

# 颱風基本結構的數值模擬研究

林李耀 郭鴻基  
國立台灣大學大氣科學系

(中華民國八十八年元月二十一日收稿；中華民國八十八年十月八日定稿)

## 摘 要

本文利用 RAMS 模式模擬出颱風的基本結構特徵，並與觀測作校驗與比較。我們除了利用 RAMS 模式在處理雲微物理方面的優越性外，並建議水平大區域範圍( large domain)模擬的重要性，以避免非物理性的邊界干擾。經過模式計算輸出各物理場的診斷分析，我們驗證 Weisman( 1992 ) 水平渦度平衡概念模式的合理性，並發現渦度主要貢獻來源為水平速度之垂直差異。另外我們也驗證颱風移速與低層風切之正相關性，並發現包含冰相之模擬實驗其移速較不含冰相實驗稍快。最後我們分析模式尾流低壓( wake low )結構並與觀測作比較。

關鍵詞：颱風、水平渦度平衡、尾流低壓

## 一、前 言

中緯度及熱帶颱風的研究自 Newton( 1950 )的觀測分析以來，例如 Houze et al.( 1989 )提出典型成熟颱風系統的概念示意圖，Johnson and Hamilton( 1988 )對颱風的地面氣壓結構做深入的探討，Rotunno et al.( 1988 )利用水平渦度平衡的概念來解釋颱風系統的生命史，Fovell and Ogura( 1988 )提出的颱風系統對流準平衡狀態，以及 Yang and Houze( 1995 )強調冰相粒子對颱風層狀降水區的貢獻...等等，已使我

們對於颱風的一些基本結構與生成維持機制有相當程度的瞭解；但是對於颱風系統本身，仍然有尚未明瞭的現象值得研究，例如颱風後緣層狀降水區內融解層附近，雷達回波常有向下發展的特殊結構(Chong et al.,1987；Biggerstaff and Houze,1993；謝，1996)，文獻中對此現象並無顯著之說明。另外副熱帶台灣地區颱風生成之環境條件與中緯度及熱帶之觀測有所不同，就以代表環境熱力特徵的探空比較方面，台灣地區春季與梅雨季颱風發生個案之大氣對流可用位能( CAPE )，平均起來較中緯度地區為小( 鄧與

表一 各種二維颱風模擬實驗的模式水平區域範圍與解析度之比較，其中♣表水平大區域範圍模擬實驗。

數值實驗	模式水平範圍	水平網格大小	垂直網格大小	備註
RKW ( 1988 )	180 km	2 km	700m	
FO ( 1988 )	~ 4500 km	1 ~ km	200 ~ m	♣
Nicholls et al . ( 1988 )	500 km	0.5 km	35 mb ~ 900 m	
Tao et al . ( 1989 )	512 km	1 km	200 ~ 1000 m	
Szeto and Cho ( 1994 )	750 km	2 km	200 ~ 900 m	
Chin ( 1994 )	3620 km	2 km	200 ~ 600 m	♣
Tao et al ( 1995 )	768 km 1024 km	0.75 km 1 km	225 ~ 1150 m	
Yang and Houze ( 1995 )	4814 km	1 ~ km	140 ~ 550 m	♣
Fu et al . ( 1995 )	512 km	1 km	100 m ~ 1000 m	
Lin and Arakawa ( 1997 )	256 km	0.5 km	100 m~ 1000 m	
洪(1998)	2000km	1km	200 ~ 1000 m	♣
本研究	4400 km	2 km	200 ~ 1000 m	♣

陳, 1990 ; Chen and Chou, 1993 ) ; 而且就大氣中水氣之分佈情形而言, 台灣附近區域颱風發生個案之低層水氣量明顯較中緯度氣候值為大, 在水氣垂直分佈上也有所差異(陳與林, 1995 ; 謝, 1996), 因此, 本文的主要目的為模擬出具有典型觀測特徵的颱風系統( Houze et al., 1989), 並校驗模擬颱風輸出物理場的合理性, 做為研究如上述颱風相關問題的基礎。

我們利用大區域範圍數值模擬實驗方式進行探討, 以避免不必要之邊界非物理性干擾(林, 1997)。表一為本實驗設計在水平範圍與解析度上與過去同性質數值實驗之比較, 由此可簡單比較本研究的颱風模擬實驗設計與其他模擬研究在空間設計上之異同。另外透過觀測得知成熟颱風可為近似 2 維形式的系統( Houze et al., 1989), 且本模擬研究並不探討如地形影響、或必須顧慮到實際 3 維環境場情況的個案模擬, 根

據此一基本需要, 我們利用 2 維模擬方式來完成。

## 二、數值模式

在颱風的數值模擬研究工具方面, 本研究使用 RAMS 模式( The Regional Atmospheric Model System ), 此模式是由美國科羅拉多州立大學為了整合原本個別使用的雲及中尺度模式, 所發展的區域大氣模式系統, 其中包含非靜力雲模式( Tripoli and Cotton, 1982 ) 與靜力平衡中尺度模式( Pielke, 1984 ; Tremback et al., 1985 ) 兩大部份。在此根據需要, 本研究所選用非靜力平衡雲模式部份, 以期能對整個颱風系統之演變能做較好的掌握。除此之外, 最重要的是 RAMS 之物理參數化具有高度的選擇性, 這樣對於本研究測試颱風不同物理參數之敏感度有相

當大的幫助。另外 RAMS 模式之操控界面簡便，對於我們研究颶線系統而言，是相當方便且有效率的模式系統。

在過去 RAMS 模式的模擬成果方面，Cotton and Tripoli (1978) 成功的模擬出與實際觀測相近的雲水含量與雲高。Cotton et al. (1982) 利用 RAMS 模式模擬各種不同積雲(大陸性、海洋性以及局部地形舉升積雲)之特性，其結果也和觀測相符。由此可知，RAMS 模式具有模擬積雲尺度對流結構的能力。另外，Nicholls (1987) 利用 RAMS 模式進行熱帶颶線個案的模擬研究，Nicholls et al. (1988) 對颶線環境場變化作敏感度測試，Tripoli and Cotton (1989 a, b) 利用 RAMS 模式研究中尺度對流系統受地形影響之演變及動力探討，也都有相當不錯的結果。由此也說明 RAMS 模式具有模擬中尺度對流系統的能力。

以上 RAMS 的模擬研究都未使用較大的水平範圍，根據我們的模擬研究經驗，當模式水平範圍過小時，例如 Rotunno et al. (1988) 的颶線實驗設計(參考表 1)，不同的開放式邊界條件 (open boundary condition) 處理會導致對流行為有所差異；即使在相同的邊界條件下，不同的水平範圍也可導致對流型態有所不同(林, 1997, 圖 2.17)。因此我們建議在模擬颶線時能盡量採用大區域水平範圍的實驗設計，避免邊界非物理性的干擾。

在我們的實驗設計方面，模式 x 軸代表颶線移行方向，y 軸代表平行颶線方向，根據 2 維之假設，y 軸方向的變化不加以考慮，所以本研究模擬的颶線為沿颶線進行方向的垂直剖面結構。模式初始基本環境場假設為水平均勻 (horizontal homogeneous)，有關大尺度環境之

背景運動場、大氣輻射作用、科氏力作用、地面摩擦作用都先加以省略以簡化問題。在模式網格設計上，由於低層大氣對颶線系統之影響甚大，為了增加模式低層解析度，又可以節省電腦計算資源，垂直方向我們採用伸展式網格 (stretch grids) 的設計，最低層網格 ( $\Delta z$ ) 大小為 200 公尺，在此高度以上網格大小則以 1.055:1 的方式增加，直到網格大小大於 1000 公尺後固定為 1000 公尺 (Fovell and Ogura, 1988)，所以本模擬之垂直網格共 38 層，模式頂端大約為 21.5 公里。另外在垂直邊界條件設定方面，模式上邊界採用固定式邊界條件 (rigid-lid condition)，但為了避免過多的重力波反射，我們在上邊界加上海綿層以吸收反射之重力波。模式下邊界我們採用零通量邊界條件 (zero-flux type condition)。至於水平網格設計方面，為了減小側邊界對颶線對流之影響，本研究採用較大的水平模擬範圍，水平網格共 2200 點，網格大小 ( $\Delta x$ ) 為 2000 公尺，因此模式水平範圍為 4400 公里，較 Rotunno et al. (1988) 的模擬水平範圍 (180 公里) 要大上許多。在水平邊界條件設計方面，本研究採用 Klemp and Lilly (1978) 開放式的邊界條件，以減小重力波的反射情形。最後在模式時間積分方面則採用時間分離方法 (Time-splitting scheme) 以增加模式效率，其中大的時間積分步長為 6 秒，小的時間積分步長為 2 秒。

在本實驗的微物理參數化部份，主要包含雲水 (cloud water)、雲冰 (ice crystals)、雨水 (rain water)、霰 (graupel)、雪團 (aggregates) 等 5 種型式的水凝結相，基本上以 Tripoli and Cotton (1980) 及 Cotton et al. (1982, 1986) 之參數化方法為主，其相關水相變數的連續方程式收錄於附錄 A 中，至於微物理運作流程如附錄 B 所示。

