

# 科氏效應與環境風場對海風環流之影響

侯昭平<sup>1</sup> 許武榮<sup>1</sup> 吳清吉<sup>1</sup> 謝銘恩<sup>2</sup> 戴志輝<sup>1</sup> 林裕豐<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 國立台灣大學大氣科學系

<sup>2</sup> 國家高速網路與計算中心

<sup>3</sup> 空軍氣象聯隊

(中華民國九十五年二月九日收稿；中華民國九十五年十二月八日定稿)

## 摘 要

本文使用台大-普度二維非靜力模式(NTU-Purdue 2D nonhydrostatic model)，以高解析度( $\Delta x = \Delta z = 50 \text{ m}$ )模擬科氏效應、環境風場對海風鋒面、環流和對流邊界層演化的影響。

模擬結果顯示受科氏效應影響，海風通過時間越長，風向偏轉的角度越大，風速也越強；而其上的海風迴流風速較弱，偏轉效應較不明顯。科氏效應除了使海風偏向之外，也減弱海風向內陸延伸的距離和強度。在陸地上的對流邊界層裡，受紊流影響較大，其對流時間尺度短，因此對單一測站的科氏效應較不明顯。

由初始背景環境風場敏感測試顯示，初始風場為向岸風時，會增加海風向內陸穿透的距離，並將地表傳送至大氣的熱量，迅速的向下游傳送；初始風場為離岸風的結果則相反。但離岸風能夠縮短海風鋒面合併對流胞的時間，因此海風向內陸推進過程中，海風鋒面的強弱變化變得更為明顯。初始風場為靜風時，海風鋒面合併對流胞所需時間，明顯大於初始風場為離岸風的情況，海風鋒面雖也呈現明顯的強弱變化，但變化週期因此變長，模擬結果也顯示太強的環境風場( $> 2 \text{ m s}^{-1}$ )，會破壞海風環流和陸地對流邊界層的結構。

關鍵詞：科氏效應、海風鋒面、對流邊界層。

## 一、前言

地球自轉對海陸風環流的影響，在 1801 年開始有觀測報告提出。較為正式的論述則出現在 1901 年澳洲的氣候學家 von Hann 的文（Neumann 1984）。Haurwitz（1947）首先以動力過程證明科氏效應會受緯度影響，使海陸風環流產生偏轉。Neumann（1977）指出，每天觀測到的海陸風風向的旋轉角度並非固定，除科氏效應外，局部的氣壓梯度、摩擦力也會影響偏轉的角度。Neumann 彙整 1958 至 1968 年間七月以色列艾須達港（Ashdod Port）的觀測風向風速圖（該港西側為地中海），發現該港早上八點 30% 吹西南風（海風），但是到了下午則有 30% 會順轉為西北風（海風）。之後 Kusuda and Alpert（1983）、Alpert et al.（1984）以各種不同的物理因素探討科氏效應在海風偏向及偏向程度所扮演的角色。

海風環流雖歸屬中尺度環流，但當它向陸地移動後，卻成爲一個會和陸地對流邊界層交互作用的多重尺度問題（許和侯 1997）。Nakane and Sasano（1986）以光達（Lidar）觀測發生於日本東京東北方約 60 km 的 Kanto 平原上的海風鋒面，其結果顯示海風環流發展至下午 5 時左右，鋒面向內陸移動到了離海岸 30 km 的地方，由懸浮微粒濃度分佈得知 300 m 以下之地面層非常紊亂，而鋒面本身則顯示類似密度流（density current）結構，海風（約 800 到 1400 m 處）上方是對應於 Kelvin-Helmholtz 不穩定引發的破碎區域。此觀測顯示海風環流隱含著多重尺度的現象。

事實上，海風環流的型態、強度會因日照時間長短、不同的地形和地表性質而改變。近年來更多的學者相信海風鋒面的強弱和結構，可能和

激發深對流的位置和時間有關（Pielke and Cotton 1977; Simpson and Britter 1980; Purdom 1982; Blanchard and Lopez 1985; Nicholls et al. 1991; Wakimoto and Atkins 1994; Dailey and Fovell 1999; Fovell and Dailey 2001; Fovell 2005）。因海風環流多重時間和空間尺度的特性，多樣性的觀測工具成爲必要的選擇，過去學者們曾使用了飛機觀測（Hatcher and Sawyer 1947、Fisher 1960、Reible et al. 1993）、飛行氣球觀測（Frizzola and Fisher 1963、Yoshikado 1990）、衛星影像和都卜勒雷達觀測（Carroll 1989、Intrieri et al. 1990、Wakimoto and Atkins 1994、Atkins et al. 1995）等解析海風環流；高解析度的光達（Lidar）則是在大型海陸風環流觀測實驗被大量使用，例如 1987 年 LASBEX（Land-Sea Breeze Experiment）（Darby et al. 2002）。

海風環流傳播速度和穿透距離會和海風鋒面發展期間，綜觀環境風場的方向和強度息息相關（Arritt 1993; Atkins and Wakimoto 1997），觀測顯示向岸風會增加海風鋒面移動速度及向內陸穿透的距離，但卻減弱海風鋒面的強度，並使鋒面組織較為鬆散；而離岸風（offshore flow）雖然會阻礙並減緩海風鋒面的移動速度和向內陸穿透的距離（Arritt 1993），但會強化海風鋒面，可是太強的離岸風會使海風鋒面減弱（Dailey and Fovell 1999）。

許多學者研究海風環流，並將重點置於海風鋒面移速和向內陸的穿透距離，這些研究能夠改善海風環流的預報。常見的海風環流移動速度約  $10\text{-}20\text{ km h}^{-1}$ （Clarke 1955），通常最快的移動速度發生在午後（Simpson et al. 1977），在一些較為特殊的例子中，海風鋒面甚至可以穿越內陸深達

300 km (Atkinson 1981), 但大部分的海風鋒面向內陸穿越的距離, 不會超過 100 km。

海風鋒面的垂直舉升和對流初始化為海風研究的另一重點, Fovell and Dailey (1999, 2001) 認為, 深對流的熱區(hot spot)會出現在海風鋒面和水平對流卷(Horizontal Convective Rolls, HCRS)的交會處, 他使用三維可壓縮非靜力模式, 以  $\Delta x=1000$  m、 $\Delta y=500$  m、 $\Delta z$  則是採用 1 km 以下有 7 點的延伸網格, 不考慮地形和海岸形狀變化的方式, 模擬離岸環境風(offshore ambient flow)和沿岸環境風(alongshore ambient wind)與海風鋒面的交互作用。他們發現在離岸環境風盛行時, 單獨模擬海風環流和單獨模擬水平對流卷, 其對流強度甚至無法有效產生積雲; 但同時模擬後, 合併效應發生時, 對流強度可達  $5 \text{ ms}^{-1}$  以上, 成為激發深對流的重要機制。沿岸環境風盛行時, 海風鋒面和水平對流卷的交互作用可分為三個階段, 早期彼此因距離較遠屬各自發展狀態, 當逐漸靠近時因推擠產生變形, 而這會使彼此的上升區變得更為集中, 使其上的雲受到強化; 同時, 水氣凝結的潛熱釋放及海風鋒面和水平對流卷間出現的短暫下沖流, 會抑制並減少海風鋒面上的雲量, 也會改變海風鋒面的移動速度, 最後, 完成合併後的強上升氣流成為激發深對流的重要機制。

本文使用台大-普度非靜力模式(NTU-Purdue nonhydrostatic model), 以水平和垂直都為 50 m 的網格間距, 針對科氏效應影響下的海風環流、海風鋒面、陸地對流邊界層, 以及不受科氏效應下, 不同環境風場的海風鋒面與陸地對流邊界層的交互作用進行數值模擬。以此空間高解析度方式所進行的數值模擬可稱為大渦流模擬(Chlond 1992;

