

台灣地區海風環流之特性— 平坦地形之三維數值模擬

陳 珊 三

洪 秀 雄

(中華民國七十四年十一月十二日，十一月卅日修正)

摘 要

利用一個 $35 \times 35 \times 26$ (依序為 X, Y, Z 向網格數) 非線性模式，我們模擬了台灣地區三維海風的發展過程。由於地形急遽變化所引起的邊界層亂流參數化的複雜性，限於理論的未臻健全及電子計算機的速度與容量，在本模式中將不考慮凸出地貌的影響。地形效應在本模式中，主要是由海岸綫變化所引起的。

模擬結果顯示地面加熱在 1400L 前最高溫，最強海風發生於 1600L，距岸邊 25Km，水平風速約為 7-8m/sec，高度 200m，最大環流量(東西向)發生於 1800L，亦即海風在此時入侵陸面達最深。風向隨時間有順時鐘轉傾向，可看出科氏效應所扮演的角色。海岸綫變化所造成的海風立體結構，更將三維數值模式的特性展現無遺。另外，由水平的渦度(Vorticity)變化，亦可看出邊界層在海風發展過程中的巧妙作用。

海陸風之為人類所注意，相信已有一段很長的時間；但真正有系統，具規模之觀測，則在本世紀中葉以後。早在 1953 年，David Atlas 即用改良型之 Aps-34 (波長 1.25 cm) 雷達來偵測美國 Massachusetts 東南部沿 Buzzard 灣之海風。原理是利用潮濕低溫之海風侵入內陸，與陸上乾燥高溫之空氣接觸時，會使該地區(即海風鋒面)大氣濕度，溫度有明顯梯度，這種變化會使雷達的折射指數(Refractive Index)增加，因而可測知海風前進速度，逆溫層變化情形。

利用探空氣球，設置觀測網觀測海陸風環流亦不乏其人，如較為人熟知的 Fisher (1960), Frizzola 及 Fisher (1963) 對海風之觀測；他們重要的結論是：在中緯地區，海風水平最大風速可

達 10 m/sec，且在 300m 以下，海風厚度約 1000 公尺，且深入內陸 30 ~ 50 公里。又根據 Madras 區之資料知，若大尺度天氣系統沒有擾動或變化很慢時，在海風鋒面經過時，風速會遽增，風向改變，溫度下降 2-3°C，相對濕度急遽上升 10-30 %；海風鋒面移行平均速度為 3-7 mile/hr (約 5 ~ 10 km/hr)。最完整的海陸風觀測，是由 Hsu (1966, 1967) 在德州海岸所做的系列觀測。他的結果可歸納如下：①海風或陸風總是最先發生在海岸，而且最後結束；陸風通常較弱，且祇是在清晨 3 至 8 時發生；②海風最強發生於下午 3 時，厚度約 3 公里，寬 100 公里(海、陸各 50 公里)，平均速率為 6 m/sec，回流為 3 m/sec；③最成熟之陸風環流發生於清晨 6 時，厚度 2 公里，寬度

與海風環流同，但陸地 60 公里，海面佔 40 公里。

④由平行海岸線之積雲可知，此為最強輻合區，亦即海、陸風之鋒面區；⑤由於科氏效應，使得風向順時鐘轉；⑥海岸線曲折會影響海陸風所造成之輻合強度。

理論方面，最早的定量海陸風理論是由 Davis 等人在 1889 年所發展出來的。在這篇報告中，已發現午後海風風向之順時鐘轉是由於地球自轉，亦即科氏效應所引起。但真正將科氏效應引入海陸風理論模式，則是在 60 年後 (Haurwitz 1947, Schmidt, 1947)。此後，海陸風理論發展便分兩支，一是綫性，一是非綫性。

研究綫性理論模式較著名的有 Pierson (1950)，Defant (1951)，Haurwitz (1959)，Walsh (1974)，Sun & Orlanski (1981) 及最近的 Rotunno (1983)。其中，Rotunno 特別強調科氏效應對海陸風環流之影響。他用一淺水，非彈性近似的二維綫性模式，在假設無摩擦效應存在時，證明①當科氏參數 (f) 大於地球自轉角速度 (ω)，即地表加熱變化率時，海陸風環流為一封閉扁平的橢圓形，且環流之相位變化與地表溫度相位變化一致；②當 $f < \omega$ 時，海陸風却為一波狀；由海岸向上，向外傳播，且海陸風之變化相位落後地表溫度 180° 。也就是說高、低緯區的海陸風環流，會因科氏效應作用，而在環流的形狀上及發生的時間有絕對的不同！當然，模式的過分簡化使得解析結果與觀測事實相去甚遠，但定性的分析，却也可看出科氏效應之不可忽視。

除科氏效應外，摩擦效應亦是對海陸風環流有決定性的影響。由 Bjerknes 環流理論 (1898, 1901) 知，若陸地最高溫發生於正午，則最強之環流發生於日落，即海陸溫差為零時；但觀測資料顯示，最強之環流發生於午後 3 點至 5 點。造成理論與實際的差異，主要原因便是空氣中的摩擦效應 (Haurwitz, Schmidt 1947)。在考慮摩擦效應後，Rotunno (1983) 之結果為：高緯區之海陸風環流相位變化漸落後地表溫度之相位變化；相反的，低緯區則落後相位差漸小；摩擦效應愈強時，科氏效應對海陸風環流相位變化之影響愈小。由此

可知，科氏效應與摩擦效應的調節結果，實已決定了該區海陸風環流的發生時間，形狀等特性。

在非綫性理論模式方面，自 Estoque 1961 年成功的發展出二維海陸風模式後，便迅速展開來。

1968 年 Mcpherson 更將 Estoque 的二維模式擴成三維，模擬一簡單凹凸海岸線之海陸風，為 Pielke (1974) 之模擬佛羅里達半島三維海陸風鋪路。Mcpherson 強調對於不規則海岸或地形，祇能用三維模式模擬，才能看出系統發展的過程。Pielke 的實際地形模擬，配合雷達觀測資料，首次將海陸風模擬推至實用階段。後來模式的發展，隨著高速電子計算機之日新月異，非綫性模式亦漸趨複雜，陸上地形由最簡單的平坦地形，進而為台地，再進而為孤立（絕熱）山，加熱山，最後為實際山。加上地形之後的海陸風環流有許多改變，隨地形而有所不同；若地形具加熱作用，則地形的離岸遠近，坡度大小，與造成海陸風環流之力管場有深切之關係，因而會嚴重影響環流之形狀與強度。但不管所加地形是否具有加熱作用，都對海陸風有着相同的改變特性—使環流發生時間提早 (Ochchi, 1978)。

