

都卜勒雷達在颱風中心定位與 最大風速半徑決定的應用

周仲島¹ 鄧秀明² 張保亮³

¹國立臺灣大學大氣科學研究所

²財團法人資訊工業策進會

³中央氣象局五分山雷達站

(中華民國八十五年二月一日收稿；中華民國八十五年四月十五日定稿)

摘 要

本文利用都卜勒雷達觀測之徑向速度與實際氣流場間的簡單幾何關係，提出一種新的對於臨近雷達颱風中心定位及最大風速半徑決定的方法。首先由觀測之都卜勒水平速度 (V_r) 與各觀測點至雷達之距離 (D) 兩者的乘積，可得到速度距離乘積 ($V_r * D$)。由此新參數的極大與極小值對應中點，可決定颱風中心位置；而此二極值相對距離的一半即為最大風速半徑。由理想化颱風環流模式模擬結果顯示，本文提出的颱風中心定位方法其準確性及適用性皆優於Wood and Brown(1992)所提的方法。而且，本文所提的方法既容易了解，作業上亦容易使用。

利用上述方法，本文使用中正機場都卜勒雷達資料，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變。結果顯示颱風登陸後不久，中心移動速度減慢。最大風速半徑開始時縮小，當中心移速達最慢時，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。當颱風中心移至山腰時，中低層環流可能受地形阻擋與摩擦效應的雙重影響，移速變的非常緩慢，其環流強度隨著登陸時間增加迅速減弱，最大平均切向速度在二小時內從 42 ms^{-1} 變為 17 ms^{-1} 。高層颱風環流其中心移速在山區有減慢的情形，但當中心越過山頂後則加速往西移動，其環流強度則不但未減弱反而有加強的趨勢。由此個案分析結果顯示，由於地形與磨擦效應，使得各層颱風環流強度受到不同程度的影響，同時使得颱風登陸後上下層環流具有不同的移速，產生高低層環流分離的現象。

關鍵詞：都卜勒雷達、颱風、中心定位、最大風速半徑決定、台灣地形效應

一. 前言

中央氣象局新一代都卜勒雷達(NEXRAD)即將於台灣東北部五分山建站,如何充分利用此雷達即時觀測的功能、應用於劇烈天氣的分析與預報作業,將是國內從事雷達研究人員立即面臨的課題。雖然新一代都卜勒雷達及其週邊軟硬體具有相當多的功能,對於中緯度劇烈天氣現象能提供良好的即時監測資訊(Klazura and Imy, 1993),但是如何利用都卜勒雷達資料應用於熱帶地區劇烈天氣現象,特別是颱風方面的應用,現階段並沒有發展成熟的方法可供使用。

臨近海岸颱風的監測,最重要的是正確決定颱風中心位置與最大風速半徑的大小。而颱風中心的決定,雷達是最有效且較準確的工具。Senn and Hiser(1959)利用颱風雨帶之雷達回波,設計一種對數螺旋的方法來決定颱風的中心。這種方法對於回波組織結構良好且有顯著螺旋雨帶存在的颱風,具有不錯的結果。但對於颱風雨帶不明顯或颱風中心附近雷達回波結構凌亂時,此方法就無法適用。當颱風環流接觸陸地時,伴隨颱風的外圍雨帶受地形的影響,常無法存在明顯的螺旋結構。登陸後,其中心附近的眼牆雨帶結構常受到地形破壞而變得相當凌亂。上述兩種情形都使得以雷達回波決定颱風中心的方法產生使用上的困難。即使在海上,不受地形影響雨帶結構完整之颱風,飛機觀測的結果指出(Marks et al.1992),以雷達回波決定的中心位置和以氣流場決定的中心位置並不相同,氣流場決定的中心位置較偏向於強回波區域。

利用都卜勒雷達徑向速度研究渦旋氣流的結構,如龍捲風生成前之中氣旋(mesocyclone),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,因此過去的研究主要是利用觀測之都卜勒徑向速度場的特殊分佈型態(pattern)來詮釋所觀測到的氣流結構。Wood and Brown(1992)(以後皆簡稱WB92)利用颱風環流接近軸對稱性,以模擬之都卜勒徑向速度場,發展出一套估計颱風中心位置及最大風速半徑的方法。此方法的原理是當颱風逐漸接近雷達時,沿颱風行進方向,經常呈現對稱性極高之吹進和吹出雷達都卜勒徑向速度分佈型態。WB92就是利用徑向速度相對極值的位置,來估計颱風中心位置並決定最大風速半徑的大小。由於當颱風相當接近雷達時,其所測得之都卜勒徑向速度將產生嚴重變形,使得直接使用都卜勒風場辨識颱風中心位置產生困難。另一方面,於實際觀測之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。因此當使用WB92的方法估計颱風中心及最大風速半徑時,常會造成一定的誤差。

由於當颱風接近雷達時,直接利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很大的限制,因此如何有效率的使用都卜勒風場資料變成一亟待解決的問題。本文提出一個全新的構想,不直接使用都卜勒徑向速度場本身作為分析的對象,而是使用雷達觀測體積

積內每一觀測點上之都卜勒水平徑向速度值 (V_r) 與觀測點至雷達中心之距離 (D) 的乘積, 所得新參數場 ($V_r * D$) 作為分析的對象。由 $V_r * D$ 的極大值與極小值的位置; 可快速決定颱風中心的位置與估計最大風速半徑的大小。其中, 颱風中心即為此二極值相對應之中點位置, 而最大風速半徑即為此二極值相對距離的一半。此方法的準確性, 經由模擬測試結果, 顯然優於 WB92 的方法。

在本文第二節中, 利用雷達觀測之徑向速度與氣流的幾何關係, 得到數學關係式, 並由此關係式, 推導出本文所提方法的數學原理。第三節中利用簡單的颱風環流模式, 模擬雷達所觀測之徑向速度場分佈, 並利用本文的方法, 測試說明其適用性和可能誤差。第四節中我們將此方法應用於 1994 年 9 月 1 日登陸宜蘭地區造成北部地區嚴重災害的葛拉絲颱風個案, 探討颱風登陸後其上下層中心分離及環流強度演變的情形。最後為結論與建議。

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: $T(Rd \cos \theta_r, Rd \sin \theta_r)$, 其中 Rd 為颱風中心至雷達的距離, θ_r 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

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

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

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

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

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

其中 $\bar{\rho}(z)$ 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

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

上式兩邊乘以 D ，並整理可得

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

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

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

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 $\hat{V}_r * D$, 得到其空間分佈圖。
- 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:

