

非均勻地形之紊流擴散模擬

Numerical Simulation of Turbulent Diffusion over Non-homogeneous Terrain

國立台灣大學生物環境系統工程學系

助理教授

謝正義*

Cheng-I Hsieh

國立台灣大學生物環境系統工程學系

碩士生

蔡宗翰

Tsung-Han Tsai

摘 要

本研究利用 $k-\epsilon$ 數值模式結合擴散方程式模擬在非均勻地形下、灌溉區域(水田)的風場及水氣受孔隙阻礙物(森林)及不可穿透阻礙物(建築物)之影響的紊流擴散情形。本研究並將孔隙阻礙物分為高、中、低密度三種等級，結果發現高、中密度孔隙阻礙物造成之流場性質與低密度時明顯不同，物質(水氣)紊流擴散的混合層高度與阻礙物密度成正比；流場阻礙物周遭之濃度累積量正比於阻礙物密度；另外，不同的阻礙物密度亦造成流場局部不同的濃度混合效率。

關鍵詞： $k-\epsilon$ 紊流模式，紊流擴散，水氣傳輸。

ABSTRACT

This study presented a two-dimensional $k-\epsilon$ model in conjunction with the advection-diffusion equation to simulate the flow field and turbulent transport of water vapor over an irrigated non-uniform terrain (e.g., rice paddy) where a porous (forest) and impermeable (building) obstacle was encountered. In this research, porous obstacles were classified into three density levels: high, medium and low. The simulation results showed that the characteristics of flow field in high and medium porous density were obviously different from those in low density ones. The height of mixing layer and the accumulated value of water vapor concentration grew with the porous density. Furthermore, porous density levels also caused different turbulent transport effects in the flow field.

Keywords: $k-\epsilon$ model, Turbulent diffusion, Water vapor transport.

*通訊作者，國立台灣大學生物環境系統工程學系助理教授，10617 台北市羅斯福路 4 段 1 號，hsieh@ntu.edu.tw

一、緒論

熱、水氣、二氧化碳及其他物質(如甲烷、空氣污染等)在大氣邊界層的傳輸影響該地區的微氣候、區域氣候及全球氣候。在陸地上除了天然的湖泊之外，由灌溉區域(如水庫、水田)等傳輸至大氣的水氣對周遭微氣候的影響也很重要(譚，2004)。一般研究灌溉區域的水氣傳輸現象較少考慮風場受地形阻礙物(如森林)影響的變化情形。然鄉村之水田周遭常為低矮建築或是樹林，造成非均勻地形的環境風場特性，並影響水汽之傳輸與擴散。

本研究利用 $k-\epsilon$ 數值模式結合物質擴散方程式模擬在非均勻地形下，灌溉區域(水田)的風場及水氣受阻礙物之影響的紊流擴散情形。研究標的為自然陸風自上風處入流吹過一水田再經過一矩形阻礙物後，下風處地表之紊流風場特性及水汽濃度分布情形。模型中的阻礙物並分為無孔隙(單棟低矮建築物)與有孔隙(森林)兩種情形。

二、模式理論

考慮二維非穩態(unsteady)、不可壓縮之黏滯性流體，受均勻重力影響，其流場符合質量及動量守恆，可得下列控制方程式：

1. 連續方程式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(2.1)$$

2. 動量方程式

X 方向

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad \dots\dots\dots(2.2)$$

2. 動量方程式

x 方向

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial x} + \rho \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial z} + \rho \overline{u'w'} \right) \quad \dots\dots\dots(2.9)$$

Z 方向

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \quad \dots\dots\dots(2.3)$$

上式中 x 、 z 分別為水平、垂直方向之座標軸； u 、 w 分別為水平、垂直方向速度； t 為時間， p 為靜壓力； μ 和 ρ 則分別代表流體之動力黏滯係數(Dynamic viscosity)與密度。

另外，以擴散方程式(advection-diffusion equation)，表示流場濃度變化如下：

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial uc}{\partial x} + \frac{\partial wc}{\partial z} = D_m \nabla^2 c \quad \dots\dots\dots(2.4)$$

式中 c 為純量(如水氣、二氧化碳等)濃度， D_m 為 c 之分子擴散係數，20°C 一大氣壓下，水氣與二氧化碳的分子擴散係數分別為 2.40×10^{-5} m/s 及 1.57×10^{-5} m/s。

Reynolds (1976)將紊流現象分解為一時間平均值(Time-Average)加上一微擾量(Fluctuation)，因此將速度 u 、 w 與靜壓力 p 分別以雷諾分解(Reynolds decomposition)表示如下：

$$u = U + u' \quad \dots\dots\dots(2.5)$$

$$w = W + w' \quad \dots\dots\dots(2.6)$$

$$p = P + p' \quad \dots\dots\dots(2.7)$$

式中 U 、 W 、 P 為時間平均值， u' 、 w' 、 p' 則為微擾量。

將式(2.5)至式(2.7)之雷諾分解代入連續方程式(式(2.1))與動量方程式(式(2.2)、式(2.3))並取時間平均，可求得大尺度平均量的雷諾平均方程式(Reynold average equation)如下：

1. 連續方程式

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(2.8)$$

z 方向

$$\rho \left(\frac{\partial W}{\partial t} + W \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right) - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial W}{\partial x} - \rho \overline{u'w'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial W}{\partial z} - \rho \overline{w'w'} \right) \dots\dots\dots (2.10)$$

