

# 颱風發展機制之數值模擬

## ——海面溫度對颱風之影響

張 隆 男  
國立中央大學大氣物理系

林 雨 我  
中央氣象局

### 摘 要

在以原始方程式作為控制方程組的模式裏，假設流體靜力平衡，採用軸對稱的二維圓柱座標系統，垂直方向分為四層，並以 Ooyama (1964) 的方法作為潛熱參數化的處理方式。目的在於討論純粹由海面溫度的效應所貢獻之水汽蒸發與可感熱通量對颱風發展過程所生之影響。本文中發現由於不同的海面溫度所造成的水汽蒸發及可感熱通量，可使得颱風的強度在發展過程中受到不同程度的影響。對某特定秉性的大氣狀況而言，確實有一臨界溫度的存在，位在海面溫度低於臨界值的海面上之渦漩不能發展成颱風；而且當有海水湧昇流在邊界層內出現時，颱風的強度衰減了許多。另外在大範圍的冷海面（暖海面）上的氣旋當靠近其中心部分的小範圍內，海面溫度分佈出現暖心（冷心）的情形時，也會使得原先之氣旋強度有加強（減弱）的效應。

### 一、前 言

熱帶氣旋之生成與發展與海面溫度有密切之關係。觀測資料顯示 (Palman, 1948) 熱帶氣旋祇發生於海面溫度高於  $80^{\circ}\text{F}$  之海域。Gray (1968) 指出，適於颱風發展之海域其高於臨界海溫之海水深度至少需要 60 公尺。Wendland (1977) 則提到颱風發生頻率隨海水溫度大於  $26.8^{\circ}\text{C}$  之海洋面積之增大而增加，最近的數值模擬實驗 (例如 Tuleya and Kurihara, 1982) 也得出海水溫度大於  $26.8^{\circ}\text{C}$ ，颱風強度會有極大的變化。

自海面向上輸送的水汽，經過積雲的潛熱釋放是颱風發展的能量來源。而可感熱的輸送則調節了颱風內部輻合氣流因降壓絕熱過程而引起的溫度變化。海面溫度越高，越有較多的水汽供應與可感熱輸送，無疑的颱風將有較大的發展機會。然而颱風的發生與發展為何非要大於約  $26.5^{\circ}\text{C}$  的臨界海溫，則至今仍不甚清楚 (Anthes, 1982)。

在一個軸對稱四層原始方程模式中 (Chang, 1983)，我們討論以第二類條件不穩定機制模擬熱帶氣旋發展的過程，證實了邊界層水汽的往上輸送及加熱效應的分佈為颱風發展與否的重要因素。在本文中，我們將以同樣的模式，但允許邊界層中水汽與可感熱輸送受海面溫度變化所控制，從而模擬海面溫度之變化對熱帶氣旋發展之影響，並討論颱風發展所需臨界溫度與熱帶大氣溫度之關係。

另一方面，熱帶氣旋所經之處，其海面溫度可因湧昇流之作用而降低。如颱風移行速度緩慢，則颱風的環流特性將因而受到影響 (Jordan, 1964; Landis and Leipper, 1968; Leipper, 1967; Leipper and Sensen, 1971; Leipper and Volgenau, 1972; Heffernan, 1972; Perlorth, 1967, 1969)。本文將以不同的海面溫度分佈，模擬這種因湧昇流或其他因素引起之海面溫度變化，對本模式中颱風環流之影響。

## 二、模式架構

本模式基本上可參照 Chang (1983) 的架構，假設軸對稱的二維圓柱座標 (r, φ, P)，將原始方程式簡化成如下的形式：

徑向運動方程式

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{\partial \phi}{\partial r} + \left(f + \frac{V}{r}\right)U + K_H \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}\right)U - g \frac{\partial \tau_r}{\partial P} \dots\dots\dots(1)$$

切綫運動方程式

$$\frac{dV}{dt} = -\left(f + \frac{V}{r}\right)V + K_H \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}\right)V - g \frac{\partial \tau_\theta}{\partial P} \dots\dots\dots(2)$$

連續方程式

$$\frac{\partial(rU)}{\partial r} + \frac{\partial(r\omega)}{\partial P} = 0 \dots\dots\dots(3)$$

水準靜方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial P} = -\frac{R\pi}{P}\theta \dots\dots\dots(4)$$

水汽方程式

$$\frac{dq}{dt} = K_H \nabla^2 q + g \frac{\partial m}{\partial P} \dots\dots\dots(5)$$

熱力方程式

$$\frac{d\theta}{dt} = H \dots\dots\dots(6)$$

整個垂直空間的配置圖如圖 1。而各網格點是以

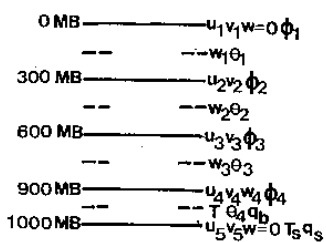


圖 1：垂直空間配置圖

參差 (Staggering) 的方式來排列，自颱風中心至最外圍邊界共取 81 點；U V 設置在定壓面上，而 θ、φ、Q 則設置兩定壓面間的中間，如圖 2。

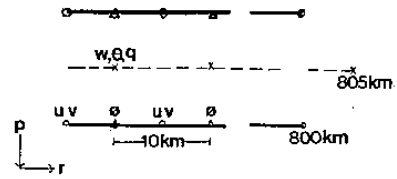


圖 2：水平網格配置圖

## 三、水汽收支與熱力方程式的處理

基於本文是以探討 SST 對颱風的影響為目的，因此對於水汽收支及熱力平衡這二個方程式就得加以慎重的考慮，尤其是特別著重在邊界層內水汽及可感熱的處理。在此分成二個單元來討論：

(1) 水汽收支：

$$\text{由式(5)} \quad \frac{\partial q}{\partial t} = -U \frac{\partial q}{\partial r} - \omega \frac{\partial q}{\partial P} + K_H \nabla^2 q + g \frac{\partial m}{\partial P}$$

為便利計算起見，不考慮水汽的水平渦流效應，僅對單位面積及單位時間自地表以上的環柱空間裏考慮三項水汽來源：①由垂直運動帶來②由柱體中層的側面輻合而來③由垂直渦流效應而來。因此總水汽通量 (C<sub>q</sub>) 可以下式表示

$$C_q = -\frac{1}{g} \left\{ \frac{\partial q}{\partial t} dp + \int \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ruq) dp - gm \right\} = -\frac{1}{g} \left\{ \int \frac{\partial p}{\partial t} dq + \int \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ruq) dp - gm \right\} \dots\dots\dots(7)$$

①                      ②                      ③

在一般層  $m \equiv \frac{1}{g} K_V \frac{\partial q}{\partial P}$

在邊界層  $m = m_s \equiv \rho C_D |V| (q_s - q_B) \dots\dots\dots(8)$

q<sub>s</sub>：海面上之飽和比濕

q<sub>B</sub>：雲柱底之比濕

由 Frank (1977) 的平均颱風結構裏，較近中心的空間其濕度可高達百分之九十，並隨著高度遞減。而在半徑較大處或眼內的區域裏依 Jordan (

1958) 所得, 溫度可降至 40~60%。因此若只考慮 750 毫巴以下空間的水汽含量 (Yamasaki,

1968), 並經三項假設: ①忽略比濕的水平差異 ( $\frac{\partial q}{\partial r} = 0$ ) ②忽略邊界層的水汽渦流效應 ( $m_s = 0$ ) ③忽略中層的水汽垂直渦流效應