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

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, 容易產生較大的誤差。

三. 軸對稱颱風環流之都卜勒徑向風場的模擬

假設一個軸對稱颱風環流是由三種不同形態的氣流組合而成: (1) Rankine 模式之純粹

切向風場的旋轉氣流，(2) Rankine模式純粹徑向風場的輻散或輻合氣流，以及(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，此三種氣流形態的數學式可寫成：

• 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： $\vec{V}_R(R) = V_{R\max} \left(\frac{R}{R_{\max}}\right)^{\lambda_R} \hat{r}$

• 均勻氣流： $\vec{V}_M = -V_M \sin(\theta - \theta_M) \hat{i} + V_M \cos(\theta - \theta_M) \hat{r}$

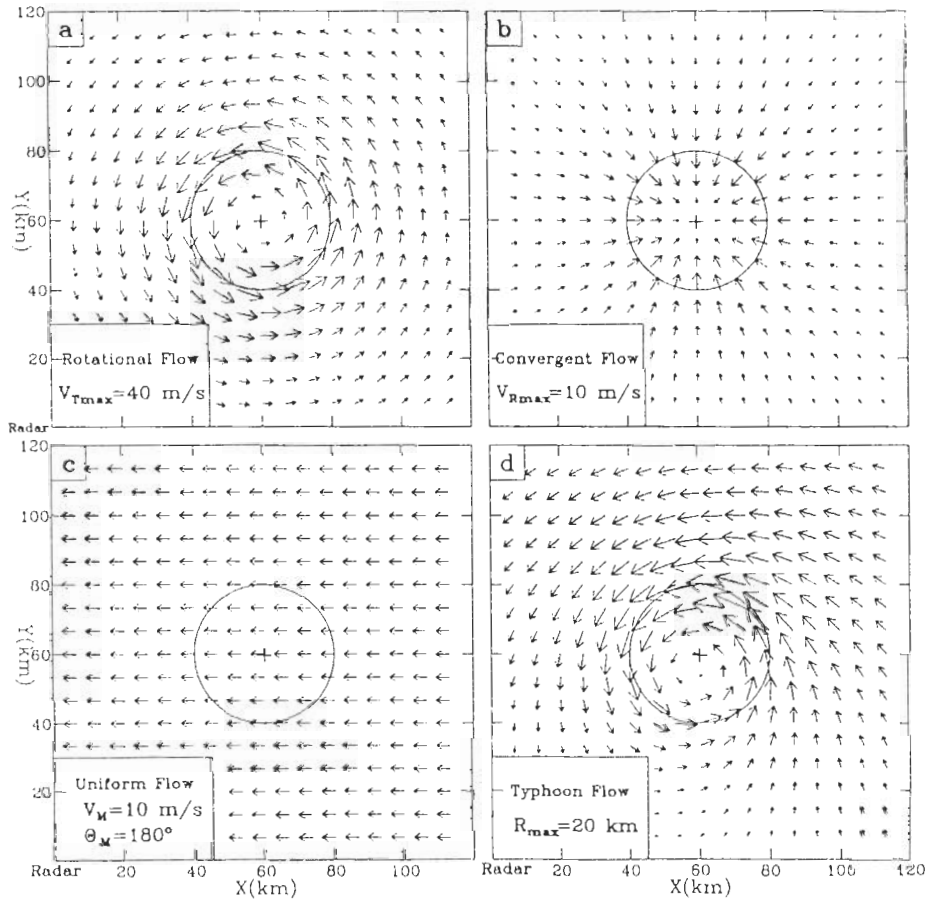


圖2 均勻環境氣流場之軸對稱Rankine模式之切向速度與徑向速度組成的颱風環流圖。a為Rankine模式之純粹切向速度的旋轉氣流圖，b為Rankine模式之純粹徑向速度的輻合氣流圖，c為均勻一致的水平氣流圖，d為前三種氣流組成的颱風環流圖。b, c圖中之速度分佈指數：當 $R \leq R_{\max}$ 時， λ_T, λ_R 皆為1；當 $R > R_{\max}$ 時， λ_T, λ_R 皆為-1。" + "為環流中心。

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 $V_{T\max} = 40\text{ m/s}$ 、 $V_{R\max} = 10\text{ m/s}$ 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

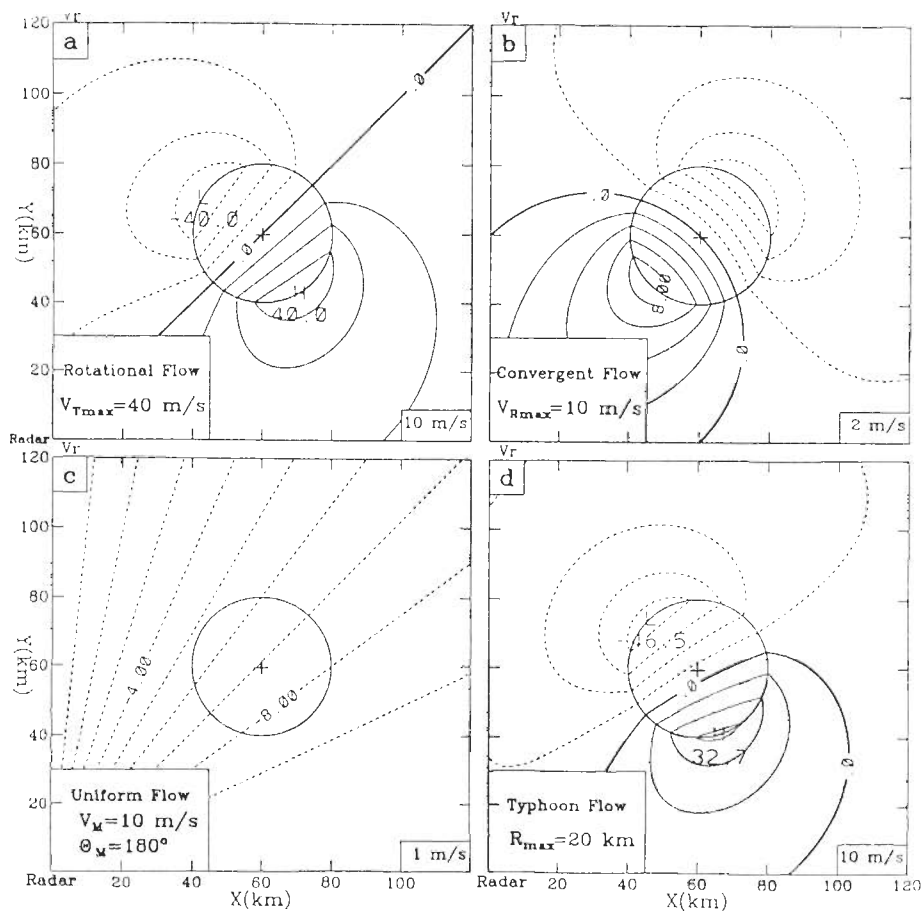


圖3 相對應於圖2之四種氣流模式下, 雷達所觀測到之都卜勒徑向速度圖。雷達位於左下角。

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的都卜勒徑向速度場(圖 3.d)顯現類似旋轉氣流的分布形態, 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, 稍微有反時鐘方向旋轉的趨勢(WB92)。

