

近水面层温、湿、风廓线和湍流交换规律*

严开伟

吕乃平

景荣林**

(北京大学地球物理系)

(中国科学院大气物理研究所)

(北京大学地球物理系)

提 要

本文分析了官厅水库近水面层的温、湿、风廓线规律,指出水面的波浪状况对廓线规律有影响。给出了中性层结时水面粗糙度、动力摩擦速度及阻力系数与风速和浪高的关系。得出了适用于水面的层结订正函数。还分析了不稳定层结条件下的温度廓线规律,并对温、湿、风廓线的相似性问题进行了讨论。

一、引 言

研究近水面层的温、湿、风廓线规律,对于了解水面的湍流交换机理以及海洋—大气之间的交换问题都有重要意义。对于陆面上的温、湿、风廓线规律已有较多研究,由于水面特性复杂,仪器的安装和观测都较困难,因而在水面上进行的观测比陆面上少得多。近十年来,由于对海—气交换问题的研究以及观测技术的发展,对水面上廓线规律的测量以及对动量、热量、水汽通量的直接测量进行了许多工作^[1-5]。从观测结果看来,在某些关键性问题上,仍然存在着争论,有待进一步研究。

为了对水面上的温、湿、风廓线规律和湍流交换特征以及热量平衡及水份平衡的有关问题进行研究,北京大学地球物理系与官厅水库水文实验站合作,于1959年和1964年在官厅水库的漂浮木筏上进行了温、湿、风梯度观测及其它观测。本文着重对温、湿、风梯度观测记录进行了分析,并与石家庄郊区平坦地面上的观测结果进行了一些分析和比较。

二、观测仪器的性能和精确度

在近水层和近地层的梯度观测中,观测方法和仪器的精确度对于取得准确、可靠的资料有重要作用。往往由于仪器性能的差异,用不同的仪器观测却得到不同的结果。为此,我们首先对温、湿、风仪器进行了检定,并用不同的仪器在野外进行了观测比较。

在观测中主要使用热电偶风速仪^[6],热电偶风速仪的检定曲线在1.5米/秒风速附近有一个拐点,当风速小于1.5米/秒时,检定误差 $\leq 0.04 v$ 米/秒,当风速在10.0米/秒 $> v \geq 1.5$ 米/秒时,检定误差 $\leq 0.06 v$ 米/秒(其中 v 为风速)。风速愈小,灵敏度愈高。将热电偶风速仪和日式小风杯和SWF 17-a型风杯风速计进行了比较。结果表明,手提风杯风速计和热电偶风速仪的风速相近,SW 17-a型风杯风速计比热电偶风速仪的风速偏高

* 本文于1979年10月17日收到,1980年10月25日收到修改稿。

** 本文曾于1965年完稿,1979年由吕乃平重新整理。

4.5%。此外,计算了 0.25,0.5,1.5,3.0 米四个高度上的风速梯度,其中热电偶风速仪和日式手提风杯风速计的梯度比值为 1.06,1.08,1.04,1.05。说明这两种仪器的风速绝对值和梯度比值都较相近,能较好地反映自然状况下的风速廓线。

温、湿仪器是采用通风热敏电阻温度计^[7]、通风和自然通风热电偶温度计三种。对于温差检定的精确度均小于 $\pm 0.03^{\circ}\text{C}$ 。在野外进行水平比较时,几个元件之间温差的相对误差小于 $\pm 0.04^{\circ}\text{C}$ 。晴天、小风和辐射强度大时,误差可达 $\pm 0.06^{\circ}\text{C}$ 。三种仪器的温度梯度比值均不随温度改变。

三、观测场地、仪器的安装及观测方法

水面上温、湿、风梯度观测是在官厅水库的漂浮木筏上进行的,图 1 为水库简图。木筏距北寨水文站岸边约 1600 米。

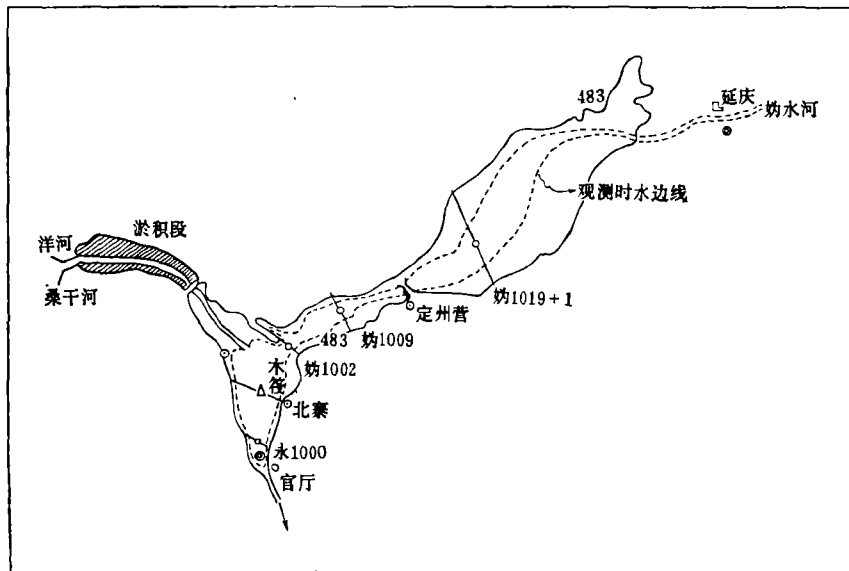


图 1 官厅水库简图

官厅水库水文实验站曾在水库的五个断面上(如图 1 所示)同时进行温、湿、风及垂线水温的观测。取五个测点的平均值代表全水库气象要素的特征值。从各测点的气象要素与其平均值的相关表明,妨 1009 断面的数值与平均值最接近,木筏位置次之。由于妨 1009 断面的水面较窄,以木筏所处位置作为观测点是比较合适的,观测记录具有较好的代表性。

漂浮木筏为等腰三角形,长 30 米,底宽 18 米。木筏浮出水面 20—30 厘米,在木筏后部之两侧有 20 厘米至 50 厘米高的防浪板。

我们分别于 1959 年 6 月 6 日至 7 月 10 日,8 月 26 日至 9 月 10 日及 1964 年 7 月进行了三个时段观测。1959 年观测时,温、湿仪器安装在木筏前端之木架上,伸出水面 1.5 米。风速仪安装在距木筏尖端 10 米处,伸出水面 1.5 米。在 2.5 米以下的六个高度上进行观测。为了避免木筏影响,1964 年观测时,在木筏尖端,仪器向左、右伸出水面 5.6 米,

