

環境風場與風暴發展的數值研究

林 熿 閔 陳 景 森
國立中央大學 大氣物理研究所

(中華民國七十二年十二月二十日收件，七十三年一月三日修正)

摘 要

本論文是利用一個可壓縮的二維風暴數值模式，來研究風暴在不同的環境風場中的發展過程。其結果顯示，垂直風切造成上升氣流隨高度向下風切 (downshear) 方向傾斜。這種傾斜的上升氣流容易使降雨發生在上升氣流區以外的位置，不致阻碍上升氣流，而有助於風暴的發展。在低層約 4 公里以下的垂直風切造成風暴兩側陣風鋒面強度的差異。位於下風切方向的陣風鋒面有較強的水平輻合效應與上升速度，而相對於風暴的移動速度較慢。剛形成的陣風鋒面的抬升作用，在風暴附近所引發的新生雲胞與風暴合併時，可以使風暴的降雨與上升氣流加強。

新生雲的發展過程在本文將有詳細的討論。同時利用診斷分析分別探討由動力項與浮力項造成的氣壓場對新生雲胞的貢獻，以便進一步了解風暴附近新雲的生成與發展過程。模擬結果顯示，在雲底附近有一個顯著的底壓區。在此分析過程中指出，這個底壓區的形成，並不完全是由浮力項造成的。由動力項造成的氣壓場對這個底壓區的中心位置與氣壓值也影響很大。

一、前 言

近年來對於風暴的結構與發展過程的研究，除了中尺度觀測網的建立，配合雷達與衛星資料的分析以外。經由數值模擬的實驗，進一步研究風暴的性質仍是不可或缺的重要方法。對於提供風暴發展的各项環境條件中，風場的分佈應該是最具影響力的因素之一。從以往觀測的結果顯示，當環境風場具有很强的垂直風切時，容易發展出多雨胞風暴 (multicell storm) 或超級風暴 (Supercell storm) (Marwitz, 1972, a、b)。而數值模擬的結果也顯示，調整環境風場的垂直風切強度，可以模擬出各種類型的風暴 (Wilhelmson and Klemp, 1978; Weisman and Klemp, 1982)。風暴的下降氣流造成的陣風鋒面，對週圍大氣的抬升作用，使積雲容易成長，形成積雨雲弧線 (cloud arc line) (Mathews, 1981)。由於陣風鋒面的抬

升作用，也可能引發新的風暴生成 (Purdum, 1976)。

利用二度空間數值模式從事對流雲與風暴的研究已有相當長的時間，同時也獲得一些重要的成果。例如 Takeda (1971) 研究在那種風場下，可以形成生命史較長的雲。Schlesinger (1973, a、b) 探討環境對深對流的影響。Hane (1973) 研究在颶線內的風暴。Orville and Kopp (1977) 模擬發生在 NHRE 計劃內的 Fleming 風暴。Thorp et al (1980) 利用二維的數值模式，配合理論模式，探討陣風鋒面的結構與發展。

本文將利用二維數值模式，來模擬風暴在不同環境風場下成長的情形。在第二節簡介模式的架構。第三節比較模擬的結果，並探討陣風鋒面的移動與抬升作用對風暴發展的影響。有關新生雲胞的成長過程，在第四節將有詳細的描述。同時也利用診斷分析，將由動力項造成的氣壓場分開討論。類似

的方法曾經被使用於對氣壓場作診斷分析，發現線性與非線性效應造成的氣壓場分佈情形，在旋轉性風暴 (Votating storms) 的分裂與持續生長過程中，各有其重要性 (Rotunno and Klemp, 1982) 。Klemp and Rotunno (1983) 也利用相同的方法，分析了超級風暴內部，產生龍捲風 (tornado) 的演化過程。在本文中，將比較由這兩種不同因素造成的氣壓場，在新生雲發展時期所伴演的角色。

二、模式簡介

本文所使用的二維數值模式，是利用可壓縮的運動方程組來描述風暴的特性。為了計算穩定起見，在處理有關聲波部分，用比較小的時間間隔 (3 秒)。有關對流部分，用較大的時間間隔 (6 秒) 處理。雲滴和雨滴的成長過程是利用 Kessler (1969) 的參數法。利用亂流能量方程式求出亂流混合係數，來處理次網格的亂流參數化問題。側邊界的處理方法是根據陳、林 (1983 b) 的方法。利用“波的相速”對“波數”的平均值，在水平速度的平流項和對時間的變化項，由這兩項對時間作外插，求出水平速度的新值。其他有關整個模式的詳細結構可以參考 Klemp and Wilhelmson (1978) 與陳、林 (1983 a) 。至於改進之後的座標系統、數值定差方法與初始條件等，以下將有詳細說明。

1 數值定差方法

有關本模式所使用的數值定差方法與座標系統，將在這裏做一個詳細的介紹。本文除了研究風暴內部的結構及環境風場對風暴發展的影響外，還希望能夠對降雨產生的陣風鋒面及其所抬升的新生雲胞的發展過程，有進一步的了解。所以希望在地面附近有較高的解析度，以觀察陣風鋒面的發展。於是在垂直方向採用不等間隔的格點距離。將此不等間隔的格點位置的高度座標 (z) 圖映 (mapping) 到等間隔的高度座標 (z')，以配合定差方程式的處理。座標轉換的方法與 Anthes (1970) 所使用的方法類似。假設

$$z = (C_1 + C_2 z') z' \dots\dots\dots(1)$$

在 z 座標系統中，採用等間隔的格點距離 $\Delta z'$ ，實際格點的高度座標就可以由下式求得

$$z = (C_1 + C_2 z') z' \dots\dots\dots(2)$$

$$z' = \begin{cases} I \Delta z' & (I = 0, 1, \dots, NT) \dots (3a) \\ (I - 1/2) \Delta z' & (I = 1, 2, \dots, NT) \dots (3b) \end{cases}$$

由於本模式採用交錯網格點 (stagger grids) 所以垂直速度 (w) 的位置根據 (3a) 式，其他變數 (ϕ) 的位置根據 (3b) 式。當模式區域的高度 ($NT \cdot \Delta z'$) 與最底層，第一個格點間隔 (Δz_1) 決定，就可以求出 C_1 與 C_2 的值，同時圖映因子 (mapping factor) M 也可求得：

$$M \equiv \frac{dz'}{dz} = \frac{1}{C_1 + 2C_2 z'} \dots\dots\dots(4)$$

根據(4)式的定義，任何函數 F 在 z 座標上的垂直微分項 $\partial F / \partial z$ 都可以用下式轉換到 z' 座標。

$$\frac{\partial F}{\partial z} = M \frac{\partial F}{\partial z'} \dots\dots\dots(5)$$

同理二次微分項的轉換式如下：

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = M \frac{\partial}{\partial z'} \left(M \frac{\partial F}{\partial z'} \right) \dots\dots\dots(6)$$

在本模式中所取的 $NT = 26$ ， $\Delta z' = 500\text{m}$ ， $\Delta z_1 = 100\text{m}$ ；所以 $C_1 = 0.168$ ， $C_2 = 6.4 \times 10^{-5} \text{m}^{-1}$ 。經此座標轉換之後，在邊界層附近的格點間隔範圍從 $100 \sim 400\text{m}$ ，最上層的格點距離最大，約 900m 。各種變數 (w 、 ϕ) 的正確格點位置座標，如表一所示。

模式中所採用的交錯網格點，是將有關熱動力及水汽的變數，放在正常的格點位置， u 與 w 的位置分別向右邊與下面移半個 Δx 及 $\Delta z'$ (wilhelmson, 1974)。時間的微分法用二階跳蛙式 (second-order leapfrog)，加上平滑項，如 Robert (1966) 所提出的，平滑項內的係數是 0.1 。至於空間的微分與用來解壓力的時間分割法，大至與 Klemp and Wilhelmson (1978) 相似。為了增加水平平流項 (4 階) 及垂直項 (2 階) 的守恒性質，有關這二項的定差方程式將寫成通量形

Vertical stretch coordinate for stagger grids

K	z-w (m)	z-φ (m)
26	12100.	12546.
25	11232.	11662.
24	10396.	10810.
23	9592.	9990.
22	8820.	9202.
21	8080.	8446.
20	7372.	7722.
19	6696.	7030.
18	6052.	6370.
17	5440.	5742.
16	4860.	5146.
15	4312.	4580.
14	3796.	4050.
13	3312.	3550.
12	2860.	3082.
11	2440.	2646.
10	2052.	2242.
9	1696.	1870.
8	1372.	1530.
7	1080.	1220.
6	820.	946.
5	592.	702.
4	396.	490.
3	232.	310.
2	100.	162.
1	0.	46.

