

# 盛行東北季風下北台灣核能電廠附近 污染物擴散之數值研究

黃清勇                      莊銘棟

國立中央大學大氣科學系

(中華民國八十二年六月三日收稿；中華民國八十二年八月七日定稿)

## 摘 要

本文探討盛行東北季風下近地污染面源於複雜地形的擴散現象，利用一個包含高階亂流閉合的中尺度數值模式來進行個案模擬。模擬結果發現，核一廠的污染物主要是繞行大屯山脈，其中一支分量經由基隆河谷進入台北盆地，核二廠的污染物則大部份經由基隆河谷進入台北盆地。在盛行風較強時，進入台北盆地的核一、二廠污染物，絕大部份會越過林口台地及觀音山巒，進而在三、四小時內污染桃園及新竹等地，其平均近地濃度值則降為約污染源濃度的十分之一。在白天地面加溫作用下，大氣邊界層迅速發展，亂流混合大為增強，此濃度值可再被稀釋約十分之一。但在弱風且近地熱力穩定情況下，台北盆地的最大地面濃度值可達污染源濃度的一半。在穩定情況下，核四廠污染物則對宜蘭地區及台灣東部有較大的影響。當不穩定邊界層出現時，近地污染物因亂流混合而迅速擴散至邊界層頂，再由盛行風作長程輸送，近地氣流受地形的阻擋作用並不明顯。對台灣北部複雜地形而言，福祿數 (Froude number) 為描述成層穩定氣流的有效物理參數，因此水平平流大致決定了濃度的幾何分佈。但若近地氣流呈現不穩定，則近地亂流擴散作用為決定地面濃度大小的主要因素。

關鍵詞：中尺度數值模式，污染物，擴散

## 一、前 言

台灣北部地區冬季盛行東北季風，海陸溫差及日夜溫差均較夏季為小，因此局部熱力環流較不顯著。此局部地形對盛行氣流主要扮演阻擋及渠道作用。蔡 (1987) 曾對台灣北部地區局部環流作過觀測與分析，發現東北季風由於大屯山脈 (M1, 圖1) 的阻擋作用及渠道作用，氣流沿基隆河谷 (大屯山脈與雪山山脈之間) 進入台北盆地，另外亦可繞至大屯山脈西側向南沿淡水河谷 (大屯山脈與觀音山巒之間) 進入台北盆地或向西南往桃園、新竹等地前進；或是翻越大屯山脈在台北盆地南側與其它氣流會合，在中央山脈北側山麓附近流出台北盆地而轉往西南。他同時發現在大屯山脈的背風面有顯著的渦旋，而且台北盆地內風場均以吹東風為主。因此

## NORTH TAIWAN ISLAND

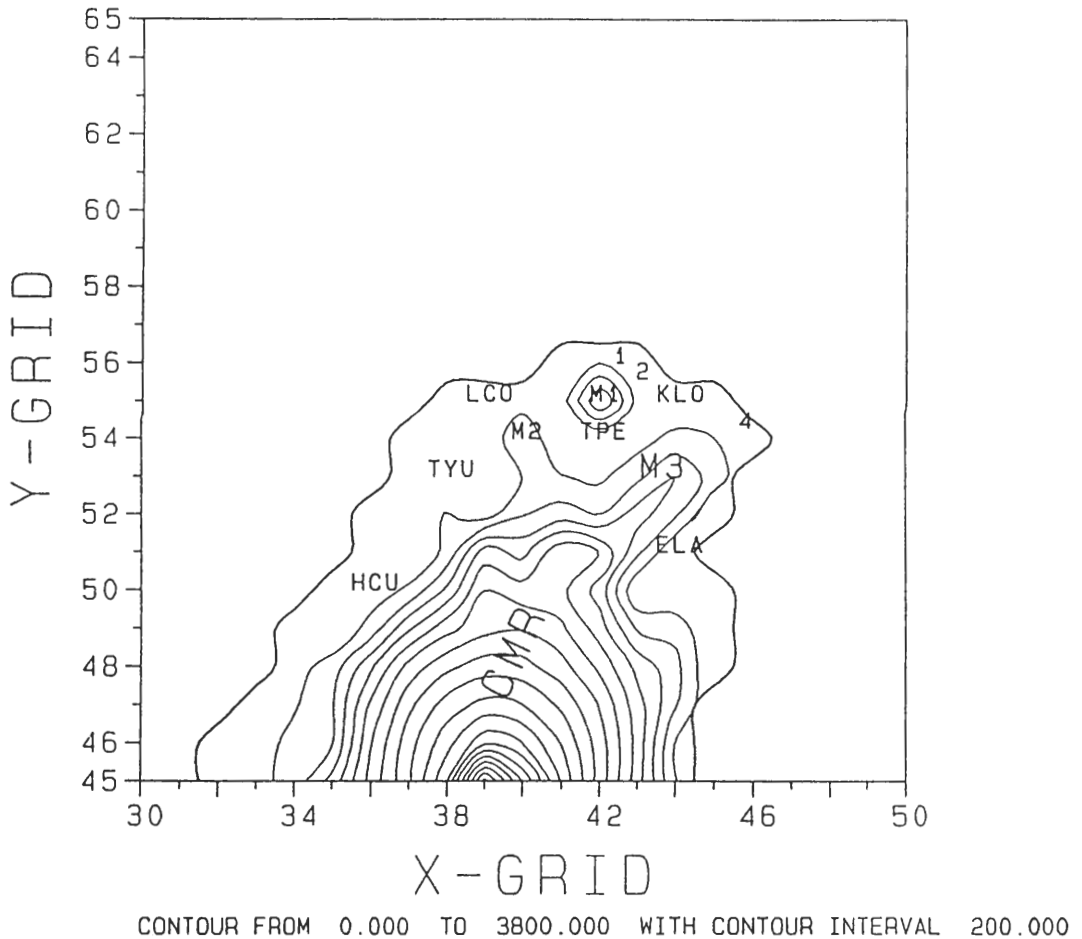


圖1 台灣北部地形及各地理環境的相對位置，高度等值線之間格為200公尺（其中1為核一廠的位置；2為核二廠的位置；4為核四廠的預定地；KLO為基隆地區；TPE為台北盆地；LCO為林口台地；TYU為桃園地區；HCU為新竹地區；ELA為宜蘭地區；M1為大屯山脈；M2為觀音山巒；M3為雪山山脈；CMR為中央山脈）。

，山脈效應所引起的繞流現象至為明顯，此渠流作用將對處於大屯山脈前迎風面的污染源向台北盆地之擴散有重要的影響。

許多研究（如Pasquill, 1974；Hanna, 1982）指出，在近似常定狀態（quasi-steady state）及平坦地形的條件下，污染源之擴散主要是呈現常態分佈的方式。但若中尺度環流、不均勻亂流、及不平坦地形出現，污染物的擴散情形已非簡單的統計擴散模式或半經驗擴散模式所能掌握。常用的高斯擴散模式無法合理地描述污染物的傳輸過程。中尺度數值模式卻不受簡單流場的限制，它的完整性提供了較多的污染物擴散之資訊。Segal et al. (1982) 以中尺度數值模式取代了傳統的高斯擴散模式，更為正確地表達污染物的平流與擴散過程。Spangler (1986)

也認為在不平坦地形的條件下，一個對邊界層有較完整描述的模式，才能較正確地表達污染物的擴散過程。

由於空氣污染物的移動與分佈為平流及擴散作用所控制，局部地形引發的中尺度環流與大氣邊界層亂流乃為吾人所必須確實掌握與了解。利用中尺度數值模式來模擬台灣北部複雜地形下污染物擴散過程乃不失為一有效而經濟的研究方法。本文將以數值方法來探討北部核能電廠外洩的輻射污染物之擴散過程，文中第二節介紹中尺度模式內容及其數值方法；在第三節描述模擬個案及它們的條件；在第四節中討論個案的結果；最後一節則對個案的模擬結果作個結論。

## 二、數值模式及方法

我們所採用是 Huang (1990) 的中尺度數值模式。模式中使用了靜力，非彈性，及 Boussinesq 流體假設。另外，為了處理下邊界地形，模式垂直座標採取追隨地勢坐標。此一垂直座標可定義為

$$\sigma = \frac{z - \hat{E}(x, y)}{H - \hat{E}(x, y)} \quad (1)$$

其中  $\hat{E}(x, y)$  為地形距海拔的高度及 H 為模式的上邊界高度。

此中尺度數值模式包含雲、雨、水汽預報方程式。在本文中模擬個案，並不考慮濕沉降過程。因此，雲、雨、水汽的熱力效應僅於影響流場。為完整介紹模式，我們將簡單描述此雲物理部份內容。

本模式的基本方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = & -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial u}{\partial \sigma} + f v - \theta_v \frac{\partial \pi}{\partial x} - g(1 - \sigma) \frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_H \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_H \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{1}{H - \hat{E}} \frac{\partial(-\overline{u'w'})}{\partial \sigma} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} = & -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - f u - \theta_v \frac{\partial \pi}{\partial y} - g(1 - \sigma) \frac{\partial \hat{E}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_H \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_H \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{H - \hat{E}} \frac{\partial(-\overline{v'w'})}{\partial \sigma} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} - \delta \frac{L_c}{\pi} \frac{dq_s}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_H \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_H \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \\ & + \frac{1}{H - \hat{E}} \frac{\partial(-\overline{w'\theta'})}{\partial \sigma} + Q_{CL} - Q_{EV} + Q_{RAD} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u \frac{\partial q}{\partial x} - v \frac{\partial q}{\partial y} - \bar{w} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + \delta \frac{dq_s}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} \left( K_H \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_H \frac{\partial q}{\partial y} \right)$$

$$+ \frac{1}{H - \hat{E}} \frac{\partial(-\overline{w'q'})}{\partial\sigma} - M_{EV} + M_{CL} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_c}{\partial t} = & -u \frac{\partial q_c}{\partial x} - v \frac{\partial q_c}{\partial y} - \tilde{w} \frac{\partial q_c}{\partial \sigma} - \delta \frac{dq_s}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} (K_H \frac{\partial q_c}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_H \frac{\partial q_c}{\partial y}) \\ & + \frac{1}{H - \hat{E}} \frac{\partial(-\overline{w'q'_c})}{\partial\sigma} - M_{AC} - M_{RV} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_r}{\partial t} = & -u \frac{\partial q_r}{\partial x} - v \frac{\partial q_r}{\partial y} - \tilde{w} \frac{\partial q_r}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial x} (K_H \frac{\partial q_r}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_H \frac{\partial q_r}{\partial y}) \\ & + \frac{1}{H - \hat{E}} \frac{\partial(-\overline{w'q'_r})}{\partial\sigma} + M_{VT} + M_{AC} + M_{RV} - M_{EV} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} = & -u \frac{\partial C}{\partial x} - v \frac{\partial C}{\partial y} - \tilde{w} \frac{\partial C}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial x} (K_H \frac{\partial C}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_H \frac{\partial C}{\partial y}) \\ & + \frac{1}{H - \hat{E}} \frac{\partial(-\overline{w'c'})}{\partial\sigma} + S_c \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial \sigma} = - \frac{g(H - \hat{E})}{\theta_v} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} u (H - \hat{E})}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v (H - \hat{E})}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{w} (H - \hat{E})}{\partial \sigma} = 0 \quad (10)$$

其中 (2) 及 (3) 為 x 及 y 方向的動量方程式；(4) 為位溫  $\theta$  (potential temperature) 熱力方程式；(5)，(6)，(7)，及 (8) 分別為水汽 (water vapor)，雲水 (cloud water)，雨水 (rain water)，及污染物濃度的方程式；(9) 為靜力方程式；及最後 (10) 為非彈性流體的連續方程式。其中  $\bar{\rho}$  代表模式水平平均密度以及  $K_H$  代表水平渦流擴散係數。

上述中  $\pi$  為模式的量化氣壓 (scaled pressure) 可由 Exner function 得出

$$\pi = C_p \left( \frac{p}{p_{00}} \right)^\kappa, \quad \kappa = \frac{R}{C_p} \quad (11)$$

其中 R 為氣體常數， $C_p$  為定壓空氣比熱。另上述中虛位溫定義為

$$\theta_v = \theta(1 + 0.61q - q_c - q_r) \quad (12)$$

而  $\tilde{w}$  與  $w$  的關係為

$$w = \tilde{w}(H - \hat{E}) - (\sigma - 1) \left( u \frac{\partial \hat{E}}{\partial x} + v \frac{\partial \hat{E}}{\partial y} \right) \quad (13)$$