( $m = \frac{1}{g} K_v \frac{\partial q}{\partial p} = 0$ ), 則可得簡化之總水汽通量:

$$\begin{aligned} C_q &= -\frac{1}{g} \left\{ \int \frac{\partial p}{\partial t} dq + \int \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u q) dp \right\} \\ &= -\frac{q_B}{g} \omega_B - \frac{1}{g} \int_{750}^{p_B} \frac{\partial (r u q)}{r \partial r} dp \\ &= -\frac{q_B}{g} [ \omega_B + (\omega_{750} - \omega_B) * RAT ] \end{aligned}$$

在此令  $RAT(\text{ratio}) \equiv \frac{\bar{q}}{q_B} = \frac{1}{3}$  (chang, 1983)

$\bar{q}$ : 為邊界層頂至 750 毫巴間之平均比濕。

$q_B$ : 為邊界層頂比濕。

對於  $q_B$  的變化則分成兩種情形來討論:

①在控制實驗裏我們假設  $q_B$  為一常數 (20.5 g/Kg) 亦即不考慮邊界層內水汽隨時間變化。

②考慮海面溫度效應時:

$q_s$  為海面上的飽和比濕, 應會受地面氣壓及 SST 的升降而發生變化因此由 Clausius - Clapeyron 方程:

$$\ln \frac{e_s}{6.11} = \frac{M_v L}{R^*} \left( \frac{1}{273} - \frac{1}{T} \right)$$

將飽和比濕  $q_s \approx \epsilon \frac{e_s}{P}$  取自然對數, 以上式代入可

$$\ln q_s = \ln \frac{3.8}{P} + \frac{M_v L}{R^*} \left( \frac{1}{273} - \frac{1}{T} \right)$$

如此便建立了海平面飽和比濕與海平面氣壓及溫度

之關係, 再經過①忽略比濕的水平差異 ( $\frac{\partial q}{\partial r} = 0$ )

②邊界層底  $\omega = 0$ , 因此忽略垂直平流項

( $\omega \frac{\partial q}{\partial r} = 0$ )。這兩項的假設後,  $q_B$  就會經由

$$\frac{\partial q_B}{\partial t} = g \frac{\partial m_s}{\partial p}$$

的效應。而發生變化。因此邊界層頂的比濕也就不能保持常數, 而是以海平面飽和比濕函數形式出現。

(2)熱力平衡

在本文裏對熱力方程式 (式 6) 中非絕熱加熱項之處理如下:

$$\text{①在一般層內} \quad H \equiv \frac{1}{C_p \pi} Q$$

Q 的參數化方式是源自於 Ooyama (1964) 及 Ogura (1964) 的觀念, 假設水汽經由小尺度的深厚積雲對流 (Deep Cumulus Convection) 上升後, 在對流層中因冷卻凝結所釋放出來的潛熱量正比於邊界層頂的水平質量輻合 (在此是以垂直速度場來表示)。假設凝結過程是屬假絕熱, 所有的水汽都凝結成爲降水水滴, 而不考慮水汽的儲存與較小尺度 (Sub-grid) 內的再蒸發 (Kuo, 1965)。因此若考慮上述潛熱釋放的過程僅在垂直結構裏的中高層及中低層內發生時 (Yamasaki, 1968 a, b) 加熱量 Q 即可寫成:

$$\frac{1}{C_p \pi_1} Q_1 = 0$$

$$\frac{1}{C_p \pi_2} Q_2 = \begin{cases} -\eta S_2 \omega_4 & (\omega_4 < 0, \text{上升運動}) \\ 0 & (\omega_4 \geq 0, \text{下降運動}) \end{cases}$$

$$\frac{1}{C_p \pi_3} Q_3 = \begin{cases} -\xi S_3 \omega_4 & (\omega_4 < 0) \\ 0 & (\omega_4 \geq 0) \end{cases}$$

所以潛熱的總釋放量應爲下列形式:

$$\frac{1}{g} (Q_2 + Q_3) \Delta P = L \cdot C_q$$

當包含在上升氣流裏的水汽都在垂直環柱內凝結出來時, 此項參數化就可以邊界層頂的比濕 ( $q_B$ ) 及加熱量垂直分配率 ( $\ell$ ) 來表示。在此加熱量垂直

$$\text{分配率} = \ell \equiv \frac{\text{中高層潛熱釋放量}}{\text{中低、中高層潛熱釋放量之和}}$$

$$\text{因此} \eta = \frac{L}{C_p \pi_2 \Delta P} \frac{\ell}{S_2} q_B$$

$$\xi = \frac{L}{C_p \pi_3 \Delta P} \frac{1-\ell}{S_3} q_B$$

由於本文的目的不在探討模式化積雲對流過程裏熱能的真實轉換機制，故採用 Yamasaki (1968 a, b) 所得之結論  $\ell = 57\%$  作為固定的熱量垂直分配率

②在邊界層內

因為在該層內要考慮可感熱的效應，因此參數化的方式有別於一般層所假設的情形：在此令

$$H \equiv \frac{g}{C_p \pi} \frac{\partial h}{\partial p} \\ \equiv \rho C_p C_D |V| (T_s - T)$$

h：單位時間單位面積自海面向上輸送之可感熱通量。

T<sub>s</sub>：海平面的海水溫度

T：大氣環柱底層的溫度

#### 四、數值定差法、初始條件及邊界條件

本模式中對時間的微分項採用前行 (forward) 定差法，對平流項使用逆流 (upstream) 定差法，對於二次微分項則以中間 (Central space) 定差法來處理。這種定差方式不但可避免計算不穩定，且可抑制小尺度擾動的發展，故常被用於颱風模式之定差計算上。

(一) 初始條件

雖然 Anthes (1972) 曾經指出，給予適當的氣象條件，颱風不一定非從封閉的渦流發展出來不可，但是一個先在擾動的存在無疑的將加速颱風的發展。因此在本模式的初始狀況裏，為了縮短積分的时间，我們假設一個微弱擾動的存在，設定的情形係採用 Chang (1983) 中實驗 1 的初始風場，在任一網格上徑向風與垂直風都不存在，而切綫風隨半徑分佈的情形如圖 3。

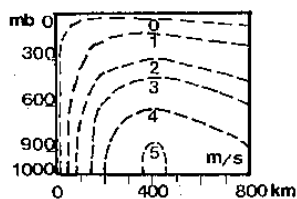


圖 3：初始切綫風場剖面圖

由 GATE 的第三期 (Phase III)，(1974 年 8 月 30 日~9 月 19 日) 的資料 (Kurihara 及 Tuleya, 1981) 內插求得熱帶大氣環境中對應於本模式各位溫層的位溫值，並假設其即為本模式的初始位溫邊界值如表 1：

表 1：初始位溫邊界值

mb	150	450	750	950
/km	805	805	805	805
θ °K	361.97	329.40	310.07	301.91

其他各網格點的位溫初始值則由流體靜力方程求得。另外在不加入海面溫度效應時，950 毫巴的各網格點在積分期間裏，令其與初始邊界值具有相同的位溫值，並始終保持不變。假設初始狀況下 1000 毫巴的最外一點重力位為零，其他各網格點則可由流體靜力方程及梯度風方程求得。

(二) 邊界條件

(1) 垂直方向

在  $P = P_0$  (1000 毫巴) 及

$P = P_T$  (0 毫巴) 兩層上

$$\omega = 0$$

(2) 水平方向

在中心處 ( $r = 0$ )

$$\left. \begin{array}{l} \text{在中心處 } (r = 0) \\ \text{在側邊界處 } (r = 800 \text{ 公里}) \end{array} \right\} u=v=\frac{\partial \theta}{\partial r} = 0$$

