

利用JAWS雙都卜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

潘大綱

林永哲

摘要

本文針對一發生於1982年7月14日美國科羅拉多州的一個含有小尺度下衝風風暴進行研究，由於該風暴之發生適有JAWS之雙都卜勒雷達完整的觀測，由而使得藉由熱動力反求法和導出之三個分風量等技術得以估擬渦流動能在1647 MDT風暴成熟期準靜止狀態下之收支情況，本文中所用來計算渦流動能收支之方程式中計有：(1)渦流動能由平均運動所造成之垂直與水平的通量輻散，(2)渦流動能由渦流運動所造成之水平及垂直的通量輻散，(3)由氣壓梯度力與風場所產生之渦流動能，(4)摩擦效應之損耗渦流動能，(5)由雷諾切應(Reynolds stresses)所做之功對渦流動能生成或消耗之貢獻，(6)由熱浮力及降雨負載(thermal buoyancy and precipitation loading)所造成之渦流動能生成或消耗。

研究結果顯示，在風暴尺度中渦流動能主要之源來自於水平向由渦流運動產生之水平通量輻散，其次為總浮力效應，而主要的消耗渦流動能是由平均運動所造成之渦流通量輻散，另外摩擦效應亦是另一耗損渦流動能的原因；研究中同時也發現在各層中垂直渦流動能生成(VGE)幾乎是與總浮力項相互平衡，在風暴低層渦流動能是向下輸送，然而在中及高層，則因為風暴中旺盛的對流舉升氣流使得渦流動能得以向上傳輸。

一、前言

大氣運動包含大至行星尺度波動小至渦流擾動均屬其範圍，諸多研究報告指出，在不同尺度間的能量傳輸不僅可以為較大尺度向較小尺度傳遞(cascade)，反之亦然(decascade)。對氣象研究而言，如何能更明確地描述不同尺度間能量交互作用的關係，始終是一具有挑戰性的主題，對於在對流系統中不同尺度能量交互作用所扮演的角色更是瞭解中尺度系統活動十分重要的一項環節。早期運用雷達來觀測對流系統僅僅只能描述其運動結構(kinematic structure)而無法獲得對流系統中動力及熱力因子之變化，雖然雙都卜勒雷達觀測(Dual Doppler Radar Obser-

ation)亦不具有直接度量動力及熱力因子之能力，但是Gal-Chen(1978)提出一套熱動力反求的方法，藉由此法氣壓偏差、溫度偏差及密度偏差都可以經由三度空間觀測風場配合三個動量方程式而求得，而這些因子對於對流風暴內部動力及結構的瞭解都是相當重要的，尤應指出的是，這些偏差量由於在溫度上僅有幾度的差異且在氣壓上亦僅有幾毫巴的變化，因此根本無法經由傳統的探空觀測來獲得，因此許多學者均利用此法來進行不同主題上的研究。例如Gal-Chen(1978)，Hane等(1981)，Lin和Pasken(1982, a, b)，Lin等(1986)，Hay和Ray(1985)，Brandes(1984)，Pasken和Lin(1982)等。由於此種熱動力反求的方式是使用動量方程式

間接地求出，故其結果之好壞大致來說取決於輸入資料之精確程度(Hane等，1981)，亦因此之故對於反求法中所得之氣壓、密度、溫度擾動值必須經由驗證。不幸的是直接的驗證方法在於風暴中的情況時是相當困難的，Gal-Chen和Hane(1981)建議可使用三種間接法來處理：(1)數字模擬，(2)動量檢驗(momentum checking)及(3)時間連續的特點。這三種驗證方法均為學者們所運用，在其研究結果中顯示：對於一個對流風暴而言，使用熱動力反求法來反求擾動氣壓和擾動溫度是可信且令人鼓舞的。

早期對流系統之能量研究常受到資料解析度的限制而無法達成，Kung和Tsui(1975)，Maddox(1980)，Fuelberg和Printy(1984)等利用次綜觀尺度(sub-synoptic scale)觀測進行動能診斷分析，結果亦僅能解析其對於對流系統環境場上的作用而已，根本上並不能描述中小尺度下的能量過程，這也是由於渦流運動的描述直至目前為止，仍是件十分困難的工作。直至最近Lin等(1987)使用雙都卜勒雷達導出之三維風場及Klemp和Wilhelson(1978)參數化模式來計算渦流摩擦係數(eddy viscosity coefficient K_m)及渦流切應項(eddy stress term τ)平均值之剖面分布。在一個含有小尺度下衝風的對流雷雨系統之中，研究結果顯示：小尺度下衝風增強了大氣邊界層的风切，進而導致在次雲層中(sub-cloud layer)渦流混合得以更有效率地進行動量傳輸，Lin和Condray(1987)及Rupp(1987)均使用此法並發現，雙都卜勒雷達資料在於研究對流系統內部變化而言，的確提供了相當有價值的訊息。

