

臨近雷達颱風中心定位與最大風速半徑的決定

鄧秀明*

周仲島

國立台灣大學大氣科學研究所

摘要

本研究是利用都卜樂雷達觀測之徑向速度與實際氣流的簡單幾何關係,提出一種新的臨近雷達颱風中心定位及最大風速半徑決定的方法。本研究是以颱風最大切向速度的中心定義為颱風中心。由都卜勒水平速度分量與觀測點至雷達中心距離的乘積,可得到的速度距離乘積分佈圖(Velocity-Distance Azimuth Display; VDAD),由此分佈圖中之極小值與極大值的中點位置為颱風中心的位置,此兩極值位置距離的一半即為最大風速半徑。由理想化的颱風模式模擬颱風環流的結果顯示,當存在非軸對稱颱風環流時,本文提出的方法其準確性及適用性皆優於Wood and Brown(1992)所提類似的方法。本研究所提之方法既容易了解且作業上亦容易使用。

本研究使用中正機場都卜樂雷達資料,分析1994年9月1日葛拉絲(Gladys)颱風,在蘇澳登陸初期之中心位置、最大風速半徑及颱風環流強度隨時間的演化。結果顯示颱風登陸後不久,中心移動速度減慢。最大風速半徑開始是縮小,當中心移速達最小時,最大風速半徑轉為擴大,此擴大的趨勢隨高層中心移至山頂時達到最大。由於中低層颱風環流受地形的阻擋、摩擦效應的影響,當颱風中心移至山腰時移速變的非常緩慢,而且颱風環流僅侷限在中央山脈以東的區域,其環流強度亦隨著登陸時間的增加迅速減弱,最大風速半徑上之主環流切向速度在二小時內從42 m/s 變為17 m/s。高層颱風環流雖然多少受到地形的影響,中心移速在山區有減慢的情形,但颱風中心越過山頂後則加速往西移動,其環流強度並有加強的趨勢。由於颱風登陸後下邊界地形對整層颱風環流影響程度的不同,使得上下層移速不同,此移速的差異,可能是造成侵台颱風在登陸後,高低層環流分離現象的原因。

*現任職於財團法人資訊工業策進會系統工程處

一. 前言

隨著中央氣象局新一代都卜勒雷達(NEXRAD)於北部五分山建立後,如何利用都卜勒雷達資料應用於天氣的分析與診斷,將是未來面臨的課題。雖然NEXRAD雷達及其週邊軟硬體具有相當多的功能,能提供良好的豪雨監測(Klazura and Imy, 1993),但是如何進一步利用都卜勒雷達資料應用於台灣局部之特殊天氣現象,特別是颱風的應用,將是本文討論的主題。

臨近陸地之颱風的監測,最重要的是颱風中心位置的決定,而颱風中心的定位,雷達將是提供最有效且較準確定位的工具。對於由雷達定位颱風中心, Senn and Hiser(1959)提出利用颱風雨帶之雷達回波,設計一種對數螺旋的方法。這種方法對於回波組織結構良好且有螺旋雨帶存在時會有相當好的結果,但對於颱風雨帶不明顯或颱風中心之雷達回波結構相當凌亂時,此方法就無法適用。當颱風登陸後,颱風中心附近的雷達回波常受地形的影響無法存在螺旋雨帶或眼牆雨帶的結構;而在海上之颱風,即使存在強回波的雨帶結構,但Marks(1990)利用飛機觀測的結果指出,雷達回波中心的位置和環流中心的位置並不一定相同,環流中心位置較偏向於最強的回波區域。

利用單都卜勒雷達的徑向速度研究渦旋氣流的型態,早期的研究包括Donaldson(1970)、Wilson and Wilk(1982)及Wood and Brown(1986)等,由於都卜勒雷達僅觀測到沿雷達波束方向的徑向速度,無法得到真實三維氣流場的結構,因此他們常利用觀測之都卜勒徑向速度場的型態分佈來詮釋所觀測到的氣流結構。利用都卜勒徑向速度場的型態分佈, Wood and Brown(1992)(以後皆簡稱WB92)針對軸對稱渦旋氣流(颱風環流)發展出一套可估計颱風中心位置及最大風速半徑的方法,此方法主要是利用都卜勒徑向速度的極值位置估計這兩個參數。由於都卜勒徑向速度的極值除了包括軸對稱環流的分量外,尚包括環境的平均氣流與非軸對稱環流的分量;當存在這兩種分量時,利用都卜勒徑向速度極值位置估計這兩個參數時,常會造成很大的誤差(這種誤差後面將會說明)。

由於直接應用都卜勒徑向速度場決定颱風中心位置及最大風速半徑有其限制性,因此本文不直接使用都卜勒徑向速度場,而是利用都卜勒水平徑向速度分量與觀測點至雷達中心之距離的乘積,得到新參數場的分佈,由極小值與極大值的位置可快速決定颱風中心位置和最大風速半徑,颱風中心位置即為此兩極值位置的中點位置,最大風速半徑即為此兩極值位置距離的一半。此方法的準確性及適

用性皆不差於WB92的方法，且本研究所提之方法在作業上亦容易使用。

二. 方法的推導

如圖1之幾何關係所示，若以雷達為原點(0,0)，颱風中心座標為： $T(Rd \cos \theta_T, Rd \sin \theta_T)$ ，其中 Rd 為颱風中心至雷達的距離， θ_T 為通過雷達至颱風中心之連線與正東方向的夾角(反時鐘方向為正)。觀測點 $E(x,y)$ 之座標可寫成

$$\begin{aligned} x &= R \cos \theta + Rd \cos \theta_T \\ y &= R \sin \theta + Rd \sin \theta_T \end{aligned}$$

其中 R 為觀測點至颱風中心的距離， θ 為方位角(反時鐘方向為正)。

若觀測點至雷達的距離為 D ， β 為觀測點至雷達連線與正東方向的夾角，則

$$\begin{aligned} \cos \beta &= \frac{x}{D} = (R \cos \theta + Rd \cos \theta_T) / D \\ \sin \beta &= \frac{y}{D} = (R \sin \theta + Rd \sin \theta_T) / D \end{aligned} \quad (1)$$

平均環境氣流之東西速度分量(u_{env})與南北速度分量(v_{env})可寫成

$$\begin{aligned} u_{env} &= V_M \cos \theta_M \\ v_{env} &= V_M \sin \theta_M \end{aligned}$$

其中 V_M 為平均環境氣流的水平速度， θ_M 為風向角度。

颱風環流之切向速度 V_T (反時鐘方向為正)及徑向速度 V_R (向外為正)，與東西速度分量(u_{cir})及南北速度分量(v_{cir})的關係式可寫成

$$\begin{aligned} u_{cir} &= -V_T \sin \theta + V_R \cos \theta \\ v_{cir} &= V_R \sin \theta + V_T \cos \theta \end{aligned}$$