台灣地形複雜，平均高度 3000 公尺的中央山脈縱貫南北，除東部海岸線外，餘皆成不規則分佈，欲從數值模式來分析台灣地區的海陸風環流，建立一個三維模式乃勢在必行的事實。在這裡，所建的模式高 10km，南北長 630 km，東西寬 330 km，網格分佈是 $35 \times 35 \times 26$ 。由於本文係初步探討，又限於計算機容量及速度，所以並未考慮高聳的中央山脈（此高度的地形，將使模式無法做“靜準假設”），亦即模式中將假設地面為平坦地形。在平坦地形下模擬的結果，將可看出三維海陸風受海岸綫變化所造成的影響。本文將針對伴有明顯天氣現象的海風環流，討論邊界層摩擦效應，科氏效應在海風環流發展過程中所引起的種種效應，並將對模式所採用的邊界層亂流參數化 (O'Brien 1970) 做一評估。

二、理論模式

(一) 基本假設及控制方程式組

~ 44 ~

由於台灣地區位於中低緯度，而且又假設陸面為平坦地形，根據 Rotunno (1983) 之綫性理論模式，我們可以做某些基本假設，而使控制方程式組簡化許多，使求解的過程迅速而明瞭，却又又不失原來流體運動現象的特質。所做的假設是：

- (1) 大氣無黏滯性
- (2) 大氣為理想氣體
- (3) 大氣運動為絕熱運動
- (4) 靜力平衡成立 (Hydrostatic approximation)
- (5) 布氏近似 (Boussineq approximation)
- (6) 中尺度 (海陸風尺度) 位溫變量遠小於大尺度位溫，即 $\tilde{\theta}/\hat{\theta} \ll 1$ 。

由以上假設，控制方程式組簡化為：

(A) 運動方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u \quad (2)$$

(B) 熱力方程式：

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3)$$

(C) 連續方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

(D) 流體靜力方程式：

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \quad (5)$$

假設模式中所有變數皆可分離成三部份，即

$$A = \hat{A} + \tilde{A} + A'$$

其中 A 為任意變數， $\hat{A}$ ， $\tilde{A}$ ， A' 分別為大尺度、中尺度（或稱網格尺度），及次網格尺度分量。令 Exner's function $\pi = C_p (P/1000)^k$ ， $K = R/C_p$ ，再假設(1)大尺度運動為地轉平衡運動；(2)大尺度為正壓狀態且無垂直運動。將以上之假設代入(1)~(5)，並將大尺度運動平衡項消去，取網格尺度平均得：

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} = -\tilde{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} - (\hat{u} + \tilde{u}) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} - \tilde{v} \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} - (\hat{v} + \tilde{v}) \quad \sim 45 \sim$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \tilde{w} \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} - \tilde{w} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} - \tilde{\theta} \frac{\partial \hat{\pi}}{\partial x} - (\hat{\theta} + \tilde{\theta}) \frac{\partial \tilde{\pi}}{\partial x} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \hat{K}_H^{(m)} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \tilde{K}_H^{(m)} \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u} + \hat{u}) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \hat{K}_H^{(m)} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{K}_H^{(m)} \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{u} + \hat{u}) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \hat{K}_z^{(m)} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{K}_z^{(m)} \frac{\partial}{\partial z} (\hat{u} + \tilde{u}) \\ & + f \tilde{v} \quad \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} = & -\tilde{u} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} - (\hat{u} + \tilde{u}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} - \tilde{v} \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} - (\hat{v} + \tilde{v}) \\ & \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} - \tilde{w} \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} - \tilde{w} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} - \tilde{\theta} \frac{\partial \hat{\pi}}{\partial y} - (\tilde{\theta} + \hat{\theta}) \frac{\partial \tilde{\pi}}{\partial y} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \hat{K}_H^{(m)} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \tilde{K}_H^{(m)} \frac{\partial}{\partial x} (\hat{v} + \tilde{v}) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \hat{K}_H^{(m)} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{K}_H^{(m)} \frac{\partial}{\partial y} (\hat{v} + \tilde{v}) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \hat{K}_z^{(m)} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{K}_z^{(m)} \frac{\partial}{\partial z} (\hat{v} + \tilde{v}) - f \tilde{u} \quad \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} = & -\tilde{u} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial x} - (\hat{u} + \tilde{u}) \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} - \tilde{v} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial y} - (\hat{v} + \tilde{v}) \\ & \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} - \tilde{w} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial z} - \tilde{w} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \hat{K}_H^{(\theta)} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \tilde{K}_H^{(\theta)} \\ & \frac{\partial}{\partial x} (\hat{\theta} + \tilde{\theta}) + \frac{\partial}{\partial y} \hat{K}_H^{(\theta)} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{K}_H^{(\theta)} \frac{\partial}{\partial y} \\ & (\tilde{\theta} + \hat{\theta}) + \frac{\partial}{\partial z} \hat{K}_z^{(\theta)} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{K}_z^{(\theta)} \frac{\partial}{\partial z} (\hat{\theta} \\ & + \tilde{\theta}) \quad \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0 \quad \dots \dots \dots (9)$$

$$\frac{\partial \tilde{\pi}}{\partial z} = \frac{-g \tilde{\theta}}{\hat{\theta}^2} \quad \dots \dots \dots (10)$$

(6)(7)(8)式中 $K_H^{(m)}$ ， $K_H^{(\theta)}$ ， $K_z^{(\theta)}$ ， $K_H^{(\theta)}$ 之由來：由於方程式各項皆對網格尺度取平均，對於次網格尺度的變數相關項 $A' \frac{\partial A'}{\partial x_i}$ ，便以大尺度及網格尺度參數化估計，形式如下：

$$A_i \frac{\partial A_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} (K^{(2)} \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{A} + \hat{A}))$$

其中 $K^{(2)}$ 為動量交換係數 $K^{(2)}$ ，或熱量交換係數 $K^{(2)}$ 。

(二)座標轉換

先將直角座標系轉換成地形座標系：

$$(x, y, z) \rightarrow (x_\eta, y_\eta, \eta)$$

其中 $\eta = \frac{z - z_g}{z_t - z_g}$ ， $z_t = 10 \text{ Km}$ ， z_g 為地表高度

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{(z_t - z_g)} \frac{\partial}{\partial \eta}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \bigg|_\eta - \frac{1 - \eta}{z_t - z_g} \frac{\partial z_g}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \eta}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \bigg|_\eta - \frac{1 - \eta}{z_t - z_g} \frac{\partial z_g}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \eta}$$

