

對流性雲街的數值模擬

許武榮

王天胤

國立台灣大學大氣科學系

(中華民國七十七年八月十日收稿；八月三十一日定稿)

摘要

冬季寒潮暴發時西太平洋地區邊界層對流性雲街之形成，主要是因熱對流不穩定而產生的。本研究使用美國普渡大學中尺度數值模式探討大尺度冷平流效應及潛熱釋放對雲街的影響。此模式為一原始方程模式，包含了科氏力，水汽的蒸發與凝結，渦動造成的熱量與動量的傳送，及海面與大氣間的熱量、動量、及水汽交換，等物理過程。

冷(乾)平流與暖海面造成的增溫(加濕)效果相抵消，使邊界層的結構與邊界層內對流的強度達到一準恆定狀態，同時邊界層內的對流有充分的時間發展。由於邊界層內的溫度不再增加，使得海水與低層空氣溫度差可以維持一較大值。此與實際觀測的情況較為吻合。潛熱釋放明顯地使對流的強度增加，並造成了上升運動與下降運動的不對稱性質。本文並探討了對流發生的水平尺度及渦動動能收支情形。

關鍵詞：雲街，對流邊界層，數值模擬，冷平流，乾平流

一、前言

冬季寒潮暴發後，冷乾的空氣從西伯利亞經由華北、韓國，進入日本海、黃海、東海，到達臺灣。由於西太平洋為黑潮所經之處，雖在寒冷的冬季其海面水溫也可高達10度C以上，而寒潮潰流下來之空氣，其溫度卻可降至0度C以下。因此在低層大氣與海面上會形成一極高的溫度差異。此溫度差異破壞了原來較穩定之大氣，而造成邊界層之對流。此對流可將海面上大量的可感熱與潛熱往大氣中傳送，而在邊界層中形成對流性的小積雲。由圖1顯示在海岸附近的海面上有條狀結構者，我們稱為

雲街 (cloud streets)，離海岸較遠的海面上有胞狀結構者，我們稱為中尺度對流胞 (meso-scale cellular convection)。本文將以二維數值模式來模擬對流雲街的發展，以及研究大尺度環境條件對雲街形成之影響及雲街的結構。

Chang & Lau (1982) 判定寒潮暴發期 (活躍期) 與非寒潮暴發期 (不活躍期)，是以南海北部 (18-20N, 110-120E) 區內地面平均北風來定義：

滿足下列兩條件者稱為活躍期

- (1) 12-24 小時期間地表風速增強 5 m/s 以上。
- (2) 在符合(1)之條件下有連續 3 天以上時間地面風速

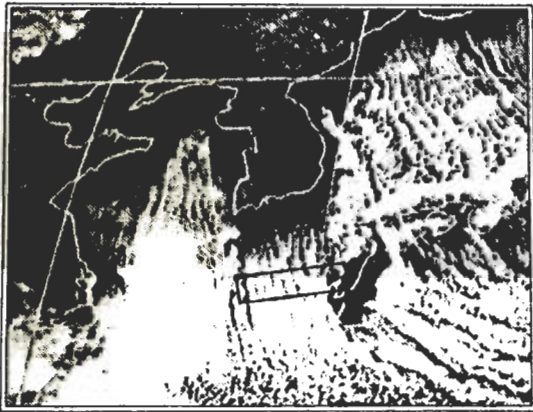


圖 1 寒潮暴發時在沿岸地區發生對流雲街的衛星雲圖。(GMS-1 VIS at 0300 GMT on 29 January 1982)

大於 7 m/s 以上。

不活躍期定義為

(1) 北風減至 2 m/s 以下。

(2) 符合(1)之條件維持時間 6 天以上。

Lau & Lau (1984) 則利用溫度、氣壓來定義寒潮暴發。他們定義在 28-48 小時期間滿足下列三條件者為東南亞沿海之寒潮暴發。

(1) 溫度降低 5 度 C 以上。

(2) 沿海與華中氣壓差增加 5 mb 以上。

(3) 地表北風分量大於 5 m/s 以上。

雖然各學者分別對寒潮暴發有不同的定義，但我們可看出寒潮暴發時的特性為：低層的氣溫極速下降，因為在低層大氣中，有一股冷而乾的空氣向南侵襲。再者由於大尺度環境條件的影響，使地面風之北風分量增加，也就是我們俗稱的東北季風增強。

氣溫的極速下降及地面北風分量的增強，皆使得大量的可感熱與潛熱由海面向空氣中傳送。使邊界層厚度得以變厚，對流增強，同時水汽可以在上邊界層凝結釋放出潛熱更加強了對流的強度。

由陳 (1979) 分析了東海氣團變性實驗 (Air Mass Transformation Experiment; AMTEX) 實驗資料得知，要發生中尺度對流胞 (meso-scale Cellular Convection) 之必要條件為：

(1) 海面與空氣溫差大於 5 度 C。

(2) 地面風速大於 5 m/s 。

(3) 海面上可感熱通量 (sensible heat flux) 大於 70 W/m^2 。

(4) 總熱能通量 (sensible and latent heat flux) 大於 200 W/m^2 。

所以用最簡單的物理機制來看，只要在流體底層均勻加熱並存在足夠的風切，就可產生此種邊界層熱對流胞的現象。

Rayleigh (1916) 以一個物理模式說明熱對流現象。在兩金屬 (傳熱性高的物質) 平板間充滿流體，在下面平板均勻加熱，假設流體本身的黏滯係數 (Viscosity) 及熱傳導係數 (Conductivity) 均為常數，在不考慮科氏力的情況下，Rayleigh 發現當流體的黏滯係數 (Viscosity) 或熱傳導係數 (Conductivity) 越大時越不易產生不穩定。換句話說，當流體的黏滯力強時，即流體本身之內聚力大，故不易產生對流。而傳熱性越好之流體，可將流體內局部的溫度差異，藉著分子熱傳導 (molecular heat conduction)，使得流體內部的溫度差異變小。以可用位能的觀念來看；溫度的局部差異愈小，可用的位能越少，能夠由可用位能轉換成動能的能量相對減少。所以對流不易產生。另外流體的垂直深度是決定對流強度的重要參數。以上為熱對流胞之最基本之物理機制，但運用在實際大氣上卻是太簡略了。在 Rayleigh 問題中未能考慮大氣垂直穩定度對對流的影響。我們知道在非常穩定的大氣中是不容易產生對流的。還有 Rayleigh 模式的上邊界為一平板，而這個條件在大氣中是不存在的。實際大氣中在邊界層的頂部有一非常穩定的逆溫層。對流可發展的垂直深度受到該逆溫層的限制，故要考慮邊界層頂高度隨時間變化的問題。另外在大氣中也必須考慮因水的相位變化，所產生的潛熱釋放與吸收。還有大尺度環境對雲街的影響又為何，皆待我們解決。

以上試舉幾個問題，來說明大氣中邊界層之對流胞與對流雲街和 Rayleigh Convection 之間的差異。接下來再回顧運用在大氣中之數值模式與其

結果。Kuo and Sun (1976) 使用了二維非靜力平衡 (non-hydrostatic) 數值模式，此模式中不考慮水汽凝結與蒸發。他們發現，大氣與海面的垂直的溫度差異愈大，所發生的熱度流強度就愈強。當穩定度愈大，邊界層愈不易發展，而對流亦不容易產生。Asai and Nakamura (1978) 用二維靜力平衡數值模式，來研究水汽效應對熱對流的影響。他們發現由於水汽的潛熱釋放可以使上升的空氣增溫變暖，而產生更大的浮力效應，使對流增強。Hsu and Sun (1986) 以三維靜力平衡數值模式，其模式中亦考慮了水汽的凝結與蒸發作用，成功地模擬出中尺度對流胞 (mesoscale cellular convection) 的成長與其結構。