表一： K表示垂直方向的格點數。
z-w表示垂直速度的格點數。
z-φ表示其他變數的格點位置。

式 (flux form)。

$$\begin{aligned}
 (uu)_z + M(\bar{\rho}uw)_z \bar{\rho}^{-1} &\approx \frac{10}{8} \delta_z (\bar{u}^z \bar{u}^z) \\
 - \frac{1}{8} \delta_z (\bar{u}^{3z} \bar{u}^{3z}) - \frac{1}{8} \delta_{3z} (\bar{u}^z \bar{u}^z) \\
 + M \delta_z (\bar{\rho}^z \bar{w}^z \bar{u}^z) / \bar{\rho} &\dots\dots\dots(7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (uw)_z + M(\bar{\rho}wz)_z \rho^{-1} &\approx \frac{10}{8} \delta_z (\bar{u}^z \bar{w}^z) \\
 - \frac{1}{8} \delta_z (\bar{u}^z \bar{w}^{3z}) - \frac{1}{8} \delta_{3z} (\bar{u}^{3z} \bar{w}^z) \\
 + M \delta_z (\bar{\rho}^z \bar{w}^z \bar{w}^z) / \bar{\rho} &\dots\dots\dots(8)
 \end{aligned}$$

其中

$$\delta_{nz} \phi(x_j) \text{ 與 } \phi(x_j)^{nz} :$$

$$\begin{aligned}
 \delta_{nz} \phi(x_j) &\equiv \frac{1}{n \Delta x} [\phi(x_j + n \Delta x/2) \\
 &- \phi(x_j - n \Delta x/2)] \dots\dots\dots(9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \overline{\phi(x_j)^{nz}} &\equiv \frac{1}{2} [\phi(x_j + n \Delta x/2) \\
 &+ \phi(x_j - n \Delta x/2)] \dots\dots\dots(10)
 \end{aligned}$$

與水汽有關的變數(φ)的平流項定差法為

$$\begin{aligned}
 (u\phi_z) + M(\bar{\rho}w\phi)_z / \bar{\rho} &\approx \frac{10}{8} \delta_z (u\bar{\phi}^z) \\
 - \frac{1}{8} \delta_z (u\bar{\phi}^{3z}) - \frac{1}{8} \delta_{3z} (u\bar{\phi}^z) \\
 + M \delta_z (\bar{\rho}^z w\bar{\phi}^z) / \bar{\rho} &\dots\dots\dots(11)
 \end{aligned}$$

至於位溫的近似法仍然寫成平流形式(advection form)。

2 初始條件：

模式的初始條件是採用 1973 年 7 月 9 日在科羅拉多州(Colorado)發生多雨胞風暴(multicellular storm)時，位於史託林(sterling, Colorado)的探空資料。此測站位於風暴區的東南方 40 公里，所以此測站的探空資料可以代表風暴發生時的環境條件。如圖 1(a)所示，點線是模式裏所給予的水汽含量，兩條虛線分別代表乾絕熱線與濕絕熱線，環境風場如圖 1(b)所示。由於當天發生的風暴幾乎是由北向南移動，所以這裏採用投影在南北走向的風場分量作為模式的初始風場(圖 1(c))。各物理量的初始狀態是水平均勻(horizontal homogeneous)。

模式的水平寬度 144 公里，高度 13 公里，Δx = 1.5 公里，水平與垂直方向的格點數分別是 97 與 26。Δt = 6 秒，處理壓力所用的小時間間隔為 3 秒。為了引發風暴開始成長，以距離模式右邊界 36 公里(右邊界算起，第 25 個格點位置)，高度 946、1222、1530 m 的位置為中心，加熱 6 分鐘。在第 25、26、27 個格點位置的加熱率分別是 0.45、0.4、0.35 °K/min，第 24、23 個格點位置的加熱率分別與 26、27 相同，其餘位置不加熱。在模擬的過程中，為了使風暴系統局限於模式區域內，不致使風暴系統很快移到模式區域

外面，整個模式區域將以 10 m/sec 的速度向左平移。而以後所定的水平座標將以原加熱中心位置為原點，不隨模式區域平移，也就是以地面為參考座標。

為了探討環境風場的分佈，對風暴發展的影響。將分別採用圖 1 (b) 中投影在東北西南走向與東西走向的水平風分量，做為模式的初始風場。這二種風場的垂直剖面圖分別如圖 1 (d)、圖 1 (e) 所示。以所取風場的剖面方向與 x 軸（東方）的夾角表示這三種風暴，分別用 U90、U45、U00 代表南北、東北西南與東西走向的三種風場。下一節將分別討論，在這三種風場裏發展的風暴，以了解環境風場對風暴發展的影響。

三、模擬結果

在這個數值實驗中，採用不同的初始風場（U90、U45、U00）來模擬風暴的發展。環境風場的改變，使得風暴的成長過程也有所不同，而陣風鋒面的發展與新雲的成長也受到影響。這一節將分別討論，風暴在這三種風場中的發展過程及其結構，還有陣風鋒面的演化（evolution）與環境風場的關係。

1 U90 的初始風暴

由於模式內的區域加熱，使得風暴在加熱區開始發展，到 2400 秒時由圖 2 (a) 可以看出雲區（陰影區）內已經有大量的雨滴（粗實線代表雨區）產生。雲底高度約在 2.6 公里，雲區內都是強盛的上升氣流，最大上升速度 13.4 m/sec，使得雨滴不易下降到地面而有足夠的時間在雲內成長。兩邊的下降氣流（虛線），是補償下沉作用造成的。從圖 2 (b) 的風場分佈情形可以發現，上升氣流隨高度向左傾斜（吹向左上方）。這個傾斜的上升氣流，將雨滴拋到雲區的左邊，使得以後的降雨區偏向風暴的左邊，隨著雨滴的成長，阻礙了上升氣流的發展。由於雨滴的荷重（loading）作用與雨滴在未飽和空氣內（如雲底與雲外混入雲內的未飽和空氣）的蒸發冷卻作用（evaporization cooling），使降雨區內伴隨著冷重的下降氣流。到 3000 秒（圖 3

）降雨已達地面，風暴的雲區雖繼續成長，但上升氣流則減弱中。此時降雨區內有顯著的下降氣流，最大的下降速度 6.9 m/sec。位於降雨區左邊的上升氣流已有新生雲胞開始形成，有關這一個新雲的發展將在下一節討論。

由於上升氣流的傾斜，使降雨發生在風暴的左邊，切斷左邊低層的水汽來源。伴隨著下降氣流的冷空氣在地面輻散，形成陣風鋒面。位於陣風鋒面的輻合區，雖有抬升週圍暖空氣的作用，如圖 4 (a) 所示。但由於向右擴展太快，以致切斷右邊低層的水汽來源，而使風暴開始進入消散期。圖 4 (b) 顯示這時候風暴本身只有在較高處（約 4 公里以上）有上升氣流，其最大上升速度只有 5.1 m/sec。左邊伴隨陣風鋒面的輻合區所引發的新雲胞已經開始與原風暴合併。右邊的新生雲胞則跟隨陣風鋒面，向右發展。風暴發展到了 4200 秒（圖 5 (a)）的時候，風暴前方（左邊）第一個新生雲胞已經與原風暴完全合併，圖 5 (a) 所示，位於 $x = -45$ 公里處有第二個新雲產生，這個新生雲隨著陣風鋒面向左快速移動，未能與原風暴合併。圖 5 (b) 顯示，風暴區的上升氣流與下降氣流都在減弱中。此後風暴繼續消散。到 7200 秒，原風暴只剩空中殘餘的雲塊（圖沒有示出），其所在的位置與初始加熱中心（座標原點）相距 76 公里，平均移動速度約 10 m/sec。

2 U45 的初始風場

這個東北西南走向的風場隨高度程鋸齒狀（圖 1 (d)），垂直風切（ $\partial u / \partial z$ ）剛好正、負相間。風暴移動的速度約 -5 m/sec，在模擬的過程，從 3660 秒以後，模式區域以 5 m/sec 的速度向左平移，3660 秒之前，模式區域不動。在 8 公里以下的正負風切強度與範圍相差不大。由於成長時期的風暴內部有很強的亂流混合作用。正、負風切帶有不同的水平動量，經上升氣流的傳送與亂流混合作用而相互抵消。所以這種風場下成長的風暴，其內部的上升氣流如圖 6 (a)、6 (b) 所示，不像 U90（圖 2 (b)、3）隨高度傾斜。隨後下降氣流發生於 4 公里以下（圖 7），幾乎位於上升氣流的正下方。這時候，原來在風暴兩側供水汽來源的上升氣流

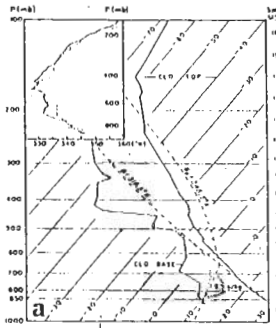


圖 1 (a) 1973 年 7 月 9 日，位於史託林 (Sterling) STK 1630 MDT 探空測站的斜溫圖。兩條實線分別代表溫度與露點溫度，虛線代表乾絕熱線與雲底實測的混合比線。點線是模式裏所給予的水汽含量。左上角的插圖是 STK 測站在 1630MDT 實線與 GRO 測站的 θ_e ($^{\circ}$ K) 與壓力 (mb) 之間的關係圖。(此圖錄自 Chalon et al., 1976; Fig 3)

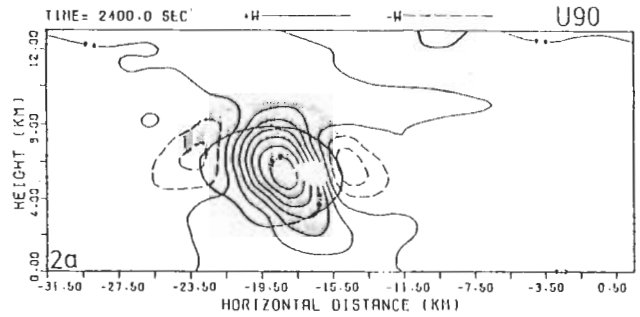
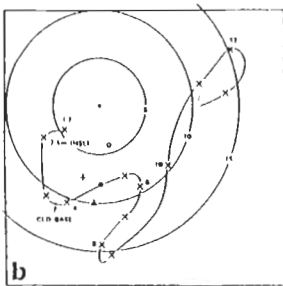
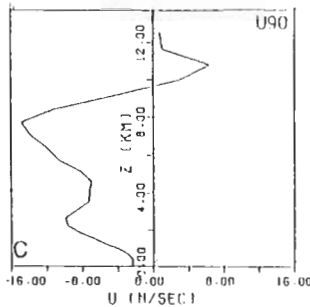


圖 2 (a) 右上方的數字 U90 代表初始風場 (參考圖 1) ，左上方的時間 2400 秒代表模擬時間，此圖表示風暴區附近的垂直速度場，實線代表上升速度 ($W \geq 0$) 虛線代表下降速度 ($W < 0$) 等值線間隔 2m/sec。圖的水平寬 33 公里，是模式區域 (水平寬度 144 公里) 的一部分，水平的基準點在模式中心部分，負號表示在中心基準點的左方。陰影代表雲區，粗實線代表雨區。



