第 30 卷 第 1 期　　氣 象 學 報　　Vol. 30, No. 1
1959 年 2 月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　Feb., 1959

關於層結大氣中近地層湍流交換的基本規律性

蘇 從 先

(中國科學院地球物理研究所)

提　要

討論的結果證明：近地面層中確實存在着決定湍流作用的普遍的統一的函數，這函數即爲由 Обухов-Монин 所得的 $K = nV_* z\,[1 - \alpha R_i]^{1.4}$；其它任何形式都不足以反映出這種普遍的基本規律性來.

在文[1]中作者曾由簡單的能量平衡方程推出了新的層結訂正函數，對穩定層結下的湍流特徵進行了討論，並繪製了計算圖表；結果可使我們在甚穩定層結下湍流特徵量的計算精確化和簡便化. 然而計算出來的風剖面與實際資料有出入，並且這種方案只能適用於穩定層結中；這與我們所依據的能量平衡方程本身的局限性有關. 爲了更完善地描述近地層湍流交換的規律性起見，本文擬從 Обухов[2] 所規定的更完善的能量平衡方程出發來對近地層不同層結下的湍流特徵量作出普遍的確定和討論. 這種結果將給我們以滿意的解答.

依 Обухов 和 Монин[3,4] 應用相似理論於近地面層，可得在溫度非均一大氣中均一下墊面上的湍流交換和要素分佈可表示爲無因次量 $\frac{z}{L}$ 的某種函數 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$：

$$\frac{nz}{v_*}\frac{dV}{dz} = \frac{z}{T_*}\frac{dT}{dz} = \varphi\left(\frac{z}{L}\right), \tag{1}$$

$$K = \frac{nV_* z}{\varphi\left(\frac{z}{L}\right)}, \tag{2}$$

式中 $L = -\dfrac{V_*^3}{n\dfrac{g}{T_0}\dfrac{q}{c_p\zeta}}$，$T_* = -\dfrac{1}{nV_*}\dfrac{q}{c_p\zeta}$，$n = 0.43$，係 Karmén 常數. 顯然要確定近地層湍流交換規律必須要確定 $\varphi\left(\frac{z}{L}\right)$. 爲此我們按 Обухов[2] 及 Монин[5] 引進近地層中的運動方程和能量平衡方程如下：

$$K\frac{\partial V}{\partial z} = V_*^2 = \text{const}, \tag{3}$$

$$K\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2 - \alpha K\frac{g}{T}\frac{\partial \theta}{\partial z} = D_*, \tag{4}$$

其中(3)式可作爲近地層之定義. (4) 式中之 D_* 表示湍流能量的色散項，即由大尺度過渡到小尺度，而後又耗散爲熱量的項. 按因次形式可寫作 $\beta'\dfrac{K^3}{l^4}$ β' 非爲常數，爲簡單起見

這裏近似地取作 $\beta' = 1$. 必須指出 (4) 式是忽去了能量擴散項的簡化式, Монин[5] 曾對此作過討論, 結果指出該項的作用不大, 這裏將不擬討論. 由(3)(4)二式可得:

$$K = nV_* z\,[1 - \bar{\alpha} R_i]^{1/4}, \tag{5}$$

此即 Обухов-Монин[5] 所得的形式.

由(1), (2)式知 $K = nV_* L R_i$ 和 $R_i = \dfrac{\zeta}{\varphi(\zeta)}$, 其中 $\zeta = \dfrac{z}{L}$, 代入(5)式可得:

$$\alpha|\zeta| = \pm\left[\varphi - \frac{1}{\varphi^3}\right], \tag{6}$$

式中 + 號表示穩定層結, − 號表示不穩定層結.