一边安装热电偶风速仪,另一边安装热敏电阻温、湿仪,在 3.2 米高度下的六个高度上进行梯度观测。此外,为了与木筏上仪器进行比较,在木筏一侧之水面上浮有一根长 12 米的圆柱,在 1.6 米以下的五个高度上装有热电偶风速仪。此外,在小木船上装有热敏电阻温、湿仪,伸出船前 2 米,与木筏上的仪器同时进行观测比较。图 2(a,b)分别为 0.5 米和 1.5 米两个高度上木筏与漂浮杆上风速梯度、温度梯度相关,由图可见,两者相关较好,说明了木筏上仪器的安装能较好地避免了木筏本身的影响。

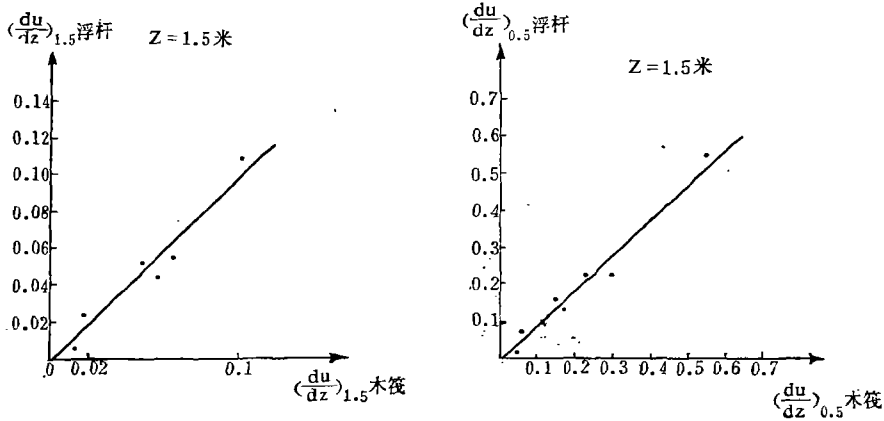


图 2(a) 0.5 米和 1.5 米高度上木筏与漂浮杆上风速梯度相关

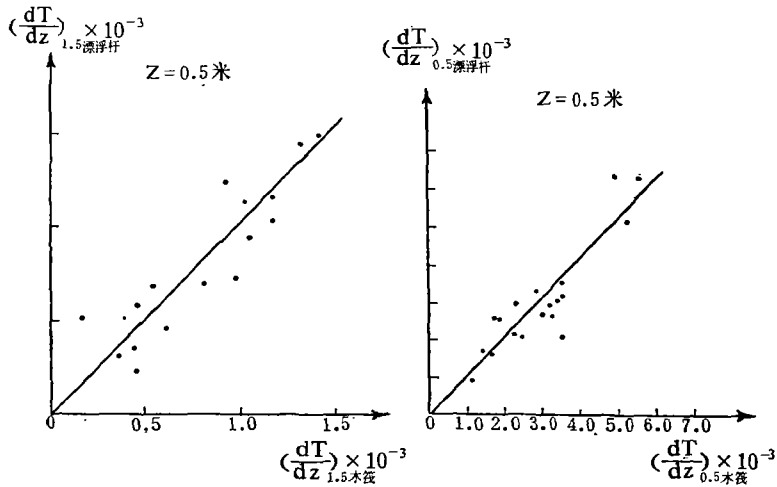


图 2(b) 0.5 米和 1.5 米高度上木筏与漂浮杆上的温度梯度相关

在记录分析中,舍去了风向和木筏方向相反的记录。1959 年观测的温、湿廓线记录较好,由于热电偶风速仪惯性小,每个高度上只取了五次读数平均,造成个别点子的偏离较大,因而采用按稳定性和风速范围分组的平均廓线进行分析。1964 年观测时,在 30 分钟内依次在每个高度对风速取 50 次读数平均,对温度取 20 次读数平均,除对平均廓线进行分析而外,也对个别廓线进行了分析。

四、中性层结下的廓线规律

近地面层大气中,通量为常数,中性层结时,温、湿、风随高度呈对数分布,风速分布可表示为

$$u = u_* / \chi \ln \frac{Z + Z_0}{Z_0} \quad (\text{粗糙面}) \quad (1)$$

$$u = \frac{u_*}{\chi} \ln \frac{u_* Z}{\nu} + 5.5 \quad (\text{光滑面}) \quad (2)$$

其中 u_* 是动力摩擦速度, χ 是卡曼常数, Z_0 是粗糙度长度, ν 是粘性系数。中性层结下,陆面上温、湿、风要素的对数分布规律已经为大量观测事实所证明,以下我们将对水面上的廓线规律进行分析。

1. 波浪对廓线规律的影响

水面上由于波浪的作用,下垫面的状况较为复杂,使得水面上的廓线规律和湍流交换问题的研究比陆面上困难些。往往不同的水面,如海洋,海湾,湖泊,水库等具有不同的流体力学特性。此外,波浪的传播速度低于风速,波浪和风速之间的相对运动将引起流场的改变,风洞实验结果表明,波浪形状不同时,水面上的流线分布就很不相同,并且处于波浪不同部位的风速分布也不相同。显然,波浪运动的特性必将影响到近水层湍流交换机理以及水面上气象要素的分布特征。

