

# 颱風環流維持機制之數值模擬

李清勝<sup>1</sup> 簡國基<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> 國立臺灣大學大氣科學研究所

<sup>2</sup> 中央氣象局

(中華民國八十六年二月二十七日收稿；中華民國八十六年四月二十八日定稿)

## 摘 要

颱風的能量主要來自於海洋之潛熱及可感熱通量，但深對流中所釋放的潛熱是否可有效加強颱風之環流和暖心（或加熱效率），則受颱風內部動力特性所影響。本文利用 CSU-RAMS，模擬似颱風渦旋在不同初始背景大氣穩定度下，受加熱作用的反應狀況；分析重點在於颱風透過那些大氣物理過程以有效提高加熱效率，並探討伴隨颱風眼形成之物理機制。

結果顯示，在前 24 小時的積分中，初始渦旋的強度持續減弱，但底層近渦旋中心之高慣性穩定度使摩擦內流層之空氣塊無法直接進入渦旋中心，而於接近最大切向風速半徑之中低層造成輻合，並逐漸形成眼牆（約積分 33 小時）；眼牆之上升運動使中心附近之中、高對流層出現水平風場的輻合，進而導致中心之下沉運動而形成颱風眼。當模擬之渦旋形成颱風眼後，大氣之地轉調整過程乃是由風場向質量場調整，渦旋之加熱效率因而提高，並促使暖心及環流增強（或形成 CISK 所述之正反饋）。然而，颱風眼中下沉增溫所產生之浮力效應則逐漸抑制下沉運動，而限制正反饋過程的持續。

結果同時顯示，初使大氣的對流不穩定度極易受海氣間的交互作用而改變，故大氣之不穩定度不是影響颱風能量運作的最重要因子（CISK 則過於重視大氣之潛在不穩定度）。然而，颱風眼牆內沿空氣塊軌跡之溫壓變化並不滿足卡諾熱機，且並非所有從海洋獲得之能量皆可用於加強系統之暖心；因此，大氣內部動力特性的改變在颱風環流增強上可能亦扮演相當關鍵的角色。綜合而言，本文的模擬結果似指出，CISK 理論所提出的動力過程，可相當程度應用於解釋颱風環流之增強過程。

關鍵詞：颱風、颱風強度、颱風眼、CISK、海氣交互作用

## 一、前 言

觀測資料顯示，對流組織結構明顯的熱帶氣旋，平均約有 60% 可達 33m/sec（即中度颱風）之強度，此意謂維持颱風能量的過程，可能存在有某些確定性的物理機制；過去有相當多學者藉由觀測分析與數值模擬，試圖解釋提供颱風形成與發展能量來源的物理過程，本文之目的即在利用物理過程完整的 RAMS 進行數值模擬，探討供給及維持成熟颱風的能量及物理機制。

早期的觀測分析認為，深積雲對流所產生的潛熱釋放為能量的主要來源（如 Riehl and Malkus, 1961；Yanai, 1961a、b）。在地轉調整的物理架構下，Ooyama (1964) 和 Charney and Eliassen (1964) 提出 CISK 理論（第二類條件性不穩定），認為在熱帶大氣之條件性不穩定的“環境”中，經由積雲尺度的潛熱釋放與颱風環流間之正反饋過程來供給颱風能量。Kasahara (1961) 及 Ogura (1964) 無法模擬出颱風的能量運作，Anthes (1982) 即認為其問題在於大氣環境的不穩定度於模擬過程中消失。雖然 CISK 理論主張颱風的能量，直接來自大氣中的對流潛熱釋放，但必須強調的是，Ooyama (1969) 亦提及海洋廣大的熱量及水汽來源為 CISK 運作的先決必要條件；換言之，CISK 是描述在“洋面”上颱風環流內大氣物理過程所進行的能量運作；Schubert and Hack (1982)、Yamasaki (1983)、Hack and Schubert (1986) 都曾應用 CISK 成功模擬出颱風，或達到 Ooyama (1982) 所述之地轉調整方向由風場調整至質量場的物理決定階段 (Deterministic Stage)。

Betts (1982) 和 Xu and Emanuel (1989) 的觀測分析則認為熱帶大氣較傾向於對流中性（尤其是深對流區）。利用接近對流中性之初始大氣背景場透過數值模擬，Rotunno and Emanuel (1987)、Emanuel (1986、1989) 和 Craig and Gray (1996) 認為，颱風相當類似於自然界中的卡諾熱機，供給及維持所需要的能量完全由內流過程中自洋面獲得，透過海氣間的熱力不平衡（尤其是水汽），內流的空氣塊將從海洋獲得能量。至於眼牆內深對流雲之空氣塊上升過程，海氣交互作用理論則認為此過程接近於可逆濕絕熱，且將積雲的潛熱釋放視為颱風內部能量轉換的一個過程而已。

Ooyama (1964、1969) 試圖解釋颱風能量的大氣運作過程，論述 CISK 時，太偏重於  $C_D$  (drag coefficient) 的貢獻及對流性不穩定度的影響，而忽略了  $C_E$  (exchange coefficient) 可能是更重要的因子（參閱 Ooyama, 1969 之圖 15）；而 Emanuel (1986) 則試圖透過簡單的理想架構，對照基本熱力學原理，以尋求一理論的解析解。兩者觀點角度不同，但並非互斥；本文嘗試透過動力觀點來探討熱力過程的能量運作，企圖瞭解大氣透過那些物理機制轉換、利用由海洋獲得之能量；此外，根據 Anthes (1982)，颱風眼形成是維持颱風暖心及促使中心氣壓快速下降的重要過程，但上述兩種理論似乎無法合理解釋颱風眼將如何維持。因此，本文除將藉著數值模擬探討大氣對流不穩定度對颱風之影響、潛熱釋放對颱風暖心的貢獻及海洋的熱量傳送所扮演的角色外，亦將著重於探討維持颱風眼的物理機制。本文第二節將介紹數值模式、初始條件及實驗設計；第三節綜合比較模擬結果；第四節將探討颱風眼的維持機制；最後則為結論。

## 二、數值模式、初始條件與實驗設計

本文使用 CSU-RAMS (Tremback et al., 1985；Tripoli et al., 1982) 進行數值模擬，以非靜力平衡原始方程為基本架構（參閱李和簡, 1995），水平網格解析度為 40 公里，模擬區域水平為 8000 公里 × 8000 公里，垂直方向共 12 層（模擬網格點為 201 × 201 × 12）。變數依 Arakawa-C 交錯網格放置；時間積分採用 time splitting，較長的  $\Delta t$  為 90 秒，較短者為 22.5 秒；模式上邊界採用固定式邊界條件，配合兩層 Rayleigh friction 吸收層，側邊界採用 Orlandi (1976) 輻射邊界條件。模式中以 Kuo (1974) 積雲參數化來模擬雲雨所產生潛熱釋放的過程；模式下邊界為具 301k 之均

與溫度的海洋，而邊界層參數化使用固定溫度梯度及水汽梯度的方式換算熱量及水汽通量；由於空氣塊沿洋面流動過程經亂流混合，使得海氣間溫差小於 1k (Anthes, 1982)，故熱力不平衡大多來自於水汽過程，因此本文所使用之邊界層向上溫度梯度為 0.9k（實驗二為向下 0.5k，後詳述），水汽梯度為 1.5g/kg。

初始渦旋的設計攸關地轉調整的過程（亦即潛熱釋放之加熱效率），因此本文於模式積分前，植入一最大切向風速為 50m/sec 的渦旋，目的在使模擬過程中，地轉調整方向由風場向質量場調整，也就是使實驗在 Ooyama (1982) 所稱之物理決定階段下進行，這將有利於探討潛熱釋放對颱風暖心的貢獻。初始渦旋風場的水平結構採用 Chan and Williams (1987) 之形式，垂直結構則與 Frank (1977) 的合成分析結果相類似，可表示為：

$$v(r) = v_o \left( \frac{r}{r_o} \right) \exp \left\{ \frac{1}{b} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_o} \right)^b \right] \right\} \left( \frac{3(\sigma/\sigma_o)^3}{2(\sigma/\sigma_o)} \right)$$

其中  $v_o$  為最大切向風速值（給定 50m/sec）， $r_o$  為最大切向風速所在半徑（給定 100km）， $b$  為渦旋風速水平分布控制參數（給定 1）， $\sigma = P/P_o$  ( $P_o$  為 1013.25hPa)， $\sigma_o$  為垂直結構最大切向風速所在高度（給定 0.861，相當約 872hPa），初始渦旋的氣壓場和溫度場則是利用風場依梯度風和熱力風平衡關係式決定；初始渦旋並無垂直次環流，因此模式開始積分後將存在垂直次環流調整階段。

模式以單一探空透過初始化所得之水平均勻場，當作渦旋所處之初始大氣背景場；本文所植入之初始渦旋結構為固定，但改變初始渦旋所處之大氣背景場特性。由於不同大氣背景條件之改變將使初始渦旋調整所得之次環流亦隨之改變，而模式中的渦旋環流亦將改變大氣背景場的性質；因此，本文除探討模擬過程中渦旋結構的演變外，大氣環境場特性的改變亦是探討的主題之一。我們以 Lee (1986) 合成分析之平均熱帶大氣探空為基礎，設計三組實驗進行數值模擬。

實驗一：探空分布為 Lee (1986) 合成分析結果（如圖 1a），為具對流性不穩定的初始背景場，渦旋處於暖洋面，即海氣邊界層具向上水汽通量及熱量通量（CAPE 約 1448.0  $m^2s^2$ ）。

實驗二：提高實驗一之底層探空溫度（但濕度不變，如圖 1b），對流性不穩定度因此提高（CAPE 也因此增為約 3327.0  $m^2s^2$ ），但渦旋位於冷洋面上（底層大氣溫度提高至 301.65k，比給定之海溫高 0.5k。海氣邊界層具向上水汽通量和向下溫度梯度（差值 0.5k）。

實驗三：大氣的溫度分布同實驗一，但調整濕度分布（低層變乾、中層變溼）使得環境場處於近似對流中性而不具對流性不穩定（如圖 1c，不具 CAPE），渦旋所處之海氣邊界層條件同實驗一。

三組實驗的初始渦旋結構（風場、氣壓場及溫度場）完全相同，其最大切向風速為 50 m/sec，位於 100km 半徑及 872hPa 高度，地面中心最低氣壓為 963hPa。實驗二與實驗一初始條件的相異處包括大氣背景場的對流性不穩定度及海氣邊界條件（實驗一渦旋位於暖洋面上而實

驗二位於冷洋面，但二者海溫均為 301k)，實驗三與實驗一除了初始大氣溼度不同外（實驗三為接近對流中性的初始大氣），其餘均與實驗一的设计相同。

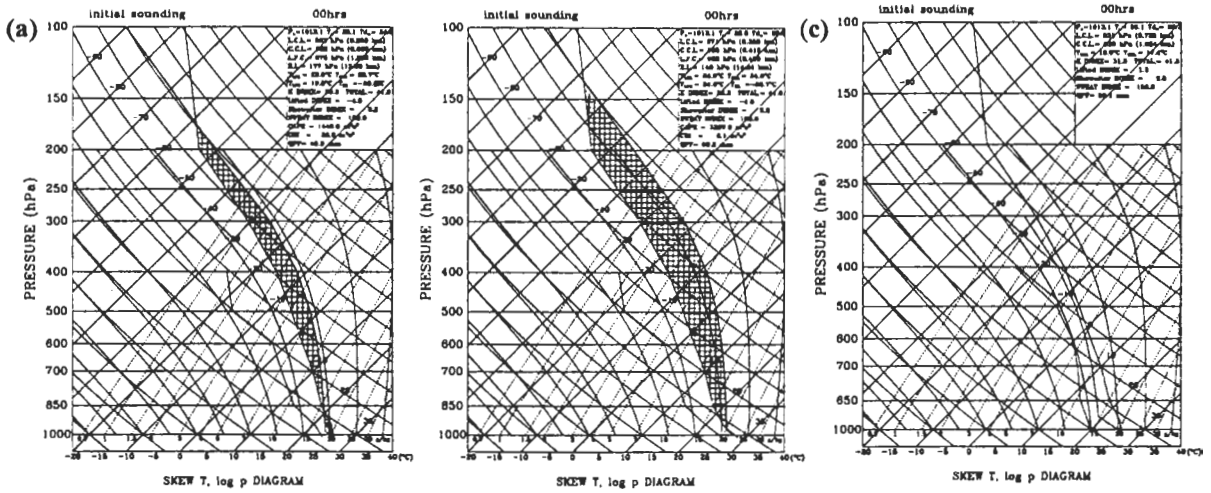


圖 1 模擬初始場之探空分布。(a)實驗一；(b)實驗二；(c)實驗三。

### 三、模擬結果

三組實驗的最大切向風速及地面中心氣壓隨模擬時間的變化如圖 2 所示，由於初始渦旋不具次環流，因此模擬中大約前 24 小時為模式調整階段。其中實驗二隨積分時間渦旋強度逐漸減弱，顯示實驗二的渦旋結構無法在模擬過程中維持。實驗一和實驗三之渦旋強度變化趨勢大致相似，而且各伴隨著三次渦旋增強，這和模擬中颱風眼的形成和維持有直接的相關（下節中詳述），同時二者積分至模式最後狀態的結果亦極為相似，我們將針對三者間環境改變及模式中渦旋環流演變之異同，進行分析比較。

