

適用於大渦模擬之大氣邊界層入流產成法研究

黎益肇^{1*}

^{1*}淡江大學風工程研究中心 研究員

摘要

本研究以非等向性之紊流邊界層來流作為數值模擬之入流邊界條件，經空流場驗證結果顯示，本方法所產生之非等向性紊流邊界層流場，在平均風速、紊流動能以及紊流頻譜等至下游處均能保持與入流穩定一致之特性。可見 MDSRFG 方法基於風洞實驗量測之風速剖面結果，透過合理之參數調整與給定程序所產生之大氣邊界層風場，可合成出貼近實際之大氣邊界層流場特性，且紊流能量衰減甚微。另本紊流產生方法為高度平行化之程序，且模擬計算時在計算域和網格尺寸亦不需另行調整，足見 MDSRFG 紊流合成法在透過合理之修正與給定程序後，可成為生成紊流邊界層入流風速的有效工具。

關鍵字：大渦模擬、大氣邊界層、隨機紊流產生法

一、前言

大氣邊界層流場中之建築氣動力特性為風工程研究中的典型問題，在利用計算流體力學模擬此類非恆定流場時，大渦模擬(Large Eddy Simulation, LES)是較為可靠的紊流模式。在大氣邊界層的模擬條件下，為確保能獲得精確的數值模擬結果，滿足空間相關性及紊流特性的紊流邊界層產生方式乃是計算風工程的一項重要課題。過去在針對前述問題所發展出的方法基本上可分成 2 種，分別為循環式方法(recycling methods)、前導資料庫(precursor databases)或稱紊流合成(synthetic turbulence)等方式。

近期利用循環式方法產生大氣邊界層入流的典型研究有 Nozawa 等[8]模擬實際風洞實驗室的發展段，於模擬地面位置佈設粗糙元，在每個時間步(time step)將發展段中下游面的瞬時風速，作為下一個時間步的入流條件，藉此縮短邊界層完全發展的計算時間。由於邊界層在發展段會增長之故，因此每次導入時需經過(rescaled)來修正以控制邊界層特性。但由於紊流風速的統計特性包含平均、擾動甚至於頻譜及空間相關性等，在本方法中難以控制，需要大量的試誤法及數值計算才能完成。

在紊流合成部分，Smirnov 等[11]基於頻譜法(spectral method)的概念，併入了紊流長度尺度和時間尺度，從而產生非等向性(anisotropic)的非旋性(divergence-free)擾動速度場，稱為隨機流場產生法(random flow generation; RFG)，本方法亦被商用軟體 FLUENT 所納入，但其缺點為其頻譜採用高斯模型(Gaussian model)，相較於實際風場之風能頻譜，其高頻區域，也就是慣性次階區(inertial subrange)能量較實際要低估，使得其進一步應用至建築風力分析時，產生相應之誤差。有鑑於此，Huang 錯誤！找不到參照來源。

等於 2010 年提出了更先進之離散與同步式隨機流場產生法 DSRFG (discretizing and synthesizing random flow generation)，利用將風速頻譜離散成多段後再合成的方法，除可輸入任意風速頻譜，並且滿足非等向性與空間相關性。Castro 等[1]基於 DSRFG 方法進行修正研究，除維持原有特性與優點外，另提升空間相關因子的可調式性，並加入時間相關性因子，得到修正之離散與同步式隨機流場產生法 MDSRFG (modified discretizing and synthesizing random flow generation)，使得該紊流產生器的調適度更進一步提升。

為生成適用於大渦模擬之大氣邊界層紊流，本研究採用 MDSRFG 方法來產生非等向性(anisotropic)紊流邊界層風速，本方法利用將紊流能量離散成多個波數(wave number)後再合成的方法，除可輸入任意風速頻譜，並且滿足非等向性與空間相關性，目前業已成功應用於生成均勻紊流入流。以本方法為基礎，在導入淡江大學風洞實驗室之大氣邊界層風速剖面設定後，套用 von Kármán 風速頻譜公式來定義風速擾動特性。而在空間相關性係數擬合部分，則是使用 Davenport 所建議的空間相關性衰減係數。在透過合理的假設 v 與 w 風速剖面的假設，據以生成入流面上 3 個方向的風速。