(b) STK 1630 MDT 探空測站的風向圖。“x” 號代表高度的位置。



(c) U90 的初始風場垂直剖面圖 (取圖 1 (b) 的南向北走向的分量)。

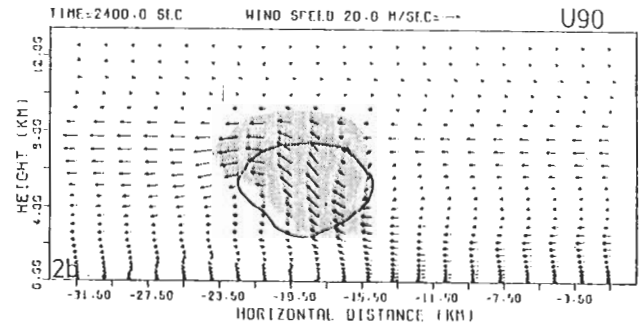
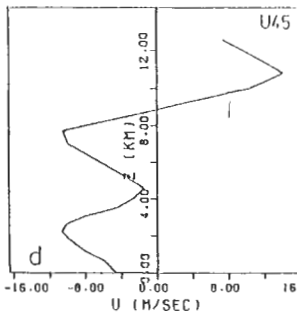
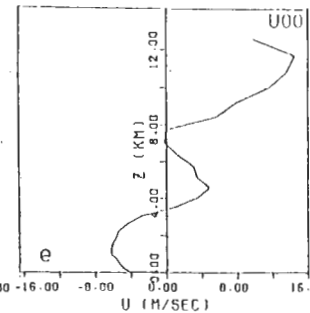


圖 2 (b) 風暴區的風場圖。風速的單位如圖上方所示，其餘部份與圖 2 (a) 相同。



(d) U 45 的初始風場 (取圖 1 (b) 的東南至西北走向的分量)。



(e) U00 的初始風場 (取圖 1 (b) 的東西走向分量)。

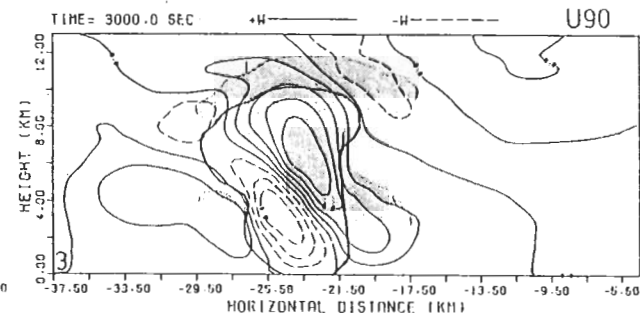


圖 3 時間 3000 秒，其他同圖 2 (a)。

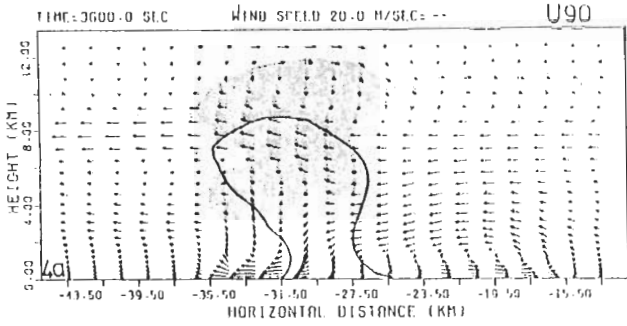


圖 4(a)時間 3600 秒，其他同圖 2 (b)。

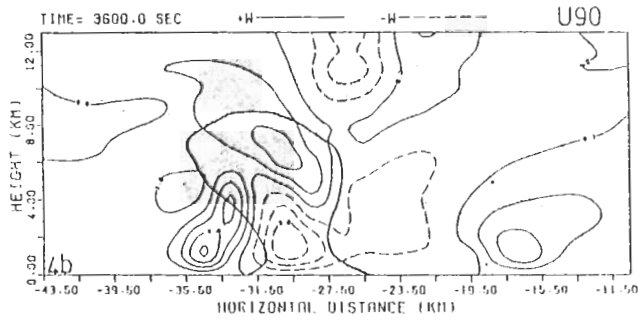


圖 4(b)時間 3600 秒，其他同圖 2 (a)。

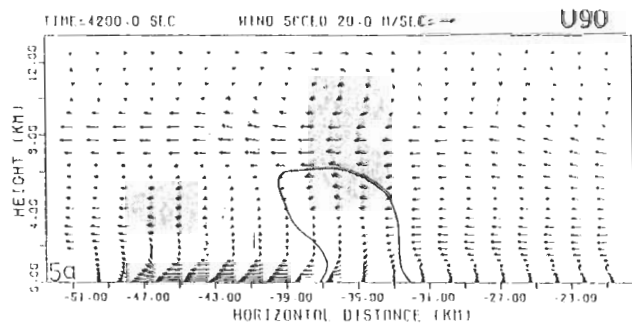


圖 5(a)時間 4200 秒，其他同圖 2 (b)。

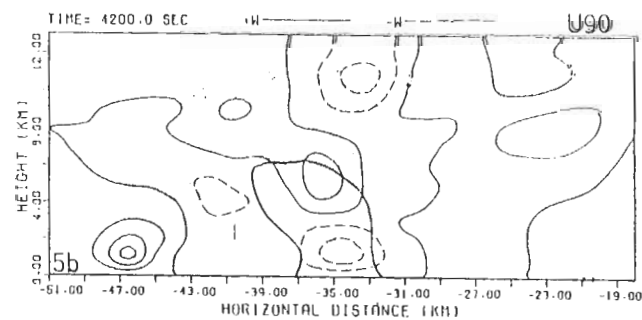


圖 5(b)時間 4200 秒，其他同圖 2 (a)。

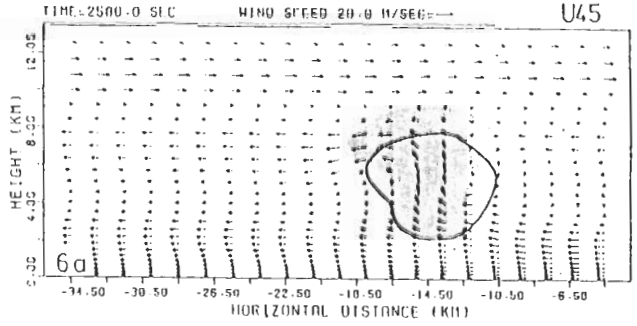


圖 6(a)時間 2580 秒，初始風場 U45，其他同圖 2 (b)。

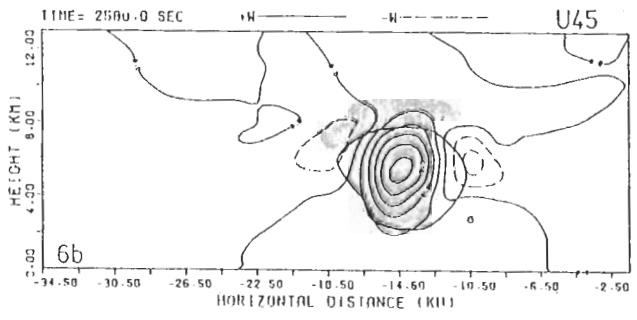


圖 6(b)時間 2580 秒，初始風場 U45，其他同圖 2 (a)。

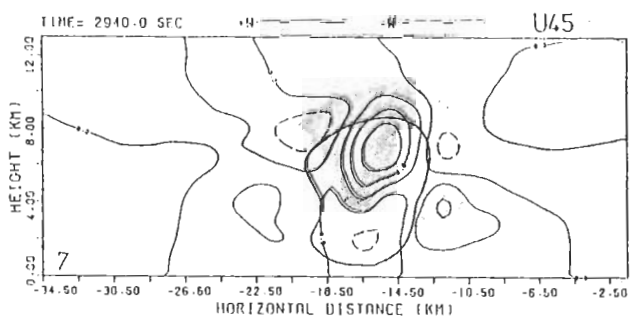


圖 7 時間 2940 秒，其他同圖 6 (a)。

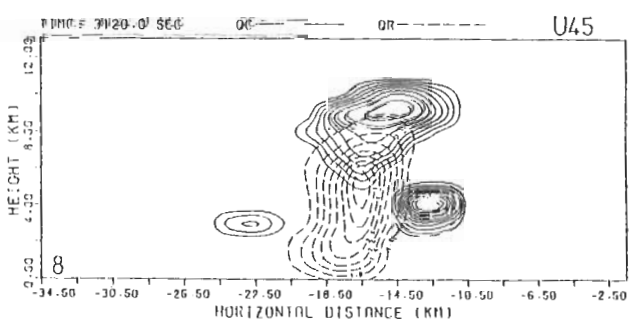


圖 8 時間 3120 秒，風場 U45。此圖表示雲滴混合比等值線(實線)，從 0.1 g/kg 劃起，間隔 0.1g/kg。雨滴混合比線(虛線)間隔 0.5 g/kg，從 0.5 g/kg 劃起。

，受降雨的阻擋而分裂成二部分。如圖 7 所示，在下降氣流的兩側分別形成二個上升氣流區。右邊的上升速度較大，已經有新雲生成。接着，左邊的上升氣流也產生新生雲（圖 8）原風暴的水汽來源被兩側的新生雲截斷，而開始消散。下降氣流在地面的輻散，加強兩側的上升速度，如圖 9(a)所示。使這二個新生雲胞成長更快（圖 9(b)）。