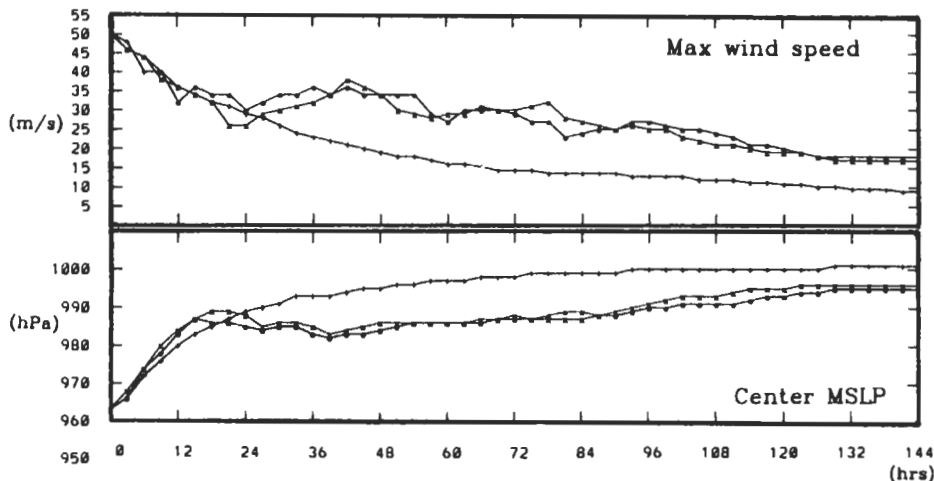


圖 2 模擬渦旋之最大切向風速(m/sec)及地面中心氣壓(hPa)隨時間變化。o：實驗一；+：實驗二；x：實驗三。

## (一) 動力場

由於實驗一及三模擬結果相當類似，本文將並列二者的結果相互比較，圖 3 和 4 分別為實驗一、三和實驗二之中心處垂直運動場、渦度場及距中心處之 2 個緯度半徑徑向速度場的垂直結構時間序列圖。

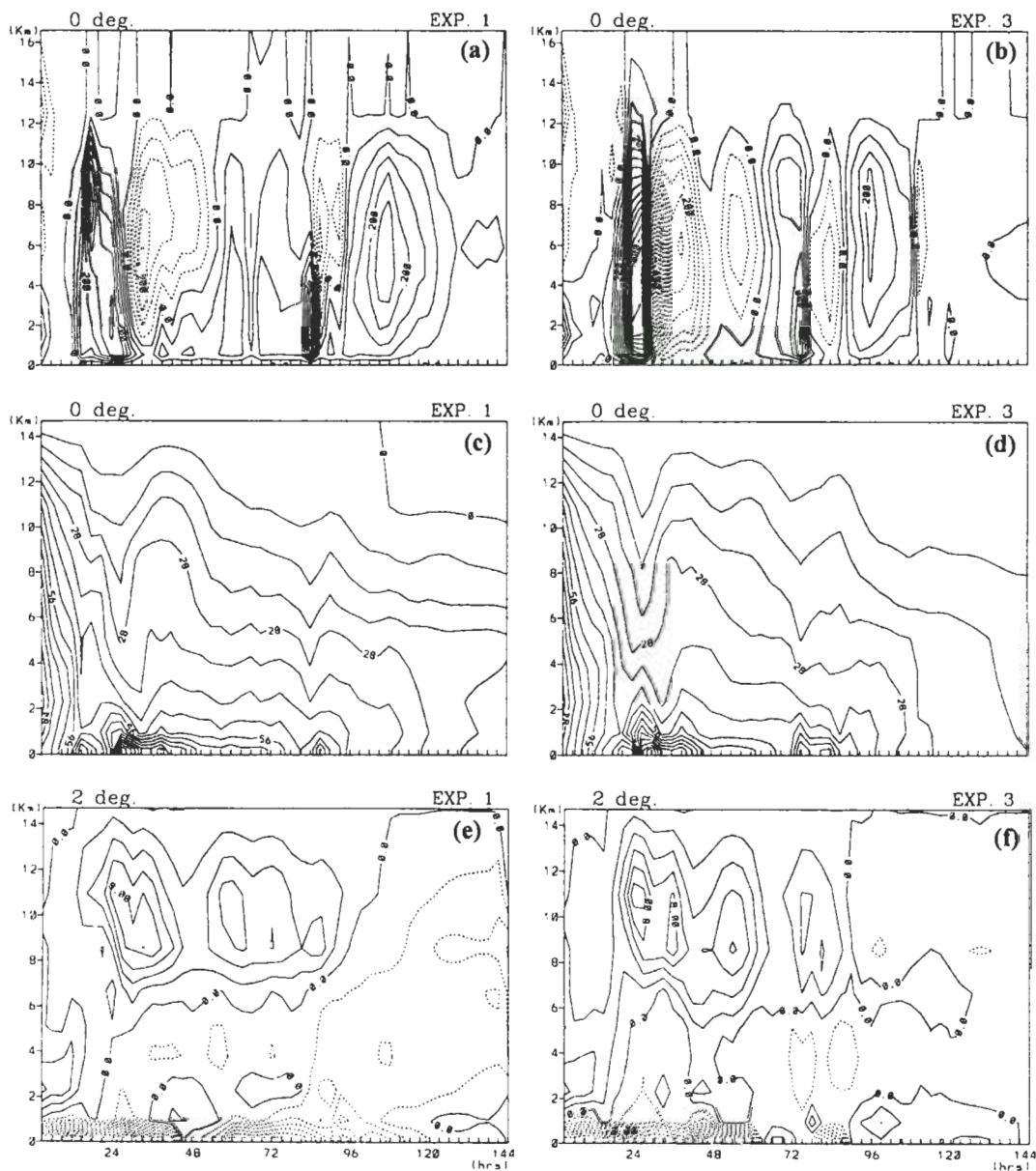


圖 3 實驗一之(a)中心垂直運動(等值線間距:0.05m/sec); (c)渦度場(等值線間距: $7 \times 10^{-5} 1/\text{sec}$ ); (e)距中心 2 度半徑處徑向速度(等值線間距:2m/sec)垂直結構隨時間變化圖。(實線代表上升運動、正渦度及徑向外流); (b)、(d)和(f)為相對應實驗三的結果。

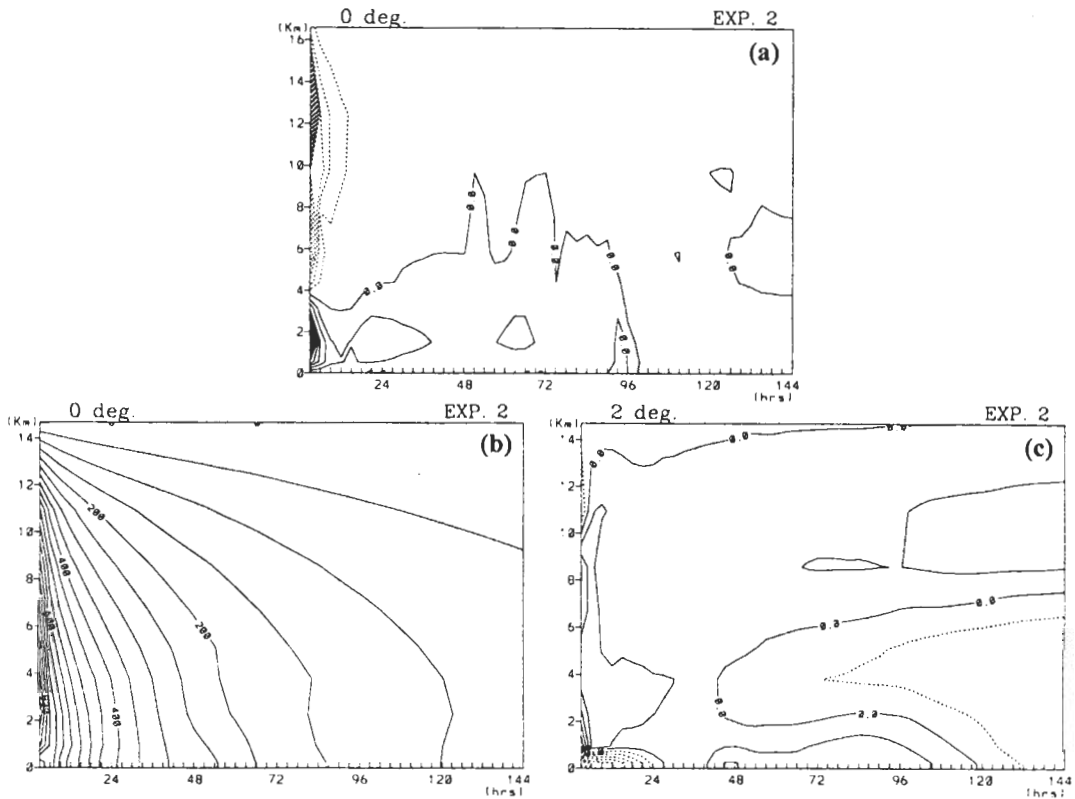


圖 4 實驗二之(a)中心垂直運動(等值線間距:0.02m/sec); (b)渦度場(等值線間距: $5 \times 10^{-5} 1/\text{sec}$ ); (c)距中心 2 度半徑處徑向速度(等值線間距:1m/sec)垂直結構隨時間變化圖。

結果顯示實驗一和實驗三分別產生二到三次中心明顯下沉運動極大值並伴隨渦度增強的現象(實驗一發生於 27、66 及 87 小時;實驗三發生於 30、54 及 81 小時)。同時,於形成類似颱風眼結構時,皆伴隨有高層 2 度半徑處的徑向外流極大值。實驗二之結果與其他兩實驗有顯著差異,中、低層僅具微弱上升運動,渦度強度亦隨時間減弱,且底層徑向內流僅約維持一天而已。

實驗一和三在積分 33 小時後可產生類似颱風眼的結構;圖 5 和 6 分別為三個實驗積分 33 小時之徑向、切向及垂直運動場。圖 5 顯示實驗一和三的結果相當類似,底層具有厚約 1 公里之摩擦內流,中、低對流層伴隨著相對較微弱且厚的內流層,而高層外流主要集中於 10 公里以上,且可向外延伸約 14 個經度,尤其值得注意的是近颱風中心具有相對較微弱之高層內流及低層外流的熱力間接環流(下節詳述);切向風場二者強度相當,最大切向風速隨高度向外傾斜,同時高層已逐漸發展出反旋式的環流結構(相對於氣旋式環流尚很微弱,但隨積分將會逐漸增強,圖未示);此外,垂直運動場顯示中心具有半徑約 60 ~ 70 公里(約有 2 ~ 3 個網格點)的下沉結構(比實際的颱風眼大),同時亦存在相當明顯的眼牆(即強上升運動區)。圖 6 的結果顯示實驗二的渦旋無法發展出高層外流、颱風眼及眼牆的結構,同時其摩擦內流的強度及切向風速皆不及實驗一和三。絕對角動量分析結果顯示(圖 7),眼牆內之強對流空氣塊於舉升時大致

是保守其絕對角動量；Marks et al. (1992) 及 Jorgensen (1984b) 的觀測分析，亦得到類似的結果；結果同時顯示，實驗一和三的摩擦內流邊界層內，在半徑 200 ~ 300 公里內，有因摩擦效應導致絕對角動量向下傳送至海面的現象（尤其是實驗三）。

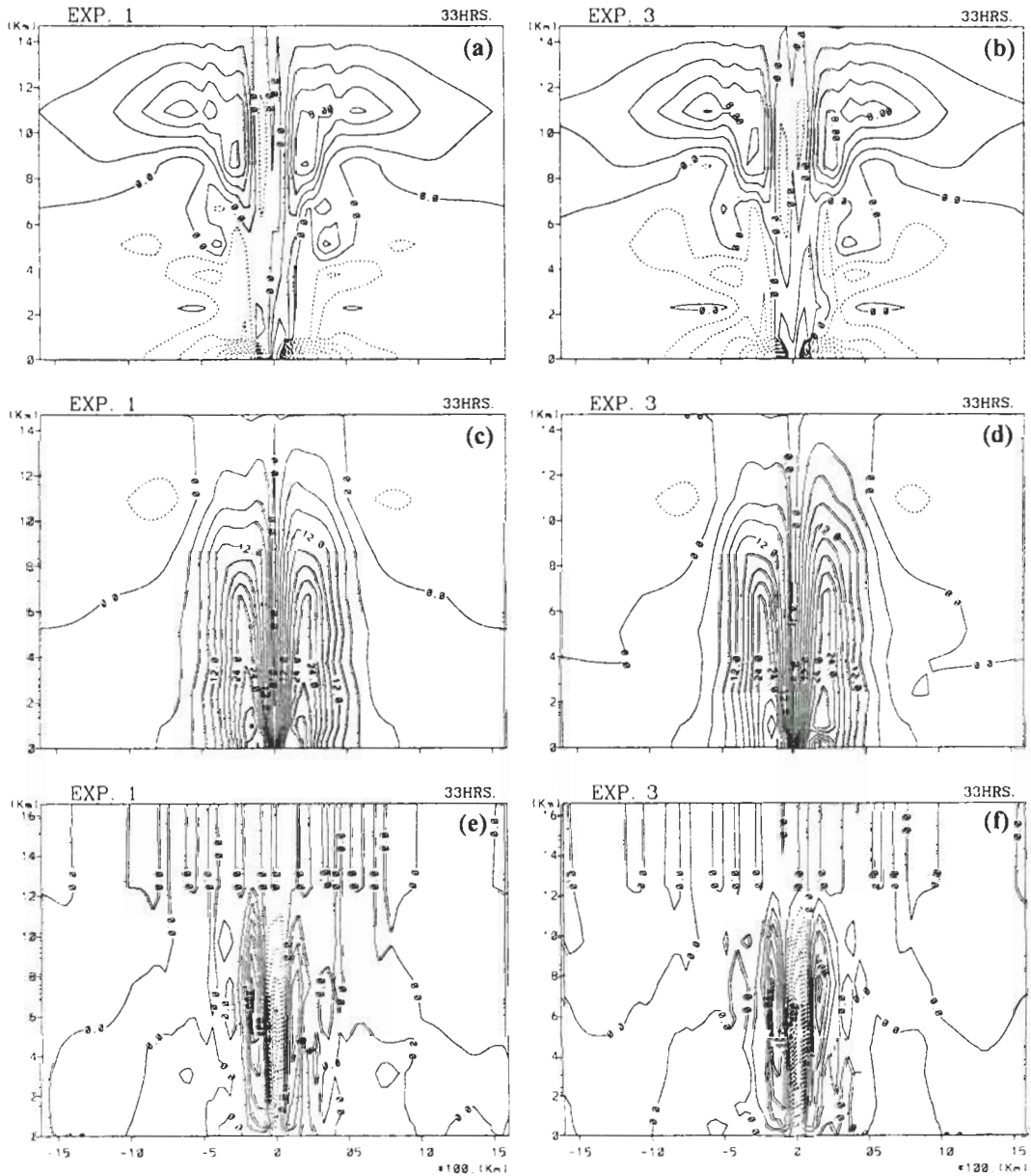


圖 5 實驗一積分 33 小時之垂直剖面圖，(a)徑向風場(等值線間距::2m/sec)；(c)切向風場(等值線間距:3m/sec) 和 (e)垂直運動場(等值線間距:0.1m/sec)。(圖中正值表外流、氣旋式環流及上升運動)。