本研究使用的基本環境探空場為 Weisman and Klemp (1982) 根據中緯度發生颶線環境探空之氣候值分析 (Bluestein and Jain, 1985; Barnes and Sieckman, 1984) 加以函數化平滑後所得，其環境場位溫  $\bar{\theta}$  及相對濕度  $H$  之方程分別如 (6) 與 (7) 式所示：

$$\bar{\theta}(z) = \theta_0 + (\theta_{tr} - \theta_0) \left( \frac{z}{z_{tr}} \right)^{\frac{5}{4}}, \quad \text{if } z \leq z_{tr}$$

$$\bar{\theta}(z) = \theta_{tr} \exp \left[ \frac{g}{c_p T_{tr}} (z - z_{tr}) \right], \quad \text{if } z > z_{tr}$$

$$H(z) = 1 - \frac{3}{4} \left( \frac{z}{z_{tr}} \right)^{\frac{5}{4}}, \quad \text{if } z \leq z_{tr}$$

$$H(z) = 0.25, \quad \text{if } z > z_{tr}$$

其中  $z_{tr} = 12$  公里，代表對流層頂之高度， $\theta_{tr} = 343\text{K}$  與  $T_{tr} = 213\text{K}$  則分別代表對流層頂之位溫與溫度。另外在 (7) 式中接近地面附近 (大約 3 個網格高度) 的相對濕度，本研究假設邊界層均勻混合以  $14\text{gkg}^{-1}$  的混合比加以修正。此基本探空場之斜溫圖如圖 1a 所示，其 CAPE 大小約為  $2200 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ ，與中緯度發生颶線個案觀測之 CAPE 平均值  $2260 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  (Bluestein and Jain, 1985) 相近。至於環境基本風場則採用垂直於颶線之低層風切 (2.5 公里) 如圖 1b 所示。我們利用初始熱胞來激發對流，熱胞置於模式中心 1.4 公里高度，其水平直徑為 20 公里，垂直厚度為 2.8 公里，熱胞中心溫度比環境溫度高 2 K。與 Rotunno et al. (1988) 颶線模擬實驗之熱胞設計相同。另外作者曾使用不同強度的初始熱胞激發颶線，發現除了最初的幾個小時對流特徵有所差異外，均可模擬出颶線的結構特徵。因此，我們相信不同熱胞強度僅影響初始對流的特性，對積分達到平衡後的颶線結構影響不大。

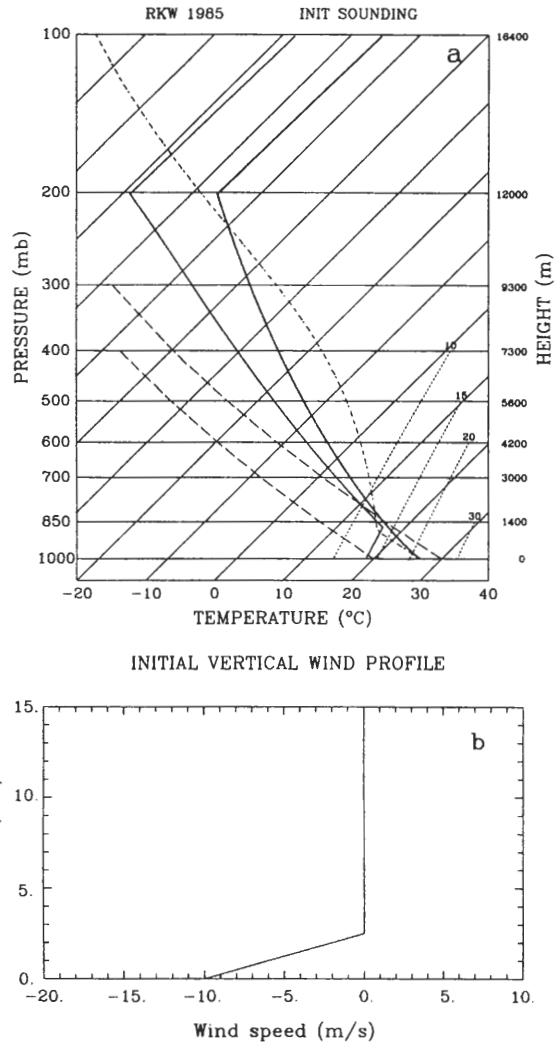


圖 1 颶線模擬實驗之初始熱力場與風場結構，圖 1a 為初始探空場，圖 1b 為初始風場。

### 三、颶線模擬結果與比較分析

以下將把本研究颶線數值模擬之結果，分為與時間相關之行為 (time-dependent behavior) 變化，與經過時間平均 (time-averaged) 後所得之颶線結構加以分析，以討論其對流尺度與中尺度特徵。並與觀測結果 (Houze et al, 1989) 做比較，以驗證模擬颶線之合理性。

### (一)與時間相關之模擬結果分析

在對流尺度的飈線模擬結果方面，模式對流在第三個小時後已逐漸出現成熟飈線特徵，以下以積分 3-8 小時之結果，作每小時各輸出物理場之診斷分析。首先在垂直速度場之模擬結果方面。圖 2 a-f 分別為模式 3-8 小時垂直速度場空間分佈情形，實線表上升運動，虛線為下降運動。在上升速度方面，各圖均可觀察出對流呈現多胞結構，新生胞在飈線前緣產生，成熟對流胞與消散胞則位於新生胞後緣。另外我們也分析模式最大上升速度之時間序列（圖 3），結果發現在 3 小時後此胞狀對流結構逐漸可達到準平衡狀態。其次在下降速度分析方面，主要可分析出三種不同的下降形式：(一)、在主要對流區內高層，成熟胞與新生胞間有因劇烈對流所產生的補償性下降運動。(二)、在主要對流區內低層，則有與對流降水相關的對流尺度下衝流。(三)、在層狀降水區內低層，則可分析出因層狀降水與蒸發冷卻作用所產生範圍較大之微弱下降運動區域。

在水平速度場分析方面，圖 4 a-f 為 3-8 小時各小時模式相對飈線系統的水平速度輸出場。其中虛線表示氣流與飈線運動方向相反，實線則與飈線運動方向相同。我們由各圖中可觀察出由飈線前緣進入系統的傾斜上升氣流 ( ascending front-to-rear flow )，與由飈線後緣進入系統的後側下沉內流 ( descending rear inflow )。此為飈線之水平氣流結構特徵。

在擾動位溫場分析方面，圖 5 a-f 為 3-8 小時各小時模式輸出的擾動位溫場。其中虛線代表位溫負距平，實線代表正距平。位溫負距平主要發生在飈線系統內部低層區域，此負距平與雨滴

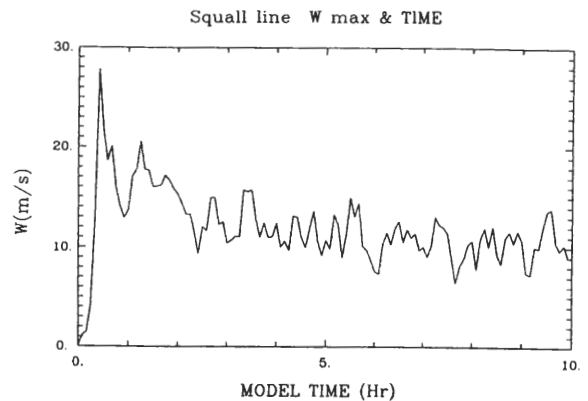


圖 3 模式 0-10 小時之最大上升速度分析圖，橫軸表時間，縱軸為上升速度大小。

的蒸發冷卻有關。擾動位溫正距平則發生在對流雲與層狀雲內部區域，與水氣凝結潛熱釋放有關。圖中最重要特徵為飈線系統前緣低層可分析出發展高度達 3-4 公里之冷池 ( cold pool ) 結構，此冷池除了透過氣壓梯度力推動飈線系統向前移動外，並舉升新生對流胞以維持系統長生命期，為飈線系統之主要動力來源。

圖 6 a-f 為 3-8 小時各小時擾動壓力之模式輸出場，其中虛線為壓力負距平，實線為正距平。我們發現在對流區中層可分析出一相對壓力負距平中心，此為反應潛熱釋放加熱的結果 (比較圖 5)。另外在飈線上方 8-10 公里高度區域則可分析出壓力正距平區，此結果亦為潛熱釋放加熱大氣後之靜力反應。另外透過圖 4 的後側下沉內流位置與圖 6 的壓力擾動場位置比較中，也可驗證 Smull and Houze ( 1987b ) 與 Lafore and Moncrieff ( 1989 ) 之研究中，透過中尺度低壓水平加速可形成後側下沉內流的說法具有相當的合理性。