由 Ninomiya and Akiyama (1976) 及 Ninomiya (1977) 分析 AMTEX 實驗資料得知，邊界層處於一準恆定狀態 (quasi-steady state)。圖 2 熱量收支分析顯示在混合層 (mixing layer) 內有大量的冷平流來平衡非絕熱項

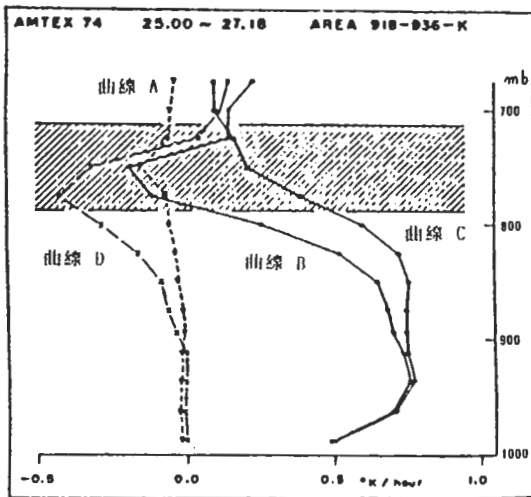


圖 2 AMTEX 觀測邊界層的温度收支垂直分佈圖。(參考 Ninomiya (1977))
 曲線 A 為溫度隨時間的變化量。 $\frac{\partial T}{\partial t}$
 曲線 B 為非絕熱項 (熱通量輻合、輻射)。
 曲線 C 為大尺度環境冷平流項。
 曲線 D 為下沉增溫項。

(主要為暖海面產生向上可感熱通量的輻合 (heat flux convergence))。在逆溫層中大部分之冷平流皆由下沉增溫抵消 (極大值為 0.4°K/hr)。但在雲項有很強的輻射冷卻使溫度降低 (-0.15°K/hr)。由圖 3 水汽收支分析可知混合層內乾平流 (極大值為 0.3g/kg/hr) 為使邊界層達到準

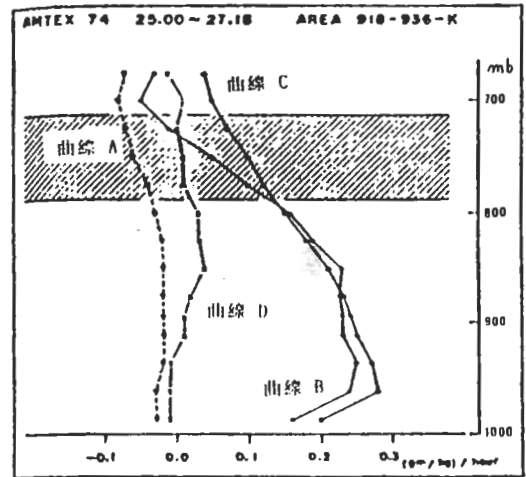


圖 3 AMTEX 觀測邊界層的水汽收支垂直分佈圖。(參考 Ninomiya (1977))
 曲線 A 為水汽隨時間的變化量。 $\frac{\partial q}{\partial t}$
 曲線 B 為海面水汽供應項。
 曲線 C 為大尺度環境乾平流項。
 曲線 D 為垂直平流項。

恆定狀態的一個重要因素。從以上的討論可知冷平流與乾平流效應，為研究對流性雲街不可忽略的物理效應。但上述的研究中皆未考慮冷平流 (乾平流) 效應。本篇論文主要將針對冷平流 (乾平流)，研究此作用對對流性雲街之影響為何。表 1 為綜合本文所用之方法與前人所用之方法做一比較。

在模式積分的过程中，為節省計算機時間，先以一維模式積分，積分二維模式時，以一維模式結果作為二維模式的初始條件。同時為探討冷平流 (乾平流) 效應與水汽效應對熱對流的影響，我們以下面六個個案來作比較與分析。

個案 D1 : 未考慮冷平流之一維乾模式。

個案 D2 : 未考慮冷平流之二維乾模式。

個案DC1 : 考慮冷平流之一維乾模式。

個案DC2 : 考慮冷平流之二維乾模式。

個案MC1 : 考慮冷平流(乾平流)之一維濕模式。

個案MC2 : 考慮冷平流(乾平流)之二維濕模式。

註:

以英文字母D代表乾模式(無考慮水的蒸發與凝結),字母M代表溼模式(考慮水的蒸發與凝結),字母C代表考慮冷平流效應。阿拉伯數字1代表一維模式,2代表二維模式。

二、數值模式的基本方程式

本研究沿用美國普渡大學中尺度數值模式(Sun and Hsu, 1988)。該模式為一原始方程模式(primitive equation model),科氏力,水汽的蒸發與凝結,渦動造成的熱量與動量的傳送,及海面與大氣間的熱量、動量、水汽交換均在此模式中加以計算。垂直使用 σ 座標, σ 定義為 $(p - p_t) / (p_s - p_t)$,其中 p_t 為模式頂氣壓, p_s 為模式底氣壓。在沒有考慮大尺度冷平流的情況下,所有物理量在Y方向是均勻的(忽略 $\partial/\partial y$ 項)。考慮冷平流時溫度與水汽量在Y方向之梯度為常數。待會再介紹有關冷平流效應的處理方式。(ⓐ記號者為大尺度冷(乾)平流效應。)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} + f v - \frac{1}{p^*} \left[\frac{\partial(\phi p^*)}{\partial x} - \frac{\partial(\phi \sigma)}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial x} \right] + \text{diff}(u) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - f u - \frac{1}{p^*} \left[\frac{\partial(\phi p^*)}{\partial y} - \frac{\partial(\phi \sigma)}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial y} \right]^{\text{ⓐ}} + \text{diff}(v) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta_e}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta_e}{\partial x} - [v] \frac{\partial \theta_e^{\text{ⓐ}}}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial \theta_e}{\partial \sigma} + \text{diff}(\theta_e) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial(\ln p)} = -RdT \left[1 + 0.61q - q_c \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial q_w}{\partial t} = -u \frac{\partial q_w}{\partial x} - [v] \frac{\partial q_w^{\text{ⓐ}}}{\partial y} - \dot{\sigma} \frac{\partial q_w}{\partial \sigma} + \text{diff}(q_w) \quad (5)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} = - \int_0^1 \frac{\partial(Up^*)}{\partial x} d\sigma \quad (6)$$

$$\dot{\sigma} = - \frac{1}{p^*} \int_0^{\sigma} \frac{\partial(Up^*)}{\partial x} d\sigma + \frac{\sigma}{p^*} \int_0^1 \frac{\partial(Up^*)}{\partial x} d\sigma \quad (7)$$

(ⓐ記號者為大尺度冷(乾)平流效應。)

$$\text{diff}(\) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial(\)}{\partial z} \right)$$

