

寒潮爆發後海洋上中尺度對流胞發展之數值模擬

許武榮 程川芳
國立台灣大學大氣科學研究所

(中華民國八十三年十月二十八日收稿；中華民國八十四年一月二十五日定稿)

摘 要

本文以數值模擬的方式來探討大尺度冷乾平流，海溫與垂直風切對於邊界層的成长與中尺度對流胞的結構的影響，模式為美國普渡大學中尺度三維模式，其中考慮了科氏力、水汽的蒸發與凝結、渦流的熱量與動量傳送及海氣之間的熱量、動量和水汽交換均在此模式中加以計算。

為了節省計算機時間，首先以一維的初始場來積分，一段時間之後，再將一維的結果擴展為三維的初始場，並加入溫度場的隨機擾動，然後積分此三維模式。在未加入大尺度冷乾平流效應的模擬中，邊界層不會達到恆定狀態，從邊界層的擾動總能量來看，其能量隨時間持續在增加，邊界層的厚度也持續在增加，對流胞的深度較深。而在加入大尺度冷乾平流效應的模擬中，邊界層可以達到準恆定狀態 (quasi-steady state)，從其擾動能量的觀點來看，其平均的擾動能量隨時間並沒有太大的變化，邊界層的厚度也沒有多大的變化。在提高海溫的模擬中，邊界層的能量相對的也比較高，邊界層的厚度也較低海溫時為厚，雖然對流較強，但是由於海面上向上之水汽通量也隨之增加，導致層雲內水量較多，反而不易破裂為層積雲。

關鍵詞：中尺度對流胞、數值模擬、亂流傳送、邊界層

一、前 言

冬季寒潮爆發後，冷乾的空氣經由大陸潰流至暖洋面時，引發海面上的熱對流，將海面上大量的可感熱與水汽往大氣中傳送，因而在邊界層 (planetary boundary layer) 內形成 1-2 公里高的對流性積雲群。圖 1 為典型冬季寒潮爆發時的地面綜觀天氣型態，從衛星雲圖上 (圖 2) 可以看到海岸附近的海面上有條狀結構者，稱為雲街 (cloud streets)；離海岸較遠的海面上有胞狀結構者，稱為中尺度對流胞 (mesoscale cellular convection (MCC))，對流雲街或對流胞的結構、形狀，可能受許多環境因素的影響而改變。本文的目的是要以數值模擬的方式來探討對流胞之結構在不同的大尺度環境下的變化情形。

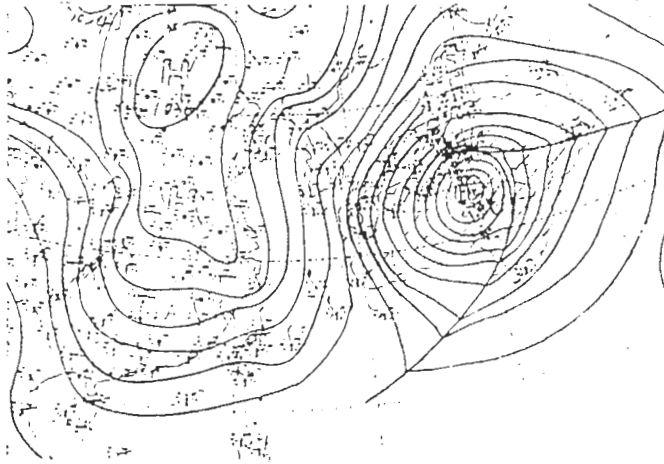


圖1 1992年1月31日18Z地面天氣圖。

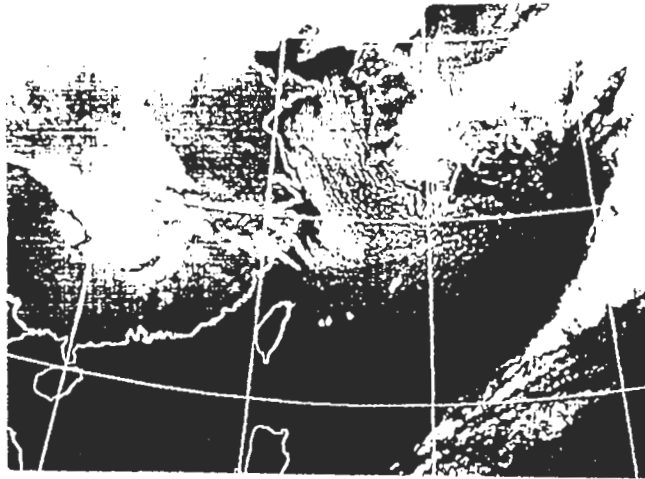


圖2 1992年1月31日17:32Z紅外線衛星雲圖。

關於中尺度對流胞的問題，目前已有不少理論、觀測和數值模式之研究。在觀測研究方面，根據 Agee and Dowell (1974) 和 Agee (1976)，海溫是影響 aspect ratio 最直接的因素，海溫的高低會影響不穩定度的大小和對流的尺度，海溫愈高則海面上之對流就愈旺盛，並透過所激發出的可感熱和潛熱的大小來影響對流深度。隨著對流邊界層厚度的增加，對流胞的 aspect ratio (水平尺度除以對流深度) 減小。

Miura (1986) 分析由衛星和雷達所觀測之資料發現雲街之 aspect ratio 在 1 - 10 之間，而對流胞之 aspect ratio 則在 5 - 30 之間，而且在不同海域、不同的大氣背景條件所觀測到的對流胞之 aspect ratio 均不相同，即海溫、垂直風切、靜力穩定度、緯度等均會影響 aspect ratio。對流胞之 aspect ratio 隨緯度而改變的情形如圖 3 所示，往低緯方向每 100 km，aspect ratio 增加 0.5 - 1.0。Ninomiya and Akiyama (1976) 及 Ninomiya (1977) 分析 AMTEX 觀測資料得知邊界層處在一準恆定狀態 (quasi-steady state) 下，混合層內大量的冷平流和非絕熱項 (主要為暖海面產

生向上可感熱通量的輻合)平衡, 互相抵消。同樣地, 水汽收支分析可知混合層內大尺度乾平流和海面上之水汽供應項達成平衡, 而使邊界層處於準恆定狀態。大尺度冷乾平流是維持海面上對流胞長時間存在的主要因素。邊界層內對流非常旺盛, 層雲破裂為層積雲, 一般學者認為逸入不穩定 (cloud-top entrainment instability) 扮演了很重要的角色, 相關的研究如 (Lilly (1968), Randall (1980), Deardorff (1980), Moeng and Arakawa (1980), Kuo and Schubert (1988))。

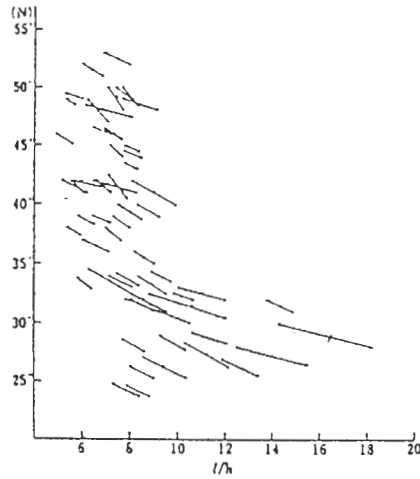


圖3 (參考Miura (1986)) aspect ratio隨緯度變化圖。

Hsu and Sun (1991) 以三維數值模式成功模擬出MCC的結構, 但模式中並未加入環境冷乾平流效應, 邊界層內溫度與水汽含量均隨時間增加, 雲頂高度(對流深度)也隨時間快速增加, 與實際MCC可持續存在兩三天以上的情形並不一致。而且模擬結果顯示邊界層內溫度與水汽含量均較實際高。許武榮和王天胤(1988)以二維數值模式模擬出對流性雲街, 在加入環境冷乾平流的數值模擬實驗中, 積分一段時間後邊界層就漸漸地達到準恆定狀態, 邊界層內溫度與水汽含量均可維持在一定值, 顯示邊界層內大尺度冷乾平流效應與海面上的熱量通量、水汽通量已經達成平衡。模擬結果所產生的對流雲街之 aspect ratio 大小為7.8, 與Miura (1986) 在Mosulpo 測站的觀測值很相近。