同理，將式(2.4)之擴散方程式中速度及濃度等參數，亦改以雷諾分解代入，可推得紊流擴散方程式：

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial UC}{\partial x} + \frac{\partial WC}{\partial z} = D_m \nabla^2 C - \frac{\partial \overline{u'c'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} \dots\dots\dots (2.11)$$

式中 C 為濃度之時間平均值，c' 則為濃度微擾量。

將式(2.9)與式(2.10)中的新變數 $\overline{u'u'}$ 、 $\overline{u'w'}$ 、 $\overline{w'w'}$ 寫為張量式如下：

$$\tau'_{ij} = -\rho u_i \mu_j \quad \text{其中 } i=1,2, \quad j=1,2 \dots (2.12)$$

上式中 τ'_{ij} 稱為雷諾剪應力(Reynolds stress)，由速度的微擾量所產生。

雷諾平均方程式所產生之雷諾剪應力項及物質擴散通量項，將造成變數的數目超過方程式的數目，成為一閉合問題(closure problem)；

Launder and Spalding, 1972)。因此本研究中的 k-ε 紊流模式採用包氏渦黏黏滯性模式(Boussinesq eddy viscosity model)模擬雷諾剪應力：

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} k \dots\dots\dots (2.13)$$

其中 $i=1,2, \quad j=1,2$

上式中 $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$ 為紊流黏滯系數(eddy viscosity)， $C_\mu (= 0.09)$ 為常數；而紊流動能 k (turbulent kinetic energy) 與紊流動能消散率 ε (turbulent dissipation rate)，則分別表示為：

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad \text{其中 } i=1,2 \dots\dots\dots (2.14)$$

$$\epsilon = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \text{其中 } i=1,2, \quad j=1,2 \dots (2.15)$$

將式(2.13)代入上兩式，k 和 ε 傳輸方程式可表示如下：

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U \frac{\partial k}{\partial x} + W \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + prod - \epsilon \dots\dots\dots (2.16)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + W \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} prod - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \dots\dots\dots (2.17)$$

常數值 $\sigma_k = 1.0$ 、 $\sigma_\epsilon = 1.3$ 、 $C_{\epsilon 1} = 1.44$ 、 $C_{\epsilon 2} = 1.92$ ；上兩式中之 prod 則為紊動能製造項(production of turbulent kinetic energy)，展開如下：

$$prod = \nu_t \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 \right] \dots\dots\dots (2.18)$$

至於在物質擴散的通量項 $-\overline{u_i'c'}$ 模擬方面，則利用斐克擴散(Fickian diffusion)定律來進行，即濃度通量與濃度梯度成正比：

$$-\overline{u_i'c'} = D_t \frac{\partial C_i}{\partial x_j} \dots\dots\dots (2.19)$$

上式之 D_t 為紊流擴散係數(turbulent diffusiv-

ity)，在紊流擴散中為一變動常數，其值可由紊流許密士數 Sc_t (turbulent Schmidt number) 求得：

$$Sc_t = \frac{V_t}{D_t} \dots\dots\dots(2.20)$$

Sc_t 的範圍為 0.8~1.2 (Çengel, 1998)，本論文取 $Sc_t = 1.0$ (在等向性紊流場中)

而上述各式離散方法如下：動量方程、紊動能 k 與紊動能消散率 ϵ 傳輸方程及擴散方程式以四階 Adam-Bashforth method 離散時間項，以三階之 QUICK scheme (Leonard, 1979) 離散方程式中之對流項，並以二階 central difference scheme 離散擴散項。速度與壓力的求解則採用 SOLA 法 (SOLA Algorithm) (Hirt et al., 1975)，利用有限體積法解出動量方程式中之速度向量後，再以連續方程式求解壓力。

另外，本研究使用交錯網格(staggered grid) 配置純量 and 向量變數，將速度置於控制體積邊界，以錯開壓力和速度控制體積，因此相鄰兩格點的壓力差即為此兩格點間速度分佈的驅動力；如此可避免產生鋸齒狀分佈的壓力場和速度場，獲得正確的數值解。

三、模式驗證

本研究與同樣採用 $k-\epsilon$ 紊流模式之 Acharya et al. (1994) 與 Hwang et al. (1999) 之研究結果相比較，分析本研究模式之網格獨立性及準確性。分別概述 Acharya et al. (1994) 與 Hwang et al. (1999) 之內容如下：

(1) Acharya et al. (1994)

利用雷射都卜勒流速儀 (Laser-Doppler Velocimeter, LDV) 測量正方形柱體四周的流場，獲得速度及雷諾剪應力(Reynold stress) 的分佈情形，並且使用二維 $k-\epsilon$ 紊流模式配合邊牆函數模擬流場，共使用 75×28 、 175×88 、 275×150 三種計算網格。

(2) Hwang et al. (1999)

使用商業軟體 Fluent，以標準 $k-\epsilon$ 紊流模式配合軟體內建的邊牆函數，模擬各種不同長寬比的矩形柱體周圍的流場，得到速度、雷諾剪應力

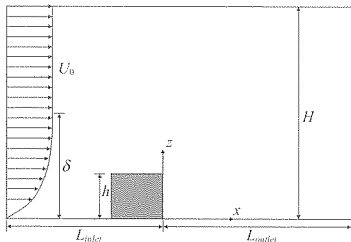


圖 1 驗證模擬區域示意圖(方柱高 h ，模擬範圍 $H = 9.5h$ ，邊界層厚度 $\delta = 3.3h$ ，邊界層外自由流水平風速 $U_0 = 3.6 \text{ m/s}$ ，左邊界與方柱之距離 $L_{inlet} = 15h$ ，右邊界與方柱之距離 $L_{outlet} = 30h$)

