

分析渦旋受力以探討颱風轉向之研究 ——利用歐敏颱風資料

張霽澤 林秋益

中正理工學院物理系氣象組

摘 要

觀測事實顯示，有些颱風渦旋（諸如1977年的賽洛瑪、薇拉等）經常在它們移行的過程中，突然地轉向（加速或減速），這些奇特颱風的路徑不能以傳統的數值模擬來預報，爲了探討這些颱風的不規則性質，顯然需要引進一些新的考慮，本研究即爲從力學的觀點來做一合理的解釋以供奇異颱風路徑預報的參考。

將颱風渦旋本身及其周圍作成三度空間的模式，以探討颱風在近似成熟階段時所受到的動力，利用歐敏颱風及其周遭的水平相對風速做爲輸入資料，則可從水平動量方程解壓力診斷方程而求得渦旋每層的壓力場分佈情形，颱風渦旋之邊緣壓力值一旦求出後，即可分解壓力向量而取其垂直分量，則可求得其沿渦旋邊緣上所受之舉力。因而作用於渦旋每層的淨舉力可將多邊緣舉力積分求得，至於作用在渦旋每層的淨拖力，則可從渦旋本身所吸入的地界面層的物質及其向上傳遞的動量，對高度梯度微分求得。

最後總合力及移行的新方向可由淨舉力及淨拖力的分析而求出，結果顯示我們計算求出的新方向與實際移動的方向非常符合，因此本文研究可提供作爲奇異颱風路徑的預報參考。

一、前 言

根據八十年來的統計資料顯示，西太平洋每年平均發生颱風有二十二點五次，其中侵襲臺灣的颱風平均每年三點五次強，而侵襲的輕重除了與其強度有密切的關係外，其穩定性更是一個極大的影響因素；有時雖然颱風強度很強，但具穩定性時易於掌握分析預報，可使損害的程度減到最低，例如1975年妮娜颱風。另則有時雖然颱風強度不是很強，但由於其不穩定的移動，定性或定量上均不易作準確的預報，以致造成了嚴重的工業與經濟的損失，如1963年葛樂禮、1977年賽洛瑪等颱風。

近年來從事研究颱風路徑預報的學者專家均致力於改進颱風數值追縱預報法，以謀獲得最佳之效

果，然而困擾的問題是當颱風路徑穩定時，數值分析可作到很好的預報，但當路徑奇異時，如突然的加速、轉向或打轉時，所有的數值分析法均失去了它們預報的準確率。

因此尋求有較佳結果的分析預報法是極需要的，本篇欲由它法，即以純力學的觀點來探討颱風是如何的移動及轉向，客觀地分析颱風受到多大的作用力，致將往何處移動。資料取自民國68年8月13日0000Z的天氣圖，包括地面圖及各等壓面圖。利用水平的相對風場資料及水平動力方程可求出颱風渦旋每層的壓力場分佈，進而求出颱風渦旋環形割切面周邊各點對颱風渦旋所作用的舉力和拖力，並得合成向量的總舉力和總拖力，將總合力求出來後，即可求出颱風將往何處移動，不論是沿原

路徑移動或將轉向，本文研究都可做為颱風預報某種程度的參考。

二、綜觀天氣情況

(Synoptic Situation)

自 68 年 8 月 1 日超級強烈颱風賀璞 (HOPE) 掃過巴士海峽後，沿北緯 17 度的西太平洋區至南海一帶，整個為一連串的熱帶擾動所盤據。至 7 日在關島西北方約 550 哩處生成一熱帶低壓，此熱低壓以緩慢速度向西推進，10 日後移速稍增，而 11 日在菲島東方海面繞一小圈，於同日 1200Z 發展為輕度颱風，正式取名為歐敏 (IRVING)，此後繼續緩慢向西北方向移動，13 日 0000Z 再增強為中度颱風，同時也突然轉向北至北北西方向進行，14 日經過臺灣東方海面，穿過宮古及石垣二島之間，再向北移動進入西風帶，速度漸增，至 17 日於韓國登陸，在韓國造成嚴重災害。

而在歐敏颱風的生消過程中，其周圍的天氣系統變化情形大略作如下的描述：歐敏生成之時，從 850 MB 以上的高空，在亞洲東南部及黃海、東海一帶為高壓所盤據，在定性上的敘述被認為是導引歐敏颱風移動的高壓，此高壓維持數日後，至 12 日 1200Z 分裂為數個小高壓，在 13 日 0000Z 的天氣圖上仍具有這些小高壓的情形 (圖 3~7)；而在 8~17 日的同時，亦有一熱帶低壓一直徘徊於日本東南方海面上，此一低壓的環流至高空均甚為明顯，由於其緯度在 $30^{\circ}\text{N}\sim 35^{\circ}\text{N}$ 之間，在高空圖上可分析出其槽線；另一概略情勢是從 8 月 10 日至 16 日，300 MB 及 200 MB 圖上，黃海有一冷心低壓槽，此槽至 13 日開始滯留於黃海，其槽線由中心向南南西延伸至浙江海面，上述兩低壓槽 (日本東南方海面及黃海低壓槽) 定性上亦被認為有影響歐敏颱風的行徑。

綜觀天氣形勢，歐敏颱風在 13 日 0000Z 的突然增強及轉向，其奇異的路徑變化在天氣圖上不易分析出其駛流導引系統，因此本文採用歐敏颱風來作純力學方面的研究探討，實為恰當。

三、模式與天氣資料

(一) 理論根據：

預報颱風路徑的最基礎原理，即是尋找其駛引流，此時視颱風為一筆直圓柱無旋率 (Upright Circular Non-vorticity) 的渦旋，當它置於廣大而平滑的環境氣流中，它將會隨著環境氣流飄流，而它的移動速率亦將和環境氣流的流動速率一樣。此即說明了颱風渦旋其鄰近壓力場的分佈將隨環境氣流的型態不同而不一樣，由此而計算出舉力、推力和總合力，此等作用於颱風渦旋之諸力，即是控制影響颱風路徑移動的因子，本文由純力學的觀點來求出影響颱風渦旋路徑的諸作用力，亦即由純力學的觀點來研究探討颱風的運動。

(二) 模式：

為便於形勢分析，在與實際颱風渦旋的型態相異不太大的情況下，本文選擇將颱風渦旋模式化，除此而外，為便於模式中之數學處理，本文也需作一些假設：

- (1) 颱風渦旋之形狀為直立之圓柱型。
- (2) 颱風正處於成熟階段 (Mature Stage)。
- (3) 颱風渦旋底面在地面層之頂部，此種假設已自動排除了颱風與地表間之摩擦力。

