿度比远离湖区点高 7%,露点温度高出  $1.4^\circ\text{C}$ ,两者均说明巢湖有增湿效应<sup>⑥</sup>。这些资料都是在全国局地气候学术讨论会上收集来的;还有很多观测资料与本文的模拟结果定性或定量地相符,限于篇幅,不再列举。以上比较说明本文的模式有比较好的模拟水体影响空气比湿的能力。到目前为止,我国还没有开展过水体湿度效应的系统观测,现有的实测资料都是观测高度在 2m 以下的考察报告中的数据,且测点很少,观测方法比较

①—⑤ 全国局地气候学术讨论会交流材料,1987 年,黄山。



原始,加之对湖泊或水库的自然状况、观测条件以及具体的数据都没有全部介绍,很难进行直接的验证。由于空气湿度的影响因子比其它气象要素多,处理起来也比较复杂,发展一个包含复杂物理过程和数值模式来模拟水体的湿度效应刚刚开始,势必要作水体影响空间分布特征和时间变化规律的一般性模拟检验,从这点来说本文的模拟是成功的。随着系统观测的发展和模式的改进,可望数值模拟方法用在实际评价工作中。

## 六、小 结

到目前为止,论述水体对空气湿度影响的文章还很少,而且几乎都是仅仅根据湖周几个点 1.5m 高度资料分析在各种因素综合影响下的平均情况,水上的空气湿度观测资料极少,还没有人对水体影响空气比湿的整个过程作过详细的讨论。本文是从一系列的模拟结果中整理出来,主要是介绍一下水体影响空气比湿的空间分布特征和时间变化规律的一般情况,以弥补仅有岸上低层观测资料的缺陷;也想说明数值模拟方法可以用到水库的环境评价和湖泊资源的开发利用研究中来,以便与现在常用的移置、外推分析方法相辅相成。

通过模拟研究,得出下列结论:

1. 一般情况下,白天和夜间水体附近的空气比湿都有所增大;并且增大的幅度是晴天大于阴天,夜间大于白天,冬季大于夏季。
2. 在水体的上风岸,水体对空气比湿影响的距离很短,而在水体的下风岸则呈“舌状”伸入内陆较远的距离。在 200—400m 高度,“舌”可伸到离岸几十公里远处,受水体影响高度为 200—400m。
3. 在水体的上风岸边形成一个倾向水体的陆地-水体内边界层;在水体的下风岸边形成一个倾向下风岸的水体-陆地内边界层,两边界层在下风岸上方交会。
4. 空气比湿的改变主要发生在气流刚过水面 2—3km 范围内;在两侧的岸上则按指数律迅速接近陆地上的值,在上风岸仅有 4km,在下风岸则可超过 20km。
5. 水体附近空气比湿的日平均值也有所增大,并且冬季大于夏季。对于 10km 宽的水体来说,日平均比湿夏季最大增加可过 0.94g/kg,冬季则可增大 1g/kg。

## 参 考 文 献

- [1] 豪根, D. A. 著(李兴生等译)。微气象学。北京,科学出版社,1984,251—252。
- [2] Shapiro, R., The use of linear filtering as a parameterization of atmospheric diffusion, *J. Atmos. Sci.*, 1977, 20, 523—531.
- [3] Sasamori, T., A linear harmonic analysis of atmospheric motion with radiative dissipation, *J. Meteor. Soc. Jap.*, 1972, 50, 508—518.
- [4] Kuhn, P. M., Radiometersonde observation of infrared emissivity of water vapour, *J. Appl. Meteor.*, 1963, 2, 368—378.
- [5] Stephens, G. L., Radiative profiles in extended water clouds II. Parameterization schemes, *J. Atmos. Sci.*, 1978, 35, 2123—2132.
- [6] 王 浩, 傅抱璞。冷环流的理论研究。气象学报, 1988, 46(4), 469—476。
- [7] Wang Hao and J. M. Shen, A two-dimensional numerical study of wind sheltering effects of shelterbelts, *Acta*

- Meteorologica Sinica*, 1989, 3(4), 500—507.
- [ 8 ] Arritt, R. W. , The effect of water surface temperature on lake breeze and thermal internal boundary layer, *Boundary Layer Meteorology*, 1987, 40(1/2), 101—125.
- [ 9 ] Pielke, R. A. , Mesoscale Meteorological modeling, Academic Press, San Francisco, 1984, 412.
- [10] Pielke, R. A. , A three-dimensional numerical model of the sea breeze over South Florida, *Mon. Wea. Rev.*, 1974, 102, 115—139.
- [11] Takahasi, H. and A. Itagaki, Local climate near the small lake; Part II. air temperature distribution near Lake Toya, Hokkaido, in spring and summer, *J. Agr. Met.*, 1980, 30(1), 13—18.
- [12] Bill, R. G. Jr. et al. , Observation of the convective plume of lake under cold-air advective condition, *Boundary Layer Meteorology*, 1978, 14, 543—556.
- [13] Takahashi, H. et al. , Local climate near the small Lake Taya, Hokkaido, in winter, *J. Agr. Met. JAP.*, 1978, 34, 77—82.
- [14] Kodama, Y. et al. , The influence of Lake Minchumina, Interior Alaska, on its surroundings, *Arch. Meteor. Geoph. Biocl.*, Ser. B, 1983, 33, 199—218.
- [15] 陆鸿宾. 抚仙湖的气候特征. 海洋湖沼通报, 1984, (4).

## EFFECTS OF INLAND WATER BODY ON AMBIENT AIR SPECIFIC HUMIDITY

Wang Hao     Fu Baopu

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210008)

### Abstract

A non-hydrostatic meso- and micro- scale numerical model including detailed physical process both on ground surface and in water is developed to simulate the distribution of the air specific humidity in the vicinity of inland water body. The results are in agreement with observed data showing that in the vicinity of water body, air specific humidity increases both in summer and in winter, and the increasing range is greater in winter than in summer, in sunny day than in cloudy day, and in nighttime than in daytime. When airflow passes through water body, the change of air specific humidity mainly occurs within original 2—3km. According to power rule on both shores, the air specific humidity approaches to that over land, within 4 km on the windward shore and beyond 20 km on the leeward shore, the top altitude where water body may affect air specific humidity is 200—400m.

**Key words**    Inland waterbody, air specific humidity, spatial distribution, numerical modeling