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

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -u \frac{\partial \bar{E}}{\partial x} - \dot{\sigma} \frac{\partial \bar{E}}{\partial \sigma} + \frac{g}{\theta_0} \overline{w' \theta_v'} - \overline{u' w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v' w'} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w' (E' + P' / \rho_0)}}{\partial z} + \epsilon \quad (8)$$

$$\epsilon = 0.41 \bar{E}^{-3/2} l$$

l : 穩定時 ($\overline{w' \theta_v'} < 0$)

$$\begin{cases} l = 0.76 E^{-1/2} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_v}{\partial z}^{-1/2}, & \text{如果 } l < \Delta z \\ l = \Delta z, & \\ \text{不穩定時或中性時 } \overline{w' \theta_v'} \geq 0 \end{cases}$$

$$l = \frac{10kz}{(1 + \frac{kz}{l_0})}$$

$$l_0 = 0.05 \frac{\int_0^{z^*} \bar{E}^{-1/2} z dz}{\int_0^{z^*} \bar{E}^{-1/2} dz}$$

$$K_m = 0.1 * l \bar{E}^{-1/2}$$

$$K_h = \begin{cases} (1 + 2l / \Delta z) K_m, & \text{如果 } l < \Delta z, \\ 3 K_m & \text{, 其他情形} \end{cases}$$

k : von karmen constant

$$\dot{\sigma} = -\frac{d\sigma}{dt}$$

$$p^* = p_s - p_t$$

$$qw = q + q_r$$

$$\theta_e = \theta + (lv/C_p) + (\theta/T) q$$

$$\phi = z \cdot g$$

l : 混合長度

u : x 方向之風速

v : y 方面之風速

$\dot{\sigma}$: 垂直運動

f : 科氏參數

p : 氣壓

ϕ : 重力位

θ_e : 相當位溫

θ : 位溫

q : 總水量 (含水汽與液態水)

q_r : 液態水

qw : 水汽

lv : 凝結潛熱

Cp : 定壓比熱

Cv : 定容比熱

p^* : $P_s - P_t$

K_m : 動量的渦動係數

K_h : 熱量的渦動係數

g : 重力加速度

z : 高度

Rd : 乾空氣氣體常數

\bar{E} : ensemble-average turbulent kinetic energy $(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$

diff : diffusion operator

$(\bar{\quad})$: ensemble-average over turbulent eddy flux ()

(') : local deviation from ()

($\bar{\quad}$) : 水平方向的平均

三、數值方法

在積分此模式時，基本上分三個階段，第一為地轉調節過程 (adjustment stage)，此過程處理與慣性內重力波有關的項目。二為水平平流過程 (horizontal advection stage)。最後處理擴散項 (diffusion stage)。以 Gadd (1978)所提出的 split scheme，對不同的過程使用不同的數值方法。在地轉調節過程使用 forward-backward scheme (Gadd, 1978 ; Sun, 1984)。水平平流過程使用 Crowley's (1968) second order scheme。擴散過程使用 trapezoidal implicit scheme。網格安排採用交錯 (staggered) 網格如圖 4。

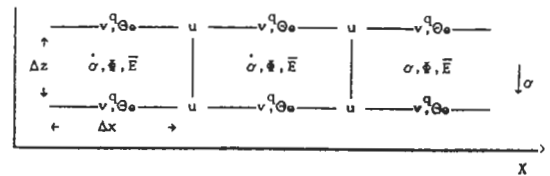


圖 4 為模式網格的安排。

模式的計算區間位於韓國以南的海面上如圖 1 的黑方格內。X 軸與雲街呈垂直，Y 軸與雲街平行。模式區間為 X-Z 平面之縱剖面，底層平均氣壓為 1013 mb，最頂層氣壓為 680 mb。垂直方向分 45 個網格點，解析度很高， ΔZ 約為 80m。水平方向在個案 D1 與 D2 中網格間距 ΔX 約為 300m，模式區間內總共有 50 個網格點，總長為 15km。其它個案中 ΔX 為 500m，模式區間內總共有 50 個網格點總長為 25km。

類別 \ 作者	Kuo & Sun (1976)	Asai & Nakamura (1978)	Sun & Hsu (1988)	本文 (1988)
數值模式	二維	二維	三維	二維
假設	非靜力平衡	靜力平衡	靜力平衡	靜力平衡
水汽的凝結與蒸發	未考慮	考慮	考慮	考慮
大尺度冷(乾)平流	未考慮	未考慮	未考慮	考慮
雲頂輻射	未考慮	考慮	未考慮	未考慮
地面參數化	Bulk	Bulk	Businger	Businger
研究的對流水平尺度	550 m	4 km	30 km	8.5 km
使用的水平網格點距離	55 m	100 m	2 km	500 m

(表一) 各模式的比較

Date	h (km)	l (km)	l/h	dr (deg)	df (deg)
0000 January 3 1975	1.1	6.8 (NOAA)	6.2	330	12
0000 January 9 1975	1.5	11.0 (NOAA)	7.3	330	3
0000 January 11 1975	1.0	5.8 (NOAA)	5.8	315	4
0000 January 12 1975	1.4	11.0 (NOAA)	7.9	320	6
0000 January 16 1975	1.0	5.8 (NOAA)	5.8	330	10
1200 February 10 1975	1.0	6.0 (NOAA)	6.0	320	10
1200 February 15 1975	1.0	6.0 (DMSP)	6.0	340	0
0000 February 16 1975	1.5	12.0 (DMSP)	8.0	340	-2
1200 February 16 1975	1.0	6.0 (DMSP)	6.0	340	0
0000 February 17 1975	1.0	6.6 (DMSP)	6.6	330	1
1200 February 19 1975	1.0	6.5 (DMSP)	6.5	325	6
0000 February 5 1976	1.8	15.0 (NOAA)	8.3	310	5
0000 February 23 1976	1.0	6.2 (NOAA)	6.2	330	20

(表二) 測站Mosulpo 在 1975 及 1976 兩年冬季觀測到雲街的特性統計表。

h : 雲街的高度。

l : 雲街的水平尺度。

dr : 雲街與正北的夾角。

df : 雲街與地面盛行風向的夾角。

Miura (1986) 作統計分析雲街出現在上述區域(測站Mosulpo)的情形如表2。分析結果顯示,在冬季該區發生雲街時,邊界層的厚度(h)約在1-1.8Km間,水平尺度(l)約在5.8-15.0km間,形態比(l/h aspect ratio)約在5.8-8.3間,雲街與正北的夾角(dr)約在-2度到20度之間,雲街與地面盛行風向的夾角(df)約在±20度之間。本模式一開始風場滿足地轉平衡(geostrophic balance),為簡化模式起見,初始的u與v在垂直方向及水平方向皆為常數。u取為-3 m/s, v取為-10 m/s,與Miura的觀測結果相接近。海溫設為11度C。初始低層的氣溫設為-2度C。靜力穩定度($\partial\theta/\partial z$)為5.21°C/Km。這些值與觀測值(Ninomiya, 1975)相接近。圖5顯示位溫初始場。但在開始積分時,為了避免過高的海水與空氣溫度差異,所引起的劇烈波動(shock wave),人為地將海溫以(9)式所示隨著時間增加而漸漸調整至11度C。其調整時間尺度為兩小時。在水平方向使用週期性邊界條件。

$$T_{sea} = 271.13 + (284.13 - 271.13) \cdot (1 - e^{-0.00014t}) \quad (9)$$

在考慮冷平流(乾平流)效應時, y 方向的溫度梯度與水汽梯度在空間上只是高度的函數如圖6所示。此溫度分佈與 Ninomiya (1977)的溫度分析圖2相接近。而在剛開始考慮此效應時,時間上的變化如同處理海溫一般,但其調整時間為半小