而此颱風模式的水平範圍從颱風渦旋中心至外圍為 1000 公里，其間分為三個區：

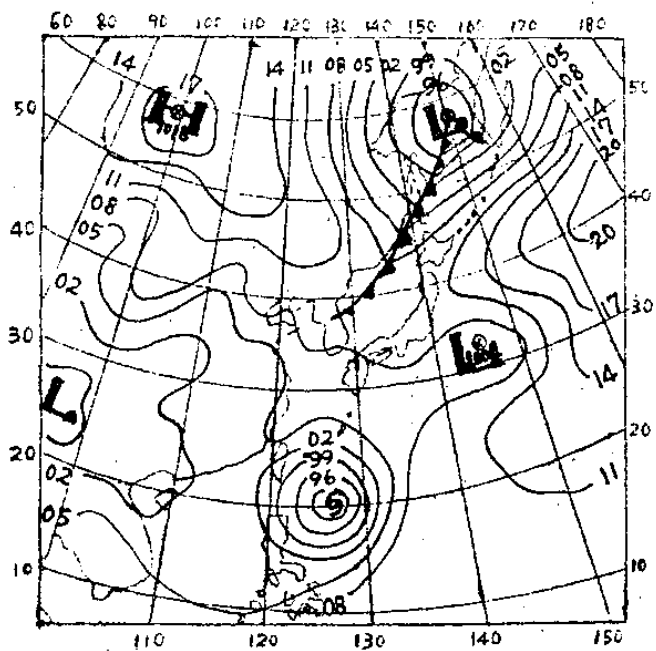
渦旋本身：從渦旋中心至半徑 500 公里的範圍。

過渡區：半徑 500 公里至 700 公里間的範圍。

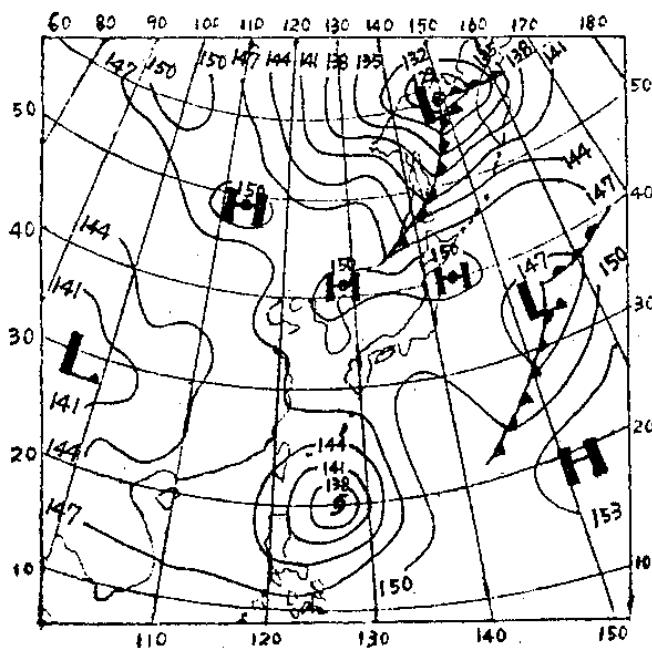
環境範圍：半徑 700 公里至 1000 公里的區域。將此模型的水平範圍在坐標 X 和 Y 方向劃分成 n_x 和 n_y 個網格點，渦旋中心在網格點的中央，而 n_x 等於 21。

(三) 基本公式：

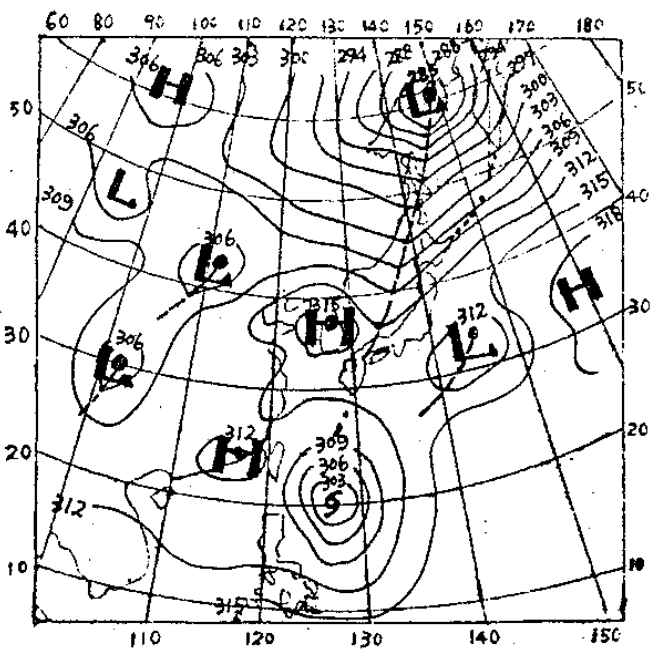
由氣流相對於地面的總速度 W_t (U_t, V_t, W_t, t) 所導出的運動方程式如下：