#### 五、數值實驗與結果之討論

本文的各項實驗，都是以一個控制實驗作為與其他實驗比較的標準模式，以便於分析與討論，共分成三個部分：

(一) 尋求一個能分野出颱風發展與否的海面臨界溫度。

(二) 探討底層大氣不穩定性的變化對臨界溫度的影響。

(三) 探討不均勻的海面溫度分佈對颱風強度之影響。

(一) 第一部分

海面溫度的設定情形如表 2，CE 實驗表示無海面溫度的貢獻，相當於海面溫度與底層大氣有等溫的現象 (約為 24.5 °C)。

表 2：第一部分實驗個案的設定說明

Experi. case	C E	EXP1	EXP2	EXP3	EXP4	EXP5
S.S.T.°c	24.5	30.5	28.5	25.0	24.0	22.5
P.B.L. θ°k	301.91 (initial)					

圖 4 所表示的為各實驗模式與控制模式在成長率上的比較：圖 4 (1) 中可見 900 毫巴上切綫風速最大值隨著海面溫度值的升高而升高，Exp4 的變化情形與控制實驗非常近似，惟較弱些。Exp5 的情形則較控制實驗 (CE) 小得很多，其強度甚至較初始風場還要小。而海面溫度值高於 24.5 °C 的實驗個案，其切綫風加強的趨勢都較 CE 為大，Exp3 即可達到輕度颱風 (熱帶氣旋) 的強度。圖 4 (2) 顯示 900 毫巴上徑向風的情形與圖 4 (1) 的型態極為相同；Exp3, Exp2, Exp1, 都發展起來而 Exp4, Exp5 則反之。但是有一個現象相當奇異，即 Exp1 的個案裏 12 小時有一尖峯值 (peak) 出現，24 小時又形成一個極微弱的外流尖峯值，在 36 小時才出現整個積分時間裏真正的最強階段。若再以圖 4 (1) 及 4 (2) 仔細比較可發現切綫風要較徑向風晚 24 小時左右發展起來。圖 4 (3) 的大致型態與前二圖相同，Exp4 及 Exp5 都無法超越控制實驗的強度，同時若再與圖 4 (2) 比較時又可發現 450 毫巴垂直風最大值發生時刻與徑向風相同。圖 4 (4) 也與前三圖具相同之型態。

由於 Exp2 的型態與 Exp1 相似，而 Exp5 更是較 Exp4 為弱，因此以下的結果分析中將不顯示 Exp2 及 Exp5 之結果。圖 5 表示 CE, Exp1, Exp4 的 900 毫巴切綫風在各時間隨半徑的分佈情形：圖 5 (1) 顯示 CE 的強度雖自初始起一直是在增強中，且在 72 小時 達最大強度，最大風半徑移至距中心約 110 公里左右，但其最大強度值僅為 12 公尺/秒左右，尚不足熱帶氣旋的強度。圖 5 (2) 所表示的 Exp1 發展型態就極不相同，12 小時在 400 公里以外的區域先成長約 7.0 公尺/秒，24 小時在 400 公里以外仍有小幅度的成長，而 370 公里以內區域的強度甚至較初始渦漩還要弱些，但 36 小時後強度急速發展，即已然超過熱帶氣候 (TD) 之

強度；至 60 小時後強度達 41 公尺/秒，這是發展最好的時刻，最大風半徑也由早先的 400 公里移至約 110 公里左右的地方，自此以後則逐漸減弱。圖 5 (3) 則充分顯示海面溫度為 24 °C 的 Exp4 在整個積分過程裏其強度都一直低於 12.5 公尺/秒，根本無法發展而與圖 5 (1) 的型態極為吻合。

圖 6 表示 CE, Exp1, Exp4 的 900 毫巴徑向風在各時間隨半徑的分佈情形：圖 6 (1) 顯示 CE 在 36 小時至 60 小時間一直維持較弱的強度，約僅有 2.5 公尺/秒的大小而後則更形減弱。圖 6 (2) 則顯示 Exp1 是在 36 小時時出現最強的內流，而後才有減弱的趨勢，其最大值出現的時間約領先切綫風 24 小時。圖 6 (3) 顯示 Exp4 在各個時間內徑向風速隨半徑之分佈，其大小都僅約在 2.5 公尺/秒以下，這個現象與圖 6 (1) 所顯示的型態有相同的情形。

圖 7 與圖 8 表示的是 CE, Exp1, Exp4 三個個案其 450 毫巴及 750 毫巴位溫水平變差值在各時間隨半徑的分佈情形。圖 7 (1) 所看到的情形是 CE 雖然在每個階段整層的位溫都較初始狀態增加，不過幅度有限。而以中心部分較大些，在 84 小時中心部分達 13 °C；圖 7 (2) 顯示 SST 為 30.5 °C 的 Exp1 個案在積分時間內整層也一直是在增溫狀態，從 36 小時起中心部分增溫的變化較外圍大些，84 小時達 40 °C 左右的這個現象與徑向風及切綫風急劇發展的時刻相當配合。比較此二圖可知在圖 7 (1) 中沒有出現急劇增溫的時刻；圖 7 (3) 所得之結果依舊顯示 Exp4 與 CE 具有相同的型態，變差值在 84 小時僅達 11 °C 而已。

圖 8 (1) 顯示在 CE 裏位溫變差值增加的幅度有限，在 60 小時左右並出現微弱的冷心；圖 8 (2) 顯示 Exp1 雖然有較大幅度的整層增溫現象，同時在 36 小時其環流近中心處尚出現 13 °C 左右的急劇增溫，然而在 60 小時後却仍形成一種中心部分較外圍增溫為少的冷心現象 (較 200 公里半徑處約差 2 ~ 3 °C 左右)；圖 8 (3) 則與圖 8 (1) 有十分類似的型態，惟強度更為減少。

圖 9 及圖 10 分別表示 CE 與 Exp1 兩個實驗在 60 小時徑向風，切綫風，垂直速度及位溫變差

的垂直剖面圖。比較這二組圖可發現無論是何種物理量，在Exp1 ( $T_s = 30.5^\circ\text{C}$ ) 實驗裏的強度都較CE ( $T_s = 24.5^\circ\text{C}$ ) 為強，顯示較高的海面溫度確實有助於形成較強的颱風環流結構。

前述提及在Exp1 ( $T_s = 30.5^\circ\text{C}$ ) 裏，12至36小時的徑向風場有一先降後升的現象，而這是Exp2 ( $T_s = 28.5^\circ\text{C}$ ) 所沒有的，事實上，Anthes and Chang (1978) 在其模式中當SST為 $30.5^\circ\text{C}$ 時也有類似的情形發生。經過我們再一次的校驗而以 $T_s = 32.5^\circ\text{C}$ 的情形來考慮發現模式依然呈現此種的反應。這可能是因為太高的海面溫度，造成邊界層的極端不穩定，促進整個颱風範圍內邊界層的混合作用。因此整個颱風結構中，祇是溫度普遍增加，未能造成暖心，而原先的初始風場反被破壞需等到36小時之後暖心形成，颱風環流再度有組織的形成，強度即迅速加強。另外切綫風的發展落後徑向風約24小時，這可能是由於在整個環流結構裏，先要有較強的內流輻合後才會產生較強的氣旋風場，使颱風環流得以加強。而結果中顯示垂直風的發展趨勢與徑向風之所以會有同相 (in-phase) 的現象，這極可能因為垂直風場是直接得自於連續方程式徑向風場的貢獻。結果分析上看到750毫巴在積分末期出現冷心的時刻大體上與各實驗強度減弱的時刻相一致；這個冷心的現象，依我們的想法可能可以兩方面來解釋：(1) 因為在模式中加熱量自始至終一直保持上層較下層為多，事實上當發展過程達某一程度時，高層氣體受熱較多，增溫較快以致外向膨脹，此時底層若不即時供應適當的熱能，則整個能量就較易自高層散失，同時因上升區絕熱冷卻可能略大過潛熱的釋放量而造成該處的相對微弱冷心。(2) 底層的水汽供應及可感熱輸送，增暖了大氣底層的空氣，而使得其溫度接近海面溫度的大小，因此水汽不再蒸發甚至產生負值的通量，可感熱效應所做之貢獻也逐漸變成負值。這些負效果由靠近中心部分的較強上升氣流帶至750毫巴，造成該層的增溫幅度較周圍為差，以致形成相對冷心。

