

層 結 大 氣 中 近 地 層 湍 流*

蘇 從 先

(中國科學院地球物理研究所)

提 要

本文對穩定層結大氣中近地層湍流的層結訂正函數導出了新的形式。據此而對 Монин-Обухов 的湍流普遍函數作出了新的規定。根據該方案對近地層湍流特徵作了若干討論。最後並繪製了計算近地層湍流特性量的圖表，藉此可以很方便而準確地由梯度觀測直接估計近地層湍流狀況。

鄰近地面厚達三、五十米深受下墊面影響的那一氣層，具有特殊的規律性質；通常稱為近地面層。該層係地球和大氣的媒介，地球和大氣間的動量、熱量和水分等的輸送和交換均須仰賴此層而實現。制約該層的主導因子就是下墊面特性和湍流特徵。下墊面制約着大氣中渦動能量的儲存和產生，而動量、熱量和水分等的輸送和蒸發等過程又無不與湍流特徵直接有關。所以估計近地層湍流特徵有着重大的實踐意義。

非中性層結大氣中的湍流與無因次量 Ri 數有關。可以寫成 $K = K_a \psi(Ri)$ 或 $K = n v_* z \psi(Ri)$ 。許多作者提出了不同的形式。Rossby-Montgomery^[1] 及 Sverdrup^[2] 首先推得 $\psi(Ri) = 1/\sqrt{1 + \sigma Ri}$, $\sigma = 11$ 。Holzman^[3] 提出 $\psi(Ri) = [1 - \sigma_H Ri(z)]^{-1/2}$ 。Будыко^[4] 採用 $\psi(Ri) = \left[1 + \frac{h}{z} Ri(z)\right]^{1/2}$, h 為近地層高度。Тимофеев^[5] 取 $\psi(Ri) = [1 - \alpha Ri]$ 。Константинов^[5] 建議用 $\psi(Ri) = [1 - \alpha Ri]^{1/2}$ 。Обухов^[6] 及 Монин^[7] 推得 $\psi(Ri) = [1 - \alpha Ri]^{1/4}$ 。Казанский-Монин^[8] 後來又形式地令 $\psi(Ri) = [1 - \alpha Ri]^{3/5}$ 。近來 Монин-Обухов^[9] 更應用相似理論於近地面層而得：

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{v}}{dz} &= \frac{v_*}{\kappa z} \varphi\left(\frac{z}{L}\right), \\ \frac{d\bar{T}}{dz} &= \frac{T_*}{z} \varphi\left(\frac{z}{L}\right), \\ K &= \kappa v_* z / \varphi\left(\frac{z}{L}\right), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 $L = -\frac{v_*^3}{\kappa \frac{g}{T_0} \frac{P}{c_p \rho}}$, $T_* = -\frac{P}{\kappa v_* c_p \rho}$, P 表湍流熱通量, v_* 表摩擦速度, $\kappa = 0.43$ 。

即將近氣層湍流特徵表示成無因次參量 $\frac{z}{L}$ 的某種函數。Монин-Обухов^[9] 也曾經驗地令 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = 1 + \beta \frac{z}{L}$, $\beta = 0.6$ 。然而這種形式是不十分確切的，並且失去一般性。以

* 1957 年 11 月 11 日收到。

下我們就首先來推導出一種新的層結訂正函數關係，並據此而從理論上求出 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$ 的確切形式，並對湍流特徵作若干討論。此外還繪制了計算用的圖表，藉此可方便而精確地估計出近地層湍流特徵來。

一. 關於層結訂正函數

首先要指出的是，在不同層結下層結訂正函數也應當不同。因為在穩定層結和不穩定層結下的湍流是兩個在性質和機構上完全相異的兩種狀態。穩定時，層結作用只會使湍流動力交換作用衰減；而在不穩定時，則層結作用還會使湍流增加新的特徵，即所謂對流因子。這時不妨機械地理解為由動力湍流和熱對流湍流兩者構成。因此很難認為存在一個同時適用於兩種狀態的普遍函數 $\psi(\text{Ri})$ ，應當分別考慮。實際上也證明了這點。

例如按 Монин-Обухов^[9] 所規定的方案 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right) = 1 + \beta \frac{z}{L}$ ，在不穩定層結下實際上就是不適用的；關於其詳細情況這裏從略。

現在我們來推求穩定層結下的函數 $\psi(\text{Ri})$ 。與 Rossby-Montgomery^[1] 相類似，不過我們引進了不同的概念。我們假定在任意確定的狀態（穩定）中，由純動力作用所引起的湍流能量在單位時間內為 $K_f \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)_f^2$ ，而這時實際的能量為 $K \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2$ 。這兩者之差顯然正比於浮力作功率 $\frac{g}{T} \alpha K \frac{\partial \theta}{\partial z}$ 。寫成等式即為：

$$K_f \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)_f^2 - K \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2 = A \alpha K \frac{g}{T} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (2)$$