在 (4)，(5)，(6)，及 (7) 中耗源 (sink) 及來源 (source) 項分別為

$Q_{CL}$ : 由於次網格中水汽凝結所釋放的加熱率，

$Q_{EV}$ : 由於雨水蒸發所損耗的冷卻率，

$Q_{RAD}$ : 輻射冷卻或加熱，

$M_{CL}$ : 由於次網格中水汽凝結的水份貢獻量，

- $M_{EV}$ : 雨水蒸發的水份損耗量，  
 $M_{VT}$ : 由雨水終端速度引發的沉降消耗率，  
 $M_{AC}$ : 雲水轉換成雨滴的生長率，  
 $M_{RV}$ : 雲水自行轉換成雨水的貢獻量，  
 $S_c$ : 濃度的耗源及來源。

上述有關雲物理部份的參數化是根據 Kessler (1969)。模式方程式中包含 primed 變數的物理項為次網格的亂流混合作用項，必須予以參數化。在表面層，我們用 Businger et al. (1971) 的相似理論 (similarity theory) 來參數化亂流的輸送；至於表面層以上，則使用亂流動能 (TKE) 的預報方程式來參數化。在  $z$  坐標的 TKE 預報方程式可寫為

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} E + [-\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta_v'}] - \frac{\partial w'(E' + p'/\rho_0)}{\partial z} - \varepsilon \quad (14)$$

在亂流動能的預報方程式中，亂流動能消耗項 ( $\varepsilon$ ) 可由數學推導約為 (見 Duynkerke and Driedonks, 1987)

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon + c_3 \frac{\varepsilon}{E} [-\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta_v'}] - c_4 \frac{\varepsilon^2}{E} + c_5 \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial \varepsilon}{\partial z}) \quad (15)$$

其中  $c_3$ ,  $c_4$ , 及  $c_5$  為常數 (Duynkerke, 1988)。在知道 TKE 後，我們就可以 Mellor and Yamada (1982) 的 level 2.5 方法來參數化  $K_M$  以及

$$K_\Theta = P_r^{-1} K_M \quad (16)$$

其中  $P_r$  為亂流的普郎多數 (Prandtl number)。本文假設所有傳送過程皆是順梯度向，因此使用 K-理論 (K-theory)，亦即  $-\overline{w'\phi'} = K \partial \phi / \partial z$  ( $\phi$  為網格點變數值) 以使模式基本控制方程式形成一封閉系統。文中  $K_M$  用於動量場變數， $K_\Theta$  用於熱力變數及濃度變數。本文亦考慮地面的溫度隨日夜的變化，模式的陸面溫度則由地面能量收支平衡方程來決定，

$$Q_G - \rho C_p u_* \theta_* - \rho L_c u_* q_* - R_S - R_L = 0 \quad (17)$$

其中  $Q_G$  為地表泥土熱通量； $R_S$  為地面淨短波輻射量； $R_L$  為地面淨長波輻射量。地下泥土熱通量  $Q_G$  定義為

$$Q_G = \rho_s c_s k_s \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_G \quad (18)$$

其中  $\rho_s$  為泥土密度， $c_s$  為泥土熱容量，以及  $k_s$  為泥土的熱擴散係數 (soil thermal diffusivity)。

對於地面溫度的熱傳導方程，我們使用一較簡單的表示 (Huang and Raman, 1989)，

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{2\sqrt{\pi} Q_G}{\rho_s c_s d_s} - \frac{2\pi}{\tau_s} (T_s - \bar{T}_d) \quad (19)$$

其中  $T_s$  為地面溫度， $\tau_s$  為日循環的週期 (24 小時)， $\bar{T}_d$  為前一天地下泥土層的平均溫度，以及  $d_s$  為地下受到地面溫度影響的泥土厚度。 $d_s$  是根據 Carlson et al. (1981) 設定為

$$d_s = C_{soil} \sqrt{k_s \tau_s} \quad (20)$$

其中  $C_{soil}$  為一常數，文中定為 1.0。

模式的水平平流項是採用四階的 Crowley 平流式，而垂直方向則用二階的格式。所有方程式中的擴散項皆以隱性方式（implicit scheme）計算。至於模式邊界條件處理，在上邊界部份採取 Klemp and Durran（1983）的輻射條件；在側邊界部份採取 Orlanski 的輻射條件（Orlanski, 1976）及前向上游法（forward-upstream scheme, Miller and Thorpe, 1981），以減低邊界的反射波。在模式還未作時間積分之前，我們使用一維的邊界層模式去調節風場結構。有關模式的詳細物理內容及數值方法可參見 Huang and Raman（1989）和 Huang（1990）。

### 三、模擬個案

本文個案模擬的涵蓋範圍為  $800 \text{ km} \times 800 \text{ km}$ ，採單一水平網格間距為  $\Delta x = \Delta y = 10 \text{ km}$ 。而在垂直方向則為非等間距網格，網格點高度分別為 0, 50, 100, 250, 500, 750, 1000, 2000, 3000, 4000, 5000, 6000, 7000, 8000, 9000 及 10000 公尺。另外在所有的個案積分過程中，我們設定時間積分間距（ $\Delta t$ ）為 40 秒。陸地的表面粗糙度為 4 公分。

表一 模擬個案條件

個案	NE1	NE2	NE3	NE4
乾濕狀況	乾大氣	乾大氣	乾大氣	濕大氣
地面溫度	恆溫 = $20^\circ\text{C}$	恆溫 = $20^\circ\text{C}$	恆溫 = $20^\circ\text{C}$	日變化
盛行風	$U_g = -5 \text{ m/s}$ $V_g = -5 \text{ m/s}$	$U_g = -2.5 \text{ m/s}$ $V_g = -2.5 \text{ m/s}$	$U_g = -2.5 \text{ m/s}$ $V_g = -2.5 \text{ m/s}$	$U_g = -5 \text{ m/s}$ $V_g = -5 \text{ m/s}$
垂直位溫梯度	$4^\circ\text{K/km}$	$1^\circ\text{K/km}$	$4^\circ\text{K/km}$	$4^\circ\text{K/km}$
總積分時間	8 小時	10 小時	10 小時	10 小時
釋放時間	第 3 小時	第 3 小時	第 3 小時	第 4 小時

本文一共模擬四個個案（見表一），在每個個案裡分別針對核一及核二廠的位置之面源予以探討。我們在核一（標示 1，圖 1）及核二廠（標示 2，圖 1）的各 8 個網格點分別設定濃度為 100 單位的面源（10 公里  $\times$  10 公里  $\times$  50 公尺），且假設污染物為中性浮力，即其路徑完全由大氣運動所控制。除個案四（NE4）加入水汽及日變化的條件外，其他個案皆將地面溫度固定為  $20^\circ\text{C}$  且假設為乾大氣。在個案四的初始條件中，相對濕度從地面至 10 km 高皆為 50%，海面溫度及地面溫度相同皆為  $20^\circ\text{C}$ 。此海面溫度乃是參考海研一號貴重儀器使用中心的水文資料所決定的。在積分過程中，海面溫度仍然固定為  $20^\circ\text{C}$ ，而陸面溫度則由表面能量收支平衡方程式決定。另外溫度場及風場的初始條件分別見於上表中。位溫垂直梯度為  $4^\circ\text{C/km}$ ，相當於  $N \sim 0.01$ ， $N$  為浮揚頻率（Brunt Väisälä frequency）；或  $1^\circ\text{C/km}$ （相當於  $N \sim 0.005$ ）。個案 NE4 設定太陽傾斜角為  $-15.3^\circ$ ，約為北迴歸線地帶 12 月初的情況。

我們發現對所有個案而言，在積分大約 3 小時之後氣流場漸趨向於準常定狀態。因此，我們在第 3 小時釋放污染物（但個案 NE4 在第 4 小時，即 0800 LST）並在隨後的積分過程中對污染物在水平網格點上的濃度值施以非線性平滑作用（nonlinear smoothing）。我們亦假設核能電廠污染物為瞬間釋放的陣煙（puff）型式，此煙團涵蓋一設定面積。此設定面積乃理想化，污染濃度於其中為定值。亦即我們考慮初始時間小尺度的擴散作用已迅速將設定面積的濃度均勻混

合，此一過程無法為中尺度模式所描述。另外在個案四中，我們亦用拉格朗日法（Lagrangian method）去追蹤污染粒的軌跡。

模擬個案所設定的初始面源為含兩個網格間距的方塊型，此為差分方法所能解析的極限。但一般而言，差分方法對短波（如波長小於4個網格間距）的解析有顯著的數值誤差，因此本文中使用的面源初始場於物理上合理，但於數值上僅能視為一過渡現象。亦即此面源在積分的剛開始幾個時間步驟內，迅速分佈成具連續性分佈如“cone”的型式，傾向保有大於 $4 - \Delta x$ 的波長。

## 四、結果與討論

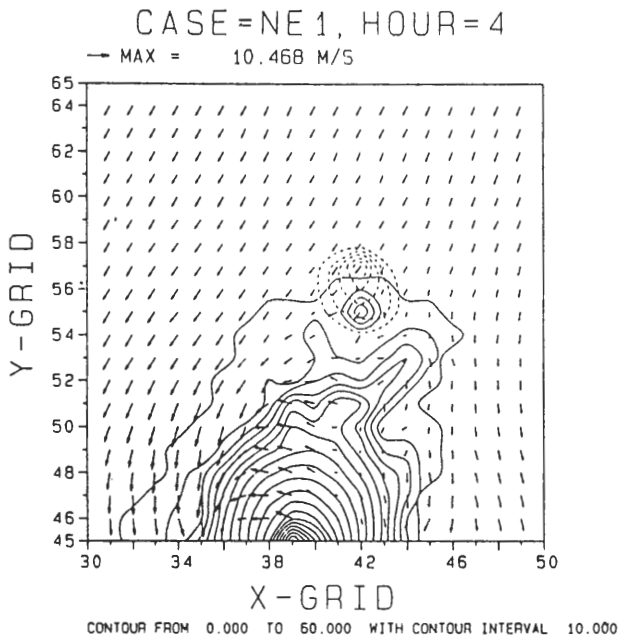
### （一）個案NE1，NE2，及NE3對核一廠面源的影響

個案NE1具有較大的盛行東北風（見表一）。以本模擬個案的條件對大屯山脈而言，氣流的Fr約為0.88（Fr大略為盛行風場之動能對其可用位能的比，實際值應較小些，因為邊界層黏滯的效果）。在Smolarkiewicz and Rotunno（1989）的研究中，Fr = 0.66時，氣流已有很大的爬山的分量，而在背風區則沒有背風渦旋（lee vortex）產生。圖2a為個案NE1在第4小時近地污染物擴散的情形。由圖2a可知污染源的一部份沿基隆河谷將污染物帶進台北盆地（TPE，圖1），而另一部份則西南向林口台地流去。這種情形在第5小時（圖2b）更為明顯。注意在大屯山脈的背風區有一停滯點，這和許多實驗與模擬的結果相同（Hunt and Snyder, 1980; Smolarkiewicz et al., 1988; Smolarkiewicz and Rotunno, 1989）。因為此停滯點的存在，使得台北盆地內的污染物不易擴散至盆地外。在第6小時（圖2c），污染物分有兩個峰值（peak），一在台北盆地，另一峰值在林口台地。待至第8小時（圖2d），部份污染物仍然留滯在大屯山脈的迎風區，而停留在台北盆地的污染物已有部份向西爬越觀音山巒，而在林口台地與其他污染物匯合，並且延伸至桃竹苗等地。

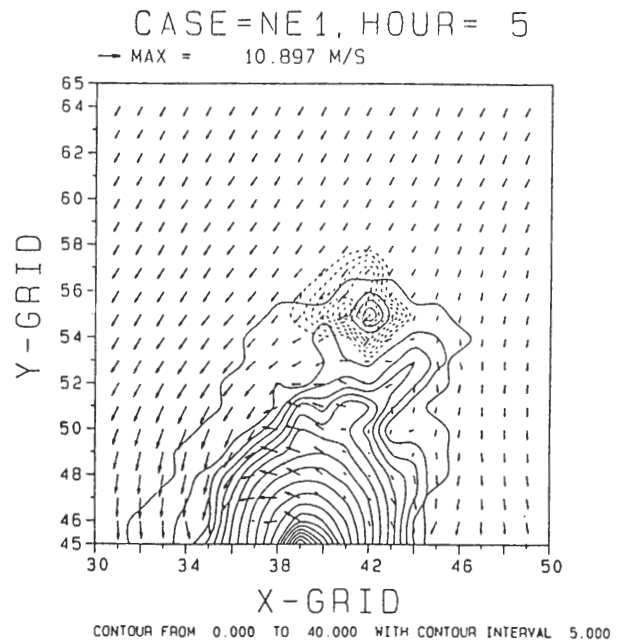
個案NE2與NE1的不同在於NE2的盛行風場及垂直穩定度皆比NE1來得小，但兩個個案Fr值則為相同。圖3a為NE2在第4小時的情形，與圖2a比較，可發現在NE2中污染物受大屯山脈的阻擋作用比NE1大。這種阻擋的效果在第6小時（圖3b）更為明顯。在Long（1955）的二維線性推導中，迎風區有一停滯層， $h_s = h(1 - Fr)$ ，污染物若未達到此一高度，則沒有足夠的動能可以爬過山。但若邊界層內有亂流將污染物傳送至較高層（超過停滯層），即Hunt and Snyder（1980）所謂的[T]層，污染物在此層的移動就可視為有足夠的動能，爬過h高的山。形如地面污染物可以爬過 $h \cdot Fr$ 高的山一樣。