從本模式所得之結果中顯示無論在何種個案裏

，強度的增加都有在較短時間內出現大幅的變化，而增強的趨勢也都僅能維持2—2.5天左右就開始減弱，且此衰減趨勢似略嫌快些。我們認為這些現象應該歸因於在整個積分時間內。只考慮海面溫度造成海洋與大氣間的交互作用，而忽略了其他像垂直加熱分配率及中低層水汽含量比率等因素的調節所造成的貢獻。Tuleya and Kurihara (1982) 就說過須要有像是大尺度環流的溫度、濕度等因素的調節。Chang (1983) 也提到在積分若干時間後，中層水汽含量要予以增加，且加熱量在中低層要略為加強些，如此可使得颱風結構發展的更好。

但是儘管如此，海面溫度的效應依舊能略見端倪；在實驗中控制模式CE的底層大氣溫度始終保持約在 $24.5^\circ\text{C}$ 左右，而從一連串的實驗裏尤其是Exp3 ( $T_s = 25^\circ\text{C}$ ) 及Exp4 ( $T_s = 24^\circ\text{C}$ ) 的比較 (圖4)，更可明白的顯示颱風在強度上的發展受到了海面溫度的限制。雖然本模式所得之結果發現颱風發展的臨界溫度約在 $25^\circ\text{C}$ 左右，較Palmen (1948) 由統計方法所得之 $26^\circ\sim 27^\circ\text{C}$ 的臨界溫度範圍及Tuleya and Kurihara (1982) 所得在發展期間強度變化最大的溫度值 $26.8^\circ\text{C}$ 都來得偏低，但我們認為此臨界溫度基本上應與熱帶大氣的底層溫度有極為密切的關聯。

### (二) 第二部分

為了證實前段對於臨界溫度的看法，因此又再以下列諸實驗來做一校驗；現假設原先950毫巴的初始位溫 $301.91^\circ\text{K}$ 提高為 $303.41^\circ\text{K}$ 相當於 $26^\circ\text{C}$ 的氣溫時，各實驗個案如表(3)所示

表3：第二部分實驗個案的設定說明

Experi. case	CGX	GX1	GX2	GX3
S.S.T. $^\circ\text{C}$	26	27	25	24
P.B.L. $\theta \cdot \text{k}$	303.41 (initial)			

，其結果可以圖11來說明：圖11(1)顯示的為900毫巴切綫風速最大值隨時間的變化，可以看出以第一部分所得之臨界SST值 ( $25^\circ\text{C}$ ) 當作海面溫度值的Gx2個案果然較不考慮海平面溫度效應的

CGx 在強度上來得弱些，但仍可以發展到熱帶氣旋的程度，而要待 Gx3 (  $T_s = 24^\circ\text{C}$  ) 才使得強度受到壓制，而 Gx1 (  $T_s = 27^\circ\text{C}$  ) 則有顯著的強度加強。圖 11 (2) 也具有相同的結果。與前一部分的實驗相比較之下，可以說明颱風為了要滿足條件不穩定的狀況，當底層大氣溫度愈高時其本身的條件不穩定性也愈大，然而此時若海面溫度低於或等於底層大氣溫度時則會有水汽蒸發與可感熱輸送的負貢獻或是零貢獻傳遞，造成大氣條件不穩定性的減弱，但是由於原本其不穩定性大，因此僅需要有較低的海面溫度臨界值即可維持其底層的不穩定性而造成強度的發展；反之若底層溫度較低則只要有等於或略大於該底層溫度的海面溫度分佈存在，就足以提供一個水汽蒸發及可感熱的正貢獻，但是也就由於底層溫度低連帶使得不穩定性減低，因此需要較高的海面溫度臨界值來增加其不穩定性，以達到發展的目的。

### (三) 第三部分

先前的實驗完成之後，接著會產生一個疑問「當海面溫度有不同的水平分佈時，對颱風的發展有何影響」，因此我們又繼續做了三種實驗來探討一下其影響的程度：在這一部分中分別以 Exp1, Exp2, Exp5 作為控制實驗。

(1) 考慮在颱風發展過程裏，海水受到環流的影響發生翻騰的現象，造成海面以下較冷海水的湧昇（本個案簡稱 TEST 1）。Chang and Anthes (1979) 曾作結論說明湧昇流 (upwelling) 所造成的海面溫度降低僅會對移動緩慢的颱風發生影響，而本模式由於並非討論一個移行的颱風，因此應該可以做下列的假設：

(a) 海水的斜溫層 (thermocline layer) 裏自海面至 500 公尺深度有  $30.5 \sim 22.5^\circ\text{C}$  的溫度遞降。

(b) 緊臨海面的邊界層內，一旦出現上升氣流時即開始有較低溫海水的湧昇。因此 SST 與垂直速度間的函數關係可以設定成

$$\text{TLR (溫度遞降率)} = -2/3$$

$$\text{SST} = -\omega * \text{TLR} + 30.5$$

實驗的結果可以圖 12 來說明。圖 12(1) 為 Exp1

與 TEST1 的 900 毫巴上徑向風速在不同時間的成長狀況。可看出 TEST1 在發展初期的 24 小時與 Exp1 沒有什麼差別，36 小時的風速僅約達 7.5 公尺/秒，而此刻却是 Exp1 達最大強度的時候，直到 48 小時 TEST1 才出現最大強度。圖 12(2) 的情形與圖 12(1) 大致相仿，TEST1 的強度也較 Exp1 為弱。比較兩圖仍可發現在 TEST1 實驗裏，徑向風較切綫風領先 24 小時達最大值，這與第一部分的實驗有相同的結果。圖 12(3) 所顯示的垂直速度發展趨勢，TEST1 依然較弱。圖 12(iv) 的型態與前三張圖相似。

(2) 假想在一較冷海面上有一渦漩的存在，自初始起 24 小時後有一半徑約為 150 公里的圓形暖海水面自颱風中心的海底升起，其 SST 的配置情形如圖 13 (1)，以後簡稱此個案為 TEST2。

(3) 相反的假想一個同樣大小的圓形冷海水面升至暖洋面上，如圖 13 (2)，以後簡稱 TEST3。這兩種實驗的結果可以圖 14 說明。圖 14 (1) 顯示冷海面的 Exp5 原先徑向風一直不增強，24 小時後由於中心暖海面的出現，強度迅速增強 (TEST2)。而暖海面的 Exp2 在中心出現冷區後徑向風的強度迅速的減弱，其反應相當的靈敏。圖 14 (2) 顯示的是切綫風的情形，與圖 14 (1) 的徑向風一樣，也相當的靈敏。圖 14 (3) 及圖 14 (4) 也都具與前二圖相同的反應型態。

## 七、結 論

本文考慮海面溫度的效應對颱風發展的影響，經由多次的個案實驗後可提出下列幾個結果與論點：

① 海面溫度的高低對颱風的發展與否相當敏感且存在有一個臨界面溫度，此臨界面溫度與緊臨海面的大氣底層大氣溫度有關：底層溫度高，不穩定性高，臨界 SST 較低；底層溫度低，不穩定性低，臨界 SST 較高。

② 對一個移動緩慢或靜止的颱風而言，在其發展過程裏，當達到某種強度後，湧昇流所引起的海面溫度降低會使得颱風的環流強度減弱。

③ 冷暖海面的不同分佈對於颱風的發展過程具有

相當靈敏而且重要的影響：冷心的分佈會削弱強度，而暖心的分佈則會增加強度。並且顯示出在半徑較小範圍裏因溫度變化造成邊界層內水汽及可感熱通量的增減對颱風影響較大，這個結果與 Chang (1979) 所得之論點類似。

④另外徑向風的發展趨勢與垂直風同向，徑向風將會較切綫風提早 24 小時達到最大強度。

### 參 考 文 獻

Anthes, R. A., 1972: Development of asymmetries in a three-dimensional model of the tropical cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, 100, 461-476.

