

# 廣泛式速度方位顯示方法 之誤差分析與其在梅雨鋒面雨帶的應用

鄧秀明\* 周仲島  
台灣大學大氣科學研究所

(中華民國八十三年三月三十一日收稿；中華民國八十四年八月三日定稿)

## 摘 要

應用「廣泛式速度方位顯示」方法(Extended Velocity Azimuthal Display, 簡稱EVAD, Srivastava et al., 1986)反演中尺度對流系統內部平均之水平速度、水平輻散度和降水粒子垂直速度時,由於風場和降水強度在水平空間的不均勻分布,皆會造成反演結果的誤差。其中水平輻散度和粒子垂直速度的誤差是相互依存的。當風場和降水強度的水平分布為均勻一致時,或是水平輻散度和粒子垂直速度的誤差互相抵消時,利用EVAD方法求得之水平輻散度和粒子垂直速度代表雷達平均水平掃描面積的平均結果。為了要減低這種因水平不均勻性產生的誤差,本文提出一種利用簡單的雷達回波強度與粒子終端速度的關係式計算水平輻散度場誤差的偏移項,由誤差偏移項加以修正原來求得之水平輻散度場。此修正方法應用於梅雨鋒面雨帶的個案資料,結果顯示可大幅減少不均勻性風場和降水分布所產生的反演風場及相關運動場之誤差。

本文首先使用一組理想的水平線性風場和圓形、線狀與橢圓形三種不同的降水型態,分析EVAD方法的誤差結構。結果顯示低仰角的雷達掃描策略所產生的誤差較小於高仰角的掃描策略;風速、總變形量及水平輻散的誤差大致隨降水中心與雷達距離的增加而減少;風向及伸展軸角度的誤差除了與降水中心距雷達遠近有關外,這兩種誤差會隨降水走向角度不同而產生變化。對於這三種不同的降水型態以線狀降水所產生的誤差為最大,其風速、風向角度、總變形量、伸展軸角度和水平輻散的最大可能誤差(速度以百分比,方向以角度)分別為12%、6.5°、32%、9°和15%。

本文第二部份係利用TAMEX期間中正機場都卜勒雷達觀測資料,實際應用第一部份所發展的EVAD修正方法,分析1987年6月25日清晨通過臺灣北部濱海地區之鋒面雨帶系統其中尺度運動場的結構特徵,由修正後之水平輻散場向下積分計算得到之鋒面雨帶中尺度垂直速度場顯示低層4公里高度以下和高層7公里高度以上為上升運動,介在這兩層高度之間存在下降運動。此結果與雙都卜勒雷達分析結果相似,顯示修正之EVAD方法的可適用性。

關鍵詞：廣泛式速度方位顯示(EVAD)方法、都卜勒雷達、誤差量化分析、鋒面雨帶之中尺度結構、低層噴流

\*現任職於財團法人資訊工業策進會系統工程處

## 一、前 言

近年來由於雷達、通訊和快速處理大量資料之電腦技術的進步，都卜勒雷達觀測儀器已可從特別設計之中尺度實驗的應用，到納入日常作業的觀測系統中。例如在台灣地區，已經有民航局中正機場和空軍清泉崗兩部都卜勒雷達在作業，而氣象局未來也會在北部五分山建置一部新一代都卜勒雷達(NEXRAD, WSR-88D)，並於民國86年正式開始作業，預計花蓮和高雄傳統雷達也會逐步更新為都卜勒雷達。都卜勒雷達的觀測可以得到密集時間間距和高解析度的風場和降水回波強度資料，而雷達觀測之風場是為沿著雷達波束方向的徑向速度，因此在作業上研究如何利用雷達徑向速度求得完整而及時的三維風場結構，是在作業上應用都卜勒雷達資料首先必須面對的問題。

對於利用都卜勒雷達資料求取風場的技術首推Lhermitte and Atlas(1961)，他們指出在水平空間上均勻的風場和降水條件下，由固定仰角的雷達波束作 $360^\circ$ 全方位角掃瞄所得到的平均徑向速度是掃瞄方位角的正弦函數曲線，此正弦曲線可以求得相對應掃瞄高度的水平風向、風速和粒子垂直速度，這種徑向速度對應方位角構成的曲線稱之為“速度方位顯示”(Velocity Azimuthal Display)，簡稱VAD方法。

當環繞雷達之水平風場不是固定時，就會存在速度輻合或輻散。Caton (1963)利用此原理將VAD方法推廣，指出當粒子垂直速度已知時，水平風場的輻散度可由徑向速度積分求得。Browning and Wexler (1968)進一步將VAD方法作有系統的整理，他們指出當雷達掃瞄波束侷限於低仰角或粒子垂直速度已知時，VAD方法不僅可以得到不同高度的水平風向、風速和輻散場外，還能得到風場的其它性質，如總變形量和伸展軸方向。

當雷達掃瞄波束為高仰角時，由於粒子垂直速度的不確定及在水平方向的不均勻，常導致利用VAD方法求得的水平輻散場有較大的誤差。為了改進這些缺點，Srivastava et al. (1986)將VAD的方法推廣，稱之為“廣泛式速度方位顯示”(Extended VAD, 簡稱EVAD)。此方法的好處在於不需要預先知道粒子垂直速度和限制使用較低仰角的雷達資料，由數個掃瞄仰角的資料，可以得到較準確的水平輻散場和粒子垂直速度。EVAD方法的最大限制是假設在中尺度降水系統的水平輻散場和粒子垂直速度必須在水平方向為均勻一致，因此EVAD方法通常應用於研究層狀降水系統的運動場結構(Srivastava et al.,1986; Rutledge et al.,1988)。

雖然EVAD方法能解析一些中尺度系統的運動場結構，但在中尺度對流系統之水平輻散場和粒子垂直速度通常不是水平均勻分布的，因此應用EVAD方法於對流系統中所得到的結果到底具有多大的代表性、其產生的誤差有多大、誤差的大小和不均勻分布的降水形態有什麼關係、及雷達掃瞄策略是否會影響其結果，對於這些問題的探討和其誤差的分析在以前的論文裡很少談及。在第二節中我們將會詳細回顧VAD和EVAD方法，說明EVAD方法求得之水平輻散場和粒子垂直速度所代表的意義及二者的關係，並且提出一種修正的方法希望能應用於中尺度對流系統內。在第三節中利用一組理想的氣流模式和不同的降水形態，定性和定量分析誤差的特性。最後利用中正機場都卜勒雷達的資料，說明兩種方法應用在TAMEX IOP 13個案鋒面雨帶的中尺度運動場結構解析工作的結果。

## 二、VAD 和 EVAD 方法的回顧

### (一) VAD 方法

如圖1所示，都卜勒雷達在波束方向所測得的徑向速度  $V_r$  (遠離雷達為正)，可寫成

$$V_r = V_h \cos(\theta - \beta) \cdot \cos\alpha - W \sin\alpha \quad (1)$$

其中  $V_h$ ， $W$  分別為粒子的水平和垂直速度(向下為正)； $\alpha$  為雷達波束和地面的夾角即仰角， $\beta$  為波束與 X 軸的夾角，稱為方位角， $\theta$  為水平速度和 X 軸的夾角。(1) 式可重寫成

$$V_r(\beta) = u(\beta)\cos\beta \cos\alpha + v(\beta)\sin\beta \cos\alpha - W(\beta)\sin\alpha \quad (2)$$

其中  $u$ 、 $v$  分別為 X、Y 方向的水平速度分量。在高度  $h$  和固定仰角的徑向速度、水平和垂直速度可視為方位角的函數。

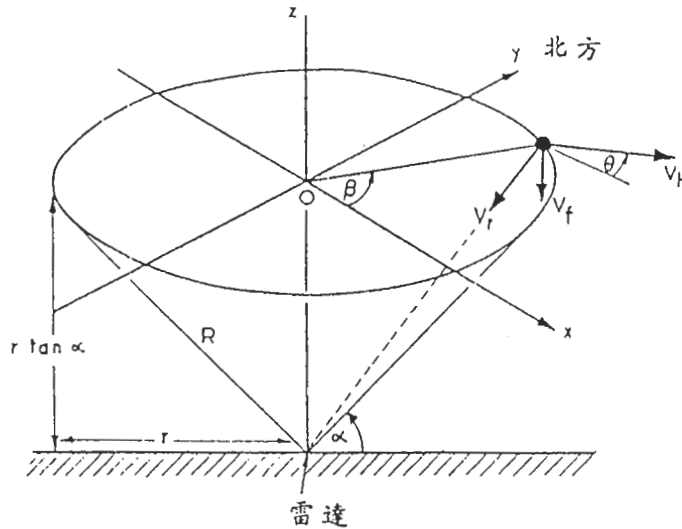


圖1 雷達掃瞄得到之徑向速度、水平風速與粒子垂直速度的幾何關係圖。

我們首先假設距雷達上空中心附近的  $u$ 、 $v$  在 X、Y 方向是線性變化，則  $u$ 、 $v$  可表示成

$$\begin{aligned} u &= u_0 + \frac{\partial u}{\partial x} x + \frac{\partial u}{\partial y} y \\ v &= v_0 + \frac{\partial v}{\partial x} x + \frac{\partial v}{\partial y} y \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $u_0$ 、 $v_0$  分別為雷達上空在 X、Y 方向的水平速度分量。其次假設粒子垂直速度能以粒子終端速度來近似，即  $W = V_f - w \sim V_f$ ，其中  $w$  為空氣的垂直速度， $V_f$  為粒子終端速度。並且假設在高度  $h$  的粒子終端速度在水平方向為均勻分布，即不為方位角的函數。將(3)式及  $x = r \cos\beta$ ， $y = r \sin\beta$  代入(2)式並整理可得

$$\begin{aligned}
 V_r(\beta) &= \frac{1}{2}r \cos\alpha \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - V_f \sin\alpha \\
 &\quad + u_0 \cos\alpha \cos\beta + v_0 \cos\alpha \sin\beta \\
 &\quad + \frac{1}{2}r \cos\alpha \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \cos(2\beta) \\
 &\quad + \frac{1}{2}r \cos\alpha \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \sin(2\beta)
 \end{aligned} \tag{4}$$

