

利用雙都普勒雷達資料分析 颶線對流之動能收支

林松錦 黃素珍
國立中央大學 大氣物理研究所

(中華民國七十八年十二月二十四日收稿；七十九年三月九日定稿)

摘 要

本文針對民國76年5月16、17日在臺灣海峽附近發生的一個颶線系統進行動能收支的診斷研究。此系統由於發生在TAMEX期間，有較完整的都普勒雷達觀測資料，故利用雙都普勒雷達在17日0042LST和0045LST兩次的觀測推得三維風場，並由熱動力反求法求得壓力和溫度的擾動偏差量。利用這些資料，系統的動能分析得以進行。

動能收支的結果顯示，在整個空氣柱中，強烈的上升運動使總動能往上輸送。水平與垂直通量輻散是動能的源，在各高度上其數量大小相近，但作用相反。總浮力作用是動能最主要的匯，由於多數的暖空氣下降、冷空氣抬升，使系統中有極大部分的動能轉換成位能。摩擦消散項僅是動能的次要匯。由動能的局部變化率顯示，分析區域上層動能的增生不夠抵償中、下層動能的消耗，顯示系統已在逐漸消散中。

關鍵詞：動能收支，颶線，都普勒雷達

一、前 言

大氣中的各種天氣現象，是環流系統中不同尺度能量過程的顯示，對於氣象研究而言，如何能更明確地描述各尺度間能量的轉換和傳輸，始終是個重要的主題。早期關於對流系統能量的診斷研究，因為資料的缺乏或解析度不足，多局限在探討對流系統與較大範圍綜觀尺度間能量的變化，至於強烈對流如何影響其中尺度環境，或系統本身中小尺度下的能量研究則較為少見。利用NSSL (National Severe Storms Laboratory) 及 AVE-SESAME (Atmospheric Variability Experiment-Severe Environmental Storms and Mesoscale Experiment) 次綜觀尺度的觀測資料，McInnis 與 Kung (1972)、Kung 與 Tsui (1975)

、Tsui 與 Kung (1977)、Fuelberg 與 Jedlovec (1982) 以及 Fuelberg 與 Printy (1984) 等進行動能診斷分析，結果指出，中尺度對流環境中能量的轉換和傳輸，都比在綜觀尺度環境中為大。但由他們的分析結果也顯示，隨著所分析的區域大小及對流系統強烈程度的不同，動能收支結果也略有差異。

近年來由於都普勒雷達的開發和應用，使中尺度天氣系統的研究在觀測資料方面獲得極大的助益，但都普勒雷達雖能在短時間內提供大量高解析度的資料，卻也只能提供系統詳細的風場結構，無法直接提供氣壓和溫度等熱、動力因子。Bonesteel 與 Lin (1978)、Hane 與 Scott (1978) 及 Gal-Chen (1978) 等陸續嘗試使用間接的方法去求所需的熱、動力場。其中 Gal-Chen (1978) 應用動量方程式，藉著變

分法和Neumann的邊界條件，利用都普勒雷達測得的三維風場和回波反射率求得氣壓和溫度的擾動偏差(deviation of perturbation)。許多學者應用這種熱動力反求法(thermodynamic retrieval method)分別進行不同主題的研究，例如Hane等(1981)、Roux等(1984)、Brandes(1984)、Hane與Ray(1985)、Lin等(1986)、Lin等(1989)以及Lin與Hughes(1987)等，結果均顯示在運動和動力結構上都能有合理的解釋。基於此，將動能收支方程式做一合理的近似後，再利用雙都普勒雷達三維風場資料及熱動力反求法求得的壓力及浮力場，較小尺度的動能收支分析變得可行。Lin與Coover(1988)、潘與林(1988)即運用此法對一含下衝風的對流系統做動能分析，其研究結果指出水平通量輻散量和水平產生項(generation)是動能的源(source)，而摩擦消散則是動能的匯(sink)，於整個風暴系統中浮力項與垂直產生項兩者幾乎維持平衡的狀態。

本文將利用上述的方法，針對1987年5月16、17日一發生於TAMEX (Taiwan Area Mesoscale Experiment) 期間第二次IOP (Intensive Observation Period) 的颱風對流進行動能收支分析。主要的目的是期望進一步了解維持此對流結構的一些物理過程。採用的資料則是TOGA和CP-4雙都普勒雷達在17日0042 LST和0045 LST的兩次掃描觀測。

二、動能收支方程式

在卡氏座標上，三維動量方程式可以寫成

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \hat{k}g - 2\Omega \times \vec{V} + \vec{F} \quad (1)$$

式中 \vec{V} 、 ρ 、 p 、 g 、 \hat{k} 及 \vec{F} 分別為三維風場、空氣密度、氣壓、重力加速度、旋轉角動量及摩擦力。若將壓力 p 與密度 ρ 化成環境平均場與擾動量的和

$$p = \bar{p}(z) + p'(x, y, z) \quad (2)$$

$$\rho = \bar{\rho}(z) + \rho'(x, y, z) \quad (3)$$

則(1)式乘上 $\rho\vec{V}$ 後將壓力梯度項展開並省略高次項可得

$$\begin{aligned} \rho \frac{dk_3}{dt} = & -\vec{V}_h \cdot \nabla_h p' - w \frac{\partial p'}{\partial z} \\ & + \bar{\rho} g w \left(\frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} - q_1 \right) + \bar{\rho} \vec{V} \cdot \vec{F} \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $k_3 = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$ 是單位體積、單位質量的

總動能，下標 h 代表水平方向，等號右邊第三項中之 $\bar{\theta}_v$ 為環境平均虛位溫， θ'_v 為虛位溫的擾動量，而 q_1 為液態水混合比。該項是經由

$$\frac{\rho'}{\bar{\rho}} g \approx \left(-\frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} + q_1 \right) g \quad (5)$$

而來，代表熱浮力(thermal buoyancy)與降水負載(precipitation loading)的合成效應(Lin與Coover, 1988)。藉由連續體方程式的幫助，由(4)式可推得完整的動能收支方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k_3) = & -\nabla_h \cdot (\bar{\rho}k_3 \vec{V}_h) - \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho}k_3 w) - \vec{V}_h \cdot \nabla_h p' \\ \text{LTK} & \quad \text{HFD} \quad \text{VFD} \quad \text{HGE} \\ & - w \frac{\partial R'}{\partial z} + \bar{\rho} g w \frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} - \bar{\rho} g w q_1 + \bar{\rho} \vec{V} \cdot \vec{F} \quad (6) \\ & \quad \text{VGE} \quad \text{BYP} \quad \text{PLP} \quad \text{DIS} \\ & \quad \quad \quad \text{TBP} \end{aligned}$$

