

防風牆透風位置與渦旋分佈之數值模擬

梁大慶* 王仲豪* 張敬昌*

摘要

本研究係以數值模擬大氣邊界層流場繞經部份透風防風牆之流場特徵，分析在相同的阻風率下，透風高度位置與渦旋分佈之關係，同時探討空氣流場之速度狀況及迎、背風面壓差之相關性，並分析防風效果之差異性。經數值模擬試驗所得結果，歸納如下：

- (一) 牆面開口產生射流，破壞下游渦旋B結構，成為更細小破碎之三個小渦旋B群。
- (二) 牆面開口位置對於渦旋B群之分佈及大小有直接的關係。
- (三) 渦旋A影響最小，僅於與B群交界有形狀之變化。渦旋C在開孔低時，位置有向上游移動之趨勢。
- (四) 相同透風率8%對於開口位置的防風效果差別不大，僅有6%之差異性。但開口位置在牆邊緣時之防風效果稍佳，而開口#11的WBI值又比#1稍高。

(關鍵詞：數值模擬、阻風效果、透風、渦旋)

Numerical Simulation on the Vortexes Distribution and the Penetrating Location of Wall

Ta-Ching Liang

Graduate Student of Department of Soil & Water Conservation, National Chung Hsing University

Jong-Hao Wang

Graduate Student of Department of Soil & Water Conservation, National Chung Hsing University

Jing-Cheng Chang

Graduate Student of Department of Soil & Water Conservation, National Chung Hsing University

ABSTRACT

This research was to investigate numerically characteristics of two-dimensional flows around a partial penetrating wall in atmospheric boundary layer. Analysis the relationship between vortexes distribution and different penetrating position of wall in the same block ratio. The velocity field, pressure distribution and windbreak efficient are computed in this model. The results are summarized as follows:

*國立中興大學水土保持學研究所博士班研究生

1. Jet flow occurring the opening of wall ruptures vortex-B construction to be three fragment vortexes.
2. The Location and size of group vortexes-B have obviously relationship with opening location of wall.
3. Opening position effects slightly vortex-A that shape variation only in the boundary between vortex-B. Location of vortex-C would shift upstream in lower opening.
4. Windbreak effect is insignificant for different opening position of wall in 8% block ratio, which is less than 6% deviation. The opening in the edge of wall would get better windbreak effect. WBI of #11 set is slightly higher than that of #1 set.

(Keywords : Numerical Simulation, Windbreak Effect, Penetration, Vortex)

前 言

台灣濱海地區之防風設施依照其配合防護目標物不同，而有防風堤、防風林、防風牆、防風柵等多種設施。防風牆因為密閉之不透風構造物，所以迎背風面壓差大，當氣流越過構造物之壓力梯度亦相對提高，迴流回地表的力道也相對提高；但透風率過高時，卻又失去阻風的效果，所以部分透風構造物較會有效減低前後壓差和迴流強度，同時提高防風效果，根據Lee & Kim指出透風率大於40%則防風構造物後方無逆流之現象。在此假設下游出現的順時針運動主渦旋為渦旋-A(Vortex-A)，牆後到渦旋-A之間所產生之逆時針運動之渦旋為渦旋-B(Vortex-B)，於牆之上游順時針運動之渦旋是為渦旋-C(Vortex-C)。換言之，構造物之阻風面積在100%~60%時，均會發生逆流現象，本數值模擬試驗所設定之阻風率在此範圍之內，是為92%之牆面阻風率構造物(阻風面由低而高均分為12區塊，平均一個區塊阻風8%)。於相同透風率下，探討直立牆不同開口高度對於上述之流況亦有所不同，而對於防風效果之差異性。

影響防風牆阻風效果之因素有來流之邊界層流況(風向、風速、速度分佈、邊界層厚度等等)、透風構築型式(高度、層數、孔隙率等)。本研究以數值模擬92%阻風率，經過構造物後之流場變化狀況，開孔位置之高度和阻風效果之間的關係。本研究中流場數值模擬採用微可壓縮流的方法(Weakly