Moeng 1984, 1986), 因為大部份的邊界層通量傳送已被直接解析。模式所使用的數值方法將在第二章中說明, 第三章為模式實驗設計, 第四章為模擬結果與討論, 第五章為結論。

## 二、台大-普度非靜力數值模式

台大-普度非靜力模式(NTU-Purdue nonhydrostatic model)為一個「雙重」前差-後差(forward backward)中尺度數值模式。「雙重」指的是: 如果由線性的角度來看, 無論是聲波或是重力波的計算都是 forward-backward 的計算方法。此方法是屬於 Ikawa (1988) 所分類之全壓縮 HE-VE 模式(Horizontal explicit-vertical explicit), 垂直坐標則是採用跟隨地形的  $\sigma$  坐標:

$$\sigma = \frac{p_0(z) - p_0(z_{top})}{p_0(z_{surface}) - p_0(z_{top})} = \frac{p_0(z) - p_0(z_{top})}{p^*}$$

其中  $p_0$  是參考大氣的壓力, 僅為高度之函數。雖然  $\sigma$  是由壓力計算出來的, 但因為此壓力為參考態壓力, 不隨時間而變, 所以嚴格來說此垂直坐標是一種  $\sigma$ -z 坐標。

由於此類模式類似於 HE-VI 模式, 具計算簡單、容易考慮地形效應的優點, 但避免了 HE-VI 模式在  $\Delta x$  和  $\Delta y$  接近於  $\Delta z$  時的計算不穩定問題; Hsu and Sun (2001) 以線性分析的方式證明此模式的穩定性。另外, 此方程組包含傳播速度遠大於需要模擬現象波速的聲波, 使穩定的時步 (time steps) 受到很大限制, 因此將連續方程改寫為具保守離散質量優點的通量形式, 以人為方式將密度的局部時間變化率乘上一個常數  $\delta_2$ , 則聲速大致上會變為  $1/\sqrt{\delta_2}$ 。Droegemeier and Wilhelmson (1987) 指出, 降低後的聲速若仍維持

大於模式主要特徵非常多，則數值解對於聲速的改變較不敏感，此為提高模式計算效率很好的方法，本次模擬  $\delta_2 = 4$ ，使聲波積分時步可以放大 2 倍。

台大-普度非靜力模式的預報量包括風場、相當位溫、密度、水氣及亂流動能。水平方向採用 Arakawa C 交錯網格，垂直方向相當位溫和垂直速度也是交錯的。其時間積分法採用時間分離法 (time splitting technique)，(Gadd 1978b)，將原始方程組中各項目依其時間尺度長短分為：平流階段 (advection stage)、高頻波動階段 (high-frequency-wave stage)、擴散階段 (diffusion stage)，在變化最緩慢的擴散階段使用最大的時間步長。其中擴散及平流項以前差計算；而關於較快速的重力波及聲波之項目，則在熱力及連續方程以前差，動量方程以後差計算。這個前差-後差法為 Sun(1980) 提出，而 Sun(1984) 針對慣性重力波證明此方法的穩定度。為了計算穩定度，將平流階段計算得到的預報量變化分成幾個等分（依時間分離法分割的比例而定），在每次高頻波動階段計算以前差方式加上此變化。

模式中風速 ( $u, v, w$ )、密度 ( $\rho$ )、相當位溫 ( $\theta_e$ )、總體水含量 ( $q_w$ ) 及平均亂流動能 ( $\bar{E}$ ) 預報方程如下：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial p'}{\partial x} + \left( \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right] = -u \frac{\partial u}{\partial x} - \sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} + fv - bw + D_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - \sigma \frac{\partial v}{\partial \sigma} - fu + D_v \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - \sigma \frac{\partial w}{\partial \sigma} - \frac{\rho - \rho_0}{\rho} g + bw + D_w \quad (3)$$

連續方程：

$$\delta_2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left[ \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \left( \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z \frac{\partial \rho u}{\partial \sigma} + \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial \sigma} \right] = 0 \quad (4)$$

熱力與總水量方程：

$$\frac{\partial \theta_e}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta_e}{\partial x} - \sigma \frac{\partial \theta_e}{\partial \sigma} + D_{\theta_e} \quad (5)$$

$$\frac{\partial q_w}{\partial t} = -u \frac{\partial q_w}{\partial x} - \sigma \frac{\partial q_w}{\partial \sigma} + D_{q_w} \quad (6)$$

平均亂流動能方程：

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_i E}) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{g}{\theta_o} \overline{w' \theta'_v} - \frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{u'_i (e' + p' / \rho_o)}] - \varepsilon \quad (7)$$

其中

$$\text{相當位溫: } \theta_e = \theta + \frac{L_v}{c_p} \left( \frac{\theta}{T} \right) q_v$$

$$\text{總體水含量爲: } q_w = q_v + q_l$$

$$\dot{\sigma} = \frac{\partial \sigma}{\partial z} w + \left( \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_z u$$

$$\text{擾動氣壓: } p' = p(\rho, \theta_e, q_w) - p_0(z)$$

$$\text{亂流動能爲: } e' \equiv \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2), \text{ 平均亂流動能 } \bar{E} = \bar{e}'$$

$$z_0 = \frac{0.018}{g} u_*^2 + 0.11 \frac{1.5 * 10^{-5}}{u_*} + 0.088 * \left( \frac{1.5 * 10^{-5}}{u_*} \right)^{0.5} \quad (8)$$

### 三、模擬實驗設計

本模擬，總積分時間為 8 小時，網格解析度為  $\Delta x = \Delta z = 50 \text{ m}$ ，水平有 1600 點，垂直有 200 點（計算範圍如圖 1）。地表初始的大氣壓力設為 1000 hPa，位溫隨高度線性增加，Brunt-Väisälä frequency 平方 ( $N^2$ ) 為  $10^{-4} \text{ s}^{-2}$ ， $N^2$  定義為

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{d\bar{\theta}}{dz}$$

海面溫度設為 298 K，陸地溫度則依式(9)隨時間改變。

$$T_{land} = 298 + 5 \sin \left[ \frac{2\pi t}{24 * 3600} \right] \quad (9)$$

在 x 方向採用 Klemp and Lilly (1978) 的開放性邊界條件，並分別在左側海面及右側對流邊界層，分別設置 100 點及 200 點的吸收層。上邊界設定 40 層的吸收層，以牛頓阻尼 (Newtonian

科氏參數為  $q_v = 2\Omega \sin \phi$ ， $b = 2\Omega \cos \phi$ ， $\phi$  是緯度。 $q_v$  及  $q_l$  分別是代表水氣和液態水的混合比，凝結熱  $L_v = 2.5 \times 10^6$ ，地面氣壓  $P_{00} = 1000 \text{ hPa}$ ，乾空氣氣體常數  $R_d = 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ ， $D$  則是次網格擴散作用項， $\mathcal{E}$  為亂流動能的消耗項， $i$  和  $j$  代表單位向量。

表面層 (surface layer) 使用相似理論 (Monin-Obukhov similarity theory) (Businger, 1971)，計算摩擦風速和摩擦溫度。陸地上的粗造長度  $z_0$  設為 1 cm，海面上的粗造長度 (Wu 1980) 由下式(8)計算。