上二式並非是形式的和任意的, 而是反映了湍流活動的內在物理本質. 由(6)式可知, 當中性時 $\zeta = 0, \varphi = 1$, 由(2)式得 $K = nV_* z = K_a$. 再由(4)式知, 此時 $\dfrac{\partial\theta}{\partial z} \to 0$, 湍流能量全部由平均動能供給, 又全部被湍流能量的色散所消耗. 這時近地層湍流僅由(3)式確定, 即呈對數分佈規律. 當極端不穩定時, $|\zeta|$ 甚大, φ 甚小, 此時 $\varphi(\zeta) \doteq (\alpha\zeta)^{-1/3}$; 這在(4)式中即相當於湍流能量主要源自浮力作用, 此時可忽去第一項, 其餘二項呈平衡. 由(1)(2)(3)(4)式可得 $K = nV_* z \cdot \zeta^{1/3}$, 風速分佈函數爲 $f(\zeta) = \zeta^{-1/3} + C$. 此與由相似理論[3,4] 所得者完全一致. 因爲這時 $V_* \doteq 0$, 決定湍流的基本量爲 $\dfrac{g}{T_0}$ 和 $\dfrac{q}{c_p\rho}$, 其唯一無因次組合只可能是 $\zeta^{-1/3}$. 在極端穩定情況下, ζ 甚大, φ 亦甚大, 此時 $\varphi \doteq \alpha\zeta$. 在(4)式中就相當於忽去色散項, 而平均動能完全用來反抗浮力而作功, 此時 K 應爲定值即趨近於空氣分子熱傳導的值. 在一般情況下顯然爲此三項之組合. 穩定時 $\varphi > 1$, 不穩定時 $\varphi < 1$, 中性時 $\varphi = 1$. 爲了明瞭起見, 我們根據(4)式作了各項能量的平衡情況(圖 1) 的計算, 當然我們的計算是相對的. 從圖 1 可以很清楚地看出各項能量隨穩定度的變化情況來. 這樣一來由 Обухов 和 Монин 所推得的關於 R_i 普遍函數形式 (5) 就反映了不同層結對湍流交換的內在作用了; 而且這種形式是唯一的, 換作其它任何形式均不能反映出這種普遍的性質來. 這就是我們由以上討論所首先肯定的一點.

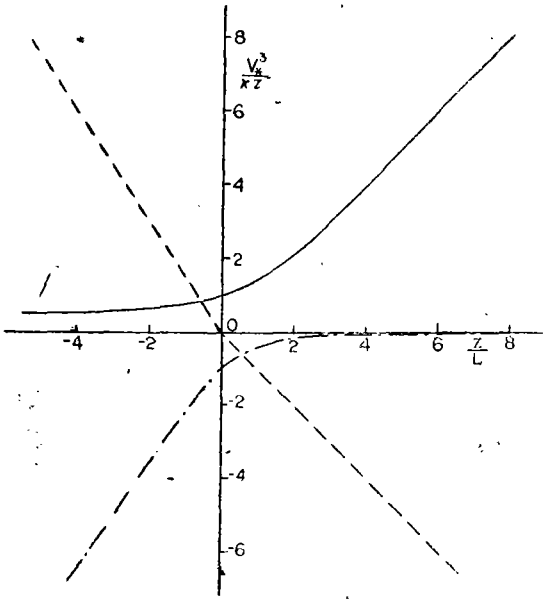


圖 1. 各項能量平衡圖解.

——— 平均運動能量輸送項
−·−· 湍流色散能量
- - - - 浮力作功的能量

爲了作進一步的定量的討論, 我們現在來計算風剖面及湍流交換的其它規律性質. 由(1), (6)二式可得:

$$\frac{nV}{V_*} = \int_{\zeta} \frac{\alpha\varphi^4}{\varphi^4 - 1} d\zeta =$$

$$= \pm \left[\varphi + \operatorname{arctg}(\varphi^2 + 1) + 2 \ln \frac{\varphi + 1}{\varphi - 1}\right] + C. \qquad (7)$$

藉助(6),(7)二式不難計算出風速分佈的輪廓曲綫來(圖2)。這裏積分限爲 $z_1 = \frac{|L|}{2}$ 和 z。至於 α 的值在文 [1] 中已指明在穩定層結時 $\alpha = 1$,在不穩定層結時 $\alpha = \alpha f(R_i)$。依