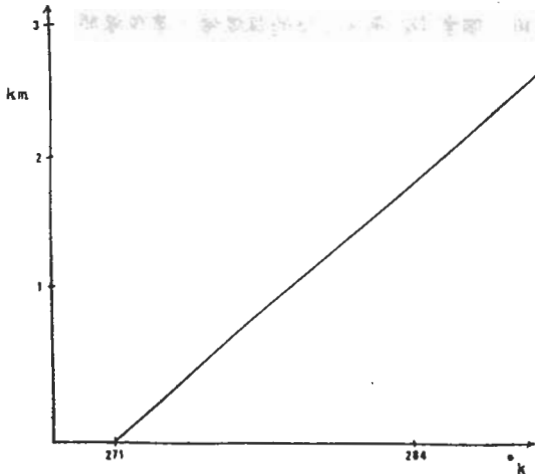


圖5 模式初始場的位溫垂直剖面圖。

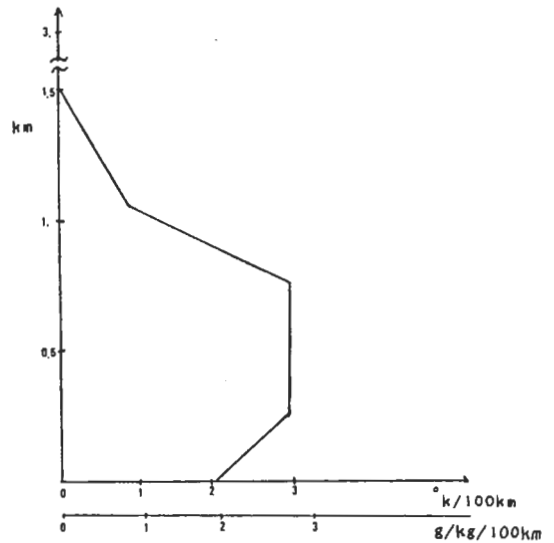


圖6 模式 y 方向溫度梯度與水汽梯度的垂直剖面圖。

時。調整方式如下:在處理乾平流時多乘了 q/q_{max} ,以模擬乾平流在低層較為顯著的效應。

$$\frac{\partial\theta}{\partial y}(z, t) = F(z) \cdot (1 - e^{-0.00056(t-t_0)})$$

$$\frac{\partial q}{\partial y}(z, t) = F(z) \cdot (1 - e^{-0.00056(t-t_0)}) \cdot \frac{q}{q_{max}}$$

t 為時間

t_0 為考慮冷(乾)平流開始的時間, $t > t_0$ 。

q_{max} 設為 3g/kg。

當考慮了溫度在 y 方向的變化時, y 方向的氣壓梯度力不再能被忽略(要滿足熱力風方程式)。一旦 y 方向的氣壓梯度力變化時,模式即發生地轉調整過程(geostrophic adjustment),使得地面風速加大,而更加強了冷平流的效應。

四、乾模式(個案D1與D2)

以一維模式積分到10小時來模擬邊界層發展的情形。再以個案D1的第2.5小時模擬結果,作為

個案D2的初始場，令二維模式的每一垂直網格列（grid column）的狀態均與一維模式相同，再繼續積分至第5小時，因為在水平方向為均勻場（homogeneous）也是原始方程式的解，所以在邊界層內部加入一微小的隨機擾動（random perturbation）以激發對流的產生。

個案D1。圖7為位溫隨時間的變化圖。由此圖可看出，在邊界層內位溫隨高度的變化幾乎等於零。這是因為邊界層內有強烈的渦流（eddy）混合作用所致。而邊界層的厚度隨著時間增加而變厚

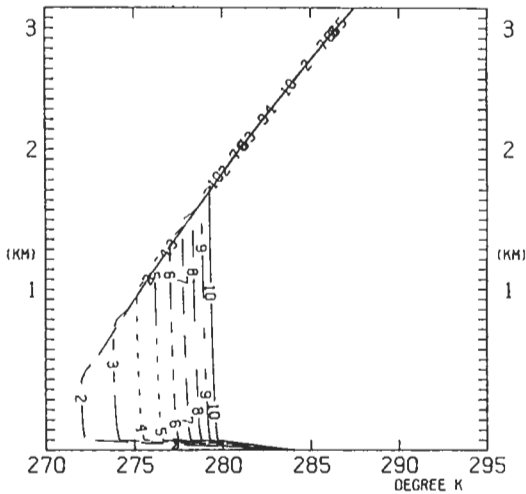


圖7 個案D1的位溫隨時間變化圖。線上標的数字為小時數。

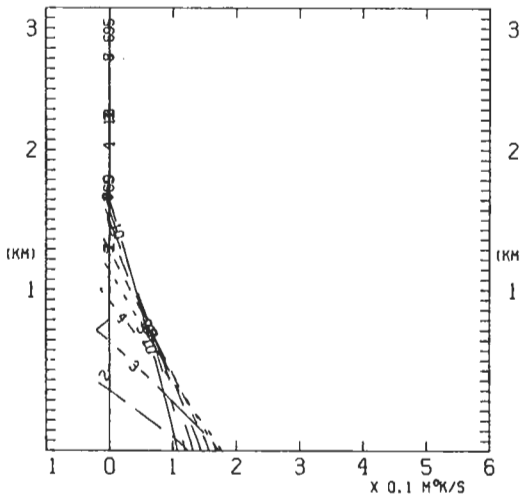


圖8 個案D1的次網格熱通量隨時間變化圖。線上標的数字為時間（單位小時）。

，且邊界層內的位溫也逐漸的增加。熱量由海面向上傳送，使得海面與底層空氣間的溫度差異隨著時間而減小（除了前5個小時初始海溫尚在調整階段中）。圖8為次網格點的熱通量（heat flux）地面之熱通量在第5小時達到最大值。

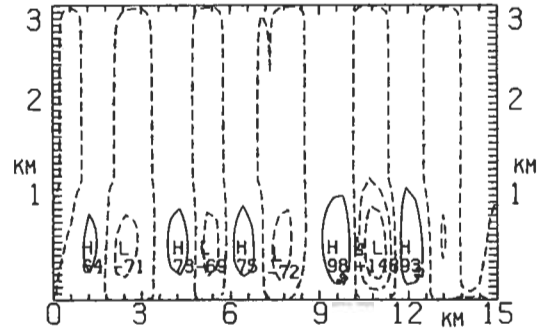


圖9 個案D2第3小時的垂直速度場。○等值線間距為 $0.5 \text{ E}^{-6} \text{ Sec}^{-1}$ ，最大垂直速度為 $-0.148 \text{ E}^{-5} \text{ Sec}^{-1}$ 相當於 0.44 cm/s 。

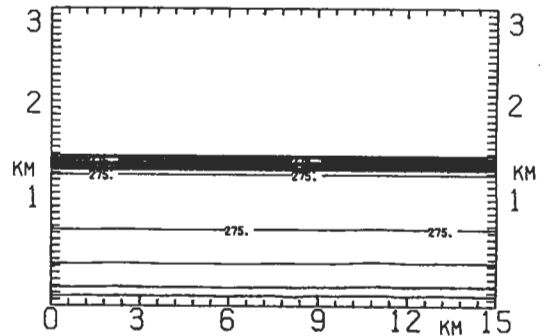


圖10 個案D2第3小時的位溫場。等值線間距為 0.1 度 K 。

個案D2。圖9與10分別為第3小時的垂直速度場與位溫場，圖11與12分別為第5小時的垂直速度場與位溫場。三小時時，邊界層厚度只有800m，以垂直速度場而言，最大的垂直速度只達 0.44 cm/s 。對流的水平尺度約為 3 km 左右。圖10顯示位溫場只有一些微小的擾動。兩小時後，也就是第5小時，邊界層已達 1100 m ，對流強度可高達 20 cm/s ，對流水平尺度擴大為 5 km 。在位溫場方面，邊界層中的擾動變大了許多。同時由於邊界層中強烈對流之故，而引發了穩定層底部的內重力波