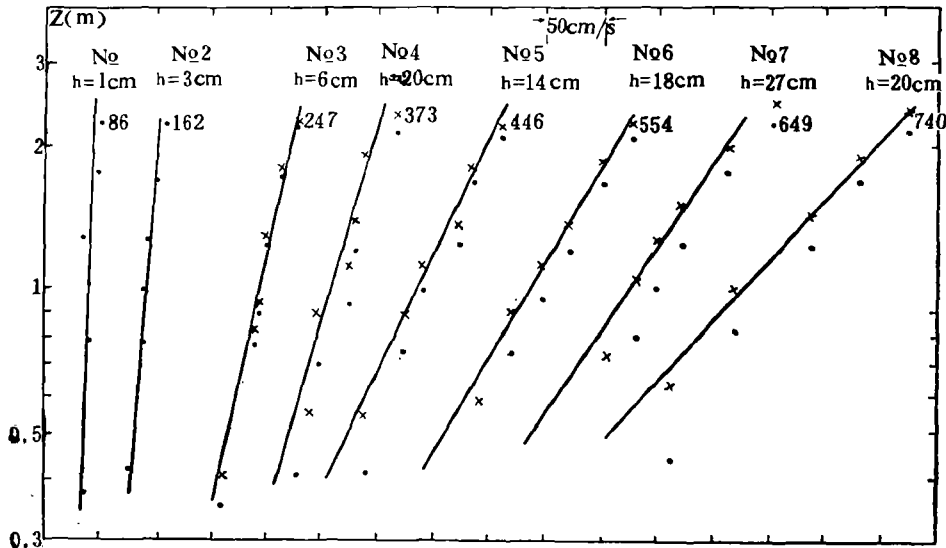


图 3 官厅水库中性层结时平均风速廓线

(图中 h 为浪高, 每条廓线上给出了 2.2 米高度上的风速, 单位为厘米/秒, 其它各高度的风速按图中给出的风速标尺点出; \cdot 未经浪高订正, \times 订正一个浪高。)

图 3 是 1959 年 6—7 月官厅水库中性层结时的平均风速廓线。1964 年有类似的观测结果。由图中看出, 风浪大时, 低层的风速廓线有一个转折; 小风时 (浪高 $h < 10$ 厘米), 由于仪器安装得不够低, 这种现象不明显。风速廓线的转折, 反映了水面上波浪对风速廓

线的影响。这与 Rossby, C. G.^[8]和 Roll, H. V.^[9]早期的观测结果一致。前者发现在离水面 50—100 厘米之间廓线有转折,而后者得到廓线转折点在 15 厘米左右。波浪高度愈大,转折点愈高。Roll, H. V. 在港湾观测时,浪高都小于 12 厘米,而官厅水库和波罗的海观测的浪高都较高。此外,不同的作者往往得到不同的结果。我们认为,造成差异的主要原因与仪器的安装及水面波浪特性的不同有关。根据浪高对风速廓线进行有效作用面位移订正,(1)式可改写为

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{Z+d+Z_0}{Z_0} \quad (3)$$

其中 d 是有效作用面位移。将官厅水库的风速廓线订正一个浪高,可以得到较好的对数分布规律,如图 3 所示。有效作用面位移对低层廓线的影响比高层的大。显然,风浪愈大,观测高度愈低,波浪对廓线的影响愈显著。

中性层结时,温度梯度很小,不容易显示出波浪对温度廓线的影响。从平均湿度廓线可以看出,在波浪高度较大时,低层的点子与对数规律略有偏离,经浪高订正后能更好地符合对数分布规律。波浪对湿度廓线的影响比对风速廓线的影响小。

2. 动力摩擦速度 u_* 和水面粗糙度 Z_0

动力摩擦速度 $u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$, τ 是表面切应力, ρ 是空气密度。从低层风速廓线求出 u_* ,

可以得到水面与大气之间的动量通量。当 $u_{2*} > 3$ 米/秒,浪高小于 20 厘米时, u_* 小于同样风速下浪大时的 u_* ,如图 4。 u_* 和 u_{2*} 的关系可以表示为

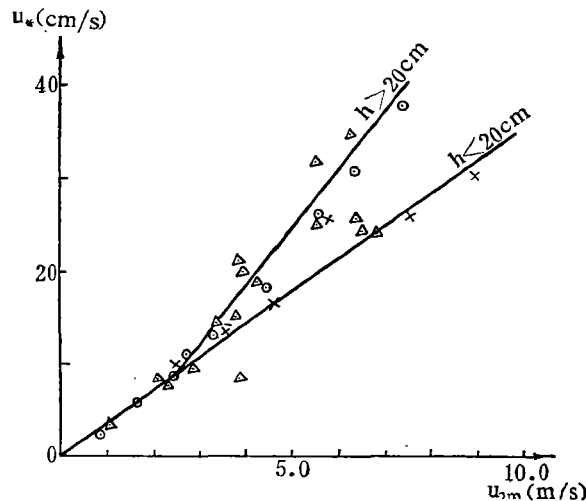


图 4 中性层结下 u_* 与 u_{2*} 的相关
(\times Roll(1948), \odot 1959, \triangle 1964)

$$u_* = \begin{cases} 0.0640 u_{2*} - 6.58 & \text{浪高 } h > 20 \text{ 厘米} \\ 0.0364 u_{2*} & \text{浪高 } h < 20 \text{ 厘米} \end{cases} \quad (4)$$

大风速、小浪的情况通常出现在波浪开始形成的时候。文献^[2,5]中给出了 u_*^2 和风速的

关系,与我们可得到的结果类似,但他们没有对不同波浪状况加以区分。

水面粗糙度 Z_0 是由波浪状况决定的。由于海洋、海湾、湖泊、水库在不同风速下形成的波浪状况不同,因而粗糙度也有明显差别。在完全粗糙的水面上,气流作用于水面一个力,水体在这个力与重力作用下作波浪运动,达到平衡时, Z_0 只与 u_* , g 有关。Charnock H. (1955)^[10] 根据因次分析给出

$$Z_0 = \frac{u_*^2}{ag} \quad a = \text{常数} \quad (5)$$

g 为重力加速度。图(5 a, b)分别给出了官厅水库 Z_0 和 u_*^2 , u_{2*} 的相关,得出 $a=14.5$ 。与其它作者给出的结果相近。从 Z_0 和 u_{2*} 的相关图上可以看出, $u_{2*} > 3.5$ 米/秒时, Z_0 随风速的增加而加大,这与 Genrchi Naito^[11] 给出的 $Z_0 = 2.5 \times 10^{-5} \bar{u}_{10*} - 0.01$ 的结果类似。而当 $u_{2*} < 3.5$ 米/秒时, Z_0 随风速增加得很缓慢。但是没有出现 Z_0 随风速的增加而减小的情况。根据尼古拉特塞的光滑流与粗糙流的判据,当 $u_{2*} < 1$ 米/秒时,可以得到 $\frac{u_* Z_0}{\nu} < 0.13$, 满足光滑流的判据。而由公式(2)应当出现 Z_0 或 u_*^2 随风速的增加而减小的情况。这与我们观测的事实不一致。因此,我们认为尼古拉特塞判据对水面是否适用是值得进一步研究的问题。