以及固體邊壁之壓力係數等流場參數。模擬正方形柱體之紊流流場時，以 139×86 的非均勻交錯網格，加密正方形柱體附近網格進行計算。

本模式驗證時，模擬二維渠道流在紊流狀況下流過一方柱之情況，流場示意圖如圖 1。圖中方柱高 h ；入流風(inlet)由左邊界進入，左邊界位於距離方柱 15 倍方柱高($15h$)之上游處；右邊界為出流風(outlet)，位於距離方柱 30 倍方柱高($30h$)之下游處，假設此處平均流速(mean velocity)與紊流量(turbulent quantities)之梯度皆為零，不再變化。模擬之範圍為地表至 9.5 倍方柱高處($H = 9.5h$)，假設計算區域中其餘邊界為牆壁(fixed wall)，即為不滑移條件(non-slip condition)。

將入流風之水平風速 U 表示如下：

$$\frac{U}{U_0} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{1/5.6} \quad \text{當 } \frac{z}{\delta} < 1 \text{ 且 } \frac{z}{\delta} > \left(\frac{H}{\delta} - 1\right)$$

$$\frac{U}{U_0} = 1 \quad \text{當 } 1 \leq \frac{z}{\delta} \leq \left(\frac{H}{\delta} - 1\right) \dots\dots(3.1)$$

上式中 U_0 為邊界層外自由流水平風速，設定為 3.6 m/s ；邊界層外垂直風速 V_0 設定為 0； z 為垂直地面高度； δ 為邊界層厚度，設定為 3.3 倍方柱高($\delta = 3.3h$)。

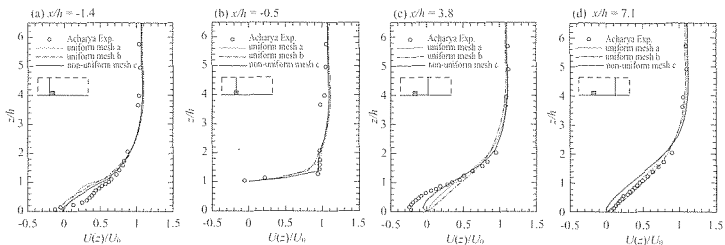


圖 2 網格獨立性分析—風吹方柱無因次水平風速縱剖面圖(比較本模式之三種網格與 Acharya *et al.* (1994) 之實驗結果)

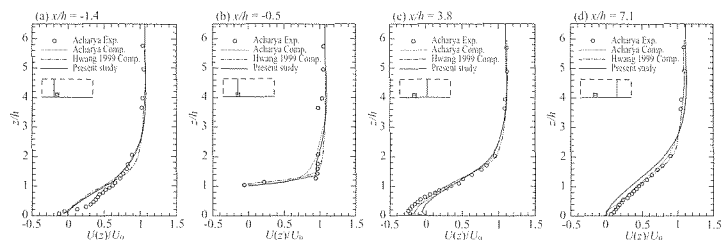


圖 3 模式驗證結果—風吹方柱無因次水平風速縱剖面圖(比較本模式之非均勻網格 c 與前人(Acharya *et al.* 1994; Hwang *et al.*, 1999)之研究結果)

紊流動能及紊流動能消散率分別為：

$$k_0 = 0.008U_0^2 \quad \dots\dots\dots(3.2)$$

$$\epsilon_0 = k_0^{1.5}/h \quad \dots\dots\dots(3.3)$$

模擬時，迭代步階(iteration steps)之容許誤差設定為 10^{-4} ；總迭代時間為 0.15 秒，均勻網格之迭代時間間距設定為 2×10^{-7} 秒，非均勻網格之迭代時間間距則設為 5×10^{-8} 秒；空氣運動黏滯係數 $\nu = 1.57 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ，雷諾數 $\text{Re} = U_0 \times H/\nu = 14000$ ，由模擬高度 H 及 U_0 (邊界層外自由流水平風速)計算之。

3.1 網格獨立性分析

本模式使用三種計算網格分析網格獨立性，分別為均勻網格 a (91×39)、均勻網格 b

(181×39)、與非均勻網格 c (84×39)；其中非均勻網格 c 在方柱處採 x 方向局部加密。令方柱右下腳為原點(柱寬 h)，將 $x = -1.4h$ ， $x = -0.5h$ ， $x = 3.8h$ ， $x = 7.1h$ 處之無因次水平風速縱剖面模擬結果及 Acharya *et al.* (1994)之結果繪於圖 2。

從圖 2 中可看出，三組網格與 Acharya *et al.* (1994)量測之結果相當接近，趨勢變化相吻合，非均勻網格 c 與均勻網格 a、b 的計算結果也大致相同，表示本模式模擬結果準確，且網格的數目與大小對模擬結果影響不大，為網格獨立，但三種不同網格中，仍以非均勻網格 c 之結果較接近實測值。

3.2 驗證結果

圖 3 為本模式以非均勻網格 c 模擬之無因

次水平風速剖面與前人研究結果(Acharya *et al.*, 1994; Hwang *et al.*, 1999)之比較圖,可看出在方柱中央及其上風處,本模式之無因次水平平均速度 $U(z)/U_0$ 模擬結果與實驗結果較接近,方柱下風處則誤差稍大。比較網格數目則發現, Acharya *et al.* (1994)使用之 275×150 網格與 Hwang *et al.* (1999)使用之 139×86 網格皆多於本研究使用之非均勻網格 c (84×39 網格),即本研究以較少的網格得到不錯的計算結果。因此本研究使用上述經過驗證之非均勻網格 c ,作為模型的計算網格。