大多數的中尺度能量診斷研究均在於對流活動如何的影響其較大之綜觀尺度能量平衡。McInnis和Kung(1972)，Kung和Tsui(1975)均利用NSSL的雷文送資料進行中尺度(meso β)風暴環境之研究，研究結果指出在一個含有旺盛對流活動的環境裏，位於噴流層附近有大量的動能產生及消散，反之在不含對流活動的環境情形下，大量的動能消散是由次網格尺度運動到網格尺度運

動來達成；僅僅只有極少的動能研究文獻討論到中尺度(γ meso γ)運動的情形。然而今日由於都卜勒雷達運用及研究，再加上熱動力反求法技術的使用，存在風暴裏的氣壓及浮力場得以經由三維風場的分布而反求得之(Hane和Ray, 1985; Lin等, 1986)，本文則是使用上述方法來探討一個對流風暴中的渦流動能收支(eddy kinetic energy budget)。此一風暴發生於1982年7月14日美國科羅拉多州，在其生命史中曾一度產生小尺度下衝風之現象，由於其發生時間及地點正好是JAWS計劃期中(圖1)，因此有較為完整的都卜勒雷達觀測資料。本文之主旨則是期望能在此一風暴的準靜止成熟期(quasi-steady mature stage)間，進一步地瞭解渦流動能收支的過程。

二、資料分析

本文資料處理的方法及步驟是依Lin et al. (1987)和Lin and Hughes(1987)所述之方法。雙都卜勒雷達觀測自1646到1648 MDT(Mountain Daylight Time)所得之資料被用來分析以獲得風場資料，分析的垂直解析度在1公里以下分為0.25及1公里以上的0.5 Km，而0.25 Km到風暴頂8.5 Km共計有19層的資料，水平網格解析為0.5 Km，垂直速度的計算是採用anelastic continuity方程之假設，然後從風暴頂向下積分同時亦以變分法(variation-al adjustment)予以調整。在此之後將三維的風場資料用之於熱動力反求法(Gal-Chen, 1978)後我們則可以求得擾動氣壓偏差與擾動溫度偏差值。這兩個擾動偏差場與導出之風場配合起來則可以用之於擾動動能收支方程中，並使用四階定差方法，分別予以計算每一項貢獻。

另外由誤差分析的誤差來源有二，其一是統計不確定性(statistical uncertainty)，其示徑向速度估計的誤差約為1~2 m/s，二則為幾何上的考慮(geometrical consideration)，此一誤差約略為1~2 m/s，垂直速度上的誤差是比較不易評估的一項，因為它

包含了系統上的誤差及隨機誤差 (random error)，然而經由對三個垂直座標上風場分量予以做仔細的變分法調整之後，則可以滿意地使其誤差降低 (Lin et al., 1986; Lin and Hughes, 1987)。

三、方 法

全動量方程 (Reynolds equation for total motion) 之張量表示為：

$$\rho \frac{D U_i}{D t} = \frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_i U_k) = -2 \varepsilon_{ijk} f_j \rho U_k - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \quad (1)$$

將(1)每項乘以 U_i 並取平均後可得：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho U_i^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\rho U_i^2 U_k}{2} \right) = -\rho U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \quad (2)$$

對平均運動而言，動量方程 (Reynolds equation for mean motion) 之張量表示為：

$$\bar{\rho} \frac{D \bar{U}_i}{D t} + \tau \varepsilon_{ijk} f_j \bar{\rho} \bar{U}_k = -\bar{\rho} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) \quad (3)$$

此處 $\tau_{ik}^* = -\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_k$ (Reynolds stress tensor)

$\tau_{ik} = -p \delta_{ik} + M_{ik}$ (Molecular stress tensor)

δ_{ik} 是 Konecker 常數 $\begin{cases} = 1 & \text{if } i = k \\ = 0 & \text{if } i \neq k \end{cases}$

$$M_{ik} = \mu \left\{ \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ik} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) \right\},$$

$\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i}$ 為變形張量

$p = -\frac{1}{3} (\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz})$ 為靜壓力 (static pressure)

$$\frac{D}{D t} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}$$

將(3)乘以 $\bar{U}_i$ 則為

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left(\frac{1}{2} \bar{U}_i^2 \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{U}_i^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\bar{\rho} \frac{\bar{U}_i^2}{2} \bar{U}_k \right) = -2 \varepsilon_{ijk} f_j \bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_k - \bar{\rho} \bar{U}_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \bar{U}_i \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) \quad (4)$$