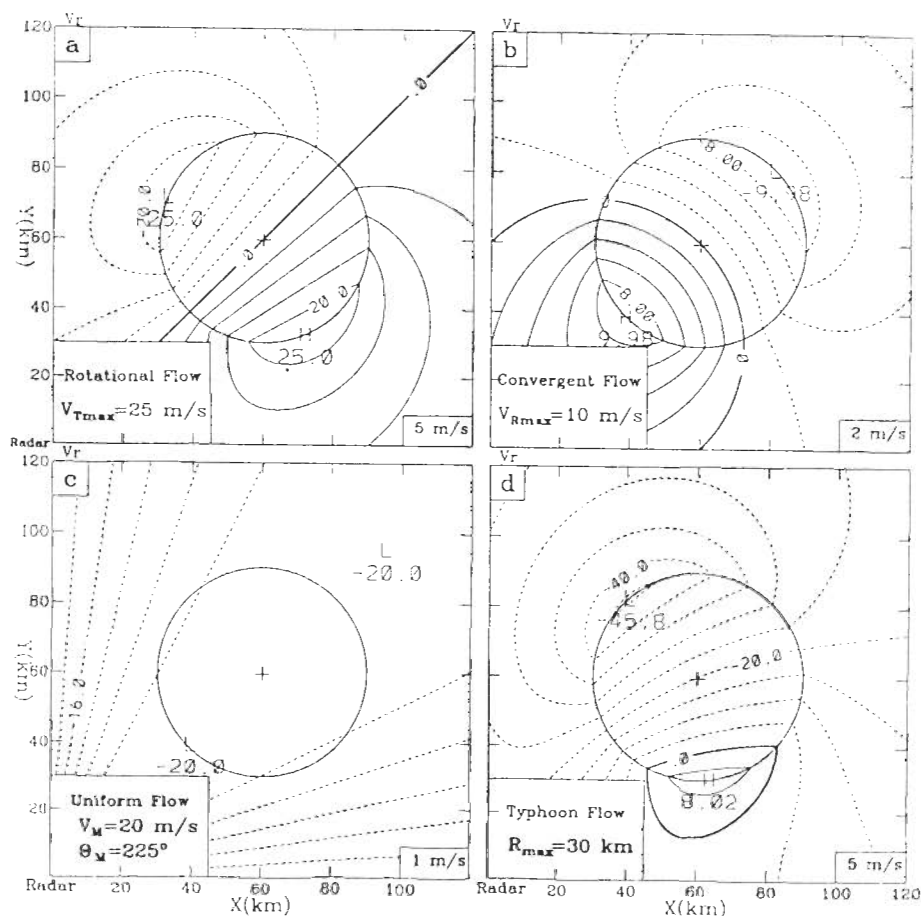


圖4 同圖3, 但取不同的最大風速半徑、最大切向速度、最大徑向速度及水平氣流, 見文內說明。

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，可能是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。

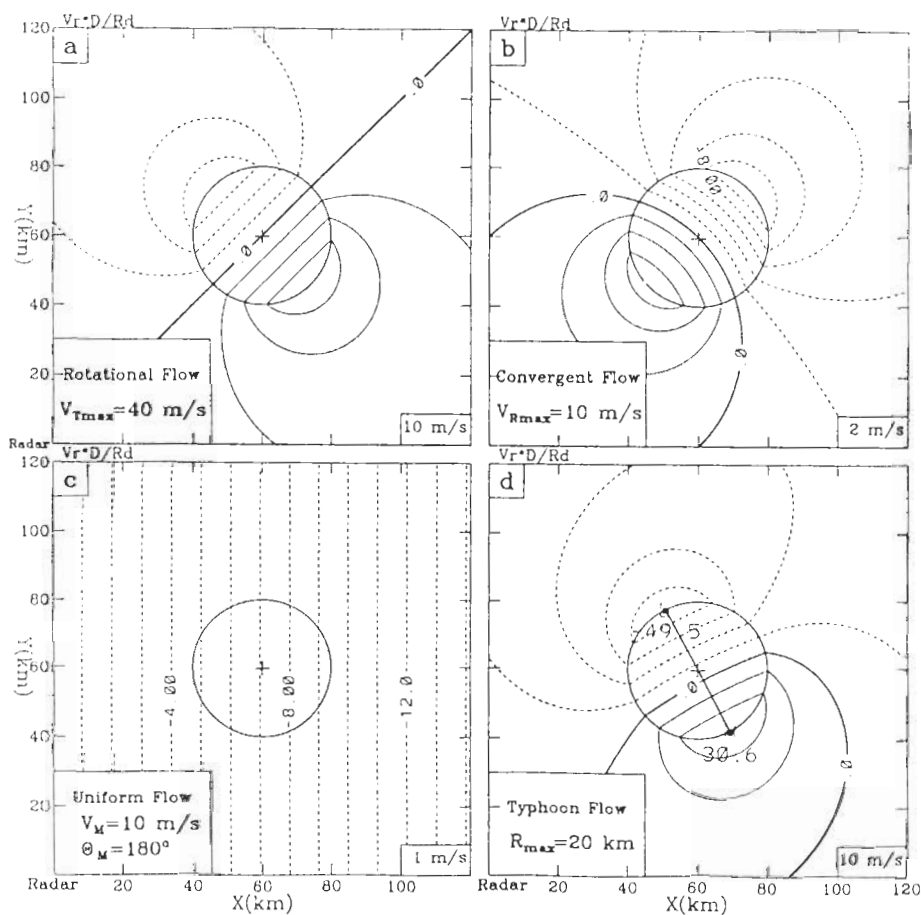


圖5 相對應圖3之都卜勒徑向速度乘上該點至雷達距離並除以颱風中心至雷達距離所構成的速度距離乘積分佈圖。圖d中粗點為極小值及極大值的位置。

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：祇要是軸對稱氣流場，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。