本研究採用美國普渡大學中尺度數值模式, 研究三度空間對流胞的發展, 對於海溫、乾冷平流的影響均作了敏感度的測試。該模式為一原始方程模式, 其中科氏力、水汽的蒸發與凝結、渦流的熱量與動量傳送及海氣之間的熱量、動量和水汽交換均在此模式中加以計算, 但並未考慮輻射的效應。為了節省計算機時間, 首先以一維的初始場來積分(各變數只有垂直結構), 讓邊界層發展起來, 積分一段時間後, 再將一維的結果擴展為三維的初始場, 並在溫度場加入一隨機的微小擾動, 然後繼續積分此三維模式, 可以見到邊界層隨時間的變化和對流胞的發展情況。以不同的大氣背景初始場做積分, 模擬對流胞的發展。

本研究共設計了三個不同大氣背景初始場的個案, 並比較在不同的大氣背景初始場下, 邊界層的發展和對流胞的結構差異。文章分為六部份: 前言之後, 第二節介紹模式的預報方程式與網絡架構的安排, 第三節為初始條件的設定, 第四節為一維模擬結果, 第五節為三維模擬結果, 第六節則為總結。

二、數值模式

爲了要適度的解析海面上的淺對流運動，水平的網格間距設爲2公里。在計算機使用的限制下，可以計算的區域面積十分有限，在本研究中水平方向選取 75×75 個網格點，僅能包含 150×150 平方公里的海域。

模式的預報量 (prognostic quantities) 爲 u 、 v 、 θ_e (相當位溫)、 q_w (水汽與液態水總量) 與 p_* (海平面氣壓減去數值模式頂層氣壓)，這些預報量 (英文小寫) 在水平面上採取週期性的邊界條件，也就是說除去積分後所發展出來的中尺度對流系統外，它們是完全均勻的。由於海面上風速相當強 (10 m s^{-1} 左右，見圖1)，中尺度對流胞未能及時發展就很快移出計算區間，因此，我們必須設計週期性的側邊界條件 (x 與 y 方向)，讓對流胞能夠在模式網格空間內成長 (移出後再移進來)。

爲了符合週期性的側邊界條件，必須對模式稍作修正，例如水平動量方程中的 $-\frac{1}{p_*} \left[\frac{\partial(\phi p_*)}{\partial x} - \frac{\partial(\phi \sigma)}{\partial \sigma} \frac{\partial p_*}{\partial x} \right]$ 項與 $-\frac{1}{p_*} \left[\frac{\partial(\phi p_*)}{\partial y} - \frac{\partial(\phi \sigma)}{\partial \sigma} \frac{\partial p_*}{\partial y} \right]$ 項 (氣壓梯度力)，只能代表微弱對流系統的氣壓梯度力，無法與環境風相平衡，因而在水平動量方程式中加入大尺度科氏力項 $f\vec{V}_g$ 。同樣地，在熱力方程和水汽方程中 $Adv(\theta_e)$ 項和 $Adv(q_w)$ 項，也只能代表中尺度系統的溫度平流項和水汽平流項，無法表示大尺度的平流效應，因此在熱力方程和水汽方程中各加入 $-u \frac{\partial \Theta}{\partial x} - v \frac{\partial \Theta}{\partial y}$ (大尺度溫度平流項) 和 $-u \frac{\partial Q}{\partial x} - v \frac{\partial Q}{\partial y}$ (大尺度水汽平流項)。

這些大寫的修正量 U_g 、 V_g 、 $\frac{\partial \Theta_g}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial \Theta_g}{\partial y}$ 、 $\frac{\partial Q}{\partial x}$ 與 $\frac{\partial Q}{\partial y}$ 並非預報量，而被假設爲只是高度的函數，在中尺度對流系統發展的過程中並沒有改變 (固定大尺度天氣系統的影響)，這些量彼此之間則必須滿足熱力風平衡的條件，我們將在第三節中再討論。以下是修改後之控制方程式，至於原始的數值模式方程式與數值方法之詳細說明，請參考 Sun and Hsu (1988)，Hsu and Sun (1994)。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = Adv(u) + fv - \frac{1}{p_*} \left[\frac{\partial(\phi p_*)}{\partial x} - \frac{\partial(\phi \sigma)}{\partial \sigma} \frac{\partial p_*}{\partial x} \right] + Diff(u) - fV_g$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = Adv(v) - fu - \frac{1}{p_*} \left[\frac{\partial(\phi p_*)}{\partial y} - \frac{\partial(\phi \sigma)}{\partial \sigma} \frac{\partial p_*}{\partial y} \right] + Diff(v) + fU_g$$

$$\frac{\partial \theta_e}{\partial t} = Adv(\theta_e) + Diff(\theta_e) - u \frac{\partial \Theta}{\partial x} - v \frac{\partial \Theta}{\partial y}$$

$$\frac{\partial q_w}{\partial t} = Adv(q_w) + Diff(q_w) - u \frac{\partial Q}{\partial x} - v \frac{\partial Q}{\partial y}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial(\ln p)} = -R_d T(1 + 0.61q - q_l)$$

$$\frac{\partial p_*}{\partial t} = - \int_0^1 \nabla_\sigma \cdot (p_* \vec{v}) d\sigma$$

$$\dot{\sigma} = - \frac{1}{p_*} \int_0^\sigma \nabla_\sigma \cdot (p_* \vec{v}) d\sigma^* + \frac{\sigma}{p_*} \int_0^1 \nabla_\sigma \cdot (p_* \vec{v}) d\sigma^*$$

以上方程式中，

$$Adv(\) = -u \frac{\partial(\)}{\partial x} - v \frac{\partial(\)}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial(\)}{\partial \sigma}$$

$$p_* = p_s - p_t$$

$$\theta_e = \theta + (l_v/c_p)(\theta/T)q$$

$$\phi = gz$$

$$q_w = q + q_l$$

$$\nabla_{\sigma} \cdot (p_* \vec{v}) = \frac{\partial(u p_*)}{\partial x} + \frac{\partial(v p_*)}{\partial y}$$

$$Diff(\) = \frac{\partial(\)}{\partial z} (K \frac{\partial(\)}{\partial z})$$

$$K = \begin{cases} K_m, & \text{for } u, v \\ K_h, & \text{for } \theta_e, q_w \end{cases}$$

在網格架構方面使用 $75 \times 75 \times 45$ 的三維網格架構，模式所要模擬的區域是北緯 30 度，東經 125 度為中心的東海海面上。垂直方面，採用 pressure - σ 座標， σ 定義為 $(p - p_t)/(p_s - p_t)$ ，其中 p_t 為模式頂層氣壓 (700 mb)， p_s 為模式底層氣壓 (1020 mb)，垂直方向共分 45 層，表一為 σ 分佈情形。上邊界利用 Newtonian damping 方法來處理，設定垂直五層為緩衝區以減少反射之影響。垂直間距 (Δz) 並不相等；模式的最底層厚 Δz 只有 40 m，而其餘各層 Δz 約等於 70 m。

表一 模式 σ 之分佈。

層數	σ	pressure (pascal)	層數	σ	pressure (pascal)
1	0.0000	70000.	24	0.4871	85588.
2	0.0192	70615.	25	0.5106	86340.
3	0.0368	71235.	26	0.5343	87098.
4	0.0581	71860.	27	0.5582	87862.
5	0.0773	72491.	28	0.5823	88634.
6	0.0977	73127.	29	0.6066	89412.
7	0.1173	73769.	30	0.6312	90197.
8	0.1380	74417.	31	0.6559	90989.
9	0.1585	75070.	32	0.6809	91788.
10	0.1790	75730.	33	0.7061	92594.
11	0.1998	76394.	34	0.7315	93407.
12	0.2208	77065.	35	0.7571	94227.
13	0.2419	77742.	36	0.7829	95054.
14	0.2633	78424.	37	0.8090	95889.
15	0.2848	79113.	38	0.8353	96731.
16	0.3065	79807.	39	0.8619	97580.
17	0.3284	80508.	40	0.8886	98437.
18	0.3505	81215.	41	0.9156	99301.
19	0.3728	81928.	42	0.9429	100173.
20	0.3952	82647.	43	0.9704	101052.
21	0.4179	83373.	44	0.9842	101495.
22	0.4408	84105.	45	1.0000	102000.
23	0.4936	84843.			