(6)式中各項的意義分別如下

LTK：單位體積總動能的局部變化率(local tendency of kinetic energy per unit volume)，

HFD：單位體積總動能的水平通量輻散量(horizontal flux divergence)，

VFD：單位體積總動能的垂直通量輻散量(vertical flux divergence)，

HGE：單位體積由水平擾動氣壓梯度力所造成的動能產生項(horizontal generation)，

VGE：單位體積由垂直擾動氣壓梯度力所造成的動能產生項(vertical generation)，

BYP：單位體積因熱浮力引起的動能增減(thermal buoyancy production)，

PLP：單位體積因降水負載引起的動能增減(precipitation loading production)，

TBP：單位體積總浮力對動能的作用(total buoyancy production)，

DIS：單位體積內摩擦消散造成的動能損失(dissipation)。

在一個非對流性系統中，BYP與PLP的作用並不顯著，因此在風暴環境的動能收支研究裡，此兩項經

常被忽略，如 Fuelberg 與 Printy(1984) 以及 Kung 與 Tsui(1975)。但是在一具有強烈降水及旺盛垂直運動的對流性系統中，此兩項的重要性可能大幅提升，如 Lin 與 Coover(1988)。關於 PLP 項，由於實際觀測中液態水混合比 q_r 無法直接測得，故一般研究都以雨滴混合比 q_r 來估計之， q_r 可利用回波反射率 Z_e 經由經驗式來求得

$$q_r = \frac{1}{\rho} \left[\frac{Z_e (mm^6 m^{-3})}{A} \right]^B \quad (7)$$

其中 $A = 1.73 \times 10^4$ ， $B = 7/4$ (Kessler, 1969; Lin 與 Coover, 1988)。此種簡化的估計，在雲底下較為適當，而當上升運動極為強烈時，則可能有較大的誤差。(6) 式中的摩擦消散項 (DIS) 則以參數化的方式來處理，該項中的模摩擦力 F 可以 Klemp 與 Wilhelmson (1978) 的亂流參數化公式來計算。經參數化的摩擦力分量可表示為

$$F_x = \frac{\partial}{\partial x} \left[2K_m \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{K_m^2}{C_m^2 l^2} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K_m \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[K_m \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \quad (8a)$$

$$F_y = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_m \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[2K_m \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{K_m^2}{C_m^2 l^2} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[K_m \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \quad (8b)$$

$$F_z = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_m \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K_m \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[2K_m \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{K_m^2}{C_m^2 l^2} \right] \quad (8c)$$

(8) 式中 K_m 為動量擴散係數， C_m 取 0.2 而空間尺度 l 以網格尺度 $(\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ 來取代。由於利用雷達資料無法直接求得壓力擾動 p' 與虛位溫擾動 θ'_v ，熱力反求法將 p' 與 θ'_v 展開成平均擾動量與擾動偏差之和

$$p' = \langle p' \rangle (z) + p'_d(x, y, z) \quad (9)$$

$$\theta'_v = \langle \theta'_v \rangle (z) + \theta'_{vd}(x, y, z) \quad (10)$$

其中 $\langle \rangle = \frac{1}{area} \int_x \int_y dx dy$ 。在一等高面上環境平均

場(如 \bar{p}) 及平均擾動量(如 $\langle p' \rangle$) 都只是一個常數，從(9)、(10)及(2)、(3)式可看出擾動偏差量(如 p'_d) 和擾動量(如 p') 與實際場量(如 p) 之分佈趨勢實質上是相同的。因此，(6) 式中各項經水平區域平均後，HGE、VGE、及BYP 三項可分別改寫成

$$\langle \bar{V}_h \cdot \nabla_h p' \rangle = \langle \bar{V}_h \cdot \nabla_h p'_d \rangle \quad (11)$$

$$- \langle w \frac{\partial p'}{\partial z} \rangle = - \langle w \frac{\partial p'_d}{\partial z} \rangle - \langle w \rangle \frac{\partial \langle p' \rangle}{\partial z} \quad (12)$$

$$\langle \bar{\rho} g w \frac{\theta'_v}{\theta_v} \rangle = \frac{\bar{\rho} g}{\theta_v} (\langle w \theta'_{vd} \rangle + \langle w \rangle \langle \theta'_v \rangle) \quad (13)$$

對於一個上升和下降氣流共存的對流系統，任一高度面上的垂直速度經水平平均後，其值通常比該層的上升和下降氣流小得很多。在這種情形時，(12) 及(13) 兩式可近似如下

$$- \langle w \frac{\partial p'}{\partial z} \rangle \approx - \langle w \frac{\partial p'_d}{\partial z} \rangle \quad (14)$$

$$\langle \bar{\rho} g w \frac{\theta'_v}{\theta_v} \rangle \approx \frac{\bar{\rho} g}{\theta_v} \langle w \theta'_{vd} \rangle \quad (15)$$

如此，則(6) 式經水平平均後即成

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle \bar{\rho} k_3 \rangle &= - \langle \nabla_h \cdot (\bar{\rho} k_3 \bar{V}_h) \rangle \\ &- \langle \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} k_3 w) \rangle - \langle \bar{V}_h \cdot \nabla_h p'_d \rangle \\ &- \langle w \frac{\partial p'_d}{\partial z} \rangle + \frac{\bar{\rho} g}{\theta_v} \langle w \theta'_{vd} \rangle \\ &- \bar{\rho} g \langle w q_r \rangle + \langle \bar{\rho} \bar{V} \cdot \bar{F} \rangle \end{aligned} \quad (16)$$

(16) 式中各項均可由雙都普勒雷達推出的三維風場、回波反射率以及熱動力反求法求得的擾動壓力偏差和浮力場求得。

三、個案資料處理與分析方法

(一) 資料處理過程

本文所研討的個案是1987年5月16、17日發生於TAMEX 期間第二次IOP 所觀測到的颱風系統。有關此個案的發展情形及內部結構，許與丘(1988)，Lin 等(1989)，Wang 等(1989) 都曾做過分析。在5月16日1200UTC (2000LST) 的地面天氣圖上(圖1a)，可看到在中國大陸東南沿海附近有一道鋒面伸展，其低壓中心在東海，臺灣位於冷鋒前的暖區中。由每三小時的衛星雲圖(圖1b) 可看到5月16日