Compressible Flow Method，簡稱WCF)(Song, Yuan, 1987)，以求出防風牆相應之二維非恆定(Unsteady)紊流流場。此法為一採用可壓縮流體連續及動量方程式為控制方程之有限體積差分法。模擬密閉牆之鄰近流場狀況，並且針對流經透風之防風牆，牆高為H，以冪數為1/7(Power Law, $\alpha = 1/7$)之典型紊流邊界層速度垂直分佈法則。採用來流邊界層高為 $\delta = 7H$ 、雷諾數為 $Re = 5 \times 10^5$ 、來流邊界層緣速度($U = 1$)、運動黏滯度($\nu = 1.5 \times 10^{-5}$)等參數，進行數值模擬，探討空氣在不同空間位置運動的方向和速度，同時比較風洞煙線試驗與數值資料之特性，流場質點由於牆面之阻擋所產生軌跡之改變，以無因次速度虧(Velocity Decrease)對高度 $0 \sim 1H$ 和距離 $0 \sim 30H$ 之背風保護區的積分值(WBI)為阻風能力之評估標準。

理論基礎

在流場計算中，採用微可壓縮流法。本方法原僅適用於解非粘性流場，但經擴展後已對粘性流場具有解析能力，茲將計算流體力學原理說明如下：

二維流場中，連續及動量方程式為：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (2)$$

其中 ρ : 流體密度, V : 速度向量, p : 壓力, t : 時間, 可將(2)式改寫成:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \nabla \cdot (VV) - VV \cdot V = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} \right) + p \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (3)$$

在密度為壓力函數的假設條件(即 Barotropic 為定值)下, 連續方程式可寫成

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{d\rho}{dp} \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \frac{dp}{d\rho} V \right) - \rho V \cdot \nabla \left(\frac{dp}{d\rho} \right) = 0 \quad (5)$$

其中對理想氣體而言 $\frac{dp}{d\rho} = c^2$ (c 為音速)。以級次(Order)分析可知, 將(5)式左邊最後一項與(4)式左邊最後一項相比呈馬赫數平方的量級, 則可省略(5)式左邊最後一項。在馬赫數平方的誤差下, (5)式可近似為

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c^2 V) = 0 \quad (6)$$

另一方面, (3)式右邊最後一項與(2)式右邊最後一項相比, 亦為馬赫數平方的量級。此外, 由可壓縮流體連續方程式推論可將(3)式左邊最後一項分解為

$$VV \cdot V = -\frac{V}{\rho} \nabla \cdot \nabla \rho - \frac{V}{\rho} \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (7)$$

(7)式中右邊第一項與(2)式右邊第一項相比為馬赫數平方的量級。同時, (7)式右邊第二項與(2)式右邊第一項相比, 則得到馬赫數的量級。故在(3)式中, 省略了左邊最後一項及右邊最後一項後(馬赫數量級的誤差)得到

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \nabla \cdot (VV) = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (8)$$

在粘性流場中, 動量方程式(8)式可擴展為:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \nabla \cdot (VV) = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} \right) + \nu \nabla^2 V \quad (9)$$

其中 ν 為運動粘滯度(Kinematic Viscosity)。將(6)式與(9)式做空間平均後, 其物理量可以指標符號(Index Nation)表示為: "-" 表平均、"'" 表變動部份, 故 i 方向之速度可分解為 $u_i = \overline{u_i} + u_i'$ 、 $p = \overline{p} + p'$

$$\frac{\partial \overline{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho c^2 \overline{u_j}) = 0 \quad (10)$$

$$\text{及 } \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial (\overline{p/\rho})}{\partial x_j} +$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \overline{-u_i u_j - u_i u_j - \overline{u_i u_j} - (\overline{u_i u_j} - \overline{u_i u_j})} + \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right\} \quad (11)$$

根據雷諾平均的假設, 亦即

$$\overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} + \left(\overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \right) = 0 \quad (12)$$

(11)式成為

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial (\overline{p^*}/\rho)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -(\overline{u_i u_j} - \frac{1}{3} \overline{u_i u_j} \delta_{ij}) + \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right\} \quad (13)$$