式中 A 為比例常數 $\alpha = \frac{K}{K_T}$ ，即動量交換和溫度交換之比。根據前面的假定顯然有 $\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)_f = \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)$ 。同時在穩定層結下溫度和動量、水分等介質的活動性質相同，故可準確地認定 $\alpha = 1$ ；然在不穩定層結下則不然，此時 $\alpha = \alpha(\text{Ri})$ 。Sverdrup^[2]，Rider 和 Robinson^[10]，Pasquill^[11] 等均對此作過討論及證實。至於 K_f 我們這裏定義為 $K_f = n v_* z$ ，並稱為摩擦湍流交換係數，即動力湍流作用係數。顯然當中性時 $K_f = K_a$ 。這種概念 Lettan 和 Bnsinger^[12] 都採用過，實際上 Монин-Обухов^[9] 也不明顯地採用了這種關係。引進這樣一個概念和關係還比像 Rossby-Montgomery 等採用 $K_a = \kappa v_* z$ 大為方便，因為這裏的 v_* （即中性大氣中的 v_* ）對實際層結狀態來說是未知的。

將上述關係代入(2)式移項可得：

$$K = \kappa v_* z / (1 + A \text{Ri}), \quad (3)$$

於是我們便求得了 $\psi(\text{Ri}) = 1/(1 + A \text{Ri})$ 。其實由 Rossby-Montgomery^[1] 的關係式亦可推出類似(3)式的形式來，只須更合理地假定 $K/K_f = l^2/l_f^2$ 就可以了。我們所推得的這種形式顯然跟許多作者的形式是不同的。但從後面的討論也可看出，這種形式是適宜的。

關係(3)式中 A 的選擇問題也很有分歧。Sverdrup^[2] 取為 11。Обухов^[6]，Монин^[7] 取作 1。Будыко^[13] 令 $A = \frac{h}{z} \neq \text{Const.}$ ， h 為近地層高度。Юдин^[14] 主張 $A = A(\text{Ri})$ ，

非為常值。以下我們將依 Обухов 和 Монин 取作 $A = 1$ 。下面計算結果亦將指出，這樣的取法是適當的。

至於在不穩定層結狀態下的函數 $\psi(Ri)$ ，本文不作討論。除在對流狀況下即為純熱力湍流作用時，Монин-Обухов^[9] 等已從因次分析作過確定外，對不穩定層結下湍流的一般狀況目前尚缺乏完整的方案。

二. 穩定層結下湍流特徵及要素分佈規律

由(1)式及 L 參數表達式可將 $Ri = \frac{g}{T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} / \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2$ 及 K 表示成下列形式：

$$Ri = \frac{\zeta}{\varphi(\zeta)}, \quad (4)$$

$$K = \kappa v_* L Ri, \quad (5)$$

式中 $\zeta = \frac{z}{L}$ 。將(4),(5)二式代入(3)並移項可得：

$$\varphi^2(\zeta) - \varphi(\zeta) - A\zeta = 0; \quad (6)$$

對 $\varphi(\zeta)$ 求解(6)式，於是得：

$$\varphi(\zeta) = \frac{1 + \sqrt{1 + 4A\zeta}}{2}, \quad (7)$$

這裏我們棄去了根 $\varphi(\zeta) = \frac{1 - \sqrt{1 + 4A\zeta}}{2}$ ，因為當 $\zeta = 0$ 時 $\varphi(0) = 0 \neq 1$ ，此與中性層結的對數規律矛盾，顯然不合理。由上式可見，當 $\zeta = 0$ 時 $\varphi(0) = 1$ ，呈對數分佈規律。隨着 ζ 的增大 $\varphi(\zeta)$ 也增大。當 $\zeta < -\frac{1}{4A}$ 時， $\varphi(\zeta)$ 無實數值。顯見，(7)式在整個穩定狀態中都是確定的，並且隨着 ζ 呈單調的變化。再由(1)式可見其物理意義也是很明晰的。