Anthes, R. A., 1982: Tropical cyclones--- their evolution, structure and effects. In *Meteor. Monographs*, Vol. 19, Amer. Meteor. Soc., Boston, Mass., 203 pp.

Anthes, R. A., and S. W. Chang, 1978: Response of the hurricane boundary layer to changes of sea surface temperature in a numerical model. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1240-1255.

Chang, L. N., 1983: On the development of Tropical disturbance. CCNAA- -AIT JOINT SEMINAR ON MONSOON and TROPICAL METEOROLOGY. APR. 17-22., TAIPEI, 187 pp.

Chang, S. W., 1979: The response of an axisymmetric model tropical cyclone to local variations of sea surface temperature. *Mon. Wea. Rev.*, 107, 662-666.

Chang, S. W., and R. A. Anthes., 1979: The mutual response of the tropical cyclone and the ocean. *J. Phys. Oceanog.*, 9, 128-135.

Frank, W. M., 1977a: The structure and energetics of the tropical cyclone, Paper I: Storm structure. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1119-1135.

Gray, W. M., 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Wea. Rev.*, 96, 669-700.

Heffernan, R. F., 1972: Hurricane heat potential of the North Atlantic and North Pacific Oceans. M. S. Thesis of the Naval Postgraduate School, Monterey, CA, 109 pp.

Jordan, C. L., 1958: Mean soundings for the west Indies area. *J. Meteor.*, 18, 91-97.

Jordan, C. L., 1964: On the influence of tropical cyclones on the sea surface temperature field. *Proc. Symp. Tropical Meteorology*, wellington, New Zealand Meteor. Service, 614-622.

Kuo, H. L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22, 40-63.

Kurihara, Y., and R. E. Tuleya, 1981: A numerical simulation study on the genesis of a tropical storm. *Mon. wea. Rev.*, 109, 1629-1653.

Landis, R. C. and D. F. Leipper, 1968: Effects of Hurricane Betsy upon Atlantic ocean temperature, based upon radio transmitted data. *J. Appl. Meteor.*, 7, 544-562.

Leipper, D. F., 1967: Observed ocean conditions and Hurricane Hilda, 1964. *J. Atmos. sci.*, 24, 182-196.

Leipper, D. F. and J. Jensen, 1971: Changes in energy input from the sea into hurricanes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 52, 9-28.

Leipper, D. F. and D. Volgenau, 1972: Hurricane heat potential of the Gulf of



- Mexico. *J. Phy. Ocean.*, 2, 218-224.
- 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. Intern.*, 4, 187-198.
- Palmen, E., 1948: On the formation and structure of tropical hurricanes. *Geophysics.*, 3, 26-38.
- Perirot, I., 1967: Hurricane behavior as related to oceanographic environmental conditions. *Tellus*, 19, 258-268.
- Perirot, I., 1969: Effects of oceanographic media on equatorial Atlantic hurricanes. *Tellus*, 21, 230-244.
- Tuleya, R. E., and Y. Kurihara, 1982: A note on the sea surface temperature sensitivity of a numerical model of tropical model of tropical storm genesis. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 2063-2069.
- Wendland, W. M., 1977: Tropical storm frequencies related to sea surface temperature. *J. Appl. Meteor.*, 16, 477-481.
- Yamasaki, M., 1968a: Numerical simulation of tropical cyclone development with the use of primitive equations. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 46, 178-201.
- Yamasaki, M., 1968b: A tropical cyclone model with parameterized vertical partition of released latent heat. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 46, 202-214.

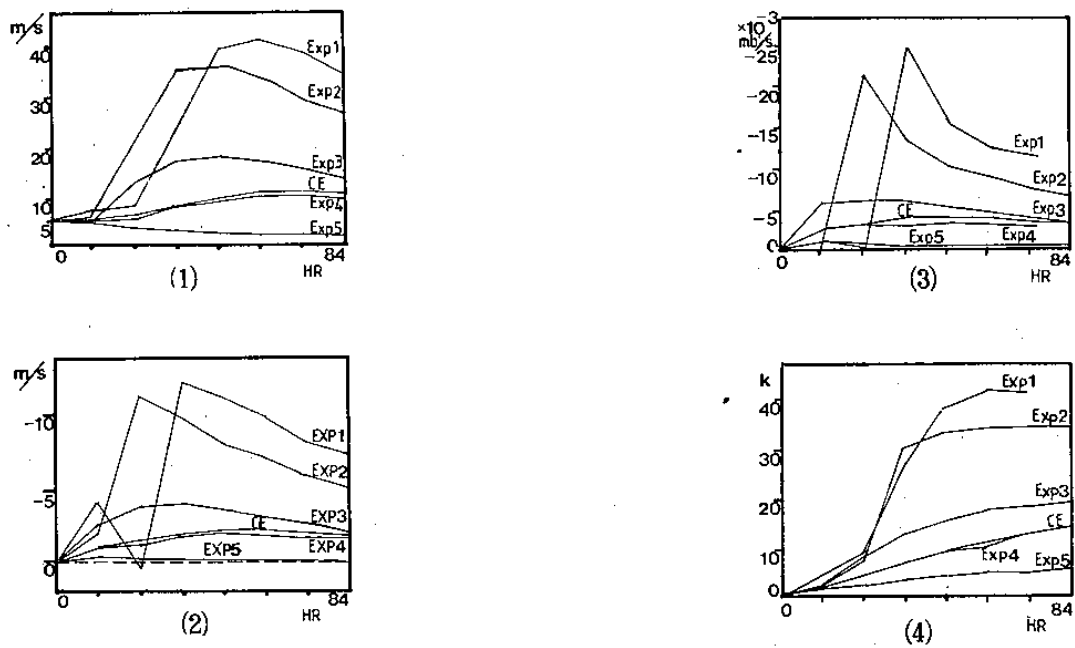


圖 4 : 第一部分實驗中各個個案的四個物理量最大值隨時間的變化情形  
 (1) 900MB 切線風速      (2) 900MB 徑向風速  
 (3) 450MB 垂直風速      (4) 450MB 位溫變差 ( $\theta - 329.48^\circ\text{K}$ )