二、研究方法

本研究以 MDSRFG 法套入 von Kármán 之非等向性紊流頻譜，產生出符合 3 地況之紊流邊界層資料，做為數值計算之入流邊界條件。紊流輸入條件包含風洞所得之平均風速、紊流強度以及積分長度尺度。

2.1 數值模擬

本研究中流場之模擬系採用微可壓縮流(Weakly-Compressible-Flow Method, WCF[9])的動力計算方法。在非恒定紊流流場計算中，其相應之連續及動量方程式分別為：

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (k \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = -\nabla \frac{p}{\rho} + \nabla \cdot \left[(\nu + \nu_t) \nabla \vec{V} \right] \quad (2)$$

式中， ρ 、 V 、 P 、 t 分別代表流體密度、速度向量、壓力及時間， k 表示體積彈性模數。 ν 及 ν_t 分別為層流與紊流黏滯係數，而後者系運用次網格紊流模型 (subgrid-scale turbulence model) 求得如後：

$$\nu_t = C_s \Delta^2 \left(\frac{S_{ij}^2}{2} \right)^{0.5} \quad (3)$$

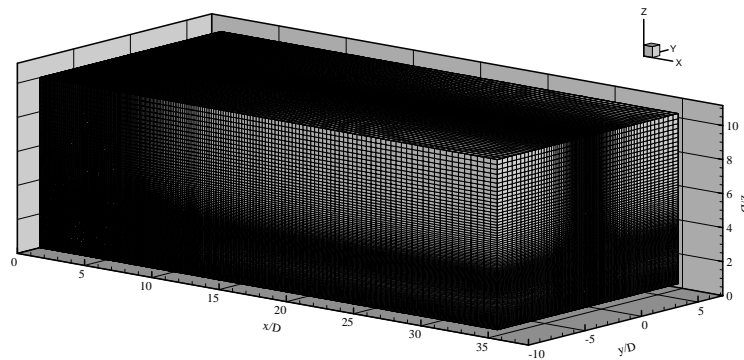
其中 C_s 為 Smagorinsky 常數， Δ 為計算網格之特徵長度，而 $S_{ij} = (\partial u_j / \partial x_i + \partial u_i / \partial x_j)$ 。依據 Germano 等[5]所建議之動態紊流模型假設，在流場計算中採行主格網(filter)與測試網

格等 2 套格網系統，在每個瞬時比較分析 2 套格網系統之紊流剪應力(shear stress)，從而求得下一個時間步的 C_s 值。

2.2 計算域與邊界條件

本研究之模擬計算為考量一平坦之風洞測試段，由入口至下游出口處(x 方向)距離設定為 3.2 m，y 方向範圍為 1.6 m，z 方向則為 1.25 m。格網設計採用結構化網格，並考量計算效率與精度的平衡狀況下，以及最小格網應小於解析之渦流尺度等問題，入口處採用較疏網格，往下游於 0.4 m 位置附近則採用較細密格網，y 方向的中間位置亦採用較細密的網格。同樣的，垂直向於地表位置採用尺寸較小之網格，反之較遠離壁面者則較疏。本研究 x、y 與 z 方向最小網格均為 0.005 m，最大網格尺寸為 0.05 m，計算格網總數為 $208 \times 100 \times 100$ ，相應計算域與格網設計如圖一所示。

入流邊界條件利用 MDSRFG 紊流產生法，在每個時間步合成出 3 個方向之速度值來做為入流條件。2 側及頂部邊界採用設定垂直於邊界面上的物理量梯度變化為零，下游邊界同樣採用梯度變化為零之設定。另將壓力參考值訂於下游面上，藉以消除所流場計算時因初始瞬態所產生之壓力波，而在地表位置則採用不可穿透不可滑動之邊界條件。