此處 $\bar{\rho} \bar{U}_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = \bar{\rho} \frac{D \Phi}{D t}$ 是單位體積重力位能的變化率，

此外

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left(\frac{1}{2} \bar{U}_i^2 + \Phi \right) = \bar{U}_i \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) = \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} \bar{U}_i + \tau_{ik}^* \bar{U}_i) - (\bar{\tau}_{ik} + \tau_{ik}^*) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \quad (5)$$

而(2)式中各項之表示亦可為：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho U_i^2}{2} \right) &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \{ \bar{\rho} \bar{U}_i^2 + \bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \} \\ \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\rho U_i^2 U_k}{2} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i^2 \bar{U}_k}{2} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \bar{U}_k}{2} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_i' \bar{U}_k}{2} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \bar{U}_k}{2} \right\} \right\} \end{aligned}$$

$$-\rho U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = -(\bar{\rho} \bar{U}_i) \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - \rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$$

$$= -\bar{\rho} \frac{D \Phi}{D t} - \rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$$

$$U_i \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} = \bar{U}_i \frac{\partial \bar{\tau}_{ik}}{\partial x_k} + U_i \frac{\partial \tau_{ik}'}{\partial x_k}$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_i \bar{\tau}_{ik}) - \bar{\tau}_{ik} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_i' \tau_{ik}') - \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k}$$

因此(2)式可寫成：

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left\{ \frac{1}{2} (\bar{U}_i^2 + \bar{U}_i'^2) + \Phi \right\} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\bar{\rho}}{2} (\bar{U}_i^2 + \bar{U}_i'^2) + \bar{\rho} \Phi \right\} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\bar{\rho}}{2} (\bar{U}_i^2 + \bar{U}_i'^2) \bar{U}_k + \bar{\rho} \Phi \bar{U}_k \right\} - \rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\tau}_{ik} \bar{U}_i + \tau_{ik}' \bar{U}_i) - \bar{\tau}_{ik} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_i' \tau_{ik}') - \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \bar{U}_k \right) \quad (6)$$

現在將(5)-(6)則可得平均運動下擾動運動的動量方程：

(5)-(6) $\Rightarrow$

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left(\frac{1}{2} \bar{U}_i'^2 \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{\rho} \bar{U}_i'^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\bar{\rho} \bar{U}_i'^2}{2} \bar{U}_k \right\} = -\rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_i' \tau_{ik}') - \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \bar{U}_k \right) \quad (7)$$

由於 $\tau_{ik}' = -p' \delta_{ik} + M_{ik}'$ ，而

$$M_{ik}' = \mu \left\{ \left(\frac{\partial U_i'}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k'}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ik} \left(\frac{\partial U_j'}{\partial x_j} \right) \right\}$$

所以(7)式又可寫成

$$\bar{\rho} \frac{D}{D t} \left(\frac{1}{2} \bar{U}_i'^2 \right) = -\rho' U_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} + \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} - U_i' \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} (M_{ik}' U_i') - M_{ik}' \frac{\partial U_i'}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{U}_i'^2 \bar{U}_k \right)$$

若用一般方式來表示則可成：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{E}_T}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\bar{\rho} \bar{V}_s \bar{E}_T) - \nabla_s \cdot (\bar{\rho} \bar{V}_s' \bar{E}_T) &= -\nabla_s \cdot (\bar{\rho} \bar{V}_s' \bar{E}_T) - \nabla_s \cdot (\bar{\rho} \bar{V}_s' \bar{E}_T) \\ &+ \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{U}_i' \tau_{ik}') - \tau_{ik}' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \\ &= -\{ \nabla_h \cdot (\bar{\rho} \bar{V}_h' \bar{E}_T) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w}' \bar{E}_T) \} \\ &- \{ \nabla_h \cdot (\bar{\rho} \bar{V}_h' \bar{E}_T) + \bar{w}' \frac{\partial \bar{p}'}{\partial z} \} \\ &+ (\tau_{xx}' \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \tau_{xy}' \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \tau_{xz}' \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}) \\ &+ \{ \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{U}' \bar{E}_T) - \bar{\rho} \bar{U}' \frac{\partial \bar{E}_T}{\partial x} \} + \{ \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho} \bar{V}' \bar{E}_T) - \bar{\rho} \bar{V}' \frac{\partial \bar{E}_T}{\partial y} \} \\ &- \{ \nabla_h \cdot (\bar{\rho} \bar{V}_h' \bar{E}_T) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w}' \bar{E}_T) \} \quad (8) \end{aligned}$$