四、流場模擬

本研究利用 k - ϵ 數值模式及森林之風速剖面經驗式並結合擴散方程式,來模擬流場中的物質經過森林阻礙物時的擴散情形。擴散源為上風處的水田,行蒸散作用釋放擴散物質(水汽),模擬過程中,水汽受到風場及阻礙物(森林)的影響,從擴散源網格(source cell)傳遞至下風處;在森林區域內,假設無擴散物質吸收及移除效應。

4.1 模擬區域

本研究之模擬區域如圖 4 所示,總長 675 m,總高 $H = 277.5$ m。左邊界為水平風入流(inlet),為自由流流況,水平風速 U_0 ,右邊界為風出流處(outlet);流場中有一阻礙物,高 $h = 15$ m、長 $B = 45$ m;從阻礙物上游端算起,與上游入風口與下游之出風口之距離分別為 $L_{inlet} = 210$ m 與 $L_{outlet} = 465$ m,阻礙物上游(L_{inlet} 處)為一水田,表面水汽之蒸發散為擴散源,令其為穩定線源排放,並假設其表面水汽濃度 $C_0 = 100\%$ 。

流場中阻礙物可分為無孔隙或有孔隙兩種假設情況,單棟低矮建築為無孔隙阻礙物,森林則為有孔隙阻礙物。阻礙物有孔隙時,阻礙物內高度 z 處之水平風速 $U(z)$ 則由下式求得(Cionco, 1965):

$$U(z) = U_0 \exp\left[\alpha_{atten} \left(\frac{z}{h} - 1\right)\right] \dots\dots\dots(4.1)$$

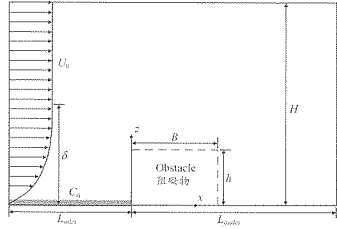


圖 4 本研究模擬區域流場示意圖(阻礙物高 $h = 15$ m, 阻礙物寬 $B = 45$ m, 模擬範圍 $H = 277.5$ m, 邊界層厚度 $\delta = 275$ m, 邊界層外自由流水平風速 $U_0 = 9.8$ m/s, 上游水田表面水汽濃度 $C_0 = 100\%$, 阻礙物上游至入風口距離 $L_{inlet} = 210$ m, 阻礙物上游至下游出風口距離 $L_{outlet} = 485$ m)

即在孔隙介質的區域內,將 4.1 式視為水平速度的邊界條件與上述之控制方程式結合,來計算葉場及物質擴散濃度。式 4.1 中 U_0 為樹冠層(Crown layer)頂部的平均風速,樹冠層高度為 h ; α_{atten} 則為植冠風速衰減係數(Canopy wind velocity attenuation coefficient),與樹冠層密度呈正相關,森林 α_{atten} 值介於 0.5 ~ 5.0 之間(Cionco, 1978)。因此本研究取 $\alpha_{atten} = 0.5$ 、 $\alpha_{atten} = 2.25$ 、 $\alpha_{atten} = 5.0$ 分別代表阻礙物低密度、中密度與高密度三種情況。唯有在孔隙介質的區域內,水平風速以 4.1 式來計算。即在孔隙介質的區域內,將 4.1 式視為邊界條件與原程式碼結合。

4.2 入流風速

強風下大氣穩定為中性(Neutral),因此水平入流風速採用中性邊界層指數分布剖面(Power law distribution),假設模擬期間其大小與方向為恆定,可表示如下:

$$\frac{U(z)}{U_0} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{\alpha'} \dots\dots\dots(4.2)$$

上式中 $U(z)$ 為垂直高度 z 處之水平風速, U_0 則為邊界層外自由流之風速,本研究採用 $U_0 = 9.8$ m/s; α' 為地表粗糙度指數, δ 為邊界層厚度,

表 1 美國國家標準協會(ANSI)建築物風力建議值

地況分類	地況特征	指數值 α'	δ (m)
地況 A	大城市之市中心	1/3	460
地況 B	郊區、小市鎮	1/4.5	400
地況 C	開闊之平原	1/7	275
地況 D	地勢平坦之海岸地區	1/10	215

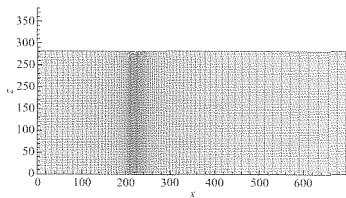


圖 5 本研究流場模擬計算網格(84×75)

本研究採用美國國家標準協會(ANSI)建築物風力規範(詳列於表 1)地況 C 之 α' 及 δ 建議值：粗糙度指數 $\alpha'=1/7$ 、邊界層厚度 $\delta=275$ m。

4.3 計算網格

採用 3.1 節驗證之非均勻網格 c (84×39)，不改變配置方式，僅在垂直方向(z 方向)以原來相同的網格間距增加模型高度(84×75)，並依照區域尺度等比例放大(如圖 5)，除有孔隙阻礙物(森林或市蓋)內的網格大小在 $1.18 \times 3.75 \sim 3.90 \times 3.75$ m² 之間外，其餘風場之網格大小皆介於 $1.18 \times 3.75 \sim 22.7 \times 3.75$ m² 之間。

五、結果討論

5.1 流場

5.1.1 流線(Streamline)