δ_{ij} 為 Kronecker delta 函數 $p^* = p + \frac{\rho}{3} \overline{u_i u_i}$

根據渦流粘滯性之假設(Eddy-Viscosity Hypothesis), 次網格紊流剪應力項可表示為:

$$-(\overline{u_i u_j} - \frac{1}{3} \overline{u_i u_j} \delta_{ij}) = \nu_t s_{ij}$$

$$s_{ij} = \left(\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) \quad (14)$$

其中, ν_t 為紊流動力粘滯度

(13)式改為

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial (\overline{p^*}/\rho)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\tau_{ij}}{\rho} \right) \quad (15)$$

τ_{ij} 是粘性剪應力以及次網格紊流剪應力的和, 次網格紊流擴散係數則依據 Smagorinsky 之建議(Smagorinsky, 1963), 成為:

$$\nu_t = (c_s \Delta)^2 \left(\frac{S_{ij}^2}{2} \right)^{1/2} \quad (16)$$

Δ 為計算網格的特徵長度, 而 C_s 為 Smagorinsky 常數。至此(10)式及(15)式可以表示如下:

$$\frac{\partial G_i}{\partial t} + \nabla \cdot F_i = 0 ; i = 1, 2, 3 \quad (17)$$

此處純量 G 及向量 F 定義成下面的矩陣型式:

$$G = \begin{bmatrix} \bar{p} \\ \bar{u} \\ \bar{v} \end{bmatrix}$$

$$F = \begin{bmatrix} K\bar{u} & K\bar{v} \\ \bar{u}^2 + (\bar{p}^* - \tau_{xx})/\rho & \bar{u}\bar{v} - \tau_{yx}/\rho \\ \bar{u}\bar{v} - \tau_{xy}/\rho & \bar{v}^2 + (\bar{p}^* - \tau_{yy})/\rho \end{bmatrix} \quad (18)$$

$K = \rho C^2$ 為流體體積彈性模數 (Bulk Modulus of Elasticity)。若分別取長度、速度、及壓力尺寸為 H 、 U_0 及 $(\rho U_0^2)/2$ ，(17) 式之矩陣可進一步無因次化，成為：

$$G = \begin{bmatrix} P \\ U \\ V \end{bmatrix}$$

$$F = \begin{bmatrix} U^2 + \frac{P}{2} - \frac{EU}{\text{Re}} \left(1 + \frac{v_1}{v}\right) \frac{\partial U}{\partial X} & UV - \frac{EV}{\text{Re}} \left(1 + \frac{v_1}{v}\right) \frac{\partial U}{\partial X} \\ UV - \frac{EV}{\text{Re}} \left(1 + \frac{v_1}{v}\right) \frac{\partial V}{\partial Y} & V^2 + \frac{P}{2} - \frac{EV}{\text{Re}} \left(1 + \frac{v_1}{v}\right) \frac{\partial V}{\partial Y} \end{bmatrix} \quad (19)$$

$$E = \frac{K}{(\rho U_0^2)/2}$$

其中，馬赫數 $M = \sqrt{2/E}$

$$\text{雷諾數 } \text{Re} = \frac{U_0 H}{v}$$

在一特定控制體積 ∇ (Control Volume) 內，可對(17)式作體積積分而得：

$$\int_{\nabla} \frac{\partial G}{\partial t} dV + \int_{\nabla} \nabla \cdot F dV = 0 \quad (20)$$

由散度定理可得

$$\frac{\partial G_m}{\partial t} = -\frac{1}{\nabla} \int_{\nabla} \hat{n} \cdot F ds = 0 \quad (21)$$

其中 G_m 代表 ∇ 內之平均值，亦即相對於 ∇ 之幾何中心， \hat{n} 為控制體積表面 s 之法向量。在某一起始流況下，(21) 式可用以計算在某一時段 Δt 內 G_m 之時變值，並進一步獲得 G_m 在下一時間之新值。

計算程式採用預測步-校正步的顯隱式方法 (MacCormack, 1969) 以提高時變模擬之精確度。同時，為了確保計算之精確性， Δt 須受限於庫倫條件 (Courant, Friedrichs, Lewy,