此處 $\bar{E}_T = \frac{1}{2} (\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2)$ 是單位質量平均擾動動能，上述(8)式中各項物理意義分別如下，

A項：單位體積擾動動能局部變化率 (LTK)，
B項：單位體積擾動動能的水平通量輻散量 (HFD)，
C項：單位體積中因平均運動而引起之擾動動能的垂直通量輻散量 (VFD)，D項：單位體積中由水平氣壓梯度力產生之擾動動能 (H.G.E.)，
E項：單位體積中由垂直氣壓梯度產生之擾動動能 (V.G.E.)，F項：單位體積中由雷諾切應力所做之功而產生的擾動動能 (RS)，G項：單位體積擾動動能因熱浮力 (thermal buoyancy) 及降水負載 (precipitation loading) 所造成之增減 (BUP)，H項：單位體積因摩

— 58 —

水平通量輻散，其次則是摩擦效應的負貢獻。

(4)於整個風暴中就浮力項與垂直產生項(BUP和VGE)而言，兩者之間幾乎維持平衡的狀態。

由於上述的結果僅來自於一個風暴中一個分析時間區間分析；因此對於不同風暴及其不同時期的分析，無論是在熱力、動力、運動乃至能量收支上之變化，對於我們瞭解風暴特性及其物理過程均是十分重要的，國內都卜勒雷達的設置實已對我國的中尺度對流系統研究提供了絕佳的利器，後續的研究，利用乃至於各項發展將使氣象人員對於中尺度對流系統有更進一步的認識與瞭解。

六、致 謝

本文乃第一作者於國科會支助下赴美進修在第二作者指導下所完成之碩士之研究報告，第一作者除對指導教授於研究期間多方鼓勵、指導深表感謝外，亦對國科會給予此一機會赴美進修，空軍核准出國學習，聯隊長劉將軍昔日鼓勵與栽培，前輩、學長們的平日督促，特表無限的感謝。

參考文獻

1. Brandes, E.A., 1984: Relationship between radar derived thermodynamic variables and torradogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1033-1052
2. Fulberg, H.E., and M.B. Printy, 1984: A Kinetic energy analysis of the meso-scale severe storm environment. *J.A.S.*, 41, 3212-3226
3. Gal-Chen, T., 1978: A method for the initialization of the anelastic equations: Implication for mathing models with observations.
4. Gal-Chen, T., and C.E. Hane, 1981: Retrieving buoyancy and pressure fluctuations from Doppler radar observation: a status report. *Atmospheric Technology*, NCAR No. 13, 98-104.
5. Hane, C.E., R.E. Wilhelmson, and T. Gal-Chen, 1981: retrieval of thermodynamic variables within deep convective clouds: Experiment in three dimensions. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 564-579
6. Hane, C.E., and P.S. Ray, 1985: Pressure and buoyancy fields derived from SESAME dual-Doppler data. *J.A.S.*, 43, 2302-2327
7. Klemp, J.B., and Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional in convective storm dynamics. *J.A.S.*, 32, 729-740
8. Kung, E.C., and T.L. Tsui, 1975: Subsynoptic-scale kinetic energy balance in the storm area. *J.A.S.*, 32, 729-740
9. Lin, Y. J., and R.W. Pasken, 1982a: A diagnostic study of the tornadic storm based on dual-Doppler wind measurements. *Cloud Dynamics (Agee and Asia, Eds.)*, D Reidal Publication Co., 315-328
10. Lin, Y. J., and R.W. Pasken, 1982b: Kinematic and dynamic characteristics of a tornadic storm determined from dual-Doppler winds. *Papers in Meteorological Research. J.M.S., R.O.C.*, 5, 50-68
11. Lin, Y. J., R. G. Hughes and R. W. Pasken, 1987: Subcloud-layer kinematic and dynamic structures of a microburst-producing thunderstorm in Colorado determined from JAWS dual-Doppler measurements. *Boundary-Layer Meteorology*, 39, 67-86
12. Lin, Y. J., and R. G. Hughes, 1987: Structural features of a microburst-producing storm in Colorado revealed by JAWS dual-Doppler radars. *J.A.S.*, 44
13. Lin, Y. J., T. C. Wang, and J.H. Lin, 1986: Pressure and temperature perturbations within a squall-line thunderstorm derived from SESAME dual-Doppler data. *J.A.S.*, 43, 2302-2327
14. Maddox, R.A., 1980: Mesoscale convective complexes. *B.A.M.S.*, 61, 1374-1387
15. Pasken, R.W., and Y.J. Lin, 1982: Pressure and perturbations within a tornadic storm derived from dual-Doppler wind data. Preprints of

12th Conf. on Severe Local Storms, A.M.S., 257-260

16. Rupp, J.A., 1987: A kinetic energy budget of a microburst derived from JAWS dual-Doppler data. M.S. Report, Sanit Louis University, 53pp.