對任一半徑  $r$  及任一仰角  $\alpha$  的全方位角掃描波束，所得到的徑向速度可用富氏級數展開成

$$V_r(\beta) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{n=1}^{N/2} (a_n \cos(n\beta) + b_n \sin(n\beta)) \tag{5}$$

其中  $N$  為雷達掃描一圈的總方位角數，富氏級數各項之係數可表示成：

$$\begin{aligned}
 a_n &= \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N (V_r)_i \cos(n\beta) i \\
 b_n &= \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N (V_r)_i \sin(n\beta) i \\
 n &= 0, 1, 2
 \end{aligned}$$

(4) 式和 (5) 式比較，富氏級數之各項係數又可寫成

$$\begin{aligned}
 a_0 &= r \cos\alpha \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - 2V_f \sin\alpha \\
 a_1 &= u_0 \cos\alpha, b_1 = v_0 \sin\alpha \\
 a_2 &= \frac{1}{2}r \cos\alpha \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\
 b_2 &= \frac{1}{2}r \cos\alpha \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)
 \end{aligned} \tag{6}$$

$\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)$ 、 $\left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)$  和  $\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)$  分別為水平輻散，拉伸變形和風切變形項。因此水平運動場的性質，可用富氏級數各項之係數表示。即

$$\text{輻散度: } \nabla \cdot V_h = \frac{a_0}{r \cos\alpha} + \frac{2V_f \tan\alpha}{r} \tag{7}$$

$$\text{風速: } V_h = (a_1^2 + b_1^2)^{0.5} / \cos\alpha \tag{8}$$

風向：

$$\text{當 } b_1 > 0 \text{ 時, } \theta = \frac{3\pi}{2} - \tan^{-1}\left(\frac{a_1}{b_1}\right)$$

$$\text{當 } b_1 < 0 \text{ 時, } \theta = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1}\left(\frac{a_1}{b_1}\right) \tag{9}$$

$$\text{總變形量: } 2(a_1^2 + b_1^2)^{0.5} / (r \cos\alpha) \tag{10}$$

伸展軸方向：

$$\text{當 } b_2 > 0 \text{ 時, } \gamma = \frac{3\pi}{4} - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{a_2}{b_2} \right)$$

$$\text{當 } b_2 < 0 \text{ 時, } \gamma = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{a_2}{b_2} \right) \quad (11)$$

由(5)式及(7)、(8)、(9)、(10)可知VAD富氏分析的第零個富氏級數與水平輻散度及粒子終端速度有關，第一個富氏級數的振幅和相位決定風速和風向，第二個富氏級數的振幅和相位則決定總變形量和伸展軸方向。

## (二) EVAD 方法

為推導EVAD的方法和說明此方法所代表的物理意義，首先定義兩個式子：

$$\overline{(\quad)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\beta \quad (12)$$

$$r = \text{fixed}$$

$$[(\quad)(r)] = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (\quad)(r)_i \quad (13)$$

(12)式表示在固定半徑 $r$ 之方位角平均值；(13)式則表示在同一高度上之不同半徑的值求取算術平均值。由(12)式的定義可得

$$\overline{V_r}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V_r d\beta = \frac{1}{2} a_0(r) \quad (14)$$

$$\overline{W}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W d\beta \quad (15)$$

其中 $V_r$ 、 $W$ 分別為徑向速度和粒子垂直速度。對一個半徑 $r$ 以內之面積平均的水平輻散度可寫成

$$\overline{\nabla \cdot V_h(r)}^A = \frac{1}{\pi r} \int_0^{2\pi} V_h \cos(\theta - \beta) d\beta \quad (16)$$

將(1)式等號兩邊同時除以 $\pi r \cos\alpha$ ，並對某一固定半徑作方位角積分，同時利用(14)、(15)、(16)式整理可得

$$\frac{a_0(r)}{r \cos\alpha} = \overline{\nabla \cdot V_h(r)}^A - \frac{2 \tan\alpha}{r} \overline{W}(r) \quad (17)$$

(17)式和(7)式所代表的意義是相同的，但(17)式所代表的意義更廣泛，是表示某一固定仰角 $\alpha$ 在半徑 $r$ 之徑向速度、水平輻散度和粒子垂直速度的關係。(17)式顯示當平均的粒子垂直速度已知時，或仰角很小 $\tan\alpha \sim 0$ 時，平均的水平輻散度可由徑向速度積分求得(Caton,1963)，但輻散度的準確度受限於仰角高低和粒子垂直速度的水平分布。

為了同時求得較準確的水平輻散度和粒子垂直速度，Srivastava et al.(1986)提出EVAD的方法解決這個問題，將(17)式換作另一種形式，即

$$\frac{a_0(r)}{r \cos\alpha} = \overline{\nabla \cdot V_h(r)}^A - \frac{2h}{r^2} \overline{W}(r) \quad (18)$$

其中  $h = r \tan \alpha$ 。EVAD 方法的樞紐在於假設在某一高度  $h$  的平面上，當水平輻散度和粒子垂直速度在很小的高度間距內為常數時，利用不同仰角或半徑的資料時，若以  $(\frac{a_0}{r \cos \alpha})$  為縱軸，以  $-(\frac{2h}{r^2})$  為橫軸，根據(18)式所畫出的圖形應是一條直線，直線的截距和斜率為水平輻散度和粒子垂直速度。

實際運用此方法時，由於水平輻散度和粒子垂直速度並不見得為常數，因此根據(18)式所畫出的圖形並不是一條直線，但我們可以利用最小平方誤差之線性迴歸法，由資料逼進得到一條直線。若此直線的截距和斜率分別表示成  $\hat{\nabla} \cdot V_h$  和  $\hat{W}$ ，則由(18)式的最小平方誤差之線性迴歸統計性質和(13)式的定義可得

$$\left[ \frac{a_0(r)}{r \cos \alpha} \right] = \hat{\nabla} \cdot V_h - \left[ \frac{2h}{r^2} \right] \hat{W} \quad (19)$$

對某一固定高度，將(18)式代入(19)式整理可得

$$\overline{[\nabla \cdot V_h(r)]^A} = \hat{\nabla} \cdot V_h + 2h \left\{ \left[ \frac{\overline{W(r)}}{r^2} \right] - \left[ \frac{1}{r^2} \right] \hat{W} \right\} \quad (20)$$

(20)式可以很清楚的表達EVAD方法所隱含的意義：

- 如前所述，當水平輻散度和粒子垂直速度在某一高度是為常數時，EVAD方法求得的直線截距和斜率即是水平輻散度和粒子垂直速度。
- 當水平輻散度或粒子垂直速度其中有一個不是常數時，會同時造成二者的誤差，此種誤差是相互依存的。換言之，即使水平輻散度是為常數，求得的水準輻散度亦會因不均勻分布的粒子垂直速度產生誤差，此誤差就是粒子垂直速度在水平上之不均勻性和高度的乘積，即(20)式右邊括弧項。
- 當水平輻散度或粒子垂直速度不為常數時，若二者的誤差互相抵消時，即(20)式右邊括弧內為零時，求得的截距代表由不同半徑所得到的面積平均輻散度之算術平均；斜率則是代表和不同半徑之方位角平均的粒子垂直速度，以  $\frac{1}{r^2}$  為權重函數的平均。即

$$\hat{\nabla} \cdot V_h \sim \overline{[\nabla \cdot V_h(r)]^A} \quad (21)$$

$$\hat{W} \sim \left[ \frac{\overline{W(r)}}{r^2} \right] / \left[ \frac{1}{r^2} \right] \quad (22)$$

當根據(18)式畫出的圖形非常接近一條直線時，(21)、(22)式所代表的物理意義就是利用EVAD方法求得的水平輻散度和粒子垂直速度代表雷達平均的水平掃描面積的平均結果。

假如粒子終端垂直的分布，可以用雷達觀測得到的降水回波強度來近似，則我們可以利用EVAD方法求得之粒子垂直速度和(20)式右邊之第二項加以修正EVAD求得之水平輻散度。雖然利用回波強度估計粒子垂直速度可能不正確，但可表示出粒子終端速度在水平上的不均勻性，因而使得修正後得到的水平輻散度會較不做修正的結果正確些，此修正方法之結果會在下節中加以討論。

### 三、EVAD 方法的分析

#### (一) 模擬風場

所選擇作測試的模擬風場是參考Peace et al. (1969)所提出的風場如圖2a所示，此風場是模擬一個氣旋式風暴的環流系統，其參數為

$$\begin{aligned}
 u_0 &= 10 \text{ m/sec} \\
 v_0 &= 10 \text{ m/sec} \\
 \partial u / \partial x &= -0.3 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \\
 \partial u / \partial y &= -1.5 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \\
 \partial v / \partial x &= 1.0 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \\
 \partial v / \partial y &= -1.0 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}
 \end{aligned} \tag{23}$$

$$\text{輻散場：} (\nabla \cdot V_h)_0 = \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)_0 = -1.3 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

$$\text{拉伸變形場：} \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)_0 = 0.7 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

$$\text{風切變形場：} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 = -0.5 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

#### (二) 分析方法的設計

考慮雷達電磁波束為1度的狀況下，在固定仰角的圓錐面取樣360個方位角資料。使用A、B、C、D四種不同的雷達掃瞄策略，如表一所示，前二個為低仰角掃瞄策略，後二個為高仰角掃瞄策略；仰角的間距分別為1.5°，1°，5°和3°。A、C為較少仰角數之掃瞄策略，共有12個仰角數；B、D為較多仰角數之掃瞄策略，共有20個仰角數。這些掃瞄策略的設計是為了研究不同的掃瞄策略和仰角數的多寡對應用EVAD方法的結果有什麼影響。

表一 四種不同掃瞄策略的雷達波束仰角。A、B為低仰角掃瞄策略，C、D為高仰角掃瞄策略。

A	0.5°	2.0°	3.5°	5.0°	6.5°	8.0°				
	9.5°	11.0°	12.5°	14.0°	15.0°	17.0°				
B	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°	10°
	11°	12°	13°	14°	15°	16°	17°	18°	19°	20°
C	2.0°	7.0°	12.0°	17.0°	22.0°	27.0°				
	32.0°	37.0°	42.0°	47.0°	52.0°	57.0°				
D	3°	6°	9°	12°	15°	18°	21°	24°	27°	30°
	33°	36°	39°	42°	45°	48°	51°	54°	57°	60°