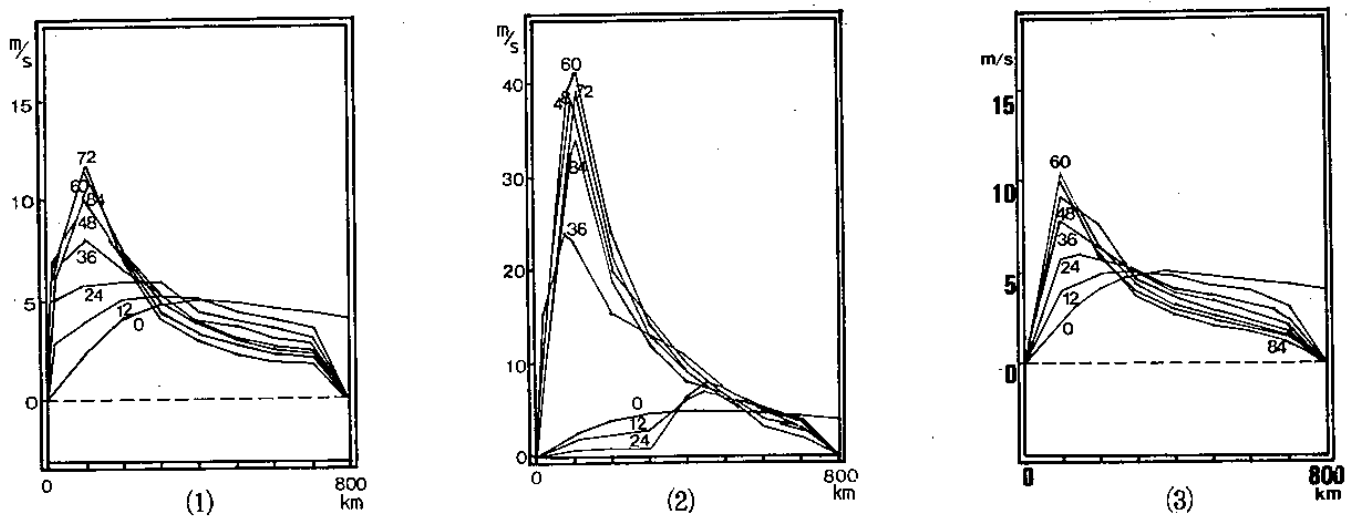


圖 5 : 第一部分實驗中，三個代表性的個案其 900MB 切線風的大小在各時間隨著半徑的分佈。  
 (1) 控制實驗 (CE)      (2) 實驗 1 (EXP1,  $T_s = 30.5^\circ\text{C}$ )  
 (3) 實驗 4 (EXP4,  $T_s = 24.0^\circ\text{C}$ )

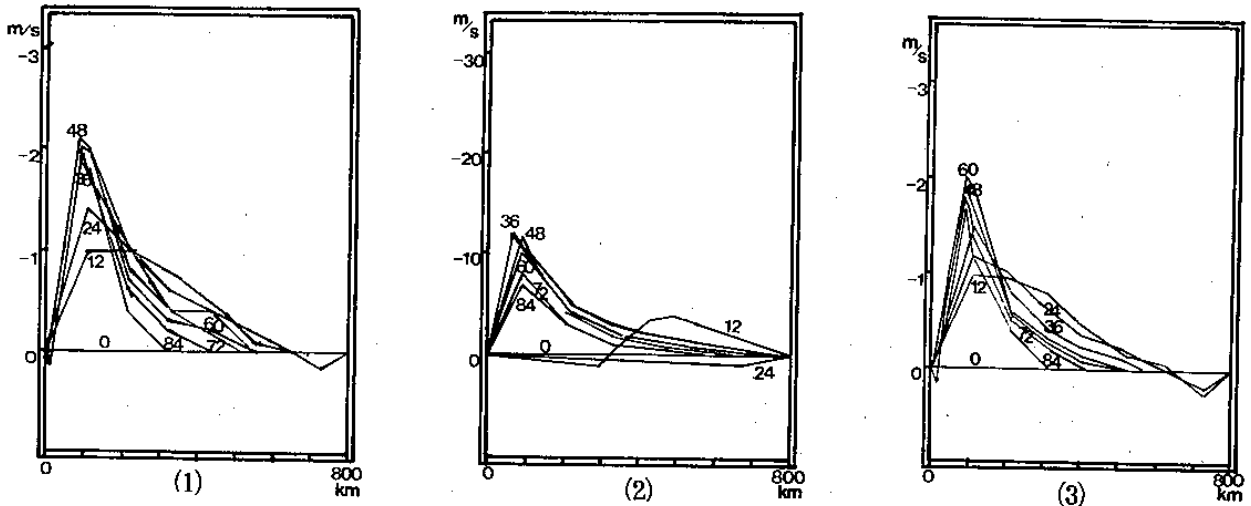


圖 6：第一部份實驗中，三個代表性的個案，其900MB徑向風的大小在各時間隨著半徑的分佈，  
 (1)控制實驗 (CE) (2)實驗1 (EXP1,  $T_s = 30.5^\circ\text{C}$ )  
 (3)實驗4 (EXP4,  $T_s = 24.0^\circ\text{C}$ )

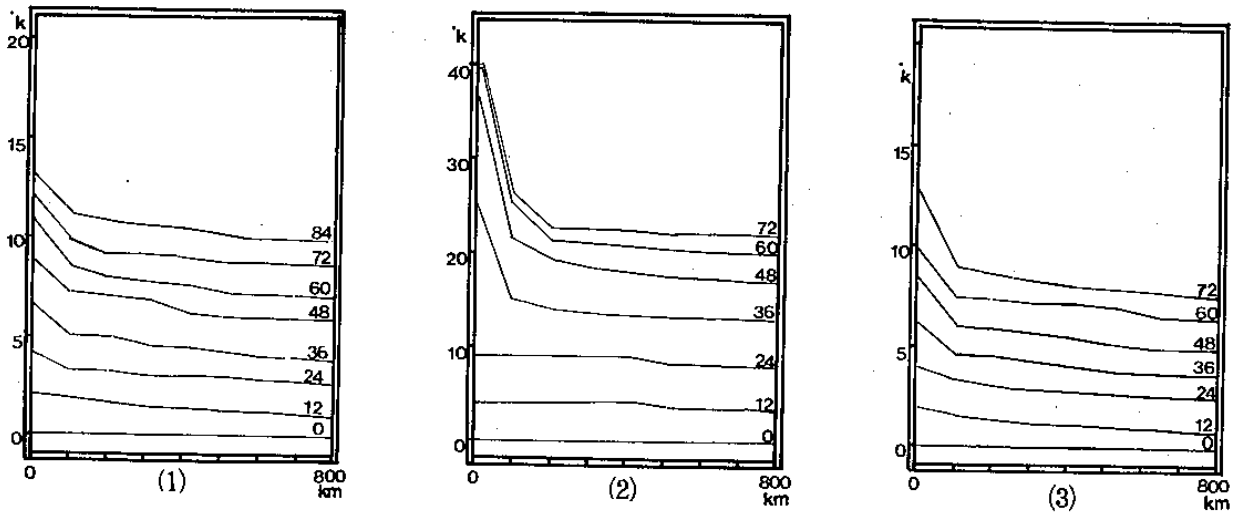


圖 7：第一部份實驗中，三個代表性的個案，其450MB位溫水平變差 ( $\theta - 329.48^\circ\text{K}$ ) 在各時間隨著半徑的分佈 (1)控制實驗 (CE) (2)實驗1 (EXP1,  $T_s = 30.5^\circ\text{C}$ )  
 (3)實驗4 (EXP4,  $T_s = 24.0^\circ\text{C}$ )