圖一：格網示意圖

2.3 隨機紊流產生法

本研究之邊界層紊流入流資料產生乃使用 MDSRFG 隨機紊流產生器來產生，風速隨著空間與時間變化，其型式為傅利葉級數(Fourier series)的合成，表示式如後：

$$U(x,t) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \left[p_i^{m,n} \cos \left(\tilde{k}_j^{m,n} \tilde{x}_j + \omega_{m,n} \frac{t}{\tau_0} \right) + q_i^{m,n} \sin \left(\tilde{k}_j^{m,n} \tilde{x}_j + \omega_{m,n} \frac{t}{\tau_0} \right) \right] \quad (4)$$

其中

$$p_i^{m,n} = \text{sign}(r_i^{m,n}) \sqrt{\frac{4c_i}{N} E_i(k_m) \Delta k_m \frac{(r_i^{m,n})^2}{1 + (r_i^{m,n})^2}} \quad (5)$$

$$q_i^{m,n} = \text{sign}(r_i^{m,n}) \sqrt{\frac{4c_i}{N} E_i(k_m) \Delta k_m \frac{1}{1+(r_i^{m,n})^2}} \quad (6)$$

而 $\omega_{m,n} \in N(0, 2\pi f_m)$ 表示為 $\mu_\omega = 0$ (平均值) 以及 $\sigma_\omega = 2\pi f_m$ (標準偏差值) 的常態分布隨機數據, f_m 為相應 m 波數 (wave number) 之頻率。 $r_i^{m,n}$ 則是 $\mu_r = 0$ 及 $\sigma_r = 0$ 之三維常態分布隨機數據。 $c_i = 0.5\bar{U}$ (\bar{U} 為平均風速), $\tilde{x} = x/L_s$ ($L_s = \theta_1 \sqrt{L_u^2 + L_v^2 + L_w^2}$), x 為空間位置, 而 L_s 為空間相關性的尺度因子 (scaling factor)。此外, 導入時間相關性之因子 $\tau_0 = \theta_2 L_s / \bar{U}$, 可針對時間相關性進行微調。紊流動能 $\tilde{k}^{m,n} = k^{m,n}/k_0$ 為三維分佈, 乃依據非均勻性 (inhomogeneous) 與非等向性 (anisotropic) 頻譜特性所呈現球體表面之正交值來給定, 也就是排列與重映射 (align and remapping) 技術, 以確保滿足連續方程式。

本研究紊流產生為非均勻性與非等向性大氣邊界層入流, 三個方向的風速頻譜採用 von Kármán 形式如後:

$$\text{u-component:} \quad S_u(f) = \frac{4(I_u \bar{U})^2 (L_u / \bar{U})}{[1 + 70.8(fL_u / \bar{U})^2]^{5/6}} \quad (7)$$

$$\text{v-component:} \quad S_v(f) = \frac{4(I_v \bar{U})^2 (L_v / \bar{U}) [1 + 188.4(2fL_v / \bar{U})^2]}{[1 + 70.8(2fL_v / \bar{U})^2]^{11/6}} \quad (8)$$

$$\text{w-component:} \quad S_w(f) = \frac{4(I_w \bar{U})^2 (L_w / \bar{U}) [1 + 188.4(2fL_w / \bar{U})^2]}{[1 + 70.8(2fL_w / \bar{U})^2]^{11/6}} \quad (9)$$

上式中, I_u 、 I_v 、 I_w 分別為順風向、橫風向、垂直向速度之紊流強度, L_u 、 L_v 、 L_w 則分別為順風向、橫風向、垂直向速度在 x 方向的紊流積分長度尺度。

3. 結果與討論

本研究利用風洞實驗室所量得之風速剖面作為 MDSRFG 生成法的輸入條件, 都市 (T-A)、市郊 (T-B) 以及開闊 (T-C) 等 3 種地況, 其邊界層厚度 (δ) 分別為 1.25 m、1 m、0.75 m。平均風速剖面均依循冪數率 (power law), 所迴歸出的 α 分別為 0.32、0.25、0.15。順風向的紊流強度 (I_u) 以及積分長度尺度 (L_u) 亦以冪數率形式進行迴歸, 各項邊界層參數與迴歸公式如見表一。此外, 因受限於實驗室儀器設備的關係, 橫風向與垂直向的紊流強度與積分長度尺度無法取得, 在參考其他相關實驗室量測 [4] 與 ESDU 85020 規範 [3] 後, 於此假設另外 2 個方向的紊流強度 $I_v = 0.65I_u$; $I_w = 0.5I_u$, 積分長度尺度 $L_v = 0.5L_u$; $L_w = 0.5L_u$ 。本研究所有剖面模擬的邊界層層緣風速 (U_δ) 均採 8.85 m/s, 模擬時間長度為 40 sec, 模擬時間步長 (Δt) 為 3.4×10^{-5} sec。