1967)：

$$\Delta t = C_c \cdot \min \left[\frac{\nabla}{\sqrt{|\bar{p} \cdot \hat{s}\hat{n}| + c|\hat{s}\hat{n}|}} \right] \quad (22)$$

其中 C_c 為 Courant Number (本研究採用 0.4)，以確定結果之收斂性。

研究方法

本研究之模型為一直立於地面之透風牆 (高度 H ，厚度 $0.1H$)，分別在直立面上等量劃分十二個開口，由下而上依次編號為 1~12 孔如圖 1 所示。為保持相同透風率，以 "#5 組" 為例：流場試驗開第 5 孔，而使氣流通過，而餘 1~4 和 6~12 孔皆關閉，在此條件下計算典型紊流邊界層來流時之相應紊流時變流況。

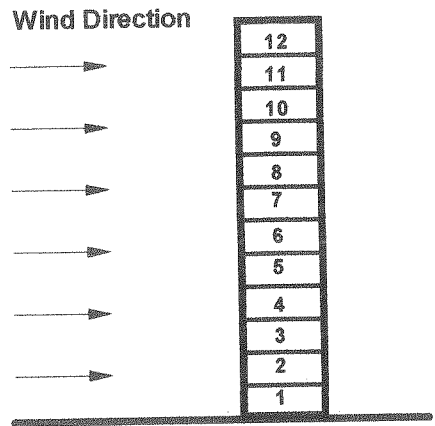


圖 1 透風牆模型圖
Fig.1 Penetrable wall model

(一) 計算區域

本研究中計算區域於高度以五倍牆高，和構造物水平距牆之上、下游分別為六倍及三十倍牆高為範圍，即 X 範圍在 $-6H \sim 30H$ 與

Y範圍在0H~5H的矩形二維平面。當數值模擬構造物柵板透風或封閉時，因計算對應之需要，必須將流場切割為四個部份，包括上述三個區域及構造物本身所占之區域。網格內之速度(U、V)和壓力(P)值在區域邊界以一對一之對映方式持續向下游傳遞。在空氣流動空間之典型網格及範圍，共分三區域(Zone)：第一區範圍(X:-6~0H,Y:0~5H)，第二區(X:0~0.1H, Y:1~5H)，第三區(X:-6~0H,Y:0~5H)。

(二)網格設計

本試驗之網格設計採用(Thompson,1997)經解析普松(Poisson)方程式之途徑將計算平面內的平行直線正交網轉換到物理平面的網格。計算區域以普松方程式反映射(Reverse Mapping)，同時求解計算網格座標點位置之數值量。共計X和Y方向有166及80條格線，水平距構造物和垂直方向愈接近地面時的格線愈密集，較可掌握流況並減少誤差，如圖2所示。

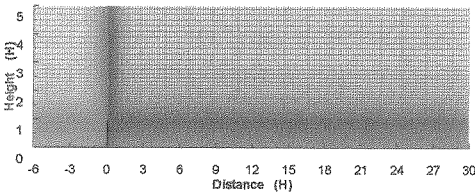


圖 2 典型流場計算網格

Fig.2 Typical mesh of computation flow field.

(三)邊界條件

涉及之邊界狀況分為不可穿透(牆面與地面→紅色表示)和可穿透(條件入流→藍色，出流及上邊界→綠色)兩種型式，如圖3所示。

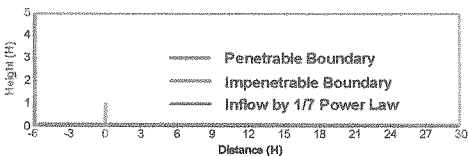


圖 3 不可穿透及可穿透條件之邊界分佈

Fig.3 Borders of penetrable and impenetrable Boundaries

在邊界上數值計算以鏡射(Phantom Cell)法以反映出邊界上正確之流力特性，主要有速度(U、V)和壓力(P)二方面，依可穿透邊界和不可穿透邊界之條件說明於下，如圖4及圖5所示：