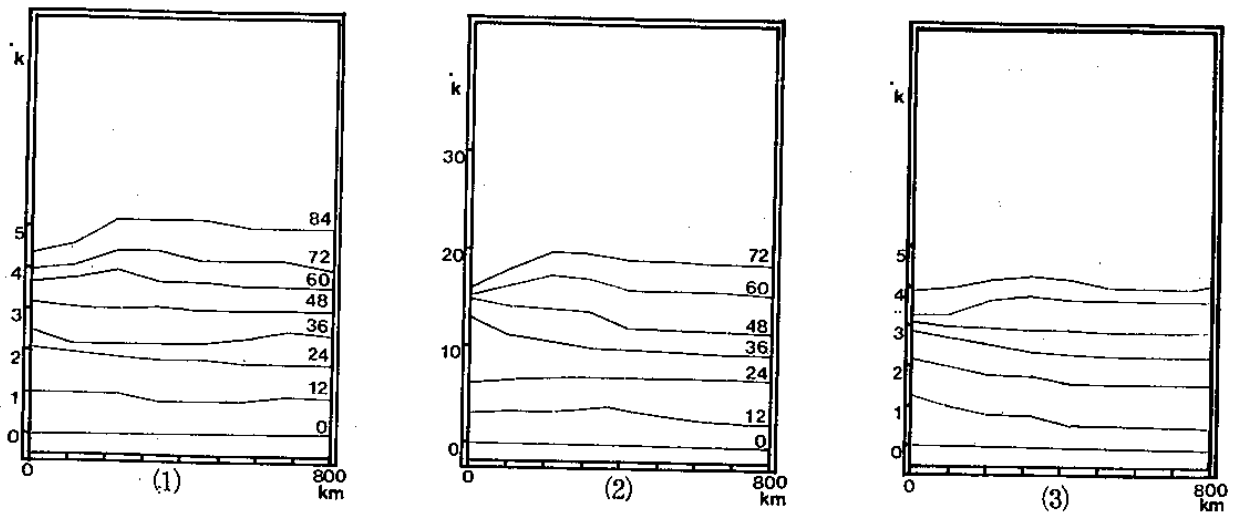
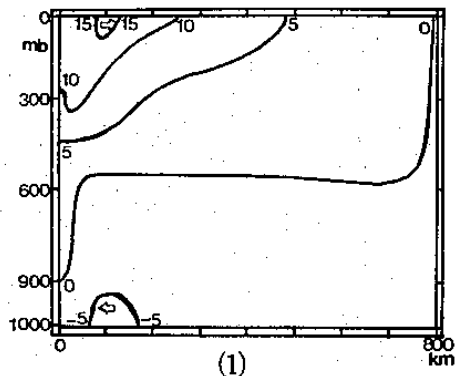
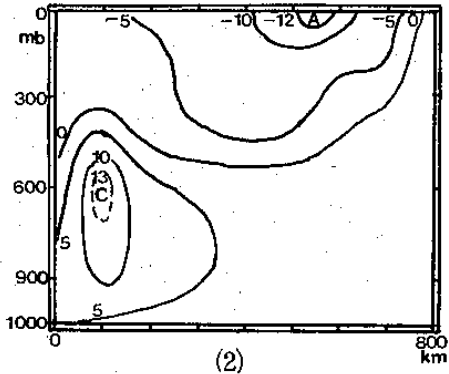


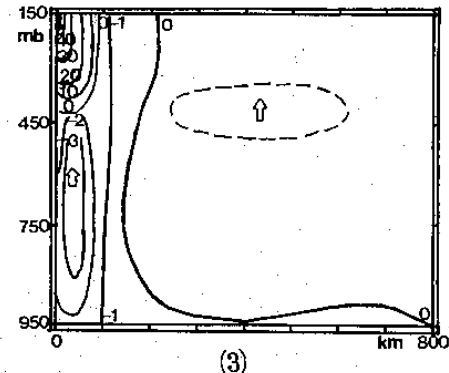
圖 8：第一部份實驗中，三個代表性的個案，其750MB位溫水平變差 ( $\theta - 310.07^\circ\text{K}$ ) 在各時間隨著半徑的分佈 (1)控制實驗 (CE) (2)實驗1 (EXP1,  $T_s = 30.5^\circ\text{C}$ )  
 (3)實驗4 (EXP4,  $T_s = 24.0^\circ\text{C}$ )



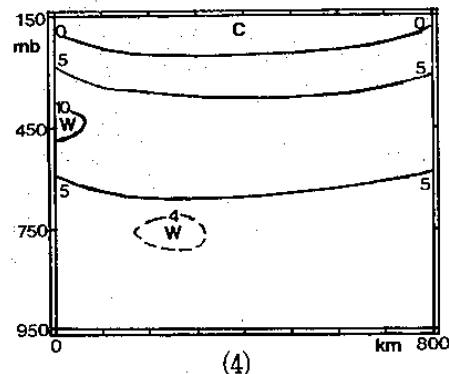
(1)



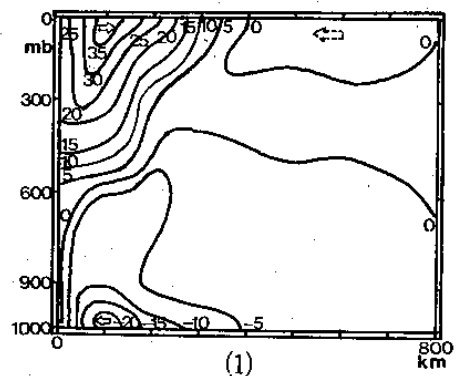
(2)



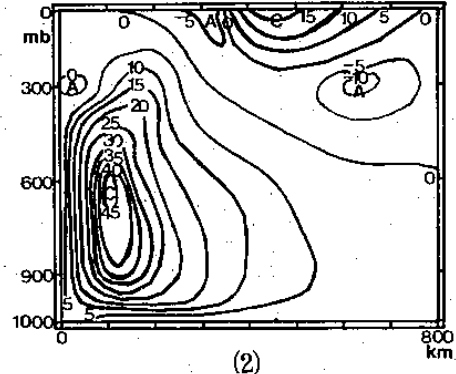
(3)



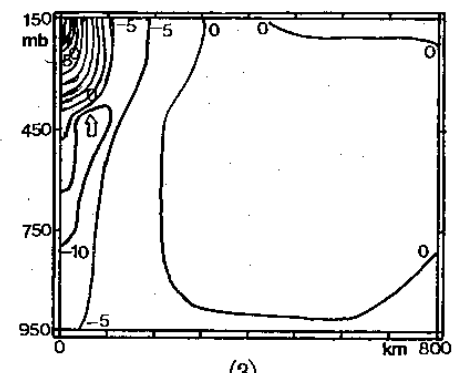
(4)



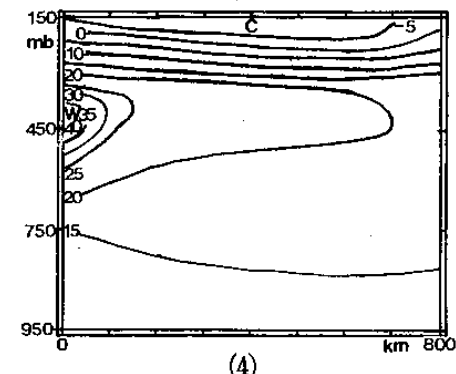
(1)



(2)



(3)



(4)