在第8小時（圖3c），初始污染源已分成三個濃度中心，一為仍停留在大屯山脈迎風面，一流進台北盆地，另一峰值為來自大屯山脈迎風面的污染物，因向西南的氣流受到林口台地及觀音山巒的阻擋而形成。到了第10小時（圖3d），停滯在台北盆地內的污染物，除了少部份因雪山山脈的阻擋而向西移爬過觀音山巒外，大部份仍停留在原地。在大屯山脈迎風面的峰值已有減弱並向西南緩慢移動的趨勢。而在林口台地的峰值移動速度非常緩慢，但前緣已延伸至桃園，而且有與來自台北盆地跨越觀音山巒的污染物連成一體的情形。

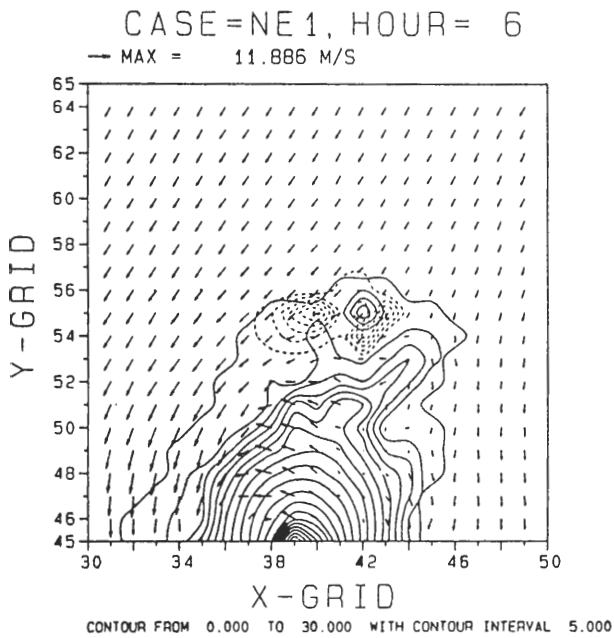
個案NE3的特徵為較小的Fr值，其第4小時（圖4a）污染物擴散的情形與NE2相似，但大屯山脈的阻擋作用更為明顯。由許多實驗室的結果可知（如Hunt et al., 1979），在成層穩定的大氣中，當Fr較小時，氣流傾向於作水平方向的運動，即繞流現象。等到第6小時（圖4b），污染物濃度類似NE1分成兩個峰值，一仍停留在大屯山脈的迎風面，一則因雪山山脈的阻擋



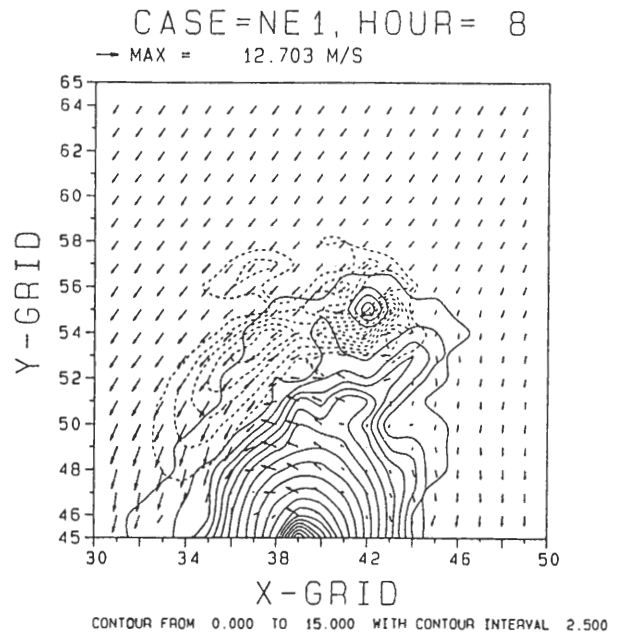
a



b



c

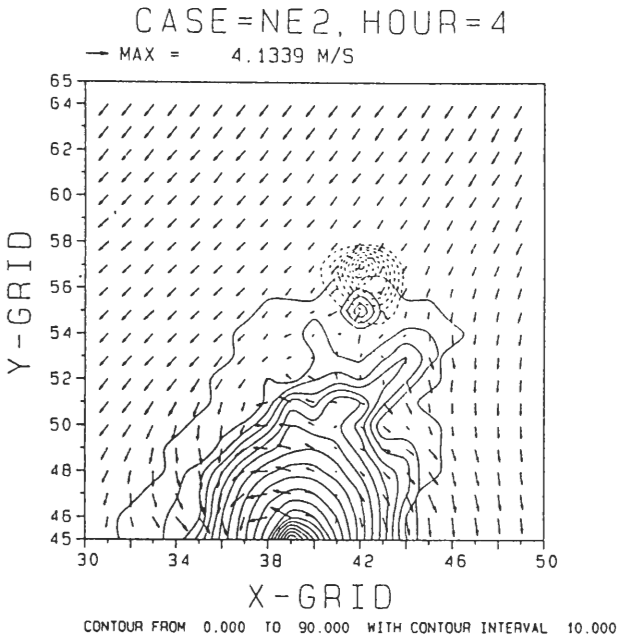


d

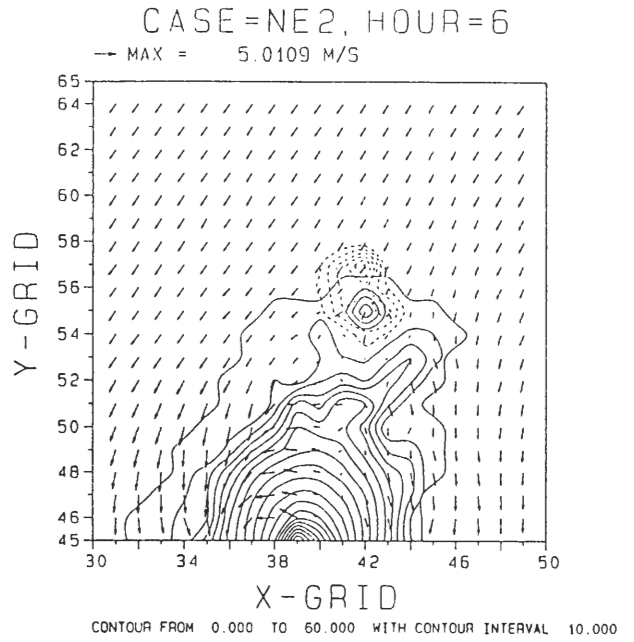
圖2 個案NE1積分之第四，五，六，八小時風場及污染物分佈圖（核一廠）。

停留在基隆河谷。注意在大屯山脈迎風面的峰值，其最大值高於90單位，顯見污染物被阻擋在大屯山脈前的情形較NE1與NE2更為嚴重。圖4c為NE3在第8小時的情形，在大屯山脈迎風面的濃度峰值驟降至50單位，其前緣並已到達林口台地、桃園等地。此峰值的位置，不但沒有向

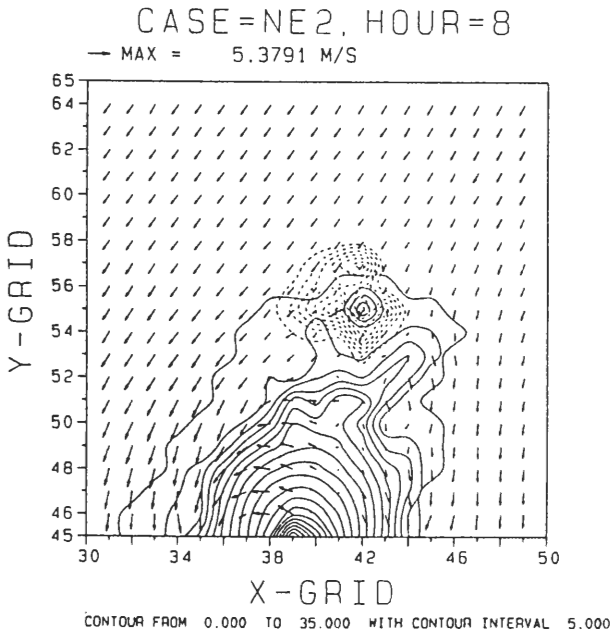




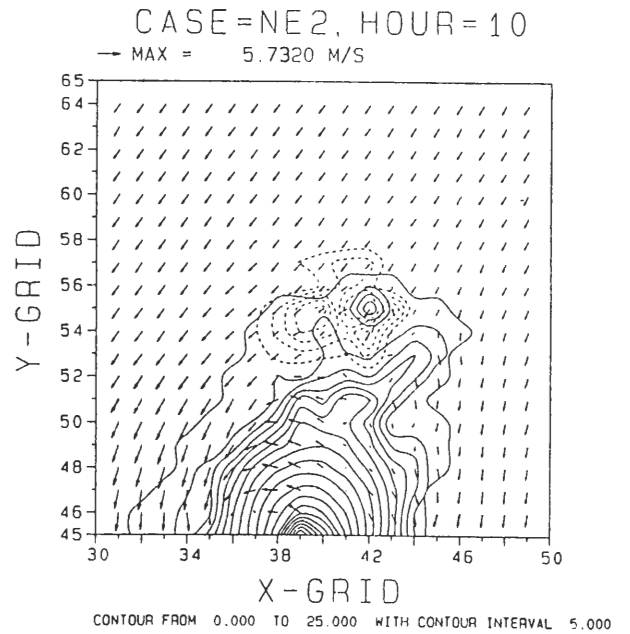
a



b



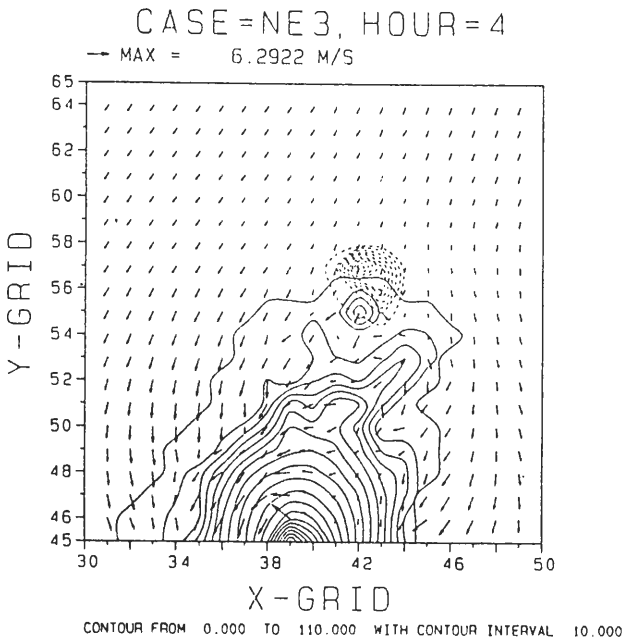
c



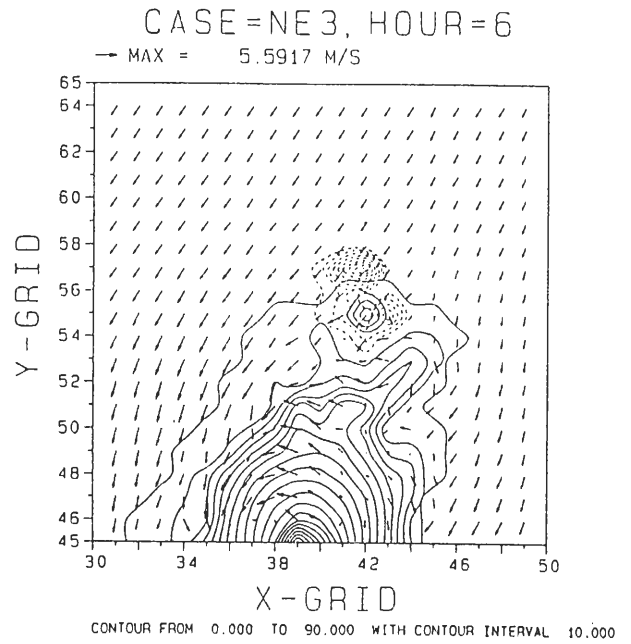
d

圖3 個案NE2積分之第四，六，八，十小時風場及污染物分佈圖（核一廠）。

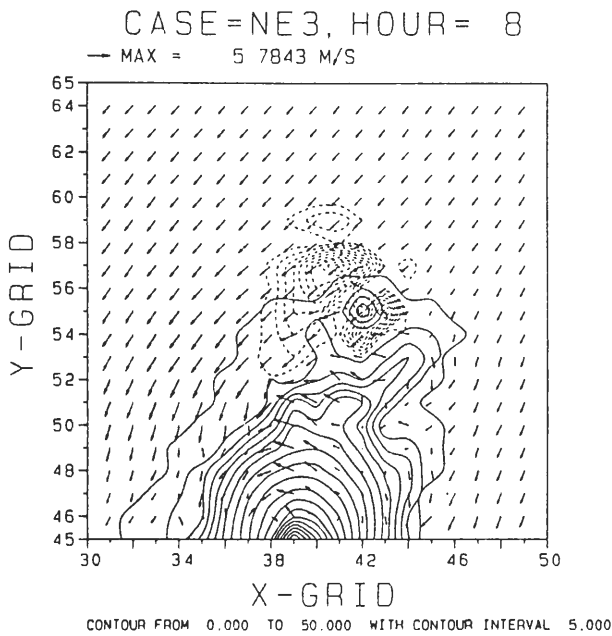
西南移動的趨勢，反而略向北移動。這是因為污染物在低層受到迴流（return flow）的影響。等到第10小時（圖4d），一部份污染物已充斥整個台北盆地，而另一部份污染物已傳至新竹、苗栗等地。此個案在第10小時的中心最大濃度達45單位，亦即污染源濃度僅被稀釋約為一半。