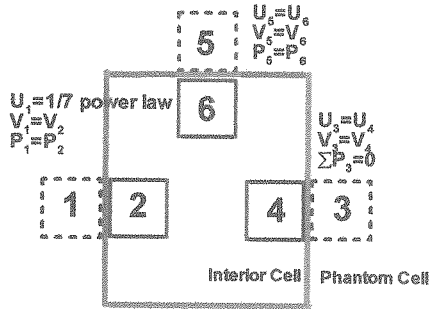


圖 4 流場數值計算可穿透邊界條件
Fig.4 Calculation of penetrable boundary

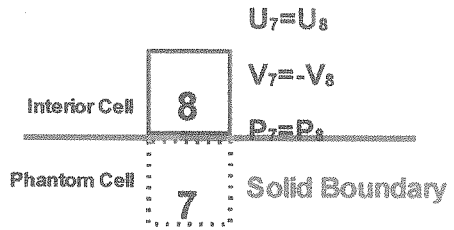


圖 5 流場數值計算不可穿透邊界條件
Fig.5 Calculation of impenetrable boundary

1.速度計算方面：

(1)左邊界(入流邊界)：將上游計算區外鏡射點之速度根據七分之一($\alpha=1/7$)冪數律Power

$$\text{Law: } \frac{U}{U_{\text{ref}}} = \left(\frac{Z}{\delta}\right)^\alpha \text{ 之速度分佈給定。}$$

(2)右邊界(出流邊界)：速度對主流向X之變化梯度為零的假設給定。

(3)上邊界：類似於下游之邊界條件之方式，計算區上邊界之速度係依速度沿橫方向Y之變化梯度為零之假設給定。

(4)下邊界：不可穿透邊界之假設係根據不滑動條件(No-Slip Condition)，將鏡射點之速度取與鄰近內部點之相反值，使得平均位置(邊界上)之速度為零。

(5)牆面邊界：設計高度為H，寬為H/10，其作法與下邊界相同。

2.壓力計算方面：

(1)左邊界(入流邊界)：根據WCF中特徵線方法(Method of Characteristics)之推論，鏡射點之壓力皆取與鄰近計算區內部相應點壓力之等值。

(2)右邊界(出流邊界)：取其平均壓力為零，並定出整個計算區內之參考壓力(Fang,1989)。

(3)上邊界：與左邊界相同。

(4)下邊界：邊界鏡射點之壓力皆與鄰近計算區域之壓力值相等。

(5)牆邊界：與下邊界相同。

(四)起始條件

計算中以零流(Zero Flow)，也就是除邊界外網格內所有量值(速度和壓力)假設為零，同時時間亦為零，再啟動計算程式，並開始計時。

(五)煙線定性觀測

為瞭解防風柵後方之尾流流場，並同時校驗定性流況，增加煙霧試驗以加強對氣流特性之描述和比較。本研究於構造物前-3H地表設置噴煙孔，以管線外接美國 Deltalab 公司型號 EI-511 之高濃度(Large Plume System)煙霧產生系統(Smoke Generator System)。控制施放量和濃度同時藉由攝影

機將動態流場紀錄下來，並且分析牆後渦流旋轉方向和相對強度。此定性觀測實驗中，模型牆高 10cm，流速 $U_0=13.2\text{cm/s}$ ，雷諾數 $Re=(13.2) \cdot (0.52)/(1.5 \cdot 10^{-5})=4.576 \cdot 10^5$ 。

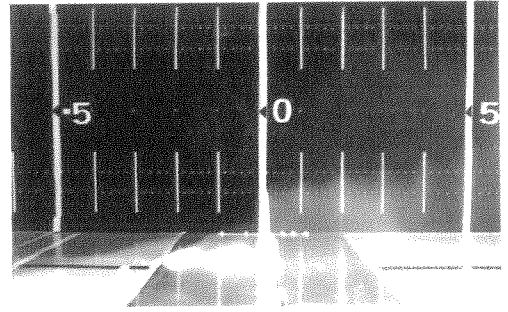


圖 6 #1 組煙幕試驗佈置

Fig.6 Smoke experiment of #1 set

結果與討論

1. 煙霧定性試驗

施放煙霧所造成的軌跡穩定，且風洞內主流向速度遠大於噴煙向上之速度。實驗佈置如圖 6 所示，於牆後主渦旋位置較高且範圍較大約在 0~6H，為順時針轉動，副渦旋較低且貼近牆面在 0~2H，為逆時針轉動，其餘有數個小渦旋分佈於牆後，較不明顯。