對於雷達資料的取樣方式是以固定水平半徑內等高面的資料為取樣資料，超過此半徑的資料則不予採納。取樣的範圍高度從1公里至9公里，水平半徑從15公里至60公里。上述四種掃描策略在不同的取樣方式下，得到不同的仰角數。仰角數是隨取樣半徑的增加而增加，但隨取樣高度的增加而減少。由於利用EVAD方法作線性迴歸分析求取輻散／輻合場時，必須要有相當數量的仰角數才具有代表性。對於低仰角掃描策略而言，取樣仰角數和代表性之間要取得平衡，最少6個仰角數才作線性迴歸分析應是較佳的選擇。因此當求取輻散／輻合場時，規定取樣仰角數必須超過6個（含6個）以上才計算。

我們設計三種不同的降水形態：圓形、線狀和橢圓形，如圖2b、c、d所示，此三種形式分別為模擬颱風、颶線和橢圓形中尺度對流系統所產生的降水形式，其回波形態如下：

$$\begin{aligned} \text{圓形：dBZ}(d) &= 55 - d, d \leq 40 \text{ 公里}, \\ &= 15, d > 40 \text{ 公里}, d \text{ 為距圓心的距離。} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{線狀：dBZ}(L) &= 55 - 3.5 L, L \leq 80 / 7 \text{ 公里}, \\ &= 15, L > 80 / 7 \text{ 公里}, L \text{ 為距線狀中心的距離。} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{橢圓形：dBZ}(a) &= 55 - a/2, a \leq 80 \text{ 公里}, \\ &= 15, a > 80 \text{ 公里}, a \text{ 為橢圓的長軸距離，離心率為 } 0.99。 \end{aligned}$$

我們測試不同的降水主軸走向角度和降水中心與雷達中心的不同距離對結果的影響。我們假設降水中心的軌跡線為移入或遠離雷達，且降水主軸的走向方向和此軌跡線垂直，並定義降水的走向角度為此軌跡線與正東方向的夾角，降水的走向角度測試從 $0^\circ$ 至 $360^\circ$ ，間隔為 $15^\circ$ ；降水中心距雷達中心的距離從0,5,10,15,20,30至40公里不等。如圖2所示降水的走向角度為 $120^\circ$ ，其與雷達中心的距離為0公里和40公里。

粒子的垂直速度是以粒子的終端速度來近似，可由回波強度利用經驗式(Sekhon and Srivastava, 1971)得到，公式如下：

$$W \sim V_f = 4.32 \times Z^{0.052} \cdot factor \quad (24)$$

其中 $Z$ 為回波強度反射因子，單位為 $mm^6/m^3$ ； $V_f$ 之單位為 $m/sec$ ； $factor$ 為在不同高度因密度的差異產生的修正項(Foote and du Toit, 1969)，上述測試的三種降水型態我們設定 $factor = 1$ 。

### (三) 誤差的定義

由於不同仰角或不同水平半徑的VAD，都可利用(8)、(9)、(10)、(11)式分別求得一個風速、風向、總變形量和伸展軸方向。為了要分析這些參數的誤差，利用(13)式的定義求取這些參數的平均值，由這些平均值再和(23)式的值比較，已就可以得到這些參數的誤差。下面我們定義五種誤差：

風速誤差：

$$\frac{\sqrt{\left\{ \left[ \frac{a_1}{\cos \alpha} \right] - u_0 \right\}^2 + \left\{ \left[ \frac{b_1}{\cos \alpha} \right] - v_0 \right\}^2}}{(u_0^2 + v_0^2)^{0.5}} \cdot 100\%$$



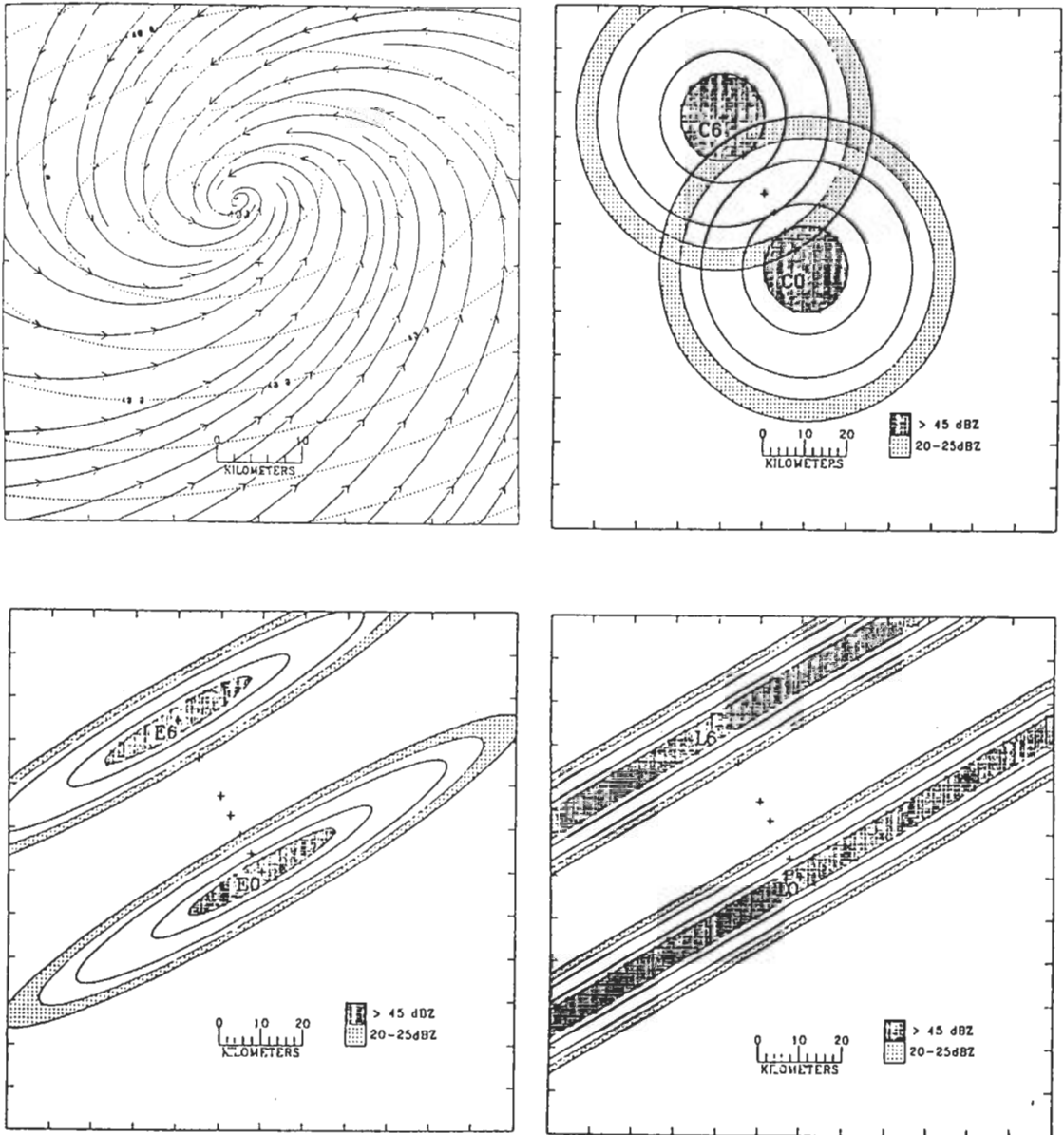


圖2 (a)為模擬氣旋式風暴的環流風場(Peace et al., 1969)，實線為氣流線，虛線為等風速線，單位間距為10 m/s。圖中“+”為雷達位置。(b)、(c)、(d)為三種不同型態的雷達回波圖，單位為dBZ。降水走向角度(見文內說明)為120°，降水中心與雷達中心的距離為0公里和40公里。

風向角度誤差： $[\theta] - \theta_0$

總變形量誤差：

$$\frac{\sqrt{\left\{\left[\frac{2a_2}{r \cos \alpha}\right] - \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)_0\right\}^2 + \left\{\left[\frac{2b_2}{r \cos \alpha}\right] - \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)_0\right\}^2}}{\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)_0^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)_0^2\right]^{0.5}} \cdot 100\%$$

伸展軸角度誤差： $[\gamma] - \gamma_0$

水平輻散誤差：

$$\left| \frac{\hat{\nabla} \cdot V_h - (\nabla \cdot V_h)_0}{(\nabla \cdot V_h)_0} \right| \cdot 100\%$$

由(23)式的值和(9)式及(11)式可知風向和伸展軸方向分別為 $\theta_0 = 225^\circ$ 和 $\gamma_0 = \frac{\pi}{4} + 0.5 \cdot \tan^{-1}(1.2) \sim 72.2^\circ$ 。

#### (四) 誤差的分析

針對上述三個不同降水型態，且將降水中心距設定為雷達10公里處，降水走向角度為 $120^\circ$ ，求取在C掃描策略下不同高度和不同水平取樣半徑的五種不同誤差。

圓形降水型態誤差結果顯示，此五種誤差隨取樣高度增加而增加，但隨水平取樣半徑增加而減少。風速、總變形量和水平輻散的誤差皆不超過5%，風向角度誤差最大不超過 $3^\circ$ ，而伸展軸角度誤差最大則不超過 $1^\circ$ 。

橢圓形和線狀降水型態的五種誤差，相當接近。誤差分布有隨水平取樣半徑增加而減少的趨勢，但和取樣的高度則無明顯的關係。風速誤差最大不超過10%，但總變形量誤差最大可達13.6%，水平輻散誤差最大則不超過7%，風向角度和伸展軸角度分別之最大誤差不超過 $6^\circ$ 和 $4^\circ$ 。