在空間雨水結構分析方面，圖 7 為模式 3-8 小時雨水混合比 ( rain water mixing ratio ) 之分布

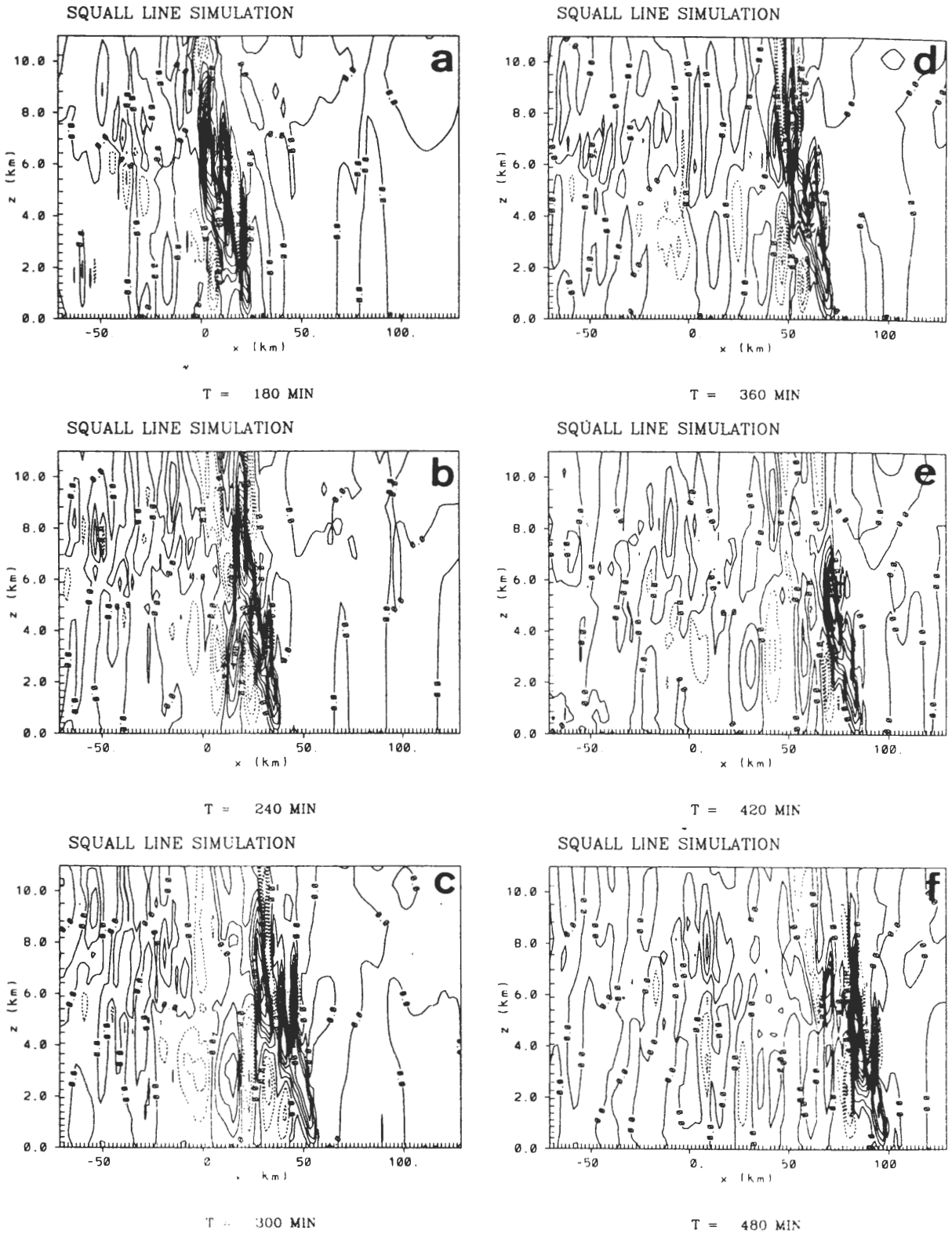


圖 2 a-f 分別代表颶線模擬 3-8 小時之垂直速度場結構，實線與虛線分別為上升與下降速度，等值線距為  $1\text{ms}^{-1}$ 。

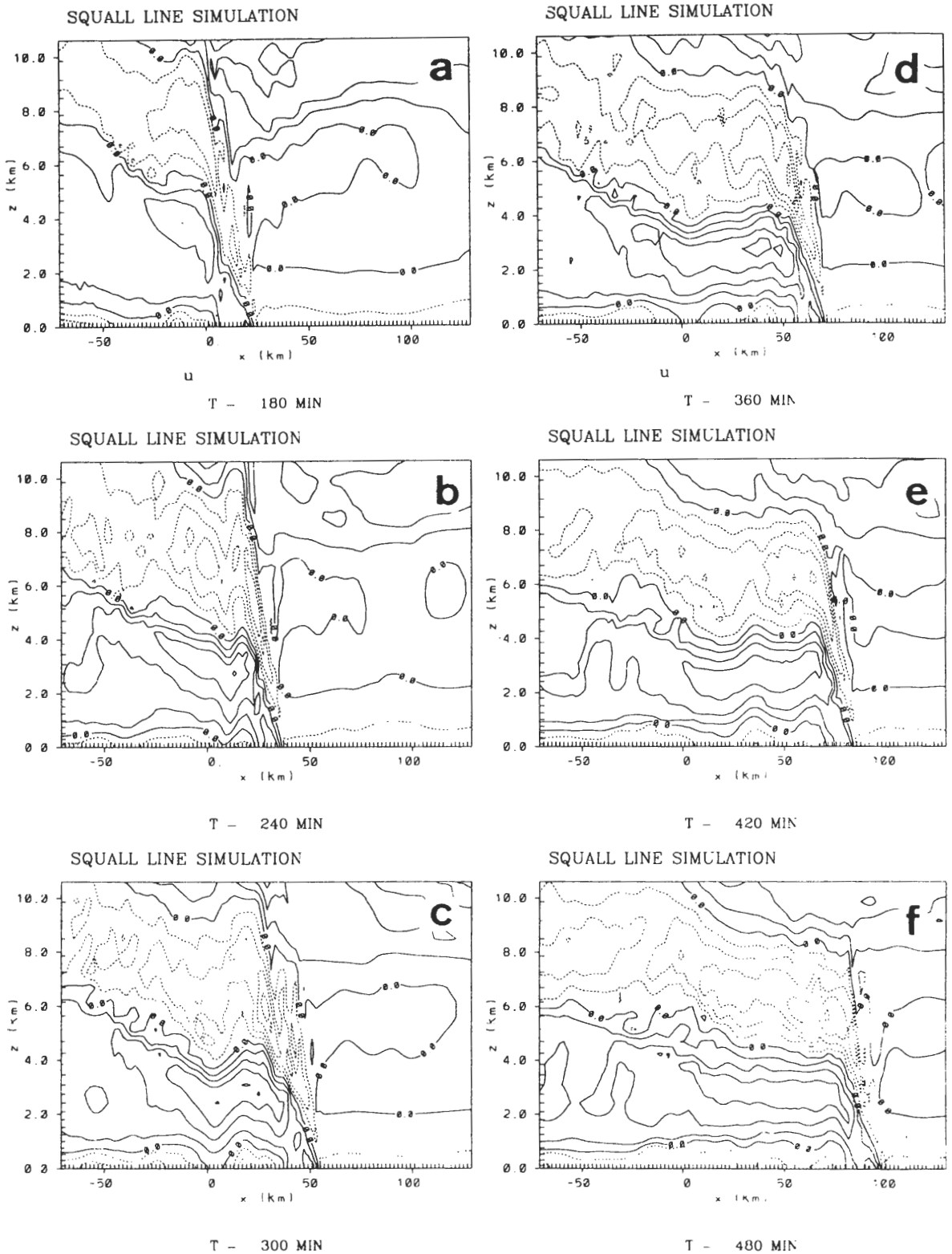


圖 4 a-f 分別代表颶線模擬 3-8 小時相對系統之水平速度場結構，實線表示空氣向颶線前進方向移動，虛線則相反，等值線距為  $6\text{ms}^{-1}$ 。