An Eddy Kinetic Energy Budget of A Microburst-producing Storm Derived From JAWS Dual-Doppler Data

Yeong-Jen Lin

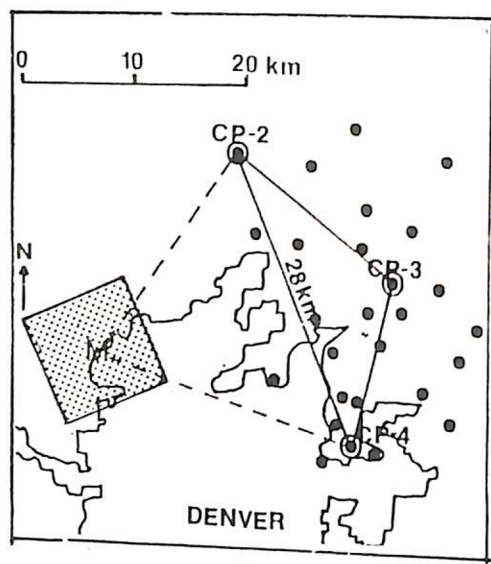
Da-Gang Pan

Weather central, C.A.F.

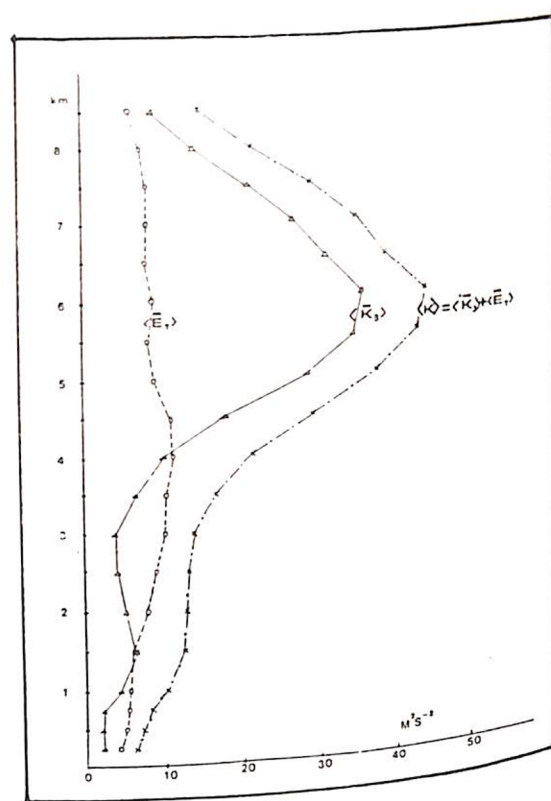
ABSTRACT

An eddy kinetic energy analysis of a microburst-producing storm, which occurred in the JAWS network on 14 July 1982, was based on the Doppler derived winds and the retrieved thermodynamic variables at 1647 MDT. The budget equation consists of the contributions from: 1) the horizontal and vertical flux divergence of eddy kinetic energy by mean motion, 2) the horizontal and vertical flux divergence of eddy kinetic energy by eddy motion, 3) the generation of eddy energy by the pressure gradient forces, 4) the dissipation of eddy energy due to friction, 5) the production and destruction of eddy energy due to work done by the Reynolds stresses, 6) the production and destruction of eddy energy due to thermal buoyancy and precipitation loading.

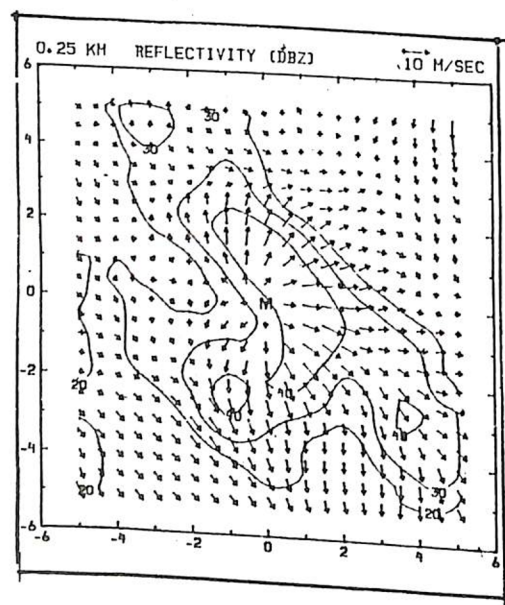
Results indicate that the horizontal flux divergence due to eddy motion acts as the main source of eddy kinetic energy with the total buoyancy production as another source. The main sink comes from the horizontal flux divergence due to mean motion and the frictional dissipation. The vertical generation term is approximately balanced by the total buoyancy production term. At the lowest levels, the eddy kinetic energy is transported downward. In the middle and upper layers, the eddy kinetic energy is transported upward due to the storm's strong convective updrafts.