另外，為了讓模式上面及四側邊界所引起之困擾減至最低，我們將模式的長，寬高儘可能的加大；在本模式中南北長 630 Km ，東西寬 330 Km ，高 10 Km 。但過於廣大的範圍，勢必造成計算時間上的不經濟，因此，我們考慮使用不等間距網格分佈，這種做法，可以使我們所感興趣的區域，即本島及海岸附近之解析度提高，而遠離陸地之海面解析度降低，低層有極高的解析度，高層則降低。方法如下：

$$(x_\eta, y_\eta, \eta) \rightarrow (x', y', \xi)$$

$$x' = -a_1 \frac{x}{L_1} \left[\left(\frac{x}{L_1} \right)^2 - 4.32 \right]$$

$$y' = -a_2 \frac{y}{L_2} \left[\left(\frac{y}{L_2} \right)^2 - 4.32 \right]$$

$$\xi = A \frac{\eta}{\eta_a} + A \ln \frac{\eta_b + \eta}{\eta_b}$$

其中 L_1 ：模式之半寬

L_2 ：模式之半長

a_1 ：49.7 Km

a_2 ：94.9 Km

A ：335.757 Km

η_a ：4.3806 $\times 10^{-2}$

η_b ：9.54065 $\times 10^{-4}$

x 向網格分佈由 (7.4 Km $\rightarrow$ 16.4 Km) 調成

$$\Delta x = 9.7 \text{ Km}$$

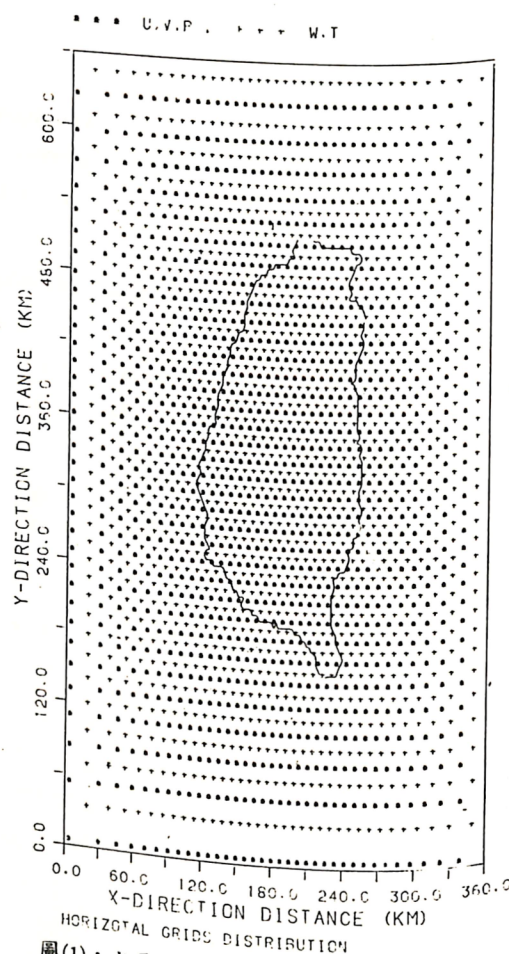
y 向網格分佈由 (14.2 Km $\rightarrow$ 31.3 Km) 調成

$$\Delta y = 18.5 \text{ Km}$$

z 向網格分佈由 (20.4 m $\rightarrow$ 500 m) 調成

$$\Delta z = 400 \text{ m}$$

水平網格分佈見圖(1)



圖(1)：水平網格分佈，"×" 為 U,V,P 位置， "+" 為 W,T 位置。

(三)次網格參數化

亂流參數化在垂直方向採用類似 O'Brien (1970) 之垂直分佈 (見附圖 2)，形式為

$$K_z(\eta) = A \left\{ \left[\left(\frac{\eta}{0.15} \right) - 0.99 \left(\frac{\eta}{0.15} \right) \right] \times [0.6 - 0.4 \sin(\Omega t + 45^\circ)] \right\}$$

$$b = 3.689, \quad d = 4.605$$

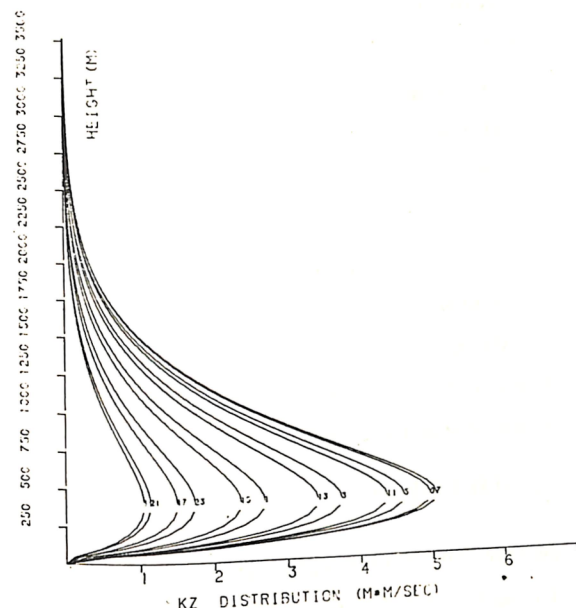
$$t = 0^\circ \text{ at } 00 \text{ hr} \quad \Omega = 2\pi / 24 \text{ hr}$$

$$A = 60$$

此種 K_z 分佈考慮了大氣穩定度之變化，其隨時間，高度而有所不同，最大值約發生於下午 3~5 時。A 取 60 可與 Taylor (1915) 之觀測計算所得 K_z 值相符 (夜間 $2.8 \text{ m}^2/\text{s}$ ，白天 $6.2 \text{ m}^2/\text{s}$)。

水平方向之亂流交換係數，取常數

$$K_H = 200 \text{ m}^2/\text{sec}$$



圖(2)：K 值隨時間與高度之變化情形。

四邊界及初始條件

a. 上邊界：

由於海陸風環流本身運動侷限於邊界層附近，所以可以假設上邊界 (10 Km) 之一切擾動量停止，亦即 $\tilde{u} = \tilde{v} = \tilde{w} = \tilde{\theta} = \tilde{\pi} = 0$

但為避免做此假設所引起的反射，在模式的上層加了 9 層的消散機制，分別是運動方程式的摩擦作用，及熱力方程式的冷却作用。

b. 側邊界：

因模式的寬廣縱深遠大於海陸風環流之影響範圍，所以可以合理假設

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{\pi}}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} = \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} = \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} = \frac{\partial \tilde{\pi}}{\partial y} = 0$$

c. 下邊界：

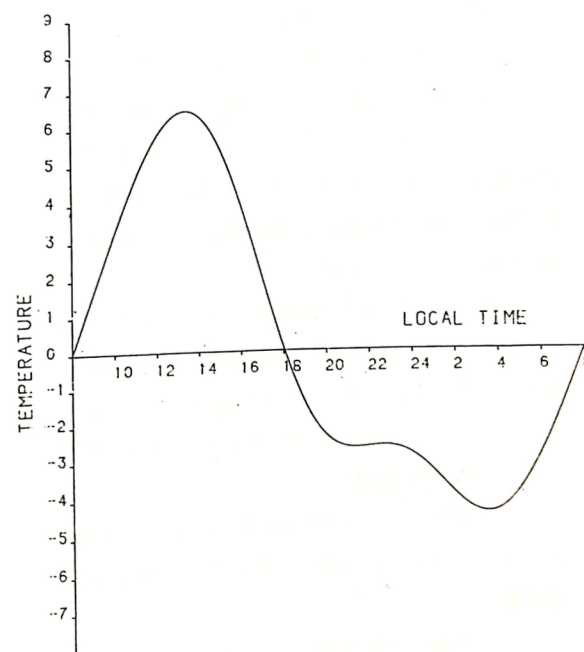
為不滑動邊界，亦即 $\tilde{u} = \tilde{v} = \tilde{w} = 0$