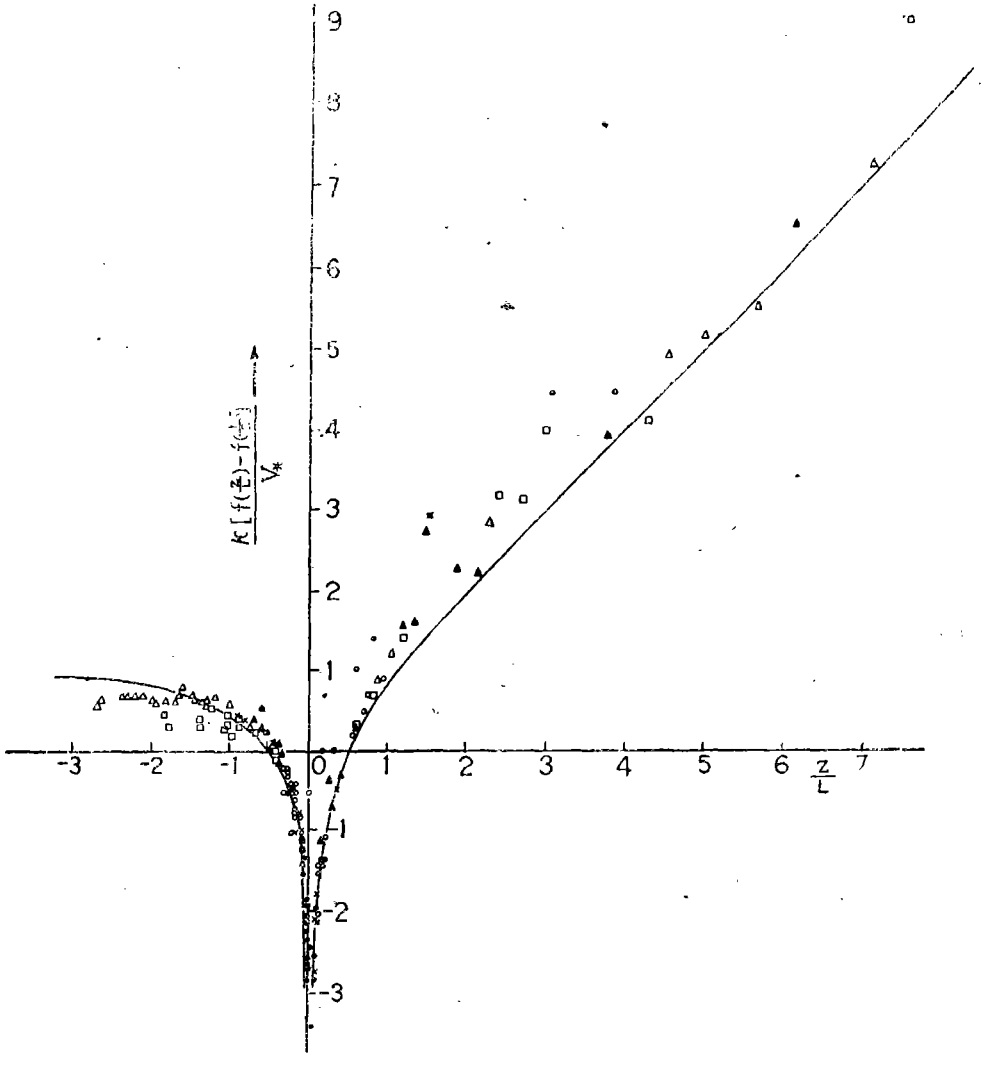


圖2. 近地層風速的分佈。

據 Pasquill[6]的實驗資料可近似地取爲 $\alpha = 1.5$, 嚴格地講應非爲常數隨着不穩定度的增長而變大, Pasquill 的資料也顯示了這點;不過這裏爲了方便和近似地估計,這是完全許可的。爲了將我們計算的曲綫與實際資料比較起見,我們也把 Монин-Обухов[4] 的資料繪在圖2中。由圖可見,利用該方案同時規定了任何層結下湍流交換的規律性。與實際資料的對比可知,除在甚不穩定時比實際資料偏高些,和穩定層結時微偏低外,二者基本

上是十分一致的。這裏要指出，如果更進一步地依不同穩定度取不同的 α 值而分段近似計算的話，則在不穩定狀況下的分佈曲綫更與實際資料相一致。類似的但是極其定性的討論，Монин[5] 也曾作過，但我們的討論却使得近地層湍流狀況得到了普遍的統一的描繪，並證明了 Обухов 和 Монин 關於 R_i 普遍函數的正確性(在一定的近似假設下)，而這種函數形式近年來被許多作者甚至被 Монин[7] 本人所否定了。