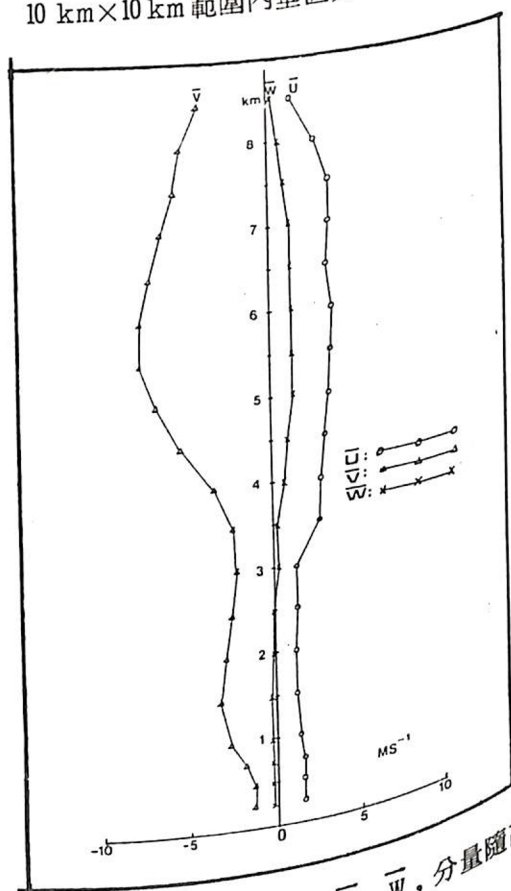
圖一：JAWS 觀測網，CP-2，CP-3，CP-4 為 NCAR 的三個都卜勒雷達實點為 27 個 PAM 測站，陰影矩形則是以小尺度下衝風為中心的 10 km x 10 km 水平範圍。



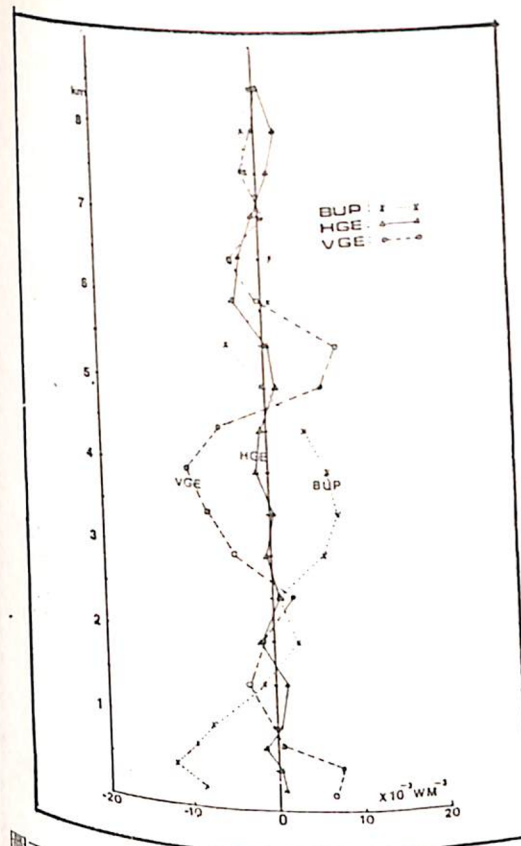
圖三：平均動能 ($\bar{K}$) 與平均渦流動能 ($\bar{E}$) 在 10 km x 10 km 範圍內垂直分布的情況。