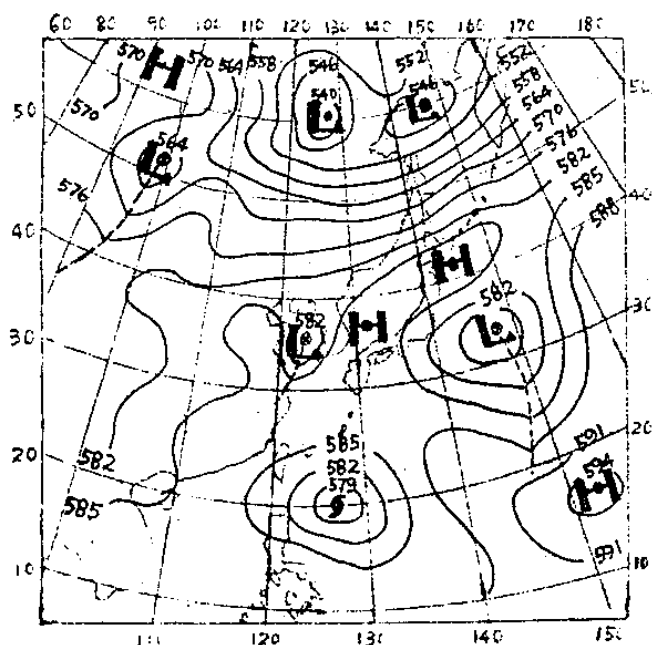
圖二、68年8月13日 0000Z 地面天氣圖



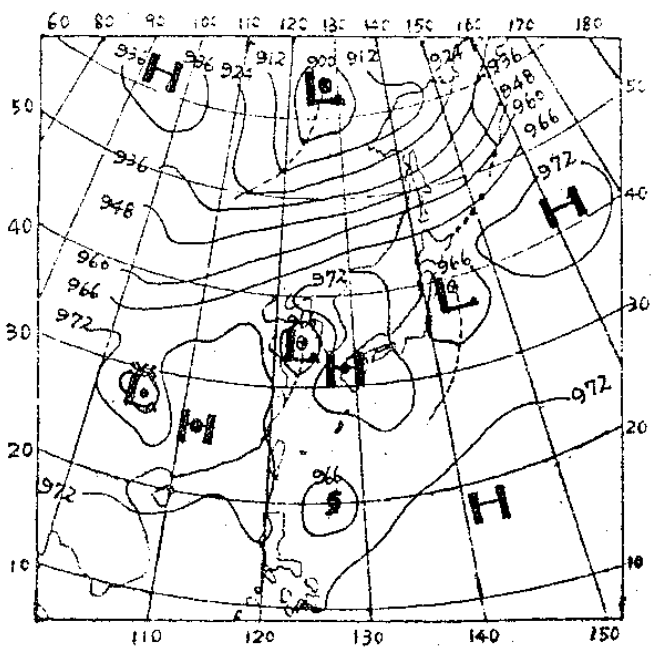
圖三、68年8月13日 0000Z 850MB 高空圖



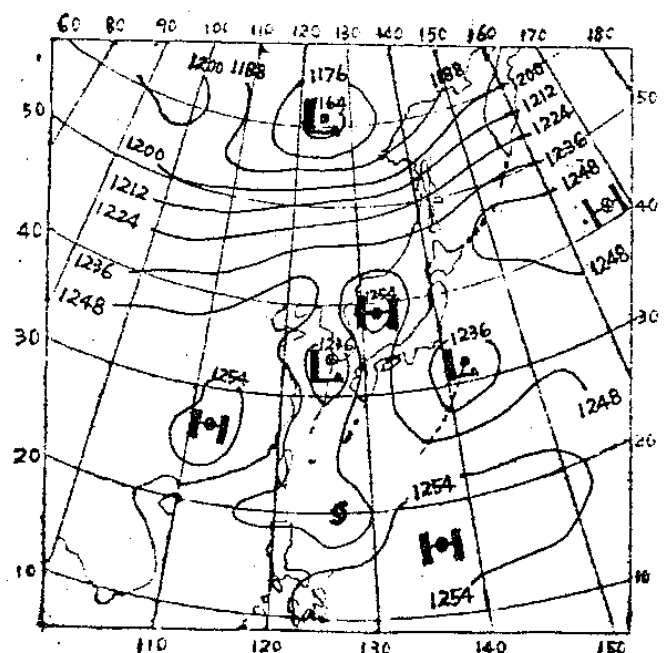
圖四、68年8月13日 0000Z 700MB 高空圖



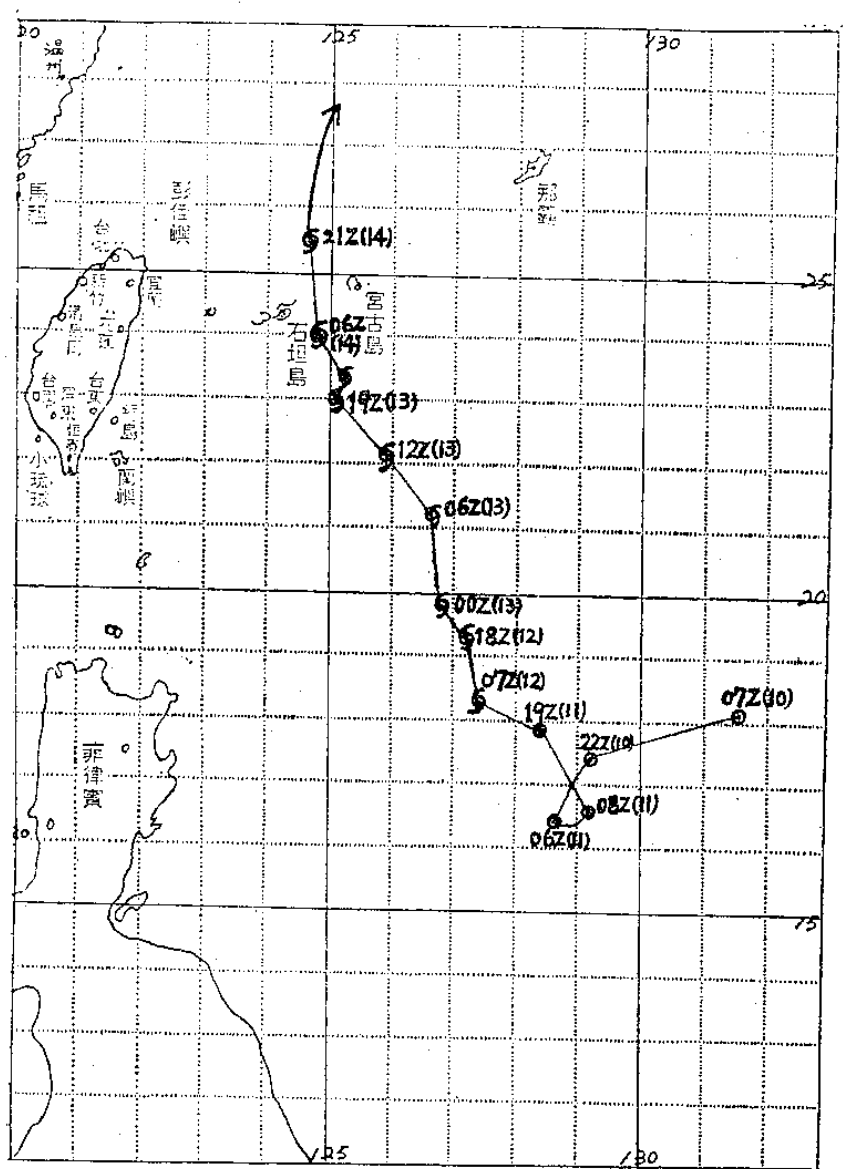
圖五、68年8月13日 0000Z 500MB 高空圖



圖六、68年8月13日 0000Z 300MB 高空圖



圖七、68年8月13日 0000Z 200MB 高空圖



圖八、68年8月歐敏颱風實際路徑圖

$$\frac{\partial U_t}{\partial t} + U_t \frac{\partial U_t}{\partial x} + V_t \frac{\partial U_t}{\partial y} + W_t \frac{\partial U_t}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + fV_t \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial V_t}{\partial t} + U_t \frac{\partial V_t}{\partial x} + V_t \frac{\partial V_t}{\partial y} + W_t \frac{\partial V_t}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - fU_t \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial W_t}{\partial t} + U_t \frac{\partial W_t}{\partial x} + V_t \frac{\partial W_t}{\partial y} + W_t \frac{\partial W_t}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g + 2\Omega \cos \phi U_t \dots\dots\dots(3)$$

上式中 P 表總氣壓場，而摩擦力 F_x 、 F_y 設已忽略。如果以圓柱渦旋中心作為隨著渦旋運動之坐標系的原點，則依 Petterssen 1956 年所提的“時空轉換法”，當地時間的導數項可表示為

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{C} \cdot \nabla_h \dots\dots\dots(4)$$

式中 $\frac{\partial}{\partial t}$ 是固定坐標系中的當地時間導數項。

$\frac{\partial}{\partial t}$ 是運動坐標系中的當地時間導數項。

\mathbf{C} 是運動坐標系對固定坐標系的水平移動速度。

因為此時颱風為“準近似的成熟階段”，運動坐標系內的諸變數不會有很大的改變，導數項 $\frac{\partial}{\partial t}$ 與平流項 $\mathbf{C} \cdot \nabla_h$ 比較，小得可以忽略不計，因此(4)式可化成

$$\frac{\partial}{\partial t} = -C_x \frac{\partial}{\partial x} - C_y \frac{\partial}{\partial y} \dots\dots\dots(5)$$

式中 C_x 和 C_y 為 \mathbf{C} 在 x 和 y 方向的分量。

由於天氣圖上的風速資料是氣流對地表面的絕對速度 \bar{V} ，本文為探討颱風渦旋與其環境氣流間的動力作用，需要採用氣流運動與颱風渦旋移動的相對速度 V ，可由下換算而得

$$V = \bar{V} - \mathbf{C}$$

其中 \mathbf{C} 為颱風渦旋的水平移動速度。

將(5)式代入(1)、(2)和(3)式，由此得到

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + f(V + C_y) \dots\dots\dots(6)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - f(U + C_x) \dots\dots\dots(7)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g + 2\Omega \cos \phi (U + C_x) \dots\dots\dots(8)$$