2. 平均流速

無因次的速度分析可結合有意義的物理量而成為無因次參數，也就是同時間所量測得之流速均除以自由流之流速 U_0 以無因次化，X、Y 方向之速度分別為 U 和 V。以圖 7 之#3 組試驗為例，當防風牆開第三孔透風率 8%時 U 平均速度圖可以明顯看出，防風牆頂端附近有明顯加速之現象。在整面牆前後維一可自由流動之通風空間在#3 孔，射流現象十分明顯，各組試驗中孔口速度約在 0.71~0.75，如表 1 所示。最大者為#11 組其穿透速度為 0.75，其原因是孔口射流和柵頂加速的加乘效應。不透風之密閉牆逆流現象較具有孔隙者為大，表示穿透流會消滅逆流的強度。背風面之逆流區域可觀察零等速線內之負速度區，約在 0~6H 間。區域內除開孔附近因射流在正速度外，其餘皆為負值。

以流體動力學之觀點，氣流因牆面的阻擋，在密牆迎風側之表面產生逆壓梯度，隨著垂直向上而速度漸低，此現象一直到達牆頭。然因勢流部份之流場與停滯點流(Stagnation Point Flow)類似，流線上揚後而呈氣流加速，於牆頂處因分流(Separation)之發生而產生頂點渦流(Tip Vortex)，隨即向下游傳遞，一支在空氣流場以拋物線軌跡向地表運動，同時與另一支沿固體邊界(柵與地表)之分流，再次匯合，此點在流體力學上稱之為再匯點(Reattach Point)，除#11 較為突出外，其餘並無較大差異，各組結果亦如表 1 所示。

表 1 射流速度及匯合點比較
Table 1 Jet velocity and reattach points

組別	#1	#3	#5	#7	#9	#11
射流速度	0.71	0.75	0.73	0.73	0.72	0.75
再匯點(H)	6.56	6.54	6.60	6.54	6.55	6.72

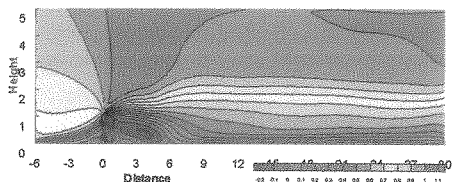


圖 7 #3 組之平均流速(U)圖
Fig.7 Distribution of U velocity

3. 迎背風面壓力分析

(1)空間性壓力分佈：在構造物上游可明顯觀察為正壓力，而下游是為負壓力，在背風面主渦旋區是為負壓力最大發生處，而漸向下游回昇，如圖8所示。各開孔位置與負壓最大値之關係如表2所示。

(2)地表壓力分佈：牆前空氣受來流和牆面的擠壓，造成近地表壓力正壓大，漸次向上遞減，而在牆頂壓力得到釋放，所以等壓線會呈放射狀。牆後地表壓力值恰為零的地表位置(P₀)即是壓力零位面(P=0)，如表2所示。根據分析約在0H至7H間，可達高度3.5H，其背風地表壓力為負值，經過零位面向後正壓

漸大。

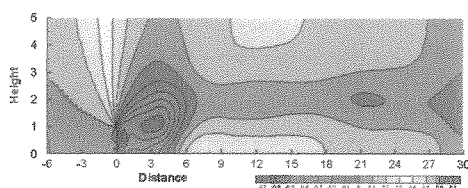


圖 8 #3組壓力分佈圖
Fig.8 Pressure distribution of #3 set

表 2 壓力性質之比較
Table 2 Comparison of pressure characteristics

組別	#1	#3	#5	#7	#9	#11
P ₀ 位置(H)	4.96	4.91	4.99	5.07	5.02	5.15
最大正壓	0.79	0.82	0.79	0.76	0.76	0.87
最大負壓	-0.88	-0.90	-0.93	-0.94	-0.98	-1.03