表一：3 種地況之剖面特性

	T-A(都市)	T-B(市郊)	T-C(開闊)
δ (m)	1.25	1	0.75
α	0.32	0.25	0.15
I_u	$0.35-0.28(z/\delta)^{0.42}$	$0.3-0.26(z/\delta)^{0.35}$	$0.25-0.22(z/\delta)^{0.25}$
L_u (m)	$(z/\delta)^{0.32}$	$0.78(z/\delta)^{0.25}$	$0.5(z/\delta)^{0.15}$

參數 L_s 為主要控制空間相關性之因子，因此參數 θ_1 為控制空間相關性的主要之因子。但由於風洞實驗及實場量測中，空間相關係數的量測較為困難且繁複，而且並沒有可靠的空間相關性係數理論公式以供參考，故於此採用了 Coherence 函數的比對來進行參數 θ_1 的調整。在一個窄頻(narrow-band)的交相關 (cross-correlation) 情況下，Coherence 函數的均方根值為：

參數 L_s 為主要控制空間相關性之因子，因此參數 θ_1 為控制空間相關性的主要之因子。但由於風洞實驗及實場量測中，空間相關係數的量測較為困難且繁複，而且並沒有可靠的空間相關性係數理論公式以供參考，故於此採用了 Coherence 函數的比對來進行參數 θ_1 的調整。在一個窄頻(narrow-band)的交相關 (cross-correlation) 情況下，Coherence 函數的均方根值為：

$$Coh = e^{-\hat{f}}; \hat{f} = \frac{n[C_z^2(z_1 - z_2)^2 + C_y^2(y_1 - y_2)^2]^{1/2}}{0.5[U(z_1) + U(z_2)]} \quad (10)$$

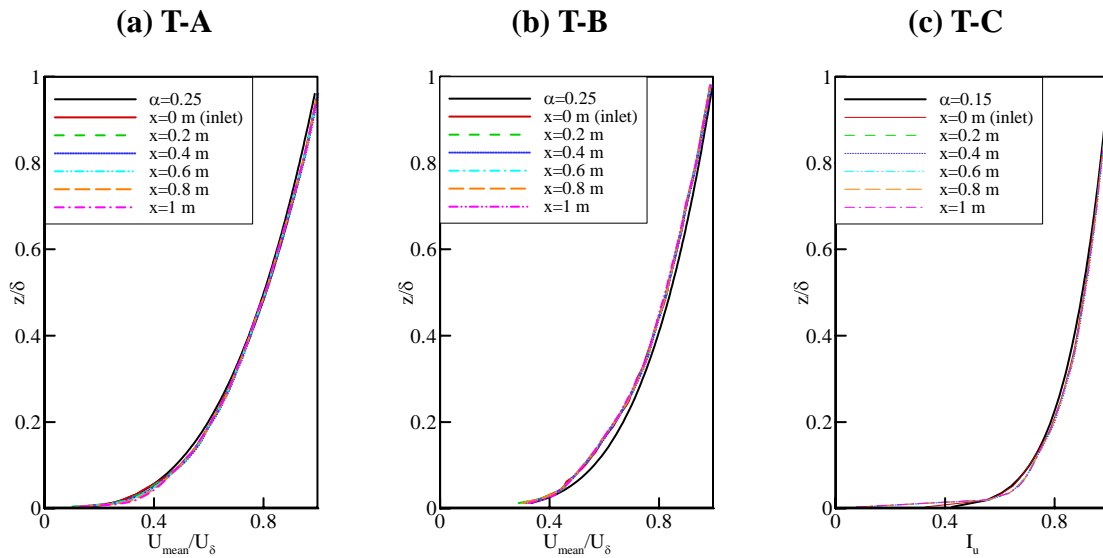
y_1 、 y_2 、 z_1 、 z_2 代表的是 2 個空間座標點位置， C_y 與 C_z 分別為橫風向與垂直向的衰減係數，依據 Davenport 所建議[2]，本研究採用衰減係數 $C_z = 10$ 以及 $C_y = 16$ 為理論值。經由 θ_1 調整與 Davenport 理論式擬和，找出 3 種地況相應之 θ_1 。此外， θ_2 可針對時間稽延(time lag)進行微調，也就是調整自相關性，其值約在 0.1-1 之間。 θ_2 於此由紊流積分長度尺度的你來決定之。 N 參數為描述每個三維離散波段(每個波段對應特定紊流尺度)在組合時所需的個數，Huang[6]建議值為 100。 M 參數為生成紊流時，離散(discretizing)波數所需的個數，過少會造成生成風速頻譜失真的現象，太多則會增加生成計算量，於此採用 2500，以兼顧生成頻譜精度以及計算量。本研究 3 種地況於生成紊流邊界層風速時，所採用之相關參數如表二所示。