從圖 9(b)的右邊新生雲胞向右凸出的雲區（ $x = -10.5$ 公里）隨後分裂成另一個新生雲。這個新生雲隨着陣風鋒面前緣的輻合區向右平移。如圖 10(a)所示，原先的三個雲區已先後合併。合併後風暴的上升速度與降雨都有增強。比較圖 10(b)與圖 11(a)，發現風暴內的上升速度略有增加，而下降速度也增加很多。比較圖 10(a)與圖 11(b)的雨滴大小（混合比值），發現降雨也增加（圖 10(a)的 QR 最大值小於 2 g/kg ，最小的等值線是 0.2，圖 11(b)的 QR 最大值大於 2 g/kg ，等值線從 0.5 劃起）。合併後的風暴成長約持續 10 分鐘，到 4860 秒（圖 12），風暴又開始消散，圖 11(b)，位於風暴兩側的新雲，同樣是由陣風鋒面的抬升所引起的。此時（4260 秒）風暴區（圖 11(b)的範圍）離模式的側邊界還很遠（距左邊 70，右邊 40 公里）所以邊界效應對風暴的發展不會有太大的影響。

3 U 00 的初始風場

東西走向的風場與前二者相似，具有正負相間的風切，但就整個趨勢而言，風速隨高度增加（ $\partial u / \partial z > 0$ ）與 U 90 的情形相反。由於 U 00 風場從 2 公里到 4.5 公里之間的風切很強，以致初始加熱區產生的上升速度，很容易被風切引起的亂流混合侵蝕，而使風暴無法成長。所以在這一個例子中，所使用的初始加熱區略為增大。除了原有的加熱範圍以外，在 1870m 的高度，再加一層，加熱率與底下三層相同。如此，風暴就可以順利發展。本文的目的是要探討環境風場對風暴的影響。而初始加熱程度稍有差異，只會影響風暴成長的速度。所以，關於不同加熱程度對風暴發展時期的影響，本文暫不討論。從這個初始風場的分佈判斷，風暴

不會有太大的移動，所以在這個模擬過程，將加熱區放在模式的中央位置（離兩側邊界各 72 公里），模式也不作平移。

在 U 00 的風場裏，由於風切趨勢與 U 90 相反（ $\partial u / \partial z > 0$ ），所以圖 13 中的雲區內的上升氣流隨高度向右傾斜（吹向右上方）。依照前面（U 90）的說法，U 00 的情形，其降雨發生的位置應該偏右，下降氣流應該在上升氣流區的右下方開始形成（與 U 90 的情形相反）。但是結果並非如此。如圖 14，下降氣流發生在上升氣流區（ $x = 1.5$ ， $z = 8$ 公里）的左下方（ $x = 3.0$ ， $z = 2$ 公里）。這個現象可以從雲底（2.6 公里）以下的環境風場獲得解釋。在 $z = 1$ 公里附近的風速（向左）最大（圖 1(e)），雨滴降到雲底時連同蒸發冷卻造成的冷空氣一起被平移到下風處（左邊），所以雨區偏向左下方，下降氣流也在此形成。此降雨區左邊的上升氣流區已經有新雲生成。另外一個重要的原因是這個初始風場在 $z = 3.5$ 公里附近的風切很強，使上升氣流的帶附效應（entrainment effect）增加，而減弱了上升速度（Byers and Braham, 1949; Weisman and Klemp, 1982）。成長期的最大上升速度只有 7.3 m/sec （U 90 的最大上升速度是 15.1 m/sec ）所以上升氣流的強度不足以將雨滴拋到夠高的雲外（風暴的右上方），使降雨發生於風暴的右邊雲外。

當陣風鋒面形成之後，圖 15(a)，左邊的部分擴展快速，抬升的上升氣流較小，產生的新生雲跟着向左移動。而右邊的輻合作用較強，移動較慢，所以抬升的低層暖濕空氣，剛好提供風暴的發展，如圖 15(b)所示。以致於已經開始消散的風暴，又開始成長。圖 16(a)中，上升速度已經加強到 8.4 m/sec 。右邊的陣風鋒面輻合區，引發另一個新雲（ $x = 8$ 公里）的成長，由於這個新雲所在位置的水平風很強（圖 16(b)），所以很快就被平移到左邊，與原風景合併（圖 17(a)）。同時右邊又有新雲生成。此後低層的水汽來源被陣風鋒面切斷，上升速度減弱（圖 17(b)），風暴再度消散。伴隨陣風鋒面的新生雲則繼續發展，跟着陣風鋒面向右移