為了解不同掃描策略和降水中心距雷達遠近的誤差程度，對相同的掃描策略和相同距離的降水中心，由不同的取樣方式中取其最大的誤差值為分析的對象。由於節省篇幅，僅討論圓形降水型態部份，其餘可參考周(1994)。圖3為降水走向角度 $120^\circ$ 之圓形降水型態之五種誤差的最大值對降水中心距雷達遠近的分佈圖。圖中顯示高仰角掃描策略(C、D)的誤差皆大於低仰角掃描策略(A、B)；多仰角數之掃描策略的誤差略高於少仰角數之掃描策略；類似的掃描策略(高仰角或低仰角掃描策略)有相同的誤差形態分佈。

圓形降水型態之最大誤差顯示，A、B掃描策略產生的水平輻散誤差隨降水中心距雷達的距離增加而緩慢減少，最大誤差不超過2%；C、D掃描策略產生的誤差在降水中心距雷達15公里內急速減小，而於30公里處達最小，其最大誤差不超過8%。由於圓形降水中心位於雷達上空時，降水分布對雷達中心是全方位對稱，因此對風速、風向、總變形量和伸展軸方向並不產生誤差。風速和風向誤差顯示高仰角和低仰角掃描策略之誤差極值分別位於降水中心距雷達15公里和20公里處，風速誤差最大不超過5%，風向角度誤差之絕對值最大不超過 $3^\circ$ 。總變形量和伸展軸角度誤差顯示高仰角掃描策略有兩個極值存在，分別位於距雷達10公里和40公里處

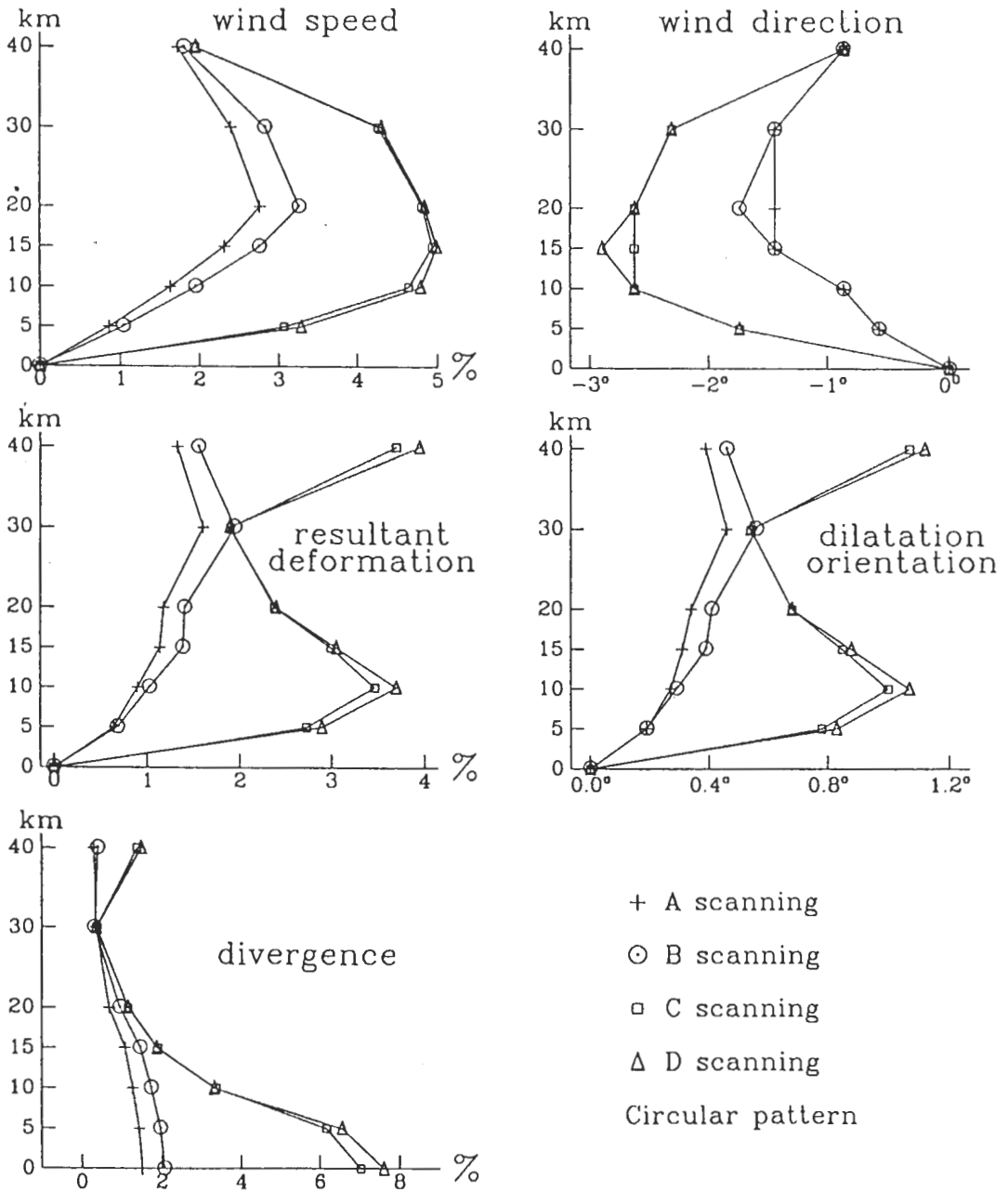


圖3 圓形降水型態之五種誤差最大值對降水中心距雷達遠近之分布圖。降水走向角度為120°。

，低仰角掃描策略之極值則位於30公里處；總變形量誤差最大不超過4%，伸展軸角度誤差最大則不超過 $1.1^{\circ}$ 。

橢圓形和線狀降水形態之最大誤差（圖未示，參見周,1994）顯示，除了高仰角掃描策略之伸展軸角度誤差在距雷達15公里處有不同外，二者的誤差型態和誤差值相當接近，唯線狀降水形態的誤差絕對值略高於橢圓形降水。這兩類降水形態的五種誤差皆大於圓形降水形態，顯示降水形態的分布越不均勻，產生的誤差越大。

橢圓及線狀兩類降水型態之水平輻散誤差顯示，最大誤差發生於降水中心位於雷達上空，誤差分布是隨降水中心距雷達距離增加而減少，高、低仰角掃描策略之最大誤差分別不超過15%和4%；其風速和風向誤差顯示，高、低仰角掃描策略之誤差極值分別位於降水中心距雷達5公里和10公里處，風速誤差最大不超過12%，風向角度誤差則最大不超過 $7^{\circ}$ ；其總變形量和伸展軸角度誤差顯示，極值亦發生於降水中心位於雷達上空，其值分別不超過32%和 $9^{\circ}$ ，另有一較大值發生於距雷達10至15公里處。

爲了要探討不同降水走向對五種風場參數的影響，我們將降水走向角度從 $0^{\circ}$ 至 $360^{\circ}$ ，每隔 $15^{\circ}$ 作測試檢查上述五種誤差，發現降水走向角度的變化不影響風速、總變形量和水平輻散誤差，而與風向角度及伸展軸角度誤差有關；亦即前三者的誤差僅和降水中心距雷達遠近有關，與降水走向角度無關；後二者的誤差則和降水中心距雷達遠近及降水走向角度有關。由第二節的討論可知，風向和伸展軸方向分別和 $360^{\circ}$ 方向角之波數爲1及2的相位有關，因此隨著降水走向角度的變化，風向和伸展軸方向的誤差分別有 $360^{\circ}$ 和 $180^{\circ}$ 的相位週期變化。

圖4爲在B掃描策略下，三種不同降水型態之風向角度誤差和伸展軸角度誤差隨不同降水走向角度及降水中心距雷達遠近分布圖（A、C、D掃描策略的分布圖與B掃描策略的情形類似，因此在此不做討論）。圖中顯示這兩種誤差會隨降水走向角度作週期性的變化。風向角度誤差爲零之降水走向角度位於 $45^{\circ}$ 及 $225^{\circ}$ ，其誤差極值則位於 $135^{\circ}$ 及 $315^{\circ}$ ；伸展軸角度誤差爲零之降水走向角度則位於 $72.2^{\circ}$ 及 $162.2^{\circ}$ ，其誤差極值則位於 $27.2^{\circ}$ 及 $117.2^{\circ}$ 。這些降水走向角度的值和風場的風向角度（ $=225^{\circ}$ ）及伸展軸方向角度（ $=72.2^{\circ}$ ）有關，也就是當水走向角度和風向角度、或降水走向角度和伸展軸方向角度相同或相差 $1/2$ 個相位週期時，其誤差爲零；當二者之相位差 $1/4$ 或 $3/4$ 週期時，誤差達最大。圖中之風向誤差顯示正區和負區的分布非常對稱，但伸展軸角度誤差的分布並不對稱（實際的分布應爲對稱），這是與我們選取測試的降水走向角度有關。

風向角度誤差顯示（圖4之a、b、c）三種不同降水型態隨降水中心距雷達遠近分布相當類似，尤其是線狀降水和橢圓形降水型態分布；高仰角掃描策略之誤差極值皆大於低仰角掃描策略。圓形降水型態之高、低仰角掃描策略的極值誤差分別位於降水中心距雷達15公里和20公里處，其最大值分別不超過 $2.9^{\circ}$ 和 $1.8^{\circ}$ 。線狀和橢圓形降水型態之低仰角掃描策略的極值誤差位於降水中心距雷達10公里處，其最大值分別不超過 $2.3^{\circ}$ 和 $1.8^{\circ}$ ；線狀和橢圓形降水型態之高仰角掃描策略的誤差極值則位於5公里處，其最大值不超過 $6.5^{\circ}$ 。

伸展軸角度誤差顯示（圖4之d、e、f）三種不同降水型態隨降水中心距雷達遠近分布皆不相同：圓形降水型態有一極值存在；橢圓形則有兩個極值存在；線狀降水型態於低仰角掃描策