此時之速度已化成氣流與渦旋之間的相對速度 U 、 V 和 W ，而 P 仍表總壓力場。

(四) 天氣資料：

據以研究渦旋受力及颱風轉向的原始資料是取自民國 68 年 8 月 13 日 0000Z 的地面天氣圖和高空天氣圖(如圖 2-7)及歐敏颱風的移動路徑圖(如圖 8)。

根據關島聯合颱風警告中心及美軍飛機偵察的正確報告，歐敏颱風於 8 月 13 日 0000Z 的位置為 20.1°N ， 126.8°E ，向北至北北西(約 340°)方向移動，時速 9 哩，中心最低氣壓為 975 MB，中心最大風速為 65 節，暴風半徑 34 節為 150 哩，50 節為 30 哩，為一中型中度颱風。也是正處於發展成熟的階段，以後雖有再變化，但以 13 日 0000Z 時間的突然增強及轉向的變化最大，故本文採取這個時間的天氣形勢圖作為分析處理的原始資料。

(五) 平均密度的資料來源：

把 Kasahara 1954 年在中太平洋地區的關島所作的探空資料(如表 1)，用內差法求出颱風外圍各等壓面的高度 Z 和平均密度 $\bar{\rho}$ (如表 2)，並將這些高度值所在的平面作為本文所討論的等高面，而等高面上的氣壓邊界值取為積分所需用的氣壓值。如此把颱風渦旋的圓柱體從最底端 $Z = 0.05$ 公里到 $Z = 11.8$ 公里的高度沿垂直向分成六個等

高面來分析，此模型的設計如圖 1。

Z (km)	\bar{T} (°K)	\bar{P} (MB)	$\bar{\rho} (10^{-3} \text{ gmcm}^{-3}) = \frac{P}{R_d T}$
1.0	294.3	900.0	1.066
2.0	288.2	795.0	0.961
3.0	282.5	701.0	0.865
4.0	276.5	616.2	0.777
5.0	270.1	540.0	0.697
6.0	264.0	471.9	0.623
7.0	257.6	410.6	0.555
8.0	249.7	355.8	0.496
9.0	242.3	307.3	0.442
10.0	233.3	264.2	0.395
11.0	225.0	226.2	0.350
12.0	218.0	193.4	0.309
13.0	211.5	165.4	0.272

表 1. 颱風外圍的溫度 \bar{T} (°K)，壓力 \bar{P} (MB) 和密度 $\bar{\rho}$ (gmcm⁻³) 之值。此表摘自 1954 年 Kasahara 在關島所作的探空資料。

P (MB)	Z (km)	$\bar{\rho} (10^{-3} \text{ gmcm}^{-3})$
1000.0	0.05	1.166
850.0	1.48	1.016
700.0	3.01	0.864
500.0	5.59	0.654
300.0	9.17	0.434
200.0	11.80	0.317

表 2. 颱風外圍各定壓面的高度 Z 和密度 $\bar{\rho}$ 。

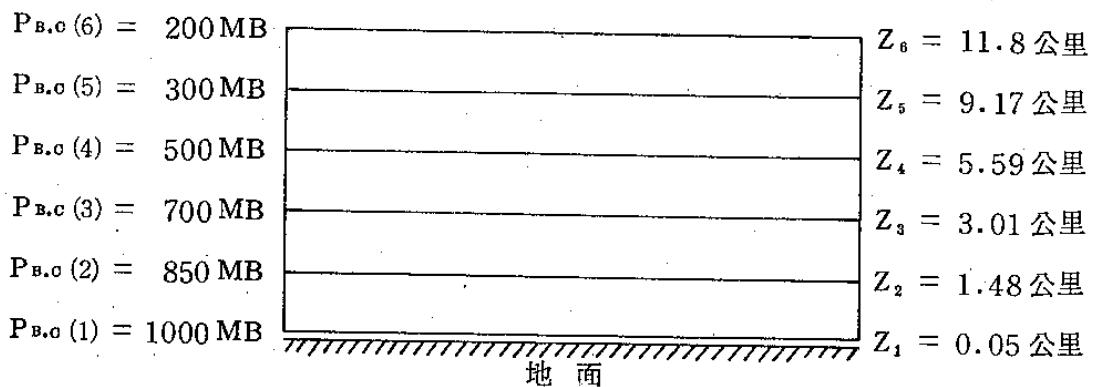


圖 1 颱風垂直模型設計。 $P_{b.o}(K)$ 表第 K 層等高面的平均壓力值， Z_k 表第 K 層離地面的高度。

四、計算過程

當得知各等高面每層的相對水平風速及環境氣流的密度後，即可由下列過程求得各等高面上的垂直速度、總壓力場分佈及渦旋邊界所受的舉力、總力和颱風的移動方向。

(一) 垂直速度的計算：

垂直速度 W 的求法可用質量連續方程

$$\frac{\partial[\rho(z)W]}{\partial z} = -\rho(z)\nabla_h \cdot V_h \quad \dots\dots(9)$$

以定差形式 (finite difference form) 表示如下：

$$W(I, J, K-1) = \left\{ \bar{\rho}(K+1)W(I, J, K+1) + [Z(K)+Z(K+1)]\bar{\rho}(K)DIV(I, J, K) \right\} / \bar{\rho}(K-1) \quad \dots\dots(10)$$

從颱風模型頂端往下計算而得， $W(I, J, K-1)$ 與 $W(I, J, K+1)$ 分別表示 $K-1$ 和 $K+1$ 層的各點垂直速度， $\bar{\rho}(K)$ 、 $Z(K)$ 表示第 K 層的密度和高度 (表 2)， $DIV(I, J, K)$ 表第 K 層的水平速度輻散項 $\nabla_h \cdot V_h$ ，在頂端 $Z = 11.8$ 公里的垂直速度為零。

(二) 總壓力場的計算：

總壓力場可由水平動量方程(6)、(7)計算出來。

將(6)式對 x 微分，(7)式對 y 微分，然後相加，得到

$$\nabla_h^2 P = \rho(z) \left\{ \frac{\partial G(x, y, z)}{\partial x}, \frac{\partial H(x, y, z)}{\partial y} \right\} \quad \dots\dots(11)$$

式中 $\nabla_h^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

$$G(x, y, z) = -U \frac{\partial U}{\partial x} - V \frac{\partial U}{\partial y} - W \frac{\partial U}{\partial z} + f(V + C_y)$$

$$H(x, y, z) = -U \frac{\partial V}{\partial x} - V \frac{\partial V}{\partial y} - W \frac{\partial V}{\partial z} - f(U + C_x) \quad \dots\dots(11)$$