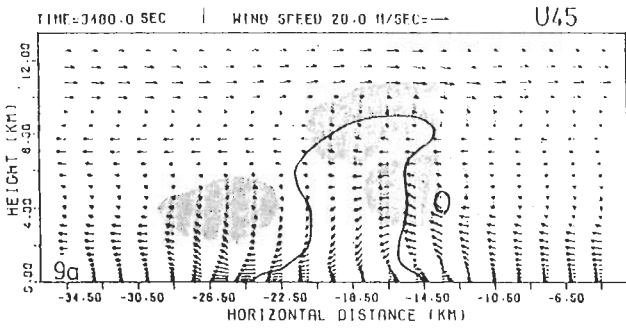


圖 9(a)時間 3480 秒，其他同圖 6(a)。

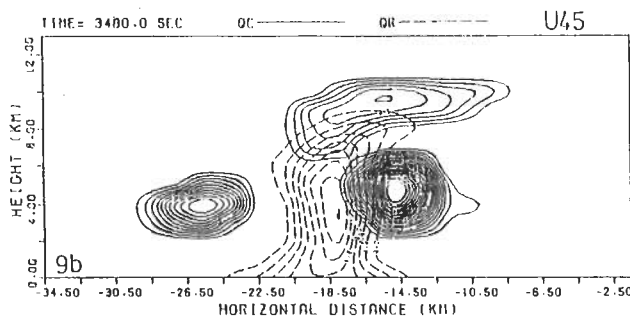


圖 9(b)時間 3480 秒，其他同圖 8。

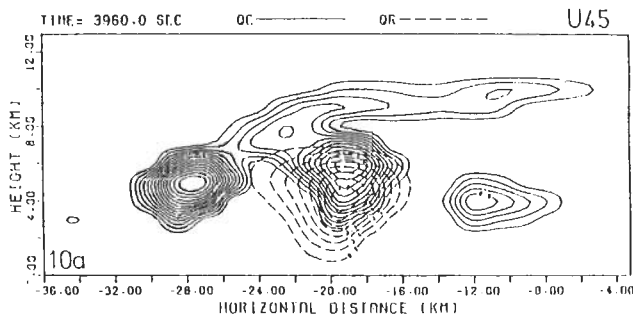


圖 10 (a)時間 3960 秒，其他同圖 8。

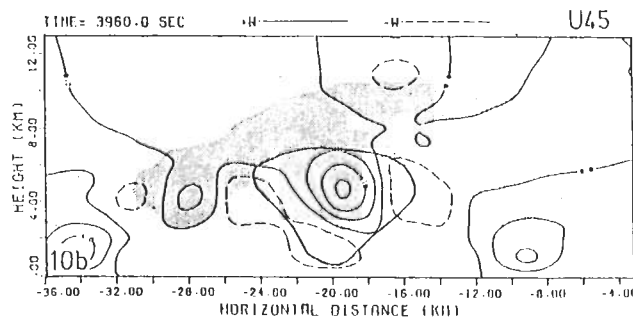


圖 10(b)時間 3960 秒，其他同圖 6(b)。

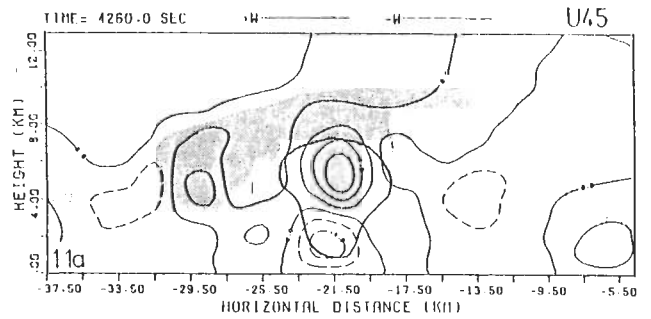


圖 11 (a)時間 4260 秒，其他同圖 6(b)。

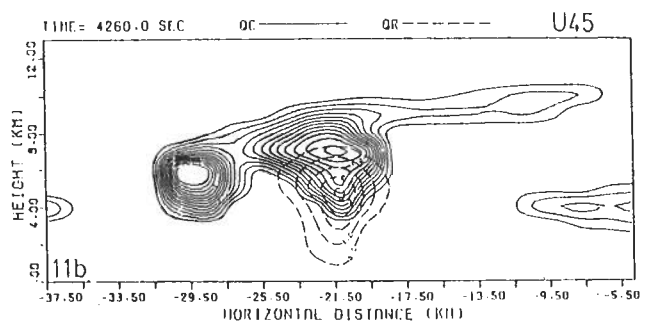


圖 11(b)時間 4260 秒，其他同圖 8。

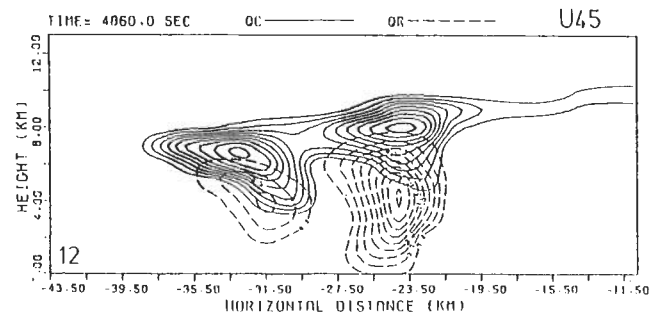


圖 12 時間 4860 秒，其他同圖 8，但是雨滴混合比從 0.2 g/kg 劃起，間隔 0.2 g/kg。

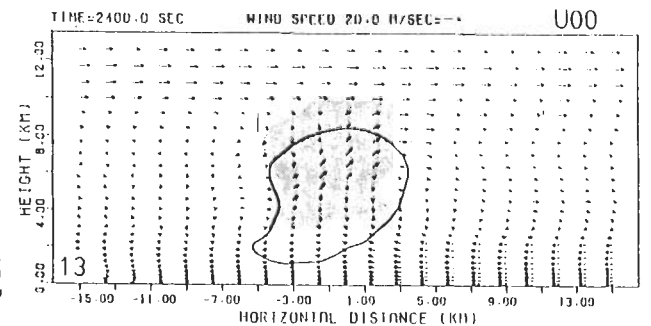


圖 13 時間 2400 秒，風場 U00，其他與圖 2(b)相同。

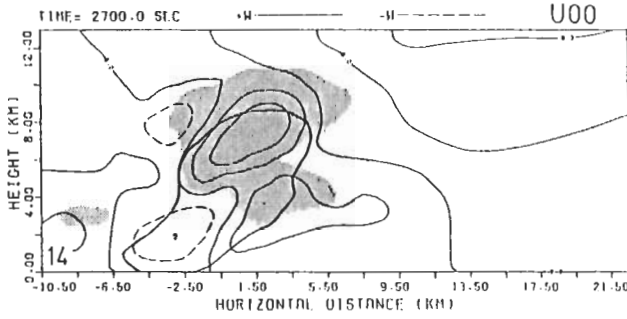


圖 14 時間 2700 秒，風場U00，其他與圖2(a)相同。

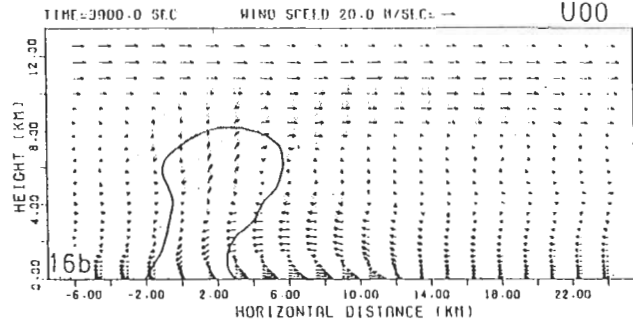


圖 16(b)時間 3900 秒，其他與圖 13 相同。

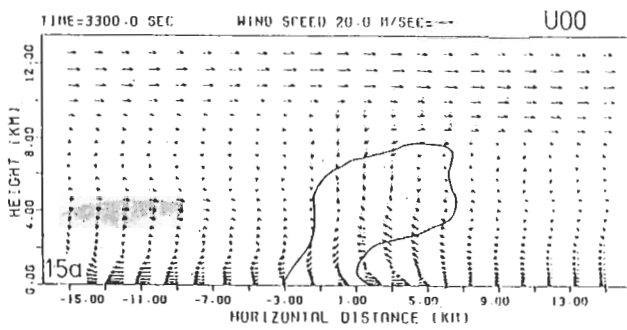


圖 15 (a)時間 3300 秒，其他與圖 13 相同。

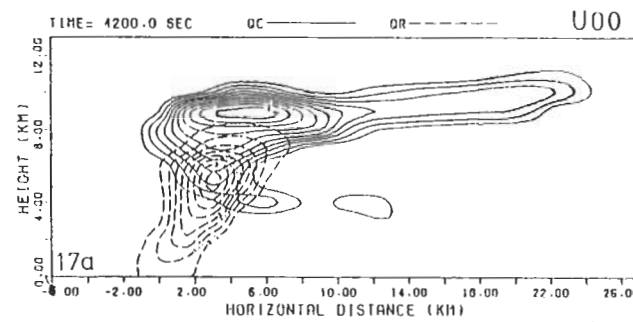


圖 17 (a)時間4200秒，風場U00，其他與圖8相同。

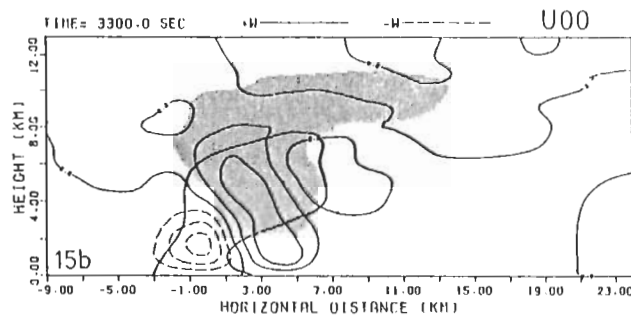


圖 15(b)時間 3300 秒，其他與圖 14 相同。

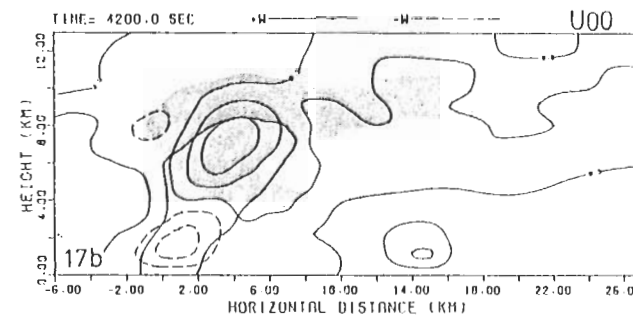


圖 17(b)時間 4200 秒，其他與圖 14 相同。

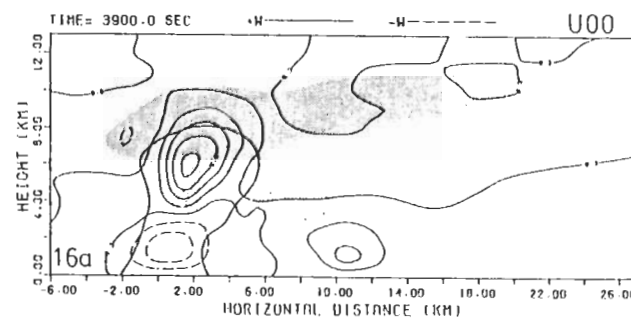


圖 16 (a)時間 3900 秒，其他與圖 14 相同。

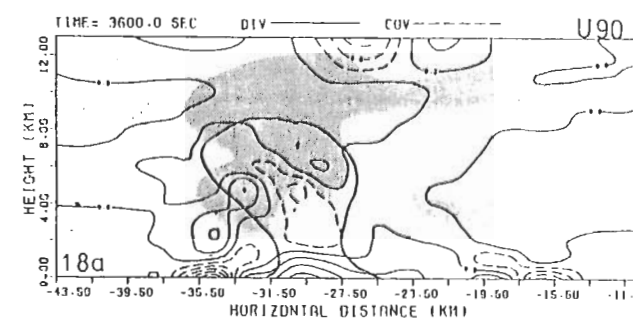


圖 18 水平輻合(虛線)與輻散(實線)，等值線
間隔 $2 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 。
(a)時間 3600 秒，風場 U90。

動。

綜合以上的討論，我們發現，由於降雨的發生，將使上升氣流減弱。成長時期的風暴內，若有足夠強盛的上升氣流，可將雨滴拋到雲外，以免阻碍上升氣流的發展。而初期的陣風鋒面，抬升雲底的空氣，可助長風暴的發展。隨後陣風鋒面向外擴展，切斷水汽來源，使風暴開始消散。當陣風鋒面剛形成時，擴展較慢，所引發的新生雲胞可與原風暴合併而加強風暴的發展。

4. 陣風鋒面與環境風場的關係

由以上的討論可以發現，在風暴兩側形成的陣風鋒面的特性與環境風場有密切的關係。陣風鋒面的形成，是由於下降氣流帶到地面的冷空氣在地面輻散所造成的。而下降氣流本身就帶有其所在位置的環境風場的水平動量。所以在地面輻散時兩側陣風鋒面的水平輻合強度就有所差別，陣風鋒面移動速度也會有所不同。所以下降氣流所在的高度範圍內（約4公里以下）的環境風場，對陣風鋒面的發展影響很大。比較陣風鋒面相對於風暴的移動速度，如表二所示。

在4公里以下環境風場的下風切（down shear）方法的陣風鋒面相對於風暴移動較慢。以U90的風暴為例，左邊（下風切方向）的陣風鋒面（LG）以11 m/sec的速度遠離風暴，右邊的遠離速度（RG）是21 m/sec。而U00在4公里以下的垂直風切大致與U90相反，所以右邊（下風切方向）的陣風鋒面離開風暴的速度（RG = 14.4 m/sec）比左邊（LG = -16.2 m/sec）慢。U45的情形，由於風切分佈正、負各半，所以左、右的陣風鋒面與風暴的相對速度也大致相同。

比較左右兩個陣風鋒面的水平輻合強度，發現下風切方向的水平輻合較強。分別比較這三種風場的情形。U90的風暴，以3600秒為例（圖18(a)）左邊（ $x = -35.0$ 公里）的水平輻合（虛線）最小值小於 $-10 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，而右邊（ $x = -16$ 公里）的最小值約 $-8 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 。圖18(b)（U45，時間3660秒），陣風鋒面附近的輻合區的強度與範圍相差很小。而U00的情形與U90恰好相反。圖18(c)（時間3300秒）右邊的輻合值小於 $-8 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ，左邊（ $x = 15.0$ 公里）的最小值約 $-6 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 。隨後發展的趨勢也大致相同。

綜合以上對陣風鋒面與風場的比較，可以發現，在環境風場的下風切方向（以U90為例是負 x 方向，以U00為例是正 x 方向）有較強的輻合與抬升作用，遠離風暴的速度也較慢。這種現象是因為造成陣風鋒面的下降氣流，在地面輻散時，將垂直動量轉換成水平動量。同時下降氣流本身還帶有其所在高度範圍內，環境風場的水平動量。以致在地面輻散時造成兩邊不同的輻合強度。而下降氣流常發生在4公里以下（或更低）的區域，所以雲底附近及雲底以下的環境垂直風切對風暴的發展，影響最大。此和Wilhelmson and Klemp（1978）的結論相似。