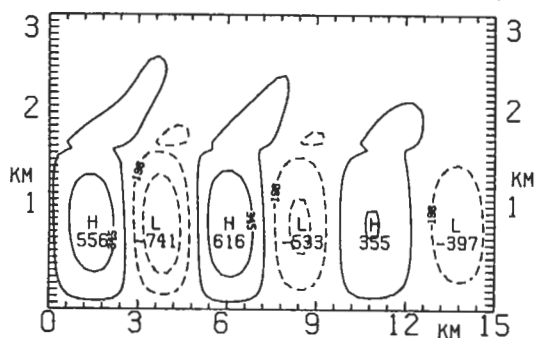


圖11 個案 D2 第 5 小時的垂直速度場。 \bar{w} 等值線間距為 $0.121 E-5 \text{ Sec}^{-1}$ ，最大最直速度為 $-0.741 E-4 \text{ Sec}^{-1}$ 相當於 20.0 cm/s 。

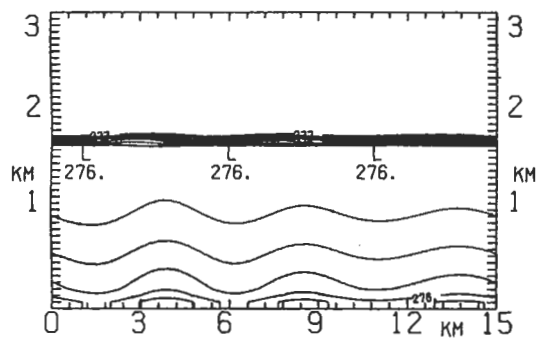


圖12 個案 D2 第 5 小時的位溫場。等值線間距為 0.1 度 K 。

(internal gravity wave)。其相位隨高度向右傾斜。這些結果與 Kuo & Sun (1976) 的研究相吻合。但由圖 7 可看出邊界層厚度一直隨著時間增加，對流無法達到一恆定狀態。

五、乾模式(個案DC1與DC2)

個案 DC 1 在第 14 小時時開始加入冷平流效應，再一直積分到 23 小時。將個案 DC 1 第 23 小時的結果，作為個案 DC 2 之初始場，並且加入擾動(方法與個案 D 1 及 D 2 相同)。

個案 DC 1。圖 13 與 14 分別為考慮冷平流後的位溫與次網格點熱通量隨時間變化圖。14 小時，時邊界層厚度已達 1500m。考慮冷平流後，邊界層的厚度漸漸達一準恆定狀態，表示此時由海面傳上來的

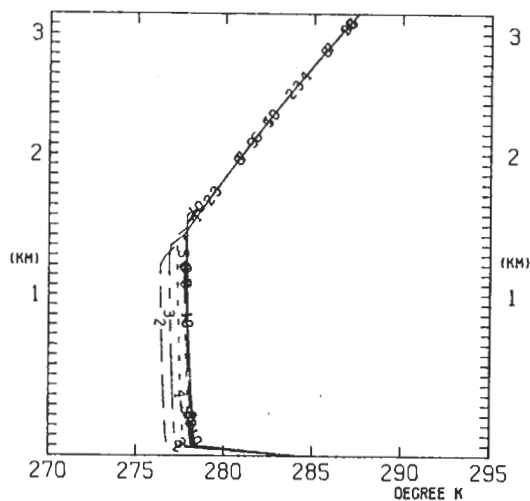


圖13 個案 DC 1 的位溫隨時間變化圖。線上標的數字加 20 為時間(單位小時)。

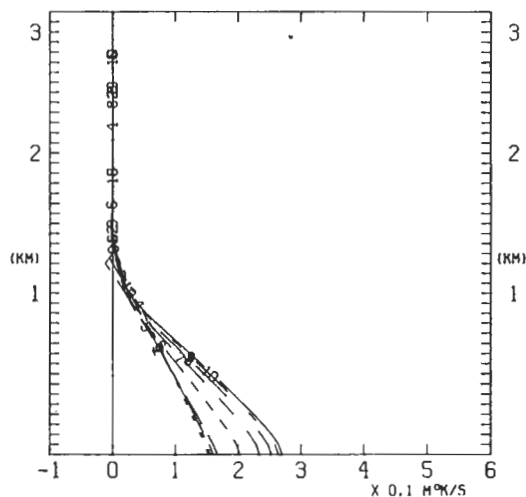


圖14 個案 DC 1 的次網格熱通量隨時間變化圖。線上標的數字加 20 為時間(單位小時)。

熱量，已被大尺度的冷平流效應所平衡。由於氣溫不再增加，故海溫與氣溫的差異可以維持一較大值(與個案 D 1 比較)。又因當 y 方向開始有溫度梯度時，會引起地轉調節過程，使得地面風速加強。這兩個因素皆有利於海面上的熱量向上傳送。由圖 14 顯示在冷平流加入後，海面上的熱通量又隨時間增加而增加，爾後可達到準恆定狀態。

個案 DC 2。圖 15 為模式區間內所有網格點中垂直速度平方的總和。它代表了熱對流的強度隨時間的變化情形。在 20 到 26 小時間，對流強度一直在增加中。在這段時間裡模式一直維持著 4 個對流胞。在第 26 至 28 小時中，模式中的對流胞由 4 個調整為 3 個，爾後逐漸趨近於恆定狀態。由此我們可以推測，3 個對流胞（對流水平尺度為 8.3 km）可能是此環境條件下最不稳定模（most unstable mode）。圖 16 與 17 分別為個案 DC 2 的第 23.5 小時的垂直速度與位溫場。圖 18 與 19 分別為個案 DC 2 的第 40 小時的垂直速度與位溫場。在第 23.5 小時時邊界層厚度達到 1500 m，對流水平尺度為 5

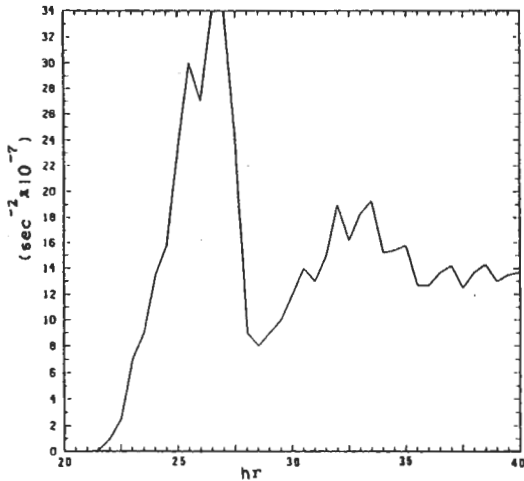


圖 15 個案 DC 2 模式中所有網格點的垂直速度平方和。 $\bar{\sigma}^2$

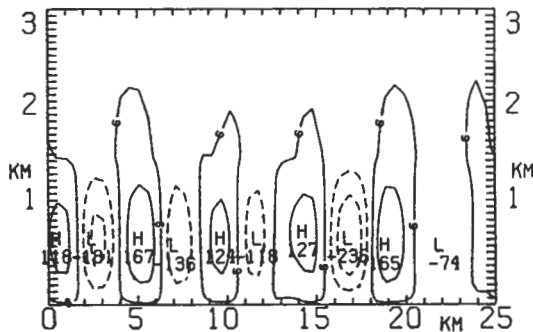


圖 16 個案 DC 2 第 23.5 小時的垂直速度場。 $\bar{\sigma}$ 等值線間距為 $0.81 E-6 \text{ Sec}^{-1}$ ，最大垂直速度為 $-0.236 E-5 \text{ Sec}^{-1}$ 相當於 0.76 cm/s 。