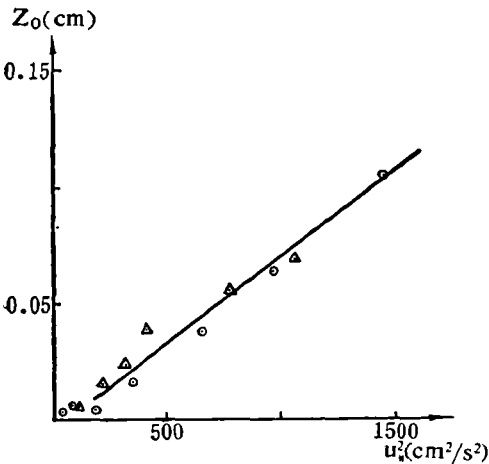


图 5 a Z_0 与 u_*^2 的相关
(⊙ 1959, △ 1964)

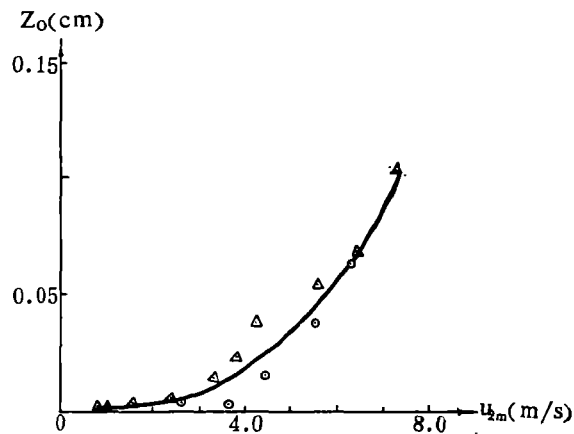


图 5 b Z_0 与 u_{2*} 的相关
(⊙ 1959, △ 1964)

3. 水表面阻力系数 C_D

阻力系数 C_D 可以表示为

$$C_D = \frac{\tau}{\rho} \frac{1}{u_*^2} \quad (6)$$

其中 C_D 为阻力系数, τ 是动量通量。类似地对潜热通量和水汽通量也可表示为

$$C_\tau = \frac{H}{C_p \rho} \frac{1}{u \Delta \theta} \quad (7)$$

$$C_\epsilon = \frac{E}{U \Delta q} \quad (8)$$

H, E 分别是潜热通量和水汽通量, $\Delta\theta$ 和 Δq 是位温差和湿度差。 C_T 是 Stanton 数, C_g 是 Dalton 数。一般认为在近水面层接近中性条件下 $C_D \sim C_T \sim C_g$ 。由于在水面上观测较困难, 通常是对 C_D 的测量较多。近年来对 C_D, C_T, C_g 也进行了一些观测比较^[3,5]。本文由风速廓线对阻力系数 C_D 进行了分析。公式(6)可改写为

$$C_D = \begin{cases} \frac{\chi^2}{\left[\ln\left(\frac{Z+Z_0}{Z_0}\right) \right]^2} & \text{粗糙流} \\ \frac{\chi^2}{\left[\ln\frac{9u_*Z}{\nu} \right]^2} & \text{光滑流} \end{cases} \quad (9)$$

对于粗糙表面, 若 Z_0 和风速无关, 则 C_D 也与风速无关。在水面上, 如前所述, Z_0 随风速的增加而增加, 因而 C_D 也随风速增加。图 6 是阻力系数 C_D 与 10 米高度上风速¹⁾ 的关系。当 $u_{10} < 3.5$ 米/秒时, C_D 随风速变化很小, $[C_D]_{10} \sim 9 \times 10^{-4} - 1.1 \times 10^{-3}$, 而当 3.5

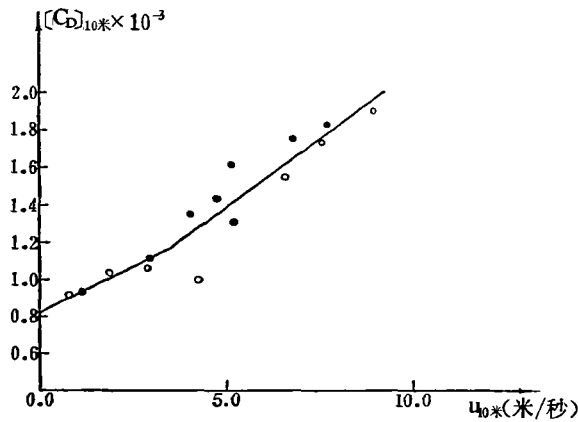


图 6 阻力系数 $[C_D]_{10}$ 与风速 u_{10} 的关系

米/秒 $< u_{10} < 9$ 米/秒时, C_D 从 1.1×10^{-3} 增加到 2.1×10^{-3} 。阻力系数和风速的关系可表示为

$$[C_D]_{10} = \begin{cases} (0.65 + 0.147 u_{10}) \times 10^{-3} & 3.5 < u_{10} < 9.0 \text{ 米/秒} \\ (0.82 + 0.100 u_{10}) \times 10^{-3} & u_{10} < 3.5 \text{ 米/秒} \end{cases} \quad (10)$$

并可得出

$$Z_0 = \frac{u_*^2}{ag} = \frac{C_D u_{10}^2}{ag} = \frac{u_{10}^2 (0.65 + 0.147 u_{10}) \times 10^{-3}}{14.5 g} \quad u > 3.5 \text{ 米/秒} \quad (11)$$

许多作者对水面上阻力系数与风速的关系进行了测量, 彼此之间还存在一些差异。文献[1,3]中给出的 C_D 和 u_{10} 的关系和我们所得的结果比较一致。阻力系数随风速的增加而增加的规律, 实际上也说明了阻力系数与波浪高度的关系。Dunckel, M.^[2]研究了阻力系数与波浪高度的关系, 与上述结论也是一致的。

1) 10 米高风速是由中性时风速廓线外延而得出。

五、非中性层结下的廓线规律

1. 层结订正函数

大气中由于热力因子的影响,使温、湿、风廓线的分布偏离于对数分布,这时风速廓线可以表示为

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\chi z} \frac{1}{\varphi(Ri)} \text{ 或 } \frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\chi z} \varphi\left(\frac{z}{L}\right) \quad (12)$$

$$\varphi(Ri) = \left[\varphi\left(\frac{z}{L}\right) \right]^{-1} \quad (13)$$

其中 L 是 Мошцн-Обухов 长度, $\varphi(Ri)$ 和 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$ 是层结订正函数。当 $Ri=0$ 时 $\varphi(Ri)=1$, 可得到中性层结时的风速廓线。