則水平速度分量為環境平均氣流與颱風環流之和，即

$$\begin{aligned} u &= u_{cir} + u_{env} = -V_T \sin \theta + V_R \cos \theta + V_M \cos \theta_M \\ v &= v_{cir} + v_{env} = V_R \sin \theta + V_T \cos \theta + V_M \sin \theta_M \end{aligned} \quad (2)$$

於 E 點之都卜勒徑向速度水平分量 \hat{V}_r 和水平速度分量的關係可寫成

$$\hat{V}_r = u \cos \beta + v \sin \beta \quad (3)$$

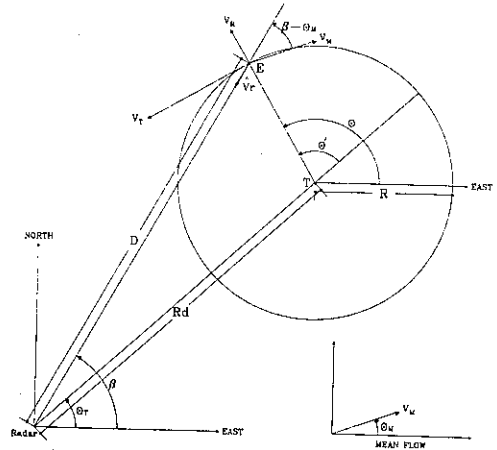


圖1：颱風環流之切向速度及徑向速度分量、平均環境氣流與都卜勒水平徑向速度分量的幾何關係圖。

都卜勒徑向速度水平分量 \hat{V}_r 和雷達觀測之都卜勒徑向速度 V_r 的關係為：

$$\hat{V}_r = (V_r - (w - V_l) \sin \phi) / \cos \phi \quad (4)$$

其中 w 為垂直速度， V_l 為雨滴終端速度， ϕ 為仰角。雨滴終端速度可由回波資料估計得到，其公式是參考 Sekhon and Srivastava (1971)，並加入空氣密度的修正項 (Foote and du Toit, 1969)，即

$$V_l = 4.32 Z^{0.052} \left(\frac{\rho_0}{\rho(z)} \right)^{0.4} \quad (5)$$

其中 $\rho(z)$ 是環境的平均空氣密度， ρ_0 是地面標準空氣密度， Z 是雷達回波強度因子。由於當仰角很小時 ($\phi \leq 17^\circ$)，垂直速度 w 可忽略不計，因此計算都卜勒水平徑向速度時，垂直速度 w 將不予考慮。

將(1)式及(2)式代入(3)式中可得

$$\begin{aligned} \hat{V}_r &= (-V_T \sin \theta + V_R \cos \theta + V_M \cos \theta_M)(R \cos \theta + Rd \cos \theta_T) / D \\ &\quad + (V_R \sin \theta + V_T \cos \theta + V_M \sin \theta_M)(R \sin \theta + Rd \sin \theta_T) / D \end{aligned}$$

上式兩邊乘以 D ，並整理可得

$$\begin{aligned} \hat{V}_r * D &= Rd \left[-V_T \sin(\theta - \theta_T) + V_R \left(\frac{R}{Rd} + \cos(\theta - \theta_T) \right) \right. \\ &\quad + V_M \cos(\theta_T - \theta_M) + \frac{R}{Rd} V_M \cos(\theta_T - \theta_M) \cos(\theta - \theta_T) \\ &\quad \left. - \frac{R}{Rd} V_M \sin(\theta_T - \theta_M) \sin(\theta - \theta_T) \right] \end{aligned}$$

今 $\theta' = \theta - \theta_T$ ，將上式改寫成

$$\hat{V}_r * D = Rd \left[\frac{R}{Rd} V_R + V_M \cos(\theta_T - \theta_M) - (V_T + \frac{R}{Rd} V_M \sin(\theta_T - \theta_M)) \sin \theta' + (V_R + \frac{R}{Rd} V_M \cos(\theta_T - \theta_M)) \cos \theta' \right] \quad (6)$$

整理(6)式可得

$$\hat{V}_r * D(R, \theta') = Rd[-A \sin(\theta' - \theta_0) + B] \quad (7)$$

其中

$$A = \sqrt{(V_T + \frac{R}{Rd} V_M \sin(\theta_T - \theta_M))^2 + (V_R + \frac{R}{Rd} V_M \cos(\theta_T - \theta_M))^2} \quad (8)$$

$$B = \frac{R}{Rd} V_R + V_M \cos(\theta_T - \theta_M) \quad (9)$$

$$\theta_0 = \tan^{-1} \frac{V_R + \frac{R}{Rd} V_M \cos(\theta_T - \theta_M)}{V_T + \frac{R}{Rd} V_M \sin(\theta_T - \theta_M)}$$

由於 $\hat{V}_r * D$ 是距離颱風中心半徑(R)和方位角(θ')的函數,假設颱風之環流為軸對稱,即假設颱風切向速度(V_T)和颱風徑向速度(V_R)僅是半徑的函數。因此(7)式中之 A 、 B 項在此假設下僅是半徑的函數,對某一個固定半徑(A, B 為固定常數), $\hat{V}_r * D$ 之極值分別出現於 $\theta' = \theta_0 + \frac{\pi}{2}$ 及 $\theta' = \theta_0 + \frac{3\pi}{2}$,極小值與極大值分別為 $Rd(-A+B)$ 和 $Rd(A+B)$ 。又假設颱風徑向速度與平均氣流之水平速度小於切向速度,且於 $R = R_{\max}$ 處存在最大風速值,則在此假設下 $Rd(-A+B)$ 及 $Rd(A+B)$ 之極值出現於 $R = R_{\max}$ 處。

因此由上面的說明可知,對於軸對稱的颱風環流且於 $R = R_{\max}$ 處存在最大風速,則 $\hat{V}_r * D$ 分佈圖中之極大值與極小值對稱於颱風環流中心,颱風環流中心位於此兩極值位置的中點;且最大風速位於極大值與極小值之半徑位置上,最大風速半徑為此兩極值距離之半。因此颱風中心的位置與最大風速半徑可決定如下:

- 在等高面上計算 $\hat{V}_r * D$,得到其分佈圖。
- 若雷達座標為(0,0),找出 $\hat{V}_r * D$ 之極大值與極小值之座標位置:(X_{\max}, Y_{\max})及(X_{\min}, Y_{\min})。
- 颱風中心之座標位置及最大風速半徑分別為:

$$\left(\frac{X_{\min} + X_{\max}}{2}, \frac{Y_{\min} + Y_{\max}}{2} \right),$$

$$R_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{(X_{\max} - X_{\min})^2 + (Y_{\max} - Y_{\min})^2}.$$