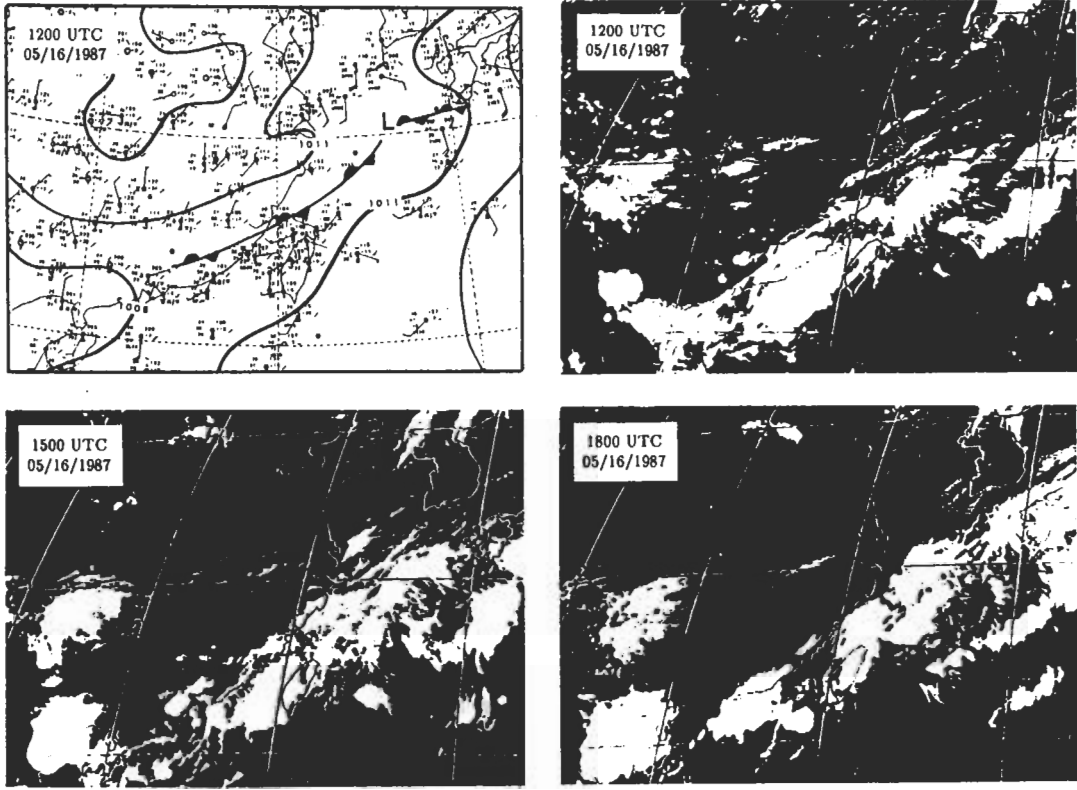


圖1 1987年5月16日1200 UTC 地面天氣圖與1200 UTC、1500 UTC及1800 UTC的衛星雲圖。

1200UTC 時大陸南方有一中尺度對流系統，此系統隨時間增強並以約16.5m/s 的速度往東北東移動，於16日1500 UTC 左右到達台灣西岸，登陸台灣後受

地形影響逐漸消散。本文探討的颶線即包含在此系統中。圖2 是16日1200 UTC 馬公的探空斜溫圖，此時系統約在馬公西方200公里處，兩小時後通過本站，所以此探空資料可視為颶線前的環境情形。圖中顯示LCL 的高度約在350公尺，LFC 高度約為1000公尺，不穩定的條件使深對流可發展達13公里的高度。在3到4公里左右有一低層噴流，其極大風速約20m/s，4公里以下垂直風切每公里可達4m/s。另外在13公里的上層有一西風噴流，在4公里高度附近有較乾層存在，相對濕度約為50%。

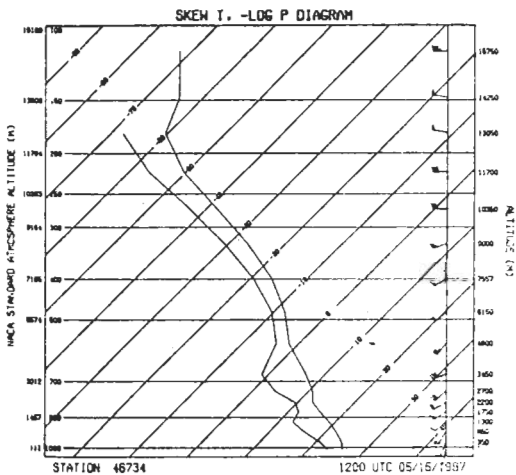


圖2 1987年5月16日1200 UTC 馬公站的探空斜溫圖。

此颶線系統約在16日2300 LST 左右進入CP-4 與TOGA 雙都普勒雷達的觀測區域(圖3)。本文所採用的資料，即是CP-4 與TOGA 雷達在17日00:42:30 LST 和00:45:00 LST 的兩次掃瞄觀測結果，關於資料的處理則是運用美國NCAR 的SPRINT 和CEDRIC 雷達資料處理軟體。(6)式中之環境平均空氣密度 ρ 則利用16日1500 UTC 馬公的探空資料來計算。

有關三維風場詳細的計算方法和流程可參考王(1988)。大致過程為將各都普勒雷達測得的回波反

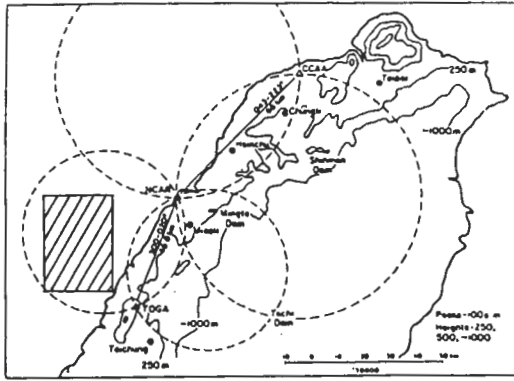


圖3 TAMEX 期間三個都普勒雷達的位置，斜線表示分析區域。虛線表示適於雙都普勒分析的範圍。

射率和徑向風速經偵錯和時空內插後，設定垂直速度的上邊界，利用兩個徑向速度關係式、一個終端下降速度經驗式求得 u 、 v ，再由非彈性連續方程式 (anelastic mass continuity equation) 向下積分，計算下一層之垂直速度，反覆計算 (iteration) 直至下一層的垂直速度收斂為止，依此步驟一層層往下，並利用變分校正 (variational adjustment)，使滿足下邊界條件，反覆計算而得三度空間每一點的 u 、 v 和 w 。

熱動力場的反求主要是依據 Gal-Chen (1978) 的方法。將動量方程式改寫成

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = -\bar{\rho} \left(\frac{du}{dt} + F_x \right) \equiv F \quad (17)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial y} = -\bar{\rho} \left(\frac{dv}{dt} + F_y \right) \equiv G \quad (18)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = -\bar{\rho} \left[\frac{dw}{dt} - g \left(\frac{\theta'_v}{\theta_v} - q_1 \right) + F_z \right] \quad (19)$$

因為所分析的尺度較小，在此省略科氏效應。(17) 與 (18) 兩式中的 F 與 G 為可求的位置函數，利用此兩式可由 Least-Square 方法來求壓力擾動 p' 的近似解。(17) 與 (18) 分別對 x 和 y 微分後相加可得

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p'}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial p'}{\partial y} \right) = \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} \quad (20)$$

(20) 式可利用連續過緩和法 (successive over-relaxation method) 和 Neumann 邊界條件來解。但使用 Neumann 的邊界條件時，(20) 式並不能求得擾動壓力 p' 的唯一解，所得的唯一解是擾動壓力的偏差量 $p'_d = p' - \langle p' \rangle$

為檢驗反求結果與風場的適應程度，採用 Gal-

Chen 與 Kropfli (1984) 提出的動量檢查 (momentum check) 法來計算相對誤差 Er ，其定義為

$$Er \equiv \frac{\iint [(\frac{\partial p'}{\partial x} - F)^2 + (\frac{\partial p'}{\partial y} - G)^2] dx dy}{\iint (F^2 + G^2) dx dy} \quad (21)$$

當 Er 大於 0.5 時，反求結果較不可信。圖 4 顯示本文的反求結果在大部分高度上 Er 值都很小。

(19) 式經水平平均後再和 (19) 式相減即得

$$\theta'_{vd} = \frac{\bar{\theta}_v}{g} \left[\left(\frac{dw}{dt} - \langle \frac{dw}{dt} \rangle \right) + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'_d}{\partial z} + g(q_1 - \langle q_1 \rangle) - (F_z - \langle F_z \rangle) \right] \quad (22)$$

將反求得到的擾動壓力偏差量代入 (22) 中， θ'_{vd} 即可求。

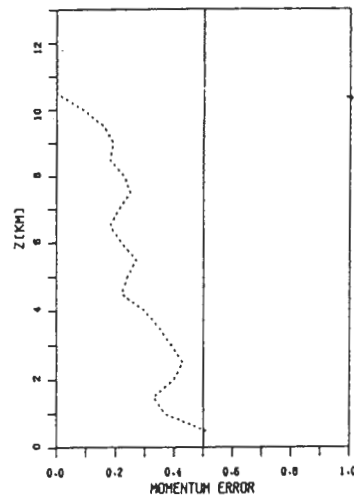


圖4、 Er 隨高度的變化情形。

有關時間的加速度項，則是利用下面的方法來計算 (Roux 等, 1984)

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dt} = & \frac{\Psi_2 - \Psi_1}{\Delta t} + \frac{1}{2} \left[u_1 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)_1 + u_2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)_2 \right] \\ & + \frac{1}{2} \left[v_1 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)_1 + v_2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)_2 \right] \\ & + \frac{1}{2} \left[w_1 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)_1 + w_2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)_2 \right] \quad (23) \end{aligned}$$