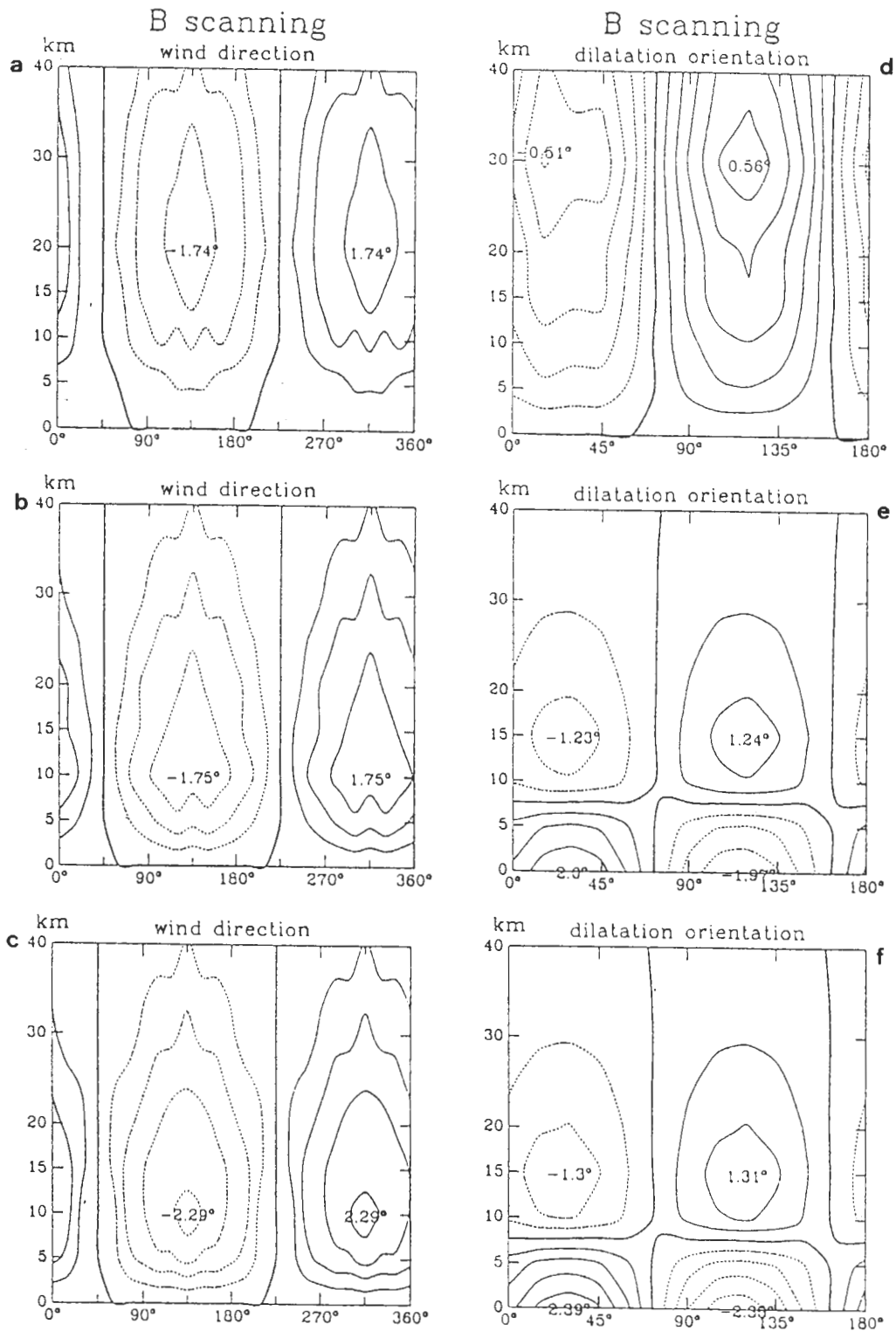


圖4 B掃瞄策略下，圓形、橢圓形，線狀降水型態之風向角度誤差和伸展軸角度誤差隨不同降水走向角度及降水中心距雷達遠近的分佈圖。a,b,c為風向角度誤差，d,e,f為伸展軸角度誤差。

與橢圓形降水型態分布類似有兩個極值存在，但在高仰角掃瞄策則有三個極值存在。圓形降水型態的最大值誤差不超過 $1^\circ$ 。橢圓形和線狀降水型態於低仰角掃瞄策的極值位於降水中心距雷達0公里和15公里處，最大誤差不超過 $3^\circ$ ；而橢圓形和線狀降水型態於高仰角掃瞄策之最大值出現於降水中心位於雷達上空，最大誤差可超過 $9^\circ$ 。

### (五) 誤差的來源

由於我們是利用一組理想的氣流場假設觀測的徑向速度沒有誤差，因此EVAD方法反演運動場所得到的誤差，完全是由不均勻降水分布造成的。為了進一步了解不均勻降水分布所造成的這些誤差結構原因，我們分析VAD中第一個或第二個富氏級數展開。由上節的回顧可知，當降水強度為均勻分布時，即水滴垂直速度為常數時，第一個及第二個富氏級數係數主要是反應水平運動場的訊息；當降水強度分布相對於雷達中心不對稱時，第一個及第二個富氏級數係數則含有降水強度的訊息，此訊息就是造成利用第一個或第二個富氏級數係數反演水平運動場的誤差原因。

圖5為第一個最大平均誤差之富氏級數展開與均勻降水分布狀況下的差值顯示圖。圖中顯示最大差值的方位角與降水走向角度相同，此意謂著平均降水強度最大值的所在方位角就是造成最大差值的地方。其振幅大小決定風速誤差的大小。而其相位則是影響風向角度的誤差，此種降水強度引起的差值相位與水平風的相位差，就是造成風向誤差週期性變化的原因。圖中亦顯示差值的振幅隨著降水中心與雷達的距離增加而減小，高仰角掃瞄策略的差值振幅大部分情況是大於低仰角掃瞄策略。這些振幅的差異主要是不均勻降水強度的訊息有多少被雷達觀測到有關，當降水中心愈接近雷達或是雷達掃瞄仰角愈高，反應出的差值振幅就大，造成的水平運動場誤差就愈大。

運用VAD方法於真實資料時，除了必須考慮到不均勻降水產生的誤差外，尚須包括雷達本身觀測徑向速度的誤差與缺乏資料時（當雷達資料僅分佈在局部區域時）產生的誤差。由於這些誤差的不確定性因素相當大且不易掌握，因此本文並未討論真實資料下的誤差結果，惟利用VAD方法於真實資料時必須加以考慮。

## 四、梅雨鋒面對流雨帶之個案應用

我們以TAMEX IOP13中正機場(CAA)都卜勒雷達收集的資料，說明EVAD方法在伴隨梅雨鋒面之線性對流雨帶的應用。在應用此方法之前，先檢查並校正CAA都卜勒雷達資料的誤差（方法參考周等,1990；周與鄧,1993），然後檢查每個仰角掃瞄波束的資料，其步驟如下：

- (1). 對任一掃瞄波束的方位角資料個數少於總方位角個數的 $1/7$ （60個方位角）時，則此掃瞄波束的資料不予採用。
- (2). 對於缺失的資料，則用兩邊各10個之鄰近方位角資料以最小平方法內插得到。

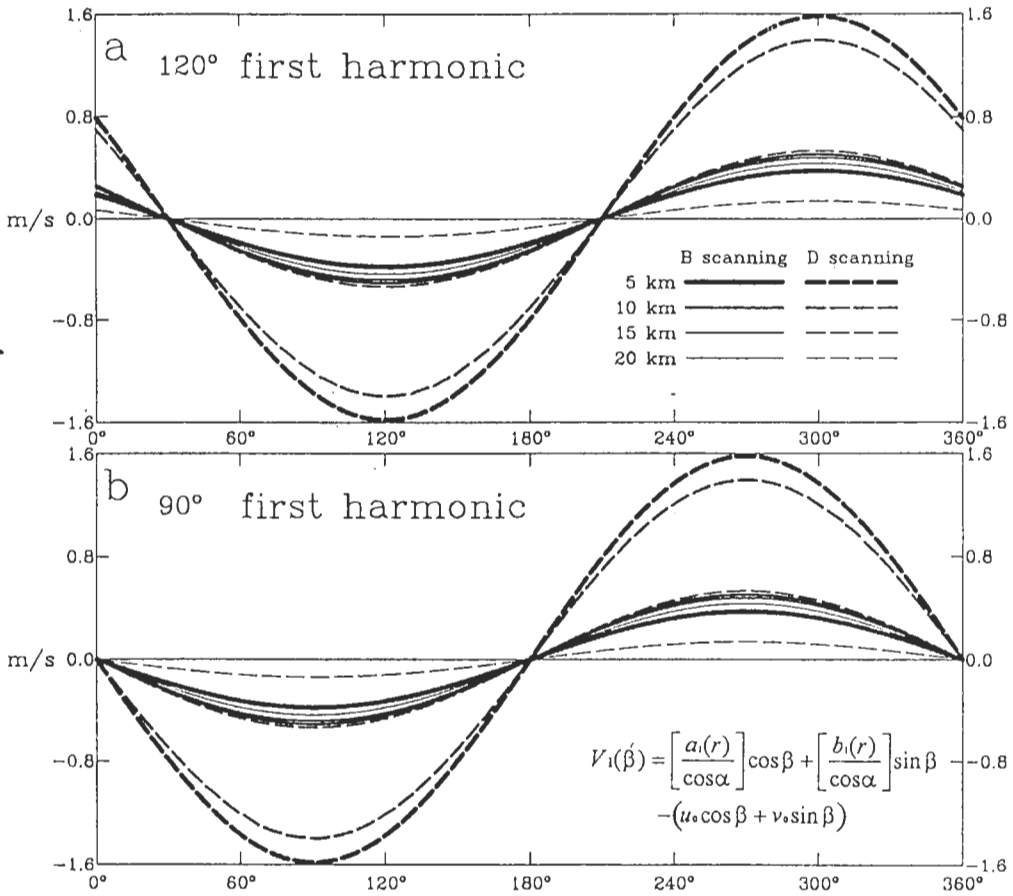


圖5 線狀降水型態，降水中心距離雷達5、10、15和20公里時，B、D掃描策略所得到的最大平均誤差之第一個富氏級數展開與均勻降水分布狀況下的差值顯示圖。a是降水走向角度為120°，b是90°。