當颱風中心位置及最大風速半徑已知時,颱風中心至雷達的距離(Rd)及雷達至颱風中心之連線與正東方向的夾角(θ_T)即可得到,分別為:

$$Rd = \sqrt{\left(\frac{X_{\min} + X_{\max}}{2} \right)^2 + \left(\frac{Y_{\min} + Y_{\max}}{2} \right)^2},$$

$$\theta_T = \cos^{-1} \left(\frac{X_{\max} + X_{\min}}{2Rd} \right).$$

由 $\hat{V}_r * D / Rd$ 的極小值($-A+B$)與極大值($A+B$)我們可得到 A, B 之值,倘若當時之平均環境風速及風向已知,再利用(8)式及(9)式,或(8)式並假設 $V_R \approx 0$,即可估計最大風速半徑上之主環流速度(V_T)。由於軸對稱的假設及颱風徑向速度遠小於切向速度,當實際應用真實資料利用(9)式求取軸對稱颱風徑向速度(V_R)時,常受到非軸對稱分量的影響,容易產生很大的誤差,因此並不建議利用(9)式求取軸對稱徑向速度場。

三. 軸對稱颱風環流之都卜勒徑向風場的模擬

對一個軸對稱的颱風環流假設是由三種不同的氣流形態組合而成:(1)Rankine模式之純粹切向風場的旋轉氣流,(2)Rankine模式之純粹徑向風場的輻散或輻合氣流,(3)均勻一致的水平氣流。採用極座標系統,以颱風中心(旋轉中心或輻合輻散中心)為原點,此三種氣流的數學形態可寫成:

- 旋轉氣流: $\vec{V}_T(R) = V_{T \max} \left(\frac{R}{R_{\max}} \right)^{\lambda_T} \hat{i}$
- 輻散氣流: $\vec{V}_R = V_{R \max} \left(\frac{R}{R_{\max}} \right)^{\lambda_R} \hat{r}$
- 均勻氣流: $\vec{V}_M = -V_M \sin(\theta - \theta_M) \hat{i} + V_M \cos(\theta - \theta_M) \hat{r}$

其中 \hat{i} 為切向方向之單位向量(反時鐘方向為正), \hat{r} 為徑向方向之單位向量(向外為正)。 R 為某一觀測點至颱風中心的距離。 $V_{T \max}$ 為於 $R = R_{\max}$ 時之最大切向速度, $V_{R \max}$ 為於 $R = R_{\max}$ 時之最大徑向速度。指數 λ_T 及 λ_R 則是描述切向速度和徑向速度在徑向方向的分佈情形。 θ 為觀測點至原點連線與正東方向的夾角, θ_M 為均勻氣流去向風向和正東方向的夾角, V_M 為均勻氣流的水平速度。

對於模擬的都卜勒徑向速度場,並未包括氣流垂直運動速度和雨滴終端速度的分量,即假設雷達的觀測仰角很小,此分量可忽略不計。另外亦假設雷達觀測資料不受雜訊的污染且雷達波束寬無限的小,在任何的距離都可以產生很好的解析資料。

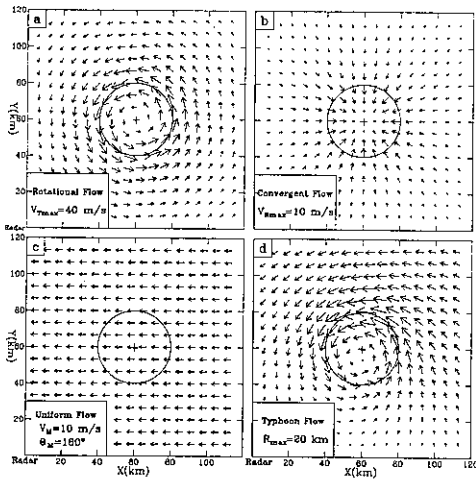


圖2：均勻環境氣流場之軸對稱Rankine模式之切向速度與徑向速度組成的颱風環流圖。a為Rankine模式之純轉切向速度的旋轉風流圖，b為Rankine模式之純輻合速度的輻合風流圖，c為均勻一致的風速風流圖，d為前三種氣流組合成的颱風環流圖。b、c圖中之速度分佈指數：當 $R \leq R_{max}$ 時， λ_T, λ_R 皆為1；當 $R > R_{max}$ 時， λ_T, λ_R 皆為-1。+為環流中心。

圖2之a、b、c分別為旋轉、輻合及均勻氣流，其最大速度分別為 $V_{Tmax} = 40\text{ m/s}$ 、 $V_{Rmax} = 10\text{ m/s}$ 及 $V_M = 10\text{ m/s}$ ， $\theta_M = 180^\circ$ （東風），圖2.d為此三種氣流組合成的颱風環流。我們取最大風速半徑 $R_{max} = 20$ 公里，氣流或環流中心座標相對應於雷達為(60, 60)公里。並假設當 $R \leq R_{max}$ 時， λ_T 及 λ_R 皆為1；當 $R > R_{max}$ 時， λ_T 及 λ_R 皆為-1。圖2.d可知颱風環流中心因存在均勻氣流場（可視為環境的平均風）的影響變得不對稱，北邊的風速較南邊的風速大。

圖3為相對應圖2四種氣流場雷達所觀測到的都卜勒徑向速度場。純粹旋轉氣流及純粹輻合氣流之都卜勒徑向速度（圖3.a及圖3.b）皆存在極小值和極大值的配置，氣流中心皆位於零值線上。對於旋轉氣流而言，此極小值至極大值構成的雙極子向量，與雷達至颱風中心所組成的向量互相垂直；但對於輻合氣流的雙極子向量則為平行。對於均勻氣流之都卜勒徑向速度的等值線（圖3.c）為以雷達中心往外輻散的形態分佈。具有旋轉、輻合及均勻氣流之颱風環流之都卜勒徑向速度場（圖3.d）顯現類似旋轉氣流的分佈形態，具有雙極子向量，惟其雙極子向量原為西北-東南走向，因輻合氣流及均勻氣流的影響，稍為有反時鐘方向旋轉的趨勢（WB92）。

如圖3.d及圖4.d所示，颱風中心並不在零值線上，這是因為存在均勻氣流場所引起的。此種颱風中心離開零值線的效應除了與均勻氣流速度（均勻氣流速度與最大切向速度的比值）有關外，與均勻氣流風向向量和雷達至颱風中心組成向量所成的角度有關，當這兩向量互相平行時，颱風中心遠離零值線的效應達最大。

利用圖3.d之都卜勒徑向速度極值的位置，參照WB92的方法計算颱風中心位置和最大風速半徑分別為(60.33, 60.19)公里及19.65公里，位置誤差及半徑誤差分別為0.38公里及0.35公里。計算結果誤差