式中 Ψ 代表 u 、 v 或 w ，下標 1 與 2 代表不同時間的觀測結果，在此即分別表示 00:42:30 LST 及 00:45:00 LST 兩次掃瞄，間隔時間 Δt 為 150 秒。因此，本文反求法求得的熱動力場，所代表的時間事實上是介於 00:42:30 LST 與 00:45:00 LST 之間的情形。

(二) 動能收支分析

單位體積總動能的收支，是由(16)式計算後再經水平平均而得。以CP-4雷達為原點，分析區域東西向從 $x = -50$ Km到 $x = -25$ Km，南北向 $y = -35$ Km至 $y = 0$ Km (圖3)，垂直方向由0.5到11.5公里高度，垂直與水平網格間距皆為0.5公里。在本文的計算中，(16)式右端各項的風場是前述兩個掃瞄時間的風場平均後，再減去系統移動速度後的相對

風場。至於(16)式左端的局部變化率，此處採用兩種方法來計算，其一是由(16)式右端各項的總和來估計，亦即剩餘項(residual)，下文將以RES稱之。其二是直接由各掃瞄時間的風場算出總動能的變化後，再除以間隔時間而得。

四、分析結果與討論

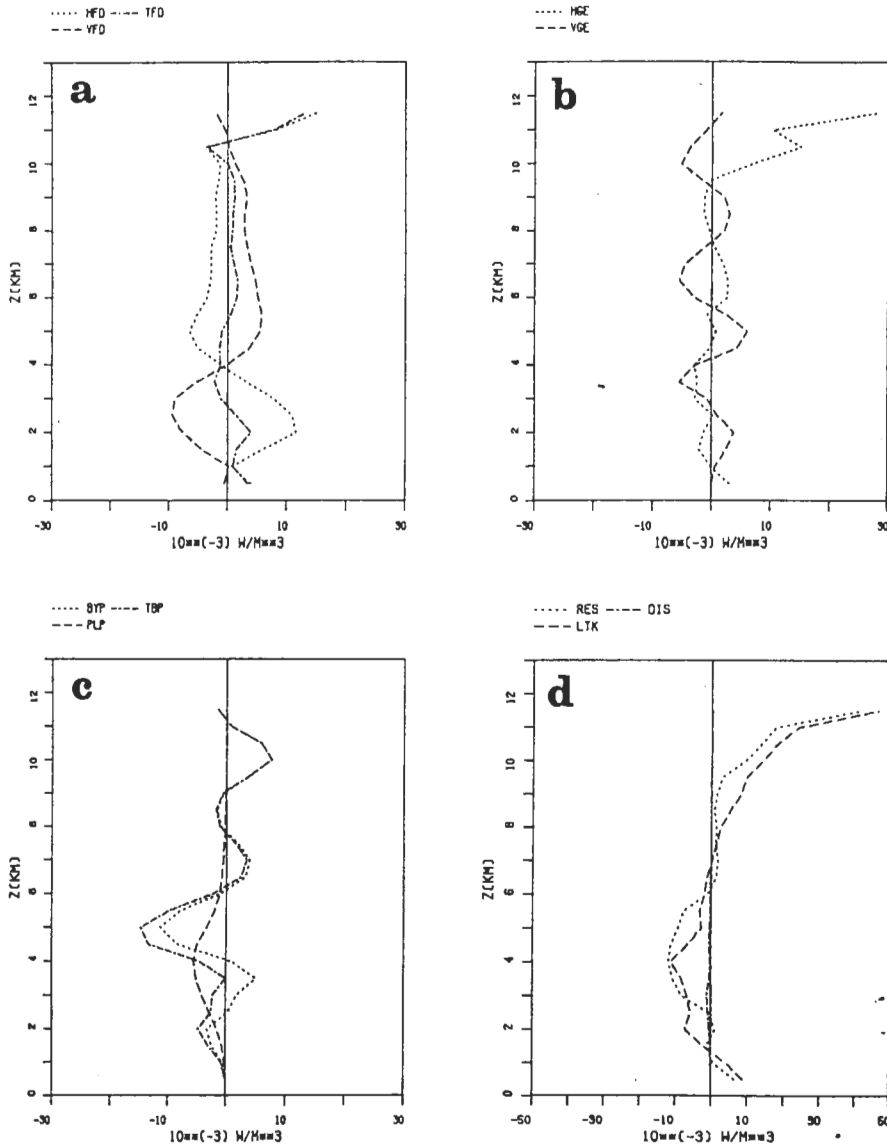


圖5 動能收支各項經水平平均後，隨高度的變化。(a) 水平、垂直及總和的通量輻散，(b) 水平產生項與垂直產生項，(c) 熱浮力、降水負載及總浮力作用，(d) 動能的局部變化率(RES) 與摩擦消散項(DIS)。

圖5是動能收支各項經水平平均後，隨高度的變化情形。圖5a顯示水平、垂直及總和的通量輻散度(HFD、VFD及TFD)，此處正值表示輻合，負值表示輻散。由圖可看到HFD在4公里以下為正、4公里以上為負，亦即分析區域的下層輻合、中上

層輻散。這種水平輻散度的垂直配置與對流系統的發展相當符合。由HFD(圖6)及水平輻散度(圖未示)在2公里和5公里高度的分布情形，可看到兩者的分布相當一致。HFD的較大值多發生在 $x = -40$ Km到 $x = -30$ Km的強回波區(圖7)，這是強回波