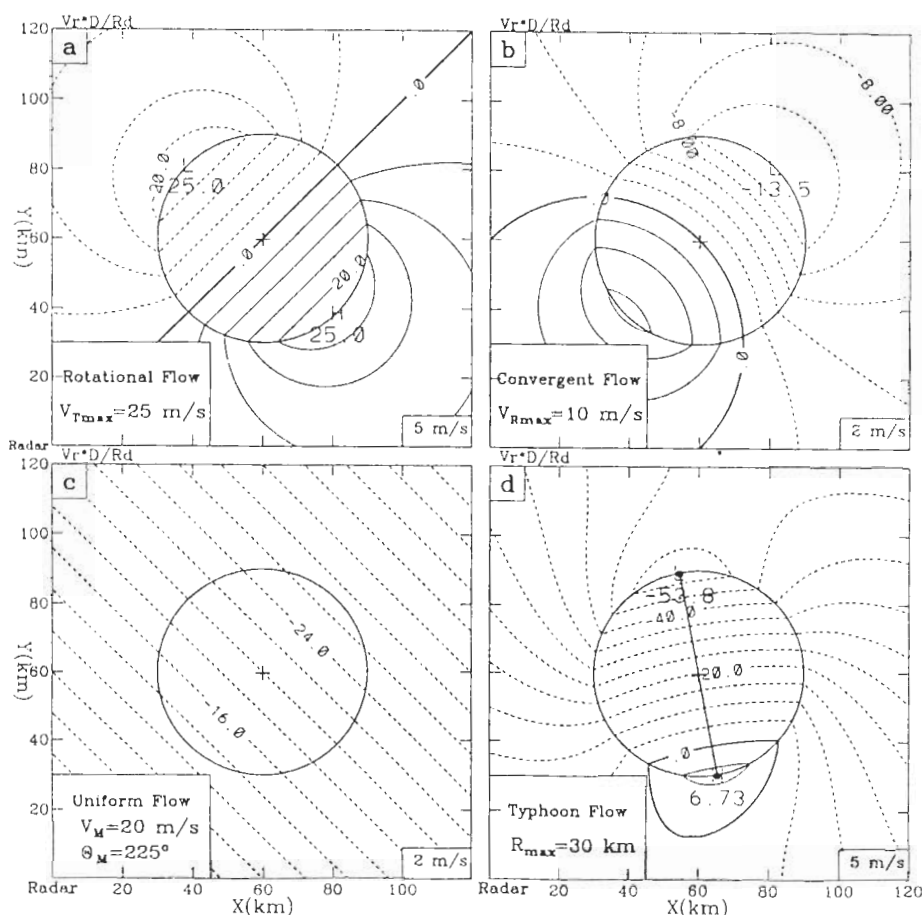


圖6 同圖5，但為相對應圖4之速度距離乘積分佈圖。

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，祇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。

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10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。本文利用這段期間密集的CAA都卜勒雷達資料，測試前節方法在實際個案應用時的情形。

(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折錯的現象(CAA雷達最大容許折錯速度為 ± 48 m/s)發生，首先將這些折錯資料校正回來。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。對於校正折錯及剔除資料的程序，是利用工作站在PPI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等高面(CAPPI)上。詳細的資料處理程序可參考周(1994)的論文。

值得注意的，自1990年以後，CAA雷達之都卜勒觀測模所觀測到的雷達回波強度皆較非都卜勒觀測模所觀測到的數值為小。就觀測的歷史序列而言，非都卜勒觀測模觀測到的回波強度前後較為一致。而都卜勒觀測模觀測到的回波強度有必要加以校正。經由數十萬個觀測點資料的統計，比較相鄰時間同一地點都卜勒觀測模和非都卜勒觀測模所得到的回波強度，都卜勒觀測模之回波強度平均小於非都卜勒觀測模之回波強度約4dBZ。這兩個觀測模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明顯的相關性。

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可得到速度距離乘積。由速度距離乘積顯示圖之極值位置可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，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 $\hat{V}_r * D / R_d$ (R_d 為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

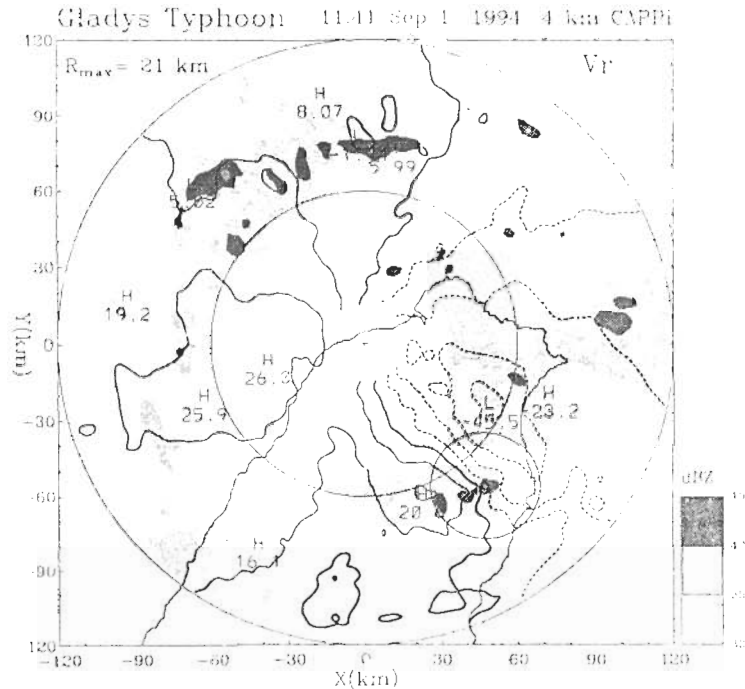


圖7 1994年9月1日葛拉絲(Gladys)颱風，CAA都卜勒雷達於早上11時41分在4公里等高面上所觀測到之雷達回波強度和都卜勒徑向速度圖。陰影部份為雷達回波強度，單位間距為5 dBZ。等值線為都卜勒徑向速度，單位間距為10 m/s，正值表遠離雷達，負值表接近雷達。"十"為雷達中心，細圓圈線表距離雷達半徑60公里和120公里。"⊗"為颱風中心，相對於雷達座標為(47.0, -56.0)公里，粗圓圈線表颱風最大風速半徑21.4公里。

