第五屆全國風工程研討會論文集

主辦單位：國立中央大學土木工程學系

協辦單位：中華民國風工程學會
科技部工程科技推展中心
內政部建築研究所
中國土木水利工程學會

民國 103 年 10 月 17 日



目 錄

專題演講論文：

台灣地區強風作用時之大氣邊界層特性 / 鄭啟明 3

1A. 風與建築物

1A-1. 半圓頂型屋蓋結構物表面擾動風壓之交相關頻譜特性探討.....22
1A-2. 單棟干擾建物位置對主要建物風力遮蔽效應之統計特性探討.....32
1A-3. 懸挑式屋蓋結構等值靜態風載重研究.....42
1A-4. 以氣動力資料庫建立建築物風力係數之擬合公式.....53
1A-5. 柔性結構非接觸變形量測與風壓反算.....63

1B. 計算風工程

1B-1. 適用於大渦模擬之大氣邊界層入流生成法研究.....72
1B-2. 矩形廠房中自然通風之數值探討.....81
1B-3. 半球體建築氣動力特性CFD數值模擬.....91
1B-4. 穩定熱源之建築物室內溫度流場研究--數值模擬與實場測量比較.....102
1B-5. Modeling turbine wakes and power losses within a wind farm using LES model..113

2A. 風與橋梁

2A-1. 都市人行斜張橋梁之抖振評估.....124
2A-2. 人行拱橋顫振分析.....133
2A-3. 裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索自由振動研究.....143
2A-4. 典型斷面懸吊式橋梁氣動力穩定性分析.....154

2B. 風場特性

2B-1. 臺灣地區超高層建築之風速剖面探討.....164
2B-2. 台灣地區十分鐘平均風速機率分布特性及年最大風速之模擬.....176
2B-3. 風暴潮速算系統之建置及1845年雲林口湖事件之初步研究.....186

2B-4. 大氣與樹冠層之間紊流流場之風洞實驗.....197

2B-4. 廟宇類古蹟山牆開窗對室內通風之影響 - 以澎湖天后宮為例.....206

3A. 風工程設計實務

3A-1. 雙塔高層建築動力特性對設計風載重之影響.....216

3A-2. 風速歷時分析應用於耐風設計之探討.....224

3A-3. 超高層建築之風力設計案例.....234

3A-4. 門窗風雨試驗風壓加壓模式之探討分析研究.....246

3B. 風洞試驗

3B-1. Wind Loads of Solar Water Heaters: Wind Incidence Effect.....255

3B-2. 平屋頂建築物上方太陽能追蹤器的風力負載.....269

3B-3. 都市街廓空氣污染擴散與街地風環境評估之實驗研究.....279

3B-4. 含基底高層建築與相鄰街廓內通道之行人風場特性研究.....289

專題演講:

台灣地區強風作用時之大氣邊界層特性

鄭啟明[1*] 羅元隆[2] 蔡明樹[3] 林金賢[4] 王軍翰[5] 黃國峰[6]

[1*]淡江大學土木工程系教授

[2]淡江大學土木工程系助理教授

[3]淡江大學土木工程系兼任副教授

[4]淡江大學風工程研究中心兼任研究員

[5]淡江大學風工程研究中心兼任助理研究員

[6]淡江大學風工程研究中心助理研究員

摘要

本文透過實場量測與風洞模擬探討台灣地區不同地況在強風作用時之近地表風場特性，建立本土的自然風場數據做為未來風力規範的修訂依據。本文之實場量測使用超音波風速計 作定點風速量測，以光達進行風場遙測。在符合耐風設計規範定義的地況中，分別在颱風與東北季風季節，進行平均風速剖面與紊流參數特性的實場量測。本研究以實場量測監測結果為依據，製作實場監測位址之縮尺模型，執行風洞模擬實驗，由風洞試驗得到不同地況的紊流特性。本研究除了得到在都市、鄉鎮及平坦地況的平均風速剖面與紊流特性資料之外，透過颱風與季風量測資料的比對，得知颱風與季風對於平均風速剖面的影響並不明確，颱風的紊流強度則略為大於季風，我國規範定義之紊流強度則過於保守。

關鍵字: 大氣邊界層，實場量測，風洞模擬，風速剖面，紊流特性。
Keywords: Atmospheric Boundary Layer, Field Monitoring, Wind Tunnel Simulation, Wind Speed Profile, Turbulence.

1. 前言

風力規範對於建築物設計風力有重要影響的參數可分為三大類：設計風速及風場特性，風壓係數，陣風反應因子。其中影響最為重要，且具有本土特性的是設計風速及風場特性。所謂風場特性則是包括了在不同地況條件下，平均風速在高度上的分佈以及紊流特性。由於臺灣缺乏相關資料，風力規範中所描述的的風場特性是依據 ASCE-7 的相

關規定修訂而成。臺灣的設計風速主要受到颱風的影響，加以地狹人稠的社會發展型態，直接採用美國的風場特性，未必能夠正確的反應本土的風場特性。

由於自然風場特性研究需要對高空的風場進行實場監測，設備需求較高，資料獲取不易，因此相關的實場資料在國際間都並不多見。若回顧過去國內外實場監測案例，1960年代 A.G. Davenport 根據在澳洲所做的實場量測資料構建紊流頻譜 Davenport Spectrum (Davenport, 1965)。該頻譜可說是對於近代風工程有最大影響的風速頻譜模式，在 1990年代之前曾被多數國家風力規範所引用。近年來美、日、香港等地均有多位學者從事大規模的自然風場與大型結構受風反應的實場監測計畫。Kwok (Kwok, 2004) 與 Xu (Xu and Chen, 2004) 的研究團隊分別在香港進行自然風場與高樓反應之實場監測；Kijewsk 等人(Kijewsk, et al., 2003) 則對美國芝加哥地區的多棟高樓進行風場與受風反應之實場監測；在日本則有多組研究團隊 (Kato, et al., 1992；Amano, et al., 1999；Miyata, et al., 2002) 採用不同的監測儀器量測自然風場特性，特別是颱風資料，其結果深具參考價值。臺灣則是曾有張景鐘(Jang and Lee, 1999)、蕭葆義(Shiau, 2000)、鄭啟明等人(Cheng, et al., 2007；鄭，2009；鄭與羅，2009)曾進行定點之風速剖面與紊流特性的量測。

定點風速量測最常使用風杯式風速風向計或超音波風速風向計。風杯式風速風向計雖然頻率響應較差，較不利於大氣紊流的量測，但也具有經濟與不易損壞的優點。超音波風速風向計則具有良好的頻率響應，適於量測大氣紊流特性，近年來國內外自然風場監測多數均使用超音波風速風向計。採用定點量測的優點在於量測儀器性能優異，量測訊號品質穩定，缺點則在於難尋適當的量測位址。定點風速量測常見設於高樓屋頂或是通訊用的鐵塔之上。高樓屋頂的風速計很難完全排除建築物的干擾，干擾影響尤以紊流特性最為嚴重。高聳桁架鐵塔裝設風速計雖然可以大幅降低構造物的干擾，然而適於裝設風速計鐵塔的所在位址，未必具有地況上的代表性。在沒有合適高聳鐵塔可供裝設風速計的情況下，採用風速遙測儀器成了大氣邊界層量測的必要方法。

常見之可攜式風速遙測儀器包含氣象雷達、無線電探空儀(radiosonde)、聲波雷達(SODAR, Sonic Detection And Ranging measurement system) 與可攜式之都卜勒光波雷達監測系統，一般簡稱 Lidar (Light Detection And Ranging measurement system) 等三類。上述三者之中，氣象雷達擁有最深厚的觀測範圍與觀測彈性。然而，建築耐風設計所需的風場特性以近地表的風場為主，氣象雷達並非特別擅長此範圍之觀測。無線電探空儀是將含有量測壓力、濕度、風速、風向感測器的無線電探空儀發射器裝設於裝設於氣象專用的氣球之下。隨著氣球向上運動，探空儀發射之電波傳回地面的電腦存取風速及風向資料。若是由飛行器直接在大氣層中投放，使用降落傘搭載的無線電探空儀稱為投落送 (dropsonde)。無線電探空儀在隨氣球上升或隨降落傘下降的過程中，會隨著風速作水準向的移動，無法提供同一位置的風速剖面特性。此外，每一次投送無線電探空儀只能量測高度上的單筆資料，對於具有高度隨機特性的紊流大氣邊界層而言，很難取得具有工程可信度的統計資料。聲波雷達是一種低空遙測風速、風向和紊流的量測儀器。利用向大氣發射短促的聲脈衝，聲波隨平均風的移動會產生都卜勒頻移，從而得到風速。應用聲波雷達時的缺點有二：首先是觀測時發出的聲波極可能被視為惱人的噪音而無法

在附近有居民的環境中進行長期進行觀測；其次是強風挾帶的雨滴對於聲波雷達的訊號會造成嚴重的干擾，換言之並不適用於臺灣地區常見的颱風氣象。Lidar 是一種低空遙測風速、風向和紊流的量測儀器。Lidar 將雷射光往天空投射之後，透過接收被大氣中的氣膠 (aerosol) 散射回來的能量，經由都卜勒頻移效應計算上方各高度層的風場資訊。Lidar 的優點包括：量測範圍適用於建築耐風設計所需之近地表邊界層、量測時對於周邊居民的影響以及受到週邊環境的干擾較小、以及具有最佳的可移動性。可能的缺點為：量測所使用之低能量雷射光容易在大氣含有深厚水氣時的觀測效果較差。

本研究首先以實場監測了解台灣地區在強風作用下的自然風場特性。實場監測可分為兩個部分，第一部分是採用超音波風速計(ultrasonic anemometer)定點量測大氣邊界層特性。由於超音波風速計定點量測受限於安裝儀器的鐵塔位址，第二部分採用 Lidar 作為監測的主要設備，進行自然風場中近地表邊界層特性之風速剖面量測。以下本文分別說明不同風速風向計的基本性能，資料分析方法，所選擇測點的地況條件，在季風與颱風條件下進行自然風場實場監測的結果。

然而，無論採用何種儀器執行自然風場實場量測時均面臨各種因素造成的的數據不定性以及儀器之物理侷限性，無法得到完整的大氣邊界層特性。因此在本研究的第二階段，以實場監測結果為依據，在淡江大學風洞實驗室，根據所選定實場量測區域之周邊與上游地況所製作之縮尺模型，模擬紊流邊界層。經過風洞實驗資料與實場監測之平均風速剖面資料比較之後，可得到完整的紊流邊界層特性，進而與現行規範比較其差異。

2. 大氣紊流邊界層之超音波風速計實場量測

本文共在三個位址以超音波風速計(ultrasonic anemometer)量測大氣紊流特性。所使用風速計為 Gill Instrument 生產之 Windsonic，輸出風向及風速訊號，量測風速範圍 0~60m/s，量測角度範圍 0~360 度，二維風速計頻率響應 4Hz，三維風速計頻率響應 20Hz。三個測站的地況環境、儀器設置與監測結果分述於後。

2.1 測站地況環境與儀器設置

超音波風速計量測大氣紊流邊界層的主要測站設於新北市淡水區中央電臺的微波鐵塔。該塔所在位置北方、西方及南方距離數百公尺即為河岸與海岸線，北北東至東南方向是陸地，在距離 1km 範圍內之地形並沒明顯的高度變化，在更遠距離以外則有著 40~50m 高度變化，半徑 1km 周圍內有一些平均樓層高為 6~7 樓之住宅大樓及 2~4m 高度之樹木，此地況大體上介於 B 地況(郊區鄉鎮地況)與 C 地況(開闊地況)之間。微波塔原來高度為 100m，2005-2010 年間在 20、40、60、80、100 公尺處分別安裝超音波風速計，其中 100 公尺處為三維風速計，其餘高度處安裝二維風速計。2010 年之後，微波塔拆除上部 40 公尺，僅餘 60 公尺，在 20、40、60 公尺處安裝二維風速計。

第二測站設於臺北市仁愛路中華電信北區分公司的微波電塔，距離 Lidar 測站 A 淡江大學城區部相當近，因此與光達的量測有相互搭配的功能。該測點周圍大都是 4~6 層的公寓式建築，東邊 3 公里左右是信義區，有大量的高層建築。東北向 2.5 公里左右是

松山區，高層建築較少。東北東向來風時，接近風力規範所定義之 A 地況(都市地況)。二維超音波風速計安裝高度距地面 90 公尺。第三測站設於臺北市信義路四段中華電信大安大樓屋頂鐵塔。大安大樓位於臺北市信義路，距離信義區的高層建築群相當近。東北來風時，測站上游地況分類屬於地況 A(都市地況)。本研究在圓形鐵塔上安裝兩顆風速計，分別位於東北方及西南方，距地面高度 102 公尺。

2.2 大氣紊流量測與數據分析

超音波風速計量測所得之瞬時風速可寫成下式，為平均風速與擾動風速之和。

$$U(z,t)=\overline{U}(z)+u(z,t)+v(z,t)+w(z,t) \quad (4)$$

其中 U(z,t)：瞬時風速向量；$\overline{U}(z)$:平均風速向量；u(z,t)為順風向擾動風速向量；v(z,t)為橫風向擾動風速向量；w(z,t)為垂直向擾動風速向量。在計算由實場監測所得之數據時，首先計算該段記錄時間（十分鐘）的平均風向，根據此平均風向，將瞬時風速分解為 u、v 二方向。其次計算記錄時間長度的 u 方向平均風速（十分鐘平均風速），v 方向的平均風速應接近於零。以瞬時風速減去平均風速值即為擾動風速值。如此，每筆十分鐘資料可得一組風速垂直分布。

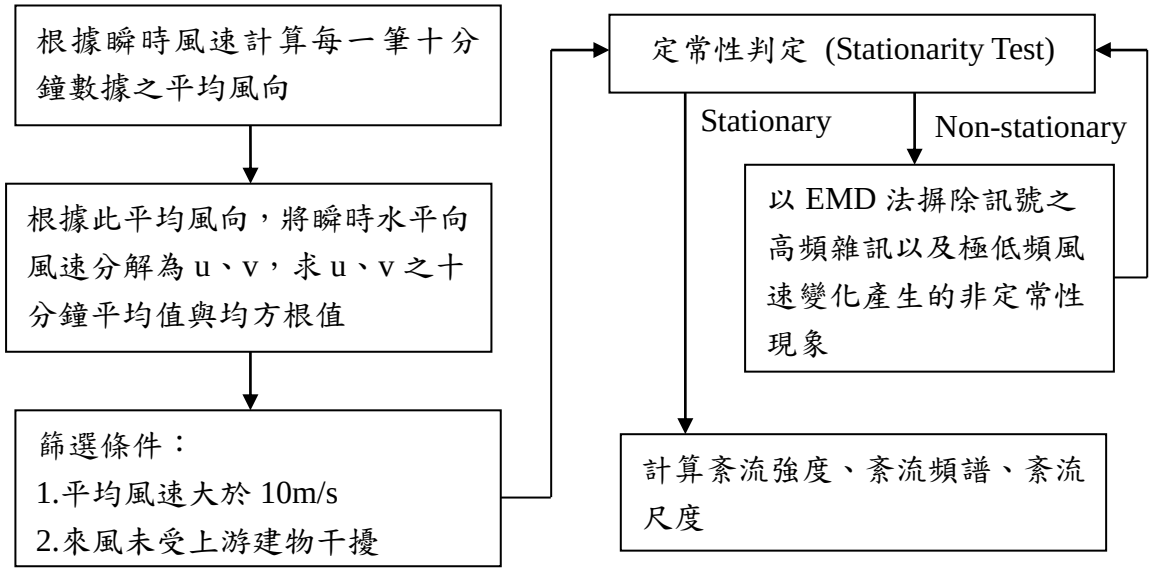


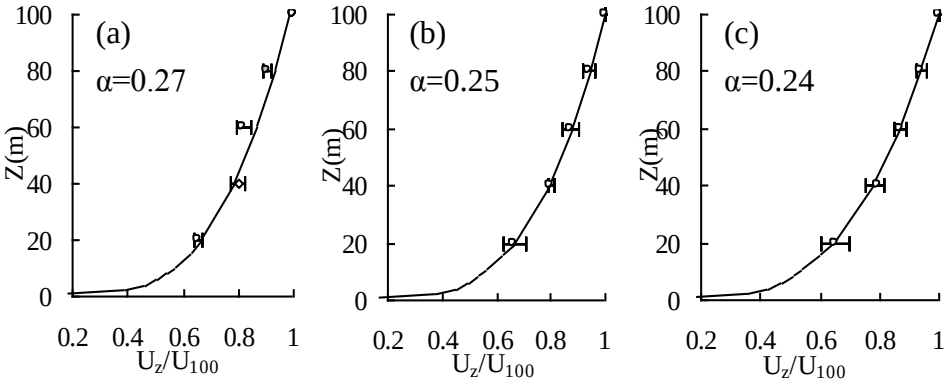
圖 1: 超音波風速計紊流特性實場監測資料分析流程

EMD(Empirical mode decomposition)為一求取訊號各個模態之方法。一組隨機訊號可以分解為若干個具有不同頻率特性的模態，而 EMD 即為擷取出此隨機訊號內隱模態函數的過程。經由模擬訊號極值包絡線，摒除訊號低頻之平均值曲線，過濾極低頻的風速變化產生的非定常性現象。Xu(2004)使用此方法，針對實場監測所求的數據，先行定常性判斷，而後使用 EMD 過濾訊號中所含非定常性之內隱模態，再依據傳統頻率域分

析方法，進行紊流風場數據分析。

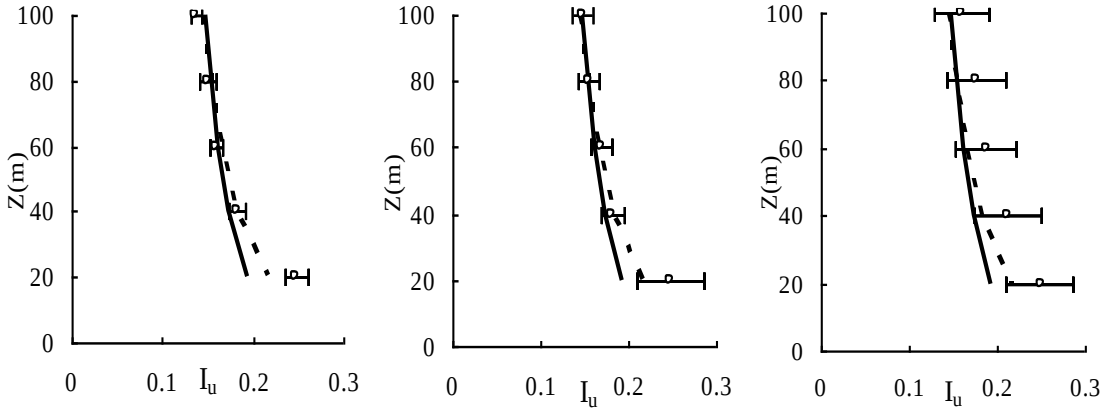
2.3 平均風速剖面

為確定所分析的風速資料具有相同的平均風速及紊流特性，採用風向角變化在 45 度以內的資料作為同一組分析比較。如圖 2 所示為颱風記錄中風向角介於 30°~60°(即東北東方向)的每小時平均風速剖面圖中分別顯示風速強度範圍 U_{20}<10m/s，10m/s<U_{20}<17m/s，U_{20}>17m/s 的平均風速剖面，並根據最小平方法擬合指數律曲線。由於風速梯度為未知項，故以 100 公尺高度為指標無因次化其他高程資料。圖中得知低風速、中風速、高風速範圍所擬合的指數值分別為 0.27，0.25，0.24；顯示在低風速範圍時具有較高風速梯度的趨勢。圖中位於各高度的橫桿符號代表為一個標準差的誤差值。實場監測結果顯示中央電台測站之風場具有較預期為高的風速剖面指數值。此現象可能是由於上游 2.5 至 5 公里處有數十公尺的地勢起伏所造成。



(a) U_{20}<10 m/s (b) 10m/s<U_{20}<17m/s (c) U_{20}>17m/s

圖 2: 不同強度颱風之平均風速剖面圖



(a) U_{20}<10 m/s (b) 10m/s<U_{20}<17m/s (c) U_{20}>17m/s

圖 3: 不同風速強度颱風下的紊流強度剖面
(○：Typhoon —：ASCE-7-02 (C) ---：AIJ-96(III))

季風平均風速多數屬於低風速範圍，本文選取風向角為東北向，風速範圍在 U_{20}<10m/s 的與颱風與季風風速資料進行比較，二者平均風速剖面之指數擬合值均為 0.27，顯示季風與低強度風速颱風的平均風速剖面並無差異。

2.4 紊流特性

經由 EMD 處理過後的擾動風速歷時均針對風向角判斷分解為順風向、橫風向及垂直向進行頻譜分析。每組頻譜計算均以一小時長度為基準，十分鐘為一快速傅立業轉換的區段長度形成六區段平均而求其能量頻譜。所求得之頻譜與 von Karman 提出的風速頻譜進行比對有相當好的近似。其中 Karman 順風向擾動風速頻譜與其垂直向空間相關函數(spatial coherence)公式可以列出如下：

$$\frac{fS_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{4\frac{L_u}{\bar{U}}f}{\left[1+c_u\left(\frac{L_u}{\bar{U}}f\right)^2\right]^{\frac{5}{6}}} \tag{1}$$

$$Coh(f) = \exp\left(-\frac{C_z\Delta z}{1/2(U_{z1}+U_{z2})}\right) \tag{2}$$

其中 f 為頻率，σ_u^2 是順風向紊流強度變異數，L_u 是順風向積分尺度長度，$\bar{U}$ 為平均風速，c_u 是頻譜參數，C_z 為垂直向相關係數。

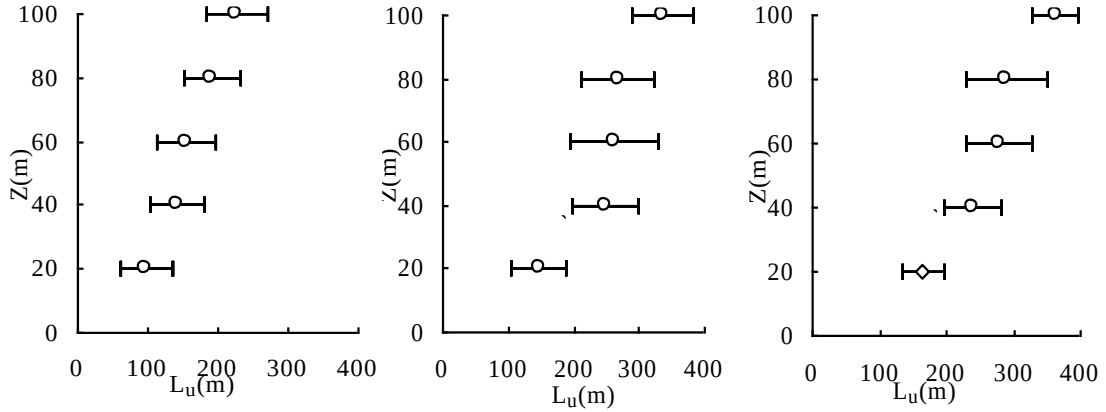
圖 3 與表 1 所列為颱風與季風期間在不同風速範圍內所量測而得之紊流強度。颱風期間依據風速範圍 U_{20}<10 m/s，10 m/s<U_{20}<17 m/s，U_{20}>17 m/s 可得知 60 公尺高程處的紊流強度分別為 0.19，0.169，0.16。100 公尺高程處的紊流強度則分別為 0.155，0.150，0.137。易言之，分析結果顯示隨著風速強度上升時，紊流強度有些微下降的趨勢。

表1: 颱風與季風縱向紊流強度之比較 (longitudinal turbulence intensity, I_u)

	高程	Z=20m	40m	60m	80m	100m
颱風	U_{20}>17	0.248(0.06)	0.183(0.07)	0.160(0.02)	0.151(0.03)	0.137(0.04)
	10<U_{20}<17	0.247(0.13)	0.181(0.07)	0.169(0.08)	0.151(0.10)	0.150(0.08)
	U_{20}<10	0.250(0.14)	0.210(0.17)	0.190(0.15)	0.173(0.18)	0.155(0.17)
季風	U_{20}<10	0.235(0.10)	0.173(0.08)	0.155(0.06)	0.143(0.09)	0.139(0.13)

Note: ENE wind (30°~60°)

圖 4 中顯示順風向積分尺度長度擾動的情況較平均風速與紊流強度為大，且隨著高度增加或風速增加，尺度長度隨之增加。表 2 指出順風向積分尺度長度隨著平均風速增加而增加，然而橫風向與垂直向則約略維持不變。較高風速範圍時，橫風向積分尺度大約是順風向的一半，而垂直向則更小。另外在季風記錄中所求得的順風向、橫風向、垂直向積分尺度長度均小於颱風者。表中亦列出公式中常數最佳擬合結果：其中順風向部分，c_u 顯示隨著平均風速增加常數值有遞減的趨勢。圖 5 顯示實場監測所量得之數據與 Karman 所提出的經驗公式相當吻合。



(a) U_{20}<10 m/s (b) 10m/s<U_{20}<17m/s (c) U_{20}>17m/s

圖 4: 不同風速強度下的順風向積分尺度長度 L_u

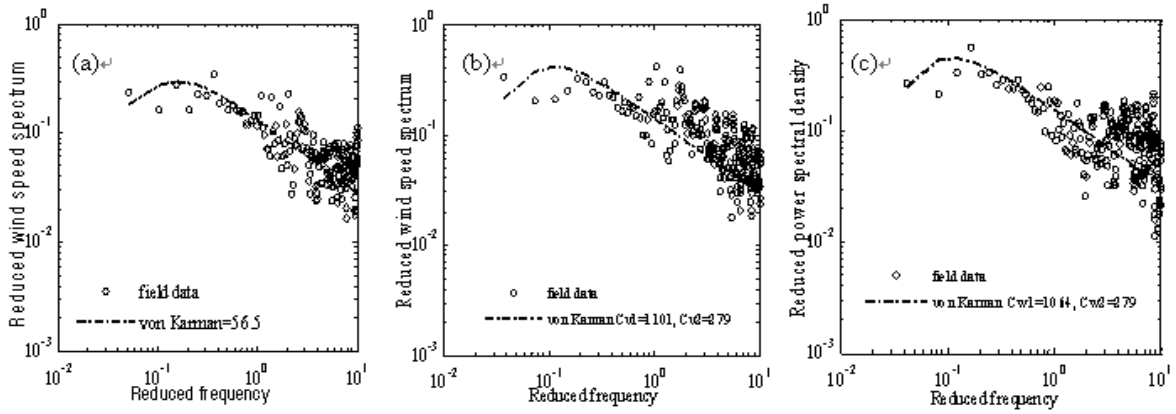


圖 5: 紊流頻譜：(a)順風向；(b)橫風向；(c)垂直向

經上述資料的分析結果與現象觀察，當颱風風速趨於強度時，根據 100 公尺高程處的三維風速計量測而得的 30 組風速介於 16~27m/s 者進行數據分析後，可得出如表 3 所列頻譜公式參數建議值代表現地自然風場特性。

表2: 颱風與季風在不同平均風速之紊流尺度及頻譜參數，z=100m

		Lu	*Lv*	*Lw*	c_u	C_z
颱風	U_{20}>17	364(0.18)	185(0.30)	47(0.30)	56(0.28)	10.6
	10<U_{20}<17	336(0.14)	175(0.31)	44(0.20)	57(0.24)	9.8
	U_{20}<10	217(0.28)	173(0.30)	41(0.24)	73(0.17)	10.0
季風	U_{20}<10	165(0.24)	93(0.31)	27(0.18)	67(0.13)	10.9

( ): 變異係數，風速單位：m/s，積分尺度長度單位：m

表3: 颱風期間高風速縱向紊流頻譜參數建議值

高度(m)	U_z(m/s)	*Lu* (m)	*Lv* (m)	*Lw* (m)	c_u	C_z
100	16-27	350(0.15)	180(0.30)	46(0.26)	56.5(0.25)	10.2

3. Lidar 之性能與資料分析

Lidar 使用大氣中的氣膠做為標的物，藉由測量空氣中氣膠的移動獲得所需之風場資料。為了獲得風場資料，光達一般採用 VAD 法 (Velocity-Azimuth Display) 來進行風速量測與計算，意即每筆觀測 Lidar 將會沿著固定角度進行一次 360 度之掃描。

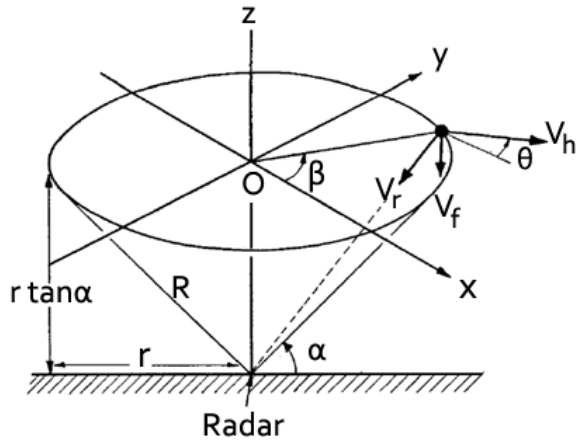


圖 6: VAD 示意圖

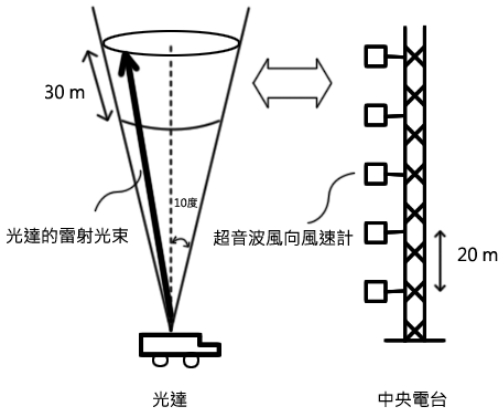


圖 7: Lidar 資料驗證示意圖

圖 6 為 VAD 法的示意圖 (Browning and Wexler, 1968)。地面中心點為 Lidar 的所在位置。東西方向為 X 軸、南北向為 Y 軸、垂直軸為 Z 軸；α 為發射雷射光時，與地面間的仰角；β 為雷射光方向與東方間的方位角；V_r 為觀測時所測得之徑向風速、V_h 為觀測點的平均水準風向、V_f 為觀測點的垂直方向速度；R 為 Lidar 距離觀測點的直線距離、r 為 Lidar 距觀測點的水準距離。

由於 Lidar 利用單一仰角、單一波束之雷射光進行觀測，因此每筆資料等同于每筆雷射光波束的觀測結果。每筆波束依其儀器設定，可按距離遠近細分為數十個間距，間距的大小即為距離解析度，也就是最小的量測單位。每個量測單位均能獲得徑向風速度與訊噪比 (SNR, Signal-Noise Ratio) 等。Lidar 觀測之原始資料為觀測之徑向風場資訊，利用 VAD 法將徑向風場轉換為水準風場。

本文使用日本三菱公司生產的 LR-08FSⅢ型 Lidar，其波長為 1.5 至 1.6 微米(μm)；脈衝寬度為 200 奈秒 (ns)；觀測風場之高度從 30 至 600 公尺，距離解析度 30 公尺，故每次徑向觀測值將被分為 19 個觀測區間。最短 18 秒能完成一次圓錐形掃描策略；每 1 秒能輸出一筆觀測資料；可觀測之最大徑向風為 30m/s；理論最大可測水準風速為 173m/s。由於 VAD 方法是以雷射光源能完成一次圓錐形掃描所得的資料為分析基礎，換言之，風速的採樣間隔為 18 秒。因此，本文所得的風速資料僅可用于自然風場的平均風速特性，無法探討大氣紊流特性。

4. Lidar 風速量測結果與超音波風速計之比對

為了驗證 Lidar 量測結果經由 VAD 方法分析所得之風速與風向，本文以淡水中央電臺微波接收塔上離地 20、40、60、80、100 公尺處所設二維超音波風速計的風速風向量測為基準，進行比對驗證。超音波風速計在安裝之前經過淡江大學風洞實驗室之率定。驗證流程如圖 7 所示，以 80 度的仰角向天空發射雷射光，透過空氣中隨風移動的氣膠散射，取得中央電臺地址 30、60、90 公尺之風速剖面，與中央電臺鐵塔二相近區間的風向風速計數據進行比對。

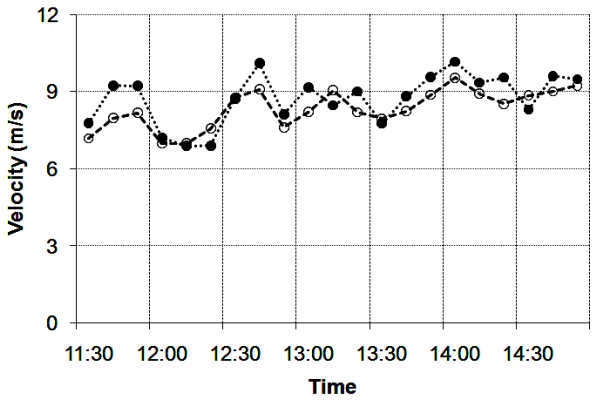


圖 8:　60 公尺處光 Lidar 與超音波風速計之十分鐘平均風速比對

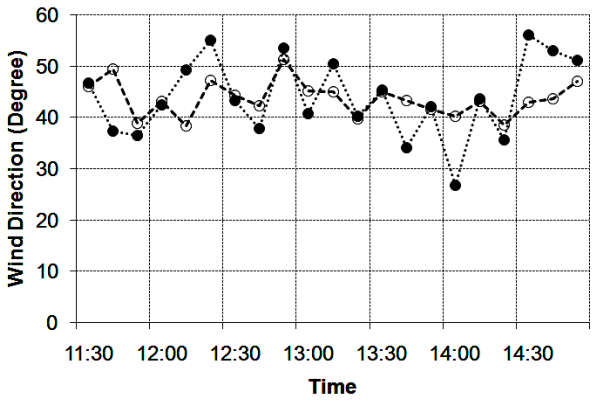


圖 9:　60 公尺處光 Lidar 與超音波風速計之十分鐘平均風向比對

圖 8 為 Lidar 與超音波風速計的 10 分鐘平均風速比較，Lidar 資料變異性較大，但

兩者擁有良好的一致性，誤差值低於每秒 1 公尺。圖 9 為 Lidar 與超音波風速計 10 分鐘平均風向逐時的比對圖，Lidar 與超音波風速計之誤差約在 10 度以內，風向變化之趨勢相當一致。經過與中央電臺五個高度層的超音波風速計比對結果，可知 Lidar 在十分鐘平均風向上的誤差約為 10 度左右，雖然短時間之數值變動較為敏感，但二者在風向變化的趨勢上有著良好的一致性。風速方面，在環境風速接近 8m/s 或更大時，Lidar 與超音波風向風速計的差異約為 10%，然而在風速在 5 m/s 以下時，Lidar 的風速量測誤差就會過大。

在 11 月-2 月東北季風與颱風季節進行實場量測發現，十分鐘平均所得之風速剖面依然過於離散，不易估算邊界層特性，因此本文以一小時為單位評估實場風速剖面特性。首先將在各個監測位址每一次為時約 24-48 小時的季風或颱風風場監測定義為一個監測事件，計算各個監測事件之十分鐘平均風速。所有十分鐘平均風速以下列三個條件進行初步篩選：(i)監測有效高度 大於 150 米，(ii)60 米以上高度平均風速大於設定值，(iii)高度 150 米範圍內，小於三個連續風速出現逆向梯度。一般而言 Lidar 的輸出風速在 120-180 米之間訊噪比(S/N)較佳，因此通過初步篩選之資料分別針對 U_{120m}、U_{150m}、U_{180m} 進行無因次化。計算每一監測事件各個高度風速之標準差後，剔除離散超過 2σ 者。檢視資料顯示，Lidar 在 30 米高度的第一個輸出風速通常偏低，與風速剖面模式離異較大。究其原因應當是 Lidar 的每個輸出值代表著 30 米高度範圍內風速的平均值，30 米高度的輸出風速較易受到鄰近建物的遮蔽干擾。因此本研究將位於都市及鄉鎮地況的 30 米高度風速剔除在後續資料分析之外。完成上述資料整理工作後，選用每小時監測資料中至少有三筆合格之十分鐘平均風速剖面，評估其邊界層高度。風速剖面指數律(power law)之 α 值，則三筆無因次風速剖面中，選取擬合度最佳者，最後根據 120 米以下風速分佈計算粗糙長度，z_0。本文在評估 z_0 值時，都市與鄉鎮地況均以測站鄰近平均樓高的 70%作為零平面高度(zero-plane displacement height)圖 10 為實場監測資料分析流程。

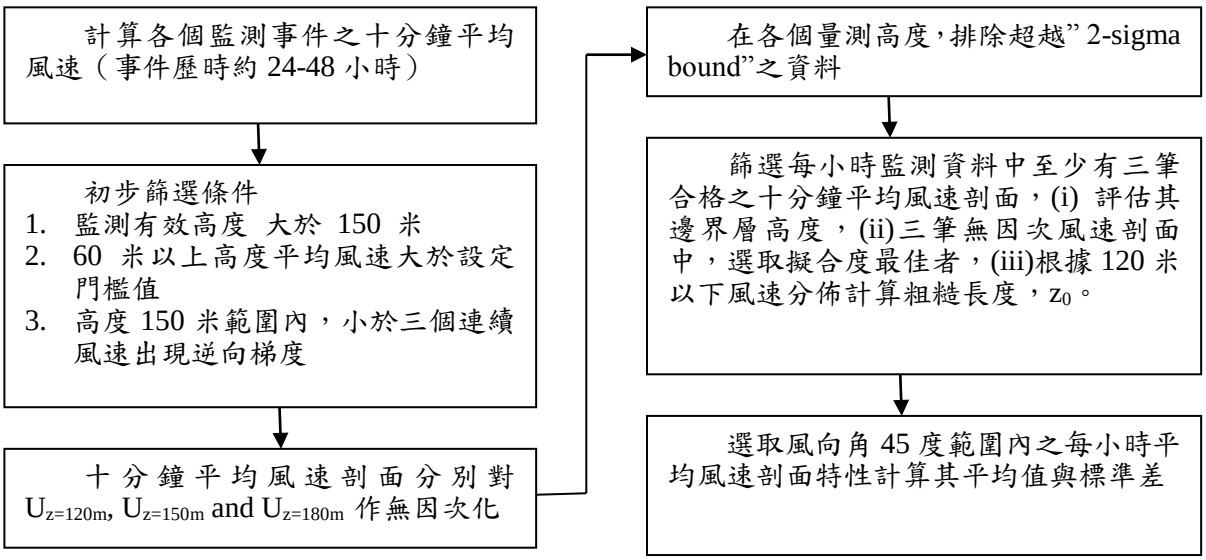


圖 10: Lidar 實場監測資料分析流程

5. Lidar 之實場量測

本文研究在三個不同的地況設置實場監測點。都市地況之測站（測點 A）設置在臺北市金華街淡江大學臺北校園，如圖 11(a)。該測站位於臺北市市中心的偏西南方向，東北方為松山、信義區，是為臺北市高層建築較為密集的區域，測站周邊並無超高層建築，除了幾所學校之外一般建築皆有六層樓以上，屬於住商混合式的都市地區。鄉鎮地況之測站（測點 B）設置在宜蘭市（人口約 94,000），該測站除東面則有一棟購物商場以及少部份的住家大廈零星座落於校園之西北象限之外，鄰近建物以三至六樓高的透天民宅為主，如圖 11(b)。開闊地況之測站（測點 C）設置在宜蘭縣壯圍鄉新南國小新南國小位於蘭陽溪北側，校園周圍均以農田為主，四周僅夾雜少數兩層樓之農舍建築，如圖 11(c)所示。



(a)都市地況測點 A 位置



(b)鄉鎮地況測點 B



(c)開闊地況測點 C 位置

圖 11: 三種地況之實場測站位置圖（擷取自 Google Map）

表 4: Lidar 實場監測所得之平均風速剖面

	東北季風			颱風	
測點	A	B	C	B	C
梯度高度 (m)	>420	--	327(88)	>400	275(35)
指數, α	0.28(0.05)	0.22(0.07)	0.15(0.04)	0.24(0.04)	0.11(0.02)
粗糙長度 z_0 (m)	0.75(0.49)	1.53(0.98)	0.50(0.50)	2.36(1.46)	0.08(0.09)

注：括弧內為標準差

分析季風資料時，三個測點均選用來風方向介於 22.5°至 67.5°的東北風向，A、B、C 三個測點的初步篩選的門檻風速分別設定為 8 m/s、5 m/s 與 7 m/s。位於都市地況，測點 A 的四次季風監測事件，總計 91 個小時的東北風向資料中，僅有 31 個小時的資料通過前述之篩選分析流程，可用於評估風速剖面特性。風速剖面指數律 α 值之平均值與標準差分別為 0.28 與 0.05；粗糙長度 z_0 的平均值與標準差分別為 0.75 m 與 0.49 m。測點 A 大多數資料的邊界層高度均大於可觀測高度，本文僅能推論該測點之平均邊界層厚度在 420 m 以上。

位於鄉鎮地況的測點 B 執行了的三次季風監測，在 18 個小時的東北風向資料中，有 16 個小時的資料通過篩選分析流程。風速剖面指數律 α 值之平均值與標準差分別為 0.22 與 0.07；粗糙長度 z_0 的平均值與標準差分別為 1.53 m 與 0.98 m。檢視測點 B 的資料可知，在 16 個小時的有效資料中有 6 個小時的風剖面資料（其中五個連續小時）呈現類似暴風雨鋒面之風剖特性：風速在約 120m 至 180m 的較低高度達到最大值，而後隨著高度快速遞減。有 6 個小時的風剖面資料，其邊界層厚度大於介於 240m 至 600m 之可觀測高度。簡言之，該測點數據無法提供可靠之邊界層厚度評估。位於平坦開闊地況的測點 C 執行了的三次季風監測，在 25 個小時的東北風向資料中，有 10 個小時的資料通過篩選分析流程。風速剖面指數律 α 值之平均值與標準差分別為 0.15 與 0.04；粗糙長度 z_0 的平均值與標準差分別為 0.50m 與 0.50m；邊界層厚度的平均值與標準差分別為 327 m 與 88 m。

在監測計畫執行的三年期間，僅得到二次有效的颱風量測，一次發生於測點 B，平均風速介於 15-20 m/s；另一次發生在測點 C，平均風速在 20 m/s 以上；其餘的颱風監測風速偏低，多屬於週邊環流影響。測點 B 選取東南向（介於 112.5° 至 157.5°）的颱風資料進行分析；測點 C 則選用東北向（介於 22.5°至 67.5°）的颱風數據；初步篩選的門檻風速均為 15 m/s。測點 B 取得 9 筆一小時的有效資料評估風速剖面特性，其中三筆資料的邊界層厚度介於 450 m 至 540 m，其餘資料的邊界層厚度均大於可觀測高度（介於 240 m 至 510 m），平均邊界層厚度應大於 400 m。風速剖面指數律 α 值之平均值與標準差分別為 0.24 與 0.04；粗糙長度 z_0 的平均值與標準差分別為 2.36 m 與 1.46 m。測點 C 取得 6 筆一小時的有效資料評估風速剖面特性。風速剖面指數律 α 值之平均值與標準差分別為 0.11 與 0.02；粗糙長度 z_0 的平均值與標準差分別為 0.08 m 與 0.09 m；邊界層厚度的平均值與標準差分別為 275 m 與 35 m。比較季風與颱風的資料可知二者的風剖面特性大致相近。測點 C 的季風與颱風資料風向相同，颱風的風剖面較季風略微均勻，邊界層厚度也略低。由於颱風觀測資料不足，上述比較不足以作為定論。

6. 風洞試驗

無論是 Lidar 或是中央電台鐵塔上 ultra-sonic 風速計都有量測高度的限制，為了瞭解完整大氣邊界層的特性，唯有借助風洞模擬實驗。本文所執行的自然風場風洞模擬試驗可分為兩個部分，第一部分是針對淡水中央電台鐵塔位址所做的縮尺模擬，第二部分則是針對 Lidar 實場量測的三個標準地況位址的縮尺模擬。

6.1 中央電台風場之風洞模擬

淡水中央電台風場的縮尺模擬又分為二個階段：第一階段是根據實場量測數據驗證風洞縮尺模型試驗的正確性；第二階段則是探討完整紊流邊界層的特性。圖 12 為風洞設置的 1/400 地形縮尺模型。地形模型除了以設置風速計的微波鐵塔為圓心，半徑 400 公尺範圍的地形地物之外，上游 5000 公尺的地物地貌也做了完整的模擬，上游 2.5-5 公里處鮮少建物，地形上有數十公尺的起伏。這部分的風場模擬在上游處沒有設置任何人為的錐形擾流板或地表粗糙元素等邊界層元件，完全藉由地形縮尺模型發展紊流邊界層。



圖 12. 淡水中央電台位址之地形縮尺模型

本文目的在於探討強風作用下的風場特性，因此擷取實場量測之較高風速數據(U_{20} >10 m/s)統計結果與風洞模擬試驗進行比對驗證。圖 13 為對應實場高度 100 公尺以下，風洞與實場之平均風速、紊流強度以及紊流尺度之比較。圖中顯示，根據地形縮尺模型所得之平均風速及紊流強度剖面與實場量測結果相當吻合；唯有風洞所得之紊流尺度略低於實場數據。這個現象是由於風洞模擬由於試驗段入流口為均勻等速流的限制，無法產生大尺度的紊流所致。圖 14 的紊流頻譜比較即顯示：在低頻區，風洞模擬所得紊流頻譜明顯小於實場數據；然而當約化頻率大於 1.0，fL_u/U>1.0，二者吻合度良好。

根據上述比較，驗證了風洞縮尺模型試驗的可信度之後，即可進行第二階段完整紊流邊界層特性的探討。中央電台鐵塔位址測得之邊界層梯度高度相當於實場之 370m±20m，其值相當符合文獻中介於平坦與鄉鎮地況之邊界層高度。本文並根據平均速度剖面計算形狀因子(shape factor = displacement thickness / momentum thickness)，其值為 1.9，顯示測站位址之流場為完全發展之紊流邊界層(fully developed turbulent boundary layer)。本文進一步在鐵塔位址上游 50 cm 處(實場上游 200 m)，測得該處邊界層高度為

365m±20m，形狀因子為 1.8，亦顯示模擬流場僅有細微的變化。圖 15、圖 16(a), 16(b)分別為鐵塔位址之平均速度剖面、縱向紊流強度剖面與縱向紊流尺度剖面。根據完整平均風速剖面擬合指數律所得之α值為 0.23，略低於我國風力規範定義之鄉鎮地況風場。

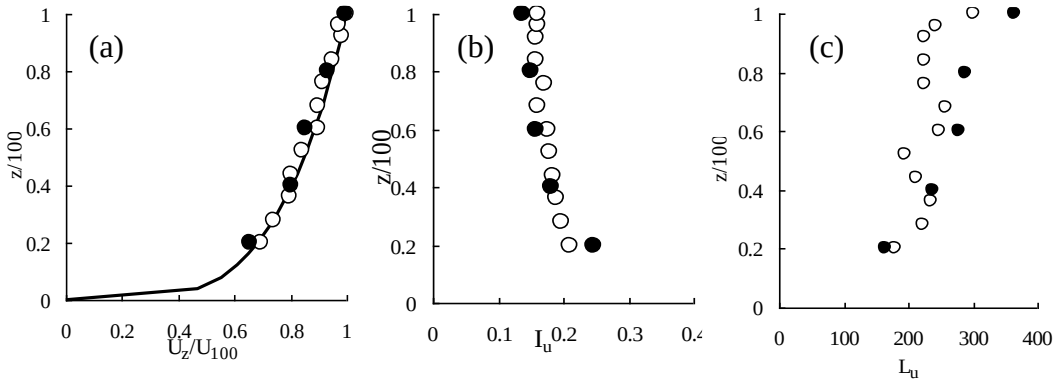


圖 13: 風洞模擬流場與實場監測之比較 (a)平均風速剖面，(b)紊流強度，(c)紊流尺度
(◯：風洞模擬， ●：實場監測)

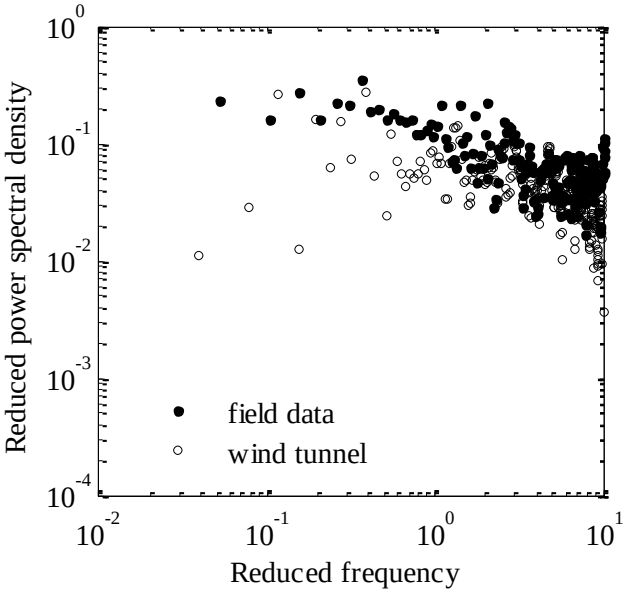


圖 14. 風洞縮尺模擬與實場量測紊流頻譜之比較

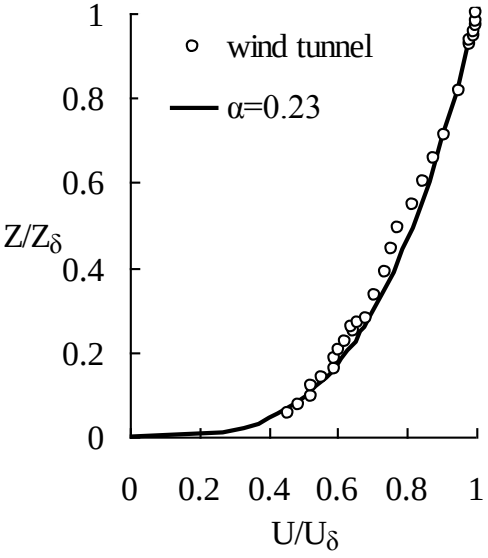
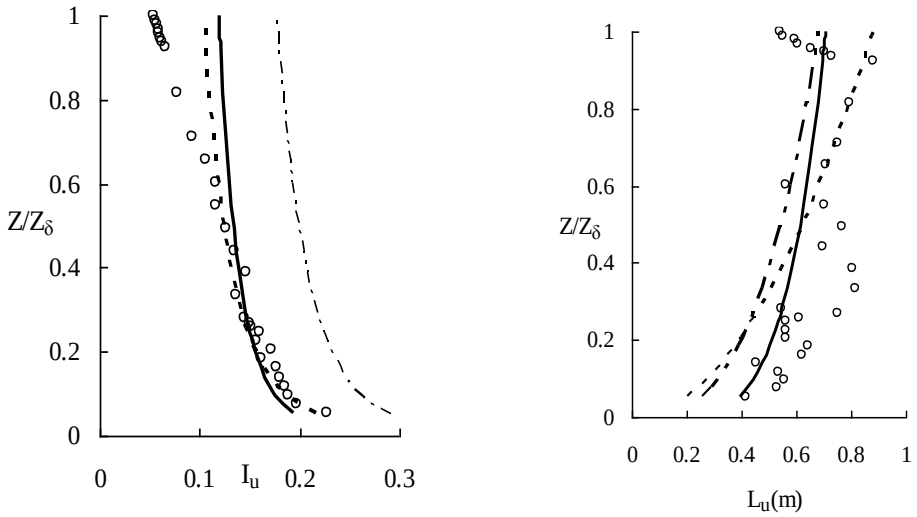


圖 15. 風洞縮尺模擬所得之平均風速剖面

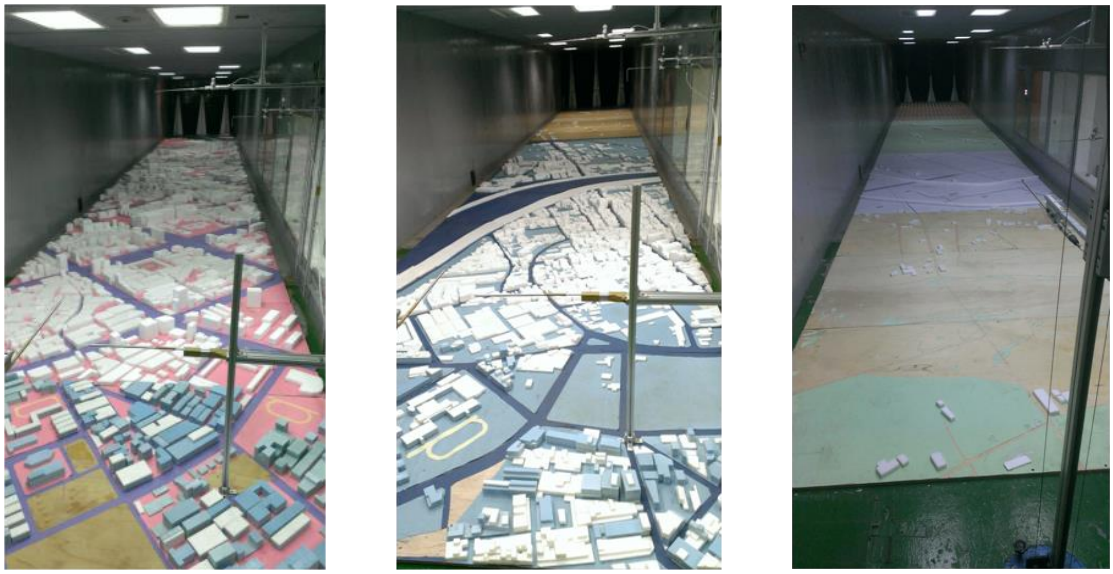
圖 16(a)顯示縮尺模型產生的紊流強度在邊界層下半部份與美國 ASCE7-02 定義之平坦鄉村地況(地況 C)以及日本 AIJ-96 定義之地況 III (少許建築物高度約為 4 到 9 層之郊區住宅、工業區及林地，α=0.20。)相當接近。ASCE7-02 定義鄉鎮地況(地況 B) 之紊流強度則明顯偏大保守。我國風力規範的風場特性採用 ASCE7-02 的相關規定，因此在紊流強度方面有過度保守之虞。圖 16(b)則顯示縮尺模型產生的紊流尺度在邊界層上半部份與 ASCE7-02 及 AIJ-96 的相關規定相當近似。



(a) 縱向紊流強度 (b) 縱向紊流尺度

圖 16. 風洞縮尺模擬所得之紊流強度與紊流尺度剖面

○: wind tunnel , ——— : ASCE7-02(C), —·— : ASCE-7-02(B), – – – : AIJ-96(III)



(a) 都市地況(測點 A) (b) 鄉鎮地況(測點 B) (c) 開闊地況(測點 C)

圖 17: 風洞縮尺模擬之地況示意圖。

6.2 Lidar 測站風場之風洞模擬

本文針對 Lidar 實場監測三個測站的風場進行風洞縮尺模擬。風洞試驗第一階段透過比較平均風速剖面，先決定風洞縮尺模擬各元件之合宜性，再作完整的紊流場量測，以補足實場 Lidar 數據之不足。本文以設於都市地況之測點 A 為例，說明風洞模擬之過程。根據 Lidar 的量測顯示，實場監測資料的主要風向是東北風，因此風洞縮尺模擬的上游發展段方向設定為東北向。由於實場監測資料顯示該測點的邊階層高度應在 420m

以上，因此風洞縮尺採用 1/500，上游完全模擬的地況則長達 6.75 km，如圖 17(a)所示。圖 17(b)與 17(c)分別是測點 B 與測點 C 的 1/400 風洞縮尺模擬之上游地況，模擬長度為 5.4 km。量測結果顯示：無論何種地況，僅使用縮尺模型的上游地況所能發展的邊界層厚度均低於實場量測，平均風速剖面亦未盡理想。必須在發展段最上游處加上適當擾流板，方能得到令人滿意的平均風速剖面。其原因為：當上游實際地況無大範圍之地勢高低起伏時，本文所使用之風洞試驗段長度不足，必須依賴擾流板產生大尺度渦流，使邊界層內流場具有適當的混合能力，方能在試驗段範圍內發展穩定的邊界層流。三個測點的紊流特性便是在地況縮尺模型搭配上試誤所得之上游擾流版環境下的量測所得。

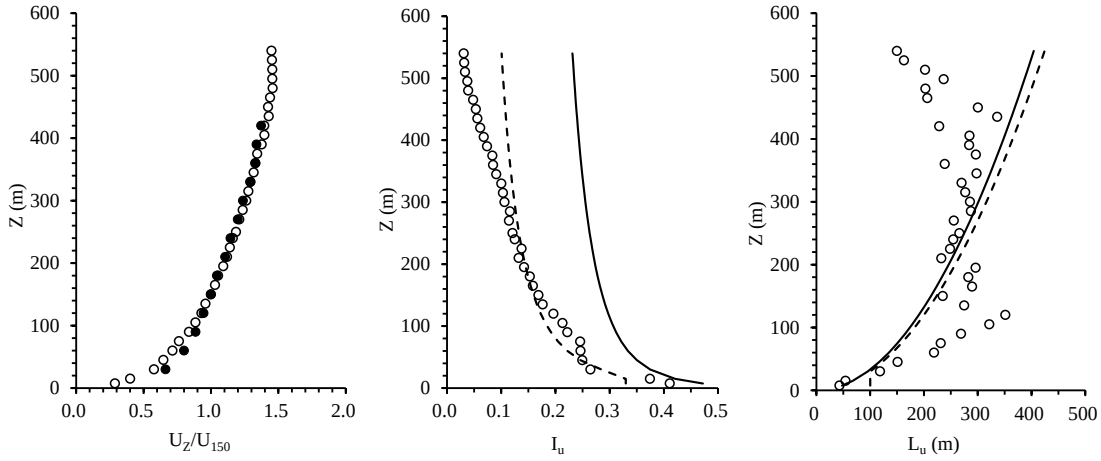


圖 18: 都市地況中測點 A 之平均風速、紊流強度與紊流尺度。
(○：wind tunnel； ●：field data； ─：ASCE7(A)； - -：AIJ(IV))

圖 18(a), 19(a), 20(a) 是三種地況的風洞縮尺模擬與實場監測平均風速剖面之比較。圖 18(b), 19(b), 20(b)與圖 18(c), 19(c), 20(c)則分別是風洞縮尺模擬所得之紊流強度及紊流尺度與風力規範建議值之比較。圖 18(b)顯示都市地況縮尺類比之紊流強度明顯低於早期版本 ASCE7 對於地況 A（大都市中心）之建議值。然而與 AIJ 所建議地況 IV（有許多 4-9 層樓建築之都市）紊流強度相較，在 250m 以下相當吻合，AIJ 建議值在更高處則偏於保守。圖 18(c)則顯示 ASCE7 與 AIJ 對於紊流尺度的建議值相近，縮尺模擬在 150m 以下與其近似，二種規範在高處均偏向過度保守。圖 19(b)顯示鄉鎮地況縮尺類比之紊流強度明顯低於 ASCE7-02 對於地況 B（都市郊區與鄉鎮）之建議值。與 AIJ 所建議地況 III（有少量 4-9 層樓建築之郊區）紊流強度相較在 50m 以下相當吻合，更高處 AIJ 建議值偏於保守。圖 19(c)則顯示縮尺模擬所得之紊流尺度在 50m 以下與 AIJ 的建議值相近， AIJ 與 ASCE7-02 二種規範在高處均偏向過度保守。圖 20(b)、20(c)則顯示縮尺模擬所得之紊流強度與紊流尺度均小於 ASCE7 與 AIJ 之建議值。

根據中央電台測站的實場紊流數據以及後續的風洞模擬研究可知：紊流強度隨著平均風速增高而略微降低。雖然本文未能取得強颱作用下的紊流數據，採用本文表 1 中強風條件下的紊流強度作為耐風設計依據應屬保守。中央電台測站的風洞模擬則顯示；根據地況縮尺模型模擬所得近地表 100m 內之紊流強度與實場風速在 10m/s 以上者(多為颱

風數據)相當吻合。無論中央電台測站或是 Lidar 測站的風洞模擬結果均顯示我國耐風設計規範(ASCE7)中所定義之紊流強度過於保守，未來可參考本文與 AIJ 相關建議值修訂之。

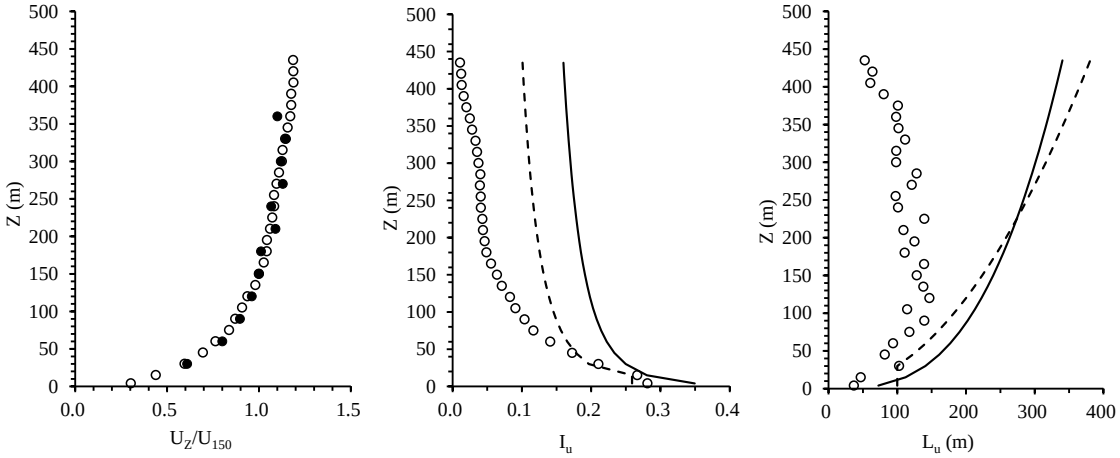


圖 19：鄉鎮地況中測點 B 之平均風速、紊流強度與紊流尺度。
(○：wind tunnel； ●：field data； ―：ASCE7(B)；- -：AIJ(III))

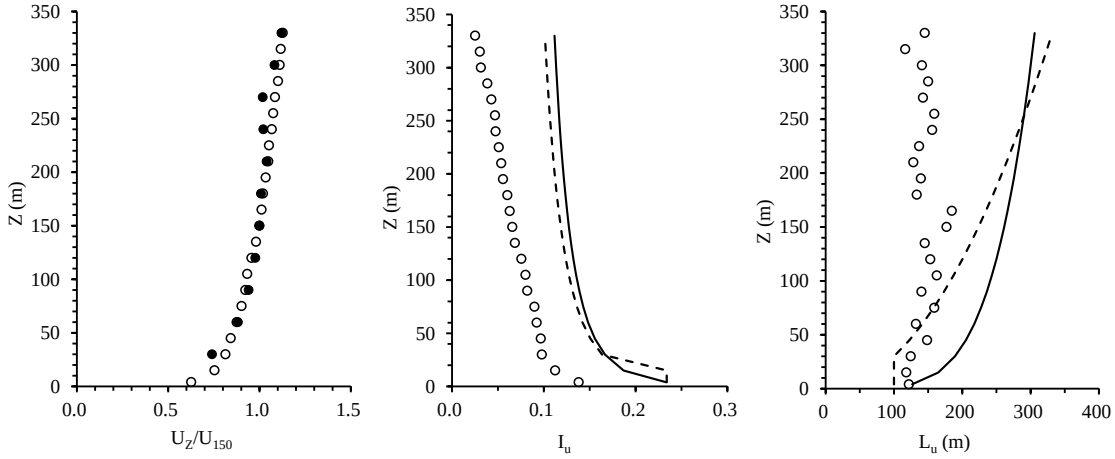


圖 20：開闊地況中測點 C 之平均風速、紊流強度與紊流尺度。
(○：wind tunnel； ●：field data； ―：ASCE7(C)；- -：AIJ(II))

7. 結論

本研究使用超音波風速計與光達在包含都會區、鄉鎮區以及農村等不同地況的多個測點位址，在季風與颱風條件下進行自然風場實場監測。其次，以實場監測結果為依據，在風洞實驗室根據所選定之實場量測區域之實際地形地物所製作之縮尺模型，模擬探討紊流邊界層之特性。研究結果歸納如下：

(1) 本文藉由淡水中央電臺高塔上所設置之超音波風向風速計，進行 Lidar 的驗證工作。Lidar 與超音波風速計在十分鐘平均風向有良好的一致性。風速方面根據校驗的量測結果發現當環境風速接近或大於 10m/s 時，Lidar 與超音波風向風速計量測誤差在 10%以內，低風速的相對誤差較大。

(2) 淡水中央電臺高塔設置超音波風向風速計的量測顯示，在相同風速條件下，颱風與季風形成的風場在風速梯度上並無差異，颱風的紊流強度與紊流尺度則略大於季風。

(3) 淡水中央電臺高塔設置超音波風向風速計的量測顯示，平均風速對於速度梯度有輕微的影響，高風速時風速剖面指數律之α值略微降低。紊流強度隨著平均風增加而略微下降，縱向紊流尺度則隨著風速增大，紊流頻譜與 Empirical Karman 模式相當吻合。

(4) 本文使用 Lidar 在都會區、鄉鎮區以及農村等三個不同地況之測點，分別在季風與颱風時進行實場監測，並評估風速剖面特性。在季風條件下，都會區、鄉鎮地況與平坦地況風速剖面指數律之α值分別為 0.28、0.22、0.15。

(5) 本文製作淡水中央電台測點周邊之地況縮尺模型，模擬紊流邊界層。在實場高度 100 公尺以下，風洞與實場之平均風速、紊流強度相當吻合。紊流頻譜比較則顯示：在低頻區，風洞模擬之紊流頻譜明顯小於實場數據；然而當約化頻率大於 1.0，fL_u/U>1.0，二者吻合度良好。

(6) 本文根據 Lidar 各測點之實際地形地物所製作縮尺模型，模擬紊流邊界層。經過縮尺模擬與實場監測之平均風速剖面資料比較之後，得到三個具代表性地況的紊流特性。

(7) 中央電台測站或是 Lidar 測站的風洞模擬與規範比較結果均顯示我國耐風設計規範(ASCE7)中所定義之紊流強度過於保守，未來可參考本文與 AIJ 相關建議值修訂之。

8. 參考文獻

[1] 鄭啟明，*標準地況自然風場實場監測與特性分析*，內政部建築研究所研究報告，2009。

[2] 鄭啟明、羅元隆，“風力規範之標準地況分類與紊流邊界層特性研究”，「*建築學報*」，2009 年，第 68 期，103-120 頁。

[3] Amano, T., H. Fukushima, T. Ohkuma, A. Kawaguchi and S. Goto, “The observation of typhoon winds in Okinawa by Doppler sodar”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 83: 11-20, 1999.

[4] ASCE. Minimum design loads for buildings and other structures. ASCE 7-02, Reston, VA, USA, 2002.

[5] Browning, K. A. and R.Wexler, “The determination of Kinematic properties of a wind field using Doppler radar”, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 7: 105-113, 1968.

[6] Cheng, C. M., J. C. Wu, J. Wang, Y. Y. Lin and C. H. Chang, “Wind Characteristics of Typhoon and Monsoon”, *Proceedings of 12th International Conference on Wind Engineering*: 711-718, Cairn./Australia, 2007.

[7] Davenport, A. G., “The relationship of wind structure to wind loading”, *Proceedings of the Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures*, Vol. 1: 53-102, National Physical Laboratory, HMSO, Teddington, London, UK, 1965.

[8] Jang, J. J. and C. H. Lee, “Analysis of Wind Speed Power Spectrum of Taiwan Area”, *Journal of*

the Chinese Institute of Civil and Hydraulic Engineering, Vol. 11, No.1: 33-44, 1999.

[9] Kato, N., T. Ohkuma, J. R. Kim, H. Marukawa and Y. Niihori, "Full scale measurements of wind velocity in two urban areas using an ultrasonic anemometer", *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 41-44: 67-78, 1992.

[10] Kijewski, T., D. K. Kwon and A. Kareem, "E-Technologies for Wind Effects on Structures", *Proceedings of the Eleventh International Conference on Wind Engineering*, Lubbock, USA, 2003.

[11] Kwok, K. C. S., "Wind effects on tall buildings in typhoon prone urban environment", *Wind effects on Buildings and Urban Environment, Proceedings of ISWE1*: 131-141, Tokyo/Japan, 2004.

[12] Miyata, T., H.Yamada, H. Katsuchi and M. Kitagawa, "Full-scale measurement of Akashi-Kaikyo Bridge during typhoon", *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 90, No. 12: 1517-1527, 2002.

[13] Shiau, B. S., "Velocity Spectra and Turbulence Statistics at the Northeastern Coast of Taiwan under High-wind condition", *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 88: 139-151, 2000.

[14] Xu, Y. L. and J. Chen, "Turbulent wind characteristics in urban environment", *Wind effects on Buildings and Urban Environment Proceedings of ISWE1:* 197-210, Tokyo/Japan, 2004.