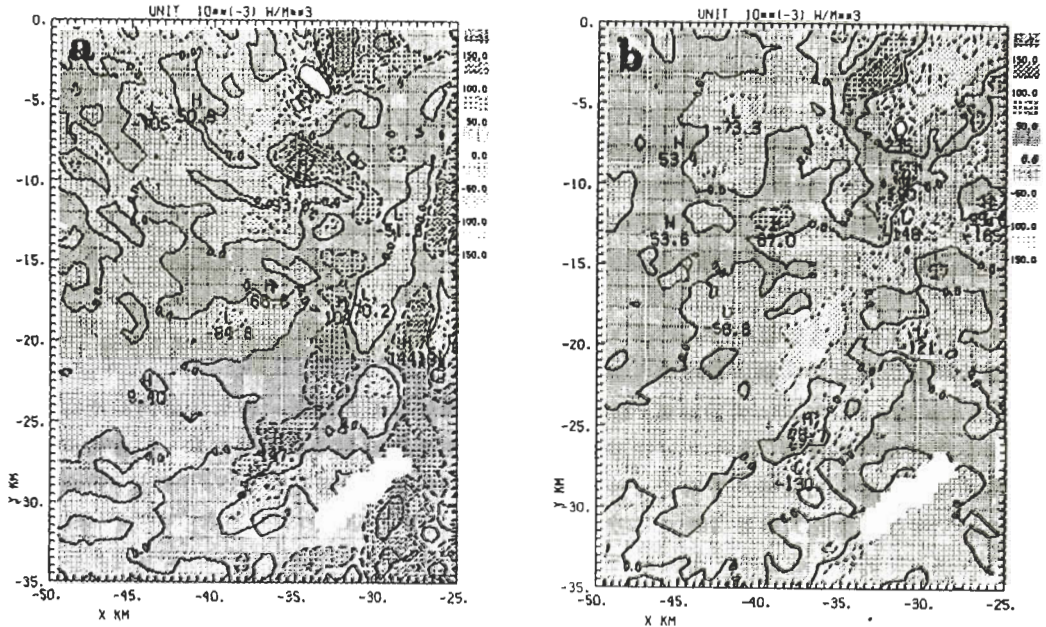


圖6 水平通量輻散在(a)z = 2Km 和(b)z = 5Km 的分布情形。

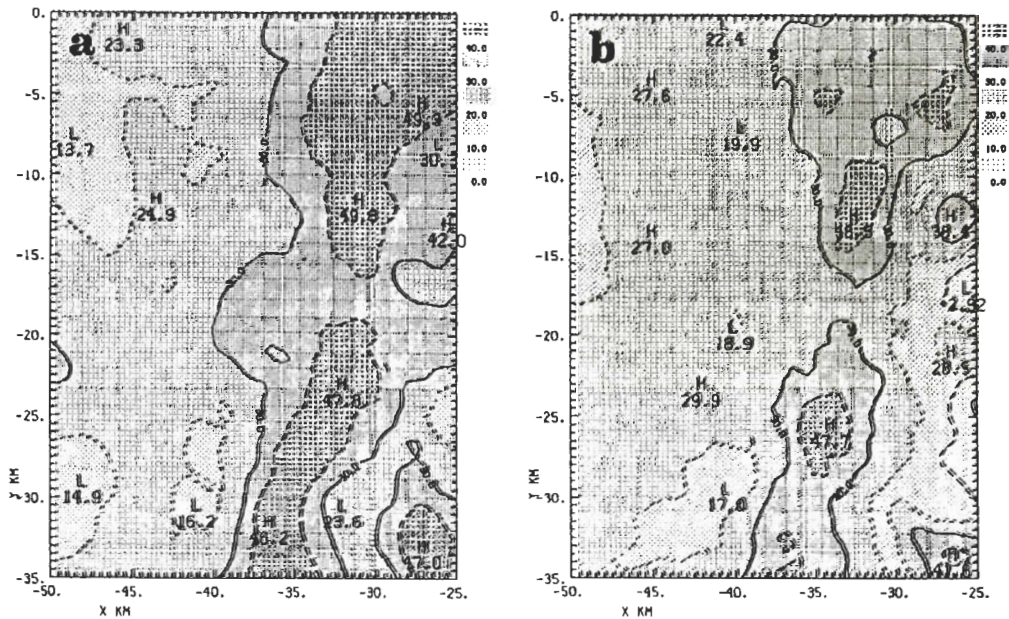


圖7 回波反射率在(a)z = 2Km 和(b)z = 5Km 的分布情形。

區的前來氣流(front-to-rear inflow)與後側的逸入氣流(rear-inflow)相輻合的結果,最強的通量輻合發生在2公里左右的高度。與HFD相反的,VFD的垂直變化顯示,在中上層有動能的通量輻合、下層則為通量輻散。綜觀HFD與VFD垂直變化,可發現在幾乎所有高度上,此兩者的大小具有相同的數量級,但彼此異號。HFD與VFD的和為動能的總和通量輻散量,在低層由於較強烈的水平輻合作用,TFD對動能有正貢獻,而3公里以上因旺盛的對流活動而使VFD的作用大於HFD。由於雷達觀測在沒有降水的地方就沒有回波資料,經資料處理後,10公里以上各層的資料數很少(不到400個網格點),所以10公里以上的計算結果對整個分析區域是不具代表性的。

圖8是總動能的垂直傳輸($\langle \rho k_3 w \rangle$),由圖中可看到在整個分析層中,動能都是往上传送。由 $y = -11$ Km和 $y = -26$ Km強回波區(圖7)的垂直剖面上的風場分布情形(圖9),可知道動能的垂直輸送主要是發生在強回波帶附近,強回波帶的對流活動增強了動能的垂直傳輸。最強的垂直傳輸發生在4公里左右的高度。雖然垂直速度的水平區域平均很小(表一),但動能的垂直傳輸卻相當顯著,顯示上升氣流區的對流活動遠較

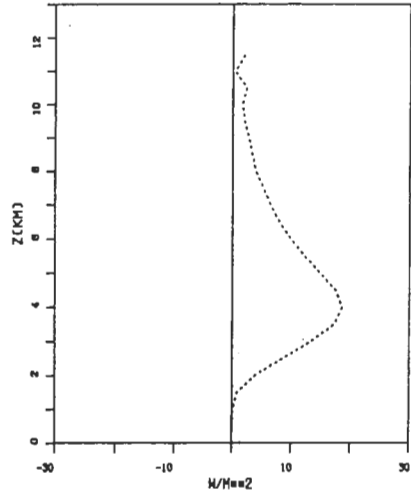


圖8 總動能的垂直傳輸。

下降氣流區為活躍。在對流區內動能的往上輸送雖然是維持對流的重要因素,但就整個系統而言,動能垂直傳輸的輻合(VFD為正)有利於對流系統的發展,而輻散(VFD為負)則不利於系統的發展。

圖5b是水平產生項HGE和垂直產生項VGE對總動能變化的貢獻情形。當水平風由高壓吹向低壓時,HGE是動能的源,亦即系統將位能轉換成動能

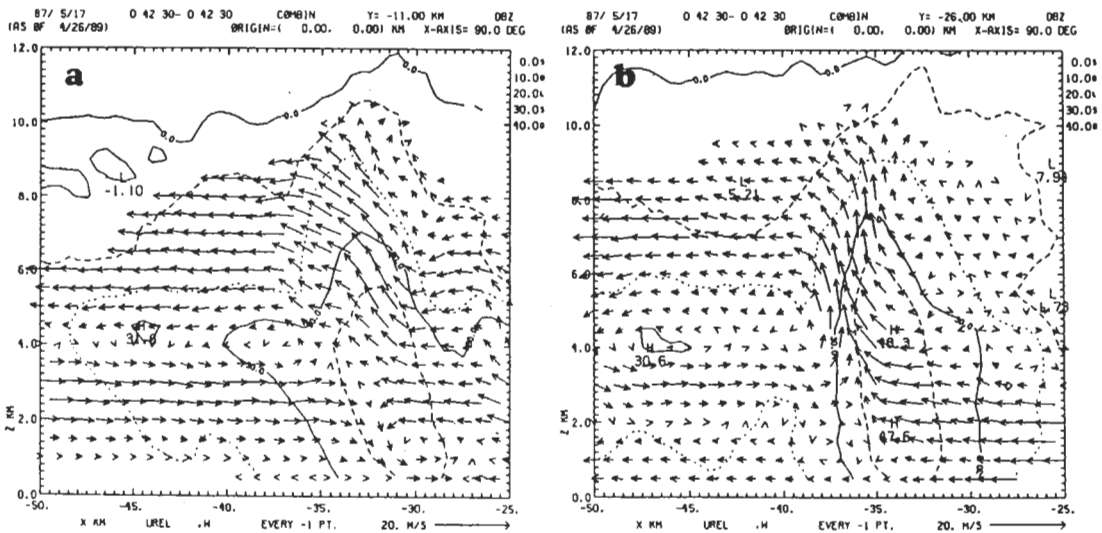


圖9 回波反射率與u、w合成風在(a) $y = -11$ Km和(b) $y = -26$ Km垂直剖面上之分布情形。

表一 各高度面上垂直速度的水平平均值、標準差、極小及極大值，單位為m/s。

Z (KM)	$\langle w \rangle$	STDV	MIN	MAX
0.50	0.00	0.00	0.0	0.0
1.00	0.03	0.36	-1.8	1.8
1.50	0.09	0.67	-2.9	3.5
2.00	0.23	0.94	-4.0	5.1
2.50	0.41	1.20	-3.9	6.5
3.00	0.60	1.43	-3.0	7.7
3.50	0.74	1.63	-3.0	8.3
4.00	0.81	1.76	-3.7	8.0
4.50	0.80	1.82	-5.1	7.8
5.00	0.75	1.80	-6.3	8.8
5.50	0.69	1.73	-7.0	9.2
6.00	0.63	1.62	-7.0	8.6
6.50	0.59	1.54	-6.7	8.7
7.00	0.55	1.48	-6.7	9.0
7.50	0.49	1.43	-6.0	9.5
8.00	0.44	1.36	-5.1	9.4
8.50	0.44	1.37	-3.9	9.0
9.00	0.46	1.34	-3.4	8.1
9.50	0.47	1.21	-3.1	6.5
10.00	0.42	0.95	-2.4	4.8
10.50	0.28	0.68	-1.1	3.5
11.00	0.19	0.37	-0.5	1.1
11.50	0.31	0.31	-0.3	1.0
VOLUME	0.50	1.42	-7.0	9.5