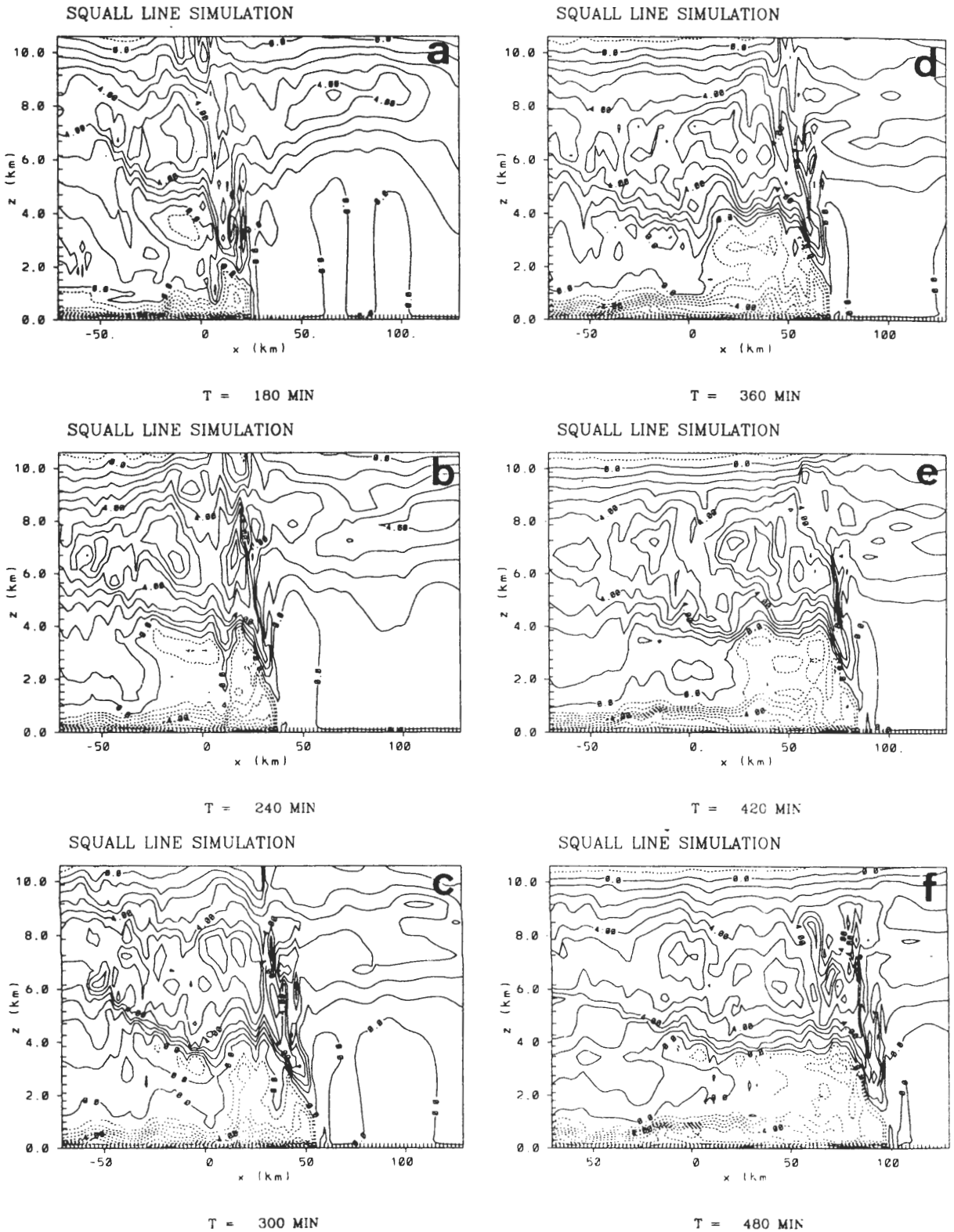


圖 5 a-f 分別代表飗線模擬 3-8 小時之擾動溫度場結構，實線與虛線分別表溫度正、負距平，等值線距為  $1^{\circ}\text{C}$ 。



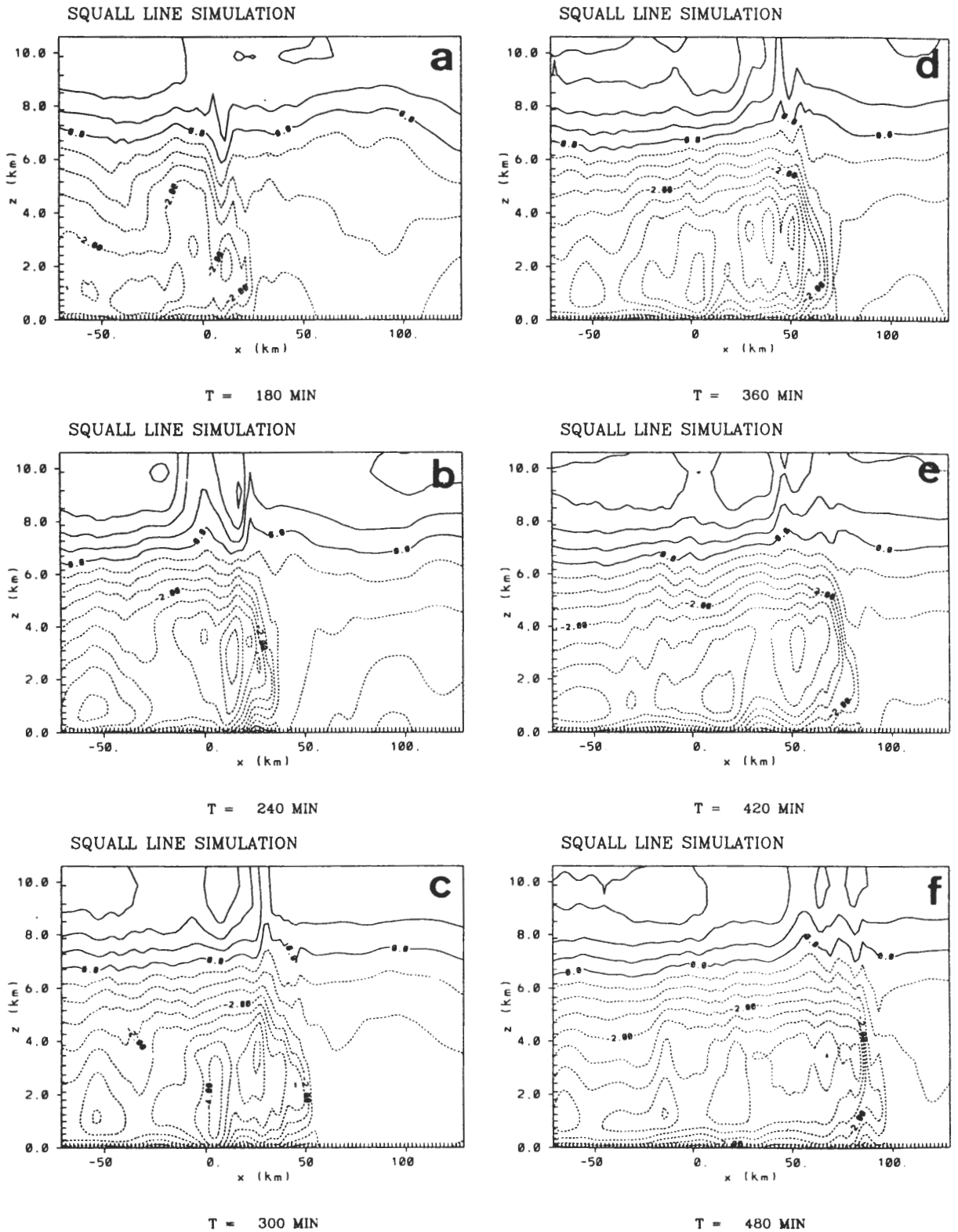


圖 6 a-f 分別代表颶線模擬 3-8 小時之擾動壓力場結構，實線與虛線分別表氣壓正、負距平，等值線距為 0.5 hpa。

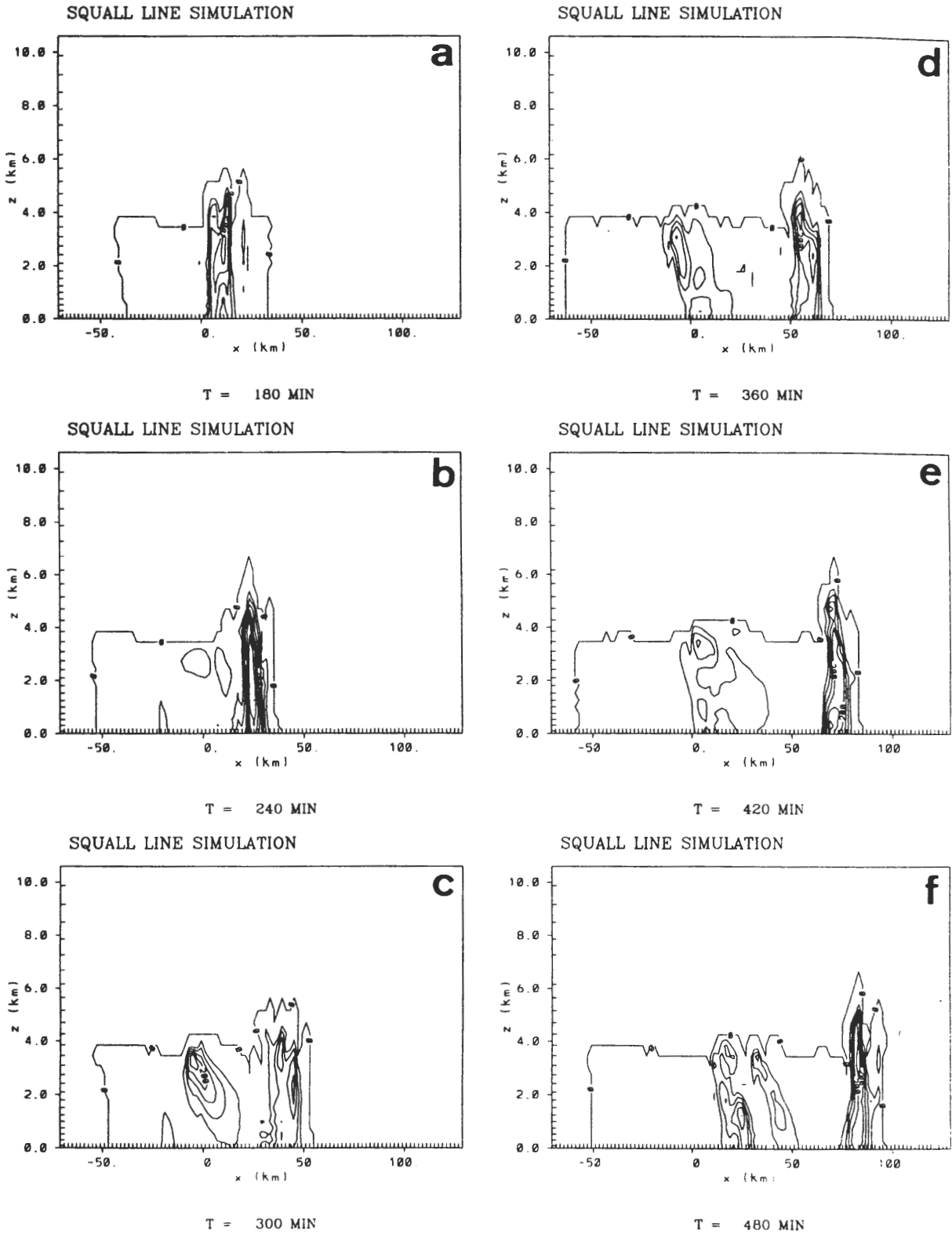


圖 7 a-f 分別代表飗線模擬 3-8 小時之空間雨水混合比結構，等值線距為  $0.5 \text{ gkg}^{-1}$ ，圖內之數值為雨水混合比\*100。

情形，圖中發現空間雨水範圍隨時間逐漸擴大，  
 飆線前緣對流區內具有局部極大雨水混合比，水  
 平範圍大約 20 公里。另外在對流區後緣可以發  
 現隨時間逐漸發展的空間雨水分布結構，此特徵  
 具有典型成熟飆線特徵( Houze et al. , 1989)。

## (二)相對飆線系統各物理場之時間 平均分析

分析模式飆線各物理場的瞬時結構，有助  
 於瞭解各獨立胞在對流尺度的特徵。另外我們也  
 可相對於飆線系統做較長時間平均，來觀察代表  
 整體飆線對流的中尺度結構。因此我們將 4-5 小  
 時每隔 10 分鐘的模式輸出結果，相對於飆線系統  
 做 1 小時的時間平均分析，其結果如圖 8 a-d 所  
 示。

其中圖 8a 為飆線擾動位溫場分析，實線  
 與虛線分別表示位溫正、負距平，飆線冷池與低  
 層環境間有局部最大的溫度梯度，冷池內溫度可  
 下降達  $10^{\circ}\text{C}$  左右。另外在飆線雲區(圖 11b 陰影  
 區)內 5-10 公里高度間為局部最大的位溫正距平  
 區，擾動位溫可上升達  $5-6^{\circ}\text{C}$ 。圖 8b 為水氣場  
 ( water vapor )相對於初始狀態之距平分析，其中實  
 線與虛線分別表示正、負距平，我們可以由此圖  
 得知透過飆線對流可將低層水氣帶至中高層，使  
 得飆線內部中高層水氣增加，至於飆線對流區後  
 側以及層狀降水區內低層，則因中高層乾空氣下  
 沉而使水氣量減少。圖 8c 為水平速度場分析，  
 其中實線與虛線分別表空氣向飆線前緣與後緣  
 運動，雲區內空氣主要由前緣向後運動( front-  
 to-rear)，此為飆線之傾斜上衝流部份，飆線後緣  
 雲底附近空氣由飆線後側向前運動( rear-to-  
 front)，此為飆線後側內流部份。圖 8d 為垂直速  
 度場分析，實線與虛線分別表示正、負距平，其  
 主要特徵為飆線前緣具有胞狀的對流結構，其中