地表加熱函數，取嘉義測站幾年夏季統計之溫度日變化，再放大其振幅 1.67 倍 (見曾 1983) 形式為

$$\theta_s(t) = 5.0 \sin \left(\frac{2\pi}{24} t - 115^\circ \right) + 1.53 \sin$$

$$\left(\frac{4\pi}{24} t + 60^\circ \right) + 0.43 \sin \left(\frac{6\pi}{24} t + 110^\circ \right)$$

實際變化情形見圖(3)。最高溫發生於下午 1 點 40 分，最低溫在清晨 4 點；在模式積分過程中，海面溫度始終保持 299.3°K 。



圖(3)：地表加熱、冷却之振幅及隨時間之變化情形

d. 初始條件

假設開始積分時，大氣為靜止狀態，即

$$\hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = 0 \quad (\text{無大尺度運動})$$

$$\tilde{u} = \tilde{v} = \tilde{w} = \tilde{\theta} = \tilde{\pi} = 0 \quad (\text{無中尺度運動})$$

在積分過程中，讓大尺度風場始終保持靜止。

在大尺度位溫場 $\hat{\theta}$ 乃採用板橋與東港探空站數年夏季之資料平均而得；位溫場垂直分佈大致是 500 m 以下為中性偏穩定，以上則以 $1.4 \times 10^{-4} \text{ }^\circ \text{K/m}$ 漸增 (見陳 1984)。

三、數值模式

數值方法是採用 Gadd (1978) 之“分離—外顯”積分法 (Split-explicit integration scheme)，配合 Arakawa (1972) 之 B 網格分佈。解法是將方程式組中不同作用力項分開，個別處理，步驟如下：

(一) 調節階段：作用力包括科氏力，壓力梯度力

(以上兩項在運動方程裡)，及垂直平流項

(二) 平流階段：作用力包括水平平流項及水平擴散項。

(三) 摩擦階段：作用力為垂直擴散項。

由模式之微分方程改成差分方程時，我們將已分離的三個階段分別採用三種不同的差分方法：

(一) 調節階段：採用前行—後行法 (forward-backward)。

積分時間間隔之取得，是假設重力波波速 $C = 80 \text{ m/sec}$ ，已知最小網格間距為 7 km ，則在計算穩定要求 $C \delta t / \Delta x < 1$ 知， δt 取 60 秒已可符所求。

(二) 平流階段：採用 Gadd (1980) 改良之 Lax-Wendroff 數值方法，即二階之 Lax-Wendroff 數值方法。時間間距 Δt 之取得，是假設平均之最大風速為 20 m/sec ，比照 δt 求法，可算出 Δt 取 240 秒即可使計算穩定。

(三) 摩擦階段：採用 Forward Time, Central Space 法，時間間隔取與平流階段相同，即 $\Delta t = 240$ 秒。

“分離—外顯”積分法之優點在周 1983 碩士論文已有詳細討論；簡言之，其優點是在求整組方程式的計算穩定時，不必再為配合波速遠大於風速的重力波，而將積分時間間隔縮短，使得積分次數增加，這不但大大地節省了計算機計算時間，對於計算機所需容量亦縮減許多。另一好處是在處理不同階段，採用不同的，而且誤差最小的數值方法，這對模擬結果的精確度，有非常大的幫助。

四、模擬結果與討論

由於模擬的是三維空間，因此將分別從 $x-y$

面 (取 $z = 42 \text{ m}$)； $x-z$ 面 (J18 面，J23 面) 來分析。

由圖 4 (a)~4 (d)，可看出在 $z = 42 \text{ m}$ 面上，海風在 1200 L 時，已有明顯的海風在岸邊產生，並逐漸加強；至 1600 L 時增至最強，風速達 7 m/sec ，風向亦由原先約略垂直海岸綫而漸有順時鐘轉之趨勢，最大風速區，亦由海岸附近往內陸推進；至 1800 L 時海風入侵內陸最深，見圖 5 (a)，(b)。從圖 6 (a)，(b) 亦可看出最強輻合區分佈在海岸綫凸出的恆春半島、高屏地區，嘉南平原海岸及北部海岸，輻散則分佈於沿岸海面。

計算 J18 面，J23 面環流量 (取 $I = 4, 15; 22, 33, K = 2, 6$) 可以清楚看出西半部環流量最大直發生於 1800 L ，東半部最小直發生於 1700 L 或 1800 L (見圖 7)，與地面加熱時間比照發現，最強風速落後地面最高溫時 2 小時，而最大環流量又落後最強風速 2 小時。

計算水平向渦度 $\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$ ， $\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}$ ；從 J23

面 (見圖 8 (a)~(f)) 可看出渦度隨時間漸增強，至 1600 L 時最強，且由原先的岸邊逐漸向海陸兩邊及向上擴張，至 1800 L 時範圍擴至最大。

從模擬的結果可以看出，在海風發展初期，由於力管場先在岸邊生成，因此海風先發生於岸邊；而且大致與各處海岸綫垂直；隨時間增長，地面溫度漸升，亂流的擴散效應漸將低層的熱能及動量往上传送，而使海陸交界上空的斜壓性漸增，力管場增大，造成海風漸加強；在地面溫度達最高 (1400 L) 時，注意到海風並未發展至最強，主要原因也就是亂流的擴散效應並非立即性的，無法將低層的熱能及動量即時往上传；而在 1600 L 時，亦即地面最高溫後 2 小時，低層熱能及動量傳至上層，造成最強力管場，也使海風增至最強。此時，也由於海風的入侵，將海面較低溫的空氣往陸面平流，使得最大海陸溫差發生於距岸 $20 \sim 30 \text{ km}$ 處，而非原先之岸邊 (見圖 9 (a)，(b))，也造成最強風速區發生於距岸 $20 \sim 30 \text{ km}$ 處，而非岸邊；亦即最強輻合區由岸邊漸移至距岸 $20 \sim 30 \text{ km}$ 處。