四、新生積雲的發展

以風暴在U90的風場發展的情形為例，這一節將詳細探討溫度、氣壓場與風場對新生雲胞的發展及新生雲胞與原風暴之間的合併過程。同時也利用診斷分析的方法，將浮力項與動力項造成的氣壓

	U90			U45			U00		
	LG	ST	RG	LG	ST	RG	LG	ST	RG
Va	-21.	-10.	11.	-19.6	-5.	10.5	-16.	0.2	14.6
Vr	-11.	0.	21.	-15.6	0.	15.5	-16.2	0.	14.4

表二：Va：相對於地面的速度 Vr：相對於風暴(ST)的速度

LG：左邊陣風鋒面的移動速度 ST：風暴的移動速度

RG：右邊陣風鋒面的移動速度

場分開討論，以了解二者在新雲成長時期的貢獻如何。

1 發展過程

在風暴的生長期，整個風暴區內都是強盛的上升氣流，最大速度超過 15 m/sec。直到 2640 秒 (圖 19)，下降氣流開始形成於高度 3.3 公里附近，隨着下降氣流的增強，在雲底輻散，使雨滴在雲底蒸發的水汽，有一部分被帶到左邊的上升氣流區。由圖 20， $x = -25$ 公里， $z = 1.5$ 公里附近的風場可以發現，此處的上升氣流部分來自雲底的兩區。於是在原風暴的左下方 (圖 21， $x = -28$ 公里) 有新雲形成。在 3000 秒，新生雲開始成長 (圖 21)，此時降雨已達地面，雲底都是冷空氣 (斜線區)。從圖 22 (a) 可以發現，左邊 ($x = -31$ 公里) 的新生雲 (實線) 在成長中。右邊 ($z = 4$ ， $x = 20$ 公里) 的雲區向右延伸發展。由圖 22 (b) 的溫度線 (細實線) 可以發現這兩塊發展中的新雲區，正位於陣風鋒面的前緣上方，而此處也有顯著的上升速度。圖 22 (c) 顯示，下降氣流正在增強與擴大中。風暴兩側由陣風鋒面抬升的上升氣流區，正提供新生雲的發展。隨着下降氣流區的擴大，切斷風暴右下方，向右延伸的雲塊，由此分裂出一個新雲，即圖 23 (a)，位於 $x = -20$ 公里附近的雲胞。隨着陣風鋒面的移動，這個分裂出來的雲胞也跟着向右移動，同時陣風鋒面也切斷右邊低層的水汽來源，使風暴進入消散期。

圖 23 (b) 顯示，左邊的新生雲胞所在的位置右側，由於受到降雨的阻擋，所以水平風速很小，雲區移動較慢。在 3600 秒開始與原風暴合併 (圖 4 (b))，上升氣流也增強。到 3960 (圖 24)，兩者已經完全合併，而陣風鋒面所抬升的上升氣流又引發另一個新雲的發展。此後，原風暴的上升氣流與下降氣流都已開始減弱。

2 氣壓場診斷分析的方法

本文所使用的數值模式雖然是屬於可壓縮系統，但是與非彈性方程組中，各項的差別不大。動量方程式可以下式表示

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V}$$

$$= -C_p \bar{\theta} \nabla \pi + B \cdot \vec{K} + \vec{F} \dots\dots\dots(12)$$

其中， \vec{V} 代表速度 (u, w)， $\bar{\theta}(z)$ 是平均位溫， \vec{F} 是亂流混合項， π 是壓力場的偏差量， C_p 是熱容量。 B 代表浮力項，此項包含位溫、水汽擾動量與雨滴荷重 (water loading) 等效應 (陳、林 1983 a)。

將(12)式取輻散量 (divergence)，並利用非彈性連續方程式， $\nabla \cdot \bar{\rho} \vec{V} = 0$ ，可求得氣壓場的波桑方程式 (Poisson equation)：

$$C_p \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\theta} \nabla \pi) = \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} B)$$

$$- \nabla \cdot (\bar{\rho} \vec{V} \cdot \nabla \vec{V}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \vec{F}) \dots\dots\dots(13)$$

將壓力場分成二部份 $\pi = \pi_{an} + \pi_b$ ，其中 π_{an} 與 π_b 分別代表由動力項與浮力項造成的氣壓場。所以(13)式可以分解成以下二式：

$$C_p \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\theta} \nabla \pi_{an})$$

$$= - \nabla \cdot (\bar{\rho} \vec{V} \cdot \nabla \vec{V}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \vec{F}) \dots\dots\dots(14)$$

$$C_p \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\theta} \nabla \pi_b) = - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} B) \dots\dots\dots(15)$$

$\bar{\rho}$ 代表平均密度。在計算 π_{an} 時，混合項的輻散量 $\nabla \cdot \bar{\rho} \vec{F}$ 不予考慮。由於上下邊界的垂直速度為零，所以 π_{an} 與 π_b 的邊界條件如下：

上邊界 ($z = z_r$)

$$\frac{\partial \pi_{an}}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots(16)$$

$$C_p \bar{\theta} \frac{\partial \pi_b}{\partial z} = B(x, y, z_r) \dots\dots\dots(17)$$

下邊界 ($z = 0$)

$$\frac{\partial \pi_{an}}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots(18)$$

$$C_p \bar{\theta} \frac{\partial \pi_b}{\partial z} = B(x, y, 0) \dots\dots\dots(19)$$

側面邊界條件假設為週期性，雖然與原模式並不相同，但是在診斷分析的過程中，這種假設對中央區域的風暴系統並不會造成太大的誤差 (Klemp

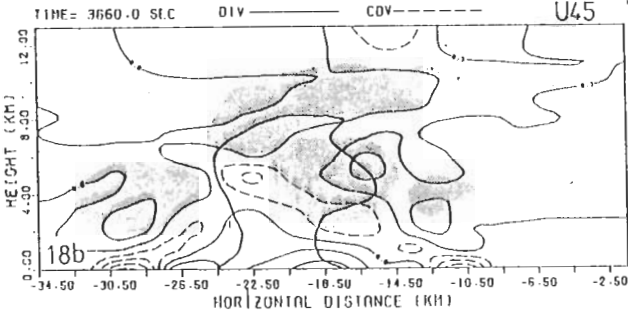


圖 18(b)時間 3660 秒，風場 U 45。

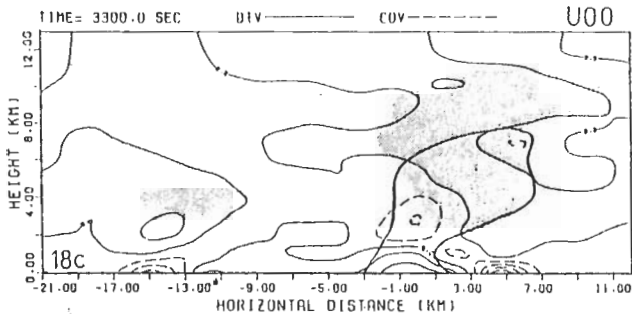


圖 18(c)時間 3300 秒，風場 U 00。

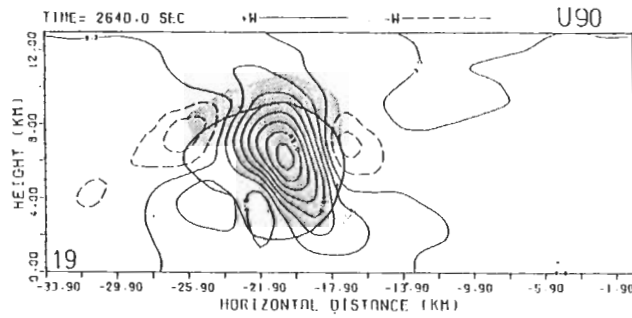


圖 19 時間 2640 秒，其他與圖 2 (a)相同。

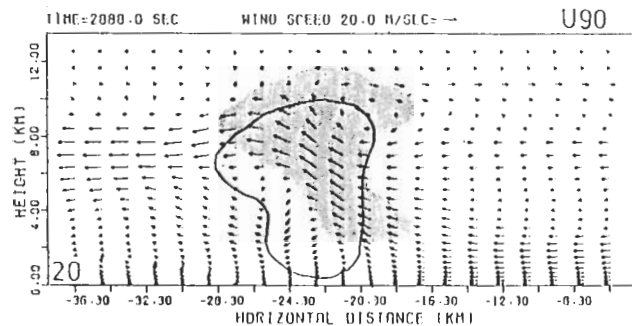


圖 20 時間 2880 秒，其他與圖 2 (b)相同。

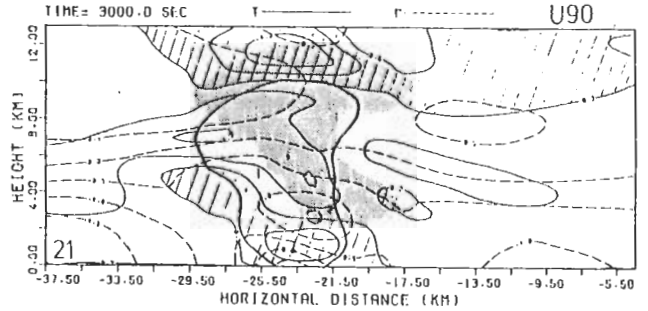


圖 21 時間 3000 秒，實線代表溫度（等值線間隔 0.2°K ），虛線代表等壓線（間隔 0.5mb ）。斜線區的溫度（偏差量）小於零。其他與圖 2 (a)相同。