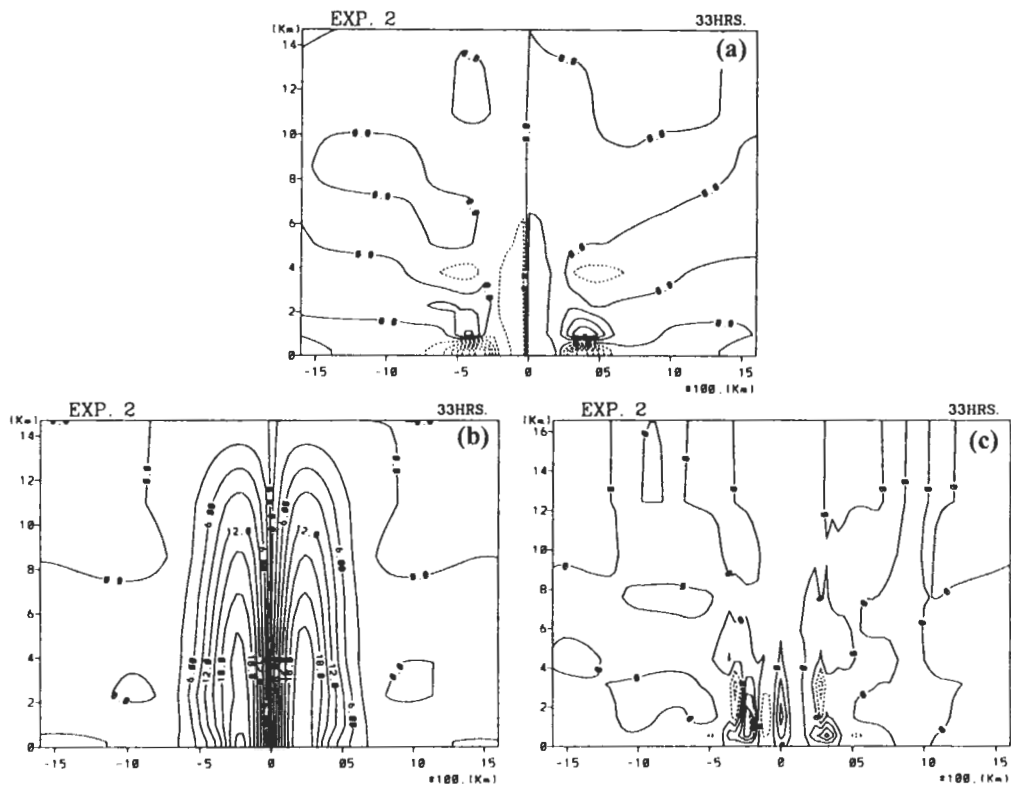


圖 6 同圖 5，但為實驗二。(a)等值線間距:1m/sec ; (b)為 3m/sec ; (c)為 0.01m/sec。

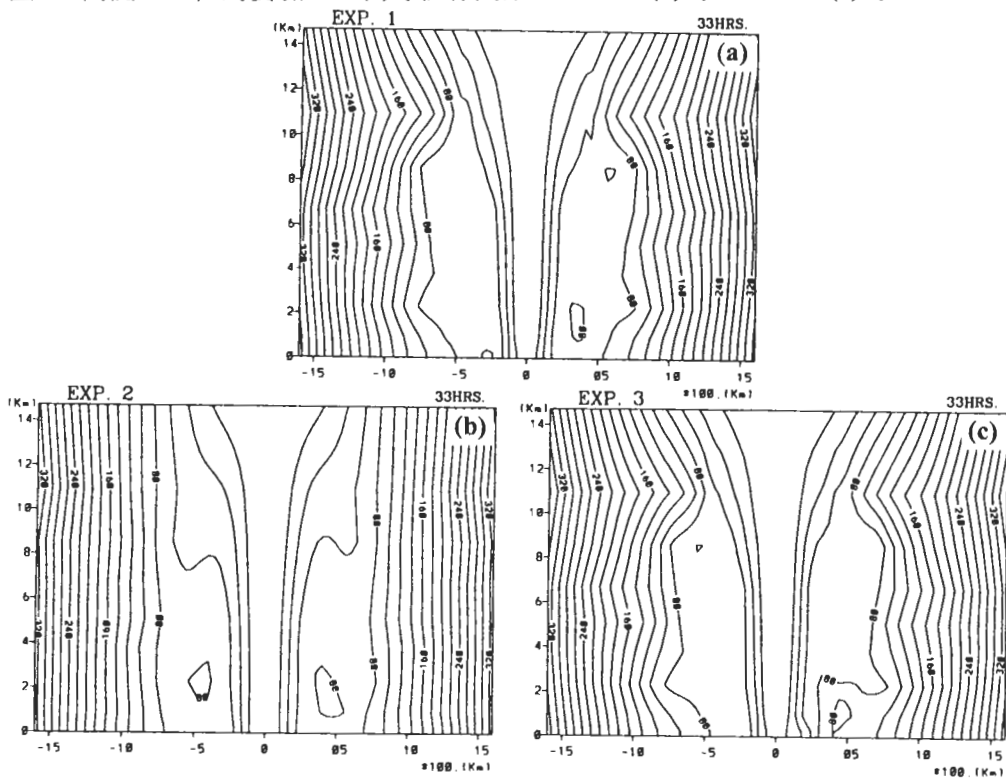


圖 7 積分 33 小時之絕對角動量(等值線間距: $2 \cdot 10^6 \text{m}^2/\text{sec}$ )垂直剖面圖。(a)實驗一 ; (b)實驗二 ; (c)實驗三。



### (二) 熱力場

圖 8 和 9 分別為三個實驗之中心處溫度偏差 (中心處 - 環境場溫度)、2 度緯度半徑處之溫度偏差 (2 度半徑 - 環境場溫度), 及 2 度緯度半徑處雲水混合比之垂直結構時間序列圖, 圖 10 則為實驗三之積雲最大加熱率 ( $Q_1$ , k/day) 隨時間變化圖。結果顯示, 實驗一和三配合動力場颱風眼之形成, 渦旋暖心有增強趨勢, 而 2 度半徑之暖心增強時間落後中心處約 6 小時。

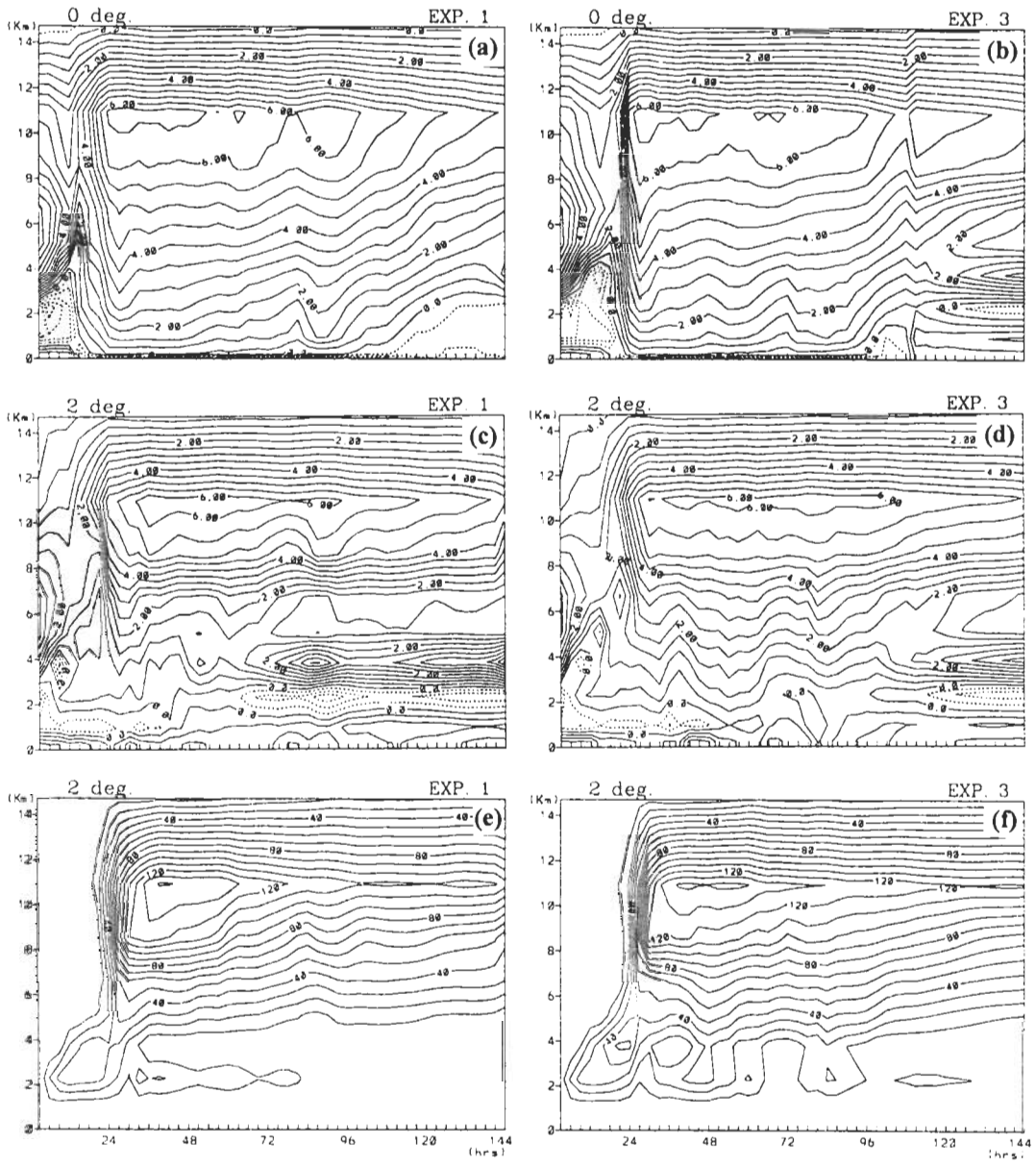


圖 8 實驗一之(a)中心溫度偏差(等值線間距:0.5k); (c)2 度半徑處溫度偏差(等值線間距:0.5k); (e) 2 度半徑處雲水混合比(等值線間距: $10^{-3}$ )垂直結構隨時間變化圖; (b)、(d)和(f)為相對應實驗三的結果。

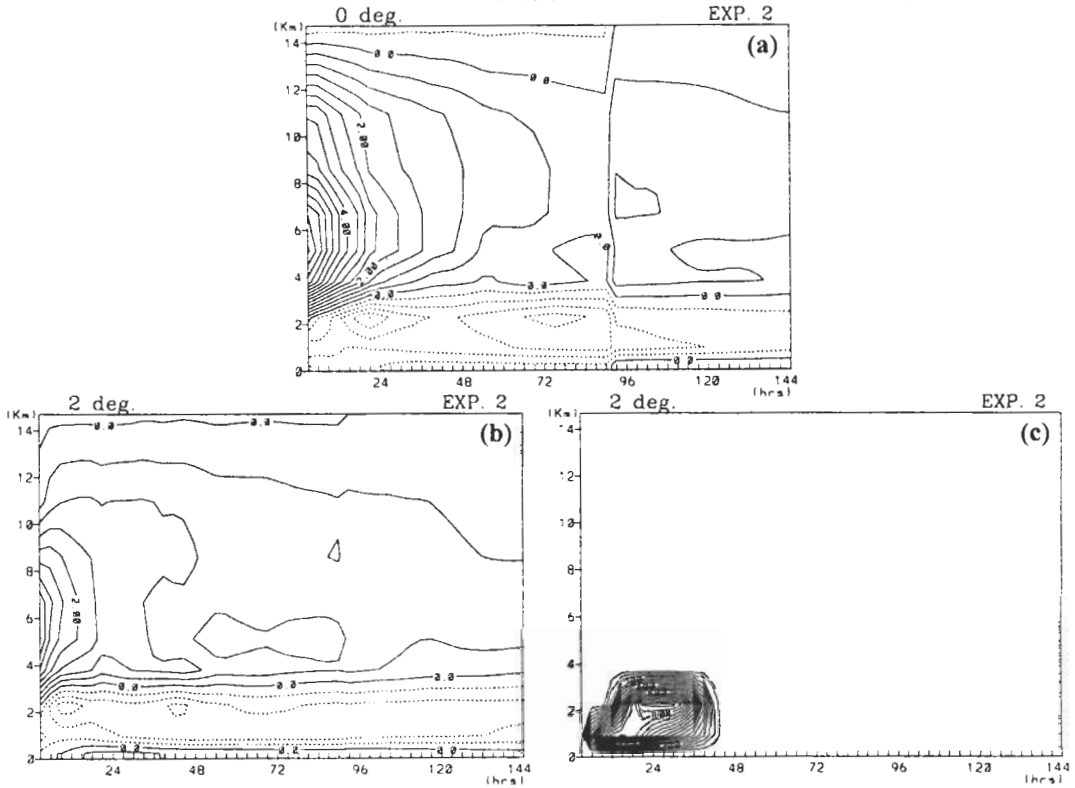


圖 9 實驗二之(a)中心溫度偏差(等值線間距:0.5k); (b)2 度半徑處溫度偏差(等值線間距:0.5k); (c)2 度半徑處雲水混合比(等值線間距: $5 \times 10^{-5}$ )垂直結構隨時間變化圖。