為了求得要素分佈的規律，我們將(7)式代入(1)式進行計算，其中 A 按前節所指出的依 Обухов 和 Монин 取 $A = 1$ ，於是得：

$$\begin{aligned} \frac{\kappa v}{v_*} &= \frac{\bar{T}}{T_*} = \int_{\zeta} \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta} d\zeta = f(\zeta) + C = \\ &= \frac{1}{2} \ln \zeta + \frac{1}{\cos [\arctg \sqrt{4\zeta}]} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \cos [\arctg \sqrt{4\zeta}]}{1 + \cos [\arctg \sqrt{4\zeta}]} + C, \end{aligned} \quad (8)$$

$$K = 2\kappa v_* z / (1 + \sqrt{1 + 4\zeta}), \quad (9)$$

$$Ri = 2\zeta / (1 + \sqrt{1 + 4\zeta}). \quad (10)$$

由上式可知，當 $\zeta \ll 1$ 即接近中性時， $\varphi(\zeta) \approx 1$ ，為對數律。當 $\zeta \gg 1$ 即極穩定時， $\varphi(\zeta) = \frac{1}{2} + \sqrt{\zeta} \approx \sqrt{\zeta}$ ， $f(\zeta) \approx 2\sqrt{\zeta}$ ，即表明在極端穩定(逆溫)時，要素隨高度呈根方關係。這與 Rossby-Montgomery^[1] 所得的一致。後來 Sverdrup^[2] 更確立了 $\sqrt[3]{z}$ 的關係。如果我們將它與指數方案對比，則更有意義。按 Лайхтман^[15] 或 Deacon^[16] 可有 $\frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^\epsilon$ ，當極穩定(逆溫)時由大量資料精確證明 $\epsilon = 0.5$ ，這與上面的討論完

全一致。這說明該方案的正確性。

此外，設在 $\zeta \ll 1$ 時由(7)展開可得： $\varphi(\zeta) = 1 + A\zeta - 4A^2\zeta^2 \approx 1 + A\zeta$ 。如令 $A = 0.6$ ，顯然就是 Монин-Обухов 的函數了。由此直接計算或由(3)之近似式 $K = \kappa v_* z [1 - ARi]$ 進行上述同樣計算即得 Монин-Обухов 的公式如下：

$$\frac{\kappa \bar{v}}{v_*} = \frac{\bar{T}}{T_*} = \ln \zeta + 0.6\zeta + C, \tag{11}$$

$$K = \kappa v_* z / (1 + 0.6\zeta), \tag{12}$$

$$Ri = \zeta / (1 + 0.6\zeta). \tag{13}$$

這樣一來，Монин-Обухов 的函數形式祇是該方案的一種特殊情況了。還必須指出，如果採取其它形式的 $\psi(Ri)$ ，如像 Казанский-Монин^[8] 那樣取 $\psi(Ri) = [1 - \alpha Ri]^{9/5}$ ，則近似地更可得到與 Монин-Обухов 完全一致的形式。但這樣就喪失了所討論問題的理論根據，並且這樣做法毫無意義。

現在讓我們來分析要素分佈的規律性。由(8)式，取積分由 $z_1 = \frac{|L|}{2}$ 到 z ，或即由

$\frac{1}{2}$ 積到 ζ 而得：

$$\frac{\kappa \left[\bar{v}(\zeta) - \bar{v}\left(\frac{1}{2}\right) \right]}{v_*} = \frac{\bar{T}(\zeta) - \bar{T}\left(\frac{1}{2}\right)}{T_*} = \frac{1}{2} \ln 2\zeta + \frac{1}{\cos [\arctg \sqrt{4\zeta}]} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \cos [\arctg \sqrt{4\zeta}]}{1 + \cos [\arctg \sqrt{4\zeta}]} - 1.07, \tag{14}$$

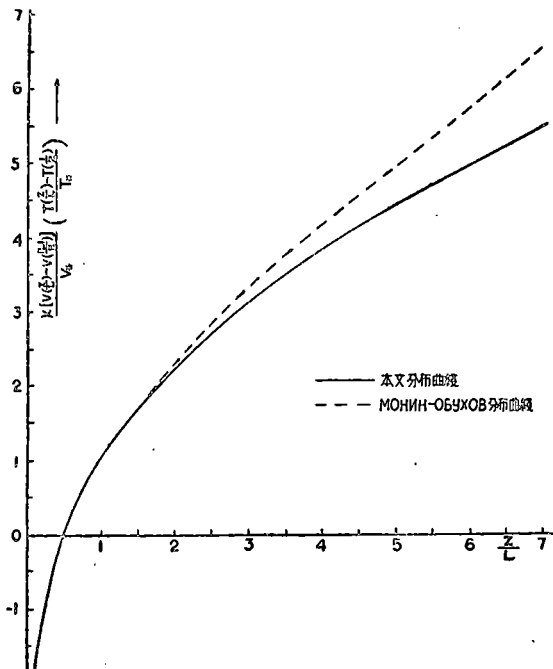


圖 1

據此可繪出風速和溫度分佈圖表(圖 1)。為了比較起見，我們也把 Монин-Обухов 的圖形繪在圖上，其表達式由

$$(11) \text{式可得: } f(\zeta) - f\left(\frac{1}{2}\right) = \ln \zeta +$$

$+ 0.6\zeta - 0.3$ 。由圖 1 可知我們所討論的方案和 Монин-Обухов 的情況大致相同。在 $\zeta < 1.5$ 處，二者完全一致。在 $\zeta > 1.5$ 時，我們所計算的曲線則漸較偏低。這種偏低正好顯示了我們所討論方案的正確性。實際上據 Казанский-Монин^[8] 指出，按 Монин-Обухов 方案計算的湍流特徵量在較大逆溫情況下過分偏低；相應地其要素的分佈必然比實際偏高。這從最後計算的結果中也可看出。