表二：3 種地況之 MDSRFG 參數

	N	M	θ_1	θ_2
T-A	100	2500	10	0.3
T-B	100	2500	5	0.5
T-C	100	2500	5	0.5

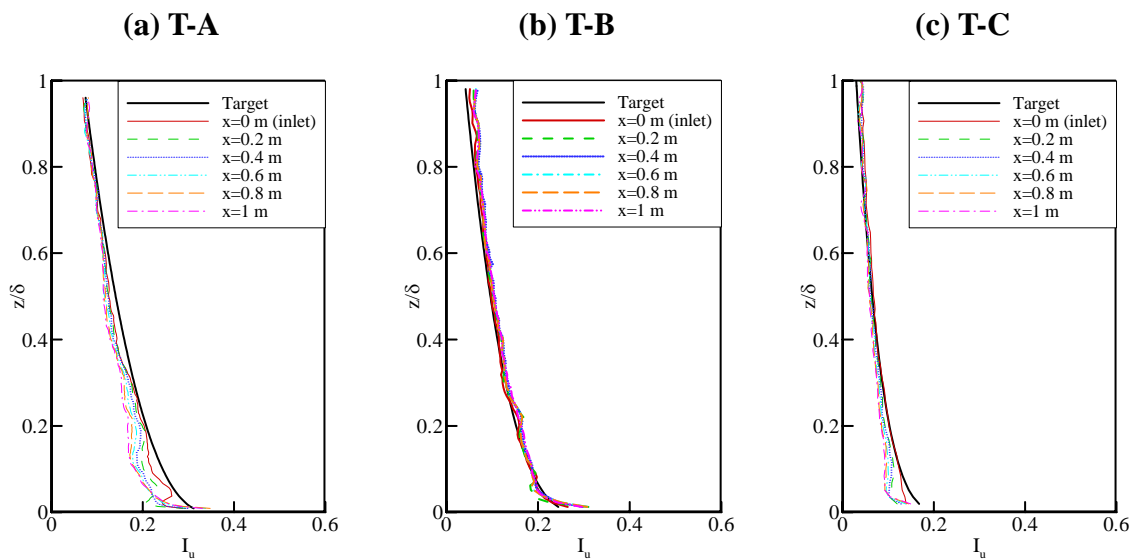
將生成的風速帶入數值模擬，3 種地況的平均風速剖面結果如圖二所示，結果顯示合成之平均風速基本上遵守冪數率，與設定值相當一致。且經過數值模擬後，在下游位置 0.2