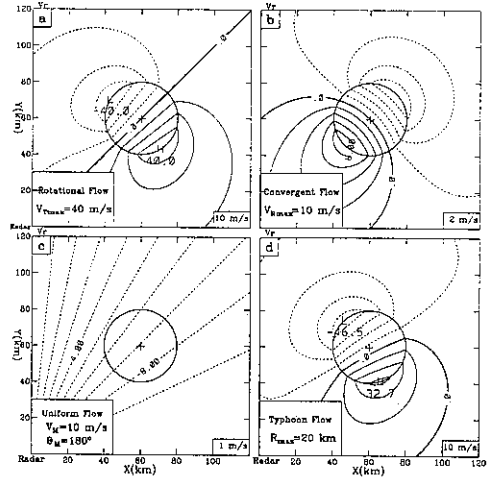


圖3：相對應於圖2之四種氣流場下，雷達所觀測到之都卜勒徑向速度場。雷達位於左下角。

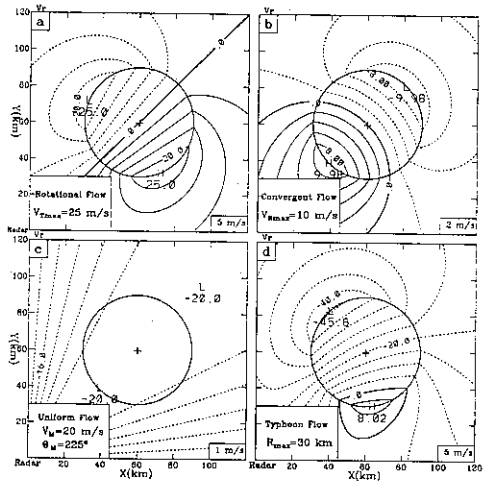


圖4：同圖3，但取不同的最大風速半徑、最大切向速度、最大徑向速度及水平氣流，見文內說明。

雖然很小，但考慮較極端的例子，如圖4所示：將最大風速半徑增大為30公里，最大切向速度減小為25 m/s，均勻氣流風速增大為20 m/s且風向向量變為與雷達至颱風中心組成向量相平行，切向速度和徑向速度分佈指數與圖3相同。由圖4.d之極值位置，利用WB92的方法所計算之颱風中心位置和最大風速半徑分別為(61.45, 60.34)公里及28.77公里，位置誤差及半徑誤差分別為1.59公里及1.23公里。這種誤差增加的原因是：WB92的方法並沒有考慮到均勻氣流場對颱風環流之都卜勒徑向速度場所產生的效應。

圖5及圖6分別為相對應於圖3及圖4之都卜勒徑向速度乘上該點至雷達的距離並除以颱風中心至雷達的距離($Rd = 60\sqrt{2}$ 公里)所得到的速度距離乘積分佈圖。這兩圖皆顯示：只要是軸對稱氣流場，極小值與極大值位置皆對稱於氣流中心或颱風中心，且極值皆位於最大風速半徑上。利用兩極值的位置

四.個案應用：葛拉絲(Gladys) 颱風

1994年9月1日葛拉絲颱風於早上十點半左右在蘇澳登陸，三小時後颱風中心離開台灣本島。在這段時間內颱風恰好在中正機場(CAA)都卜勒雷達的觀測範圍內，雷達每20分鐘收集到一組完整的體積掃描資料。利用這段期間密集的CAA都卜勒雷達資料，來測試我們提出的方法，並利用這些結果研究颱風登陸後的演化情形。

(1)資料處理

對於CAA都卜勒雷達資料的特性與檢訂可參考周與鄧(1993)的論文。由於葛拉絲颱風的氣流速度有超過48 m/s以上，造成CAA都卜勒徑向速度資料在某些區域有摺錯的現象(CAA雷達最大容許摺錯速度為±48 m/s)發生，首先將這些摺錯資料校正回來。又因在山區雷達波束受到地形的阻擋常會出現不正常的徑向速度值，必須把這些錯誤的資料剔除。對於校正摺錯及剔除資料的程序，是利用顯示工作站在PPI(Plane Position Indicator)平面上，以一個位元為單位，圖形顯示徑向速度場，透過人機交互運作軟體，作資料的校正和除錯。當確定掃描體積內每個PPI平面上的徑向速度資料無誤後，利用Barnes(Barnes, 1972)權重函數內插法(影響半徑3公里)，在PPI平面上將極座標資料內插到直角網格點上(網格間距為1公里)，求得PPI平面上之回波強度、徑向速度和高度資料。再由網格點上之高度資料，利用線性內插將其他資料內插至CAPPI(Constant Altitude PPI)上。詳細的資料處理程序可參考鄧(1992)的論文。

自1990年以後CAA雷達之都卜勒觀測模式(觀測半徑120公里)所觀測到的雷達回波強度皆較非都卜勒觀測模式(觀測半徑240公里)所觀測到的。就觀測的歷史序列而言，非都卜勒觀測模式觀測到的回波強度較為一致，因此認為非都卜勒觀測模式觀測到的回波強度較為正確，也認為都卜勒觀測模式觀測到的回波強度有必要加以校正。經由數十萬點以上的資料統計，比較非常相鄰時間相同地點的都卜勒觀測模式和非都卜勒觀測模式所得到的回波強度，都卜勒觀測模式之回波強度平均小於非都卜勒觀測模式之回波強度約4dBZ。這兩個觀測模式之回波強度差值與距離雷達遠近、高度、方位角或回波強度並沒有很大的相關性。

將校正後的回波資料經由(5)式計算雨滴終端速度，再利用(4)式在CAPPI平面上計算都卜勒水平徑向速度分量。由都卜勒水平徑向速度分量乘上該點至雷達距離所得到的速度距離乘積分顯示圖，由此顯示圖之極值位置計算得到颱風中心位置和最大風速半徑。當中心位置和最大風速半徑求出後，

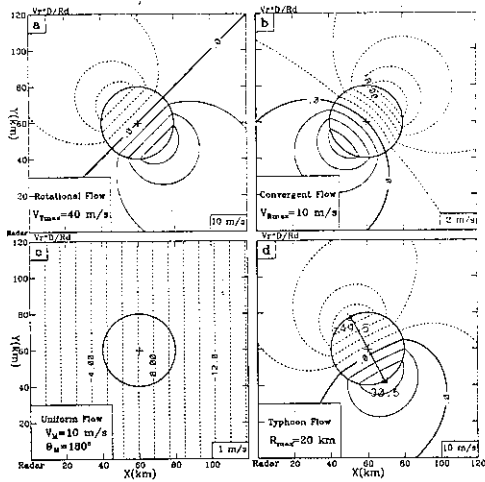


圖5：相對應圖3之都卜勒徑向速度乘上距離至雷達距離並除以颱風中心至雷達距離所得之速度距離乘積分佈圖。圖d中極點為極小值及極大值的位置。

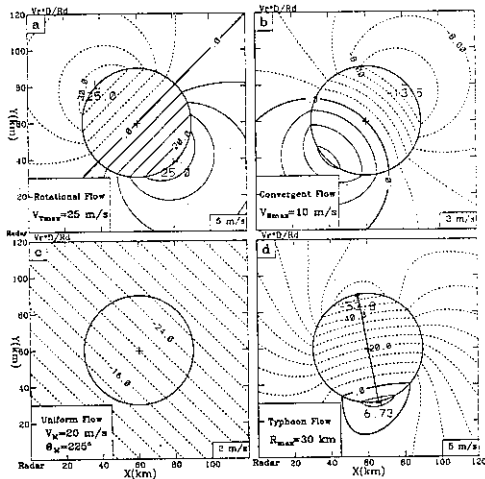


圖6：同圖5，但為相對應圖4之速度距離乘積分佈圖。

可精確得到颱風中心位置和最大風速半徑。值得一提的是，對於均勻氣流場的速度距離乘積分佈圖(圖5.c及圖5.d)其等值線為直線走向且與均勻氣流風向向量互相垂直，此種特性對於颱風環流之平均環境風向的判斷特別有用。假設遠離颱風中心的氣流為平均環境風所控制，則遠離颱風中心之速度距離乘積分佈的等值線應為直線，由等值線的走向即可知道平均環境風的方向。

