

陸地對流邊界層之數值模擬

侯昭平, 許武榮, 吳清吉

國立台灣大學大氣科學系

一、摘要

對流邊界層的厚度和結構主要是藉由地表的物理特性、能量收支和其他天氣系統的平流及逸入效應所決定, 具有強烈紊流 (turbulence) 特性和日夜變化。紊流藉對流邊界層的風切和浮力效應來交換能量, 陸地表面的物理特性被改變時會直接影響邊界層的熱量、動量、水氣通量、對流可用位能和積雲深化的能力。

本文使用 1.5 階封閉的台大—普渡三維非靜力模式來模擬對流邊界層的結構, 模擬結果證明在高解析度 ($\Delta x = \Delta y = \Delta z = 50m$) 的網格架構下, 已能夠掌握紊流的特性, 細部分析顯示紊流具有上升區強而集中, 下沈區弱而寬廣的特性, 而能夠從對流邊界層向上穿透至逆溫層的紊流常發生於上升區交匯處。

關鍵詞: 對流邊界層, 紊流, 逆溫層

二、前言

陸地上的對流邊界層具有強烈紊流特性和日夜變化, 紊流的產生和維持主要藉由風切和浮力兩項物理機制。日間陸地上對流邊界層上的紊流產生, 浮力變化為主要因素, 然而不同物理機制所產生的紊流型態會有很大不同, 進而影響邊界層的熱量、動量和水氣通量的傳送 (Deardorff 1972; Mason 1992)。圖一為 Hooper and Eloranta 於 1979 年 7 月 17 日上午在 Central Illinois Rainfall

Chemistry Experiment (CIRCE) 使用光達 (lidar) 觀測到的對流邊界層, 圖中 1 公里以下較亮的區域是代表從上升對流卷流 (convective plumes) 之上, 懸浮微粒 (aerosol) 強化過的後向散射 (backscatter) 區, 也就是懸浮微粒濃度較高的地方, 而 1 公里以上較亮的區域則是對流邊界層上的穩定層, 由此圖可以非常明顯的看到紊流的存在, 這顯示邊界層的成長和演化皆受紊流影響。

三、結果討論

由於紊流尺度較小 (一般而言, 對流邊界層中紊流的尺度可以從幾公分至幾百公尺, 但主要紊流的尺度約為數百公尺) 且地表特性複雜多變, 幾乎不可能使用觀測來建立各地區的逐時資料庫, 以供研究和應用, 但紊流又是對流邊界層中傳遞能量和水氣的重要因素, 因此發展數值模式是不錯的選擇, Deardorff 於 1972 年首先使用數值模式來模擬二維紊流, 模擬結果已能掌握部分紊流的特性, 本文為三維非靜力的模擬, 模擬過程水平加熱均勻, 但紊流的產生是隨機的, 因此同一時間模擬區域中紊流的強度也是不規則的, 高解析度使我們能夠直接解析出較大的紊流, 對於無法解析的較小尺度則是採用次網格參數化 (Subgrid-scale parameterization) 的方式處理。而次網格尺度的紊流係數 (eddy coefficient) 會和次網格尺度

的紊流動能 (turbulent kinematic

energy) $\sqrt{\bar{E}}$ 成正比, 其中

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i E}) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_0} \overline{w' \theta'_v} - \frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{u'_i (e' + p' / \rho_0)}] - \epsilon \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\overline{u'_i u'_j} = -K_m \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{E} \quad (2)$$

$$\overline{u'_i \theta'_v} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial x_i} \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$\overline{u'_i q'_w} = -K_h \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial x_i} \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\overline{u'_i \theta'_v} = A \overline{u'_i \theta'_v} + B \theta \overline{u'_i q'_w} \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$\overline{u'_i (e' + p' / \rho_0)} = -2K_m \partial \bar{E} / \partial x_i \quad \dots\dots(6)$$

$$K_m = 0.10 l \bar{E}^{1/2} \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$K_h = (1 + 2l / \Delta s) K_m \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$l = l_s = 0.76 \bar{E}^{1/2} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \right)^{-1/2} \quad \dots\dots(9)$$