半圓頂型屋蓋結構物表面擾動風壓之交頻譜特性探討

蕭宇廷[1] 羅元隆[2]

[1] 淡江大學土木工程系碩士生

[2] 淡江大學土木工程系助理教授

摘要

大跨徑屋蓋結構為現今社會常見的結構型態之一，具有大空間且多功能的特性。依我國建築物耐風設計規範，此類結構物高寬比偏小可歸類為低矮建物。然而由於跨度大且材質輕的特性，屋蓋表面受風壓分布影響甚鉅，一般不建議以簡易計算方式給定設計風載重，而另行於規範中表列外風壓係數值進行設計。過去大跨徑屋蓋結構相關文獻中，對於表面風壓特性的討論不勝少數，但大部分為定性探討。本文進行以不同屋蓋曲率及不同雷諾數為兩項控制參數，探討交相關頻譜特性的表面分布特性，並藉由半經驗公式針對兩鄰近擾動風壓之 Root-coherence 函數進行擬合。以擬合之結果討論其沿著表面上下游的趨勢變化，作為未來計算風力載重之依據。由結果得知，依據屋蓋曲率 f/D 的不同，可以明顯地觀察到交相關頻譜的變化甚鉅；當相鄰兩風壓的間隔增大時則更能凸顯變化。而底座側牆的變化 h/D 則對交相關頻譜幾乎沒有影響。另外，從不同雷諾數的結果來看，其變化不如屋蓋曲率 f/D 來得明顯。由本文的擬合結果中，某些位置的擬合尚不夠準確，例如分離點發生位置前後，流場特性改變劇烈導致一般經驗公式尚不足以模擬之。

關鍵字: 半圓頂型屋蓋，交相關頻譜，屋蓋曲率，雷諾數
Keywords: Domed Roofs, Cross Spectrum, Roof Curvature, Reynolds Number

1. 前言

隨著時代的發展與經濟的起飛，在全世界人口逐漸上升的趨勢下，人口過於的擁擠再加上所能利用的土地空間越來越少。為了舒緩這些問題，再加上建築技術的進步，開始出現高樓大廈林立於城市中。然而近年來，體育表演與娛樂活動的興起、大量儲存空間的需求出現，能夠解決此問題的大型結構就是大跨度建築，擁有能以最小表面積卻能產生出最大封閉室內空間。台灣地區位處於歐亞板塊與菲律賓海板塊交界處、西太平洋熱帶氣旋地區，地震與颱風非常的頻繁。大跨徑結構跨度的增加與其本身整體質量輕量化的影響，造成此結構對風產生的影響非常的敏感，風力載重可以說是設計過程中重要的一環。為了得到較準確的設計風載重，必須進行風洞試驗模擬外型對風力的影響。一般風洞試驗雷諾數的範圍大多在10^5範圍內，對於一般矩形斷面建築，實驗結果不受雷諾數的變化影響；但對於曲面外型建築，風力特性則與雷諾數極為相關。兩者差異之處

在於分離點發生的位置不同，當風流經矩形斷面時，其氣流分離現象發生的位置會在結構不連續面角隅銳緣處；而對於曲面型建築而言，其分離的位置則與雷諾數有關。因此在本研究中將以不同屋蓋曲率與不同雷諾數的半圓頂型大跨度建築為研究對象，經由一系列的風洞試驗探討基本氣動力特性，再藉由半經驗公式進行交相關頻譜係數之擬合，做為日後風力載重計算之依據。

2. 風洞實驗設置與曲面屋蓋分區概念

本研究使用 Lo and Kanda [1]於日本東京大學之實驗結果與 Cheng and Fu [2]於內政部建築研究所之實驗結果進行交相關頻譜函數之擬合，主要探討不同雷諾數與不同高跨比模型的比較與影響。

2.1 風洞實驗設置

實驗主要分為不同雷諾數與不同外型效應進行，不同雷諾數效應為 Cheng and Fu [2]於內政部建築研究所進行紊流場之大範圍雷諾數實驗，實驗館的風洞為垂直向封閉循環式風洞，所能提供的流場最大風速分別為 30 m/s 與 20 m/s，該風洞斷面為寬 4.0 m 以及高 2.6 m，實驗量測區距離入口端約為 25 m。

紊流邊界層流場的模擬如圖一所示，利用錐形擾流版及矩型方塊所組成之粗糙元素，模擬出紊流邊界層流場，流場特性符合指數律中 $\alpha = 0.27$ 之流場，在模型高度紊流分佈約為 18% ~ 25%，雷諾數範圍為 $5.3\times10^4 \sim 1.8\times10^6$，而在本研究中列出的雷諾數範圍則為 6.7×10^4、4.3×10^5、1.0×10^6、1.8×10^6。



圖 1 紊流邊界層流場於內政部建研所



圖 2 紊流邊界層流場於日本東京大學

不同外型效應為 Lo and Kanda [1]於日本東京大學之實驗結果，工作段為 1.8 m × 1.8 m，發展長度到工作段距離為 12.5 m，邊界層高度為 1.20 m，所能提供的流場風速範圍為最低 0.5 m/s 與 13.0 m/s。實驗主要進行紊流邊界層流場，如圖 2 所示，與各種不同高跨比模型之試驗。利用錐形擾流版及矩型方塊所組成之粗糙元素，模擬出紊流邊界層流場，符合日本 AIJ 規範中的指數律中 $\alpha = 0.27$ 之流場，平均風速為 11.1m/s。在模型高度紊流分佈約為 15% ~ 20%，其雷諾數範圍為 $1.1\times10^5 \sim 1.6\times10^5$。

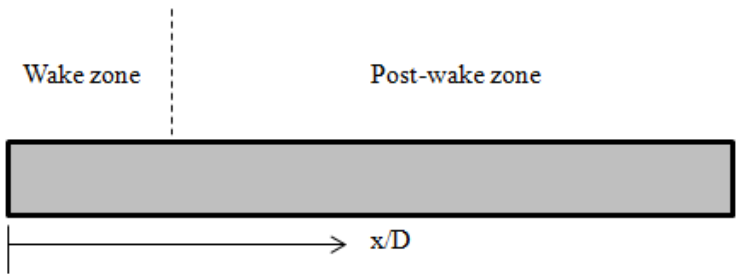
Cheng and Fu [2]之試驗模型採用壓克力半圓球模型，模型底部直徑分別為 120 cm、50 cm 及 20 cm。量測壓力位置沿著半球表面中心子午線平均分佈。本研究中將每個量測壓力孔水平位置定義為 x，模型跨度定義為 D，以模型中心為原點，風壓孔分布於 x/D = -0.5 ~ 0.5 之間;此外,風壓孔位置的表現方式亦可以 θ 由上游至下游為 0 至 180˚ 表示之。Lo and Kanda [1]之試驗模型同樣採用壓克力半圓球模型，但為了能產生各種不同的幾何尺寸，使用屋頂模型與圓柱面模型進行組合，模型底部直徑分別為 30 cm。將屋頂模型的高度定義為 f、圓柱面模型的高為 h，表 1 列出所有屋頂模型與圓柱面模型。除了 f/D = 0.0 與 h/D = 0.0 外，總共有 35 種測試模型。

表 1 幾何尺寸與測試模型術語

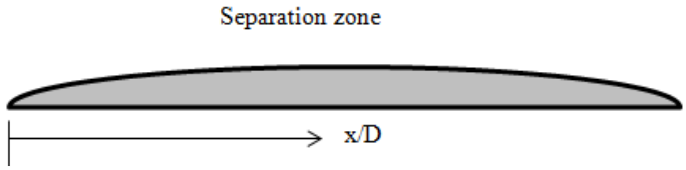
		f/D（屋頂高與跨度比值）					
D = 30cm		0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
h/D（圓柱面高與跨度比值）	0.0	None	B0	C0	D0	E0	F0
	0.1	A1	B1	C1	D1	E1	F1
	0.2	A2	B2	C2	D2	E2	F2
	0.3	A3	B3	C3	D3	E3	F3
	0.4	A4	B4	C4	D4	E4	F4
	0.5	A5	B5	C5	D5	E5	F5

2.2 分區概念

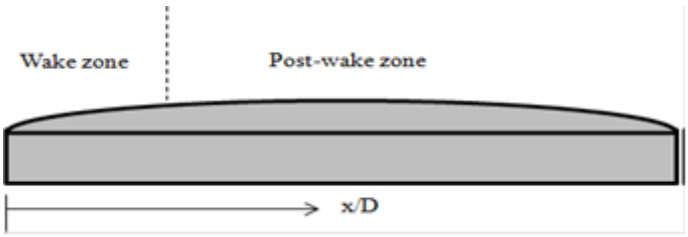
Lo and Hsiao [3]從平均風壓係數、擾動風壓係數與交相關係數分布中觀察，依據不同流場現象將每個模型做分區，每一個區域都代表著不同的意義，如圖 3 所示。將 f/D = 0.0 歸類為平坦模型，分為尾跡區與過尾跡區。f/D = 0.1 模型可分為兩種討論，當 h/D = 0.0 ~ 0.1 時，歸類為近半球模型，僅有分離區；當 h/D = 0.2 ~ 0.5 時，歸類為平坦半球模型，與平坦模型相同可分成尾跡區與過尾跡區兩區。最後將 f/D = 0.2 ~ 0.5 歸類為半球模型，分成迎風區、分離區、尾跡區三區，在不同雷諾數效應下所使用的模型也將歸類為半球模型討論。



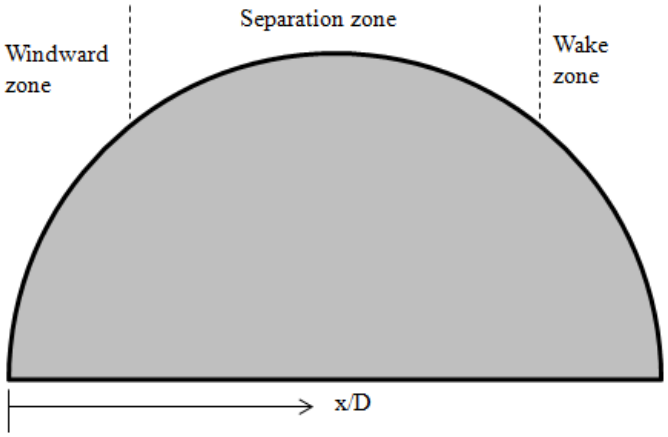
(a) 平坦模型



(b) 近半球模型



(c) 平坦半球模型



(d) 半球模型

圖 3 各模型分區概念

3. 風洞實驗結果與探討

3.1 交相關頻譜函數特性

為了能針對 Co-coherence 得到更明確的數值，將 Co-coherence 公式分解成 Root-coherence 和 phase function 兩項，定義為：

$$C_{ij}(\Delta s, f) = R_{ij}(\Delta s, f) \cdot \exp\left(i \cdot \theta_{ij}(\Delta s, f)\right) \qquad (1)$$

其中 Δs 代表著兩壓力孔之間的距離，$R_{ij}(f)$代表著 Root-coherence，$\theta_{ij}(f)$代表著 phase function。本研究針對 Root-coherence 進行探討。圖 4 所示為模型 F0 (f/D = 0.5、h/D = 0.0) 相對應 Root-coherence。可以清楚地觀察到，6˚-12˚、30˚-36˚為迎風區，有逐漸衰減的趨

勢，當到達 48˚-54˚、90˚-96˚時為分離區，整體趨勢逐漸變得平緩；最後在 120˚-126˚、144˚-150˚時尾跡區部分開始逐漸上升，會造成此現象可以被認為是由於再接觸現象的發生，其在後方產生的渦炫導致能量的變化。

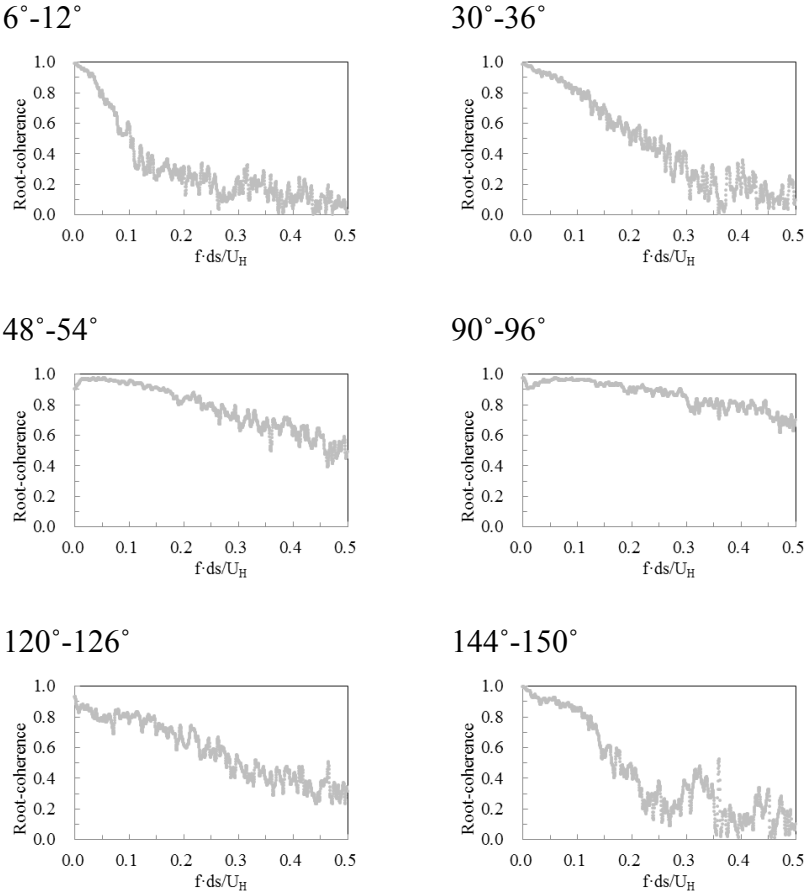


圖 4 模型 F0 (f/D = 0.5、h/D = 0.0)相對應之 Root-coherence

3.2 半經驗擬合公式之應用與趨勢變化

過去大跨度相關文獻對於風壓相關特性的討論不勝少數，但均為定性探討。因為風壓相關性是包含許多結構特性與氣動力因素在內，難有一普遍化的均一公式。本研究採用 Hui et al. [4]提出的半經驗公式進行 Root-coherence 擬合，定義如下:

$$R_{ij}(\Delta s, f) = K \cdot \exp\left(-C\frac{f\Delta s}{U_H}\right) \qquad (2)$$

係數 C 代表整體的衰減係數，係數 K 代表在頻率為零時的起始係數。本研究以此公式進行 Root-coherence 公式係數 C 與 K 的擬合之討論。在本研究中，依上節所提之壓力孔以頻道(Ch)表示並進行兩相鄰壓力孔之擬合。若為第一個壓力孔與第二個壓力孔、第二個壓力孔與第三個壓力孔進行擬合，則以間距為一表示。同時也進行間距為二的擬合。

如圖 5 所示為模型 F5(f/D = 0.5、h/D = 0.5)的第一個壓力孔(Ch1)與第二個壓力孔(Ch2)之擬合結果。灰色虛線為實驗值，黑色實線為擬合結果曲線，可得到係數 C = 6.618 與係數 K = 1.000 的擬合結果。

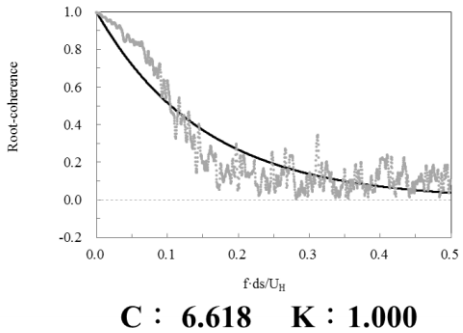


圖 5 模型 F5(f/D = 0.5、h/D = 0.5) Ch1 與 Ch2 係數擬合結果

圖 6 ~ 圖 11 顯示為係數擬合之結果。首先從雷諾數變化觀察，圖 6 中係數變化與半球模型類似。係數 C 能夠明顯分成三區，在分離區與尾跡區各有一個轉折點，隨著雷諾數增加，其值會逐漸上升；係數 K 也能夠很清楚地以正中間為對稱軸左右兩邊呈現出較低的值，以上現象皆會因兩點之間的間距變大而更加明顯。

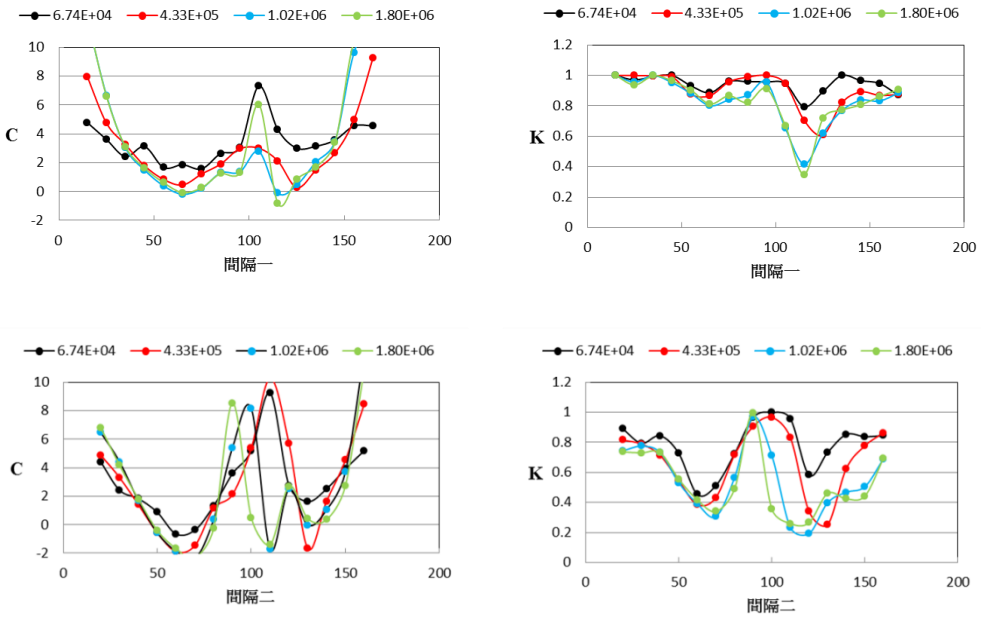
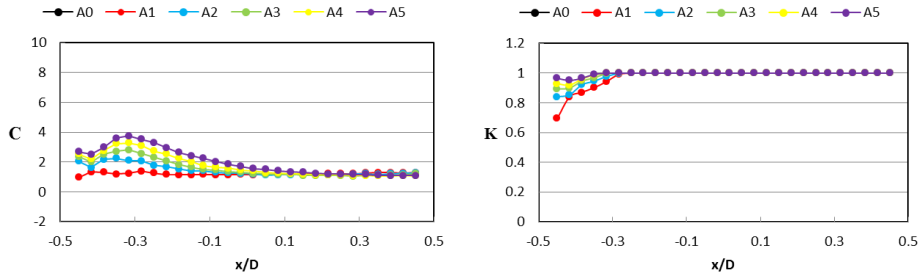


圖 6 不同雷諾數效應係數擬合結果

從外型效應部分，如圖 7 ~ 圖 11，可看到平坦模型部分隨著 h/D 的增加，在前端部分的值會隨著高度增加而逐漸變大；圖 8 的近半球模型則成一條曲線分佈，因其模型貼近地表。圖 9 中平坦半球模型的分佈也與平坦模型相同，在前端部分有著較低的值。圖

10～ 圖 11 皆為半球模型。當 f/D = 0.2 時其變化並不是很明顯，只能觀察到尾跡區部分有一個明顯轉折點；f/D = 0.5 時，係數 C 的部分尾跡區出現一很明顯的峰值，係數 K 也呈現出很明顯左右對稱。

間隔一



間隔二

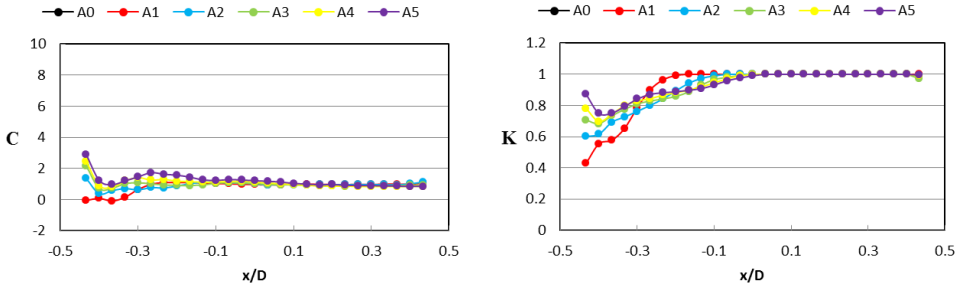
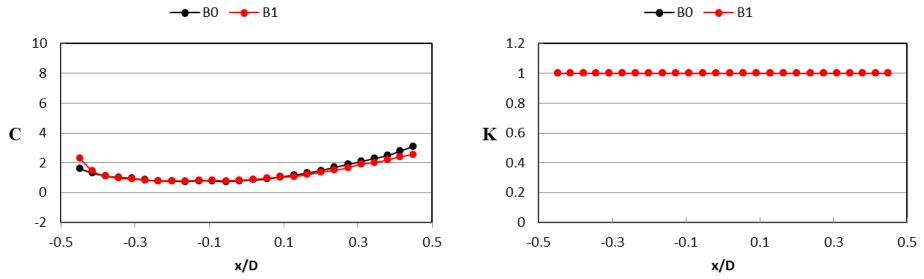


圖 7 模型 f/D = 0.0 (h/D = 0.0 ~ 0.5)係數擬合結果

間隔一



間隔二

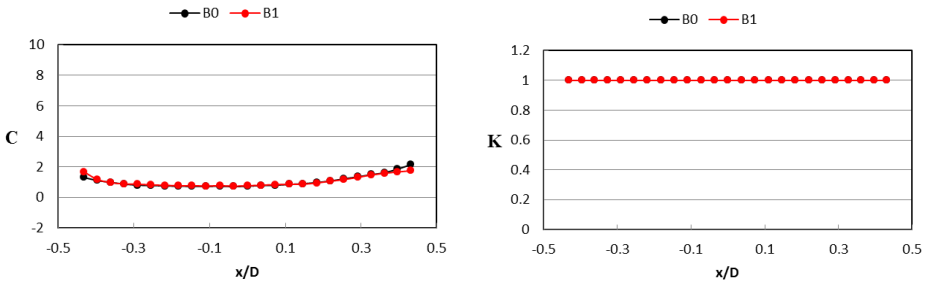
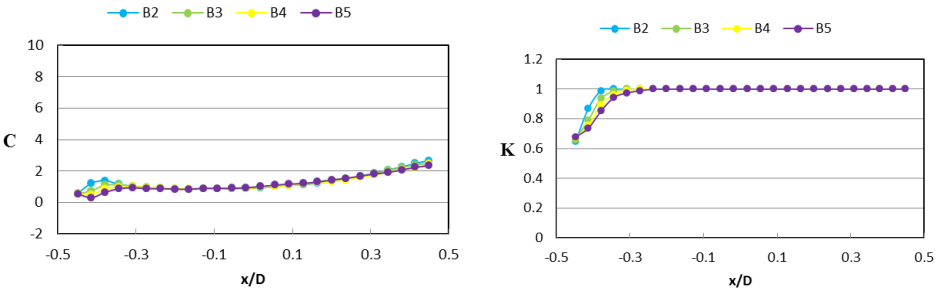


圖 8 模型 f/D = 0.1 (h/D = 0.0 ~ 0.1)係數擬合結果

間隔一



間隔二

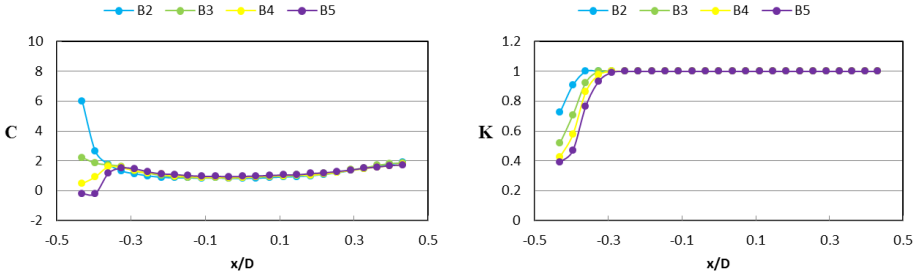
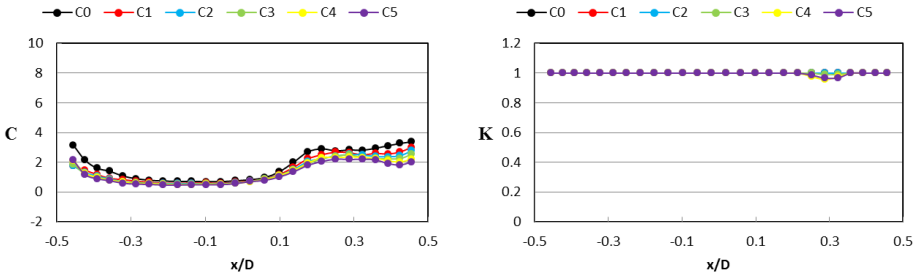


圖 9 模型 f/D = 0.1 (h/D = 0.2 ~ 0.5)係數擬合結果

間隔一



間隔二

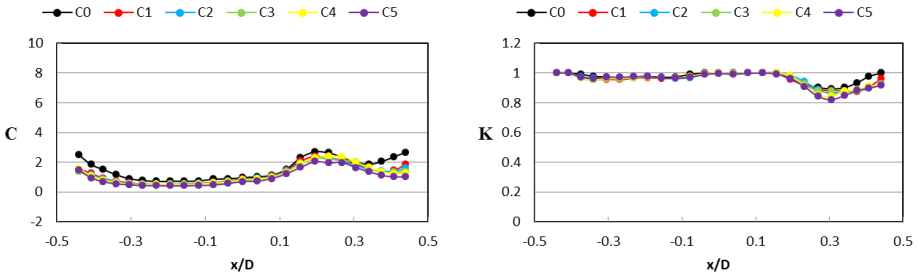


圖 10 模型 f/D = 0.2 (h/D = 0.0 ~ 0.5)係數擬合結果

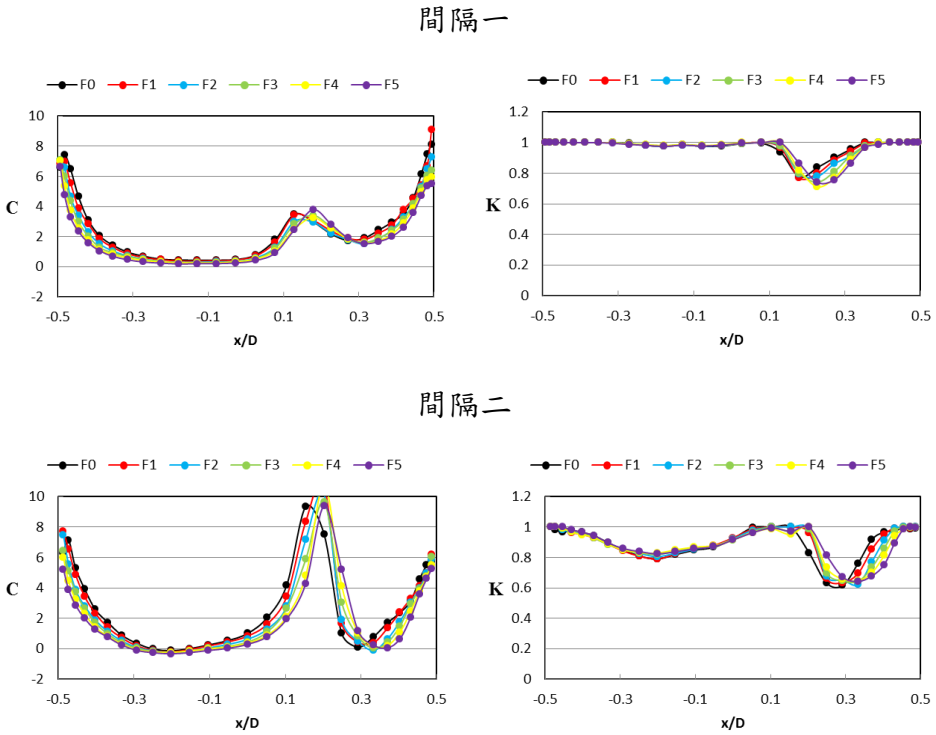


圖 11 模型 f/D = 0.5(h/D = 0.0 ~ 0.5)係數擬合結果

為了探討係數 C 與 K 分布特性，以半球模型 F5(f/D = 0.5、h/D = 0.0)觀察，如圖 12 係數 C 代表整體的衰減係數，將所有實驗值與擬合值曲線以立體 3D 圖一起觀察，則在接近分離區與尾跡區的位置時，在高頻部分明顯出現兩個尖峰值，而當接近尾跡區時，在低頻部分則出現較低的值，整題來說在分離區與尾跡區部分尼和的結果並不是很好。

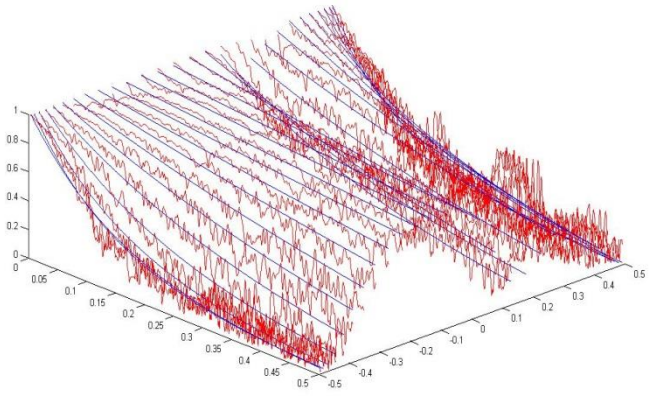


圖 12　F5(f/D = 0.5、h/D = 0.0)係數 C 實驗值與擬合值觀察

接著從係數 K 觀察，因為係數 K 代表著頻率為零時的起始係數。圖 13 中黑色線為擬合值，紅色線為實驗值。擬合值與實際的實驗值相差許多，當間隔二時更為明顯，在跨區部分，分離區和尾跡區部分實驗值係數明顯都有較小值出現。

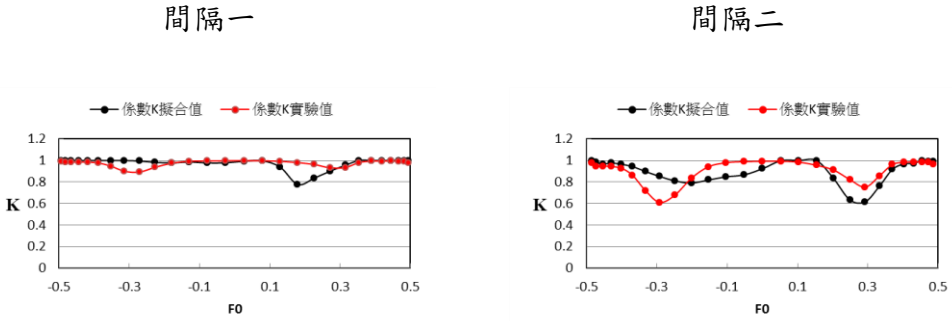


圖 13 F0 模型(f/D = 0.5、h/D = 0.0)係數 K 實驗值與擬合值比較

4. 結論

本研究依據不同f/D與h/D的變化，分成四種半圓頂型屋蓋類型並提出分區概念。當f/D = 0.0配合全部的h/D，歸類為平坦模型。分成兩區，尾跡區與過尾跡區。f/D = 0.1配合h/D = 0.0 ~ 0.1，歸類為近半球模型。只分一區分離區。f/D = 0.1配合h/D = 0.2 ~ 0.5，歸類為平坦半球模型，分成兩區尾跡區與過尾跡區；f/D = 0.2 ~ 0.5配合全部的h/D，歸類為半球模型，分成三區迎風區、分離區與尾跡區。依據分區的概念與f/D不同的變化，可以明顯地觀察到交相關頻譜辨經驗模式中擬合係數的變化。當擬合之兩壓力孔的間隔增大更能顯著變化的發生。擬合係數C與K的分佈變化與h/D的改變幾乎沒有影響。從係數擬合結果觀察，對於Root-coherences的經驗公式的擬合還不夠完整，係數K的擬合不是很準確，需要進一步的改進。

參考文獻

[1] Lo, Y. L., Kanda, J., Cross Spectra of Wind Pressures on Domed Roofs in Boundary Layer Wind Tunnel, 7th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics & Applications 2012

[2] Cheng, C. M., Fu, C. L., Characteristics of Wind Loads on a Hemispherical Dome in Smooth Flow and Turbulent Boundary Layer Flow, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 98, 328-344

[3] Lo, Y. L., Hsiao, T. T., Coherence Characteristics of Pressure Fluctuations on Hemispherical Dome, International Wind Engineering Symposium and Advanced School on Wind Engineering 2014

[4] Hui, M. C. H., Larsen, A., Xiang, H. F., Wind turbulence characteristics study at the Stonecutters Bridge site: Part Ⅱ Wind power spectra, integral length scales and coherences, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 97, 48-59.

單棟建物之干擾效應對主建物順風向風力之統計特性探討

王嘉國[1*]蔡牧蓁[2]鄭啟明[3]羅元隆[4]

[1*]淡江大學風工程研究中心助理研究員

[2]淡江大學土木工程學系研究生

[3]淡江大學土木工程學系教授、風工程研究中心中心主任

[4]淡江大學土木工程學系助理教授

摘要

在高樓林立的現代都會區中，高層建築物間存在的干擾效應是相當複雜且亟需解決的風力載重計算問題。國內外已有若干學者針對流場特性、幾何造型、相對位置、來風風向、以及干擾效應造成的局部風壓做出定量的描述。然而由於影響因素甚多，且若存在兩棟以上干擾建物時，則干擾效應的形成將更為複雜且無法單純以線性疊加方式推測。為使干擾效應之研究單純化且易於探討，本研究擬以兩棟相同方柱建物在三種地況下，一為可移動的干擾建物，一為固定位置的主要建物，以力平衡儀進行一系列順風向風力量測的風洞實驗。透過計算每一干擾建物的相對位置對主要建物形成的順風向風力統計特性，了解干擾效應存在所造成的非高斯風力載重特性。並以基本統計特性繪製成等高線圖(Contour Plot)以便於討論干擾效應範圍之定義，確定考慮干擾效應之時機。

關鍵字: 干擾效應，力平衡儀，機率密度分布，非高斯

Keywords: Interference Effect, Force Balance Measurement, Probability Density Funciton, Non-Gaussian

1. 前言

在人口稠密的都會區中，高層建築相互之間的風場干擾效應是一項重要的研究課題。目前國內外的建築物耐風設計規範中，均以不受干擾下單一建築物之形式來進行風力載重的計算，對於該建物可能受到鄰近建物的影響並沒有明確的建議。唯一提及干擾效應的日本 AIJ-2004 規範中，亦僅提供局部且定性的描述而沒有較為明確的整體概念。本研究嘗試以統計分析概念探討三種標準地況下，單棟干擾建物對主要建物的干擾效應範圍之影響。然而干擾效應的影響因子十分複雜，包含主建物與干擾建物的幾何造型、相對位置及流場特性等相關因素。因此本研究進行僅以順風向風力為主，單純皆為方柱的主建物與干擾建物其大範圍的風洞實驗結果進行討論。

國內外文獻對於干擾效應的探討並不多，盧等[1]發現當主建物與干擾建物相對距離

為縱向比(X/B，X 為兩建物順風向距離，B 為方柱寬度)小於 3 時，上游方柱所產生之渦漩被中、下游的方柱抑制而在柱體間產生一準穩定區域。當縱向比大於 3 時，風力係數會隨干擾建物所在之位置而有顯著差異。橫向比(Y/B，Y 為兩建物橫風向距離)大約在 2.0 ~2.25 時，風力係數有最大值產生。此最大值則隨距離比增加而減小。English[2]發現，當縱向比較小時，主要建物受上游干擾建物影響較明顯。此時順風向風力係數為負值，然而隨著縱向比增加，順風向風力係數亦增加。橫風向風力係數值皆偏小。綜合結果得知干擾效應對橫風向風力係數之影響似可忽略。Niemann and Kasperski [3] 探討風向角及結構頻率不同對於兩相同煙囪於固定上下游距離下的干擾效應。該研究指出干擾範圍所造成的極值風力應以較大的結構頻率範圍討論之，並建立基底彎矩在不同時間長短下，對於評估非高斯極值風力的數學模式。Xie et al. [4、5]針對單棟及雙棟干擾建物進行一系列的探討，發現上游干擾建物造成的遮蔽效應會減少主建物的風荷載。隨著干擾建物寬度比增加，干擾係數隨之減少。當干擾建物為兩棟時，造成主要建物的風荷載增加。此外，干擾建物與主要建物的高度比由 50%增加到 125%時，使干擾效應有明顯的變化。對於以上結果，Xie et al. [4、5]建立一多項式擬合公式作為比較。Kim et al. [6]進行建築物的表面風壓實驗，並研究不同高度比的干擾建物對主要建物局部風壓係數的探討。結果顯示，表面極值風壓會隨高度比的增加而增加；另外，當干擾建物位置設在主要建物斜邊時，將使表面極值風壓變化更為顯著。Hui et al. [7]發現影響干擾效應的主因，取決於建築物的外型及風向；另外指出在干擾建物作用下，主要建物角隅處所量到最小表面風壓值遠大於單棟建物 40%。Hui et al. [8、9]進行一系列不同風攻角的實驗，結果表示干擾建物的位置以及來風風向的角度，為影響主要建物風力的最重要兩個因子。當干擾建物坐落於主建物角隅處，其局部風壓更有顯著的變化。Hui et al. [8、9]並利用可視化技巧(Particle Image Velocimetry Technique)說明干擾建物在特定流場及位置作用下，會導致主建物表面極值負風壓增大。

2. 風洞實驗設計與數據處理

2.1 風洞實驗設計

本研究風洞實驗於淡江大學一號風洞實驗室完成。該風洞屬傳統型開放吸入式風洞，試驗段尺寸為長 18.0 m、寬 2.0 m 及高 1.5 m。動力系統採用直流變速 75HP 馬達及驅動軸流式風扇，可執行實驗之風速範圍為 1.0 m/s 至 15.0 m/s。空風洞下的紊流強度可保持 0.5%~1.0%的穩定氣流。本研究利用不同的錐形版以及粗糙元素模擬出分別代表開闊地況、鄉鎮地況及都市地況之大氣邊界層，並藉由縮尺方柱模型進行順風向風力歷時的量測。如圖 1 所示為三種地況的平均風速剖面與紊流強度剖面，地況 A 為都市地況($\alpha = 0.32$)，地況 B 為鄉鎮地況($\alpha = 0.25$)，地況 C 為開闊地況($\alpha = 0.15$)。

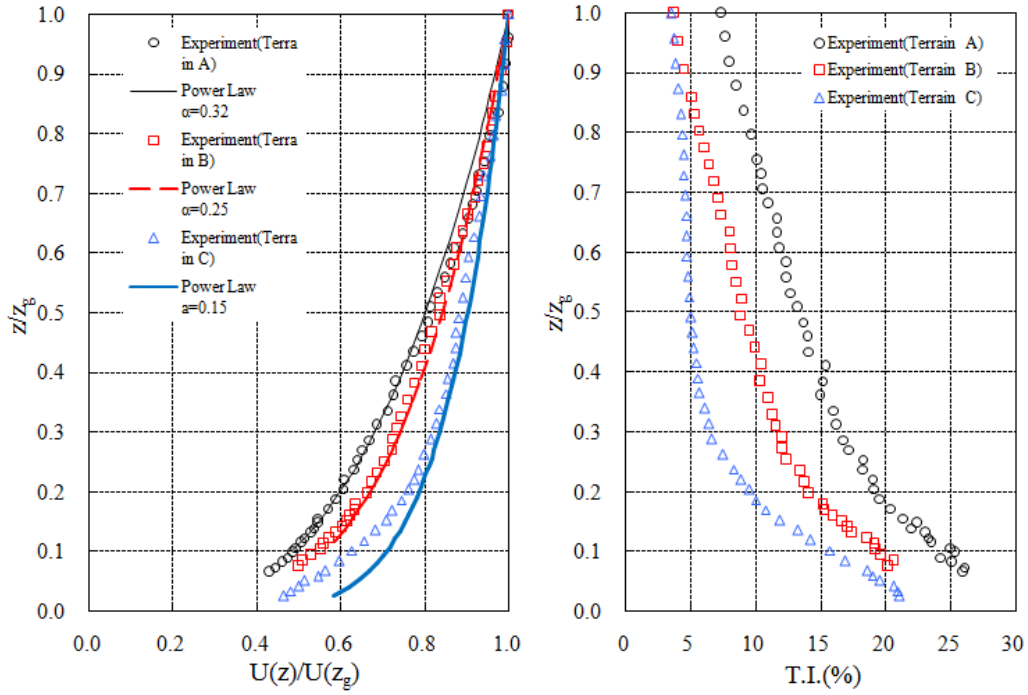


圖 1 無因次化平均風速剖面及紊流強度剖面

2.2 數據處理

為減少干擾效應可能的影響因子，實驗模型以高寬比(H/B)為 6 的兩方柱作為主要建物與干擾建物。於主要建物下方設置力平衡儀量測順風向風力歷時資料，並改變干擾建物位置作為干擾範圍之探討。表 1 則為依相似律原則進行之數據處理方式。

表 1 風洞實驗參數

不受干擾、受干擾系列			
地況	A	B	C
長度尺度比例(風洞:實場)	1:400	1:400	1:400
時間尺度比例(風洞:實場)	1:33	1:36	1:48
速度尺度比例(風洞:實場)	1:12.1	1:11.1	1:8.3
風洞實驗風力量測採樣頻率(Hz)	500	500	500
實場採樣總時間(sec)	3600	3600	3600
實場最大最小值平均時間(sec)	1	1	1
風洞模型高寬比(H/B)	6	6	6
風洞模型高度平均風速(m/s)	7.78	7.99	8.42

順風向風力統計特性之探討以無因次化風力係數為主。由力平衡儀量測所得之順風向風力歷時以模型高風速壓乘以投影面積予以無因次化求得無因次化風力係數歷時資料，而後再進行統計特性比較。本研究量測時間僅以實場尺度單筆 1 小時作為探討，若欲討論極值分布，則應重複多筆資料以符合統計學上標本數的原則。瞬時風力係數計算則如下式(1)所示：

$$C_F(t)=\frac{F(t)}{\frac{1}{2}\rho_a\bar{U}_H^2 A} \tag{1}$$

其中 $C_F(t)$為瞬時風力係數；$F(t)$為量測到的瞬時風力，通常為基底剪力或彎矩；ρ_a為空氣密度；$\overline{U_H}$為風洞實驗模型高的平均風速；A 為計算參考風力所需要的投影面積，若計算剪力則為$\sqrt{BDH}$，若計算彎矩則為$\sqrt{BDH^2}$。

探討任何一自然現象的發生機率甚或進行設計值的概算時，紀錄該自然現象而得知的統計特性可由機率密度分布函數決定。由眾多統計文獻可得知，不同自然現象可由各式不同分布型態的機率密度分布函數代表。然而透過了解機率密度分布函數的形狀，可了解其整體特性趨勢。一般來說，可透過估算四個統計參數得知：平均值、標準差、偏態係數、以及峰態係數。其中當偏態係數與峰態係數均為零時，即為一般常用以作為比較的高斯分佈函數。計算偏態係數 γ_1 及峰態係數 γ_2 的公式如下：

$$\gamma_1=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}(x-\mu)^3 f(x)dx}{\sigma^3} \qquad \gamma_2=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}(x-\mu)^4 f(x)dx}{\sigma^4} \tag{2}$$

其中 μ 為平均值，σ 為標準差，$f(x)$為機率密度分布函數。本研究中將以實場單筆一小時長度的瞬時順風向風力係數歷時作為母體標本數，計算其 μ、σ、γ_1、γ_2 作為統計特性之探討指標。

3. 實驗結果與討論

3.1 不受干擾下之順風向風力係數統計特性

圖 2 所示為三種地況中，單棟高寬比 6 的方柱在不受到任何干擾影響下的順風向風力係數機率密度分布函數及累積機率分布密度函數。表 2 所列為各項統計數據。由表 2 及圖 2 中可看出，即便在不受干擾的情形下，單棟建物所受之順風向風力的機率密度分布函數亦不為理論上的高斯分布型態(即偏態係數與峰態係數為零)。表 2 及圖 2 僅為單筆一小時記錄所呈現之結果，然而重複數次之後仍可發現其非高斯特性。以地況 A 為例，進行十筆一小時長度之紀錄予以分析，可發現高階統計特性的變異數頗高。偏態係數的變異數為 18.3 %而峰態係數的變異數高達 170.1 %，指出風洞實驗存在頗明顯的弱定常性。

綜合比較三種地況的平均風力係數與擾動風力係數，可得到與圖 1 中所示之平均風速剖面與紊流強度剖面相同的趨勢。平均值隨著地況指數增加而減少，擾動值則隨著地況指數增加而增加。然而最大值與最小值的趨勢則因非高斯特性的變異性過大而無法由結果看出。

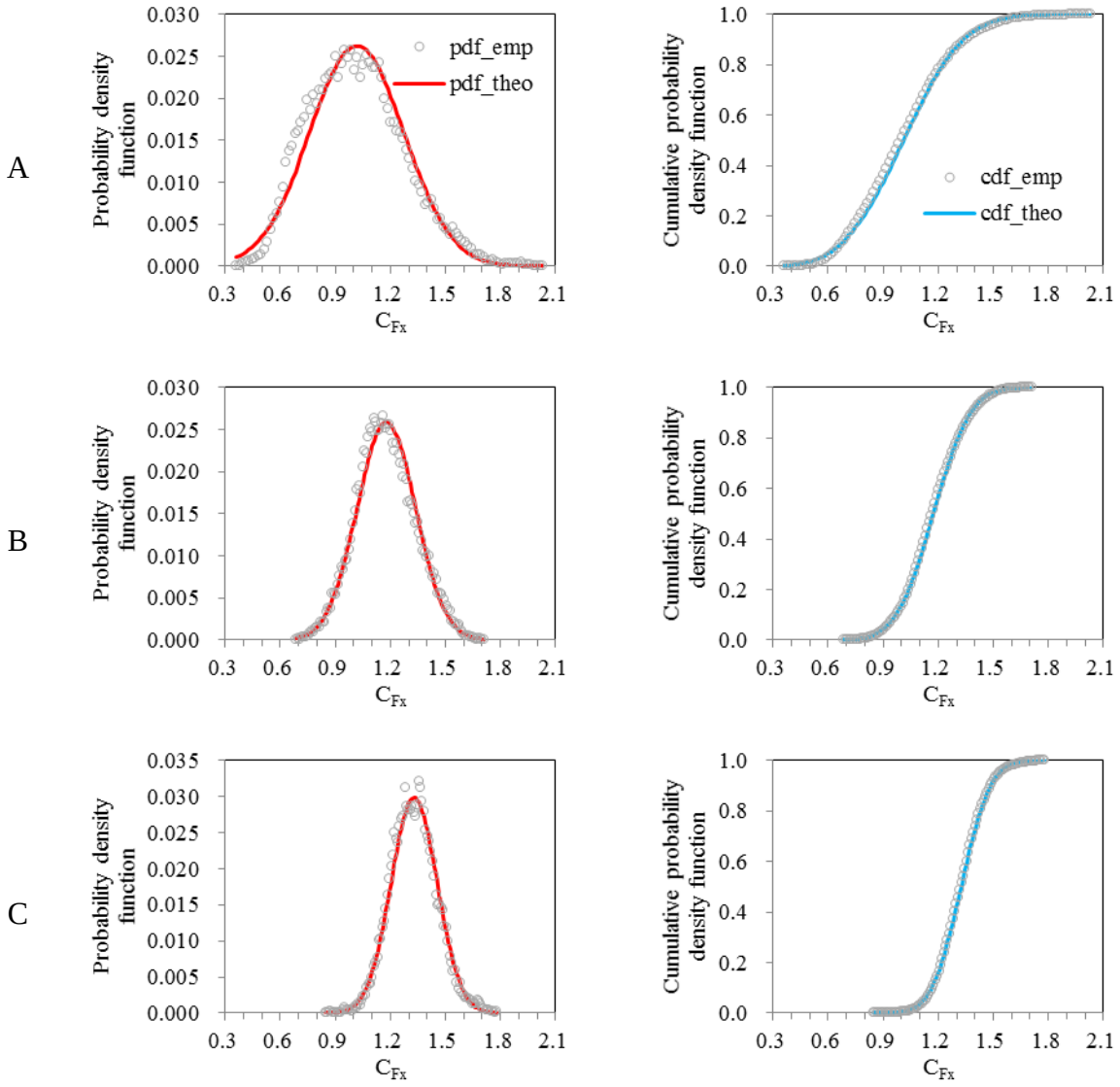


圖 2 機率密度分布與累積機率密度分布函數圖

表 2 單棟方柱不受干擾下之順風向風力係數統計數據

地況	平均值 $\overline{C_{F_X}}$	標準差 C'_{F_X}	偏態係數 $\gamma_{1,C_{F_X}}$	峰態係數 $\gamma_{2,C_{F_X}}$	最大值 $C_{F_X,\max}$	最小值 $C_{F_X,\min}$
A	1.017	0.257	0.387 (18.3%)	-0.070 (170.1%)	2.038	0.354
B	1.178	0.159	0.124 (48.1%)	-0.176 (62.2%)	1.715	0.683
C	1.329	0.126	0.141 (42.6%)	0.229 (54.4%)	1.782	0.844

(•)為該統計值的變異數

3.2 受干擾下之順風向風力係數統計特性

干擾建物與主要建物的相對位置以及來風方向將對主要建物所受之風力造成一定的影響。本研究以相同方柱但改變干擾建物的位置作為干擾效應範圍之說明。如圖 3 所示為干擾建物與主要建物相對位置示意圖。主建物為固定且以力平衡儀量測基底剪力，改變干擾建物的位置於圖 3 中所示之格點位置，方進行風力之量測。每個格點位置均進行實場尺度單筆一小時長度的紀錄，並以模型高之速度壓做為參考計算其風力係數值。

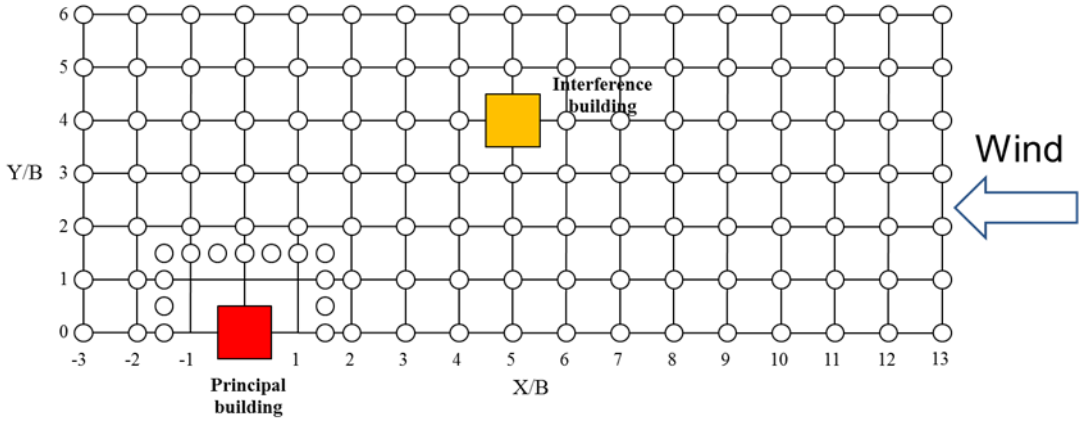
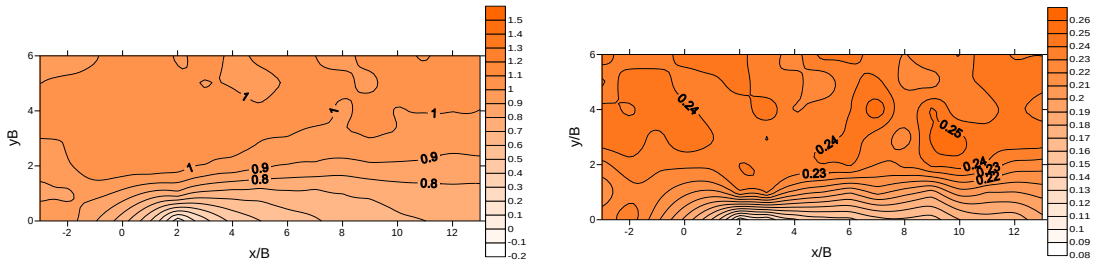


圖 3 干擾建物與主要建物相對位置示意圖

3.2.1 統計特性探討

以格點位置及計算後的順風向平均風力係數及擾動風力係數繪製等高線圖如圖 4 所示。圖 4 顯示出平均風力係數及擾動風力係數受到干擾建物影響下的結果。在平均風力係數部分，A 地況當 y/B 小於 2 時，主建物直接受到上游干擾建物的影響而導致風力係數低於 1.0 (不受干擾之係數為 1.017)；而其他兩地況亦有相同之分布趨勢。若比較受干擾與不受干擾之差異則可歸納出 y/B = 2.0 為一干擾效應範圍的臨界值。而比較 x/B 則可發現 x/B = 2.0 為折減風力係數最大之處，隨著干擾建物往上游移動，折減量逐漸變小。本研究格點位置 x/B 最小值為 1.5，故若以本實驗結果歸納可得知 x/B = 2.0 為最大折減處，折減量往上下游隨著距離而逐漸減少。擾動風力係數受到干擾下之分布頗與平均風力係數的分布類似。然而受到干擾與不受到干擾下的擾動風力係數相比則發現差異性較平均風力係數來得小。

A



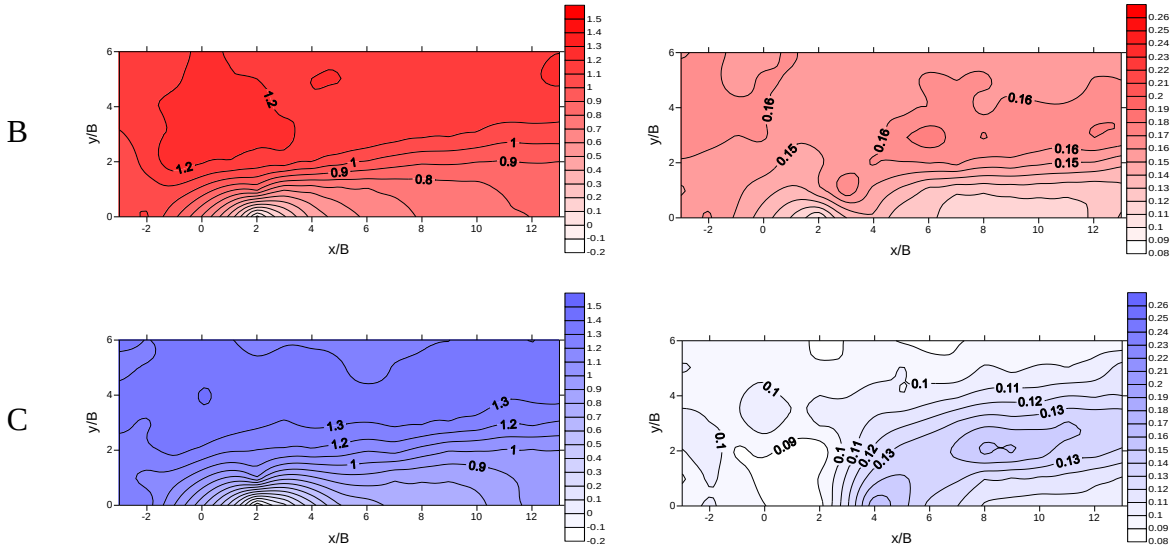
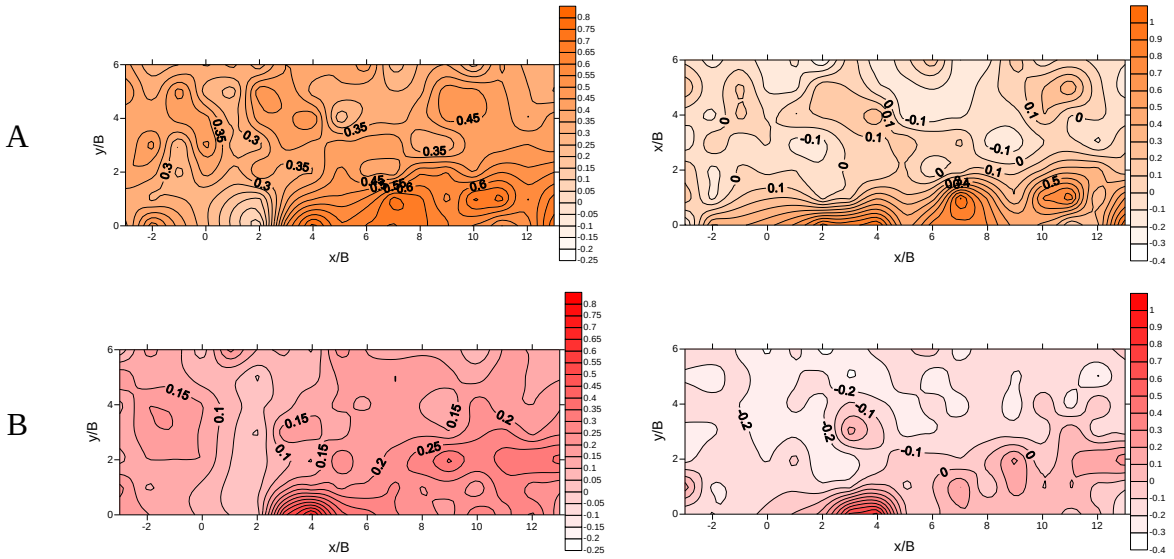


圖 4 平均風力係數(左)及擾動風力係數(右)等高線分布圖

圖 5 顯示則為偏態係數與峰態係數的等高線分布圖。由圖中可發現，地況 A 的偏態係數及峰態係數有較大的上游範圍造成較高的非高斯特性，而地況 B 及地況 C 則較為集中在 x/B = 2.0 ~ 5.0 之間有集中的現象。高偏態係數與高峰態係數的分佈在 y/B 方向上則不超過 y/B = 2.0 的範圍。一般而言，決定非高斯特性取決於偏態係數或峰態係數是否為零，若為零則屬高斯分布。然而工程上為方便計算則僅以高斯特性進行風力計算，故而可能忽略非高斯而造成極值估算上的錯誤。文獻上對於非高斯的界定尚未有一致的共識，故在本系列研究中初期將偏態係數或峰態係數之絕對值 0.5 以內稱為低度非高斯(mildly non-Gaussian)，以上稱為高度非高斯(Strongly non-Gaussian)。比較圖 5 中偏態係數分布與峰態係數分布可看出具有高度相似性，此趨勢對於作為非高斯判斷可予以簡化為以偏態係數作為指標即可。



C

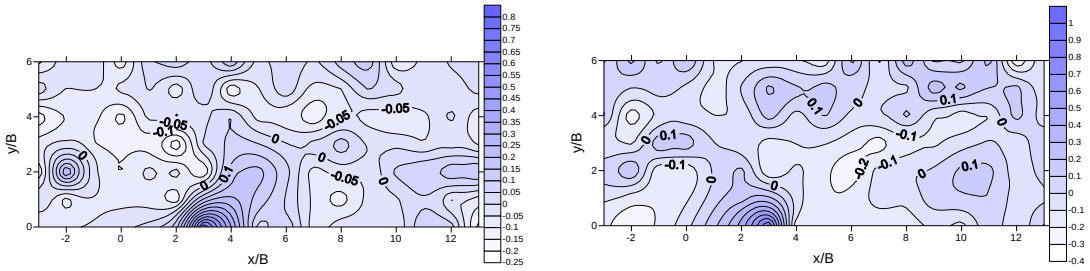


圖 5 偏態係數(左)及峰態風力係數(右)等高線分布圖

一般而言，評估極值風力之發生可取決於三個因素：平均值、標準差以及尖峰因子。然而受到干擾效應影響之順風向極值風力則必須先行評估尖峰因子是否為高斯或非高特性，方能得到合理的設計值。如圖 6 所示為正值尖峰因子與負值尖峰因子的等高線分布圖。對照圖 5 中偏態係數之分布多為正值，亦即若以機率密度分布函數作為判斷，則分布形狀偏左，分布尾巴偏右，容易造成較大的最大值，亦即較大的正值尖峰因子。因此圖 5 中的偏態係數分布可以由圖 6 正值尖峰因子中找到相似的分布。然而若觀察偏態係數分布與負值尖峰因子分布則無法找到相對應的趨勢。

A

B

C

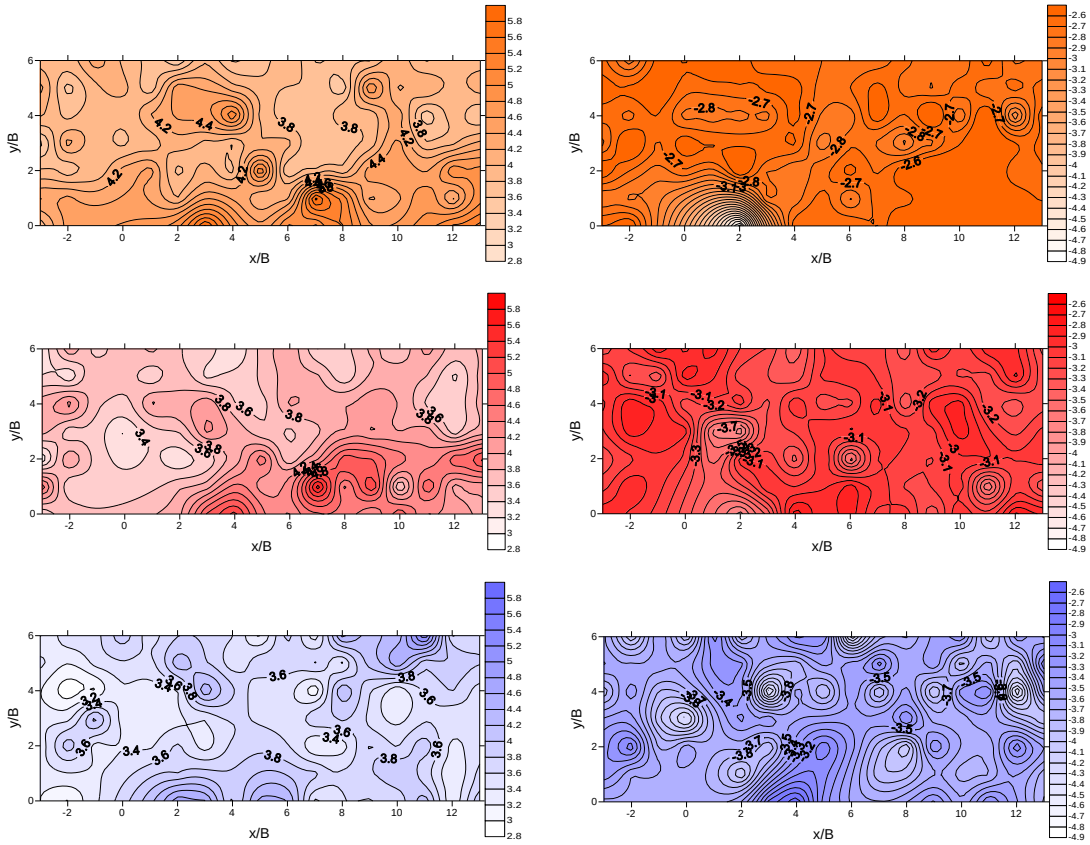


圖 6 正尖峰因子(左)及負尖峰因子(右)等高線分布圖

3.2.2 非高斯特性對於極值風力之影響

本節嘗試以 Kwon and Kareem [10]提出的 Hermite based 轉換法作為模擬非高斯數列

手段，以數值模擬方式比較尖峰因子具備非高斯特性下與高斯特性下的差異。挑選圖 4 及圖 5 中具有高度非高斯特性的位置作為範例說明。以 B 地況 x/B = 4.0 及 y/B = 0.0 為例，由統計分析結果可得知其風力係數平均值為 0.433、標準差為 0.139、偏態係數為 0.678、峰態係數為 0.842。以此四項統計值作為數值模擬依據，利用 Hermite based 轉換法產生 1000 筆一小時長度的非高斯母體標本數，並取各筆之最大最小值繪製成極值分布曲線，重複上述步驟 100 次後取其中位值(median)則可繪製極值分布曲線如圖 6 所示。

由圖 6 中可看出，實線曲線為根據 B 地況 x/B = 4.0 及 y/B = 0.0 位置之平均值為 0.433、標準差為 0.139、偏態係數為 0.678、峰態係數為 0.842 經 Hermite based 轉換法的數值模擬結果。在最大值部分，實驗值為 5.288，對應約在累積百分比 63%左右，略高於取極值分布的 50%對應值。由 Cook and Mayne [11]所建議的 78%對應值來看，實驗值略顯不保守。然而若比較高斯假設下的尖峰因子造成之最大值，則有很明顯的落差。一般來說，若可判定屬於高度非高斯特性者，可以 78%作為極值設計的依據較為保守。相反地，由高斯假設下的最小值則為極度保守。由 Cook and Mayne [11]建議之 22%作為最小值的預估則頗為相近。然而根據偏態係數及峰態係數均為正值的情形下，最小值的分布應較為集中，以 50% (mean of extremes)或者 22%作為設計值的對應累積百分比差異不大。

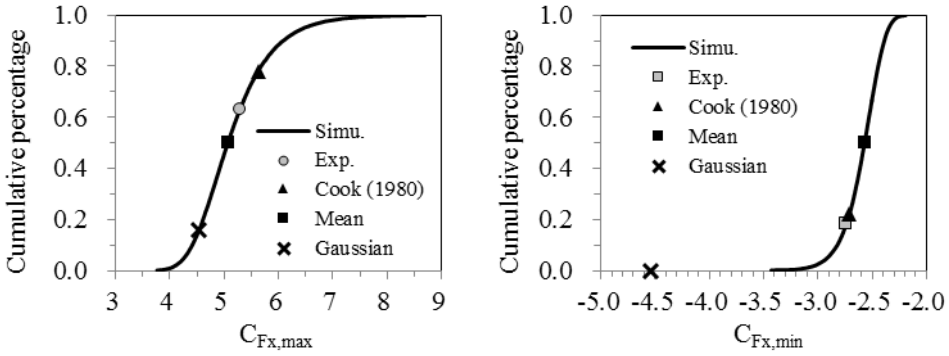


圖 6 實驗最大最小值與模擬極值分布比較圖

4. 結論

本研究首先藉由四項統計指標進行干擾效應範圍的討論。藉由計算三種地況下順風向風力係數歷時的平均值、標準差、偏態係數以及峰態係數，探討在不同地況影響下的平均風力係數與擾動風力係數分布，並指出在某些干擾建物所處的範圍內，會對下游的主建物造成的風力係數增加或折減的情況。此外，本研究亦指出偏態係數分布與峰態係數分布相似，或可以偏態係數絕對值小於 0.5 為低度非高斯、大於 0.5 則為高度非高斯作為工程上的判斷原則。最後則舉例說明非高斯特性對於極值設計風力的影響。由 Hermite based 轉換法為基礎模擬產生的極值分布曲線、高斯假設下之極值、實驗值以及 Cook and Mayne [11]建議之設計值或取極值之平均各種比較下得知，非高斯特性對於極值風力的影響極為重大，以傳統高斯型態進行設計將會造成極度保守或不保守的預測結果。除此之外，本研究亦指出在傳統風洞實驗內假設為定常性的不確定性可能存在。

5. 參考文獻

[1] 盧博堅, 鄭啟明,賴建志,“邊界層中三方柱體群縱向與橫向排列所受風力之交互作用”, *The Chinese Journal of Mechanics*, 1987, 11, 185-193.

[2] E. C. English, “Shielding factors from Wind-Tunnel studies of prismatic structures”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 1990, 36, 611-619.

[3] H. J. Niemann, M. Kasperski, “Interference effects for a group of two reinforced concrete chimneys”, *J. Fluids and Struct.*, 1999, 13, 987-997.

[4] Z. N. Xie, M. Gu, “Mean interference effects among tall buildings”, *Engineering Structures*, 2003, 26, 1173-1183.

[5] Z. N. Xie, M. Gu, “Simplified formulas for evaluation of wind-induced interference effects among three tall buildings”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 2007, 95, 31-52.

[6] W. Kim, Y. Tamura, A. Yoshida, “Interference effects on local peak pressures between two buildings”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 2011, 99, 584-600.

[7] Y. Hui, Y. Tamura, A. Yoshida, “Mutual interference effects between two high-rise building models with different shapes on local peak pressure coefficients”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 2012, 104-106, 98-108.

[8] Y. Hui, A. Yoshida, Y. Tamura, “Interference effects between two rectangular-section high-rise buildings on local peak pressure coefficients”, *J. Fluids and Struct.*, 2013, 37, 120-133.

[9] Y. Hui, Y. Tamura, A. Yoshida, H. Kikuchi, “Pressure and flow field investigation of interference effects on external pressures between high-rise buildings”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 2013, 115, 150-161.

[10] D. K. Kwon, A. Kareem, “Peak factors for non-Gaussian load effects revisited”, *J. Structure Eng.*, 2011, 137(12), 1611-1619.

[11] N. J. Cook, J. R. Mayne, “A refined working approach to the assessment of wind loads for equivalent static design”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 1980, 6, 125-137.

懸挑屋蓋結構等值風載重研究

聶國昀[1*] 陳若華[2]

[1*]淡江大學兼任助理教授

[2]建國科技大學 設計學院 空間設計系副教授兼設計學院院長

摘要

懸挑式屋蓋結構系統表面風壓場為複雜的二維隨機向量場，擾動壓力場之特性與其對結構之影響很難做出定性與定量之分析。利用正交模態分析技術，正可以有效地將風壓場分解為時間函數與空間特徵模態之組合。本文先以 POD（Proper Orthogonal Decomposition）法將原本雜亂之風壓反應整理成一系列獨立模態，用以探討懸挑式屋蓋結構系統之風壓特性。而懸挑式屋蓋結構系統之風載重，則根據風洞實驗數據透過有線元素分析軟體進行完整地結構動力時域分析，探討由不同仰角變化之懸挑式屋蓋結構系統，以 POD 法建構背景風壓等值靜態風載重之可行性。

關鍵字: 懸挑式屋蓋、等值靜態風載重、POD 法

Keywords: Cantilever Roof, Equivalent Static Wind Load, Proper Orthogonal Decomoposition

1. 前言

懸挑式屋蓋結構系統（圖 1.1）常見於體育場看台、大型車站、月台等建築設計中，且多採懸臂式設計，內部空間、視野之通透性及空間規劃運用彈性尤佳。由於具有較大的受風面積與跨徑，以及質量相對較輕之特性，因此風力常常超越地震力而成為結構設計時之主導性荷載。另一方面，懸挑式屋蓋結構系統空氣動力、結構動力特性與一般建築結構存在明顯的差異性，因此耐風設計方法也不盡全然相同。懸挑式屋蓋結構系統通常為非柱體結構，所受風力無法如一般高層建築結構系統，簡單地區分為順風向、橫風向與扭轉向風力進行分析處裡。且因外在造型多變，結構系統受風荷載之分析計算及考慮項目，在現行風力規範中尚無明確規定。



圖 1.1、懸挑式屋蓋結構系統

2. 文獻回顧

由於懸挑式屋蓋結構上下表面擾動性風載重甚為複雜，因此部份學者將實驗所得具有空間、時間相關性之時間序列風力訊號，經由特徵值與特徵向量分析，將原本雜亂反應整理成一系列獨立模態，進而研究每一模態對於風場之貢獻度與整體風場風力特性，此即所謂 POD 法（Proper Orthogonal Decomposition Method）。

澳洲的 J.D.Ginger[1]以 POD 法研究看台屋頂載重與反應，並指出將每一個量測點所測得具空間與時間相關變化的風壓資料，藉由彼此間 correlation matrix 的 POD 處理可推導出一組彼此正交的模態，將每個模態對於風壓所提供的貢獻個別獨立出來。Uematsu et al.[2]對一單層網格狀圓頂結構作紊流風力風洞實驗，且將數據以 POD 技巧模擬並重新組合，重現圓頂上風載重時間序列。Yanli et al.[3] 提出計算振動模式頻率域分析來研究空間中網格狀結構之反應；Yasui [4]曾針對長跨距屋頂進行風洞實驗並將實驗數據以 Monte Carlo method 模擬，於時間域分析以高階模態（最少到第 80 項）計算長跨徑屋頂由風載重所引起之動力反應。Delville[5]應用正交模態分析法檢測紊流場中大尺度結構，指出 POD 法可快速地將系統主要特徵收斂於少數模態中，有助於提升分析工作之清晰度。聶國昀等[6]採用 POD 模態組成大跨徑圓形屋蓋結構背景風壓等值靜態風載重，並建立數值模型進行歷時分析，驗證其準確性。

3. 研究方法

大型懸挑結構表面風壓場是複雜的二維隨機向量場。擾動壓力場的特性與其對結構的影響很難做出定性與定量的分析，POD 法則是一個較為可行的研究方法。

3.1 POD 法介紹

POD 基本原理乃假設隨機壓力場是由若干具有正交特性的空間壓力模態向量所組成，並將每一個模態的空間與時間變數分離：

$$p(x,y,t)=\sum_{n} a_n(t)\phi_n(x,y) \qquad (3\text{-}1)$$

式中，$\phi_n(x,y)$ 為第 n 空間個模態，$a_n(t)$ 為第 n 個模態的參與係數。空間各模態間具有正交特性：

$$\int \phi_n(x,y)\phi_m(x,y)dxdy=0 \text{，for } m\neq n \qquad (3\text{-}2)$$

若將 $p(x_i,y_i,t)$、$a_n(t)$ 與 $\phi_n(x_i,y_i)$ 表示為一維向量 $\overline{P}(t)$、$\overline{a}(t)$、$\overline{\phi_n}$，(3-1)式可寫為矩陣型態：

$$\overline{P}(t)=\overline{a}(t)[\Phi]\text{，其中 }[\Phi]=\left[\overline{\phi_1}\overline{\phi_2}\overline{\phi_3}\cdots\right] \qquad (3\text{-}3)$$

模態之正交特性可寫為：$\overline{\phi}_n^T\overline{\phi}_m=0$ for $n\neq m$；$\overline{\phi}_n^T\overline{\phi}_m=\eta_n$ for $n=m$ （3-4）

$$[\Phi]^T[\Phi]=\begin{bmatrix}\eta_1 & & & \\ & \eta_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \eta_n\end{bmatrix}\equiv[\eta] \tag{3-5}$$

將模態標準化（normalization），使其具有 orthonormal 之特性，則：

$$\begin{matrix}\overline{\psi}_n^T\overline{\psi}_m=0 \\ \overline{\psi}_n^T\overline{\psi}_m=1\end{matrix}\ \text{for}\ \begin{matrix}n\neq m \\ n=m\end{matrix} \tag{3-6}$$

$$[\Psi]^T[\Psi]=[I] \tag{3-7}$$

$$\overline{\Psi}_n=\mu_n^{-1/2}\overline{\phi}_n \tag{3-8}$$

擾動風壓場原式可改寫為：

$$p(x,y,t)=\sum_n c_n(t)\psi_n(x,y)\ ,\ c_n(t)=\eta_n^{1/2}a_n(t) \tag{3-9}$$

擾動風壓場的 mean square value，$\overline{P}^2=\sum_n \overline{c}_n^2$ （3-10）

擾動風壓場的 Covariance Matrix，$[R]=[\Psi][Cov(\overline{c}(t))][\Psi]^T$ （3-11）

$$[Cov(\overline{c}(t))]\equiv\begin{bmatrix}\overline{c}_1^2 & & & \\ & \overline{c}_2^2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \overline{c}_n^2\end{bmatrix}=[\Psi]^T[R][\Psi] \tag{3-12}$$

$[R]$為 real, positive definite, symmetric matrix，令 λ_n ， $\overline{y}_n$ 分別為 $[R]$之 eigen value 以及所對應之 normalized eigen vector，則

$$[Y]^T[R][Y]=[\lambda] \tag{3-13}$$

$$[Y]=[\overline{y}_1,\overline{y}_2\cdots]\ ,\ [Y]^T[Y]=[I] \tag{3-14}$$

比較(3-12)式與(3-13)式可知

$$[Y]=[\Psi]\ ,\ [\lambda]=[Cov(\overline{c}(t))]\equiv\begin{bmatrix}\overline{c}_1^2 & & & \\ & \overline{c}_2^2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \overline{c}_n^2\end{bmatrix} \tag{3-15}$$

換言之，根據擾動風壓場的 Covariance Matrix $[R]$，所得之 eigen vectors 與 eigen values

分別代表的是擾動風壓場的正交空間模態與各模態的 mean square value。

3.2 POD 模態分析

利用 POD 法分析體育場看台懸挑屋蓋模型（圖 3-1）0° 風向角風洞實驗風壓數據，所得懸挑屋蓋仰角 25° POD 風壓模態形狀分佈如圖 3-2 所示。



圖 3.1、體育場看台懸挑屋蓋風洞實驗模型

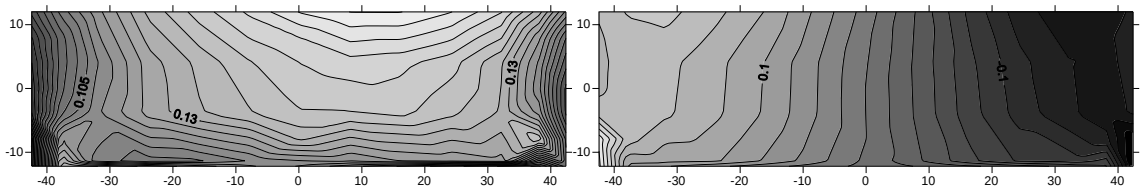


圖 3.2a、懸挑屋蓋 1st POD 模態　　圖 3.2b、懸挑屋蓋 2nd POD 模態

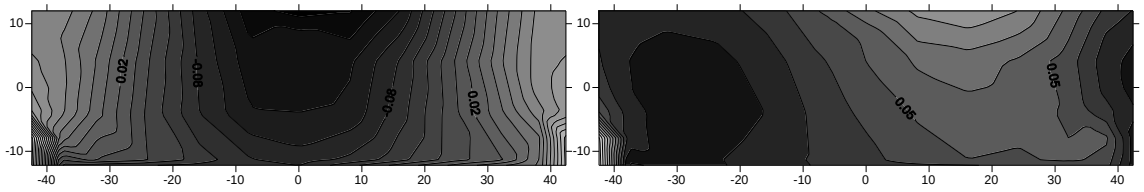


圖 3.2c、懸挑屋蓋 3rd POD 模態　　圖 3.2d、懸挑屋蓋 4th POD 模態

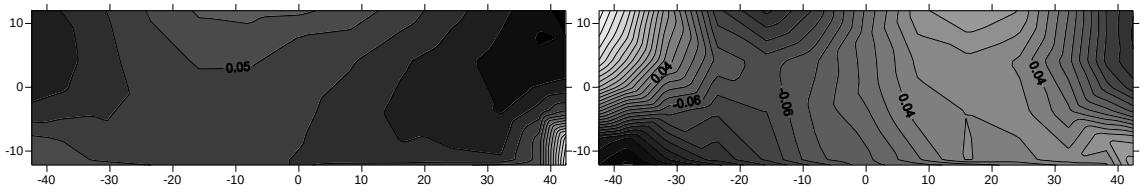


圖 3.2e、懸挑屋蓋 5th POD 模態　　圖 3.2f、懸挑屋蓋 6th POD 模態

本文將以實驗所得風壓數據經 POD 分析得到各組實驗風壓正交模態，組合成為背景風壓等值靜態風載重，進行有限元素模型分析與歷時分析比較其準確性。將各模型（懸挑屋蓋仰角 0°、3°、12°、25°）前 67 組 POD 模態能量權重分佈百分比繪圖比較，如圖 3.2 所示，隨著懸挑屋蓋結構仰角增加，POD 模態能量分佈逐漸往低階模態移動。亦即，低階模態能量權重隨著懸挑屋蓋仰角的增加而逐漸提高。若以 POD 模態能量比重作為選取等值靜態風載重組成之模態參考指標，吾人發現懸挑屋蓋結構的仰角越大，所需選取 POD 模態的數量越少，亦即引用少量的 POD 模態即可模擬出符合完整風壓作用之結構歷時分析成果。

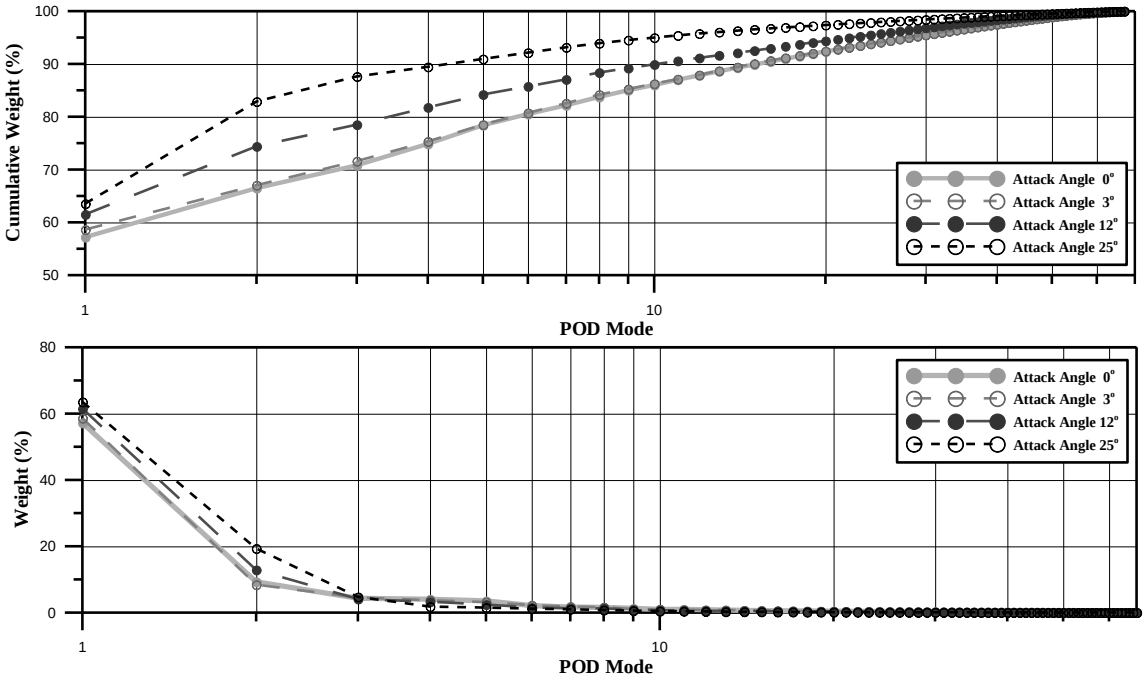


圖 3.2、懸挑屋蓋結構 POD 模態能量分佈

3.3 背景風壓等值靜態風載重計算

由於各 POD 模態間皆無相關性，因此 POD 模態可採用 SRSS 法（Square Root of the Sum of the Squares）加以組合，求得背景風壓等值靜態風載重。然而，POD 模態中各節點風壓存在其方向性，若直接以 SRSS 方法運算，則代表風壓方向之正負號將於平方和運算中消失，無法準確地詳實描述風壓分佈情形。因此，若將平方和運算中一組 POD 模態（ϕ_i）提出作為基底向量，另一組 POD 模態則與標準差（σ_i）及尖峰因子（g_i）平方項取純量相乘視為振幅值，再以載重組合方式組成背景風壓等值靜態風載重（式 3-16），則可更貼近原 POD 模態所代表之風壓分佈。

$$sign(\pm 1)\sqrt{\left[\pm\left(g_1^2\sigma_1^2|\phi_1|\right)\phi_1 \pm \left(g_2^2\sigma_2^2|\phi_2|\right)\phi_2 \pm \cdots \pm \left(g_m^2\sigma_m^2|\phi_m|\right)\phi_m\right]}$$

$$= sign(\pm 1)\sqrt{\left[\sum_{i=1}^{m} \pm\left(g_i^2\sigma_i^2|\phi_i|\right)\phi_i\right]} \qquad (3\text{-}16)$$

其中，ϕ_i ：第 i 組 POD 模態節點風壓分佈；

σ_i ：第 i 組 POD 模態之標準差（Standard Deviation）；

g_i ：第 i 組 POD 模態之尖峰因子（Peak Factor）；

m ：POD 模態總數。

4 有限元素分析

為瞭解懸挑式屋蓋結構受風力作用之反應，本章節將建立原型結構系統進行有限元素分析，探討懸挑式屋蓋結構受風力歷時與等值靜態風載重作用之桿件內力反應。

4.1 數值模型

本文所建置懸挑式屋蓋結構系統為雙層網狀空間桁架結構（如圖 4-1），由上下兩層網狀桁架及中間層斜撐桁架結合而成。空間桁架結構桿件採用圓管 P406.4x9 mm 斷面，支承部分則以上下層桁架鉸接方式模擬固定端支承。

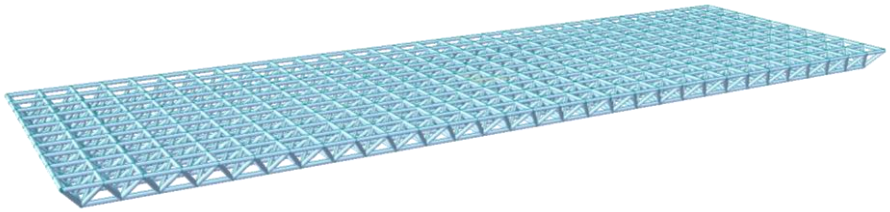


圖 4-1、懸挑式屋蓋結構有限元素模型

4.2 結構特性

本研究採用 MIADS Gen 軟體進行有限元素分析作業。由特徵值分析所得懸挑式屋蓋結構振態頻率分佈（圖 4-2）顯示，懸挑式屋蓋結構振態頻率呈現連續性趨勢分佈，顯示模態間相似性極高。圖 4-3 為懸挑屋蓋結構前四組基本振動模態，可發現此類結構低階振動模態多為屋蓋前緣局部振動反應。