在計算總壓力場時，水平空氣密度的變化與(11)式其它項相較太小，故可忽略。

(11)式的解可利用序列緩和求解得，並以 $\bar{P}(z)$ 值作為側面邊界值，在解(11)式求取總壓力場

$P(x, y, z)$ 時，是以整個水平運動範圍區內的網格點，垂直方向共分為六層，各層高度如圖 1 所示，因此(11)式的定差形式為

$$P^{n+1}(I, J, K) = \frac{\alpha}{4} \left\{ P^n(I+1, J, K) + P^{n+1}(I, J-1, K) + P^{n+1}(I-1, J, K) + P^n(I, J+1, K) - 4\left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)P^n(I, J, K) - d^2 F(I, J, K) \right\} \quad \dots\dots(12)$$

$$K = 1, 2, \dots\dots 6$$

$$I = 2, 3, \dots\dots 20$$

$$J = 2, 3, \dots\dots 20$$

式中 d 為相鄰網格間的距離 (100 公里)。

α 稱為超緩和因子，介於 1~2 之間。

n 及 $n+1$ 是重覆過程中的二連續步驟。

$$F(I, J, K) = \rho(K) \left\{ \frac{\partial G(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial H(x, y, z)}{\partial y} \right\} \quad \dots\dots(13)$$

(12)式需在固定氣壓邊界值 $P(K)$ 重覆運算直至

$$|P^{n+1}(I, J, K) - P^n(I, J, K)| \leq \epsilon$$

$$\epsilon = 10^{-4}$$

為止，如此可解出各個等高面上的壓力分佈情形。

(三) 圓柱形渦旋所受之舉力和推力的計算：

將各等高面上沿著颱風渦旋本身邊緣至過渡區之間取等長半徑為 500 公里，則每層等半徑上受到壓力場所施予的推力和舉力 (kuo 1969) 為

$$D_0 = \Delta Z \int_0^{2\pi} P(x, y, z) R_{tz} \cos \phi d\theta$$

$$L_0 = \Delta Z \int_0^{2\pi} P(x, y, z) R_{tz} \sin \phi d\theta$$

其中 ΔZ 為每層間的厚度， ϕ 為壓力向量與環境風場的夾角， R_{tz} 為過渡區內所取的半徑，

$P(x, y, z)$ 為任何一層在某點的氣壓值。上兩力在本文內的求法，是以電腦程式來直接計算的，在等半徑的圓周上將全圓周分成 900 份，故積分改成

$$D_{0(K,K+1)} = \Delta Z_{K+1} \sum_{i=1}^{900} \frac{1}{2} [P_K(i) + P_{K+1}(i)] \cdot R_{tz} \cos \phi \cdot (\Delta \theta)$$

$$L_{0(K,K+1)} = \Delta Z_{K+1} \sum_{i=1}^{900} \frac{1}{2} [P_K(i) + P_{K+1}(i)] \cdot R_{tz} \sin \phi \cdot (\Delta \theta)$$

上述 $D_{0(K,K+1)}$ 與 $L_{0(K,K+1)}$ 分別表示壓力場作用於颱風渦旋某層塊 (K 與 K+1 之間的層塊) 的推力和舉力, 其作用情形如圖 9 所示。而其計算結果如表 3 所列, 由表可知 $L_0 \gg D_0$, 故相較之下, D_0 可忽略不計。

D ₀ 各層間之值		L ₀ 各層間之值	
D _{0(1,2)}	0.401106 × 10 ¹²	L _{0(1,2)}	57.393480 × 10 ¹⁴
D _{0(2,3)}	0.291256 × 10 ¹²	L _{0(2,3)}	44.519385 × 10 ¹⁴
D _{0(3,4)}	0.141309 × 10 ¹²	L _{0(3,4)}	33.847376 × 10 ¹⁴
D _{0(4,5)}	0.044289 × 10 ¹²	L _{0(4,5)}	14.880792 × 10 ¹⁴
D _{0(5,6)}	0.015590 × 10 ¹²	L _{0(5,6)}	1.156799 × 10 ¹⁴

表 3. 由程式求出的 D_0 , L_0 值, 單位為牛頓。

為了爾後計算方便起見, 我們再把 L_0 分成 x、y 方向的分量, 其值如表 4。

L ₀ 方向角 θ_x	L _{0x(K,K+1)} 分量值	L _{0y(K,K+1)} 分量值
$\theta_1 = 4.5^\circ$	L _{0x(1,2)} = 4.503035 × 10 ¹⁴	L _{0y(1,2)} = 57.216555 × 10 ¹⁴
$\theta_2 = 4.6^\circ$	L _{0x(2,3)} = 3.571158 × 10 ¹⁴	L _{0y(2,3)} = 44.375922 × 10 ¹⁴
$\theta_3 = 4.5^\circ$	L _{0x(3,4)} = 2.655630 × 10 ¹⁴	L _{0y(3,4)} = 33.743027 × 10 ¹⁴
$\theta_4 = 4.5^\circ$	L _{0x(4,5)} = 1.167531 × 10 ¹⁴	L _{0y(4,5)} = 14.834920 × 10 ¹⁴
$\theta_5 = 4.5^\circ$	L _{0x(5,6)} = 0.090761 × 10 ¹⁴	L _{0y(5,6)} = 1.153233 × 10 ¹⁴

表 4. L_0 作用力的方向及其分量 L_{0x} , L_{0y} 之值。

然而颱風渦旋所受到的曳力或滯力 (retarding force) 不只是上述 D_0 而已, 據學者專家的研究報告 (kuo, 1969 年), 說明當渦旋置於氣流為純水平、無輻散運動及風切為常數的環境中移動時, 其受到環境所施予的推力或拖滯力可分為下列三種:

(1) 動量拖力 (The surface drag)

這是渦旋本身由於吸入了地面層物質而將空氣動量向上傳遞而施加於渦旋的阻滯力, 其單位體積所施的滯力以 d_1 表示, 而 d_1 在 X、Y 方向的分量分別為

$$d_{1x} = - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} W u) \quad \text{與}$$