由合成的颱風資料(Shea and Gray, 1973)指出，對於鄰近颱風中心的環流大部份是軸對稱的分量。當颱風登陸後在短時間內，颱風中心附近的軸對稱主環流分量受地形的影響還不明顯，應保有大部份的軸對稱分量。由於我們提出的方法對存在平均環境氣流之軸對稱颱風系統非常適用，但即使存在非軸對稱的環流，只要軸對稱的分量大於非軸對稱的分量，此方法還是可以適用，其應用於登陸後不久的颱風應是可行的。

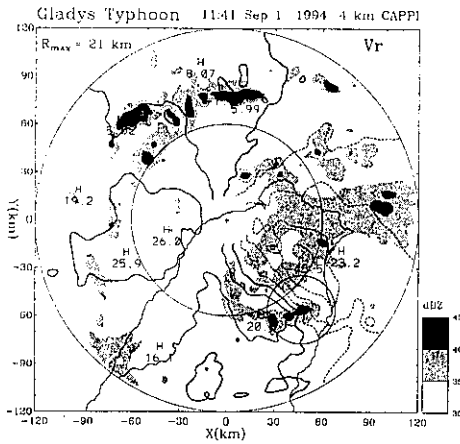


圖7：1994年9月1日葛拉迪(Gladys)颱風，CAA都卜勒雷達於早上11時41分於4公里等高度上所觀測到之雷達回波強度及都卜勒徑向速度圖。陰影部份為雷達回波強度，單位間距為5 dBZ。等值線為都卜勒徑向速度，單位間距為10 m/s，正號表示遠離雷達，負號表示接近雷達。"r"為雷達中心，如圖附錄表距離雷達半徑50公里和120公里。"θ"為颱風中心，相對於雷達座標為(47.0, -56.0)公里，如圖附錄表颱風最大風速半徑21.4公里。

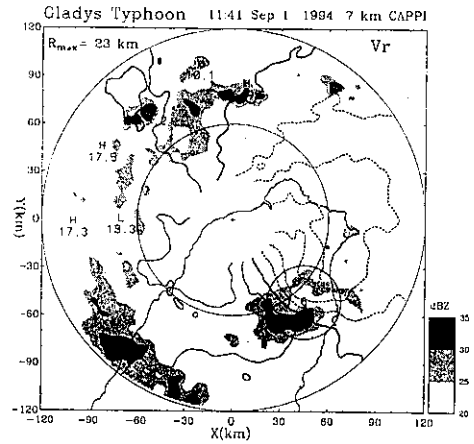


圖8：同圖7，但為在7公里等高度上之雷達回波強度及都卜勒徑向速度圖。颱風中心位於相對於雷達座標(45.0, -51.5)公里，最大風速半徑為23.1公里。

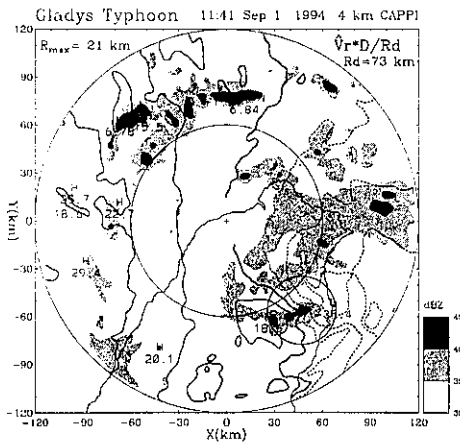


圖9：同圖7，但都卜勒徑向速度改為都卜勒水平徑向速度分量乘上距離並除以雷達距離並除以颱風中心至雷達距離所得到的速度距離乘積分佈圖。颱風中心至雷達的距離為73.1公里。

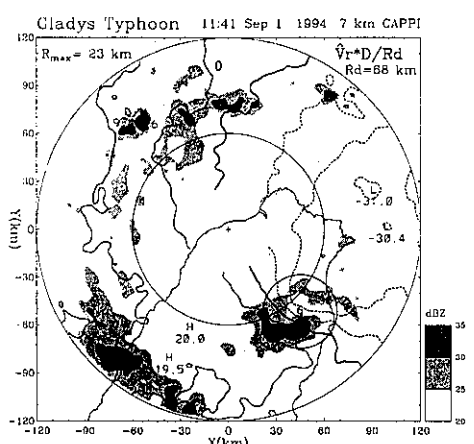


圖10：同圖8，但為在7公里等高度上之雷達回波強度及速度距離乘積分佈圖。颱風中心至雷達的距離為68.4公里。

並進一步利用(8)、(9)兩式或(8)式估計出軸對稱之主環流速度。

(2) 結果與討論

圖7及圖8為9月1日早上11時41分於4公里高度雷達觀測得之都卜勒徑向速度 (V_r) 分佈圖和 $\hat{V}_r * D / R_d$ (=都卜勒水平徑向速度乘上距離並除以颱風中心至雷達的距離) 分佈圖，陰影部份為雷達回波場。由圖8之極值位置得到的颱風中心座標相對於雷達為(47.0, -56.0)公里，距離雷達約73公里，最大風速半徑為21公里。由4公里高度之颱風中心位置與雷達回波分佈(圖7或圖8)顯示颱風中心位於強回波核上，隱含颱風中心附近低層環流因受地形摩擦具有往中心輻合的趨勢。圖9及圖10為同一時間7公里高度之 V_r 和 $\hat{V}_r * D / R_d$ 分佈圖。由圖10所得到的7公

里高度颱風中心座標相對於雷達為(45.0, -51.5)公里，距離雷達約68公里，最大風速半徑為23公里。由7公里高度之颱風中心位置與雷達回波分佈(圖9或圖10)顯示颱風中心位於颱風螺旋雨帶之弱回波區內，但颱風中心較靠近強回波區域。颱風中心位於弱回波區域內，隱含颱風中心附近中高層具有往外輻散的氣流形態。

比較4公里高度和7公里高度之颱風中心位置和最大風速半徑：4公里高度之颱風中心位置較7公里高度位於南邊和東邊；最大風速半徑則是7公里高度較大。顯示颱風中心有隨高度增加往西北傾斜且最大風速隨高度增加而擴大的趨勢。颱風中心隨高度的變化，可能是颱風本身環流自然產生的；亦可能是颱風登陸後，高低層環流對於邊界地形有不同的反應，亦即低層環流受到地形阻擋效應較大，造成高低層環流不同的移速，關於此點將會在後面詳加