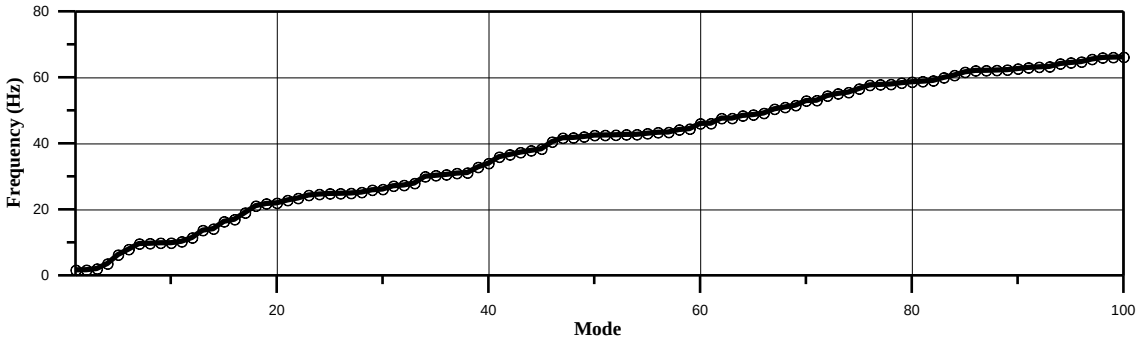


圖 4-2、懸挑式屋蓋結構振態頻率分佈

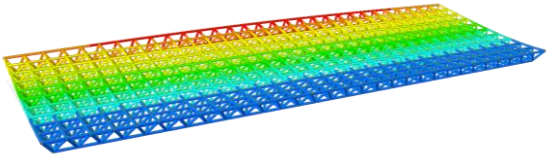


圖 4-3a、懸挑屋蓋結構 1st 振態

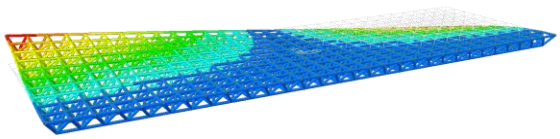


圖 4-3b、懸挑屋蓋結構 2nd 振態

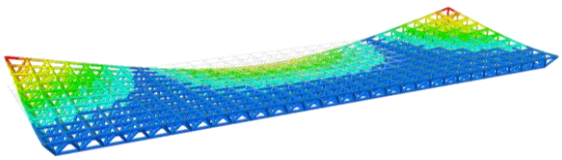


圖 4-3c、懸挑屋蓋結構 3rd 振態

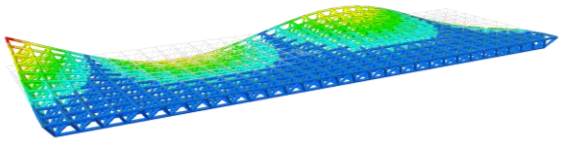


圖 4-3d、懸挑屋蓋結構 4th 振態

4.3 案例分析

本章節以有限元素模型（屋蓋仰角：0°、3°、12°、25°）加載由 POD 模態依照式 3-16 組合而成之背景風壓等值靜態風載重進行結構分析，並與歷時風壓分析數據比較桿件軸力反應其間差異。

圖 4-4 為水平懸挑屋蓋結構分析結果，僅採用一組 POD 模態計算背景風壓等值靜態風載重。由於 POD 模態能量比重較少（57.2 %），各部位桿件軸力均有低估的情形產生，但大體趨勢與動力歷時分析結果相仿。

當 POD 模態增加為兩組時（能量比重 66.4 %），桿件軸力低估情形略有改善，惟部分與來流方向垂直桿件（1001~1330、2001~2290）差異仍大。平行來流方向桿件（1331~1640、2291~2560）與斜撐桿件（3001~4200）呈現較佳的準確性。

當等值靜態風載重由四組 POD 模態（能量比重 74.8 %）組合而成，可得較為令人滿意之結果，僅頂層與底層垂直來流方向之局部區域桿件，軸力峰值稍有低估情形外，其餘部分分析結果均與動力歷時分析反應一致。

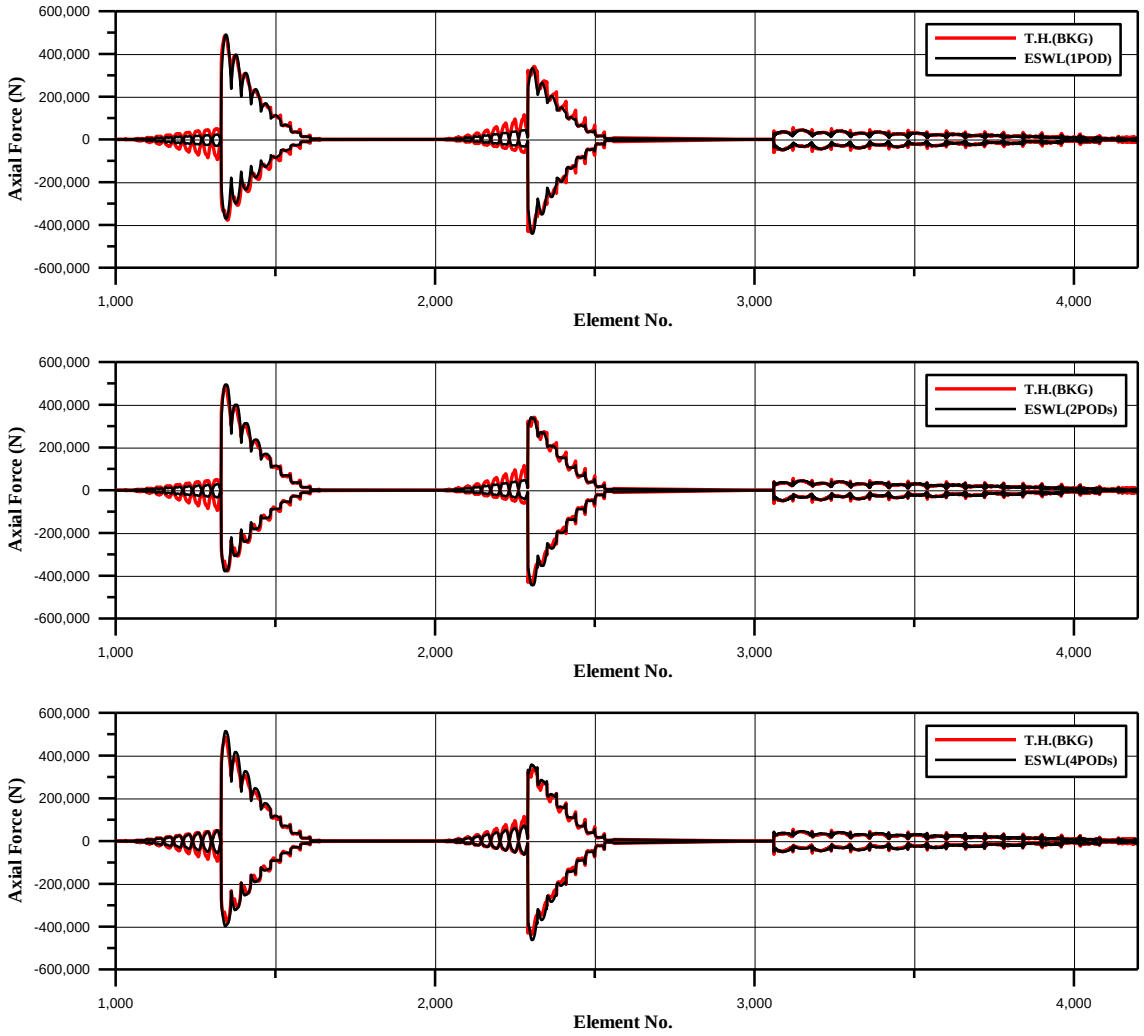


圖 4-4、屋蓋仰角 0° 桿件受風軸力反應

由圖 4-5 仰角 3° 懸挑屋蓋結構分析結果顯示，僅以一組 POD 模態計算背景風壓等值靜態風載重加載分析，POD 模態能量比重為 58.6 %，無論垂直來流方向桿件（1001~1330、2001~2290）或平行來流方向桿件（1331~1640、2291~2560），均存在一定的誤差。斜撐桿件（3001~4200）誤差相對較小。

當合成等值靜態風載重 POD 模態增加至兩組（能量比重 67.0 %），平行來流方向桿件（1331~1640、2291~2560）軸力反應已大致符合歷時分析結果，底層結構少數桿件峰值仍略顯低估。垂直來流方向桿件（1001~1330、2001~2290）仍與歷時分析反應存在一定的差距。斜撐桿件（3001~4200）則具有一定的準確性。

組成等值靜態風載重之 POD 模態增加為四組（能量比重 75.3 %）時，平行來流方向桿件（1331~1640、2291~2560）軸力反應與歷時分析結果幾乎一致。垂直來流方向桿件（1001~1330、2001~2290）與歷時分析反應差距明顯縮小，僅上層桿件（1001~1330）壓力最大值與底層桿件（2001~2290）拉力最大值略顯低估。斜撐桿件（3001~4200）仍維持高度準確性。

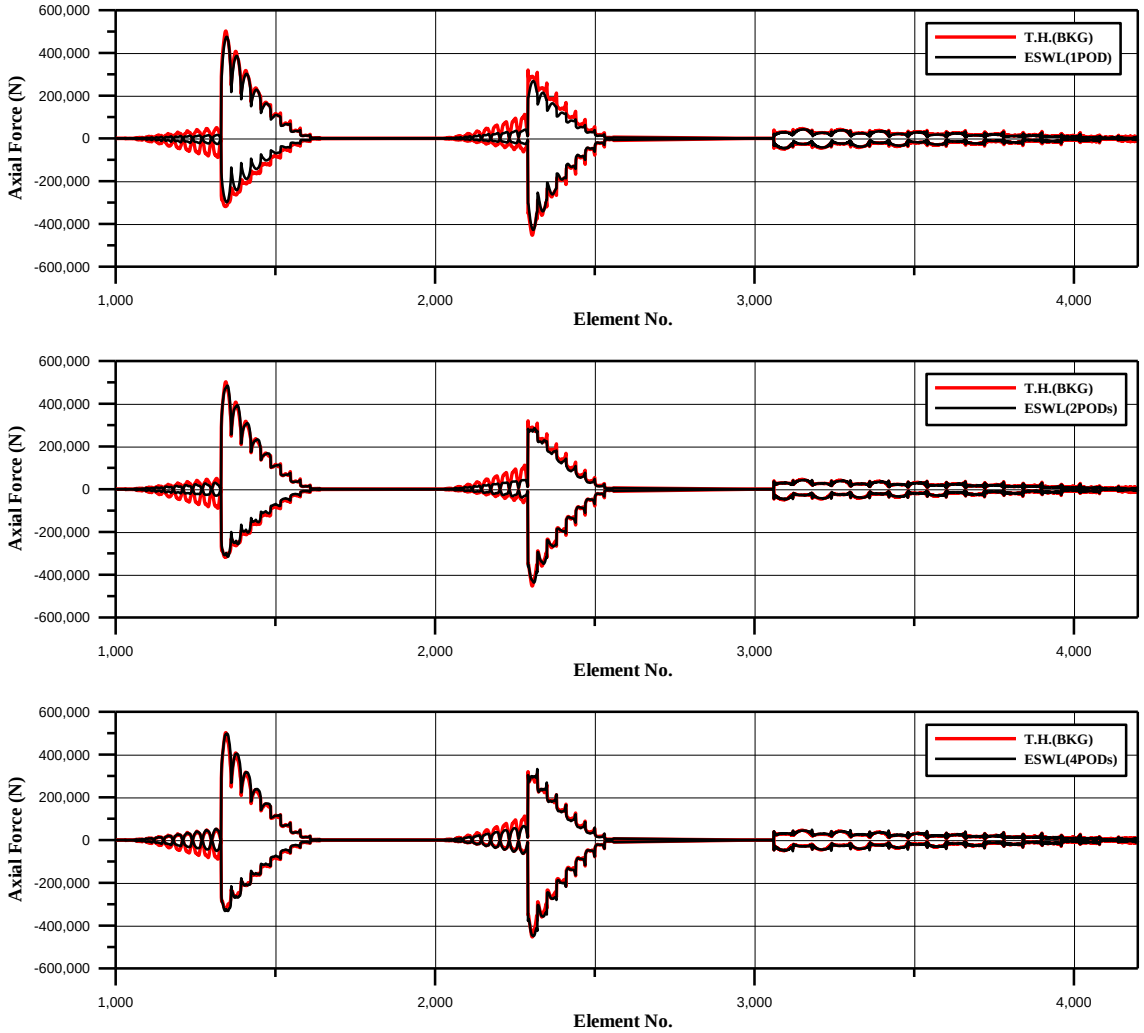


圖 4-5、屋蓋仰角 3° 桿件受風軸力反應

圖 4-6 為懸挑屋蓋仰角 12° 之結構分析桿件軸力反應。如同前兩組分析結果，僅以一組 POD 模態（能量比重約 61.5 %）合成之等值靜態風載重，較無法完整模擬歷時風壓作用之結構反應，致使各區域桿件反應與歷時分析結果存在較大差異。

將合成之 POD 模態數量增加至兩組（能量比重約 74.3 %）時，等值靜態風載重加載造成之結構反應，除垂直來流方向上層桿件（1001~1330）壓力最大值與底層桿件（2001~2290）拉力最大值略顯低估外，其餘桿件反應均呈現較佳的準確性。

當加載由四組 POD 模態（能量比重約 81.7 %）組合而成時，各部位桿件反應與動力歷時分析結果近乎一致，僅垂直來流方向上層桿件（1001~1330）壓力最大值與底層桿件（2001~2290）拉力最大值仍稍有低估。

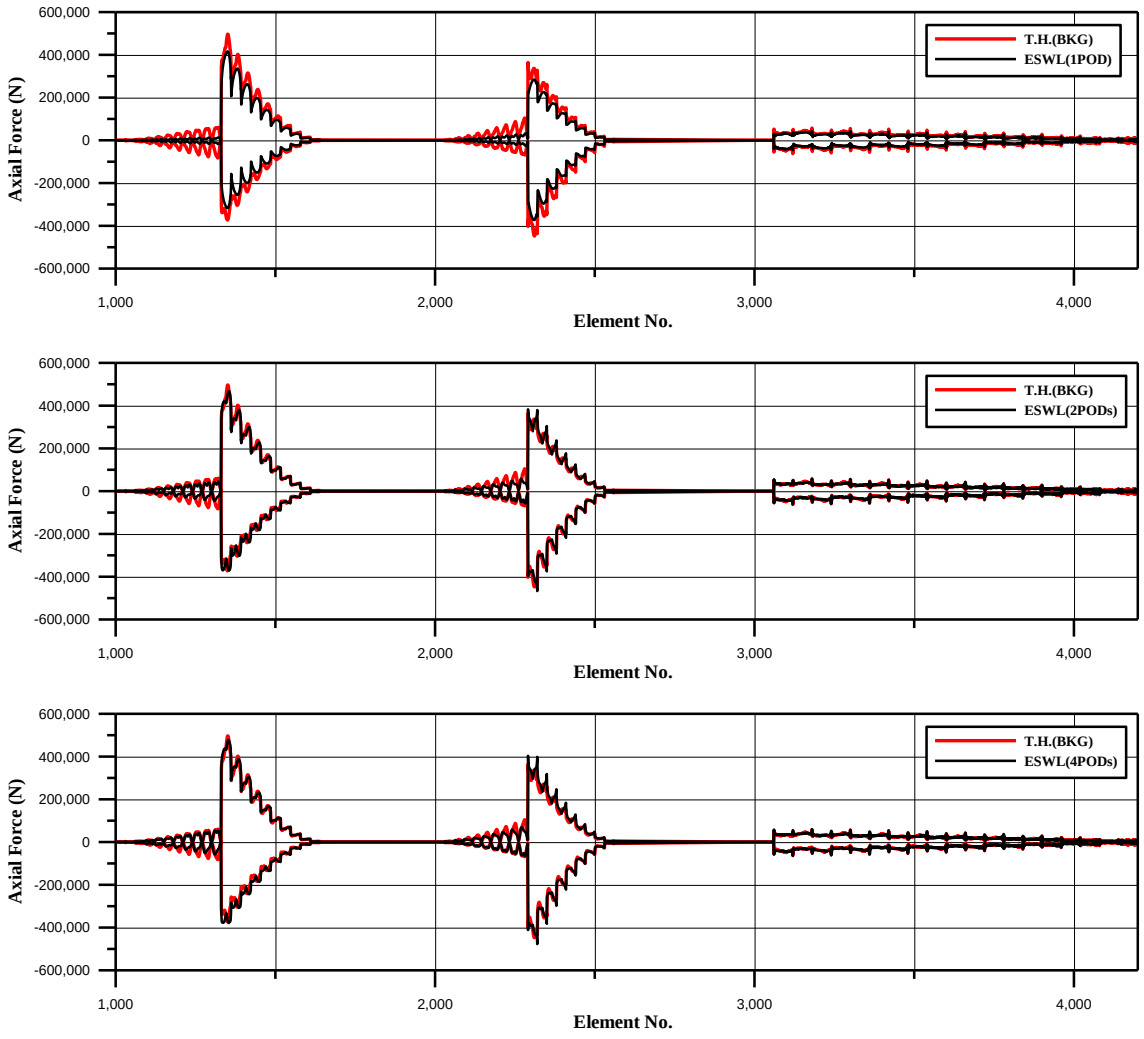


圖 4-6、屋蓋仰角 12° 桿件受風軸力反應

仰角 25° 懸挑屋蓋桿件軸力反應如圖 4-7 所示，由單一 POD 模態（63.5 %）計算等值靜態風載重並加載分析，僅頂層平行來流方向桿件（1331~1640）拉力與底層桿件（2291~2560）壓力最大反應與歷時分析成果相符，其餘桿件均存在一定的誤差值。

當等值靜態風載重 POD 模態合成數量增加至兩組（能量比重約 82.8 %）時，所有桿件反應模擬均可達到一定精確度。

最後分析由四組 POD 模態（能量比重約 89.4 %）合成之等值靜態風載種加載之反應結果，吾人發現桿件反應與歷時分析結果幾乎呈現完全一致的趨勢，無論頂層、底層或是斜撐桿件，其反應結果與歷時分析相較可說是差異無幾。

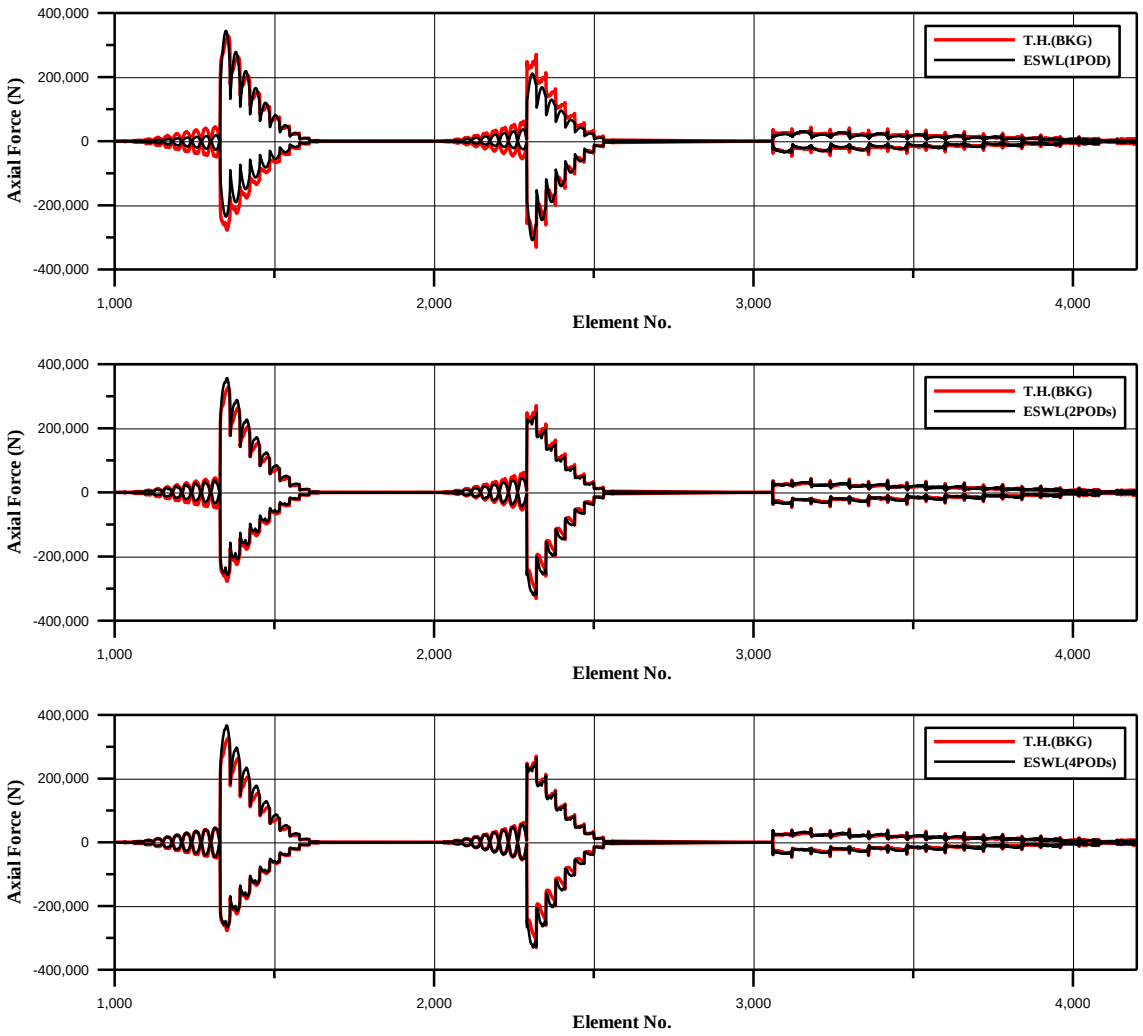


圖 4-7、屋蓋仰角 25° 桿件受風軸力反應

5 結論

針對本文四組風洞實驗模型所建立之數值分析模式，以風洞實驗數據進行風力歷時與背景風壓等值靜態風載重分析後，吾人發現懸挑屋蓋仰角逐漸增加造成分離渦流尺度提升，此刻低階 POD 模態所佔能量比重亦隨之增加。屋蓋仰角或分離渦流尺度較大的案例中，採用少量 POD 模態即可合成精確度令人滿意的等值靜態風載重。反之，當懸挑屋蓋仰角較低、分離渦流尺度較小，合成等值靜態風載重所需的 POD 模態數量勢必需要增加以維持分析要求之精確度。

然而，POD 模態選取方法與數量乃影響桿件反應、變化趨勢及分析時效之重大因

素，如何更有效率地選取 POD 模態並簡化風力設計程序，將成為後續研究發展之努力方向。

6. 參考文獻

[1] Ginger J.D., "Wind load and response of grandstand roofs", Texas Tech University. Wind Science & Engineering, pp. 1603~1610.

[2] Uematsu, Y., M. Yamada, A. Inoue, T. Hongo 1997, Wind loads and wind-induced dynamic behavior of a single-layer latticed dome", J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. Vol.66, pp.227~248.

[3] Yanli H., Dong Shilin, Gong jingbai, 2001, "Wind response analysis method of spatial lattice structures in frequency domain with mode compensation (In Chinese), Spatial Structures", Jun, Vol.7, No.2, pp.3~10.

[4] Yasui H., Marukawa H., Katagiri J., katsumura A., Tamura Y., Watanabe K., 1999, "Study of wind-induced response of long-span structure", J. wind Eng. Ind. Aerodyn. Vol.83, pp.277~288.

[5] Delville, J. , L. Ukeiley, L. Cordier, J.P. Bonnet and M. Glauser, 1999, Examination of large-scale structures in a turbulent plane mixing layer. Part I. Proper orthogonal decomposition, Journal of Fluid Mechanics, Vol.391, pp.91-122.

[6] 聶國昀、鄭啟明、林堉溢、傅仲麟，“大跨徑屋蓋結構之耐風設計”，第十屆中華民國結構工程研討會，2010 年。

以氣動力資料庫建立建築物風力係數之擬合公式

許昱斌[1] 王人牧[2*] 鄭啟明[3]

[1] 私立淡江大學土木工程學系研究生

[2*] 私立淡江大學土木工程學系副教授

[3] 私立淡江大學土木工程學系教授

摘要

國內風力規範內橫風向與扭轉向之風力係數缺乏地況與高寬比之變數，使用上依地況不同而顯得不保守或非常保守；本研究目的則是以淡江大學風工程研究中心所建立之氣動力資料庫實驗數據，擬合橫風向與扭轉向之風力係數，並簡化公式內容，與現行規範比較其差異性。

針對氣動力資料庫內之實驗值擬合，公式內容較為複雜，與現行規範計算值相比大幅修正現行規範缺乏之部分，優於現行規範之使用；為配合工程上之應用，使擬合公式簡單化，故將實驗值轉換與現行規範相同之無因次化，以現行規範公式為參考依據，進行公式擬合，其公式內容較為簡單，與現行規範相比，修正使用上過於保守或不保守之部分。

關鍵字:橫風向風力係數，扭轉向風力係數，非線性迴歸，氣動力資料庫，風洞實驗，台灣風力規範

Keywords: Across-Wind Coefficient, Torsion-Wind Coefficient, Nonlinear Regression, Aerodynamic Database, Wind Tunnel Experiment, Taiwan's Wind Code

1. 前言

建築物設計風載重所需之風力係數與風力頻譜可經由風洞實驗而得較為精確之值，但因進行風洞實驗較為費時與昂貴，而為了節省時間與經費目前可經由專家系統與國內風力規範「建築物耐風設計規範及解說」**[1]**計算而得；專家系統應用類神經網路預測，使用上相當方便，但缺乏紙本公式做為依據；目前國內風力規範則是參考日本 AIJ(1996) **[2]**之內容與美國 ASCE7-02(2002) **[3]**修訂而成，未必完全符合國內之使用情形，風力規範內橫風向與扭轉向之風力係數缺乏地況與高寬比之變數，使用上依地況不同有時不保守，有時又過於保守；本研究目的則是以淡江大學風工程研究中心所建立之氣動力資料庫實驗數據，擬合橫風向與扭轉向之風力係數，並簡化公式內容，與現行規範比較其差異性，供未來在橫風向與扭轉向風力設計中使用。

2. 風力係數之擬合

2.1 研究範圍

本研究所取用的風力係數數據為淡江大學風工程研究中心經由風洞試驗所建立之氣動力資料庫(表一)，於地況部分，分為都市地形(A 地況 α=0.32)、鄉鎮地形(B 地況 α=0.25)與開闊地形(C 地況 α=0.15)，與現行國內規範「建築物耐風設計規範及解說」採用的地形分類條件相同；模型之斷面尺寸分為深寬比(D/B)0.2 至 5，共十三種，高寬比($H/\sqrt{A}$)2 至 7，共十一種。

表一：擬合資料範圍

名稱	內容
形狀	矩形斷面
地況	都市地形(A 地況 α=0.32)，鄉鎮地形(B 地況 α=0.25) 開闊地形(C 地況 α=0.15)
深寬比	0.2、0.25、0.33、0.4、0.5、0.67、1、1.5、2、2.5、3、4、5
高寬比	2、2.5、3、3.5、4、4.5、5、5.5、6、6.5、7

2.2 研究方法

本研究參考鐘欣潔**[4]**與廖仁傑**[5]**之成果，採用 Matlab 做為運算工具，以非線性迴歸方法進行擬合迴歸公式，將三種地況分開進行迴歸，採用深寬比變數及高寬比變數，廖仁傑**[5]**將深寬比以不分段以及 0.2 至 0.67 與 0.67 至 5 分兩段，以及 0.2 至 0.67 與 0.67 至 2 與 2 至 5 分三段做為處理用以達到準確擬合，本研究以不分段深寬比變化之趨勢進行擬合迴歸，先求保守再求準確，主要目的為修改現行國內規範尚有缺陷之部分，編寫程式迴圈達到給定誤差或到達給定之迴歸次數即停止運算並顯示結果，其誤差計算如(1)與(2)式:

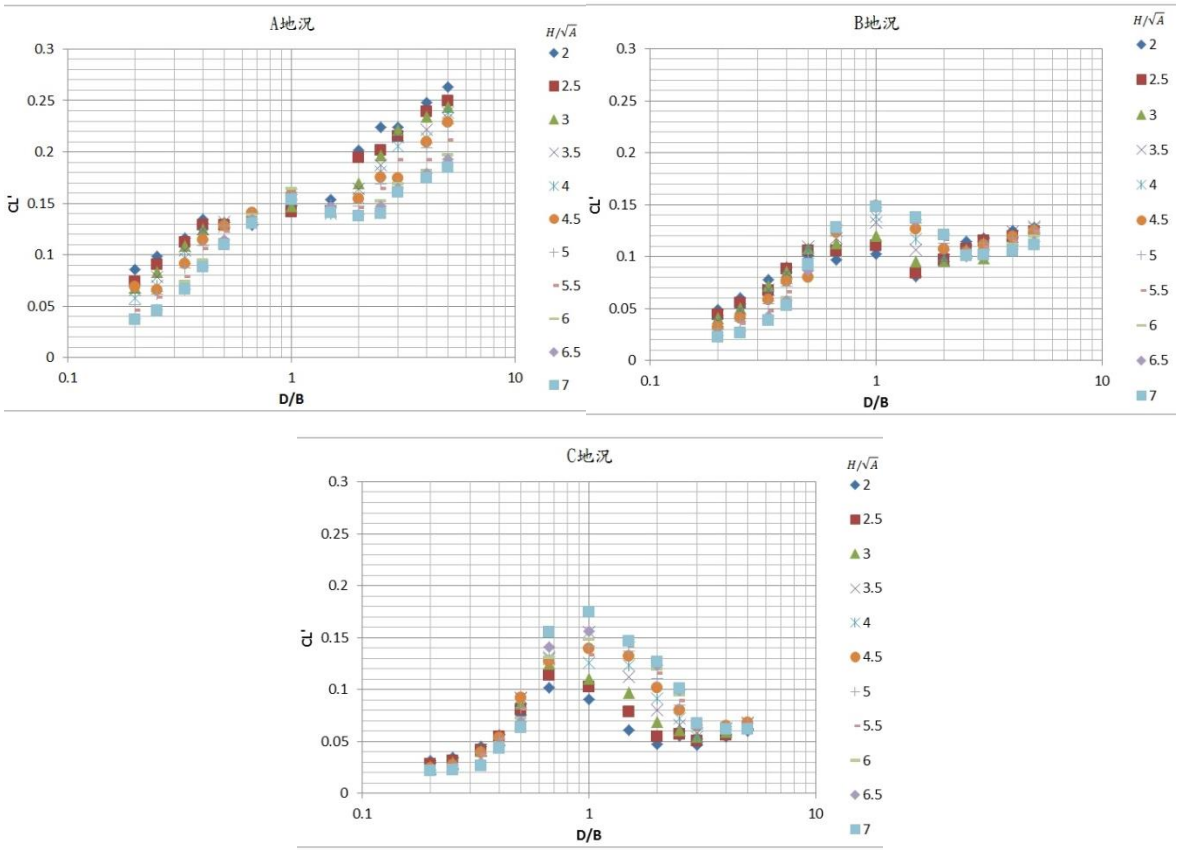
$$\text{誤差}(\%)=\frac{|\text{回歸值}-\text{實驗值}|}{\text{實驗值}}\times 100 \tag{1}$$

$$\text{標準偏差}(\%)=\sqrt{\frac{1}{\text{N-1}}\sum_{i=1}^{\text{N}}(\text{誤差百分比}-\text{平均誤差百分比})^2} \tag{2}$$

2.3 橫風向係數(C_L')

2.3.1 氣動力資料庫分析

橫風向擾動風力為建築物兩側受不均勻風力所產生；因 A 地況紊流強度較強使得渦散作用變小，在接觸現象較早發生增加其擾動力，故 A 地況之C_L'值較 B、C 地況大；C_L'值與 A、B、C 地況隨高寬比增加而變小，但與 B 地況深寬比介於 0.67 至 2 部分，C 地況深寬比介於 0.67 至 3 部分，C_L'值隨高寬比增加而增大(圖一)。



圖一：$C_L^{'}$ 氣動力資料庫趨勢圖

2.3.2 擬合公式

依據深寬比之趨勢圖，以自定義之擬合公式進行非線性迴歸，擬合公式形式以三次方多元方程式作為基本型態，加入高寬比及深寬比變數，再修改自定義擬合公式內容，選其誤差結果最小之公式，擬合公式內容部分(如(3)式與表二)，共有十一項不同之係數值。擬合公式之誤差結果(表三)可見擬合誤差情況；A 地況部分於高寬比 4.5 至 7 深寬比 0.2，因數值微小容易產生較大誤差；B 地況部分於高寬比 5 至 7 深寬比 0.2 至 1，因擬合公式在此段無曲度變化，故產生較大誤差；C 地況部分，因實驗誤差導致有奇異點產生，因此有較大誤差產生；擬合之公式於三種地況下，可擬合三種地況之曲線，且較為保守。

$$C_L^{'} = C_1\left(\left(\frac{D}{B}\right)^{C_2} + \left(\frac{H}{\sqrt{A}}\right)^{C_3}\right)^{C_4} + C_5\frac{\left(\frac{D}{B}\right)^{C_6}}{\left(\frac{D}{B}\right)^{C_7} + \left(\frac{H}{\sqrt{A}}\right)^{C_8}} + C_9\frac{\left(\frac{D}{B}\right)^{C_{10}}}{\left(\frac{D}{B}\right) + \left(\frac{H}{\sqrt{A}}\right)} + C_{11} \qquad (3)$$

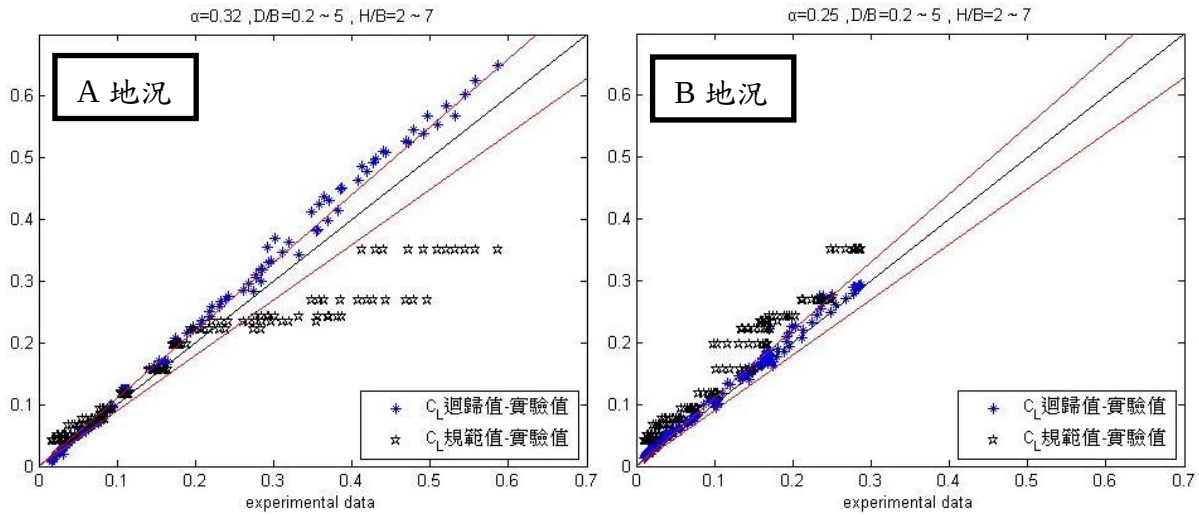
表二：C_L' 擬合公式之係數

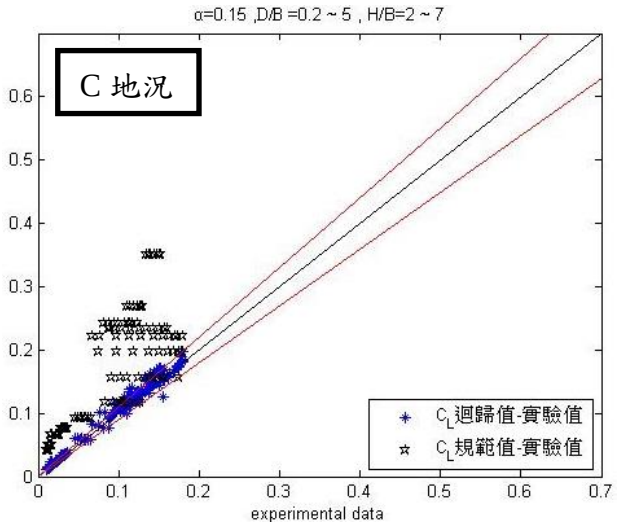
	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8	C_9	C_{10}	C_{11}
A	-0.48	-5.3	-1.94	-0.12	-1.27	0.01	1	-0.07	-0.26	1.27	1.36
B	-0.66	-5.09	-2.64	-0.12	2.72	1.03	1	0.32	-1.58	1.13	0.06
C	-0.85	-6.37	0.26	0.73	0.88	3.9	4.36	-0.24	0.23	1.51	0.02

表三：C_L' 擬合公式之誤差結果

地況	平均誤差(%)	標準偏差(%)	最大正負誤差(%)	平均正負誤差(%)	資料筆數
A	10.57	7.67	22.44	10.56	110
			-51.94	-10.95	33
B	14.30	13.82	56.25	15.39	132
			-7.19	-2.85	11
C	8.77	8.16	52.22	9.69	119
			-18.73	-4.76	24

為了將氣動力資料庫與目前國內風力規範之橫風向係數(C_L')比較，在無因次化部分將氣動力資料庫數據乘以$\sqrt{D/B}$，轉換後即可進行比較；A 地況於深寬比 1.5 以後國內規範有低估之情形，而於 B 地況兩者之值較為符合，C 地況則是國內規範整體教為高估之情形；且因國內規範缺乏高寬比之變化，故不同高寬比所計算之C_L'值皆為相同。(圖三，45°線：迴歸數值或規範值等於實驗值，45°左右線：正負誤差 10%之包絡線)





圖二：$C_L^{'}$ 擬合公式與規範值對照實驗值

2.3.3 $C_L^{'}$ 規範修正建議公式

為將公式更簡單化符合工程應用，將氣動力資料庫內之實驗數據轉換與規範相同之無因次化，並參考規範公式之形式，在規範公式加入高寬比及深寬比之變數，修正規範公式缺乏高寬比變化之缺陷(如(4)式與表四)；建議公式之誤差結果(表五)可見誤差情況，因於工程使用上較重視公式簡單應用且保守，要在公式簡單且保守與準確擬合上取得平衡，此公式擬合偏向於簡單應用且保守，所以在擬合準確上，誤差產生較大情形。A 地況使用建議公式較有高寬比變化之情形，將國內規範不保守之情況修正；因國內規範橫風向係數($C_L^{'}$)較為接近 B 地況之使用，於建議公式後面加入深寬比及高寬比變數修正後，影響效果並不明顯，但修正國內規範偏於保守部分，更接近氣動力資料庫之實驗值；C 地況使用建議公式，其高寬比變化並不明顯，但修正國內規範過於保守之部分(圖三，45°線：建議式或規範值等於實驗值，45°左右線：正負誤差 10%之包絡線)。

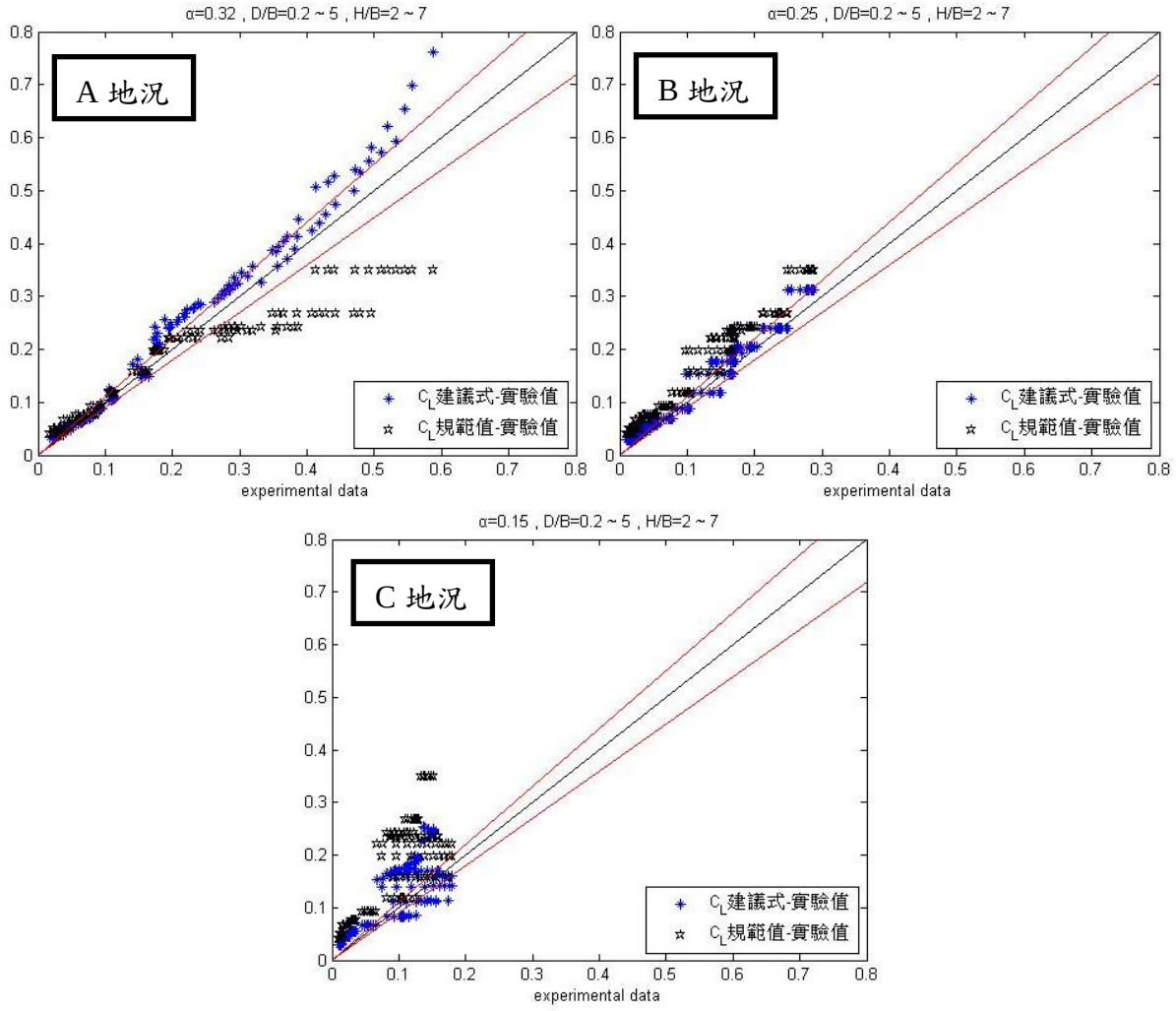
$$C_L^{'} = C_1(\frac{D}{B})^3 + C_2(\frac{D}{B})^2 + C_3(\frac{D}{B}) + C_4(\frac{D}{B})^{C_5}(\frac{H}{\sqrt{A}})^{C_6} \qquad (4)$$

表四：$C_L^{'}$ 規範修正建議公式之係數

	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
A 地況	0.0055	-0.047	0.16	0.1	1.22	-0.67
B 地況				0	0	0
C 地況				-0.01	1.47	-0.3

表五：C_L' 規範修正建議公式之誤差結果

地況	平均誤差(%)	標準偏差(%)	最大正負誤差(%)	平均正負誤差(%)	資料筆數
A	17.01	19.01	104.79	21.02	108
			-10.19	-4.66	35
B	30.23	40.44	194.28	35.74	111
			-20.58	-11.10	32
C	66.86	55.86	217.41	79.09	114
			-35.33	-18.8	29



圖三：C_L' 規範修正建議公式與規範值對比實驗值

2.4 扭轉向係數(C_T')分析

2.4.1 氣動力資料庫分析

扭轉向擾動風力主要由渦散作用、再接觸現象與尾跡影響所產生；其三種不同地況之最小值皆發生於深寬比 1，A 地況之 C_T' 值較 B、C 地況大，A 地況整體受高寬比影響較大，C_T' 隨著高寬比增加而遞減，B、C 地況則是深寬比小於 1 受高寬比影響較大，

$C_T^{'}$ 值隨高寬比增加而遞減，且隨著深寬比增加其高寬比之影響較不明顯。

2.4.2 擬合公式

依據深寬比之趨勢圖，以自定義之擬合公式進行非線性迴歸，擬合公式形式以二次方多元方程式作為基本型態，加入高寬比及深寬比變數，再修改自定義擬合公式內容，選其誤差結果最小之公式，擬合內容部分(如(5)式與表六)，共有十項不同之係數值。擬合公式之誤差結果(表七)可見擬合誤差情況；A 地況於高寬比 2 及 2.5 深寬比 3 之處因實驗上之誤差產生奇異點產生較大負誤差；B 地況於高寬比 3 深寬比 3 因對於整體曲線擬合迴歸產生較大之誤差情形；C 地況於深寬比 1 部分皆比其他深寬比數值要小，故產生較大誤差之情況。

$$C_T^{'} = C_1\left(\frac{(\frac{D}{B})+(\frac{H}{\sqrt{A}})^{C_2}}{C_3(\frac{H}{\sqrt{A}})^{C_4}+C_5}\right)+\frac{C_6(\frac{D}{B})^{C_7}+C_8(\frac{H}{\sqrt{A}})^{C9}}{(\frac{D}{B})+(\frac{H}{\sqrt{A}})}+C_{10} \qquad (5)$$

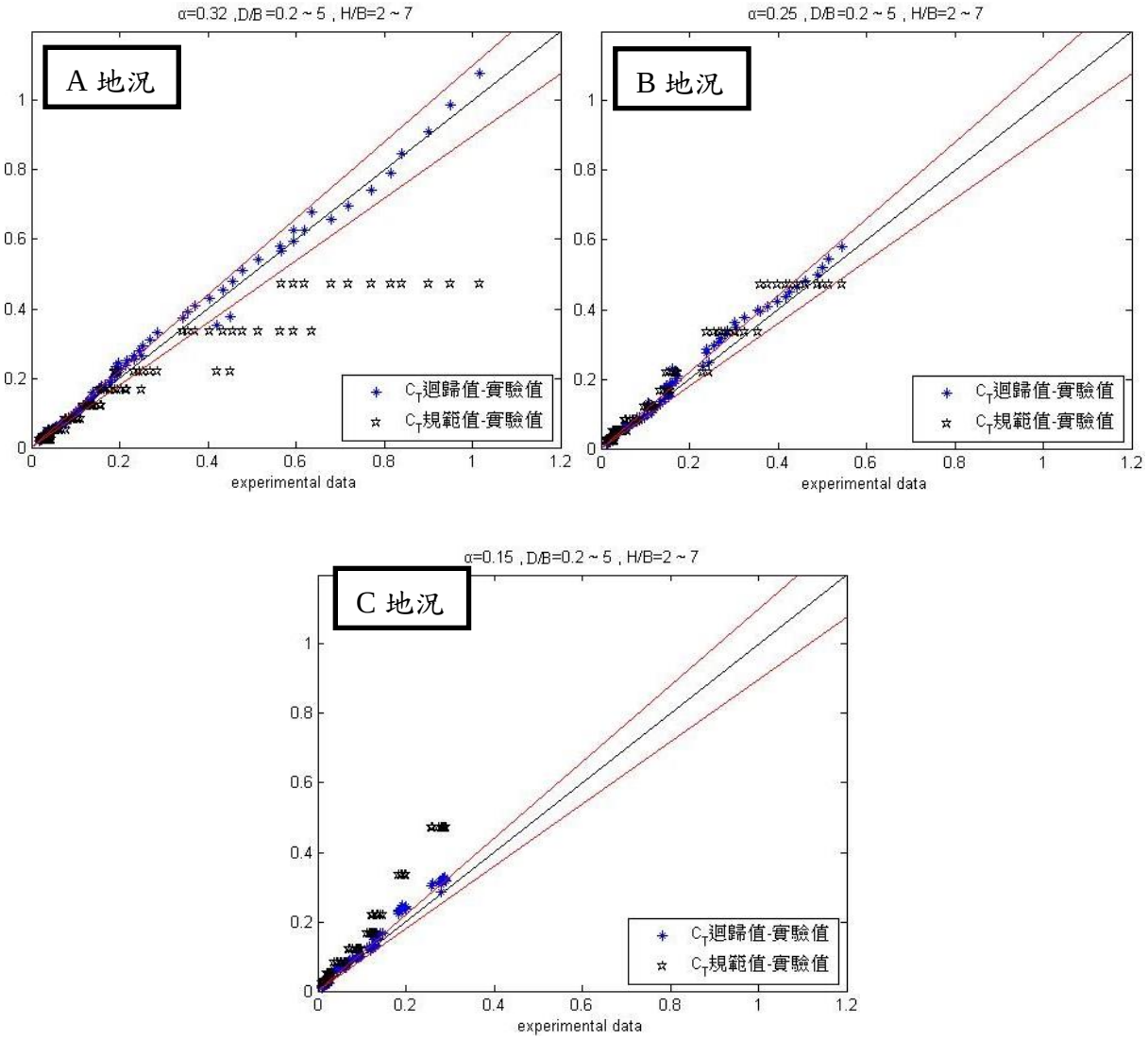
表六：$C_T^{'}$ 公式擬合之係數

	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7	C_8	C_9	C_{10}
A	0.49	0.13	1.43	1.04	5.79	0.05		0.12	1.08	-0.15
B	0.1	1.37	2.49	0.88	-1.64	0.04	-1.4	-0.01	2.07	0
C	-0.26	3.77	2.41	5.19	31.42	0.02		-0.06	1.16	0.11

表七：$C_T^{'}$ 擬合公式之誤差結果

地況	平均誤差(%)	標準偏差(%)	最大正負誤差(%)	平均正負誤差(%)	資料筆數
A	9.06	6.52	26.3	10.05	120
			-13.13	-3.9	23
B	14.82	9.31	42.13	16.65	121
			-18.06	-4.72	22
C	13.54	15.3	86.73	15.04	119
			-20.06	-6.10	24

為了將實驗數據與目前國內風力規範之扭轉向基底拖曳力係數比較，在無因次化部分將實驗數據乘上 D/B，轉換後進行比較；整體擬合結果與實驗數據相較下較為保守，與現行國內規範相比，修正規範因缺乏高寬比變化於 A 地況不保守之情況，以及於 B 地況、C 地況較為保守與過度保守之狀況(圖四，45° 線：迴歸值或規範值等於實驗值，45° 左右線：正負誤差 10%之包絡線)。



圖四：$C_T^{'}$ 擬合公式與規範值對比實驗值

2.4.3 $C_T^{'}$ 規範修正建議公式

為將公式更簡單化符合工程應用，將氣動力資料庫內之實驗數據轉換與規範相同之無因次化，並參考規範公式之形式，在規範公式加入高寬比及深寬比之變數，修正規範公式缺乏高寬比變化之缺陷(如(6)式與表八)；建議公式之誤差結果(表九)可見誤差情況，因於工程使用上較重視公式簡單應用且保守，要在公式簡單且保守與準確擬合上取得平衡，此公式擬合偏向於簡單應用且保守，所以在擬合準確上，誤差產生較大情形。A、B 地況使用建議公式含有高寬比變化之情形，將國內規範不保守與過度保守之情況修正，更接近氣動力資料庫之實驗值；C 地況使用建議公式後，仍難有高寬比變化之情形，但修正國內規範過於保守之部分(圖五，45°線：建議式或規範值等於實驗值，45°左右線：正負誤差 10%之包絡線)。

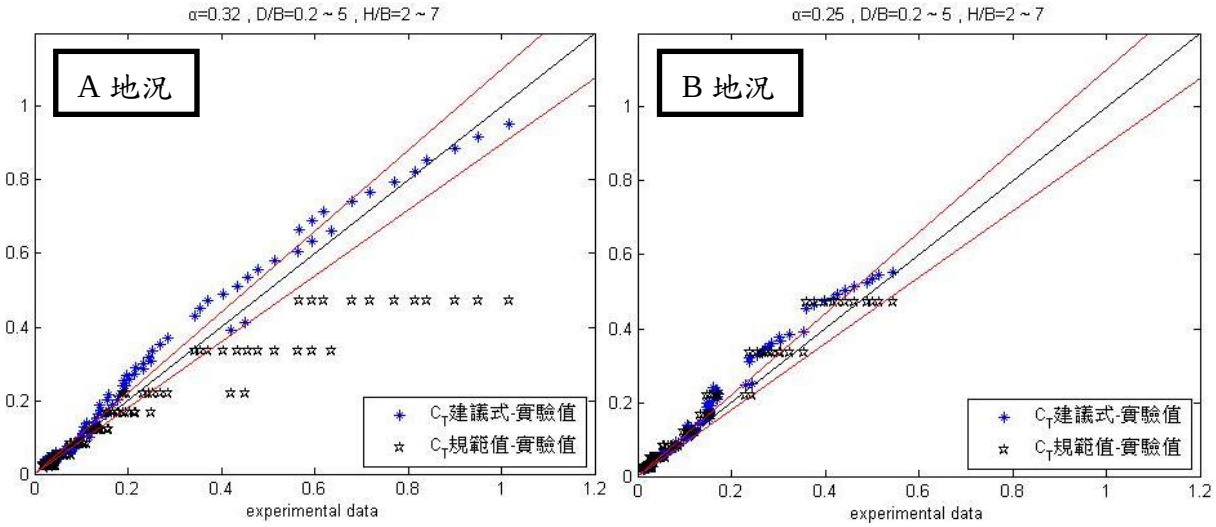
$$C_T^{'} = C_1(C_2 + C_3(\frac{D}{B})^2)^{C_4} + C_5(\frac{D}{B})(\frac{H}{\sqrt{A}})^{C_6} \quad (6)$$

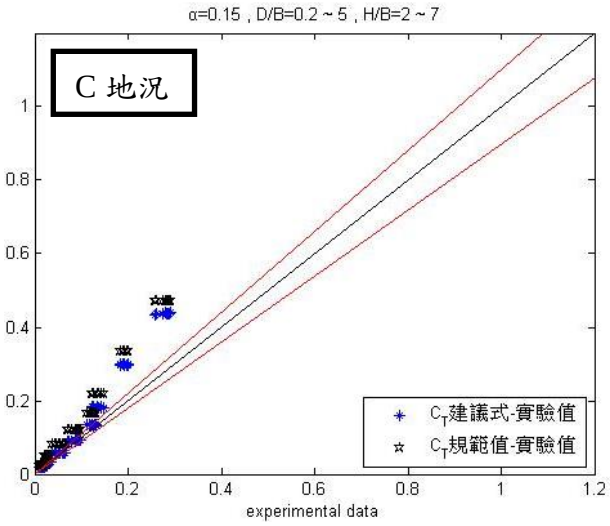
表八：$C_T^{'}$ 規範修正建議公式之係數

	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6
A 地況	2	0.0083	0.02	0.77	-0.03	0.64
B 地況	1				-0.004	0
C 地況	1				-0.03	-0.03

表九：$C_T^{'}$ 規範修正建議公式之誤差結果

地況	平均誤差(%)	標準偏差(%)	最大正負誤差(%)	平均正負誤差(%)	資料筆數
A	19.71	16.01	85.75	21.79	111
			-36.33	-12.5	32
B	20.60	18.21	84.39	22.51	127
			-17.87	-5.51	16
C	34.02	30.23	131.02	39.9	119
			-17.63	-4.87	24





圖五：$C_T^{'}$ 規範修正建議公式與規範值對照實驗值

3. 結論

橫風向風力係數($C_L^{'}$)與扭轉向風力係數($C_T^{'}$)在擬合公式使用上無論地況皆含有高寬比之變化，修改了國內規範不含高寬比變化和不保守與過度保守這兩項缺點，擬合值也較為接近氣動力資料庫之實驗值，缺點在於公式內容複雜，在工程實務應用上較難被工程師所接受；規範修正建議公式則不一定全部含有高寬比變化，只部分修改了國內規範缺乏高寬比變化這項缺點，因為公式簡單，適於工程實務上使用，較容易受工程師所接受，且計算結果在保守的原則下已部分修正現有規範不足之部分。

擬合公式方面可以再嘗試其他形式之公式使其公式簡單化且維持相當的準確性；規範修正建議公式可以嘗試再多加一項深寬比或高寬比變數，試著在使用公式時可以讓所有地況之風力係數皆含有高寬比變化，且更接近實驗值降低其誤差。

4. 參考文獻

[1] 內政部營建署，“建築物耐風設計規範及解說”，營建雜誌社，2006 年。

[2] Architectural Institute of Japan, “Recommendations for loads on buildings”, Japan, 1996.

[3] ASCE, “Minimum design loads for buildings and other structures”, ASCE 7-02, Reston, Va., USA, 2002.

[4] 鍾欣潔，“預測高層建築之風力係數與風力頻譜的模試探討”，江大學土木工程學系碩士班論文，2011 年。

[5] 廖仁傑，“以非線性迴歸方法建立建築物風力係數及風力頻譜之擬合公式”，淡江大學土木工程學系碩士班論文，2013 年。

柔性結構非接觸變形量測與風壓反算

陳思翰[1] 李俊彥[1] 王仲宇[2]
[1]國立中央大學土木工程學系碩士
[2]國立中央大學土木工程學系教授

摘要

本文針對柔性結構於兩種不同流況中之風洞實驗進行結構變形量測，實驗量測主要利用一套非接觸式的影像量測技術，透過攝影機拍攝覘標點位，量測試體受風力拖曳產生之動態撓度歷時反應，並以試體迎風面與背風面之應變計量測應變歷時反應；分析模式則運用梁理論與風速壓預測結構受風力作用的平均撓度與應變反應，並與實驗量測結果相互比對，顯示不論低紊流或高紊流風場中，透過風速剖面參數預測結構變形軌跡均能有不錯的結果；於第五章利用白努利-尤拉梁之振動方程式，透過線性獨立的特性假設撓度與外力函數型式，更進一步推導出結構的動態行為與風壓反算之簡易方法，而與實驗量測結果比對亦相當吻合，其可作為實際結構動力反應之依據，或可提供模擬程式開發用以驗證模式準確性之資料庫數據使用。

關鍵詞：風洞實驗、風速壓、柔性結構、非接觸式影像量測、順風向反應、結構動態分析

1. 前言

近年來經濟的快速成長和營建技術水準的大幅提高，高層建築物大多使用質量輕、強度高的建築材料，因此在設計階段時，風力作用的影響成為了一個必須考慮之重要因素。結構物受風力作用會由於逼近流在結構物的迎風面形成正壓力，在其背風面形成負壓力，此兩者合成順風向拖曳力，使結構物產生振動反應[2]，此外，根據風力頻譜與結構位移頻譜之關係，各國學者提出平行風速方向之縱向紊流頻譜公式，以推算結構物之振動反應[6~11]，由此也可知其相對應的結構順風向反應之重要性。

就結構動力反應而言，若能知道現地結構所受風壓，可針對建築物相應之下的變位、加速度等動力反應進行預測與評估。故本文藉由理論推導以推估柔性結構於風場中的變形情況，主要分析模式為運用梁理論與風速壓預測結構受風力作用的平均撓度與應變反應，同時進行風洞實驗，以非接觸式影像量測技術與單軸式應變計進行結果比對之量測；此外，發展一簡易技術，運用應變反應，反算結構表面所受之風壓分佈，同時預測結構動力反應，並與風洞實驗的結果進行比對，以驗證反算方法之可行性。

2. 穩態平衡分析理論

本文針對風力作用下之結構反應，藉由大氣邊界層之流場特性與流體作用力，結合材料力學中梁理論的控制方程式，進行穩態平衡撓度與應變之推估。

2.1. 平均風速剖面

風速剖面可以分成靠近地表的大氣邊界層(Atmospheric Boundary Layer)及遠離地表流速固定的穩定流層。大氣邊界層流大多屬於紊流(Turbulence)流況，其垂向平均風速的分佈常以較(Power law profile)表示：

$$\frac{U(z)}{U_0} = (\frac{z}{\delta})^{\alpha} \tag{1}$$

其中，$U(z)$為高度 z 處之時間平均風速、U_0為邊界層外之風速，又稱梯度風速(Gradient velocity)、δ為梯度高度(Gradient height)即為邊界層厚度、α為指數值。

2.2. 流體作用力

物體所受之阻力可依其來源分為黏滯阻力(Viscous drag)和形狀阻力(Form drag)，黏滯阻力來自於作用在物體表面的剪應力，形狀阻力來自於物體迎風面與背風面的壓力差。而對於鈍形物體而言，形狀阻力遠大於黏滯阻力。如圖 1 所示，物體所受之阻力可由物體表面的壓力(P)及剪應力(τ)以面積積分求得：

$$F_D = \int_A (P\cos\theta + \tau\sin\theta)dA \tag{2}$$

物體所受之阻力 F_D 可以無因次化之阻力係數(Drag coefficient)表示：

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} \tag{3}$$

其中，C_D為阻力係數、ρ為流體密度、U為流體流速、A為物體垂直於流向的投影面積、θ為壓力與流向之夾角。

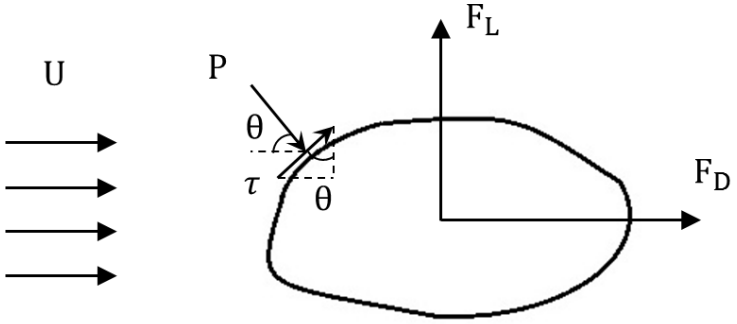


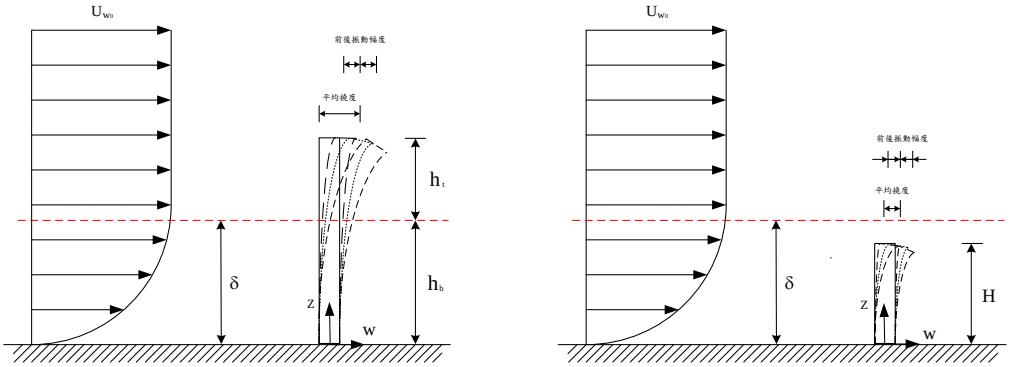
圖 1 物體於流體中所受之阻力與升力

2.3. 穩態平衡撓度推估

假設一直梁彎曲變形時平面保持平面(Plane remain plane)，且斷面之平面垂直中性軸，則梁的控制方程可表示為：

$$EI\frac{d^4w(z)}{dz^4} = p(z) \tag{4}$$

其中，$p(z)$為梁所受之分佈力、$w(z)$為梁在 z 位置處的撓度、EI 為梁的彎曲剛度(Flexural rigidity)。矩形柱受風力作用時產生彎曲變形，分別考慮試體高度是否超過邊界層厚度的兩種情況，如圖 2 所示。假設平衡時為靜態平衡，試體受側向之作用力 p(z)，可利用梁的控制方程式建立平衡關係式，以推估試體彎曲所造成之位移與變形軌跡。試體高於邊界層者亦包含了低於邊界層者，故以下僅呈現高於邊界層者，如對後者有興趣者，可參考「柔性結構非接觸變形量測與風壓反算」論文全文。



(a) 試體高於邊界層厚度　　(b) 試體低於邊界層厚度

圖 2 試體受風力產生撓度示意圖

若試體高度超過邊界層厚度，於邊界層以上為外域層，不受地表的影響，風速穩定為一定值；以下為大氣近地層(Surface sublayer)，縱向風速隨高度的變化可以指數剖面表示，利用阻力係數式子移項得風速壓代入梁的控制方程式，並移項積分與推導而得到：邊界層之上的試體撓度 $w_t(z)$ 如(5)式，邊界層之下的試體撓度 $w_b(z)$ 如(6)式。

$$w_t(z) = \frac{1}{EI}\left[\frac{\rho C_D b (U_{w_0})^2}{48} z^4 + \frac{A_1}{6} z^3 + \frac{B_1}{2} z^2 + C_1 z + D_1\right] \tag{5}$$

$$w_b(z) = \frac{1}{EI}\left[\frac{\frac{1}{2}\rho C_D b (U_{w_0})^2 \frac{1}{\delta^{2\alpha}}}{(2\alpha+1)(2\alpha+2)(2\alpha+3)(2\alpha+4)} z^{2\alpha+4} + \frac{A_2}{6} z^3 + \frac{B_2}{2} z^2 + C_2 z + D_2\right] \tag{6}$$

其中，U_{w_0}為邊界層厚度 δ 之外不受地表影響而量測得之風速、C_D為阻力係數、b為試體寬度。方程式中八個未知係數 A_1、B_1、C_1、D_1、A_2、B_2、C_2、D_2，係利用自由端與固定端共四個邊界條件、與邊界層高度處四個連續條件，即可求解試體受風力造成順風向彎曲變形之撓度。

3. 動態反應反算方法

對於風所引致結構振動的動態反應，根據白努利-尤拉梁方程式考慮梁受外力所產生之振動，運用多項式之間彼此線性獨立的特性，假設撓度和外力函數，經過推導以建立兩者未知係數之間的關係，並利用風洞實驗量測之應變數據求解聯立方程式，以期反

算動態撓度反應與所受之風壓。

若一直梁所受之外力隨位置和時間而改變，在考慮慣性力的情況下，梁振動的控制方程式以白努利-尤拉梁方程式(Bernoulli-Euler beam equation)表示如下：

$$EI\frac{d^4w(z,t)}{dz^4}+m^*\frac{d^2w(z,t)}{dt^2}=p(z,t) \tag{8}$$

其中，$w(z,t)$為梁在 t 時刻下於 z 位置處的撓度變化、$p(z,t)$為梁在 t 時刻下座標 z 位置所受之分佈力、EI為彎曲剛度、m^*為單位長度質量。接著利用多項式之間彼此線性獨立的特性，以及透過風洞實驗量測試體四個高度處的應變歷時數據，亦即四個條件，因此分別將撓度與外力函數以多項式做線性組合的假設如下：

$$w(z,t)=c_1(t)z^{n_1}+c_2(t)z^{n_2}+c_3(t)z^{n_3}+c_4(t)z^{n_4} \tag{9}$$

$$p(z,t)=q_1(t)z^{n_1}+q_2(t)z^{n_2}+q_3(t)z^{n_3}+q_4(t)z^{n_4} \tag{10}$$

其中，c_1~c_4、q_1~q_4 分別為撓度與外力做線性組合的時間項，為了找出兩者之間的關係，在推導過程中會先假設q_1~q_4 為已知，並在最後透過解聯立方程式求出。推導過程中利用固定端的撓度與斜率均為零，以及分析時由靜止開始之初始位移與初始速度皆為零，為了滿足四個條件與四個未知數，經過推導與試誤，決定將撓度與外力函數以多項式次方分別為 2、3、6、7 次做線性組合的假設。

在解出 c 與 q 之間的關係後，將 c_1~c_4 以 q_1~q_4 表示並代回撓度方程式如(11)式，對 z 微分兩次即為曲率 κ，並乘上試體厚度 d，建立應變與曲率之間的關係，接著利用試體四個高度處的應變歷時數據，解聯立以求得四個未知數，以矩陣的形式表示如下：

$$w(z,t)=\frac{t^2}{2m^*}(q_1z^2+q_2z^3+q_3z^6+q_4z^7)-\frac{EIt^4}{m^{*2}}(15q_3z^2+35q_4z^3) \tag{11}$$

$$\begin{Bmatrix}q_1\\q_2\\q_3\\q_4\end{Bmatrix}=\frac{2m^*}{dt^2}\begin{bmatrix}2 & 6z_1 & 30{z_1}^4-\frac{60EIt^2}{m^*} & 42{z_1}^5-\frac{420z_1EIt^2}{m^*}\\ 2 & 6z_1 & 30{z_2}^4-\frac{60EIt^2}{m^*} & 42{z_2}^5-\frac{420z_2EIt^2}{m^*}\\ 2 & 6z_1 & 30{z_3}^4-\frac{60EIt^2}{m^*} & 42{z_3}^5-\frac{420z_3EIt^2}{m^*}\\ 2 & 6z_1 & 30{z_4}^4-\frac{60EIt^2}{m^*} & 42{z_4}^5-\frac{420z_4EIt^2}{m^*}\end{bmatrix}^{-1}\begin{Bmatrix}\varepsilon_B(z_1,t)\\ \varepsilon_B(z_2,t)\\ \varepsilon_B(z_3,t)\\ \varepsilon_B(z_4,t)\end{Bmatrix} \tag{12}$$

其中$\varepsilon_B(z_{1\sim4},t)$為在 t 時刻下試體於四個不同高度處之彎曲應變。最後將求得之未知數 q_1~q_4 藉由關係式計算得 c_1~c_4，並代回最初假設之撓度與外力函數，即可反算結構動態反應與所受風壓。

4. 風洞實驗與結果

本實驗於中央大學土木系之大氣邊界層風洞(Atmospheric Boundary Wind Tunnel)實驗室進行，實驗時試體均放置於風洞試驗段中心線上，透過攝影機拍攝與黏貼應變計量

測。

4.1. 柔性試體與量測儀器

一般柔性結構之定義為：自然振動頻率 $f_n < 1$ Hz 或 高度/短邊 > 5。本實驗使用之柔性試體為高 H=42 cm，斷面寬 b=12 cm，厚度 d=1.6 cm，密度 ρ=1082.5 kg/m^3 的優力膠(Polyurethane)簡稱 PU，其材質類似橡膠，扣除夾具固定底端之兩公分後，試體的 高度/短邊 $= 25 > 5$，試體透過材料試驗以得到楊氏模數(Young's modulus)E，以及柏松比(Poisson) ν，其應力與應變知關係曲線如圖 4 所示。

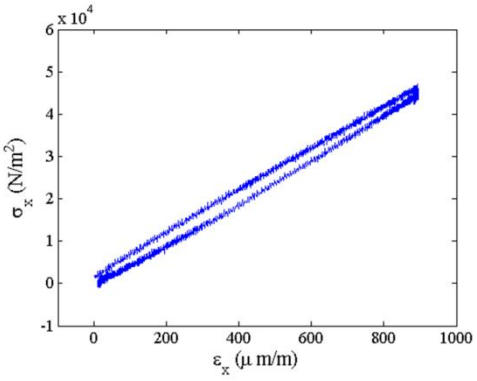


圖 4 材料試驗之加卸載曲線

本實驗主要量測儀器設備包括：

(1) 數位攝影機

本實驗中關於動態位移量測部分使用拍攝頻率約 30 Hz 的 Sony HDR-XR150 數位攝影機進行拍攝，分析過程是利用覘標形心法(Target Center Method)全自動化運算程式，針對覘標在影像中所占像素之面積變化，計算覘標形心位置的動態撓度歷時[13]。實驗時，拍攝整個試體側面共 15 個覘標量測點位，意即量測整個試體的變形軌跡。

(2) 熱線流速儀

本實驗使用定溫式(Constant Temperature)的一維熱線流速儀(Thermal Anemometer)進行風速量測，利用電流通過金屬探針導致發熱的原理，當氣流通過探針時會帶走熱量而降低探針的溫度，進而改變探針的電阻，再藉由惠斯登電橋平衡以量測因電阻變化所造成的電壓變化來換算流速。量測流速時，取樣頻率設定為 200 Hz，量測時間 81.92 秒內的所有數據取平均值。

(3) 單軸式應變計

應變計(Strain gauge)是利用應變計中金屬導線長度與電阻成正比的關係，當物體受力變形時，黏貼於物體表面的應變計也一起變形，電阻亦隨之改變，透過惠斯登電橋平衡以量測因電阻變化所造成的電壓變化，進而計算應變量。實驗共使用八個應變片，分別貼於試體高度 6 cm、13 cm、21 cm、28 cm 處的迎風面與背風面，量測時的取樣頻率為 1000 Hz。

4.2. 邊界層厚度低於試體高度之實驗配置與結果

針對試體高於邊界層厚度$(H > \delta)$的情況，為了使流場中的邊界層厚度在不受風洞內地板影響而發展成較高的邊界層厚度之前，也就是希望於風洞內邊界層厚度較低處進行實驗，因此將試體置於風洞試驗段前段之中心線上，距離入口處 3 公尺，如圖 13 所示。

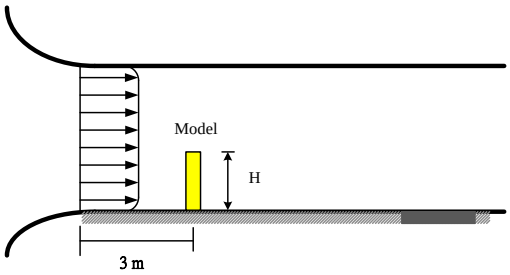


圖 13 邊界層厚度低於試體高度之流場配置示意圖

此流場的邊界層厚度為 25 公分，低於試體的高度，量測實際風速 $U_{W_0} = 7.773\ m/s$ 由低處往高處之縱向之時間平均風速，將風速剖面與紊流強度繪於圖 14，此時在計算風速壓時，所使用的風速剖面需考慮兩種情況：在試體高於邊界層厚度的部分，也就是高度從 25 公分至頂端 40 公分，試體所受到的風力為均佈力，而在試體低於邊界層厚度的部分，即是高度從底部固定端至 25 公分處，試體所受風力為沿著高度變化之分佈力，試體高度相對應之縱向風速與所受風速壓如圖 15 所示。

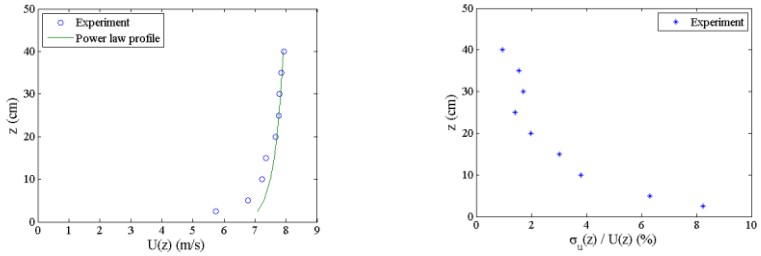


圖 14 試驗段前段流場中風速 $U_{W_0} = 7.773\ m/s$ 之風速剖面與紊流強度

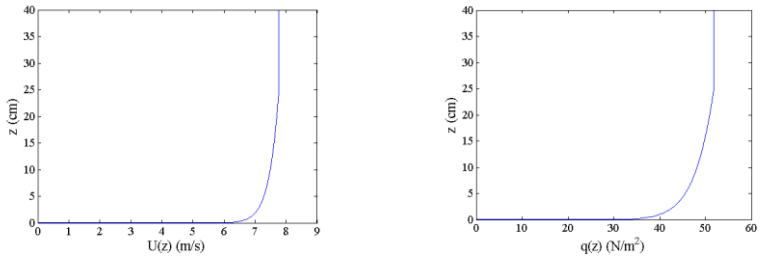


圖 15 試驗段前段流場中風速 $U_{W_0} = 7.773\ m/s$ 之縱向風速與試體所受風速壓

此流場之邊界層厚度小於試體高度，因此在求出沿著試體高度的分佈力作用後，需計算前述試體高於邊界層厚度$(H > \delta)$中的未知係數 A_1、B_1、C_1、D_1、A_2、B_2、C_2、D_2，以推估試體隨高度 z 變化的撓度與應變，並將試體隨高度 z 變化的撓度與應變曲線之計算結

果與實驗量測結果進行比較，如圖 16 所示，整體而言，量測結果與整體計算的變形軌跡一致，說明此方法在流場邊界層厚度小於試體高度的流況下，仍能有效的預測試體變形的趨勢。

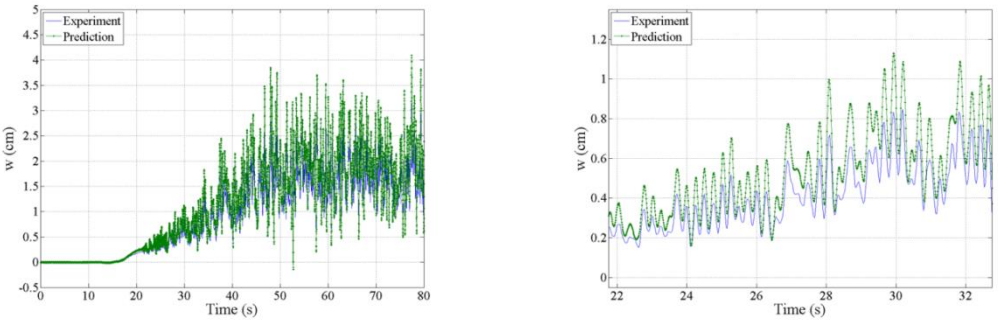


(a) 時間平均撓度 (b) 時間平均應變

圖 16 試驗段前段流場中風速 $U_{w_0} = 7.773\ m/s$ 之計算與實驗結果比對

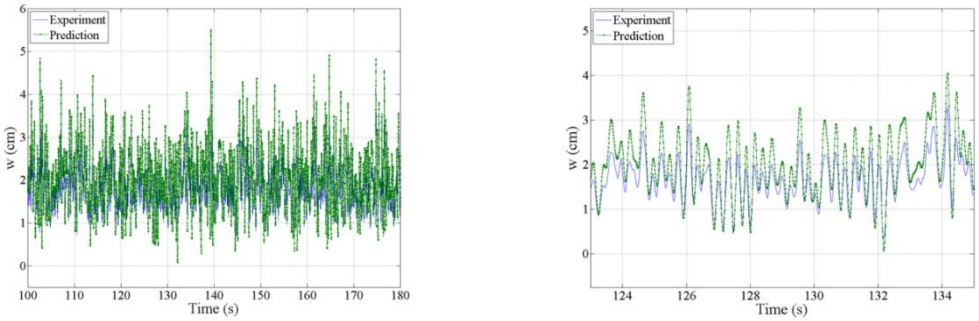
4.3. 動態反算實際算例

為了確認前述之數值方法適用於振動劇烈的動態反應，利用此法針對高紊流流場之風洞實驗所量測到試體的應變歷時數據，進行反算撓度歷時反應的分析，以風速 $U_{w_0} = 12.028\ m/s$ 的流況作為算例之計算結果與攝影量測結果對照比較。如圖 17 為試體頂端之初始撓度反應，也就是當試體開始受到風壓作用而變形的時刻，圖 18 為當控制風扇轉速的馬達轉至一定值時，試體開始在平均撓度上下作振盪的時刻，比較結果顯示反算結果可以準確地描述試體開始變形的瞬間，以及上升至平均撓度作上下振盪的行為。圖 19 為動態撓度隨時間的平均解與穩態解作的比較，結果顯示穩態動態平均解在到達一定時間後，會與穩態結果相近。



(a) 由靜止開始變形之撓度反應結果 (b) 局部放大

圖 17 高紊流流場中風速 $U_{w_0} = 12.028\ m/s$ 於試體頂端之初始撓度反應計算結果



(a) 振動歷時反應結果 (b) 局部放大

圖 18 高紊流流場中風速 $U_{w_0} = 12.028\ m/s$ 於試體頂端之振動歷時反應計算結果

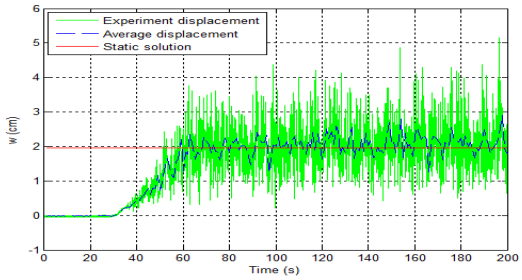


圖 19 高紊流流場中風速 $U_{w_0} = 12.028\ m/s$ 動態撓度隨時間的平均解與穩態解比較結果

5. 結論

(1) 針對高紊流流場中，結構持續受不規則外力作用下的動態反應，透過白努利-尤拉梁方程式考慮梁受外力所產生之振動，運用多項式之間彼此線性獨立的關係假設撓度與外力函數形式，並利用數值方法與實驗量測的應變歷時數據，求解結構表面於任一時刻下所受之風壓變化，以及相應之下結構的動態反應，比對結果顯示，撓度歷時反應與攝影量測結果的振動軌跡非常一致，而風壓計算結果與相應之下的撓度反應變化是一致的，說明此反算模式的可行性。

(2) 穩態解與動態解之差異在於穩態解所使用的風速與風壓公式是依據建築耐風技術規則所使用之建議風壓，此規範乃是基於假設建築物為一個完全剛性的固體，不會有擺動的現象產生，但隨著建築物高度逐漸提升將無法再將其視為剛體，必須視為一柔性體，故發展此模式模擬氣彈動力的問題。

參考文獻

[1] 內政部，「建築物耐風設計規範及解說」，營建雜誌社，(2006)。
[2] 朱佳仁，「風工程概論」，科技圖書公司出版，台北市，(2006)。
[3] Davenport, A.G., “The relationship of wind structure to wind loading, ” in Proceedings of the Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures ,vol. 1, National Physical Laboratory,

Teddington, U.K., London, pp. 53-102. (1965).