m 至 1 m 位置的剖面形狀也沒有太大的變化。



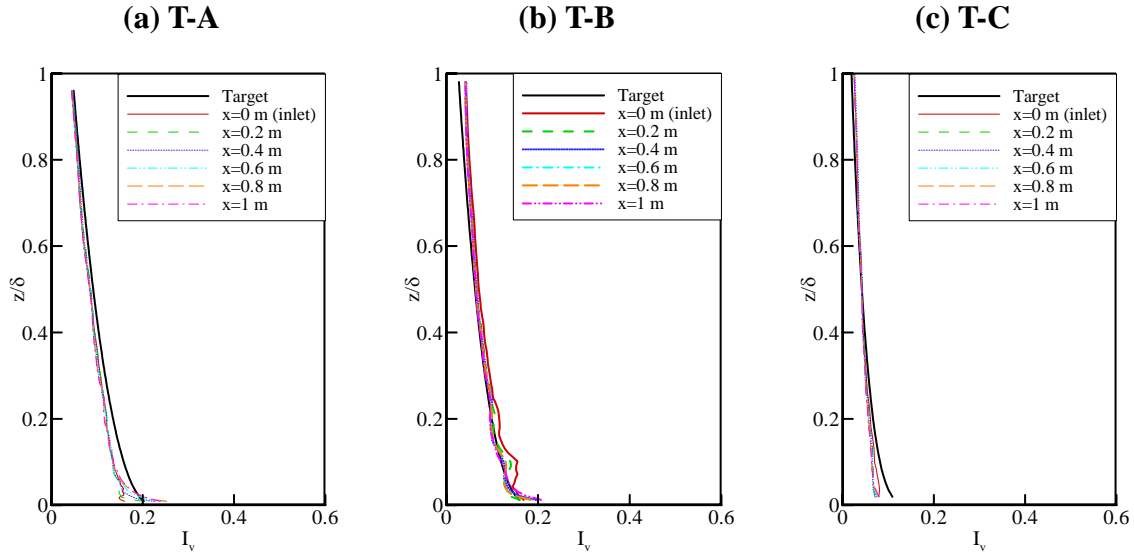
圖二：平均風速比較圖

而在順風向紊流強度部分(如圖三)，基本上 MDSRFG 法所生成之紊流強度剖面($x=0$ m)與設定值(Target)頗為吻合，在合成之速度引入模擬計算後，T-A 的紊流能量在近地表區域有衰減現象發生。在入流位置($x=0$ m)，似乎因平均時間過短，紊流強度剖面仍有些曲折，進而造成下游區域的紊流強度會低於設定值。而在 T-B 的紊流強度剖面部分，入流與內部之紊流強度剖面相當一致。T-C 的紊流強度剖面在往下游後雖有衰減，但在 $x=0.4$ m 時，仍與入流剖面結果相當接近。



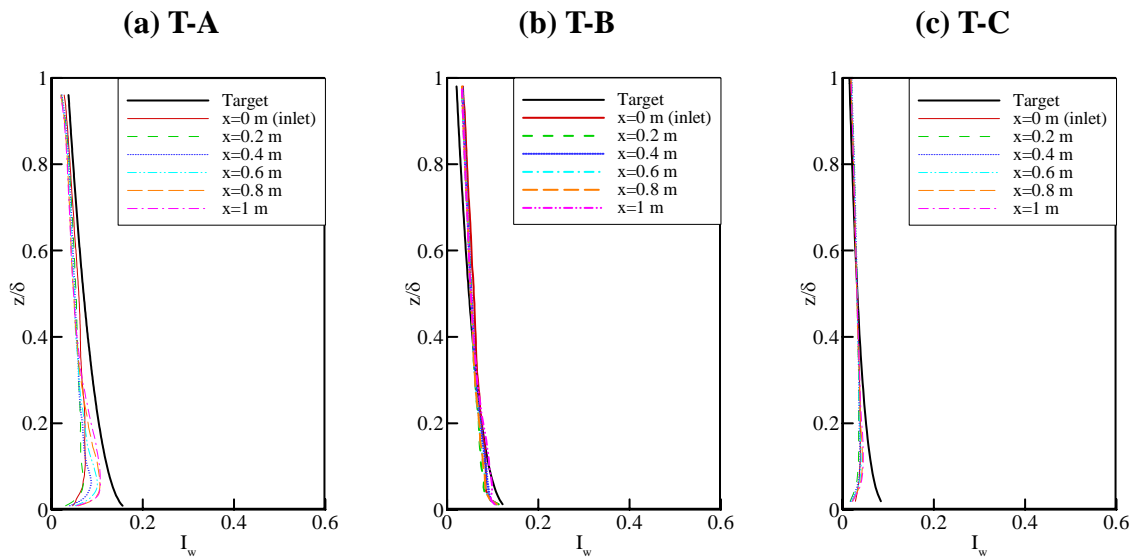
圖三：順風向紊流強度比較圖

圖四表示橫風向紊流強度剖面(I_v)結果，可以發現 3 種地況的紊流強度自生成至遠下游處的剖面變化並不明顯，橫風向紊流能量維持相當的好。主要衰減位置發生在 $z/\delta < 0.2$ ，較高位置的能量均維持的相當不錯。