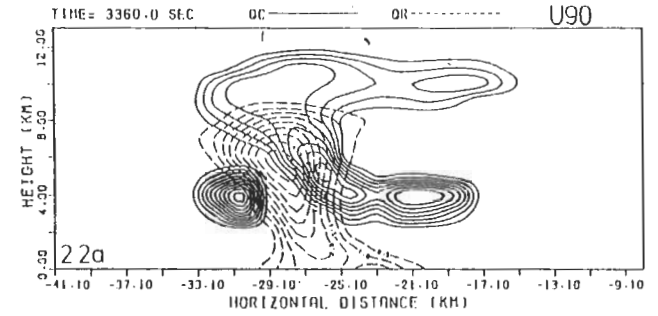


圖 22 (a)時間 3360 秒，風場 U90，其他與圖 8 相同。

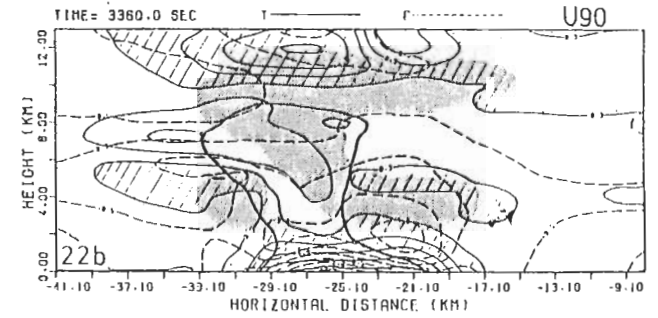


圖 22 (b)時間 3360 秒，其他與圖 21 相同。

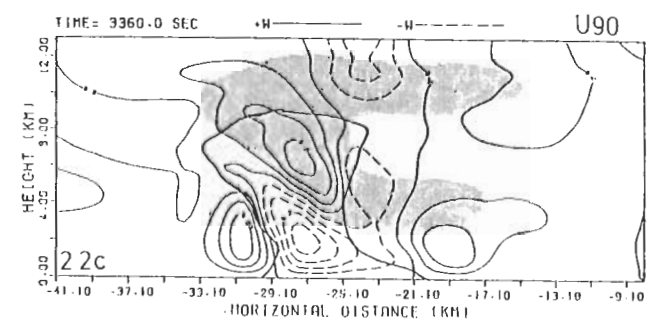


圖 22 (c)時間 3360 秒，其他與圖 2 (a)相同。

and Rotunno, 1982)。

3 氣壓場診斷分析的結果

將壓力場依上述方法，分成由動力項造成的氣壓場 (π_{an}) 與由浮力項造成的氣壓場 (π_b)。在 3000 秒，原風暴的左下方開始有新雲產生。圖 25(a) 是由動力項造成的氣壓場，圖中新生雲所在的位置 ($x = -26$, $z = 3.75$ 公里) 與 π_{an} 的一個局部低壓區一致。這個局部低壓區有利於水平的輻合。而雲底具有向上的氣壓梯度力，有利於上升氣流的發展。

由浮力項造成的氣壓場 (π_b) 圖 25(b)，新雲所在的位置，雖然沒有顯著的局部低壓區。但是新雲附近也都具有向上的氣壓梯度力。可見新雲的形成，氣壓場的適當分佈也是個重要因素。而提供有利於新雲成長的氣壓場，並不完全是由浮力項造成。動力項造成的氣壓場，也具有同等重要的地位。

這個新生雲胞，形成於陣風鋒面所造成的抬升區域中。陣風鋒面後方的高壓區，是由風暴的下降氣流，帶到地面的冷空氣造成的。如圖 21 等壓線 (虛線) 所示，雲底地面有一個高壓中心。比較圖 25(a) 與圖 25(b) 可以發現，這個高壓區主要是來自 π_b 的貢獻。

在此高壓的上方，也就是雲底附近 (圖 26(c)) 有一個局部低壓區。圖 25(a) 的雲底低壓中心絕對值 ($\pi_{an} = 0.15 \text{ mb}$) 比圖 25(b) 的小 ($\pi_b = 0.49 \text{ mb}$)，但是兩者都提供雲底低壓區的形成。發展到 3240 秒， $\pi_b + \pi_{an}$ 的合成氣壓場 (圖 26(c)) 顯示，雲底低壓中心位置在 $x = -22$ 、 $z = 2$ 公里處，與 π_{an} 的雲底低壓中心位置一致 (圖 26(a))。這是由於 π_b 的低壓中心位置，與 π_{an} 的高壓區相抵消。總之，雖然地面的高壓區是由 π_b 造成的，受 π_{an} 的影響很小。但是雲底的低壓區則同時受到 π_b 與 π_{an} 的影響，其低壓中心位置，決定於 π_{an} 的分佈情形。

位於雲底低壓區的底下，有一個顯著的高壓區，如此的氣壓場分佈，使雲底的空氣承受一個向上的非流體氣壓梯度力 (non-hydrostatic pressure gradient force)，此與 Marwitz (1973) 的觀測

結果相符合。因為在大部份的風暴發展時期，雲底的空氣浮力就是負的。而這個向上的氣壓梯度力，正好可以抬升雲底空氣到達浮力大於零的高度以上，形成上升氣流。而新雲胞發生的位置，也有類似的向上氣壓梯度力存在。

以上的討論，只是利用診斷分析，將動力項與浮力項造成的氣壓場分開討論，以了解兩者對新雲發展的影響。以往分析溫度場與整體的氣壓場，只知道陣風鋒面對週圍暖空氣的抬升作用，只引發新雲成長的主要原因。而往往忽略了比較由動力與浮力效應引起的壓力場分佈情形。從以上的分析，我們可以發現，由動力項引起的壓力場，對新雲的發展也具有正的貢獻。就整個風暴系統的成長過程而言，除了氣壓場引起的梯度力以外，空氣本身的浮力與平流作用、亂流混合作用，都會影響風暴的發展。本節的重點，只是說明，由動力效應引起的氣壓場，在風暴發展過程中的重要性，尤其是在新雲成長的過程中，更是不容忽視。

五、結 論

從以上這三種風場的數值實驗分析比較其結果，使我們對於風暴的發展與環境風場之間的交互作用有進一步的了解。由於水平動量在垂直方向的傳送。當環境風場有顯著的垂直風切存在時，上升氣流會隨高度向下風切方向傾斜。這種傾斜的上升氣流使降雨容易落在雲外，形成下降氣流。不致使降雨落在主要上升氣流區內，而阻碍上升氣流的發展。同時上升氣流在地面的輻散，形成陣風鋒面。當陣風鋒面形成之初，尚未遠離風暴區。在低層對暖空氣的抬升作用會助長風暴的發展，隨後在風暴附近引發了新雲的成長。在新雲成長期間，由動力效應與浮力效應造成的氣壓場都提供了向上的氣壓梯度力，有利於新雲的發展。而原風暴的雲底低壓區，也是由 π_b 與 π_{an} 共同造成的結果。尤其是 π_{an} 的分佈，更決定了這個雲底低壓中心的位置。新生雲所在的位置，由於受到原風暴降雨區的阻擋，所以移動較慢，而與原風暴合併。在合併的過程中，較多的雲滴可以凝結成雨，所以降雨略為增強。而

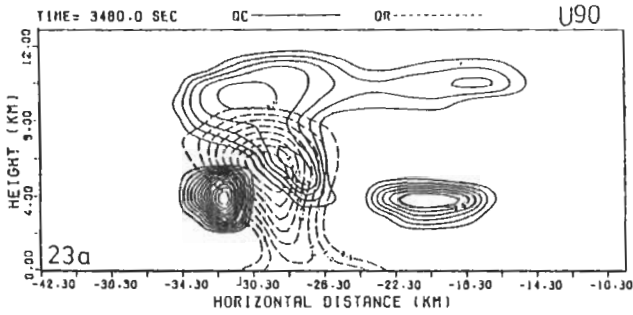


圖 23 (a)時間 3480 秒，其他與圖 21 相同。

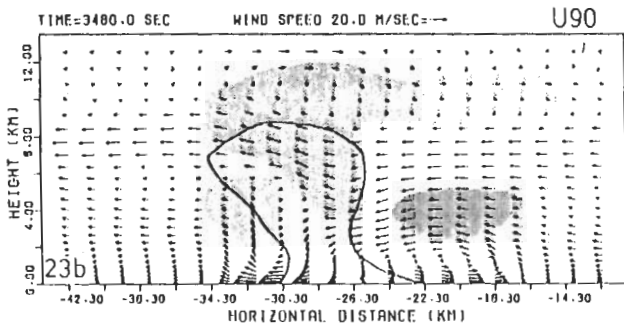


圖 23 (b)時間 3480 秒，其他與圖 2 (b)相同。

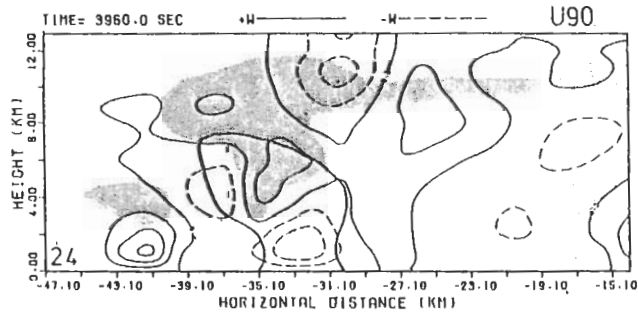


圖 24 時間 3960 秒，其他與圖 2 (a)相同。

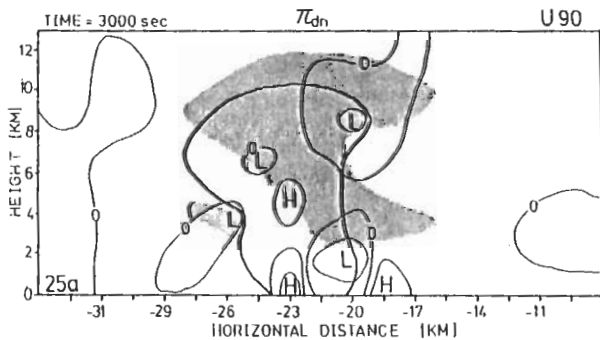


圖 25 (a)時間 3000 秒，風場 U 90。此圖表示由動力效應引起的氣壓場 (π_{dn})，等壓線間隔 0.1 mb，L 代表局部低壓中心，H 代表局部高壓中心。