众所周知, Обухов А. М. 和 Мошцн А. С. (1954) 从因次分析得到各种稳定度条件下的层结订正函数为

$$\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = \begin{cases} \ln \frac{z}{L} + \text{const} & \left| \frac{z}{L} \right| \ll 1 \quad \text{中性} \\ \ln \frac{z}{L} + \beta \frac{z}{L} & \left| \frac{z}{L} \right| < 1 \quad \text{近中性} \\ c \left(\frac{z}{L}\right)^{-1/3} + \text{const} & \frac{z}{L} \ll -1 \quad \text{不稳定} \\ \frac{1}{R} \frac{z}{L} + \text{const} & \frac{z}{L} \gg 1 \quad \text{稳定} \end{cases} \quad (14)$$

这种函数形式比较简单,在近地面层大气中得到了广泛的应用。

Мошцн, А. С. [11] 从湍流能量平衡方程得到

$$\varphi(Ri) = (1 - \alpha Ri)^{1/4} \quad (15)$$

以后,其他作者分别用不同的方法得到了和公式(15)类似的结果。对应于 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$ 的表达式为

$$\varphi^4\left(\frac{z}{L}\right) + \gamma \left(\frac{z}{L}\right) \varphi^3\left(\frac{z}{L}\right) - 1 = 0 \quad (16)$$

正野重方 [12] 推导了方程(16)的精确解,得到各种稳定度条件下 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$ 的表达式, 正野指出,公式(14)恰好是他推导结果的一级近似。Panofsky H. A. [13] 指出, 公式(15)和(16)适用于中性和不稳定层结,并为许多观测事实所验证,但不同的观测资料往往给出不同的 γ 值。如 Panofsky, H. A. 给出 $\gamma=18$, Yamamoto, G. 得到 $\gamma=40$ 。

根据官厅水库的观测资料,用低层的风速廓线求出 u_* , 由下式求出 $\varphi(Ri)$ 的函数形式

$$K_m^* = \chi \varphi(Ri) = \frac{u_*}{du/d \ln Z} \quad (17)$$

计算 1.5 米高度上的 $\frac{du}{d \ln Z}$ 和 Ri , 得到 $\chi \varphi(Ri)$ 和 Ri 的关系如图 (7 a, b) 并与公式 (15)

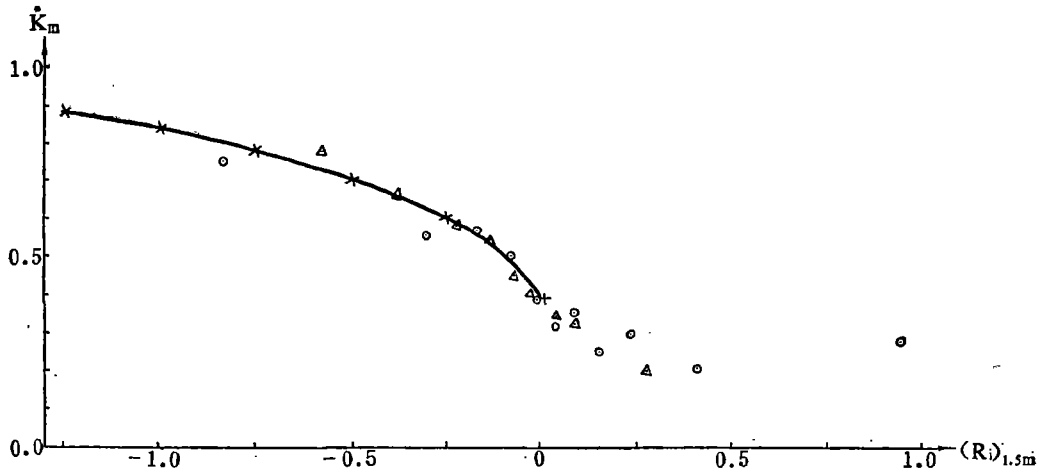


图 7a 官厅水库层结订正函数 $\chi\varphi(Ri)$ 与 Ri 的计算值、观测值的比较
($\times K_m^2 = 0.4(1-18|Ri|)^{1/4}$ 的理论曲线, \odot 1959 年, \triangle 1964 年)

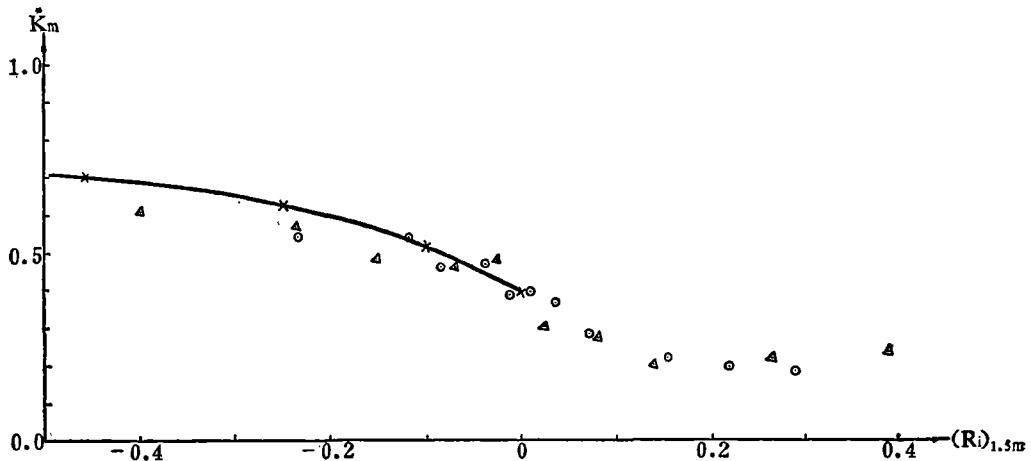


图 7b 石家庄平坦地面上层结订正函数 $\chi\varphi(Ri)$ 与 Ri 的计算值、观测值的比较
($\times K_m^2 = 0.4(1-18|Ri|)^{1/4}$ 的理论曲线, \odot 1963 年, \triangle 1964 年)