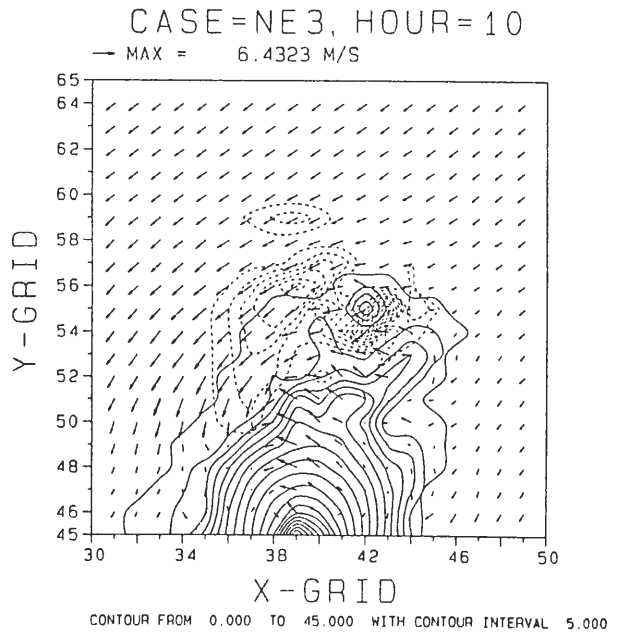
a



b



c



d

圖4 個案NE3積分之第四，六，八，十小時風場及污染物分佈圖（核一廠）。

這說明在Fr值較小及穩定度較大時，地面污染物有滯留傾向且不易往上擴散。

(二)個案NE1，NE2，及NE3對核二廠面源的影響

圖5為NE1污染物擴散的情形。大部份污染物經基隆河谷流進台北盆地，但是於盆地南側峰值的位置卻有短暫停滯的現象，這乃是因雪山山脈的阻擋作用於基隆河谷產生逆流而與盛行風形成輻合所致。到了第8小時（圖5d）有部份分量已平流至桃園、新竹等地並加速往南。此模式結果顯示，在一般東北季風情況下，地形效應使核二廠污染物利於繞入台北盆地。

個案NE2與NE1的Fr值相同，因此二者流場頗為相似，但在NE2中的污染物其爬山的傾向則不如NE1中明顯。此乃是因NE2的盛行風速較小且其水平擴散程度亦較低之故。另外，由於邊界層黏滯力的加入，理論上的Fr值須經修正（Huang and Raman, 1990）。但若污染物存在高度已達黏滯層頂，則其傳送路徑仍可由非黏滯流體的Fr值決定。圖6為NE2的模擬結果，可見污染物繞入台北盆地的現象相當明顯。NE2和NE1的污染物在剛釋放後的早期類似，於基隆河谷皆有停滯的現象。NE2於第8小時的擴散特徵和NE1於第6小時頗有相似之處，顯見為相似之流場所致，但由於NE2之流速較弱，污染物濃度向外擴散及移動速率亦緩慢許多。

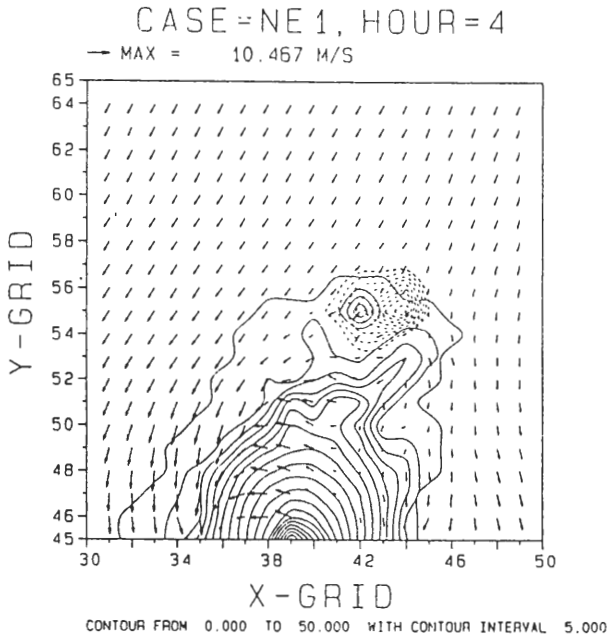
個案NE3的Fr值較NE1及NE2的小一倍，故可預期山嶽的阻擋作用將更大。圖7a為NE3第4小時的結果，與圖5a及圖6a比較，污染物已完全被阻擋於山前。由於氣流的Fr值較小，加上盛行風向及台灣北部獨特的地形，雪山山脈於基隆河谷形成的迴流使渠道作用消失，污染物被堵阻於台北盆地外並產生 $\Delta$ 現象。前面所討論的個案皆沒有考慮地面加溫的因素，所以污染物在垂直方向的擴散很少，決定污染物的濃度變化的物理過程主要為平流作用。一旦地面溫度因日照加溫而升高，邊界層亂流擴散將大為增強，對污染物傳輸過程的影響也將顯著增加。

### （三）個案NE4對面源的影響

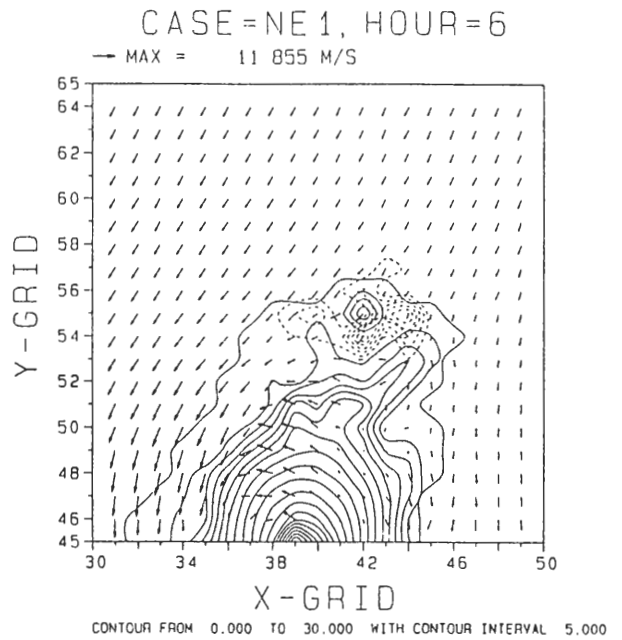
個案NE1、NE2及NE3中初始的垂直位溫結構皆為穩定的狀態。個案NE4則因加入日照加溫作用，近地面大氣因而呈現不穩定，逐漸發展成為對流邊界層（convective boundary layer）。本個案模擬自0400 LST開始，日出時間約在第2.5小時（0630 LST），在此時刻之前，其風場的型態與個案NE1很相似，但到第5小時（0900 LST，圖8a，圖9a）以後，由於熱力作用，局部環流加強，NE4的風場與NE1已有很大的差異，此可見於圖10a-b。前者具有顯著的吹向島嶼的海風，因此具有較大的地形抬升的垂直速度。台灣西部地區較平坦，地形的阻擋作用較小，此向東的海風由於科氏力作用產生向南的分量，所以我們可預期污染物一流出台北盆地，將加速傳送至桃竹苗等地。

我們分別在核一廠及核二廠的位置附近，於第4小時（0800 LST）釋放污染源。先就核一廠面源而言，在第5小時（0900 LST）時，表面層已呈現不穩定，亂流的強度增強，地面附近的污染物已迅速減少許多（濃度峰值驟降至20單位左右），但地面濃度分佈與NE1（圖2a）類似。而至第6小時（1000 LST，圖8b）時，地面污染物仍因亂流向上擴散而持續減少。此外，個案NE4中的垂直速度比NE1要大，應是NE4中污染物較易向上傳送的原因之一。到了第7小時（1100 LST，圖8c）絕大部份的污染物都已流向台北盆地之外，到達台灣西部並向南延伸抵達大台中地區（圖8d）。

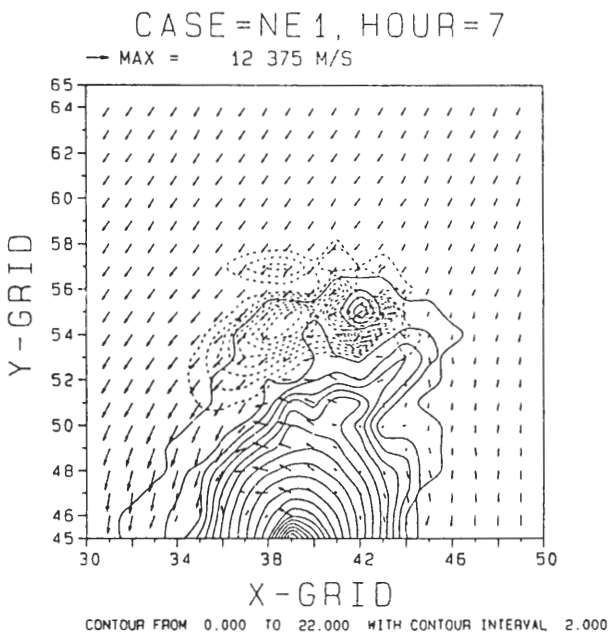
而在核二廠附近的面源其移動的情形也如我們所預料，在0900 LST（圖9a）時，污染物分