最後再討論 R_i 與 ζ 的關係和 K 的分佈規律(圖 3, 4, 5)。由圖可知，不穩定時 $|R_i|$ 隨穩定度參數 $|\zeta|$ 幾成直綫地無限增長；在穩定時則 R_i 隨 ζ 一開始時陡然增長，而後即趨向於 $R_i = 1$，且永不大於 1；這顯示了穩定層結的臨界作用，這與 Обухов[2] 的討論一致。

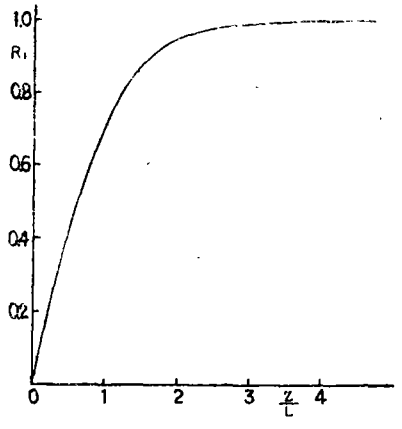


圖 3. $R_i-\zeta$ 關係圖。

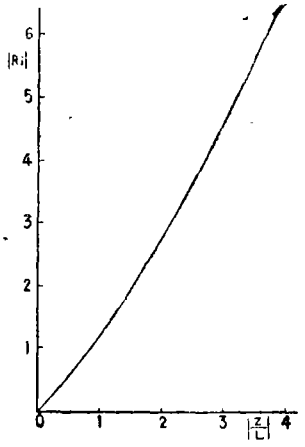


圖 4. $R_i-\zeta$ 關係圖。

$\frac{K}{nV_* z}$ 在穩定時隨 ζ 增大而突減，以後趨常值。在不穩定時呈平緩增長。爲明顯起見，利用最小二乘法可以解析地將 $\frac{K}{nV_* z}$ 與 ζ 的關係式表白出來。

如果仿照文[1]所計算的那樣，亦可繪製出計算圖表，更方便地更準確地根據梯度觀測計算出近地層的湍流特徵量來，這裏從略。

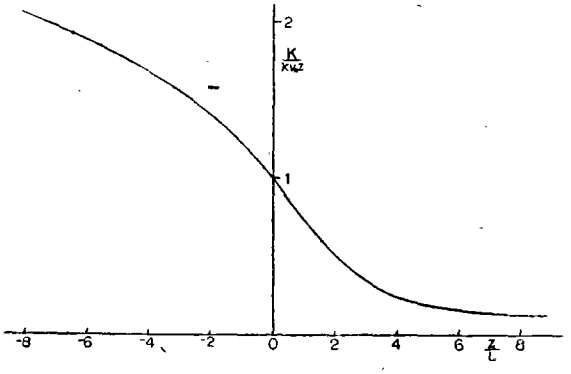


圖 5. K 隨層結高度變化圖。

*　　*　　*

以上討論可得出重要結論如下：

(1) 在近地層中的確存在着一個用來描述層結大氣中湍流活動的普遍的統一的函數來.

(2) 在一定近似情況下, Обухов-Монин 的普遍函數 $K = nV_* z\,[1 - \alpha R_i]^{1/4}$ 是唯一正確的,其它形式都不足以反映出湍流活動的普遍的內在規律來.

以上結論是在理論上就湍流活動的基本規律性而言的, 然而並不排斥在具體情況下某些其它層結訂正函數的具體應用.

致謝:本文得到朱崗崑先生的關懷和幫助,表示感謝.

參 考 文 獻

[1] 蘇從先: 層結大氣中近地層湍流, 氣象學報, **28** (1958), 73—82.

[2] Обухов, А. М., Турбулентность в температурно-неоднородной атмосферы. *Тр. ИТГ*, т. I (1946).

[3] Монин, А. С., Обухов, А. М., Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы. *ДАН СССР*, т. 93 (1953), 257.

[4] Монин, А. С., Обухов, А. М., Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое. *Тр. геоф. ин-та*, № 24 (151), 163—186 (1954).

[5] Монин, А. С., Турбулентный режим в приземном слое воздуха. *ИНФ. Сборник*, № 1, 13—27 (1951).

[6] Pasquill, F., Eddy diffusion of water vapour and heat near the ground. *Proc. Roy. Soc. London S. A.*, **198** (1949), 116—140.

[7] Казанский, А. Б., Монин, А. С., Турбулентность в приземных инверсиях. *Изв. АН СССР*, № 1, 79—86 (1956).