討論。最大風速半徑隨高度增加往外擴大的現象，和過去的研究結果(Marks and Houze, 1987; Marks et al., 1992; Willoughby, et al., 1982)相類似。

比較圖7和圖9之最大風速半徑和都卜勒徑向速度極值的關係：在4公里高度都卜勒徑向速度之雙極值的位置並不在最大風速半徑上，但在7公里高度則是。此種關係顯示：在7公里高度的氣流具有較多的軸對稱颱風環流訊息；在4公里高度之氣流，除了環境平均氣流場外，尚存在其他相當大的非軸對稱颱風環流，因而顯現颱風中心北部有較大的負都卜勒徑向速度場（進入雷達方向）。

利用都卜勒水平徑向速度資料，由WB92方法計算4公里高度的颱風中心位置座標為(43.7, -47.3)公里，和我們所計算的結果中心位置相差了9.3公里。由於颱風為持續往西北西方向移動，由WB92方法所得到的4公里高度颱風中心位置較7公里高度的位置偏北邊和西邊，隱含著WB92方法所估計之4公里高度颱風中心移速較7公里高度為快。這種低層移速較快的結果，在地形陡峭的區域發生相當不合理。造成WB92方法估計颱風位置很大的誤差，主要是存在很大的非軸對稱分量所引起的。對照WB92的方法，即使存在相當大的非軸對稱分量，我們的方法是相當合理而可接受的。

4公里高度之 $\hat{V}_r * D/Rd$ 分佈圖(圖8)指出：在雷達西側之等值線分佈，除了在颱風外圍雨帶附近外，大致為南北直線走向。顯示颱風低層環流受地形阻擋僅限於中央山脈東側，西側氣流大部份為環境平均東風氣流所控制。由圖10之 $\hat{V}_r * D/Rd$ 分佈可看出，7公里高度之颱風環流的影響範圍可涵蓋至整個雷達的觀測範圍，這和4公里高度所顯現的颱風環流不同。

為了要瞭解真實的颱風環流和理想軸對稱颱風模式的差異，利用前面所提的三種氣流組合成軸對稱颱風氣流模式，模擬雷達觀測之都卜勒徑向速度。其方法是利用已知的颱風中心位置和最大風速半徑，調整三種氣流的參數包括最大切向速度、最大徑向速度、切向速度和徑向速度的分佈指數、環境平均水平速度和風向，使得模擬得到的都卜勒徑向速度場和 $\hat{V}_r * D/Rd$ 場，其極值大小和分佈接近雷達所觀測的。這些參數的取得是參考前面的分析結果。

圖11及圖12為模擬圖7和圖8之4公里高度的 V_r 和 $\hat{V}_r * D/Rd$ 場。對於切向速度，我們取最大切向速度為25 m/s，切向速度之分佈指數：當 $R < R_{max}$ 時， $\lambda_T = 1.0$ ；當 $R \geq R_{max}$ 時， $\lambda_T = -1.5$ (圖11.a及圖12.a)。對於徑向速度，我們是取輻合氣流最大速度為3 m/s，徑向速度之分佈指數：當 $R < R_{max}$ 時， $\lambda_R = 1.0$ ；當 $R \geq R_{max}$ 時， $\lambda_R = -1.0$ (圖11.b及圖12.b)。環境平均氣流為東風，速度為10 m/s(圖11.c及圖12.c)。比較圖11.d與圖7、圖12.d與圖8：零值線走向、極大值的量及颱風外圍(雷達西側)的等值

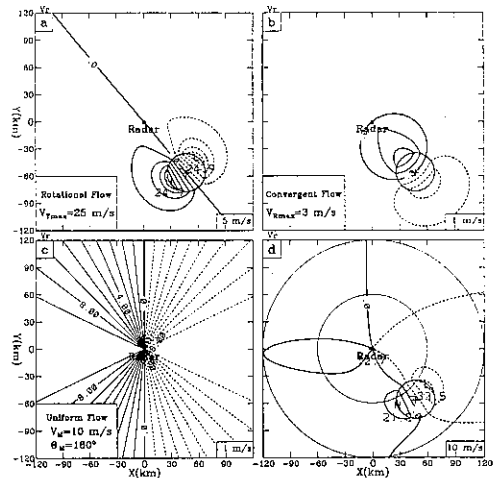


圖11：颱風氣流模式模擬圖7之4公里等高度面的都卜勒徑向速度圖。雷達位於中心。a中之切向速度分佈指數：當 $R < R_{max}$ 時， $\lambda_T = 1.0$ ；當 $R \geq R_{max}$ 時， $\lambda_T = -1.5$ 。b中之徑向速度分佈指數：當 $R < R_{max}$ 時， $\lambda_R = 1.0$ ；當 $R \geq R_{max}$ 時， $\lambda_R = -1.0$ 。

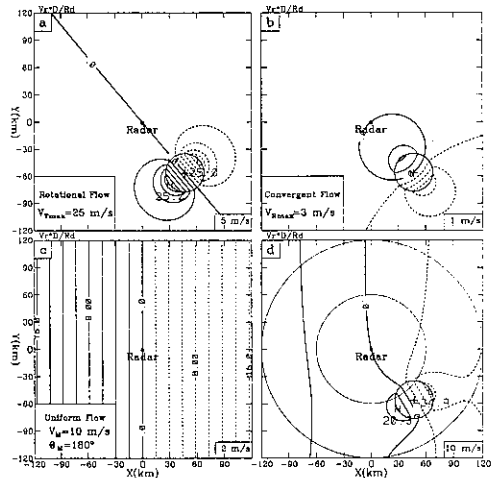


圖12：相對應圖11，模擬圖8之4公里等高度面的距離距離系統分佈圖。

線分佈，與觀測的結果大致吻合；但都卜勒徑向速度的極小值量則有低估10 m/s以上。假如調整最大切向速度的值由25 m/s至40 m/s，則雖可使得都卜勒徑向速度之極小值量和觀測相同，但會增加極大值10 m/s以上。這種情形就如前面所述，是由颱風非軸對稱分量引起的。此種非軸對稱分量可能是低層颱風環流受地形阻擋，在颱風中心東側及北側聚集較大的速度，透過對流將低層動量往上传送的结果；或是在颱風中心西側和南側，低層氣流因地形摩擦喪失動量而將中層的動量往下傳送造成速度的減少。

圖13及圖14為模擬圖9和圖10之7公里高度的 V_r 和 $\hat{V}_r * D/Rd$ 場。7公里高度和4公里高度兩者模擬颱風環流場參數不同的是7公里高度之徑向速度為輻散氣流、切向速度之分佈指數當 $R \geq R_{max}$ 時， $\lambda_T = -1.0$ 及徑向速度之分佈指數當 $R \geq R_{max}$ 時， $\lambda_R = -1.5$ 。比較圖13.d與圖9、圖14.d與圖10：不