水平網格位置的安排採用 Arakawa (1972) C 交錯網格。垂直網格位置的安排亦為交錯網格， σ 、 ϕ 放在同一個垂直面上， θ_e 、 q_w 、 u 、 v 則位於交錯的 σ 面上。積分的過程中，模式的最頂層及最底層的 σ (垂直速度) 設定為零。時間積分格式使用 split - explicit scheme (Gadd, 1978)，可避免產生 $2 \Delta t$ 短波及節省計算機時間，在處理地轉調節過程中與慣性內重力波有關的項目時，時間間距 Δt_a 為 6 秒，而在處理水平平流項與擴散項時，時間間距 Δt_b 為 18 秒，垂直擴散項以 1.5 階封閉的方式處理。

三、初始條件的設定

為了節省計算機時間，模式一開始先以一維的初始場來積分，而且海溫在模式積分的過程中一直都是保持恆定值。底層大氣和海溫有明顯的溫度垂直差異存在，讓低層有強烈之對流不穩定度存在，來促成海面上之對流發生。

初始位溫隨高度線性增加 (5.6 K km^{-1})。根據我們的經驗唯有在這樣較高的穩定度情況下，對流胞的發展才會侷限在低對流層約 1 - 2 公里高的範圍內，而和實際的天氣狀況是非常接近的。

模擬實驗的四個個案當中，不同的個案有不同的大氣背景條件(見表二)。因為寒潮爆發時對於在本研究模擬的區域(約北緯 30°) 冷氣團相當淺薄，所以假設最大的水平溫度、水汽梯度集中在下層。在積分過程中假設這些背景條件均不隨時間改變。

表二 三個個案的背景環境條件。

	海溫	$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{sfc}$	$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{sfc}$	$\left(\frac{\partial Q}{\partial x}\right)_{sfc}$	$\left(\frac{\partial Q}{\partial y}\right)_{sfc}$
個案1	289.40 K	0	0	0	0
個案2	289.40 K	1.00 K/100km	-3.30 K/100km	1.00 g/kg/100km	-2.20 g/kg/100km
個案3	290.40 K	同 上	同 上	同 上	同 上

個案1海溫為 289.4 K，背景大氣沒有溫度、水汽梯度，地轉平衡的條件下，也就沒有垂直風切， u 為 -10 m s^{-1} ， v 為 -5 m s^{-1} 。個案2海溫和個案1相同，但加入大尺度冷乾平流效應，圖4與5分別為個案2背景大氣溫度梯度與水汽的垂直分佈。所得地轉風如圖6所示。此分佈與冬季東海海面上在鋒面過後之地轉風分佈 (Ninomiya 1976) 頗為類似。個案3和個案2的差別在於背景海溫增加 1 K，為 290.4 K，其餘背景大氣條件均相同，以作為海溫的敏感度測試。初始水汽分布在水平方向也是均勻的，由於寒潮爆發時所帶來的冷空氣非常的乾燥，我們定初始大氣的相對濕度為 40 %。

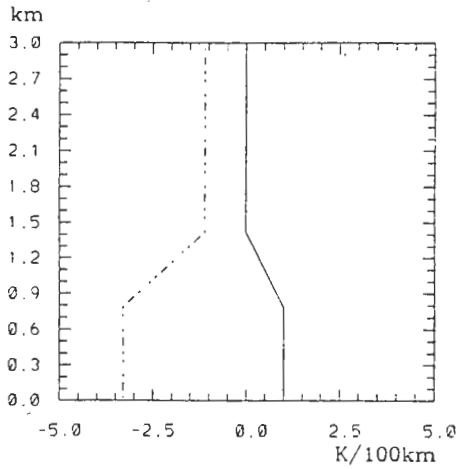


圖4 為個案2背景大氣x方向與y方向溫度梯度的垂直分佈，實線為x方向溫度梯度、虛線為y方向溫度梯度。

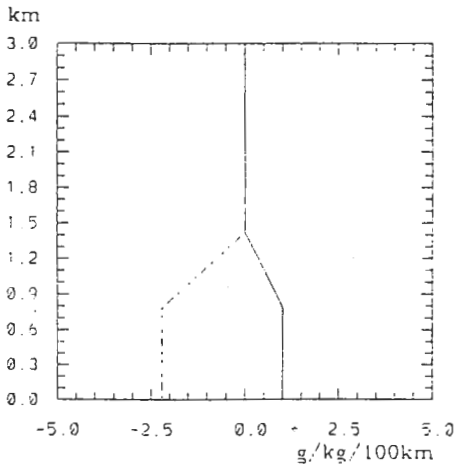


圖5 同圖4但為水汽梯度。

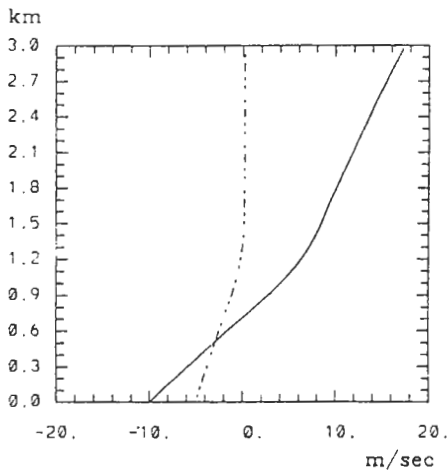


圖6 為個案2初始風場u與v的垂直分佈圖，實線為u、虛線為v。

四、一維模擬結果

(一) 未加入冷乾平流的個案1

個案一的初始海溫是289.4 K，初始底層大氣溫度為279 K，由於溫度的垂直差異，提供了足夠的對流不穩定度，海面上的對流開始發展。由於未加入冷乾平流，只需積分12小時，邊界層的厚度就可達到1.7公里高(圖7)，這是因為海面上的可感熱通量和水汽通量全部用來增溫及增濕邊界層，使邊界層的溫度及濕度增加的非常快，

圖8為液態水含量(q_l) (liquid water content) 的垂直分佈圖，初始狀態為零，積分到第8小時之後，有 q_l 凝結生成(即雲層出現)，雲厚度200公尺，雲底高1.0公里，在第12小時之後，雲頂已上升至1.7公里高，可見不斷有水汽在凝結。當雲層出現之後，由於潛熱釋放， θ_v 的垂直分佈(圖7)在雲層內不是呈中性，而是接近飽和濕絕熱線的狀態。

圖9為次網格熱通量作2個小時的時間平均，次網格熱通量在海面上有極大值，這是由於海面上可感熱通量的貢獻最大所造成，其值隨著高度線性遞減直到雲底，在雲層內次網格熱通量有另一極大值出現($\overline{w'\theta_v'} > 0$)，這是由於水汽凝結釋放出潛熱所造成，可見雲層內也是不穩定的地方，在雲頂之上為逆溫層，其穩定度高，次網格熱通量有一極小負值，對應於penetrative convection layer。這一部分的結果與Hsu and Sun (1991)相當一致。