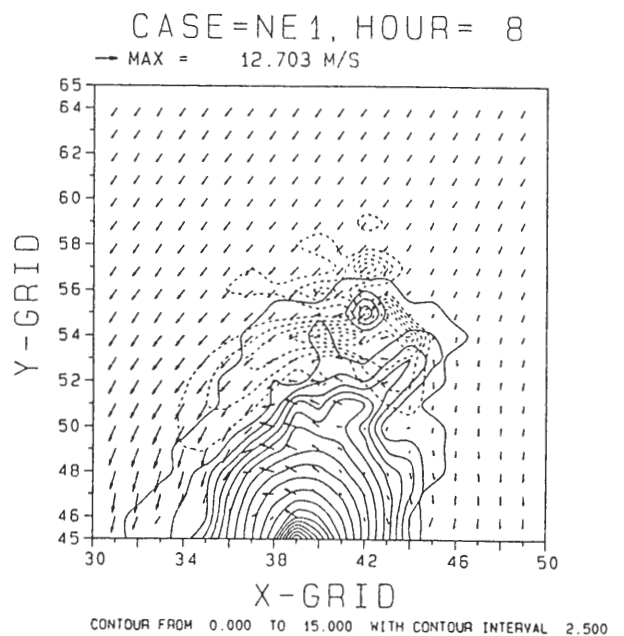
a



b



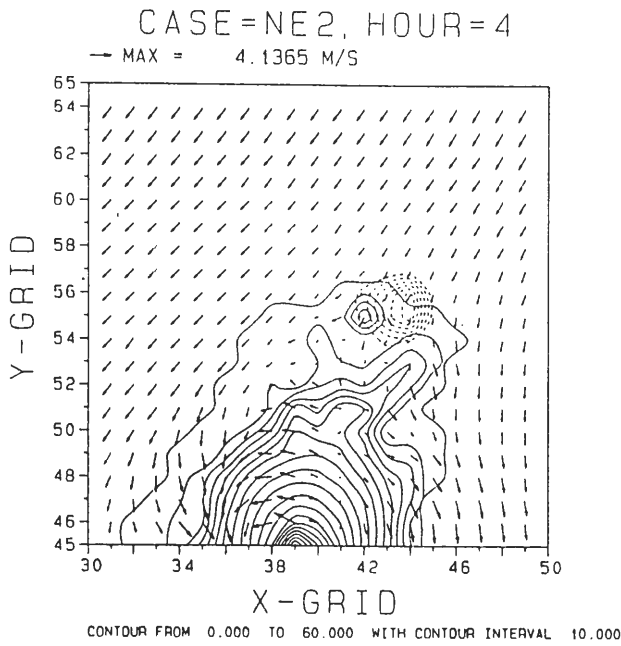
c



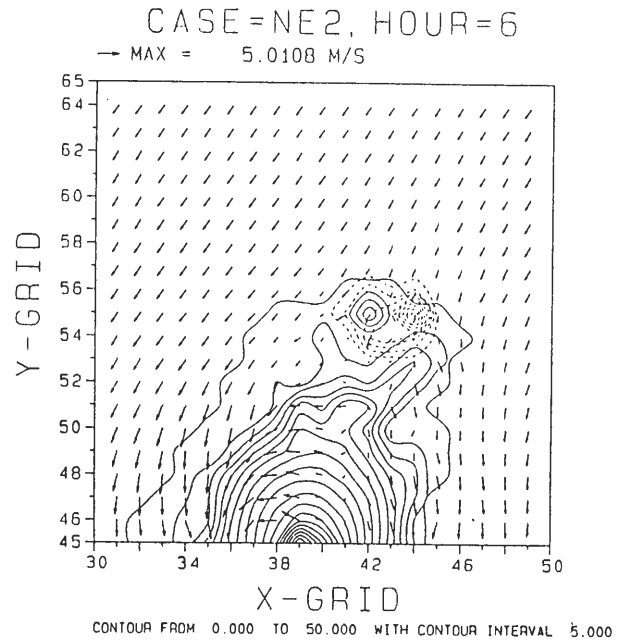
d

圖5 個案NE1積分之第四，六，七，八小時風場及污染物分佈圖（核二廠）。

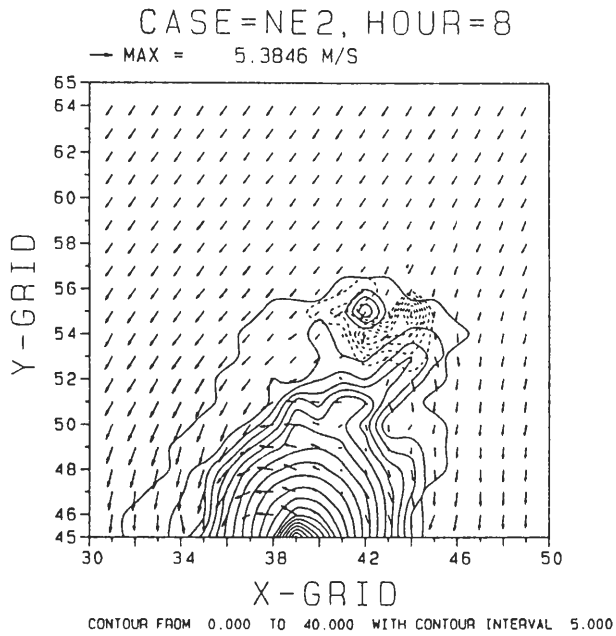
佈的情形也與NE1（圖5a）類似，但範圍更大，而且也沒有產生滯留的現象。在1000 LST（圖9b）時，濃度峰值移至台北盆地中央，此時台北盆地內吹東北風而非東風，表示此時NE4中大屯山脈地形對氣流阻擋的效應顯然已不是重要的角色。在1100 LST（圖9c-d）以後，污染物移



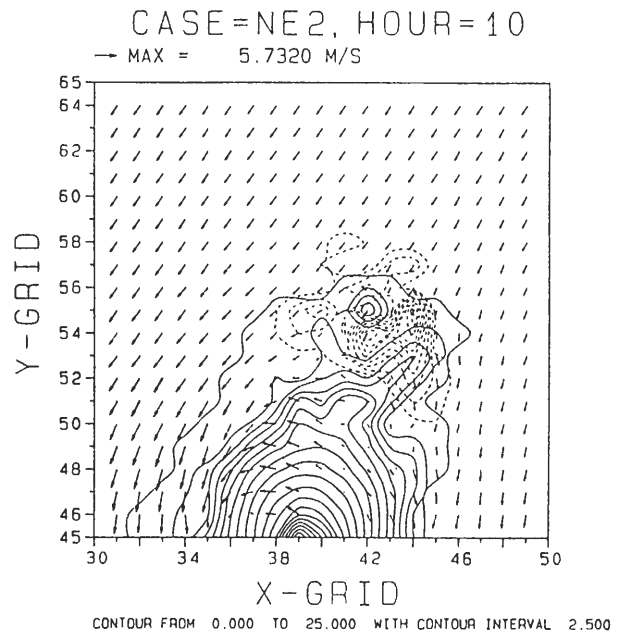
a



b



c

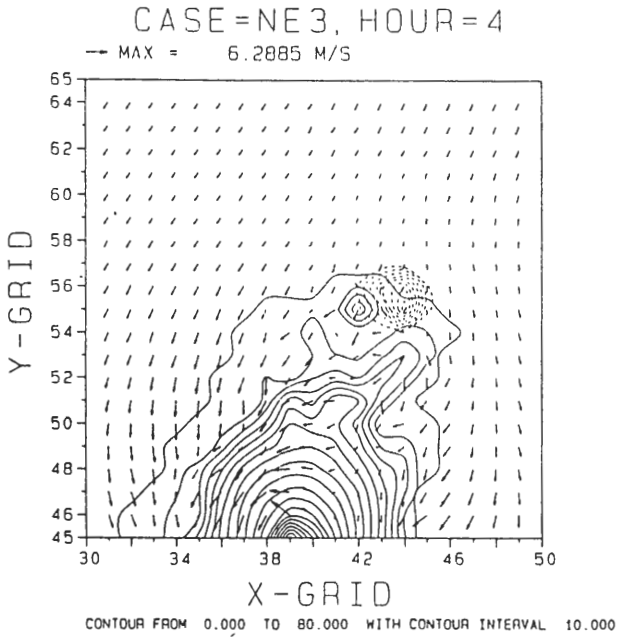


d

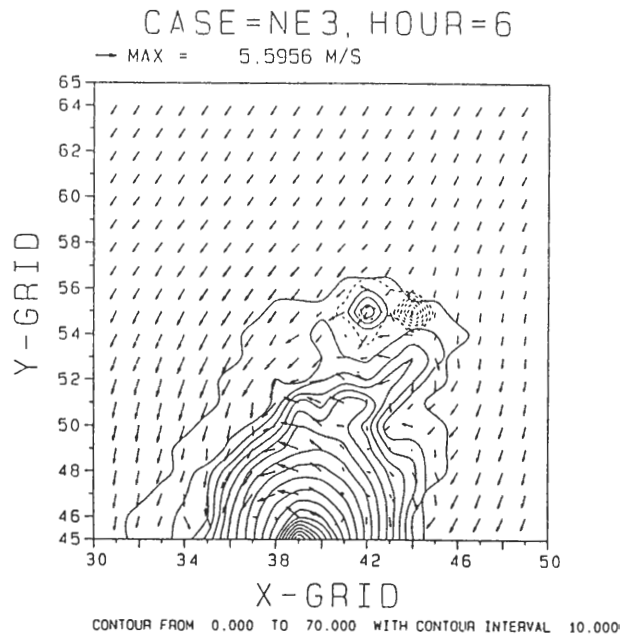
圖6 個案NE2積分之第四，六，八，十小時風場及污染物分佈圖（核二廠）。

至台北盆地之外，到達台灣西部較平坦的地區。這個時候，污染物完全受中央山脈盛行繞流及海風環流的控制，而且與圖8c-d相類似。

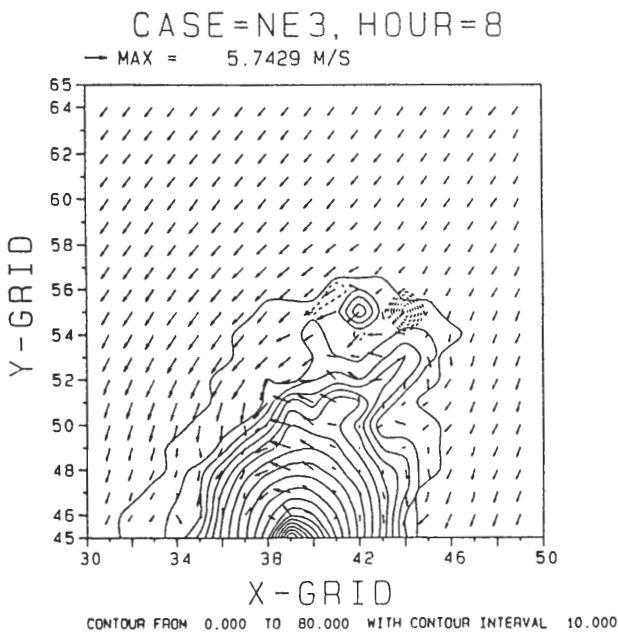
由桃園（TYU）及新竹（HCU）兩點污染物濃度的垂直分佈（圖11a，圖11b）可知，桃