[4] Davenport, A.G., “Gust loading factors”, J. of Structural Division, ASCE, 93, No.3, pp.11-34. (1967).

[5] Vickery, B.J., “On the flow behind a coarse grid and its use as a model of atmospheric turbulence in studies related to wind loads in building”, Nat. Phys. Lab. Aero. Report 1143. (1965).

[6] Kolmogorov, A.N., C.R. Acad. Sci. *USSR* 30, 301, and 32, 16. (1941).

[7] Von Karman, T., “Progress in the statistical theory of turbulence”, Proceedings of the National Academy of Science, Washington,. D. C., pp. 530-539. (1948).

[8] Simiu, E., and Scanlan, R. H., “Wind Effects on Structures”, 3rd Edition, John Wiley and Sons, New York. (1996).

[9] Solari, G., “Equivalent wind spectrum technique : theory and application.” Journal of Structural Eng., 114(6), 1303-1323. (1988).

[10] Solari, G., “Gust buffeting I: peak wind velocity and equivalent pressure.” Journal of Structural Eng., ASCE, Vol. 110, 2, 365-382. (1993a).

[11] Solari, G., “Gust buffeting II: dynamic alongwind response.” Journal of Structural Eng., ASCE, Vol. 110, 2, 383-398. (1993b).

[12] 黃柏源，「三維動態位移之數位影像量測技術」，碩士論文，國立中央大學土木工程研究所 (2011)。

適用於大渦模擬之大氣邊界層入流生成法研究

黎益肇 [1*] 鄭啟明 [2]

[1*]淡江大學風工程研究中心研究員

[2] 淡江大學土木工程學系教授

摘要

本方法所產生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

Keywords: Large eddy simulation, Random flow generation, Atmospheric boundary layer

1. 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[4]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(2011)[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 Kármánz 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。

2. 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 [8])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：

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

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

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：

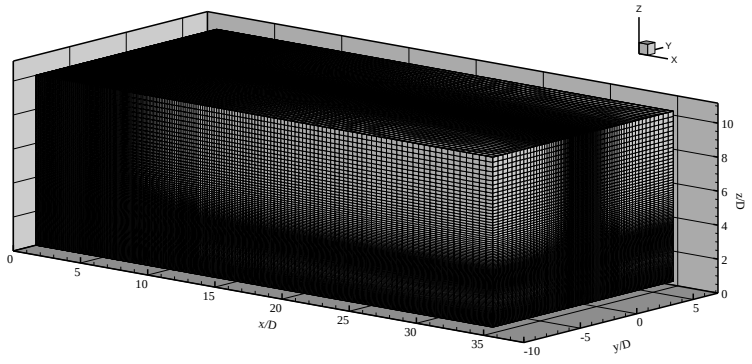
$$\nu_t=C_S\Delta^2\left(\frac{S_{ij}^2}{2}\right)^{0.5} \tag{3}$$

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[1]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 $208\times100\times100$，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：

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

其中

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

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

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。$c_i = 0.5\overline{U}$ ($\overline{U}$ 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 $\tau_0 = \theta_2 L_s / \overline{U}$，可針對時間相關性進行微調。紊流動能 $\tilde{k}^{m,n} = \mathrm{k}^{m,n} / k_0$ 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：

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

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

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

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回歸，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與 ESDU 85020 規範後，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。

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：

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/ δ)$^{0.42}$	0.3-0.26(z/ δ)$^{0.35}$	0.25-0.22(z/ δ)$^{0.25}$
L_u (m)	(z/ δ)$^{0.32}$	0.78(z/ δ)$^{0.25}$	0.5(z/ δ)$^{0.15}$

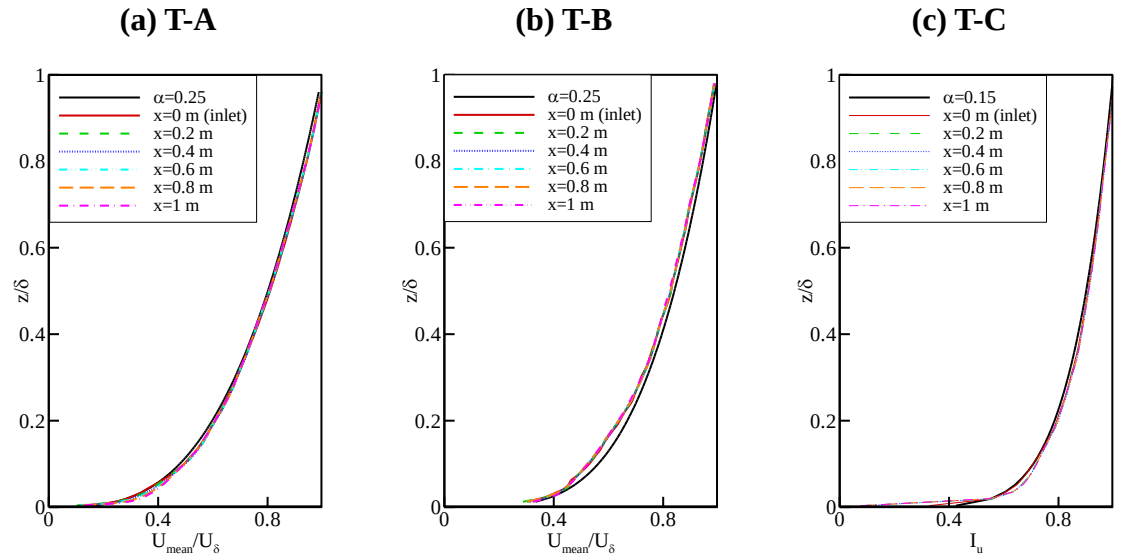
$$Coh = e^{-\hat{f}};\ \hat{f} = \frac{n\left[C_z^2(z_1 - z_2)^2 + C_y^2(y_1 - y_2)^2\right]^{1/2}}{0.5\left[U(z_1) + U(z_2)\right]} \tag{10}$$

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，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和來決定之。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(2010)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

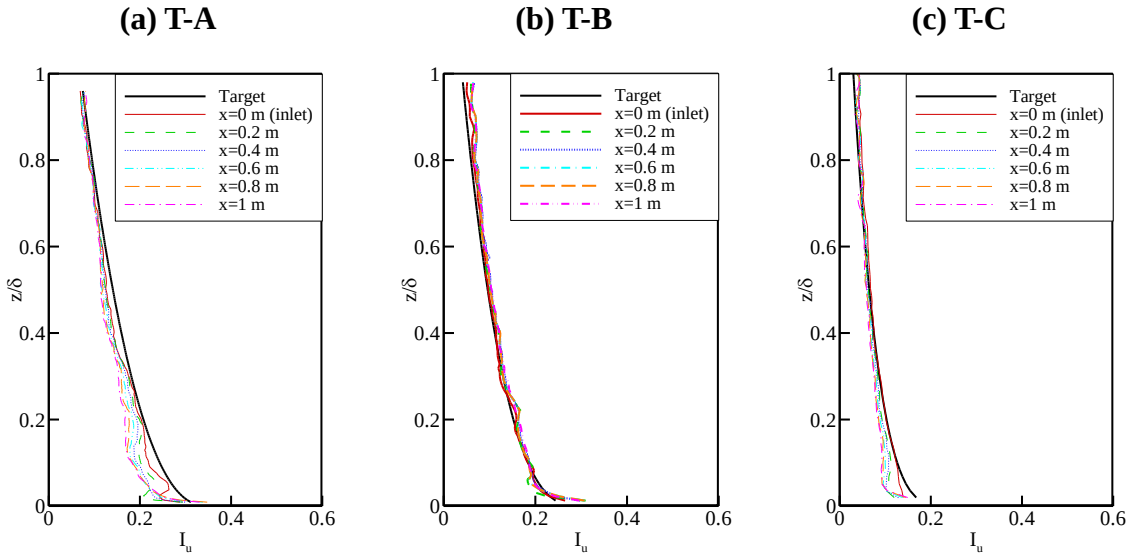
	N	**M**	θ_1	θ_2
T-A	100	2500	10	0.3
T-B	100	2500	5	0.5
T-C	100	2500	5	0.5

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。



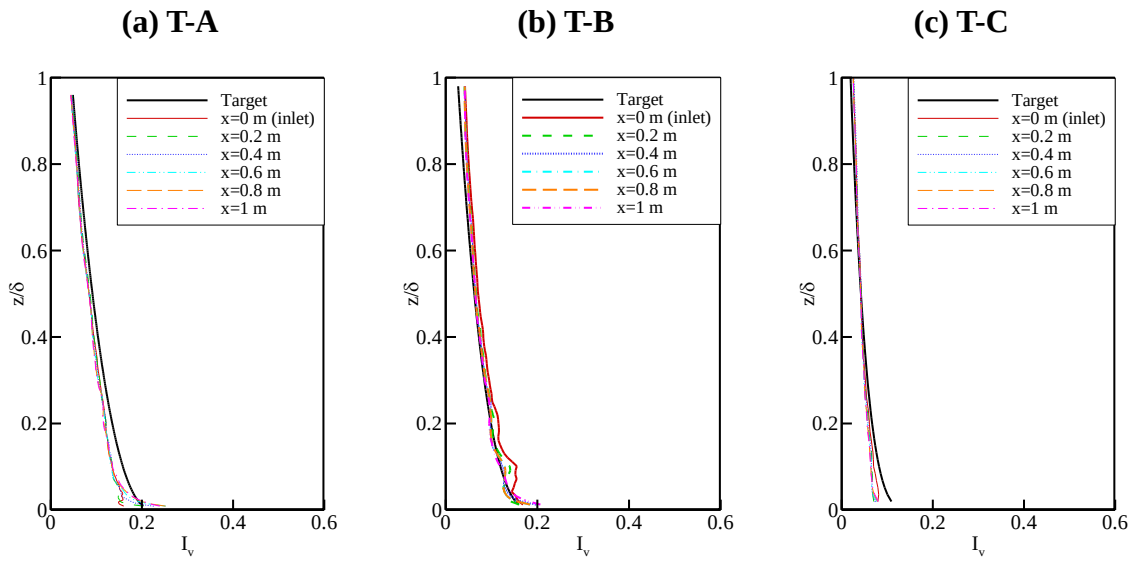
圖二：平均風速比較圖

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。



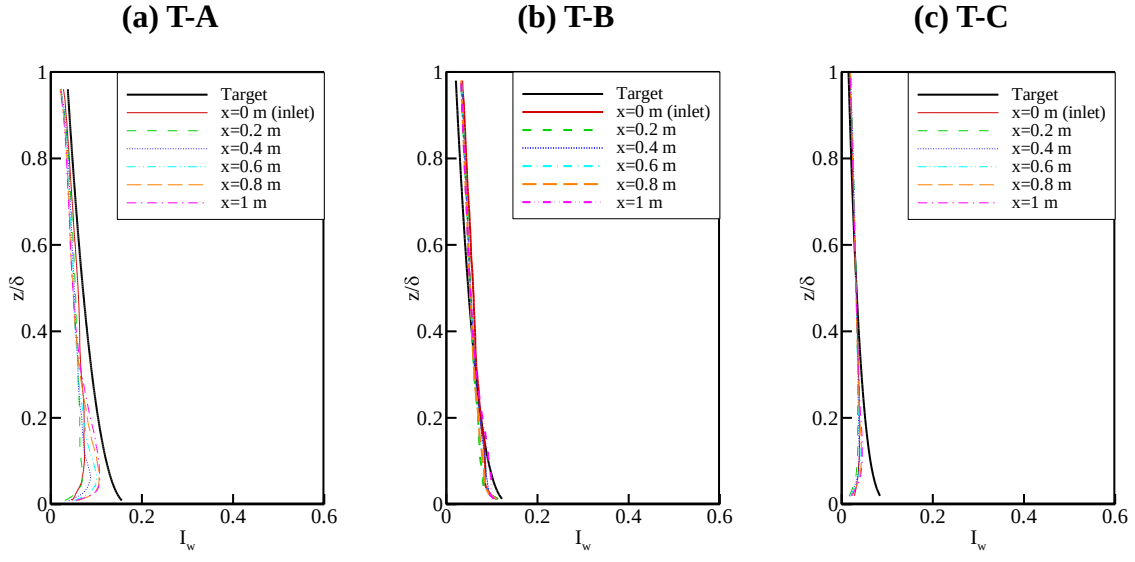
圖三：順風向紊流強度比較圖

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/δ<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

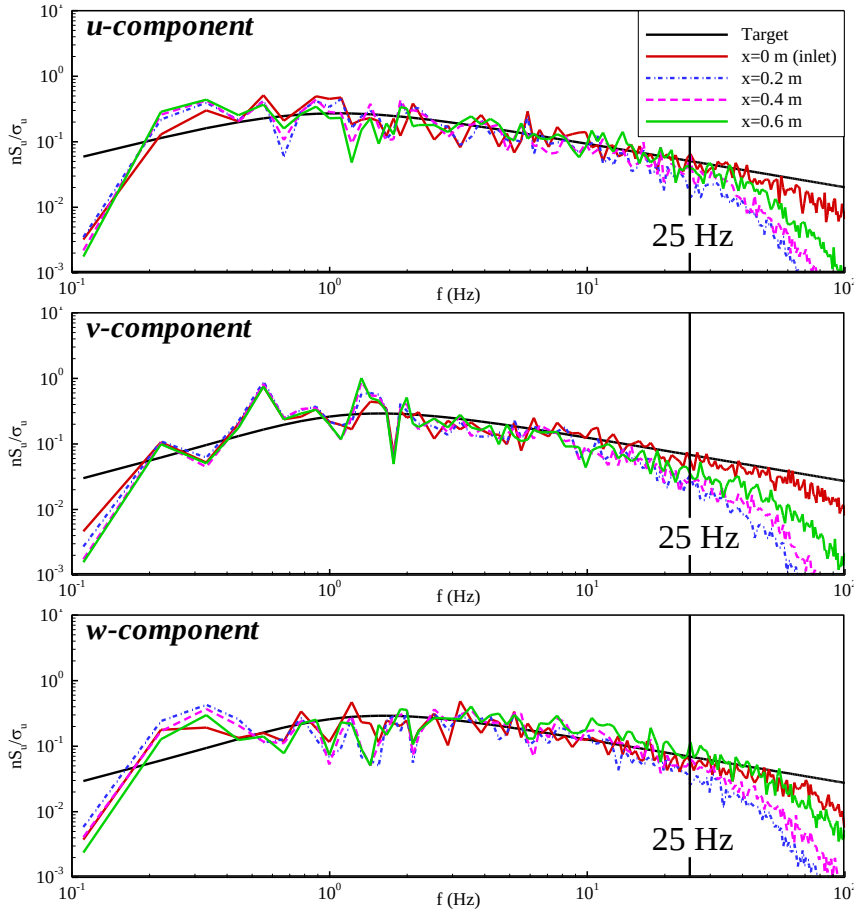
而在垂直向紊流強度部分(如圖五)，由於假設垂直向紊流強度為順風向的一半。但實際上在近的表處，紊流在垂直向受到地表面抑制，其紊流動能應趨近於零。因此，在進入數值模擬計算後，在第一個格網即受到地表邊界壓抑，無法維持所給定的紊流能量。而在離開的表邊界一段距離後，紊流強度剖面跟預設值逐漸趨於一致。



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/δ=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。

5. 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,” Mecánica 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] Germano, M., Piomelli, U. Moin, P. and Cabot, W.H. (1991). "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model," Physics of Fluids, 3, 1760-1765.

[4] 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.

[5] Li, Y. C., Cheng, C. M., Fang, F. M., Chang, C. H. and Lo, Y.L., (2013), “Generation of Suburban Terrain Inflow Conditions for Large Eddy Simulations”, The 8th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering, Chennai, India.

[6] 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.

[7] 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.

[8] Song, C., Yuan, M. (1988), “A weakly compressible flow model and rapid convergence methods,” Journal of Fluids Engineering, 110(4), 441-455.

[9] Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with primitive equations. Month Weather Review 91(3), 99-164.

大型矩形廠房自然通風之數值探討

方富民[1*] 楊宗錦[2] 黎益肇[3] 張仕獻[4] 鍾政洋[5]

[1*]國立中興大學土木工程系教授

[2, 4]國立中興大學土木工程系研究生

[3]淡江大學風工程中心研究員

[5]內政部建築研究所副研究員

摘要

本研究以典型之大型矩形廠房建築物為對象，針對建築物開口位置與大小之安排對室內自然通風功效之影響進行探討，進而分析因建築物內外部間之壓力與溫度差異對室內氣流造成影響之程度與機制，以獲得量化之整合結果，並提供相關建築通風配置規劃與設計之重要參考。

關鍵字: 自然通風，矩形廠房，數值模擬
Keywords: Natural ventilation, Factory Building, Numerical Simulation

1. 前言

建築物內氣流環境與空氣品質之好壞常取決於室內之通風效果，若通風設計不適當，容易導致室內空氣品質不佳。目前國內之大型建築物普遍地使用機械空調設備來調節室內空氣環境與空氣品質，但是大量的使用空調設備常造成能源的過度耗費，而依台灣的自然氣候環境，全年有近半年的時間適合使用自然通風。基於健康性及節能性的考量，於建築設計之初應考慮如何適當利用自然通風，在大型工業廠房通風之規劃與設計上更是如此。因此，為確保建築物內人員之舒適性與健康性，同時兼顧能源耗用之節省，自然通風的妥善規劃與執行確實是一個重要的課題。

2. 研究內容

影響自然通風之因素頗多，包括建築物外的風速及風向、建築物的幾何外型、建築開口的位置及大小，內部樓層隔間等。本研究擬針對大型矩形廠房以探討自然通風之效益，其相應之形狀與大小乃參酌國內現況擬定(參見圖一與圖二)。研究中涉及之量化評估除了紊流流場外，亦包括相應濃度場及溫度場之分析，以涵蓋建築物中風壓通風與浮力通風兩種效應之檢討。

3. 數值方法

本研究之數值模擬計算採用 FLUENT 的計算流體力學套裝軟體，其連續與動量方程式為：

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f_x+\nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \tag{2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f_y+\nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) \tag{3}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f_z+\nu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \tag{4}$$

其中，u、v、w 為速度在 x、y、z 三個方向之分量；t 為時間；f_x、f_y、f_z 為場加速度在 x、y、z 座標上之分量；p 為壓力；ρ 與 ν 分別為流體之密度與運動黏滯度(kinematic viscosity)。FLUENT 係採用有限體積法為主要架構，進而求解連續方程式與動量方程式以獲取流場中的速度及壓力，以克服對於複雜幾何形狀計算值域的適用性問題。

式(5)與式(6)則是相應於濃度(C)與能量變動 H(熱焓)之傳輸方程式，其中 S 為源項(source term)，Γ 為擴散係數(diffusion coefficient)。

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho uC)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho vC)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho wC)}{\partial z}=S_C+\Gamma_C\left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 C}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 C}{\partial z^2}\right) \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho uH)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho vH)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho wH)}{\partial z}=S_H+\Gamma_H\left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial z^2}\right) \tag{6}$$

本研究之紊流流場計算採用 RANS (Reynolds averaged Navier-Stokes)方法的 k-ε紊流模型。在兼顧計算效率與預測精度的考量下，研究中計算區域的高度採用六倍的建築高度，而上、下游各取五倍及十二倍建築橫風向寬度，建築兩側各為三倍半建築橫風向寬度。網格設計優劣對流場模擬具有相當程度的影響，理想的網格設計，應考慮在流場性質變化較大的區域選用較細密的網格；反之，宜選用較大尺度的網格，如此才能兼顧計算效率及解析的精確性。本研究網格設計於建築區域採用均勻正交網格，建築外部流場則皆採用非均勻正交網格，愈接近建築的網格愈密，網格數於單層廠房及雙層廠房分別為 208×220×33 及 208×220×38。

研究中來流風況屬 C 地況，邊界層厚度為 300 公尺，給定於距離地面 4 公尺處之風速為 2 m/s。大氣邊界層於地表的風速剖面則由指數律(power law)來表示:

$$\frac{U(z)}{U_\delta}=\left(\frac{z}{\delta}\right)^{\alpha} \tag{7}$$

其中，δ為邊界層厚度；U_δ為在邊界層緣之平均風速；U(z)為相應地面高 z 之平均風速，α值為指數，邊界層厚度與指數皆與地況有關，於本研究之α值取用 0.14。

研究中在進行濃度場之模擬時，紊流史密特數(turbulent Schmidt number)採用 0.8；而在進行溫度場之模擬時，採用之紊流普朗特數(turbulent Prandtl number)則為 0.71。

4. 結果與討論

本研究針對單層矩形廠房及雙層矩形廠房，藉不同開口配置(開口大小、位置及數目)的改變，以探討其對通風效率之影響與機制。

4.1 通風效率指標

於單位時間內外氣置換至相當於建築物室內體積的空氣量的次數稱之為換氣率(air change rate)，定義如下：

$$ACH_R=\frac{Q}{\forall} \tag{8}$$

式中 Q 為流入室內空間的空氣流量，∀為建築物內部空間的體積。換氣率之因次為[1/t]，一般較常使用[1/Hr]為單位。換氣率愈大代表建築物內外空氣交換的頻率愈高，空氣流通量愈高。為了使本研究的通風效益分析能更全面性，在數值計算上除了紊流流場外還增加了濃度場及溫度場變化的計算(包括室內外無溫差的濃度場及室內外有溫差的濃度場兩種狀況)，分別以濃度衰減的指標及溫度衰減的指標加以探討建築通風效益。

當進行濃度場的計算時，研究中將建築物內部空間設定具有 100%之起始濃度，外部流場則為零濃度之狀態，觀察其濃度隨時間之衰減過程。另一方面，在進行溫度場的計算時，分為室內外溫度皆為 30℃、室外溫度 20℃ 室內溫度 30℃、室外溫度 20℃ 室內溫度 40℃ 及室外溫度 30℃ 室內溫度 40℃ 四種情況，觀察其溫度衰減狀況。

濃度衰減率的定義為：

$$ACH_C=-\frac{\ln C(t_1)-\ln C(t_0)}{t_1-t_0} \tag{9}$$

其中 $C(t_0)$與 $C(t_1)$分別為初始與經過 t_1 時間後建築物內部空間之平均濃度。

溫度衰減率的定義為：

$$ACH_T=-\frac{\ln\dfrac{T(t_1)-T_{OUT}}{T(t_0)-T_{OUT}}}{t_1-t_0} \tag{10}$$

其中 $T(t_0)$表與 $T(t_1)$分別為初始與經過 t_1 時間後建築物內部空間之平均溫度，T_{OUT} 為建築之室外溫度。

4.2 單層矩形廠房

針對單層矩形廠房進行通風效益之探討，研究中擬訂了 9 個個案(圖三)以進行室內外無溫差條件下的數值模擬，其中包含了濃度場的計算，單層廠房個案中進風開口與出風開口皆為從地表至高度 4 公尺處之門，表一為 9 個個案之兩種通風效率指標比較表。另以個案 1A01 為基準狀況進行三種不同室內外溫差(圖四)之數值模擬，表二為兩種通風效率指標比較表。

在換氣率方面，通風開口的配置具有很大的影響，當氣流於建築內部由進風口流至出風口，氣流路徑愈短，換氣率愈好，氣流路徑愈長，換氣率愈差。開口面積對換氣率同樣具有影響，開口面積增加換氣率隨之上升，又以進風開口的面積影響最為顯著；若是於開口總面積相同的情況下，面積較大之單一開口相較於多個小面積開口的配置其換氣率較佳。

若針對濃度衰減率，於建築內部的氣流路徑愈短愈簡單，濃度衰減率愈差，愈長愈複雜，濃度衰減率愈好，與換氣率趨勢相反；當增加出風開口面積，濃度衰減率便隨之上升，具有顯著影響，而若是增加進風開口面積反而使濃度衰減率變差；當總面積相同的情況，開口的數目愈多，其濃度衰減的效果愈好。

4.3 雙層矩形廠房

針對雙層矩形廠房進行通風效益之研究，迎風面進風開口為從地表至 4 公尺高處之門，背風面之窗戶出風開口高度為 2 公尺，位於距離地表 12 公尺至 14 公尺處，擬訂了四種進風開口配置(圖五)與六種出風開口配置(圖六)共 24 個個案以進行室內外無溫差條件下之數值模擬，其中包含了濃度場的計算。表三為所有個案之兩種通風效率指標比較表。雙層矩形廠房中以個案 2A1N3 進行三種建築室內外溫差狀況之數值模擬(圖七)，表四為兩種通風效率指標之比較表。

結果顯示，換氣率或是濃度衰減率皆受到氣流於室內流動的主要路徑影響很大，氣流流入雙層廠房一樓經由樓梯開口到達二樓再流出室外，其路徑相對複雜很多，雙層建築之通風效率趨勢與單層建築並不相同。就換氣率來說，一樓之進風開口之位置、大小改變對換氣率並無明顯影響，而是受出二樓出風開口面積的影響較大，面積變大，換氣率明顯上升。而濃度衰減率則是受出風開口面積的影響較大，當一樓進風開口固定，二樓出風開口之面積變大，濃度衰減效果明顯提升，且出風開口的數目愈多效果愈好。

5. 結論

本研究以典型之大型矩形廠房建築物為對象，針對建築物開口位置與大小之安排對室內自然通風功效之影響進行探討，進而分析因建築物內外部間之壓力與溫度差異對室內氣流造成影響之程度與機制。研究中獲得之結果與通則，應可提供相關建築通風配置規劃與設計之重要參考。

6. 參考文獻

[1] 周伯丞，”建築軀殼開口部自然通風效果之研究”，國立成功大學建築研究所博士論文，2000 年。

[2] 陳彥志，”室外風場對風壓通風影響之研究”，國立中央大學土木工程研究所碩士論文，2008 年。

[3] 朱佳仁、秋英浩、陳彥志、王宇文，”建築開口對風壓通風影響之研究”，*「建築學報」*，2009 年，第 69 期，17-33 頁。

[4] Tominaga, Y. and T. Stathopoulos(2007), “Turbulent Schmidt numbers for CFD analysis with various types of flowfield,” *Atmospheric Environment*, 2007, Vol. 41, No. 37, pp. 8091-8099.

表一：單層廠房室內外無溫差通風效率指標比較表

個案編號	ACH_R	ACH_C
1A01	3.34	2.73
1A02	8.46	2.03
1A03	4.62	3.76
1A04	14.56	4.09
1A05	10.18	1.63
1A06	5.28	3.91
1A07	17.51	3.90
1A08	4.20	1.12
1A09	3.40	1.72

表二：單層廠房室內外有溫差通風效率指標比較表

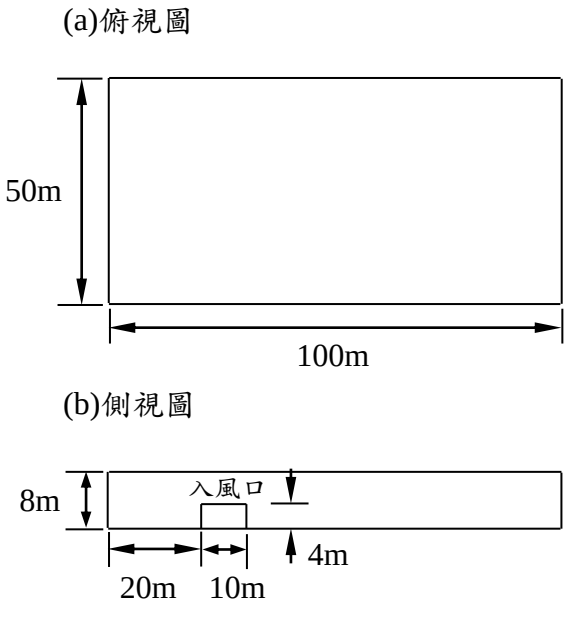
個案編號	ACH_C	ACH_T
1A01	2.73	
1A01T1	2.52	3.03
1A01T2	2.51	3.12
1A01T3	2.72	2.87

表三：雙層廠房室內外無溫差通風效率指標比較表

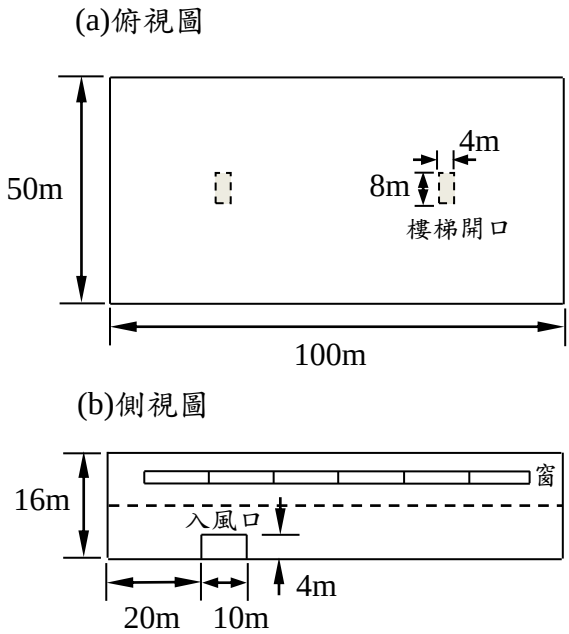
個案編號	ACH_R	ACH_C
2A1N1	0.88	0.90
2A1N2	0.90	0.90
2A1N3	1.62	1.71
2A1N4	1.61	1.30
2A1N5	2.14	2.30
2A1N6	2.15	2.07
2A2N1	0.86	0.76
2A2N2	0.89	0.74
2A2N3	1.65	1.42
2A2N4	1.61	1.72
2A2N5	2.15	2.23
2A2N6	2.17	2.09
2A3N1	0.86	0.95
2A3N2	0.88	0.78
2A3N3	1.69	1.52
2A3N4	1.67	1.43
2A3N5	2.35	1.98
2A3N6	2.36	1.82
2A4N1	0.88	0.73
2A4N2	0.90	0.86
2A4N3	1.72	1.57
2A4N4	1.71	1.62
2A4N5	2.34	2.38
2A4N6	2.36	2.35

表四：雙層廠房室內外有溫差通風效率指標比較表

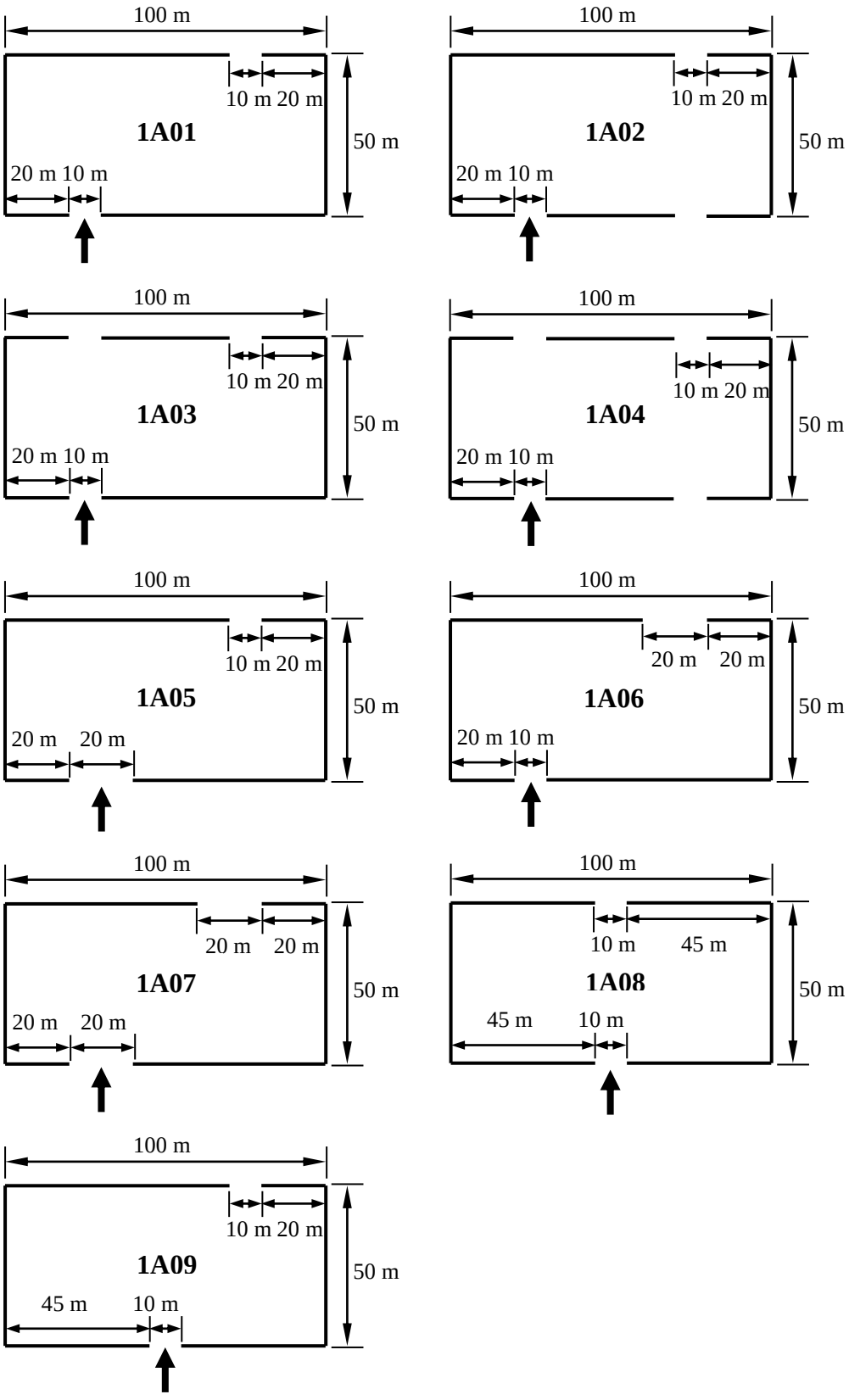
個案編號	ACH_C	ACH_T
2A1N3	1.71	
2A1N3T1	1.47	1.63
2A1N3T2	1.65	1.70
2A1N3T3	1.45	1.77



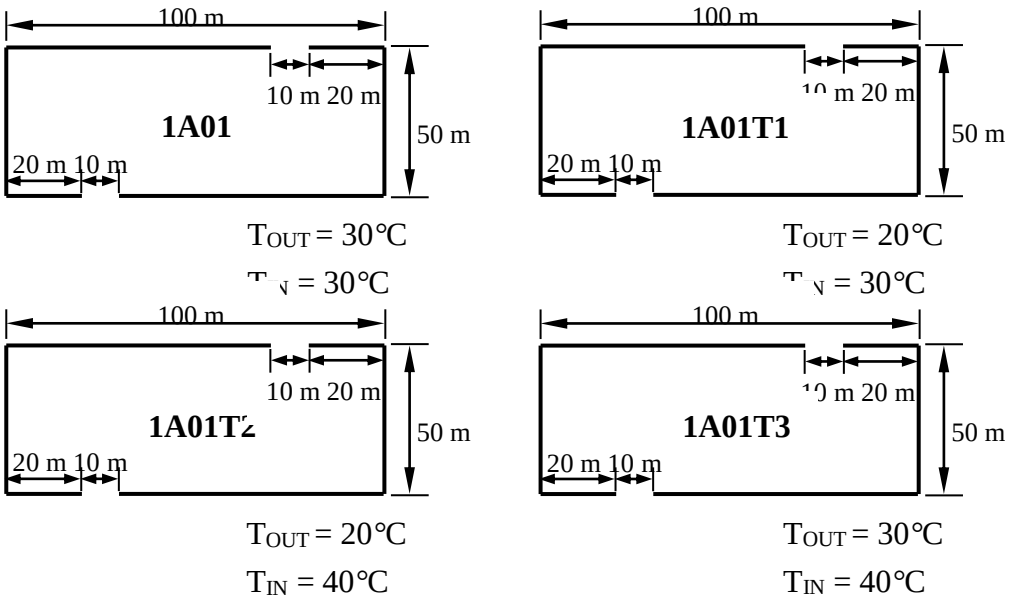
圖一：單層大型矩形廠房說明圖



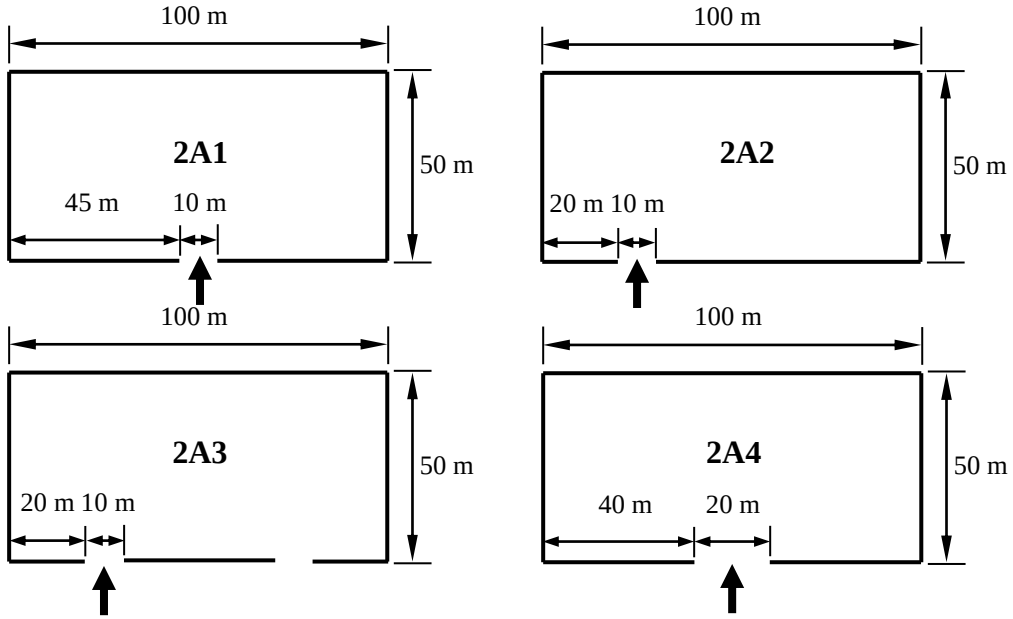
圖二：雙層大型矩形廠房說明圖



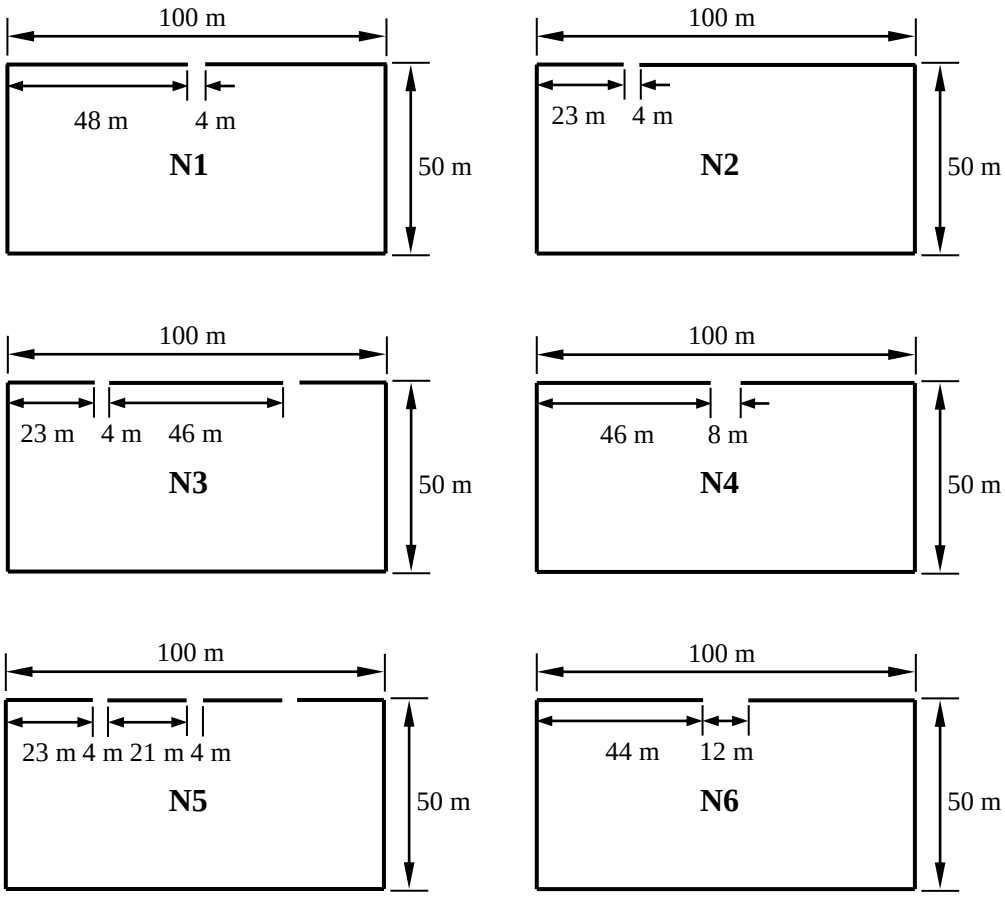
圖三：單層廠房室內外無溫差數值模擬個案配置圖



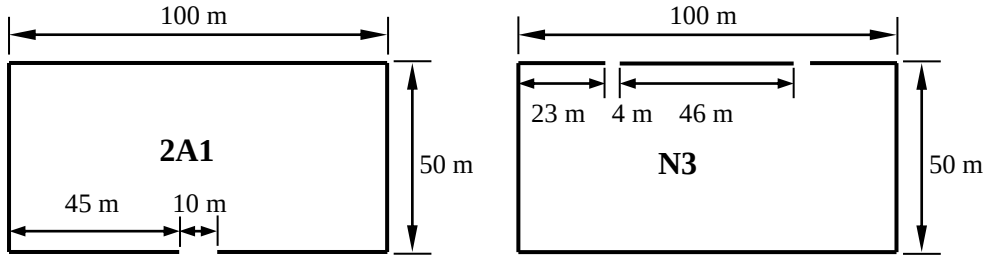
圖四：單層廠房室內外有溫差數值模擬個案配置圖



圖五：雙層廠房一樓室內外無溫差數值模擬個案配置圖



圖六：雙層廠房二樓室內外無溫差數值模擬個案配置圖



First Floor **Second Floor**

2A1N3：T_{OUT} = 30˚C , T_{IN} = 30˚C
2A1N3T1：T_{OUT} = 20˚C , T_{IN} = 30˚C
2A1N3T2：T_{OUT} = 20˚C , T_{IN} = 40˚C
2A1N3T3：T_{OUT} = 30˚C , T_{IN} =40˚C

圖七：雙層廠房室內外有溫差數值模擬個案配置圖

半球體建築氣動力特性之 CFD 數值模擬

傅仲麟[1*]　鄭啟明[2]　陳宥芸[3]

[1*]祺昌工程科技有限公司　總經理

[2]淡江大學土木工程系　教授

[3]祺昌工程科技有限公司

摘要

本研究以 CFD 數值模擬並採用 LES 紊流模式，針對於半球體在平滑流場及紊流場中之氣動力特性進行研究。數值模擬之結果並與風洞實驗量測結果進行驗證。模擬結果顯示，在半球體表面平均風壓分布部分，無論是平滑流場或紊流場，CFD 模擬結果皆與實驗量測值相當吻合。但在擾動風壓部分，在紊流場條件下之模擬結果與實驗值就有明顯的差異。而 CFD 模擬及實驗數據在表面風壓機率分布的比較結果相近，因此，在風壓極值或外牆設計風壓部分，CFD 模擬未來或許可以提供作為設計參考。此外，CFD 數值模擬可進一步瞭解半球體周邊流場特性，對於流體在半球體表面分離區，及尾流區之流場機制可以有進一步的認識。

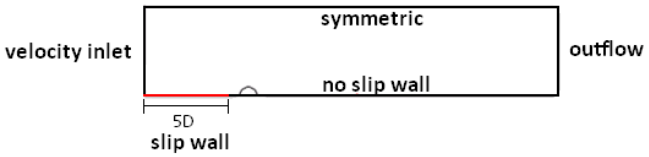
關鍵字: 半球體，風壓，CFD，LES，分離點

1. 前言

為了提供大型運動、演出場地或原料儲存空間，並考量結構之有效性及經濟性，大跨度半球體建築為常採用的建築形式。但此類曲面外型建築在進行風洞測試時，因雷諾數的影響，有時難以準確量測出表面風壓變化之特性。但近年來，因電腦技術的突飛猛進，及數值分析技術的成長，計算流體力學數值模擬（CFD）可能可以提供另一個解決之道，針對風壓及風載重提供較準確的設計依據。在過去文獻中，已有一些學者者對於曲面造型建築在平滑流及紊流場下之氣動力特性進行過數值模擬。T. Tamura (1990)曾以電腦模擬研究半球體建築之風壓分布及周邊流場特性。Meroney (2002) 則針對單一個半球體及兩座相鄰半球體在紊流場下之風壓特性進行電腦模擬。Tavakol et. al. (2010)曾在雷諾數為 25,000 及 32,000 條件下，針對半球體周邊流況進行研究，方法包括實驗及數值模擬。鄭啟明(2010)針對半球體在平滑流及紊流場下之雷諾數影響進行實驗研究，並透過壓力相關係數之變化，判斷分離點之發生位置。而本研究，主要是採用 LES 紊流模式，在雷諾數為 2×10^6，分別模擬平滑流場及紊流場下之半球體受風狀況，並進一步探討其氣動力特性。

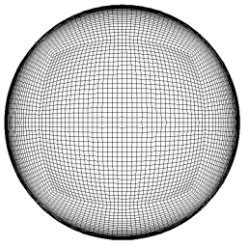
2. CFD 數值模擬

本研究採用 ANSYS 公司的 FLUENT 軟體來進行數值模擬。本研究模擬之計算域及邊界條件如圖 1 所示，其中 D 代表半球體之直徑，為避免邊界條件的設定對半球體周邊流場造成影響，因此計算域設定範圍較大，計算域長為 24D，寬為 12D，高為 5D，半球體置於距入流邊界 5.5D 處。

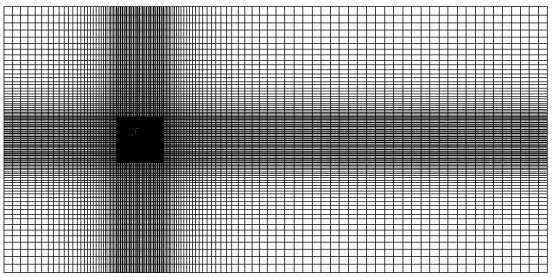


圖一：模擬計算域及邊界條件

所謂流體數值模擬，即是將描述流體的控制方程式與連續方程式，利用有限節點予以離散化求其近似解，而較常採用的離散方法為有限體積法（或稱控制體積法）。在離散化過程中，網格的生成也是十分重要，因為網格是決定數值計算精度、穩定性及計算效率的重要因素，所以要先理解模擬目標的特性，從而生成較適當的網格。而網格的劃分方式，對於無建築物處之流場，通常採用直角正交的結構性網格來模擬，在有建築處則採用分區的方式將計算域切割數個子區域進行劃分。而本研究中，因為半球體外型並非直線，難以採用正交的結構性網格，所以，先在半球體表面劃分為數個區塊，並在各區塊內畫出結構性網格（如圖 2），並將半球體置於一較小分區內，讓表面網格在此分區內以輻射狀向外生成立體網格，而在此小分區外則採用正交結構性網格（如圖 3），總網格數約為 150 萬。



圖二：半球體表面網格劃分圖



圖三：整體計算域網格劃分圖

因風洞實驗在平滑流場條件下，為避免地面產生之邊界層紊流影響，將半球體模型底部平板架高，盡量使來流不含紊流。因此，為模擬此設定，數值模型將半球體上游地面距入流邊界 5D 前設定為滑動邊界，避免有邊界層紊流的影響。而在紊流場模擬部分，則採用模擬軟體 FLUENT 中預設的紊流產生方法-頻譜合成法（spectral synthesizer method）產生入流邊界各點之紊流資料。而紊流模式之採用，在本研究中則採用 LES 模型進行模擬。其他計算條件則如表 1 所示。而實驗對照資料則採 Cheng and Fu (2010) 所提出之試驗數據作為比較。

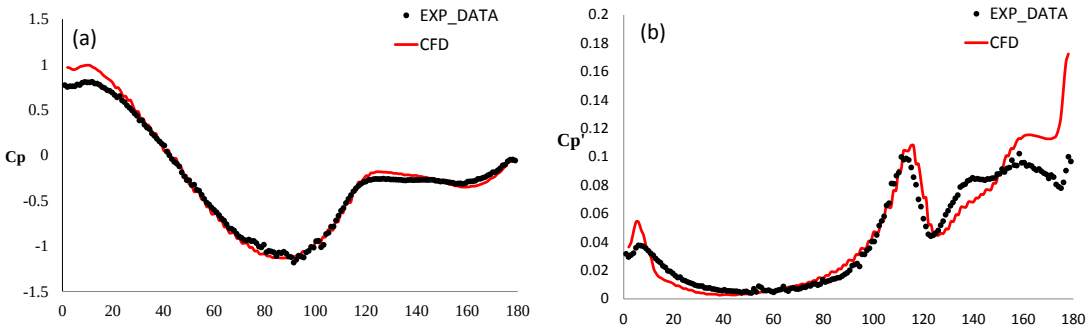
表一: 數值模擬之基本設置

Software Package	Fluent 6.3
Pressure-Velocity Coupling	SIMPLE-C
Momentum Discretization	Bounded Central Differencing
Interval Time	0.0005 sec
Convergence Criterion	0.001
Cell Courant Number < 1	40% ~ 50% (Concentrated around dome)
Y^+ on dome surface	10 ~ 50
Hardware	HP blade server with dual processors of 3.07 GHz 24 Core

3. 模擬結果與討論

3.1 平滑流場下之模擬結果

在半球體子午線上各點之平均風壓係數及擾動風壓係數如圖 4(a)、4(b)所示。圖中紅線代表 CFD 模擬結果，黑點代表實驗結果。從圖 4(a)可觀察到，兩者皆顯示在 90°時呈現最大負壓，而後壓力逐漸回復，120°以後壓力保持穩定。CFD 模擬結果與實驗相當吻合。而在擾動風壓部分如圖 4(b)所示，實驗值在 110 °處呈現一明顯尖峰，而後擾動風壓急速下降，在 125 °為最低點，而後擾動風壓再度回升。而 CFD 模擬結果在 110°也同樣呈現一個明顯尖峰值，並同樣在 125 °出現最低擾動壓力，但在 0° ~ 10°以及 140° ~ 180°. 區域，則 CFD 模擬結果與實驗值有較明顯的差異。

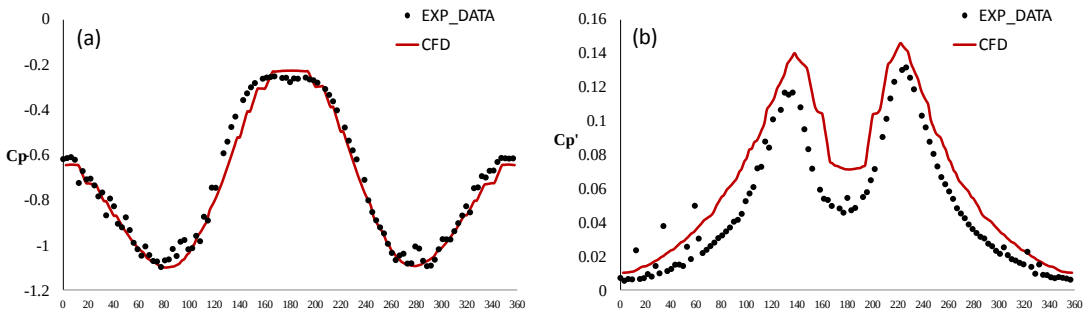


(a) 平均風壓係數　　(b)擾動風壓係數

圖四：半球體子午線上之風壓係數

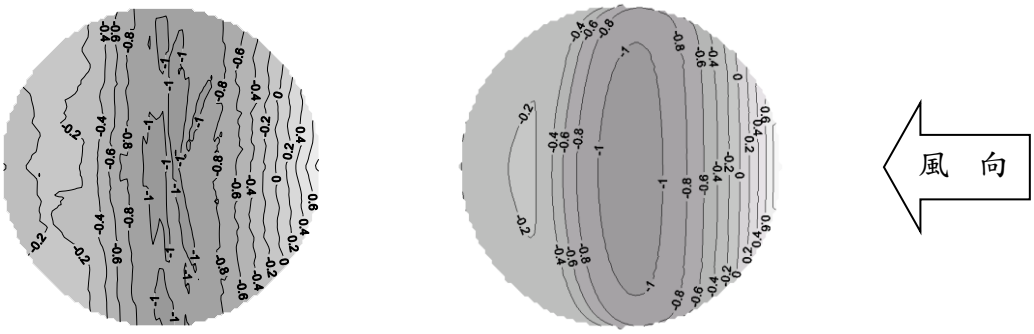
除了子午線上的壓力分佈，更進一步比較環狀的壓力分佈。圖 5 代表在 θ = 60°高度處，ψ = 0° ~ 360°繞半球體一環的壓力分佈。其中， ψ = 0° 代表迎風處而 ψ = 180° 代表背風處. 在平均風壓部分(如圖 5(a))，數值模擬結果與實驗值相當吻合。而在擾動風壓部分(如圖 5(b))，產生尖峰值的位置，數值模擬結果亦與實驗值符合，但在擾動值的大

小，則數值模擬明顯稍高於實驗數據。

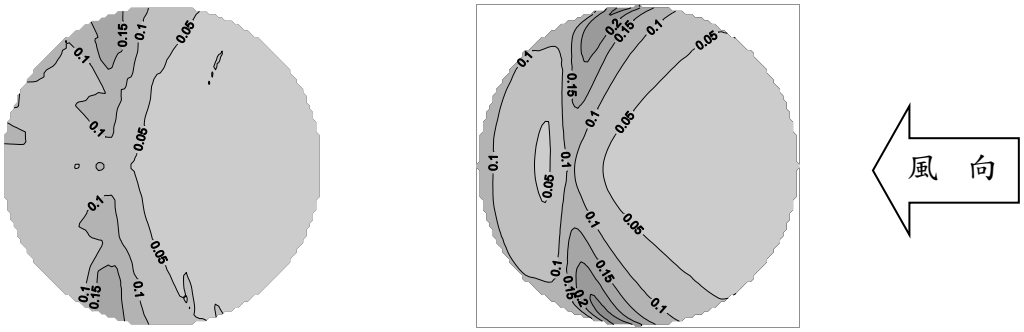


(a) 平均風壓係數　　(b) 擾動風壓係數

圖五：θ = 60°高度處半球體表面之風壓係數分布



(a) 平均風壓係數等壓線圖 (左:實驗值, 右: CFD)



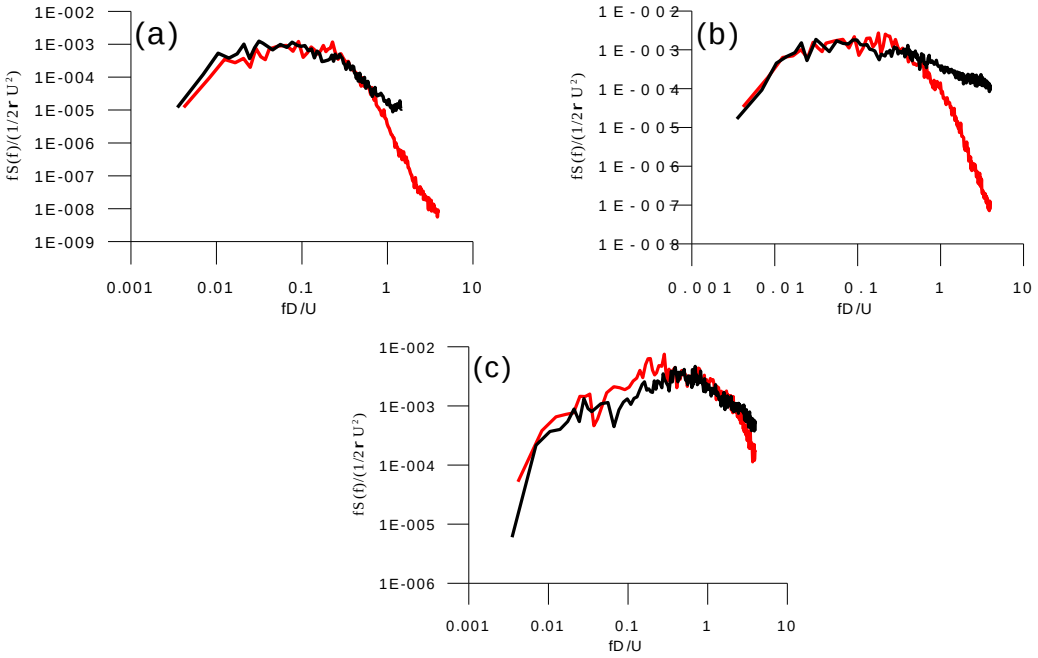
(b) 擾動風壓係數等壓線圖 (左:實驗值, 右: CFD)

圖六：平滑流場下半球體整體表面之風壓係數等壓線圖

圖 6 代表半球體整體表面之風壓係數等壓線分布圖，由圖 6(a)上可觀察到半球體整體表面之平均風壓係數分布情形。風向由右至左，風壓係數分布由上游約 0.8 沿流向開始逐步下降至 0，而後再繼續下降，在半球體頂部約為-1.0~-1.2 間。之後再慢慢回升至-0.4~-0.2 間。而其風壓等壓線則與風向垂直，亦即風壓值是隨著流線方向產生變化。風壓分布型態及風壓係數值，數值模擬結果與實驗值亦屬吻合。圖 6(b)代表半球體整體表面之擾動風壓係數分布情形，與平均風壓係數稍有不同，擾動風壓係數雖然也是沿著流

線方向產生變化，先上升後下降，但在半球體兩側低緯度處之擾動風壓較高緯度附近風壓為大，此現象數值模擬結果與實驗值亦相同。

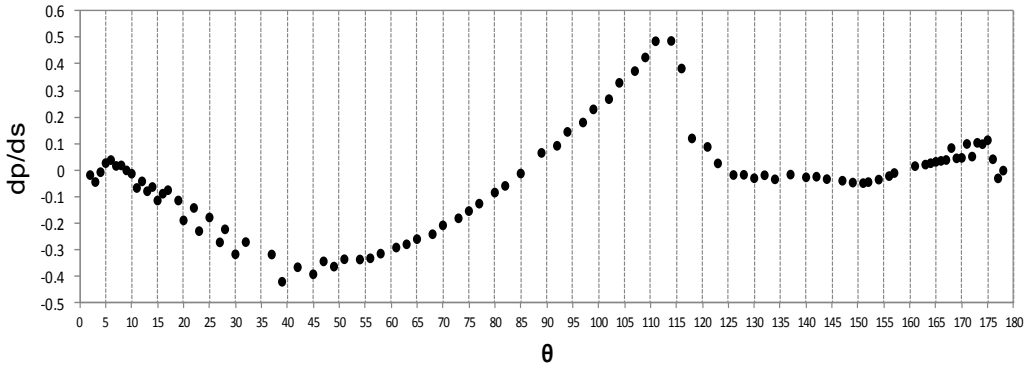
為了進一步了解各風壓測點風壓變化的頻率域特性，也進行風壓頻譜的比較。圖 7(a)代表在流體分離前 θ = 100°位置之風壓頻譜，數值模擬結果與實驗相當吻合。而在流體分離區附近 θ = 120°位置(圖 7(b))，實驗結果顯示在高頻附近能量上升，但數值模擬結果則在高頻部分明顯低於實驗值。往更下游，在分離區後 θ = 160°的位置，其風壓頻譜如圖 7(c)所示，中高頻能量上升更明顯，而在此區域數值模擬結果在高頻處則與實驗結果相符，亦有明顯提升。



圖七：平滑流場下沿子午線不同位置之風壓頻譜

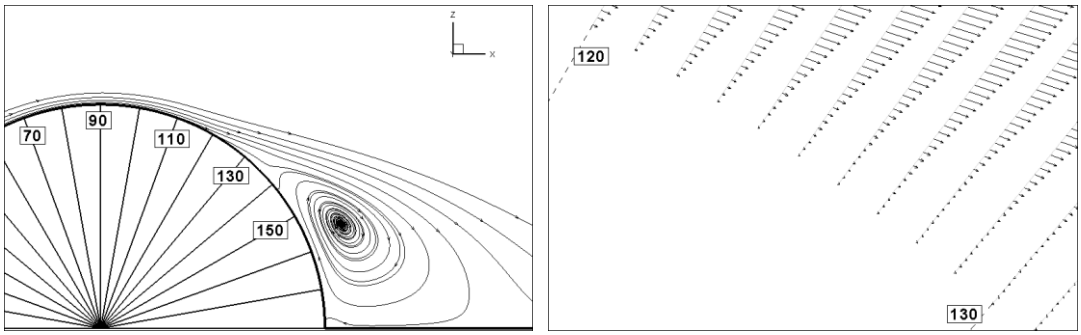
((a) θ = 100°, (b) θ = 120°, (c) θ = 160°, — CFD — 實驗值)

由圖 4~7 的比較結果，我們可以知道，數值模擬結果與實驗結果大致吻合。所以，為了更深入了解半球體受風載重特性及周邊流場特性，數值模擬可進一步提供實驗較難以量測的流場特性，來進行更深入的探討。並進一步了解，流場與載重間的關係。



圖八： 平滑流場中沿子午線之壓力梯度分布圖

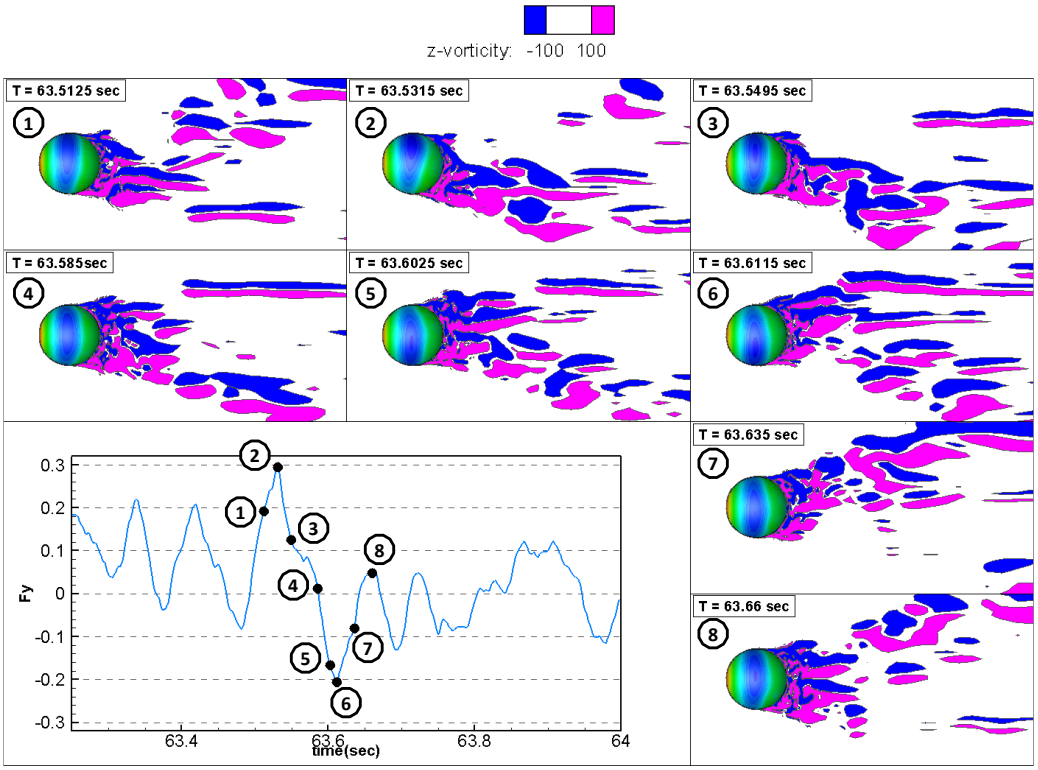
為了確認流體在半球體表面確切的分離位置，從風洞實驗及數值模擬結果，皆提供出相關資訊。在風壓實驗中，一般是量測平均風壓分布及擾動風壓分布，為進一步從風壓數據中，針對分離區計算出更明確的風壓變化特性，因此我們進一步提出另一個指標，壓力梯度 *dp/ds* 。壓力梯度是計算平均壓力係數沿著子午線的變化，計算結果如圖 8 所示。在圖 8 中，壓力梯度先降後升，在 θ = 111°~ 114°處上升至最大值，而後急速下降，至 θ = 125°時趨於穩定。與圖 3 中平均與擾動壓力係數分布圖比較，θ = 125°亦是流況產生轉折的一個重要位置，因此，可判斷該處應是流體在半球體表面較確切的分離位置。



圖九：半球體表面流線分布及風速向量 (左:整體,右: 120°~ 130°)

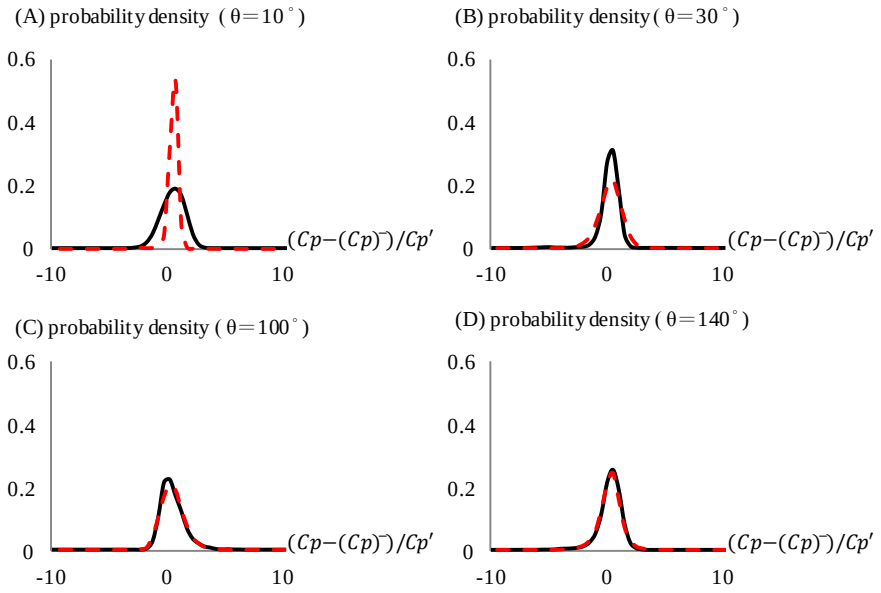
另一方面，因為數值模擬可以提供更完整的流場資料，因此我們透過數值模擬所計算之流線及速度向量資料，進一步明確了解分離區之位置及流場狀況。由圖 9 之左圖半球體表面流線分布可明顯觀察到，流體在半球體表面的分離位置應該介於 θ = 120°~ 130°。而右圖為半球體表面速度向量圖，根據流體分離的定義，當速度沿垂直壁面之法線方向變化為零即 *du/dn=0* 時，即為產生流體分離處，由圖上可觀察到該位置即為 θ = 125°處。總結以上所述，θ = 125°可判斷是流體分離的位置，而平均風壓在壓力回復至流體分離處後會呈現漸平穩之狀態；擾動風壓部分，則在 θ = 115°產生極大壓力擾動後，擾動壓力下降，而在 θ = 125°才產生流體在半球體表面分離的現象。

由數值模擬結果可更進一步獲得流場與載重之關係。圖 10 表示橫風向風力歷時圖及在 z = 0.25D 高度處，半球體尾跡 z 方向等渦度瞬時分布圖，在半球體表面則為瞬時壓力分佈圖。由等渦度分布圖可觀察到在不同時間下，半球體尾跡變化狀況；從橫風向風力歷時圖可明顯觀察到風力呈現周期性的變化。將風力歷時圖與渦度瞬時分布圖進行對照，可以觀察到，在時間點 2 時，Fy 有極大值，此時半球體表面較大的負風壓朝+Y 方向偏移，而尾跡則朝-Y 方向偏移。而隨時間推移，Fy 下降，此時半球體表面的負風壓朝-Y 方向移動，而而尾跡則朝+Y 方向漸漸偏移。因此，尾跡與橫風向風力皆呈現週期性左右變化，但風力朝+Y 則尾跡朝-Y，會呈相反方向，在左右交互變化。



圖十: 橫風向風力歷時圖及 z 方向等渦度瞬時分布圖

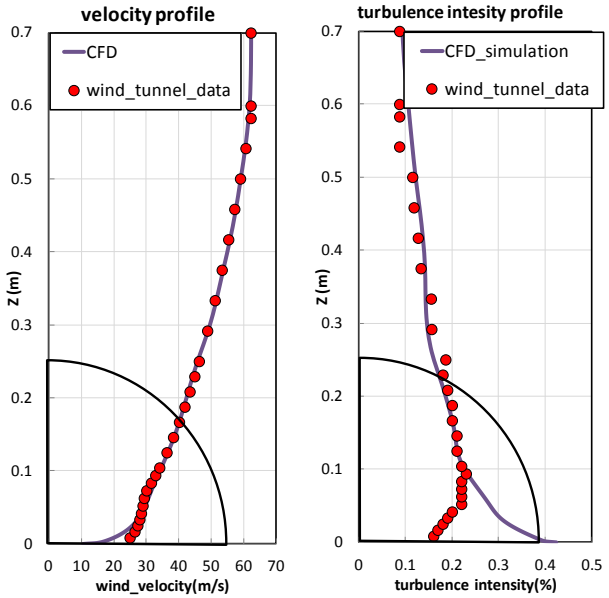
而為評估數值模擬之風壓資料之統計特性，進一步比較其風壓機率分布， 圖 11 表示，在子午線上不同位置之風壓機率分布函數比較。由圖上可觀察到，除在半球體前緣處，數值模擬結果與風洞試驗較不符合外。其他位置，兩者皆相符。因此，未來或許可引入 CFD，應用在建築外部披覆物極值設計風壓部分。



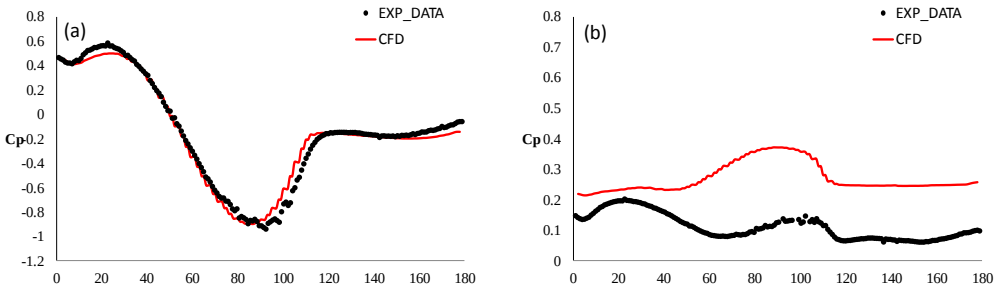
圖十一： 平滑流場下風壓機率密度分布函數(---- CFD ,— 實驗值)

3.2 邊界層紊流場下之模擬結果

除了平滑流場外，本研究亦針對紊流邊界層流場進行模擬。圖 12 顯示紊流場模擬的風速剖面及紊流強度分布。實線代表數值模擬結果，在距入流端 5D 位置之風宿疾紊流剖面資料。在數值模擬中，入流之風速採用 FLUENT 預設之頻譜合成法(spectral synthesizer method) 產生入流之歷時風速資料。入流風速之紊流強度剖面與風洞實驗比較，除了在高度 0.1m 下有偏離外，其餘皆相當符合。因風洞實驗在接近地面處因前端採用之粗糙元素尺寸偏大之影響，使得該處之紊流反而有縮小之趨勢。



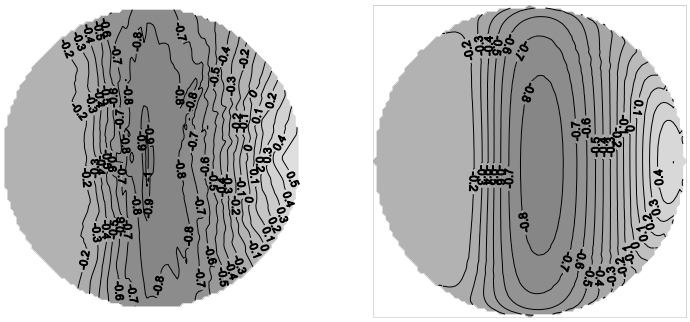
圖十二: 紊流場入流風速剖面及紊流強度分布



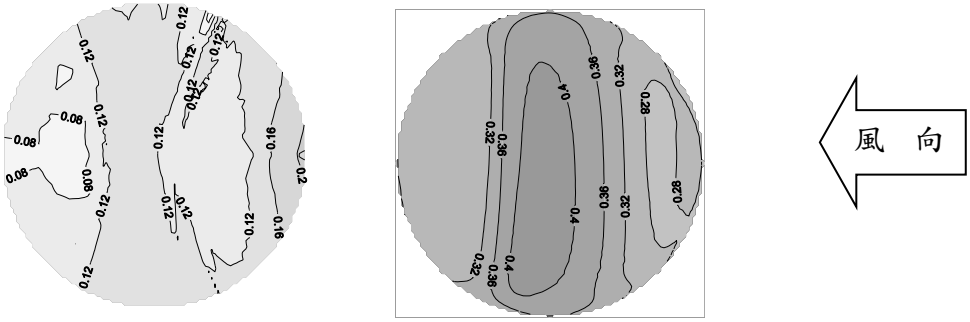
(a) 平均風壓係數　　(b)擾動風壓係數

圖十三：紊流場下半球體子午線上之風壓係數

子午線上的平均風壓係數及擾動風壓係數分佈如圖 13 所示，在平均風壓係數部分數值模擬結果與風洞實驗值相當符合；但在擾動風壓係數部分，數值模擬結果在擾動壓力分佈型態與實驗值相似，但其數值卻明顯大於實驗結果。圖 14 表示半球體整體表面之風壓係數等壓線分布圖，同樣的兩者在平均壓力係數分佈上頗為相似，但在擾動風壓分佈上，數值模擬結果就明顯大於實驗值。



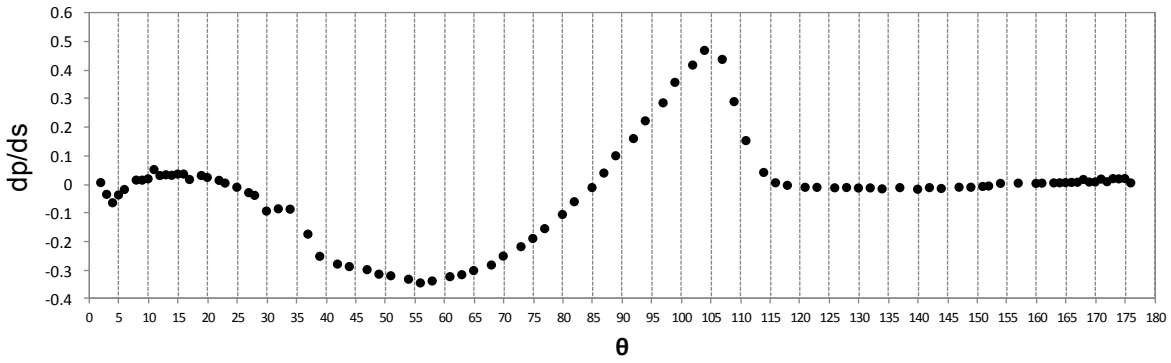
(a) 平均風壓係數等壓線圖 (左:實驗值, 右: CFD)



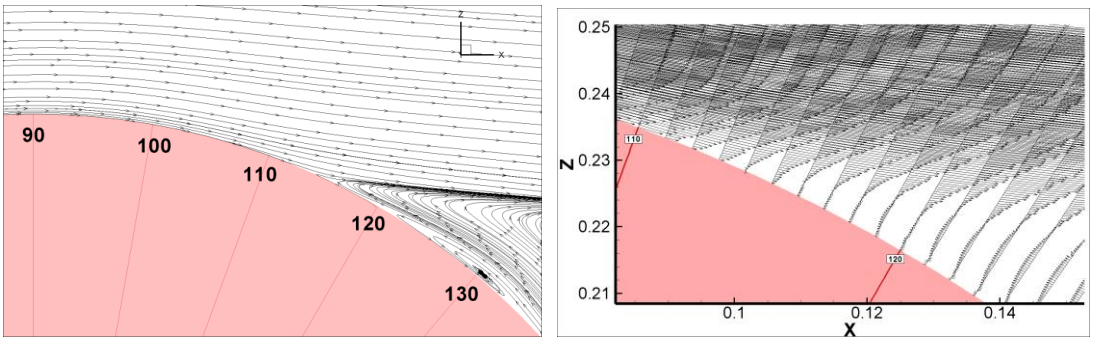
(b) 擾動風壓係數等壓線圖 (左:實驗值, 右: CFD)

圖十四：紊流場下半球體整體表面之風壓係數等壓線圖

與平滑流場相同，圖 15 代表沿子午線變化之壓力梯度，其最大值發生在θ = 100° ~ 105°，而後下降至 115°趨於穩定，該處應為流體與半球體表面分離處。在圖 16 半球體表面流線圖及速度向量分佈圖中，很明顯的看到分離點確實發生於 115°。而該處也是平均風壓分佈圖中風壓回復之終點，及擾動壓力由高度擾動下降至較平緩之擾動值的位置

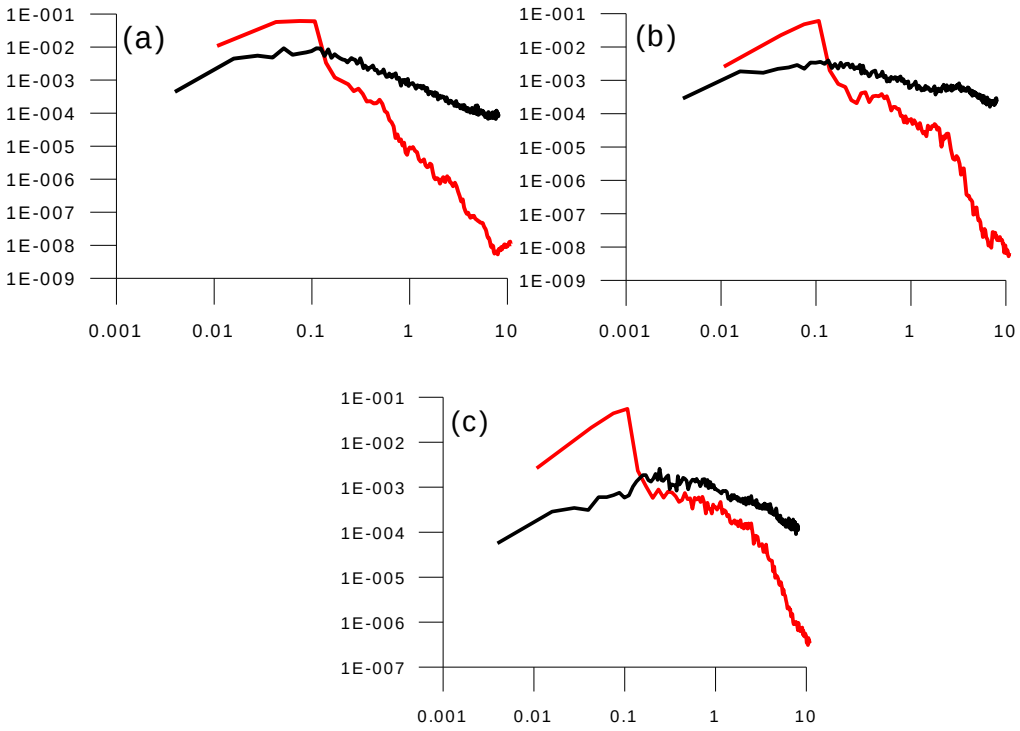


圖十五： 紊流場中沿子午線之壓力梯度分布圖



圖十六：半球體表面流線分布及風速向量 (左:整體,右: 110° ~ 120°)

在紊流邊界層流場條件下之擾動風壓頻譜如圖 17 所示。在圖上可明顯觀察到，數值模擬結果在低頻區的能量偏高，而高頻區的能量偏低，此差異主要源自數值模擬入流之邊界層流場，其紊流模擬方法欠佳所導致的的誤差。在 FLUENT 模擬軟體中所採用的紊流產生方法是基於 Smirnov (2001)所提供的隨機速度擾動產生法，該方法是基於入流風速具有高斯分佈特性而隨機產生，相對而言該方法大量產生風速歷時資料較節省計算能量，但風速特性卻可能並不符合動量方程式之限制。因此，該風速頻譜在慣性次階範圍其紊流能量會急速下降，因而導致風壓頻譜在高頻處也急速下降。



圖十七：紊流場下沿子午線不同位置之風壓頻譜
((a) θ = 100°, (b) θ = 120°, (c) θ = 160°, — CFD — 實驗值)

4. 結論

本研究利用 LES 紊流模式在平滑流場與紊流邊界層流場條件下，進行半球體氣動力特性之 CFD 數值模擬結果與實驗值進行比較。在平滑流場條件下，在半球體表面平均風壓分布部分， CFD 模擬結果與實驗量測值相當吻合。而擾動風壓分佈則在前緣與流體分離後尾跡區稍有差異。而在擾動風壓頻譜部分，CFD 模擬結果與實驗量測值在能量分佈上亦頗吻合。透過 CFD 模擬所呈現的流場資料（流線及速度向量），更能進一步深入瞭解分離區的確切位置及周邊風壓特性。另外，兩者風壓機率分佈函數的比較亦相當符合，未來 CFD 模擬或許可以提供外部披覆物極值風壓之設計參考。而在紊流邊界層流場部分，兩者平均風壓分佈相當符合；而擾動風壓分佈型態雖相似，但數值則呈現明顯的差距。此部分需朝入流之紊流產生方法進行進一步改善，可能會提高擾動風壓模擬之準確性。此外，鑑於風洞試驗量測風壓較為方便起見，經過多重比較後，另外提出計算半球體表面大致沿流線方向之壓力梯度，或許可作為實驗時判斷分離位置的一個較簡易且明確的指標。

參考文獻

[1] Cheng, C. M., Fu, C. L., 2010.” Characteristics of wind loads on a hemispherical dome in smooth flow and turbulent boundary layer flow”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn*. 98, 328-344.