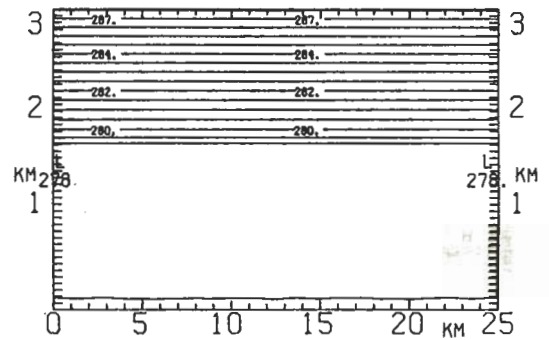


圖 17 個案 DC 2 第 23.5 小時的位溫場。等值線間距為 0.1 度 K 。

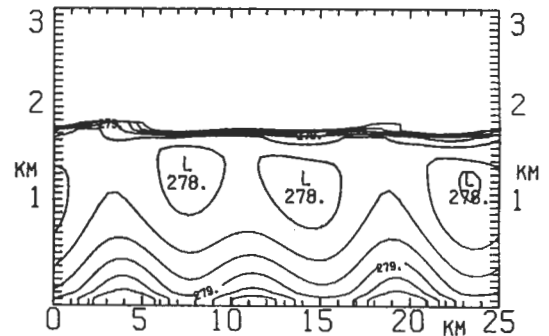


圖 18 個案 DC 2 第 40 小時的垂直速度場。 $\bar{\sigma}$ 等值線間距為 $0.34 E-6 \text{ Sec}^{-1}$ ，最大垂直速度為 $-0.977 E-4 \text{ Sec}^{-1}$ 相當於 40 cm/s 。

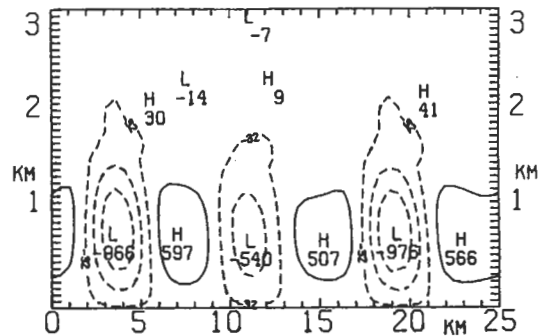


圖 19 個案 DC 2 第 40 小時的位溫場。等值線間距為 0.1 度 K 。

km。由於擾動剛加入，所以最強的垂直速度只有 0.76 cm/s。以位溫場而言邊界層內的擾動很小。在第40小時時，由於冷平流的影響，所以邊界層的高度還繼續維持在 1500m左右。只有在上升運動區，邊界層高度變高了一點，相反的，在下降運動區則低了一些。最強的垂直速度達到40 cm/s，同時對流的水平尺度也增加為 8.3 km。比個案D2 (5 km) 大得多。而個案DC2 的形態比 (aspect ratio) 為 5.5 略比Miura (1986) 在 Mosulpo 觀測值小 (5.8-8.3)。在邊界層中位溫的擾動 (約為 0.25 度 C) 比個案D2 (約為 0.1 度 C) 圖12 為大。邊界層中的強烈對流，造成邊界層上穩定層底部中較大振幅的內重力波。在穩定層中由浮力效應所造成的淨熱通量為負值，即會將熱通量往下傳送。我們稱此現象叫作溢入作用 (entrainment)。這與Deardorff (1976) 所提出的強迫溢入作用 (forced entrainment) 很吻合。

六、濕模式(個案MC1與MC2)

個案MC1 在第3小時時開始加入冷平流效應，再一直積分到10小時。將個案MC1 第6小時的結果，作為個案MC2 之初始場，並且加入擾動。

個案MC1。圖20到23分別為位溫，水蒸氣量與水的總量 q_w ，水量 q_l 及次網格點熱通量隨時間變化圖。與乾模式 (個案DC1) 情形相類似，我們看出在積分6小時後邊界層已幾乎達一準恆定狀態，邊界層發展到 1500 公尺，但其垂直結構較乾模式積分所得的結果略為複雜。在低邊界層內位溫分佈仍然不穩定的，但在邊界層內靠近頂部的 400 公尺厚度內位溫隨著高度增加。由於雲層的產生 (圖20)，降溫率已略趨近於溼絕熱的降溫率，雲層內雖仍是不穩定的區域但其穩定度是由相當位溫的梯度來決定的。在強烈對流的情形下， q_w 在邊界層內被均勻混合 (圖21)。雲層內水量佔了 q_w 中的 0% - 15%。次網格點熱通量在雲層內出現了另一極大值。顯示除暖海面以外的另一熱量來源，是由