圖四：橫風向紊流強度比較圖

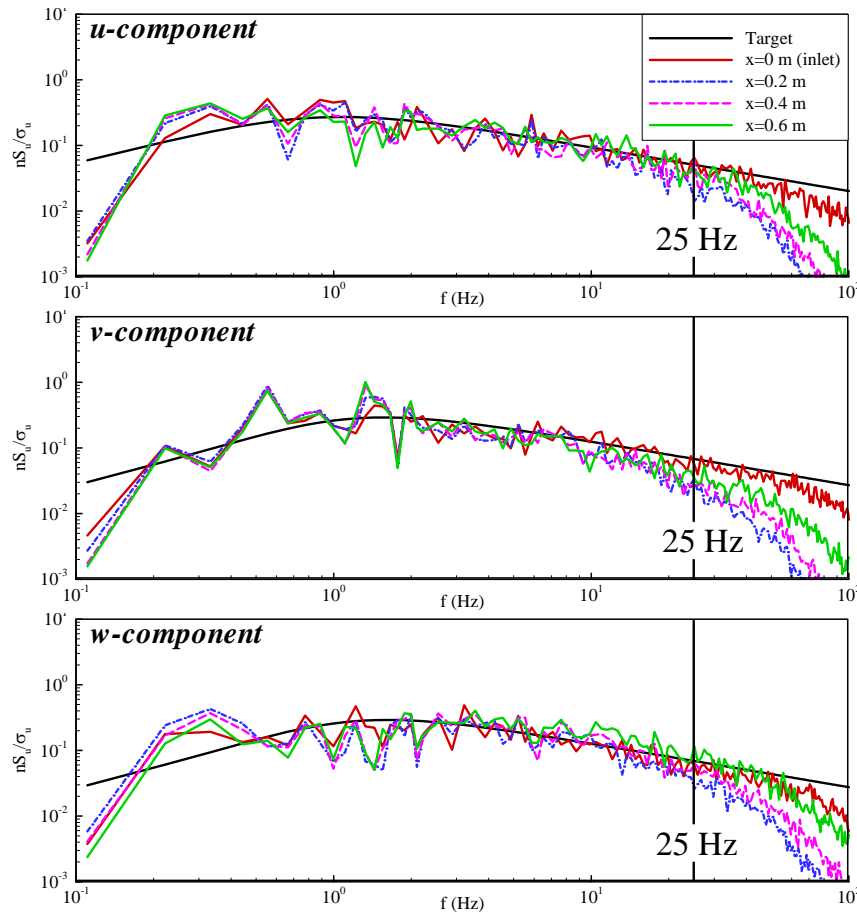
而在垂直向紊流強度部分(如圖五)，由於假設垂直向紊流強度為順風向的一半。但實際上在近的表處，紊流在垂直向受到地表面抑制，其紊流動能應趨近於零。因此，在進入數值模擬計算後，在第一個格網即受到地表邊界壓抑，無法維持所給定的紊流能量。而在離開的表邊界一段距離後，紊流強度剖面跟預設值逐漸趨於一致。



圖五：垂直向紊流強度比較圖

整體看來，利用 MDSRFG 生成的入流經 LES 模擬後維持不錯的統計特性。而在 3

種地況中，T-B 的風速剖面結果與設定值呈現較好的吻合度。檢視其在高度 $z/\delta=0.25$ 的 3 方向風速頻譜(圖六)結果可以得知，入流生成(inlet)處的非等向頻譜與預設之 von Kármán 頻譜相當吻合。雖然往下游後，頻譜能量在 25 Hz 處開始衰減，但已達該風洞縮尺在分析建築風力頻譜時的 2 倍，而且主要能量特性已在低頻區被完整描述。此一衰減現象應由於格網尺度大於相應渦流尺寸，使得小於此尺度的渦流採用 LES 模型來模擬，造成能量衰減，不過可利用入流處格網加密來解決此狀況。