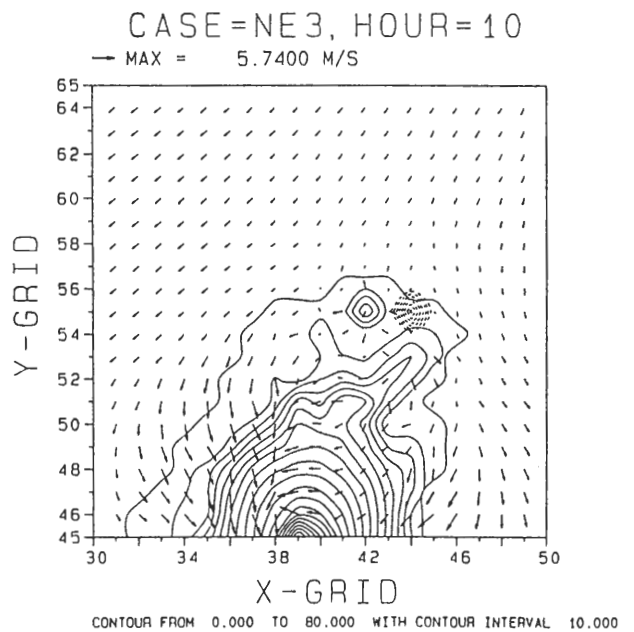
a



b



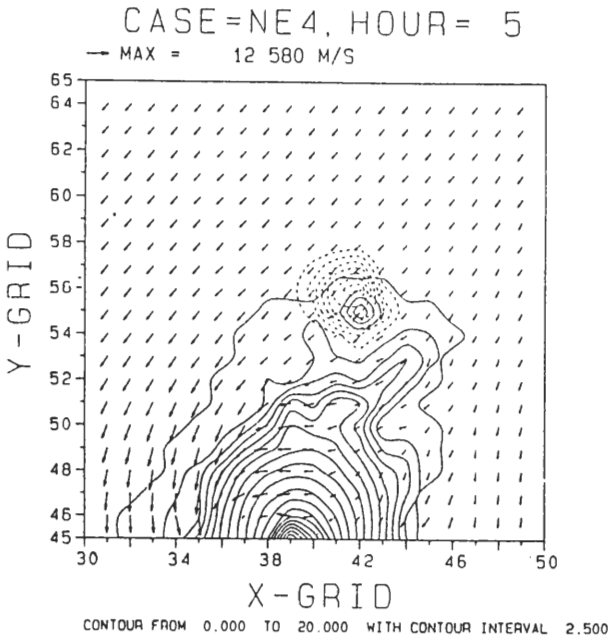
c



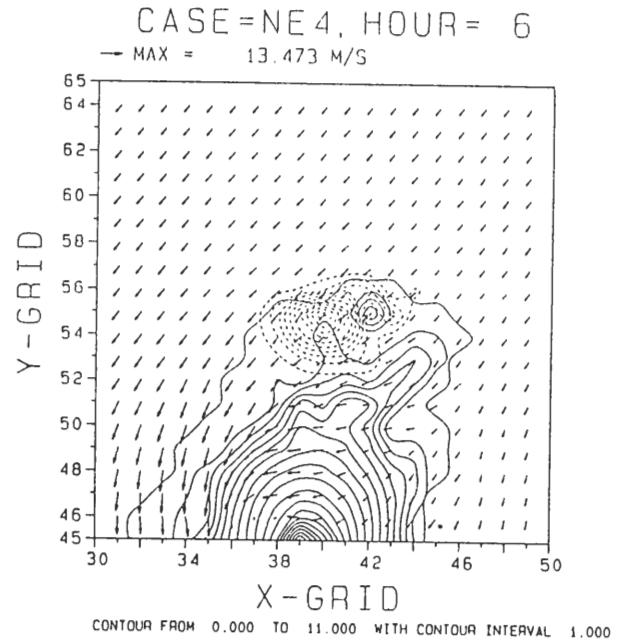
d

圖7 個案NE3積分之第四，六，八，十小時風場及污染物分佈圖（核二廠）。

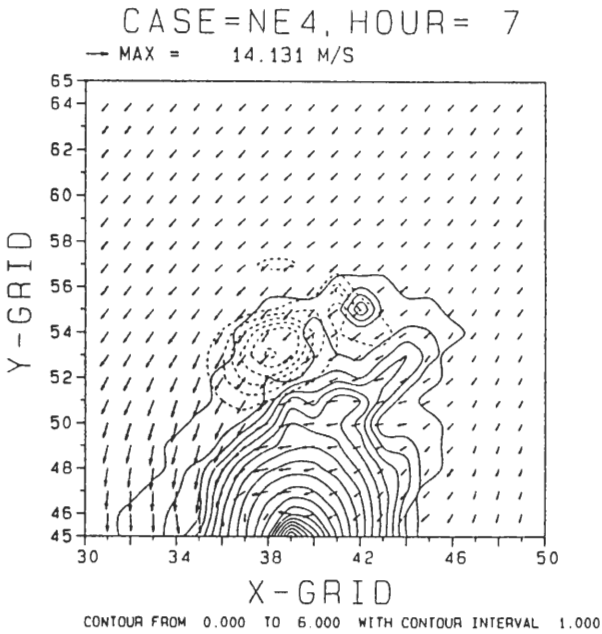
圖約在第7小時，地面污染物濃度達到最大值約6.3，至第8小時則降為1.0。此說明最大濃度中心的位置由水平平流所控制。而位於較南方的新竹，其地面污染物濃度此時才漸趨於最大值且降至約1.4。此最大濃度值之驟降，除因中央山脈盛行繞流及海風環流之輻散作用所稀釋外，主



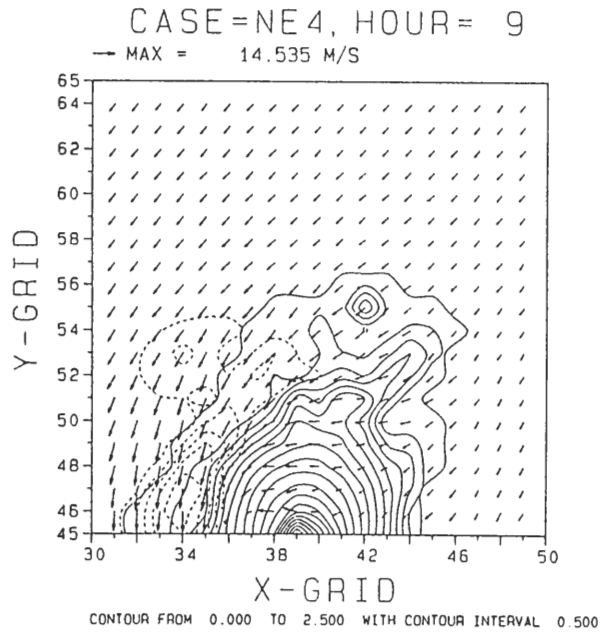
a



b



c



d

圖8 個案NE4積分之第五，六，七，九小時風場及污染物分佈圖（核一廠）

要是大氣邊界層內亂流的擴散作用所致。由圖11c-d可知，亂流擴散係數與污染物的垂直分佈有密切的關係。大氣邊界層內的亂流可將地面污染物擴散至較高層，但邊界層頂較穩定的結構則

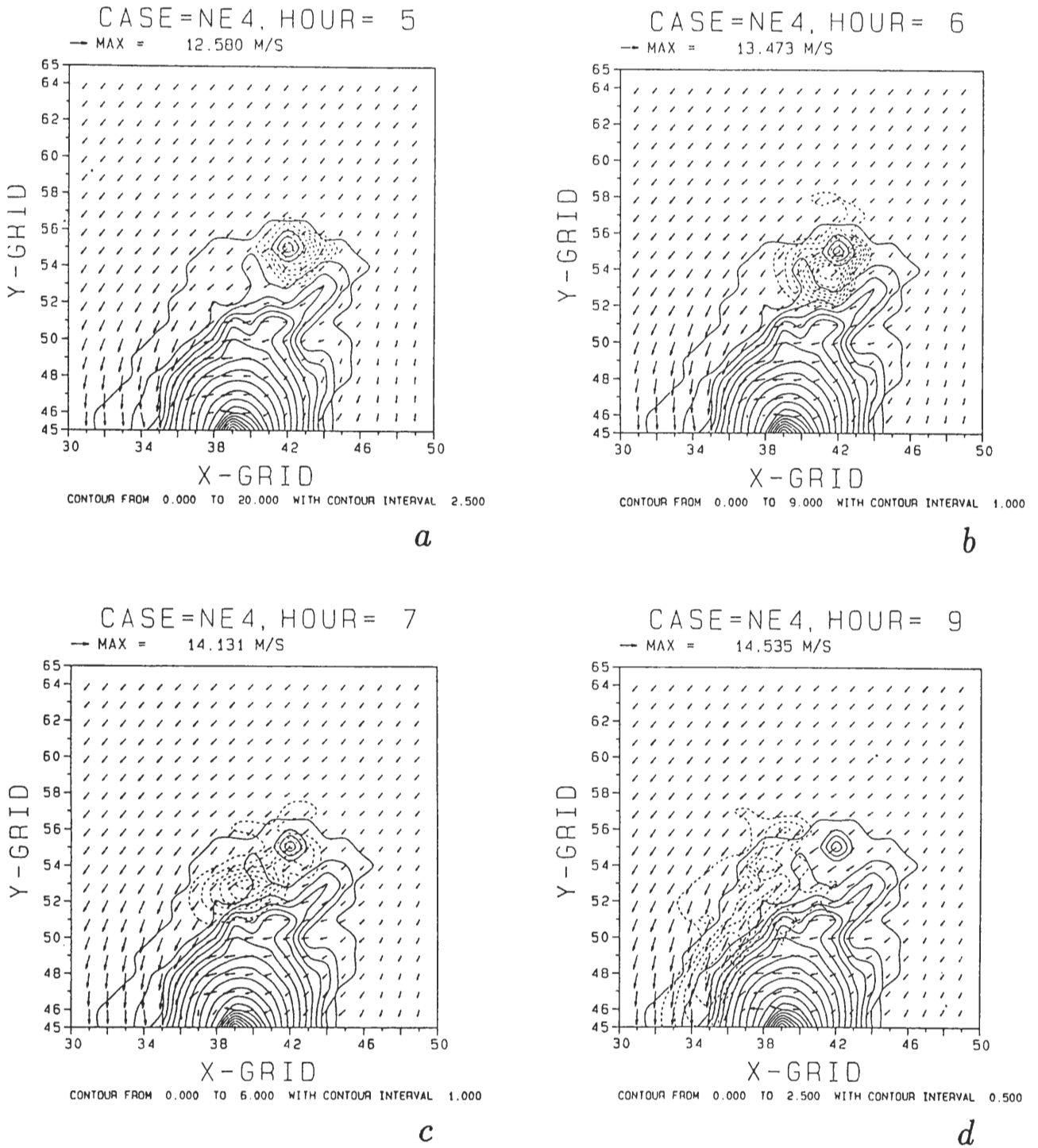


圖9 個案NE4積分之第五，六，七，九小時風場及污染物分佈圖（核二廠）。

抑制污染物向更高層大氣傳輸。這種情況在個案NE1中更為明顯，同樣在桃園及新竹地區，其亂流擴散係數較NE4小了4-10倍，邊界層高度亦小了3-5倍，故近地面污染物濃度值高出了2-5倍且集中在近地層內。



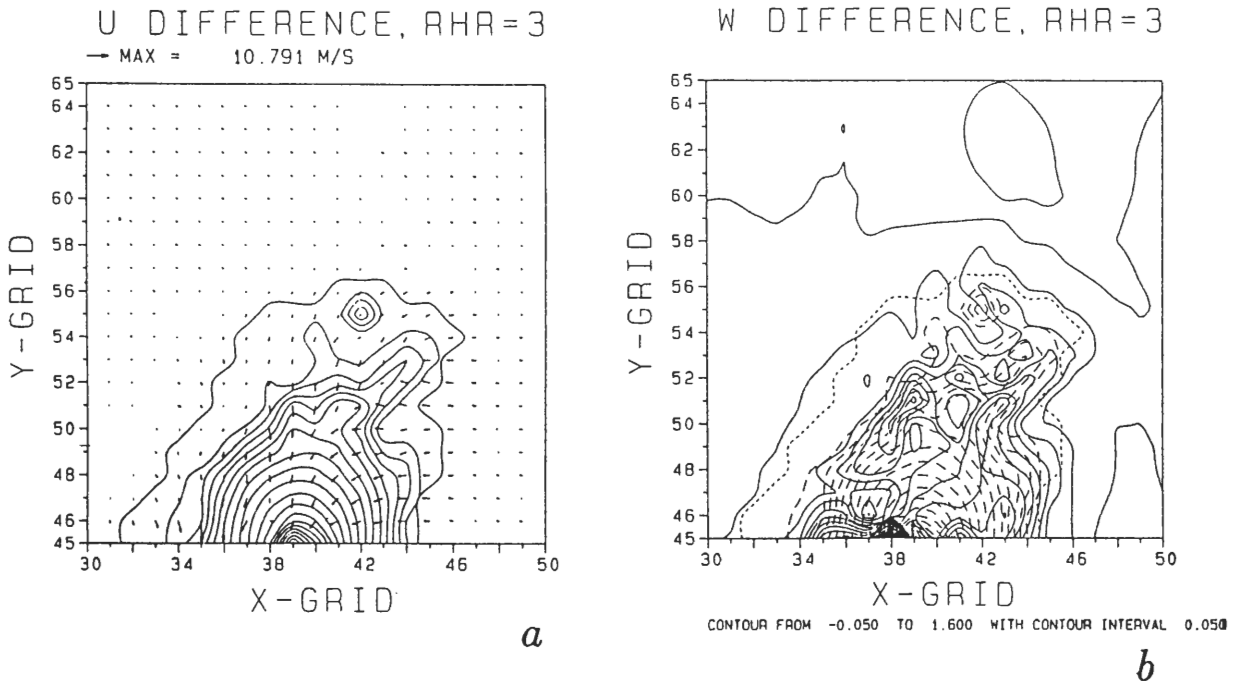


圖10 個案NE4與NE1在水平速度及垂直速度大小的差（於污染源釋放後的第三小時）。

在不穩定流體的個案NE4，我們也計算污染物的垂直平流項與垂直擴散項。由基隆（KLO）的污染物濃度、垂直速度場、及亂流擴散係數（圖12 a-c）的垂直分佈圖，我們可以計算得出污染物的垂直平流項比垂直擴散項小許多（約為1比5）。這個現象在台灣西部較平坦的桃園及新竹地區更為明顯。然而個案NE1（圖12d）則不同，在亂流強度較小時，我們發現在山區迎風面的污染物，其在垂直方向的輸送多半由垂直平流所控制。另外，經由台北（TPE）單點的垂直速度場（圖13a），大屯山脈背風面的垂直運動對於污染物之傳送可能有重要的影響。但分析圖13 a-c後，我們發現亂流的擴散作用才是掌控污染物垂直分佈更重要的因子。由圖13c可知，污染物於第6小時在接近邊界層頂的濃度值較第5小時為大，而這種情形卻未發生在個案NE1（13d）中。故就個案NE4而言，即使在輻散氣流很強的台北盆地，熱力擴散機制的重要性仍顯然可見。