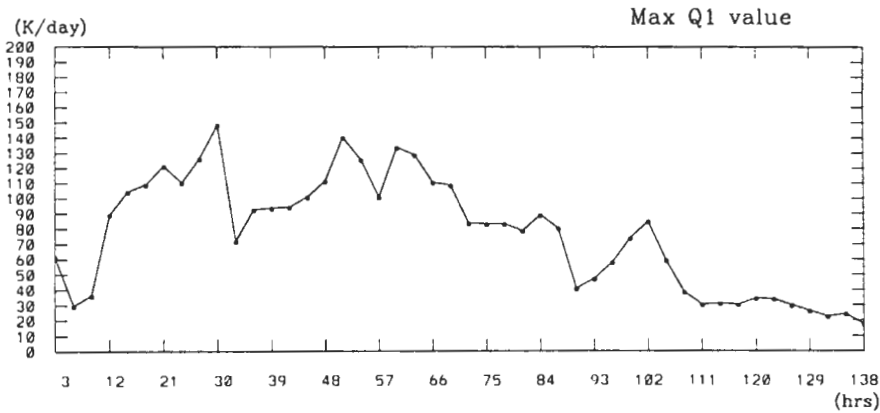


圖 10 實驗三之最大積雲加熱率(k/day)隨時間變化。

由於實驗中，2 度半徑正位於眼牆內之深對流區，同時在 30 ~ 48 小時 (眼牆內暖心增強時段)：(1) 積雲最大加熱率並不比其餘積分時間大；(2) 最大垂直運動所在高度 (或最大加熱高度) 變化亦不大，顯示加熱垂直分布並無顯著改變。此結果指出，在中心出現下沉絕熱增溫的颱風眼結構後，眼牆區深對流潛熱釋放的加熱效率可有效提升(李與簡, 1995)，而使眼牆內的溫度升高 (雖然眼牆內仍具強絕熱冷卻效應)。換言之，模式中颱風的能量供給是透過大氣的潛熱釋放過程，而在颱風眼形成後，模式內的加熱效率提升而使渦旋增強，此過程與 Ooyama (1982) 所稱之物理決定階段相當吻合。

實驗二 (圖 9) 的結果顯示模式渦旋的暖心無法維持在積分 24 ~ 48 小時間，位於高度 4 ~ 8 公里之正溫度偏差值即迅速減弱，以至不顯著；3 公里以下，在相對於大氣溫度較低的冷洋面上，因低層淺對流雲之上升絕熱冷卻且未有顯著潛熱釋放 (圖 9c)、及熱量下傳至海洋，使得溫度出現負偏差。雲水混合比結果 (圖 8e 及 f)，實驗一和三模式中皆是先產生不降水之淺對流雲，而後雲水不斷向上發展產生深對流；實驗一的眼牆深對流發展比實驗三略早 2 小時左右，但兩組實驗隨時間演變過程相當類似。實驗二的結果則顯示，模式中只發展出不降水的淺對流，且約僅維持 2 天左右，之後模式中沒有雲水存在。

積分 33 小時後，模式颱風之相當位溫及雲水混合比的空間分布如圖 11 所示。由於實驗三中，颱風眼及眼牆深對流發展時間比實驗一略晚 2 小時，因此實驗三在積分 30 小時眼牆內的熱力結構尚未發展如實驗一的完整結構 (相當位溫及雲水混合比於兩側眼牆內分別出現極大值，圖未示)；但實驗三積分 33 小時後，隨即出現和實驗一相似結構。此結果亦顯示在颱風眼形成後，中心因下沉而使雲水混合比降低，即使如此，模式中顯示颱風眼內的相對濕度仍然很高。由相當位溫的分布結果顯示，眼牆內的空氣塊大致沿濕絕熱過程上升，但是對颱風眼內下沉的空氣塊並不適用，而颱風眼的形成與維持對於颱風的發展相當重要。

此外，實驗二結果顯示雲水只發展至約 4 公里高度，並沒有深對流產生；此結果顯示暖洋面之向上熱量通量有助於提高或維持邊界層內空氣的熵，以利深對流的發展，亦即溫暖的海洋是颱風能量運作能順利進行之必要條件。

### (三) 溫度—露點溫度曲線及穩定度分析

由於海洋、颱風及環境大氣三者間將透過非線性過程相互影響，因此模擬所使用之初始大氣背景場及初始渦旋垂直結構，將隨積分過程而改變，為幫助瞭解大氣結構的變化及颱風眼對大氣的影響，因此分析積分 36 小時之溫度—露點曲線 (圖 12、13 和 14)，此時正當實驗一及三颱風眼形成約 4 ~ 6 小時。實驗一和三的結果顯示，眼內 (中心) 和眼牆 (2 度半徑) 之大氣均相當潮溼，4 度半徑處之中低層因產生補償沉降而較為乾燥，但高層則因位於眼牆之外緣而極為潮溼，在颱風環流之外 (12 度半徑處) 的大氣結構顯示，底層因海洋之向上水汽及熱量傳送使得 850hPa 以下溼度大為增高，且不受初始溼度差異所影響。實驗二 (圖 13) 之中心和 2 度半徑探空顯示淺對流的溫濕分布。大致而言，初始大氣的對流不穩定度將隨深對流區之積雲對流過程而消失，但環境場則因洋面熱量及水汽的向上傳送，使低對流層具有對流性不穩定。

圖 15 顯示三個實驗積分 33 小時之對流性不穩定度 ( $\partial\theta_e/\partial Z$ ) 及慣性穩定度 ( $\{I^2 = (\zeta + f) \cdot [(2V/r) + f]\}$ )， $V$  為切向風速、 $r$  為距中心距離、 $f = 2.53 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$  (有關實驗三中，颱風眼形成過程中之慣性穩定度演變，可參見圖 17)，對實驗一和三而言，眼牆內之中低層接近對流中性，而眼牆高對流層處及近颱風中心則屬於對流穩定。值得注意的是，雖然實驗三初始大氣背景場接近對流中性，但經海氣間之通量傳送後，實驗三得到和實驗一相同的結果，在 2 度半徑之外的低對流層皆具有對流性不穩定；因此，深對流區內的大氣特性雖接近對流中性，但在非對流區則因颱風環流造成海洋的水汽及熱量通量傳送，使低層因而產生對流不穩定度 (實驗二的非對流區亦有類似的結構，但不穩定度較小)。在慣性穩定度方面，實驗一和三之渦旋底層具有相當高之慣性穩定度 (約為實驗二的 6 ~ 7 倍)，不利於空氣塊的水平運動；但實驗一和

三又因高層反旋式環流的發展，使得穩定度隨之降低，有利於高層環境強迫機制與颱風環流產生相互作用。此外，距渦旋中心 4 ~ 6 度半徑處之中、高對流層，因具有負的風切渦度，使得慣性穩定度出現相對極小值，有利於中對流層產生徑向內流。由此可知，大氣之不穩定度可因海、氣間的交互作用而改變，而在非對流區內，基本上模式顯示熱帶大氣之低層存在著對流性不穩定。

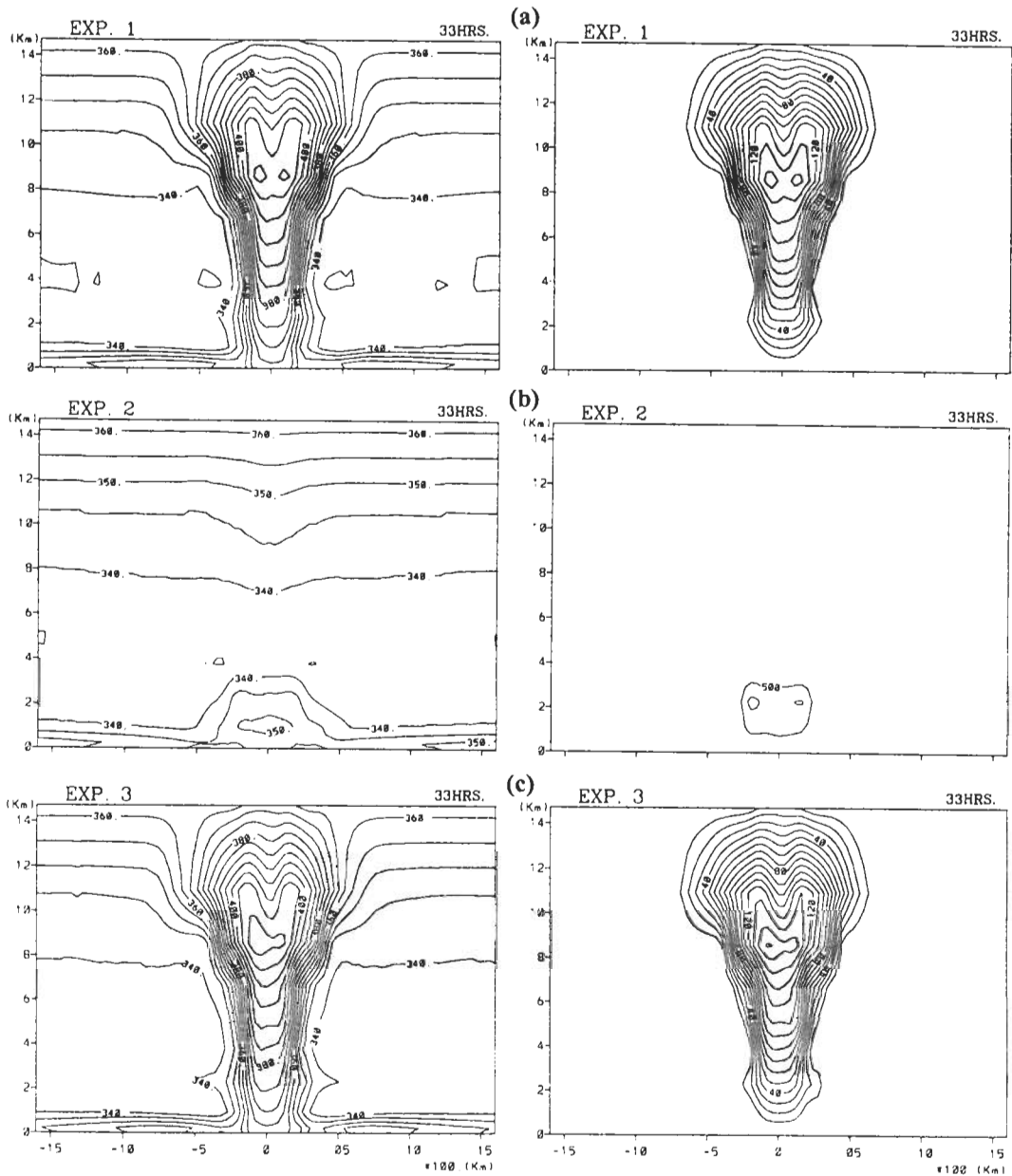


圖 11 積分 33 小時之相當位溫(等值線間距:5k)(左)以及雲水混合比(等值線間距: $10^{-3}$  ; 實驗二為  $5 \times 10^{-4}$ )(右)垂直結構。(a)實驗一；(b)實驗二；(c)實驗三。