將無孔隙阻礙物及不同密度之有孔隙阻礙物周遭流場之流線圖繪於圖 6(a)至圖 6(d)，比較阻礙物不同之情況下，流場中速度向量的切線軌跡。

由圖 6(a)中發現，當流場中阻礙物無孔隙時，阻礙物的上風處(迎風面)與下風處(尾流區)分別產生一小一大共兩個渦漩。圖 6(b)至圖 6(d)

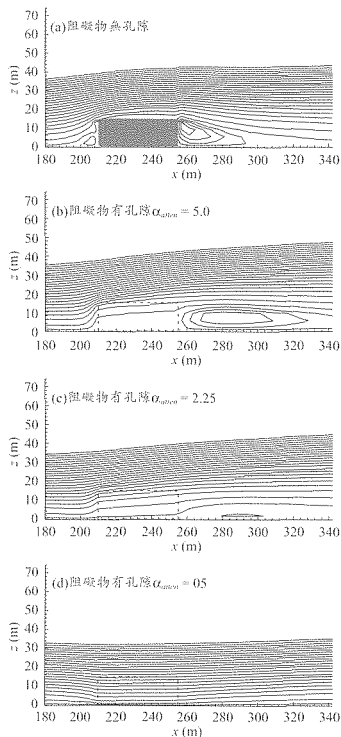


圖 6 不同阻礙物週遭流場之流線圖(方框為阻礙物區域，灰色實心表示阻礙物無孔隙，虛線表示阻礙物有孔隙)

分別為不同密度之有孔隙阻礙物週遭流場之流線圖。與無孔隙阻礙物之情況比較發現，在阻礙物有孔隙時，上風處皆無渦漩；在高密度情況下($\alpha_{son}=5.0$ ，圖 6(b))，下風處渦漩垂直高度降低、水平長度加長，下風處渦漩高度隨著密度降低，逐漸變小至完全消失無渦漩。在阻礙物有孔隙且為低密度之情況下(圖 6(d))，流線從上風處經阻礙物到下風處皆無渦漩產生，呈現緩緩下降

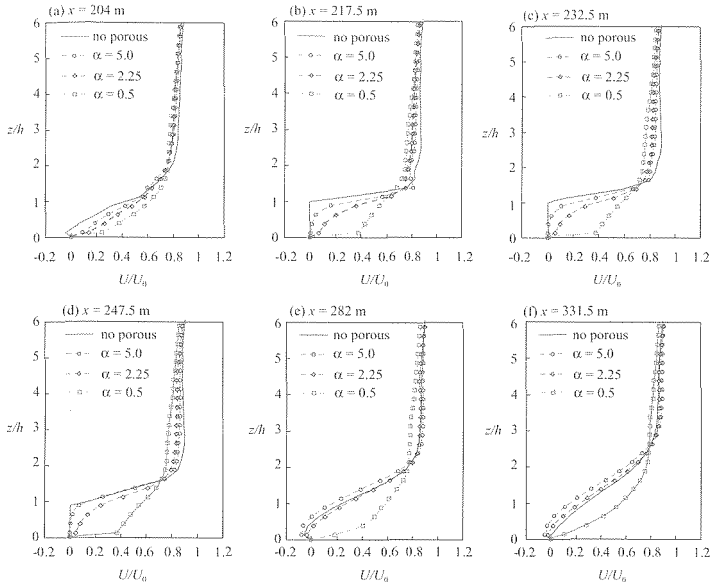


圖 7 不同阻礙物之無因次水平風速剖面(實線表示阻礙物無孔隙, 虛線表示阻礙物有孔隙, 圓形標記表示阻礙物為高密度 $\alpha_{atten} = 5.0$, 菱形標記表示阻礙物為中密度 $\alpha_{atten} = 2.52$, 方形標記表示阻礙物為低密度 $\alpha_{atten} = 0.5$)

後升高的情況, 在垂直高度 $z = 30 \text{ m}$ 處流線則幾乎呈現水平。

5.1.2 水平速度

取阻礙物上風處至下風處不同水平距離($x = 204 \text{ m}$ 、 $x = 217.5 \text{ m}$ 、 $x = 232.5 \text{ m}$ 、 $x = 247.5 \text{ m}$ 、 $x = 282 \text{ m}$ 、 $x = 331.5 \text{ m}$)之水平速度剖面繪於圖 7(a)至圖 7(f), 比較阻礙物不同之情況下, 流場中速度剖面的變化情形。

在阻礙物上風處(圖 7(a)), 流場中阻礙物無孔隙時, 會出現水平速度為負值之迴流區(渦漩); 有孔隙的情況則不產生迴流。在阻礙物區內(圖 7(b)至圖 7(d)), 阻礙物無孔隙時, 阻礙物高度內($z/h \leq 1$)無風速; 阻礙物有孔隙時, 風速隨著密度的降低而增大。在阻礙物下風處(圖 7(e)至

圖 7(f)), 當阻礙物為中密度($\alpha_{atten} = 2.25$)與高密度($\alpha_{atten} = 5.0$)時, 其風速剖面與阻礙物無孔隙的風速剖面相當接近, 阻礙物低密度($\alpha_{atten} = 0.5$)之剖面則與上述三種情況相差甚大。

比較圖 7(a)至圖 7(f)可清楚發現, 當阻礙物之密度降低, 即 α_{atten} 較小時, 風速剖面由阻礙物上風處至下風處之變化幅度較小, 阻礙物對風場的影響較不明顯。

5.2 水汽濃度

5.2.1 濃度剖面

取阻礙物上風處至下風處不同水平距離($x = 204 \text{ m}$ 、 $x = 217.5 \text{ m}$ 、 $x = 232.5 \text{ m}$ 、 $x = 247.5 \text{ m}$ 、 $x = 282 \text{ m}$ 、 $x = 331.5 \text{ m}$)之濃度剖面繪於圖 8(a)