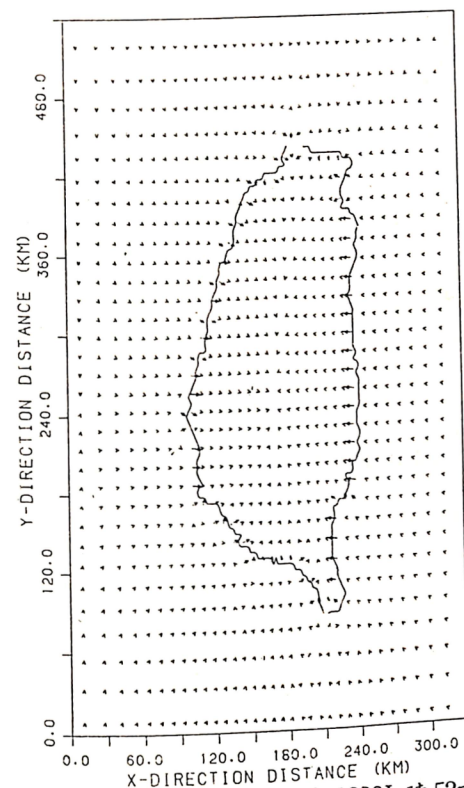


圖 (4a)：積分 4 小時後，即 1200 L 時 52 m 高之水平風速分佈。

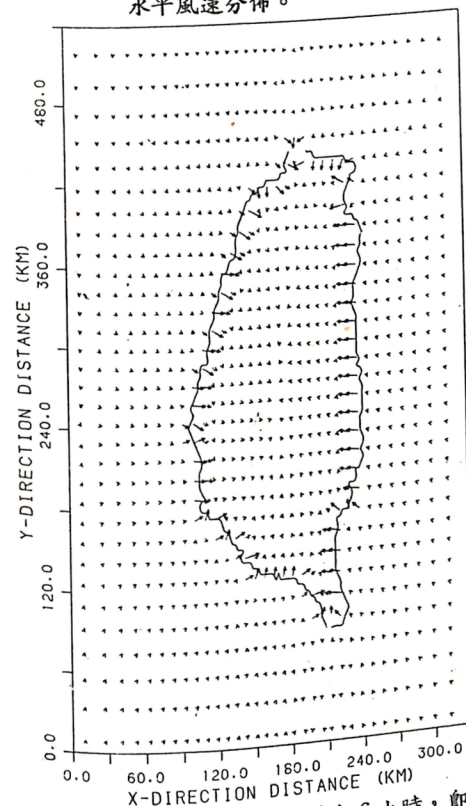


圖 (4b)：同 (4a)，但為積分 6 小時，即 1400 L 之結果。

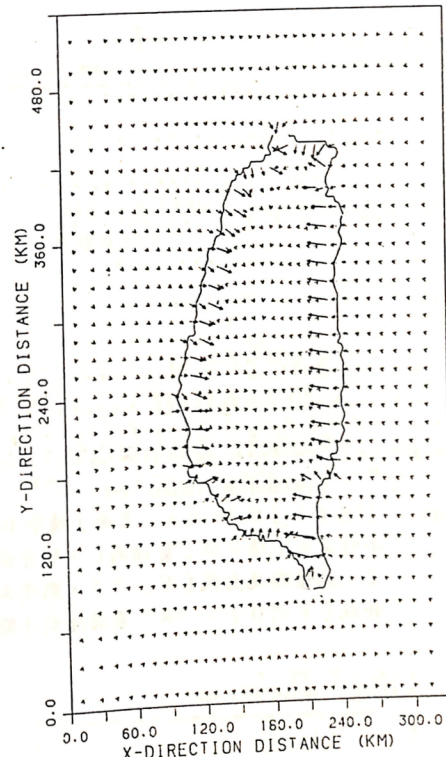


圖 (4c)：同 (4a)，但為積分 8 小時，即 1600 L 之結果。

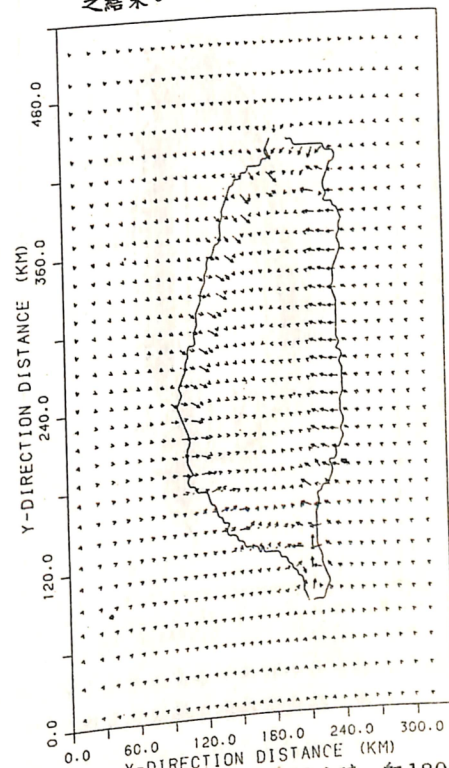
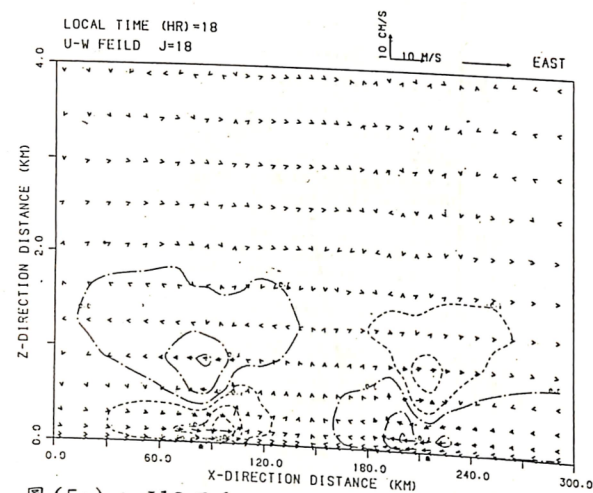
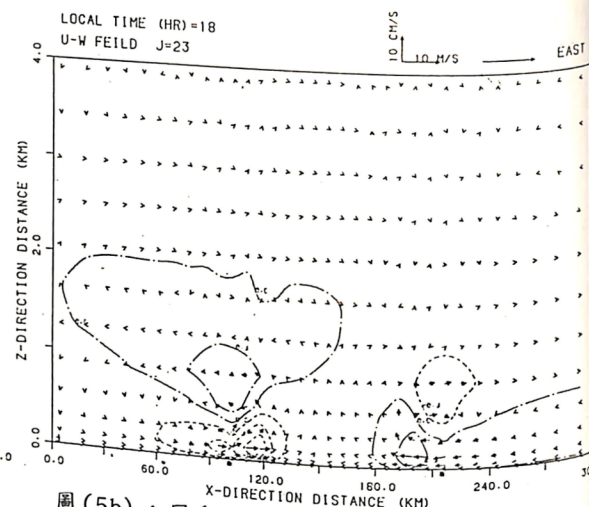