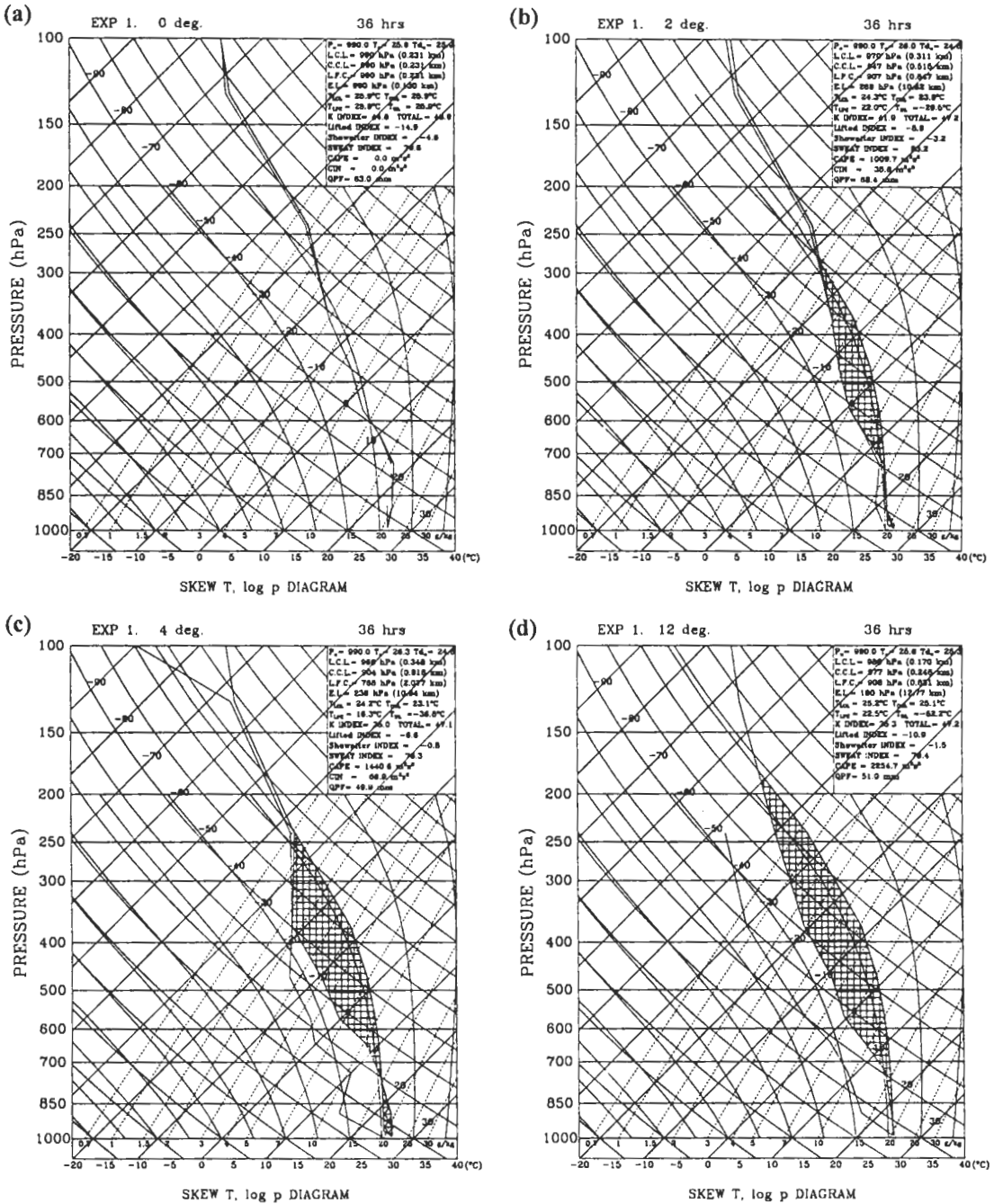


圖 12 實驗一積分 36 小時之溫度 - 露點曲線。(a)中心處；(b)2 度半徑處；(c)4 度半徑處；(d)環境(12 度半徑處)。

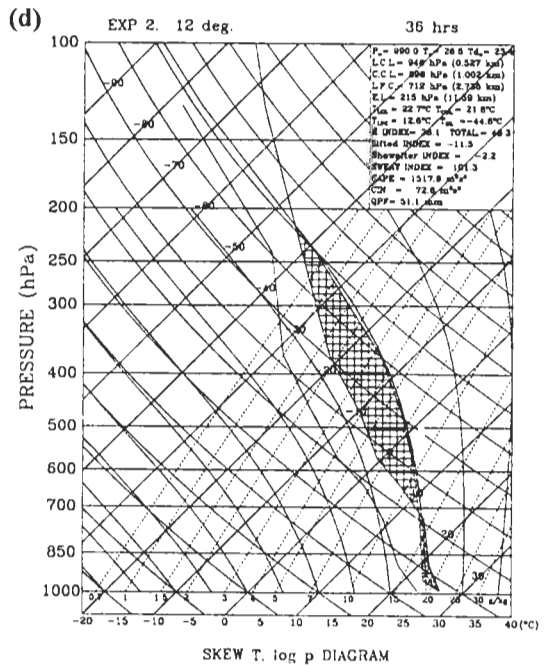
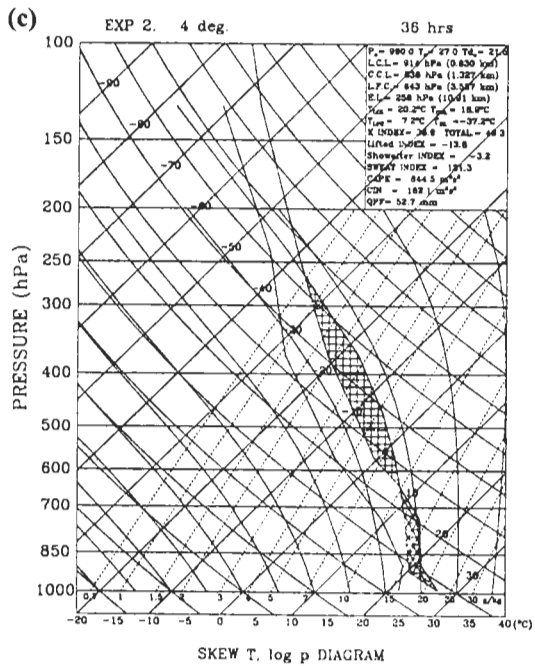
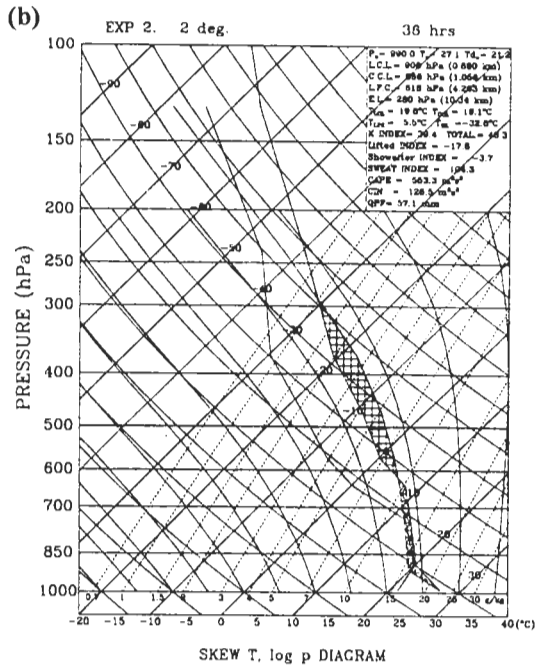
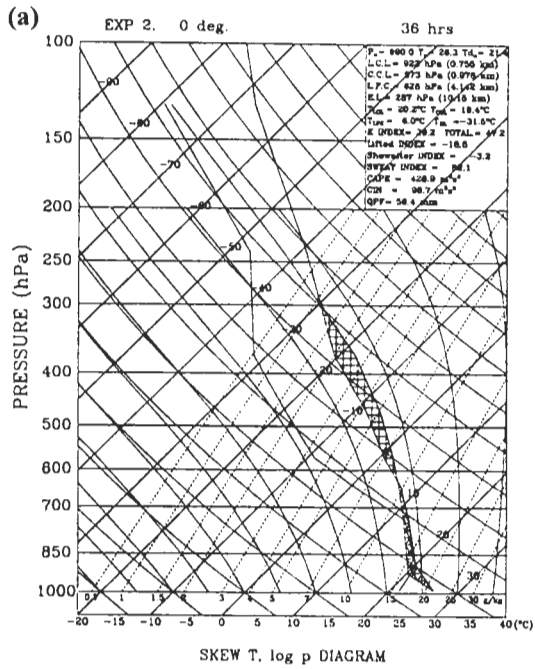


圖 13 同圖 12，但為實驗二。

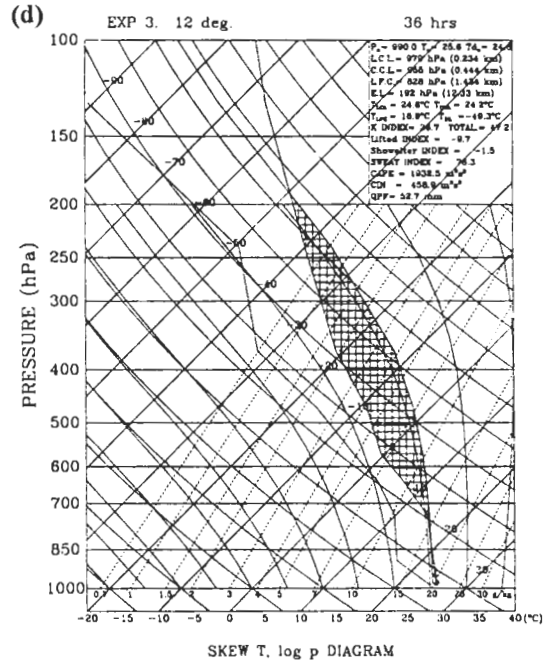
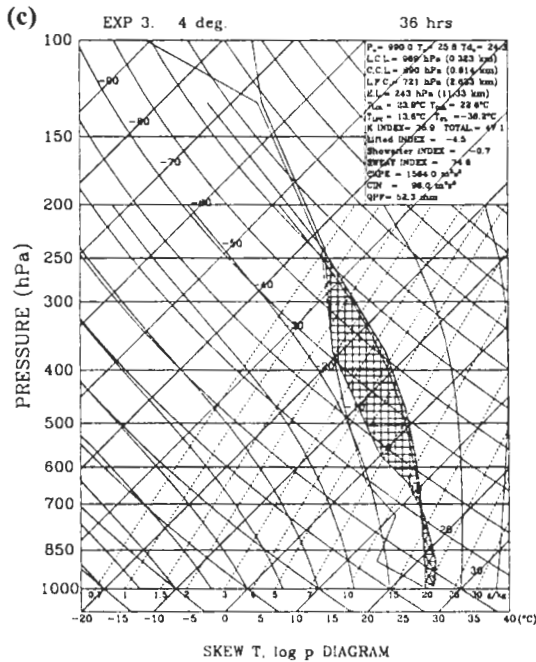
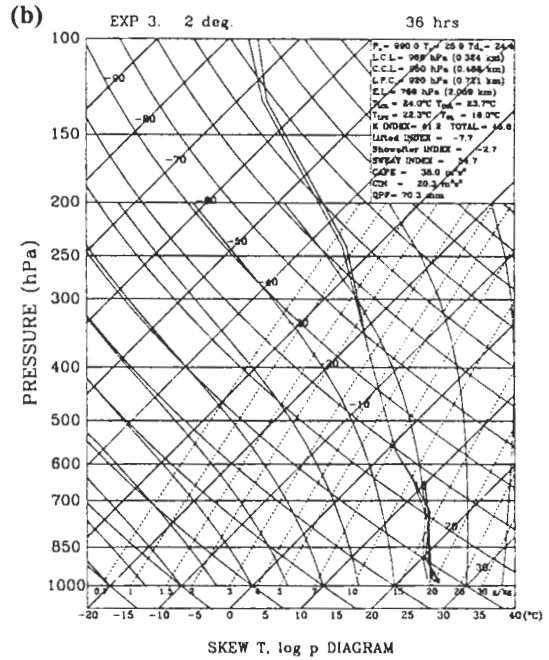
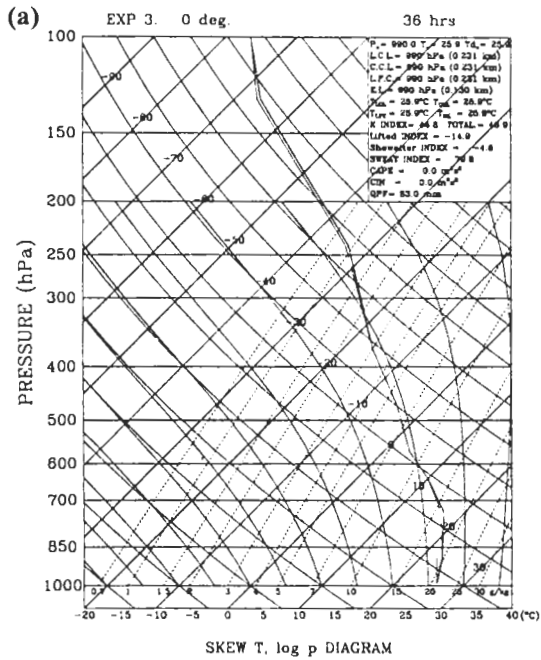


圖 14 同圖 12，但為實驗三。



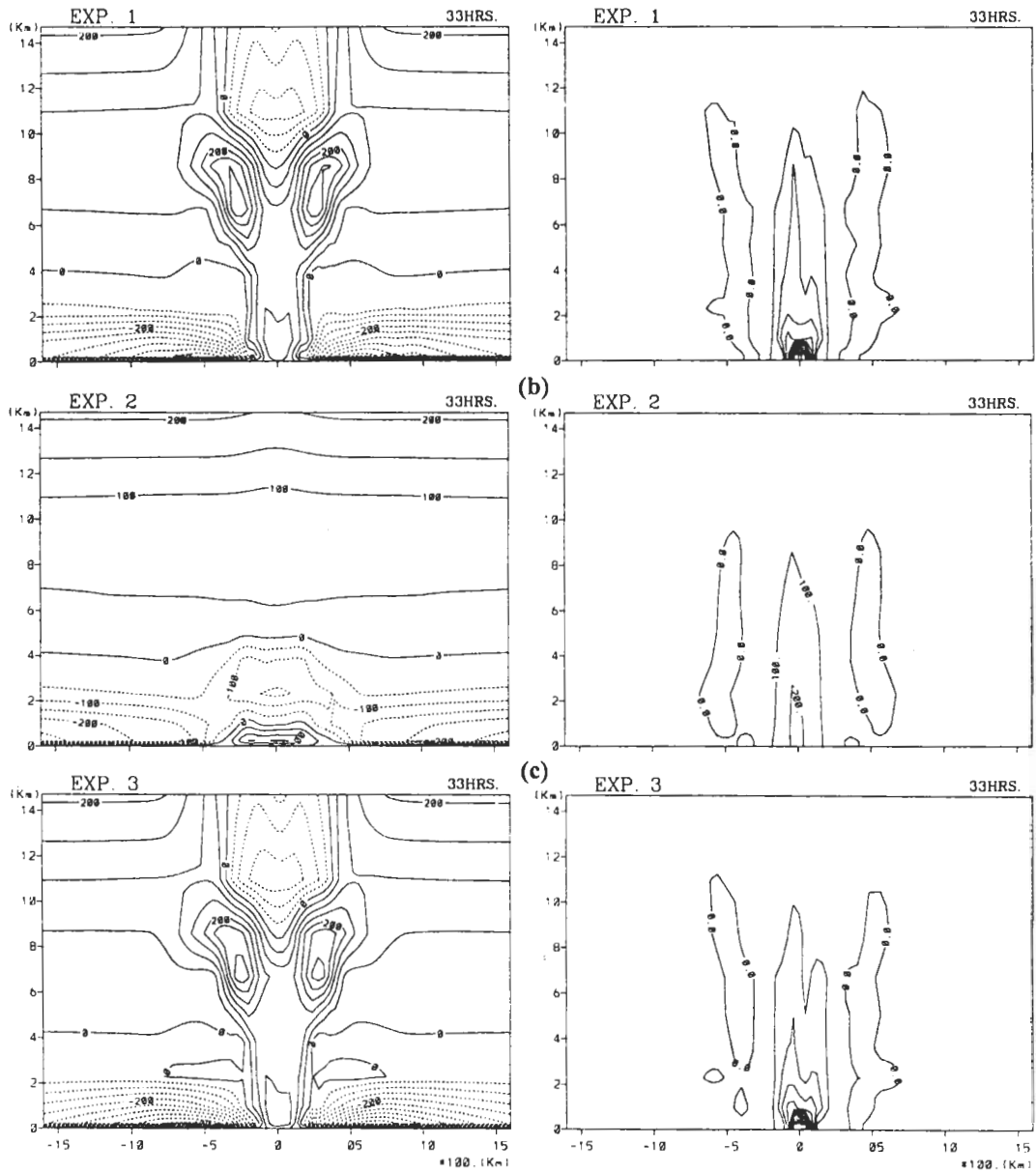


圖 15 積分 33 小時、對流不穩定度(等值線間距: $5 \cdot 10^{-5}$ )(左)與慣性穩定度(等值線間距: $100f^2$ ,  $f=2.53 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ )(右)之垂直剖面圖。(a)實驗一；(b)實驗二；(c)實驗三。