[2] Faghih, A. K., Bahadori, M. N., 2010. “Three dimensional numerical investigation of air flow over domed roofs”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 98, 161-168.

[3] Meroney, R. N., Letchford, C. W., Sarkar, P. P., 2002. “Comparison of numerical and wind tunnel simulation of wind loads on smooth, rough and dual domes immersed in a boundary layer”, *Wind Struc*. 5, 347-358.

[4] Smirnov, R., Shi, S., Celik, I., 2001. “Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-Dynamics Modeling”, *J. Fluid Eng.* 123, 359-371.

[5] Tamura, T., Kuwahara, K., Suzuki, M., 1990.” Numerical study of wind pressures on a domed roof and near wake flows”, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn*. 36, 1001-1010.

[6] Tavakol, M. M., Yaghoubi, M., Masoudi Motlagh M., 2010. “Air flow aerodynamic on a wall-mounted hemisphere for various turbulent. Experimental”, *Thermal and Fluid Science* 34, 538-553.

穩定熱源之建築物室內溫度流場研究--數值模擬與實場測量比較

張正興[1*] 李勁甫[2]

[1*] 淡江大學土木工程學系教授

[2] 淡江大學土木工程學系研究生

摘要

本研究分成兩個部分，為實場測量與數值分析兩大主題，主要流程是先對於實場房間進行溫濕度的測量，並使用計算流體力學的前處理器 Gambit 2.4.6 進行房間的模型製作、網格繪製及邊界條件設定，最後再交由 ANSYS 所開發的計算流體力學軟體 Fluent 13.0 進行分析，最後由所得的分析資料與實場紀錄進行比較，討論不同模型與不同邊界條件設置下的準確度，並對於誤差進行檢討改善，以尋求更好的方法進行室內溫度分析。

關鍵字: 室內溫度，數值模擬，Fluent，熱對流
Keywords: Interior Temperature, CFD, Fluent, Heat Convection

1. 前言

居住環境舒適度之所以在近年代理產生重視是因為舒適不佳的環境對人體的影響是長期性的侵害，人們往往是在不知情下讓自己長時間活動在自認於「安全」的住宅裡，而等到開始產生症狀時可能已是相當嚴重的情況了。對於居住環境的主要影響的有室內空氣品質、風擊效應、溫度等幾項，而分析方式主要有實場測量與數值分析兩種方式，藉於現代電腦的處理能力越來越強大，且數值模擬軟體的分析結果也越來越準確，數值分析漸漸的成為對於居住環境分析得主流工具，然而數值分析雖然能得到整體環境情形，但對於所得的結果仍讓許多人抱持著懷疑態度，對其感到不信任。本研究即是對於溫度環境模擬與實場進行探討，瞭解模擬所需的參數定義，以及探討模擬產生的誤差所在，另外再對於實驗與模擬上給予相關建議。

2. 文獻回顧

數值模擬應用在室內環境分析已發展一段時間，許多學者對於室內環境適用的分析模式進行探討，Zhang W and Chen Q[1] 用 LES 模式對一簡單幾何形狀房間進行自然、強制和混合對流模擬，表示隨著電腦運算能力的加強，LES 具有一個強大的潛力運用在室內流場上；Chen Q[2]比較五種不同的 k-ε 模式，包含 k-ε、LR k-ε 與 RNG k-ε 模式，表示除了 RNG k-ε 模式外，其他模式分析室內流場上皆不穩定；Gebremedhin KG and Wu

BX[3]比較五種不同的 RANS 模式，包含 k-ε、LR k-ε、RNG k-ε、k-ω、RSM 模式，表示 RNG k-ε 是最適合運用在室內流場分析的模式；A. Stamou[4]是採用 SST k-ω、k-ε、RNG k-ε 和 laminar 模式進行室內自然對流場分析比較，表示這四種模式中皆可用在室內自然對流場分析上，其中以 SST k-ω 模式最準確，而 laminar 模式模擬較差。

2.1 熱通量（Heat Flux）

熱通量是指通過物體表面的熱能轉移率，換言之就是每單位面積的熱耗率，較廣為使用的單位為 W/m^2，目前廣泛運用在各種熱傳研究上，計算方法如下：

$$Q = -k(\delta T / \delta x) \tag{1}$$

其中 Q 為熱通量(W/m^2)；k 為物體導熱係數(W/m-k)；δT 為物體兩面溫度差(k)；δx 為物體的厚度(m)。

2.2 空氣中水蒸氣的分量

相對濕度為一般最常採用的濕度測量指標，相對濕度φ代表在該溫度下的水蒸氣分壓與飽和水蒸氣分壓的比值，利用相對濕度可以求出空氣中的濕度比 W，如下式所示：

$$\varphi = W \cdot Pa/0.6219 \cdot Ps \tag{2}$$

其中 W 為濕度比；φ為相對溼度(%)；Pa 為水蒸氣的分壓(Pa)；Ps 為乾空氣的分壓(Pa)可由標準大氣壓-Pa 求得。

標準大氣壓可以取 101.325 kPa，相當於 30.0 in.Hg，濕度比為濕空氣中水蒸氣與乾空氣的質量比，利用兩者的比值可以將水蒸氣與乾空氣的分量導入數值模擬軟體中，來進行混合流運算，觀察水蒸氣的分布情形。

2.3 濕空氣的物理性質

濕空氣的物理性質已被許多學者探討過，由 Giacomo [5]、Davies [6]、Zuckerwar and Meredith [7]、Rasmussen [8]、 Hyland and Wexler [9]等人將低溫下的物理性質定義了出來， Melling et al.[10]探討出 100 至 200℃潮濕空氣特性， P.T.Tsilingiris[11]則將 0 至 100℃的濕空氣性質進行補足，並將濕空氣對濕度與溫度的變化做成圖表(圖 1、圖 2、圖 3、圖 4)。

對於室內空氣對流模擬所需要的物理性質有密度、導熱係數、密度、黏度及熱膨脹係數五項，而濕空氣密度一般採用 3 式計算：

$$\rho_{(\text{humid air})} = \frac{Ps}{(Rd \cdot T)} + \frac{Pa}{(Ra \cdot T)} \tag{3}$$

式中ρhumid air 為濕空氣密度(kg/m^3)；Ps 為乾空氣的分壓(Pa)；Rd 為乾空氣的氣體常數，一般採用 287.058 J/kg-K；Pa 為水蒸氣的分壓(Pa)；Ra 為水蒸氣的氣體常數，一般採用 461.495 J/kg-K；T 為溫度(K)。

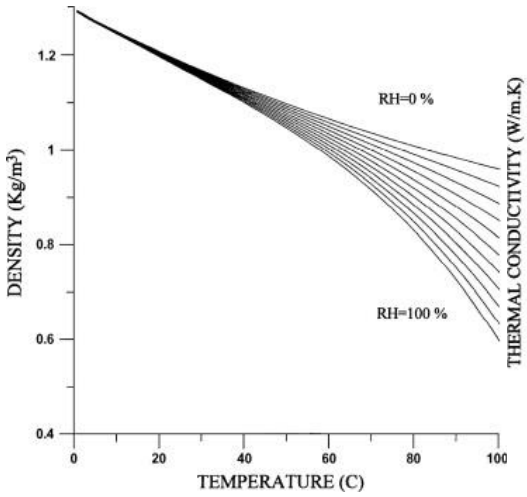


圖 1 溫濕對空氣密度的變化

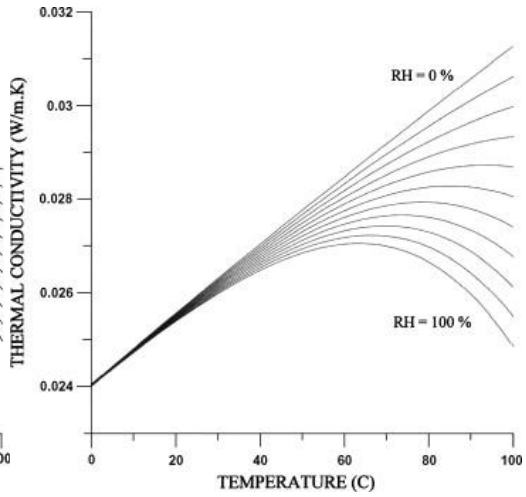


圖 2 溫濕對空氣導熱係數的變化

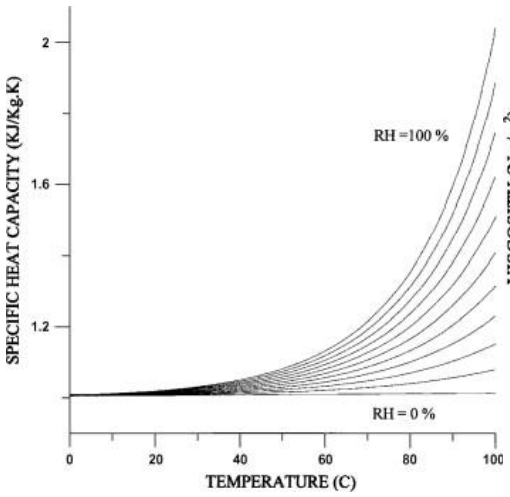


圖 3 溫濕對空氣比熱的變化

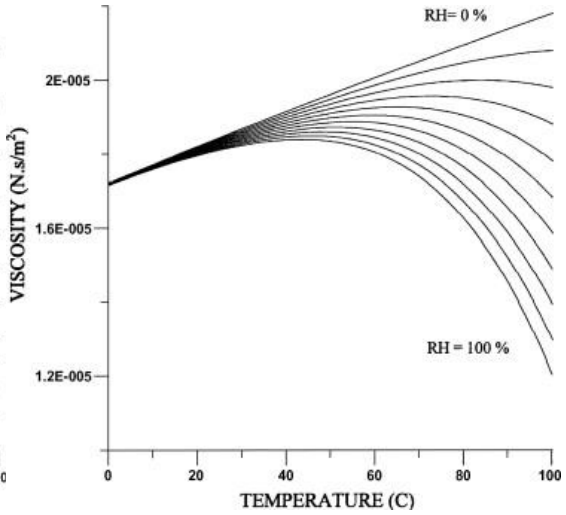


圖 4 溫濕對空氣黏度的變化

由圖 2、圖 3、圖 4 可以看出，濕空氣的導熱係數、密度與黏度在 0~50℃接近線性分佈，可以直接由相對濕度 0%與 100%進行線性內差求得，由 Irvine 和 Liley [12]、Toulukian et al.[13]分別定義溫度對乾空氣的導熱係數與比熱的方程式，另外 Handbook of Heat Transfer [14]一書將乾空氣黏度的方程式定義出來，此三個方程式如下所示：

$$k_a = KA_0 + KA_1 \cdot T + KA_2 \cdot T^2 + KA_3 \cdot T^3 + KA_4 \cdot T^4 \quad (4)$$

$$C_{pa} = CA_0 + CA_1 \cdot T + CA_2 \cdot T^2 + CA_3 \cdot T^3 + CA_4 \cdot T^4 \quad (5)$$

$$\mu_a = MA_0 + MA_1 \cdot T + MA_2 \cdot T^2 + MA_3 \cdot T^3 + MA_4 \cdot T^4 \quad (6)$$

式中 k_a 為乾空氣的導熱係數(W/m-K × 10^{-3})；C_{pa} 為乾空氣的比熱(kJ/kg-K)；μ_a 為乾空氣的黏度(N s/m² × 10^{-6})；T 為溫度(K)；式子相關係數見下表：

表 1 乾空氣方程式運算函數

導熱係數 k_a W/m-K × 10^{-3}	**比熱 C_{pa} kJ/kg-K**	**黏度 μ_a N s/m² × 10^{-6}**
KA0 = -2.28E-03	CA0=1.03	MA0=-9.86E-01
KA1 = 1.26E-04	CA1=-2.85E-04	MA1=9.08E-02
KA2 = -1.48152E-07	CA2=7.82E-07	MA2=-1.18E-04
KA3 = 1.73551E-10	CA3=-4.97E-10	MA3=1.23E-07
KA4 = -1.06666E-13	CA4=1.08E-13	MA4=-5.80E-11

Tsilingiris[11]將溫度對飽和濕空氣的導熱係數、比熱和係數的方程式定義出來，如下式：

$$k_m = SK_0 + SK_1 \cdot t + SK_2 \cdot t^2 + SK_3 \cdot t^3 + SK_4 \cdot t^4 \tag{7}$$

$$C_{pm} = SC_0 + SC_1 \cdot t + SC_2 \cdot t^2 + SC_3 \cdot t^3 + SC_4 \cdot t^4 + SC_5 \cdot t^5 \tag{8}$$

$$\mu_m = SV_0 + SV_1 \cdot t + SV_2 \cdot t^2 + SV_3 \cdot t^3 + SV_4 \cdot t^4 \tag{9}$$

式中 K_m 為飽和濕空氣的導熱係數(W/m-K × 10^{-3})；C_{ma} 為飽和濕空氣的比熱(kJ/kg-K) ；μ_m 為飽和濕空氣的黏度(N s/m² × 10^{-6})；t 為溫度(℃)。

表 2 飽和濕空氣方程式運算函數

導熱係數 k_m W/m-K × 10^{-3}	**比熱 C_{ma} kJ/kg-K**	**黏度 μ_m N s/m² × 10^{-6}**
SK0= 2.40E-02	SC0= 1.0045714	SV0= 1.72E-05
SK1= 7.28E-05	SC1= 2.05E-03	SV1= 4.72E-08
SK2=-1.79E-07	SC2=-1.63E-04	SV2=-3.66E-10
SK3=-1.35E-09	SC3= 6.21E-06	SV3= 1.87E-12
SK4=-3.32E-11	SC4=-8.83E-08	SV4=-8.05E-14
	SC5= 5.07E-10	

濕空氣的熱膨脹係數討論甚少，所以採用 The engineeringtool box 提供的空氣熱膨脹係數性質(表 3)，由內差即可以得到該溫度下的熱膨脹係數，輸入至數值分析軟體中進行模擬。

表 3 溫度對空氣熱膨脹係數表

溫度	熱膨脹係數
0	3.67
20	3.43
40	3.20
60	3.00
80	2.83
100	2.68

3. 真實房間溫度測量與模擬

本節結是對一真實房間進行測量和模擬分析，參考前章所得的模擬結論來設定邊界條件，且除了壁面溫度測量外還加入空間的溫度測量，來探討以穩態分析房間的自然對流趨勢以及溫度場的準確性。

3.1 房間環境與測點架設

本次選用位在台北市中一棟住宅中的客廳作分析，房間大小為長 4.54 公尺、寬 2.84 公尺、高 2.4 公尺，房間整體為一鋼筋混凝土結構，左牆設有窗和一台冷氣，右牆為一木隔板。本次將作為熱源的電暖爐放置在房間的中央位置，並在其斜對角向設置 2 個空間測量點，當房間溫度穩定時以 60 公分、120 公分、180 公分測量空間中的溫度，再由量測所得的溫度值與數值模擬結果進行比較，來探討空間中溫度模擬情形。

本次試驗將溫度三個記錄器設置在不同牆上，並將測點設置在不同牆面與天花板上來記錄各個牆的表面溫度，各測點所設置的位置如圖 5、圖 6、圖 7、圖 8 所示，其中測點 1-4 是測量電暖器溫度，測點 2-2 是測量冷風溫度，測點 3-2 是測量門口溫度，是以便於之後輸入邊界條件用。



圖 5 房間 1 號溫度記錄器各測點配置

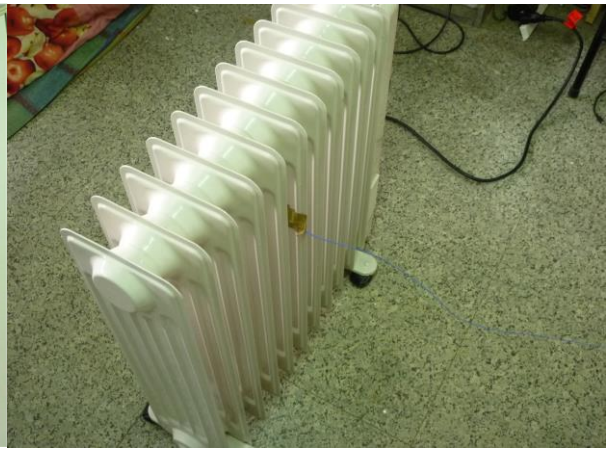


圖 6 房間電暖器測點配置





圖 7 房間 2 號溫度記錄器各測點配置　　圖 8 房間 3 號溫度記錄器各測點配置

3.2 房間模型建設

模型製作所採用的軟體為 Gambit 2.4.6，由於模型物件過於複雜的話網格品質會相當難以繪製，且也難以得到良好的網格品質，因此必須對於各項傢俱進行簡化，簡化的原則是對於傢俱間所夾的細小縫隙視為流體無法流入的地帶，在模型製作上將其視為空間上的一個固體，而對於一些細長的物件如：螢幕、時鐘、白板……等，都將視為不會影響流場的物件，在模型製作上不會繪製出；還有對牆面的凹凸變化上皆視為一平坦面，而牆面上一些如窗框這種較細長的物件也給予省略，只留下較大面積的物件，完成後的模型如下：

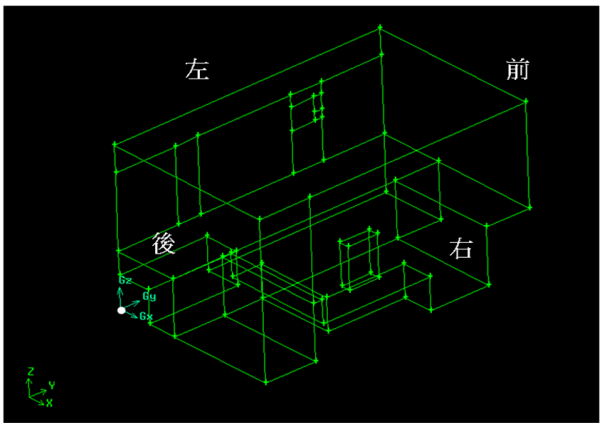


圖 9 房間 Gambit 模型

網格製作採用結構性網格繪製，每格大小間距 2 公分，總網格量為 366 萬，模型的原點設置在房間的後牆左下方，將各測點的相對位置計算後可得各別的空間座標。

3.3 模擬邊界條件建設

純熱源的試驗是針對室內加溫情形進行模擬，試驗中僅以電暖爐做為熱源對象，房間開門不開窗，由於整體空間只有門口可供空氣流動，並不算上是一個開放的空間，可以假設房間的空氣密度會隨著溫度上升而增加，所以將門口的邊界條件設為

pressure-outlet，計算模式採用 k-ε RNG 模式，為了模擬出穩態下的自然對流，壓力方程採 PRESTO!，其他的數值運算皆採二次方程，空氣密度計算部分採用 boussinesq。測量所得的室內空氣均溫約為 33℃，空氣濕度為 60%，經計算後所得的空氣性質如下表：

表 4　純熱源模擬採用的空氣性質資料

性質	參數
溫度（℃）	33
濕度（%）	60
密度（kg/m³）	1.135
比熱（kJ/kg-K）	1023.69
導熱係數（W/m-K ）	0.263
黏度（N s/m² ）	1.85e-5
熱膨脹係數（1/k）	0.333

本次對於純熱源模擬分析壁面溫度的設定分為兩種，一個是上章節所採用的熱通量設置與一般常採用的溫度設置，由於屋頂、地面與其他傢俱部分在熱通量計算上有所難度，屋頂、地面較難測量外壁面的溫度，傢俱則是難以定義其導熱係數與ΔT，所以這些地方在模擬設置上採用其表面溫度。

3.4 採用壁面熱通量分析模擬討論

比較測量與模擬的壁面溫度，由表 5 可以觀察到屋頂相關的測點 1-1、測點 1-2、測點 1-3 部分，模擬比起實場的溫度明顯偏低；左牆面由於被簡化了壁面的物件及壁面凹凸形狀，所以在測點 2-1、測點 2-3、測點 2-4 的部分有較大的誤差產生，不過雖然

表 5　純熱源模擬熱通量設置各測點測量與模擬資料

測點	1-1	1-2	1-3	1-4
測量溫度 ℃	35.712	31.3	33.2	56.092
模擬溫度 ℃	32.62	31.5	32.88	-
測點	**2-1**	**2-2**	**2-3**	**2-4**
測量溫度 ℃	36.1	-	33	31.5
模擬溫度 ℃	32.63	-	33.91	31.95
測點	**3-1**	**3-2**	**3-3**	**-**
測量溫度 ℃	34.418	30.6	31.624	-
模擬溫度 ℃	32.5	-	31.1	-

在簡略部分較多的區域相差值較大，但前後左右這四個壁面溫度模擬比較結果相差量皆在±1℃內，誤差在可接受範圍內。

測量與模擬的壁面溫度的空間溫度比較部分，將空間溫度測量點 1、2 每間距 60 公分測得的溫度數值進行比較，由表 6 可以觀察出實際的空間溫度中有著梯度的關係，然

而穩態模擬中所得的溫度與高度關係近乎為一個直線，沒有明顯的梯度變化情形。

表 6 純熱源模擬熱通量設置空間測點測量與模擬資料

空間溫度測點 1		
高度（m）	測量溫度（℃）	模擬溫度（℃）
60	32.6	32.393
120	33	32.33
180	34.2	32.3
空間溫度測點 2		
高度（m）	測量溫度（℃）	模擬溫度（℃）
60	32.8	32.561
120	33	32.5
180	34.3	32.477

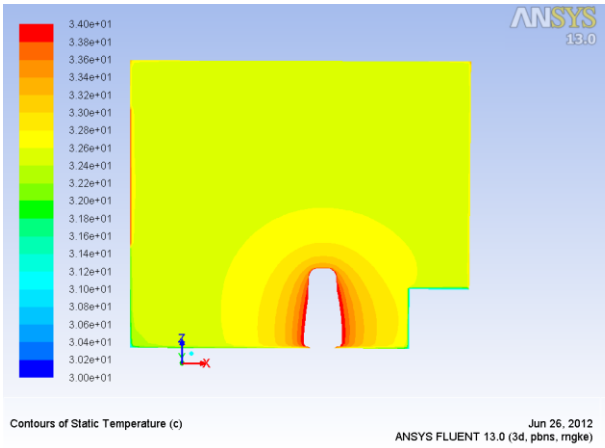


圖 10 壁面熱通量設置 X 向切面溫度場

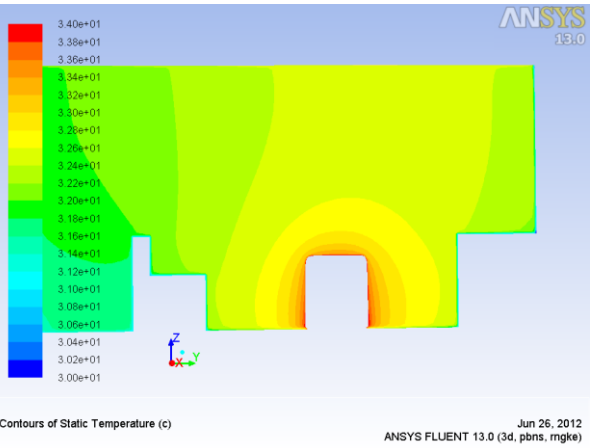


圖 11 壁面熱通量設置 Y 向切面溫度場

3.5 採用壁面溫度分析模擬討論

採用壁面溫度作邊界條件設置的壁面溫度比較結果如表 7 所示，除屋頂的壁面溫度模擬較差外，木質牆面測點 1-3 與玻璃表面測點 2-3 也出現較大的誤差，這顯示了採用表面溫度在遇到薄壁的牆面與非同材質的牆面預測的準度會較差，至於其他壁面模擬的準確度相當不錯，誤差量皆在 0.3℃以內

空間測點的數值比較見表 8，模擬所得的溫度依然沒有梯度的趨勢出現，而所得的溫度數值與熱通量設置相較之下溫度略低 0.3℃左右，但整體溫度和自然對流趨勢所得的結果相當相近，且在在疊代次數上少了 20 次左右，收斂速度相對得較快，如運用在非穩態運算上應能較快得到結果。

表 7　純熱源模擬溫度設置各測點測量與模擬資料

測點	1-1	1-2	1-3	1-4
測量溫度 ℃	35.712	31.3	33.2	56.092
模擬溫度 ℃	32.75	31.5	31.95	-
測點	2-1	2-2	2-3	2-4
測量溫度 ℃	36.1	-	33	31.5
模擬溫度 ℃	32.12	-	31.1	31.35
測點	3-1	3-2	3-3	-
測量溫度 ℃	34.418	30.6	31.624	-
模擬溫度 ℃	32.1	-	31.85	-

表 8　純熱源模擬溫度設置空間測點測量與模擬資料

空間溫度測點 1		
高度（m）	測量溫度（℃）	模擬溫度（℃）
60	32.6	32.217
120	33	32.142
180	34.2	32.1
空間溫度測點 2		
高度（m）	測量溫度（℃）	模擬溫度（℃）
60	32.8	32.29
120	33	32.21
180	34.3	32.175

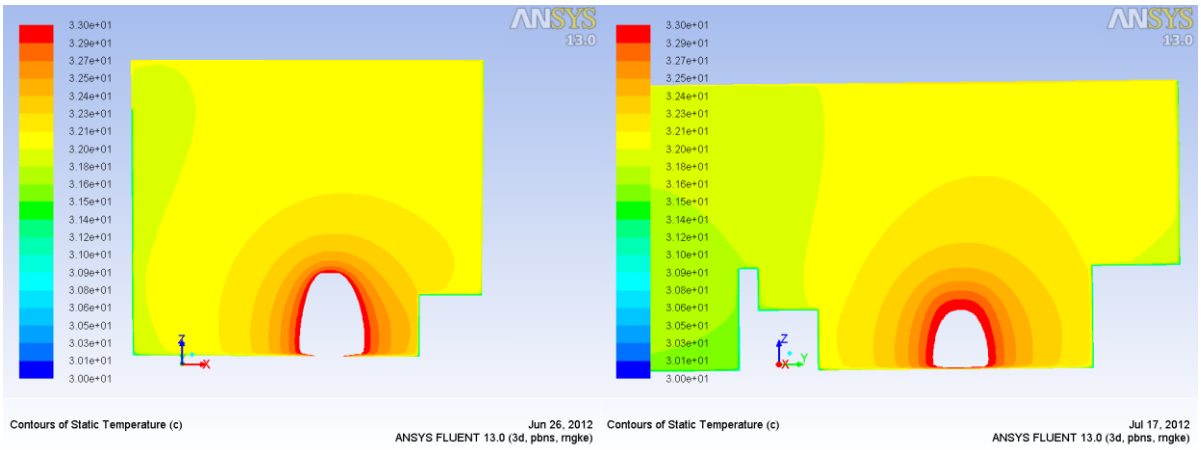


圖 12 壁面溫度設置 X 向切面溫度場　　圖 13 壁面溫度設置 Y 向切面溫度場圖

4. 結論

熱通量與溫度設置所得的溫度場相當接近，熱通量對於不同材質、厚度的壁面溫度預測較好，使用溫度設置較難以模擬出各物件上的溫度差異，不過在收斂速度上較為快速。

由研究所模擬的結果發現，穩態分析下模擬器會將室內視為一個穩定對流換熱狀態，所以溫度場會趨近於均溫的情況，但實際上的室內溫度變化是會隨著高度而有梯度變化，如要模擬出房間真實的溫度場則要採用非穩態進行分析，雖然穩態分析下無法預測出真實的溫度場，但對於房間的均溫預測仍有可靠度，也能預測出室內流場趨勢，且相較於非穩態分析上計算時間快上許多倍，就以室內環境模擬的角度來看，穩態分析是描述環境大體的變化，非穩態分析是描述環境細部的變化，如穩態分析能找到更好的分析方法來描述自然對流變化，應能讓室內環境分析省下不少時間。

5. 參考文獻

[1] Zhang W, Chen Q. Large eddy simulation of indoor airflow with a filtered dynamic sub-grid scale model. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2000

[2] Chen Q. Comparison of different k–e models for indoor airflow computations. Part B, Fundamentals. Numerical Heat Transfer, 1999

[3] Gebremedhin KG, Wu BX. Characterization of flow field in aventilated space and simulation of heat exchange between cows and their environment. Journal of Thermal Biology, 2003.

[4] A. Stamou Verification of a CFD model for indoor airflow and heat transfer, 2005.

[5] Giacomo P. Equation for the determination of density of moist air (1981), Metrologia 1982.

[6] Davies RS. Equation for the determination of density of moist air (1981/1991), Metrologia 1992.

[7] Zuckerwar AJ, Meredith RW. Low-frequency absorption of sound in air. J Acoust Soc Am 1985.

[8] Rasmussen K. Calculation methods for the physical properties of air used in the calibration of microphones. Report PL-11b. Department of Acoustic Technology, Techn. University of Denmark , 1997.

[9] Hyland RW, Wexler A. Formulations for the Thermodynamic Properties, 1983.

[10] Melling A, Noppenberger S, Still M, Venzke H. Interpolation correlations for fluid properties of humid air in the temperature range 100 C to 200 C. J Phys Chem Ref Data, 1997.

[11] Tsilingiris PT, Thermophysical and transport properties of humid air at temperature range between 0 and 100 ℃, 2007.

[12] Irvine TF, Liley P. Steam and gas tables with computer equations. San Diego: Academic Press, 1984.

[13] Touloukian YS, Powell RW, Ho CY, Clemend PG. Thermophysicalproperties of matter, vol. 1. NY, 1970.

[14] Rohsenow WM, Hartnett JP, Cho YI. Handbook of heat transfer.3rd ed. McGraw-Hill; 1998.

Modeling turbine wakes and power losses within a wind farm using LES: An application to the Horns Rev offshore wind farm

Yu-Ting Wu 吳毓庭 [1*] Fernando Porté-Agel [2]

[1*]國立成功大學工程科學系助理教授

[2] 瑞士洛桑聯邦理工學院教授

摘要

A modeling framework is proposed and validated to simulate turbine wakes and associated power losses in wind farms. It combines the large-eddy simulation (LES) technique with blade element theory and a turbine-model-specific relationship between shaft torque and rotational speed. In the LES, the turbulent subgrid-scale stresses are parameterized with a tuning-free Lagrangian scale-dependent dynamic model. The turbine-induced forces and turbine-generated power are modeled using a recently developed actuator-disk model with rotation (ADM-R), which adopts blade element theory to calculate the lift and drag forces (that produce thrust, rotor shaft torque and power) based on the local simulated flow and the blade characteristics. In order to predict simultaneously the turbine angular velocity and the turbine-induced forces (and thus the power output), a new iterative dynamic procedure is developed to couple the ADM-R turbine model with a relationship between shaft torque and rotational speed. This relationship, which is unique for a given turbine model and independent of the inflow condition, is derived from simulations of a stand-alone wind turbine in conditions for which the thrust coefficient can be validated. Comparison with observed power data from the Horns Rev wind farm shows that better power predictions are obtained with the dynamic ADM-R than with the standard ADM, which assumes a uniform thrust distribution and ignores the torque effect on the turbine wakes and rotor power. The results are also compared with the power predictions obtained using two commercial wind-farm design tools (WindSim and WAsP). These models are found to underestimate the power output compared with the results from the proposed LES framework.

關鍵字: 圓盤式風機模式，葉片元素理論，Horns Rev 離岸式風力發電廠，大渦漩模擬法，電力損失

Keywords: Actuator-disk models, Blade element theory, Horns Rev offshore wind farm, Large-eddy simulation, Power deficit

1. Large-eddy simulation framework

In this study, we use a modified version of the LES code developed by Albertson et al. (1999), Porté-Agel et al. (2000), Porté-Agel (2004), Stoll and Porté-Agel (2006), Wu and Porté-Agel (2011; 2013; 2014). The code solves the filtered continuity equation, and the filtered Navier-Stokes equations (written here in rotation form and using the Boussineq approximation), and the filtered heat equation:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tilde{p}^*}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}^d}{\partial x_j} + \nu\frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{f_i}{\rho} + \delta_{i3} g\frac{\tilde{\theta} - \langle\tilde{\theta}\rangle}{\theta_0} + f_c \varepsilon_{ij3}\tilde{u}_j + \mathcal{F}_i \tag{2}$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} + \tilde{u}_j\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \alpha\frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial x_j^2} \tag{3}$$

where the tilde represents a three-dimensional spatial filtering operation at scale Δ, t is time, $\tilde{u}_i$ is the resolved velocity in the i-th direction (with i = 1,2,3 corresponding to the streamwise (x), spanwise (y) and vertical (z) directions in a Cartesian coordinate system), $\tilde{\theta}$ is the resolved potential temperature, θ_0 is the reference temperature, the angle brackets represent a horizontal average, g is the gravitational acceleration, f_c is the Coriolis parameter, δ_{ij} is the Kronecker delta, ε_{ijk} is the alternating unit tensor, ρ is the air density, $\tilde{p}^*$ is the modified pressure, τ_{ij}^d is the deviatoric part of the SGS momentum flux, ν is the kinematic viscosity of air, q_j is the SGS heat flux, α is the thermal diffusivity of air, f_i is an immersed force (per unit volume) for modeling the effect of wind turbines on the flow, and F_i is a forcing term (e.g., a mean pressure gradient). Based on the Boussinesq approximation, both ρ and θ_0 in Eq. (2) are assumed to be constant. The SGS fluxes of momentum and scalar (i.e., heat) are modeled using Lagrangian scale-dependent dynamic models. An immersed force (per unit volume) f_i is parameterized using a recently-developed wind turbine model. Periodic boundary conditions are used along the horizontal directions and a stress-free boundary condition is employed at the top of the domain. Monin-Obukhov similarity theory is applied to compute the instantaneous (filtered) surface shear stress as a function of the velocity field at the lowest vertical grid point. More details on the numerical method of the LES code can be found in Porté-Agel et al. (2000), Porté-Agel (2004), Stoll and Porté-Agel (2006; 2008).

2. Wind-turbine models

2.1 Actuator-disk model without rotation

The actuator-disk model without rotation (ADM-NR), also called the traditional/Rankinee

Froude actuator-disk model, is a popular numerical wind turbine model implemented in both in-house LES codes (Jimenez et al 2008) and commercial software (e.g., WindSim). The ADM-NR only considers a uniform thrust load over the circular rotor disk and neglects the effect of wake rotation. The axial normal (thrust) force acting on the actuator disk can be modeled as

$$F_x^{ADM-NR} = \frac{\rho}{2}\langle \tilde{u}_0 \rangle^2 C_T A_s = \frac{\rho}{2}\frac{\langle V_x \rangle^2}{(1-a)^2} C_T A_s \tag{4}$$

where the angle bracket denotes a spatial average within the rotor disk, $\tilde{u}_0$ is the unperturbed streamwise velocity of the incident flow, V_x is the velocity at the rotor, C_T is the thrust coefficient, and A_s is the frontal area of each element on a cylindrical mesh system (see Fig. 1b). For simplicity, we compute the power output of a wind turbine based on its power curve and the unperturbed velocity corrected with the disk-averaged velocity and axial induction factor (i.e., $\langle \tilde{u}_0 \rangle = \langle V_x \rangle/(1-a)$). The axial induction factor a is calculated using $a = 0.5\left(1-\sqrt{1-C_T}\right)$ derived from 1D momentum theory.

2.2 Actuator-disk model with rotation

A common parameterization strategy in turbine models consists of computing the turbine-induced lift and drag forces with the blade element approach. In this approach, both lift and drag forces acting on each blade element (see Fig. 1) are parameterized based on the relative wind velocity, the geometry of a blade airfoil, and tabulated airfoil data. The decomposition of the resultant force **F** is shown in Fig. 1, and its components can be formulated as follows:

Lift force: $$\mathrm{L} = 0.5\rho \mathrm{V}_{\mathrm{rel}}^2 \mathrm{c}\Delta\mathrm{r}\mathrm{C}_{\mathrm{L}} \tag{5}$$

Drag force: $$\mathrm{D} = 0.5\rho \mathrm{V}_{\mathrm{rel}}^2 \mathrm{c}\Delta\mathrm{r}\mathrm{C}_{\mathrm{D}} \tag{6}$$

Relative wind velocity: $$\mathrm{V}_{\mathrm{rel}} = \sqrt{\mathrm{V}_{\mathrm{x}}^2 + (\Omega\mathrm{r} - \mathrm{V}_{\theta})^2} \tag{7}$$

Angle of relative wind: $$\Phi = \tan^{-1}[\mathrm{V}_{\mathrm{x}}/(\Omega\mathrm{r} - \mathrm{V}_{\theta})] = \theta_{\mathrm{p}} + \gamma + \alpha \tag{8}$$

Normal force: $$\mathrm{F}_{\mathrm{x}} = \mathrm{L}\cos\phi + \mathrm{D}\sin\phi \tag{9}$$

Tangential force: $$\mathrm{F}_{\theta} = \mathrm{L}\sin\phi - \mathrm{D}\cos\phi \tag{10}$$

where c is the local chord length, Δr is the radial length of the airfoil element, V_x is the axial velocity on the rotor, V_θ is the tangential velocity on the rotor, Ω is the blade angular velocity, r is the radial distance between the hub and the center of the blade element, θ_p is the pitch angle, γ is the twist angle, and α is the angle of attack. C_L and C_D are the lift and drag coefficients obtained from tabulated airfoil data, respectively. Note that the above-mentioned forces are modeled for each blade element, and therefore a method that distributes the forces on the computational mesh is needed.

A computationally efficient way to distribute the blade-induced forces in LESs of flow through large wind farms (Wu and Porté-Agel, 2013) is using the rotating actuator-disk concept. In this model, the rotor-swept area is represented by an actuator disk on which both normal and tangential forces act

upon the incoming flow at a rate that coincides with the period-averaged mechanical work extracted from the flow. The normal force slows down the speed of the flow passing through a rotor, while the tangential force induces the wake rotation behind a turbine. Hence this approach has been referred to as the actuator-disk model with rotation (ADM-R). In the ADM-R, the normal and tangential forces are computed on a cylindrical mesh in order to represent the circular disk shape. The equations for power, shaft torque, and the forces are written as follows:

Power output: $$P_O = P_R\eta \tag{11}$$

Rotor power: $$P_R = Q\Omega \tag{12}$$

Total (shaft) torque: $$Q = \Sigma r F_\theta^{ADM-R} \tag{13}$$

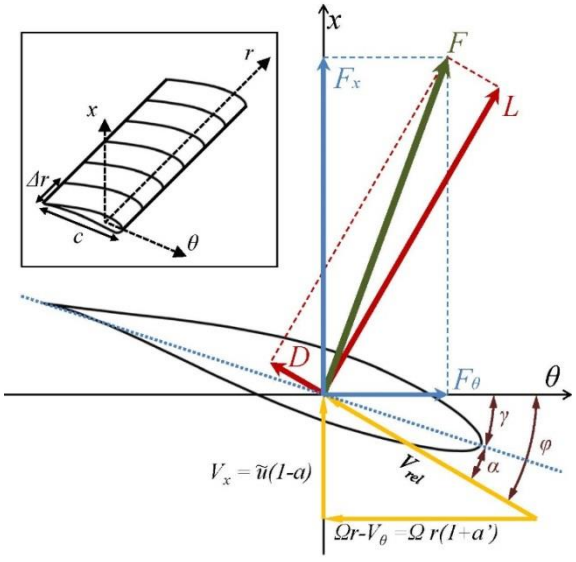
Normal force: $$F_x^{ADM-R} = \frac{\rho V_{rel}^2}{2}\frac{Bc}{2\pi r}A_e(C_L\cos\phi + C_D\sin\phi) \tag{14}$$

Tangential force: $$F_\theta^{ADM-R} = \frac{\rho V_{rel}^2}{2}\frac{Bc}{2\pi r}A_e(C_L\sin\phi - C_D\cos\phi) \tag{15}$$

where η is the mechanical efficiency of a wind turbine and B is the number of blades. In order to avoid singular behavior and numerical instability, the forces are distributed smoothly in a three dimensional Gaussian manner by taking the convolution of the local computed force $\boldsymbol{F}$ and a regularization kernel η_ε:

$$f_i = \frac{1}{\Delta v}(\boldsymbol{F}\otimes\eta_\varepsilon)\cdot\boldsymbol{e_i} \tag{16}$$

where Δv is the volume of a grid cell, $F = \left(F_x^{ADM-R}, F_\theta^{ADM-R}\right)$, and $\boldsymbol{e_i}$ is the unit vector in the i-th direction. More details can be found in Porté-Agel et al. (2011). Note that the ADM-R has no capability to dynamically specify the blade angular velocity based on the incoming wind velocity. In order to overcome this limitation, a new dynamic procedure to predict the turbine rotation velocity (and the power output) is introduced next.



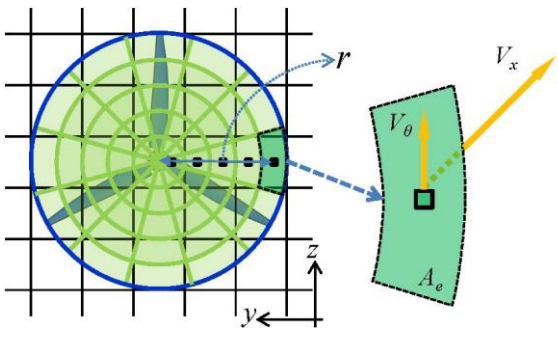


Figure 1 Schematic of a cross-sectional airfoil element (left) and a cylindrical mesh for actuator-disk approaches (right).

To predict the mechanical power of a rotor, we have to know the shaft torque and its relation to the rotating speed. In general, this relation is unique for a given wind turbine regardless of incoming wind conditions. The torque-speed relationship can be derived from a series of single wind turbine simulations in which the blade angular speed corresponding to the undisturbed incoming wind velocity is specified a priori. In these simulations, the results can also be used to validate the ADM-R through comparison with the rotor thrust coefficient from the turbine manufacturer.

Wu and Porté-Agel (2014) first proposes a new dynamic procedure, coupled with the ADM-R, to predict turbine power based on a one-to-one torque-speed relationship. In this dynamic procedure, the numerical operations, in the order of their execution, are detailed below:

- Step 1: Interpolate V_x and V_θ on the cylindrical mesh based on the resolved velocity components $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w})$ at the rotor plane, and then calculate V_{rel} using Eq. (7);
- Step 2: Guess an initial value for Ω^0;
- Step 3: Calculate the total (shaft) torque Q using ADM-R;
- Step 4: Calculate Ω^* based on the computed Q and the torquespeed relationship;
- Step 5: Calculate $\Omega^n = (1-\omega_r)\Omega^0 + \omega_r\Omega^*$
- Step 6: Calculate $\varepsilon = |1 - \Omega^0/\Omega^n|$ and then replace Ω^0 with Ω^n;
- Step 7: Return to Step 3 until ε is less than a given tolerance value ε_{tol};
- Step 8: Calculate F_x^{ADM-R}, F_θ^{ADM-R}, and P_O.

In Step 4, Ω^* can be calculated either by interpolation of a data table or by a regressed function of those data (e.g., $\Omega^*(Q) = a_n Q^n + a_{n-1}Q^{n-1} + \cdots + a_1 Q + a_0$). In Step 5, ω_r is a relaxation parameter used to adjust the convergence speed. The number of iterations in the above iterative dynamic procedure (steps 3-6) is controlled by the tolerance value. Based on our previous tests, $\omega_r <$ 1 is needed to establish convergence of the iterative procedure. Further numerical stability will be investigated in this proposed research.

3. Numerical set-up

The LES framework, coupled with the ADM-R and the ADM-NR, is used to model the multiple turbine wakes and the associated power losses in the Horns Rev wind farm. Here, we focus on cases in which measured power data (Barthelmie et al 2009) were available under near-neutral stability conditions ($z/L = |0.1|$, where L is the Monin-Obukhov length) for a hub-height wind speed of $8 \pm 0.5\ m\,s^{-1}$ and with four wind sectors of $\pm 1^o$, $\pm 5^o$, $\pm 10^o$, and $\pm 15^o$ centered on three wind direction angles of 270°, 222°, and 312°. To systemically investigate the power losses in these cases, we perform a series of LESs under neutrally-stratified conditions with different incoming wind direction angles. The wind angles are within three ranges of wind sectors (i.e., $270^o \pm 15^o$,

$222^o \pm 15^o$ and $312^o \pm 15^o$) and have a change of 1° from 255° to 285° as well as a change of 2° from 208° to 236° and from 298° to 326°. The horizontal spans, L_x and L_y, of the domain are set to parallel and perpendicular to the mean wind direction, respectively. The height of the computational domain is set to $L_z \approx 1045.9$ m. A constant streamwise pressure gradient is used to drive the flow within the boundary layer, which has a height of $\delta = 500$ m. This value is consistent to the boundary layer depth observed by Pena and Gryning (2008) at Horns Rev. The wind farm layout placed in the simulation domain is arranged by horizontal rotation to a wind direction angle (e.g., 312°). This arrangement ensures that the grid points representing a rotor disk are on a cross-sectional plane, which avoids the rotor disk points distributing over different cross- sectional planes due to changes of wind direction. The domain is divided uniformly into $N_x \times N_y \times N_z = 640 \times 640 \times 128$ grid points. The rotor diameter of each turbine is covered by at least 5 points in the spanwise direction and 10 points in the vertical direction on a cross-sectional plane. Based on previous resolution sensitivity results (Wu and Porté-Agel 2011; 2013), the grid resolution over the rotor is well suited for the LES framework to account for the most significant characteristics of wind-turbine wakes. Details of the numerical set-up in the LESs can be found in Wu and Porté-Agel (2014).

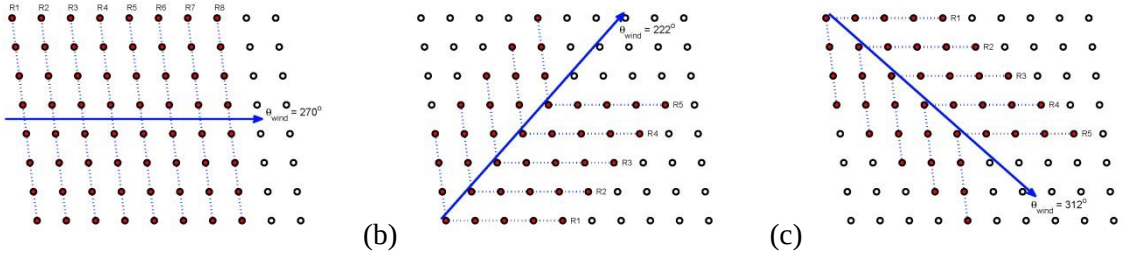
4. Commercial wind-farm design tools

In this study, we use two commercial wind-farm design tools (WindSim and WAsP), together with the power and thrust coefficient data of the Vestas V80 turbine, for the turbine power prediction. Simulations with the two design tools are run on a personal computer. Due to the need of large computing time and the limitation of usable grid points (maximum usable grid points: $400 \times 400 \times 60$), five simulations with the incoming wind directions of $\theta_{wind} = 266^o$, 268°, 270°, 272° and 274° are performed by WindSim using a domain of about $10{,}000 \times 6000 \times 500$ m in the streamwise, spanwise, and vertical directions, respectively. The simulation domain is covered by $399 \times 284 \times 15$ grid points, with five grid points distributed over the rotor diameter in the spanwise and vertical directions. The turbine power output is computed by the ADM-NR (also called uniform actuator-disk model in WindSim) built in a steady RANS flow solver with the standard k-ε turbulence model. Here, the simulated turbine power results are considered to be representative for a narrow 2° wind sector centered on the incoming wind directions. In WAsP, a wake decay coefficient of 0.04 recommended for offshore applications is adopted. A random number generator is used to create the inflow data with a mean velocity of 8 $m\,s^{-1}$ and a turbulence intensity of 8% at hub height, which is in acceptable agreement with the statistics of the measured incoming flow at Horns Rev. The turbine-generated wakes and power output are calculated by a simple analytical wake model which assumes a top-hat distribution of the velocity deficit and a linear expansion of the wake. Note that, unlike WindSim that can evaluate the turbine power within a narrow wind sector, WAsP uses a

minimum allowable wind sector of 10° and, therefore, is used here only for the cases with wind sectors $\geq 10^o$.

5. Results

First, we compare the normalized mean power output data obtained from the observations and simulations with the ADM-R. Fig. 2 illustrates which turbines are used to compute the mean power output for four wind sectors (i.e., $\pm 1^o$, $\pm 5^o$, $\pm 10^o$ and $\pm 15^o$) centered on three mean wind directions, $\theta_{wind} = 270^o$, 222° and 312°, with a total of 12 wind sector cases. The mean power output of a wind sector is averages of turbine power results from simulations in which the incoming wind direction angles are within that wind sector. The comparison of the measured and simulated power output data for the 12 wind sector cases is shown in Fig. 3. Three of the 12 cases are under the full-wake conditions, with the turbine separation distances (along the wind direction) of $7d$, $9.3d$, and $10.4d$ for $\theta_{wind} = 270^o$, 222° and 312°, respectively. As expected, including a wider wind sector around the three full-wake conditions leads to a reduction of the simulated wake effects and, thus, an increase of the energy output from the wind farm. From Fig. 3 it is clear that the simulated power outputs are in good agreement with the data for the cases of large wind sectors (i.e., $\pm 5^o$, $\pm 10^o$, and $\pm 15^o$). This result demonstrates that the LES framework with the dynamic ADM-R proposed here, yields improved predictions of wind-farm power output compared with the wake models used in Barthelmie et al (2009).



(a) (b) (c)

Figure 2 Schematic showing the turbines (in red) used to analyze average power output data for four wind sectors ($\pm 1^o$, $\pm 5^o$, $\pm 10^o$, and $\pm 15^o$) centered on three mean wind directions, $\theta_{wind} = 270^o$ (a), 222° (b) and 312^o(c).

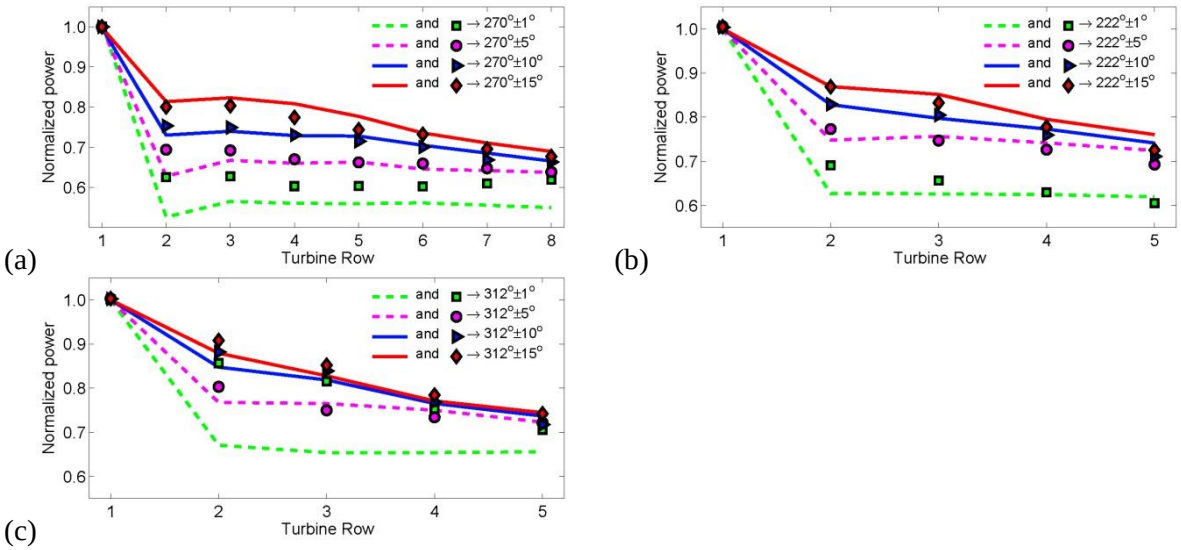


Figure 3 Comparison of the normalized mean power output data obtained from the observations and simulations with the ADM-R for different wind sectors: (a) $270^o \pm 1^o$, $\pm 5^o$, $\pm 10^o$, and $\pm 15^o$; (b) $222^o \pm 1^o$, $\pm 5^o$, $\pm 10^o$, and $\pm 15^o$; (c) $312^o \pm 1^o$, $\pm 5^o$, $\pm 10^o$, and $\pm 15^o$. Symbols and lines denote the observed and simulated power data, respectively.

Despite the remarkable performance of the LES framework for the 10°, 20° and 30° wind sectors, it is clear from Fig. 3 that, for the narrowest (2°) wind sectors, LES clearly under-predicts the power output compared with the observations. This discrepancy can be explained by the fact that power data for small wind direction sectors around full-wake conditions are very sensitive to the turbine yaw misalignment due to measurement errors of both the nacelle sensor and the incoming wind direction sensor. The yaw misalignment error makes that the turbines are not perfectly aligned with respect to the wind direction, thus creating an artificially low (compared with the aligned full-wake condition) wake deficits when the data from the selected field cases is ensemble averaged. Because of this, and the fact that no information is available about the yaw misalignment of the turbines, very narrow wind direction sectors (e.g., the 2° sector) are deemed not appropriate for model validation purposes when using currently available power data from Horns Rev. Including the yaw misalignment due to wind direction uncertainty will be necessary in a small wind sector case for Horns Rev wind farm simulations (Gaumond et al 2014).

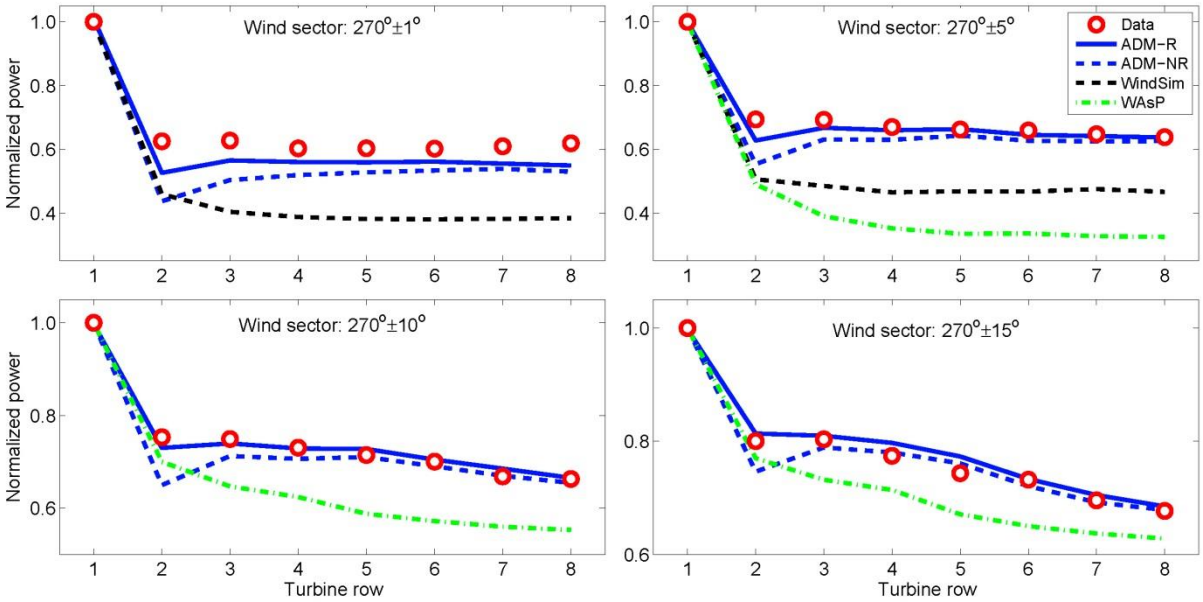


Figure 4 Comparison of the observed and simulated power output data for four wind sectors of (a) $270^o \pm 1^o$, (b) $270^o \pm 5^o$, (c) $270^o \pm 10^o$, and (d) $270^o \pm 15^o$.

Fig. 4 presents comparisons of the normalized mean turbine power data obtained from the LESs with the ADM-R and ADM-NR for the four wind sectors ($\pm 1^o$, $\pm 5^o$, $\pm 10^o$, and $\pm 15^o$) around the incoming wind direction of 270°. In this figure, it is obvious that the ADM-R yields better power predictions, especially for the second row of turbines, compared with the ADM-NR. The ADM-NR tends to underestimate the power output. This underestimation is largest (more than 11% in the wind sectors of 270 ± 1° and 270 ± 5°) at the second turbine row and decreases progressively downwind. There are two main factors that are arguably responsible for the under-prediction by the ADM-NR: first, the ADM-NR only considers a uniform distribution of the thrust force and ignores the wake rotation effect; second, both the thrust and power coefficients, which are applicable for the turbines in undisturbed inflow conditions, are used for the downstream turbines operating in the wakes of upstream turbines.

The power outputs predicted using WindSim and WAsP are shown in Fig. 4. From this figure it is obvious that these two wind-farm design tools predict power outputs that are much smaller than both the observed power and the LES prediction results. In particular, the comparison between the results obtained using the ADM-NR and WindSim highlights the importance of turbulence modeling on turbine power prediction. Moreover, the effect of wind direction uncertainties inside the wind farm is not considered in the simulations with WAsP and WindSim. Accounting for this effect is crucial to the wind farm power prediction in a narrow wind sector condition and requires complete and accurate SCADA data (Gaumond et al 2014).

6. Conclusions

An LES framework is used to investigate the effect of multiple wake flows and associated power

losses in a large wind farm. The turbine-generated power output and the forces (e.g. thrust, lift, drag) are modeled using two approaches: (a) the traditional actuator-disk model without rotation (ADM-NR) and (b) the actuator-disk model with rotation (ADM-R). In this study, we propose a new dynamic procedure, coupled with the ADM-R, to predict the turbine power output based on a turbine-model-specific relationship between the shaft torque and the blade angular speed. This torque-speed relationship is specific for a given wind turbine model regardless of inflow conditions. This is unlike the turbine thrust and power coefficients, which are different for different inflow conditions (e.g., undisturbed inflow vs. wake inflow).

The simulation results show that the predicted power outputs obtained using the ADM-R are in good agreement with observed power data from the Horns Rev wind farm for most of the wind sectors considered in this study. Discrepancies are found, however, for the narrowest wind sector of 2. This can partly be attributed to the uncertainties in the measured wind direction and yaw alignment of the turbines, which affect the data from narrow wind sectors. The ADM-NR is found to underestimate the power output for all wind sectors, due mainly to two reasons: First, the ADM-NR only considers a uniform distribution of the thrust force and ignores the wake rotation effect, which cannot accurately account for the turbine wakes. Second, both the thrust and power coefficients, which are suitable for the turbines in undisturbed inflow conditions, are used for the turbines operating in the wakes of upstream turbines. Additional comparisons with results obtained with two commercial wind-farm design tools, WindSim and WAsP, show that these two models substantially under-predict the turbine power outputs. This is mainly due to the fact that, unlike the proposed LES framework, the two wind farm design tools cannot accurately parameterize turbulent mixing associated with the complex interactions between ABL turbulence and the multiple turbine wakes.

7. References

1. Albertson, J. D., and Parlange, M. B. (1999). "Surface length scales and shear stress: Implications for land-atmosphere interaction over complex terrain." Water Resources Research, 35(7), 2121-2132.
2. Barthelmie, R. J., Hansen, K., Frandsen, S. T., Rathmann, O., Schepers, J. G., Schlez, W., Phillips, J., Rados, K., Zervos, A., Politis, E. S., and Chaviaropoulos, P. K. (2009). "Modelling and Measuring Flow and Wind Turbine Wakes in Large Wind Farms Offshore." Wind Energy, 12(5), 431-444.
3. Gaumond, M., Rethore, P. E., Ott, S., Pena, A., Bechmann, A., and Hansen, K. S. (2014). "Evaluation of the wind direction uncertainty and its impact on wake modeling at the Horns Rev offshore wind farm." Wind Energy, 17(8), 1169-1178.
4. Jimenez, A., Crespo, A., Migoya, E., and Garcia, J. (2008). "Large-eddy simulation of spectral coherence in a wind turbine wake." Environmental Research Letters, 3(1).

5. Pena, A., and Gryning, S.-E. (2008). "Charnock's roughness length model and non-dimensional wind profiles over the sea." Boundary-Layer Meteorology, 128(2), 191-203.
6. Porté-Agel, F. (2004). "A scale-dependent dynamic model for scalar transport in large-eddy simulations of the atmospheric boundary layer." Boundary-Layer Meteorology, 112(1), 81-105.
7. Porté-Agel, F., Meneveau, C., and Parlange, M. B. (2000). "A scale-dependent dynamic model for large-eddy simulation: application to a neutral atmospheric boundary layer." Journal of Fluid Mechanics, 415, 261-284.
8. Porté-Agel, F., Wu, Y.-T., Lu, H., and Conzemius, R. J. (2011). "Large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flow through wind turbines and wind farms." Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 99(4), 154-168.
9. Stoll, R., and Porté-Agel, F. (2006). "Dynamic subgrid-scale models for momentum and scalar fluxes in large-eddy simulations of neutrally stratified atmospheric boundary layers over heterogeneous terrain." Water Resources Research, 42(1).
10. Stoll, R., and Porté-Agel, F. (2008). "Large-eddy simulation of the stable atmospheric boundary layer using dynamic models with different averaging schemes." Boundary-Layer Meteorology, 126(1), 1-28.
11. Wu, Y.-T., and Porté-Agel, F. (2011). "Large-Eddy Simulation of Wind-Turbine Wakes: Evaluation of Turbine Parametrisations." Boundary-Layer Meteorology, 138(3), 345-366.
12. Wu, Y.-T., and Porté-Agel, F. (2013). "Simulation of Turbulent Flow Inside and Above Wind Farms: Model Validation and Layout Effects." Boundary-Layer Meteorology, 146(2), 181-205.
13. Wu, Y.-T., and Porté-Agel, F. (2014). "Modeling turbine wakes and power losses within a wind farm using LES: An application to the Horns Rev offshore wind farm." Renewable Energy, in press.