現在來看湍流交換係數隨穩定度的

變化情況。由圖 2 可見 K 隨穩定度增長而變小。當 $\zeta = 0$ 時, $K = \kappa v_* z$; 當 ζ 甚大時, $K \rightarrow 0$ 。在穩定層結一開始起作用時, K 減小很快, 在 $\zeta < 1$ 內幾成直線下降, 以後又漸緩和。這說明穩定度對 K 的作用在不同層結程度上是不同的。這也很自然, 因為本來在自動作用着的湍流過程, 突然遭到層結的抑制時就減低很快, 過了一段時間後, 由於這種過程已趨穩定, 則層結作用也自然就顯得緩和了。由圖 2 還可看到我們所計算的曲線比 Монин-Обухов 的曲線在 $\zeta < 1$ 時偏低, $\zeta > 1$ 時偏高, 這就是說在層結甚穩定時我們所求得的 K 比 Монин-

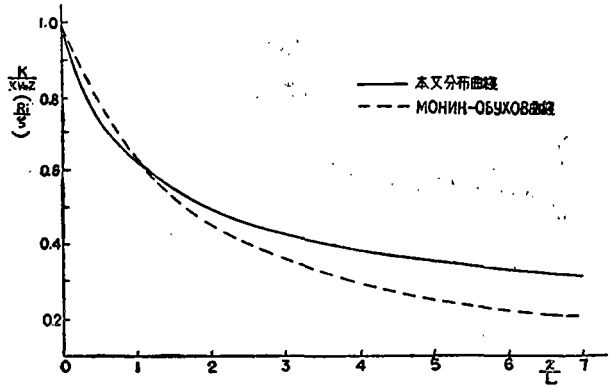


圖 2

Обухов 的要大。以上討論也可視為固定穩定度下 $\frac{K}{\kappa v_* z}$ 隨高度變化的情況。 $\frac{Ri}{\zeta}$ 與 ζ 的關係也同上類似。當 $\zeta \rightarrow 0$ 時 $\frac{Ri}{\zeta} = 1$; 當 $\zeta \rightarrow \infty$, $\frac{Ri}{\zeta} \rightarrow 0$ 。至於 Ri 與 ζ 的關係我們也按(10), (13) 二式分別繪在圖 3 中, 其與圖 2 大致類同。可以看出, Ri 與 ζ 在 $\zeta < 1$ 時近乎成直線關係, 以後則漸平緩下降; 這可由溫度梯度隨高度變化漸緩和來解釋。在 $\zeta > 1$ 時本文曲線比 Монин-Обухов 的偏高。值得指出的是這二曲線在 $\zeta > 2$ 時均有 $Ri > 1$ 。Обухов^[6] 曾作過相似的討論, 並認定 Ri 隨 ζ 的變化不得大於 1。但是要注意這裏所表示的只是 Ri 與 ζ 本身間的關係, 至於湍流與 Ri 臨界值間的內在關係未必能從這種關係本身反映出來。

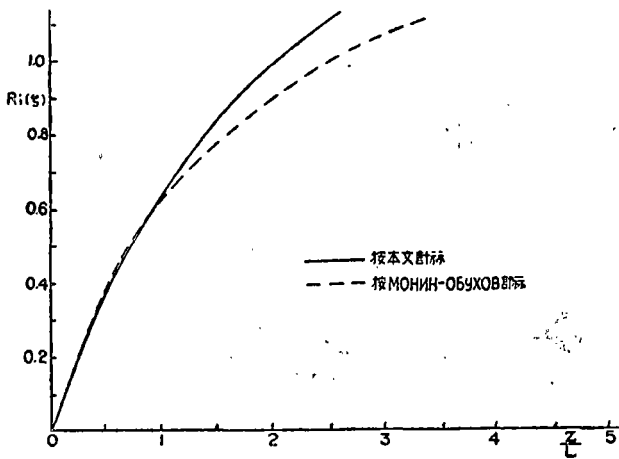


圖 3

最後我們再討論 K 與 K_∞ 的關係。А. А. Дродницын^[17](1941) 曾提出指數關係 $K(z) = K_\infty(1 + \eta - e^{\eta z})$, 其中 η 相當於空氣分子熱傳導係數。М. И. Юдин (1940) 和 М. Е. Швец(1943)^[17] 又提出所謂斷裂關係, 即

$$K(z) = \begin{cases} k_1 z & (0 \leq z \leq h) \\ k_1 h & (z \geq h), \end{cases}$$