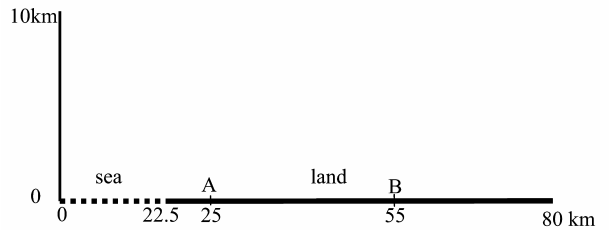


圖 1 模式中，海洋、陸地及固定點 A 和 B 的位置配置圖，其中海陸交界位於 22.5 km。

damping) 的方式，使所有預報量逐漸恢復初始值，以減少內重力波經由邊界反射而對模擬結果產生影響；模式的最高及最低層垂直速度均設為零。在提升模式效率上所使用的時間分離法 (time-splitting technique; Gadd 1978) 中，聲波積分時步  $dt_s$  為 0.15 秒，平流、擴散階段積分步長則分別為  $dt_s$  的 4 倍及 5 倍。

為瞭解科氏力、環境風場對海風環流和陸地對流邊界層的影響，選定北緯 45 度並設計一系列

的敏感度測試(表 1), 選擇個案 A 為控制個案。

表 1 模擬個案名稱及控制變因

個案名稱	科氏力	初始環境風場 ( $\text{ms}^{-1}$ )
個案 A	有	0
個案 B	無	0
個案 B1	無	+1 (onshore)
個案 B2	無	-1 (offshore)

### 四、模擬結果與討論

#### (一)、海風鋒面的形成和水平對流卷的演化

數值模式從上午 6 時開始積分, 日出後, 陸地持續受熱, 積分 6 小時後 (12 時) 達到海陸最大地表溫差(5K), 至 14 時即停止積分。初始靜止穩定的大氣, 隨著地面溫度逐漸上升, 低層的大氣產生明顯的不穩定, 圖 2 為個案 A 積分 5 小時後, 在 15 至 40 km 的水平風場 u 和 v 的分析。此時, 海風環流的前緣 (leading edge) 即為海風鋒面 (sea breeze front), 已向內陸移行 5.75 km, 到達 28.25 km 的地方 (海岸在 22.5 km), 海風厚度約 300 m; 受地表摩擦影響, 最強的向岸風( $1.9 \text{ m s}^{-1}$ )出現在 50 m 高度上。到了 300 m 以上, 轉為風速較弱、厚度約 500 m、強度約  $0.8 \text{ m s}^{-1}$  的離岸迴流; 此結果和一般典型海風特性 (Atkinson 1981) 相比, 呈現海風風速較強、厚度較淺, 高層迴流強度較弱、但較為深厚的特性。另外, 受科氏力影響, 海風風向順轉, 出現北風分量, 海風吹拂時間較長的地區, 有著較大的北風分量, 最強可達約  $1.4 \text{ m s}^{-1}$ ; 而其上方的離岸迴流風速

較弱 ( $0.2 \text{ m s}^{-1}$ ), 且有南風分量。海風環流前方的內陸地區, 受地表持續加熱影響, 出現大小尺度不一的對流運動, 並有低層輻合、高層輻散的

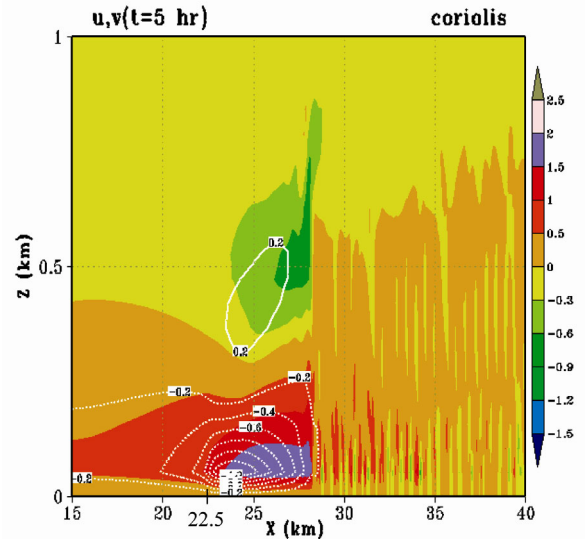


圖 2 個案 A 積分 5 小時後(11 時), 15 至 40 km 水平風場 u(色階部分, 正值代表西風、負值代表東風)和 v(實線代表南風、虛線代表北風)的綜合結果, 等值線間距均為  $0.2 \text{ m s}^{-1}$ 。

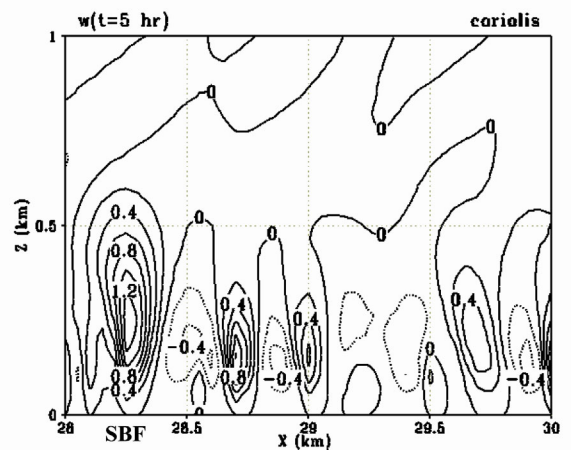


圖 3 同圖 2 但為 28 至 30 km 垂直運動場 w 的模擬結果, SBF 代表海風鋒面, 實線為上升運動, 虛線代表下降運動, 等值線間距為  $0.2 \text{ m s}^{-1}$ 。

特性。但海風鋒面通過的區域，海風引入低層的冷空氣，抑制對流邊界層的發展。

圖 3 為同一時間 (11 時) 海風鋒面和其前緣 2 km 的對流邊界層垂直運動場示意圖，海風鋒面的垂直運動強度達到  $1.3 \text{ m s}^{-1}$ ，比鋒面前方的對流胞上升運動不到  $1 \text{ m s}^{-1}$  要強，海風鋒面對流運動的水平尺度大小也明顯比陸地上的對流胞要大，當鋒面對流胞隨著海風鋒面向陸地移動時，會和陸地上的對流邊界層發生交互作用 (Mitsumoto et al. 1983; Nakane and Sasano 1986)，而有忽強忽弱的情形 (Laird et al 1995)。許和侯 (1997) 以  $\Delta x = \Delta z = 100 \text{ m}$  的解析度模擬海風鋒面演化情形時，發現海風鋒面不但會和陸地對流邊界層交互作用，使其深度和強度發生變化，而且在海風鋒面通過對流胞時，也會因為兩種尺度交互作用，使得垂直運動的強度產生近週期性的變化。

### (二)、科氏效應的影響

模式積分 6 小時後 (12 時) (圖 4)，海風鋒面向內陸推進至 29.95 km，鋒面強度增強為  $1.6 \text{ m s}^{-1}$ ，海風和迴流除厚度增加外，強度則分別增強為  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  和  $1 \text{ m s}^{-1}$ 。u 和 v 合成向量顯示，在低層， $x = 28 \text{ km}$  處，風向已由因科氏力影響剛開始發展 (未圖示) 的西北西風，轉為西北風 (圖 4)。然而，在海風鋒面前緣  $x = 29$  至  $30 \text{ km}$  處，則因海風發展的時間較短，風向為西北西風。

為了更進一步瞭解科氏效應的影響，文中選取代表受海風影響的 A 點 (圖 1 中，位於 25 km) 和位於內陸僅受對流邊界層影響的 B 點 (圖 1 中，位於 55 km) 作說明。u 的時間序列圖 5 顯示，因地表持續加熱，海陸間低層大氣的水平氣壓梯