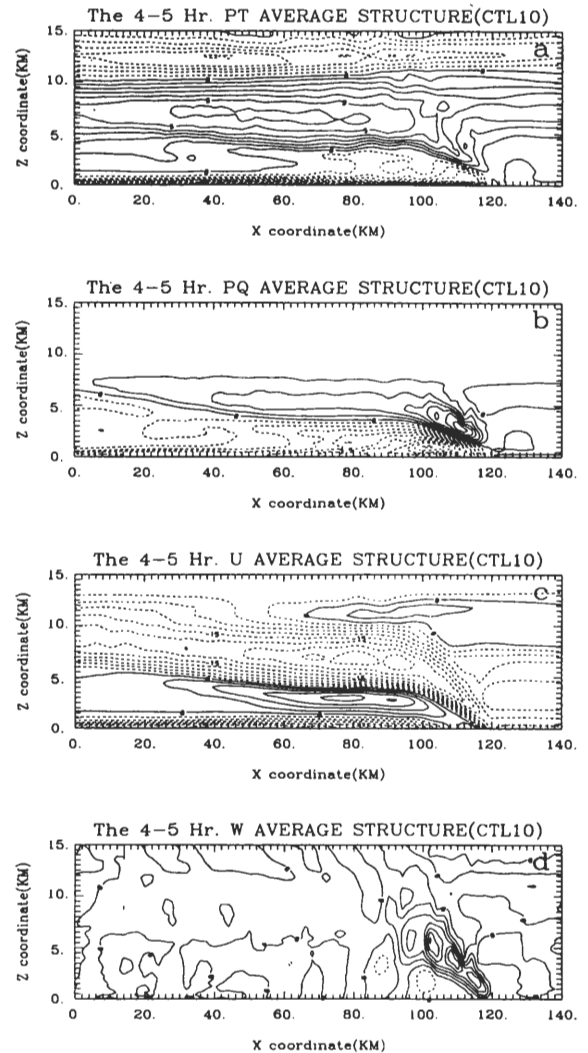


圖 8 飆線模擬實驗之各物理場相對於系統時間平均距平圖，實線與虛線之定義同圖 1-7。圖 a 為位溫距平圖，等值線距為  $1\text{ K}$ 。圖 b 為水氣場距平圖，等值線距為  $0.7\text{ gkg}^{-1}$ 。圖 c 為水平速度分析場，等值線距為  $3\text{ ms}^{-1}$ 。圖 d 為垂直速度分析場，等值線距為  $1\text{ ms}^{-1}$ 。

平均最大上升速度大約  $6\text{ ms}^{-1}$ ，而層狀雲區內則  
 為廣大區域的微弱上升運動，平均而言，都小於  
 $1\text{ ms}^{-1}$ ，透過垂直速度分析可以看出飆線對流隨  
 高度向後緣傾斜。

圖 9 為擾動壓力場結構分析，介於雲區內暖空氣與雲底附近冷空氣(大約 70-100 公里)間我們可以發現一低壓擾動中心，其負距平可達 3.5 hpa，此低壓結構與 LeMone (1983)及 LeMone et al. (1984)所發現位於熱帶線狀對流後緣的低壓擾動非常相似，基本上為靜力平衡的結果。

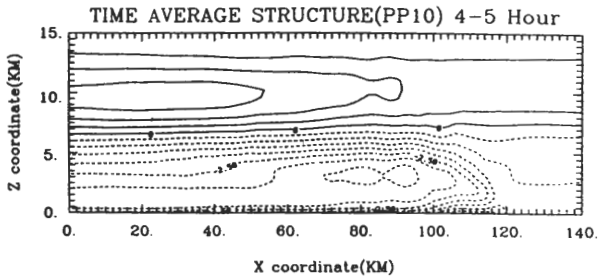


圖 9 颶線模擬實驗相對系統時間平均壓力擾動場距平圖，虛線表低壓擾動，實線表高壓擾動，等值線距為 0.5 hpa。

另外在相對颶線系統之降水結構分析方面，圖 10b 為相對颶線系統之雨水混合比分析，圖中等值線距為 1 g/kg，陰影區為大於 5 g/kg 區域。根據 Houze et al.(1989)的概念圖，位於 100-120 公里區域內為對流降水區，其後到 40 公里區域為層狀降水區。圖中可明顯看出兩個較大的降水區域(陰影區)。

圖 10a 為模式 5-8 小時相對颶線之地面降水強度隨時間的變化情形，圖中對流降水呈現胞狀結構，水平範圍大約 20 公里，最大降水強度可大於 100 mm/hr 以上；至於層狀降水方面，層狀降水範圍隨時間發展，平均層狀降水強度大約 8.5 mm/hr。另外，我們還可在層狀降水區發現有較大降水強度出現，根據我們觀察後的推論，當舊對流胞向颶線後緣移動過程中，其對流雖逐漸減弱，仍可提供舉升條件造成局部較大的降水發

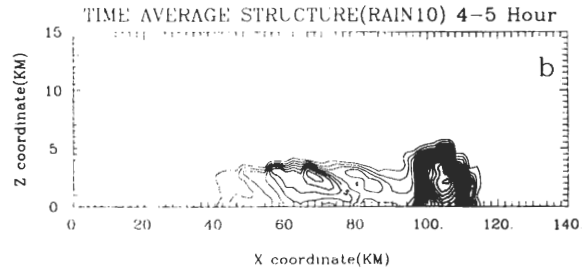
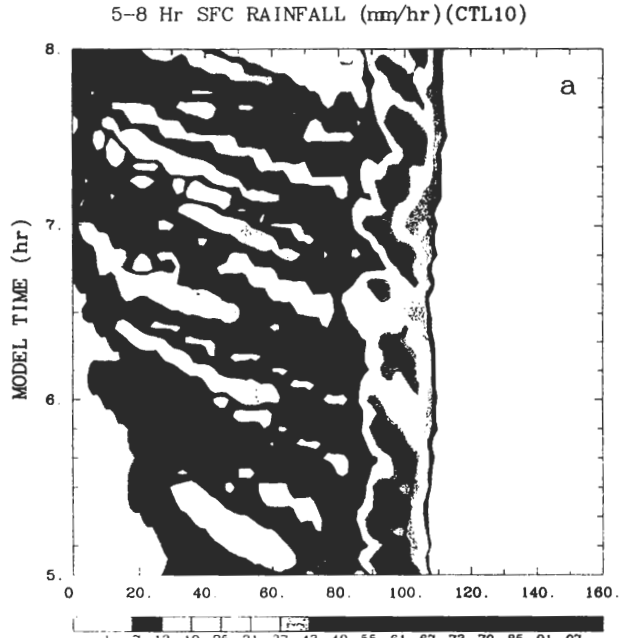


圖 10 圖 a 為 5-8 小時相對系統之地面降水強度時間分析圖，下面色階表降水強度 (mm/hr)，橫軸為空間距離(km)，縱軸表積分時間(hr)。圖 b 為 4-5 小時之空間平均雨水混合比圖，等值線距為 1 g/kg，陰影區為混合比大於 5g/kg 之區域。

生，除此之外，由對流區傳送進入此區較大冰相粒子(例如雪團)在融解層附近的融解過程也可能伴演重要角色。

另外在颶線系統地面对流降水總量與層狀降水總量的分析上，許多個案研究(例如

Gamache and Houze, 1983)認為兩種不同降水總量比大約為 1 : 1 之情形，換言之，雖然對流降水強度大，但其發生範圍較小、降水時間短，因此，對流降水總量與層狀降水總量差不多。在本研究的模擬中也同樣可以估計對流降水與層狀降水總量之比例，其結果大約也是呈現 1 : 1 之情形，所以這也說明在模式降水在定量上也頗為合理。

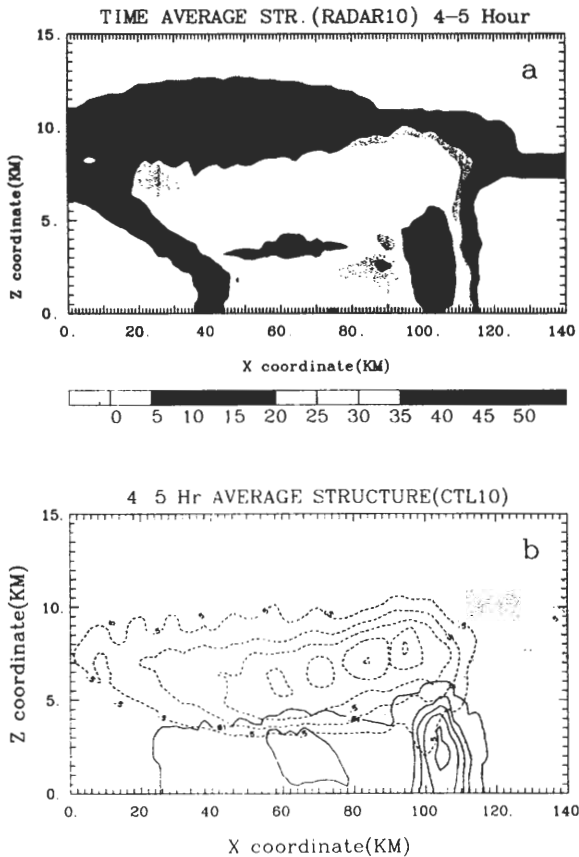


圖 11 圖 a 為颶線模擬實驗雷達回波分析圖，圖 b 為相對各水相之混合比分佈，陰影區為雲區(雲水混合比大於  $0.1 \text{ gkg}^{-1}$ )，虛線表冰相混合比，等值線距為  $0.5 \text{ gkg}^{-1}$ ；實線為雨水混合比，等值線距為  $1 \text{ gkg}^{-1}$ 。

為了更進一步幫助我們瞭解並驗證整個颶線模擬的總體成果是否和觀測結果相近，本研究利用模式產生的所有水相資料，並求出模式颶線的雷達回波分析圖。圖 11a 為相對颶線系統之回波垂直結構分析，由圖中可以看出此回波分析具有兩個局部較大區域，分別為主要對流區內之降水回波，與層狀雲區內之融解層回波，模擬結果與 Houze et al.(1989)的概念圖極為相似。圖 11b 為相對圖 11a 之水相與冰相混合比分佈情形，其中陰影區為雲區(雲水混合比大於  $0.1 \text{ g/Kg}$ )。

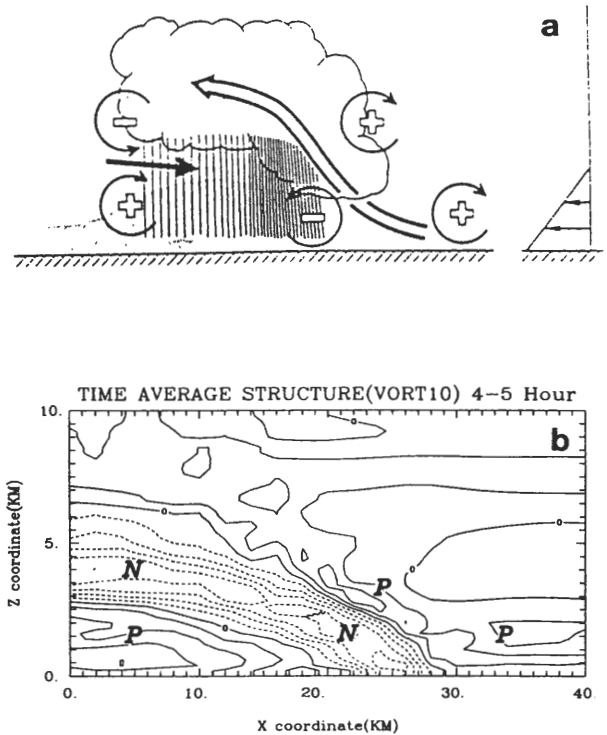


圖 12 圖 a 為 Weisman( 1992 )成熟颶線之水平渦度分佈概念圖。其中陰影區表地面冷池位置，細實箭頭線表對流尺度後側內流位置，粗空心箭頭線為傾斜上衝流位置。圖 b 為 RAMS 模式模擬之成熟颶線水平渦度分析圖，其中 P 為正渦度區，N 為負渦度區。比較 a、b 兩圖可發現渦度空間分佈極為相似。