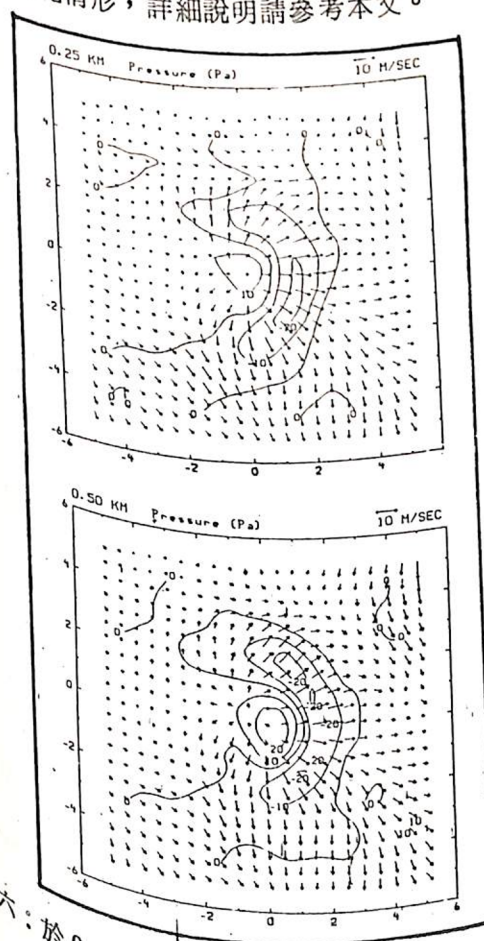
圖二：M 為下衝風中心，此為 0.25 公里高度水平風暴相對風場與雷達反射強度的分析圖。



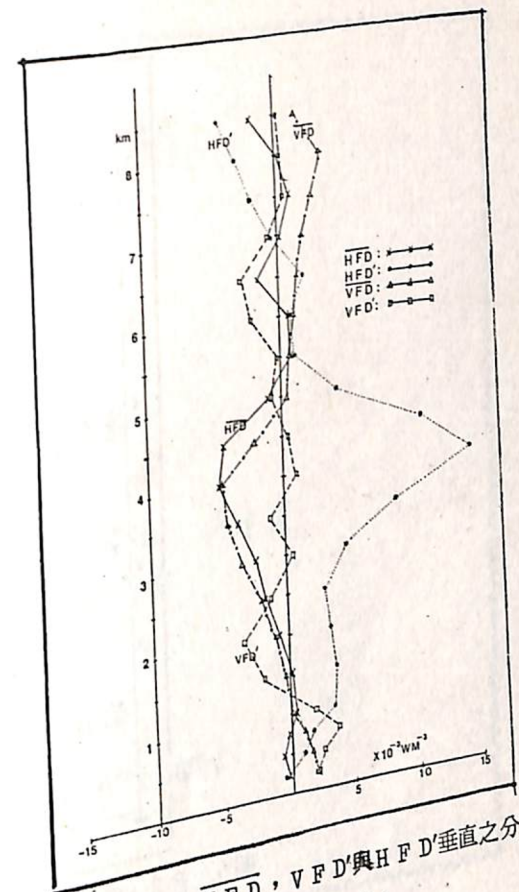
圖四：計算 $\bar{K}$ 時所使用的 $\bar{U}$, $\bar{V}$, $\bar{W}$ ，分量隨高度之變化圖。



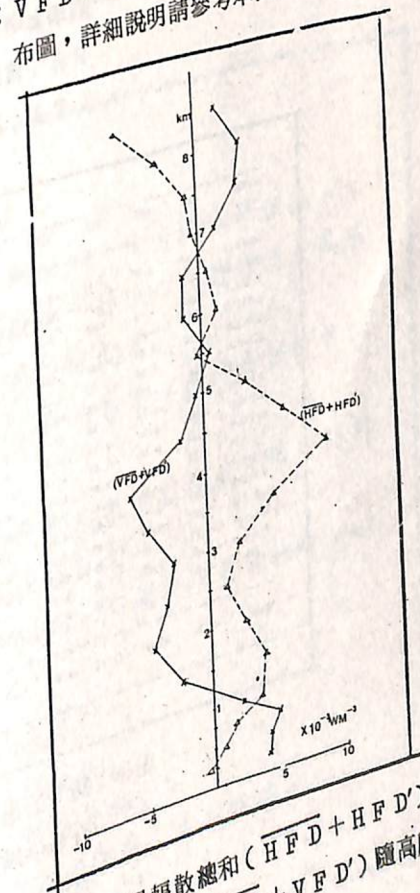
圖五：HGE, VGE 和 BUP 三項在垂直方向的變化情形，詳細說明請參考本文。