度力隨時間增強，因此在 A 點的海風和迴流，逐漸增強和變厚，海風由西風順轉為西北風，風速也從  $1 \text{ m s}^{-1}$  增強為  $4 \text{ m s}^{-1}$ ，迴流由東風偏轉為

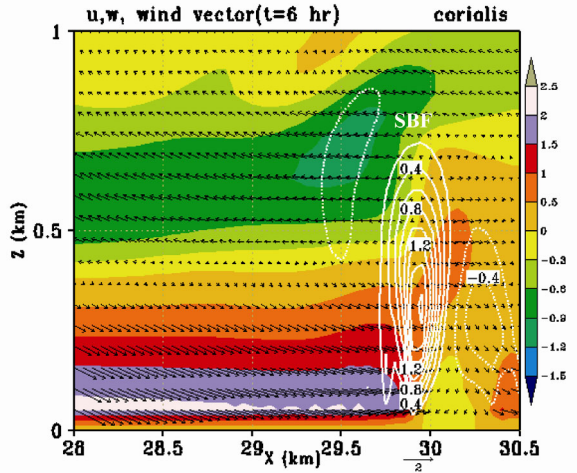


圖 4 個案 A 積分 6 小時後 (12 時)，28 至 30.5 km 水平風場 u (色階部分)，垂直運動場 w (等值線部分，間距為  $0.2 \text{ m s}^{-1}$ ) 和 u、v 合成風場 (風標部分) 綜合結果，SBF 代表海風鋒面。

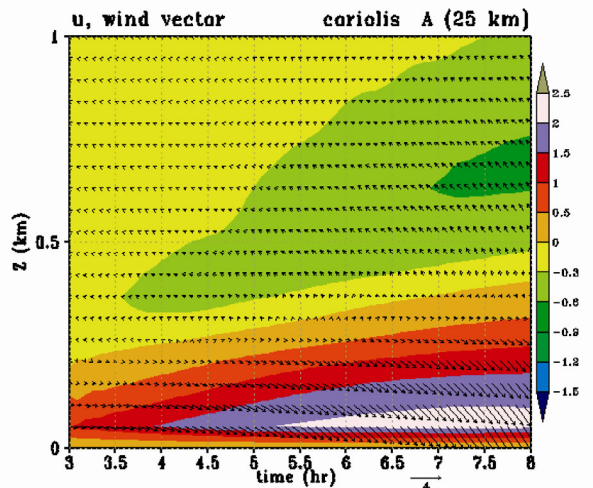


圖 5 個案 A 在 A 點 (圖 1 第 25 km 處) 水平風場 u (色階部分) 和 u、v 合成風場 (風標部分) 綜合時間序列圖。

東南風。

位於內陸 B 點位置上的風速變化 (圖 6) 和 A 點明顯不同, 由於未受到海風入侵, 影響風場的主要因素為對流邊界層內的紊流, 因此風場呈現隨機的變化, 但風速仍然隨時間增加而變強, 主要為地表持續加熱, 紊流增強所致。背景風場

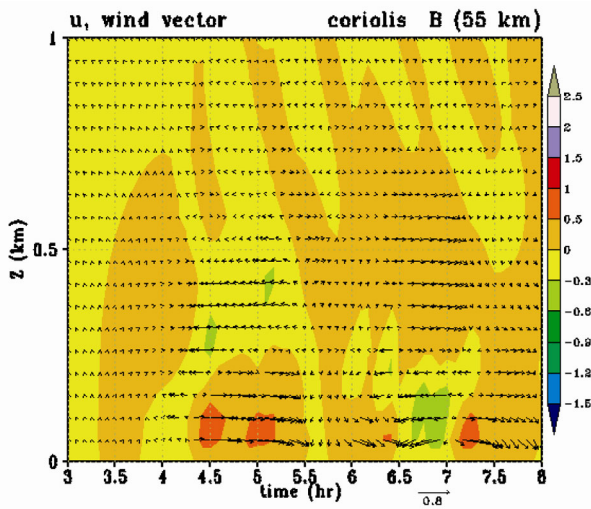


圖 6 同圖 5, 但為 B 點 (圖 1 第 55 km 處)。

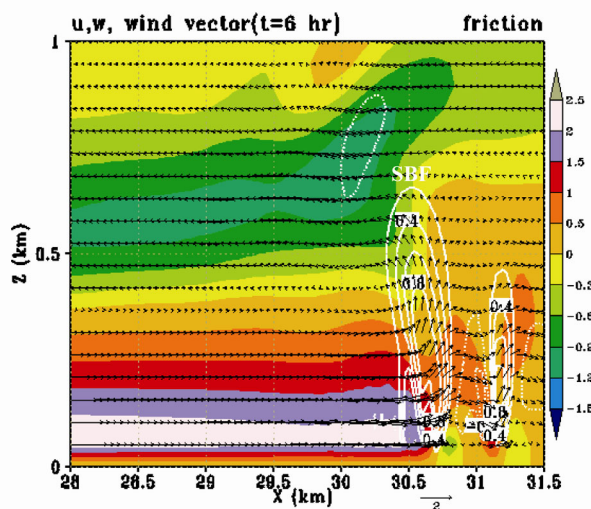


圖 7 同圖 4 但為個案 B。

中, 隨時間增加, 低層出現代表風向互左、風速強弱不一的區域, 這表示有數個大小強弱不一的對流胞和下沈區持續通過 B 點所致, 這樣的紊流特性和觀測 (Laird et al. 1995; Wakimoto and Atkins 1993) 極其類似。通過該點的合成風場雖受科氏力效應影響, 但並沒有出現明顯的風向偏轉, 顯示在對流邊界層裡, 決定風向的變數中, 因紊流生命週期短, 科氏效應對風向轉變的影響較不明顯。

個案 B (不考慮科氏力) 積分 6 小時後 (12 時) (圖 7), 海風前緣已向內陸穿透至 30.55 km、最強的海風約  $2.4 \text{ m s}^{-1}$ , 海風入侵距離比個案 A 要多了 600 m, 強度也比較強 (多了  $0.2 \text{ m s}^{-1}$ ); 海風鋒面後的 u-v 合成風場則維持向岸的西風, 完全沒有偏向, 和圖 4 的結果有顯著的不同。積分至 8 小時 (14 時) (圖略) 的海風強度可達  $2.6 \text{ m s}^{-1}$  (個案 A 為  $2.3 \text{ m s}^{-1}$ ), 入侵距離可達 35.45 km (個案 A 為 33.55 km)。

圖 8 為個案 A 和個案 B 積分 8 小時 (14 時), 自海風鋒面起向西選取 5 km 的 u 場的平均值的垂直剖面。在沒有科氏效應影響下, 海風環流風速比有科氏力時強、環流厚度也比較厚, 此顯示科氏效應使海風偏向後, 低層強風速出現北風分量 ( $v < 0$ ), 減弱海風強度 (u 變小), 同樣積分時間內, 水平延伸的距離因此縮短。

### (三)、環境風場對海風鋒面的影響

本文利用個案 B 改變初始背景風場 (個案 B1 和 B2) 討論環境風場對海風鋒面的影響。圖 9 為個案 B1 (初始  $u = 1 \text{ m s}^{-1}$ ), 積分 6 小時 (陸地被加熱至最高溫) 的 w 和 u 風場。此時, 海風環流受環境風場影響, 型態變得較不明確, 但大