至於在水平渦度分析方面，圖 12b 為本研究使用 RAMS 模式模擬成熟期颶線 4-5 小時平均之水平渦度分析圖，我們由圖中可發現渦度分佈與 Weisman(1992) 所提出之概念模式(圖 12a)極為接近，且可明顯看出相伴於對流尺度後側下沉內流在冷池後緣有一正渦度區存在，由此可說明 Weisman 概念模式之合理性。另外本研究將渦度分解為水平速度之垂直差異與垂直速度的水平差異兩項來看(圖 13a,b)可發現這個平衡主要為水平速度垂直差異所造成，垂直速度水平差異相較下貢獻不大。

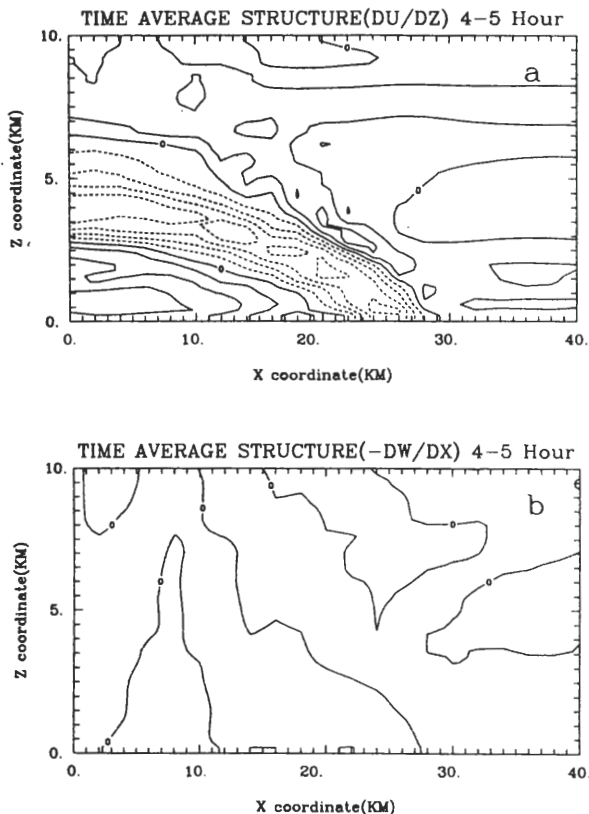


圖 13 圖 12b 之水平渦度風場風切分量貢獻圖。圖 a 為水平風場之垂直風切貢獻分量；圖 b 為垂直速度場之水平差異分量貢獻。由此圖可看出水平渦度多來自 a 分量之貢獻。

### (三)模式颶線模擬的移行速度分析

Fovell and Ogura (1989) 利用數值模擬的方式，探討低層風切與颶線移行速度之相關情形。其低層風切定義為地面到 2.5 公里高度的水平風速變化( $\Delta u$ )。結果發現當風切在  $10 \text{ ms}^{-1}$  以上時，可找出一颶線移行速度與低層風切大小間的線性關係式(8)如下所示：

$$\hat{G} = 8.11 + 0.734\Delta u \quad (\Delta u \geq 10) \quad (8)$$

(8) 式中  $\hat{G}$  為颶線系統之移行速度(propagation speed)。 $\Delta u$  為地面到 2.5 公里高度的水平風切大小，單位為  $\text{ms}^{-1}$ 。本文以下用 FO(1989) 代表其研究。為了比較上的方便，我們採用相同的實驗設計方式，來探討颶線速度與風切之關係，模擬結果如圖 14 所示，圖中空心圓點為 FO(1989) 之模擬結果，在此必須補充說明的是，FO(1989) 的颶線風切實驗中並不包含冰相變化在內，本研究的實驗設計則更進一步將模擬分為包含冰相變化實驗與不含冰相兩組作為對比，圖 14 中之點虛線為我們不含冰相之颶

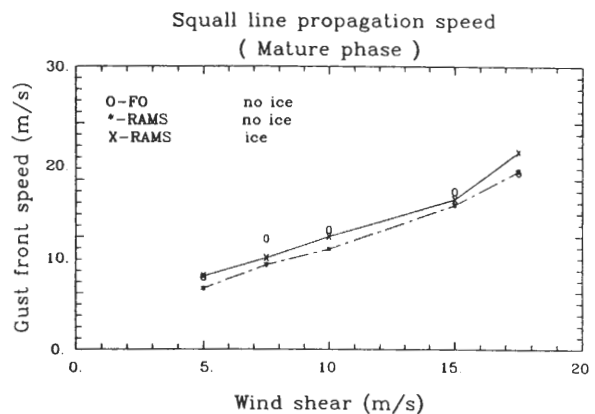


圖 14 颶線陣風鋒面移行速度與風切相關分析圖，圖中空心圓點為 FO(1989) 不含冰相之模擬結果，點虛線為 RAMS 不含冰相之模擬結果，實線為包含冰相之結果。

線模擬結果，實線為包含冰相之模擬結果，由圖中可明顯看出在本研究兩組實驗的颶線移速與 FO( 1989) 模擬之移行速度分析十分接近。更重要的是，除了隨著低層風切增加颶線之移速越快外之特徵外，其原因根據我們的推論，可能是包含冰相粒子模擬實驗的冷池強度較強，所以具有較強的氣壓梯度力來推動系統前進。

#### (四)模式颶線的尾流低壓( wake low ) 分析

當颶線系統達到成熟階段後，在層狀降水區後緣地面降水停止處，可分析出一近地面的尾流低壓，此低壓的強度隨著颶線系統進入消散期時達到最強( Johnson and Hamilton, 1988)。在相關尾流低壓的氣流場分佈研究方面，Fujita( 1955) 的觀測分析得知相對颶線系統而言，近地層氣流為輻合進入低壓內部。在形成尾流低壓的原因研究方面，Williams( 1963 )根據實際颶線觀測結果，發現在線狀對流後緣具有暖且乾的空氣到達地面，然後可分析出尾流低壓，此結果定性證明

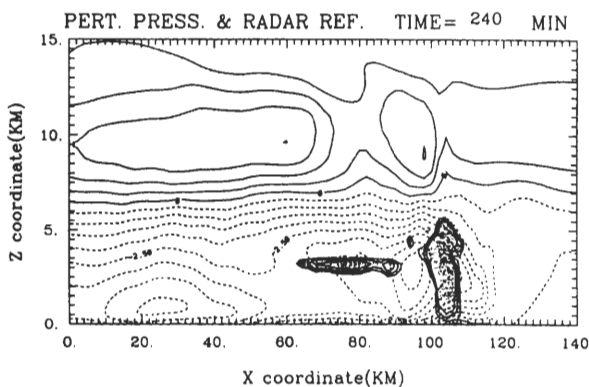


圖 15 模式颶線模擬 240 分鐘之擾動壓力場分佈情形。實線表正距平，虛線表負距平，等值線距 0.5 hPa。圖中陰影為雷達回波局部較大區域(大於 40dBZ)。

下沉增溫作用( subsidence warming )在尾流低壓發展中具有重要的貢獻。另外如 Zipser ( 1977 ) 與 Johnson and Nicholls ( 1983) 及 Gamache and Houze ( 1985 ) 的觀測研究中均有相同結果。

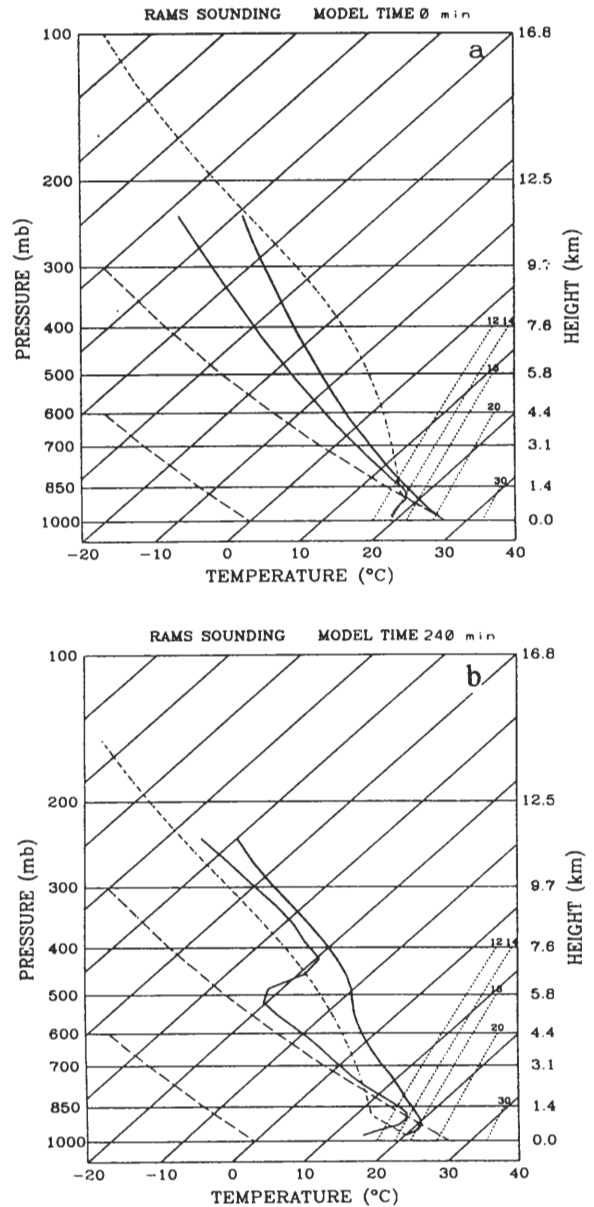


圖 16 模式颶線模擬尾流低壓之熱力剖線圖。圖 a 為模式初始熱力場，圖 b 為 240 分鐘尾流低壓處之熱力剖線圖。

Johnson and Hamilton (1988) 並透過颶線密集觀測的資料分析結果發現此低壓為透過中層乾空氣下沉到地面附近絕熱增溫所產生，並且根據實際測站資料指出，當尾流低壓通過測站時，地面氣壓下降可達 4 hpa 左右。