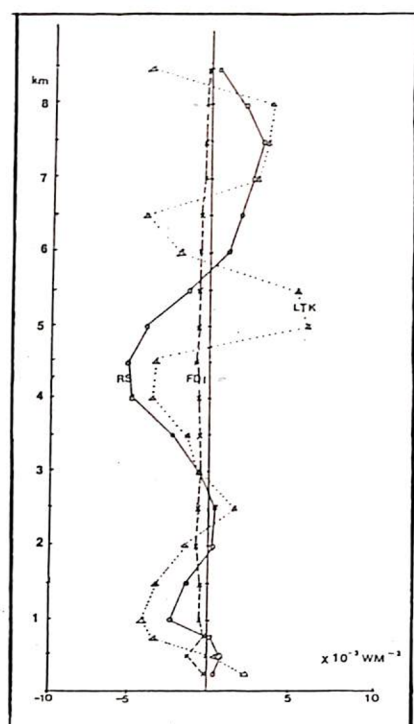
圖六：於 0.25 公里和 0.5 公里高度處水平風場與水平擾動氣壓場之分析圖。



圖七： $\overline{VFD}$, $\overline{HFD}$, $\overline{VFD'}$ 與 $\overline{HFD'}$ 垂直之分布圖，詳細說明請參考本文。



圖八：水平通量輻散總和 ($\overline{HFD} + \overline{HFD'}$) 與垂直通量輻散 ($\overline{VFD} + \overline{VFD'}$) 隨高度之變化情況。



圖九：RS，FDI，LTK隨高度之分布圖，詳細請參考本文。

RS：雷諾切應貢獻，FDI：摩擦效應，
LTK：渦流動能局部時間之變率。

LAYER	VCE	HCE	VFD	HFD	VFD'	HFD'	(HFD+HFD')	(VFD+VFD')	RS	FDI	BUF	LTK
0-0.5	2.67	0.20	0.66	-0.09	0.67	0.27	0.18	1.33	0.20	-0.3	-1.0	1.28
0.5-1.0	1.83	0.22	0.48	0.05	1.17	1.09	1.14	1.65	-0.37	-0.44	0.3	-0.90
1.0-1.5	-0.81	0.41	0.00	0.18	0.02	1.78	1.96	0.02	-0.87	-0.26	-2.29	-1.84
1.5-2.0	-1.07	-0.03	-0.27	-0.12	-1.34	1.82	1.70	-1.61	-0.24	-0.32	0.38	-1.19
2.0-2.5	0.30	-0.06	-0.69	-0.64	-1.16	1.61	0.97	-1.07	0.13	-0.37	0.91	0.02
2.5-3.0	-0.49	0.06	-1.27	-1.02	-0.19	1.91	0.89	-1.46	-0.05	-0.37	1.70	0.30
3.0-3.5	-2.85	-0.15	-1.88	-1.48	0.07	3.38	1.90	-1.81	-0.65	-0.37	3.51	-0.43
3.5-4.0	-4.09	-0.33	-2.28	-2.16	0.22	5.82	3.66	-2.06	-1.76	-0.37	3.72	1.23
4.0-4.5	-3.75	-0.58	-1.72	-2.38	0.34	6.31	3.93	-1.38	-2.49	-0.42	2.89	-1.82
4.5-5.0	0.25	0.10	-0.41	-1.40	-0.17	3.79	2.39	-0.58	-2.25	-0.40	1.12	0.65
5.0-5.5	3.81	0.52	0.30	0.07	-0.25	1.30	1.23	0.05	-1.29	-0.37	-1.05	2.90
5.5-6.0	2.08	-0.57	0.43	0.33	-0.55	0.41	0.74	-0.12	-0.04	-0.37	-0.78	0.95
6.0-6.5	-0.87	-1.33	0.64	-0.23	-1.28	0.68	0.45	-0.64	0.76	-0.29	0.51	-1.43
6.5-7.0	-0.72	-0.68	0.87	-0.35	-0.91	0.35	0.00	-0.04	1.16	-0.23	0.26	-0.25
7.0-7.5	-0.27	0.18	1.21	0.28	-0.09	-0.63	-0.35	1.12	1.50	-0.16	-0.36	1.66
7.5-8.0	-0.36	0.90	1.54	0.27	0.13	-1.25	-1.12	1.67	1.40	-0.09	-0.65	1.89
8.0-8.5	0.00	0.63	1.23	-0.45	0.09	-1.79	-2.24	1.32	0.68	-0.05	-0.32	0.02
TOTAL	-4.34	-0.51	-1.16	-9.28	-3.23	26.84	17.56	-4.39	-4.18	-5.18	1.62	0.58

表一：對10公里×10公里水平範圍及垂直高度0.5公里平均之後的渦流動能收支表，此表代表時間是1982年7月14日1647MDT，此處所有單位均為 WM^{-2} 。