(二) 加入冷乾平流的個案2

從圖10虛位溫場(θ_v)的垂直分佈隨著時間的變化圖來看(每條線輸出間隔6小時)，由於加入大尺度冷平流效應，邊界層內的 θ_v 值在第6小時之後就沒有顯著的增加了，只是邊界層厚度稍有增加，可見海面上的可感熱通量已經和大尺度的冷乾平流達成平衡，這與個案1(圖7)的結果比較，差異非常明顯，個案2邊界內溫度的收支可以達成平衡。

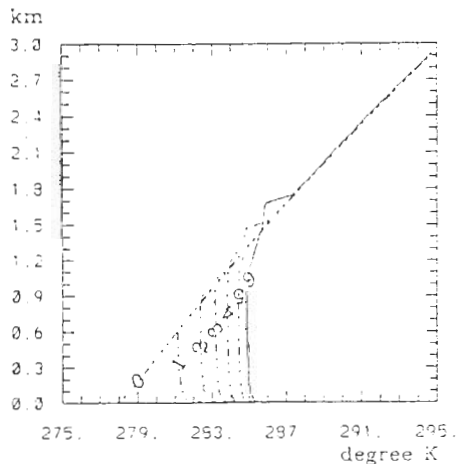


圖7 個案1之虛位溫(θ_v)垂直分佈隨時間變化圖。線上數字「0」代表初始場，其餘每條線為間隔2小時的積分結果，實線為積分至12小時的結果。

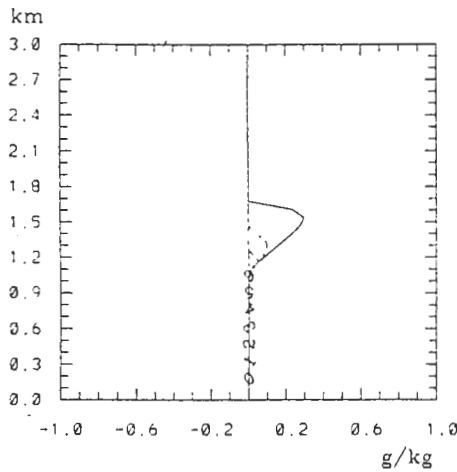


圖8 同圖7，但為液態水含量(q_l)的垂直分佈。

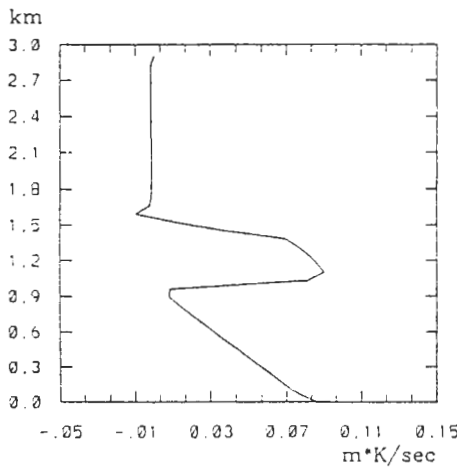


圖9 同圖7，但為2小時平均之次網格熱通量。

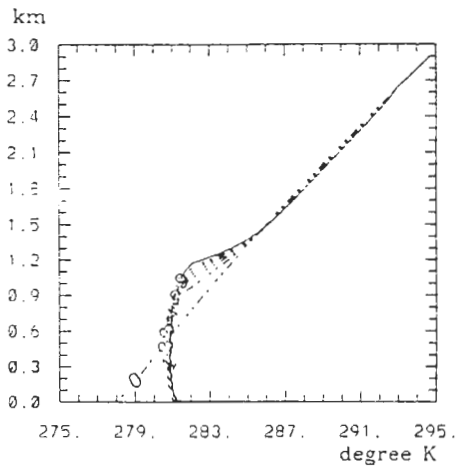


圖10 個案2之虛位溫(θ_v)垂直分佈隨時間變化圖。線上數字「0」是初始場，其餘每條線為間隔6小時的積分結果，實線為積分至36小時的結果。

水汽量(圖11)則需要較長的時間才達於平衡,直到積分到第30小時後,邊界層內的水汽含量才不再明顯增加。液態水含量(圖12)的垂直分佈圖來看,積分到第30小時之後雲層出現,雲頂約1.2 km高,雲底約0.8公里高,最大 q_l 值為 0.2 g kg^{-1} 。由於凝結水量為預報之總水量 q_w 與飽和水汽量 q_s 兩大量之小差值,在個案2中最大 q_l 值只是約為 q_w 的 $\frac{1}{20}$ 。因此 q_l 對水汽量的平衡狀態甚為敏感。雖然圖15未能顯示出 q_l 能量夠維持在quasi-steady state,但是檢查第34至第36小時所積分結果, q_l 最大值的變化僅約20%左右(未附圖)。

次網格熱通量(圖13)顯示雲內通量值很小,在包括冷乾平流的情形下,雲層內不易維持在高度不穩定的狀態。圖14與圖15分別為u, v風場的垂直分佈圖,初始風場在低層具有很強的垂直風切,在850mb面以上垂直風切較小,在850mb以上就幾乎沒有北風分量,最初地面風為東北東風,開始積分後,由於受到摩擦效應,科氏力轉弱的結果,逐漸轉為北風,導致冷平流效應($-v \frac{\partial \theta}{\partial y}$)更為顯著。在混合層內,風場也有垂直混合的現象,即風場的垂直風切會漸漸變小,其上則不受影響,這種現象和Ninomiya and Akiyama (1976)所觀測到的現象很相近。此外,風場在長時間積分下,亦可維持近乎恆定狀態。