#### (四) 討論

綜合上述模擬的比較結果，我們可歸納以下現象：

- (a) 實驗一和三的結果顯示，初始大氣背景場對於已存在於暖洋面上的颱風沒有太大影響，主因在於大氣環境特性將因海洋之作用而改變（模式中假設海氣溫差不變）；由此可知 Ooyama (1969) 過於強調對流性不穩定度對颱風發展的貢獻；而調整後的模式大氣特性顯示，非對流區之低層具有對流性不穩定。

- (b) 實驗一和三中，颱風眼形成後，渦旋暖心及強度有增強的現象，顯示潛熱釋放的加熱效率在颱風眼形成後提高（眼牆內之暖心增強時間落後於眼內），大氣是透過積雲潛熱釋放的過程加強颱風的暖心，降低其中心氣壓及增強氣旋式環流，此和 Ooyama (1982) 所提之物理決定階段過程相似。
- (c) 颱風眼牆內的空氣塊於舉升時，大致保守其絕對角動量，且過程近似濕絕熱，但此過程不適用於颱風眼內之下沈運動；因此，並非近中心處的空氣塊運動皆為濕絕熱過程。
- (d) 實驗二的結果顯示，海洋是提高並維持邊界層內空氣之熵的重要來源，失去了海洋的熱量傳送，深對流不易發展，而導致颱風無法形成或維持，此結果和 Ooyama (1969)、Emanuel (1989) 數值實驗的控制變因為海氣交換係數 ( $C_E$ ) 的結論相符。

綜合而言，深積雲對流的發展對供給颱風能量及維持其強度有重要的貢獻，而颱風下邊界之海洋特性，為影響大氣深對流雲發展與維持之重要因子；在暖洋面及向上水汽梯度的條件下，大氣低層環境極易受大氣與海洋彼此間交互作用而改變；在擾動區，甚至整個對流層皆可因此而改變。海洋向上之熱量及水汽傳送，較利於渦旋中小尺度深積雲對流的發展，而對流區內之強上升運動基本上是不利於渦旋暖心的維持；但伴隨深積雲對流，高層將逐漸發展出徑向外流，透過颱風眼形成與維持之物理機制，颱風之暖心及強度得以增強；我們認為此大氣內部運作之物理過程為能量有效利用，並促使颱風環流得以維持或發展的最重要關鍵。模式顯示，在此種大氣過程下，颱風內積雲潛熱釋放加熱效率大為提高，此乃 Ooyama (1964) 所提之 CISK 理論中大氣物理過程運作的重要涵義，並進入物理決定階段。但模式顯示此正反饋過程並不會如早期所認為之“CISK”，呈現無限增強的渦旋；在模式中，當颱風眼結構消失後，渦旋暖心及強度，因中心之強上升冷卻作用及潛熱釋放加熱效率降低而減弱；待深對流發展成熟後，大氣之物理機制又導引颱風眼形成，使颱風進入再度的正反饋階段。此結果顯示，大氣內部伴隨颱風眼形成及維持的物理機制（低層慣性穩定度極速增加，下節詳述），是颱風有效利用能量的重要關鍵，沒有此過程的運作，再多的潛熱釋放，亦無法為颱風有效使用；因此本文強調，供給及維持颱風能量，不應單就潛熱釋放的多寡來探討，而應考慮“是何種物理機制使颱風之加熱效率提高”，而我們認為此過程與地轉調整及颱風眼的形成與維持有密切相關。

#### 四、颱風眼的形成和維持

颱風和其他氣旋系統結構上最大的差異即在於“颱風眼”，不僅如此，颱風眼內和眼牆之外的垂直次環流亦截然不同。因熱帶大氣之羅士培變形半徑很大，深積雲對流潛熱加熱效率很低；而且，透過颱風眼牆內強濕對流過程，地面氣壓亦僅能降至 1000hPa 左右 (Malkus and Riehl, 1960)；颱風之所以能維持相當低的中心氣壓以及很強的切向風速，與颱風眼的形成與維持有直接的相關性。眼牆以內颱風眼中之熱力間接環流有利於颱風暖心的維持；而導致中心下沈的物理機制，絕非積雲對流或海氣交互作用（主要是探討如何引發或維持深對流）所能解釋；因此，颱風眼的形成與維持應是成熟颱風有效利用潛熱釋放的重要機制；相對地，此過程對颱風之發展貢獻極大而不可忽略。

Ooyama (1982) 及 Emanuel (1995) 皆曾述及颱風的穩定狀態理論 (Steady-state theory) 若非經過修正，無法應用於颱風眼內，尤其是地面中心氣壓，此正意謂應存在某些特定之物理機制來驅動颱風眼動力和能量過程；不過，由於颱風眼的尺度僅有數十公里，而且動力及熱力場在眼內變化極大，使得觀測及合成分析常因資料不足而具有極高困難度。近年來，利用飛機觀測及都卜勒雷達觀測，使我們對眼內的環流結構有更進一步了解 (Jorgensen, 1984b ; Marks, 1992)，但探討颱風眼的形成和維持常需較長時間的連續觀測，困難度很高，因此有關的理論相當稀少。Gray and Shea (1973) 透過觀測資料合成分析，認為眼牆內低層之超梯度風是眼形成與維持的重要機制；Willoughby (1979) 經由數值模擬，診斷分析加熱分布與垂直次環流的關係，他認為徑向加熱梯度可在颱風中心強迫出下沉運動，形成颱風眼；Smith (1980) 則認為高層颱風中心處因靜力不平衡 (向下之氣壓梯度力大於浮力)，產生向下之垂直加速度，進而形成颱風眼。上述理論雖說明了某些颱風眼的過程，但他們都假定眼牆當時已存在，這和實際過程也許有所出入，況且大氣中熱力場和動力場不斷地相互作用，因此應在毫無預先條件的狀況下進行探討；本文將利用實驗三模式中颱風形成與維持眼的過程，試圖描述或說明可能的物理機制。

### (一) 氣流線分析

圖 16 為近渦旋中心 20 分鐘時間間距之二維氣流線圖，颱風眼於積分 1640 分(分鐘) 時逐漸開始形成，形成後之慣性穩定度、對流性不穩定度及徑向速度如圖 15c 及圖 5b 所示，同時利用實驗三積分 24、27、30 及 33 小時慣性穩定度之空間分布探討其演變 (圖 17)。綜合言之，空氣塊在摩擦層內向內運動過程中，因渦旋中心底層之慣性穩定度急速增加(24~30 小時)，促使地轉調整方向轉變成由風場向質量場調整 (初步分析此慣性穩定度之急速增加與邊界層內之垂直拉伸 (vertical stretching) 有高度相關)，同時在中低對流層為對流性不穩定的環境下，內流之空氣塊不易直接進入颱風中心，而在接近最大切向風速半徑處即沿著絕對角動量面舉升，當空氣塊上升至中對流層，部份與中層內流造成輻合而舉升，小部份則可能穿越慣性穩定度隨高度快速減弱的颱風中心，與另一側之中層內流輻合舉升 (此為 2-D 剖面顯示結果)；上升過程大致隨高度而向外傾斜，使得渦旋之最大切向風速 (圖 5d)、絕對角動量 (圖 7c) 亦出現隨高度向外傾斜之結構。圖 16 之氣流線顯示，中低對流層一直有氣流通過渦旋中心的中層，而中心兩側之氣流於中層輻合舉升，於 1640 分鐘之後分別在高層及中層造成輻合，而逐漸於中心造成下沉運動。因此，由氣流線的分析可知，渦旋中心底層之高慣性穩定度將不利於摩擦內流空氣塊直接於低層渦旋中心輻合，而藉由傾斜對流 (並非完全垂直) 與中層內流輻合，進而造成渦旋近中心處中、高對流之氣流輻合而形成中心下沉。

### (二) 水平輻散場與垂直運動

Smith (1980) 認為颱風高層之反氣旋式環流的發展，將會造成高層向下氣壓梯度力大於浮力進而激發向下的加速度，圖 18 即為模擬渦旋開始形成眼時之垂直方向氣壓梯度力、浮力及兩者間靜力不平衡所造成之垂直加速度。結果顯示，對流層內因渦旋暖心結構及潛熱加熱 (此時效率可能很低) 造成的溫度偏差，使得浮力項大於向下的氣壓梯度力；因此，在渦旋中心浮力效應仍是促使空氣塊向上加速運動。此現象顯示，模式中的中心下沉與 Smith (1980) 所描述的機制有所不同，本文中之颱風眼應存在額外的物理過程。

經由氣流線分析可知，模式颱風眼的形成伴隨著兩側中層氣流的輻合及渦旋中心低層慣性穩定度的增強；但是對於中心的沈降運動仍難由彼此間獲得完整概念。因此，我們亦分析近颱風中心 120 公里半徑範圍、高度 1 公里以上之水平輻散 (合) 及垂直運動場 (圖 19)。

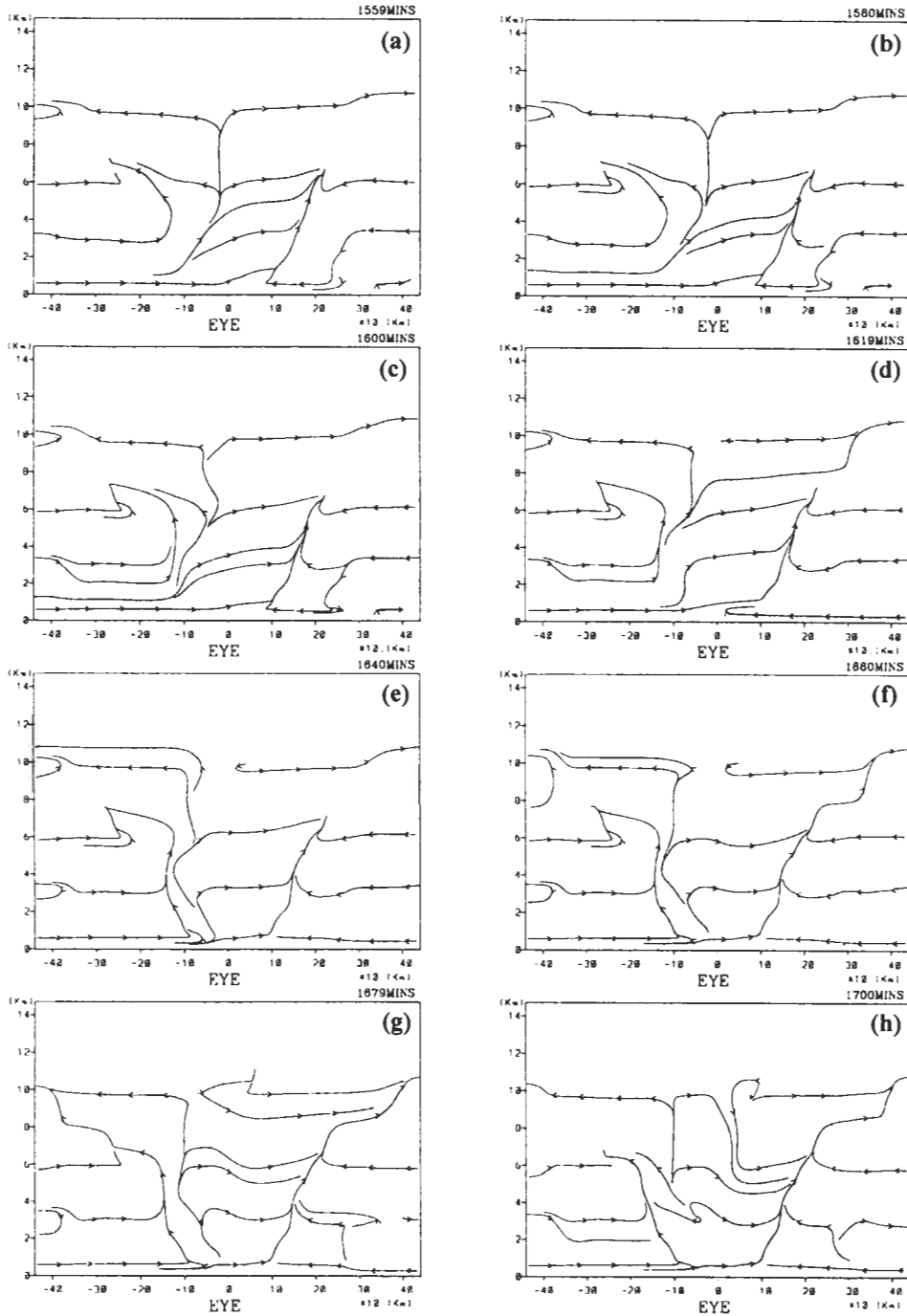


圖 16 實驗三渦旋中心附近垂直剖面氣流線圖(時間以分為單位，間距為 20 分鐘)。分別為(a)1559 ;(b)1580 ;(c)1600 ;(d)1619 ;(e)1640 ;(f)1660 ;(g)1679 ;(h)1700 mins。