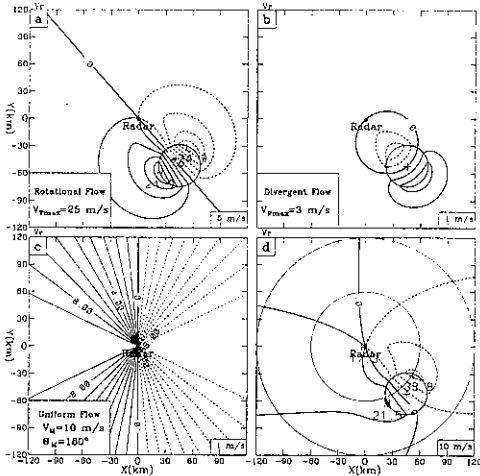


圖13: 颱風環流模式模擬圖9之7公里等高度面的都卜勒徑向速度的圖。當位於中心。a中之切向速度分佈指數：當 $R \leq R_{max}$ 時， $\lambda_T = 10$ ；當 $R > R_{max}$ 時， $\lambda_T = -10$ 。b中之徑向速度分佈指數：當 $R \leq R_{max}$ 時， $\lambda_R = 10$ ；當 $R > R_{max}$ 時， $\lambda_R = -15$ 。

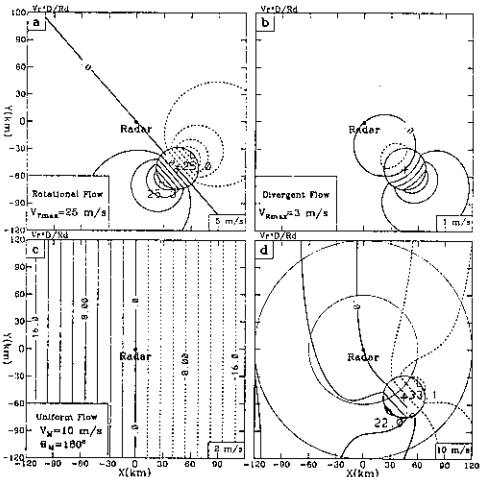


圖14: 仿射圖13，模擬圖10之7公里等高度面的遠程距離積分圖。

是零值線走向、極值量的大小和等值線的形態分佈，模擬和觀測的結果大致相同。顯示高層颱風環流具有較大的軸對稱分量。由於4公里高度和7公里高度切向速度之分佈指數的不同，使得圖11.a及圖13.a切向速度場之都卜勒徑向速度的不同，此種切向速度分佈的不同可大部份解釋4公里高度颱風環流和7公里高度之環流二者間的差異，亦即低層之主環流系統侷限在中央山脈東側，高層之主環流可涵蓋至整個雷達觀測範圍。

(3) 颱風登陸後的演化

由於葛拉絲颱風登陸不久，尚保有大部份軸對稱的颱風環流分量，因此利用我們提出的方法應可得到不錯的颱風中心位置和最大風速半徑。從早上10點21分颱風開始登陸至12時21分，我們共分析了

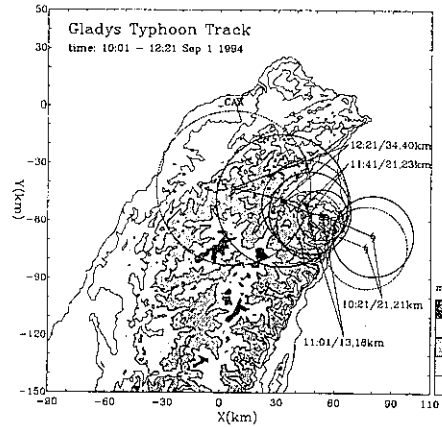


圖15: 1994年9月1日葛拉絲颱風登陸前兩小時內之中心位置及最大風速半徑軌跡圖。陰影等值線為地形等高線，單位為公尺。粗實線及粗虛線分別為4公里高度和7公里高度之軌跡圖。旁邊數字中斜線左邊為10時之觀測時間(時:分)，右邊第一組及第二組數字分別為4公里高度及7公里高度之最大風速半徑。

七個連續時間之雷達連續掃描資料(時間間距為20分鐘)，由颱風中心的定位、最大風速半徑的決定及最大風速半徑上之主環流風速的估計，可定性和定量的了解到颱風移動和其環流強度隨時間的演化。

圖15為葛拉絲颱風從台灣東部外海於蘇澳登陸後，4公里高度和7公里高度之颱風中心位置和最大風速半徑隨時間演化的軌跡圖。由圖中顯示當颱風於10時21分位於蘇澳外海時，4公里高度和7公里高度的颱風中心位置並不一致，7公里高度之中心位置位於4公里高度西南方7公里左右。這種颱風中心隨高度往西南方移動的現象一直持續至11時21分，由資料的連續及一致性判斷，此種現象可能是颱風登陸之前就已經存在，惟這種現象的發生原因則不清楚。

當颱風登陸後，除了颱風移動速度變慢外，其最大風速半徑亦跟著變小。當颱風中心移至山坡時速度變慢，4公里高度之颱風中心變慢的程度較7公里高度為大。由於上下層移動速度的差異，造成在山區7公里高度之颱風中心位置較4公里高度更為西邊，最後產生高低層分離的現象，如圖15之12時21分的情形。當颱風中心移速達最小時，原為颱風最大風速半徑減小的情形轉變為擴大的情形。當7公里高度之颱風中心移至山頂後，移動速度突然增大，移速增大的同時最大風速半徑亦跟著加速擴大；最大風速半徑於11時41分之原為23公里，20分鐘後擴大為41公里，在此之後最大風速半徑則較少變化。當7公里高度之中心位置越過山頂之後，4公里高度之最大風速半徑亦隨之擴大。

由 $\hat{V}_r * D/Rd$ 分佈圖之極小值與極大值，及(8)、(9)兩式可定量估計最大風速半徑上之主環流風切速度，但在利用(8)、(9)式計算風切速度之前，必須先知道平均環流速度和風向。從前面的討論可知環境的平均氣流為東風氣流所控制，又7公里高度之颱風中心平均移動速度為10.6 m/s，因此我們取

平均環速度為10 m/s，風向為東風。圖16為颱風環流強度隨時間的變化情形。圖16a顯示在4公里高度之颱風環流於登陸之前(10時41分之前)，其強度維持不變，主環流速度為42 m/s；登陸之後其強度持續下降，至12時01分之後才不再下降，最後主環流速度變為17 m/s。7公里高度之環流強度(圖16b)在11時41分之前有很大的變動，平均在30 m/s左右，當颱風中心越過山頂後(12時01分)，速度迅速增加至40 m/s以上。顯然低層之颱風環流受到下邊界的影響強度持續的降低，高層環流強度的變化，除了下邊界的影響外還可能受到其它因素的影響。