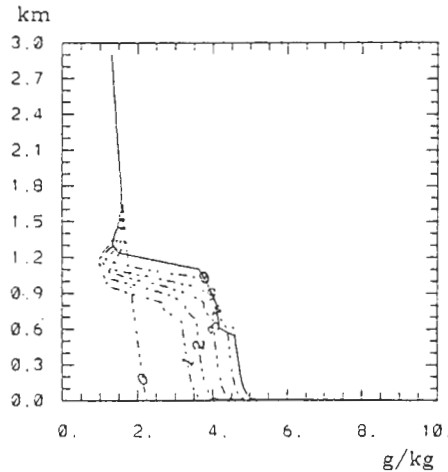


圖11 同圖10,但為比濕(q)的垂直分佈。

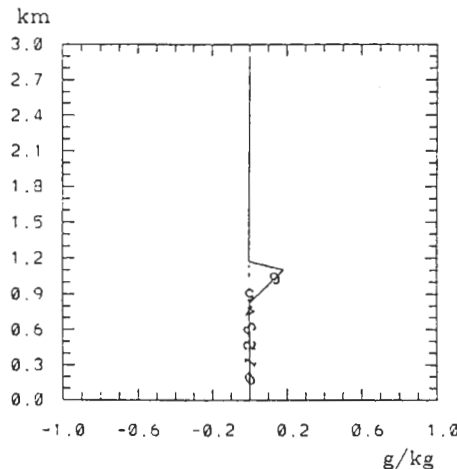


圖12 同圖10,但為液態水含量(q_l)的垂直分佈。

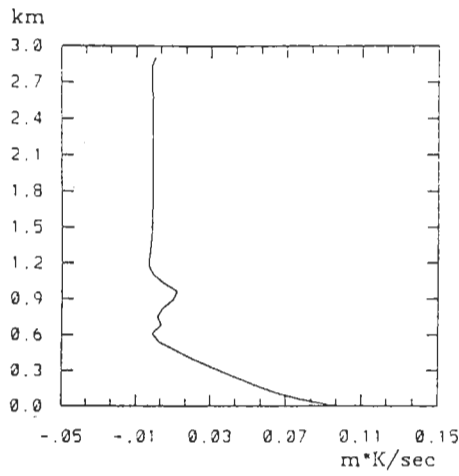


圖 13 同圖 10，但為 6 小時平均之次網格熱通量。

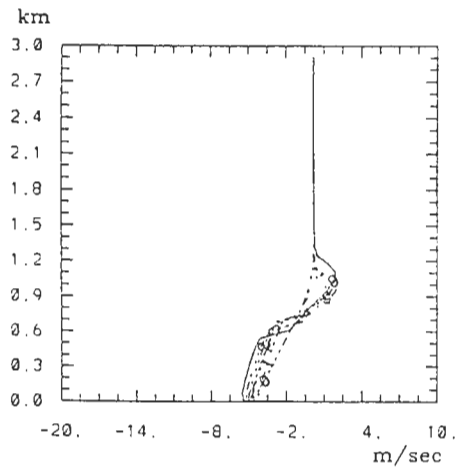


圖 14 同圖 10，但為風場 u 的垂直分佈。

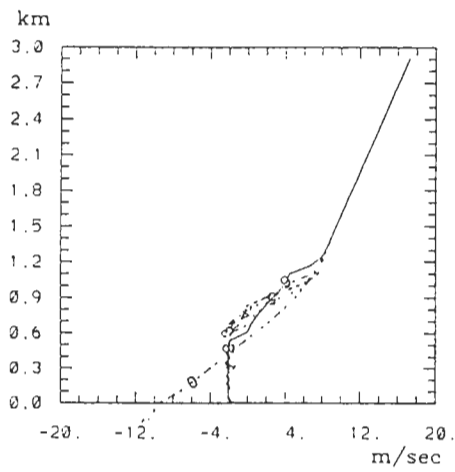


圖 15 同圖 10，但為風場 v 的的垂直分佈。

(三) 高海溫個案3

海溫的高低影響到海面上的可感熱通量和水汽通量，間接影響到邊界層內大氣溫度的增加率及邊界層的成長率。海溫高，則可感熱通量和水汽通量相對地就比較大，邊界層的成長率會比較快，邊界層比較厚，逆溫層也比較高，雲層也會比較高。同樣積分36小時後，其邊界層內 θ_v 值約比個案2高0.5K(未圖示)且邊界層厚度可達1.3公里高，比個案2高100公尺，逆溫層也比較高。值得注意的是雖然海溫僅調高1K，但是 $(w'\theta_v')_{surface}$ 增加了約8%(未圖示)，而在雲層內二個個案間熱通量值相近。

五、三維模擬結果

將前一節三個一維個案積分至一定時間之後的結果延伸，作為三維模式的初始場，並於相當位溫場 θ_e 加入一微小的隨機擾動，以節省計算機時間。所加入的溫度擾動是在離海平面450到850公尺處，最大值(約0.3K)在第11層(650公尺高)，向上、向下線性遞減至零。加入溫度場擾動後，經過短暫之調節過程，擾動在對流性不穩定的環境下，發展出對流胞的結構。

(一) 未加入冷乾平流的個案1

以一維模式積分10小時(溫度與水量分佈如圖7與8中標示為"5"之虛線)，三維模式再積分到2.7小時之後停止積分，並將結果輸出。為了能初步瞭解擾動成長的情形，我們先分析在積分的範圍內擾動總動能與總位能變化的情形。首先定義擾動量為 $\Phi'' = \Phi - \langle \Phi \rangle(\sigma)$ ，其中 Φ 是模式中的任一個預報量， $\langle \Phi \rangle$ 代表 Φ 在 (σ) 面上的平均值。又定義overbar為整個積分區域的平均值，如 $\overline{\Phi''^2} = \frac{1}{\Delta X \Delta Y \Delta \sigma} \int \int \int \Phi''^2(x, y, \sigma) dx dy d\sigma$ ，($\Delta X = 150$ 公里， $\Delta Y = 150$ 公里， $\Delta \sigma = 1$)，圖16示各預報量擾動動能的時間序列，除了地面氣壓擾動平方和平均僅為水平方向的平均外，其餘各量都是三度空間平均的結果。三維模式剛開始積分時(圖16各子圖的原點)，除了 p_s'' 之外，擾動量均設為零，由於本身模式為hydrostatic model，溫度擾動亦反應至海面氣壓擾動場上，開始積分後的前半個小時，質量場迅速調整， $\overline{p_s''^2}$ 達到最小值，在第0.5至第1個小時， $\overline{p_s''^2}$ 到另一高峰後又減小，似乎與 $\overline{\theta_e''^2}$ 與 $\overline{q_w''^2}$ 在第0.5小時的最大值有密切關係，目前我們尚無法對這個現象提出合理的解釋，但在整個2.7小時積分的過程中擾動場成長的趨勢顯然是因為熱對流發展所造成的，從擾動動能以接近指數曲線的變化情形來看(圖16b)，對流胞隨著邊界層的厚度增加而持續成長。此外在圖5.1.1的每一張子圖中均可見到齒狀高頻率(週期為6分鐘)的微小振動，這是因為模式中為了避免因差分法引發不穩定之 $2\Delta x$ 波動成長，而在每60個timesteps執行一次水平方向Shumann smoothing所造成的結果。

從垂直剖面來看，三維模式剛開始積分時，層雲分佈於離海平面1到1.5公里的範圍內，最大水量僅約0.1 g/kg(圖8虛線"5")。2.7小時後，層雲破裂為層積雲，且雲頂高度發展至離海平面2公里高以上(圖17a)。而在相同的高度上，雲內溫度較雲外為高(圖17b)，等虛位溫線在雲區內向下彎曲，但在雲頂附近則因penetrative convection緣故雲內溫度反而較低。

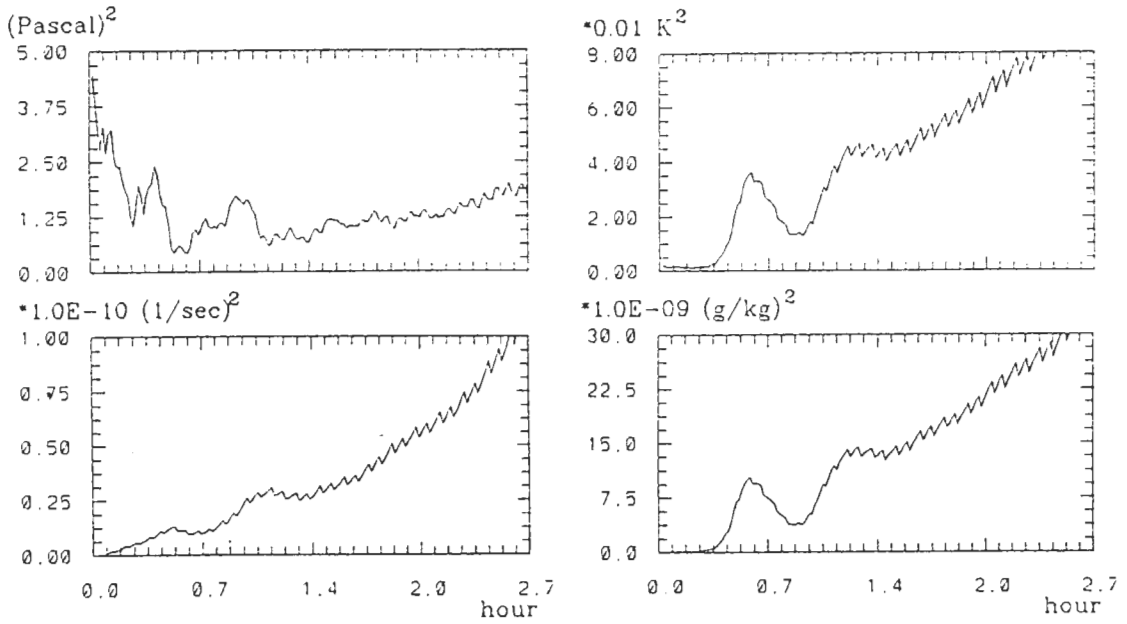


圖 16 個案1三維模式擾動平方之平均值時間序列圖。(a) $\overline{p_s''^2}$, (b) $\overline{\sigma''^2}$, (c) $\overline{\theta_e''^2}$, (d) $\overline{q_w''^2}$ 。