进行了比较,当 $\gamma=18$ 时,理论计算值与实测值十分接近。在图 (7b) 中给出了石家庄郊区平坦地面上的观测结果。由图中看出,水面上和陆面上的层结订正函数是相同的。曾有人提出,在稳定和不稳定层结时,可以分别选用不同的 γ 值,但根据我们的分析,在稳定层结时,即使选用不同的 γ 值,仍不适合于公式(15)。

此外,有不少作者根据观测资料给出层结订正函数的经验关系,如 Decon, E. L. [14] 给出

$$\chi\varphi(Ri) = 0.37(1 - 8.2|Ri|^{1/2}) \quad (18)$$

Гурвич, А. С. [15] 得到

$$\chi\varphi(Ri) = -0.60 \frac{Ri}{\sqrt{|Ri|}} + 0.36 \quad (-3.67 < Ri < 0.06)$$

上述公式虽然是纯经验的,但形式简便,而且在稳定和不稳定层结时均可采用。官厅水库水面上和石家庄郊区平坦地面上的层结订正函数可分别表示为:

官厅水库水面上

$$\dot{K}_m = \chi\varphi(Ri) = \begin{cases} -0.417 Ri/\sqrt{|Ri|} + 0.40 & Ri < 0 \\ -0.278 Ri/\sqrt{|Ri|} + 0.40 & Ri > 0 \end{cases} \quad (19)$$

石家庄平坦地面上

$$\dot{K}_m = \chi\varphi(Ri) = -0.349 \frac{Ri}{\sqrt{|Ri|}} + 0.40 \quad (20)$$

将 $\dot{K}_m = \chi(1-18 Ri)^{1/4}$ 的计算值点在图 8 上,可以看出,在不稳定层结时,两者十分吻合。

从上述分析中我们得到了水面上层结订正函数的形式与陆面上是一致的。当然,关于水面上的层结订正函数表达式,尚需今后做更多的研究工作,并从实验上给以验证。

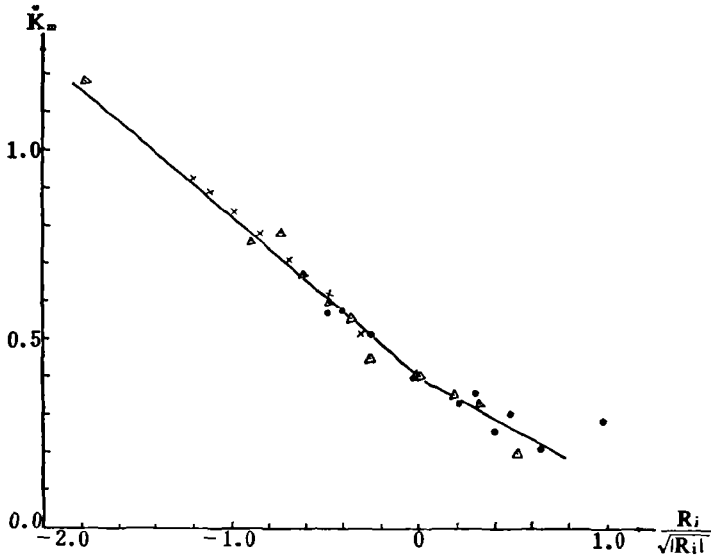


图 8 官厅水库水面上层结订正函数 $\chi\varphi(Ri)$ 与 $\frac{Ri}{\sqrt{|Ri|}}$ 的关系
($\dot{K}_m = 0.4(1-18 Ri)$ 的理论值, \odot 1959, \triangle 1964,

$$\dot{K}_m = \begin{cases} -0.417 \frac{Ri}{\sqrt{|Ri|}} + 0.40 & Ri < 0 \\ -0.278 \frac{Ri}{\sqrt{|Ri|}} + 0.40 & Ri > 0 \end{cases}$$

2. 不稳定层结下的温度廓线规律

在近地面层大气中极不稳定条件下,热力因子起主导作用,动力因子较弱,由于下垫面受热不均一,有利于自由对流的形成。在热对流条件下, $u_* \rightarrow 0$, 决定近地面层湍流状况的特征量是浮力参数 $\frac{g}{T_0}$, 热通量 $\frac{H}{C_p \rho}$, 高度 Z 。Priestly, C. H. B. [16] 等人从因次分

析得到

$$\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma = - \left(\frac{H}{C_p \rho} \right)^{2/3} \left(\frac{g}{T} \right)^{-1/3} Z^{-4/3} = C_1 Z^{-4/3} \quad (21)$$

实际上, 大气中产生热对流时仍有风速梯度存在, 认为 $u_* = 0$ 是不完全合理的。根据文献[12]得到极不稳定层结时方程(16)的解为(取二级近似)

$$\frac{dT}{dZ} = - \left(\frac{H}{C_p \rho} \right)^{2/3} \frac{1}{\alpha \chi^{4/3}} \left(\frac{g}{T} \right)^{-1/3} Z^{-4/3} \left[1 - \frac{u_*^3}{3} \frac{1}{\chi^{4/3}} \left(\frac{g}{T} \right)^{-4/3} \left(\frac{H}{C_p \rho} \right)^{-4/3} Z^{-4/3} \right] \quad (22)$$

其中 H 是热通量; C_p 是定压比热; α 是比例常数, 其它符号与前面给出的一致。式中第一项与因次分析的结果一致, 第二项中 $\frac{dT}{dZ} \propto u_*^3$ 。由于热对流条件下第二项远小于第一项, 因而 $\frac{dT}{dZ} \propto Z^{-4/3}$ 的规律在 $u_* \neq 0$ 的条件下亦成立。Townsond, A. A. [17] 将有风速切变的热对流称为混合对流, 并分析了在完全无风条件下 $\frac{dT}{dZ} \propto Z^{-2}$, 称为自由对流。从强迫对流到自由对流的过渡发生在 $Ri = 1 \pm 0.2$ 附近。

水面上不稳定层结出现在夜间, 根据 1964 年官厅水库小风时的温度廓线记录, 与 webb, E. K. [18] 的分析方法类似, 取 $M = \frac{\theta_3 - \theta_1}{0.5 \ln \left(\frac{3}{1} \right) \left(\frac{d\theta}{dZ} \right)_{0.5}}$ 为纵座标 (θ_3, θ_1 分别为 3 米和 1 米高度上的位温), $Ri_{0.5}$ 为横座标, 做出按稳定度范围分组平均的温度廓线, 如图 9。在 $-1 < Ri < -0.03$ 的范围内适合 $\frac{dT}{dZ} \propto z^{-4/3}$ 规律。同时也给出了石家庄郊区平坦地面上的结果, 可以看出, 水面和陆面的结果是一致的。要更清楚地了解水面上的对流运动状况, 需要提高观测高度。