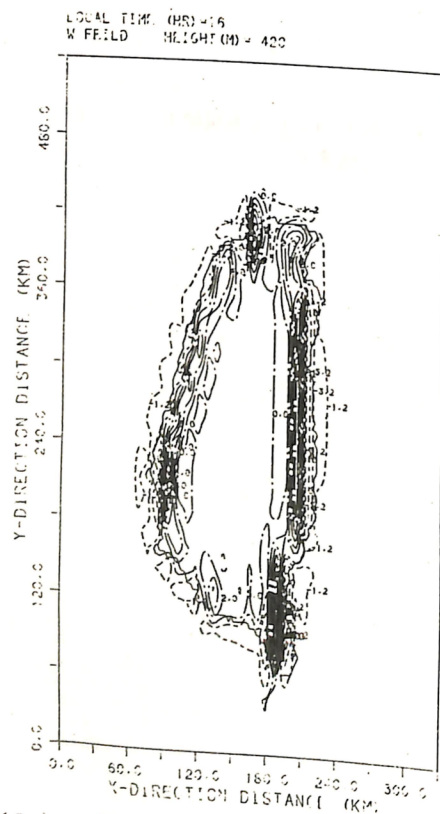
圖 (4d)：同 (4a)，但為積分 10 小時，即 1800 L 之結果。



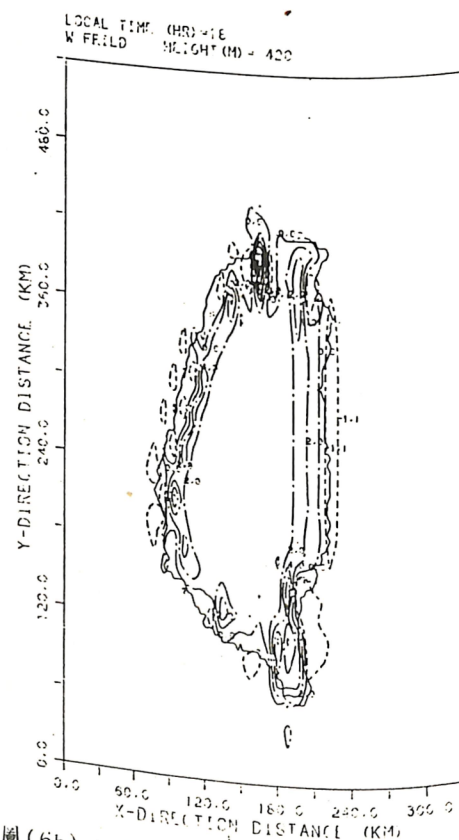
圖(5a)：J18面(J取18之X-Z面)積分10小時後之風場分佈；箭頭為U, W合向量，點虛線為南風($V > 0$)，點線為北風($V < 0$)。"※"表海陸交界點。



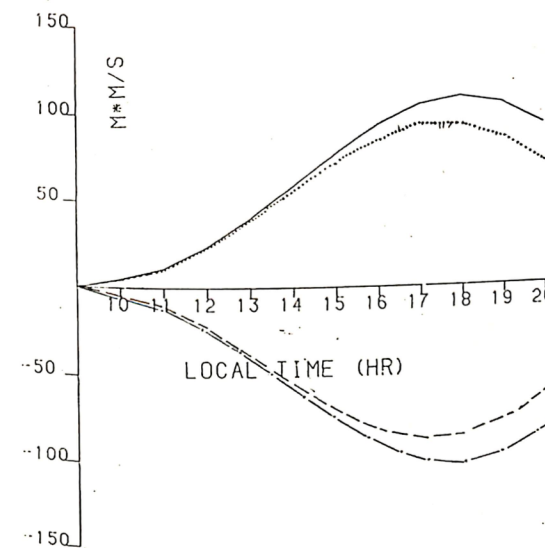
圖(5b)：同(5a)，但為J23面。



圖(6a)：積分8小時後，垂直速度場(W)之分佈，點虛線為正；點線為負值。

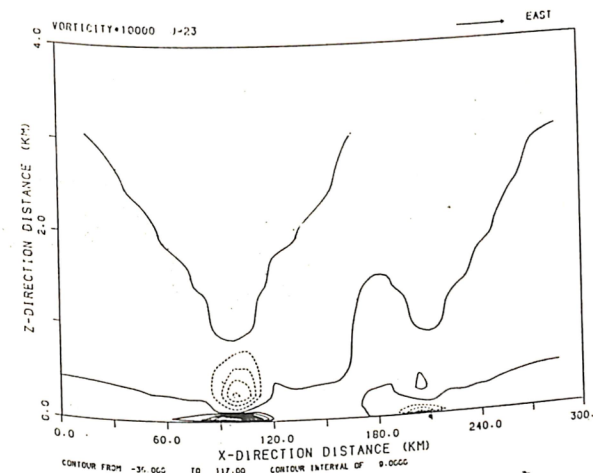


圖(6b)：同(6a)，但為積分10小時後之結果。

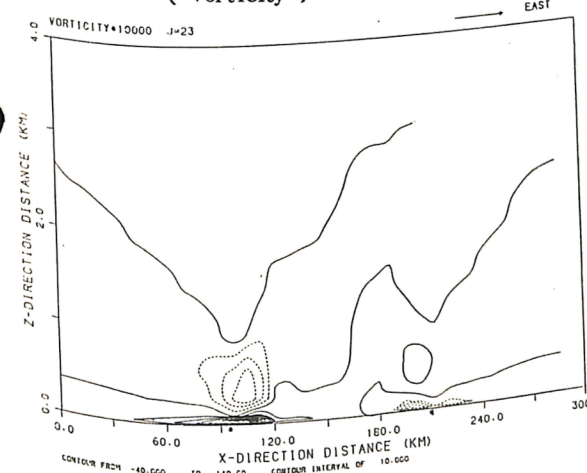


圖(7)：J18面及J23面東、西兩岸環流量之隨時間變化情形。

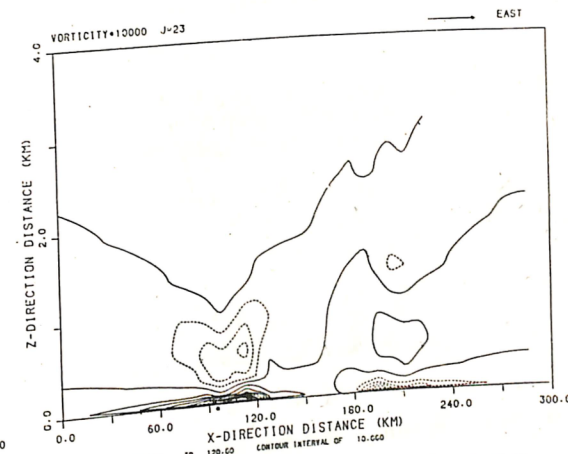
—— J18面西岸環流量
 - - - J18面東岸環流量
 J23面西岸環流量
 - . - J23面東岸環流量