4. 開孔與渦旋位置之分析

(1)流線分析：原始流起點(距離-6H)以高度每隔 0.5H 施放一個質點，其向量流線如圖 9 所示。觀察其流線型態，在柵頂位置開始產生漩渦，同時也是從此處開始發生分流現象，然後逐漸增長成，以密閉牆面之流場而言，牆後一個主渦旋(Vortex-A)和小渦旋(Vortex-B) 及牆前一個小渦旋(Vortex-C)。因牆面中之開口，部份氣流在此開口中通過，故在牆的背風面產生射流，破壞 Vortex-B 之整體結構，造成多個更小的渦旋分佈在其中。背風面渦流群所占之區域約高 1.3H，並向下延伸 6H。

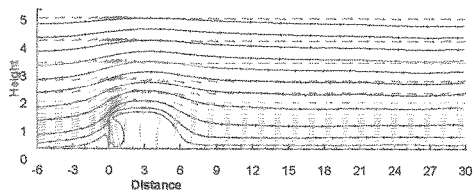


圖 9 #3組速度向量流線圖
Fig.9 Vectors and streamlines of two dimension velocity of #3 set

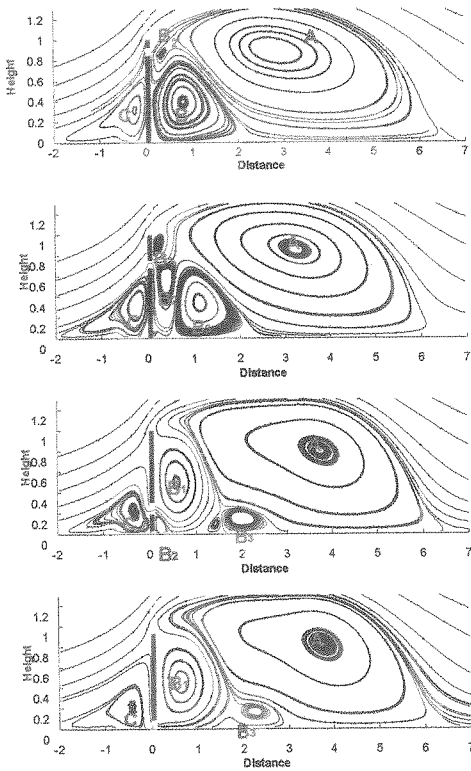


圖 10 細部渦旋圖
Fig.10 Focus on Vortexes

(2)下游主渦旋(Vortex-A)：是為一水平距離1~6H，高度在0~1.3H順時針運動之渦旋。圖10分別是由上而下開孔位置為第#11板、#9板、#3板、#1板等，雖在牆後有射流產生，但與主渦旋(Vortex-A)相距較遠，除了在與渦旋B群在邊界外型有些變化外。整體而言，影響較小，渦流範圍並沒有很大的變化。

(3)下游近牆小渦旋(Vortex-B)：整體環流是為逆時針方向運動，但因射流的破壞，使得渦流更加破碎，其位置約在主渦旋和牆面之間的三角地帶，底邊可達3H，高度皆在構造物高度以內。由於構造物牆面之透風開口，使得氣流囊B受到射流的破壞，切割成更小的氣流囊，分為由上而下的三個B₁、B₂、B₃之小渦旋，其運動方向分別為逆、順、逆時

針方向運動。當透風開口愈低時，B₁增大，B₂及B₃變小之趨勢，在#1組試驗時B₂消失。當牆面開口愈高時，B₁變小，B₃增大之趨勢，在#11組試驗時B₁消失。

(4)上游近牆小渦旋(Vortex-C)：為一順時針運動之渦旋，當開口愈低時，反而不會因大量氣流在渦旋背後通過而消失或破碎，渦旋有向上游移動之趨勢，使部份氣流向上繞過此渦旋再從後方開口通過，以#1組移動距離最大為0.2H。渦旋之高度亦會因開口位置愈高而長高，#1組最低為0.4H，#11組為0.6H。