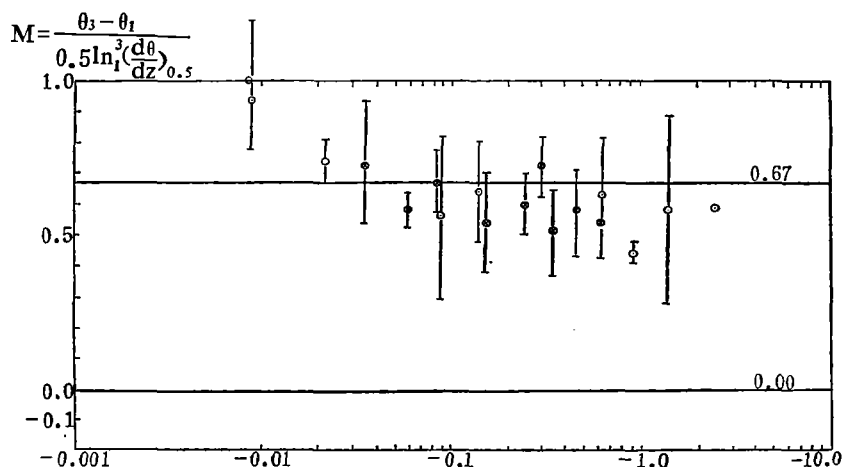


图 9 不稳定层结水面上混合对流向自由对流过渡的温度廓线规律
(○官厅水库, ⊗石家庄裸地)

五、温、湿、风廓线的相似性

近地面层大气中,温、湿、风廓线的相似性,以及动量、热量、水汽三种交换系数的比值,仍然是存在争论的问题。而这一问题对于了解通量的输送,蒸发量的计算等一系列问题,都是十分重要的。为此,我们对官厅水库水面上及石家庄郊区平坦地面上温、湿、风廓线的相似性进行了分析。

在近地层大气中,可以认为通量是常数,由通量公式得到

$$\frac{\partial u}{\partial z} / \frac{\partial T}{\partial z} = C_1 \frac{K_H}{K_M}, \quad \frac{\partial e}{\partial z} / \frac{\partial T}{\partial z} = C_2 \frac{K_H}{K_W}, \quad \frac{\partial e}{\partial z} / \frac{\partial u}{\partial z} = C_3 \frac{K_M}{K_W} \quad (23)$$

其中 K_M, K_H, K_W 分别是动量、热量、水汽交换系数。如果温、湿、风廓线不相似,则交换系数比值是高度和稳定度的函数。根据 Rider, N. E.^[19] 的通量观测纪录,计算了三种交换系数的比值为 $K_H/K_M=1.33, K_W/K_M=1.25, K_H/K_W=1.06$ 。这与 Deacon, E. L. 给出的不稳定层结时 $K_H/K_W=1.35$ 的结果比较接近。由于我们缺乏直接的通量测量,因而只对廓线的相似性进行分析。

根据官厅水库 1959 年观测的温度、湿度廓线,求出 0.5, 1.0, 1.5 米三个高度上的 $\frac{\partial T}{\partial z} / \frac{\partial e}{\partial z}$, 表 1 列举了部分计算结果,并根据 1964 年 7 月官厅水库的观测记录和 5 月在石家庄观测的记录,计算了 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 米四个高度上的 $\frac{\partial u}{\partial z} / \frac{\partial e}{\partial z}$ 和 $\frac{\partial T}{\partial z} / \frac{\partial e}{\partial z}$, 表 2 给出了所有廓线计算结果的平均值。

上述实验计算结果表明,温度和湿度廓线相似,且梯度的比值接近常数,而风速和温

表 1 1959 年官厅水库水面上三个高度的温度梯度与湿度梯度的比值

日 期	8.26 日			8.27 日		8.28 日			9.4 日					平均值
	19 ²⁰	20 ⁵⁴	23 ⁰⁵	0 ⁴⁵	05 ⁵¹	0 ⁵¹	02 ⁵⁴	12 ⁴⁷	03 ¹⁸	04 ⁵⁷	09 ⁰⁰	10 ⁵⁵	12 ⁵⁵	
$(\frac{\partial T}{\partial z} / \frac{\partial e}{\partial z})_{0.5}$	0.40	0.36	0.31	1.20	0.31	0.15	0.12	0.22	0.35	0.45	0.49	0.19	0.60	0.396
$(\frac{\partial T}{\partial z} / \frac{\partial e}{\partial z})_{1.0}$	0.39	0.36	0.29	1.20	0.37	0.14	0.14	0.22	0.34	0.46	0.52	0.18	0.56	0.398
$(\frac{\partial T}{\partial z} / \frac{\partial e}{\partial z})_{1.5}$	0.43	0.36	0.25	1.20	0.37	0.15	0.13	0.23	0.35	0.45	0.49	0.19	0.56	0.397

表 2 1964 年官厅水库水面与石家庄郊区平坦地面上,温度梯度与湿度梯度以及风速梯度与湿度梯度的比值

观 测 地 点	石 家 庄 郊 区 平 坦 地 形				官 厅 水 库 水 面			
	0.5	1.0	2.0	3.0	0.5	1.0	2.0	3.0
高 度 (米)	0.5	1.0	2.0	3.0	0.5	1.0	2.0	3.0
$(\frac{\partial T}{\partial z}) / (\frac{\partial e}{\partial z})$	1.76	1.86	1.90	1.92	1.81	1.81	1.85	1.87
$(\frac{\partial u}{\partial z}) / (\frac{\partial e}{\partial z})$	2.05	2.18	2.43	2.64	3.02	3.16	3.66	4.07