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。

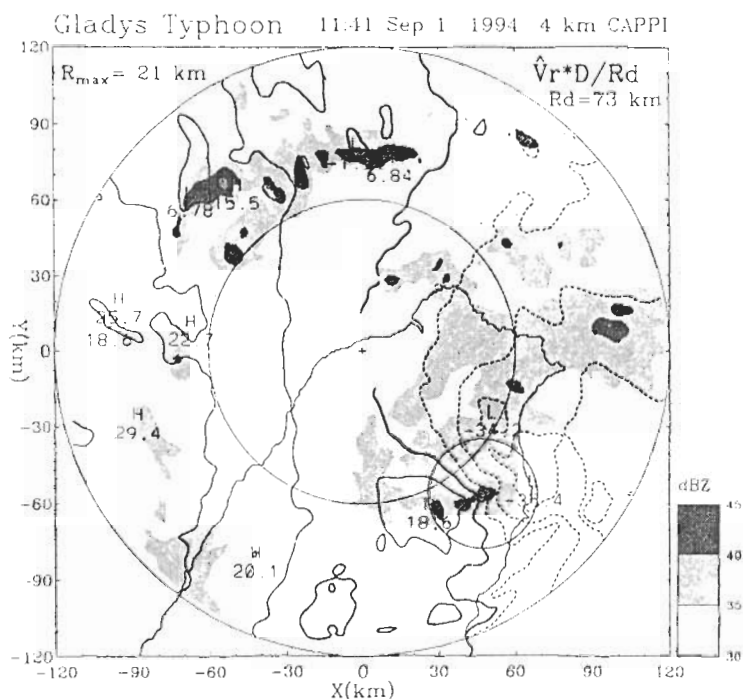


圖8 同圖7，但都卜勒徑向速度改爲都卜勒水平徑向速度分量乘上該點至雷達距離並除以颱風中心至雷達距離所得到的速度距離乘積分佈圖。颱風中心至雷達的距離爲73.1公里。

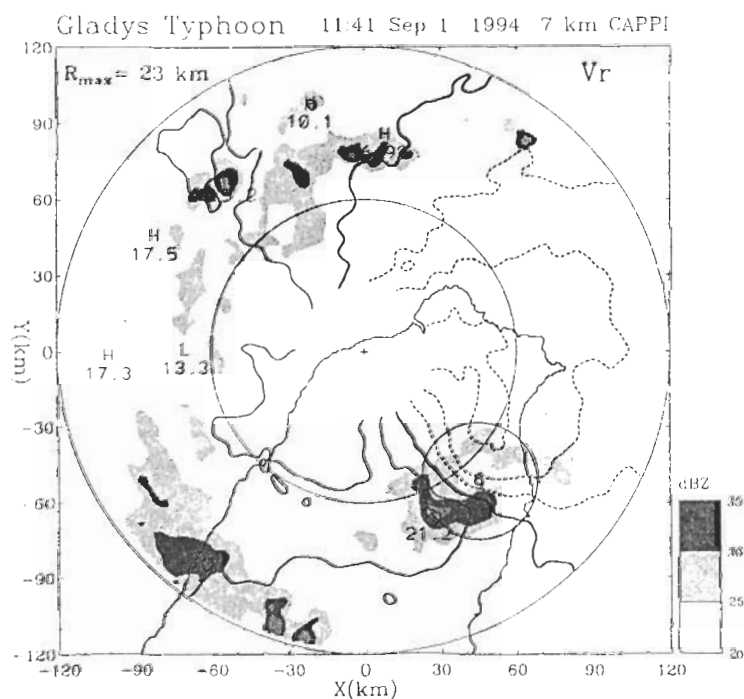


圖9 同圖7，但爲在7公里等高面上之雷達回波強度和都卜勒徑向速度圖。颱風中心位於相對於雷達座標(45.0, -51.5)公里，最大風速半徑爲23.1公里。

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，我們的方法結果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

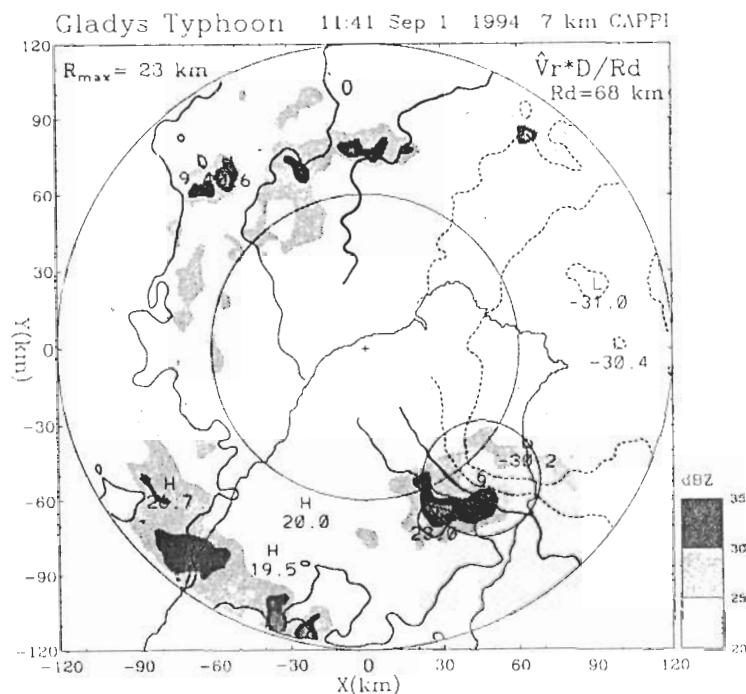


圖10 同圖8，但為在7公里等高面上之雷達回波強度和速度距離乘積分佈圖。
颱風中心至雷達的距離為68.4公里。

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。

爲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爲模擬圖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