- (3). 取樣的水平半徑為60公里，超過此水平半徑的資料則不予採用。
- (4). 首先根據18式利用最小平方誤差之線性迴歸法得到一條直線，檢查所有波束資料，對於遠離此直線的資料則予以剔除，並重新計算得到新的直線。
- (5). 必須要有6個(包括6個)以上不同仰角的波束資料，第(4)步驟得到的直線斜率和截距才被採用。

(一) VAD之結果

圖6為TAMEX IOP 13梅雨鋒面對流雨帶於6月25日清晨1時10分至3時20分(缺1時40分)，每10分鐘間距，利用VAD方法得到之時間序列高度剖面的水平風場。此水平風場可反應鋒前環境場的特性，但因受到對流的影響而有隨時間的變化。由都卜勒雷達得到的水平風場結果與24日板橋探空(圖略)的資料比較，顯示鋒前有低層西南噴流存在，中高對流層為西北風，其結

果相當一致。由於板橋探空和中正機場都卜勒雷達有一段距離，而且雷達所得之水平風場為水平空間的平均及受到對流的影響，與板橋探空單點所測之水平風場其強度及低層噴流高度有些差異。由於雷達的掃描策略類似於上節討論之低掃描策略A，從上節的討論可知線性降水在此掃描策略下之最大水平風速誤差不超過4%，由此可推得利用VAD方法求得之風速誤差最大不超過1 m/s，此誤差與傳統觀測風速之誤差相當。

由雷達回波強度時間序列(圖略，參考鄧，1992)顯示雨帶降水主軸於1時10分位於雷達西北方30公里處，緩慢往東南移動，而於3時30分抵達雷達上空。隨著雨帶移入雷達上空，水平風場之時間序列剖面圖(圖6)顯示幾個特徵：

- 低層噴流有被抬舉的趨勢。最大風速主軸高度於1時20分從1.25公里高度昇高至3時20分之1.75公里高度，強度則無明顯的減弱。此結果與板橋探空資料所顯示的結果一致，當對流雨帶未到達前，低層噴流之最大風速主軸位於1公里高度，對流發生後則昇高至2公里高度。
- 中層西風之弱風速區有下降的趨勢，且風速有明顯的增加，顯示中低層之垂直風切強度隨著對流的移入而減弱。圖6顯示於2時0分之前，中層最小風速區位於5.25至5.5公里高度之間，於2時0分之後，最小風速區則迅速降至4公里高度，其強度則從8 m/s增加至15 m/s。這種垂直風切強度的變化，由東西和南北速度分量顯示主要是由東西分量的改變所引起的。

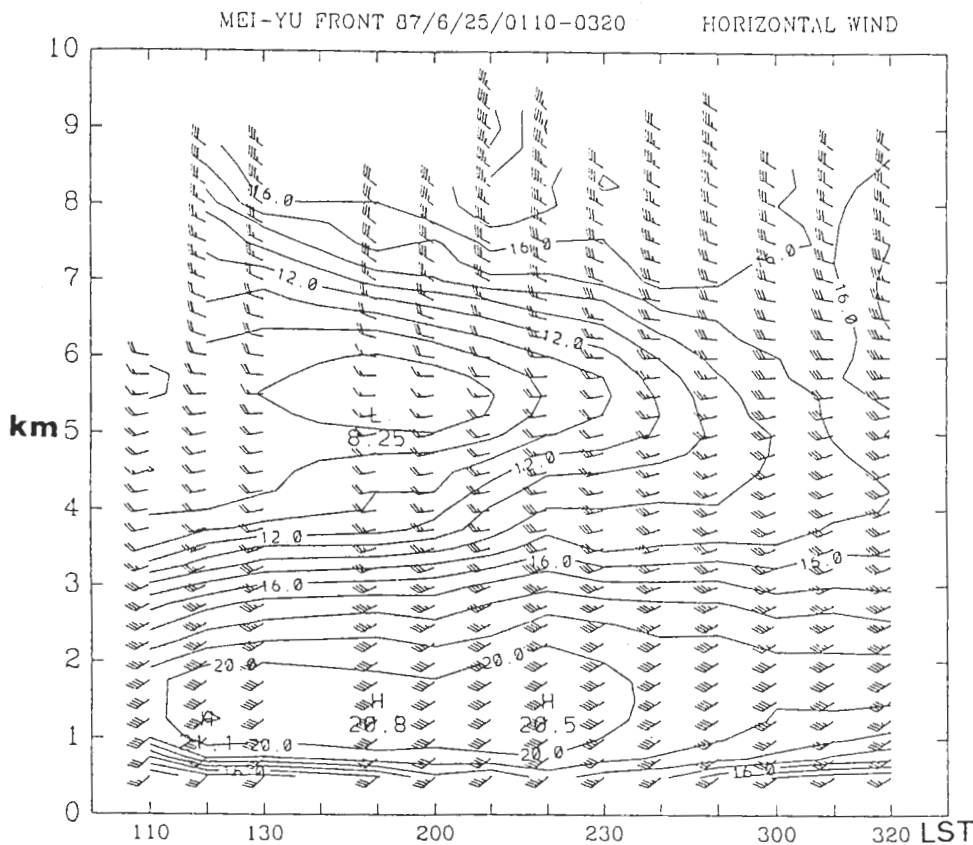


圖6 VAD方法得到的水平風場時間序列高度剖面圖。實線為等風速線，單位間距為1 m/s。



## (二) EVAD 之結果

圖7為EVAD方法得到的水平輻散和粒子垂直速度分布圖，圖7a之水平輻散場顯示在垂直剖面上存在兩個輻合區及兩個輻散區。低層1.5公里高度以下為輻合區，最大強度位於最底層(0.5公里高度)，高層7公里高度以上則為輻散區，介在這兩層之間則為輻散和輻合區。此水平輻散場顯示鋒面雨帶之低層輻合強迫作用的高度不超過2公里，且隱含最大強度位於近地面。

圖7b之粒子垂直速度場分布顯示大部份區域為粒子終端速度造成的下降運動(正值)，但有五個區域的值非常不合理，其中兩個是相當大的正極值區域，分別位於1時10分之1公里高度和2時30分之3.5公里高度，值分別為13 m/s和12 m/s，另外三個區域的值皆為負值，分別位於1時30分至2時0分之3公里至5公里高度之間區域、1時50分至2時10分之6公里高度以上區域及3時0分至3時20分之3.5公里至5公里高度之間區域。由於此個案的雷達是採用低掃描策略，在此低掃描策略下18式左邊之平均徑向速度，大部份是水平輻散場的貢獻(Srivastava et al., 1986)，因此利用18式求得之粒子垂直速度場對於誤差相當敏感，而且在此大範圍的掃描面積下，粒子垂直速度場是反應粒子終端速度的訊息，除非在雷達四週存在大範圍的強烈上升或下降運動，才有可能出現上述負值或正極值的垂直速度，由於雨帶系統在分析的時間內尚未到達雷達上空，這種雷達四週存在大範圍的強烈上升或下降運動並不可能發生，因此推論不應該出現這種負值或正極值的分布。

由第二.2節的討論可知這五個不合理區域之粒子垂直速度分布是因為水平空間上不均勻的水平輻散和粒子垂直速度相互影響造成的。為了要評估這種不均勻性造成的誤差大小，可以用(20)式來說明，(20)式右邊第二項是粒子垂直速度之不均勻性對正確的水平輻散場(20式左邊項)的偏移項，此偏移項我們稱之為水平輻散誤差項。此項的估計可以假設粒子垂直速度( $\bar{W}(r)$ )以雷達回波強度來近似，然後利用EVAD方法求得之粒子垂直速度( $\hat{W}$ )計算每個高度的水平輻散誤差項。由於利用不同的“雷達回波強度與粒子垂直速度關係式”計算得到之水平輻散誤差分布相當類似，因此這裡祇採用(24)式的關係式來說明結果。(24)式中我們加入空氣密度變化的修正項(Foot and du Toit, 1969)，即  $factor = (\rho_0/\rho(z))^{0.4}$ ，其中 $\rho(z)$ 是環境的平均空氣密度， $\rho_0$ 是地面空氣密度。

圖8a為水平輻散誤差項的分布，圖中顯示水平輻散誤差的分布與圖7b之粒子垂直速度分布有相當好的負相關，也就是說利用EVAD方法求得之水平輻合/輻散的值是否高估或低估是與求得之粒子垂直速度的分布有關，當粒子垂直速度為負極值時則輻散場可能低估，同理當粒子垂直速度為正極值時則可能低估輻合場。比較圖7a與圖8a可知水平輻散誤差佔EVAD方法求得之水平輻散的比率在某些區域可高達100%以上，顯示在對流系統下利用EVAD方法求得之水平輻散場存在相當大的誤差，此種誤差除了造成量的不正確外，也可能會造成定性上描述的錯誤，例如在2時30分最底層高度求得之水平輻散低估的誤差大於EVAD方法求得之水平輻合，因而造成在此層高度出現水平輻散。

由粒子垂直速度之不合理區域的出現可間接說明EVAD方法在對流系統下會造成水平輻散場的誤差外，也可利用(20)式右邊兩項之和，即EVAD方法求得之水平輻散項加上水平輻散誤差項或偏移項，看看這兩項之和求得之修正後水平輻散場的分布是否合理。圖8b為修正後的水平