，反之則為動能轉換成位能。圖中顯示HGE的值並不大，在 $z = 5.5$ Km到 $z = 8$ Km左右，HGE是動能的源，而在4.5公里高度以下，HGE是動能的匯。由 $y = -11$ Km和 $y = -26$ Km垂直剖面上擾動壓力偏差與風場的配置情形(圖10)，可看到HGE的

垂直分布與強回流區低層有擾動高壓而高層有擾動低壓的情形是相關的，低層擾動高壓產生的原因是由於下降外衝氣流與強回流區前緣逸入氣流相衝擊的結果，而上層的擾動低壓則可能是氣流輻散所造成。在綜觀尺度動能收支分析中，動能產生項是因為氣流跨越等壓線所造成，對於發展中的系統通常是正的貢獻。但在此所討論的則是氣流方向和氣壓擾動的相關，從圖10擾動氣壓偏差和風場的分布可見在1Km以下HGE的正值是由於下降外衝氣流所造成，而在4Km和1Km之間的負值則是由於強回流區的前緣及後側之逸入氣流所造成。

擾動壓力這種上低下高的垂直分布亦造成了VGE的值垂直正負交替的變化。在此必須提醒的是，本文中垂直產生項VGE與熱浮力BYP是經過(14)及(15)式近似後的結果。在前面第二節中提過，此種近似的適當與否，必須視垂直速度經水平平均後(即 $\langle w \rangle$)是否接近零或維持很小的值而定。從表1中 $\langle w \rangle$ 與垂直速度的極大、極小及標準差在各高度面上的值可以看到， $\langle w \rangle$ 在各高度上都維持很小的正值，顯示分析區域內上升運動較為重要。而 $\langle w \rangle$ 與垂直速度的極大、極小值相較之下，發現兩者在各高度上都相差了一個數量級。由圖5b，在 $z = 2$ Km附近的下層和 $z = 5$ Km左右的中層，VGE對動能有較大的正貢獻，而 $z = 7$ Km附近，則有較大的負貢獻，這大部分是因為前來氣流輻合上

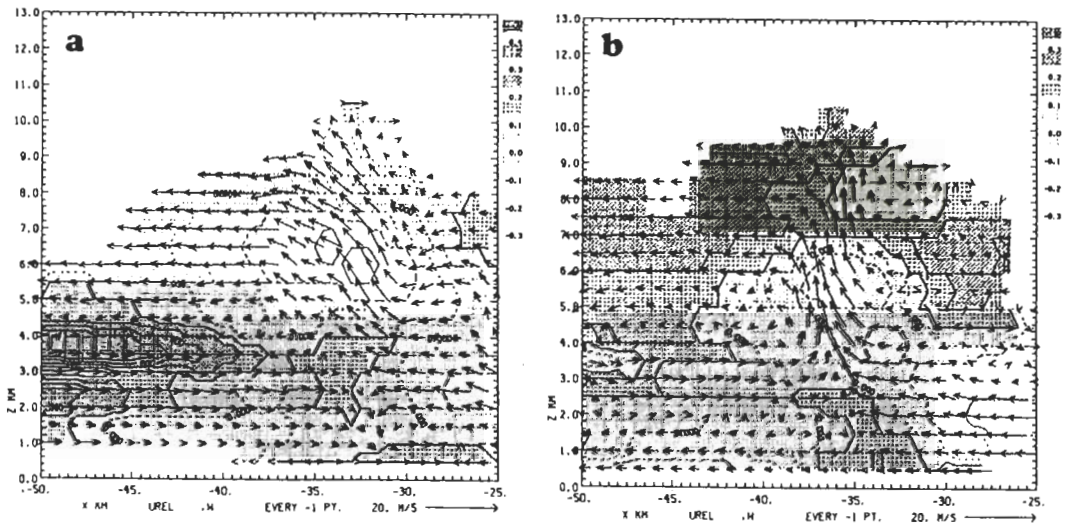


圖10 擾動壓力偏差與 u 、 v 合成風在(a) $y = -11$ Km和(b) $y = -26$ Km垂直剖面上之分布情形。

升與擾動壓力下高上低的分布相配合的結果，而在 $z = 3 \text{ Km}$ 處的負值，則是後側逸入氣流的沉降運動造成的。注意分析區域北部(圖10a)在 $x < -40 \text{ Km}$ 的4公里高度，以及南部(圖10b) $x > -30 \text{ Km}$ 的6公里高度附近，都有一擾動高壓區存在。此兩處高壓的存在，可抑制其下方的上升運動，使系統的對流呈現在北邊偏向東、而在上方向西偏的傾斜型態。

圖5c是浮力作用的垂直變化情形。當冷空氣下降、暖空氣上升時，系統會有動能的增加，反之，當冷空氣被迫抬升、暖空氣被迫下降，總浮力作用是動能的匯。圖中顯示熱浮力BYP與降水負載PLP的合成使TBP在4到6公里的高度對動能有極大的負貢獻，由5公里高度上的虛位溫擾動場和垂直速度場(圖11和圖12)比較可知，上升氣流區大致相對於負的或較小的溫度擾動場。由擾動虛位溫與風場在 $y = -11 \text{ Km}$ 和 $y = -26 \text{ Km}$ 剖面上的分布情形(圖13)，可看到強回波區在4到6公里的高度上有較強的擾動低溫區存在，且強烈的上升氣流將此較冷的空氣抬升。在 $z = 3 \text{ Km}$ 和 $z = 7 \text{ Km}$ 附近，因為較多暖空氣的上升使BYP對動能有正貢獻。在對流內擾動溫度的正負由降水的蒸發冷卻和下降壓縮增溫的合成效應來決定。在上升氣流較強的區域冷卻