都市人行斜張橋梁之抖振評估

黃明慧 [1*] 林堉溢 [2] 陳振華 [3]

[1*]淡江大學風工程研究中心研究員

[2] 淡江大學土木系教授

[3] 國立高雄大學土木與環境工程學系教授

摘要

近年來也隨著台灣人文社會快速發展，一些極具都市美化與觀光遊憩的功能的中短跨人行橋梁日益受到重視。相較於一般的車行長跨徑懸索支撐橋梁，此類橋梁通常具有兩大特色，一是橋梁在外觀上往往經過精心設計而呈現複雜的幾何；二則是這類橋梁大多座落於都市內且與周遭建物有相近之尺度，即表示人行橋梁極可能受周邊建物之干擾效應影響。因上述兩點造成了數值預估上的難度。

本文中藉由一座中短跨徑之人行景觀橋做為案例探討其受風反應，研究標的橋梁為一座特殊複合曲線造形之人行斜張橋，橋面主樑沿橋軸呈現多曲率變化並在端點處分別向左右延伸形呈 Y 字形幾何，除了結構幾何特殊外，標的橋梁工址處北面環山、高架道路外，南面亦有為數不少的大尺度建物群。考慮標的橋特殊結構外型以及複雜地型等因素，本文中先以 1/65 之縮尺全模型進行風洞試驗來探討其受風反應。其後再以一基於餘弦分解法的數值模式預估其反應，並加以比較並探討數值模式在此複雜案例中的適用性。

風洞試驗以及數值分析結果顯示，在橋體結構上游無建物干擾時，數值分析結果除了拖曳向反應明顯高估於實驗值外，垂直向以及扭轉向結果有不錯之吻合。而在橋體上游有建物干擾時，則因為橋體上游之集合住宅改變了流體之紊流特性，增強了橋體逼近流之紊流強度所致，造成數值預估結果有低估之現象，而隨著初始風向角加大，低估之情形也更為顯著

關鍵字: 都市人行斜張橋梁，全模型風洞試驗，數值預估

Keywords: Pedestrian cable-stayed bridge, Full model test, Numerical prediction

1. 前言

懸索支撐橋梁發展已久，追朔其歷史，懸索橋梁支撐橋梁的出現主要是為了克服諸如山谷、江河或是海灣等不易落墩之自然地理環境，進而解決交通運輸上的問題，當然相較於一般公路橋梁，懸支撐橋梁亦有施工方便快速、力學效率高、線形優美、跨徑長、環境影響小等優點，因此，在數十年內不論是懸索橋或是斜張橋如雨後春筍般大量的湧

現。然而，發展至今，除了交通聯絡的實質功能，也逐漸演變成為跨度再超越的力學競賽以及地標象徵的美學指標。而台灣地屬狹長島嶼地形，河流大多具有短小湍急的特色，因此對於較長跨徑的懸索支撐橋梁的需求與應用並不若世界各國強烈。但，近年來由於台灣都市的快速發展與人口高度集中於都會區，一些以都市美化與觀光遊憩的功能為導向的中短跨人行橋梁反而日益受到重視，就這類兼具區域指標目的之橋梁而言，在外觀上往往經過精心設計而呈現複雜的幾何；另一方面，此類橋梁大多座落於都市內或是外圍河濱公園且與周遭建物有相近之尺度，即表示人行橋梁極可能受周邊建物之干擾效應影響。

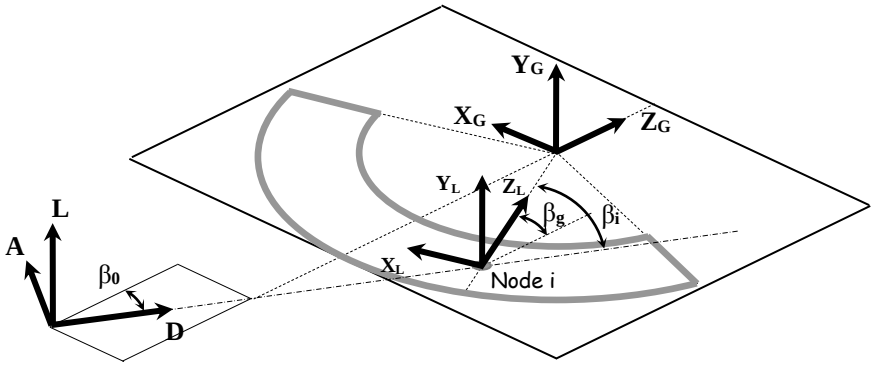
本文中以一座中短跨徑之景觀橋為研究標的橋梁探討其氣動力行為，研究標的橋梁為一座特殊複合曲線造形之人行斜張橋，橋面由雙圓管主樑組成並在端點處分別向左右延伸形呈一 Y 字形幾何，除了結構幾何特殊外，標的橋梁工址處北面環山、高架道路，南面亦有為數不少的大尺度建物群。

目前對於橋梁氣動力穩定性評估可藉由數值方法或是全模形縮尺風洞試驗進行預估。數值方式首先需針對主樑斷面進行斷面風洞試驗以求取斷面之顫振導數與風力係數，利用此二個無因次化之導數建立橋梁在各風速下的自激力以及抖振力，並引入橋梁結構數值模型，即可藉由多模態的耦合方式計算結構的位移擾動反應以提供橋梁之穩定性預估。然而，此頻域分析是一基於條狀理論之數值模式，而本文中所欲了解之標的橋梁一則因具有複合曲線複雜之幾何形態，條狀理論之適用性仍值得商榷。再者，若考慮不同的來風風向，本案標的橋梁周遭之大尺度建物勢必會造成若干程度之干擾效應，而目前並沒有任何數值模式可以考慮如此複雜之情況。除數值預估外，全模型風洞試驗也是另一種相當普遍與重要的評估方式，全模型試驗之手段相對簡易，其主要概念即是將橋梁結構模型、來流特性以及周遭特徵地形經由縮尺相似關係直接重現於風洞實驗室中，而其實驗結果也經眾多學者與實場量測以及數值模式預估交互比較驗證過[1-3]。

全模型風洞試驗雖然耗時且昂貴，但可確實考慮本案之複雜幾何橋梁以及周遭建物之干擾效應。因此，本案中一方面除了利用一套基於餘玄法則假設之抖振數值模式來加以評估外[4]，另一方面，亦由縮尺全模型風洞試驗量測標的橋梁之抖振反應，進而比較兩者結果，探討理解數值模式對於本案之複雜結構幾何以及複雜局部風場的適用性。

2. 餘弦法則之抖振分析

圖一為曲線橋的基本座標系統，在曲線橋理論中，引入結構全域座標 $X_GY_GZ_G$ (Global Coordinate)、桿件局部座標 $X_LY_LZ_L$ (Local Coordinate)以及平均風力座標 ALD (Wind Coordinate)等三個座標系統。結構全域座標描述整體系統的特性以及反應；桿件局部座標描述各桿件的受風情形；風力座標則用以描述風力特性。圖中 βi 為橋面板第 i 節點之總風向角，總風向角由來流的初始風向角 β_0 以及曲線幾何所形成之幾何風向角 β_g 所組成。



圖一：曲線理論座標系統

而在結構全域座標下，一個具有 n 個節點的橋梁結構之運動方程式可以表示為：

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{D}}^{\mathbf{G}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{D}}^{\mathbf{G}} + \mathbf{K}\mathbf{D}^{\mathbf{G}} = \mathbf{F}_{\mathbf{s}}^{\mathbf{G}} + \mathbf{F}_{\mathbf{b}}^{\mathbf{G}} \tag{1}$$

其中，M、C 與 K 為結構之質量、阻尼與勁度矩陣。$\ddot{\mathbf{D}}^{\mathbf{G}}$ 、$\dot{\mathbf{D}}^{\mathbf{G}}$ 、$\mathbf{D}^{\mathbf{G}}$ 為結構全域座標下結構物之加速度、速度、位移向量；$\mathbf{F_s}^{\mathbf{G}}$ 與 $\mathbf{F_b}^{\mathbf{G}}$ 為結構全域座標下自身擾動力以及抖振擾動力，分別由節點力 $\mathbf{F}_{s,i}{}^{\mathbf{G}}$ 與 $\mathbf{F}_{b,i}{}^{\mathbf{G}}$ (i=1~n)所組成。而 i 節點的自身擾動力可以進一步以氣動力阻尼、氣動力勁度表示如下:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{s,i}}^{\mathbf{G}} = \mathbf{T}_{\mathbf{GL}}\mathbf{C}_{\mathbf{ae,i}}^{\mathbf{L}}\mathbf{T}_{\mathbf{LG}}\dot{\mathbf{D}}_{\mathbf{i}}^{\mathbf{G}} + \mathbf{T}_{\mathbf{GL}}\mathbf{K}_{\mathbf{ae,i}}^{\mathbf{L}}\mathbf{T}_{\mathbf{LG}}\mathbf{D}_{\mathbf{i}}^{\mathbf{G}} \tag{2}$$

式(2)中 T_{GL} 為結構全域座標與桿件局部座標系統間的向量的轉換矩陣，$\mathbf{T_{LG}}$ 為 $\mathbf{T_{GL}}$ 之轉置矩陣。$\mathbf{C_{ae,i}^L}$、$\mathbf{K_{ae,i}^L}$ 分別為桿件局部座標下，i 節點之氣動力阻尼矩陣以及氣動力勁度矩陣，此二矩陣由顫振導數 $G_j^*(U/\omega B,\beta_i)$, G=H、A, j=1~4 所組成，表示在風向角為 β_i 時，定義於桿件局部座標上的顫振導數，在曲線橋分析中風向角隨節點 i 不同而變化，亦即表示每節點之自身擾動力均不相同，本研究中使用無風向角下的顫振導數實驗值，配合餘弦法則來近似模擬不同風向角之下的自身擾動力，因此，可以使用 $G_j^*(U\cos(\beta_i)/\omega B, 0°)$來取代 $G_j^*(U/\omega B,\beta_i)$。而 i 節點的抖振擾動力 $\mathbf{F}_{b,i}{}^{\mathbf{G}}$ 可以表示如下式:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{b,i}}^{\mathbf{G}} = \mathbf{T}_{\mathbf{GW}}\mathbf{F}_{\mathbf{b,i}}^{\mathbf{W}} \tag{3}$$

$\mathbf{F_{b,i}^W}$ 為平均風軸座標下，i 節點上之抖振擾動力，可以藉由轉換矩陣 $\mathbf{T_{GW}}$ 將其轉換回結構全域座標下。而 $\mathbf{F_{b,i}^W}$ 為擾動風速 u(t)、v(t)、w(t)與平均風軸上之六方向風力係數 $C_k(\alpha_i,\beta_i)$，k=A、D、L、MA、MD、ML 之函數，其中 α_i 以及 β_i 分別為 i 節點之總攻角以及總風向角，而對於不同風向角情況下的風力係數，亦是應用餘弦法則近似模擬，然而餘弦法則是定義於桿件局部座標系統上，故不同風向角下之六向風力係數可表示如下:

$$\begin{aligned}&\left[C_A(\alpha_i,\beta_i)\quad C_L(\alpha_i,\beta_i)\quad C_D(\alpha_i,\beta_i)\quad C_{MA}(\alpha_i,\beta_i)\quad C_{ML}(\alpha_i,\beta_i)\quad C_{MD}(\alpha_i,\beta_i)\right]^T\\&=\mathbf{T_{WL}}\left[C_X^L(\alpha_i,0°)\quad C_Y^L(\alpha_i,0°)\quad C_Z^L(\alpha_i,0°)\quad C_{MX}^L(\alpha_i,0°)\quad C_{MY}^L(\alpha_i,0°\quad C_{MZ}^L(\alpha_i,0°)\right]^T\cos^2\beta_i\end{aligned}\tag{4}$$

式中 $C^L_k(\alpha_i, 0°)$， k=X、Y、Z、MX、MY、MZ，為無風向角時，在桿件元素座標下的六方向風力係數。進一步引入廣義座標系統 $D^G=\Phi X$。則橋體振態方程式可表示為:

$$\ddot{\mathbf{X}}+\tilde{\mathbf{C}}^{\mathbf{e}}\dot{\mathbf{X}}+\tilde{\mathbf{K}}^{\mathbf{e}}\mathbf{X}=\mathbf{F_b^*}\tag{5}$$

其中 與 分別為包含氣動力效應之等效阻尼矩陣以及等效勁度矩陣， 為廣義外力向量，依據散漫振動理論，結構全域座標系之位移反應變異數表示如下:

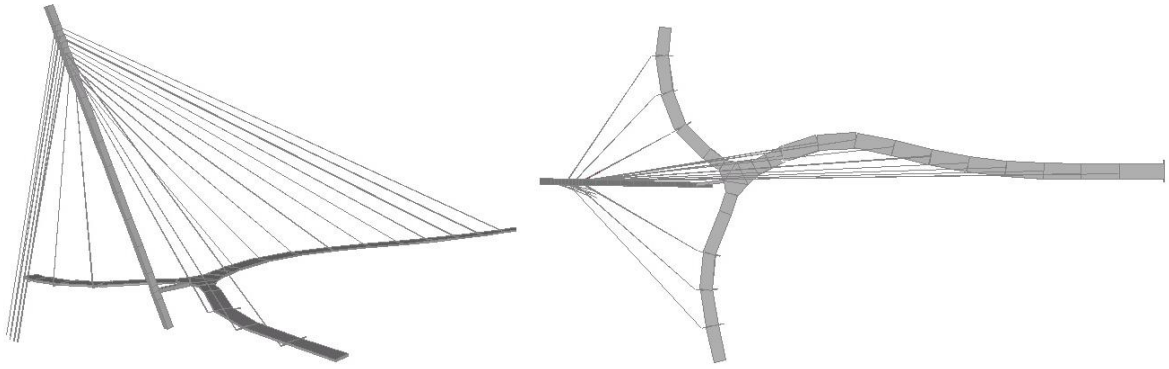
$$\boldsymbol{\sigma}^2=\boldsymbol{\Phi}\int\mathbf{H}\ (\mathbf{n})\boldsymbol{\Phi}^{\mathbf{T}}\mathbf{S_F}(\mathbf{n})\boldsymbol{\Phi}\ \mathbf{H}^{*\mathbf{T}}(\mathbf{n})\mathbf{dn}\ \boldsymbol{\Phi}^{\mathbf{T}}\tag{6}$$

其中 $S_F(n)$與 H(n)分別為結構之機械轉換函數以及節點之風力頻譜。

3. 縮尺全模型風洞試驗

3.1 標的橋梁簡介

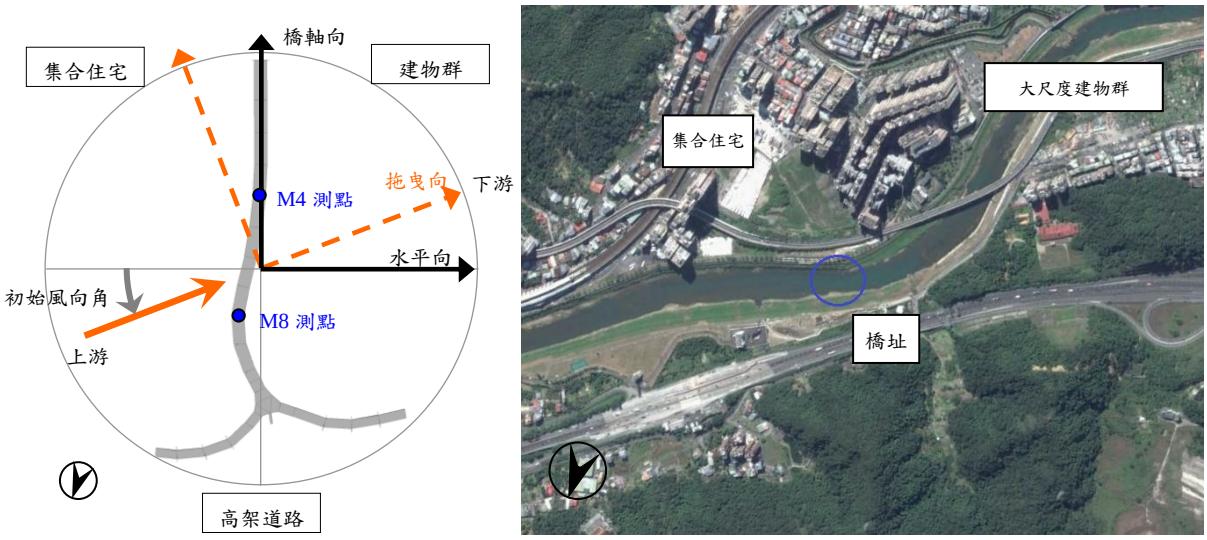
標的橋梁橋之立面圖與上視圖如圖二所示。研究標的景觀橋為一座特殊弧線型之人行斜張橋，橋梁主跨投影長約 120 公尺，橋面板高程約 16.38 公尺。橋斷面深度為 1.4 公尺，採用雙圓管主樑設計，藉由密集橫梁連接雙圓管主樑並支撐人行鋪面，橋面人行鋪面寬度沿著橋軸方向間漸變，並於橋塔處向左右兩側延伸引道形成一 Y 型幾何造形。而橋塔為一傾斜之鋼構造橋塔，其投影高約為 70 公尺。主樑之荷重由 10 組吊拉於斷面中心之鋼纜索傳遞於橋塔，並由 5 組背拉索將其水平力傳導於後方錨地。整體橋梁不論是外觀或是幾何線型等處處都充滿了設計感且相當不同於傳統，但也因此特殊幾何設計大大增加了數值預估的難度。



圖二：標的曲線人行橋示意圖

3.2 風場概況

標的橋梁臨近河岸，為一提供人行休憩之用，工址位於人口密集之都市，其本工址應偏屬 B 地況，因此本案使用 B 地況來模擬逼近流場，而其 50 年回歸期之基本設計風速 $V_{10}(C)$採用 42.5 m/s，而對應於橋面板高程之半年以及 50 年設計風速各別為 10.7 m/s 以及 35.7 m/s。圖三為標的橋梁之現場工址模擬示意圖，標的景觀橋遭大尺度之建物群、集合住宅以及高速公路等大尺度建築所環繞，考慮各種不同初始風向角的來風情況，若當標的人行景觀橋位於大尺度建物下游之情況時，橋體結構附近之近場流場會因干擾效應而變為雜亂多變，然而此些近場流況的改變在數值預估模式中是無法考慮呈現的。



圖三：標的橋梁工址示意圖

3.3 全模型風洞試驗

本研究中全橋模型縮尺設計為 1/65。縮尺模型設計主要分為勁度、質量以及外觀的模擬三部分，依循實場與模型場之間的各項相似率轉換關係計算縮尺模型橋面主樑以及橋塔之勁度與質量分布。以鋼材作為其勁度核心，並於鋼材核心外部以壓克力製作幾何外觀形狀，並補足剩餘質量使縮尺模型可產生與原型橋梁結構相似的結構動力特性。表一右側為縮尺模型結構識別之結果。識別結果顯示模型在垂直向以及拖曳向的一階振態上均有相當不錯的接近，而其對應的阻尼比分別為 1.26%以及 1.08%。

縮尺全模型實驗於淡大學邊界層風洞實驗室中執行，流場模擬配合工址現況，使用錐形擾流板和配套之粗糙元來模擬 B 地況之大氣邊界層逼近流場。而對於標的橋梁周遭之大尺度建物則直接縮尺模擬於風洞內以考慮其所造成的近場流況干擾。

實驗之風向角、位移反應方向定義以及測點位置如圖三所示。實驗中不考慮風攻角，僅考慮數 180°、165°、345°與 330°等四組不同個初始風向角的來流情況，其來流細況描述如表二。

表一：標的橋之特徵分析結果

振態	有限元素振態頻率(Hz)	振態方向	縮尺模型目標頻率(Hz)	縮尺模型實際頻率(Hz)	縮尺模型阻尼(%)
1	0.562	橋面板垂直向	4.529	4.558	1.26
2	0.669	橋面板拖曳向	5.390	5.258	1.08
3	1.051	橋面板垂直向	8.471	7.813	-
4	-	局部振態	-	-	-
5	1.173	橋面板垂直向	9.460	8.575	-

表二：縮尺全模型實驗風向設定

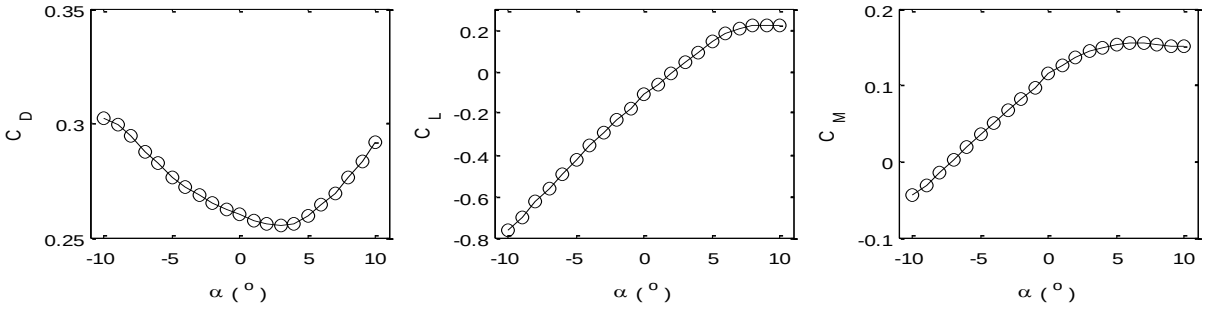
初始風向角(β_0)	大尺度建物干擾	註
180°	無	相當於下游來風， 0°風向角
165°	無	相當於下游來風，15°風向角
345°	集合住宅	相當於上游來風，15°風向角
330°	集合住宅	相當於上游來風，30°風向角

4. 抖振數值分析與風洞試驗之比較

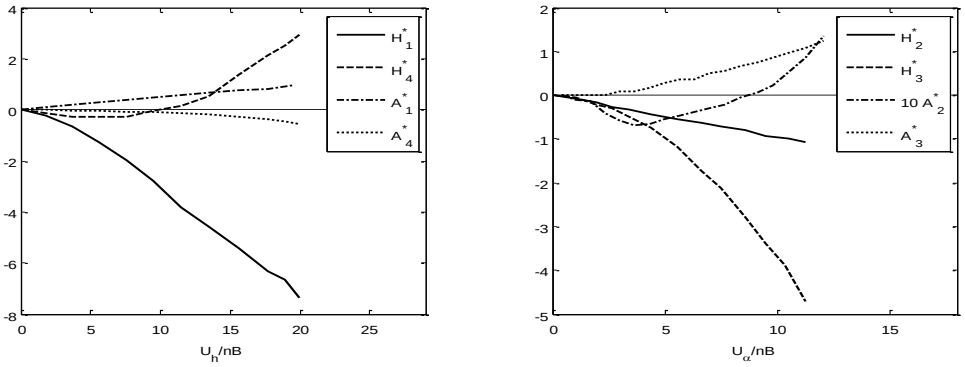
4.1 氣動參數

數值分析中所使用之風力係數以及顫振導數皆由斷面實驗獲得，斷面實驗於淡江大學橋梁斷面風洞試驗室內執行完成。風力係數之量測藉由單側各 6 個單軸力規將橋梁斷面懸吊於風洞實驗段內，同步測量受測斷面在風力作用下之水平、垂直以及扭轉之風力與力矩，其無因次化之風力係數結果如下圖四所示。

顫振導數採用 Sarkar 於 1994 年所提出之雙自由度之修正亞伯拉罕時域法(Modified Ibrahim Time Domain)進行識別[5]，H_i^*與 A_i^* (i=1~4)等各項導數之識別結果繪於圖六，氣動阻尼 A_2^*有明顯之負轉正之現象，顯示本斷面具於典型之單自由度發散之特性。



圖四：標的橋之風力係數



圖五：標的橋之顫振導數

4.2 抖振數值分析

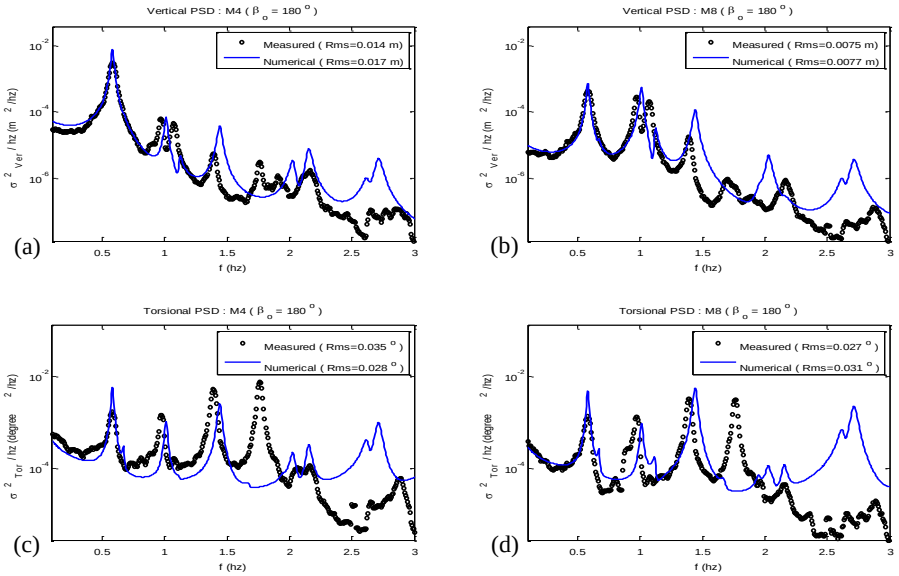
抖振數值模式為一基於有限元素法上的預估模式，標的橋之有限元素模型使用樑元素模擬標的橋梁之主樑以及橋塔，纜索則以二力桿元素模擬之。由於本橋結構幾何複雜且不具對稱性，其振態分析結果顯示結構有較為明顯的振態耦合特性，抖振分析時應儘量考慮多個振態，因此，在此抖振分析採用結構前二十振態進行分析。依照縮尺模型識別結果，前二振態之振態阻尼分別採用 1.26%以及 1.08%，其餘振態阻尼皆設定為 1%。流場之紊流強度以及積分尺度則參考風洞邊界層流場中，橋面板高度處之實測值，縱向、橫向與垂直向之紊流強度分別為 23.3%、19.4%與 13.6%，對應於實場之縱向、橫向與垂直向之長度積分尺度分別為 16.5、7.3 與 5.1 公尺。分析中之縱向、橫向與垂直向之風速擾動頻譜均採用 Von Karman 建議之風速擾動頻譜。此外，分析亦中採用 Liepmann 提出之氣動氣阻抗函數(Aerodynamic Admittance Function)修正其空間相關性。

4.3 結果比較

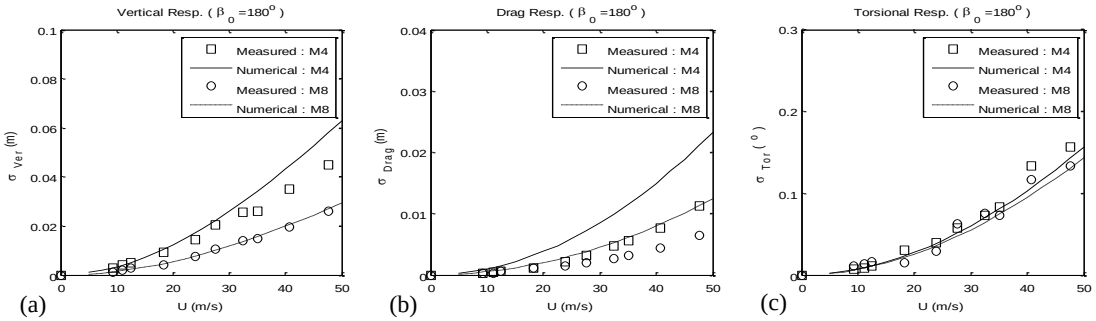
圖六縮尺全模型風洞實驗量測之位移反應譜以及抖振數值分析之結果比較，橋面板高度之風速約為 23.95 m/s，來流風向角為 180°，此為橋體上游處無大尺度建物之情況。圖六(a)以及(b)分別為垂直向反應位於 M4 以及 M8 兩測點之位移反應譜，結果顯示數值果以及實驗量測值有相當不錯之吻合，尤以 M8 測點僅大於實驗值 2.7%。而圖六(c)以及(d)分別為扭轉向之位移反應譜，本案標的橋梁為一座線型複雜之曲線型橋梁，其結構具有高度之耦合特性；再者，本橋梁之低頻態中也並無顯著之扭轉向振態，故，其扭轉反應主要由多個振態所共同貢獻，不如垂直向反應僅由低階之振態所主控，而此現象不論在縮尺實驗或是數值分析之反應譜均可觀察得之，數值以及實驗之反應譜在低頻區域吻合度尚可，而在高頻處則有明顯之差距，其原因可能縮尺模型在高振態的模擬失真所致。

圖七為初始風向角為 180°時之實驗抖振反應與數值預估之比較圖。就垂直向反應而言，M4 處測點之數值預估略大於縮尺模型試驗值，且其誤差隨風速提高而增大，M8 處測點則有相當良好之吻合。就拖曳反應而言，數值預估並無法良好預測標的橋梁之抖振反應。對於扭轉反應，M4 處以及 M8 處有相近之扭轉反應。

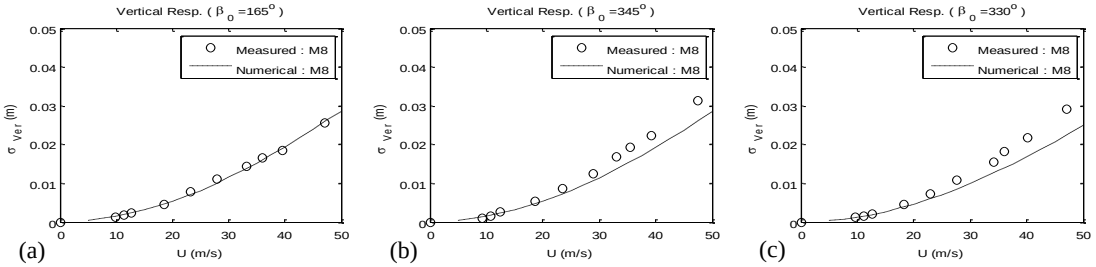
圖八為 M8 測點在不同初始風向角下之垂直向擾動均方根反應，比較圖七(a)與圖八(a)可知，在橋體上游沒有大型建物時，數值模式均有不錯之預估結果，亦即表示，本文中所提供之基於餘弦法則之抖振分析，在流場不受周遭建物影響時有不錯之適用性，甚至於在初始風向角不大的情況下亦可適用。而圖八(b)與(c)為初始風向角為 345 與 330 實之垂直反應，結果顯示如在橋體上游有建物時，數值結果則會出現低估之現象，且隨著風速的增加而更明顯。此外，在較大的初始風向角情況(β_0=330°)，低估之情形也更為顯著。此原因應是因為橋體上游之集合住宅改變了流體之紊流特性，增強了橋體逼近流之紊流強度所致，而數值模式中並無法呈現這些流場特性。



圖六：位移反應譜(a)M4 處垂直向，(b)M8 處垂直向，(c)M4 扭轉向，(d)M8 處扭轉向。



圖七：初始風向角為 180°時之橋梁抖振反應(a)垂直向，(b)拖曳向，(c)扭轉向。



圖八：不同初始風向角之抖振反應(a) β_0=165°，(b) β_0=345°，(c) β_0=330°

5. 結論

本文中以一座都市人行景觀橋為標的橋梁，評估其抖振反應性。由於標的橋梁具有特殊之曲線幾何線型，且在工址周遭亦有為數不少之大尺度建物，為了能考慮特殊幾何造型之氣動力特性以及周遭建物之干擾效應,文中以 1/65 之縮尺全模型進行風洞實驗評估其抖振反應。另一方面，文中亦以數值預估模式計算標的橋之抖振反應加以比較探討兩者之差異。本數值方法為一基於餘弦分解假設之曲線橋抖振理論，結果顯示，在橋體結構上游無建物時，數值分析結果除了拖曳向反應明顯高估於實驗值外，垂直向以及扭轉向均有不錯之吻合，且若考慮來流之初始風向角，在小風向角時，本數值模式亦有不錯之適用性。而在橋體上游有建物時，則因為橋體上游之集合住宅改變了流體之紊流特性，增強了橋體逼近流之紊流強度所致，造成數值預估結果有低估之現象，而隨著初始風向角加大，低估之情形也更為顯著。

6. 參考文獻

[1] Diana, G., Falco, M., Bruni,S., Cigada,A., Larose,G. L., Darnsgaard,A., and Collina,A., “Comparisons between wind tunnel tests on a full aeroelastic model of the proposed bridge over Stretto di Messina and numerical results”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.54-55, 101-113 (2004).

[2] Zhu, L. D., Wang, M., Wang, D. L., Guo, Z.S., and Cao, F. C., “Flutter and buffeting performances of Third Nanjing Bridge over Yangtze River under yaw wind via aeroelastic model test”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 9(9-11)5, 1579-1606 (2007).

[3] Satoa, H., Hiraharaa, N., Fumotoa, K., Hiranob, S. and Kusuhara, S., “Full aeroelastic model test of a super long-span bridge with slotted box girder”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 90(12-15), 2023- 2032 (2002).

[4] 黃明慧、林堉溢、陳振華，“曲線人行拱橋之氣動力行為研究”，*「第十六屆全國結構風工程會議」*，2013 年，中國成都。

[5] Sarkar, P. P., Jones, N. P., Scanlan,R. H. “Identification of aeroelastic parameters of flexible bridges,” Journal of Engineering Mechanics, ASCE, Vol. 120(8), 1718-1742 (1994).

人行拱橋顫振分析

林堉溢[1*] 趙祚萱[2] 陳柏勳[3]

[1*]私立淡江大學土木工程系教授
[2]私立淡江大學土木工程系碩士生
[3]私立淡江大學土木工程系研究生

摘要

長跨徑人行拱橋近年來深受橋梁設計工程師青睞，主要原因是此型橋梁除滿足交通需求外，更能扮演景觀地標角色。目前此類人行橋由於橋面窄，因此單拱結構搭配直線(或曲線)主梁是常見的設計。因為單拱側向勁度較低，且拱冠高也隨跨徑增加而遞增，因此橋拱受風動態效應不容忽視。傳統上，斜張橋或懸索橋忽略橋塔風力，只考慮主梁所受風力是合理假設，然而不能應用在拱橋上。目前此型橋梁受風分析都是仰賴全橋氣彈模型實驗結果。然而利用較簡易之斷面模型實驗配合理論之分析模式仍有其必要性，對橋梁初期設計之氣動力效應檢驗有極大幫助。因此本文將拱所受風力納入整體橋梁結構，配合橋梁顫振理論，進行人行拱橋顫振分析，除探討拱受風反應外並且探討拱所受風力對整體橋梁顫振臨界風速的影響。由本文例題分析結果顯示，對於單自由度顫振而言，加入拱側向顫振力會增加整體橋梁氣動力穩定性。對於耦合顫振而言加入拱側向顫振力使臨界風速稍微下降但影響並不顯著。

關鍵字: 人行橋，拱橋，顫振分析
Keywords: Pedestrian Bridge, Arch Bridge, Flutter

1. 前言

近年來隨著景觀休憩需求，橋梁設計尤其是人行橋梁不再單只考慮交通聯絡的功能，橋梁美學也是考量重點，再加上橋梁工程技術的提升以及材料技術的進步，使得橋梁不僅跨徑逐漸增長，且外觀型式也趨於多元化。這類包含藝術設計的橋梁除了提供交通運輸的功能外，最大特色是融入當地景觀成為當地極具代表性的地標性建築。正因如此，近年來國內肩負交通需求與景觀休憩功能之人行數量橋日益增多，由於此型橋梁強調造型，因此外觀形狀乃為橋梁設計的重點。目前國內多數人行橋主跨徑大約在 300 公尺以內，在此跨徑內拱結構搭配曲線(或直線)主梁的設計常為國內橋梁工程師採用。

關於人行拱橋受風效應研究較少，在國內外文獻中比人行斜張橋及人行懸索橋更為少見， Zobel 等人【1】對於一鋼拱人行橋進行動力分析，有關風效應部分利用 CFD 來檢驗。因人行橋面窄只能採單拱設計，單拱缺乏側向支撐，拱順風向之氣動力效應也越趨明顯。再者這些橋梁柔度大，其第一振態頻率約在 0.1-0.3Hz 間，與車行橋相比並不

低，因此其顫振風速須予以檢驗，以確保結構安全性。然而利用較簡易之斷面模型實驗配合理論之分析模式仍有其必要性，對橋梁初期設計之氣動力效應檢驗有極大幫助。

人行拱橋與其它懸索支撐之斜張橋或懸索橋特性會有些不同，其中最顯著的差異是人行拱橋大多是單拱，其側向勁度較低，拱順風向第一振態常在低頻出現，因此拱(尤其拱頂)受風的氣動力行為也趨於顯著，拱頂順風向位移通常比主梁來的大。再者此型橋拱與主梁藉由吊索連結，因此會有垂直向拱與主梁之耦合振態發生，若採用雙吊索錨錠於橋面兩側，則有橋拱順風向與橋面扭轉向耦合振態產生。然而探討拱橋之氣動力行為時，基於上述原因，作用於拱之風力須詳加考慮。況且隨跨徑增加橋拱受風反應隨之遞增，拱與主梁之耦合效應也隨之增加。因此本文的目的即是將拱所受風力納入橋體結構之外力，計算拱及主梁之顫振力，推導多振態耦合運動方程式，進行整體橋梁之顫振分析。本文將採用人行吊索拱橋作為例題，分別為單自由度及耦合顫振運動行為，並配合文獻中之顫振導數探討加入橋拱分析時對整體橋梁顫振臨界風速之影響。

2. 理論背景

當三維橋樑受風力作用時，其運動方程式可用矩陣形式表達如下：

$$[M]\{\ddot{D}(t)\}+[C]\{\dot{D}(t)\}+[K]\{D(t)\}=\{F(t)\} \tag{1}$$

其中，$[M]$、$[C]$、$[K]$為結構之質量、阻尼、勁度矩陣；$\{D(t)\}$、$\{\dot{D}(t)\}$、$\{\ddot{D}(t)\}$分別為結構位移、速度、加速度向量；$\{F(t)\}$為結構外力矩陣，本文為探討拱橋受風之反應行為。因此，考慮$\{\bar{F}(t)\}$為橋面板所受風力以及$\{\tilde{F}(t)\}$為橋拱所受風力，以兩個外力作用進而討論橋面板結構之反應。

利用振態形狀函數之正交性，可表示如下：

$$M_m^*\left[\ddot{X}_m(t)+2\xi_m\omega_m\dot{X}_m(t)+\omega_m^2X_m(t)\right]=\{\bar{\phi}_m\}^T\{\bar{F}(t)\}+\{\tilde{\phi}_m\}^T\{\tilde{F}(t)\} \tag{2}$$

其中，$M_m^*=\{\phi_m\}^T[M]\{\phi_m\}$；$\xi_m$、$\omega_m$分別為第 m 個振態之結構阻尼及頻率；$X_m$、$\dot{X}_m$、$\ddot{X}_m$分別為第 m 個振態之廣義座標及廣義座標的一次與二次微分；$\{\bar{F}(t)\}$、$\{\tilde{F}(t)\}$分別為橋面版所受風力以及橋拱所受風力；$\{\bar{\phi}_m\}$為第 m 個振態在橋面版上之形狀函數向量；$\{\tilde{\phi}_m\}$為第 m 個振態在橋拱上之形狀函數向量。

若將橋面版用$\bar{N}$個節點、橋拱用$\tilde{N}$個節點進行模擬。因此，橋面版外力向量$\{\bar{F}(t)\}$可分割為$\bar{N}$個子矩陣；橋拱外力向量$\{\tilde{F}(t)\}$可分割為$\tilde{N}$個子矩陣，其數學式如下所示：

$$\{\bar{F}(t)\}=[\bar{F}_1(t),\bar{F}_2(t),\dots,\bar{F}_i(t),\dots,\bar{F}_{\bar{N}}(t)]^T;(i=1,\dots,\bar{N}) \tag{3}$$

其中，每個子矩陣之$\{F_i(t)\}$代表該節點所受的風力：

$$\{\bar{F}_i(t)\} = [0, \bar{L}_i(t), \bar{D}_i(t), \bar{M}_i(t), 0, 0]^T \tag{4}$$

其中，$\bar{L}_i$、$\bar{D}_i$、$\bar{M}_i$分別代表作用在橋面版節點i，垂直向、拖曳向及扭轉向之外力。變數上方符號¯換成~即代表橋拱該節點所受風力$\{\tilde{F}(t)\}$。

同理，橋面版第 m 振態之形狀函數向量$\{\bar{\phi}_m\}$也可分割為$\bar{N}$個子矩陣；橋拱第 m 振態之形狀函數向量$\{\tilde{\phi}_m\}$可分割為$\tilde{N}$個子矩陣，其數學式如下所示：

$$\{\bar{\phi}_m\} = [\bar{\phi}_{1m}, \bar{\phi}_{2m}, \dots, \bar{\phi}_{im}, \dots, \bar{\phi}_{\bar{N}m}]^T \; ; (i = 1, \dots, \bar{N}) \tag{5}$$

其中，每個子矩陣$\{\phi_{im}\}$有 6 個自由度(x,y,z,α,β,θ)，則$\{\bar{\phi}_{im}\}$與$\{\tilde{\phi}_{jm}\}$可分別表示如下：

$$\{\bar{\phi}_{im}\} = \left[\bar{\phi}^x_{im}, \bar{\phi}^y_{im}, \bar{\phi}^z_{im}, \bar{\phi}^\alpha_{im}, \bar{\phi}^\beta_{im}, \bar{\phi}^\theta_{im}\right]^T \tag{6}$$

其中，ϕ^k_{im}表示為第 m 振態形狀函數，在節點i中，k 自由度之分量。變數上方符號¯換成~即代表橋拱該節點所受振態形狀函數$\{\tilde{\phi}_m\}$。

依據 Scanlan 所提出之理論，當橋梁斷面承受風力作用時，所承受之外力為橋體自身擾動力(顫振力)L^s和亂流擾動效應(抖振力)L^b。由於人行橋主梁有些採變斷面設計，因此各節點寬度B_i、風力係數C_{D_i}、C_{L_i}、C_{M_i}與顫振導數H_i^*、P_i^*、A_i^*都可能不同，為分別橋面版與橋拱，變數上方符號¯代表橋面版，~代表橋拱，所以在全域座標下，自身擾動力作用在橋面版節點i(座標系統如圖一)，垂直向$\bar{L}$、順風向$\bar{D}$及扭轉向$\bar{M}$之分量可表為：

$$\bar{L}^s_i(t) = \frac{1}{2}\rho \bar{U}^2 (2\bar{B}_i)(\bar{K}_i)\left[\bar{H}^*_{1_i}\frac{\dot{y}_i(t)}{U} + \bar{H}^*_{2_i}\frac{B_i\dot{\alpha}_i(t)}{U} + \bar{K}_i\bar{H}^*_{3_i}\bar{\alpha}_i(t) + \bar{K}_i\bar{H}^*_{4_i}\frac{\bar{y}_i(t)}{B_i}\right]\Delta\bar{L}_i \tag{7}$$

$$\bar{D}^s_i(t) = \frac{1}{2}\rho \bar{U}^2 (2\bar{B}_i)(\bar{K}_i)\left[\bar{P}^*_{1_i}\frac{\dot{z}_i(t)}{U} + \bar{P}^*_{2_i}\frac{B_i\dot{\alpha}_i(t)}{U} + \bar{K}_i\bar{P}^*_{3_i}\bar{\alpha}_i(t) + \bar{K}_i\bar{P}^*_{4_i}\frac{\bar{z}_i(t)}{B_i}\right]\Delta\bar{L}_i \tag{8}$$

$$\bar{M}^s_i(t) = \frac{1}{2}\rho \bar{U}^2 (2\bar{B}^2_i)(\bar{K}_i)\left[\bar{A}^*_{1_i}\frac{\dot{y}_i(t)}{U} + \bar{A}^*_{2_i}\frac{B_i\dot{\alpha}_i(t)}{U} + \bar{K}_i\bar{A}^*_{3_i}\bar{\alpha}_i(t) + \bar{K}_i\bar{A}^*_{4_i}\frac{\bar{y}_i(t)}{B_i}\right]\Delta\bar{L}_i \tag{9}$$

其中，$\bar{y}_i$、$\bar{z}_i$、$\bar{\alpha}_i$為橋面版節點i在垂直向、順風向及扭轉向之位移；$\bar{K}_i = \frac{\bar{B}_i\omega}{\bar{U}}$為無因次化頻率（Reduced Frequency）；$\bar{B}_i$為橋面版節點i寬度；ρ為空氣密度；$\bar{U}$為橋面版平均風速；$\Delta\bar{L}_i$為力量集中在節點i之橋面版長度；

在全域座標下，橋拱垂直向$\tilde{L}$、順風向$\tilde{D}$及扭轉向$\tilde{M}$之分量與式(7)~(9)類似，惟橋拱節點風速$\tilde{U}_j$隨拱高度變化而有不同。

橋面版與橋拱不同高度處之風速轉換，皆使用指數率(Power Law)計算：

$$\tilde{\mathrm{U}}(Z_j) = \bar{\mathrm{U}}(\mathrm{Z})\left(\frac{Z_j}{\mathrm{z}}\right)^{\alpha} \tag{10}$$

其中， α為地形粗糙指數。

把橋面板及橋拱外力分量代回式(3)，可得振態耦合方程式如下：

$$\ddot{X}_m(t) + 2\xi_m\omega_m\dot{X}_m(t) + \omega_m^2 X_m(t) = \sum_{k=1}^{r}\bar{E}_{mk}\omega\dot{\bar{X}}_k(t) + \sum_{k=1}^{r}\bar{F}_{mk}\omega^2\bar{X}_k(t) + \sum_{k=1}^{r}\tilde{E}_{mk}\omega\dot{\tilde{X}}_k(t) + \sum_{k=1}^{r}\tilde{F}_{mk}\omega^2\tilde{X}_k(t) \tag{11}$$

其中，下標 k 為參與顫振之振態；r 為參與顫振振態之數目。

$$\bar{E}_{mk} = \left(\frac{\rho\bar{B}_i^{\,2}}{M_m^*}\right)\sum_{i=1}^{N}\left[\bar{\phi}_{im}^{y}, \bar{\phi}_{im}^{z}, \bar{\phi}_{im}^{\alpha}\right]\begin{bmatrix}\bar{H}_{1_i}^* & 0 & \bar{B}_i\bar{H}_{2_i}^* \\ 0 & \bar{P}_{1_i}^* & \bar{B}_i\bar{P}_{2_i}^* \\ \bar{B}_i\bar{A}_{1_i}^* & 0 & \bar{B}_i^2\bar{A}_{2_i}^*\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\bar{\phi}_{ik}^{y} \\ \bar{\phi}_{ik}^{z} \\ \bar{\phi}_{ik}^{\alpha}\end{Bmatrix}\Delta\bar{L}_i \tag{12}$$

$$\bar{F}_{mk} = \left(\frac{\rho\bar{B}_i^{\,2}}{M_m^*}\right)\sum_{i=1}^{N}\left[\bar{\phi}_{im}^{y}, \bar{\phi}_{im}^{z}, \bar{\phi}_{im}^{\alpha}\right]\begin{bmatrix}\bar{H}_{4_i}^* & 0 & \bar{B}_i\bar{H}_{3_i}^* \\ 0 & \bar{P}_{4_i}^* & \bar{B}_i\bar{P}_{3_i}^* \\ \bar{B}_i\bar{A}_{4_i}^* & 0 & \bar{B}_i^2\bar{A}_{3_i}^*\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\bar{\phi}_{ik}^{y} \\ \bar{\phi}_{ik}^{z} \\ \bar{\phi}_{ik}^{\alpha}\end{Bmatrix}\Delta\bar{L}_i \tag{13}$$

在全域座標下，橋拱$\tilde{E}_{mk}$、$\tilde{F}_{mk}$與式(12)~(13)類似。

若將(11)式以矩陣型式表示，則表示式如下：

$$\{\ddot{X}(t)\} + [C]\{\dot{X}(t)\} + [K]\{X(t)\} = \omega[\bar{E}_{mk}]\{\dot{X}(t)\} + \omega^2[\bar{F}_{mk}]\{X(t)\} + \omega[\tilde{E}_{mk}]\{\dot{X}(t)\} + \omega^2[\tilde{F}_{mk}]\{X(t)\} \tag{14}$$

由式(14)之振態耦合方程式，利用複數特徵值分析法求解顫振臨界風速。複數特徵值分析是以複數形式來表示振態耦合方程式中之廣義座標$X_m(t)$與振動頻率ω，其表示式如下【2】、【3】:

$$\{X(t)\} = \{X_{k0}\} \cdot e^{i\omega t}$$

$$X_{k0} = X_{k0}^R + i \cdot X_{k0}^I$$

$$\omega = \omega_R + i \cdot \omega_I = (1 + i \cdot h) \cdot \omega_R \tag{15}$$

將式子(15)代入式子(14)整理後即可得複數特徵值方程式：

$$([G_{mk}] - [\lambda])\{X_{k0}\} = [0] \tag{16}$$

其中，

$G_{mm} = \left[\bar{F}_{mm} + \tilde{F}_{mm} + 1 + i\left\{\bar{E}_{mm} + \tilde{E}_{mm} - 2\xi_k \cdot \left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)\right\}\right]/{\omega_k}^2$(非對角線元素)

$G_{mk} = \left(\bar{F}_{mk} + \tilde{F}_{mk} + i\{\bar{E}_{mm} + \tilde{E}_{mm}\}\right)/{\omega_k}^2$(非對角線元素)；$[\lambda] = \frac{1}{\omega^2}[\mathrm{I}]$;[I]為單位矩陣。

由於振動頻率ω未知，因此利用迭代法反覆計算至所得之ω_I小於或等於零，此時所對應之ω_R即為顫振圓周頻率，同時相對應之風速則為結構之臨界風速。當ω_I小於或等於零時，表示系統之總阻尼比小於或等於零，而系統將會發散，使得系統發散之最小風速為臨界風速。

3. 人行拱橋顫振數值分析

本例題為一對稱之吊索拱橋系統，拱圈線型為二次曲線，主梁 300 公尺，高跨比 1/6，拱高 50 公尺。拱與主梁連接型式為拱梁分離採用支承墊連結，橋墩之束制條件為固接。經由結構分析後，其結構自然振態之振態方向、振態形狀及結構頻率如表一所示。

本文採用文獻中橋面版顫振導數$\bar{H}_1^* \sim \bar{H}_3^*$、$\bar{A}_1^* \sim \bar{A}_3^*$之實驗值【4】；橋拱順風向顫振導數$\tilde{P}_1^* \sim \tilde{P}_3^*$係由風力係數$C_D$推導之理論值【5】。其中橋面板使用兩種顫振導數，一種為$\bar{A}_2^*$由負轉正之顫振導數代表其單自由度顫振行為，如圖四、圖五。另一種為$\bar{A}_2^*$恆為負之顫振導數代表耦合顫振行為，如圖六、圖七。

本文中使用空氣密度為 1.22 kg/m^3，結構阻尼比(Damping ratio)為 0.3%進行顫振臨界風速數值分析，取自文獻【4】，而橋拱所使用之顫振導數$\tilde{H}_1^*$~$\tilde{H}_4^*$、$\tilde{A}_1^*$~$\tilde{A}_4^*$，由於橋拱受風之垂直向及扭轉向影響較小，故忽略其影響；而顫振導數$\tilde{P}_1^*$由 Scanlan【5】的近似式推導之，忽略$\tilde{P}_2^*$、$\tilde{P}_3^*$項，如圖八所示，理論公式如下：

$$P_1^*(K) = \frac{-1}{K} \cdot C_D \tag{17}$$

其中，P_1^*為順風向顫振導數，C_D為順風向風力係數。

拱圈上段採用鋼結構；拱圈下段採用混凝土結構，主梁採用鋼箱梁(Steel Box)，寬度為 15 公尺，斷面性質如表二所示。纜索使用平行鋼絞索，雙索面使用 24 條纜索，一端錨定於拱圈，一端錨定於主梁兩側，纜索呈倒 V 字型，纜索彈性模數為 1.95x10^{11}(N/m^2)、斷面積為 0.0015(m^2)、單位質量為 24 (kg/m)。

對於單自由度顫振而言，未考慮橋拱元素時，分析橋面板第一對稱垂直及第一對稱扭轉振態(MODE 5、16)時顫振臨界風速為 112.2 m/s，考慮橋拱元素時，加入橋拱拖曳向振態(MODE 1)顫振臨界風速提高到 190.6 m/s。對於耦合顫振而言，未考慮橋拱元素時，考慮橋面板第一對稱垂直及第一對稱扭轉振態(MODE 5、16)時顫振臨界風速為 175.8m/s，考慮橋拱元素時，因為要使橋拱拖曳向運動帶動橋面板扭轉運動，才會發生耦合顫振，因此選擇 MODE 14 耦合振態參與分析，使顫振臨界風速降為 173.7 m/s。

4. 結論

本文中以現有的橋樑抗風理論作為基礎，推導出拱橋顫振的分析模式，並在人行吊索拱橋方面，以常見之跨長 300 公尺之中承式吊索拱橋為例，針對人行拱橋單自由度顫振及耦合顫振的差異性分析其考慮拱圈受風時的顫振反應，藉此了解橋拱的氣動力反應在求解拱橋臨界風速時的影響。

在單自由度顫振時，考慮拱圈之受風反應後，對於單自由度顫振時人行拱橋顫振時的臨界風速明顯的提高，顯示在單自由度顫振時氣動力穩定性較高，而對於耦合顫振時的臨界風速，相對於不考慮拱圈的顫振臨界風速只有稍微降低，橋拱順風向反應對於橋體耦合顫振效應沒有明顯的影響。

4. 參考文獻

[1] Zobel, H., Zol Towski, P., Piechna, J., Wrobel, M. (2006), “Pedestrian steel arch bridge with composite polymer deck. “ Proceedings of the 4th International Conference on Current and Future Trends in Bridge Design, Construction and Maintenance, 119-130.

[2] Tanaka, H., Yamamura, N. and Tatsumi, M., “Coupled Mode Flutter Analysis Using Flutter Derivatives,” *J. Wind Eng. and Industrial Aerodyn.*, Vol.41-44, 1279-1290 (1992).

[3] 李鳳娟, “振態耦合對大跨度橋梁自勵振動現象之影響,”私立淡江大學土木工程研究所碩士

論文, 1995.
[4] Scanlan. R.H., Tomko J.J., "Airfoil and Bridge Deck Flutter Derivatives", *J. Eng. Mech. Div.*, Vol.97, 1717-1737 (1971) fig.8, No.3.
[5] Scanlan. R.H.,"Interpreting Aerolastic Models of Cable-Stayed Bridges," *J. Eng. Mech.*, ASCE, Vol.113(4), 555-576 (1987).

5. 附表

表一：單拱雙索面人行拱橋動力分析

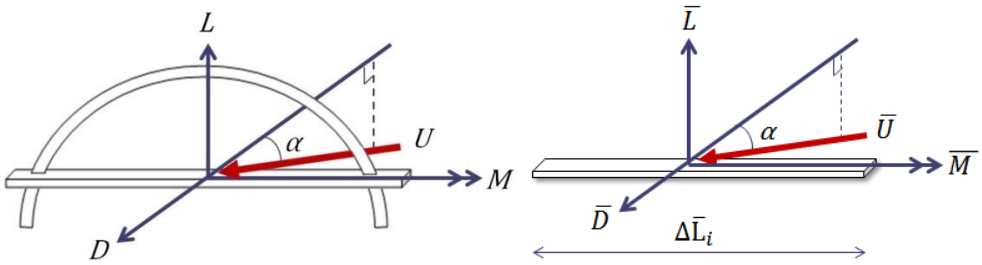
振態	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	14	16
主梁	d.t	D	V	d.t	V	D	d.t	V	V	d.t	t	d.T
拱圈	D	d	v	D	v	d	D	v	v	D	D	d
S/AS	S	S	AS	S	S	AS	S	S	S	S	S	S
頻率(Hz)	0.13	0.17	0.26	0.34	0.52	0.53	0.64	0.74	0.95	1.04	1.53	1.66

振態形式：大寫為主控者，D、V、T 分別表示順風向、垂直向、扭轉向；S 表示對稱振態、AS 表示反對稱振態。

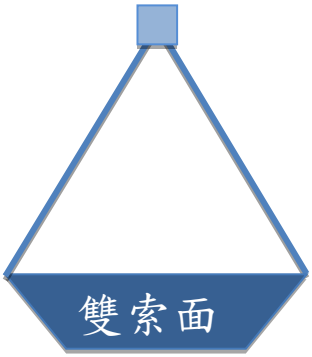
表二：單拱單索面吊索拱橋斷面性質

	主梁	拱圈
彈性模數(N/m^2)	$2.1x10^{11}$	$2.04x10^{11}$
剪力模數(N/m^2)	$7.69x10^{10}$	$7.69x10^{10}$
斷面積(m^2)	0.58	0.26
單位質量(kg/m)	4500	2041
扭轉質量($kg-m^2/m$)	36000	6500
扭轉常數(m^4)	0.15	0.16
彎矩慣性矩(m^4)	I_y=0.73 I_z=0.22	I_y=0.106 I_z=0.106

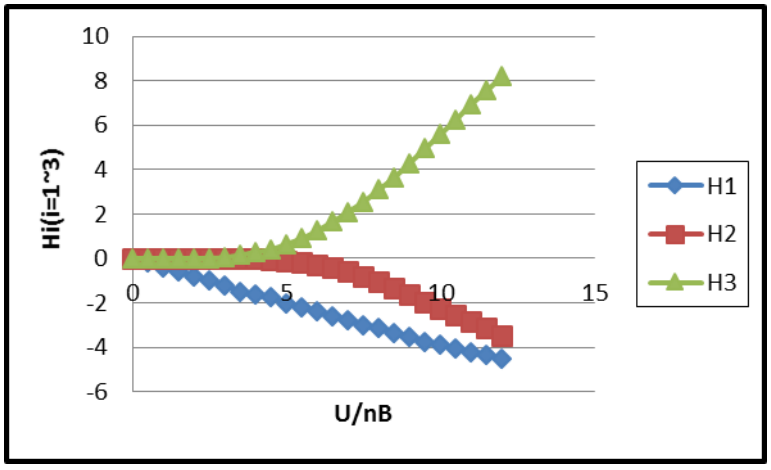
6. 附圖



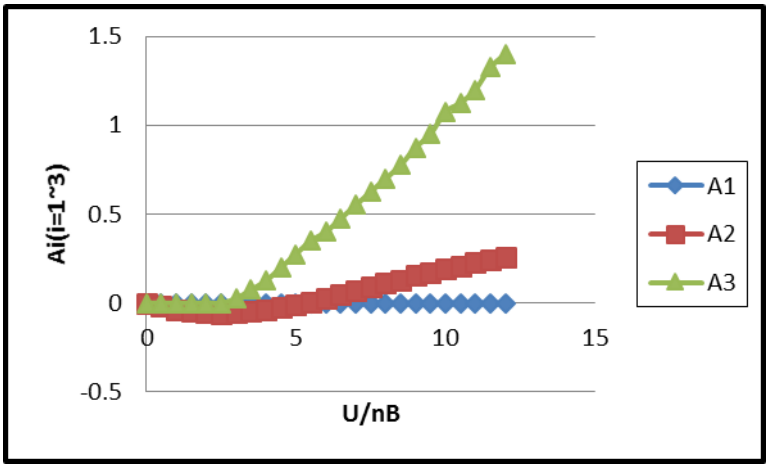
圖一：全域座標系統及橋面板座標系統



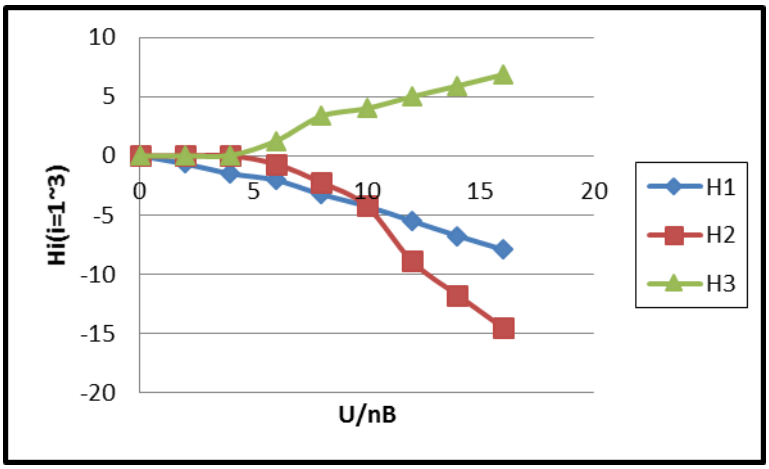
圖三：單索面與雙索面纜索連接型式



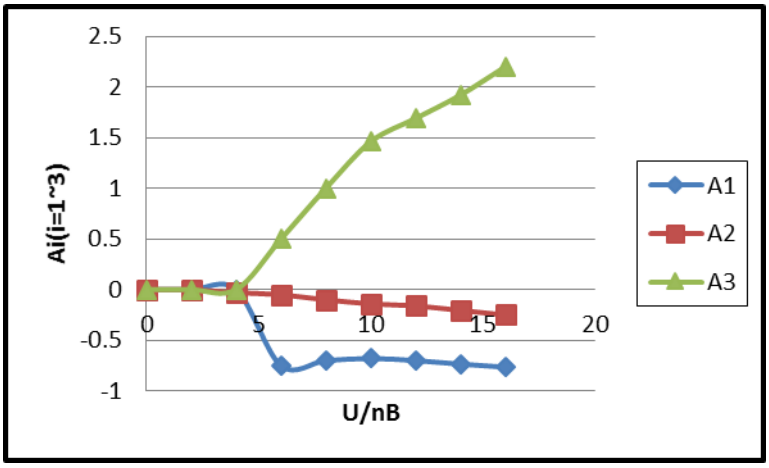
圖四：橋面板單自由度 H 向顫振導數



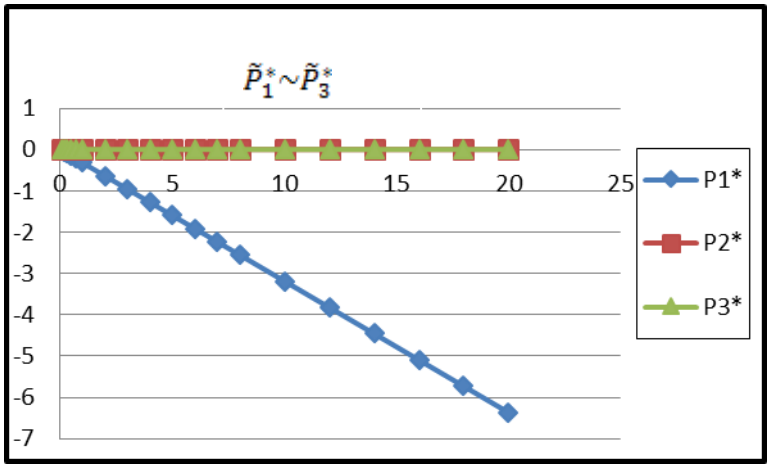
圖五：橋面板單自由度 H 向顫振導數



圖六：橋面板耦合 H 向顫振導數



圖七：橋面板耦合 A 向顫振導數



圖八：橋拱顫振導數$\tilde{P}_1^* \sim \tilde{P}_3^*$

裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索自由振動研究

劉明怡[1*] 葉哲維[2]

[1*]中原大學土木工程系副教授

[2]中原大學土木工程系碩士

摘要

本論文執行裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索自由振動研究，以複數振態分析為工具，利用有限元素法進行數值模擬，並將其數值解與理論分析所得的解析解進行比較。未來可將此纜索模型延伸至斜張橋全橋模型，在考慮纜索中垂效應，以及橋面板和纜索互制效應等條件下，利用兼具高精度與高效率之有限元素法進行分析，以合理地評估阻尼器的減振效用。

關鍵字: 線性黏性阻尼器，繃緊纜索，自由振動，複數振態分析
Keywords: Linear Viscous Damper, Taut Cable, Free Vibration, Complex Modal Analysis

1. 前言

近年來，由於台灣經濟產業快速成長與營建技術大幅提昇，斜張橋(cable-stayed bridge)被廣泛地應用於橋樑工程，斜張橋結合力學和美學的精髓，兼具超大跨度、造型美觀與建造經濟等優點[1]，然而，這類橋樑具有質量輕、自然頻率低和阻尼低等風敏感特性，因此，風力成為地震力之外，為進行斜張橋設計時，必須考慮的重要因素，特別是對位於西太平洋颱風區，風害頻繁之台灣。纜索(stay cable)為組成斜張橋的主要構件之一，在風、風雨與橋面板等三類激振作用下，將導致纜索產生大振幅振動並影響斜張橋安全性[2-4]，因此，探討纜索動力特性為一重要課題。

黏性阻尼器(viscous damper)被廣泛地應用於斜張橋纜索減振策略，例如位於美國的佛瑞德哈特曼橋(Fred Hartman Bridge)、退伍軍人紀念橋(Veterans Memorial Bridge)和陽光高架橋(Sunshine Skyway Bridge)等三座斜張橋均為著名之工程案例[5, 6]。斜張橋現場量測數據證實黏性阻尼器可有效地降低纜索振動[7]，然而，其力學機制尚未完全明瞭，且其減振效用須更合理地量化。數位學者以裝設線性黏性阻尼器(linear viscous damper)之繃緊纜索(taut cable)理論模型為基礎，在阻尼器位置接近纜索端點的條件下，分別估算系統各個振態之阻尼比，可量化阻尼器的減振效用[8-10]。Main and Jones (2002)突破阻尼器位置接近纜索端點之侷限，以複數振態分析(complex modal analysis)為工具，進行上述模型的自由振動(free vibration)研究，分別推導系統各個振態之阻尼比、自然頻率、阻尼頻率與振動型態的解析解，並建立阻尼比和阻尼頻率之關係曲線，除了可合理

地量化阻尼器的減振效用之外，亦可全面地瞭解阻尼器的力學機制[11]。

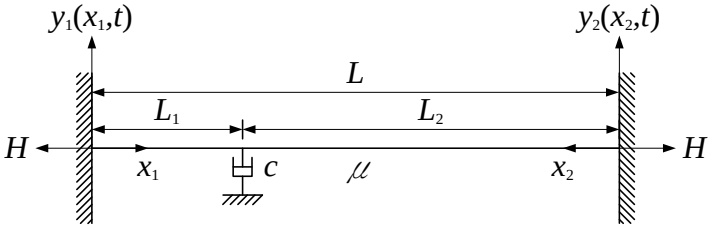
本論文執行裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索自由振動研究，以有限元素法(finite element method)進行數值模擬，並將其數值解與理論分析所得的解析解進行比較[11]。未來可將此纜索模型延伸至斜張橋全橋模型，在考慮纜索中垂(cable sag)效應，以及橋面板和纜索互制(deck-stay interaction)效應等條件下，利用兼具高精度與高效率之有限元素法進行分析，以合理地評估阻尼器的減振效用。

2. 理論分析

本章以理論分析為基礎，探討裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索自由振動的複數振態分析，內容包含「複數特徵值問題」(complex eigenvalue problem)、「無衰減振動」(nondecaying oscillation)與「趨近於臨界阻尼之振動」(oscillation approaching critical damping)等三部分[11]。

2.1 複數特徵值問題

圖一為裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索理論模型，其自由振動屬於「複數特徵值問題」，其中，阻尼係數等於 c 的阻尼器將纜索分為左右兩段，$y_j(x_j,t)$、x_j 與 L_j ($j=1,2$) 分別為左右兩段纜索之橫向變形、軸向位置和長度($L_2>L_1$)，t 則為時間；L、μ 與 H 分別為整段纜索的長度、線密度和拉力。該模型之基本假設為：纜索拉力遠大於自重；忽略纜索的中垂效應、軸向變形、撓曲勁度與阻尼；纜索橫向滿足微小變形條件。



圖一：裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索理論模型

左右兩段纜索均滿足波動方程式(wave equation)，亦即

$$\mu\frac{\partial^2 y_j(x_j,t)}{\partial x_j^2}=H\frac{\partial^2 y_j(x_j,t)}{\partial t^2},\ j=1,2. \tag{1}$$

然而，阻尼器位於左右兩段纜索之交點，必須同時滿足(2)的變形連續條件和(3)之力連續條件，亦即

$$y_1(L_1,t)=y_2(L_2,t), \tag{2}$$

$$H\left[-\frac{\partial y_2(L_2,t)}{\partial x_2}-\frac{\partial y_1(L_1,t)}{\partial x_1}\right]=c\frac{\partial y_1(L_1,t)}{\partial t}, \tag{3}$$

因此，(1)不適用於該位置。此外，纜索左右兩個端點必須分別滿足(4)與(5)的變形等於零之邊界條件，亦即

$$y_1(0,t)=0, \tag{4}$$

$$y_2(0,t)=0. \tag{5}$$

以分離變數法(method of separation of variables)為工具，可假設(1)的解為

$$y_j(x_j,\tau)=Y_j(x_j)e^{\lambda\tau}, j=1,2, \tag{6}$$

其中，$Y_j(x_j)$($j=1,2$)分別為左右兩段纜索之振動型態，λ則為系統的無因次特徵值，兩者均屬於複數型態；τ ($=\omega_{01}t$)為無因次時間，ω_{01} [$=(\pi/L)\sqrt{H/\mu}$]則為整段纜索第一振態之無阻尼自然頻率[9]。將(6)代入(1)得

$$\frac{d^2Y_j(x_j)}{dx_j^2}=\left(\frac{\pi\lambda}{L}\right)^2 Y_j(x_j), j=1,2, \tag{7}$$

由(2)、(4)和(5)可得(7)的解為

$$Y_j(x_j)=\gamma\frac{\sinh(\pi\lambda x_j/L)}{\sinh(\pi\lambda L_j/L)}, j=1,2, \tag{8}$$

其中，γ為阻尼器位移。將(8)代入(6)後，再代入(3)得

$$\coth\left(\frac{\pi\lambda L_1}{L}\right)+\coth\left(\frac{\pi\lambda L_2}{L}\right)+\frac{c}{\sqrt{H\mu}}=0, \tag{9}$$

(9)為系統之特徵方程式，又稱為頻率方程式[10]，具有複數形式，其解為系統第n振態的無因次特徵值，亦即

$$\lambda_n=\frac{\omega_n}{\omega_{01}}\left(-\zeta_n+i\sqrt{1-\zeta_n^2}\right), \tag{10}$$

其中，i ($=\sqrt{-1}$)為虛數單位，ζ_n與ω_n則分別為系統第n振態之阻尼比和擬無阻尼自然

頻率(pseudoundamped natural frequency)[9]。λ_n 的實部與虛部分別為

$$\sigma_n = \mathrm{Re}(\lambda_n), \tag{11}$$

$$\varphi_n = \mathrm{Im}(\lambda_n), \tag{12}$$

其中，σ_n 和 φ_n 分別為系統第 n 振態之無因次衰減率(decay rate)與無因次阻尼頻率。ζ_n 可由 σ_n 和 φ_n 推導而得，亦即

$$\zeta_n = \left(\frac{\varphi_n^2}{\sigma_n^2} + 1\right)^{-1/2}. \tag{13}$$

由(11)與(12)可將(9)分解成實部和虛部兩個方程式，分別為

$$\frac{\sinh(2\pi\sigma L_1/L)}{\cosh(2\pi\sigma L_1/L) - \cos(2\pi\varphi L_1/L)} + \frac{\sinh(2\pi\sigma L_2/L)}{\cosh(2\pi\sigma L_2/L) - \cos(2\pi\varphi L_2/L)} + \frac{c}{\sqrt{H\mu}} = 0, \tag{14}$$

$$\sin\left(\frac{2\pi\varphi L_1}{L}\right)\cosh\left(\frac{2\pi\sigma L_2}{L}\right) + \sin\left(\frac{2\pi\varphi L_2}{L}\right)\cosh\left(\frac{2\pi\sigma L_1}{L}\right) = \sin(2\pi\varphi). \tag{15}$$

此外，由(11)與(12)可分離(8)的實部和虛部，亦即

$$Y_j(x_j) = A_j\left[\sinh\left(\frac{\pi\sigma x_j}{L}\right)\cos\left(\frac{\pi\varphi x_j}{L}\right) + i\cosh\left(\frac{\pi\sigma x_j}{L}\right)\sin\left(\frac{\pi\varphi x_j}{L}\right)\right], j = 1,2, \tag{16}$$

其中，$A_j\,[=\gamma/\sinh(\pi\lambda L_j/L)]$($j=1,2$)分別為左右兩段纜索之係數，屬於複數型態。

求解聯立方程式(14)與(15)得 σ_n 和 φ_n 後，由(13)可得 ζ_n，在給定 L_1/L 並變動 c 的條件下，可建立 ζ_n 與 φ_n 之關係曲線。第 2.2 節和第 2.3 節將分別探討兩類極限狀態：$\sigma_n = 0$ 且 $\zeta_n = 0$，亦即「無衰減振動」；$\sigma_n \to -\infty$ 且 $\zeta_n \to 1$，亦即「趨近於臨界阻尼之振動」。

2.2 無衰減振動

若 λ_n 為純虛數，亦即 $\sigma_n = 0$ 且 $\zeta_n = 0$，則系統呈現「無衰減振動」，在此條件下，(15)可簡化成

$$\sin\left(\frac{\pi\varphi L_1}{L}\right)\sin\left(\frac{\pi\varphi L_2}{L}\right)\sin(\pi\varphi) = 0, \tag{17}$$

(17)之三組解中，一組為 $c=0$ 對應的 φ_n，其它兩組則為 $c \to 0$ 對應之 φ_n。為了驗證此結論，可將(9)改寫成

$$\sinh(\pi\lambda)+\frac{c}{\sqrt{H\mu}}\sinh\left(\frac{\pi\lambda L_1}{L}\right)\sinh\left(\frac{\pi\lambda L_2}{L}\right)=0, \tag{18}$$

當 $c=0$ 時，(18)可簡化成 $\sinh(\pi\lambda)=0$，其解為整段纜索第 n 振態的無因次無阻尼自然頻率，亦即

$$\varphi_n^u = n; \tag{19}$$

當 $c\to\infty$ 時，(18)可簡化成 $\sinh(\pi\lambda L_1/L)\sinh(\pi\lambda L_2/L)=0$，其兩組解分別為右段較長纜索與左段較短纜索之第 n 振態的無因次鎖固頻率(clamped frequency)，亦即

$$\varphi_n^{c,l} = n\frac{L}{L_2}, \tag{20}$$

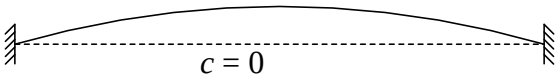
$$\varphi_n^{c,s} = n\frac{L}{L_1}, \tag{21}$$

(19)至(21)即為(17)之三組解。

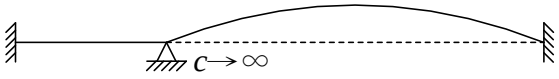
當 $\sigma_n=0$ 且 $\zeta_n=0$ 時，(16)可簡化成

$$Y_j(x_j)=A_j i\sin\left(\frac{\pi\varphi x_j}{L}\right), j=1,2. \tag{22}$$

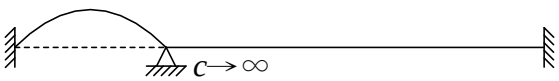
圖二(a)至(c)分別為 φ_1^u、$\varphi_1^{c,l}$ 和 $\varphi_1^{c,s}$ 對應的系統第一振態之振動型態，圖二(a)顯示當 $c=0$ 時，φ_1^u 對應的振動型態可視為未裝設阻尼器之整段纜索變形；圖二(b)與(c)顯示當 $c\to\infty$ 時，阻尼器具有理想剛性，其位移等於零，$\varphi_1^{c,l}$ 和 $\varphi_1^{c,s}$ 對應的振動型態分別等同於右段較長纜索與左段較短纜索之變形。



(a) 整段纜索無因次無阻尼自然頻率



(b) 右段較長纜索無因次鎖固頻率



(c) 左段較短纜索無因次鎖固頻率

圖二：「無衰減振動」對應之系統第一振態的振動型態

2.3 趨近於臨界阻尼之振動

若 λ_n 之實部趨近於負無限大且虛部趨近於常數，亦即 $\sigma_n \to -\infty$ 且 $\zeta_n \to 1$，則系統呈現「趨近於臨界阻尼之振動」，在此條件下，(15)可簡化成

$$\sin\left(\frac{2\pi\varphi L_1}{L}\right)=0, \tag{23}$$

(23)的兩組解分別為右段較長纜索與左段較短纜索之第 n 振態的無因次臨界阻尼頻率，亦即

$$\varphi_n^{cr,l}=\left(n-\frac{1}{2}\right)\frac{L}{L_1}, \tag{24}$$

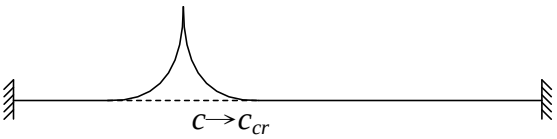
$$\varphi_n^{cr,s}=n\frac{L}{L_1}, \tag{25}$$

此時，(14)之 $c \to c_{cr}=2\sqrt{H\mu}$ ，其中，c_{cr} 為阻尼器臨界阻尼係數。

當 $\sigma_n \to -\infty$ 且 $\zeta_n \to 1$ 時，(16)可近似於

$$Y_j\left(x_j\right) \cong A_j \sinh\left(\frac{\pi\sigma x_j}{L}\right)e^{\frac{i\pi\varphi x_j}{L}}, j=1,2. \tag{26}$$

圖三為 $\varphi_1^{cr,l}$ 和 $\varphi_1^{cr,s}$ 兩者對應的系統第一振態之振動型態，顯示當 $c \to c_{cr}$ 時，振動型態在阻尼器位置具有斜率不連續的最大變形。



圖三：「趨近於臨界阻尼之振動」對應之系統第一振態的振動型態

3. 數值模擬

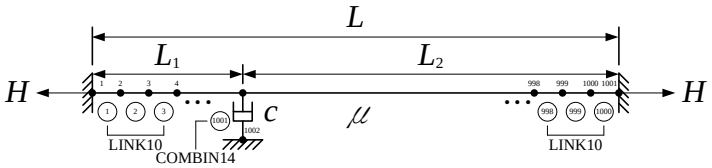
本章以數值模擬為基礎，執行裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索自由振動的複數振態分析，利用 ANSYS 進行有限元素分析[12]，並將其數值解與第二章之理論分析所得的解析解進行比較[11]。

茲以位於美國之佛瑞德哈特曼橋中，裝設黏性阻尼器的 AS24 纜索為例，如圖四所示[5]，建立其有限元素模型，如圖五所示，有關此斜張橋之細節可參閱[13]。圖五的系統由纜索和阻尼器組成，在纜索參數方面，假設 AS24 纜索處於繃緊狀態，其長度

$L=199.8$ m，線密度 $\mu=76.0$ kg/m，拉力 $H=4{,}150$ kN，包含 1,001 個節點，細分為 1,000 個 LINK10 元素，左右兩個端點均為鉸支承；在阻尼器參數方面，假設阻尼器具有線性特性，利用 COMBIN14 元素模擬其行為，設定阻尼器位置 L_1/L 與阻尼器阻尼係數 c 兩者為變動參數，其值分別介於 $0\le L_1/L<0.5$ 和 $0\le c<\infty$。



圖四：佛瑞德哈特曼橋中，裝設黏性阻尼器之 AS24 纜索的外觀[5]



: Node Number　　L = 199.8 m

⊙: Element Number　　μ = 76.0 kg/m

H = 4,150 kN

$0 \leqslant L_1/L$ (variable) < 0.5

$0 \leqslant c$ (variable) $< \infty$

圖五：佛瑞德哈特曼橋中，裝設黏性阻尼器之 AS24 纜索的有限元素模型

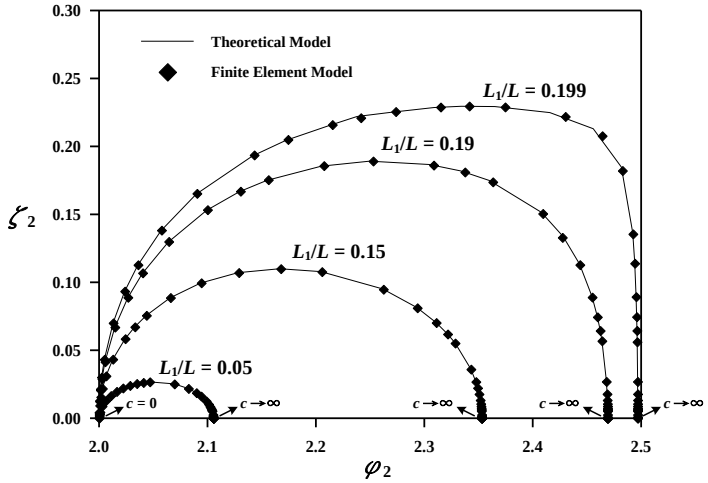
在給定 L_1/L 並變動 c 之條件下，可建立系統第 n 振態的阻尼比 ζ_n 與無因次阻尼頻率 φ_n 之關係曲線，並依據其特性分為三個區域：區域一，前提為 $0\le L_1/L<1/(2n+1)$ 且 $0\le c<\infty$；區域二，前提為 $1/(2n+1)<L_1/L<1/(2n-1)$ 且 $0\le c<c_{cr}$ (阻尼器臨界阻尼係數)；區域三，前提為 $1/(2n-1)<L_1/L<1/n$ 且 $0\le c<\infty$[11]。本章以系統第二振態 $(n=2)$ 為例，分別說明圖六(a)至(c)的三個區域中，ζ_2 和 φ_2 之關係曲線的特性，並探討阻尼器之減振效用與力學機制。

圖六(a)為當 $0\le L_1/L<1/5$ 且 $0\le c<\infty$ 時，ζ_2 和 φ_2 的關係曲線，屬於區域一，其數值解與解析解十分接近。各條曲線中，起點和終點之狀態均為 $\sigma_2=0$ 且 $\zeta_2=0$，亦即「無

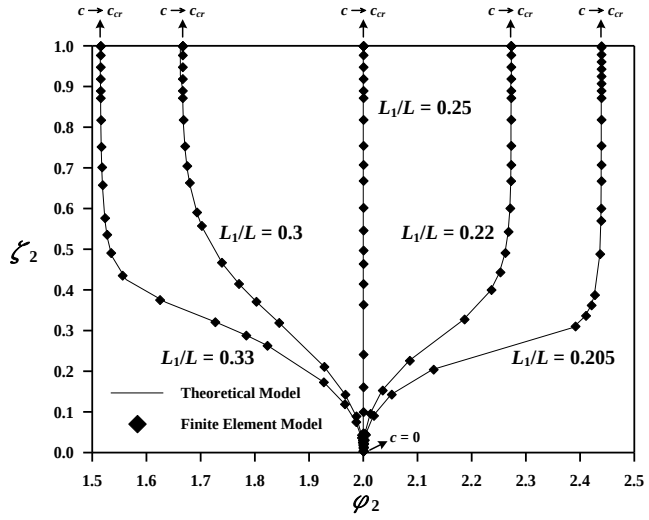
衰減振動」，其中，起點狀態為$c=0$對應的整段纜索第二振態之無因次無阻尼自然頻率φ_2^u，終點狀態則為$c\to\infty$對應的右段較長纜索第二振態之無因次鎖固頻率$\varphi_2^{c,l}$，$\varphi_2^{c,l}$與φ_2^u的差值$\Delta\varphi_2$為正值，導因於阻尼器引致頻率偏移(damper-induced frequency shift)，此偏移量隨著L_1/L增加而遞增。各條曲線中，阻尼器阻尼係數由起點之$c=0$逐漸地增加至終點的$c\to\infty$，當c為介於$0\le c<\infty$之特定值時，可得對應的φ_2，使得ζ_2達到極大值，此即為系統第二振態之最佳阻尼比ζ_2^{opt}，其值隨著L_1/L增加而遞增。系統第二振態的特性可擴展至系統各個振態之一般情況，亦即區域一的系統阻尼比和系統無因次阻尼頻率之關係曲線中，阻尼器阻尼係數由起點的零逐漸地增加至終點之趨近於無限大，其中，起點狀態為整段纜索無因次無阻尼自然頻率，終點狀態則為右段較長纜索無因次鎖固頻率，兩者均屬於「無衰減振動」。此外，當阻尼器位置愈接近區域一的上限時，阻尼器引致頻率偏移量與系統最佳阻尼比兩者均隨之增加。

圖六(b)為當$1/5<L_1/L<1/3$且$0\le c<c_{cr}$時，ζ_2和φ_2的關係曲線，屬於區域二，其數值解與解析解十分接近。各條曲線中，起點狀態為$\sigma_2=0$且$\zeta_2=0$，亦即「無衰減振動」，此時，$c=0$對應φ_2^u，終點狀態則為$\sigma_2\to-\infty$且$\zeta_2\to1$，亦即「趨近於臨界阻尼之振動」，此時，$c\to c_{cr}$對應右段較長纜索第一振態的無因次臨界阻尼頻率$\varphi_1^{cr,l}$。各條曲線中，阻尼器阻尼係數由起點之$c=0$逐漸地增加至終點的$c\to c_{cr}$，其中，終點之$\zeta_2\to1$，達到極大值，此即為ζ_2^{opt}，其值和L_1/L無關。當$1/5<L_1/L<1/3$且$c_{cr}<c<\infty$時，ζ_2與φ_2的關係曲線不屬於區域二，此時，系統呈現左段較短纜索之特性。系統第二振態的特性可擴展至系統各個振態之一般情況，亦即區域二的系統阻尼比和系統無因次阻尼頻率之關係曲線中，阻尼器阻尼係數由起點的零逐漸地增加至終點之趨近於臨界值，其中，起點狀態為整段纜索無因次無阻尼自然頻率，屬於「無衰減振動」，終點狀態則為右段較長纜索無因次臨界阻尼頻率，屬於「趨近於臨界阻尼之振動」。此外，系統最佳阻尼比與阻尼器位置無關，其值趨近於 1。

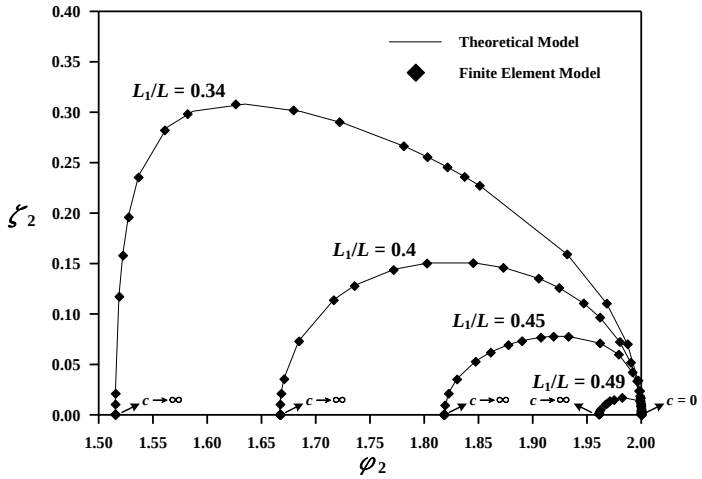
圖六(c)為當$1/3<L_1/L<1/2$且$0\le c<\infty$時，ζ_2和φ_2的關係曲線，屬於區域三，其數值解與解析解十分接近。各條曲線中，起點和終點之狀態均為$\sigma_2=0$且$\zeta_2=0$，亦即「無衰減振動」，其中，起點狀態為$c=0$對應的φ_2^u，終點狀態則為$c\to\infty$對應之$\varphi_1^{c,l}$，$\varphi_1^{c,l}$與φ_2^u的差值為負值，導因於阻尼器引致頻率偏移，此偏移量隨著L_1/L增加而遞減。各條曲線中，阻尼器阻尼係數由起點之$c=0$逐漸地增加至終點的$c\to\infty$，當c為介於$0\le c<\infty$之特定值時，可得對應的φ_2，使得ζ_2達到極大值，此即為ζ_2^{opt}，其值隨著L_1/L增加而遞減。系統第二振態之特性可擴展至系統各個振態的一般情況，亦即區域三之系統阻尼比和系統無因次阻尼頻率的關係曲線中，阻尼器阻尼係數由起點之零逐漸地增加至終點的趨近於無限大，其中，起點狀態為整段纜索無因次無阻尼自然頻率，終點狀態則為右段較長纜索無因次鎖固頻率，兩者均屬於「無衰減振動」。此外，當阻尼器位置愈接近區域三之下限時，阻尼器引致頻率偏移量與系統最佳阻尼比兩者均隨之增加。



(a) 區域一



(b) 區域二



(c) 區域三

圖六：系統第二振態之阻尼比與無因次阻尼頻率的關係曲線

4. 結論

本論文執行裝設線性黏性阻尼器之繃緊纜索自由振動研究，以有限元素法進行數值模擬，並將其數值解與理論分析所得的解析解進行比較[11]，其結論如下：

(1) 區域一的系統阻尼比和系統無因次阻尼頻率之關係曲線中，阻尼器阻尼係數由起點的零逐漸地增加至終點之趨近於無限大，其中，起點狀態為整段纜索無因次無阻尼自然頻率，終點狀態則為右段較長纜索無因次鎖固頻率，兩者均屬於「無衰減振動」。此外，當阻尼器位置愈接近區域一的上限時，阻尼器引致頻率偏移量與系統最佳阻尼比兩者均隨之增加。

(2) 區域二的系統阻尼比和系統無因次阻尼頻率之關係曲線中，阻尼器阻尼係數由起點的零逐漸地增加至終點之趨近於臨界值，其中，起點狀態為整段纜索無因次無阻尼自然頻率，屬於「無衰減振動」，終點狀態則為右段較長纜索無因次臨界阻尼頻率，屬於「趨近於臨界阻尼之振動」。此外，系統最佳阻尼比與阻尼器位置無關，其值趨近於 1。

(3) 區域三的系統阻尼比和系統無因次阻尼頻率之關係曲線中，阻尼器阻尼係數由起點的零逐漸地增加至終點之趨近於無限大，其中，起點狀態為整段纜索無因次無阻尼自然頻率，終點狀態則為右段較長纜索無因次鎖固頻率，兩者均屬於「無衰減振動」。此外，當阻尼器位置愈接近區域三的下限時，阻尼器引致頻率偏移量與系統最佳阻尼比兩者均隨之增加。

(4) 未來可將此纜索模型延伸至斜張橋全橋模型，在考慮纜索中垂效應，以及橋面板和纜索互制效應等條件下，利用兼具高精度與高效率的有限元素法進行分析，以合理地評估阻尼器之減振效用。

5. 參考文獻

[1] Gimsing, N.J. and Georgakis, C.T. Cable supported bridges: concept and design. Third Edition, John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK, 2012.