在我們颶線數值模擬實驗的結果中，第 4 小時颶線模擬已達到準平衡狀態，此時在颶線層狀雲區後緣地面降水停止處（圖 15 中地面 20-40 公里附近），可發現颶線尾流低壓之生成，其低壓中心高度大約 1 公里左右，中心最大值可下降 4 hpa 以上。此低壓在積分過程中可持續維持於層狀降水區後緣（比較圖 6 與圖 7），與 Johnson and Hamilton(1988)觀測尾流低壓生成的位置相同。

圖 16a 為實驗初始垂直溫度露點剖線，代表颶線發生前之環境熱力場。而圖 16b 為颶線尾流低壓生成時（積分時間 240 分鐘），低壓中心之剖線分析。由圖 16a,b 的比較中可以發現模式地面附近較初始狀態下降 7-8°C，900 hpa 到 500 hpa 高度間(相對高度大約在 5.8 公里以下到 1 公里高度左右)有明顯的增溫與相對濕度減少現象，這種近地層冷濕空氣上方為暖乾空氣的特徵，在上述的觀測研究中為相當普遍的現象。至於 7 公里以上相對濕度有明顯增加的情形，反映了颶線後緣層狀雲區的位置高度。

## 四、結論與討論

本研究利用 RAMS 模式的大區域颶線模擬實驗結果，無論是在模式輸出物理場如風場、

擾動溫度場、擾動壓力場、降水強度...等的診斷，或者是雷達回波分析上，均證實具有成熟颶線系統的行爲特徵。

另外我們也對颶線模擬的水平渦度、陣風鋒面移行速度、與颶線尾流低壓做進一步的分析。首先在水平渦度空間分佈計算方面，發現模式颶線的水平渦度空間分佈與 Weisman(1992) 的渦度平衡示意圖具有相同的空間配置，並透過計算說明此渦度平衡主要來自水平風場之垂直風切部份，垂直速度場的水平風切貢獻較小。

至於颶線陣風鋒面移行速度與風切相關分析方面，我們利用與 FO (1989) 相同的實驗設計，在不同垂直風切情形下探討颶線陣風鋒面的移行速度。在無冰相模擬結果方面，我們的颶線陣風鋒面移行速度與 FO(1989) 的實驗結果十分接近，重要的是兩組實驗結果也都有隨著低層風切增加時颶線移速越快的特徵，顯示陣風鋒面移速與低層風切大小有正相關的情形，除此之外，本研究更進一步加入冰相過程，來比較有無冰相之模擬結果是否相同，經由實驗結果發現陣風鋒面移速也與低層風切大小有正相關的情形。重要的是我們發現包含冰相過程後，在相同風切情形下以包含冰相過程的移速較快，其原因根據我們的推論，可能是包含冰相粒子模擬實驗的冷池強度較強，所以具有較強的氣壓梯度力來推動系統前進。

最後我們並發現颶線模擬產生的尾流低壓與實際觀測在生成位置與熱力結構上均相當類似。



## 參考文獻

- Barnes, G. M., and K. Sieckman, 1984: The environment of fast and slow-moving tropical mesoscale convective cloud lines. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 1782-1794.
- Biggerstaff, M.I., and R.A. Houze, 1993: Kinematics and microphysics of the transition zone of the 10-11 June 1985 squall line. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3091-3110.
- Bluestein, H. B., and M. H. Jain, 1985: Formation of mesoscale lines of precipitation: severe squall lines in Oklahoma during the spring. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1711-1732.
- Chen, G. T. J., and H. C. Chou, 1993 : General characteristics of squall lines observed in TAMEX. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 726-733.
- Chin, S.H.N., 1994 : The impact of the ice phase and radiation on a midlatitude squall line system. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 3320-3343.
- Chong, M., P. Amayanc, G. Scialom, and J. Testud, 1987: A tropical squall line observed during the COPT 81 experiment in the West Africa. Part I: Kinematic structure inferred from dual-Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.* **115**, 670-694.
- Cotton, W. R., and G. J. Tripoli, 1978 : Cumulus convection in shear flow three-dimensional numerical experiments. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1503-1521.
- , M. A. Stephens, T. Nehr Korn, and G. J. Tripoli, 1982 : The Colorado State University cloud/mesoscale model Part II : An ice phase parameterization. *J. de. Rech. Atmos.*, **16**, 295-320.
- , G. J. Tripoli, R. M. Rauber, and E. A. Mulvihill, 1986 : Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 1658-1680.
- Fovell, R. G., and Y. Ogura, 1988 : Numerical simulation of a midlatitude squall line in two dimensions. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3846-3879.
- and ——, 1989 : Effect of vertical wind shear on numerically simulated multicell storm structure. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3144-3176.
- Fu, Q., and S.K. Krueger, and K.N. Liou, 1995: Interactions of radiation and convection in simulated tropical cloud clusters. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1310-1328.
- Fujita, T., 1955 : Results of detailed synoptic studies of squall lines. *Tellus*, **7**, 405-436
- Gamache, J. F., and R. A. Houze, Jr., 1983: Water budget of a mesoscale convective system in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1835-1850.
- , and ——, 1985: Further analysis of the composite wind and thermodynamic structure of the 12 September GATE squall line. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1241-1259.
- Houze, R. A., Jr., and S. A. Rutledge, and M. I. Biggerstaff, and B. F. Smull, 1989 : Interpretation of Doppler weather radar display of midlatitude mesoscale convective systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 608-619.
- Johnson, R. H., and M. E. Nicholls. 1983: A composite analysis of the boundary layer accompanying a tropical squall line. *Mon. Wea. Rev.* **111**, 308-319.
- , and P. J. Hamilton, 1988: The relationship of surface pressure features to the precipitation and air flow structure of an intense midlatitude squall line. *Mon. Wea. Rev.* **116**, 1444-1472.
- Klemp, J. B., and D. K. Lilly, 1978: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 78-107.
- Lafore, J.-P., and M. W. Moncrieff, 1989: A numerical investigation of the organization and interaction of the convective and stratiform regions of tropical squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 521-524.
- LeMone, M.A., 1983: Momentum transport by a line of cumulonimbus. *J. Atmos. Sci.*, **40** 1815-1834.
- , G. M. Barnes and E. J. Zisper, 1984: Momentum flux by lines of cumulonibus

- over the tropical oceans. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1914-1932.
- Lin, C.-C., and A. Arakawa, 1997: The macroscopic entrainment processes of simulated cumulus ensemble. Part I: entrainment sources. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1027-1043.
- Newton, C. W., 1950: Structure and mechanism of the prefrontal squall line. *J. Meteor.*, **7**, 210-222.
- Nicholls, M. E., 1987: A comparison of the result of a two-dimensional numerical simulation of a tropical squall line with observation. *Mon. Wea. Rev.* **115**, 3055-3077.
- , R. H. Johnson, and W. R. Cotton, 1988: The sensitivity of two-dimensional simulations of tropical squall lines to environmental profiles. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3625-3649.
- Pielke, R. A., 1984: *Mesoscale Meteorological Modeling*. New York, N. Y.: Academic Press, 612 pp.
- Rotunno, R., J. B. Klemp, and M. L. Weisman, 1988: A theory for strong, long-lived squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 436-485.
- Smull, B. F., and R. A. Houze, Jr., 1987b: Rear inflow in squall lines with trailing stratiform precipitation. *Mon.-Wea. Rev.*, **115**, 2869-2889.
- Szeto, K.K., and H.R. Cho, 1994: A numerical investigation of squall lines part I: The control experiment. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 414-424.
- Tao, W.-K., and J. Simpson, 1989: Modeling of a tropical squall-type convective line. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 177-202.
- , J. R. Scala, B. Ferrier, and J. Simpson, 1995: The effect of melting processes on the development of a tropical and a midlatitude squall line. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1934-1948.
- Tremback, C. J., and Kessler, R., 1985: A surface temperature and moisture parameterization for use in mesoscale numerical models. Preprints, 7th AMS Conference on Numerical Weather Prediction, June 17-20, Montreal, Quebec, Canada, Amer. Meteor. Soc., Boston, 355-358.
- Tripoli, G., and W. R. Cotton, 1980: A numerical investigation of several factors contributing to the observed variable intensity of deep convection over south Florida. *J. Appl. Meteor.*, **19**, 1037-1063.
- , and ——, 1982: The Colorado State University three-dimensional cloud / mesoscale model part I: General theoretical framework and sensitivity experiments. *J. de Rech. Atmos.*, **16**, 185-220.
- , and ——, 1989a: A numerical study of an observed orogenic mesoscale convective system. Part I: Simulated genesis and comparison with observations. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 273-304.
- , and ——, 1989b: A numerical study of an observed orogenic mesoscale convective system. Part II: Analysis of governing dynamics. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 305-328.
- Weisman, M. L., and J. B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storm on wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 504-520.
- , 1992: The role of convectively generated rear-inflow jets in the evolution of long-lived mesoconvective systems. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1826-1847.
- Williams, P. Jr., 1963: Relationship of precipitation to vorticity and vertical motion at salt lake city, Utah. *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 215-219.
- Yang, M. J., Houze, R. A. Jr., 1995: Sensitivity of squall-line rear inflow to ice microphysics and environmental humidity. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 3175-3193.
- Zipser, E. J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line structure. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1568-1589.