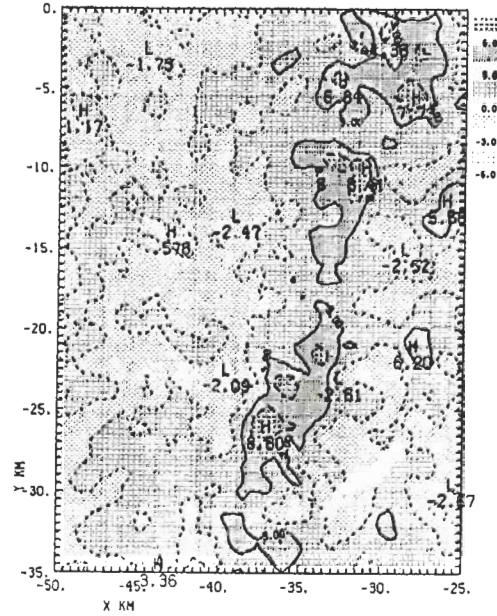


圖12 垂直速度在 $z = 5 \text{ Km}$ 高度面上的分布情形。

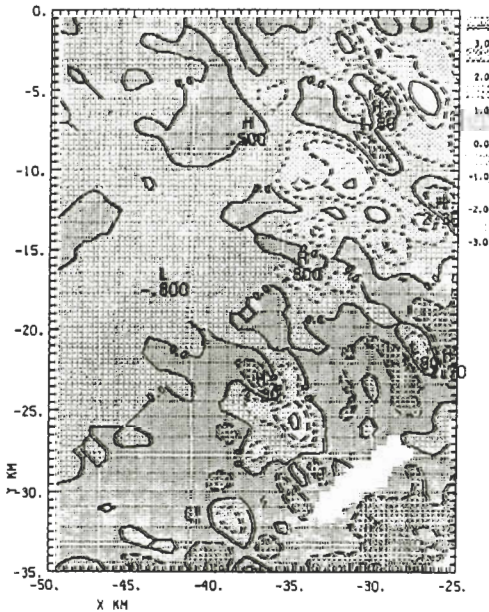


圖11 擾動虛位溫在 $z = 5 \text{ Km}$ 高度面上的分布情形。

大於增溫而上升氣流較弱區域則增溫大於冷卻。降水負載與回波強度的分布是一致的，強烈的降水與垂直速度相配合的結果(圖9)，使PLP在4公里高度對動能有最大的負貢獻(圖5c)。比較圖5b與圖5c亦發現BYP和VGE在垂直方向的分布有相反的趨勢，此乃因垂直壓力梯度和浮力有相反的效應，Lin與Coover(1988)在他們的個案中亦有類似的結果。

圖5d是摩擦消散(DIS)與總動能的局部變化率(RES,LTK)隨高度的變化情形。在以往較大尺度的動能收支研究中，消散項並非直接計算，而是由動能收支方程式中的餘數來估計。在此個案研究中，由於雙都普勒雷達資料推得了詳細的三維風場，空間解析度較為精細，故採用參數化來計算消散項。圖5d顯示消散項在各高度上都都很小，但仍多為負值。RES是由(16)式右端各項總和計算而得的動能局部變化率，此項的可信度遠較其它各項為低，因為它不只包含了實際的動能變化，亦包括來自其它各項的誤差，如風場和熱、動力場等各變數的推算、摩擦力的參數化、降水負載經驗式、定差法等等。LTK則是由兩次掃描資料直接計算的局部變化率。由圖5d所顯示RES與LTK的垂直變化頗為一致似

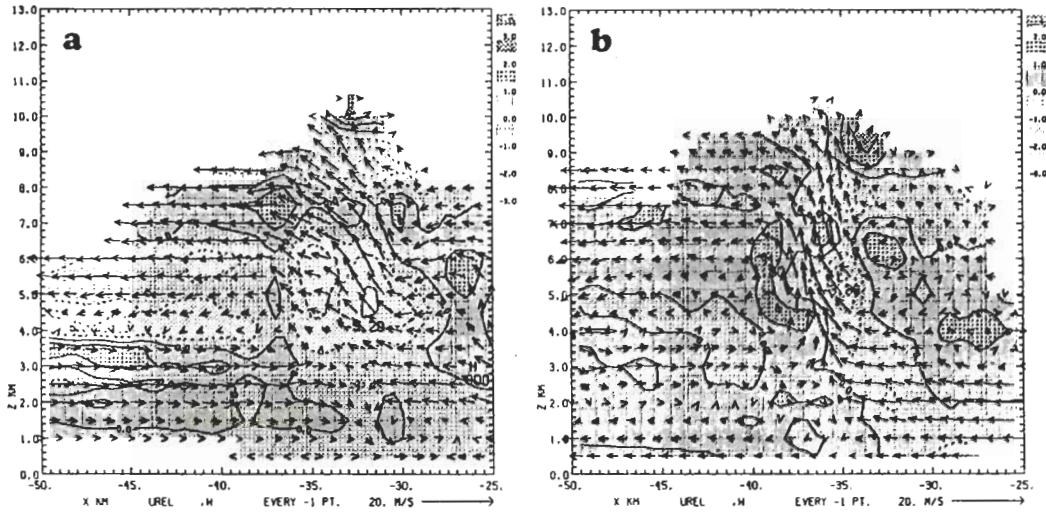


圖13 擾動虛位溫與u、w合成風在(a) $y = -11\text{Km}$ 和(b) $y = -26\text{Km}$ 垂直剖面上之分布情形。

可說明在本文中，經由熱動力反求法及參數化法所得到的各動能收支項，其結果應是可靠的。由2Km及5Km兩個高度上RES與LTK的水平分布(圖未示)顯示，較明顯的動能變化都發生在強回波區。圖5d則顯示在對流的中下層動能有逐漸減弱的現象。

表二是動能收支各項經平均後再對0.5Km或1Km高度積分之結果，其最下一列是各項從 $z = 0.5\text{ Km}$ 到 $z = 10\text{ Km}$ 的總收支。由表中可看到消散項在所有層中都在消耗動能，但動能最主要的匯，則是總浮力的作用，亦即在整個系統中，因為強烈的降水

和垂直運動使大部分冷空氣上升、暖空氣下降，將系統的極大部分動能轉換為位能，而這種效應，尤以4到6公里的高度為最強烈。水平和垂直的通量輻散是動能的源，但其總效應不大，在此表中仍可看到此兩項在各層中彼此異號，但大小有相同的數量級。動能的局部變化率在7公里高度以下呈現迅速的消耗，7公里以上雖有動能的增生，但仍不足以補償其下的動能消耗，故整個空氣柱的動能在迅速減少當中，由此及前述的衛星雲圖，可知系統在此分析時間中正在逐漸消散。

表二 動能收支項垂直積分之水平平均值，單位為 Wm^{-2} 。

Z(KM)	HFD	VFD	HGE	VGE	BYP	PLP	DIS	RES	LTK
9 - 10	-1.623	2.533	1.235	-1.565	3.778	-0.120	-0.105	4.125	10.420
8 - 9	-1.975	2.985	-1.070	2.593	-1.140	-0.203	-0.150	1.035	5.205
7 - 8	-2.623	3.358	0.625	-1.228	1.715	-0.388	-0.145	1.313	1.255
6 - 7	-3.085	4.590	2.528	-4.605	2.385	-0.790	-0.275	0.758	-1.123
5 - 6	-5.108	5.513	0.473	2.035	-6.983	-2.103	-0.423	-6.565	-2.840
4 - 5	-4.485	3.230	-0.703	3.040	-6.773	-4.723	-0.575	-10.985	-6.923
3 - 4	3.210	-4.915	-2.630	-3.608	3.260	-5.013	-0.738	-10.463	-8.715
2 - 3	10.328	-8.903	-0.915	1.273	-0.158	-2.863	-0.928	-2.168	-6.443
1 - 2	6.063	-4.100	-1.445	2.413	-2.175	-0.743	-0.310	-0.298	-1.955
0.5 - 1	1.170	-0.093	0.725	0.160	-0.143	-0.048	-0.040	1.735	3.915
total	1.9	4.2	-1.1	0.5	-6.3	-17.0	-3.7	-21.5	-24.9

五、結 論

本文利用雙都普勒雷達觀測推得的三維風場、熱動力反求的溫度與氣壓擾動偏差，及摩擦效應的參數化，經由Lin與Coover (1988)的動能收支方程來探討TAMEX期間第二次IOP之鬩線對流系統的動能收支。雖然熱動力反求法及參數化過程可能造成分析誤差，但由動能局部變化率的兩種不同算法所得到頗為一致的結果顯示，動能收支各項的分析結果應為可靠。由分析的結果大致可得到下列幾個結論：