度、湿度廓线不相似,且梯度的比值随高度增加。根据 Deacon, E. L. 和 Rider, N. E. 的
 通量观测结果和我们的分析,取 $K_H/K_w=1$ 和 $K_H/K_M=K_w/K_M=1.3$ 可能较为合适。
 动量、热量及水汽交换系数的比值,对于蒸发量的计算是很重要的。不少作者认为三种交
 换系数的比值相等。近来, Warhaft, Z.^[20]指出,当温度和湿度脉动的互相关系数近于 1
 时, $K_H=K_w$; 当互相关系数较小时, K_H/K_w 将明显地偏离于 1; 当温度或湿度梯度符号
 相反时,会出现 $K_H>K_w$ 的情况。Vermal, S. B.^[21]近来也指出,在水平辐合的条件下,
 潜热和水汽通量的湍流交换系数不等,且有 $K_H>K_M$ 。因此,对于动量、热量及水汽的湍
 流交换系数的比值需要更精确地观测和详细地研究。

六、结 束 语

为了对近水面层的温、湿、风廓线和湍流交换规律进行研究,我们首先对观测仪器进
 行了较细致地检定和比较。通过对官厅水库资料的分析,得到以下几点结论:

1. 中性层结时,由于波浪的影响,使廓线在低层有一个转折。经过浪高订正后,符合
 对数分布规律。水面粗糙度 Z_0 和动力摩擦速度 u_* 随风速的增加而增加,并与水面的波
 浪状况有关。

2. 中性层结时,水表面阻力系数 C_D 和 10 米高度风速的关系可表示为

$$[C_D]_{10\text{米}} = \begin{cases} (0.65 + 0.134 u_{10}) \times 10^{-3} & 3.5 \text{ 米/秒} < u_{10} < 9.0 \text{ 米/秒} \\ (0.8 + 0.104 u_{10}) \times 10^{-3} & u_{10} < 3.5 \text{ 米/秒} \end{cases}$$

风速大于 3.5 米/秒时, C_D 随风速的增加而增加,当风速较小时, C_D 随风速的变化较缓
 慢, C_D 的变化范围在 9×10^{-4} — 2.1×10^{-3} 之间。

3. 不稳定层结时,接近水面的层结订正函数可用 $\varphi(Ri) = (1 - \gamma Ri)^{1/4}$ 或 $\varphi^4\left(\frac{z}{L}\right) + \gamma$
 $\left(\frac{z}{L}\right)\varphi^3\left(\frac{z}{L}\right) - 1 = 0$ 表示,得到 $\gamma = 18$ 。但不适用于稳定层结。

在稳定和 不稳定层结时,可以用经验的层结订正函数表示

$$K_m^* = \chi \varphi(Ri) = \begin{cases} -0.417 \frac{Ri}{|Ri|} + 0.40 & Ri < 0 \\ -0.278 \frac{Ri}{|Ri|} + 0.40 & Ri > 0 \end{cases}$$

4. 不稳定层结时,近水面层的温度廓线规律和 Townsend, A. A. 的分析结果一
 致。

5. 根据几个不同高度上温、湿、风梯度的比值,得出温度和湿度廓线相似,梯度比值
 接近常数,而与风速廓线不相似,梯度比值随高度略有变化。今后需要同时开展梯度和通
 量观测,对水面上的湍流交换规律做出进一步的研究。

参 考 文 献

- [1] Genrchi Naito, *J. of Met. Soc. of Japan*, **56**, No. 1, 1978.
- [2] Dunckle, M., L. Hasse, L. Krugermeyer, D. Schriever and J. Wucknitz, *Boundary Layer Meteor.*, **6**, No. 1/2, 1974.
- [3] Smith, S. D., *Boundary Layer Meteor.*, **6**, No. 1/2, 1974.
- [4] Miyake, M., M. Donelan, G. Mcbean, C. Paulson, F. Bedgly and E. Leavitt, *Quart. J. of Roy. Met. Soc.*, **96**, No. 407, 1970.
- [5] Emmanuel, C. B., *Boundary Layer Met.*, **7**, No. 3/4, 1975.
- [6] 严开伟, 陈家宜, 北京大学学报, Vol. 6, No. 1, 1960.
- [7] 张德琛等, 北京大学学报, Vol. 6, No. 1, 1960.
- [8] Rossby, C. G., *Pap in phy. Ocen and M.*, Vol. IV No. 3, 1936.
- [9] Roll. H. V., *Annalen der Meteorol.*, 1. Jahrgang. Heft 12, 1948.
- [10] Charnock. H., *Quart. J. of Roy. Met. Soc.* **18**, No. 350, 1955.
- [11] Казанский, А. Б. и А. С. Монин, *Изв. АН. СССР еер геофиз.*, No. 1, 79—87, 1956.
- [12] Syono, S. and M. Hamuro, *J. of Met. Soc. Japan*, **40**, No. 1, 1962.
- [13] Panofsky, H. A., A. K. Blakader, *Quart. J. of Met. Roy. Soc.*, **86**, No. 369, 1960.
- [14] Deacon, E. L., *Div. Met. Phys. Tech. Pap.*, No. 4, 1955.
- [15] Гурвиг, А. С., *Атмосферная турбулентность Академия наук СССР труды института физика атмосферы* No. 4, 1962.
- [16] Priestly, C. H. B., *Turbulent Transfer in the Lower Atmosphere*, The University of Chicago Press, 1959.
- [17] Townsend, A. A., *Quart. J. of Roy. Met. Soc.*, **88**, No. 375, 1962.
- [18] Webb, E. K., *Quart. J. of Roy. Met. Soc.*, **84**, No. 360, 1958.
- [19] Rider, N. E., *Phil. trans. of the Royal. Met. Soc. of London, Series A*, Vol 246, 481, 1954.
- [20] Warhaft, Z., *Quart. J. of Roy. Met. Soc.*, **102**, No. 433, 1976.
- [21] Verma, S. B., *Journal of Appl. Met.*, **17**, No. 3, 1978.

RULES OF TEMPERATURE, HUMIDITY, WIND PROFILES AND TURBULENT EXCHANGE OVER WATER SURFACE LAYER

Yan Kai-wei

Lu Nai-ping

Jing Rong-lin

(Department of Geophysics,
Peking University)

(Institute of Atmospheric
Physics, Academia Sinica)

(Department of Geophysics,
Peking University)

Abstract

In this article we analysed rules of temperature, humidity and wind profiles over water surface layer in Guan Ting reservoir. It is shown that the wave states of water surface has an affect on the profiles. Some relationships of roughness length, friction velocity and resistance coefficient with wind velocity and wave height in neutral stratification have been given. We obtained a modifying function of stratification suitable for the water surface. Finally we analysed rules of temperature profile in unstable condition and discussed problem of similarity about temperature, humidity and wind profiles.