鄧仁星與陳景森，1990：台灣地區颱風線之環境分析。大氣科學，18，149-157。

陳泰然與林宗嵩，1995：台灣地區梅雨季中尺度現象之氣候研究(二)。台大大氣科學研究所研究報告，NTUATM-1995-001，124 頁。

謝禎俊，1996：台灣春季颱風線個案研究。國立臺

灣大學大氣科學研究所碩士論文。

林李耀，1997：颱風線的數值模擬研究。國立臺灣大學大氣科學研究所博士論文。

洪景山，1998：TAMEX IOP13 鋒面雨帶個案對流行為特徵之研究。國立臺灣大學大氣科學研究所博士論文。

## 附 錄 A

RAMS 各相關水相變數的定義如以下(A1)–(A4)式所示：

$$\bar{r}_T = \bar{r}_v + \bar{r}_c + \bar{r}_r + \bar{r}_i + \bar{r}_a + \bar{r}_g \quad (\text{A1})$$

$$\bar{r}_l = \bar{r}_c + \bar{r}_r \quad (\text{A2})$$

$$\bar{r}_{ice} = \bar{r}_i + \bar{r}_a + \bar{r}_g \quad (\text{A3})$$

$$\bar{r}_T = \bar{r}_v + \bar{r}_l + \bar{r}_{ice} \quad (\text{A4})$$

其中  $\bar{r}_T$ ， $\bar{r}_r$ ， $\bar{r}_i$ ， $\bar{r}_g$ ， $\bar{r}_a$ ， $\bar{r}_v$ ， $\bar{r}_c$  分別代表水相中的總水量(total water)，雨水(rain water)，雲冰(ice crystals)，霰(graupel)，雪團(aggregate)，水氣(water vapor)及雲水(cloud water)的平均混合比，而  $\bar{r}_l$  代表液態水平均混合比， $\bar{r}_{ice}$  代表冰態水平均混合比。

至於相關水相的預報與診斷方程如下(A5)–(A12)所示：

$$\frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t} = ADV(\bar{r}_T) + TURB(\bar{r}_T) + PR_r + PR_g + PR_i + PR_a \quad (\text{A5})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{r}_r}{\partial t} = & ADV(\bar{r}_r) + TURB(\bar{r}_r) + PR_r - VD_{rv} - CL_{ri} + CL_{cr} \\ & + CN_{cr} + ML_{ir} - CL_{rg} - FR_{rg} + ML_{gr} + SH_{gr} - CL_{ra} \\ & + ML_{ar} + SH_{ar} \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{r}_i}{\partial t} = & ADV(\bar{r}_i) + TURB(\bar{r}_i) + PR_i + NUA_{vi} + NUB_{vi} + NUC_{vi} \\ & + NUD_{vi} + SP_{vi} + VD_{vi} + CL_{ci} + CL_{ri} - ML_{ir} - CL_{ig} \\ & - CN_{ig} - CL_{ia} - CN_{ia} \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{r}_g}{\partial t} = & ADV(\bar{r}_g) + TURB(\bar{r}_g) + PR_g - VD_{gv} + CL_{cg} + CL_{rg} \\ & + FR_{rg} - ML_{gr} - SH_{gr} + CL_{ig} + CN_{ig} + CL_{ag} + CN_{ag} \end{aligned} \quad (A8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{r}_a}{\partial t} = & ADV(\bar{r}_a) + TURB(\bar{r}_a) + PR_a + VD_{va} + CL_{ca} + CL_{ra} \\ & - ML_{ar} - SH_{ar} + CL_{ia} + CN_{ia} - CL_{ag} - CN_{ag} \end{aligned} \quad (A9)$$

$$\bar{r}_c = \begin{cases} MAX\left(\bar{r}_T - \bar{r}_r - \bar{r}_i^* - \bar{r}_g - \bar{r}_{vs}, 0\right) & T > T_H \\ 0 & T \leq T_H \end{cases} \quad (A10)$$

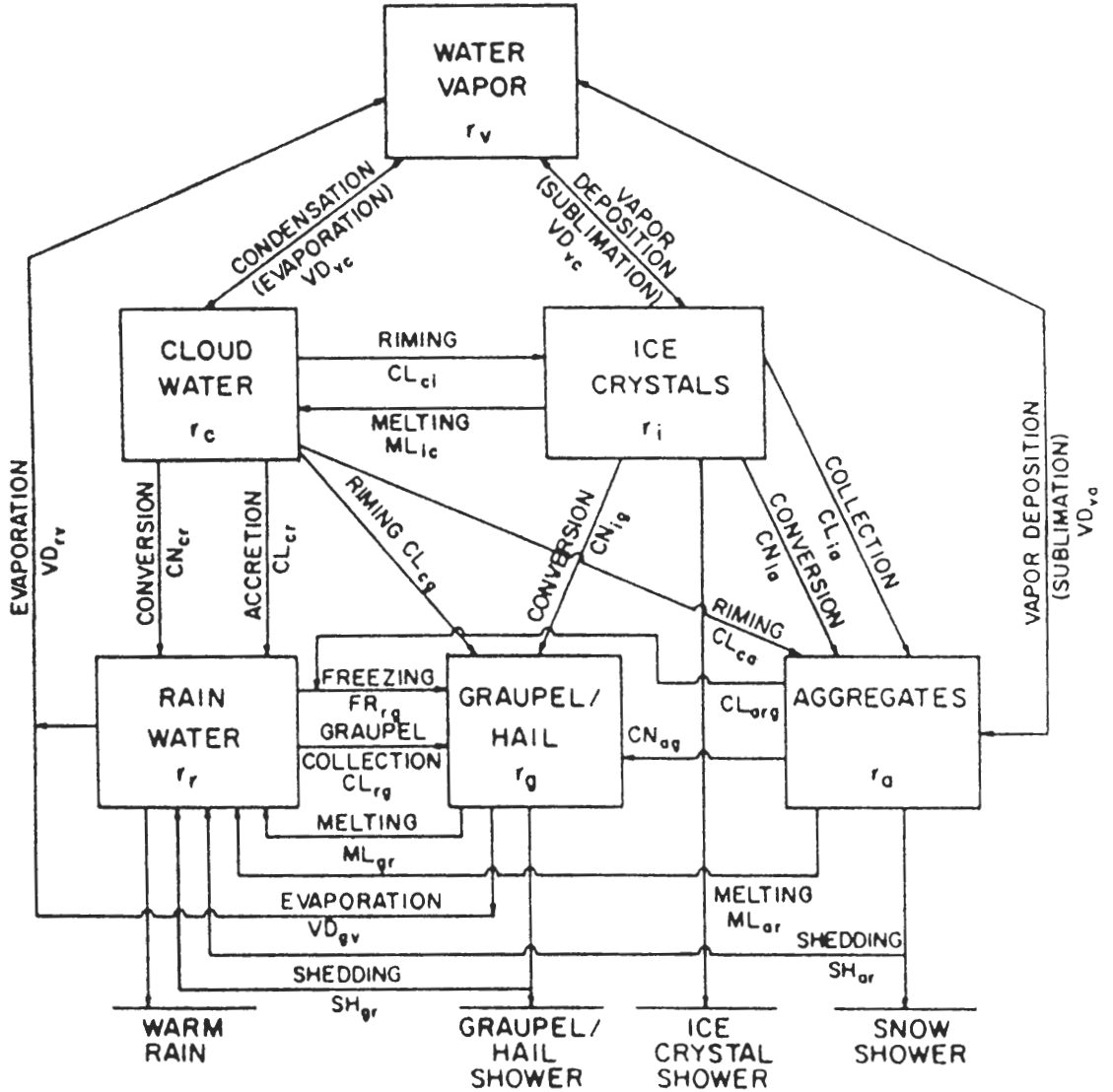
$$\bar{r}_i = \begin{cases} \bar{r}_i^* + MAX\left(\bar{r}_T - \bar{r}_r - \frac{0}{\bar{r}_i^*} - \bar{r}_g - \bar{r}_{vs}, 0\right) & T > T_H \\ \bar{r}_i^* & T \leq T_H \end{cases} \quad (A11)$$

$$\bar{r}_v = \bar{r}_T - \bar{r}_l - \bar{r}_{ice} \quad (A12)$$

其中診斷方程式(A10)–(A11)中之  $\bar{r}_i^*$  為(A7)式之預報值，而  $\bar{r}_{vs}$  為飽和水氣混合比， $T_H$  為 233.16 K。至於方程式右手邊的收支項則分別說明如下：ADV( advection )代表平流作用項，TURB( turbulence diffusion )為擾動擴散作用項，CN ( conversion ) 代表碰撞過程生成項，NUA 為透過凝結成核過程 ( depositional nucleation ) 之生成項，NUB、NUC 及 NUD 分別代表布朗運動( Brownian )、熱泳 ( thermophoretic )、散泳( diffusiophoretic )過程的碰撞成核生成項，SP( secondary production )代表透過淞化成屑過程( rime splinterings )的次要生成項( Hallett-Mossop, 1974 )，ML 代表融解( melting )過程生

成項，FR 代表凍結( freezing )生成項，CL 表碰撞收集過程( collection )之生成項，VD 為水氣凝結生成項( vapor deposition or evaporation )，SH 為洩滴過程( liquid water shedding )生成項，PR 為降水 ( precipitation )生成項。至於每個生成項之下標代表水相變化過程由第一個相態變化生長( growing )成為第二個水相相態，其中 v, c, r, i, g 和 a 分別代表水氣( vapor )、雲水( cloud )、雨水( rain )、冰晶( ice crystal )、霰( graupel )與雪團( aggregates)之各水相相態。

附錄 B：颶線模擬之雲微物理過程流程圖 (Cotton et al., 1986)



## **A Numerical Simulation of Squall Lines**

**Lee-Yaw Lin      Hung-Chi Kuo**

**Department of Atmospheric Sciences, National Taiwan University**

**(Manuscript received 21 January 1999 , in final form 8 October 1999)**

### **ABSTRACT**

The Regional Atmospheric Modeling System (RAMS), equipped with a full set of cloud microphysical parameterization, was used to simulate squall lines. In contrast to the previous studies, a large domain was used hence eliminated non-physical disturbance from boundaries. The general features of model storms have replicated the basic multi-cellular character and airflow, typical of squall lines. The intensity of physical fields developed by the model storms appeared to be reasonable. In addition, we examined the extended horizontal vorticity balance theory of Weisman (1992). Our results suggest that the primary contribution of horizontal vorticity owes its origin from the environmental vertical wind shear. While examining the relationship between the propagation speed of the squall lines and the environmental low-level wind shear, we found that squall lines move faster in the full-ice experiment than that without ice phase. The differences between the wake low produced by our model simulation and observations were also compared.

**Key words : Squall line, Horizontal vorticity balance, Wake low**