其中 h 為近地層高度。現在我們令穩定層結下近地層高度為 H , 由(9), (12)式分別可得:

$$\frac{K}{K_\infty} = \frac{z}{H} \frac{1 + \sqrt{1 + 4 \frac{H}{L}}}{1 + \sqrt{1 + 4 \frac{z}{L}}}, \quad (15)$$

$$\frac{K}{K_{\infty}} = \frac{z}{H} \frac{1 + 0.6 \frac{H}{L}}{1 + 0.6 \frac{z}{L}} \quad (16)$$

由上式可見,當 $z = H$ 時 $K = K_{\infty}$. 當 $z \ll H$ 時, $K \ll K_{\infty}$. 當中性時, $\frac{K}{K_{\infty}} = \frac{z}{H}$. 爲

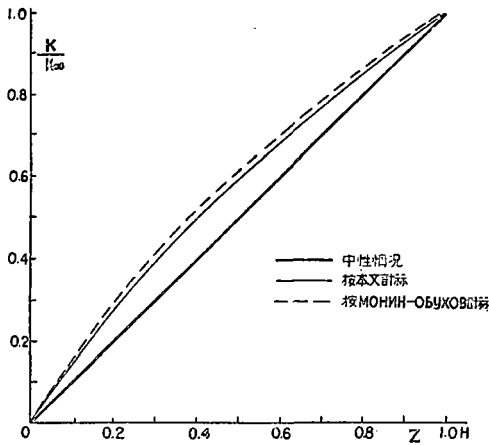


圖 4

了清楚起見,我們近似地令 $\frac{H}{L} = 1$, 並以其作為單位而作 z 之橫標, 以 $\frac{K}{K_{\infty}}$ 作縱標繪出圖 4. 圖中直綫代表中性層結的狀況. 由圖可知 $\frac{K}{K_{\infty}}$ 與高度在穩定層結下呈不顯著的指數關係. 當然該圖只是極其近似的形象而已. Обухов^[6], Монин^[9] 及 Казанский-Монин^[8] 均把 L 誤作為 H , 而令 $K_{\infty} = nv_* L$. 於是由(5)式而得 $K = K_{\infty} Ri$, 以致導出當 Ri 甚小時 $K \rightarrow 0$ 的顯然不正確的結論來. 實際上不能把 L 與 H 等同看待. L

是一個具有長度因次的穩定度參數, 而 H 只是一個幾何高度. 同時, 即使令 $L = H$, 那麼 $K_{\infty} = nv_* L$ 也只能代表中性層結下的 K_{∞} ; 而這樣也就失去了 $\frac{K}{K_{\infty}}$ 比值的意義.

三. 用梯度觀測計算湍流特徵的方案

根據前節的討論我們現在來對湍流特性量進行計算. 仿照 Казанский-Монин^[8] 的方法來確定一種計算方案.

取三個觀測高度, 相繼為 $\frac{H}{2}$, H , $2H$, 並令 $L_1 = \frac{L}{H}$, $\zeta_0 = \frac{z_0}{H}$, H 為任意高度, z_0 為粗糙高度. 再令 $\Delta \bar{T} = \bar{T}(2H) - \bar{T}(H/2)$, $\Delta \bar{v} = \bar{v}(H) - \bar{v}(z_0) = \bar{v}(H)$. 利用這些關係將 Ri 化成實用的形式:

$$Ri = \frac{g}{T_0} \frac{\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2} = \frac{2}{3} \frac{gH \Delta \bar{T}}{T_0 \bar{v}^2} = B; \quad (17)$$

再由(8)式可得:

$$\Delta \bar{T} = T_* \left[f\left(\frac{2}{L_1}\right) - f\left(\frac{1}{2L_1}\right) \right], \quad (18)$$

$$\Delta \bar{v} = \frac{v_*}{\kappa} \left[f\left(\frac{1}{L_1}\right) - f\left(\frac{\zeta_0}{L_1}\right) \right]; \quad (19)$$

將(21), (22)式代入(20), 並代入 L 及 T_* 之表達式可得:

$$B = \frac{1}{L_1} \frac{f\left(\frac{2}{L_1}\right) - f\left(\frac{1}{2L_1}\right)}{\left[f\left(\frac{1}{L_1}\right) - f\left(\frac{\zeta_0}{L_1}\right)\right]^2}, \quad (20)$$