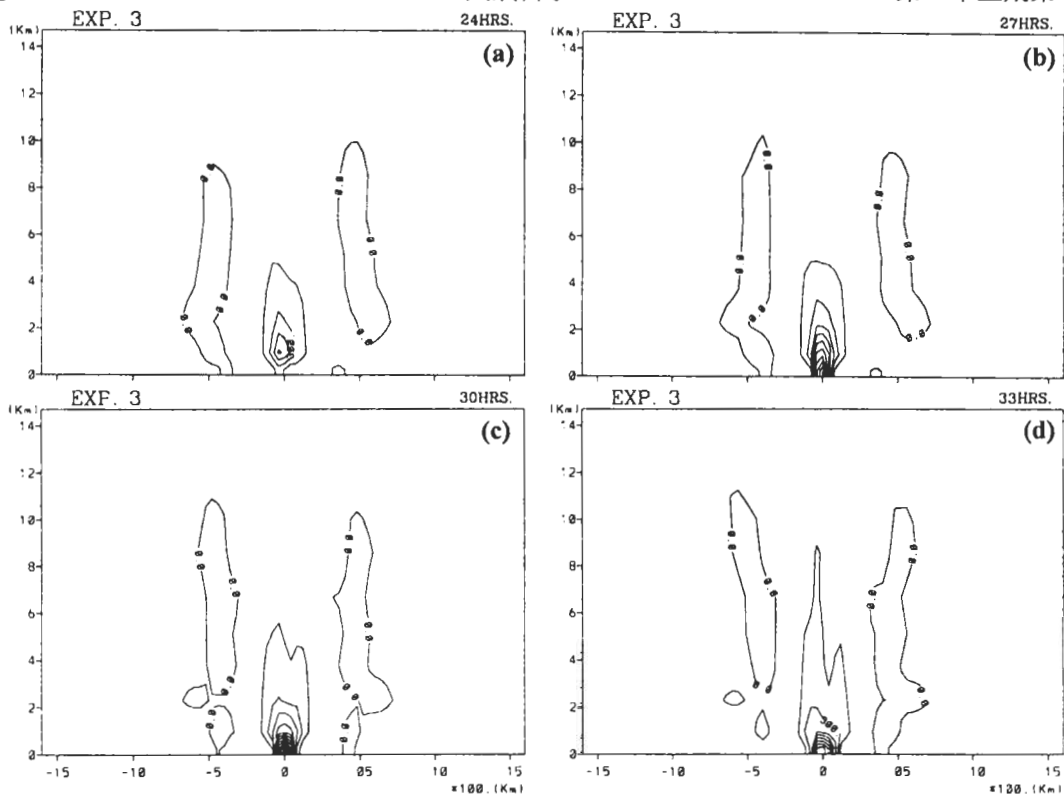


圖 17 實驗三積分(a)24(b)27(c)30(d)33 小時之慣性穩定度垂直結構(等值線間距:150f<sup>2</sup> , f=2.53\*10<sup>-5</sup>1/s)。

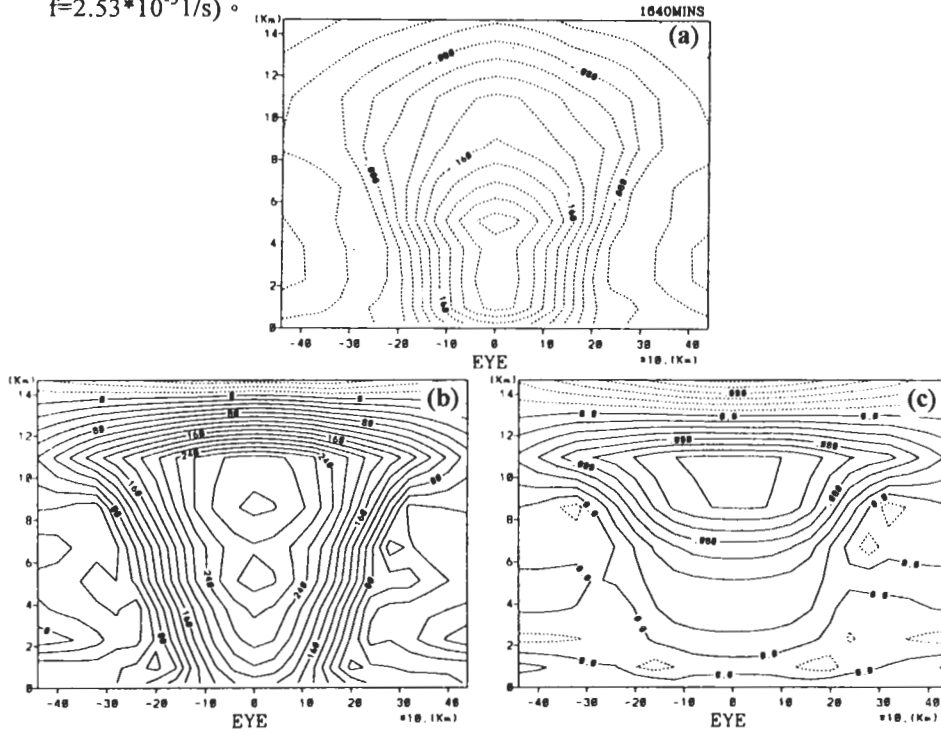


圖 18 實驗三積分 1640 分鐘時之(a)垂直氣壓梯度力;(b)浮力;(c)二項之和(靜力不平衡造成之垂直加速度)之垂直結構(等值線間距:0.02m/sec<sup>2</sup>)。

結果顯示，在中心仍存在強對流時（1580 和 1600 分鐘），7 公里高度相對應為一較弱水平輻散中心；在 1619 分鐘時，主要的上升運動約位於 120 公里半徑及 7 公里高度處，而在 1640 分鐘時，中心 5 公里及 11 公里高度處分別出現水平輻合；之後，中心產生下沉運動。在 1679 分鐘後，渦旋之中、高對流層（約 4 公里以上）已出現有組織之水平輻合效應，下沉運動的極大值約位於水平輻合極大值之下 2 公里處，二者間具有極高的相關性。

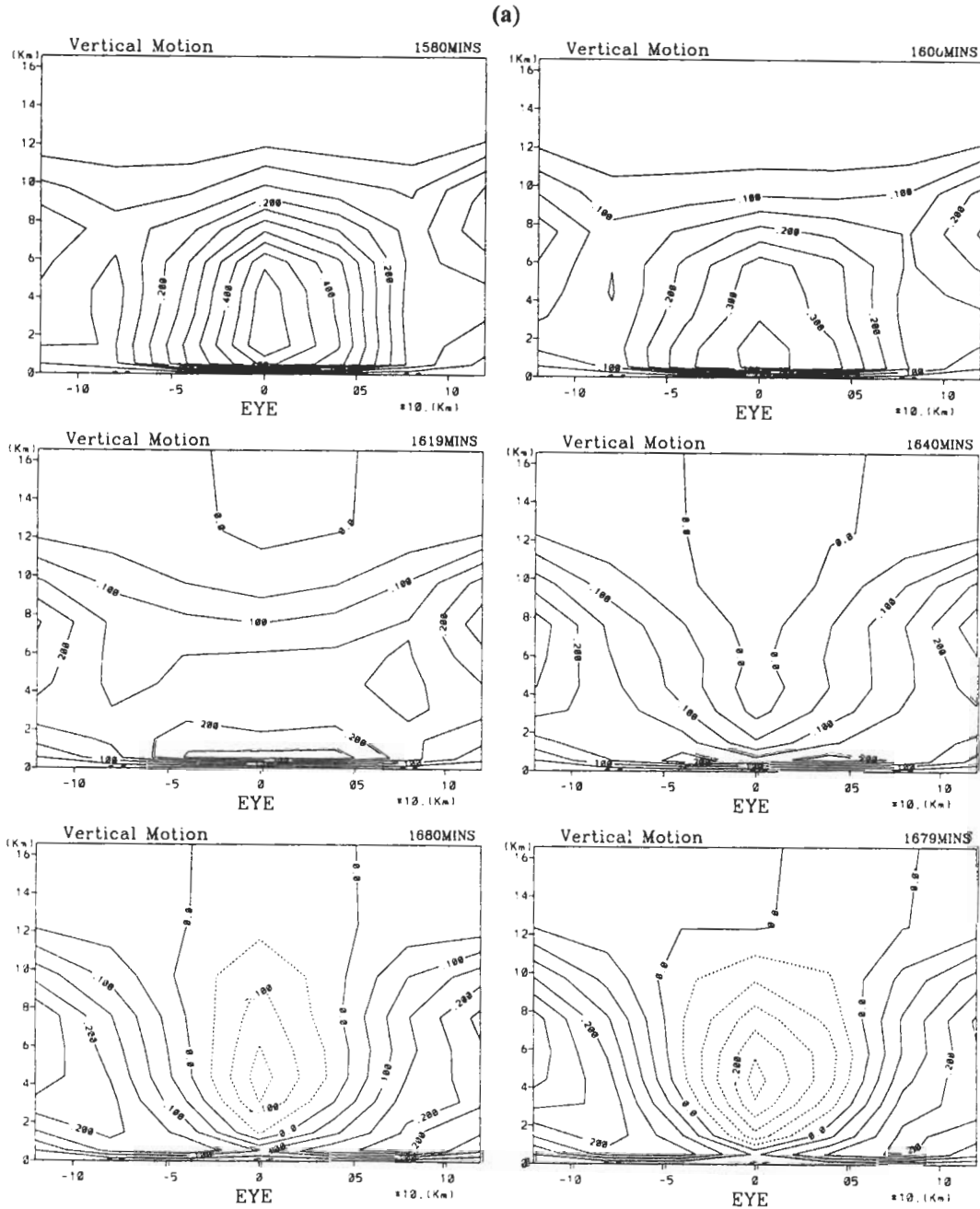


圖 19 實驗三渦旋中心附近(a)垂直運動(等值線間距:0.05m/sec)；(b)輻合(散)場(等值線間距: $10^{-5}1/sec$ )之垂直結構(時間以分為單位，間距為 20 分鐘)。

(b)

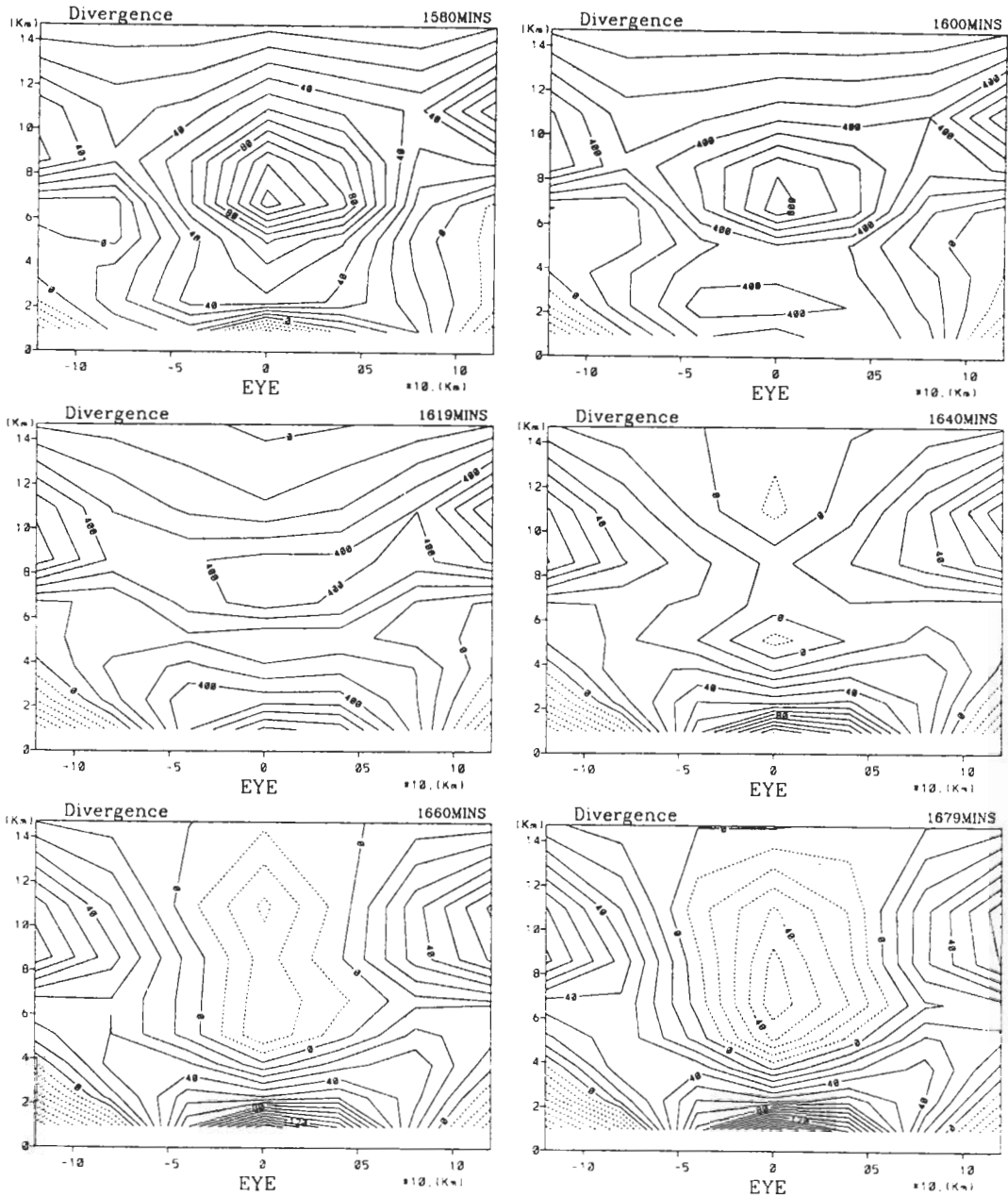


圖 19 (續)。

此結果顯示，中心的下沉運動與水平輻合彼此間相伴發生，且水平輻合於中、高層同時產生，相對應之向下垂直運動出現於輻合所在高度之下，氣流於近渦旋中心 4 公里以上皆具水平風場輻合，而 11 公里以下皆為下沉運動；由於積分 1640 分鐘時模擬渦旋於 2.5 度半徑附近處亦出現類似之沈降運動（參見圖 16），但是並未出現如此有組織之水平輻合運動；本文傾向於認為中心之下沉運動為中、高對流層氣流水平輻合之強迫作用所產生。