- (1) 水平通量輻散與垂直通量輻散項是對流動能的源。在各高度上，此兩項的數量大小相近但貢獻相反。整層積分的結果顯示，垂直通量輻散的貢獻大於水平通量輻散，異於一般綜觀尺度動能的分析。
- (2) 由於旺盛的垂直對流及強烈的降水，使熱浮力及降水負載的作用在對流尺度的動能收支過程中佔極重要的地位。在本個案鬩線對流的發展階段，因多數的暖空氣下降及冷空氣抬升使系統中有極大部分的動能轉換成位能，加上降水負載的作用使總浮力作用成為動能最主要的匯。其中降水負載的負貢獻尤其顯著，亦即對流系統中強烈的降水是系統發展最大的負擔。
- (3) 水平區域平均的垂直動能傳輸計算結果顯示，在整個空氣柱中，強烈的上升氣流將動能往上傳輸，最大的垂直傳輸發生在4公里左右的高度。
- (4) 摩擦消散項雖為動能的消耗項，但其值都不大。
- (5) 對流系統中下層的動能消耗大於上層的動能增生，顯示系統在逐漸消散當中。

在本文的分析中，雖然有兩個觀測時間的風場和回波資料，但因為在熱動力場的反求時需考慮局部的時間變化率，事實上只能得到一個平均時間的擾動壓力偏差和浮力場。因此，在未來的研究為進一步了解系統在不同階段的動能變化情形，將再分析更多不同時間的觀測資料。另一方面，此研究只

探討整個系統的平均狀態，但系統內不同區域的動能收支情形必會有所差異，而且Wang等(1989)也提到，此鬩線系統的南、北對流發展並不相同。在未來研究中亦將針對不同分析區域，以探討對流或非對流區及南、北系統的物理特性。另外對線性及非線性對流系統的動能收支過程亦值得作一比較，以了解二種不同對流系統的發展過程及物理特性。

誌 謝

本研究承國科會經費支援(NSC79-0202-M008-13)、國立中央大學大氣物理研究所陳台琦教授及鄧仁星同學在都普勒雷達資料處理上的協助，謹此誌謝。

參考文獻

- 王陳台琦，1988：TAMEX實驗之多都普勒雷達資料分析與應用。天氣分析與預報研討會論文集編，299-311。
- 許皓淳與丘台光，1988：梅雨季臺灣附近中尺度對流系統內部結構之初步分析。天氣分析與預報研討會論文集編，75-85。
- 潘大綱與林永哲，1988：利用JAWS雙都普勒雷達觀測資料對一含小尺度下衝風風暴的渦流動能收支研究。天氣分析與預報研討會論文集編，325-335。
- Bonesteel, R.G., and Y.J. Lin, 1978: A study of up-draft -down-draft interaction based on perturbation pressure and single-Doppler radar data. *Mon. Wea. Rev.*, 106, 62-68.
- Brandes, E.A., 1984: Relationship between radar derived thermodynamic variables and tornadogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1033-1052.
- Fuelberg, H.E., and G.J. Jedlovec, 1982: A subsynoptic-scale kinetic energy analysis of the Red River Valley tornado outbreak (AVE-SESAME I). *Mon. Wea. Rev.*, 110, 2005-2029.

- — —, and M.F. Printy, 1984: A kinetic energy analysis of the meso beta-scale severe storm environment. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3212-3226.
- Gal-Chen, T., 1978: A method for the initialization of the anelastic equations: Implications for matching models with observations. *Mon. Wea. Rev.*, 106, 587-606.
- — —, and R.A. Kropfli, 1984: Buoyancy and pressure perturbations derived from dual-Doppler radar observations of the planetary boundary layer: Applications for matching models with observations. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3007-3020.
- Hane, C.E., and P.S. Ray, 1985: Pressure and buoyancy fields derived from Doppler radar data in a tornadic thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, 42, 18-35.
- — —, and B.C. Scott, 1978: Temperature and pressure perturbations within convective clouds derived from detailed air motion information: Preliminary testing. *Mon. Wea. Rev.*, 106, 654-661.
- — —, R.B. Wilhelmson, and T. Gal-Chen, 1981: Retrieval of thermodynamic variables within deep convective clouds: Experiments in three dimensions. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 564-576.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. Meteor. Monogr., No.32, Amer. Meteor. Soc., 84pp.
- Klemp, J.B., and R.B. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- Kung, E.C., and T.L. Tsui, 1975: Subsynchronous-scale kinetic energy balance in the storm area. *J. Atmos. Sci.*, 32, 729-740.
- Lin, Y.J., and J.A. Coover, 1988: A kinetic energy analysis of a microburst-producing thunderstorm based on JAWS dual-Doppler data. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2764-2771.
- — —, T.C. Wang and J.H. Lin, 1986: Pressure and temperature perturbations within a squall-line thunderstorm derived from SESAME dual-Doppler data. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2302-2327.
- — —, and R.G. Hughes, 1987: Structural features of a microburst-producing storm in Colorado revealed by JAWS dual-Doppler radars. *J. Atmos. Sci.*, 44, 3640-3655.
- — —, R.W. Pasken and H. Shen, 1989: Structural features of a squall line over the Taiwan Straits revealed by dual-Doppler radar. 24th Conf. on Radar Meteorology. Amer. Meteor. Soc., Tallahassee, Florida, 553-556.
- McInnis, D.H. and E.C. Kung, 1972: A study of subsynoptic scale energy transformations. *Mon. Wea. Rev.*, 100, 126-132.
- Roux, F., J. Testud, M. Payen, and B. Pinty, 1984: West African squall-line thermodynamic structure retrieved from dual-Doppler radar observation. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3104-3121.
- Tsui, T.L., and E.C. Kung, 1977: Subsynchronous-scale energy transformations in various severe storm situation. *J. Atmos. Sci.*, 34, 98-110.
- Wang, T.C. Chen, T.W. Deng, and J. Tuttle, 1989: The kinetic structure of a squall line observed in TAMEX IOP #2. 24th Conf. on Radar Meteorology. Amer. Meteor. Soc., Tallahassee, Florida, 553-556.

Kinetic Energy Budgets of a Squall Line
Based on Dual-Doppler Radar Data

Song-Chin Lin and Su-Jen Hwang

Institute of Atmospheric Physics
National Central University

(manuscript received December 24 1989; in final form March 9 1990)

Abstract

This paper conducts a kinetic energy analysis for a squall line which occurred in the Taiwan Strait on 16-17 May 1987. Since this convective system was observed during TAMEX, detailed 3-dimensional wind fields can be obtained from dual-Doppler radar observations and deviations of pressure and temperature perturbations can further be derived by thermodynamic retrieval method. By using these kinematic and thermodynamic fields obtained from two successive radar volume scans taken at 0042 LST and 0045 LST 17 May, kinetic energy analysis for a squall line becomes possible.

The results of kinetic energy analysis reveal that, in the entire column of air within the convective system, strong upward motions transport kinetic energy from the lower levels to the upper levels. Horizontal and vertical flux divergences of kinetic energy are both sources to the total kinetic energy of the system, their magnitudes are similar but of opposite signs at all levels. Total buoyancy effect is the major sink of the system's total kinetic energy, this is due to rising of cold air and sinking of warm air which convert kinetic energy into potential energy. Frictional dissipation is a minor sink to the total kinetic energy. Large value of local rate of change of total kinetic energy indicates that kinetic energy gain in the upper levels is not large enough to compensate the loss in the lower levels, which suggests that the convective system is decaying.

Key Words: kinetic energy budget, squall line, Doppler radar