潛熱釋放所引發的，亦表示雲層內仍是不穩定的。

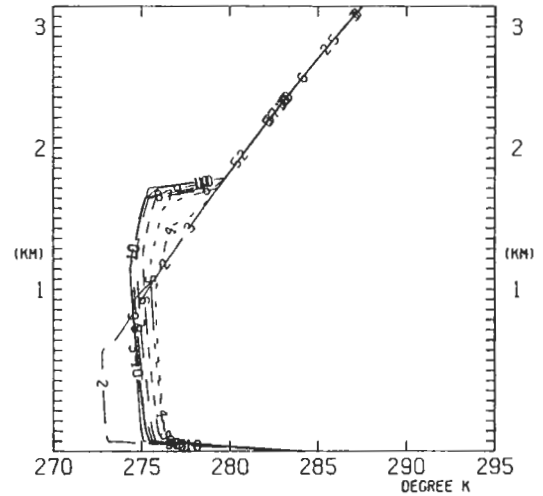


圖20 個案MC1之位溫隨時間變化圖線上標的数字為小時數。

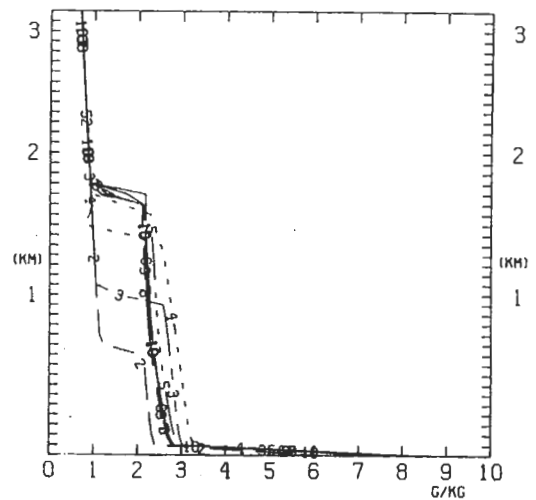


圖21 個案MC1之總水量隨時間變化圖線上標的数字為小時數 (q_w)。

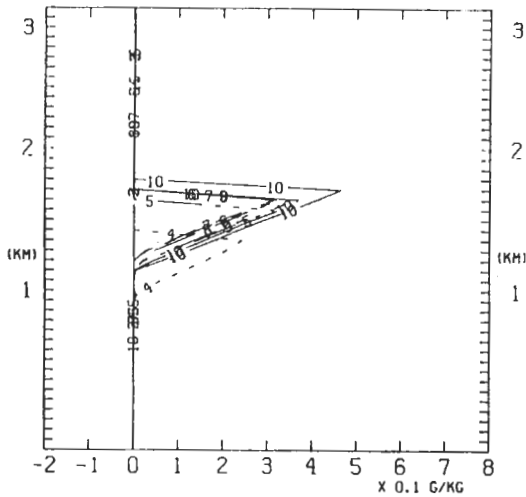


圖22 個案MC1之液態水量隨時間變化圖線
上標的為小時數。

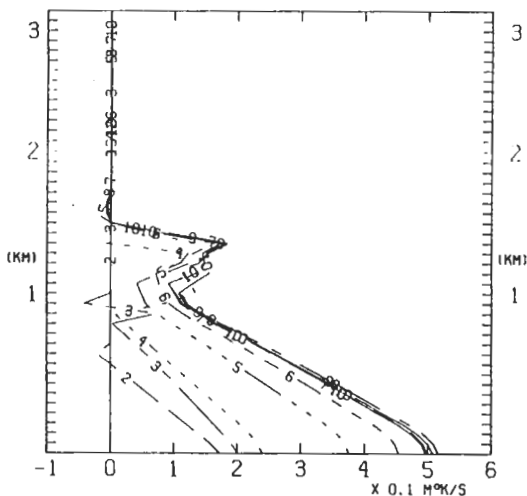


圖23 個案MC1之次網格點熱通量隨時間變化圖。線上標的為小時數。

個案MC2。以一維模式的結果作為初始場，邊界層上部為一均勻分佈的層雲。當對流逐漸發展時，在上升運動區域，由於水汽向上的垂直傳量送較大，而利於雲層的發展。相反地在下降區域，一方面因為下沉增溫作用，一方面由於穩定層內乾、熱空氣的滲入效應 (entrainment)，雲層內的部份水滴逐漸地蒸發了。再積分到 11.5 小時時，水量分佈如 (圖24)，雲層較厚水量較多的區域與上升運動區見 (圖25) 相吻合。上升區的雲層厚度可達 800m，最高水量為 0.87 g/kg，與一般在冬季觀測層雲的含水量相當 (Deardorff, 1980)。

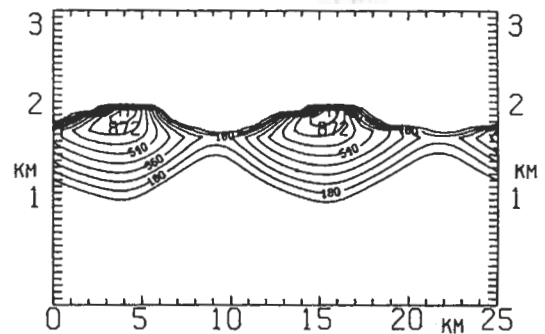


圖24 個案MC2第11.5小時之液態水分佈圖
等值線間距為0.09 g/kg，最大值為0.87 g/kg。

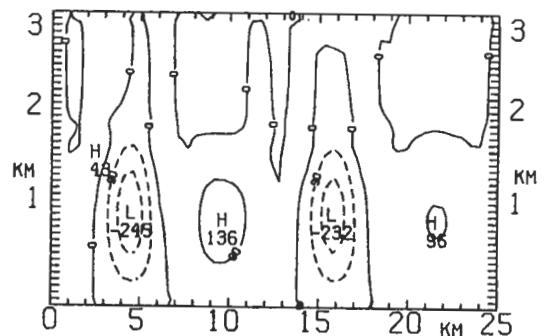


圖25 個案MC2第11.5小時之垂直速度場。
等值線間距為0.9E-4，最大垂直速度為-0.24E-3相當於1 m/s。

下降區最高含水量不足 0.2 g/kg 且雲層甚淺，我們相信如由衛星觀測含水量甚低的區域是不易觀測到雲的發生的，因此可以說雲層此時已破裂為雲街。

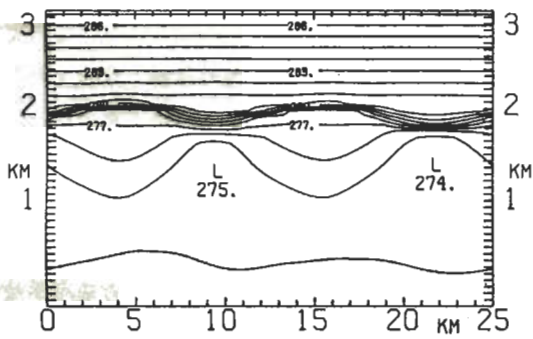


圖26 個案 MC2 第 11.5 小時的位溫場等值線間距為 0.8 K 。

由圖 25 可看出垂直速度的分佈與乾模式結果相比較有著顯著的差異，不僅強度高達 1 m/sec ，上升區集中在一很狹窄的區域內。由於潛熱釋放多半在上升區域完成，其所形成的強烈上升運動需要廣大的下降區域來加以平衡，造成此一不對稱性質。也因而使得對流水平尺度（較乾模式）增大為 12.5 公里。雖然 Asai and Nakamura (1978) 及 Hsu and Sun (1986) 沒有模擬出恆定狀態下的對流雲，但亦得到了以相類似的結論。

邊界層的位溫分佈（圖 26）可明顯看出邊界層的厚度亦因對流而呈波動狀態，上升及下降區的厚度差達 100 公尺。一般而言邊界層厚度為 1.6 km ，計算雲街之形態比為 7.8 ，與 Miura (1986) 在 Mosulpo 測站觀測值相接近。水平面上位溫擾動可達 2°C 亦較乾模式所得為大。

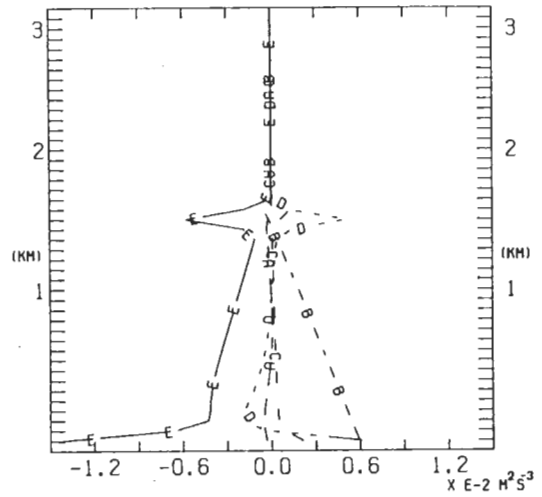


圖 27 個案 D2 第 5 小時渦動動能收支圖。
曲線 A 為渦動動能隨時間的變化量。
曲線 B 為浮力項。
曲線 C 為風切項。
曲線 D 為擴散項。
曲線 E 為消散項。

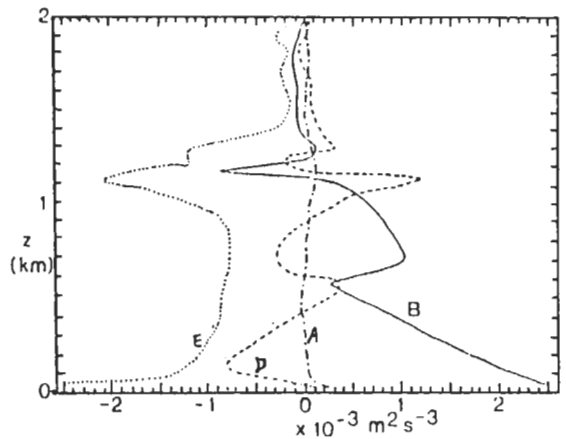


圖 28 為對流旺盛下渦動動能收支圖 (Case 6 in Deardorff, 1980)
曲線 A 為風切項。
曲線 B 為浮力項。
曲線 D 為擴散項。
曲線 E 為消散項。