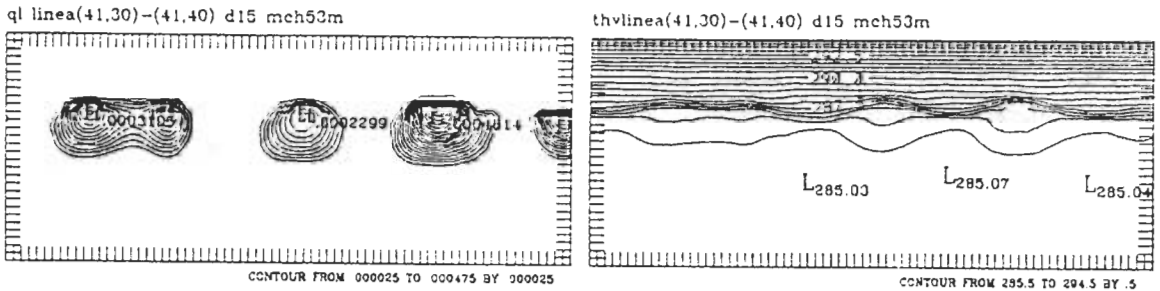


圖 17 個案1三維模式積分2.7小時後，在模式 $x = 82$ 公里處的 $Y - Z$ 垂直切面圖，(a) 液態水含量 (q_l)，等值線間距為 $2.5 \times 10^{-2} g kg^{-1}$ ，(b) 虛位溫 (θ_v)，等值線間距 $0.5 K$ 。

這一部份的結果與 Hsu and Sun (1991) 頗為接近，本個案所模擬的 aspect ratio 亦約為 14。由於本個案較該文所模擬之邊界層更為深厚，因此垂直速度最大值較強達 $0.1 m s^{-1}$ (未圖示)，雲內外溫度差也較大。圖 18 a 與 b 顯示三度空間水量為 10^{-5} ，上昇速度為 $0.015 m s^{-1}$ 的等值面。我們可以清楚看出雲區與上昇區的一致性以及層積雲分佈情形。由對流雲分佈的情形來看，主要是三度空間的結構(並沒有方向性)，根據 Miura (1986)，在海溫較低，邊界層較淺的區域，層積雲較具有方向性(與大尺度風切方向相關，而呈雲街狀 (cloud streets))，海溫較高的區域則較易發生三度空間對流胞，本研究所使用的海溫相當高 (289.4K) 應是屬於後者形態。

(二) 加入冷乾平流的個案2

以一維模式積分36小時之後再行積分。經過一個小時調整期之後，垂直速度擾動平方的平均量(圖19)隨著時間並沒有改變。在前一節我們介紹在冷乾平流的環境中，邊界層的平均狀態

(一維模式)是處於準恆定狀態，圖19則顯示所模擬之中尺度對流運動亦能達於準恆定狀態，它們的生命期也可以比較持久，相較於個案一(圖16)應該是較接近於實際情形的結果。此外，我們曾將三維積分4個小時的結果在水平面上取平均值與一維模式持續積分結果相比較，發現兩者幾乎完全相同(未圖示)顯示兩模式彼此一致(consistent)，而且中尺度對流運動所負擔之能量傳送(heat, moisture, and momentum fluxes)相較於次網格運動通量而言，是幾乎可被完全忽略的，Hsu and Sun (1991)文章中之圖16也顯示此特性。

但是本個案之淺對流運動相當微弱， $\overline{\sigma}''^2$ 比個案一的情形小了一個order(比較圖19b與圖16)最大上昇速度($0.03m\ s^{-1}$)約為個案一之三分之一，從垂直剖面圖(圖20)來看溫度擾動也非常小。即使如此，熱對流的其它性質，例如，aspect ratio，層雲破裂情形，雲區與上昇區的相關性(見圖21)等，仍與個案一差不多。

層雲破裂為層積雲的現象與逸入不穩定有密切的關係，依據Randell (1980)穩定度條件的計算列於表三，k代表 $\Delta\theta_e$ 與 $\frac{1}{c_p} \Delta q_w$ 的比值，個案1與2的k值都超過了不穩定的臨界值0.23。個案3的情形與個案2極為接近，因此沒有列出來。

(三)高海溫的個案3

在一方面希望熱對流長時間存在，一方面又希望它能夠保持相當強度的前題下，調高海溫或考慮雲頂輻射冷卻似乎是合理的手段，由於輻射參數化的問題牽涉較廣不易處理，故未能在本文中加以考慮，這將是後續研究工作的重點。我們僅考慮海溫的效果，雖然海溫僅調高一度，但是熱通量是因海氣溫差所造成，因此在溫差加大約8%情形下，熱通量也增加了8%。最重要的差別則是水汽通量，由於飽和水汽壓在高溫時對於溫度變化極為敏感，水汽通量或潛熱通量明顯增加，圖22與23顯示對流運動較為明顯，最大垂直速度為 $0.6m\ s^{-1}$ ，但是水量較多雲層較厚(圖24)，因而不易破裂為層積雲，與個案二圖21 a相較，反而有對流不旺盛的錯誤印象。

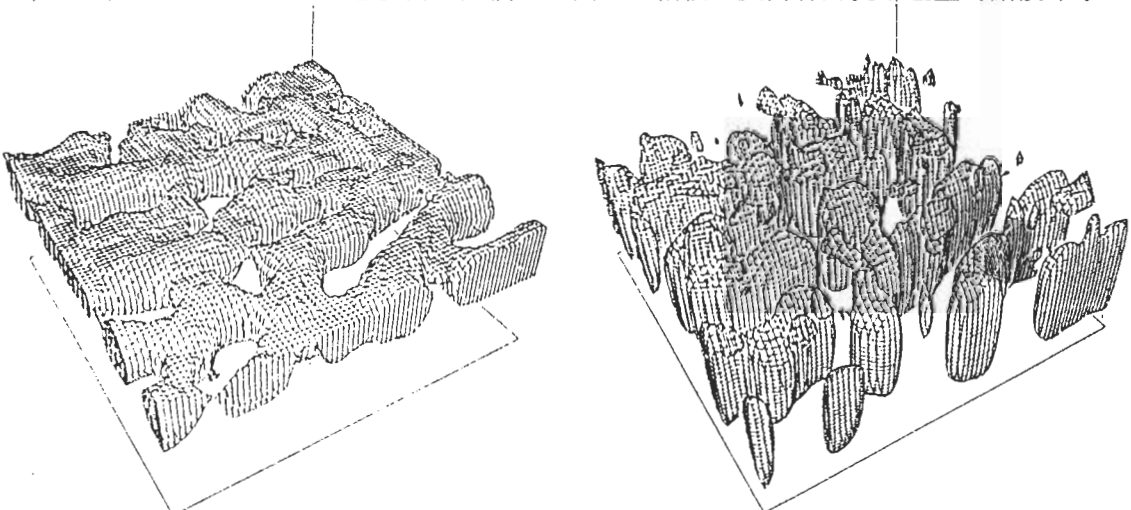


圖18 個案1三維模式積分2.7小時結果。(a)液態水含量(q_l)的立體空間分佈圖， q_l 等值面為 $1 \times 10^{-2}g\ kg^{-1}$ 。(b)垂直速度(w)， w 等值面為 $1.5\ cm\ s^{-1}$ 。