最後，我們在核一、二及四廠附近分別於0800，0900，1000 LST在約250公尺高處釋放污染粒，視其在NE4中隨平均風場飄送的軌跡（圖14為其在x-y平面的路徑）。其中自核一廠附近釋放的污染粒因大屯山脈的阻擋而緩慢地向西南移動；而自核二廠附近釋放的污染粒則繞過大屯山脈進入台北盆地；在核四廠的預定地附近所釋放的污染粒，若地面熱力作用夠大，則可爬升雪山山脈至某一高度，所以於1000 LST釋放的污染粒可能會影響宜蘭地區。而由y-z剖面（未示）來看，污染粒也會隨地形起伏而上升或下降。自核一廠附近釋放的污染粒在爬過大屯山脈西側後，下沖至約95公尺作水平運動；自核二廠附近釋放的污染粒則有較複雜的運動軌跡，在爬過大屯山脈東側約420公尺高後下沖至約170公尺又持續上升；而於核四廠釋放的污染粒則一直上升。由以上結果我們發現，在台灣北部冬季白天不穩定情況下，地形的阻擋作用無法

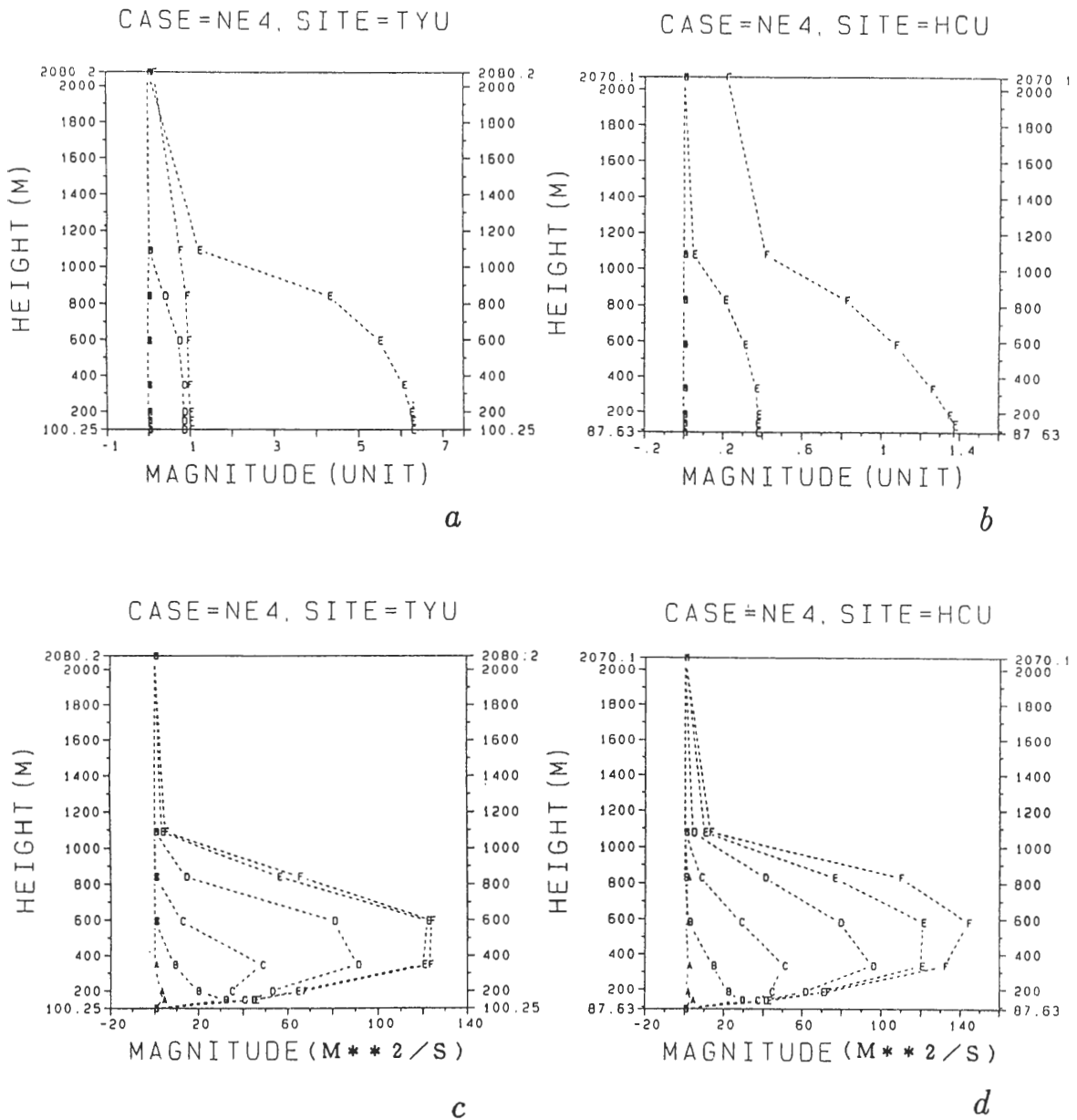


圖11 桃園 (TYU) 與新竹 (HCU) 兩點的污染物及熱力擴散係數的垂直剖面圖 (NE4), A - F分別為模擬之第2.5, 4, 5, 6, 7, 9小時。

使污染物停留在山區迎風面，污染物於水平方向的移動主要為反映盛行風場。而亂流對污染物擴散則更為重要，尤以在垂直方向的傳輸使其地面濃度得以迅速降低。

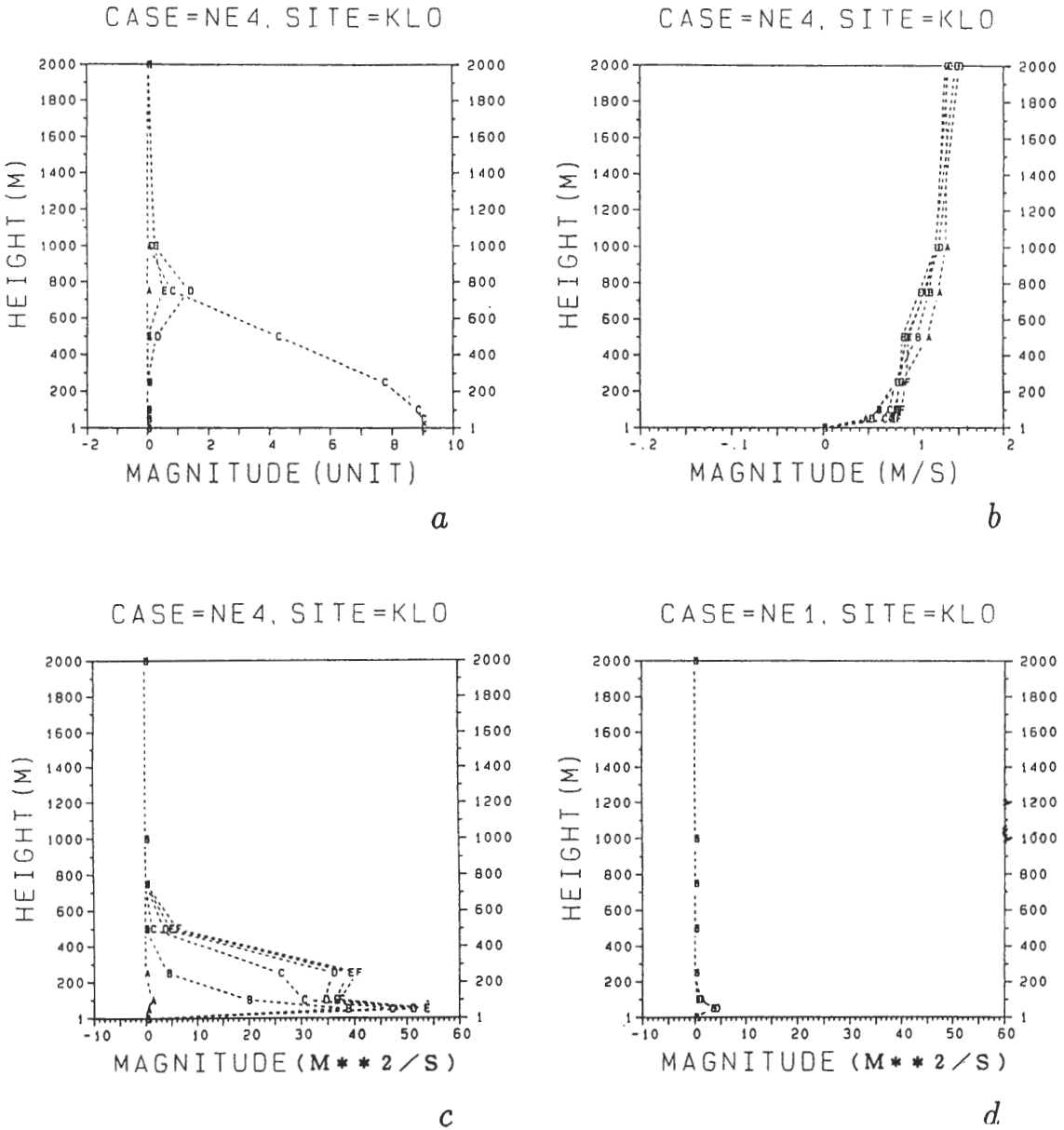
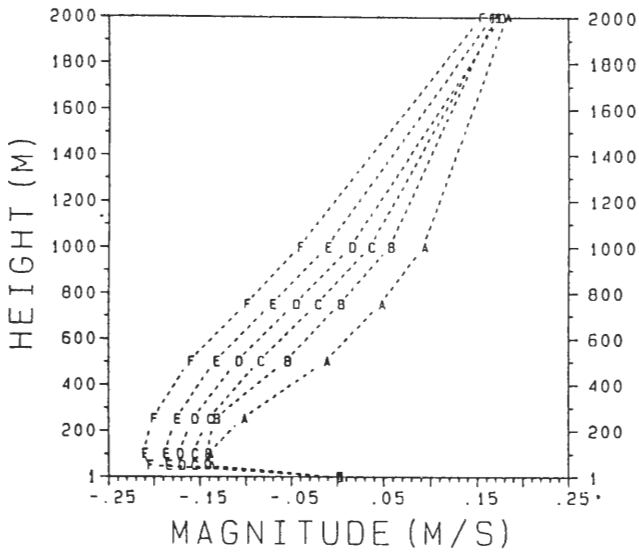


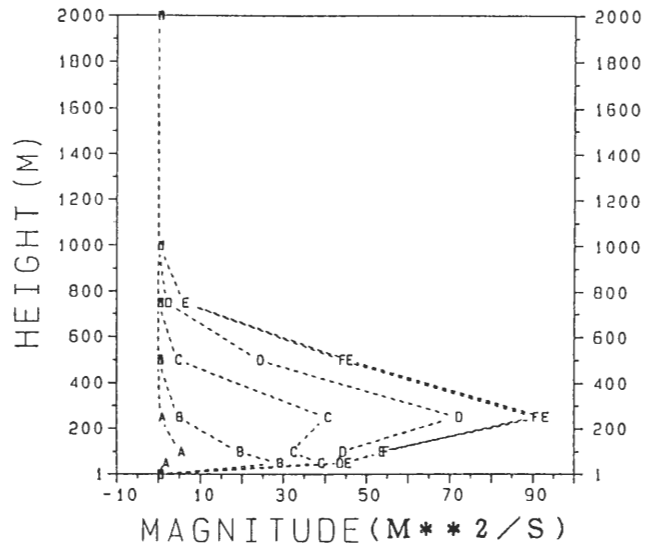
圖 12 個案 NE4 與 NE1 在基隆 (KLO) 單點的污染物濃度、垂直速度、及熱力擴散係數，的垂直剖面圖，NE1：A - F 分別為模擬之第 3，4，5，6，7，8 小時；NE4：A - F 分別為模擬之第 2.5，4，5，6，7，9 小時。