其中常因子 $\frac{2}{3}$ 忽略了, 這純粹是爲了方便。由(8)式將 $f(\zeta)$ 的表達式分別代入並視 ζ_0 爲參數, 則可準確地計算出 B 與 L_1 之關係來。由上式可見, 當 L_1 甚大即接近中性時, $B \approx \frac{1}{L_1} \frac{\ln H}{(\ln \zeta_0)^2}$; 當 L_1 甚小即甚穩定時,

$$B \approx \frac{0.33}{\sqrt{L_1}[1 - \sqrt{\zeta_0}]^2} = \frac{0.33\sqrt{L_1}(1 + \zeta_0 - 2\sqrt{\zeta_0})}{L_1(1 - \zeta_0)^2}.$$

可見在接近中性時, B 與 L_1 本身呈反比; 當穩定度甚大時, B 就不復與 L_1 本身有關而與其根方呈反比了。但 Казанский-Монин^[8] 此時却得出 B 與 L_1 無關, 這顯然是不適宜的。

爲了計算方便起見, 取對數坐標並給予 ζ_0 以不同的常見的值而繪出計算圖表來(見圖 5)。由圖可知, 在 $\lg L_1 > -1.0$ 和 $\lg B < 0$ 範圍內幾乎呈直線關係, 可以寫成 $\lg B = A \cdot \lg L_1 + B$, 當 $\zeta_0 = 0.02$ 時, $A = -1$, $B = -1$; 當 $\zeta_0 = 0.01$ 時 $A = -1.05$, $B = -1.10$; 當 $\zeta_0 = 0.005$, $A = -1.07$, $B = -1.20$; 這些公式可作簡單計算之用。在 $\lg L_1 < -1.0$ 範圍內, 則稍向下彎曲且漸聚集。由圖 5 若已知 z_0 及 H 即可迅速計算出湍流尺度 L 來。

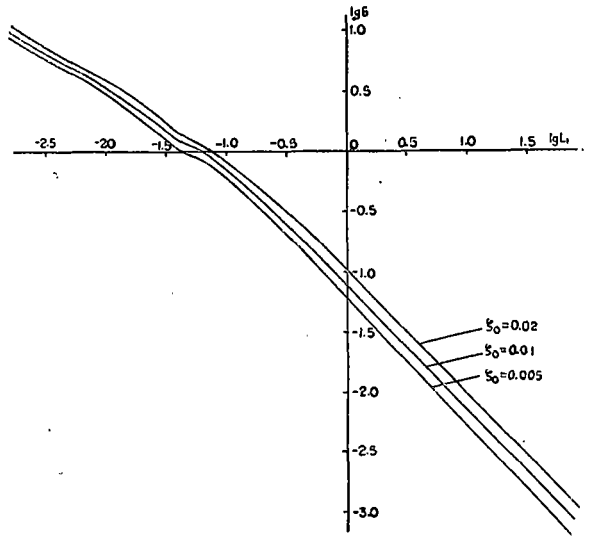


圖 5

現在再來計算 v_* 。將(19)式寫成

$$\frac{v_*}{v} = \frac{\kappa}{\left[f\left(\frac{1}{L_1}\right) - f\left(\frac{\zeta_0}{L_1}\right)\right]}, \quad (19')$$

再將(8)式的 $f(\zeta)$ 代入, 同樣可得 $\frac{v_*}{v}$ 與 L_1 的關係。再由(20)式便可得到 $\frac{v_*}{v}$ 與 B 之關係。由上式可知, 當接近中性時 $\frac{v_*}{v} \approx \frac{\kappa}{\ln \frac{1}{\zeta_0}} = -\frac{\kappa}{\ln \zeta_0}$, 即此時 v_* 與 L_1 無關, 而僅與風速切變有關, 這是很自然的。當甚穩定時, $\frac{v_*}{v} \approx \frac{\kappa \sqrt{L_1}}{2[1 - \sqrt{\zeta_0}]} = \frac{\kappa \sqrt{L_1}(1 + \sqrt{\zeta_0})}{2[1 - \zeta_0]}$, 即 v_* 與 L_1 之根方及風速切變同時呈正比。這時 Казанский-Монин^[8] 得到 $\frac{v_*}{v}$ 與 L_1 呈正比, 並且 v_* 與 ζ_0 之關係也比我們所得的關係來得弱。比較一下甚穩定時和近中性時

的 $\frac{v_*}{v}$ 的近似式可知,在甚穩定時 v_* 與 ζ_0 之關係要比中性層結下來得弱。這就是說粗糙度對摩擦應力的影響隨穩定度的增大而減弱。如果考慮到穩定層結對湍流的抑制作用的話,這就是很自然的了。