圖六：風速頻譜比較圖(T-B)

4. 結論

本研究利用隨機紊流產生法 MDSRFG，依據風洞實驗室之風速量測資料給定生成之紊流邊界層特性，再參考紊流長度尺度及實場公式調整空間及時間相關係數。將所生成之紊流入流帶入大渦模擬計算中，探討 3 種風洞實驗室所建構的風速剖面，在配合理論的空間相關性修正以及剖面假設後，可得到以下結論：

- (1) 利用隨機紊流產生法 MDSRFG，可在入流面直接生成合乎預設之紊流邊界層風場，且維持其穩定之風場特性至試驗位置。此外，本產生法屬於高度平行化之演算，可於任一位置及時間點生成所需風速，最後再進行合併，就現有紊流生成技

術而言是較為經濟且高效率的做法。對於需要較多計算資源的大渦模擬方法而言，可在不大幅增加計算能量下給定可靠的紊流邊界層入流條件。

- (2) 生成之紊流邊界層入流風速，其統計物理量包含平均風速、三個方向紊流強度與設定值相當一致。因給定出合理的空間相關性，使得紊流動能以及頻譜特性在下游處亦維持相當不錯的特性。
- (3) 橫風向、垂直向紊流強度剖為順風向紊流強度之比例值，因為不符合流場實際特性，故在近地表位置之紊流在入流後即呈現衰減之狀況，可利用數值模擬結果修正，據以給定更合理的紊流剖面特性。
- (4) 利用大渦模擬引入大氣邊界層入流生成方法，所模擬風速剖面可維持良好之特性，提供未來探討流場與結構受風力間之機制良好工具，並對於需要大量試驗案例之風力規範研究或是實際案例設計風力風壓等問題，能有一個可靠的解決方案。

參考文獻

- [1] Castro, H. G., Paz, R. R., and Sonzogni, V. E. (2011), "Generation of Turbulence Inlet Velocity Conditions for Large Eddy Simulation," *Mechanica Computational*, Vol. XXX, 2275-2288.
- [2] Davenport, A. G. (1968), "The dependence of wind load upon Meteorological Parameter," in *Proceedings of the International Research Seminar on Wind Effects on Buildings and Structures*, University of Toronto Press, Toronto, pp. 19-82.
- [3] Engineering Sciences Data Unit, 1985. Characteristics of atmospheric turbulence near the ground, Data Item 85020, ESDU International Ltd, London.
- [4] Farell, C., Iyengar, K.S., 1999. Experiments on the wind tunnel simulation of atmospheric boundary layers. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 79, 11-35.
- [5] Germano, M., Piomelli, U. Moin, P. and Cabot, W.H. (1991). "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model," *Physics of Fluids*, 3, 1760-1765.
- [6] Huang, S. H., Li, Q. S. and Wu, J. R. (2010), "A General Inflow Turbulence Generator for Large Eddy Simulation," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamic*, Vol.98, 600-617.
- [7] Li, Y. C., Cheng, C. M., Fang, F. M., Chang, C. H. and Lo, Y.L., (2014), "Simulation of turbulent flows around a prism in suburban terrain inflow based on random flow generation method", *The 6th International Symposium on Computational Wind Engineering*, Hamburg, Germany.
- [8] Nozawa, K., Tamura, T., (2002), "Large eddy simulation of the flow around a low-rise building immersed in a rough-wall turbulent boundary layer," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamic*, Vol.90, 1151-1162.
- [9] Song, C., Yuan, M. (1988), "A weakly compressible flow model and rapid convergence methods," *Journal of Fluids Engineering*, 110(4), 441-455.
- [10] Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with primitive equations. *Month Weather Review* 91(3), 99-164.

- [11] Sminov, A., Shi, S. and Celik, I. (2001), Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulation and Particle-Dynamics Modeling, Journal of Fluids Engineering, Vol. 123, 359-371.