$$d_{1y} = - \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} W v)$$

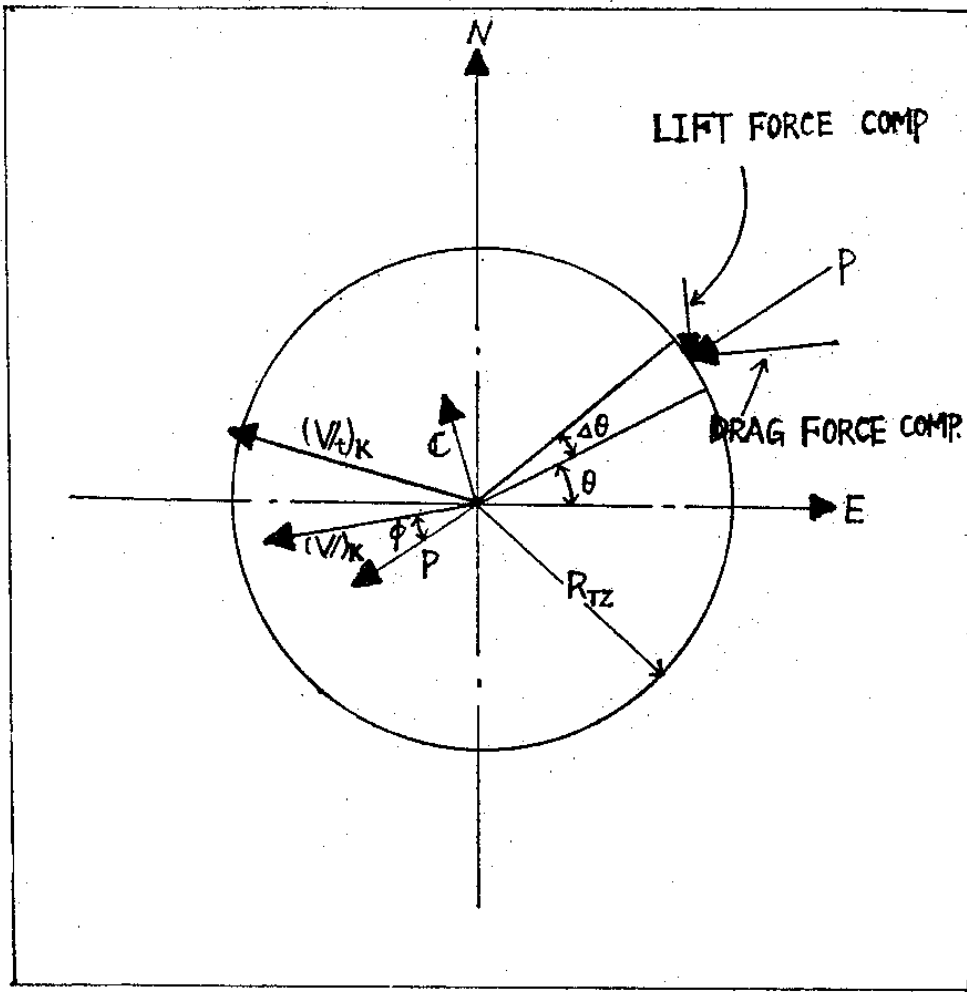
而整個層塊 (layer) 所受到的拖力為

$$D_{1x} = - \left\{ \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} W u) \right\} \pi a^2 \Delta Z$$

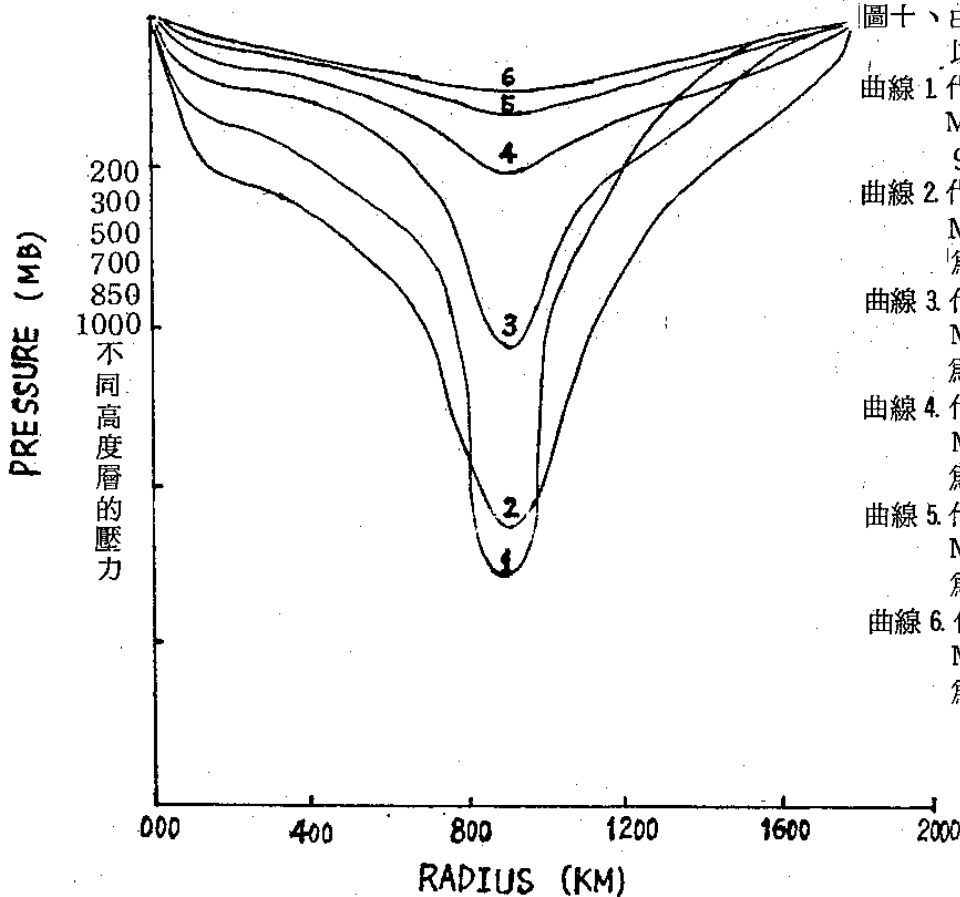
$$D_{1y} = - \left\{ \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} W v) \right\} \pi a^2 \Delta Z$$

上述中 D_{1x} 、 D_{1y} 為動量拖力在 x、y 方向的分量, a 為渦旋範圍的半徑, ΔZ 為兩層間的厚度, 在本文處理內改成

$$D_{1x(K,K+1)} = \frac{1}{Z_{K+1} - Z_K} (\rho_{K+1} W_{K+1} U_{K+1} - \rho_K W_K U_K) \pi a^2 (Z_{K+1} - Z_K) \quad (13a)$$



圖九、颶風渦旋某層塊橫截面受力的情形： C 是颶風移動速度， P 、 $(V)_k$ 、 $(V)_k$ 分別代表渦旋邊緣某一點的壓力，第 k 層的環境風速、相對風速。 ϕ 為 P 與 $(V)_k$ 的夾角，而 P 可以分解為平行於 $(V)_k$ 的推力分量和垂直於 $(V)_k$ 的舉力分量。



圖十、由各層壓力場分佈的壓力曲線，加以重疊的曲線圖。
 曲線 1 代表 $Z = 0.05$ 公里高度（邊界 1000 MB）的壓力曲線，中心最低壓力為 964.2 MB。
 曲線 2 代表 $Z = 1.48$ 公里高度（邊界 850 MB）的壓力曲線，中心最低壓力為 817.2 MB。
 曲線 3 代表 $Z = 3.01$ 公里高度（邊界 700 MB）的壓力曲線，中心最低壓力為 679.0 MB。
 曲線 4 代表 $Z = 5.59$ 公里高度（邊界 500 MB）的壓力曲線，中心最低壓力為 489.8 MB。
 曲線 5 代表 $Z = 9.17$ 公里高度（邊界 300 MB）的壓力曲線，中心最低壓力為 293.7 MB。
 曲線 6 代表 $Z = 11.8$ 公里高度（邊界 200 MB）的壓力曲線，中心最低壓力為 195.0 MB。

$$D_{1y(K,K+1)} = \frac{1}{Z_{K+1} - Z_K} (\rho_{K+1} W_{K+1} U_{K+1} - \rho_K W_K U_K) \pi a^2 (Z_{K+1} - Z_K) \quad (13b)$$

上述 $D_{1x(K,K+1)}$, $D_{1y(K,K+1)}$ 表第 K 層與第 K + 1 層間的層塊所受到拖力的分量。

(2) 氣壓拖力 (The pressure drag)