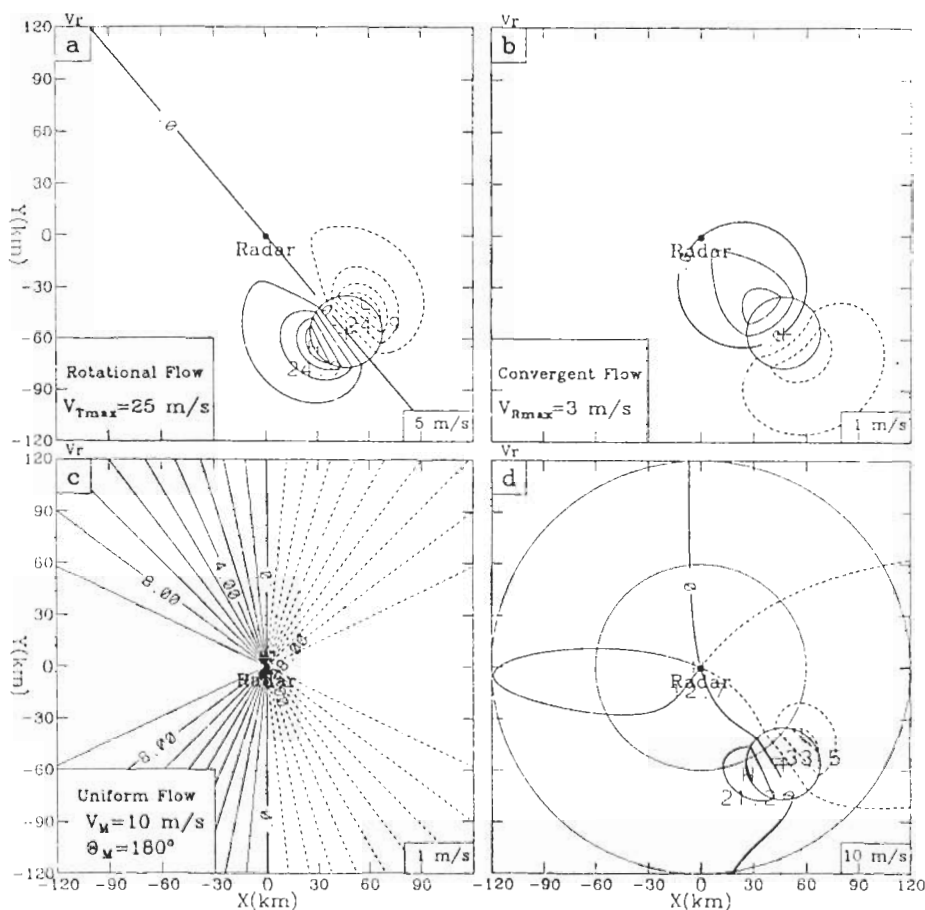


圖11 颱風氣流模式模擬圖7之4公里等高度面的都卜勒徑向速度圖。雷達位於中心。a中之切向速度分佈指數：當 $R \leq R_{\max}$ 時， $\lambda_T = 1.0$ ；當 $R > R_{\max}$ 時， $\lambda_T = -1.5$ 。b中之徑向速度分佈指數：當 $R \leq R_{\max}$ 時， $\lambda_R = 1.0$ ；當 $R > R_{\max}$ 時， $\lambda_R = -1.0$ 。

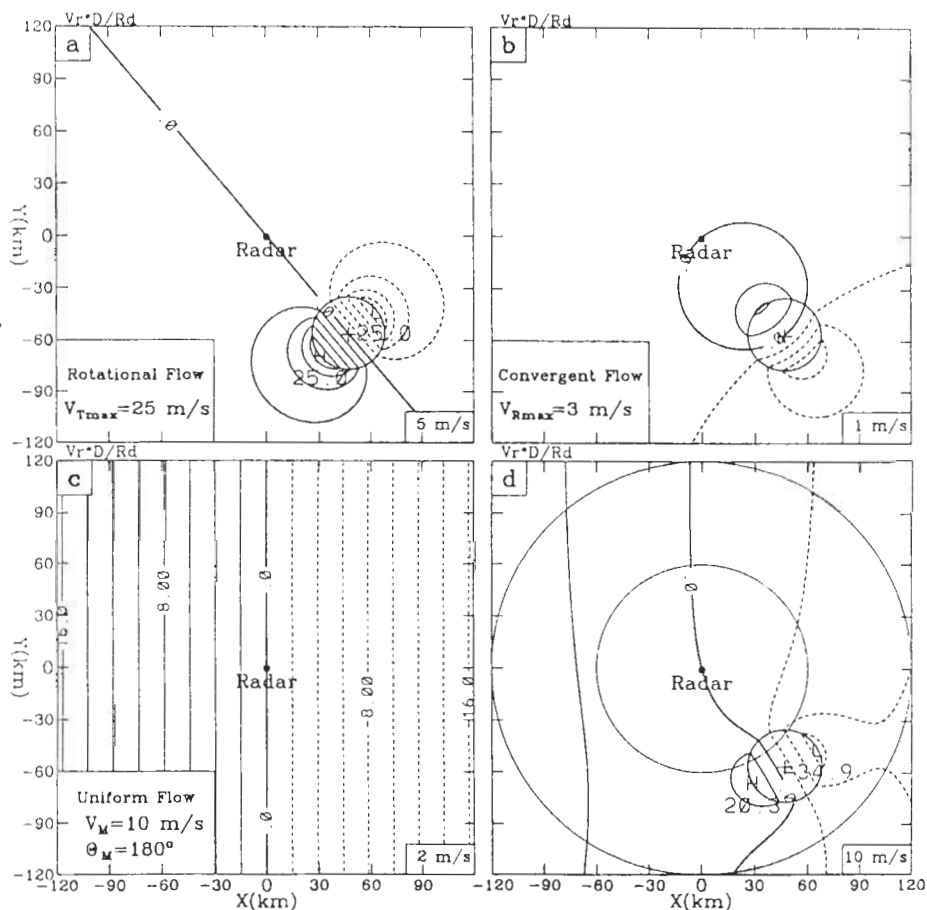


圖12 相對應圖11，模擬圖8之4公里等高度面的速度距離乘積分佈圖。

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傳送的結果；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：不管是零值線走向、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。