模式積分二小時後, 垂直速度和位溫場的垂直橫切面 (vertical cross section) 顯示對流邊界層已成長至 900 公尺 (如圖二), 紊流出現低層輻合、高層輻散的流體物理特性, 部分

區域因紊流強度較強而出現穿透 (overshooting) 至逆溫層的現象, 在紊流混合作用下呈現出對流邊界層混合均勻的情形, 而底層水平橫切面 (horizontal cross section) 的分析顯示 (如圖三) 紊流上升處為輻合區, 下沉區則是輻散區且呈現出類似六角形的組織性結構, 而橫切面的高度不同則出現不同的組織型態 (如圖四), 高層分析則出現因浮力震盪產生的重力波 (圖略), 另外因為考慮了水氣作用, 當紊流帶動強上升運動時, 較強的紊流甚至能夠向上穿透逆溫層而使其向上傳送的水氣因而凝結成雲 (如圖五)。

四、結論

本次模擬中, 對於紊流的物理特性、對流邊界層的演化以及各類通量的強度有著合理的掌握, 在均勻加熱的情形下除近地表也出現組織型態的對流外, 因浮力震盪所引發的重力波及熱對流所造成之積雲已能清楚呈現。

參考文獻

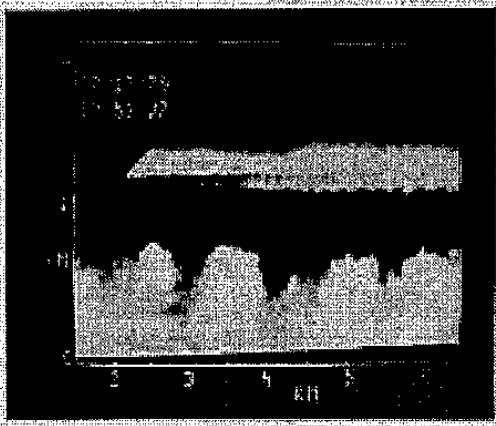
Deardorff, J. W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 29, 91-115.

_____, 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Bound-Layer Meteor.*, 18, 495-527.

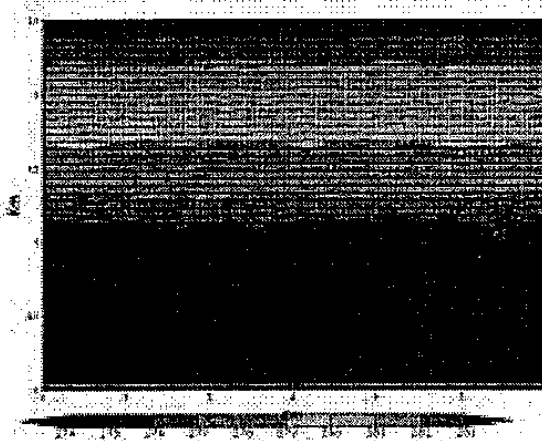
Hopper, W.P., and E.W. Eloranta, 1986: The Method, Accuracy and Result from Joint Measurements with

Radiosonde and Kytoon. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 990-1001.

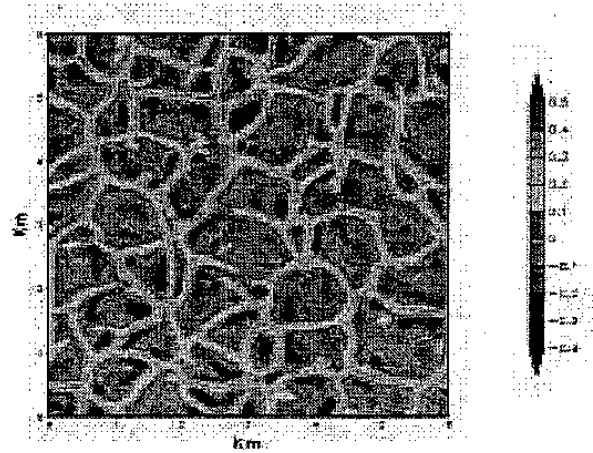
Mason, P. J., 1988: Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1492-1516.