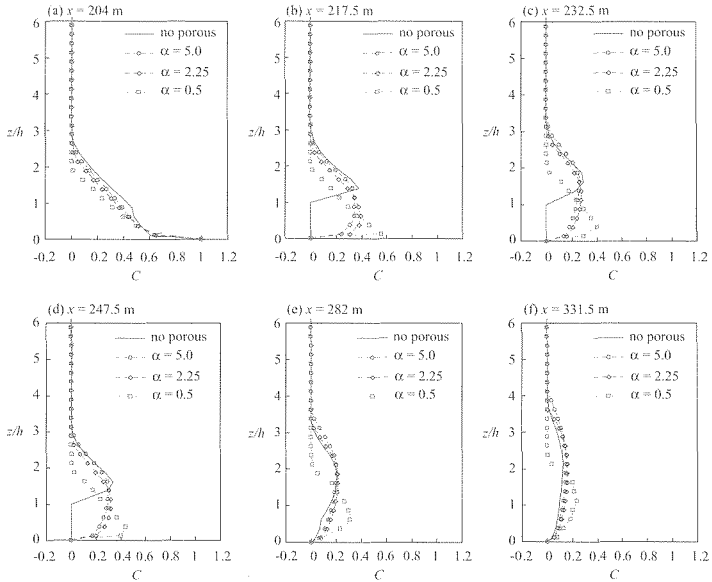


圖 8 不同阻礙物之濃度剖面分佈圖(標示同圖 7)

至圖 8(f)，比較擴散物質(水汽)在阻礙物不同情況下在流場中的分布情形。

在阻礙物上風處(圖 8(a))濃度較大，表示水汽蓄積在此，阻礙物無孔隙時，濃度最大，蓄積量最多；阻礙物有孔隙時，蓄積量隨著阻礙物密度降低而減少。在阻礙物區內(圖 8(b)至圖 8(d))當阻礙物無孔隙時，阻礙物高度內($z/h < 1$)濃度皆為零；若阻礙物有孔隙，則阻礙物密度越大，濃度分布曲線的偏度越大，但隨著水平距離 x 的增加，偏度與濃度值皆減小。在阻礙物下風處(圖 8(e)與圖 8(f))，濃度分布與阻礙物區之濃度分布趨勢相同，但阻礙物無孔隙與有孔隙阻礙物在高密度($\alpha_{atten} = 5.0$)或中密度($\alpha_{atten} = 2.25$)情況下之濃度分佈曲線相似，明顯不同於低密度($\alpha_{atten} = 5.0$)之情況。

比較圖 8(a)至圖 8(f)可發現，當阻礙物密度降低，即 α_{atten} 越小時，物質由上風處到下風處擴散傳輸越均勻，下風處濃度分布之垂直差異越不明顯。

5.2.2 混合層高度

若不考慮沉降和移除機制，物質經過長時間的擴散後，將散布到下風區域，在地表至大氣中某一高度之間均勻混合，稱之為「混合層」(Seibert, 2000)。本研究中介定擴散物質的混合層(垂直)高度為：從地面算起，物質(水汽)濃度百分比 $C \geq 0.1\%$ 處之垂直高度，因此濃度小於 0.1% 即視為無濃度之情況。圖 9(a)為阻礙物孔隙不同情況下擴散傳輸過程混合層高度之水平變化，由於混合層高度為物質擴散的高度上限，因此可得擴散物質對「周遭環境」之「影響所及範圍」。

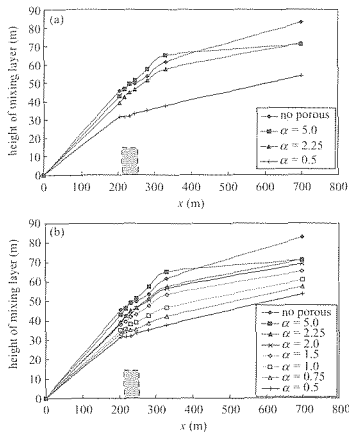


圖 9 阻礙物孔隙不同之混合層高度變化(虛線區域內為阻礙物)：(a)四種不同密度之阻礙物；(b)八種不同密度之阻礙物

由圖 9(a)可發現，有孔隙阻礙物在低密度 ($\alpha_{atten} = 0.5$)情況下，其混合層高度顯著異於其他三者；因此，為詳細了解其隨著密度變化的情形，增加模擬不同密度 $\alpha_{atten} = 2.0, 1.5, 1.0, 0.75$ 之情況並將結果繪於圖 9(b)，發現混合層高度隨著阻礙物密度變小而降低，其趨勢相當規則而整齊，高密度至中密度之間降低幅度較小，中密度至低密度間降低幅度則較大。

5.2.3 濃度中心高度

圖 10 為濃度中心(即濃度最大值) C_{max} 在流場中移動變化的情形，除了原先模擬之四種不同阻礙物(阻礙物無孔隙、阻礙物有孔隙且 α_{atten} 分別為 5.0、2.25、0.5)，再加上四種不同阻礙物密度 $\alpha_{atten} = 2.0, 1.5, 1.0, 0.75$ 之風場阻礙物的區域。比較圖 10 之結果發現，當阻礙物密度越小時，濃度中心 C_{max} 的垂直高度 (H_{Cmax}) 越低，無孔隙阻礙物之曲線為其它有孔隙阻礙物曲線之包絡線，表示此為濃度中心變化範圍的上限。