[2] Caetano, E. Cable vibrations in cable-stayed bridges. Structural Engineering Documents 9, IABSE-AIPC-IVBH, Zurich, Switzerland, 2007.

[3] Fujino, Y., Kimura, K. and Tanaka, H. Wind resistant design of bridges in Japan: developments and practices. Springer, Tokyo, Japan, 2012.

[4] Xu, Y.L. Wind effects on cable-supported bridges. John Wiley & Sons Singapore Pte. Ltd, Singapore, 2013.

[5] Zuo, D. and Jones, N.P. Stay-cable vibration monitoring of the Fred Hartman Bridge (Houston, Texas) and the Veterans Memorial Bridge (Port Arthur, Texas). Center for Transportation Research, The University of Texas at Austin, Austin, Texas, USA, 2005.

[6] Kumarasena, S., Jones, N.P., Irwin, P. and Taylor, P. Wind-induced vibration of stay cables. Publication No. FHWA-HRT-05-083, U.S. Department of Transportation, Federal Highway

Administration, McLean, Virginia, USA, 2007.

[7] Main, J.A. and Jones, N.P., "Evaluation of viscous dampers for stay-cable vibration mitigation", *J. of Bridge Eng., ASCE*, 2001, Vol.6, No.6, pp.385-397.

[8] Kovács, I., "Zur Frage der Seilschwingungen und der Seildämpfung", *Die Bautechnik*, 1982, Vol.59, No.10, pp.325-332. (in German).

[9] Pacheco, B.M., Fujino, Y. and Sulekh, A., "Estimation curve for modal damping in stay cables with viscous damper", *J. of Structural Eng., ASCE*, 1993, Vol.119, No.6, pp.1961-1979.

[10] Krenk, S., "Vibrations of a taut cable with an external damper", *J. of Applied Mech., ASME*, 2000, Vol.67, No.4, pp.772-776.

[11] Main, J.A. and Jones, N.P., "Free vibrations of taut cable with attached damper. I: Linear viscous damper", *J. Eng. Mech., ASCE*, 2002, Vol.128, No.10, pp.1062-1071.

[12] ANSYS. ANSYS LS-DYNA user's guide. ANSYS, Inc., Canonsburg, Pennsylvania, USA, 2009.

[13] Liu, M.Y., Zuo, D. and Jones, N.P., "Analytical and numerical study of deck-stay interaction in a cable-stayed bridge in the context of field observations", *J. Eng. Mech., ASCE*, 2013, Vol.139, No.11, pp.1636-1652.

典型斷面懸吊式橋梁氣動力穩定性分析

方富民[1*] 陳振華[2] 陳沛兆[3] 陳建忠[4] 蔡孟緯[5]

[1*]國立中興大學土木工程系教授

[2]國立高雄大學土木與環境工程系教授

[3,5]淡江大學風工程中心研究員

[4]內政部建築研究所工程技術組組長

摘要

近年來，懸索式橋梁常成為都會區建築景觀之重要一環，而在工程設計上此類橋梁的抗風特性必須予以重視。本研究針對具有矩形、梯形、六角形與冂形四種斷面形狀之橋體進行風洞模型試驗以檢視其在不同風攻角下之振動反應，繼而以相應之顫振臨界風速作為評估指標，比較三種形狀橋體氣動穩定性之優劣。若以極端顫振臨界風速作為橋體氣動力穩定性之評估指標，研究中發現，四種斷面形狀中以六角形橋體的整體表現最佳，在設計上應作最優先之考慮。除六角形橋體外，當寬深比為 5 時，矩形、梯形與冂形橋體之氣動穩定性並無顯著差異，然以梯形情況表現較優。當寬深比大於 8 時，矩形是除六角形外之次佳選擇。此外，在梯形與冂形二者氣動穩定性的比較上，大寬深比情況時以冂形較佳，而當寬深比小於 8 時以梯形較優。

關鍵字: 懸索式橋梁、風洞試驗、斷面模型

Keywords: Suspension Bridge, Wind Tunnel Test, Sectional Model

1. 前言

隨著高強度材料研發與橋梁工法之進步，長跨度橋梁之建造與日俱增。其中，常見的懸索橋或斜張橋等，由於具有壯觀之地標性，常為區域建築景觀的重要一環。此外，又因其有在施工上對環境之衝擊較小，已漸成為國內外長跨度橋梁之首選橋型。相對於一般橋梁，懸索橋或斜張橋有著輕、軟的結構特性。儘管其上部結構較具抗震性，然在抗風方面確實存在著不容忽視的氣動力穩定性問題，而這些問題則依橋梁斷面幾何形狀等因素呈現出不同之氣動力行為。

懸索式橋梁對風力所產生之反應頗為敏感，在風力設計上包括靜態與動態載重之考量，除須考慮以現地風速資料估算之平均風載重外，結構受風吹襲產生之氣動力效應(aerodynamic effect)亦為考量之重點。當結構受風力作用而產生振動時，會因其互制作用(interaction)導致橋體發生氣彈力(aeroelastic)效應。為確保這些橋梁的安全性，目前則須藉由風洞試驗與數值理論方法檢核之。

一般而言，懸索式長跨徑橋梁的風洞實驗常使用的有全橋模型(full model)與斷面模型(section model)兩種實驗。前者主要針對橋梁結構原型製作縮尺模型，以實驗的方式直接求取橋梁原型的受風反應；而後者則採用主跨斷面的二維縮尺模型，實驗可獲得橋梁氣動力參數與風力係數，以了解橋梁斷面受風力影響的敏感度研究為主，並可作橋梁受風反應的初步預估。此外，以斷面模型表現橋板運動的主要模態模擬方式大幅降低了模型設計的複雜性，且有利於系統化橋梁氣動力行為的探討，故在成本與經濟效益的考量上通常後者佔有較大的優勢。

2. 研究內容

本研究係針對長跨度懸索式橋梁，以風洞斷面模型試驗探討橋梁氣動力穩定性行為，期在實際應用上獲得具體的試驗結果與橋梁規劃與設計階段所需的設計參數，以供後續細部設計之重要參考。研究中選定四種典型斷面形狀(矩形、梯形、六角形、冂形；參見圖一)、5 種寬深比(B/D=5, 8, 10, 12.5 與 15)之橋體模型進行試驗，依據在各種不同風速下振動反應之時序列資料，進而評估其氣動力穩定性。

3. 風洞試驗

風洞試驗係於內政部建築研究所風洞實驗室進行。風洞本體為一垂直向的封閉迴路系統，其中之氣流係由直接傳動軸流式風扇驅動，斷面模型試驗乃於緊鄰收縮段後之測試區 (斷面為 4 m × 2.6 m)進行，其風況屬低紊流強度(0.17%至 2%)且均勻(uniform)之平滑流(smooth flow)。橋體斷面模型沿水平橫風向之長度取 100 cm，厚度(D)固定為 4 cm(參見圖一)，在 5 種寬深比(B/D = 5, 8, 10, 12.5 與 15)下模型橋體之橋面寬度(B)分別為 20、32、40、50 與 60 cm。包含橋體與模型架設系統，模型試驗之阻塞比(blockage ratio)小於 4%。隨著來流風速之不同，模型試驗之雷諾數($Re = UD/\nu$；U 為來流風速)約在5×10^3至8×10^4之間。

斷面模型之製作主要以質量輕、勁度高為原則，研究中之橋體模型乃以白鐵匡架為骨幹，內外填充以硬質之保麗龍，外披珍珠板製作以確保模型體之剛度與表面之硬度。模型橋版係置於風洞測試段內具有懸吊式架設系統的橋座上。如圖二所示，模型係連結於四組懸吊彈簧，並藉彈簧勁度之適當選取以獲得橋體在垂直向之基本頻率。至於在扭轉向之基本頻率，則以彈簧組在順風方向間距之改變調整之。此外，系統中另設一能量吸取器，阻尼油槽內置黏滯性油料，以模擬橋體在垂直向及扭轉向的阻尼比。

試驗中來流風速係採用直式皮托管配合以薄膜式壓力計進行量度。橋體振動量(位移)係以裝設於橋座上對稱放置之四個雷射位移計來進行量測。為確保雷射光源正確地投射至橋體模型之反射板上，操作時必須保持正交以減少誤差。量測時待直接讀取相應之電壓值後，繼而計算出雷射頭與板面反射點間距離之時序列資料，並進一步地從事統計分析。研究中雷射測距之採樣頻率為 500 Hz，採樣時間為 152 秒。

研究中橋體模型自然頻率之求取是在無風的狀況下給予斷面模型一個初始擾動，依據其自由振動的位移歷時記錄，經傅利葉轉換後，位移反應頻譜上尖峰值所對應之頻率

即為結構之自然頻率。同樣地，待給予斷面模型一個初始擾動後，橋體模型阻尼比(ζ)之決定則是採用自由振動對數衰減 (logarithmic decrement) 的方法。在量得運動振幅的衰減率(δ)後，依據後式獲得橋體模型之阻尼比：

$$\delta = \frac{2\pi\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \tag{1}$$

表一顯示四種外形橋體斷面之結構特性。其中，模型在垂直向與扭轉向之頻率(f_v 與 f_t)分別約為 5.0 Hz 與 9.0 Hz；扭轉向與垂直向頻率比($\varepsilon=f_\alpha/f_h$)約為 1.8。此外，在垂直向與扭轉向之阻尼比約選取在 0.35%與 0.65%間，以利爾後分析結果之比對。

4. 試驗結果

試驗中針對矩形、梯形、六角形與冂形四種橋體斷面進行 5 個寬深比(B/D = 5, 8, 10, 12.5 與 15)之斷面模型試驗。在每次的斷面模型試驗中，來流風速由低速逐漸增加直至約 25m/s(或橋體振動反應即將發散為止)，並針對不同風攻角(θ=0°, ±2°, ±4°；參見圖三)之情況進行橋體振動反應量測，繼依據橋體在垂直與扭轉兩個方向的時序列資料進行統計分析。

4.1 橋體振動反應

圖四顯示典型寬深比(B/D=10)情況下四種橋體斷面在垂直與扭轉兩個方向之無因次振動量均方根值之結果。其中，約化風速(reduced velocity)在兩個方向之定義分別為 $Ur_v=U/f_vB$ 與 $Ur_t=U/f_tB$ (f_v 與 f_t 分別為模型在兩個方向之自然頻率)。此外，由於矩形與六角形橋體之形狀屬對稱者(對橋體中心)，故其結果僅與風攻角之絕對值有關，而與其正負號無關。由圖中所見之一般趨勢顯示，當風速自低速漸增時，橋體質心在垂直向與橋面在扭轉向之位移均方根擾動量(h'與α')亦隨之增加；而當來流續增至某一高風速時，橋體在兩個方向之擾動量則劇增。在本研究的分析中，於此振動反應劇增現象發生時之風速乃定義為顫振(flutter)發生相應之臨界風速(U_{cr}; critical wind speed)。值得一提的是，於梯形橋體情況而風攻角(θ)為-2°與-4°時(圖四 c)，在試驗風速範圍內未見顫振現象之發生。

4.2 橋體氣動力穩定性

臨界風速的大小攸關橋體氣動穩定性之優劣，臨界風速較高者意指顫振較不會發生，相對之橋體氣動力穩定性較佳。如後乃以臨界風速為指標，針對斷面形狀與寬深比之影響分別予以探討。

1、 各斷面形狀橋體結果比較

圖五顯示四個斷面形狀橋體在不同寬深比情況下無因次臨界風速($(Ur_t)_{cr}$)與風攻角(θ)間之關係。圖中部份情況未呈現臨界風速之結果者係因在試驗風速範圍中未見顫振現象之發生，意即在這些情況中橋體具有較佳之氣動力穩定性。

在矩形橋體情況中(圖五 a)，當寬深比小於 10 時，無因次臨界風速隨著風攻角(絕對

值)之增加而增加，於風攻角 0°時呈現最差之氣動穩定性。另一方面，當寬深比較大時(12.5 與 15)時則呈現相反的趨勢：無因次臨界風速隨著風攻角(絕對值)之增加而減少，而以 0°情況表現出較佳之氣動穩定性。在梯形橋體情況(圖五 b)，除了寬深比為 15 且風攻角(θ)為-4°之個案外，在試驗風速範圍內，所有負攻角情況均未發生顫振。至於在正風攻角情況，結果顯示當θ由零漸增時，相應無因次之顫振臨界風速有減少之趨勢(氣動穩定性隨之變差)。六角形橋體情況(圖五 c)之結果顯示，在試驗風速範圍中，當寬深比為 5 與 12.5(所有風攻角)以及寬深比為 15(θ=0°與±2°)時，在試驗風速範圍內未見顫振之發生。除前述情況外，隨著風攻角(絕對值)之增加，無因次顫振臨界風速隨之減少，氣動穩定性隨之變差。最後，在冂形橋體情況(圖五 d)，在試驗風速範圍中結果大致上之變化趨勢為：當寬深比愈大，相應之無因次臨界風速愈低。此外，隨著風攻角之增加，無因次臨界風速多有先減後增之趨勢(B/D=8 情況除外)。

2、 各斷面形狀橋體結果比較

圖六顯示在所有寬深比情況下無因次臨界風速與風攻角間之關係。同樣的，圖中部份情況未呈現臨界風速之結果者係因在試驗風速範圍中未見顫振現象之發生，意即在這些情況中橋體具有較佳之氣動力穩定性。由圖中可見，四種斷面形狀中多以六角形橋體相應之臨界風速最高(或在試驗風速範圍中未發生顫振)。另一方面，矩形、梯形與冂形相應之臨界風速互有消長。

就風力設計的觀點而論，若以顫振臨界風速作為評斷長跨度橋梁斷面形狀之選定基準，必須考量所有風攻角情況下最極端(臨界風速最低)者。據此，試驗結果顯示(參見表二)在氣動力穩定性上，四種斷面形狀中以六角形橋體的整體表現最佳，在設計上應作最優先之考慮。除六角形橋體外，當寬深比(B/D)為 5 時，矩形、梯形與冂形橋體之氣動力穩定性並無顯著差異，然以梯形情況表現較優。當寬深比大於 8 時，矩形是除六角形外之次佳選擇。此外，在梯形與冂形二者氣動穩定性的比較上，大寬深比情況(B/D=12.5 與 15)時以冂形較佳，而當寬深比小於 8 時以梯形較優。

5. 結論

本研究針對矩形、梯形、六角形與冂形四種典型形狀之橋體，以風洞斷面模型試驗量測其相應之振動反應。除了形狀之改變外，均勻來風之風速、風攻角以及橋體之寬深比亦為試驗中改變之參數。依據風洞試驗結果，研究獲得如後結論：

(1) 若以無因次臨界風速作為評斷橋體氣動力穩定性之基準，四種斷面形狀中以六角形橋體的整體表現最佳，在設計上應作最優先之考慮。除六角形橋體外，當寬深比(B/D)為 5 時，矩形、梯形與冂形橋體之氣動穩定性並無顯著差異，然以梯形情況表現較優。當寬深比大於 8 時，矩形是除六角形外之次佳選擇。此外，在梯形與冂形二者氣動力穩定性的比較上，大寬深比情況(B/D=12.5 與 15)時以冂形較佳，而當寬深比小於 8 時以梯形較優。

(2) 當矩形橋體寬深比小於 10 時，無因次臨界風速隨著風攻角(絕對值)之增加而增加，而當寬深比較大時(12.5 與 15)時則呈現相反的趨勢。

(3) 梯形橋體在負攻角情況具不錯之氣動力穩定性。在正風攻角情況時，隨著風攻角之增加，相應無因次之顫振臨界風速有減少之趨勢(氣動穩定性隨之變差)。
(4) 在六角形橋體情況，隨著風攻角(絕對值)之增加，無因次顫振臨界風速隨之減少，氣動穩定性隨之變差。
(5) 在冂形橋體情況，當寬深比愈大，相應之無因次臨界風速愈低。此外，隨著風攻角之增加，無因次臨界風速多有先減後增之趨勢。

6. 誌謝

本研究承蒙內政部建築研究所補助研究計畫經費(計畫編號 101301070000G0013)，特此申謝。

7. 參考文獻

[1] 方富民、陳振華，”以斷面模型試驗評估長跨度橋梁抗風性能之研究”，*內政部建築研究所計畫報告*，計畫編號 101301070000G0013，2012 年。
[2] Sabzevari, A. and R.H. Scanlan, “Aerodynamic instability of suspension bridge”, *Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE,* 1968, Vol. 94, pp. 489-519.
[3] Scanlan, R. H. and J.J. Tomko, “Airfoil and bridge deck flutter derivatives, *Journal of Engineering, Mechanics Division, ASCE*, 1971, Vol. 97, pp.1717-1737.

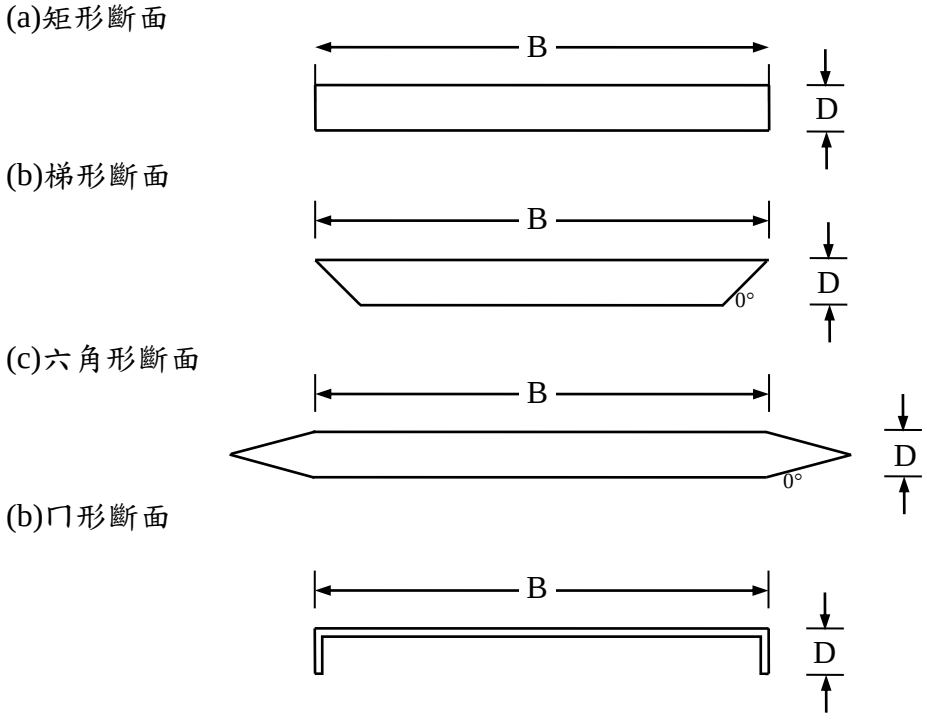
表一：橋體模型之結構特性

物理量 \ 外形	B/D	矩形	梯形	六角形	冂形
質量 M M (kg/m)	5	3.676	3.464	4.243	3.485
	8	3.734	3.508	3.832	3.645
	10	4.287	4.056	4.328	3.949
	12.5	4.493	4.244	4.753	3.994
	15	4.377	4.180	5.044	4.306
轉動慣量 I ($kg\text{-}m^2/m$)	5	0.038	0.037	0.041	0.037
	8	0.046	0.038	0.054	0.041
	10	0.061	0.047	0.072	0.058
	12.5	0.076	0.060	0.096	0.066
	15	0.099	0.078	0.140	0.094
垂直向頻率 f_v (Hz)	5	5.005	4.944	4.974	5.157
	8	4.608	4.761	4.456	4.669
	10	5.096	5.005	4.993	4.974
	12.5	4.974	5.096	4.944	5.066
	15	5.066	5.188	4.974	5.005
扭轉向頻率 f_t (Hz)	5	9.064	8.881	9.003	9.247
	8	8.545	8.331	8.026	8.484
	10	9.247	9.033	9.012	9.003
	12.5	8.911	9.033	8.881	9.247
	15	9.460	9.399	8.392	8.942
頻率比 f_t/f_v	5	1.811	1.796	1.810	1.793
	8	1.854	1.750	1.801	1.817
	10	1.814	1.805	1.805	1.810
	12.5	1.791	1.772	1.796	1.825
	15	1.867	1.812	1.687	1.787
垂直向阻尼 ζ_v (%)	5	0.50	0.50	0.50	0.50
	8	0.37	0.34	0.45	0.41
	10	0.48	0.51	0.54	0.50
	12.5	0.58	0.50	0.58	0.55
	15	0.62	0.58	0.61	0.64
扭轉向阻尼 ζ_t (%)	5	0.67	0.68	0.67	0.66
	8	0.62	0.66	0.66	0.65
	10	0.65	0.66	0.65	0.67
	12.5	0.66	0.59	0.63	0.66
	15	0.54	0.52	0.51	0.50

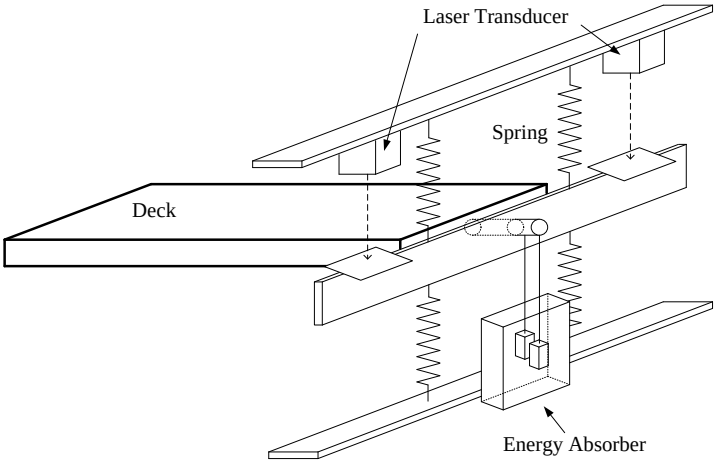
表二：無因次極端臨界風速比較表

B/D	矩形	梯形	六角形	ㄇ形
5	6.1	6.6	—	5.9
8	4.9	4.7	7.4	3.1
10	4.5	3.5	5.7	3.5
12.5	4.0	3.3	—	3.5
15	3.7	3.1	3.7	3.5

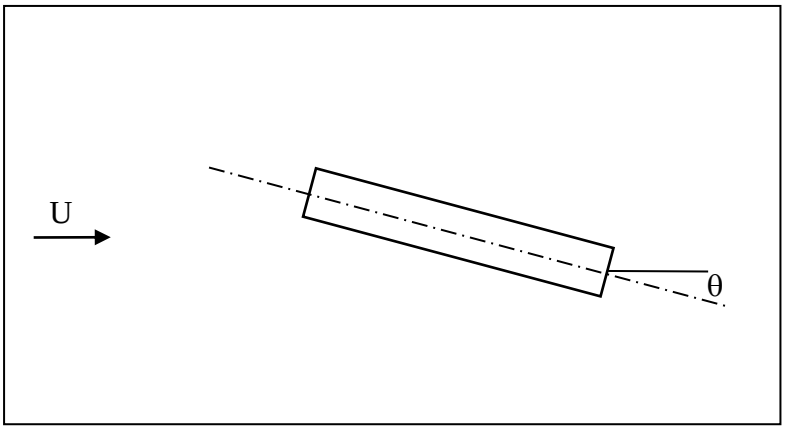
【註】”—“表示於試驗風速範圍中無顫振發生。



圖一：研究個案簡示圖

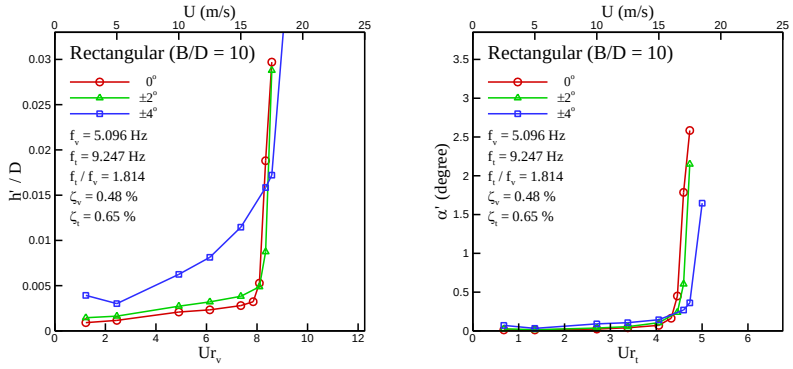


圖二：懸吊系統簡示圖

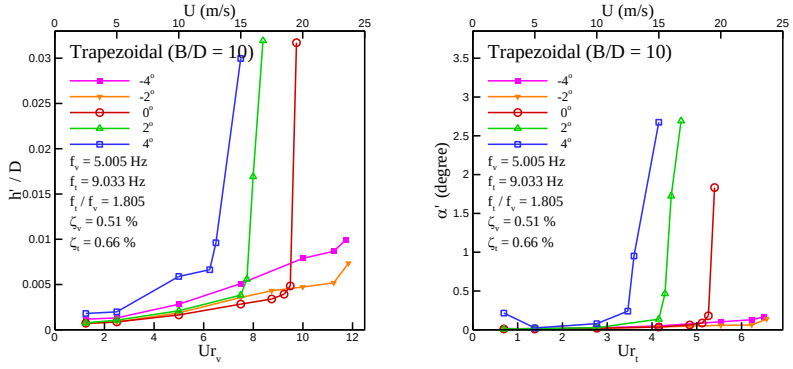


圖三：試驗風攻角說明圖

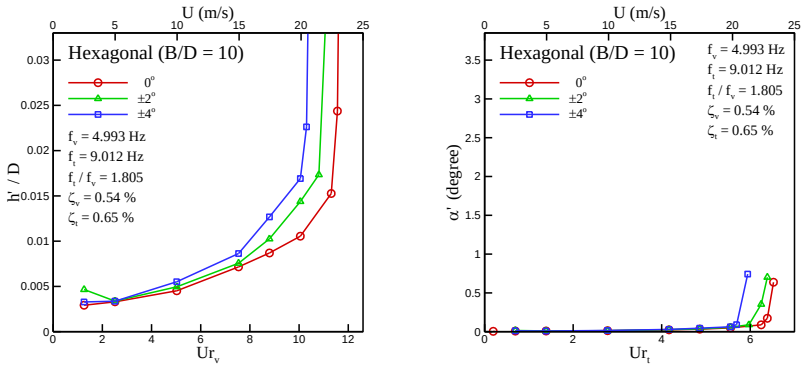
(a) 矩形斷面橋體



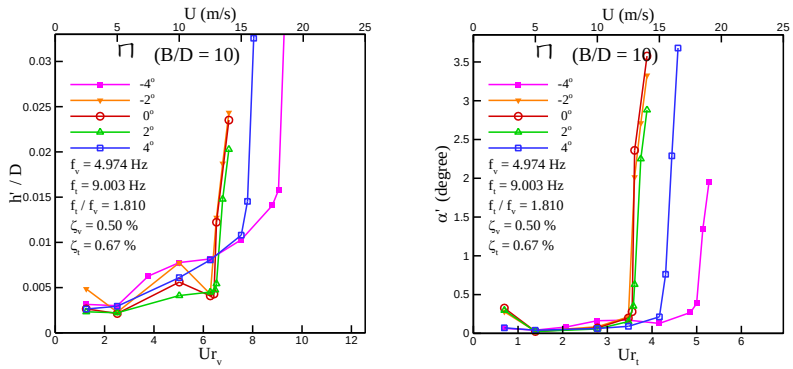
(b) 梯形斷面橋體



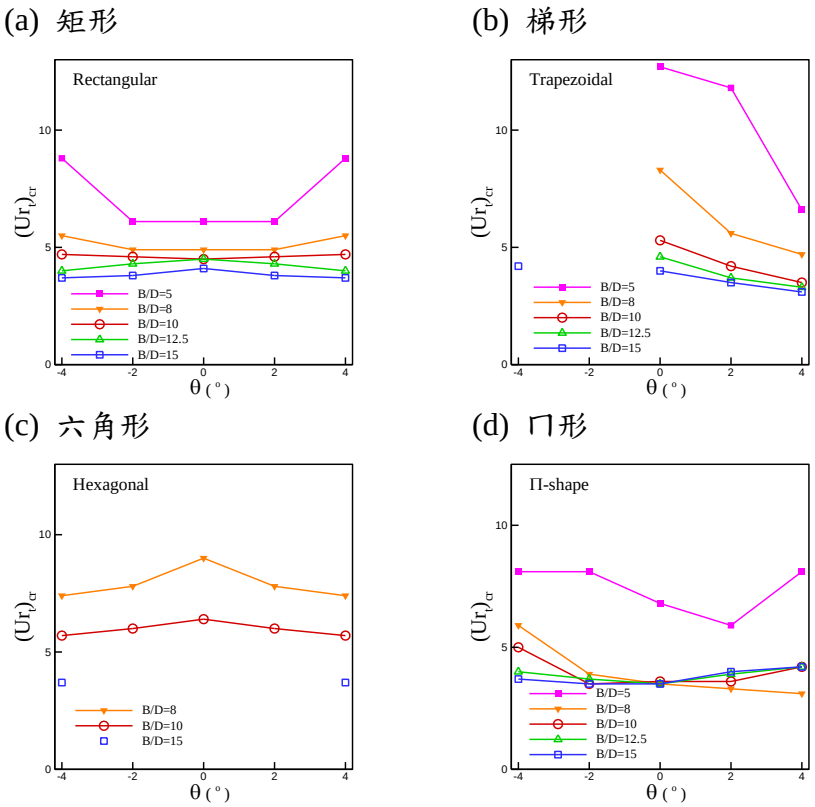
(c) 六角形斷面橋體



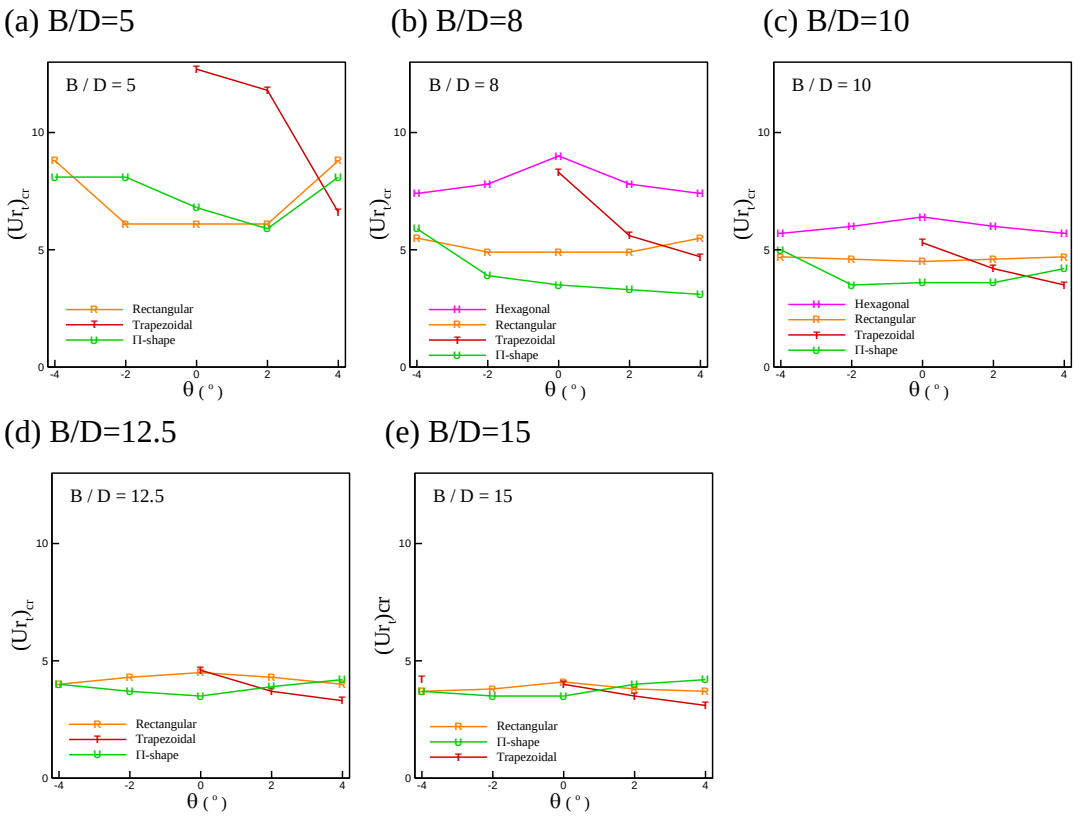
(d) ㄇ形斷面橋體



圖四：典型寬深比情況橋體動態反應圖(B/D=10)



圖五：四種斷面形狀橋體無因次臨界風速變化圖



圖六：各寬深比情況下無因次臨界風速比較圖

臺灣地區超高層建築之風速剖面探討

張景鐘[1*] 王薇竹[2]

[1*]國立台灣海洋大學河海工程學系教授

[2]國立台灣海洋大學河海工程研究所碩士生

摘要

現今社會隨著經濟與交通發展，全球人口密度增加，都會地區的建築用地狹小，迫使建築物朝向超高樓層的方向發展，如臺北 101 (510 公尺)、日本東京晴空塔 (634 公尺)、杜拜哈里發塔 (828 公尺)、沙烏地阿拉伯的麥加皇家鐘塔飯店 (601 公尺)、近期剛完工的美國世界貿易中心一號大樓 (541 公尺)、沙烏地阿拉伯興建中的王國塔以及即將竣工的上海中心大廈 (632 公尺)，以上之超高樓層之結構物的材料多為高強度以及輕質量，因此超高樓層之結構物受到風壓的影響將更為顯著，於此結構物的安全性與使用之舒適性必須更加以重視。

然而現行風力設計規範所訂定的風速梯度高度最高只到 500 公尺，實際上，真實自然風場的風速垂直分佈狀態常與理論和規範假設不同；一般而言，實場風速變化並非在到達梯度高度以後保持均勻，反而是會產生內縮或外張現象。

本研究藉由中央氣象局所釋放探空氣球所得之數據，分別選取 2013 年梯度風速 12 m/s 以上以及 15 m/s 以上之數據、2010 至 2013 年之秋季季風數據、2013 年颱風數據，加以比對分析與研究，推求適用於臺灣的 α 值以及 Z_g 值，可以提供日後規範修訂時之參考。

關鍵字: 風速剖面、超高層建築、α 值、梯度高度

Keywords: Wind speed profile, Super tall building, α , Gradient height

1. 前言

現今社會隨著經濟之發展，由於土地的開發與利用，迫使都會地區之建築物，必須朝向超高樓層的方向發展，如台北 101(510m)、日本東京晴空塔(634m)、杜拜哈里發塔(828m)、沙烏地阿拉伯的麥加皇家鐘塔飯店(601m)以及近期剛完工的美國世界貿易中心一號大樓(541m)，以上之超高樓層之結構物的材料多傾向，高強度以及輕質量的趨勢，於此趨勢下，超高樓層之結構物受到風壓的影響更為顯著，於此結構物的安全性與使用之舒適性必須更加以重視。

本研究為先瞭解風速之垂直分布狀況與風速剖面參數之意義與影響，藉由中央氣象局所釋放探空氣球所得之數據，推求適用於臺灣的 α 值以及 Z_g 值，以提供日後規範修

訂時之參考。本研究所使用的探空數據來自於臺灣大學大氣科學系林博雄教授所提供。

2. 論文

由於本研究所使用之方法的起始高度並非海拔高度，而是地表之高度，因此必須先對探空數據內之海拔高度做修正，將海拔高度改為探空氣球釋放位置的地表高度。探空氣球釋放升空後，會因大氣之擾動而非穩定上升。為了提高數據之可靠度，必須對原始探空資料加以篩選與修正。

一、 資料之篩選與處理

1. 將原始數據匯入 EXCEL 繪製風速剖面圖，判斷其數據之風速是否為常態風速剖面圖。以下為不選取之數據：

   ➢ 探空氣球於高空將電碼傳回接收機時，可能因外界的干擾，導致電碼回傳時產生亂碼或斷訊等的可能，若有呈現上述之資料將不採用，如圖 1.1。

   ➢ 若數據有偏離理論之風速剖面圖形太多的情形，因其所呈現之結果變異性會有過大之影響，故該資料不納入分析，如圖 1.2 之風速剖面圖，其風速呈現較雜亂之情形，故內縮點無法判斷，並且理論上之風速剖面差異極大，並於資料篩選中發現，多數偏離理論之風速剖面圖之風速皆低於5 m/s。

2. 本研究將篩選出 2013 年之數據為梯度風速12 m/s 以上以及15 m/s 以上之數據，作一比較。
3. 對探空數據做 25 公尺內差與指數回歸，並計算出 α 值，其方法如下所示。
4. 針對 2013 年颱風之數據作一討論，選取15 m/s 以上之數據，作一比較。

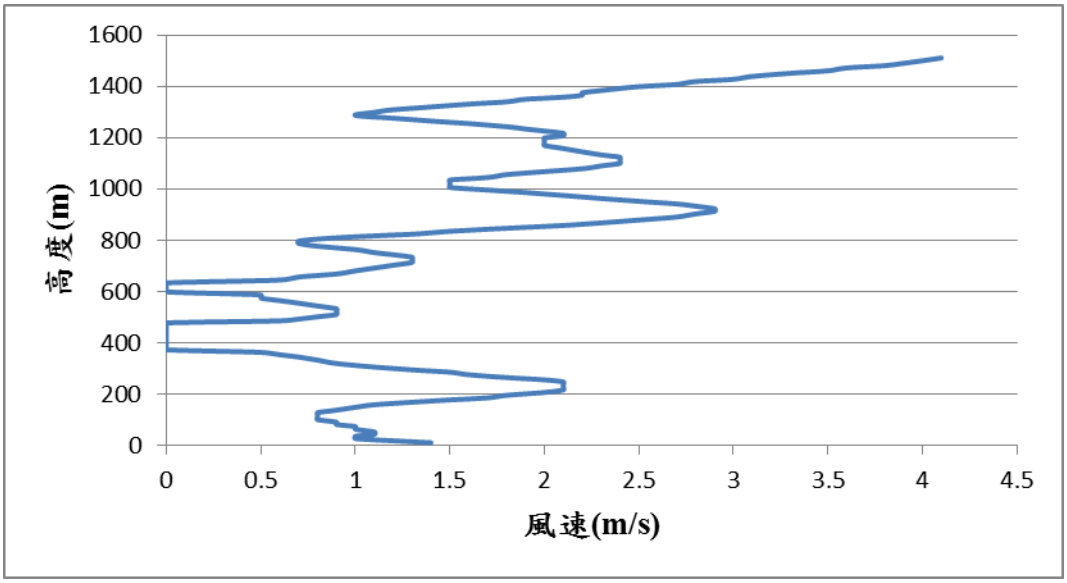


圖 1.1 回傳斷訊之風速剖面圖(2013/09/18/08:00)(板橋測站)

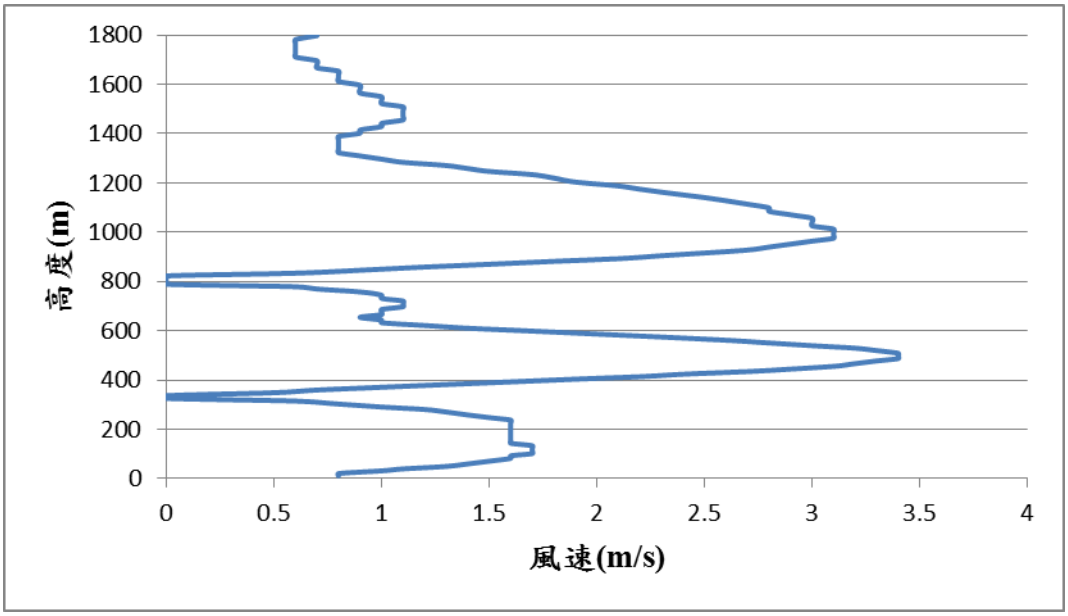


圖 1.2 偏離理論之風速剖面圖(2013/02/14/08:00)(板橋測站)

二、 計算方式之流程與公式推導

I. 原始探空數據

從篩選過之探空數據中找出數據之第一內縮點之梯度高度 Z_g，判別方法如第三章第二節所述，將式(1.1)等號左右兩邊各取 ln 可得式(1.2)：

$$\frac{V_Z}{V_{Z_g}} = \left(\frac{Z}{Z_g}\right)^{\alpha} \tag{1.1}$$

$$\ln\left(\frac{V_Z}{V_{Z_g}}\right) = \alpha \ln\left(\frac{Z}{Z_g}\right) \tag{1.2}$$

經過移項後可得式(1.3)，所有之數據皆由上述之方法推算 α 值。

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{V_Z}{V_{Z_g}}\right)}{\ln\left(\frac{Z}{Z_g}\right)} \tag{1.3}$$

II. 原始探空數據取指數迴歸

從篩選過之探空數據中找出數據之第一內縮點之梯度高度 Z_g，判別方法，對第一內縮點以下之數據做指數迴歸，並將式(1.1)之指數律公式代換得到式(1.4)

$$\frac{V(z)}{V(z_g)}=(\frac{z}{z_g})^{\alpha_R} \tag{1.4}$$

其符號之意義如下：

$V(z)$：數據取樣高度之風速(經指數迴歸後推得) 。

$V(z_g)$：數據之梯度風速(經指數迴歸後推得) 。

α_R：經指數迴歸後之α值。

z：數據之取樣高度。

z_g：數據之梯度高度。

將式(1.4)式等號左右兩邊各取$\ln$可得式(1.5)，

$$\ln\left(\frac{V(z)}{V(z_g)}\right)=\alpha_R \ln\left(\frac{z}{z_g}\right) \tag{1.5}$$

將式(1.5)移項後可得式(1.6)，所有之數據皆由上述之方法推算α_R值。

$$\alpha_R=\frac{\ln\left(\frac{V(z)}{V(z_g)}\right)}{\ln\left(\frac{z}{z_g}\right)} \tag{1.6}$$

III. 原始探空數據取內差值

從篩選過之探空數據，以每 25 尺為一間距對原始探空數據取內插值，得到一組每個數據點間距為 25 公尺的數據，並找出第一內縮點之梯度高度Z_g，判別方法如第三章第二節所述，並將式(1.1)做代換得到式(1.7)

$$\frac{V_{Z25}}{V_{Z_{g25}}}=(\frac{Z_{25}}{Z_{g25}})^{\alpha_{25}} \tag{1.7}$$

其符號之意義如下：

$V(Z_{25})$：每 25 公尺一間距數據取樣高度之風速。

$V(Z_{g25})$：每 25 公尺一間距數據之梯度風速。

α_{25}：每 25 公尺一間距之α值。

Z_{25}：每 25 公尺一間距數據之取樣高度。

Z_{g25}：每 25 公尺一間距數據之梯度高度。

對式(1.7)等號左右兩邊取 ln 得式(1.8)，

$$\ln\left(\frac{V_{Z25}}{V_{Z_{g25}}}\right)=\alpha_{25}\ln\left(\frac{Z_{25}}{Z_{g25}}\right) \tag{1.8}$$

經過移項後可得式(1.9)，所有之數據皆由上述之方法推算α_{25}值。

$$\alpha_{25}=\frac{\ln\left(\frac{V_{Z25}}{V_{Z_{g25}}}\right)}{\ln\left(\frac{Z}{Z_{g25}}\right)} \tag{1.9}$$

IV. 原始探空數據取內差值後取指數迴歸

從篩選過之探空數據，以每 25 尺為一間距對原始探空數據取內插值，得到一組每個數據點間距為 25 公尺的數據，並找出第一內縮點之梯度高度 Z_g，判別方法，對第一內縮點以下之數據做指數迴歸，並將式(1.1)之指數律公式代換得到式(1.10)

$$\frac{V(z_{25})}{V(z_{g25})}=(\frac{z_{25}}{z_{g_{25}}})^{\alpha_{R25}} \tag{1.10}$$

其符號之意義如下：

$V(z_{25})$：每 25 公尺一間距數據取樣高度之風速(經指數迴歸後推得)。

$V(z_{g25})$：每 25 公尺一間距數據之梯度風速(經指數迴歸後推得)。

α_{R25}：每 25 公尺一間距經指數迴歸後之α值。

z_{25}：每 25 公尺一間距數據之取樣高度。

z_{g25}：每 25 公尺一間距數據之梯度高度。

將式(1.10)式等號左右兩邊各取$\ln$可得式(1.11)，

$$\ln\left(\frac{V(z_{25})}{V(z_{g25})}\right)=\alpha_{R25}\ln\left(\frac{z_{25}}{z_{g25}}\right) \qquad (1.11)$$

將式(1.11)移項後可得式(1.12)，所有之數據皆由上述之方法推算 α_{R25} 值。

$$\alpha_{R25}=\frac{\ln\left(\frac{V(z_{25})}{V(z_{g25})}\right)}{\ln\left(\frac{z_{25}}{z_{g25}}\right)} \qquad (1.12)$$

三、　板橋測站實測之結果與討論

本研究之計算方法，以原始探空數據取指數迴歸所得之 α_R 值與台灣規範最為接近，篩選過之 2013 年探空數據風速在15 m/s以上之樣本數較 2011、2012 年少了 23~29%，統計之樣本數如表 4.9、表 4.10 所示，故再選取 12 m/s 以上之樣本數做一比較， 2013 年原始數據風速 12 m/s 以上之樣本數較風速 15 m/s 以上之樣本數多了 62%、梯度高度差距為 2.57%、α 值差距為 1.95%、α_R 值差距為 0.25%，2013 年 25m 內插數據風速 12 m/s 以上之樣本數較風速 15 m/s 以上之樣本數多了 63%，梯度高度差距為 1.74%、α_{25} 值差距為 3.40%、α_{R25} 值差距為 0.04%，計算結果統計如表 1-1

表 1-1　2013 年探空數據之梯度高度與 α 值

	風速(m/s)	梯度高度(m)	α 值	α_R 值	樣本數
原始數據	12m/s	797.96	0.4739	0.3342	162
	15m/s	818.97	0.4751	0.3409	61
	風速(m/s)	梯度高度(m)	α_{25} 值	α_{R25} 值	樣本數
25m 內插數據	12m/s	795.64	0.4541	0.3529	172
	15m/s	809.77	0.4701	0.3528	64

於表 1-2~1-3 為 2010 至 2013 年四年風速資料整理，無論是原始探空數據或 25m 內插探空數據，其梯度高度 Z_g、α_R 值、α_{R25} 值，皆有上升的趨勢，而四年平均之梯度高度 Z_g、α_R 值、α_{R25} 值，也皆高於臺灣「建築物耐風設計規範及解說」(地況 A)梯度高度 Z_g = 500 公尺、α 值為 0.32；原始探空數據之梯度高度 Z_g 比「建築物耐風設計規範及解說」(地況 A)梯度高度 Z_g = 500 公尺高出約為 34.26%、與 25m 內插探空數據之梯度高

度 Z_g 比「建築物耐風設計規範及解說」(地況 A)梯度高度 Z_g = 500 公尺高出約為 35.58%，而原始探空數據之 α_R 值比「建築物耐風設計規範及解說」(地況 A) α 值 0.32 超過 5.17%、與 25m 內插探空數據之 α_{R25} 值比「建築物耐風設計規範及解說」(地況 A) α 值 0.32 超過 11.51%。

表 1-2 2010~2013 年原始探空數據之梯度高度與 α 值

年份	時間(月)	風速(m/s)	梯度高度(m)	α 值	α_R 值
2010	8~12	15m/s	610.68	0.3994	0.3288
2011	1~12	15m/s	635.57	0.4358	0.3392
2012	1~12	15m/s	627.44	0.4306	0.3339
2013	1~12	15m/s	818.97	0.4751	0.3409
四年平均		15m/s	671.29	0.4381	0.3366

表 1-3 2010~2013 年 25m 內插探空數據之梯度高度與 α 值

年份	時間(月)	風速(m/s)	梯度高度(m)	α_{25} 值	α_{R25} 值
2010	8~12	15m/s	603.13	0.3676	0.3461
2011	1~12	15m/s	647.50	0.4273	0.3647
2012	1~12	15m/s	637.95	0.4246	0.3556
2013	1~12	15m/s	809.77	0.4701	0.3528
四年平均		15m/s	677.88	0.4416	0.3568

表 1-4 研究值與各國梯度高度及α 值規範比較

	本研究四年平均 (15m/s)	Taiwan (地況 A)	ASCE7-98 (地況 A)	AIJ-2004 (地況 V)	GB5009-2012 (地況 D)
α 值	0.3366	0.32	1/3	0.35	0.30
梯度高度(m)	671.3	500	457.2	650	550

表 1-4 為本研究所得之結果為本研究四年平均與各國梯度高度及α 值規範比較，本研究四年平均之梯度高度 Z_g 皆高於各國規範，高於臺灣「建築物耐風設計規範及解說」(地況 A)約 34.3%、高於美國 ASCE7-98(地況 A)約 46.8%、高於日本 AIJ-2004(地況 V)約 3.3%、高於中國 GB5009-2012(地況 D)約 22.1%，與日本規範較為相近； α 值部份僅低於日本 AIJ-2004(地況 V) α 值0.35，皆大於臺灣、美國、中國之規範。本研究之梯度高度與 α 值與日本規範規定之梯度高度與 α 值較為相近；故未來我國規範修訂理應參照

與臺灣地形、氣候較為相似的日本。

四、 2013 年颱風之分析結果

於 2013 年有 6 個颱風入侵臺灣其中，有 5 個發出陸上颱風警報，但僅有蘇力颱風登陸；蘇力颱風於新北市與宜蘭縣交界處，為一強烈颱風，其近中心最大風速為 51.0m/s，圖 1.3 為蘇力颱風登臺前，於板橋測站量測的風速剖面圖，其最大風速為 42.3m/s，梯度高度為 1006 公尺遠大於規範之梯度高度 500 公尺。

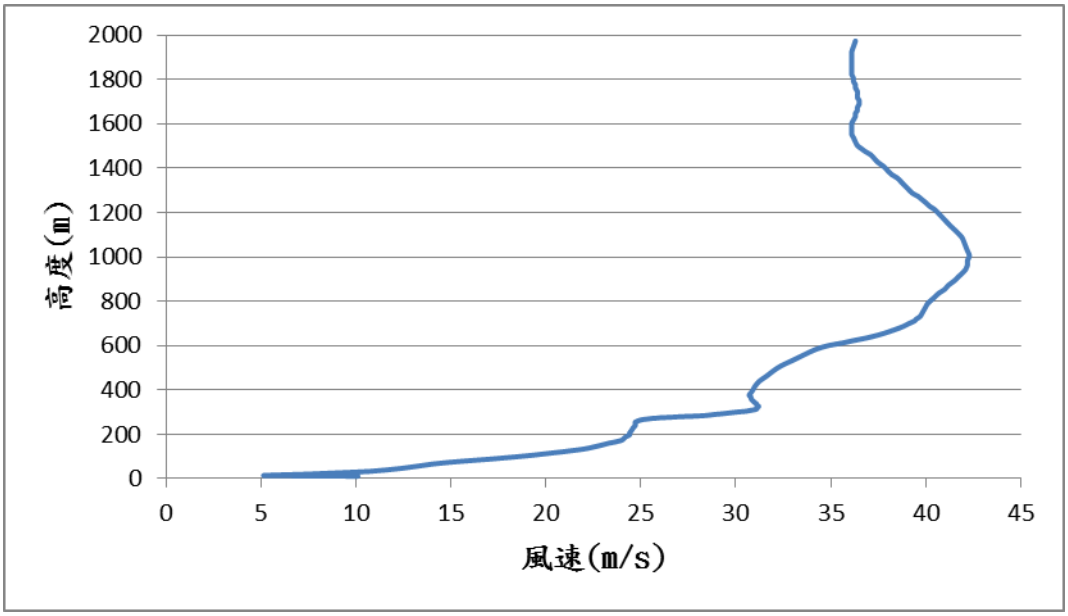


圖 1.3 蘇力颱風之風速剖面圖(2013/07/13/02:00)(板橋測站)

故颱風來臨時之風速剖面有探討之必要；本研究選取風速大於15m/s之颱風天數據，取 25 尺內插並做回歸，其整理如表 1-5 所示，其平均梯度高度為 1174 公尺、α值為 0.3060 在規範 α值 0.32 內，為安全值，而然平均梯度高度部分為規範之梯度高度 500 公尺的 2.348 倍，與規範之梯度高度 500 公尺差距甚大，因此針對板橋測站來說，颱風來臨時之梯度高度需有其他地況 A 之地點進行資料蒐集並做比較，其數據也才較具代表性。

3. 結論

一、 本研究所採用板橋測站之風速資料，其取樣天數為一天兩次，而在颱風天為一天四次，本研究之風速資料取自 2010 年至 2013 年止，四年之風速資料樣本數也較前人研究充足；可考慮光達(LiDAR)等不同測量儀器進行監測與比對，使數據較具代表性。

二、 由於臺灣本土自然風場監測站稀少，而都會地區自然風場之測站，僅板橋測站一處，未來建立臺灣各都會地區之測站，監測其他都會地區之風速剖面，增加都會地區之自然風場監

表 1-5　2013 年颱風數據之梯度高度與 α 值

UTC	最大風速(m/s)	梯度高度(m)	α 值	備註
46692-2013071212	24.77	1275	0.2517	蘇力
46692-2013071218	41.52	1000	0.2926	蘇力
46692-2013071300	20.77	1725	0.2738	蘇力
46692-2013082106	17.73	575	0.2559	潭美
46692-2013082112	17.52	750	0.3572	潭美
46692-2013082912	16.86	525	0.3702	康芮
46692-2013091900	15.39	675	0.6576	天兔
46692-2013091912	16.26	1050	0.2874	天兔
46692-2013092006	15.92	750	0.2852	天兔
46692-2013092012	21.33	925	0.3748	天兔
46692-2013092100	28.34	1375	0.2494	天兔
46692-2013092106	32.37	1575	0.2754	天兔
46692-2013092112	36.07	1975	0.3108	天兔
46692-2013092200	26.70	1675	0.2340	天兔
46692-2013092212	18.78	1750	0.2936	天兔
46692-2013100512	19.65	925	0.2472	菲特
46692-2013100518	22.04	1325	0.2280	菲特
46692-2013100600	21.04	875	0.2419	菲特
46692-2013100606	23.01	875	0.3839	菲特
46692-2013100612	21.47	1875	0.2489	菲特

測數據及樣本；都會地區也能依照各都會地形的不同再作進一步的研究。

三、 本研究自然風場實測結果與前人的研究可發現，臺灣規範「建築物耐風設計規範及解說」所訂定之梯度高度皆有偏低的現象，也高於其他各國風力規範的梯度高度，但板橋測站實測四年平均與秋季風四年平均其梯度高度與 α 值較與日本規範相近，故台灣規範之梯度高度與α 值得再深入研究與探討。

四、 由於臺灣規範「建築物耐風設計規範及解說」多參照美國規範，但由於我國為海島型國家，美國則為大陸型國家，兩國地形差異甚鉅，而氣候方面也有很大的差異。而本研究之梯度高度與 α 值皆高於規範「建築物耐風設計規範及解說」，但與日本規範規定之梯

度高度與 α 值較為相近；故未來我國規範修訂理應參照與臺灣地形、氣候較為相似的日本。

五、 本研究之自然風場監測儀器為探空氣球儀，而探空氣球儀釋放升空後，會隨自然風場產生漂移距離，故並非垂直於施放地點。期待未來能詳加考慮漂移距離之影響，並修正此一誤差。

4. 參考文獻

[1] 蔡益超、陳瑞華、項維邦，“建築物風力規範條文、解說及示範例之研訂”，內政部建築研究所計畫研究報告，MOIS-850015，1996。

[2] 蔡益超、林宗賢，“建築物所受風力有關規範之研擬”，國科會大型防災計畫研究報告，NEC73-0414-P002-04，1984。

[3] 內政部建築研究所，“建築物耐風設計規範及解說（草案）”，2004。

[4] 內政部建築研究所，“建築物耐風設計規範及解說”，營建雜誌社，2006。

[5] Davenport, A. G., “Rationale for Determining Design Wind Velocities”, Journal of the Structural Division, ASCE, Vol.46, No.ST5, pp.39-62, 1960.

[6] Davenport, A. G, “Gust Loading Factors”, Journal of the Structural Division, ASCE, Vol.93, No.ST3, pp.11-34, 1967.

[7] Davenport, A. G., “The Relationship of Wind Structure to Wind Loading”, in Proceedings of the Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures, Vol.1, National Physical Laboratory, Teddington, U.K., Her Majesty’s Stationery Office, London, pp. 53-102, 1965.

[8] Shellard, H. C., “Results of Some Recent Special Measurements in the Untied Kingdom Relevant to Wind Loading Problems”, in Proceedings of the International Research Seminar on Wind Effects on Buildings and Structures, Ottawa, Vol.1, Toronto University Press, Toronto, pp.515-533, 1968.

[9] Tennekes, H., “The Logarithmic Wind Profile”, Journal of the Atmospheric Science, Vol.30, pp.234-238, 1973.

[10] Noram I. Ramli, M. Idris Ali, M. Syamsyul H. Saad ,T.A. Majid, “Estimation of the Roughness Length (z0) in Malaysia using Satellite Image”, APCWE-VII, 2009.

[11] 鄭啟明，“標準地況自然風場特性調查先期研究”，內政部建築研究所計畫研究報告，2006。

[12] Thom, H. C. S., “Distributions of Extreme Winds in the United States”, J. Structural Division, ASCE, Vol.86, No.4, pp.11-24, 1960.

[13] Thom, H. C. S., “New Distribution of Extreme Wind in the United States”, J. Structural Division, ASCE, Vol.94, No.7, pp.1787-1801, 1968.

[14] Simiu, E., and Filliben, J. J., “Probability Distribution of Extreme Wind Speeds”, J. Structural Division, ASCE, Vol.100, No.9, pp.1861-1877, 1974.

[15] Simiu, E., Bietry, J., and Filliben, J. J., “Sampling Error in estimation of extreme winds”, Journal

of the Structural Division, ASCE, Vol.104, No.3, pp.491-501, 1978.

[16] Simiu, E., and Batts, M. E., and Russell, L. R., “Hurricane Wind Speeds in the U.S.” J. Structural Division, ASCE, Vol.106, No.10, pp.2001-2016, 1980.

[17] 蔡益超、林宗賢，“建築物所受風力有關規範之研擬”，國科會大型防災計畫研究報告，NEC73-0414-P002-04，1984。

[18] 張景鐘，“台灣風力載重規範中相關係數之可靠度研究”，國科會專題研究報告，1995。

[19] 陳瑞華，“風力規範中標稱風速與載重係數之研究（I）”，國科會專題研究報告，1995。

[20] 莊月璇，“台灣地區風速機率分佈之研究”，國立中央大學土木工程研究所碩士論文，2001。

[21] 陳志岳，“台灣地區風速剖面參數之探討”，國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士論文，2007。

[22] 蒲姿榕，“台灣地區颱風之風速剖面參數探討”，國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士論文，2008。

[23] 詹富傑，“台灣地區自然風場風速剖面之探討”，國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士論文，2009。

[24] 羅立旻，“台灣地區梯度高度以上風速剖面探討”，國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士論文，2012。

[25] 張家晟，“臺灣地區高樓層設計風速剖面之探討”，國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士論文，2013。

[26] 中央氣象局全球資訊網：http://www.cwb.gov.tw/V6/index.htm

[27] 維基百科：http://zh.wikipedia.org/

[28] Simiu, E., and Scanlan, R. H., Wind Effect on Structures, 2nd Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1986.

[29] Brutsaert, W., Evaporation into the Atmosphere, D. Reidel Publishing Co., p.299, 1982.

[30] Van der Hoven, I., “Power Spectrum of Horizontal Wind Speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour”, Journal of Meteorology, Vol.14, pp.160-164, 1957.

[31] Durst, C. S., “Wind speeds over short period of time”, Meteorol. Mag. 89, pp.181-186, 1960.

[32] 鄭啟明、吳重成、陳若華，“建築物風力規範之研究”，內政部建築研究所計畫研究報告，2002。

[33] American Society of Civil Engineers, “Minimum Design Loads for Buildings and Other Structures”, 2005.

[34] Architectural Institute of Japan, “Recommendations for Loads on Buildings”, 2004.

[35] 中華人民共和國建設部，“建築結構荷載規範”，2006。

[36] 官岱煒，“台灣地區大氣探空剖面特徵分析”，國立臺灣大學大氣科學研究所碩士論文，2005。

[37] 劉明揚，“大氣測計學”，茂昌圖書，2001。

[38] 陳福來，“窺豹臺灣百年地面與高空氣象觀測及儀器沿革”，中華民國氣象學會會刊，Vol.38, pp.5-25，1997。

[39] 劉廣英、葉文欽、張儀峰，“台灣區探空氣象因子量氣候參考值之分析”，國科會研究報告，NSC-74-0202-M072-05，1985。
[40] 李玉生、陳瑞華，“建築物耐風設計規範示範例研擬與解說”，內政部建築研究所，2007。
[41] 內政部建築研究所，“建築物耐震設計規範及解說”，營建雜誌社，2006。
[42] 朱佳仁，風工程概論，科技圖書，2006。
[43] 李政儒，“台灣風力載重規範中風壓力相關係數之可靠度研究”，國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士論文，1995。
[44] 國立中央大學大氣科學系－臺灣風能實驗室：http://www.atm.ncu.edu.tw/93/wind/index.htm
[45] 劉邦彥，“利用整合探空系統分析台灣東南部地區大氣邊界層特性之研究”，國立中央大學大氣物理研究所碩士論文，2005。
[46] 張景鐘、李政儒，“結構工程可靠度分析”，眾光文化，2000。

台灣地區風速機率分布特性及年最大風速之模擬

李軒誠[1*] 羅元隆[2]

[1*]淡江大學土木工程系研究生

[2]淡江大學土木工程系助理教授

摘要

台灣地區一年四季受到不同強風侵襲，如夏秋兩季的颱風以及冬季的東北季風。我國建築物耐風設計規範中，建物的風力載重計算均取決於設計風速的大小，因此對於我國特有的本土風速分布特性須以長年累計的風速資料進行統計分析，方可求得恰當的設計風速。本研究選取全台灣 29 個人工氣象觀測站的逐時風速風向資料做為研究對象，觀察各測站的統計特性分佈，計算其逐年統計特性並觀察變化趨勢。亦考慮以颱風為單一事件比較以年份為單一事件之下，不同基礎所造成的統計特性差異。此外，利用 GEVD 極值分佈模型進行各測站的極值分佈分類，指出 Gumbel 分布並非為唯一適合的預測模式。在年最大風速模擬部分，選取赫密轉換法將測站的非高斯特性以直接轉換的方式，模擬多筆的年間十分鐘平均風速，並將極值取出以形成年最大風速分布與實際觀察值作為比較。模擬結果指出，僅以短期資料如 5 年或 10 年，若可適當地假設基本統計特性，則可以數值方法求取具備非高斯特性之極值分布函數。本研究進行模擬所得結果在大多數測站均獲得良好的準確性。

關鍵字: 機率分布，極值分布，非高斯，赫密轉換
Keywords: Probability Distribution, Extreme Value Distribution, Non-Gaussian, Hermite-based Transformation

1. 前言

在營建技術逐漸成熟的狀況下，建築物的建造速度逐漸增快，建築物高度亦逐漸增高。當結構物形狀趨近於細長型態的結構時，風力將會控制結構物的動力行為。本研究針對各地區的風速歷時資料進行整理及介紹，並對各地區的風速機率分佈、極值分佈趨勢、以及年最大值趨勢進行研究。

2. 統計特性與極值分佈模型

2.1 機率密度分布函數與極值分佈模型

探討任何一自然現象的發生機率甚或進行設計值的概算時，紀錄該自然現象而得知的統計特性可由機率密度分布函數決定，並從而衍伸至極值分布理論。由眾多統計文獻可得知，不同自然現象可由各式不同分布型態的機率密度分布函數代表。然而透過了解機率密度分布函數的形狀，可了解其整體特性趨勢。一般來說，可透過估算四個統計參

數得知：平均值、標準差、偏態係數、以及峰態係數。其中當偏態係數與峰態係數均為零時，即為一般常用以作為比較的常態分佈函數。計算偏態係數 γ_1 及峰態係數 γ_2 的公式如下：

$$\gamma_1 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}(x-\mu)^3 f(x)dx}{\sigma^3} \tag{1}$$

$$\gamma_2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty}(x-\mu)^4 f(x)dx}{\sigma^4} \tag{2}$$

其中 μ 為平均值，σ 為標準差，$f(x)$為機率密度分布函數。

本研究使用廣義極值分佈模型(Generalized Extreme Value Distribution Model, GEVD)，由三個不同參數 κ、s、l 決定極值分佈函數的趨勢。其方程式可寫如下式：

$$F(x) = \exp\left\{-\left[1+\kappa\left(\frac{x-l}{s}\right)\right]^{-\frac{1}{\kappa}}\right\} \tag{3}$$

其中 κ 為形狀參數，s 為尺度參數，l 為位置參數。κ 為主要控制極值分佈模型的參數，當 $\kappa = 0$ 時，式(3)即轉換為 Gumbel Distribution；當 $\kappa > 0$ 時，式(3)即轉換為 Frechet Distribution；當 $\kappa < 0$ 時，式(3)即轉換為 Weibull Distribution。

2.2 各測站基本資料及統計特性

本研究採用的分析資料來源是中央氣象局及大氣研究資料庫的 29 個人工測站逐時風速風向資料，圖 1 表示觀測站所在位置，表 1 為各測站基本資訊。各測站的氣象資料記錄年份不等，大部分的測站記錄時間皆有長達 52 年的觀測資料。

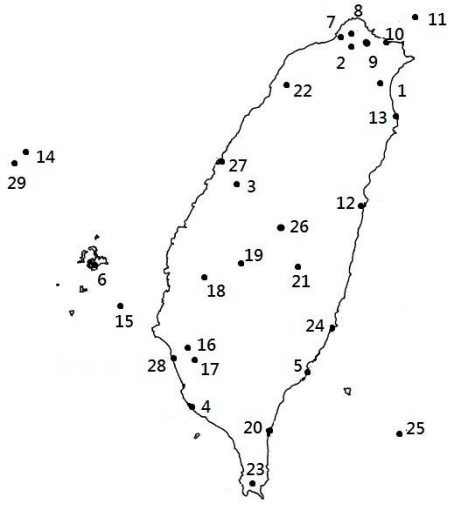


圖 1 觀測站位置圖

表 1 測站基本資料

站名	海拔高度(m)	儀器高度(m)	紀錄年份	總紀錄年份
淡水	19.0	12.2	1977~2012	36
鞍部	825.8	7.3	1961~2012	52
臺北	5.3	33.8	1961~2012	52
竹子湖	607.1	11.0	1970~2012	43
基隆	26.7	34.6	1961~2012	52
彭佳嶼	101.7	12.5	1961~2012	52
花蓮	16.0	12.0	1970~2012	43
蘇澳	24.9	34.0	1982~2012	31
宜蘭	7.2	26.0	1961~2012	52
金門	47.8	1.1	2004~2012	9
東吉島	43.0	9.1	1970~2012	43
澎湖	10.7	14.6	1961~2012	52
臺南	40.8	37.6	1961~2012	52
永康	8.1	9.6	1998~2012	15
高雄	2.3	14.0	1961~2012	52
嘉義	26.9	14.5	1969~2012	44
臺中	84.0	17.1	1952~2012	61
阿里山	2413.4	15.1	1961~2012	52
大武	8.1	12.7	1961~2012	52
玉山	3844.8	9.2	1961~2012	52
新竹	26.9	15.6	1989~2012	24
恆春	22.1	14.3	1961~2012	52
成功	33.5	12.8	1961~2012	52
蘭嶼	324.0	12.5	1961~2012	52
日月潭	1017.5	15.1	1961~2012	52
臺東	9.0	11.4	1961~2012	52
梧棲	31.7	33.2	1976~2012	37
七股	2.9	9.0	2003~2012	10
馬祖	97.8	92.3	2004~2012	9

為順利進行統計特性計算，本研究對 29 個觀測站的資料進行篩選步驟：(1)去除儀器量測誤差不連續數據；(2)去除風速為 0 量測數據。

3. 風速資料統計特性探討

3.1 年趨勢變化

本研究僅針對風速資料進行統計特性之探討，計算逐年之四個統計參數值並將每一測站之逐年統計參數取其平均及標準差，即 $E(\mu)$、$E(\sigma)$、$E(\gamma_1)$、$E(\gamma_2)$、$\sigma(\mu)$、$\sigma(\sigma)$、$\sigma(\gamma_1)$、$\sigma(\gamma_2)$。故每一測站均具有八個統計指標作為探討該測站長時間下的逐年變化特性。如表 2 所示可得知，部分測站之非高斯現象十分明顯，甚至逐年偏態與峰態係數之變化亦相當大。若單純以常態分佈函數來進行該測站之模擬時，恐怕會造成嚴重低估或高估的結果。此外，若計算每一測站的年偏態係數曲線以及年峰態係數曲線的相關係數則可得表 2 種最後一欄位之相關性值。大部分的測站均表現出高相關性之特性，表示進行數值模擬時可利用線性關係簡化繁複的模擬非高斯分布流程。圖 2 為 4 個測站的逐年統計參數變化圖。由圖 2 可觀察出逐年變化趨勢於早年，如 1970 ~ 1980 年代變化較為劇烈，近年則較為穩定。

表 2 各測站八項統計指標

	$E(\mu)$	$E(\sigma)$	$E(\gamma_1)$	$E(\gamma_2)$	$\sigma(\mu)$	$\sigma(\sigma)$	$\sigma(\gamma_1)$	$\sigma(\gamma_2)$	相關性
阿里山	1.31	0.97	1.74	6.74	0.31	0.21	0.54	4.94	0.95
鞍部	3.64	2.46	1.78	7.15	0.55	0.38	0.62	5.94	0.88
成功	3.59	2.32	1.00	2.52	0.39	0.36	0.40	3.81	0.87
嘉義	2.40	1.63	1.06	2.36	0.39	0.33	0.36	2.52	0.95
七股	4.45	2.96	0.86	0.81	0.14	0.11	0.17	0.78	0.89
大武	2.94	1.86	0.82	0.86	0.59	0.40	0.22	1.37	0.71
東吉島	8.37	4.78	0.44	-0.52	0.60	0.36	0.14	0.33	0.90
恆春	3.60	2.64	0.87	0.57	0.34	0.29	0.17	0.60	0.96
花蓮	2.72	2.01	0.83	0.16	0.65	0.53	0.12	0.37	0.58
新竹	2.56	1.75	1.52	4.86	0.47	0.22	0.53	5.64	0.93
高雄	2.45	1.68	1.33	4.08	0.38	0.34	0.51	3.59	0.95
基隆	3.25	2.18	0.93	1.89	0.39	0.27	0.31	2.07	0.95
金門	3.21	1.65	0.68	2.02	0.26	0.12	0.32	3.05	0.96
蘭嶼	8.71	4.97	1.21	2.54	1.07	0.55	0.35	2.15	0.96
馬祖	3.96	2.03	0.74	1.19	0.19	0.16	0.24	0.87	0.82
澎湖	4.75	2.74	0.45	-0.30	0.63	0.45	0.15	0.51	0.85
彭佳嶼	7.70	3.58	0.88	3.23	0.61	0.32	0.54	4.07	0.97
蘇澳	2.74	1.78	1.42	5.86	0.15	0.16	0.72	7.37	0.97
日月潭	1.07	1.00	2.07	10.35	0.22	0.11	0.66	7.30	0.96
台中	1.64	1.31	0.89	1.31	0.21	0.27	0.28	2.26	0.92
台南	2.88	1.59	0.79	1.90	0.61	0.19	0.37	1.74	0.93
台北	2.92	1.88	0.56	0.20	0.40	0.27	0.21	1.15	0.71