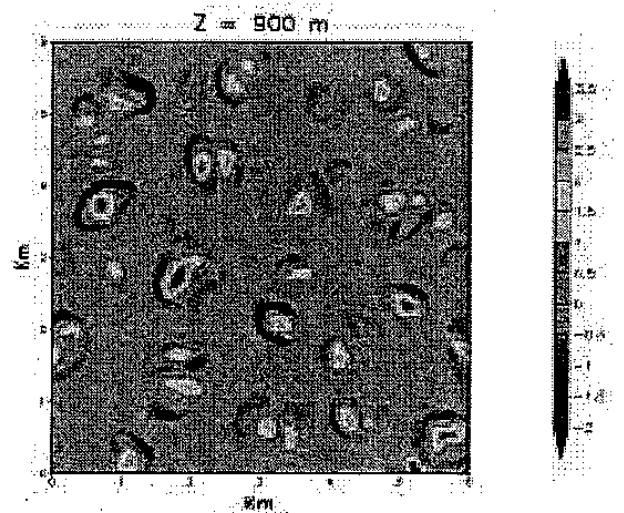
圖一 1979年7月17日1053 CDT 在美國 CIRCE 實驗中，使用 Lidar 所觀測到的對流邊界層，圖中 1km 以下較亮的區域為對流卷流，1km 之上較亮區為穩定層。(摘自 Hopper and Eloranta, 1986)



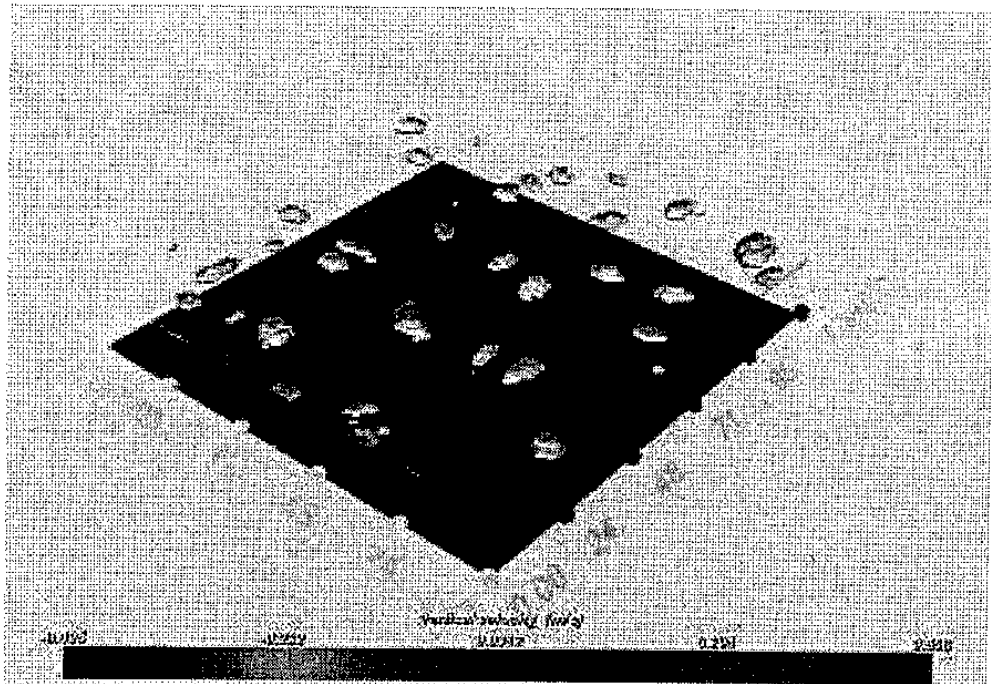
圖二 模式積分至二小時，位溫及風向量場，圖右下方的箭頭長度表示為 4m/s。



圖三 同圖二，但為地表垂直速度場，暖色系為上升運動，冷色系為下沉運動。



圖四 同圖三，但為 900m 垂直速度場。



圖五 模式積分至二小時，地表垂直速度與水氣場，圖中座標為模式模擬的點數，底圖暖色系為上升運動，冷色系為下沉運動，白色不規則圖形為液態水，以 0.00001g/kg 包覆的圖形。