5. 防風效果分析

防風構造物的減風效果推估之方式很多，本研究推求風速剖面並計算邊界層之速度虧(Velocity Decrease, $V_d = (V_c - V_0) / V_0$)。具有良好的減風效果必定速度虧亦大，故以速度虧為減風量評估之標準，其中 V_0 在未置構造物時相同空間位置之無因次速度。所用無因次速度是實際的 U 和 V 的合成向量速度 ($V_0 = \sqrt{U^2 + V^2}$)。因防風構造物常構築於被保護物之上風處，且防風構造物之高度較高。故防風構造物效果評估之範圍以防風構造物高度(0~1H)和水平距離 0~30H 以內，大於30H 之速度虧變化極小，故以速度虧對此區域的積分值，亦可代表防風效果之意義，此評估方式稱為 WBI(Windbreak Index)(梁, 1999)。經 3D 程式計算所得不同開孔高度時之 WBI 值，如圖 11 所示。顯示開孔高度愈高時，WBI 值略有增加之趨勢，但差異性不大。此亦說明，相同阻風率的構造物其防風效果差別不大，最多不過只有 6.2%之差異性。但開口在中央部份的防風效果似乎比較差(#5 組 WBI=1.54)；開口愈向邊緣防風效果稍高一點，防風效果最高為開口在#11 柵時，WBI=1.64。至於#1 組防風效果也較開口中央者稍高，其原因可能與 B 群渦旋有關，若渦旋愈多且愈平均，則渦旋邊界上的同向運動所能抵消的能量較少；反之，渦旋個數愈少且大小結構相差很大，則相互衝擊而抵消的能量可能較多，而使得牆的上下邊緣開口的 WBI 防風效果值稍高之原因。

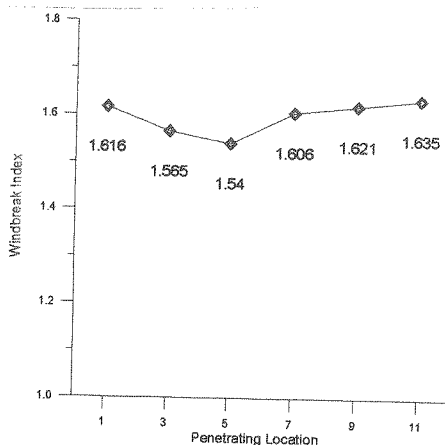


圖 11 風阻指標 WBI 值
Fig.11 Values of windbreak index

結 論

- (一) 牆面開口產生射流，破壞下游渦旋B結構，成為更細小破碎之三個小渦旋B群。
- (二) 牆面開口位置對於渦旋B群之分佈及大小有直接的關係。
- (三) 渦旋A影響最小，僅於與B群交界有形狀之變化。渦旋C在開孔低時，位置有向上游移動之趨勢。
- (四) 相同透風率8%對於開口位置的防風效果差別不大，僅有6%之差異性。但開口位置在牆邊緣時之防風效果稍佳，而開口#11的WBI值又比#1稍高。

參考文獻

1. 梁大慶(1999)，「防風效果評估指標之研究」，水土保持研究 ISSN-1005-3409(水土保持與生態環境研究專輯)。

Vol.6.No.3.147-153。

2. Courant, R. Friedrichs, K.O. and Lewy, H. (1967) "On The Partial Differential Equations of Mathematical Physics," IBM Journal, pp.215-234.
3. Fang, Fuh-Min (1989) "Flow Characteristics in Three Dimensional Channel Contractions," Ph.D. dissertation, university of Minnesota, USA.
4. MacCormack, R.W. (1969) "The Effect of Viscosity in hyper-velocity Impact Cratering," AIAA Paper No.69-354.
5. Smagorinsky, J. (1963) "General Circulation Experiments with the Primitive Equations," Month Weather, Review, Vol(93)99:pp.99-164.
6. Song, C.C.S. and Yung, M (1987) "A Weakly Compressible Flow Model and Rapid Convergence Method," J. Fluids Eng. ASME Trans.
7. Thompson, Joe F. Thames, Frank C. and Mastin, C. Wayne. (1977) "A Code for Numerical Generation of Boundary Fitted Curvilinear Coordinate System on Fields Containing Any Number of Arbitrary Two-dimensional Bodies," J. Computational Physics, Vol(24): pp.274-302.

88年5月 7日 收稿

88年5月13日 修正

88年5月19日 接受