CASE=NE4, SITE=TPE



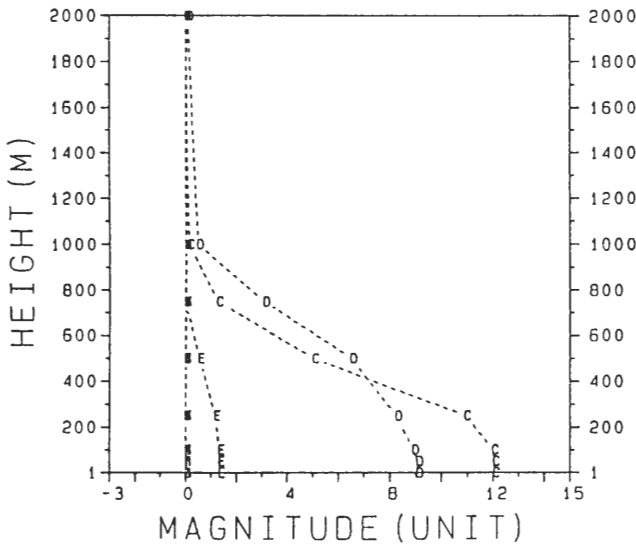
a

CASE=NE4, SITE=TPE



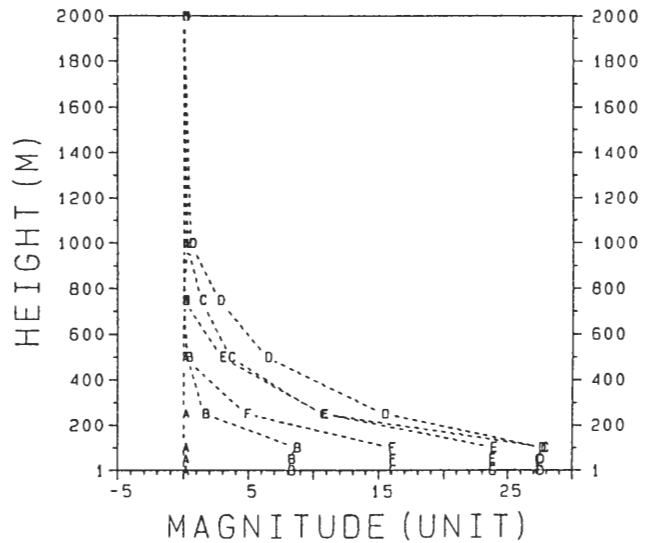
b

CASE=NE4, SITE=TPE



c

CASE=NE1, SITE=TPE



d

圖 13 個案NE4與NE1在台北 (TPE) 單點的垂直速度，熱力擴散係數，及污染物的垂直剖面圖，NE1：A - F分別為模擬之第3，4，5，6，7，8小時；NE4：A - F分別為模擬之第2.5，4，5，6，7，9小時。

五、結論

## NORTH TAIWAN ISLAND

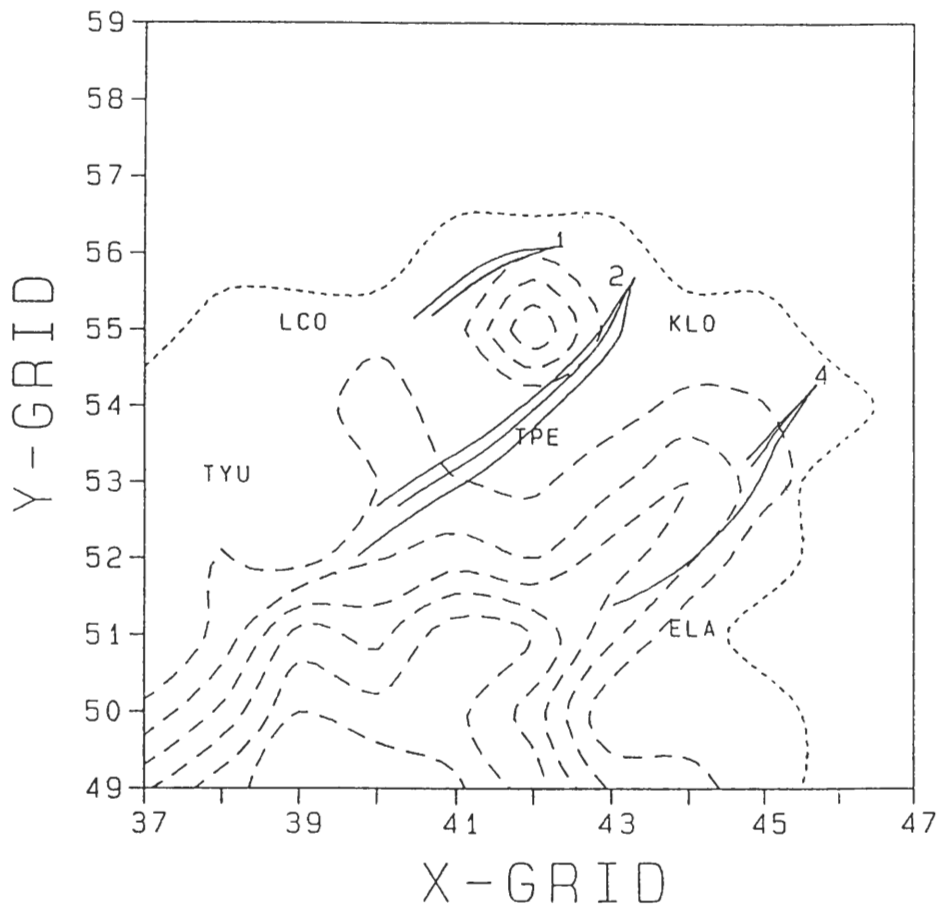


圖 14 個案 NE4 於大屯山脈及雪山山脈迎風面三處污染粒於 0800，0900，1000 LST 釋放之軌跡於 x-y 平面的路徑（分別為模擬的第四，五，六到第十小時）。

本文利用中尺度數值模式來模擬台灣北部核能電廠附近污染物的擴散過程。個案模擬乃針對冬季東北季風情況，此時台灣地區為下風區。模式模擬的台灣北部複雜地形的流場特性與蔡（1987）的觀測分析相當一致。此中尺度模式對於邊界層亂流的特性可作詳細的描述，因此將之應用於核能電廠污染物擴散的研究上，乃為一有效而又經濟的工具。

模式模擬結果發現，核一廠的污染物主要是繞行大屯山脈，其中一支分量可沿基隆河谷進入台北盆地，核二廠大部份污染物則由基隆河谷進入台北盆地。在盛行風較強時，進入台北盆地的核一、二廠污染物，絕大部份越過林口台地及觀音山巒，進而在三、四小時內污染桃園及新竹等地，其平均近地濃度值則降為約污染源濃度的十分之一。在白天地面加溫作用下，大氣邊界層迅速發展，亂流混合大為增強，此濃度值可再被稀釋約十分之一。但在弱風且近地熱力穩定情況下，台北盆地的最大地面濃度值可達污染源濃度的一半。在穩定情況下，核四廠污染物則對宜蘭地區及台灣東部有較大的影響。當不穩定邊界層出現時，近地面的污染物被亂流迅

速擴散至較高層並由盛行風作長程輸送，污染物傳送受地形的阻擋作用並不明顯。綜觀而言，福祿數（Froude number）仍不失為了解地形氣流平流作用之有效物理參數，水平平流大致決定污染物的幾何分佈，然近地亂流的擴散作用實為決定地面污染物濃度大小更重要的因素。

本文模式水平解析度為10公里，在它文中，我們亦已使用更高的水平解析度（如4公里），並將中尺度風場插分於1公里的水平網格點上，來探討污染物的細節分佈。此高解析個案的初步研究結果可見於莊（1993），與本文的主要結果相符，日後我們將另外專文討論。目前模式雖包含雲雨物理過程，本文並未考慮污染物的濕沉降。本文不穩定大氣之個案NE4雖包含水汽，但其熱力作用甚少，且對近地氣流之影響甚微，因此在模擬結果中並不具重要性。雖然水汽熱力作用於近地污染物之平流與擴散上扮演較次要之角色，但經驗與觀測指出持久之濕沉降常可顯著降低空氣污染。局部降水對移動性的陣煙型污染物之影響則較微，端看污染物於降水區的滯留時間長度。另外，我們亦忽略不同地面特性對近地污染物的吸收作用。上述之物理過程皆相當複雜，其三維數值模擬非常費時。本文僅提供對核污染擴散過程的基本了解，此研究課題至為重要，有待更進一步詳細探討。

## 誌 謝

本研究在國科會計畫NSC 81-0202-M-008-528的資助下完成。本文發表的個案模擬結果為作者之一（莊銘棟）其碩士論文的部份結果。

## 參考文獻：

- 莊銘棟，1993:盛行東北季風下北台灣核能電廠附近污染物擴散之數值研究，國立中央大學大氣物理研究所碩士論文，95頁。
- 蔡清彥，1987:台灣北部地區局部環流之研究。大氣科學，15，179-197。
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and E. F. Bradley, 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.
- Carlson, T. N., J. K. Dodd, S. G. Benjamin, and J. N. Copper, 1981: Satellite estimation of the surface energy balance, moisture availability and thermal inertia. *J. Appl. Meteorol.*, **20**, 67-87.
- Duynkerke, P. G, and A. G. M. Driedonks, 1987: A model for the turbulent structure of the stratocumulus-topped atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **253**, 43-64.
- Duynkerke, P. G., 1988: Application of the E- $\epsilon$  turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 865-880.
- Hanna, S. R., 1982: Turbulent diffusion: Chimneys and cooling towers. *Engineering Meteorology* (E. Plate, ed.), pp. 429-479. Elsevier, New York.
- Huang, C. Y., 1990: *A Mesoscale Planetary Boundary Layer Numerical Model for Simulations of Topographically Induced Circulations*. Ph.D. dissertation, North Carolina State University, 253 pp.
- Huang, C. Y., and S. Raman, 1989: Application of the E- $\epsilon$  closure model to simulations of mesoscale topographic effects. *Boundary Layer Meteorol.*, **49**, 169-195.
- Huang, C. Y., and S. Raman, 1990: Numerical simulations of Taiwan island circulations: Diurnal modification. Preprint of *Workshop on TAMEX preliminary scientific results*, Boulder, 24-26 September, 1990.

- Huang, C. Y., and S. Raman, 1991: A comparative study of numerical advection schemes featuring a one-step modified WKL algorithm. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2900-2918.
- Hunt, J. C. R., J. S. Puttock, and W. H. Snyder, 1979: Turbulent diffusion from a point source in stratified and neutral flows around a three-dimensional hill-Part I. diffusion equation analysis. *Atmos. Environ.*, **13**, 1227-1239.
- Hunt, J. C. R., and W. H. Snyder, 1980: Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill. *J. Fluid Mech.*, **96**, 671-704.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteorol. Monogr. No.*, **32**, 1-84.
- Klemp, J. B., and D. R. Durran, 1983: An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale model. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 430-444.
- Long, R. R., 1955: Some aspects of the flow of stratified fluids. II. Continuous density gradients. *Tellus*, **7**, 341-357.
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problem. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Miller, M. J., and A. J. Thorpe, 1981: Radiation conditions for the lateral boundaries of limited area numerical models. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **107**, 615-628.
- Pasquill, F., 1974: *Atmospheric Diffusion*. 2nd ed., John Wiley & Sons, New York.
- Orlanski, I., 1976: A Simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269.
- Segal, M., R. T. McNider, R. A. Pielke, and D. S. McDougal, 1982: A numerical model study of the regional air pollution meteorology of the Greater Chesapeake bay area. *Atmos. Environ.*, **16**, 1381-1397.
- Spangler, T. C., 1986: The role of near terrain turbulence in the prediction of ground level pollutant concentrations in complex terrain. *Atmos. Environ.*, **20**, 861-865.
- Smolarkiewicz, P. K., R. Rasmussen, and T. L. Clark, 1988: On the dynamics of Hawaiian cloud bands. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1872-1905.
- Smolarkiewicz, P. K., and R. Rotunno, 1989: Low Froude number flow past three-dimensional obstacles. Part 1: baroclinically generated lee vortices. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1154-1164.

## A Numerical Study of Dispersion of Pollutants near Nuclear Power Plants over Northern Taiwan under Northeast Monsoon

Ching-Yuang Huang and Ming-Tung Chuang

Department of Atmospheric Sciences  
National Central University

### ABSTRACT

This study investigates diffusion processes of surface pollutant sources over complex terrain of northern Taiwan under prevailing northeast monsoon. Numerical simulations were performed by a mesoscale numerical model which employs high-order subgrid turbulence closure. Model simulation results show that pollutants from Station 1 of nuclear power plants tend to split and move around Da-Tun Mountain Range, and then enter Taipei Basin through Kee-Long River, while most of pollutants from Station 2 enter mainly through Kee-Long River. For stronger prevailing winds, pollutants from both stations can be transported over Lin-Kou Tableland and contaminate Tao-Yuan and Hsin-Chu areas by 3-4 hours, with the maximum ground-level pollutant concentration about one-tenth of the original source concentration. With the diurnal surface heating included, the concentration can be further reduced to about one-hundredth. The maximum near-surface concentration over Taipei Basin could retain more than one-half of the source intensity for weaker winds under stable conditions. It was also found that Station 4 has stronger influence on I-Lan area and eastern Taiwan.

In the case with diurnal heating, pollutants from near-surface area sources can be promptly transferred up to the boundary-layer top and then are conveyed by the prevailing wind. The case results indicate that Froude number is an effective physical parameter in describing the stably-stratified mountain flow in northern Taiwan and thus horizontal advection largely determines the geometric distributions of the concentration. As the near-surface flow becomes unstable, vertical turbulent diffusion appears to be a dominant factor for concentration intensity.

**Key Words:** Mesoscale Numerical Model, Pollutants, Diffusion.