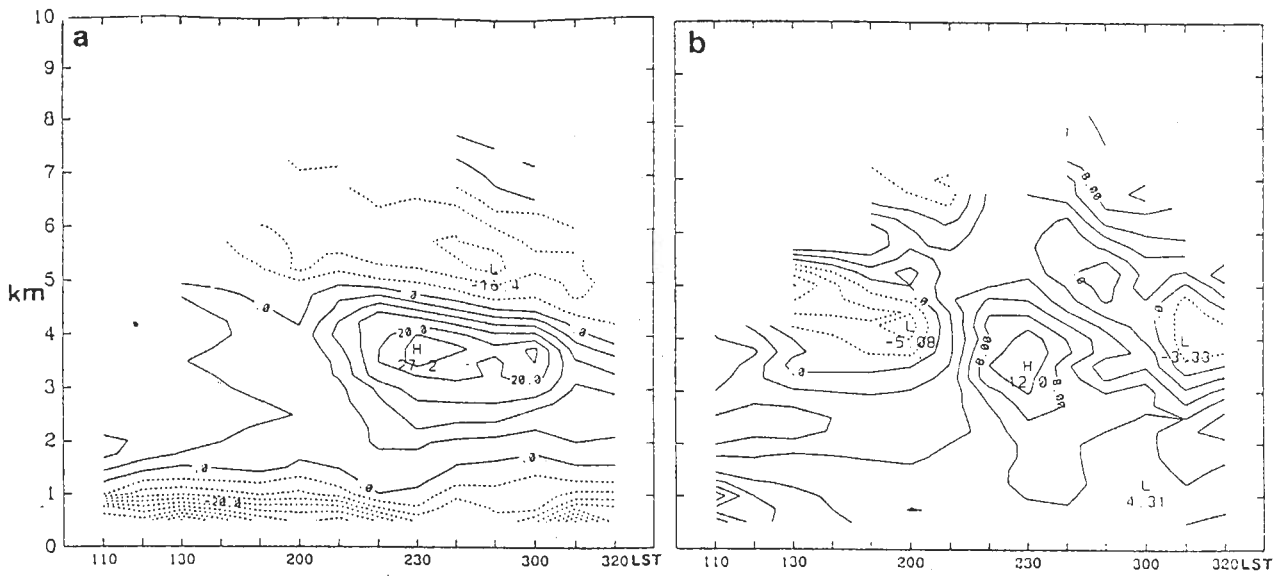


圖7 EVAD方法得到的水平輻散和粒子垂直速度的時間序列高度剖面圖。(a)為水平輻散場，單位間距為 $5 \times 10^{-5}$  1/s；(b)為粒子垂直速度場，單位間距為2 m/s。

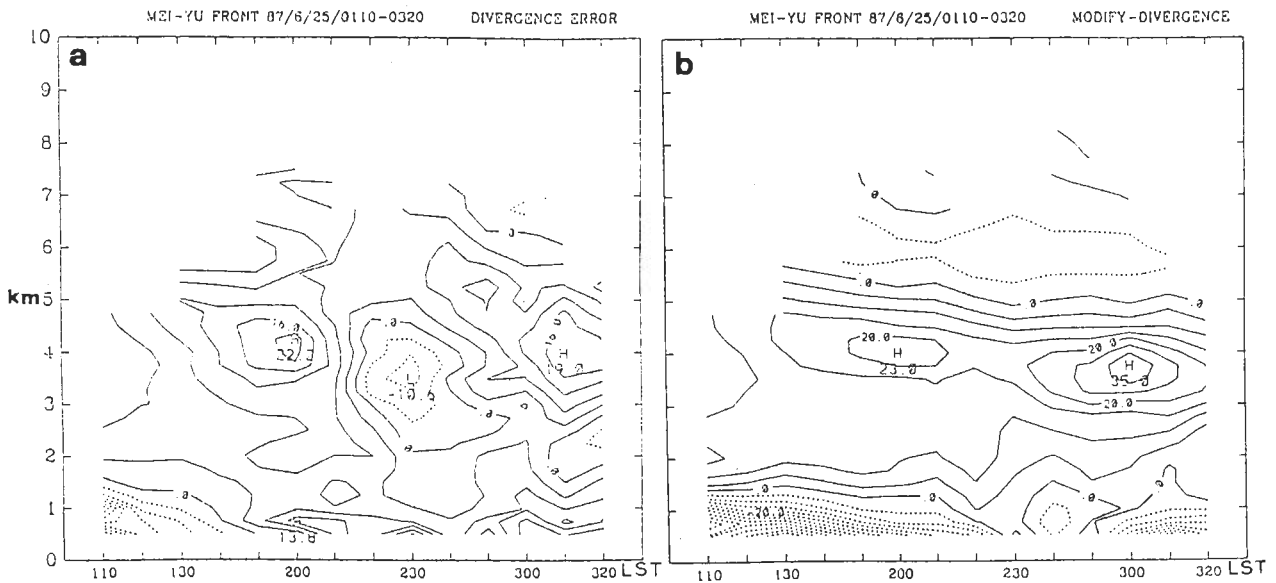


圖8 (a)為水平輻散誤差項的時間序列高度剖面圖。計算方法見文內說明，單位間距為 $4 \times 10^{-5}$  1/s。；(b)為修正後方法得到之水平輻散場的時間序列高度剖面圖(圖7.a與圖8.a之和)。單位間距為 $5 \times 10^{-5}$  1/s。

輻散場分布圖，顯示在垂直剖面的分布與原來的結果(圖7a)類似存在兩個輻合區及兩個輻散區。比較圖8b和圖7a顯示有三點差異：第一是修正後之中高層輻散/輻合區域在時間的變化較為連續一致，有隨時間下降的趨勢，此下降趨勢和中層弱西風區域之下降趨勢相當一致。第二是於2時30分至2時50分之間最底層高度原為水平輻合變為水平輻散或微弱水平輻合，從低層水平輻合之時間連續性觀點來看此點似乎是不合理的，但從實際雙都卜勒雷達合成風場結果(圖9)指出，在這段時間內鋒面雨帶之對流系統是處在消散階段，低層輻合尚未重新建立起來，因而在低層顯現弱輻合或輻散特徵。第三是於1時50分至2時10分7公里高度之上原為水平輻散變為水平輻合。

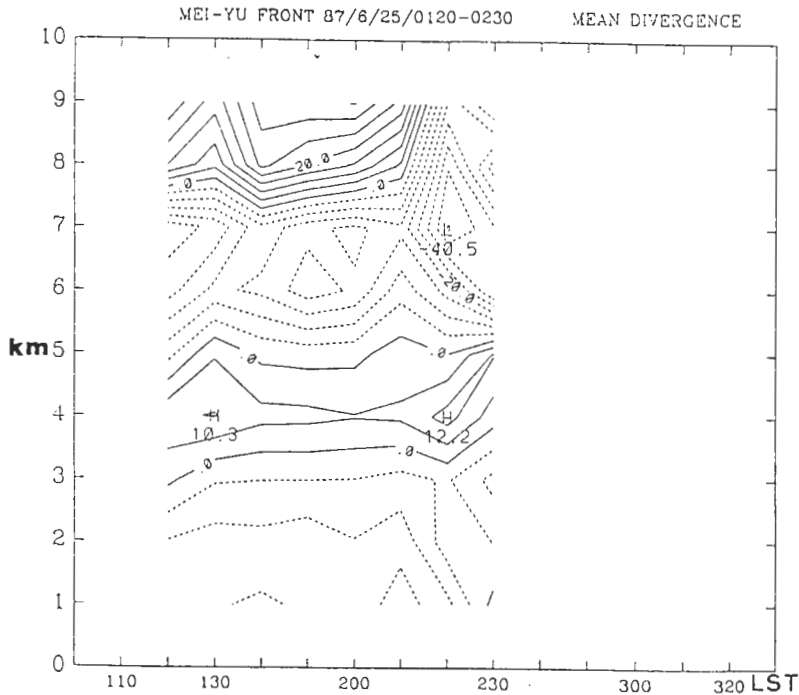


圖9 接近中正機場雷達60公里以內，雙都卜勒合成風場(鄧,1992)之空間平均所得之水平輻散場的時間序列高度剖面圖。時間從1時20分至2時30分共8個時間，單位間距為 $5 \times 10^{-5}$  1/s。

圖9為接近CAA雷達60公里以內，由雙都卜勒合成風場(鄧,1992; Jou and Deng,1992)之水平輻散場的空間平均所得之時間高度剖面圖。比較圖7a、圖8b和圖9可說明修正後的結果比較合理，同時也說明上述三點差異特徵是由水平輻散誤差造成的。雖然圖8b和圖9之輻散/輻合的量及位置有明顯的差距，這主要是雙都卜勒雷達合成風場之涵蓋面積太小及垂直解析度(1公里間距)不夠造成的。從這個個案的結果明顯指出，在對流系統下應用EVAD方法求取水平輻散場時必須加以修正才能減少誤差，雖然修正後的水平輻散場在定量上不能完全保證其準確性(因為粒子垂直速度的分布未知)，但至少在這性的結果是可以信賴的。

爲了要進一步了解梅雨鋒面雨帶之中尺度垂直速度場結構，利用修正後之水平輻散場由上往下垂直積分非彈性連續方程，計算求得垂直速度(圖10)。對於超過6公里高度之垂直速度，則

做調整使得地面的垂直速度為零(O'Brien,1970)。圖10顯示鋒前雨帶4公里高度以下及7公里高度以上為中尺度上升運動，介在這兩層高度之間則是中尺度下降運動。低層的上升運動顯然和低層噴流及鋒面低層輻合之強迫作用有關，中層的下陷運動似與對流雨帶上升運動往鋒前傾斜造成之補償性下降運動有關。

由中低層之垂直速度的時間序列顯示鋒面雨帶的中尺度垂直運動有週期性的變化，於1時30分，雨帶系統的垂直上升運動強度達最大，最大強度39.7 cm/s位於1.75公里高度；隨著雨帶系統的發展，中層之下陷運動逐漸增加，當對流系統在消散階段時，下降運動達到最大，強度可達-18.4 cm/s；當鋒面雨帶之低層強迫作用再重新建立加強，於3時10分低層上升運動又達到另一高峰。此種中尺度的垂直運動週期性特徵似與對流、鋒面和低層噴流三者的交互作用有關(周等,1990; Jou and Deng,1992; 鄧,1992)。