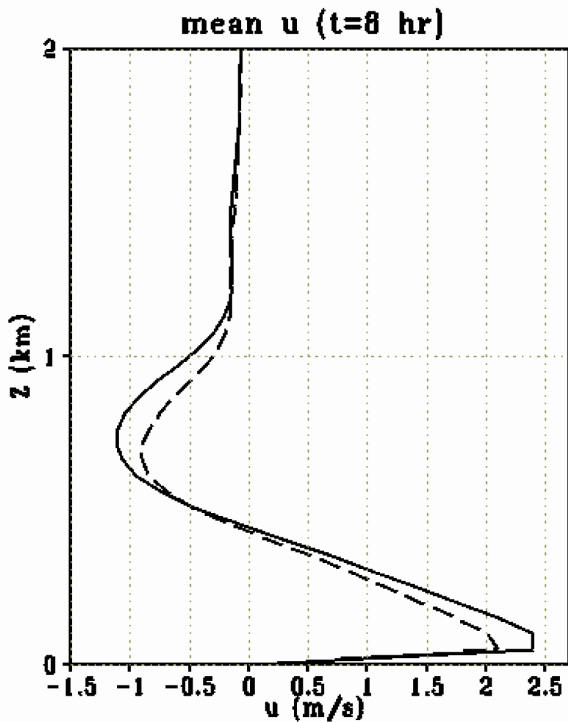


圖 8 模式積分 8 小時後 (14 時)，追隨海風鋒面向後取 5 km 的平均水平風場垂直分佈。(實線為個案 B、虛線為個案 A)。

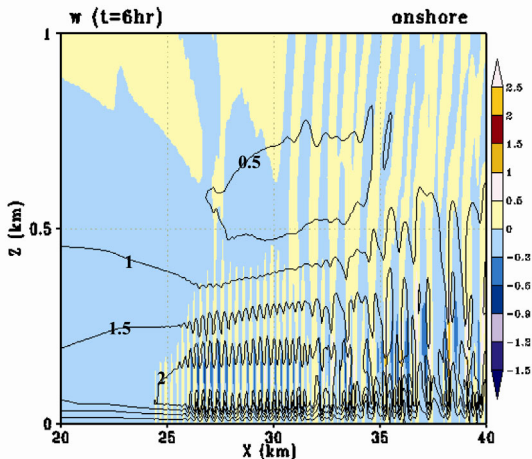


圖 9 同圖 4，但為個案 B1，20 至 40 km 垂直運動場  $w$  (色階部分) 和  $u$  (等值實線部分，間距為  $0.5 \text{ m s}^{-1}$ )。

致可看出海風鋒面位於 35.3 km，比個案 A (29.95 km) (圖 4) 多了 5.35 km。海風迴流因風速弱，被環境風抵銷後，在海風區上方出現和海風同向的微弱風區。此外，在海風環流區域，同向的背景環境風場使地表附近風速較個案 B 為強，因此產生了小尺度的對流運動，在海風鋒面的前方  $x = 25$  至  $30 \text{ km}$  處生成許多淺的對流胞 (圖 9)。而在個案 B 沒有環境風的情形，則無此現象。我們亦可從摩擦速度 (圖 10) 與摩擦溫度 (圖 11) 了解此兩個案之差異性。在  $x = 25$  至  $30 \text{ km}$  處的摩擦速度與摩擦溫度對於個案 B 而言 (圖 10 與 11 中的虛線)，由於海風鋒面前方沒有對流運動，水平風場是勻滑的，因此摩擦速度與摩擦溫度也是勻滑的；而在海風與環境風的個案 B1，則因對流而產生擾動 (圖 10 與 11 的實線)。

由於個案 B1 在海風鋒面的前方亦發生對流運動，雖然此對流運動較淺較弱 (相較於內陸對流區)，但對流引發的向上熱量傳送使海風鋒面的前方 (海風環流區) 低層氣溫較個案 B 高，海風鋒面不易建立較強之水平溫度梯度，因此使海風鋒面強度較個案 B 為弱。另外圖 11 中個案 B1 之摩擦溫度較低，亦顯示此為對流使熱量向上傳送，地表附近溫差變小所導致的結果。個案 B2 因環境風反向，海風環流僅能向內陸穿透  $26.3 \text{ km}$  (如圖 12)，海風引入之冷平流效應，雖然較個案 B1 弱，但卻剛好能夠抑制對流發展。而海風鋒面上的合成風場，低層形成較強的輻合區，產生上升運動 (約  $1.2 \text{ m s}^{-1}$ )。另外，底層海風的空氣密度較大，和前方對流邊界層低層受熱的低空氣密度，形成對比，在向內陸推進過程中，也因此出現類似 Simpson and Britter (1980) 實驗結果的密度流頭部 (density current head)。

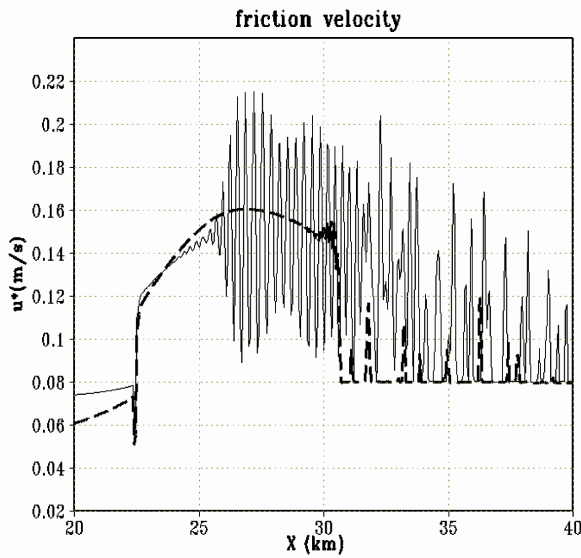


圖 10 個案 B 和個案 B1 積分 6 小時，20 至 40 km 離地高度 50 m 的摩擦速度，細實線代表個案 B1、粗虛線代表個案 B。

為更進一步瞭解在不同環境風場下海風鋒面與陸地對流邊界層交互作用有何不同，文中選取個案 B2（離岸風）和個案 B（靜風）積分 6 小時至 6 小時 25 分的垂直運動的時間序列圖（圖 13）作進一步的分析。在環境風場為離岸風的個案中，內陸對流邊界層內的對流胞（圖 13 中的 P1 與 P2）受到環境風場影響向左方（向海）移動，而海風鋒面則仍向右（向內陸）移動。在第 6 小時時（圖 13a）海風鋒面上最大垂直速度為  $1.2 \text{ m s}^{-1}$ ，位於 26.3 km 的位置上，5 分鐘之後（圖 13b），海風鋒面向右方推進了 200 公尺，而更為接近 P1 對流胞，在受到 P1 下沉區的影響下，海風鋒面強度減弱，其最大上升速度減為  $0.6 \text{ m s}^{-1}$ （圖 13b）。在此同時 P1 對流胞則是向左移行了 100 m，其與海風鋒面之相對速度約為  $1 \text{ m s}^{-1}$ 。再經過 5 分鐘之後（圖 13c）海風鋒面與 P1 上升區開始合併為單一上升區，至 6 小時 15 分鐘（圖 13d）

合併完成，海風鋒面回復至原先合併前（圖 13a）之強度（最大上升速度約為  $1.2 \text{ m s}^{-1}$ ）。在圖示的 25 分鐘期間內（圖 e 至圖 f），海風鋒面又完成與 P2 對流胞的合併，且持續向右移行至 27.2 km 的位置上。