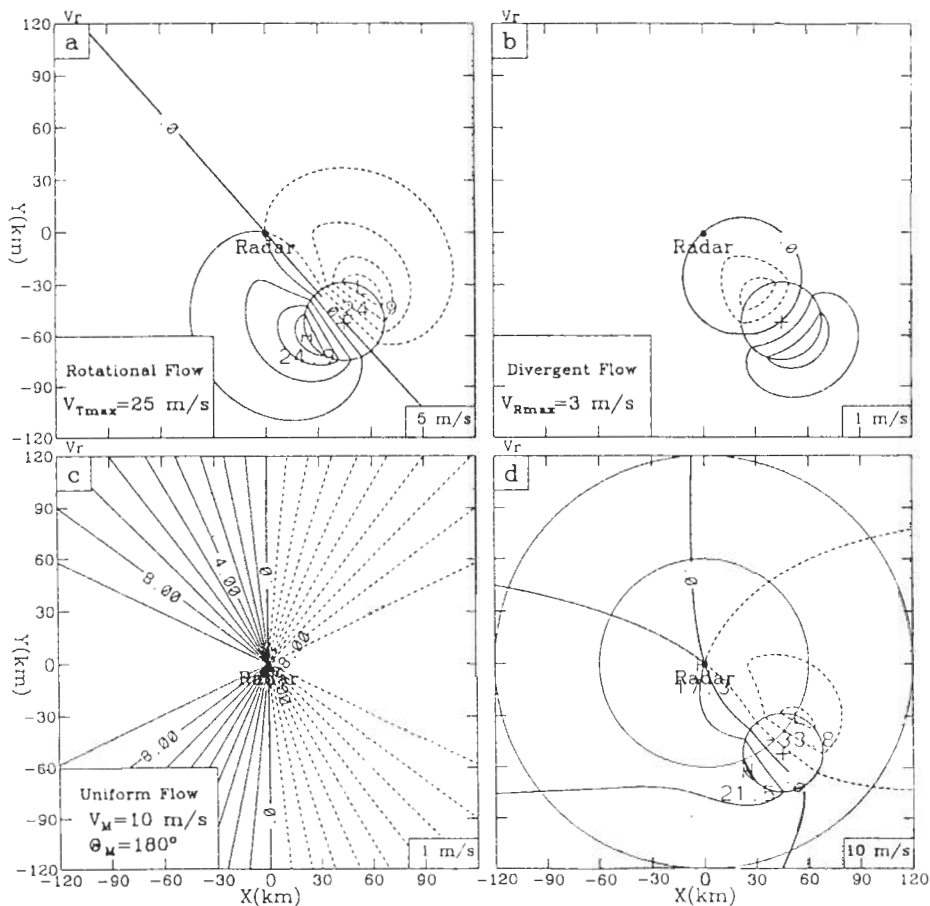


圖 13 颱風氣流模式模擬圖 9 之 7 公里等高度面的都卜勒徑向速度圖。雷達位於中心。a 中之切向速度分佈指數：當 $R \leq R_{\max}$ 時， $\lambda_T = 1.0$ ；當 $R > R_{\max}$ 時， $\lambda_T = -1.0$ 。b 中之徑向速度分佈指數：當 $R \leq R_{\max}$ 時， $\lambda_R = 1.0$ ；當 $R > R_{\max}$ 時， $\lambda_R = -1.5$ 。

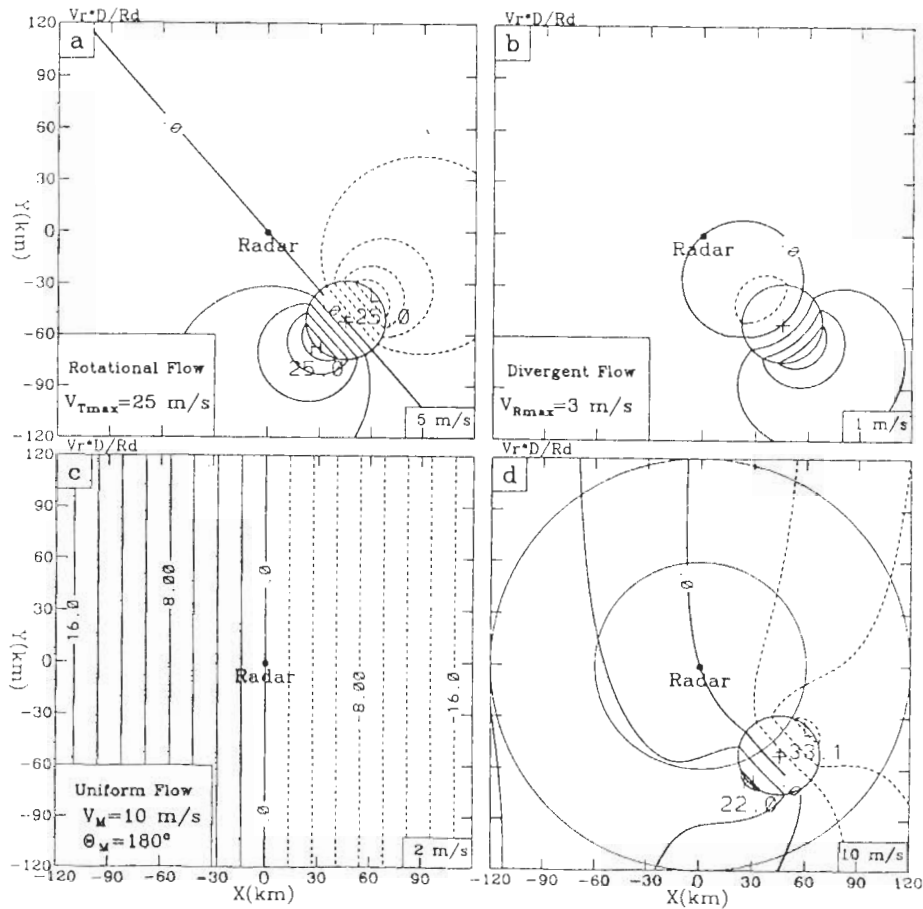


圖14 相對應圖13，模擬圖10之7公里等高度面的速度距離乘積分佈圖。

(3) 颱風登陸後的演變

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，我們共分析了七個連續時間之雷達體積掃描資料(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變。

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變的軌跡圖。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。