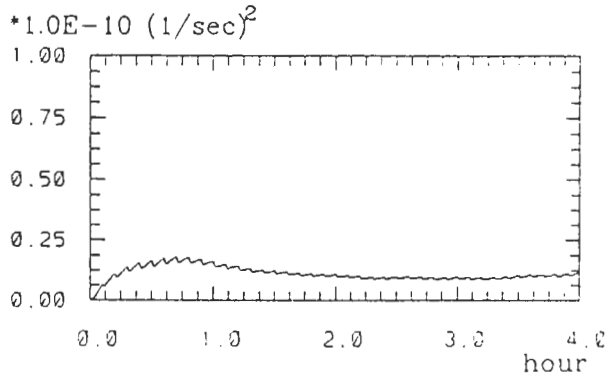


圖 19 個案2三維模式垂直速度擾動平方平均 $\overline{\delta''^2}$ 之時間序列圖。

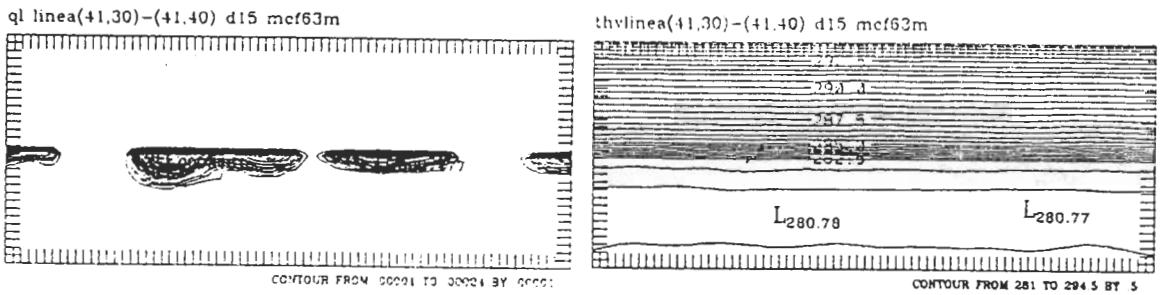


圖 20 個案2三維模式積分3小時後，在模式 $x = 82$ 公里處的 $Y - Z$ 垂直切面圖，(a) 液態水含量 (q_l)，等值線間距為 $2.5 \times 10^{-2} g kg^{-1}$ ，(b) 虛位溫 (θ_v)，等值線間距 $0.5 K$ 。

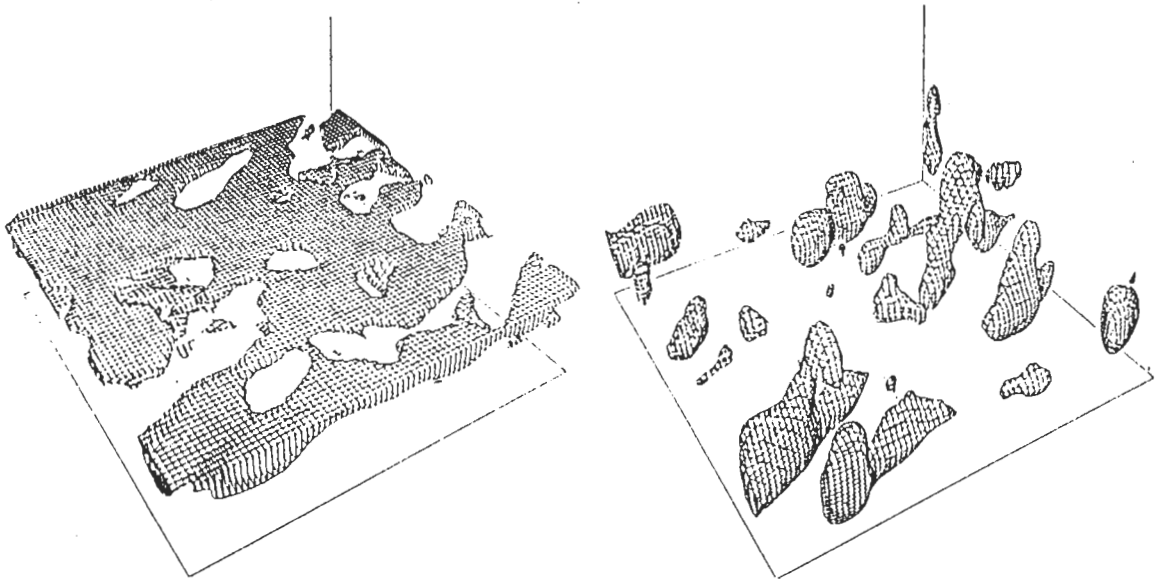


圖 21 個案2三維模式積分3小時結果。(a) 液態水含量 (q_l) 的立體空間分佈圖， q_l 等值面為 $1 \times 10^{-2} g kg^{-1}$ ，(b) 垂直速度 (w)， w 等值面為 $1.5 cm s^{-1}$ 。