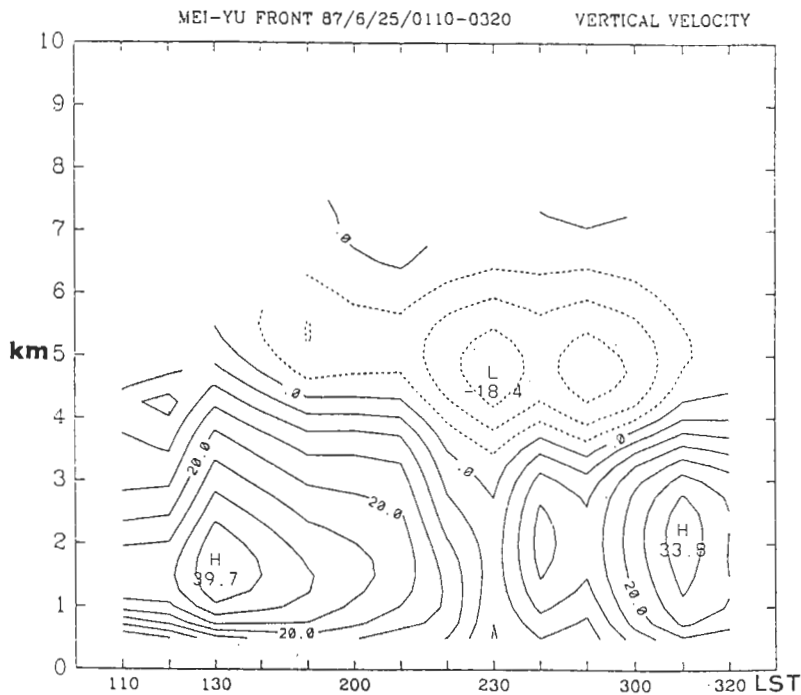


圖10 利用修正後方法得到之水平輻散場，由上往下垂直積分非彈性連續方程所得之中尺度垂直速度場的時間序列高度剖面圖。單位間距為5 cm/s。

## 五、結論

傳統的EVAD方法受限於水平輻散場和粒子垂直速度必須在水平方向均勻一致，因此祇能應用在層狀性降水系統，爲了要將此方法應用至對流系統，我們對此方法做了詳細的回顧。在回顧中指出不均勻的粒子垂直速度分布或不均勻的水平輻散度分布皆會對傳統之EVAD方法求得之水平輻散度場和粒子垂直速度產生誤差，而且這種誤差是相互影響。當相互影響的誤差很小時，利用EVAD方法求得之水平輻散場和粒子垂直速度分別代表不同半徑所得到的面積平均輻

散度之算術平均，和不同半徑之方位角平均的粒子垂直速度以水平半徑平方倒數為權重函數的平均結果。爲了要減低這種相互影響的誤差，我們提出一種修正的方法，此方法是利用簡單的雷達回波強度與粒子垂直速度的關係式計算(20)式中之誤差偏移項，由誤差偏移項加以修正原來求得之水平輻散度場。

爲了要定性和定量分析EVAD方法在中尺度對流系統的應用，利用一組理想的水平線性風場，考慮在不同的雷達掃描策略、不同的取樣資料方式和不同的降水型態、走向下，定義五種風場的誤差，比較EVAD方法推得的風場和此模擬的風場所產生的差異，探討不同狀況下的誤差情形。

誤差分析的結果指出，對於不均勻的降水垂直速度分布，低仰角的掃描策略所產生的誤差較小於高仰角的掃描策略；而在相同的高仰角或低仰角掃描策略下，不同的仰角數掃描策略所產生的誤差並無明顯的差異。此結果對於作業上利用EVAD求取風場，在擬定雷達的掃描策略時非常有幫助。

由五種風場參數之誤差分析的定性結果顯示：風速、總變形量及水平輻散誤差和降水中心距雷達遠近有關，與降水主軸走向角度無關；大致而言，此三種誤差隨降水中心與雷達距離的增加而減少。風向角度及伸展軸角度誤差則和降水中心距雷達遠近及降水主軸走向有關；這兩種誤差會隨降水走向角度作週期性的變化，當風向角度或伸展軸方向與降水走向的角度相位相同或相差 $1/2$ 個相位週期時(風向角度週期為 $360^\circ$ ，伸展軸方向角度週期為 $180^\circ$ )誤差爲零，當二者相差 $1/4$ 或 $3/4$ 個相位週期時誤差達最大。

由誤差分析的定量結果顯示，對於圓形、線狀和橢圓形三種不同的降水型態以線狀降水型態所產生的誤差最大，對於風速、風向角度、總變形量、伸展軸角度和水平輻散的最大可能誤差分別爲12%、 $6.5^\circ$ 、32%、 $9^\circ$ 和15%。顯示在不均勻的降水垂直速度分布下，所產生的水平風速和風向誤差並不是很大，但對於總變形量和伸展軸方向的誤差影響則是很大。

利用中正機場都卜勒雷達的資料，分析1987年6月25日清晨1時10分至3時20分之TAMEX IOP 13梅雨鋒面對流雨帶的個案，由VAD的結果顯示鋒前存在低層西南噴流和中低層垂直風切。當鋒面雨帶緩慢南移時，在雷達鄰近區域的低層噴流有被抬舉的現象，且中低層風切之強度迅速減弱。此種中低層風速的改變似乎是對流活動將低層水平動量往上傳送所造成。

在此個案中利用傳統的EVAD方法求得的粒子垂直速度場發現存在相當明顯的不合理分布，此不合理分布的現象也間接說明在對流系統下應用此方法求得之水平輻散場有很大的誤差存在，此種誤差除了造成量的不正確外，也會造成定性上描述的錯誤。而由修正後的方法求得之水平輻散場顯示與雙都卜勒雷達合成風場的結果相當吻合，說明修正後的方法可大幅減少不均勻性風場和降水分布造成的誤差。

由修正後之水平輻散場計算得到之鋒面雨帶中尺度垂直速度場顯示4公里高度以下和7公里高度以上爲上升運動，介在這兩層高度之間則存在下降運動由中低層垂直速度的時間序列顯示鋒面雨帶系統有週期性的變化，此週期性變化特徵似與鋒面、對流和低層噴流三者的交互作用有關。

## 誌 謝

本文在國科會專題研究計劃NSC84-2111-M-002-048經費支援下完成。台大大氣系中尺度暨P-3資料研究助理人員張定祺在電腦軟硬體上的支援，在此表示感謝。

## 參考文獻

- 周仲島，1994：都卜勒氣象雷達在梅雨鋒面及颱風環流中尺度結構分析的應用。台灣大學大氣科學研究所報告，NTUATMS-1994-MESOSCALE，118頁。
- 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。
- 周仲島，洪景山，鄧秀明，1990：梅雨鋒面對流雨帶雙都卜勒雷達分析。大氣科學，18，239-264。
- 鄧秀明，1992：梅雨鋒面對流雨帶之中尺度動力與熱力結構演化。國立台灣大學大氣科學研究所博士論文，196頁。
- Browning, K. A., and R. Wexler, 1968 : The determination of kinematic properties of a wind field using Doppler radar. *J. Appl. Meteor.*, 7, 105-113.
- Caton, P. A. F., 1963 : The measurement of wind and convergence by Doppler radar. Proc. 10th Conf. Radar Meteorology, Washington DC, Amer. Meteor. Soc., 290-296.
- Foote, G. B., and P. S. du Toit, 1969 : Terminal velocity of raindrops aloft. *J. Appl. Meteor.*, 8, 149-253.
- Jou, J.-D. B., and S. -M. Deng, 1992 : Structure of a low-level jet and its role in triggering and organizing moist convection over Taiwan: A TAMEX case study. *TAO*, 3, 1, 39-58.
- Lhermitte, R. M., and D. Atlas, 1961 : Precipitation motion by pulse Doppler radar. Preprints Ninth Radar Meteor. Conf., Kansas City, Amer. Meteor. Soc., 218-223.
- O'Brien, J. J., 1970 : Alternate solutions to the classical vertical velocity problem. *J. Appl. Meteor.*, 9, 197-203.
- Peace, R. L., R. A. Brown and H. G. Camnitz, 1969 : Horizontal motion field observations with a single pulse Doppler radar. *J. Atmos. Sci.*, 26, 1096-1103.
- Rutledge, S. A., R. A. Houze, Jr., M. I. Biggerstaff and T. J. Matejka, 1988 : The Oklahoma-Kansas mesoscale convective system of 10-11 June 1985: Precipitation structure and single-Doppler radar analysis. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 1409-1430.
- Sekhon, R. S., and R. C. Srivastava, 1971 : Doppler radar observations of drop-size distributions in a thunderstorm. *J. Atmos. sci.*, 45, 1872-1905.
- Srivastava, R. C., T. J. Matejka and T. J. Lorello, 1986 : Doppler radar study of the trailing anvil region associated with a squall line. *J. Atmos. Sci.*, 43, 356-377.

# Error Analysis of Extended Velocity Azimuthal Display Method and its Application in Mei-Yu Frontal Rainband

Shiung-Ming Deng\* and Ben Jong-Dao Jou

Department of Atmospheric Sciences  
National Taiwan University

## ABSTRACT

Errors of Extended Velocity Azimuthal Display (EVAD) method are studied by using an idealized horizontal linear wind field with three different types of precipitation pattern, i.e., circular, elliptic, and linear, respectively. The results show that winds retrieved from low elevation angle scanning have less errors than that from high elevation angle scanning. Furthermore, errors of retrieved wind speed, resultant deformation and horizontal divergence fields decrease while the distance between the radar and the precipitation center increases. Errors of wind direction and orientation of axis of dilatation have periodic changes while the orientation angle of precipitation pattern is changed. In terms of three different precipitation patterns, errors of linear shape are the largest. The maximum errors of wind speed, wind direction, resultant deformation, orientation of axis of dilatation, and horizontal divergence for the linear precipitation pattern are 12%,  $6.5^\circ$ , 32%,  $9^\circ$ , and 15%, respectively.

We have applied this method on TAMEX IOP13 Mei-Yu frontal rainband case. It is found the intensity and direction of retrieved prefrontal low-level jet (LLJ) is consistent with that observed by near-by sounding and the retrieved horizontal divergence and vertical motions are also consistent with that calculated from dual-Doppler analysis. It is shown that EVAD method is a powerful technique in retrieving horizontal winds and associated kinematic fields of mesoscale precipitation systems.

**Key words :** Extended Velocity Azimuthal Display (EVAD) method, Single Doppler radar wind retrieval, Error analysis.

---

\*Present Affiliation: Systems Engineering Division, Institute for Information Industry