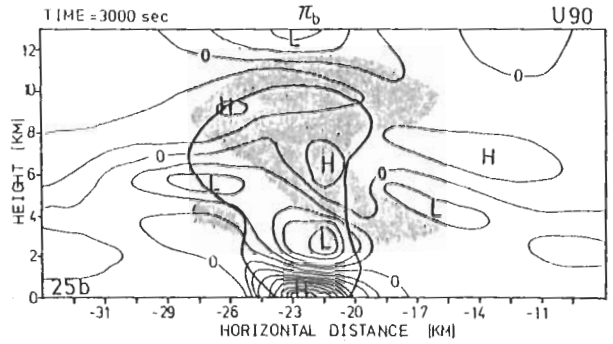


圖 25 (b)此圖表示由浮力項造成的氣壓場 (π_b)。其他部分與 25 (a)相同。

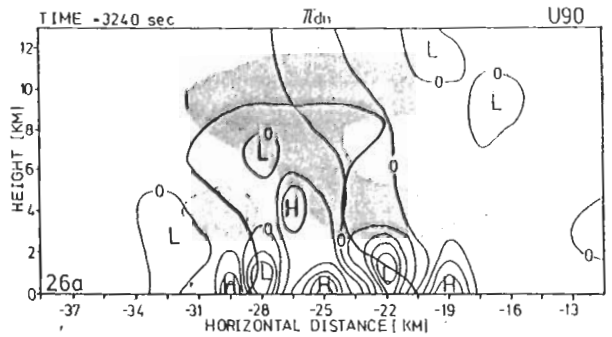


圖 26 (a)時間 3240 秒，其他部份與圖 25 (a)相同。

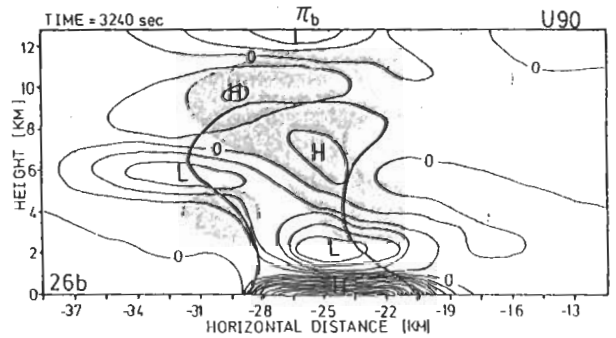


圖 26 (b)時間 3240 秒，其他部份與圖 25 (b)相同。

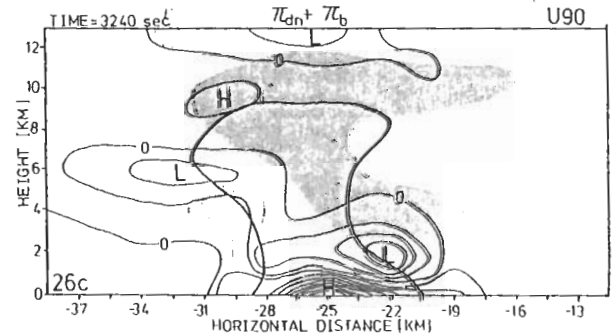


圖 26 (c)合成氣壓場 ($\pi_{dn} + \pi_b$)，時間 3240，其他部分與圖 25 (a)相同，但此圖的等壓線間隔 0.2 mb。

上升氣流區的合併也助長風暴的發展。以後隨着陣風鋒面的向外擴展，而切斷低層水汽來源，使風暴趨於消散。

上升氣流所在的高度範圍內（約 8 公里以下）的垂直風切強度，關係着上升氣流向下風切方向傾斜的程度。而下降氣流區所在的高度範圍內（約 4 公里以下）的垂直風切分佈，會使風暴兩側陣風鋒面的移動速度與水平輻合強度有所不同。通常在下風切方向（指 4 公里以下的垂直風切）有較強的水平輻合與上升速度，而離開風暴的速度較慢。

風暴的持續發展必須由低層不斷提供暖濕空氣來源。由以上的數值實驗結果，我們得知環境風場的改變會影響陣風鋒面和風暴之間的相對速度。若是能多調整環境風場，使陣風鋒面與風暴之間的相對速度減小，甚至為零。則陣風鋒面的抬升作用，可以不斷的提供低層的水汽來源，使風暴持續發展，以達到準靜狀態（quasi steady state）。至於如何尋找一個適合風暴持續發展的環境條件，這將是值得進一步探討的問題。

由於二維模式只有一個方向（ x 方向）的水平輻合，而實際情形（或三維模式）的陣風鋒面是向四面擴展。所以在二維模式中，由陣風鋒面所抬升的上升速度較實際情形強。而有關風暴內部的渦度（vorticity）與環境風場的風向隨高度改變時，對風暴發展的影響等情形，在二維模式中都無法討論。所以要對風暴的結構及環境風場（或其他因素）對風暴的影響過程有進一步的了解，還有待三維模式的建立。

六、誌謝

本論文在國家科學委員會 NSC-71-0202-M 008-07 專題研究資助，及中央大學電腦中心的協助下得以完成，謹表謝忱。同時也感謝中央大學大氣物理研究所遙感探測室提供繪圖機 CALCOM 960，及研究員唐沙莉小姐、李定豫同學，在繪圖儀器的使用與程式設計方面的協助，在此一併致謝。

參考文獻

- Anthes, R.A., 1970: numerical experiments with a two-dimensional horizontal variable grids. *Mon. Wea. Rev.*, 98, 810-822.
- Byers, H.R., and R.R. Braham, Jr., 1949: *The Thunderstorm*. U.S. Government Printing office, Washington, DC, 287 pp.
- Chalon, J.-P., J.C. Fankhauser and P.J. Eccles., 1976: Structure of an evolving hailstorm. Part I: General characteristic and cellular structure. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 564-575.
- Hane, C.E., 1973: The squall line thunderstorm: Numerical experimentation. *J. Atmos. sci.*, 30, 1672-1690.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Monogr.*, No. 32, Amer. Meteor. Soc., 84 pp.
- Klemp, J.B., and R. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- _____, and R. Rotunno, 1983: A study of the tornadic region within a supercell thunderstorm. *J. Atmos. sci.*, 40, 359-377.
- Marwitz, J.D., 1972: The structure and motion of severe storms. Part I: Supercell storm. *J. Appl. Meteor.*, 11, 166-179.
- _____, 1972: The Structure and motion of severe storms. Part II: Multicell storm. *J. Appl. Meteor.*, 11, 180-188.
- _____, 1973: Trajectories within the weak echo regions of hailstorms. *J. Appl.*

- Meteor., 12, 1174-1182.
- Mathews, D.A., 1981 : Observations of a cloud arc triggered by thunderstorm outflow. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 2140-2157.
- Orville, H. D., and F.J. Kopp, 1977 : numerical simulation of the life history of hailstorm and hail cells. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1596-1618.
- Purdum, J., 1976 : Some uses of high resolution GOES imagery in mesoscale forecasting of convection and its behavior. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 1474-1483.
- Robert, A. J., 1966 : The integration of a low order spectral form of the primitive meteorological equations. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 44, 237-245.
- Rotunno, R., and J.B. Klemm., 1982 : The influence of the shear-induced pressure gradient on thunderstorm motion. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 136-151.
- Schlesinger, R.E., 1973a : A numerical model of deep moist convection. Part I : Comparative experiments for variable ambient moisture and wind shear. *J. Atmos. Sci.*, 30, 835-856.
- _____, 1973b : A numerical model of deep moist convection. Part II : A prototype experiment and variations upon it. *J. Atmos. Sci.*, 30, 1374-1391.
- Takeda, T., 1971 : Numerical simulation of a precipitating convective cloud : The cloud. *J. Atmos. Sci.*, 28, 351-376.
- Thorpe, A. J., M. J. Miller, and M. W. Moncrieff, 1980 : Dynamical models of two-dimensional downdraughts. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 106, 463-484.
- _____, 1982 : Two-dimensional convection in non-constant shear : a model of mid-latitude squall lines. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 108, 739-762.
- Weisman, L. L., and J. B. Klemm, 1982 : The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 504-520.
- Wilhelmson, R. B., and J. B. Klemm, 1978 : A numerical study of storm splitting that leads to long-lived storms. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1581-1600.
- 陳景森、林熾閔, 1983a : 風暴的二維數值模式之研究, *大氣科學*, 10, 55-66.
- 陳景森、林熾閔, 1983b : 風暴數值模式的側面邊界條件之研究, *中央大學地球物理學刊*, 24, 57-76.

**A Numerical of Storm Evolution in Different
Wind Shear Environment**

Shi-Ming Lin and Ching-Sen Chen

Institute of Atmospheric physics , National Central University

Abstract

Using a two-dimensional compressible numerical model we investigated the evolution of storm in different wind shear environment. The tilting updraft along downshear direction resulted from environmental vertical wind shear. Rain could avoid of falling inside of the tilting updraft therefore storm would not be killed by rain easily. Gust front formed on both side of the storm due to the spread downdraft and the vertical windshear below 4 km height. Along the direction of downshear gust front had stronger horizontal convergence effect and induced vertical velocity than that on the other side of the mother storm. Clouds formed by the lifted effect of gust front could merge with mother storm which could intensify the strength of storm.

The development of the formation new cloud along gust front will be discussed in this article. By diagnostic analysis we divided the effect of pressure fields into dynamic term and bouyant term. Simulation results showed that near cloud base there was a low pressure field which was not contributed by bouyant term completely. Indeed the intensity and position of the low pressure center affected by dynamic term to a large extent.