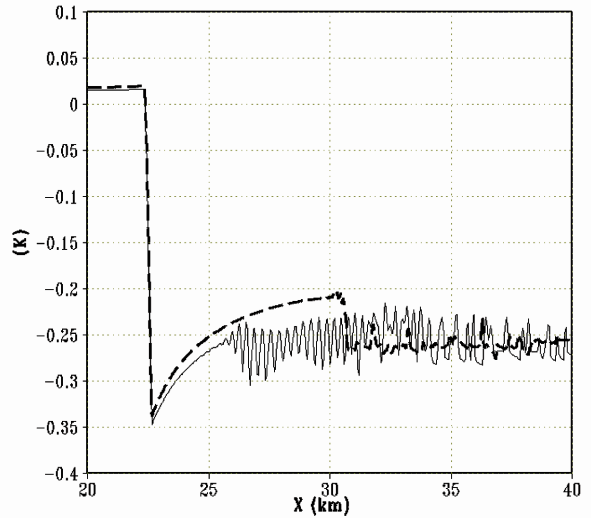


圖 11 同圖 10，但為摩擦溫度。

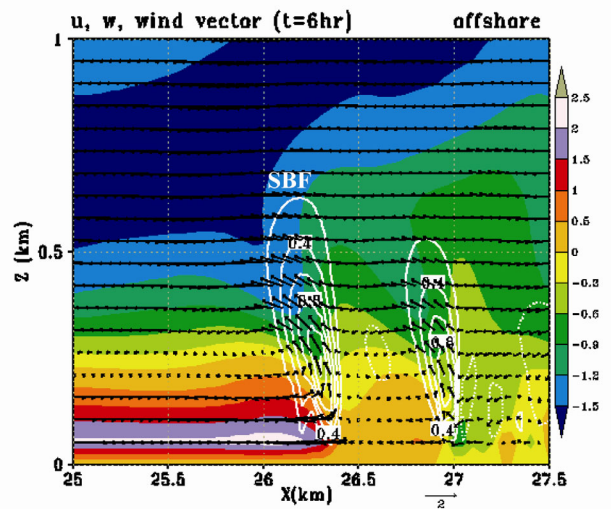
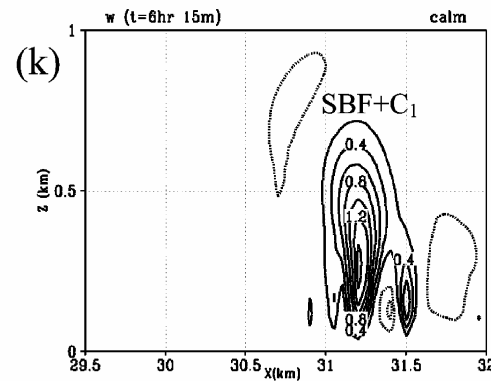
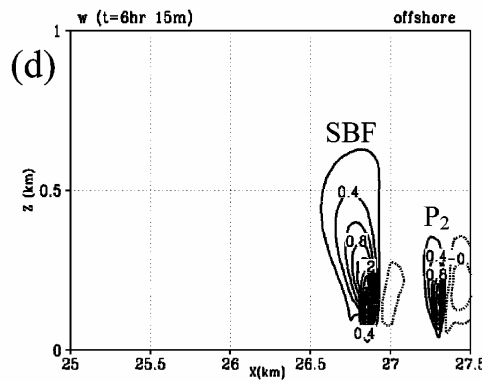
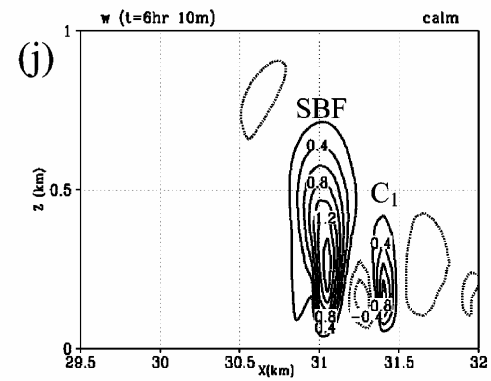
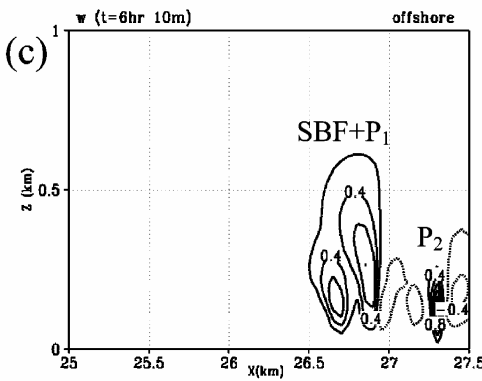
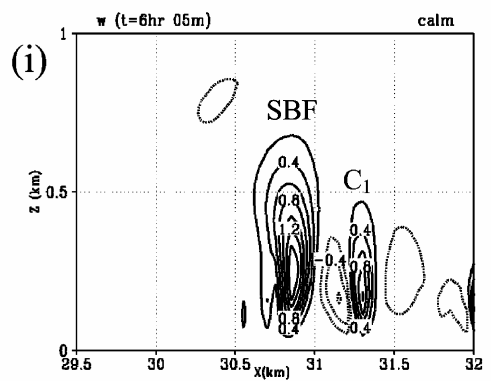
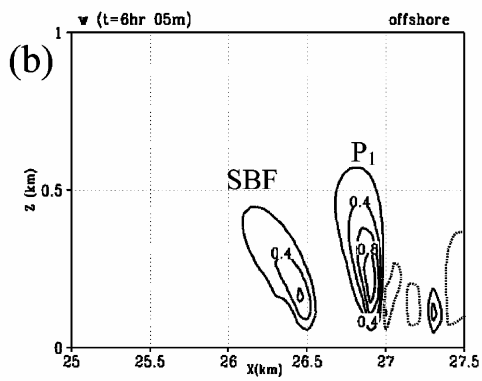
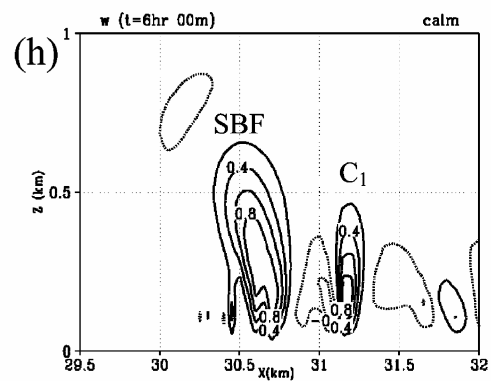
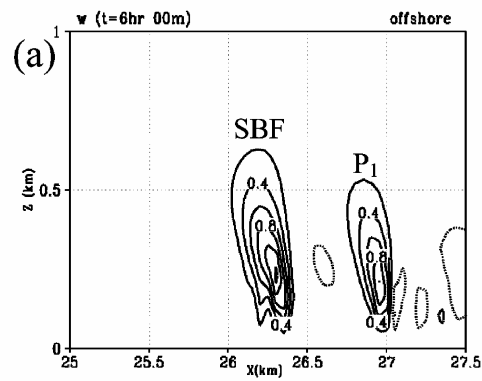