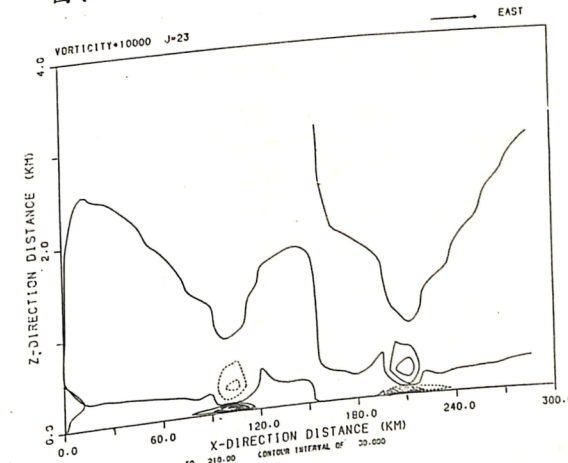
圖(8a)：J23面積分6小時之Y向分量渦度(Vorticity)。



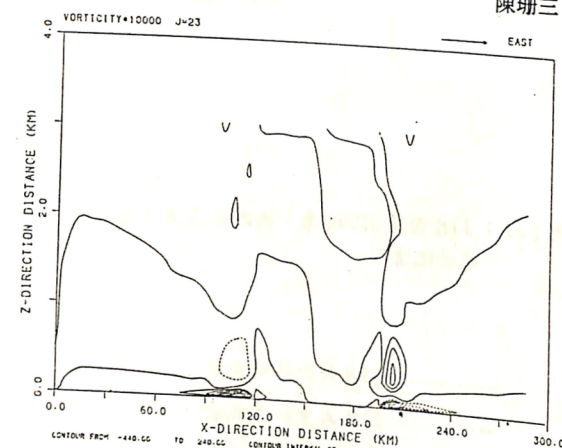
圖(8b)：同(8a)，但為積分8小時後之結果。



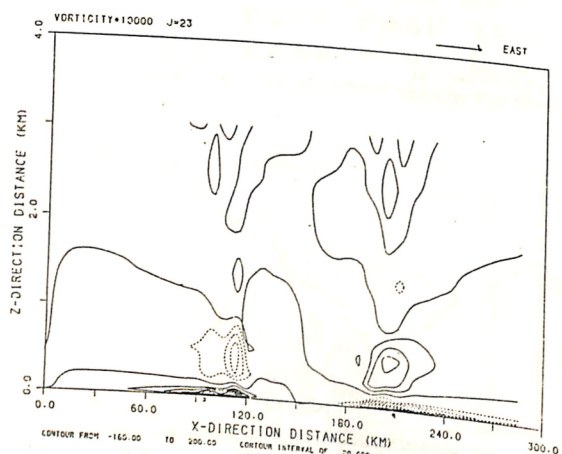
圖(8c)：同(8a)，但為積分10小時後之結果。



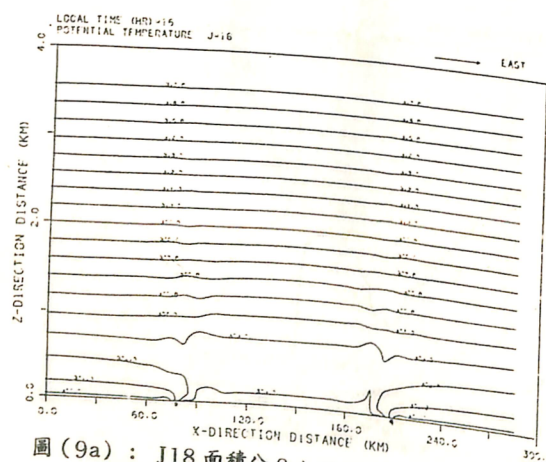
圖(8d)：同(8a)，但為X向分量。



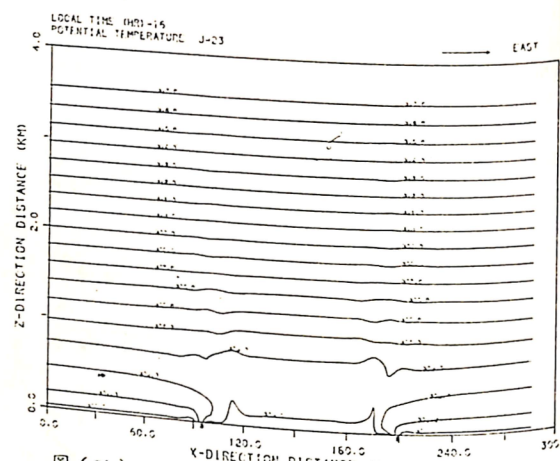
圖(8e)：同(8d)，但為積分8小時後之結果。



圖(8f)：同(8d)，但為積分10小時後之結果。



圖(9a)：J18面積分8小時後之位溫場分佈。“*”代表海陸交界點。



圖(9b)：J23面積分8小時後之位溫場分佈。“*”代表海陸交界點。

從筆直的東岸可以明顯看出風向自1200L起有隨時間漸順時鐘轉的傾向，此一轉向在短時間內並不嚴重；但在積分至2200L時便可發現東岸的風向已無垂直海岸線分量，而完全指向北方。風向有順時鐘轉的傾向原因，可以輕易證明是由於科氏效應的作用。這種作用將使某些輻合區的強度有所改變；更重要的是在海風轉陸風時，由於偏轉作用，使得海風已無垂直海岸線分量，而使支持陸風的力管場一產生時，便立即可以產生陸風。

另外，由於海風環流大致與海岸線垂直，因而造成恆春半島，嘉南平原，高屏地區及北部等較凸出的海岸區都造成了較強的輻合；這些輻合相信是造成該區域在每年夏季午後雷雨的重要因素。

從東西兩岸環流量隨時間的變化，發現海風最強時，並非環流最大(小)時，而是在最強海風後的2小時。由於在此時(1800L)已無地面加熱，且海陸上空的大氣斜壓性已不再增強，故可證明此環流量的增加，乃由於海風鋒面的入侵，在1600L後尚有往前推進，而在1800L時達最深。在1800L後地面開始冷卻，大氣斜壓性減弱，故環流漸減。