上下不同層高度之颱風中心移速的差異，最大風速半徑與環流強度隨著中心位置的不同而有不同的變化，隱含颱風內部環流的改變，此種改變可能是颱風登陸後受到地形阻擋、摩擦效應的影響結果。由於下邊界地形對整層颱風環流影響程度的不同：低層環流受到地形的阻礙程度較大，其颱風中心的移速變慢的程度亦大，常造成整個低層的颱風環流僅侷限在中央山脈以東的區域，其環流強度則迅速的減弱；在高層的颱風環流雖然多少受到地形的影響，在爬山的階段移速有減慢的現象發生，但颱風中心越過山頂後加速往西移動，其環流強度並有加強的趨勢。

五. 結論和建議

Wood and Brown(1992)提出利用都卜勒徑向速度的極值型態分佈，估計臨近雷達颱風的中心位置和最大風速半徑，由於他們的方法沒有考慮到平均環境氣流速度在都卜勒徑向速度場的效應，因此實際利用他們的方法於存在平均環境氣流的真實都卜勒徑向速度資料時，常會造成很大的誤差。本文利用颱風環流之切向速度及徑向速度分量、平均環境氣流與雷達觀測到之都卜勒徑向速度的幾何關係，透過數學的推導，提出一套方法：利用都卜勒水平徑向速度分量與觀測點至雷達中心距離的乘積，所得到的速度距離乘積分佈圖，由此分佈圖中之極小值與極大值的位置來決定颱風中心位置和最大風速半徑；即颱風中心位置為此兩極值位置的中點位置，最大風速半徑為此兩極值距離的一半。在推導此方法的同時亦指出，倘若事先知道平均環境風的速度和方向，則可定量估計最大風速半徑上之主環流切向速度。由存在平均環境氣流場下之軸對稱Rankine模式切向速度與徑向速度模擬颱風環流的結果，及真實個案資料的結果，顯示當存在非軸對稱颱風環流時，我們提出的方法其準確性及適用性皆優於Wood and Brown(1992)的方法。

使用CAA都卜勒雷達資料，應用本文提出的方法分析1994年9月1日葛拉絲颱風，在蘇澳登陸初期之中心位置、最大風速半徑及颱風環流強度隨時間的

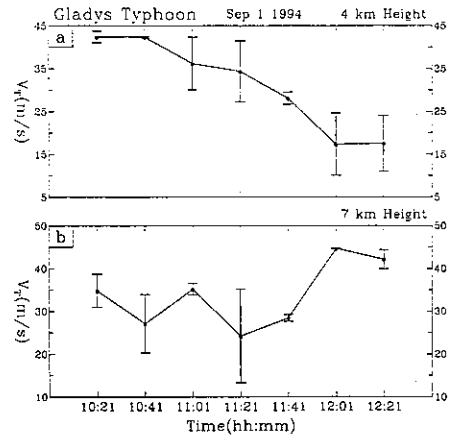


圖16：1994年9月1日葛拉絲颱風登陸初期兩小時內之最大風速半徑上主環流切向速度的時間演變圖。時間從早上10時21分至12時21分，間距為20分。a為4公里高度，b為7公里高度。數據為利用(8)、(9)兩式所計算的結果。圖中之可能流差程度或為利用(8)式以假設 $V_0=0$ 的計算結果和(8)、(9)兩式計算結果的相差值。

演化情形。結果顯示颱風登陸後不久，中心移動速度減慢。最大風速半徑開始是減小，當中心移速達最小時，最大風速半徑轉為擴大，此擴大的趨勢隨著高層中心移至山頂時達到最大。由於中低層颱風環流受地形的阻擋、摩擦效應的影響，當颱風中心移至山腰時移速變的非常緩慢，而且颱風環流僅侷限在中央山脈以東的區域，其環流強度亦隨著登陸時間的增加迅速減弱，最大風速半徑上之主環流切向速度在二小時內從42 m/s 變為17 m/s。高層颱風環流雖然多少受到地形的影響，中心移速在山區有減慢的情形，但颱風中心越過山頂後則加速往西移動，其環流強度並有加強的趨勢。由於颱風登陸後下邊界地形對整層颱風環流影響程度的不同，使得上下層移速有不同的差異，最後造成高低層環流分離的現象。

隨著台灣地區都卜勒雷達網的建立，都卜勒雷達資料應用於即時天氣分析與預報的機會，將會越來越多。本文所提出的方法，應用於臨近雷達颱風之中心定位及最大風速半徑的決定，由於相當簡單且適用性相當高，對於颱風即時路徑及颱風環流強度的掌握，將可提供不少的幫助。對於本文提出的速度距離乘積顯示(Velocity*Distance vs. Azimuthal Display)分佈的進一步研究與分析，尤其是解析颱風內部三維中尺度環流結構的分析與應用，將是未來努力的方向。

參考文獻

- 周仲島與鄧秀明，1993：TAMEX期間CAA都卜勒雷達資料的特性與檢定。大氣科學，21，125-135。
- 鄧秀明，1992：梅雨鋒面對流而帶之中尺度動力與熱力結構演化：TAMEX個案研究。國立臺灣大學大氣科學研究所博士論文，196頁。

- Barnes, S. L., 1973: Mesoscale objective map analysis using weighted time series observation. NOAA Tech. Memo ERL NSSL-62, National Severe Storms Laboratory, Norman, Oklahoma, 60pp.
- Donaldson, R. J., Jr., 1970: Vortex signature recognition by a Doppler radar. *J. Appl. Meteor.*, 9, 661-670.
- Marks, F. D., R. A. Houze and J. F. Gamache, 1992: Dual-aircraft investigation of the inner core of hurricane Norbert. Part I: Kinematic structure. *J. Atmos. Sci.*, 49, 919-942.
- Sekhon, R. S., and R. C. Srivastava, 1971: Doppler radar observations of drop-size distributions in a thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1872-1905.
- Senn, H. V., and H. W. Hiser, 1959: On the origin of hurricane spiral bands. *J. Meteor.*, 16, 419-426.
- Shea, D. J., and W. M. Gray, 1973: The hurricane's inner core region. Part I: Symmetric and asymmetric structures. *J. Atmos. Sci.*, 30, 1544-1564.
- Willoughby, H. E., J. A. Clos and M. G. Shoreibah, 1982: Concentric eyes, secondary wind maxima, and the evolution of the hurricane vortex. *J. Atmos. Sci.*, 39, 395-411.
- Wilson, J. W., and K. E. Wilk, 1982: Nowcasting applications of Doppler radar. *Nowcasting*, K. A. Browning, Ed., Academic Press, 87-105.
- Wood, V. T., and R. A. Brown, 1986: Single-Doppler velocity signature interpretation of nondivergent environmental winds. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6, 114-128.
- Wood, V. T., and R. A. Brown, 1992: Effects of radar proximity on single-Doppler velocity signatures of axisymmetric rotation and divergence. *Mon. Wea. Rev.*, 120 2798-2807.