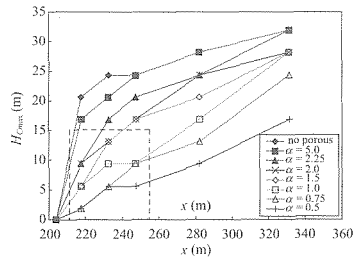


圖 10 阻礙物孔隙不同之濃度中心 C_{max} 發生高度變化

就區域局部混合(擴散)效果而言，水平風速造成物質水平方向的擴散，因此，當流場受到地形阻礙產生垂直風速，將造成物質垂直方向的擴散。假設濃度中心垂直高度 H_{Cmax} 為水平距離 x 的函數 $H_{Cmax}(x)$ ，若 H_{Cmax} 增幅隨水平距離增加呈遞增，表示垂直擴散(混合)效率佳，可以以下式表示：

$$\frac{\partial^2 H_{Cmax}}{\partial x^2} > 0 \quad \dots\dots\dots(5.1)$$

相反地，若 H_{Cmax} 增幅隨水平距離增加呈遞減，表示垂直擴散(混合)效率差，表示如下：

$$\frac{\partial^2 H_{Cmax}}{\partial x^2} < 0 \quad \dots\dots\dots(5.2)$$

以上兩種函數之示意圖分別如圖 11(a)及 11(b)所示。

比較圖 10 與圖 11，發現由阻礙物上風處至阻礙物尾端之間($x = 204\sim 247.5$ m)，濃度中心高度變化呈現式(5.2)之形式，垂直擴散效率較差。由於風場中之阻礙物造成上風處($x = 204$ m)之抬升與集中現象，造成垂直速度衰減，物質的被动擴散受到風場影響，垂直擴散(混合)效率不佳。阻礙物尾端至下風處($x = 247.5\sim 331.5$ m)之濃度中心高度變化，則可分為兩種情況討論：

- (1) 阻礙物孔隙為高密度($\alpha_{atten} = 5.0$)與中密度($\alpha_{atten} = 2.25$)：濃度中心高度變化呈現式

(5.2)之形式，垂直擴散效率差。由於此時阻礙物密度較高，風的穿透力較小，遇阻礙物後在下風處產生迴流，由流線圖(圖6(b)與圖6(c))亦可看出阻礙物下風處之流線有沉降的現象(流線向下)，造成垂直擴散效率不佳。

(2) 阻礙物孔隙為低密度($\alpha_{open} = 0.5$)：濃度中心高度變化則呈現式(5.1)之形式，垂直擴散(混合)效率佳。此時阻礙物密度較低，

風的穿透力較大，阻礙物下風處無迴流區產生(如圖6(b))，且流線具有向上抬升的現象，造成垂直擴散(混合)效率較佳。

5.2.4 濃度累積量

取阻礙物上風處至下風處不同水平距離($x = 204\text{ m}$ 、 $x = 217.5\text{ m}$ 、 $x = 232.5\text{ m}$ 、 $x = 247.5\text{ m}$ 、 $x = 282\text{ m}$ 、 $x = 331.5\text{ m}$)之濃度剖面資料，以梯形法計算各截面之濃度累積曲線，累積濃度計算方法如下：

$$Q = \sum_{j=1}^n (C_j + C_{j+1}) \times \frac{(z/h)_{j+1} - (z/h)_j}{2} \dots\dots(5.3)$$

上式中 Q 為無因次濃度累積函數，表示擴散物質的累積量； C 為濃度百分比； z/h 為無因次高度參數， z 為高度， h 為阻礙物高度。將不同孔隙阻礙物之濃度累積曲線計算結果繪於圖12。

阻礙物無孔隙時(圖12(a))，累計濃度大小依序分別為： $Q_x = 204\text{ m} > Q_x = 282\text{ m} > Q_x = 331.5\text{ m} > Q_x = 217.5\text{ m} > Q_x = 232.5\text{ m} > Q_x = 247.5\text{ m}$ ，阻礙物上風處與下風處之累積濃度大於阻礙物區之累積濃度，推測造成此現象的原因為阻礙物區流場束縮且流速集中，擴散物質被沖淡，因此此處累計濃度較小。

阻礙物有孔隙時(圖12(b)至圖12(d))，高、中、低三種不同密度之累計濃度大小排列皆相同，依序為： $Q_x = 204\text{ m} > Q_x = 217.5\text{ m} > Q_x = 232.5\text{ m} > Q_x = 247.5\text{ m} > Q_x = 282\text{ m} > Q_x = 331.5\text{ m}$ ，累積濃度由上風處至下風處遞減，且各截面的濃度累積量隨阻礙物密度越小(α_{open} 值越小)而減少，由此可知，流場中阻礙物