這是由於渦旋在氣流中移動時，其後緣生成的渦流 (eddies) 對渦旋所施予的阻滯力，其力的分量以 D_{2x} , D_{2y} 表示。

(3) 表面摩擦拖力 (The surface friction drag)

這是由於渦旋移動時，其側表面與環境氣流間的摩擦而施予渦旋上的阻滯力，其力的分量以 D_{3x} , D_{3y} 表示。

上三項拖力在實際上， D_{1x} , D_{1y} 大於 D_{2x} , D_{2y} , D_{3x} 與 D_{3y} 很多，故計算時僅取動量拖力 D_{1x} , D_{1y} 而忽略了氣壓拖力及側表面摩擦拖力。為了爾後書寫方便，本文將 $L_{0x(K,K+1)}$, $L_{0y(K,K+1)}$ 及 $D_{1x(K,K+1)}$, $D_{1y(K,K+1)}$ 改寫為 $L_{x(K,K+1)}$, $L_{y(K,K+1)}$ ，及 $D_{x(K,K+1)}$, $D_{y(K,K+1)}$ ，而計算的 D_x , D_y 值如表 10 所列。

(四) 颱風渦旋所受的總力和移動方向的計算

求得圓柱渦旋每層塊的淨拖力和淨舉力後，我們可以把淨拖力和淨舉力各分解成 X、Y 方向的分量，然後將 X 向及 Y 向之兩力，兩兩相加如下：

$$X_{(K,K+1)} = L_{x(K,K+1)} + D_{x(K,K+1)} \quad (14a)$$

$$Y_{(K,K+1)} = L_{y(K,K+1)} + D_{y(K,K+1)} \quad (14b)$$

然後利用力矩平衡原理，計算總力如下：

$$(F_T)_x = \sum_{K=1}^5 Z_{K+1} \cdot X_{(K,K+1)} / Ht. \quad \text{of the center of mass} \quad (15a)$$

$$(F_T)_y = \sum_{K=1}^5 Z_{K+1} \cdot Y_{(K,K+1)} / Ht. \quad \text{of the center of mass} \quad (15b)$$

$$F_T = [(F_T)_x^2 + (F_T)_y^2]^{1/2} \dots\dots\dots (16)$$

而整個渦旋的質心高度 (Height of the center of mass) 可由下公式求得：

$$H = \frac{\sum_{K=1}^5 M_K Z_K}{\sum_{K=1}^5 M_K} = \frac{\sum_{K=1}^5 (\rho_K A \cdot \Delta Z_K) \cdot Z_K}{\sum_{K=1}^5 \rho_K A \cdot \Delta Z_K} \quad (17)$$

此處 M_K , Z_K , ρ_K 和 ΔZ_K 分別代表第 K 層的質量、高度、密度和厚度，A 為渦旋圓柱體的橫截面積。

當求得 $(F_T)_x$, $(F_T)_y$ 時，颱風渦旋移動的新方向則為

$$\theta = \tan^{-1} [(F_T)_y / (F_T)_x] \quad (18)$$

五、結果與討論

(一) 壓力場 (The pressure fields)

颱風渦旋的水平和垂直壓力的變化，對於描述颱風本身的結構及強度是很重要的，本文欲由所求出的壓力場分佈而劃出其水平和垂直的壓力曲線圖 (如圖 10) 來分析歐敏颱風的結構及強弱。

歐敏颱風在第一、二層 (1000 MB、850 MB) 圖上，壓力曲線近中心處有最深的下降，說明了當半徑愈小，高度愈近地面的這幾層，其水平壓力梯度 $\frac{\partial P}{\partial r}$ 最大，壓力曲線最深，而後高度愈高，下降尖峭的程度愈淺，當高度增至 11.8 公里，壓力曲線幾乎是平滑的，即壓力梯度 $\frac{\partial P}{\partial r}$ 幾乎為零。

關於颱風的輻合輻散問題，Palmen & Jordan 1955 年及 Frank 1977 年研究指出；颱風輻合層在地面至 800 MB 間，以在 950 MB 處輻合現象最大；輻散層在 200~100 MB 間，以在 150 MB 處輻散最大。本文因限於資料及圖表的缺乏，僅可得知 1000 MB 處輻合最大，愈往上層輻合愈小，而至 200 MB 處幾乎為零。

欲解釋上面壓力梯度、風速場和輻合輻散問題的相關現象，可作如下說明：颱風近地面及低層處吸收地界面層及外圍氣流，圓柱空氣作急速旋轉上升運動，使颱風中心與外圍環境間的壓力梯度差愈來愈大，風速也同樣的愈近中心而愈大。當高度愈高時，吸收外圍愈少，上升運動減小，壓力梯度差

也愈來愈小，風速也同樣的愈小，此時原吸入之空氣逐漸發散而終至逸入渦旋之環境中。由本研究之壓力場分佈得知歐敏颱風在第一層 1000 MB 的中心壓力下降約為 36 MB，而實際資料報告，在其中心處風速為 70 節，半徑 60 公里處，風速為 50 節，300 公里處為 34 節，是為一中型中度颱風。

(二) 力場

由於壓力場所施予颱風邊緣的各層舉力 L 已在上節中求出，並已列於表 3 及表 4。同樣的欲求知表面拖力 D 之大小，可由 U、V 及 W 值與 (13a)、(13b) 公式來計算，其求得之結果列於表 5 及表 6。

K 值	$\overline{\rho_K W_K U_K}$ 值	$\overline{\rho_K W_K V_K}$ 值
K = 1	$\overline{\rho_1 W_1 U_1} = -14.199668 \times 10^3$	$\overline{\rho_1 W_1 V_1} = -19.483902 \times 10^3$
K = 2	$\overline{\rho_2 W_2 U_2} = -8.073241 \times 10^3$	$\overline{\rho_2 W_2 V_2} = -10.875712 \times 10^3$
K = 3	$\overline{\rho_3 W_3 U_3} = -5.582810 \times 10^3$	$\overline{\rho_3 W_3 V_3} = -6.338393 \times 10^3$
K = 4	$\overline{\rho_4 W_4 U_4} = -1.544455 \times 10^3$	$\overline{\rho_4 W_4 V_4} = -3.188746 \times 10^3$
K = 5	$\overline{\rho_5 W_5 U_5} = +0.028614 \times 10^3$	$\overline{\rho_5 W_5 V_5} = -0.348053 \times 10^3$
K = 6	$\overline{\rho_6 W_6 U_6} = 0$	$\overline{\rho_6 W_6 V_6} = 0$

表 5. $\overline{\rho_K W_K V_K}$ 單位為 克/米·秒²。 $\overline{W_K V_K}$ 的求法是以颱風範圍半徑 (500 公里) 內各點 W_K 與 V_K 乘積相加再平均。

K 值	$D_{x(K,K+1)}$ 值	$D_{y(K,K+1)}$ 值
K = 1	$D_{x(1,2)} = -17.322050 \times 10^{14}$	$D_{y(1,2)} = -24.339058 \times 10^{14}$
K = 2	$D_{x(2,3)} = -7.041522 \times 10^{14}$	$D_{y(2,3)} = -12.828956 \times 10^{14}$
K = 3	$D_{x(3,4)} = -11.418170 \times 10^{14}$	$D_{y(3,4)} = -8.905410 \times 10^{14}$
K = 4	$D_{x(4,5)} = -4.447744 \times 10^{14}$	$D_{y(4,5)} = -8.031863 \times 10^{14}$
K = 5	$D_{x(5,6)} = +0.080904 \times 10^{14}$	$D_{y(5,6)} = -0.984096 \times 10^{14}$