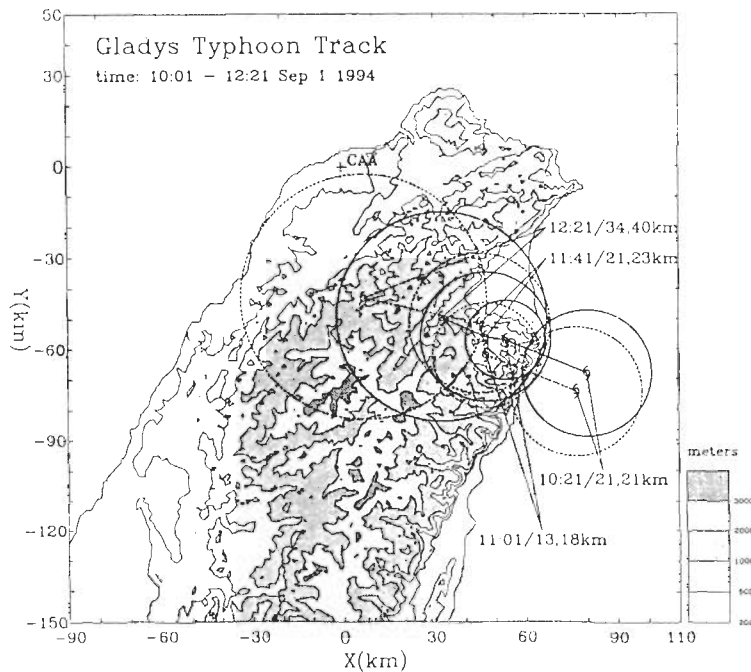


圖15 1994年9月1日葛拉絲颱風登陸初期兩小時內之中心位置及最大風速半徑軌跡圖。陰影等值線為地形等高線，單位為公尺。粗實線及粗虛線分別為4公里高度和7公里高度之軌跡圖。旁邊數字中斜線左邊為相對應之觀測時間(時：分)，右邊第一個及第二個數字分別為4公里高度及7公里高度之最大風速半徑。

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 $\hat{V}_r * D / R d$ 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，必須先知道平均環境速度和風向。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

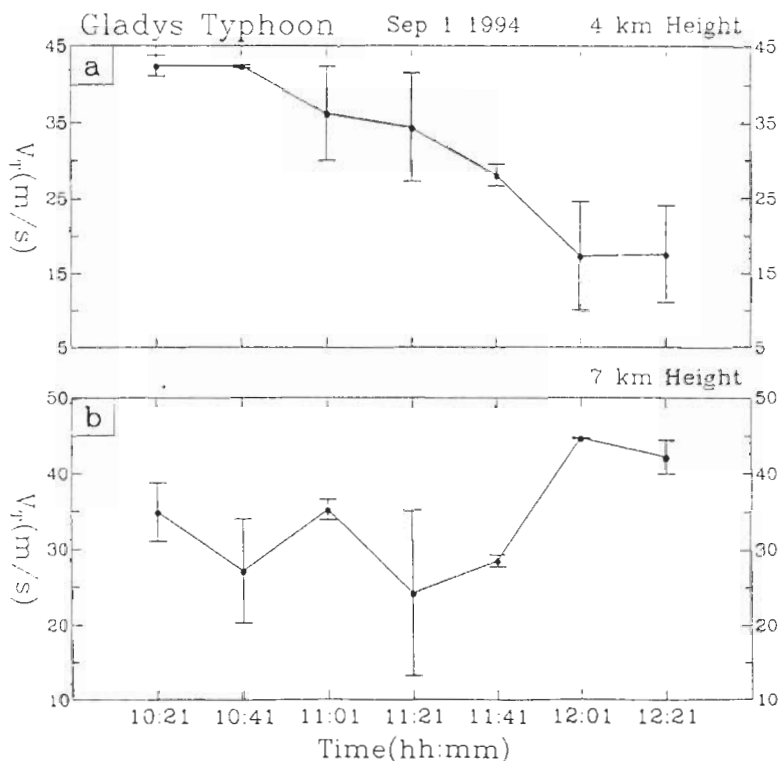


圖16 1994年9月1日葛拉絲颱風登陸初期兩小時內之最大風速半徑上主環流切向速度的時間演變圖。時間從早上10時21分至12時21分，間距為20分。a為4公里高度，b為7公里高度。粗點為利用(8)、(9)兩式所計算的結果。圖中之可能誤差差距定義為利用(8)式且假設 $V_R = 0$ 的計算結果和(8)、(9)兩式計算結果的相差值。

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

WB92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WB92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演變情形。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，而且颱風環流僅局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連的建立，都卜勒雷達資料於即時天氣分析與預報的應用，將會越來越重要。本文所提出的方法，於臨近雷達颱風中心定位及最大風速半徑的決定，由於方法相當簡單且適用性高，對於颱風即時路徑及颱風環流強度的掌握，將可提供非常大的幫助。如何進一步的利用本文提出的速度距離乘積方位顯示(Velocity Distance Azimuthal Display: VDAD)方法，配合周等(1994)所建立的GBVTD方法，以解析鄰近海岸或登陸之颱風中心附近中尺度環流結構的特徵，將是我們下一步努力的目標。

致 謝：

本文在國科會專題研究計畫 NSC85-2111-M002-005 AP6 經費支援下完成。感謝台大大氣所中尺度/P3 實驗室研究助理張定祺在計算機軟硬體的協助，與邱珮瑜的校稿。

參 考 文 獻

- 周仲島，1994：TAMEX期間CAA都卜勒雷達資料的特性與檢定。**大氣科學**，**21**，125-135。
- 周仲島、張保亮與李文兆，1994：都卜勒雷達在颱風環流中尺度結構分析的應用。**大氣科學**，**22**，163-187。
- 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.
- Foote, G. B., and P. S. du Toit, 1969: Terminal velocity of raindrops aloft, *J. Appl. Meteor.*, **8**, 149-253.
- Klazura, G. E., and D. A. Imy, 1993: A brief description of the initial set of analysis products available from the NEXRAD WSR-88D system. 26th international Conference on Radar Meteorology, AMS, 1993, Norman, Oklahoma.
- 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.

Determination of Typhoon Center and Radius of Maximum Wind by Using Doppler Radar

Ben Jong-Dao Jou¹ Shiung-Ming Deng² Bau-Liang Chang³

¹Department of Atmospheric Sciences, National Taiwan University

²System Engineering Division, Institute of Information Industry

³Wu-Feng-San Radar Station, Central Weather Bureau

ABSTRACT

A new methodology by using Doppler radar wind data to determine the center position and radius of maximum wind of landfalling typhoons is developed in this study. The product of the radial wind (V_r) and the distance of the data point to the radar (D) is defined as a new parameter ($V_r \cdot D$). A display of $V_r \cdot D$ on a PPI plane is defined as Distance Velocity Azimuth Display (DVAD). It can be proved by basic geometry relationship that the center point of the line made between the maximum and minimum values of $V_r \cdot D$ is the center of the hypothetical symmetry Rankine vortex and the distance from the center point to the maximum (or minimum) point is the radius of maximum wind of the vortex. This method is applied to a real typhoon case Gladys (September 1, 1994) by using CAA Doppler radar data to study the topography effect of Taiwan on landfalling typhoon.

**Key words : Distance Velocity Azimuth Display (DVAD) , Typhoon center,
Radius of maximum wind.**