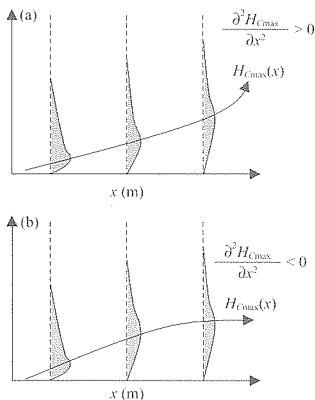


圖 11 濃度中心移動示意圖(灰色區域表示濃度剖面，箭頭為濃度中心移動路徑)：(a)垂直擴散(混合)效率佳；(b)垂直擴散(混合)效率差

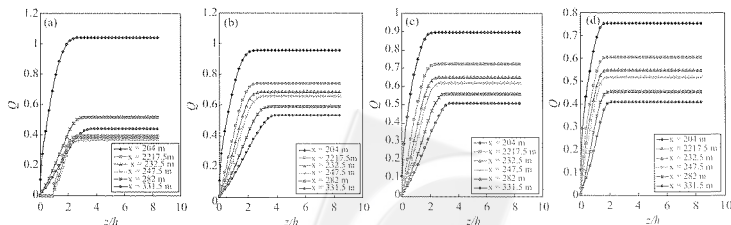


圖 12 不同水平距離之濃度累積曲線：(a)阻礙物無孔隙；(b)阻礙物有孔隙且為高密度($\alpha_{open} = 5.0$)；(c)阻礙物有孔隙且為中密度($\alpha_{open} = 2.25$)；(d)阻礙物有孔隙且為低密度($\alpha_{open} = 0.5$)

密度越大，擴散物質的累積量越大。

六、結 論

由本研究的模擬結果顯示：

1. 阻礙物無孔隙(如單棟低矮建築物)時，流場阻礙物之上風處(迎風面)及下風處(尾流區)，會產生一小一大的渦漩：當孔隙阻礙物(如森林)為高、中密度時($\alpha_{atm} = 5.0$ 、 $\alpha_{atm} = 2.25$)，其上風處因為風穿透的效果不產生渦漩，下風處則有一大渦漩；當孔隙阻礙物為低密度時($\alpha_{atm} = 0.5$)，上風處與下風處皆無渦漩發生。
2. 分析濃度集中程度發現，當阻礙物無孔隙時，濃度集中在較高處；當孔隙阻礙物密度降低(α_{atm} 值由高到低)時，濃度集中的高度也隨之降低。
3. 觀察濃度中心高度變化，流場阻礙物無孔隙時，其濃度中心移動路徑可視為有孔隙阻礙物移動路徑之包絡線，即為濃度中心變化範圍的上限。當孔隙阻礙物密度降低時，濃度中心高度 H_{Cmax} 隨著水平距離 x 增加，其增加幅度由遞減轉變為遞增，分界點約在 $\alpha_{atm} = 1.5 \sim 1.0$ 之間。因此本研究將低密度阻礙物($\alpha_{atm} \leq 1.0$)歸納為一類，因其擴散性質與密度較大時($\alpha_{atm} \geq 1.5$)完全不同。
4. 混合層高度為物質垂直擴散的上限，本研究發現此高度隨著孔隙阻礙物密度增加而變大。其中，當流場阻礙物為高密度時($\alpha_{atm} = 5.0$)，其混合層的高度可能大於無孔隙阻礙物之混合層高度。
5. 計算由阻礙物上風處至下風處六個截面的濃度累積量，可歸納出濃度累積量亦隨著孔隙阻礙物密度增加而增加，密度固定時，濃度累積量隨水平距離增加而減少；阻礙物無孔隙時，流場束縮加速水平風速，因此減少阻礙物區域濃度累積量。

本研究之模型可應用到人造林、緩衝林帶的種植，利用擴散方程式以數值方法模擬氣體單相流中物質在森林間擴散之情形，並計算緩衝林帶所需寬度。除了計算水汽的擴散之外，也可適用於二氧化碳 CO_2 ，甲烷(CH_4)等氣體之擴散。

參考文獻

1. 譚智宏，2004，水田於農業及都會區域溫度及緩功能評估，行政院農業委員會，推廣水田生態環境保護及地下水涵養補注計畫成果報告。
2. Acharya, S., Dutta, S., Myrum, T. A., and Baker R. S., 1994, "Turbulent-Flow Past a Surface-Mounted 2-Dimensional Rib", *J. Fluids Eng.*, **116**, pp. 238-246.
3. Çengel, Y. A., 1998, *Heat Transfer: A Practical Approach*, pp. 660-670, McGraw Hill, Reno, Nevada, USA.
4. Cionco, R. M., 1965, "A Mathematical Model for Air Flow in a Vegetative Canopy", *J. Appl. Meteorol.*, **4**, pp. 517-522.
5. Cionco, R. M., 1978, "Analysis of Canopy Index Values for Various Canopy Densities", *Boundary-Layer Meteorol.*, **15**, pp. 81-93.
6. Hirt, C. W., Nichols, B. D., and Romero, N. C., 1975, "SOLA - A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows", Los Alamos Scientific Lab. Rep., LA-5852.
7. Hwang, R. R., Chow, Y. C., and Peng, Y. F., 1999, "Numerical Study of Turbulent Flow over Two-Dimensional Surface-Mounted Ribs in a Channel", *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **31**, pp. 767-785.
8. Launder, B. E., and Spalding, D. B., 1972, *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, 169 pp.
9. Leonard, B. P., 1979, "Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation", *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, **19**, pp. 59-98.
10. Raupach, M. R., Coppin, P. A., and Legg, B. J., 1986, "Experiments on Scalar Dispersion Within a Model Plant Canopy. Part I: The Turbulence Structure", *Boundary-Layer Meteorol.*, **35**, pp. 21-52.
11. Reynolds, W. C., 1976, "Computation of Turbulent

Flows", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **8**, pp. 183-208.

- 12 Seibert P., Beyrich F., Gryning, S. E., Joffre, S., Rasmussen, A., and Tercier, P., 2000, "Review and Intercomparison of Operational Methods for the Determination of the Mixing Height",

Atmos. Environ., **34**, pp. 1001-1027.

收稿日期：民國 96 年 7 月 11 日

修正日期：民國 96 年 10 月 5 日

接受日期：民國 96 年 10 月 8 日