圖 9：控制實驗 (CE) 在 60 小時時四個物理量的垂直剖面圖

- (1) 徑向風      (2) 切線風  
(3) 垂直速度      (4) 位溫變差

圖 10：實驗 1 (EXP1) 在 60 小時時四個物理量的垂直剖面圖

- (1) 徑向風      (2) 切線風  
(3) 垂直速度      (4) 位溫變差

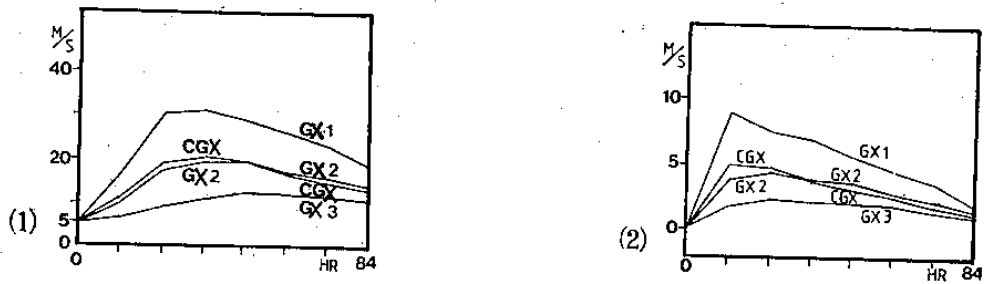


圖 11：第二部分實驗中，各個個案的水平風場最大值隨時間的變化  
 (1) 900MB 切線風速 (2) 900MB 徑向風速

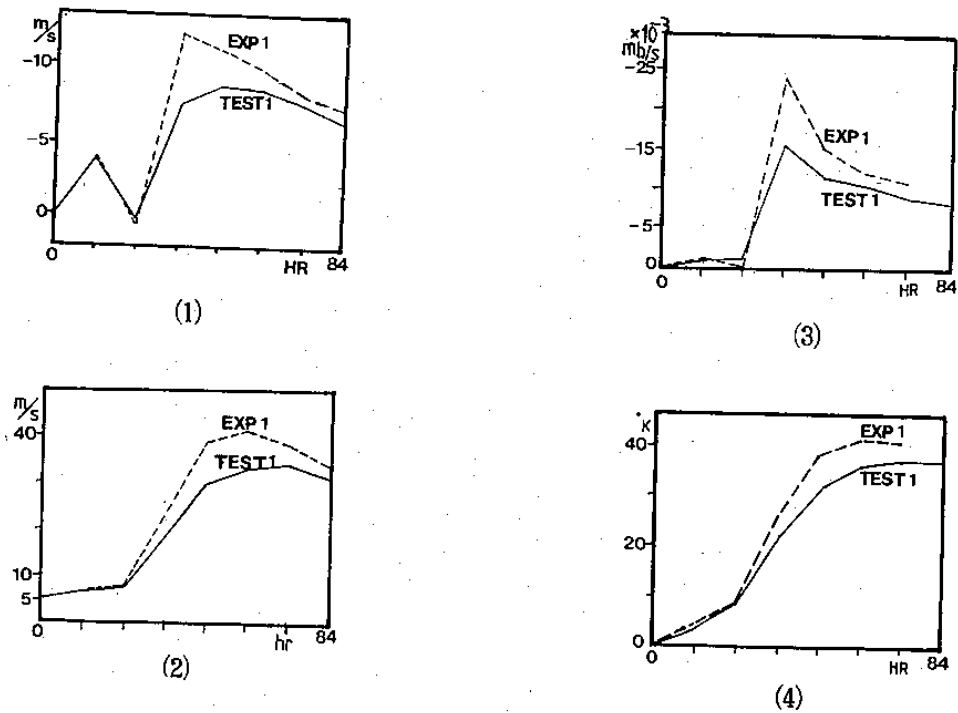


圖 12：第三部分實驗中，考慮湧昇流的個案 (TEST1) 與不考慮湧昇流的控制實驗 (EXP1,  $T_s = 30.5^\circ\text{C}$ ) 其物理量最大值隨時間的變化。

- (1) 900MB 徑向風速 (2) 900MB 切線風速  
 (3) 450MB 垂直風速 (4) 450MB 位溫變差 ( $\theta - 329.48^\circ\text{K}$ )

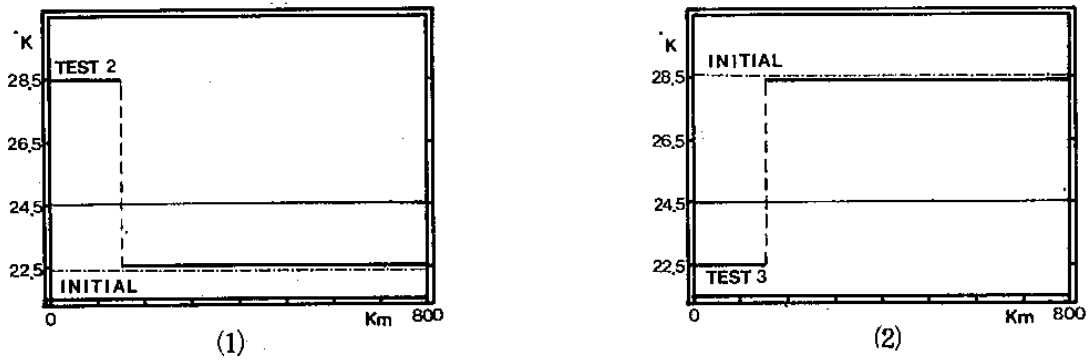


圖 13：第三部分實驗的模式颱風，其環流範圍內，海面溫度的水平徑向分佈  
 (1)暖心個案 (TEST2)      (2)冷心 (TEST3)

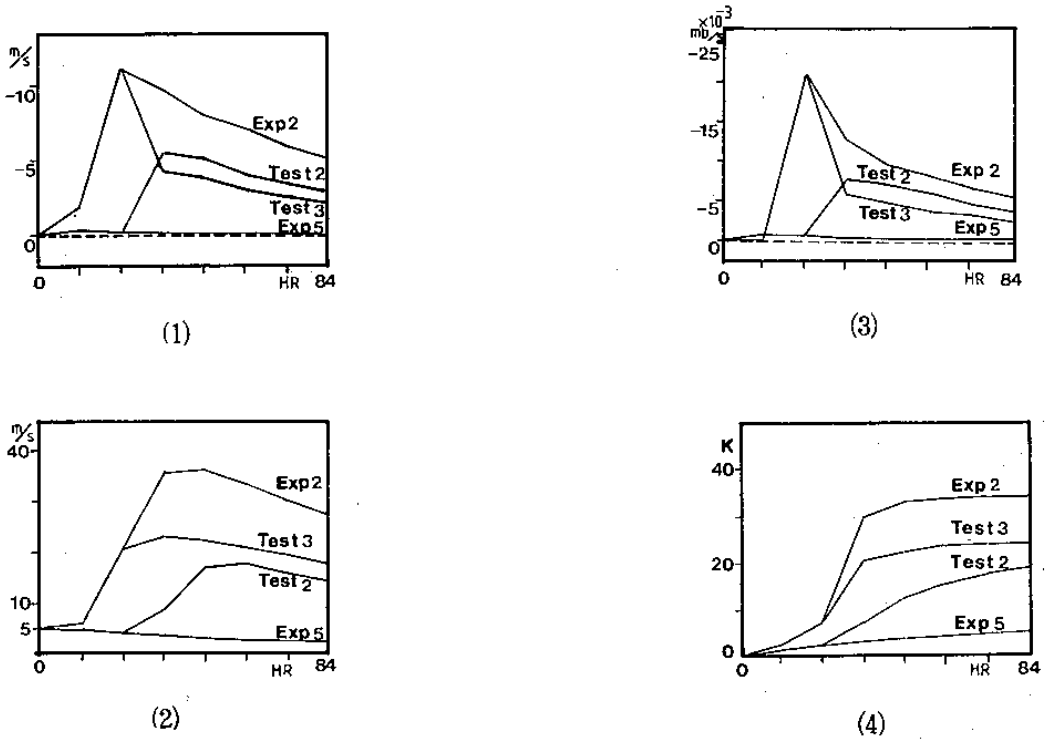


圖 14：第三部分實驗中，暖心 (TEST2) 及冷心 (TEST3) 的個案，其物理量最大值隨時間的變化  
 (1) 900 MB 徑向風      (2) 900 MB 切線風  
 (3) 450 MB 垂直風速      (4) 450 MB 位溫變差 ( $\theta - 329.48 \text{ }^\circ\text{K}$ )

**Numerical Simulation of Typhoon Development**  
**—The Effect of Sea Surface Temperature**

**Long-nan Chang**  
**National Central University**

**Yeu-woo Lin**  
**Central Weather Bureau**

**ABSTRACT**

The effect of sea surface temperature (SST) variation on the development of tropical disturbance is studied using a four level axisymmetric primitive equation model. The results indicate that there is indeed a critical SST for the disturbances to grow into tropical storms. However the critical SST seems to depend on the air temperature of tropical boundary layer. The strength of the tropical storm reduces when SST decreases due to upwelling. On the other hand, when there is a warm SST anomaly near the center of storm, strengthening of storm intensity is observed.