於得知 L、D 值後，再依 (14a) 與 (14b) 式把舉

力和拖力的分量相加，而得表 7。

K 值	$X_{(K,K+1)}$ 值	$Y_{(K,K+1)}$ 值
K = 1	$X_{(1,2)} = -12.819015 \times 10^{14}$	$Y_{(1,2)} = +32.877497 \times 10^{14}$
K = 2	$X_{(2,3)} = -3.470364 \times 10^{14}$	$Y_{(2,3)} = +31.546967 \times 10^{14}$
K = 3	$X_{(3,4)} = -8.762540 \times 10^{14}$	$Y_{(3,4)} = +24.837617 \times 10^{14}$
K = 4	$X_{(4,5)} = -3.280214 \times 10^{14}$	$Y_{(4,5)} = +6.803057 \times 10^{14}$
K = 5	$X_{(5,6)} = +0.171665 \times 10^{14}$	$Y_{(5,6)} = +0.169137 \times 10^{14}$

表 7. 舉力和拖力分量之和 (單位為牛頓)。

把表 7 的 $X_{(K,K+1)}$ 、 $Y_{(K,K+1)}$ 值代入 (15a)、(15b) 兩式，可得到

$$(F_T)_x = -18.546072 \times 10^{14} \text{ 牛頓}$$

$$(F_T)_y = +60.424598 \times 10^{14} \text{ 牛頓}$$

$$|F_T| = 63.206715 \times 10^{14} \text{ 牛頓}$$

(三) 颱風各層所受到的總力和運動新方向：

把 $(F_T)_x$ 、 $(F_T)_y$ 的值代入(8)式，得到 $\theta = 342.9^\circ$ ，此為本文以力學的觀點來分析颱風運動的新方向，與實際颱風移動的方向相較，誤差約為

3° ，而駛流層的求法，可從颱風各層所受到的淨舉力、淨拖力(表7)的分量和，求得各層所受到的總力大小和方向，計算結果如表8，而由此可比較分析出駛流層。

K 值	$F_{(K,K+1)} = [X_{(K,K+1)}^2 + Y_{(K,K+1)}^2]^{1/2}$	$F_{(K,K+1)}$ 的方向角度
K = 1	$F_{(1,2)} = 35.288198 \times 10^{14}$	338.4°
K = 2	$F_{(2,3)} = 31.737279 \times 10^{14}$	353.7°
K = 3	$F_{(3,4)} = 26.337982 \times 10^{14}$	340.5°
K = 4	$F_{(4,5)} = 7.552575 \times 10^{14}$	333.3°
K = 5	$F_{(5,6)} = 0.240990 \times 10^{14}$	45.6°

表8. 颱風渦旋各層所受到的總力及其方向。

由表8，可看出總力 $F_{(3,4)}$ 的方向與實際颱風移動的方向最為接近，這也說明了700-500 MB層為本文歐敏颱風的駛流層(Steering layer)。

六、結 論

此篇論文是從純力學的角度觀點來從事探討颱風轉向的研究，狹義上不僅研究颱風奇異路徑的問題，提出合理的解釋，廣義上更作了定量分析以說明各種颱風的結構、壓力場分佈狀況及其受環境作用力的情形，因此本文理論對於任何颱風都很適用。

由本文計算得到的颱風移動方向與實際方向比較，誤差約為 3° ，仍屬非常的符合。但由於颱風附近的資料極為缺乏，在處理計算時，很多資料是用估計值代入的，因此計算的結果將受到很大的影響，如欲作較正確的研究探討，資料的完整實甚為重要，同時本文的模式假設及理論也可藉此作一分析比較。

七、致 謝

本研究獲得國科會 NSC-68M-0202-11(01) 部份支助及中山科學院電算機時間之支助，特此一併申謝。

參考文獻

- 1 張霖澤(1980)：“颱風轉向之力學研究”，國科會專題研究報告。NSC-68M-0202-11(01)
- 2 Frank, W.M., 1977: The structure and energetics of the tropical cyclone, I. Storm structure. Mon. Wea. Rev. 105, 1119~1135.
- 3 Fujita, T, and H. Grandoso, 1968: Split of a thunderstorm into anticyclone and cyclone storms and their motion as determined from numerical model experiments. J. Atmos. Sci. 25, 416~439.
- 4 Jones, R.W., 1977: Vortex motion in a tropical cyclone model. J. Atmos. Sci, 34, PP.1519.
- 5 Kuo, H.L., 1969: Motions of vortices and circulating cylinder in shear flow with friction. J. Atmos. Sci, 26, 390~398.
- 6 Lin, Y, J. and P.T. Chang, 1977: Some effects of the shearing and veering environmental wind on the internal

- dynamics and structure of a totating supercell thunderstorm. Mon. Wea. Rev., 105, (8), 987~997.
7. Palmen, E. and C.L. Jordan, 1955 :
Note on the release of kinetic energy in tropic cyclones. Tellus, 7, 186~189
8. Palmen, E. and C.W. Newton 1969 :
Atmospheric circulation system, their structure and physical interpretation. Academic Press.
9. Petterssen, S., 1957 : Weather analysis and forecasting. PP. 300, McGraw-Hill Book Company, Inc. New York.

A Study on the Direction-change of Typhoon Vortex through the Dynamical Forces Analysis ---using the data of Typhoon Irving

Pin-Tse Chang Chiou-Yih Lin

Meteorological Division

Department of Physics

Chung-Cheng Institute of Technology

Abstract

Observational evidence has consistently revealed that some Typhoon vortex (such as Thelma, Vera, 1977, etc.) often change their direction abruptly (speeding up or slowing down) during their moving courses. The track of these erratic Typhoon vortices can not evidently be predicted by the conventional numerical models. Obviously some special considerations should be introduced in order to investigate their anomaly. This study is intended to give a reasonable explanation for this erratic phenomenon from a dynamical point of view and thereby to offer a reference for the typhoon track prediction.

A three dimensional model of Typhoon vortex with its environment is designed to study the dynamical forces exerted on that Typhoon vortex during its quasi-steady mature stage. Using the horizontal relative wind of Irving Typhoon as well as its environment as the input data, the total pressure field of each layer of the vortex is computed by solving the diagnostic pressure equation which may be obtained from two horizontal momentum equations. Once the pressure values along the periphery of the Typhoon vortex are obtained, the Magnus (or lifting) force along the periphery can be obtained by decomposing the pressure vector and then taking the perpendicular part of that pressure vector. The net Magnus force exerted on each layer of the vortex is then obtained by integrating each Magnus force around the periphery. The net drag force exerted on each layer can be obtained from the concept of taking the height gradient of the upward transports of momentum of surface material sucked-into the core from the surface boundary layer. Finally, the total resultant force as well as the new moving direction can be obtained from the analysis of the net Magnus force and the net drag force. The results of our calculation indicate that the correspondence between the calculated new direction and the actual moving direction is very good. This study may served as a substantial reference for the prediction of Typhoon track during its course is erratic.