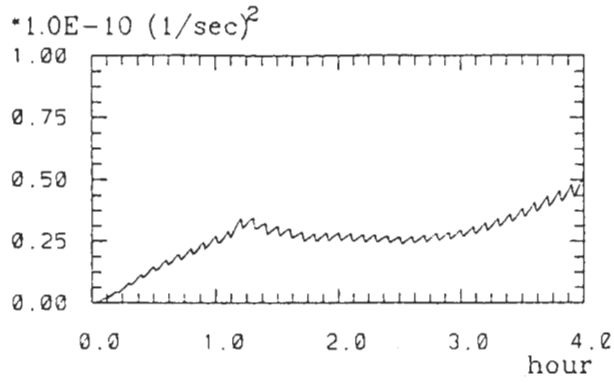


圖22 同圖19，但為個案3的結果。

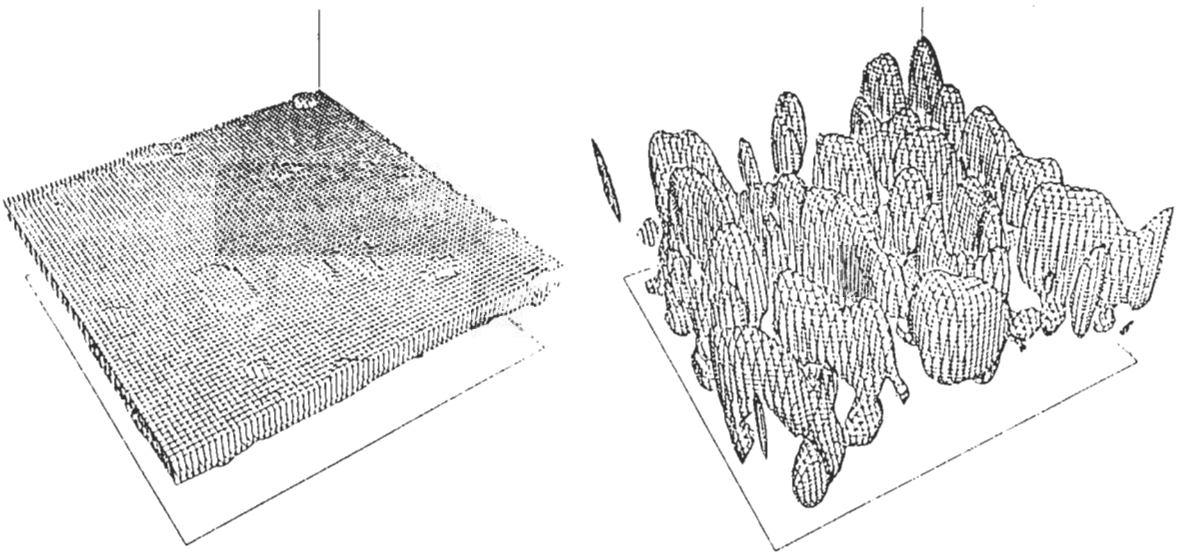


圖23 同圖21，但為個案3的結果。

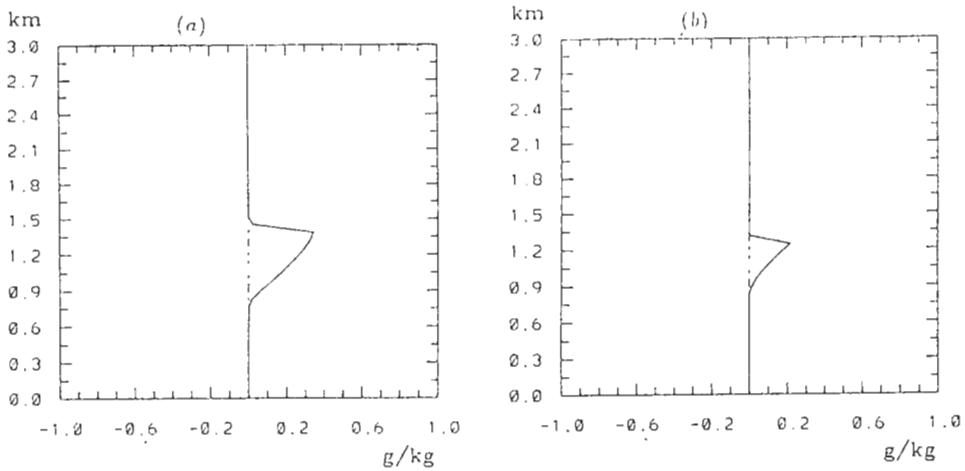


圖24 積分3小時後，雲區之平均液態水量分佈。(a)個案3，(b)個案2。

表三 個案1與2逸入穩定條件的計算結果，k代表 $\Delta\theta_e$ 與 $\frac{1}{C_p}\Delta q_w$ 的比值。

	$\Delta\theta$	Δq	$\Delta\theta_e$	$1/C_p\Delta q_w$	k
個案1積分至第10小時離海面1.5與1.3公里差值	2.5k	-0.0025	-3.75k	-6.25k	0.6
個案2積分至第30小時離海面1.3與1.1公里差值	4.0k	-0.0025	-2.25k	-6.25k	0.36

六、總結

本文以數值模擬的方式來探討大尺度冷乾平流，海溫與垂直風切對於邊界層的成长與中尺度對流胞的結構的影響。在未加入大尺度冷乾平流效應的模擬中，邊界層不會達到恆定狀態，從邊界層的擾動總能量來看，其能量隨時間持續在增加，邊界層的厚度也持續在增加，對流胞的深度較深。而在加入大尺度冷乾平流效應的模擬中，邊界層可以達到準恆定狀態 (quasi-steady state)，從其擾動能量的觀點來看，其平均的擾動能量隨時間並沒有太大的變化，邊界層的厚度也沒有多大的變化。在提高海溫的模擬中，邊界層的能量相對的也比較高，邊界層的厚度也較低海溫時為厚，雖然對流較強，但是由於海面上向上之水汽通量也隨之增加，導致層雲內水量較多，反而不易破裂為層積雲。

研究結果顯示，要模擬出接近實際情形的中尺度對流胞是相當困難的，不考慮乾冷平流，則對流無法持久，考慮此環境因素，對流又減弱，提高海溫導致水量過多。我們因此推測雲頂輻射冷卻可能是維持對流系統的關鍵，雲頂輻射冷卻使得雲內的靜力不穩定度增加，對流將增強，我們未來將考慮這項因素的影響。

誌謝

本研究所用的數值模式是與普渡大學 (Purdue University) 商文義教授、陳俊達博士，以及台灣大學吳清吉教授合作發展的。經費方面則由國科會資助 (計劃編號：NSC83-0202-M-002-059)。

參考文獻

- 許武榮與王天胤，1988：對流性雲街的數值模擬。大氣科學，16，293 - 308。
- Agee, E. M., 1976：Observational Evidence of Cell Flatness as a Function of Convective Depth and Eddy Anisotropy. *J. Meteorol. Soc. Japan*, 54, 68 - 71.
- , and K. E. Dowell, 1974：Observational studies of mesoscale cellular convection. *J. Appl. Meteor.*, 13, 46 - 53.

- Deardorff, J. W., 1980 : Cloud top entrainment instability. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 131 - 147.
- Gadd, A. J., 1978 : A Split Explicit Integration Scheme for Numerical Weather Prediction. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **104**, 569 - 582.
- Hsu, W. R., and W. Y. Sun, 1991 : Numerical Study of Mesoscale Cellular Convection. *Boundary - Layer Meteorol.*, **57**, 167 - 186.
- Hsu, W. R., and W. Y. Sun, 1994 : A numerical study of a low-level jet and its accompanying secondary circulation in a Mei-Yu system. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 324-340.
- Kuo, H. C., and W. H. Schubert, 1988 : Stability of cloud - topped boundary layers. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 887 - 917.
- Lilly, D. K., 1968 : Models of cloud-topped Marine Boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **94**, 292 - 309.
- Miura, Y., 1986 : Aspect Ratio of Longitudinal Rolls and Convection Cells Observed during Cold Air Outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 26 - 39.
- Moeng, C. H., and A. Arakawa, 1980 : A Numerical Study of a Marine Subtropical Stratus Cloud Layer and its Stability. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2661 - 2676.
- Ninomiya K., 1977 : Heat energy budget of the polar airmass transformed over Kuroshio region under the situation of strong subsidence. *J. Meteorol. Soc. Japan*, **55**, 431 - 441.
- , and T. Akiyama, 1976 : Structure and heat energy budget of mixed layer capped by inversion during the period of polar outbreak over Kuroshio region. *J. Meteorol. Soc. Japan*, **54**, 160 - 174.
- , K., 1976b : Wind profile and kinetic energy budget in the mixed layer of polar air-mass transformed over Kuroshio region. *J. Meteor. Soc. Japan*, **54**, 361 - 369
- Randall, D. A., 1980 : Entrainment into a stratocumulus layer with distributed radiative cooling. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 148 - 159.
- Sun, W. Y. and W. -R. Hsu, 1988 : Numerical Study of a Cold Air Outbreak over the Ocean. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1205 - 1227.

Over the East China after a Cold-Air-Outbreak Event

Wu-Ron Hsu Fang-Chuang Chen

Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University

ABSTRACT

A primitive equation numerical model has been used to study development of mesoscale cellular convection over the East China Sea during winter seasons. Emphasis is placed on the roll of the sea surface temperature and synoptic scale cold-air advection over the simulated convection cells. The numerical model is three dimensional, and many detailed physics are taken into account. The physical processes are : evaporation, condensation, turbulence transport of water vapor, sensible heat, and momentum, etc.

In order to save computing time, one-dimensional model is used to initialize an unstable planetary boundary layer first. The results are then uniformly expanded in horizontal directions as initial fields for the three dimensional model. A small temperature perturbation is added to excite thermal convection within the planetary boundary layer. In the experiment with no environmental cold and dry air advection, the total perturbation energy grows exponentially with time and the depth of the boundary layer grows to 2 km in only 12 hours. Only when the effects of cold and dry air advection is considered, both the boundary layer and the thermal convection can reached a quasi-steady state. However, the simulated convection is much weaker than the observed thermal convections over the area. Increase of sea surface temperature makes the convection stronger, but cloud-top radiative cooling, which is ignored in the model, probably has to be included to make the simulation more realistic.

Key Words : mesoscale cellular convection, numerical simulation, turbulence transport, planetary boundary layer.