從水平渦度量的強度變化，可以看出與海風強度變化一致，皆在1600L達最大；但從擴散趨勢來看，則與環流量變化一致。這說明了渦度量亦會被亂流所擴散，亦即向海陸兩邊及向上擴散。在不考慮垂直速度變化下，渦度量的分佈在最大水平風

速下為正，在上為負(指西岸，東岸恰相反)；而在海陸風模式中，動量的傳遞是由下往上(Up-gr-adiant)傳送，故正渦度的往上擴散，將有抑制海風強度作用；此種作用在發展初期，由於有不斷加強之力管場支持，故海風能不斷加強，但在海風發展後期，無力管場支持時，則海風將迅速減弱。

五、結 論

從模擬的結果及以上的討論，可以歸納如下：

- (一)海岸線分佈決定了海風環流的立體結構。
- (二)科氏效應在環流發展中有不可忽略的地位。
- (三)邊界層亂流參數化的重要性。

Mcpherson (1968)所強調的複雜地形海陸風祇能用三維模式來模擬，在本文中再度證明了此一結論：由模擬結果可看出海岸線的變化實與海陸風環流有密切關係。

亂流參數化是處理海陸風最棘手的問題之一，卻也是最重要的問題之一；從結果可以知道亂流擴散作用除了影響海風強度、深度外，還對海風環流的相位有極大的作用。本文所採用的O'Brien (1970)之 K_z 分佈，已與實際值極相符，但由於是顯性(explicit)給定，因此並無法掌握亂流之特性，也無法預測真正邊界層之高度，而這些參數却是決定海風環流發展之命脈。因此如何決定一個較合理，且真實的亂流參數化，將是我們以後努力的方向。

參考文獻

- 曾仁佑，1983：台灣地區海陸風環流之研究：二維數值模擬。國立中央大學碩士論文。
- 周思運，1983：流過地形之基本流場發生變化時產生重力波之研究。國立中央大學碩士論文。
- 陳珊三，1984：台灣地區海陸風環流之研究：平坦地形之三維數值模擬。國立中央大學碩士論文。

Arakawa, A. 1972: Design of the UCLA general circulation model, Numerical Simulation of Weather and Climate, Dept. of Meteorology, Univ. of California, Los Angeles, Tech. Rept. No. 7.

Atlas, D., 1960: Radar detection of the sea breeze. *J. Meteor.*, 17, 244-258.

Bjerknes, V., 1898: Über die Bildung von cirkulationsbewegungen und Wirbeln in reibungslosen Flüssigkeiten. *Skr. Nor. Vidensk. Akad.*, No. 5, 29 pp.

Bjerknes, B., 1901: Zirkulation relativ zu der Erde. *Overs. Vetensk. Akad. Forh.*, 739-775.

Davis, W. M., L. G. Schultz and R. D. Ward, 1889: An investigation of the sea-breeze. *New Engl. Meteor. Soc. Obser.*, 21, 214-264.

Defant, F., 1951: Compendium of meteorology *Amer. Meteor. Soc.*, 658-672.

Estoque, M. A., 1961: A theoretical investigation of the sea breeze. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 87, 136-146.

Fisher, E. L. 1960: On observational study of the sea breeze. *J. Meteor.*, 17, 645-660.

Frizzola, J. A., and E. L. Fisher, 1963: A series of sea breeze observations in the New York city area. *J. Appl. Meteor.*, 2, 722-739.

Gadd, A. J., 1978: A split explicit integration scheme for numerical weather prediction. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 104, pp. 569-582.

Gadd, A. J., 1978: A numerical advection scheme with small phase speed errors. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 104, pp. 583-594.

Gadd, A. J., 1980: Two refinements of the split explicit integration scheme. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 106, pp. 215-220.

Haurwitz, B., 1947: Comments on the sea-breeze circulation, *J. Meteor.*, 4, 1-8.

Haurwitz, B., 1959: A linear sea-breeze model, *Quart. Prog. Rep.* No. 3, Proj. No. 3-36-05-401, College of Engineering, New York University, 33pp.

Hsu, S. A., 1969: Mesoscale structure of the Texas coast sea breeze. Report No. 16, NSF Grant GA-367X, Univ. of Texas at Austin, College of Engineering, Atmos. Science Grop. 237pp.

民國 74 年 11 月

陳珊三 洪秀雄

- Hsu, S. A., 1970: Coast air circulation system: observation and empirical model. *Mon. Wea. Rev.*, 98, 487-509.
- Jeffreys, H., 1922: On the dynamics of wind. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 48, 29-46.
- McPherson, R. D., 1970: A numerical study of the effect of a coastal irregularity on the sea breeze. *J. appl. Meteor.*, 9, 767-777.
- O'Brien, J. J., 1970: A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 27, 1213-1215.
- Pielke, R. A., 1973b: A three-dimensional numerical model of the sea breeze over south Florida. Ph.D. dissertation, the Pennsylvania State University, 135pp.
- Pielke, R. A., 1974: A three-dimensional numerical model of the sea breeze over south Florida, *Mon. Wea. Rev.*, 102, 115-139.
- Pielke, R. A., 1974: A comparison of three-dimensional and twodimensional numerical predictions of sea breezes. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1577-1585.
- Pierson, W. J., 1950: The effect of eddy viscosity, Coriolis deflection, and temperature fluctuation on the sea breeze as a function of time and height. *Meteor. Pap.*, No. 1, College of Engineering, New York University, 30pp.
- Rotunno, R., 1983: On the linear theory of the land and sea breeze, *J. Atmos. Sci.*, 40, 1999-2009.
- Schmidt, F. H., 1947: An elementary theory of the land-and sea-breeze circulation. *J. Meteor.*, 4, 9-15.

The Circulation of Sea-Breeze of Taiwan Region- 3-D Numerical Simulation of Flat Topograph

Shan-San Chen

Siu-Shung Hong

ABSTRACT

Using a numerical model ($35 \times 35 \times 26$, each is grid number of x, y, z direction), a 3-dimensional sea breeze developing processes of Taiwan region was simulated. Since the turbulence (subgrid scale) parameterization caused by topograph is much more complicated, the limitation of parameterization skill and computer source, topograph will be neglect. A real coast line and flat land would be considered in this model.

The simulation result show that heating of surface is maximum (6.7°C) at 1400L; the strongest sea-breeze ($7-8\text{ m/sec}$) occurred at 2 hours after the maximum heating (i.e., 1600L), 25km of on-shore, 200m in height. While 2 hours after strongest sea-breeze, the maximum east-west circulation is happened, i.e., the distance of sea-breeze merging into land is maximum at 1800L. From the clock-wise wind direction, we had showed the important of Coriolis effect; and from the structure of sea breeze caused by various coast line also had showed the characteristics of 3-dimensional model. By the way, the horizontal vorticity was calculated, and some mechanism of P.B.L. in sea-breeze would be discussed.