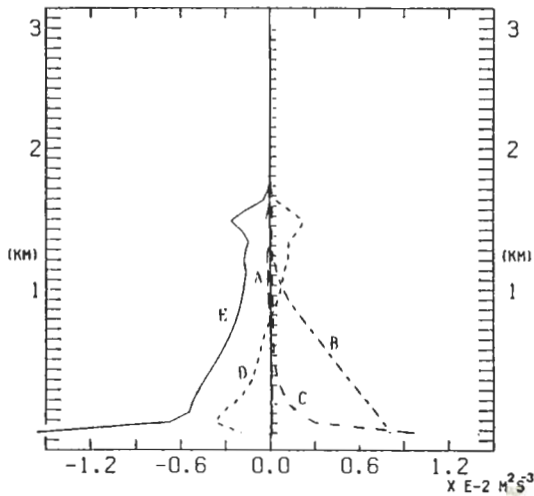


圖29 個案 DC 2 第40小時渦動動能收支圖。
 曲線A為渦動動能隨時間的變化量。
 曲線B為浮力項。
 曲線C為風切項。
 曲線D為擴散項。
 曲線E為消散項。

七、渦動動能收支分析

本文針對乾模式分析了(8)式中渦動動能各項之大小。圖27為在個案D2之第五小時的渦動動能分析圖。由圖27看，除了在頂層外，邊界層中的渦動動能主要由浮力項來供應。邊界層頂(深度150 m)的渦動動能來自於傳送項，而風切項只有在邊界層底層時較為顯著。這與Deardorff (1980)所研究的結果(圖28)相接近。圖29為個案DC2的第40小時的渦動動能分析圖。由圖29可明顯看出，在邊界層上部有較一明顯的區域(深度700m

)渦動動能來自於傳送項，中下層的浮力項有顯著的增加，尤其是在近地面的風切項，增加的更為明顯。

八、結論

本文以一個數值模式探討大尺度冷平流(乾平流)及潛熱釋放效應對對流性雲街的影響。當邊界層越高時，對流強度越強，同時對流水平尺度變大。在未考慮冷平流時，邊界層的結構(厚度)與熱對流的強度會隨時間成長。一旦考慮了冷平流之後，由海面向上傳送的熱通量而造成的底層空氣增溫效應，與大尺度冷平流的減溫效應相抵消，邊界層的結構(厚度)與熱對流強度可以達到一準恆定狀態。對流發展的時間尺度大約2小時，考慮冷平流之後，邊界層可以達到一準恆定狀態，故邊界層內的熱對流，有充分的時間發展。大尺度的冷平流效應，可以使海溫與底層氣溫差維持一個較大值，海面上的風速亦較大(熱力風效應)。這兩個效應都可以使大量的熱與水汽由海面傳送到低層空氣中。

強烈的對流在邊界層中發展時，會引發穩定層底部的內重力波，而且對流越強時，其振幅也越強。同時可透過溢入效應，將穩定層內較高的位溫傳到邊界層中。

以渦流動能收支來看浮力效應是造成渦動的主要原因。但在上邊界層的渦動動能主要來自於垂直傳送項，特別是在考慮了冷平流效應後最為顯著。同時考慮冷平流之後，在底層的风切效應及浮力效應均有顯著的增加。溼模式模擬出邊界層頂層雲的發生，後因對流系統強度的增強，層雲分裂而產生了雲街。雲街的形態比與觀測值相接近。潛熱釋放明顯地使對流的強度增加，並造成了上升運動與下降運動的不對稱性質。

誌謝

本文是在國科會NSC76-0202-M002-18 研究計劃的支持下完成的。

參考文獻

- 陳泰然, 1979: 東海氣團變性實驗 (AMTEX) 之科學成就。氣象預報與分析, 80, 10-21。
- Asai, T. and Nakamura, K., 1978: A numerical experiment of air-mass transformation processes over warmer sea, Part I: development of a convectively mixed layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, 56, 424-434.
- Chang, C.P., and K.M. Lau, 1982: Short-term planetary scale interactions over the tropics and midlatitudes during northern winter. Part I: Contrasts between active and inactive periods. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 933-946.
- Crowley, W.P., 1968: Numerical advection experiments. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 1434-1450.
- Deardorff, J.W., 1976: On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer. *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, 102, 563-582.
- Deardorff, J.W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimension model. *Boundary Layer Meteor.*, 18, 495-527.
- Gadd, A.J., 1978: A split explicit integration scheme for numerical weather prediction. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 104, 569-582.
- Hsu, W.R. & W.Y. Sun, 1986: Numerical simulation of mesoscale cellular convection over the East China Sea during the winter season. International Conference on Monsoon and Mesoscale Meteorology (Taipei, ROC). *Proceeding*, 196-201.
- Kuo, H. L. & Sun W.Y., 1976: Convection in the lower atmosphere and its effects. *J. Atmos. Sci.*, 33, 21-40.
- Lau, N.C., and K.M. Lau, 1984: The structure and energetics of midlatitude disturbances accompanying cold-air outbreaks over East Asia. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1309-1327.
- Miura Y., 1986: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, 43, 26-39.
- Ninomiya K., 1975: Large-scale aspects of air-mass transformation over the East China Sea during AMTEX'74. *J. Meteor. Soc. Japan*, 53, 285-303.
- Ninomiya K. & Akiyama T., 1976: Structure and heat energy budget of mixed layer capped by inversion during the period of polar outbreak over Kuroshio region. *J. Meteor. Soc. Japan*, 54, 160-174.
- Ninomiya K., 1977: Heat energy budget of the polar air-mass transformed over Kuroshio region under the situation of strong subsidence. *J. Meteor. Soc. Japan*, 55, 431-441.
- Rayleigh, O.M., 1916: On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *Phil. Mag.*, 32, 529-546.
- Sun, W.Y., 1984: Numerical analysis for hydrostatic equation of inertial-internal gravity wave. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 259-268.
- Sun, W.Y. & W.R. Hsu 1988: Numerical study of cold air outbreak over the ocean. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1205-1227.

NUMERICAL SIMULATION OF CONVECTIVE CLOUD STREETS

*Wu-Ron Hsu Tan-En Wang*Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University

(manuscript received August 10, 1988; in final form August 31, 1988)

ABSTRACT

Cloud streets, which are often found over the East China Sea during cold air outbreaks in the winter season, was simulated by utilizing a high-resolution numerical model. The model includes most of the major physical processes, such as, surface exchange of heat and moisture between water and air; condensation and evaporation; and vertical turbulent transfer of heat, moisture, and momentum. The purpose of this study is to investigate the effects of large-scale cold and dry advection, and latent heat release on the structure of those cloud streets.

The heat (moisture) transported from the warm Kuroshio is taken away by the large-scale cold (dry) advection in the region. The convective boundary layer and the embedded cloud streets therefore reach a quasi-steady state. Strong shallow convection develops with air-sea temperature difference maintained at a high level. The convection is further enhanced by latent heat release, also asymmetry between the upward and downward branches of the convection is largely due to latent heat release. We also investigated the aspect ratios of the cloud streets and performed budget analyses for the turbulent kinetic energy.

Key words: cloud streets, convective boundary layer, numerical simulation, cold advection, dry advection.