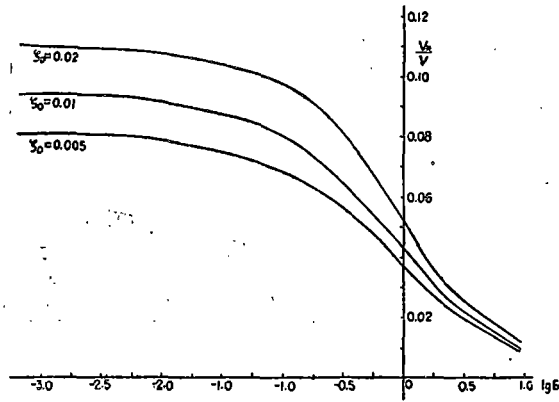


圖 6

為計算方便起見,據(8), (19') 和(20)式對不同粗糙度同樣可作出 $(\frac{v_*}{v}, \lg B)$ 的計算圖表(見圖 6)。由圖

可知,在穩定度不大時 $\frac{v_*}{v}$ 趨常值,隨穩定度的增大而漸減,到 $B \rightarrow 1$ 時陡然下降而聚集。由圖 6 當已知 $\bar{v}(H)$ 時,即可直接由 B 來計得 v_* 。

最後再來計算熱通量 P 。由(18)式及 T_* 之表達式有:

$$T_* = - \frac{1}{\kappa v_*} \frac{P}{c_p \rho} = \frac{\Delta T}{\left[f\left(\frac{2}{L_1}\right) - f\left(\frac{1}{2L_1}\right) \right]}$$

再將(19)式之 v_* 代入移項而得:

$$P = \frac{\Delta T}{\left[f\left(\frac{2}{L_1}\right) - f\left(\frac{1}{2L_1}\right) \right] \left[f\left(\frac{1}{L_1}\right) - f\left(\frac{\zeta_0}{L_1}\right) \right]} n^2 \bar{v} c_p \rho; \quad (21)$$

取 $\bar{v} = \text{m/sec}$, $P = \text{cal/cm}^2 \cdot \text{min}$, $c_p = 0.239 \text{ cal/gm } ^\circ\text{C}$, $\rho = 1.293 \times 10^{-3} \text{ gm/cm}^3$, $\kappa = 0.43$, 可得:

$$\frac{P}{\bar{v} \Delta T} = - \frac{0.343}{\left[f\left(\frac{2}{L_1}\right) - f\left(\frac{1}{2L_1}\right) \right] \left[f\left(\frac{1}{L_1}\right) - f\left(\frac{\zeta_0}{L_1}\right) \right]}$$

同樣亦可計算出 $\frac{P}{\bar{v} \Delta T}$ 與 B 之關係。

當接近中性時, $\frac{P}{\bar{v} \Delta T} \approx -0.343 /$

$\ln \frac{1}{\zeta_0} \cdot \ln 4 = 0.343 / \ln \zeta_0 \cdot \ln 4$ 。當

甚穩定時, $\frac{P}{\bar{v} \Delta T} \approx -0.12 [1 +$

$+\sqrt{\zeta_0} L_1 / [1 - \zeta_0]$ 。可見當接近中性時, P 與 L_1 無關,這是當然的。當甚穩定時則 P 與 L_1 成正比。

此時 Казанский-Монин^[8] 得到 P

與 L_1^2 呈正比。

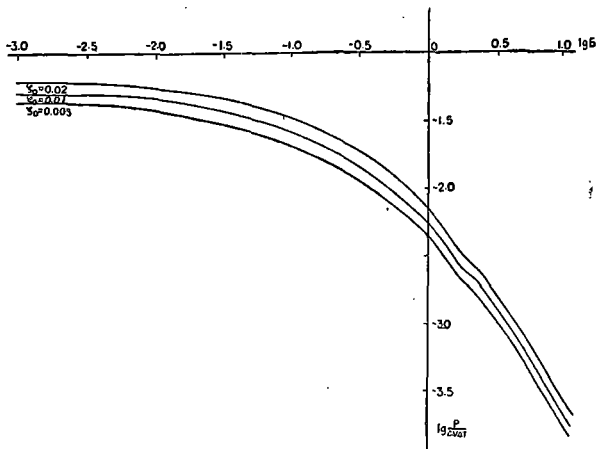


圖 7

爲了計算起見,也繪成圖表(見圖 7).其分佈與圖 6 類似.由此圖知道了 $v(H)$ 及 ΔT 後,即可直接由 B 而估計出熱通量來.

最後依上述諸圖表作出一些計算.據 Казанский-Монин^[8] 的資料,將計算的 L 列於下表.爲比較起見還載有 Казанский-Монин 等的計算值.