圖 12 同圖 4，但為個案 B2，25 至 27.5 km。



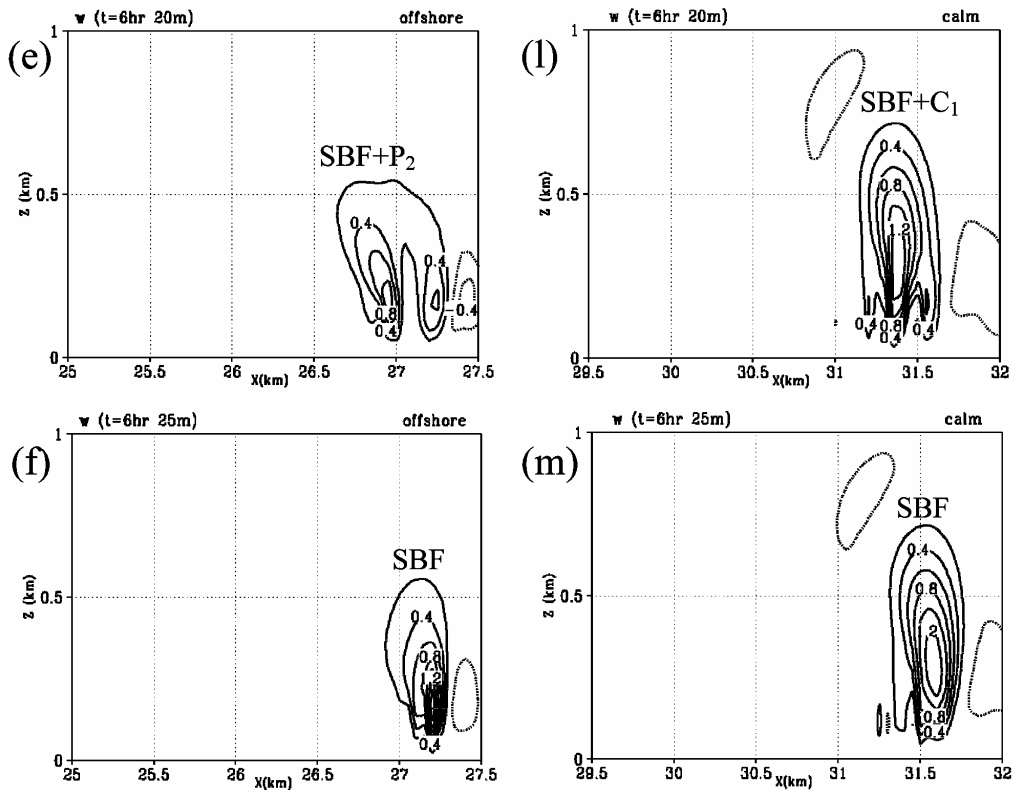


圖 13 模式積分 6 小時至 6 小時 25 分，第 25 至 27.5 km 的個案 B2 (a 至 f) 及第 29.5 至 32 km 的個案 B (h 至 m) 垂直運動場時間序列圖。每張圖相隔 5 分鐘，等值線間距為  $0.2 \text{ m s}^{-1}$ ，實線為向上運動，虛線為向下運動，標記 SBF 代表海風鋒面，P1、P2 及 C1 均代表對流胞。

接著檢驗環境場為靜風（個案 B）的合併過程，在此個案中海風鋒面與內陸對流胞並沒有相反的移行速度；因此相較於前一段討論之離岸風個案，個案 B 之合併時間較長，海風鋒面強度的變化也較不明顯。在第 6 小時（圖 12h）海風鋒面正在接近 C1 對流胞，如同 B2 個案，5 分鐘之後，海風鋒面亦向右推進約 200 m（圖 12i），但此時 C1 對流胞受到海風鋒面外圍下沉運動影響，其左側較不利對流發展，因此 C1 對流胞等於是受到了海風鋒面的推擠亦向右移動。

兩者同向右移動的情形與個案 B2 相反的移

行速度大不相同，自然此個案的合併所需的時間較長，直至第 6 小時 25 分鐘（圖 12m）始完成與 C1 對流胞的合併。

增強環境風場 ( $> 2 \text{ m s}^{-1}$ ) 測試顯示（圖略），風速過大會導致熱量來不及由對流運動上傳至大氣之前，就已被平流至積分區域外，海風環流因此無法如預期般的建立，也顯示高解模擬對於環境風的強弱十分敏感。

## 五、結 論

控制個案 A 積分 5 小時後，因科氏效應使海

風偏向，低層海風環流區出現北風分量 ( $v < 0$ )，海風通過時間較長的地區，有著較大的北風分量，最強可達約  $1.4 \text{ m s}^{-1}$ ，因此減弱海風強度 ( $u$  變小)，縮短了海風水平延伸的距離，5 小時僅向內陸移行了 5.75 km，到達 28.25 km 處；而其上方的離岸迴流風速較弱 ( $0.2 \text{ m s}^{-1}$ )，且有南風分量。海風鋒面此時的垂直運動強度達到  $1.3 \text{ m s}^{-1}$ ，比其前方的紊流強度要強，海風鋒面對流運動的水平尺度大小也明顯比陸地上的對流胞要大，當它隨著海風向陸地移動時，會和陸地上的對流邊界層發生交互作用，而有忽強忽弱的情形。

個案 A 積分 6 小時後，海風鋒移至 29.95 km，強度增強為  $1.6 \text{ m s}^{-1}$ ，海風環流和迴流除厚度增加外，強度則分別增強為  $2.2 \text{ m s}^{-1}$  和  $1 \text{ m s}^{-1}$ 。透過時間序列顯示，在 A 點的海風和迴流，逐漸增強和變厚，海風由西風順轉為西北風，風速也從  $1 \text{ m s}^{-1}$  增強為  $4 \text{ m s}^{-1}$ ，迴流由東風偏轉為東南風。位於內陸 B 點位置上的風速變化和 A 點明顯不同，由於未受到海風入侵，影響風場的主要因素為對流邊界層內的紊流，因此風場呈現隨機的變化，但風速仍然隨時間增加而變強，主要為地表持續加熱，紊流增強所致。比較個案 A 和個案 B 發現在沒有科氏效應影響下，海風環流風速、厚度比有科氏力存在時，要強且厚。

環境風場對海風環流區的平均位溫分析顯示，個案 B1 因海風風速最強，致使海風鋒面前方亦產生對流，個案 B2 因環境風反向，海風引入之冷平流效應，雖然較個案 B1 弱，但卻能夠抑制對流發展。分析海風鋒面和陸地對流邊界層對流胞的合併過程發現，積分 6 小時的個案 B2，在海風鋒面經過 25 分鐘後，移動到了 27.2 km，25 分鐘平均移動速度  $0.56 \text{ m s}^{-1}$ ，因為環境風場

為離岸風，海風鋒面相對於對流胞的速度增快，近半小時中，海風鋒面完成兩次合併過程，海風鋒面強度變化明顯。反觀沒有環境風影響的個案 B，海風鋒面僅能以  $0.25 \text{ m s}^{-1}$  的相對速度向右方接近對流胞，合併對流胞的時間因此增長 (25 分鐘僅完成一次合併)；而此個案合併過程和 Fovell and Dailey (2001) 模擬結果類似，合併前海風鋒面和對流胞屬各自發展狀態，當逐漸靠近時因推擠產生變形，使彼此的上升區變的更為集中，最後完成合併，在不穩定環境中成為更強的海風鋒面。

在本次模擬中，對於海風環流、迴流、海風鋒面及陸地上對流邊界層的發展和基本特性都有著近似於觀測值的掌握，海風鋒面和對流邊界層的交互作用受環境風場的影響亦相當明顯，但由於海陸間的溫差只有 5 K，使海風風速、海風環流侵入內陸之時間與距離皆和實際觀測有一定程度的差異，另外，模式中並未考慮水汽、地形且未計算地表能量收支方程，持續這項研究，相信對於海風鋒面激發深對流等一類的重要問題會有更清楚的瞭解。

## 參考文獻

- 許武榮與侯昭平, 1997: 海風環流與陸地對流邊界層交互影響之數值研究。大氣科學, **25**, 397-417。
- Alpert, P., M. Kusuda, and N. Abe, 1984: Anticlockwise rotation, eccentricity and tilt angle of the wind hodograph. Part II: An observational study. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3558-3573.
- Atkins, N. T., R. M. Wakimoto, and T. M. Weckwerth, 1995: Observations of the sea-breeze front during CaPE. Part II:

- Dual-Doppler and aircraft analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 944–968.
- Atkinson, B. W., 1981: Meso-Scale Atmospheric Circulations. *Academic Press*, 496 pp.
- Atkins, N. T., and R. M. Wakimoto, 1997: Influence of the synopticscale flow on sea breezes observed during CaPE. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2112–2130.
- Arritt, R. W., 1993: Effects of the large-scale flow on characteristic features of the sea breeze. *J. Appl. Meteor.*, **32**, 116–125.
- Blandchard, D. O., and R.E.Lopez, 1985: Spatial patterns of convection in south Florida. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1282–1299.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, 1971: Flux-profile relationships in the atmosphere surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181–189.
- Carroll, J. J., 1989: Analysis of airborne Doppler lidar measurements of the extended California sea breeze. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **6**, 820–831.
- Chlond, A., 1992: Three-dimensional simulation of cloud street development during a cold air outbreak. *Bound.-Layer Meteor.*, **58**, 161–200.
- Clarke, R. H., 1955: Some observations and comments on the sea breeze. *Austr. Meteor. Mag.*, **11**, 47–52.
- Dailey, P. S., and R. G. Fovell, 1999: Numerical simulation of the interaction between the sea-breeze front and horizontal convective rolls. Part I: Offshore ambient flow. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 858–878.
- Darby, L. S., R. M. Banta, and R. A. Pielke, 2002: Comparisons between mesoscale model terrain sensitivity studies and doppler lidar measurements of the sea breeze at Monterey Bay. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2813–2838.
- , and R. G. Fovell, 1999: Numerical simulation of the interaction between the sea-breeze front and horizontal convective rolls. Part I: Offshore ambient flow. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 858–878.
- Droegemeier, K. K., and R. B. Wilhelmson, 1987: Numerical simulation of thunderstorm outflow dynamics. Part I: Outflow sensitivity experiments and turbulence dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1180–1210.
- Fisher, E. L., 1960: An observational study of the sea breeze. *J. Meteor.*, **17**, 645–660.
- Frizzola, J. A., and R. L. Fisher, 1963: A series of sea breeze observations in the New York City area. *J. Appl. Meteor.*, **2**, 722–739.
- Fovell, R. G. and P. S. Dailey, 2001: Numerical simulation of the interaction between the sea-breeze front and horizontal convective rolls. Part II: Alongshore ambient flow. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 2057–2072.
- Fovell, R. G., 2005: Convective initiation ahead of the sea-breeze front. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 264–278.
- Gadd, A. J., 1978a: A numerical advection scheme with small phase speed errors. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 583–594.
- , 1978b: A split explicit integration scheme for numerical weather prediction. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 569–582.
- Hatcher, R. W., and J. S. Sawyer, 1947: Sea breeze structure with particular reference to

- temperature and water vapor gradients and associated radio ducts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **73**, 391-406.
- Haurwitz, B., 1947: Comments on the sea breeze circulation. *J. Meteor.*, **4**, 1-8.
- Hsu, W. R., and W. Y. Sun, 2001: A time-split, forward-backward numerical model for solving a system of nonhydrostatic and compressible equations. *Tellus*, **53A**, 279-299.
- Ikawa, M., 1988: Comparison of some schemes for nonhydrostatic models with orography. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **66**, 753-776.
- Intrieri, J. M., C. G. Little, W. J. Shaw, R. M. Banta, P. A. Durkee, and R. M. Hardesty, 1990: The Land/Sea Breeze Experiment (LASBEX). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **71**, 656-664.
- Laird, N. F., D. A. R. Kristovich, R. M. Rauder, H. T. Ochs III and J. Miller: 1995, The Cape Canaveral Sea and River Breezes: Kinematic Structure and Convective Initiation. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 2942-2956.
- Klemp, J. B., and R. B. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070-1096.
- , and D. K. Lilly, 1978: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 78-106.
- Kusuda, M., and P. Alpert, 1983: Anticlockwise rotation of the wind hodograph. Part I: Theoretical Study. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 487-499.
- Mitsumoto, S., H. Ueda, and H. Ozeo, 1983: A laboratory experiment on the dynamics of the land and sea breeze. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1228-1240.
- Moeng, C. H., 1984: A Large-Eddy-Simulation Model for the Study of Planetary Boundary-Layer Turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 487-499.
- , 1986: Large-eddy simulation of a stratus-topped boundary layer. Part 1: Structure and budgets. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2286-2900.
- Nakane, N., and Y. Sasano, 1986: Structure of a sea-breeze front revealed by scanning lidar observation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 787-792.
- Neumann, J., 1977: On the rotation rate of the direction of sea and land breezes. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1913-1917.
- , 1984: The coriolis force in relation to the sea and land breezes – A historical note. *Bulle. Ameri. Meteo. Soc.*, **34**, 1913-1917.
- Nicholls, M. E., R. A. Pielke, and W. R. Cotton, 1991: A two-dimensional numerical investigation of interaction between sea breezes and deep convection over the Florida peninsula. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 298-323.
- Pielke, R. A., and W. R. Cotton, 1977: Amesoscale analysis over south Florida for a high Rainfall event. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 343-362.
- Purdum, J. F. W., 1982: Subjective interpretation of geostationary satellite data for nowcasting. Nowesting, K. Browning, Ed., *Academic Press*, 149-156.
- Reible, D. D., J. E. Simpson, and P. F. Linden, 1993: The sea breeze and gravity-current frontogenesis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 1-16.

- Simpson, J. E., 1969, and R. E. Britter, 1980: The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, **94**, 477-495.
- , D. A. Mansfield, and J. R. Milford, 1977: Inland penetration of sea-breeze fronts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 47-76.
- Wakimoto, R. M., and N.T. Atkin, 1994: Observations of the sea-breeze front during CaPE. Part I: Single-Doppler, satellite and cloud photogrammetry analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 1092-1114.
- Wu, J., 1980: Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions-A revisit. *J. PHYS. OCEANOGR.*, **10**, 727-740.
- Yoshikado, H., 1990: Vertical structure of the sea breeze penetrating through a large urban complex. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 878-891.



# Effects of Coriolis force and Ambient Wind on Sea Breeze Circulations

Jou-Ping Hou<sup>1</sup> Wu-Ron Hsu<sup>1</sup> Ching-Chi Wu<sup>1</sup>  
Ming-En Hsieh<sup>2</sup> Jyh-Huei Tai<sup>1</sup> Yu-Feng Lin<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Department of Atmospheric Sciences, National Taiwan University

<sup>2</sup>National Center for High-Performance Computing

<sup>3</sup>Weather Center Weather Wing, CAF ROC

(Manuscript received 9 February 2006; in final form 8 December 2006)

## ABSTRACT

The NTU/Purdue nonhydrostatic model is applied to study the effects of Coriolis force and the ambient wind speed on sea breeze circulations with a very high spatial resolution. We found that Coriolis force plays a very important role in the development of a sea breeze circulation. The direction of sea breeze is deflected with a weaker intensity and shorter distance of inland penetration by including the effect of earth's rotation in the model. However, the turbulence inside the convective boundary layer ahead of the sea breeze circulation remained unaffected.

With an on-shore (same direction as the embedded sea breeze) wind speed, the sea breeze can penetrate farther inland and the surface heat flux behind the sea breeze front can be stronger with a strong wind speed near the ground surface. With an off-shore ambient wind speed, the process of merging of the sea breeze front and large eddies inside the inland convective boundary layer becomes very pronounced. The time scale of the merging process is much shorter with an off-shore ambient wind than the on-shore situation. However, when the ambient wind speed is too strong, the sea breeze circulation cannot develop at all.

**Key words:** Coriolis effect, Sea-breeze front, Convective boundary layer