### (三) 討論

實驗三的模擬結果顯示（實驗一之結果與之相當類似），模式渦旋眼的形成與維持可描述為：颱風之次環流於底層摩擦內流至近中心處，由於渦旋中心底層慣性穩定度相當高，使空氣不易直接至中心輻合，藉由對流舉升於中、高層穿越中心，並在兩側形成氣流輻合，有利於渦旋眼牆結構之發展；而當兩側對流逐漸增強時，在近中心之中、高層即出現水平風場的輻合效應，透過此強迫機制導引中心下沉運動而出現颱風眼，此動力過程不僅抵消了浮力效應，更可藉由下沉增溫降低地面中心氣壓、增強切向風速（如圖 2 所示），並促使地轉調整在物理決定階段運作以提高加熱效率；Willoughby et al. (1982) 及 Schubert and Hack (1982) 亦有相類似的模擬結果，但與他們不同的是，本文模擬渦旋在形成颱風眼後，並不會如 CISK 所述的存在使渦旋無限發展之正反饋過程。在實驗三之模擬渦旋形成眼後，因下沉增溫使 6 公里高度以下之浮力項增大，因而增強空氣塊之浮力，不利於颱風眼內下沉運動的維持。所以，就本文的實驗而言，在僅考慮海洋與颱風之內部動力過程 (Internal Process)，而不考慮外在強迫機制 (External Forcing) 的情況下，颱風眼內之下沉增溫雖有利於加熱效率的提高及渦旋的增強，但其本身所造成之正浮力不利於颱風眼的維持，而傾向調整至一平衡狀態。實驗三的渦旋在積分 144 小時的過程中，共出現了三次上述的颱風眼消長現象（如圖 3b），但仍須強調的是實驗中並不存在任何外在強迫機制。

## 五、結 論

颱風環流從海洋獲得能量及水汽（洋面蒸發及輻合效應）後，經由積雲對流轉換為潛熱，但是其加熱效率會受大氣物理過程所影響，本文針對颱風如何有效利用潛熱以增強暖心及環流進行探討分析。模擬的結果顯示，初始大氣背景場的對流不穩定度極易受海氣間的交互作用而改變，對模式渦旋的模擬結果沒有太大影響。因此，就我們的實驗而言，大氣內之不穩定度，不是影響颱風能量運作的重要因子（CISK 則過於重視不穩定度）；較高的海溫透過熱量通量能有效地提高大氣低層空氣的熵，並逐漸改變中對流層之大氣特性，有利於深對流的發展以產生潛熱。若只有水汽的傳送，雖可潮濕低層大氣，但卻只能發展不降水之淺對流雲，基本上不利於渦旋的維持。透過實驗一和三的模擬，可歸納出以下結果：

- (a) 模擬渦旋在積分約 24 小時後，可調整出一近似模式平衡的三維渦旋（最大切向風速約 35m/sec，暖心溫度偏差約 4.5℃），但是，隨著模式積分，底層近渦旋中心之慣性穩定度快速提高，不利於空氣塊之向內水平運動；因此，內流的空氣塊無法直接進入渦旋底層中心，而於中心兩側之中對流層造成氣流輻合，促使眼牆內深對流逐漸發展，並於渦旋中心之中、高對流層造成水平輻合效應，引發中心的下沉運動，進而形成颱風眼。
- (b) 渦旋形成眼後，中心因下沉而增溫，由圖 8 可知溫度偏差可高達 7℃（熱力風平衡下約 4.5 ~ 5℃）；隨後眼牆內之深對流區之溫度偏差亦增大，潛熱釋放的加熱效率因眼的形成而提高，此大氣過程對颱風的維持相當重要，而此亦正是 Ooyama (1982) 利用地轉調整所闡釋之“CISK”及“物理決定階段”的概念。

- (c) 實驗中之深積雲對流在模擬中扮演著能量轉換的角色 (Emanuel, 1989 有相同看法), 但是並非所有潛熱皆可用於加強暖心, 颱風眼形成之動力過程及眼內之熱力間接環流, 在本文實驗中為渦旋增強的主要物理機制。
- (d) 實驗中之渦旋因眼內的下沉增溫增大空氣塊的浮力, 而逐漸抵消了颱風眼之下沉運動, 使渦旋傾向調整至一平衡狀態, 而並不會有無窮盡之正反饋過程不斷促使渦旋增強。
- (e) 渦旋形成眼的重要關鍵, 在於中心底層具有相當高之慣性穩定度, 若不具有此類似結構的系統, 空氣塊將可直接內流至系統中心舉升。一般之中尺度對流系統 (如 MCS 或 MCC) 因其氣旋環流結構主要出現於中對流層, 其底層中心之慣性穩定度遠不及颱風環流, 故無法形成類似颱風眼的結構; 同時, 就本文的模擬結果, 地轉調整所預期之正反饋過程出現於眼形成後; 因此, 中尺度對流系統的消長, 理論上不應存在 CISK 的過程, 而此亦正是 Ooyama (1982) 所提 “CISK 經常遭受濫用” 的真正涵意。

實驗一與三的渦旋結構, 雖然大致類似於觀測及合成分析結果, 但觀測顯示颱風眼半徑大多小於 50 公里, 但本文實驗之渦旋所形成眼的尺度 (渦旋眼的半徑可達 60 ~ 70 公里) 比實際結構大了許多。然而, 颱風眼內的動力及熱力結構複雜, 但本文實驗中的渦旋眼範圍約僅佔 5 個網格點, 難以做進一步分析; 因此, 使用更細微的網格點模擬是未來工作的重點之一; 其次, 本文目前僅就內部動力過程 (Internal process) 探討能量的問題, 但模擬結果亦顯示, 高層由於反旋式環流的發展, 可使慣性穩定度降低, 而易與環境場產生交互作用; 況且, 實際大氣存在著環境強迫機制不斷與颱風相互影響, 因此, 外在動力過程 (Externam forcing) 亦是未來值得探討之工作。

## 誌 謝

感謝劉韶郁小姐協助文書處理, 本研究在國家科學委員會支援下完成, 計畫編號 NSC-85-2111-M-002-009-AP1、NSC-86-2111-M-002-002-AP1。最後特別感謝郭鴻基教授及審查者費心。

## 參考文獻

- 李清勝和簡國基, 1995: 利用 RAMS 測試不同加熱作用對模式渦旋發展之影響。大氣科學, 23, 93-122 頁。
- Anthes, R. A., 1982: Tropical cyclone: their evolution, structure, and effect. Meteor. Monoger., 19(41), Americal Meteor. Soc., Boston, 208pp.
- Betts, A. K., 1982: Saturation point analysis of moist convective overturning. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1484-1505.
- Chan, J. C. -L., and R. T. Williams, 1987: Analytical and numerical stuies of the beta-effect in tropical cyclone motion. Part I. Zero mean flow. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1257-1264.
- Charney, J. G., and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, 21, 68-74.
- Craig, G. C., and S. L. Gray, 1996: CISK or WISHE as the mechanism for tropical cyclone intensification. *J. Atmos. Sci.*, 53, 3528-3540.
- Emanuel, K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I. *J. Atmos. Sci.*, 42, 1062-1071.

- , 1989 : The finite-amplitude nature of tropical cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3431-3456.
- , 1995 : Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3969-3976.
- Frank, W. W., 1977a : The structure and energetics of the tropical cyclone. Part I. Storm structure. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 119-135.
- Gray, W. M., and Shea, D. J., 1973 : The hurricane inner core region II : Thermal stability and dynamic characteristics. *J. Atmos. Sci.*, **8**, 1565-1576.
- Hack, J. J., and W. H. Schubert, 1986 : On the non-linear response of atmospheric vortices to heating by organized cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1559-1573.
- Jorgensen, D. P., 1984b : Mesoscale- and convective-scale characteristics of mature hurricanes. Part II : Inner core structure of Hurricane Allen (1980). *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1287-1311.
- Kasahara, 1961 : A numerical experiment on the development of a tropical cyclone. *J. Meteor.*, **18**, 259-282.
- Kuo, H. L., 1974 : Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232-1240.
- Lee, C. S., 1986 : An observation study of tropical cloud cluster evolution and cyclogenesis in the western north Pacific. Ph. D. dissertation, Colorado State University, 243pp.
- Marks, F. D., Houze, R. A. and Gamache, J. F., 1992 : Dual-aircraft investigation of the inner core of Hurricane Norbert. Part I : Kinematic structure. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 919-942.
- Ogura, Y., 1964 : Frictionally controlled thermally driven circulation in a circular vortex with application to tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 610-621.
- Ooyama, K., 1964 : A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofis. Int.*, **4**, 187-198.
- , 1969 : Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 3-40.
- , 1982 : Conceptual evolution of the theory and modeling of the tropical cyclone. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 369-379.
- Orlanski, I., 1976 : A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flow. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269.
- Riehl, H., and Malkus, J. S., 1961 : Some aspects of Hurricane Daisy, 1958. *Tellus*, **13**, 181-213.
- Rotunno, R., and K. A. Emanuel, 1987 : An air-sea interaction theory for tropical cyclone. Part II. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 542-561.
- Schubert, W. H., and Hack, J. J., 1982 : Inertial stability and tropical cyclone development. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1687-1697.
- Smith, R. K., 1980 : Tropical cyclone eye dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1227-1232.
- Tremback, C. J., Tripoli, G. J. and Cotton, W. R., 1985 : A regional scale atmospheric numerical model including explicit moist physics and a hydrostatic time-split scheme. Preprint, 7<sup>th</sup> Conference on Numerical Weather Prediction, 17-20 June 1985, Montreal, Canada, AMS.
- Tripoli, G., and Cotton, W. R., 1982 : The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model - 1982 Part I : General theoretical framework and sensitivity experiments. *J. de Rech. Atmos.*, **16**, 185-220.
- Willoughby, H. E., 1979 : Forced secondary circulation in hurricanes. *J. Geophys. Res.*, **84**, 3173-3183.
- , Clos, J. A. and Shoreibah, M. G., 1982 : Concentric eye walls, secondary wind maxima, and the evolution of the hurricane vortex. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 395-411.
- Xu, K. -M., and Emanuel K. A., 1989 : Is the tropical atmosphere conditionally unstable? *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1471-1479.
- Yamasaki, M., 1983 : A further study of tropical cyclone without parameterizing the effects of cumulus convection. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 222-259.
- Yanai, M., 1961a : A detailed analysis of typhoon formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **39**, 187-213.
- Yanai, M., 1961b : Dynamical aspects of typhoon formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **39**, 283-309.

# A Numerical Study of the Mechanisms in Maintaining Typhoon Circulation

Cheng-Shang Lee<sup>1</sup>      Gou-Ji Jian<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Department of Atmospheric Sciences, National Taiwan University

<sup>2</sup>Central Weather Bureau, Taipei, Taiwan, R.O.C.

## ABSTRACT

The latent and sensible heat fluxes from ocean are the most important energy source of typhoon. However, whether the latent heat released in deep convections can be used efficiently to increase the circulation and the warm core of typhoon (or the heating efficiency) is affected by the internal dynamics of typhoon. This study attempted to simulate the response of a typhoon-like vortex to heating under different background stability conditions, using CSU-RAMS. Focus of this analysis was placed on the atmospheric physical processes, associated with a typhoon, that caused the increase of the heating efficiency. The mechanisms leading to the formation of the typhoon eye were also discussed.

Results showed that the intensity of the initial vortex kept decreasing in the first 24-hour integration. The frictionally driven low-level inflow could not penetrate through to the vortex center due to the high inertia stability near the center. This resulted in a mid-low level convergence around the radius of maximum tangential wind and the gradual forming of the eye wall (at about 33 hours of integration). In consequence, a mid-upper level convergence occurred at vortex center. Air was forced to subside and to form the eye. After the formation of the eye, the geostrophic adjustment process appeared that the wind field was adjust to the mass field. The heating efficiency of the vortex increased and both the warm core and the circulation of the vortex were enhanced (a positive feedback as CISK described). The bouyance effect caused by the subsidence warming, however, tended to suppress further development of subsidence. The positive feedback mechanism thus was limited.

Results also showed that the initial background atmospheric stability could be modified easily by the effect of the air-sea interaction. Therefore, the stability is not the most important parameter in affecting typhoon energetics (CISK tended to over-emphasize the importance of the potential instability). However, the temperature and pressure changes along the air parcel trajectories inside typhoon eye-wall region were not exactly the same as those described by the Carnot heat engine. In addition, not all the energy acquired from the ocean (or the released latent heat) could be efficiently used to enhance the warm core of typhoon. Thus, the changes in typhoon internal dynamics seemed to play a key role in typhoon intensification. In summary, results of this study seem to indicate that the dynamic processes as proposed by CISK theory can be used, to a certain degree, to explain the internal dynamics during typhoon intensification process.

**Key wards :** Typhoon, Typhoon intensity, Typhoon eye, CISK, Air-sea interaction.