B	$\lg B$	$L(m)$	$\frac{L}{(Казанский-Монин)}$	$\frac{L}{(Монин-Обухов)}$
0.34	-0.47	0.53	0.71	0.23
0.47	-0.33	0.36	0.54	0.17
0.15	-0.82	1.18	1.45	0.53
0.31	-0.51	0.62	0.77	0.25

依據 ГГО 1945 年考察資料在較小穩定度下亦得計算值如下:

B	$\lg B$	$L(m)$	$\frac{L}{(Казанский-Монин)}$	$\frac{L}{(Монин-Обухов)}$
0.0056	-2.25	13.0	13.4	8.2
0.0149	-1.82	5.9	7.9	5.6

由上表可見根據本文所計算的 L 值介於 Монин-Обухов 和 Казанский-Монин 二者計算值之間,比前者大,比後者小.其它湍流特徵量也應與此類似.據 Казанский-Монин^[8] 的意見,用 Монин-Обухов 的方案在甚穩定時計算值過分偏低.這樣一來我們的考慮就使得計算更加精確化了.而我們的這種考慮根據前面的討論比起 Казанский-Монин^[8] 的考慮又是合理的.

致謝: 作者對所長趙九章教授給予的寶貴的指導和朱崗崑先生的關懷和鼓勵,表示感謝.

參 考 文 獻

- [1] Rossby, C. G., Montgomery, R. B., The layer of frictional influence in wind and ocean current. *Papers in physical oceanography and meteorology*, 3 (1935), No. 3.
- [2] Sverdrup, H. U., The eddy conductivity of the air over a smooth snow field. *Geofysike publikationer*, 11 (1936), No. 7, 5—48.
- [3] 參見 Sutton, O. G., *Micrometeorology*. McGraw-Hill Pub. Company Ltd. London, 1953, 266.
- [4] Будыко, М. И., Испарение в естественных условиях. Гидромет-изд-ство, Ленинград, 1948, 52.
- [5] Константинов, А. Р., Основы методики расчета испарения в естественных условиях. *Тр. ГГИ*, вып. 48 (102), 1955, 22—37.
- [6] Обухов, А. М., Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. *Тр. ИТГ*, 1 (1946).
- [7] Монин, А. С., Турбулентный режим в приземном слое воздуха. *ИНФ. Сборник*, 1951, № 1, 7.
- [8] Казанский, А. Б., Монин А. С., Турбулентность в приземных инверсиях. *Изв. АН СССР*, 1956, № 1, 79—86.
- [9] Монин, А. С., Обухов, А. М., Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое. *Тр. Геоф. ин-та*, 1954, № 24 (151), 163—186.
- [10] Rider, N. E., Robinson, G. D., Transfer of heat and water vapour above short grass. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 77 (1951), 375—398.
- [11] Pasquill, F., Eddy diffusion of water vapour and heat near the ground. *Proc. Roy. Soc. London, S. A.*, 198 (1949), 116—140.
- [12] Businger, J. A., On the structure of the atmospheric surface layer. *J. Met.*, 12 (1955), No. 6, 553—561.
- [13] Будыко, М. И., Распределение метеорологических элементов в приземном слое воздуха. *Изв.*

АН СССР, сер. геогф. и геол., 1946, № 4, 317—329.

- [14] Юдин, М. И., О схеме турбулентного перемешивания М. И. Будыко. *Мет. и Гид.*, 1952, № 7.
[15] Лайтман, Д. Л., Профиль ветра и обмен в приземном слое атмосферы. *Изв. АН СССР*, 8 (1944), № 1, 1—5.
[16] Deacon, E. L., Vertical profiles of mean wind in the surface layer of the atmosphere. *Geoph. Memoirs*, 1953, No. 91.
[17] 參見 Берлянд, М. Е., Предсказание и регулирование теплового режима приземного слоя атмосферы. *Гидромет. изд-ство*, Ленинград, 1956, 16.

THE TURBULENCE IN THE SURFACE LAYER OF THE STRATIFIED ATMOSPHERE

SU TSUNG-SHIAN

(Institute of Geophysics and Meteorology, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper the turbulent exchange in the surface layer of the stable atmosphere is discussed. Firstly, taking the effect of thermal stratification on turbulence, we derived a new form of the function of Richardson' number from the energy balance equation of the turbulent atmosphere. Secondly, we further proposed a reasonable function, which describes the vertical distribution of elements in the stable atmospheric surface layer. Thirdly, we give some graphs which allow us to calculate accurately and quickly the turbulent characteristic values, such as turbulent austousch based on observed data.

For comparison with others, some calculations based on observed data are furnished. It shows that our treatment is reasonable and our results are better than Монин-Обухов's results.