台東	2.16	1.40	1.54	5.02	0.51	0.33	0.40	8.06	0.89
淡水	2.19	1.52	0.91	1.50	0.49	0.32	0.32	2.33	0.92
梧棲	5.06	3.33	0.79	0.46	0.46	0.48	0.20	0.86	0.90
宜蘭	1.63	1.43	2.13	9.99	0.30	0.16	0.73	9.08	0.94
永康	2.82	1.76	1.04	2.49	0.12	0.09	0.29	1.66	0.83
玉山	5.08	3.20	1.21	2.63	0.83	0.43	0.41	2.22	0.97
竹子湖	2.37	1.94	1.04	0.88	0.55	0.47	0.19	1.30	0.83

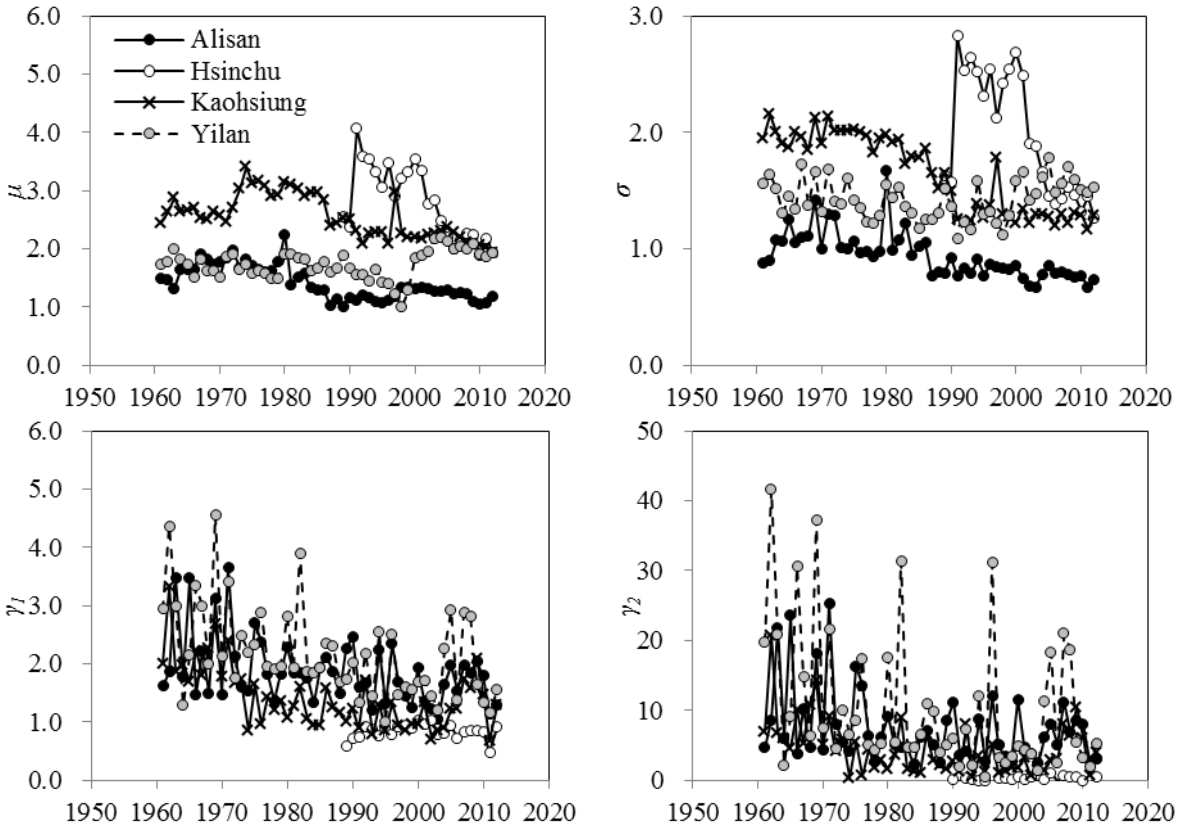


圖 2 逐年統計參數變化圖

3.2 年最大風速分布趨勢

利用式(3)對觀測站進行極值分佈模型分類，表 3 列出 29 個觀測站所識別之參數值，分類之控制條件為 GEVD 模式的 κ 值。在本研究中，若 κ 的絕對值小於 0.1 則視為 Gumbel 極值分佈模型；若 κ 大於 0.1 則視為 Frechet 極值分佈模型；若 κ 小於-0.1 則視為 Weibull 極值分佈模型。0.1 值的設定則基於 95%信任區間的 Chi-Square 近似法為根據。由識別的結果來看，其中 5 個測站屬於 Gumbel 極值分佈模型，分別為宜蘭、基隆、彭佳嶼、恆春、成功；15 個測站屬於 Frechet 極值分佈模型，分別為台北、台中、高雄、台東、澎湖、淡水、鞍部、竹子胡、花蓮、蘇澳、東吉島、嘉義、阿里山、大武、成功；9 個測站屬於 Weibull 極值分佈模型，分別為金門、台南、永康、玉山、新竹、日月潭、梧棲、七股、馬祖。

表 3 極值分布模型識別結果

測站名稱	Type	κ	測站名稱	Type	κ
宜蘭	I (Gumbel)	0.02	澎佳嶼	I (Gumbel)	0.07
台北	II (Frechet)	0.31	花蓮	II (Frechet)	0.31
台中	II (Frechet)	0.43	蘇澳	II (Frechet)	0.30
高雄	II (Frechet)	0.12	金門	III (Weibull)	-0.29
台東	II (Frechet)	0.45	東吉島	II (Frechet)	0.35
澎湖	II (Frechet)	0.14	台南	III (Weibull)	-0.17
淡水	II (Frechet)	0.47	永康	III (Weibull)	-0.33
鞍部	II (Frechet)	0.19	嘉義	II (Frechet)	0.11
竹子湖	II (Frechet)	0.35	阿里山	II (Frechet)	0.19
基隆	I (Gumbel)	0.07	大武	II (Frechet)	0.16
玉山	III (Weibull)	-0.25	蘭嶼	I (Gumbel)	0.04
新竹	III (Weibull)	-0.22	日月潭	III (Weibull)	-0.28
恆春	I (Gumbel)	0.02	梧棲	III (Weibull)	-0.07
成功	II (Frechet)	0.30	七股	III (Weibull)	-0.58
馬祖	III(Weibull)	-0.05			

4. 年最大風速模擬

4.1 非高斯轉換法理論背景

本研究中採用非高斯轉換法進行年最大風速分布之模擬。一般來說，風速分布的模擬以年間十分鐘平均風速為變數，利用觀測到的機率密度分布特性進行擬合，方能評估非高斯分布的模擬準確性。本研究採用 Winsterstein (1988)所提出的 Hermite-based 直接轉換法，其數學模式如下所示。

$$y = a\left\{x + h_3\left(x^2 - 1\right) + h_4\left(x^3 - 3x\right)\right\} \tag{4}$$

$$h_3 = \gamma_1 / (4 + 2\sqrt{1 + 1.5\gamma_2}) \tag{5}$$

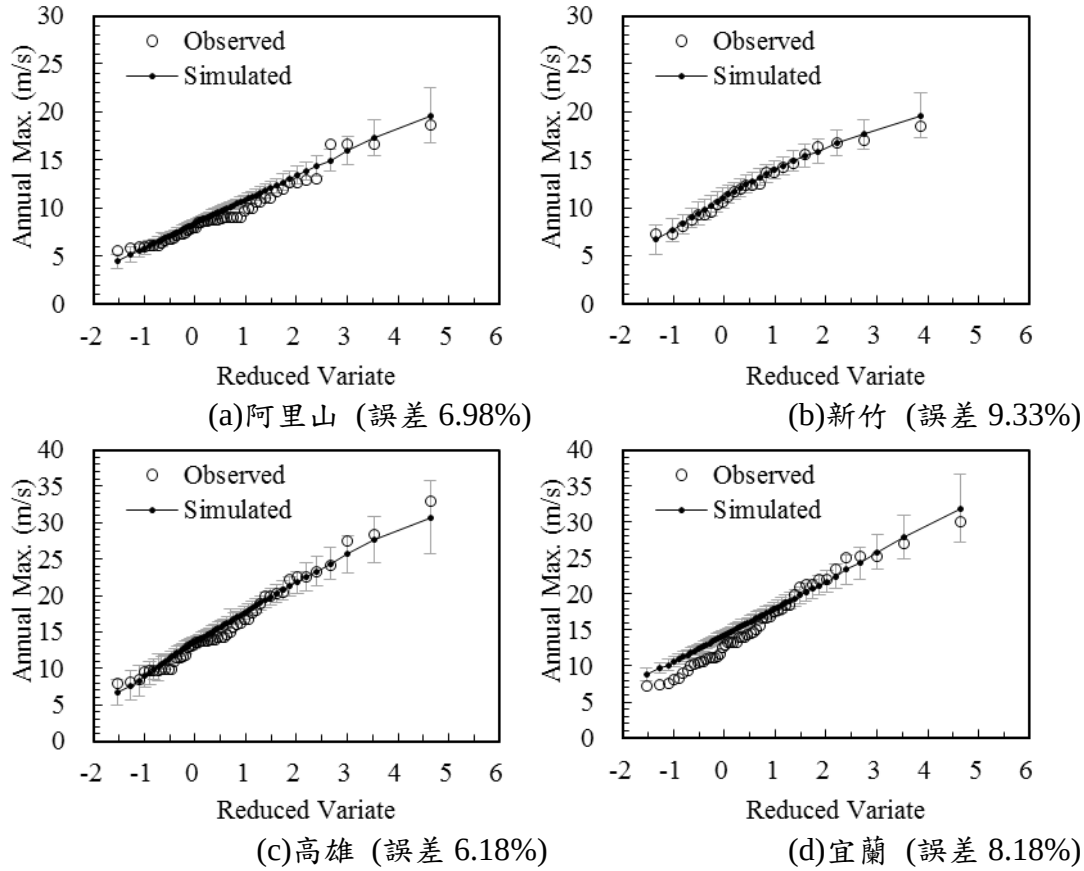
$$h_4 = (\sqrt{1 + 1.5\gamma_2} - 1) / 18 \tag{6}$$

$$a = \frac{1}{\sqrt{1 + 2h_3^2 + 6h_4^2}} \tag{7}$$

式(4)中的變數 x 為標準化高斯分布亂數，y 為經轉換而得之非高斯分布亂數；式(4)中的係數則由式(5) ~ (7)以及預設的偏態係數與峰態係數值 γ_1 和 γ_2 代入。將非高斯變數 y 乘上預設的標準差 σ，再加上預設之平均值 μ，則可得到具備有四個統計參數的非高斯變數值。

4.2 年最大風速分布之模擬與結果討論

利用 Hermite-based 轉換法配合表 2 中 29 個觀測站的八項指標長期資料特性，進行年最大風速之模擬。以阿里山為例，假設阿里山的年四項統計參數 μ、σ、γ_1、γ_2 均呈現常態分布，則可利用 $E(\mu)$以及 $\sigma(\mu)$產生 100 組平均值，μ_i ($i = 1 \sim 100$)。同理亦可產生 100 組 σ_i、γ_{1i}、γ_{2i}。然而由觀測結果看來，γ_{1i}、γ_{2i} 的產生可利用兩者幾乎完全線性之假設進行模擬，亦即 $\gamma_{2i} = \alpha\gamma_{1i} + \beta$，其中 α 和 β 由測站決定。此外 γ_{1i} 的產生可假設為對數分布較為接近真實。假設變數 x 為標準常態分佈產生之變數(年間共 52560 個)，配合 μ_i、σ_i、γ_{1i}、γ_{2i} 代入式(4) ~ (8)則可得到評估之非高斯分布亂數，取其最大值則為第 i 組的年最大風速模擬值。將 100 組年最大風速模擬值與該測站觀測到的年最大風速值繪製於 Gumbel Plot 上，則可得到如圖 3 之年最大風速分布模擬值之比較結果。其中選取的另外三個測站分別為新竹、高雄、宜蘭。一般來說，年最大風速分布的模擬曲線可重複數組，並取其多組模擬曲線之平均曲線做為模擬代表，圖 3 中所有模擬曲線為 100 組反覆模擬之平均結果。



(a)阿里山 (誤差 6.98%) (b)新竹 (誤差 9.33%)

(c)高雄 (誤差 6.18%) (d)宜蘭 (誤差 8.18%)

圖 3 年最大風速分布結果比較

圖 3 中所顯示之誤差計算為，測站觀測值所在的約化變數下，觀測值與模擬值相差百分比之總和。以本研究 29 個測站模擬結果來看，多數模擬結果均在 10%以內。此外，由高約化變數的部分分布看來，均在半個標準差的範圍之內，故若以 50 年或 100 年迴歸期之風速來看，應有不錯的模擬準確度。

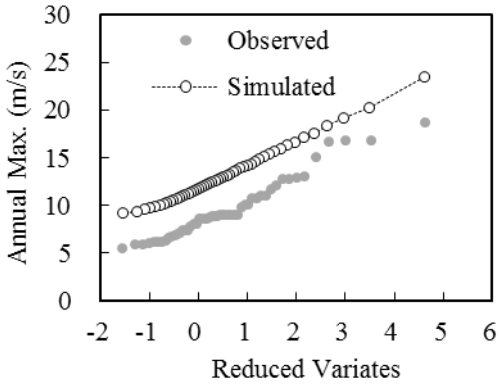
4.3 以短期統計特性模擬長年年最大風速分布之結果與討論

觀察 29 個測站資料可得知，部分測站僅具有短時間如十年左右之數據用以計算其八項統計指標。其指標之可靠性是否可用以表現長年之年最大風速分布之趨勢不得而知，故本研究確定可利用 Hermite-based 轉換法模擬年最大風速後，進一步推測在八項統計指標評估適當的情況之下，即便是短時間的資料，亦可以模擬出不錯的結果。如表 4 所示為阿里山分為數個十年資料之統計指標。

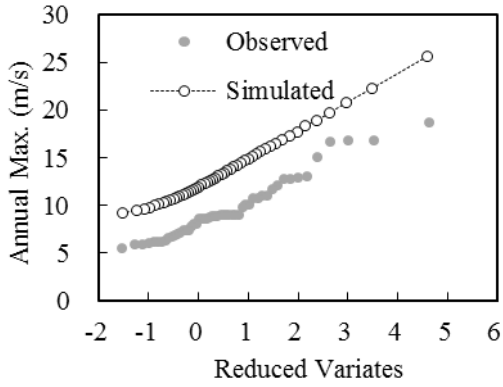
表 4 阿里山十年期統計指標

	$E(\mu)$	$E(\sigma)$	$E(\gamma_1)$	$E(\gamma_2)$	$\sigma(\mu)$	$\sigma(\sigma)$	$\sigma(\gamma_1)$	$\sigma(\gamma_2)$
全年(1961~2012)	1.42	0.94	1.88	7.46	0.29	0.20	0.59	5.38
1961-1970	1.55	1.12	1.97	9.3	0.21	0.15	0.79	6.94
1971-1980	1.71	1.15	1.92	8.72	0.16	0.24	0.69	6.63
1981-1990	1.01	0.99	1.74	5.00	0.23	0.14	0.31	2.34
1991-2000	1.13	0.85	1.58	5.24	0.15	0.03	0.40	3.70
2001-2012	1.22	0.77	1.60	6.23	0.10	0.06	0.31	2.38

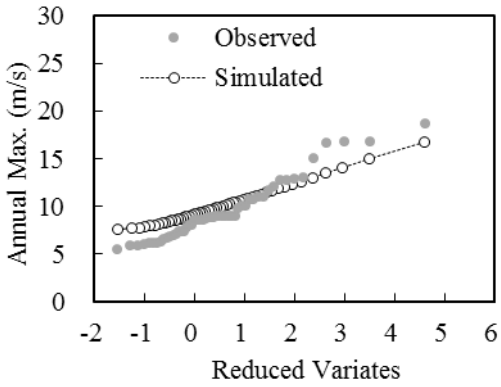
利用五組的十年統計指標以及上節建議之模擬方式進行年最大風速分布的模擬比較，則可繪製出圖 4 之結果。



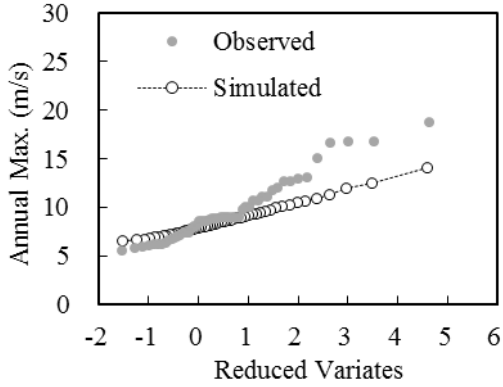
(a) 1961 ~ 1970 為期之統計指標



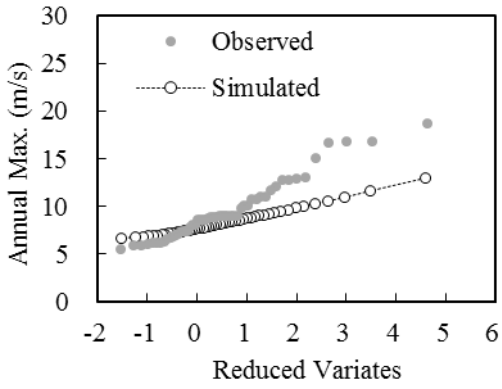
(b) 1971 ~ 1980 為期之統計指標



(c) 1981 ~ 1990 為期之統計指標



(d) 1991 ~ 2000 為期之統計指標



(e) 2001 ~ 2012 為期之統計指標

圖 4 阿里山十年期之年最大風速分布結果比較

由分析結果看來，前兩個十年模擬結果因 $E(\mu)$以及 $E(\sigma)$較大而有整體向上偏移的趨勢；1991 ~ 2000 年及 2001 ~ 2012 年為期之模擬則因為 $E(\gamma_1)$值較小而在尾端部分無法給予較符合的趨勢。因此若以短期資料評估 50 年或 100 年迴歸期的風速值時，統計特性的確定為十分重要的因子。以短時間資料模擬長年年最大風速分布的部分，其模擬結果在不同期間可看出有些微的差距存在，可能原因為所選擇期間內並沒有強風或是颱風的發生，導致模擬結果趨近於平緩，或在所選年份出現過多的颱風，導致所選年份的模擬結果過大。

5. 結論

本研究選擇台灣 29 個人工氣象觀測站的風速資料進行統計特性的探討與年最大風速分布趨勢的判斷。由八個統計指標 $E(\mu)$、$E(\sigma)$、$E(\gamma_1)$、$E(\gamma_2)$、$\sigma(\mu)$、$\sigma(\sigma)$、$\sigma(\gamma_1)$、$\sigma(\gamma_2)$代表之測站統計特性，可利用非高斯轉換法進行數值模擬，進而比較與年最大風速分布觀測值之準確性。模擬結果指出大多數的測站誤差小，僅少數測站有著較為顯著的誤差存在。以短時間資料模擬長年年最大風速分布的部分，其模擬結果在不同期間可看出有些微的差距存在，可能原因為所選擇期間內並沒有強風或是颱風的發生，導致模擬結果趨近於平緩，或在所選年份出現過多的颱風，導致所選年份的模擬結果過大。

參考文獻

[1] Yuan-Lung Lo, Jun Kanda, "*Annual Maximum Wind Simulation Based on Moment Parameter of Parent Distribution*", *International Journal of Engineering under Uncertainty: Hazard, Assessment and Mitigation*, 2009, 1(3-4), pp.123-139

[2] Jun Kanda, Yuan-Lung Lo, Takayuki Wada, "*Application of Polynomial Translation Method to Prediction of Annual Maximum Wind Speeds*", *Proc. Of 13th International Conference on Wind Engineering*, Amsterdam, 2011, Jul 10-15

[3] F. Y. Edgeworth, "On the representation of statistics by mathematical formulae (Part1)", *Journal of the Royal Statistical Society*, 1989, 61(4), 670-700

[4] S. R. Winterstein, "Nonlinear Vibration Model for Extremes and Fatigue", *Journal of*

Engineering Mechanics, 1988, 114, 1772–1790

[5] Alessio Torrielli, Maria Pia Repetto, Giovanni Solari, "Long-term simulation of the mean wind speed", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2011, 1139-1150

風暴潮速算系統之建置及 1845 年雲林口湖事件之初步研究

蔡育霖[1*] 吳祚任[2] 莊美惠[3] 林君蔚[4]

[1*]國立中央大學水文與海洋科學研究所博士班研究生

[2]國立中央大學水文與海洋科學研究所副教授

[3]國立中央大學水文與海洋科學研究所研究助理

[4]國立中央大學水文與海洋科學研究所碩士班研究生

摘要

過去數十年，許多學者以數值模式進行風暴潮研究與速算系統之發展，但大部分模式仍有諸多限制，例如受限小區域之計算域，無法完整涵蓋颱風生命週期之風暴潮模擬，或者僅限於卡氏座標系統。因此，本研究以康乃爾大學所開放原始碼（Open Source）之多重網格海嘯模式 COMCOT（COrnell Multi-grid Coupled of Tsunami Model）為基礎進行風暴潮模式之開發，並於理想條件下進行解析解之驗證。在氣象力導入部分，本研究耦合理想颱風模式 Holland Model（1980）、CWB Model 和大氣模式 TWRF（Typhoon Weather Research and Forecasting），並且以 2011 年南瑪都颱風（Typhoon Nanmadol）和 2013 年蘇力颱風（Typhoon Soulik）為實際案例進行模式校驗，模擬結果和實測資料有良好之比對結果。

西元 1845 年（清道光 25 年）農曆六月初七，雲林縣口湖鄉沿海村莊因颱風暴潮影響俱為大水吞沒，超過三千人喪生，為台灣歷史上最嚴重之水災，罹難民眾就地掩埋為萬人塚，並由道光皇帝賜名萬善同歸弔祭此事件。本研究以數值模式為主，輔以野外調查，還原 1845 年雲林口湖歷史風暴潮事件。

由近代歷史風暴潮記錄，1986 年韋恩颱風為第一個由臺灣西部直接登陸之颱風，登陸時雖僅為中度颱風，卻造成中部地區嚴重之海水倒灌，因此選定韋恩颱風為 1845 年雲林口湖事件之參考案例。模擬結果顯示，颱風直接由臺灣西部登陸之路徑於雲林口湖地區之暴潮偏差有高度敏感性。本研究同時探討氣候變遷下之強烈颱風事件，並以 2013 年海燕颱風（Typhoon Haiyan）參數代入 1986 年韋恩颱風路徑進行模擬，模擬結果顯示於雲林口湖地區最高有 4.45 公尺之暴潮偏差，若未來發生類似路徑之強烈颱風，其餘地區例如麥寮和梧棲等應嚴防海水倒灌之災害。

關鍵字: COMCOT、風暴潮速算系統、台灣風暴潮作業模式、1845 年雲林口湖事件。
Keywords: COMCOT, Storm Surge Fast Calculation System, Taiwan Operational Storm Surge Model and 1845 Yunlin Kouhu Event.

1. 前言

風暴潮（Storm surge）是由氣旋與冷鋒之強風作用以及氣壓驟變等強烈的天氣系統所引起之海面異常升降現象，若颱風來襲時適逢天文潮大潮位，容易使得海水倒灌，大量海水溢堤，沿海地區居民生命財產受到威脅。一套發展成熟之風暴潮預警系統，不僅需要高速計算能力以配合預報時效，其計算域需完整涵蓋颱風生命週期，同時耦合不同尺度之風暴潮傳遞計算，並推算沿海區域之溢淹範圍，適時提出海水倒灌之警報。

過去數十年許多學者以數值模式進行風暴潮預警系統之發展與研究（Wu, 1984: Wang, 1991; Jelesnianski, 1992; Flater, 1993; Casull, 2000; Phadke et al., 2003; Weisberg and Zheng, 2006; Ou et al., 2008; Westerink, 2008; You, 2010; Sheng, 2010; Dietrich, 2011），然而能達成上述需求者無幾。大部分模式仍有諸多限制，如模擬受限於計算域，無法進行完整涵蓋颱風生命週期，或者僅限於卡氏座標系統，亦或無法計算溢淹範圍等。台灣位於全球颱風路徑最密集之區域，因此亟需一套高速且準確之風暴潮預警系統。

本研究擬發展一套計算精準及具有高速運算效能之風暴潮速算模式，耦合氣象局現有之大氣模式及參數化颱風模式，並能推算沿海地區之風暴潮淹溢範圍，以提供中央氣象局預報與災害防治單位決策之用。本研究以康乃爾大學土木與環境工程學系劉立方教授團隊所發展成熟之非線性 COMCOT 海嘯模式（COrnell Multi-grid Coupled of Tsunami Model）為基礎發展風暴潮模式，並且利用多重巢狀網格系統（Multi-grid System）與數值移動邊界法（Moving Boundary Scheme），建構深海之大網格系統與近海之高解析度系統，同時計算遠洋之風暴潮傳遞以及沿海地區之風暴潮溢淹。本研究開發之數值模式與解析解有良好驗證成果，同時以 2011 年南瑪都颱風（Typhoon Nanmadol）作為模式驗證之案例，模擬結果和實測資料均有良好比對之成果。

西元 1845 年（清道光 25 年）之雲林口湖風暴潮事件為臺灣歷史上傷亡人數最為嚴重之水災，雲林縣口湖鄉與四湖鄉沿海村莊俱為大水吞沒，罹難民眾就地掩埋為萬人（曾人口，1978；金志文，2002）。本研究以開發之水動力學風暴潮數值模式，對 1845 年雲林口湖風暴潮事件進行還原，若未來類似路徑之極端颱風事件再次發生時，提供災害防治單位對臺灣沿海地區可能遭受之風暴潮災害作為參考。

2. 研究方法

本研究以國際知名之海嘯模式 COMCOT（COrnell Mutli-grid Coupled of Tsunami Model）為基礎加入颱風氣象力，使模式具備以非線性之淺水波方程式計算風暴潮生成、傳播以及近岸溯上之完整歷程。

本研究所開發之 COMCOT 風暴潮模式所求解之非線性淺水波方程式：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}+\frac{1}{R\cos\varphi}\left\{\frac{\partial P}{\partial \psi}+\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\cos\varphi\cdot Q\right)\right\}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\frac{1}{R\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{P^2}{H}\right)+\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{PQ}{H}\right)+\frac{gH}{R\cos\varphi}\frac{\partial\eta}{\partial\psi}$$
$$-fQ+F_{\psi}^{b}=-\frac{H}{\rho_w R\cos\varphi}\frac{\partial P_a}{\partial\psi}+\frac{F_{\psi}^{s}}{\rho_w} \tag{2}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{1}{R\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{PQ}{H}\right)+\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{Q^2}{H}\right)+\frac{gH}{R}\frac{\partial\eta}{\partial\varphi}$$
$$+fP+F_{\varphi}^{b}=-\frac{H}{\rho_w R}\frac{\partial P_a}{\partial\psi}+\frac{F_{\varphi}^{s}}{\rho_w} \tag{3}$$

其中，t 為時間，φ 為緯度，ψ 經度，P, Q 為體積通量，η 為自由液面高程，h 為靜水深，為 H 總水深（$H=h+\eta$），R 為地球半徑，f 為柯氏力係數，F_{φ}, F_{ψ} 為風剪力，F_x, F_y 分別為底床摩擦剪應力，ρ_w 為海水密度及 P_a 為大氣壓力。

Holland (1980)所提出之理想颱風風場為：

$$V_w=\sqrt{\frac{B(P_n-P_c)}{\rho_a}\left(\frac{R_{\max}}{r}\right)^{B}\exp\left[-\left(\frac{R_{\max}}{r}\right)^{B}\right]+\frac{r^2f^2}{4}}-\frac{rf}{2} \tag{4}$$

其中，P_c 為颱風中心之大氣壓力，V_w 為風速，$R_{\max}$ 為最大暴風半徑，B 為峰值參數（peakness parameter），P_n 為環境大氣壓力（Ambient Pressure），ρ_a 為空氣密度和 r 為距暴風中心半徑。

Harper and Holland (1999)建議峰值參數 B 值的經驗關係如下：

$$B=2-\frac{P_c-900}{160} \tag{5}$$

由氣象局所提供之參數化大氣模式：

$$V_w=2\cdot V_{\max}\cdot\frac{R_{\max}\cdot r}{R_{\max}{}^2+r^2} \tag{6}$$

其中，$V_{\max}$ 為最近中心最大風速、$R_{\max}$ 為最大暴風半徑和 r 為距暴風中心半徑。峰值參數 B 值的經驗關係如下：

$$B=\frac{1}{P_n-P_c}\left(\frac{V_{\max}}{5.375}\right)^2 \tag{7}$$

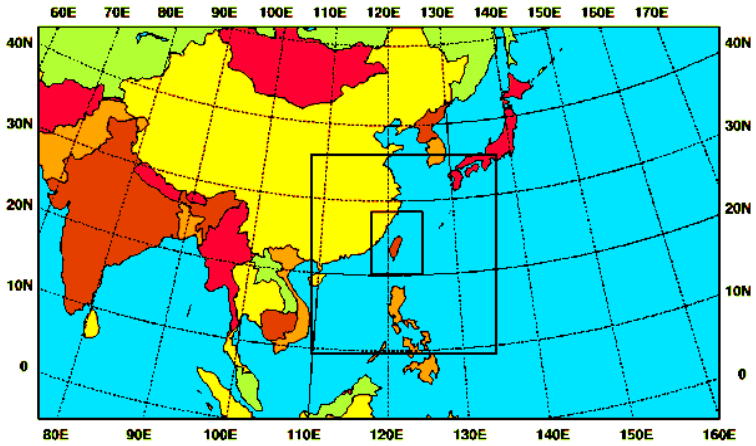
氣象局參數化公式中之最大暴風半徑 $R_{\max}$ 則依據颱風中心壓力而有相對應之值，如

下：

$$R_{\max}=\begin{cases}42.6-0.86\cdot(P_c-990), & P_c\geq 990\\ 51.0-0.84\cdot(P_c-980), & 980\leq P_c<990\\ 58.4-0.74\cdot(P_c-970), & 970\leq P_c<980\\ 63.0-0.46\cdot(P_c-960), & 960\leq P_c<970\\ 70.0-0.234\cdot(P_c-930), & 930\leq P_c<960\\ 80.0-0.167\cdot(P_c-870), & 870\leq P_c<930\\ 80.0, & P_c<870\end{cases} \tag{8}$$

其中，最大暴風半徑 $R_{\max}$，單位：公里，P_c 為颱風中心壓力，單位：毫巴。

參數化大氣模式無法反應颱風之真實風場，因此，本研究也耦合氣象局之 TWRF（Typhoon Weather Research and Forecasting Model）模式，作為颱風氣象力代入。TWRF 模式為氣象局目前所使用大氣模式之一，其投影系統為藍伯特投影，第一層巢狀網格之模式初始場來自美國 NCEP GFS 的全球預報系統，而第二層和第三層巢狀網格之模式初始場由第一層巢狀網格內插。圖一為 TWRF 模式巢狀網格之計算域。



圖一：TWRF 模式範圍（CWB 提供）

3. 解析解驗證

本研究於球座標系統之理想環境下，分別代入大氣壓力場和風剪力進行解析解驗證；當非線性強度夠小時，非線性淺水波方程式可簡化為線性淺水波方程式描述水體之傳輸。

解析解驗證於均勻水深 100 公尺之地形進行，計算域範圍為東經 117 度至 123 度，北緯 20 度至 26 度，邊界條件為開放邊界（Open Boundary），數值模擬中僅考慮經度方向之動量傳輸，不考慮底床摩擦以及科氏力之影響。

壓力梯度造成水體動量傳輸之效應，忽略科氏力造成之影響，動量方程式可簡化為：

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\frac{gH}{R\cos\varphi}\frac{\partial \eta}{\partial \psi}=-\frac{H}{\rho_w R\cos\psi}\frac{\partial P_a}{\partial \psi} \tag{9}$$

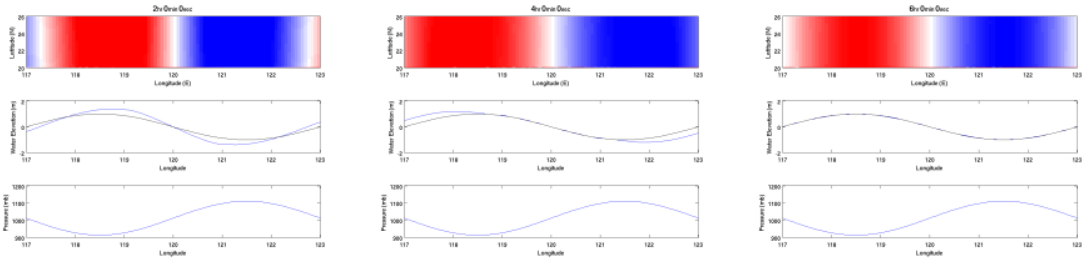
考慮穩態(Steady-state)情況可以得到自由液面高程於大氣壓力場下之解析解：

$$\partial \eta=-\frac{\partial P_a}{g\rho_w} \tag{10}$$

解析解與地形深度無關，僅與當時大氣壓力變化、重力加速度和海水密度成正比，當重力加速度與海水密度為一定值時，自由液面高程變化僅與大氣壓力變化成正比。計算域中代入正弦函數之壓力場，其壓力分布設定為：

$$P_a=-9800\cdot\sin\left[\frac{2\cdot\pi\left(\psi-\psi_1\right)}{\psi_2-\psi_1}\right]+1013.25\cdot10^2 \tag{11}$$

本數值模式導入上述參數後，利用控制方程式中之線性連續方程式和動量方程式，求解水面受大氣壓力影響開始擾動之情況，如圖二所示。



圖二：大氣壓力場之解析解驗證

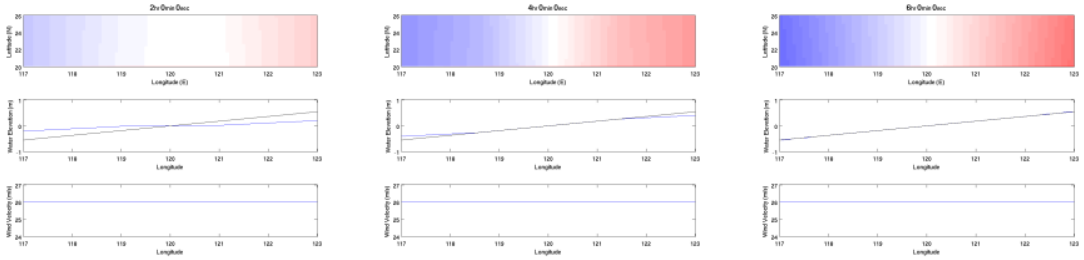
風剪力造成水體動量傳輸之效應，並且忽略科氏力造成之影響，其動量方程式簡化為：

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\frac{gH}{R\cos\varphi}\frac{\partial \eta}{\partial \psi}=\frac{F_\psi^s}{\rho_w} \tag{12}$$

考慮穩態(Steady-state)情況，可得到計算域受風剪力影響下之自由液面解析解：

$$\partial \eta=F_\psi^s\frac{R\cdot\cos\varphi\cdot\partial\psi}{\rho_w\cdot gH} \tag{13}$$

計算域受風速 26 m/s 之西風吹拂，數值水位面持續上下擾動，最終收斂於解析解，代表水面受風剪力作用後，達到穩態(Steady-state)之情況，結果如圖三所示。

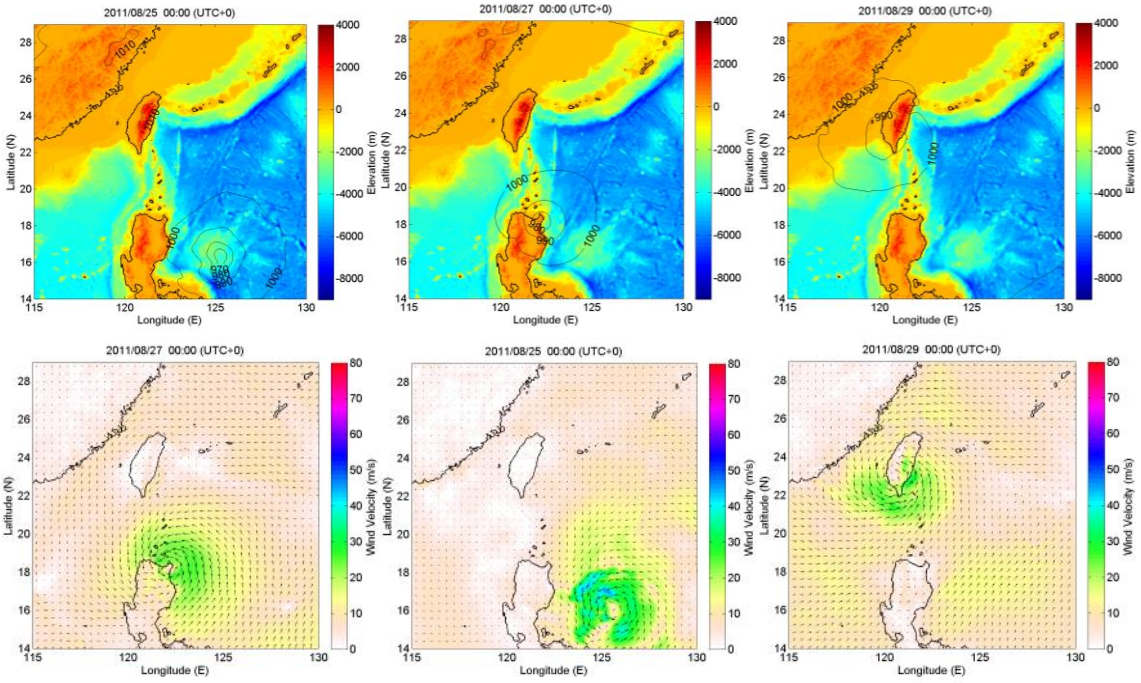


圖三：風剪力之解析解驗證

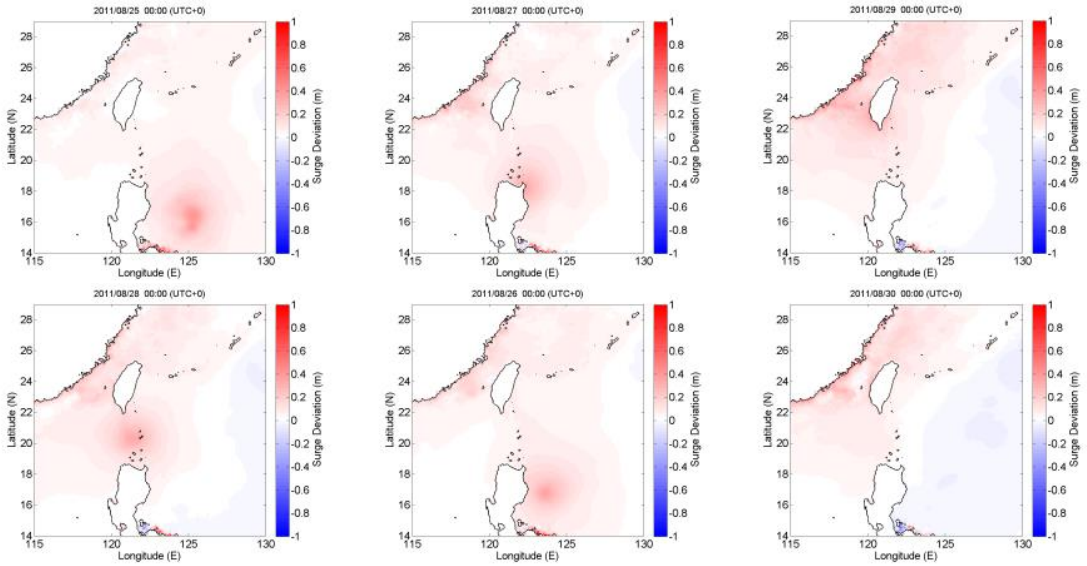
4. 模式驗證

本研究以 2011 年南瑪都颱風作為模式驗證之案例；南瑪都颱風（Typhoon Nanmadol），國際颱風編號：1111，生命週期由 2011 年 8 月 21 日至 2011 年 8 月 31 日，為氣象局所定義第 4 類侵臺路徑之強烈颱風；南瑪都颱風影響臺灣期間，造成彰化縣西塭仔漁港海水倒灌，海水溢堤進入附近商店街，水深及膝，沿海居民財產受到損害。

本研究所開發之風暴潮模式代入不同颱風氣象場求解 2011 年南瑪都颱風之風暴潮傳遞，圖四為耦合 CWB Model 之颱風氣象場，左欄為大氣壓力場，顏色代表地形高程，單位：公尺，等高線代表大氣壓力，單位：毫巴，右欄為大氣風場，顏色代表絕對風速，單位：公尺/秒；圖五為代入 CWB Model 所計算之暴潮偏差，單位：公尺；圖六為觀測資料與模式計算結果之比較，上欄為實測資料與調和分析之天文潮，下欄為耦合不同颱風氣象力所計算之暴潮偏差疊合天文潮之結果，與實測資料均有良好比對成果。

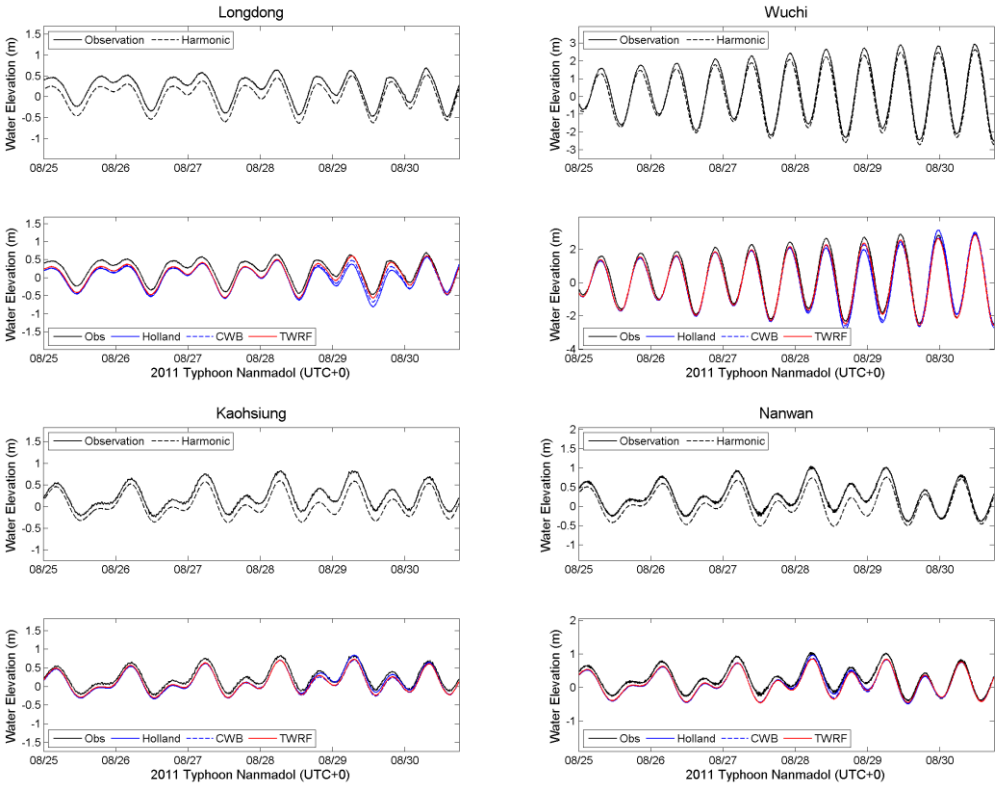


圖四：2011 年南瑪都颱風代入 CWB Model 之颱風氣象場



圖五：2011 年南瑪都颱風代入 CWB Model 所計算之暴潮偏差

南瑪都颱風期間，龍洞、高雄和南灣地區之風暴潮高皆小於 1 公尺，海水倒灌之警戒較低；梧棲地區之風暴潮高最多可達 2.9 公尺，適逢天文潮之潮高峰值，於中部區域有較大之海水倒灌危害。



圖六：2011 年南瑪都颱風實測資料與模式結果之比較（龍洞、梧棲、高雄和南灣）

5. 雲林口湖事件還原

西元 1845 年（清道光 25 年）農曆 6 月 7 日，連宵大雨，颶風由西南捲向東北，引起海水倒灌，沿海村莊俱沒入海中，無一倖存，影響區域遍及雲林沿海一帶，罹難屍首不計其數，最後由朝廷派出官兵掩埋，估計約有七千人罹難，可謂開臺有史以來最為嚴重之水災。道光皇帝憐恤百姓，敕封為「萬善同歸」，倖存民眾為告祭先祖，因而有雲林口湖牽水狀告慰冤魂之科教儀式（李豐楙，1996；曾人口，1978）。

歷史史料匯整如《清宣宗實錄》、《臺案彙錄甲集》、《清實錄》以及《臺灣通誌》等，俱記載颱風過境之記錄。因此，此 1845 年雲林口湖地區之嚴重水災並非由地震或山崩所造成之海嘯所引起，而是由颱風所引發之風暴潮於雲林沿海地區造成嚴重海水倒灌所致。

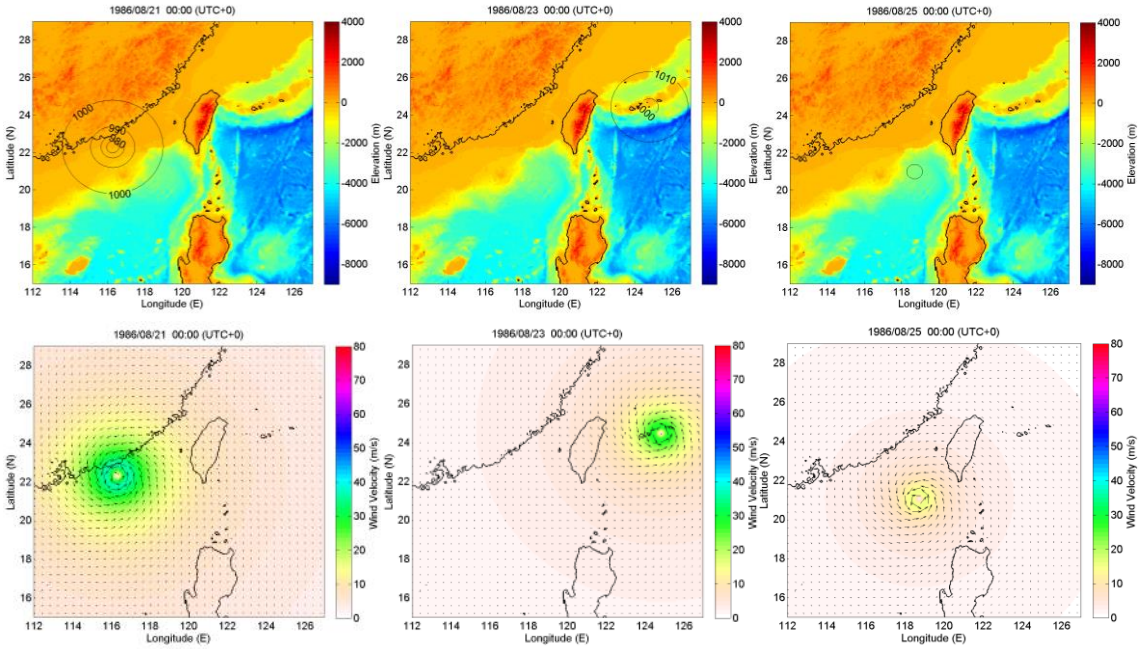
過去對於歷史風暴潮事件之研究，多著重於史料探討與分析，缺乏以物理角度討論之研究。因此，本研究以發展之水動力學風暴潮數值模式進行情境還原，首先以 1986 年之韋恩颱風為案例，進行颱風路徑之敏感性分析。

1986 年韋恩颱風（Typhoon Wayne），國際編號 8614，其生命週期長達 20 天，影響時間為 1986 年 8 月 17 日至 1986 年 9 月 6 日，為目前西太平洋最長壽之熱帶氣旋，也是臺灣颱風史上，第一個直接登陸臺灣西部彰化和雲林地區一帶之颱風。韋恩颱風創造了許多臺灣氣象史上之特別記錄，例如，第一個從臺灣西部登陸和颱風生命週期最長等現象，甚至一度轉為熱帶性低氣壓，最後卻再度發展為颱風之奇特情況。

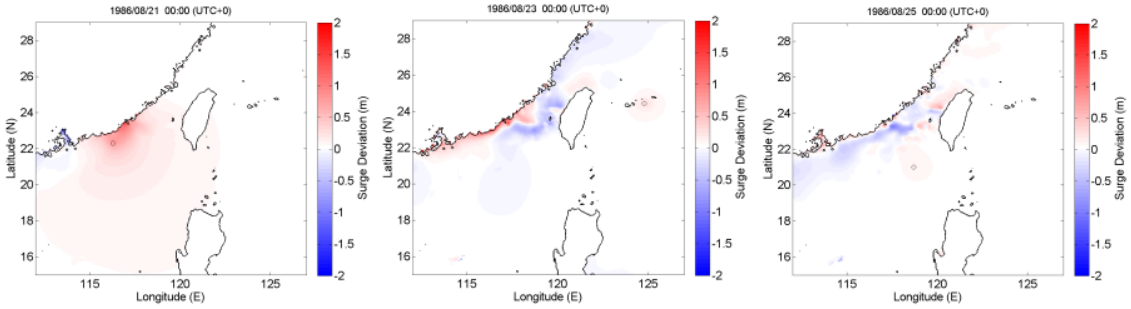
圖七為 1986 年韋恩颱風代入 CWB Model 之颱風氣象場，左欄為大氣壓力場，顏色代表地形高程，單位：公尺，等高線代表大氣壓力，單位：毫巴，右欄為大氣風場，顏色代表絕對風速，單位：公尺/秒；圖 8 為 1986 年韋恩颱風代入參數化大氣模式所計算之暴潮偏差，單位公尺；圖 9 為模式所計算之暴潮偏差，包含龍洞、花蓮、梧棲、安平與口湖等地區。

梧棲地區由大氣壓力梯度和風剪力影響所計算出來之暴潮偏差最大值為 1.6 公尺，顯示中部地區因颱風直接登陸，而有較大之暴潮偏差影響；在龍洞、花蓮和安平等地區，其最大值皆小於 70 公分，顯示韋恩颱風對於北部、東部、和南部之影響較小。口湖地區於韋恩颱風直接由西部登陸臺灣時，暴潮偏差最大值為 2 公尺，顯示該路徑對於雲林口湖地區之暴潮反應敏感。

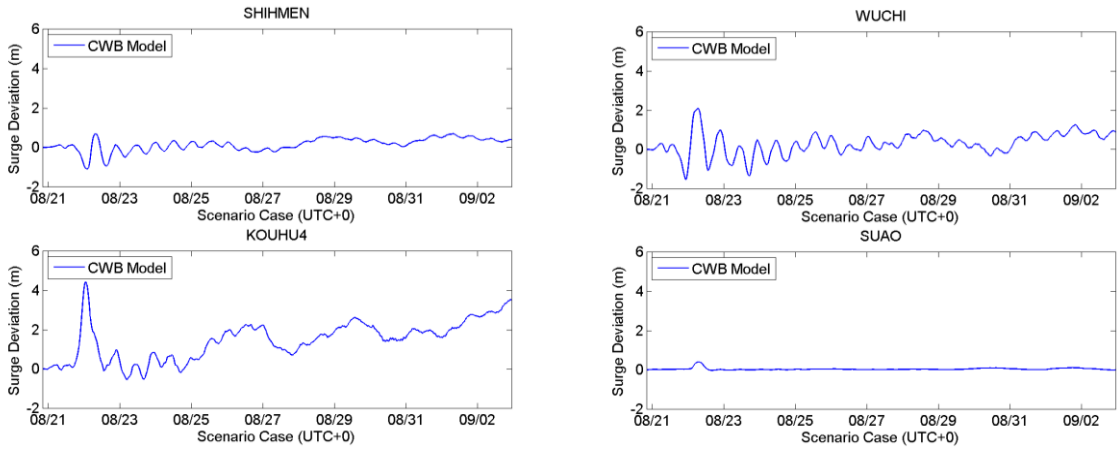
綜合以上結果，颱風直接由西部登陸時，其暴潮偏差由中部反應最大，特別是雲林地區，北部、東部和南部等地區受此路徑之影響較小，例如桃園、花蓮和安平等地區。



圖七：1986 年韋恩颱風代入 CWB Model 之颱風氣象場



圖八：1986 年韋恩颱風代入 CWB Model 所計算之暴潮偏差



圖九：風暴潮模式所計算之暴潮偏差（龍洞、花蓮、梧棲、安平和口湖）

6. 結論

本研究使用廣為學界所認可之開放原始碼之非線性淺水波海嘯模式 COMCOT（COrnell Multi-grid Coupled of Tsunami Model），加入颱風氣象力，使其具備計算風暴潮傳遞之能力，並且建立風暴潮速算系統，以供預警之用。

本研究開發之 COMCOT 風暴潮模式分別於壓力梯度以及風剪力之假想環境下，與解析解進行驗證，結果顯示長時間作用下，數值模式之答案會達到穩態（Steady-state），符合解析解之答案，並選用 2011 年南瑪都颱風進行模式驗證，同時代入參數化大氣模式 Holland Model、CWB Model 以及 TWRF 大氣模式之颱風氣象場，計算其暴潮傳遞現象，並且和氣象局提供之沿海測站之實測資料進行比對，皆有良好之比對成果。

本研究以 1986 年韋恩颱風作為還原 1845 年雲林口湖風暴潮事件之參考案例，模式計算結果於雲林口湖地區有 2 公尺之暴潮偏差，颱風直接由西部登陸對於雲林口湖地區之暴潮反應敏感；若未來發生類似路徑之強烈颱風情況，中部地區如雲林等地應嚴防海水倒灌之災情。顯示過去發生之嚴重風暴潮事件的掌握及情境還原，對於災防單位之防災設置具有重要參考價值，並更凸顯研究歷史風暴潮事件的重要性。

7. 參考文獻

[1] 曾人口，”金湖春秋”，中國詩文之友社，1978年。

[2] 李豐楙，”金湖文化祭”，pp.10-17，1996。

[3] Flather, R.A. and Proctor, R. (1983) Prediction of North Sea storm surges using numerical models: recent developments in the U.K. In: Sundermann, J. & Lens, W. (eds), North Sea Dynamics. Springer, Berlin, pp.95-107.

[4] Salomon, J.C. and Breton, M. (1990) Modele general du plateau continental Nord Europeen. Rapport au Programme CEE-MAST 89 0093, FLUXMANCHE.

[5] Smith, S.D. and Banke, E.G. (1975) Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, Vol.101, pp.665-673.

[6] Garratt, J.R., (1977) Review of drag coefficients over oceans and conditions. *Monthly weather Review*, Vol.105, pp.915-929.

[7] Wu, J., (1980) Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions. *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.10, pp.727-740.

[8] C. S. Yu, M. Fettweis, I. Hermans and J. Berlamont (1989) Tidal flow simulation in the English Channel and Southern North Sea, *Adv. Water Resources*, 1989, Vol.12, pp.194-203.

[9] W. G. Large and S. Pond (1981) Open ocean momentum fluxes in moderate to strong winds, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.11, pp.324-336.

[10] M. D. Powell, P. J. Vivker, and T. A. Reinhold (2003) Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones, *Nature*, Vol.422, pp.278-283.

[11] A. Harper and G. J. Holland (1999) An updated parametric model of the tropical cyclone, in:

Proceedings of the 23rd Conference of Hurricane and Tropical Meteorology, Dallas, Texas, pp. 893-896.

[12] G. J. Holland (1980) An analytic model of the wind and pressure profiles in hurricanes, *Monthly Weather Rev.*, Vol. 108, pp. 1212-1218.

[13] Phadke, C. Martino, K. F. Cheung, and S. H. Houston (2003) Modeling of tropical cyclone winds and waves for emergency management, *Ocean Eng.*, Vol. 30, pp.553-578.

[14] K.F. Cheung, A.C. Phadke, Y. Wei, R. Rojas, Y.J.-M. Douyere, C.D. Martino, S.H. Houston, P.L.-F. Liu, P.J. Lynett, N. Dodd, S. Liao, E. Nakazaki (2003) Modeling of storm-induced coastal flooding for emergency management, *Ocean Eng.*, Vol. 30, pp.1353-1386.

大氣與樹冠層之間紊流流場之風洞實驗

方偉德[1] 陳政諭[1] 朱佳仁[2]

[1]國立中央大學土木工程系研究生

[2]國立中央大學土木工程系教授

摘 要

大氣與樹林之間的動量、熱量和質量的傳輸不僅會影響到植物的生長，亦對樹林的蒸發散和地表附近的微氣候有重大的影響。本研究以風洞實驗來探討大氣與樹林之間的混合層流，實驗中放置模型樹於風洞中的紊流邊界層之中，並改變樹木的疏密度和排列方式，在不同的下風距離量測平均風速和紊流參數，並在相鄰的兩點同時量測紊流流速，以瞭解紊流流場的相關性，以釐清樹木的疏密度和排列方式對森林之中的尾流及森林之上的混合層流的影響。實驗結果顯示 (1)樹冠層內的風速剖面可由迴歸公式所表示；(2)在樹冠層之上動量的傳輸受到掃流(sweep)與噴流項(ejection)的控制，樹林愈密集的流況中掃流項對動量傳輸的貢獻愈大；(3)在樹冠層之下(X/H < 1.2)縱向風速的偏度係數(右偏分佈)，但垂向風速的偏度係數卻小於零(左偏分佈)，這顯示樹林之中的掃流發生的機率較大。樹冠層之下的縱向風速和垂向風速皆偏離高斯分佈，但樹冠層之上(X/H > 2)接近高斯分佈；(4)樹冠層與大氣之間的傳輸率可以由垂向渦流黏滯係表示，渦流黏滯係數隨高度增加而增加，當樹林密度愈稀疏時則渦流黏滯係數愈大。當樹林愈稀疏時，則渦流的混合長度愈大。

關鍵字: 樹冠層、大氣邊界層流、風洞實驗

Keywords: Canopy layer, Atmospheric Boundary Layer, Wind tunnel experiment.

1. 前言

大氣與森林之間的動量、熱量和質量(水汽、二氧化碳、氧氣、種子、花粉等)的傳輸不僅會影響到植物的生長，亦對森林區的蒸發散和地表附近的微氣候和水文循環有重大的影響，為全球環境變遷中重要的一環(Finnigan, 1979)，故此類地表與大氣間的互制問題一直以來都是一個重要的研究課題(Gardiner, 1994)。除了採用現場量測之外，風洞實驗可藉由儀器設備來控制流況，進行更深入的研究。因為實驗設備的控制性佳，可重複性高，且量測儀器較現場使用的儀器較精準，因此可針對特殊的流場現象，就其中重要的參數進行一系列的實驗，來研究這些參數如何影響流場現象及其內在的機制，做學術上的探討。故實驗室實驗是研究流場機制所不可或缺的方法。

本研究便是在風洞中以模型實驗取代現地觀測，來探討森林中的風場特性和紊流結構，以量化的方式描述樹林中的傳輸，因為風洞可提供穩定、均勻的流場，這是現地觀

測所無法企及的。實驗中將改變樹木的排列方式和疏密度，並量測樹林之中和樹林之上的平均流速和紊流參數，來研究森林的葉面積指數(Leaf Area Index, LAI)對森林與大氣之間紊流通量的影響，實驗結果將與前人現地觀測之風速公式比較，以增進吾人對森林區的微氣候的瞭解。

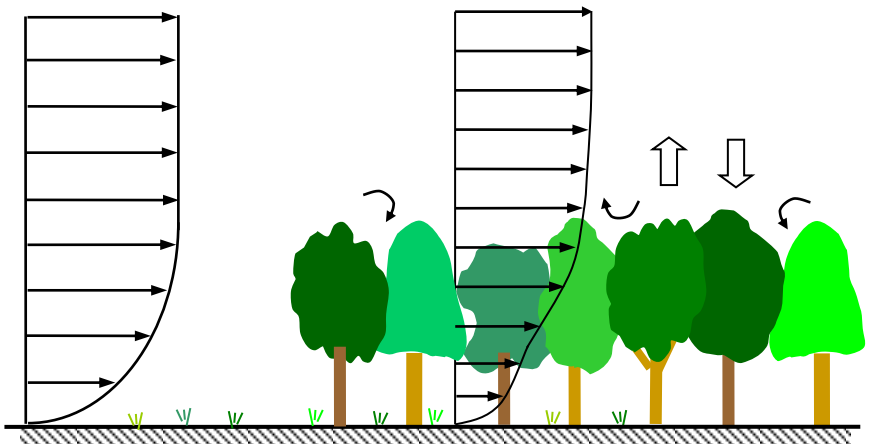
Cionco (1985)建議森林中風速剖面：

$$U(z) = U_H \exp\left[\alpha\left(\frac{z}{H}\right)-1\right] \tag{1}$$

式中U_H為樹頂上的平均風速，α為森林流場指數，與樹木特性有關。

Raupach et al. (1986)在一個長10.6 m，寬1.78 m，高0.65 m的風洞中，模擬森林流場中的速度剖面與溫度的分佈，其模型植被段放置於距離風洞入口處4.7 m處，植被段長度為3.0 m。使用菱形排列高0.06 m、長0.01 m，寬1.0 mm的條狀物，量測模型的垂向和縱向動量通量與紊流能量收支，結果得到對於森林流場紊流傳輸項為主要的能量消散來源，但對於剪應力收支尾流的效應可于以忽略。並推導出植被中風速剖面為：

$$\frac{U(z)}{U_H} = \begin{cases} \dfrac{u_*}{\kappa U_H}\ln\left(\dfrac{z-d_o}{z_o}\right) & z \geq H \\ \exp\left[\alpha\left(\dfrac{z}{H}-1\right)\right] & z < H \end{cases} \tag{2}$$



圖一. 植被層中風場之示意圖

2. 實驗設置

本研究以風洞實驗來研究大氣與樹林之間的混合層流，模型採用塑膠聖誕樹，樹高 H = 0.15 m、樹寬約為 0.10 m。排列在風洞地板上，共長 0.9 m，寬 2.7 m。座標 x 為由樹林開始位置之縱向距離，y 為以風洞中心線起算之側向距離，z 為以風洞地板起算的垂直高度，H 為樹高。實驗流況共有四種，如表一所示。流況 A 與流況 B 的間距(spacing)為 0.10 m，在風洞地板上共排列 9 排。流況 C 與流況 D 的間距為 0.15 m。流況 A 與流

況 B 的不同處在於：流況 A 的葉面稀疏(Sparse)，孔隙較大，而流況 B 的葉面密集(Dense)，孔隙較少，於風洞中量測紊流流況在垂直方向 z = 0.02 ~ 0.55 m 共量測 20 個點。

表一: 風洞實驗流況

流況	A	B	C	D
葉面情形	Sparse	Dense	Sparse	Dense
樹高 (H)	15 cm	15 cm	15 cm	15 cm
樹木間距 (S)	10 cm	10 cm	15 cm	15 cm
樹木密度 (棵)	221	221	99	99
LAI	4.19	3.62	2.56	2.11
U_H (m/s)	4.23	4.11	5.44	5.31

流況 A 與流況 B 選定 X =0.15 ~ 0.85 m 共 8 個量測位置；且流況 C 與流況 D 選定 X = 0.20 ~ 0.80 m 共 5 個量測位置，以得到森林邊緣到森林內部的風場變化。流況 A 與 B 之 Cd 大於流況 C 與 D，可知樹木間距較大時 Cd 較小。並使用儀器 LAI-2000 量測得知流況 A、B、C 及 D 之 LAI。



圖二. 風洞中模型樹之配置圖

3. 實驗方法

影響森林中流場之變數除了來流特性外，阻塞比、雷諾數及物體的形狀也會影響流況及物體所受風力。本實驗之阻塞比小於 5%，故可忽略阻塞效應的影響。實際森林風場的雷諾數約為 10^6 ~ 10^7，但當雷諾數大於 10^4，物體所受的阻力係數不再受雷諾數的影響。本研究中樹木模型之高度 H = 15 cm，風洞中自由流流速 U_0 = 9.8 m/s，空氣的運動黏滯係數 $\nu = 1.55 \times 10^{-5}$，以邊界層厚度 δ 計算之特徵雷諾數為 $Re_\delta = U_o\delta/\nu = 8.2 \times 10^5$，$\delta$ = 1.5 m，此值超過臨界雷諾數 10^4；另外，樹頂附近流場之局部雷諾數為 $Re_H = U_H H/\nu = 4.0 \times 10^4$，$U_H$ = 4.8 m/s，亦超過臨界雷諾數 10^4。

本實驗之流速取樣頻率為 500 Hz，取樣時間為 65.536 sec，每一位置的數據總數為 32768 個。實驗進行前，曾對相同流況重覆量測兩次，依據量測結果可分析實驗誤差，在不同時間量測同一位置的流速兩次，而誤差可由兩次量測得之流速剖面計算而得。

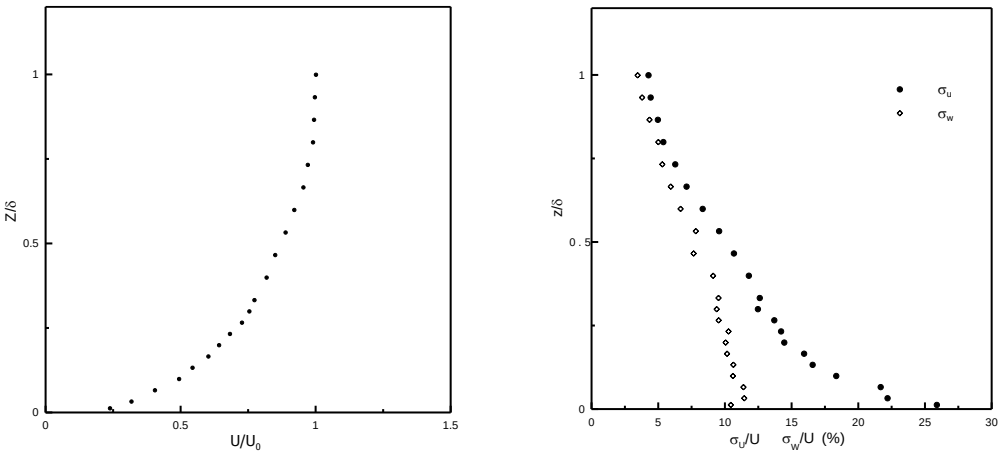
4. 結果與討論

4.1 迫近流場

實驗由風洞中迫近風場(Approaching flow)的量測開始，風洞試驗段中設置阻流板與粗糙元，加速邊界層的發展，以模擬所需要之邊界層厚度。所量得之平均風速剖面為圖二，其中邊界層厚度δ定為風速開始變化很小且接近自由流風速之高度，此流況中自由流之風速 U_o = 9.8 m/s，δ = 1.5 m，邊界層流之平均風速剖面以對數方式表示：

$$\frac{U(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_o} \tag{3}$$

紊流強度一般可作為紊流場中速度擾動量大小的指標，亦可由此判斷紊流能量的大小。圖三為迫近流場之水平向與垂直向紊流強度剖面圖，靠近地面處的紊流強度大，水平向又大於垂直向紊流強度；遠離地面處的的紊流強度大，水平向接近垂直向紊流強度。

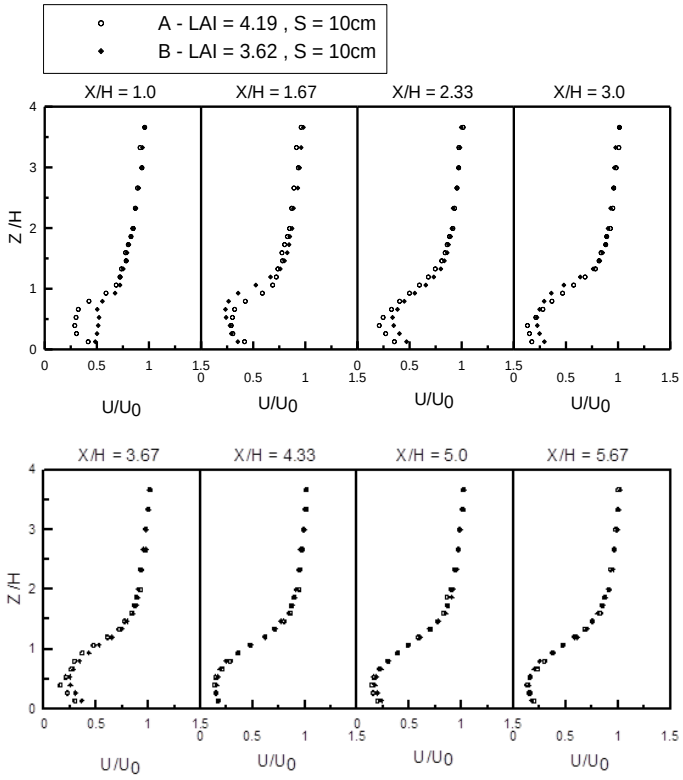


圖三. 迫近流場之平均風速與紊流強度之剖面圖

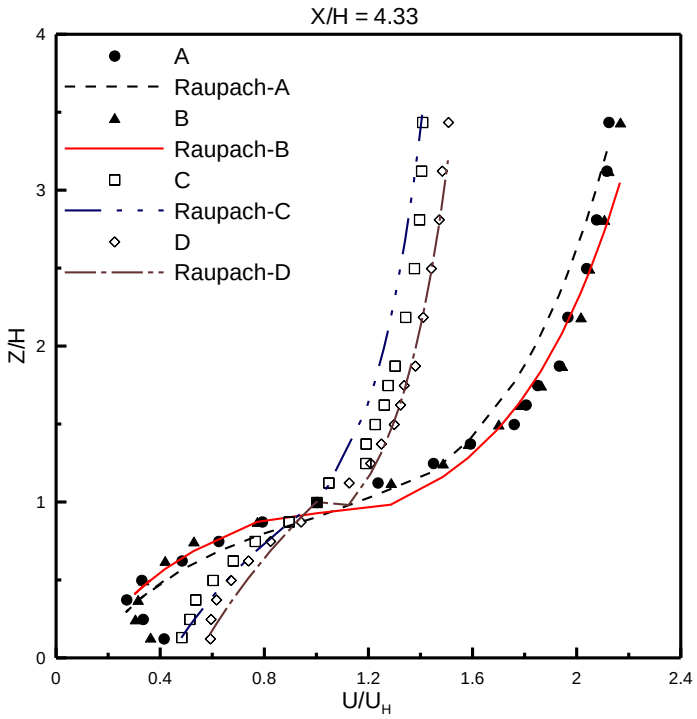
4.2 平均速度與紊流強度

圖四為流場中 x/H = 1.0~5.67 縱向平均風速的變化圖，間距 S = 10 cm，U 為高度 Z 處的縱向平均風速，所量測得之流速均以自由流之流速 U_0 無因次化。森林中的流場不同於對數剖面，可視為穿透流(Bleed flow)與越過森林頂端的非黏性流之間的互動，因此造成很大的速度梯度。圖五為在 X/H = 4.33 處，實測風速剖面與理論曲線之比較圖。圖六為縱向紊流強度(Stream-wise turbulence intensity)隨下游距離變化圖，紊流強度可作為紊流流場中速度變化劇烈程度的依據；圖七為垂向紊流強度(Vertical turbulence intensity)

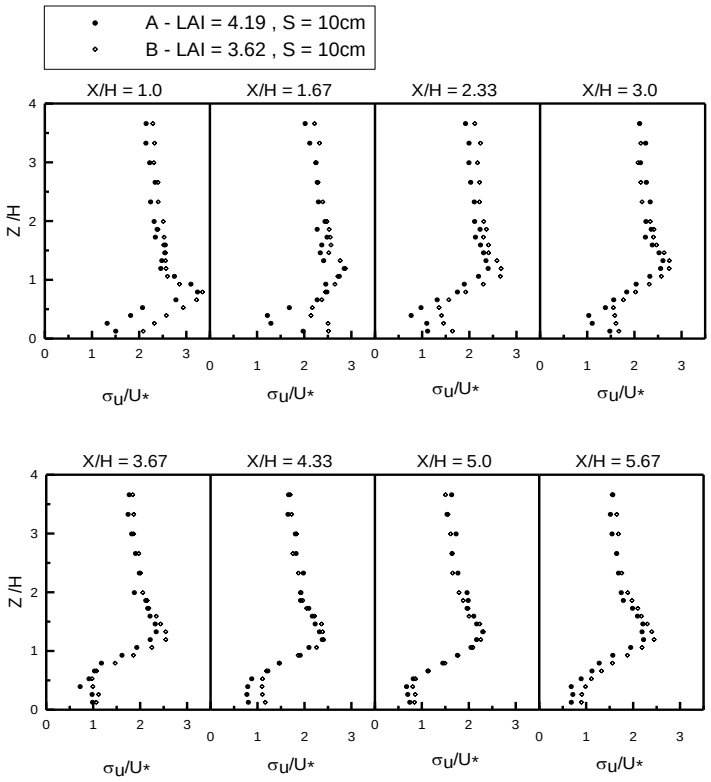
隨下游距離變化圖，在接近樹高處紊流強度最大，靠近地表處最小，且紊流強度隨下游距離增加而減少。



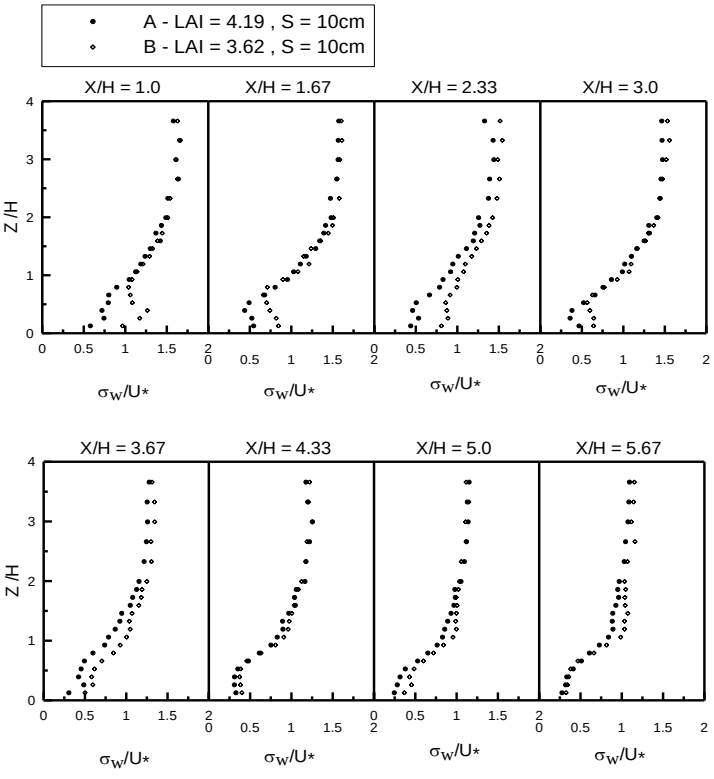
圖四. 縱向平均風速與下游距離 X/H 之變化圖



圖五. 實測風速剖面與理論曲線之比較圖



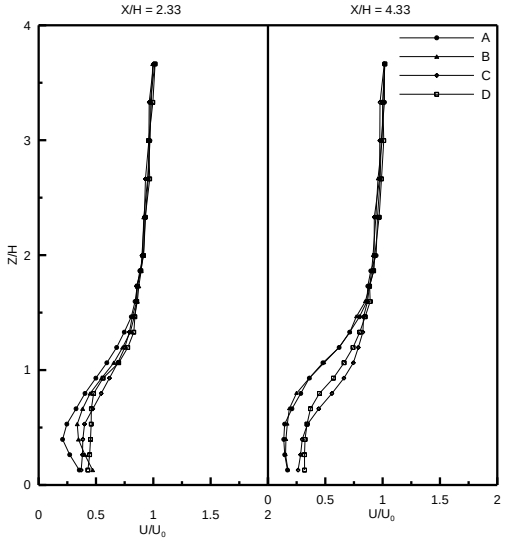
圖六. 縱向紊流強度與下游距離 X/H 之變化圖



圖七. 垂向紊流強度與下游距離 X/H 之變化圖

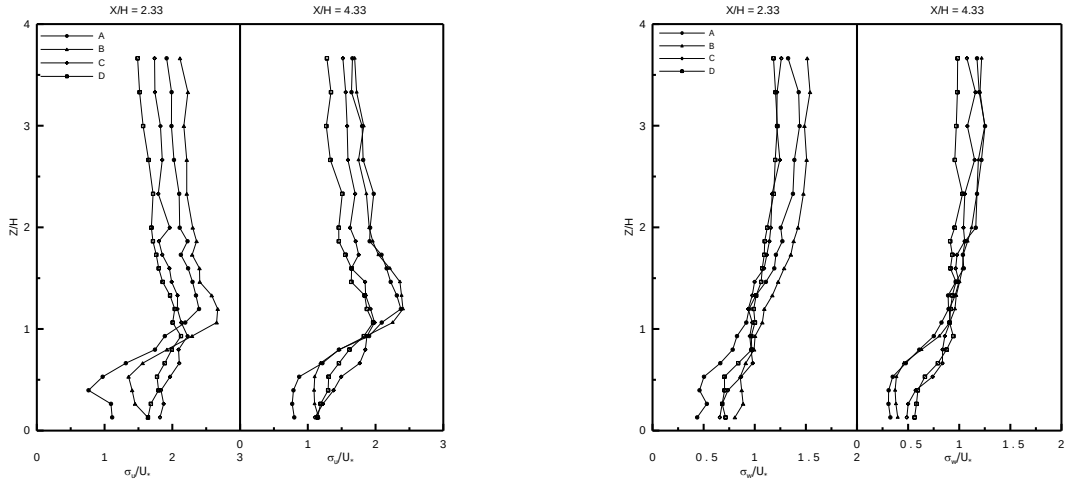
4.3 不同森林間距的結果

圖八為在 X/H = 2.33 與 X/H = 4.33 處，縱向平均風速剖面圖，在森林的前端 X/H = 2.33 縱向平均風速分別並不明顯，這是由於迫近流場的影響致使風場並未發展完全，在 X/H = 4.33 處縱向風速受到間距改變的影響，使得風速產生變化。



圖八. X/H = 2.33 與 X/H =4.33 處縱向平均風速剖面圖

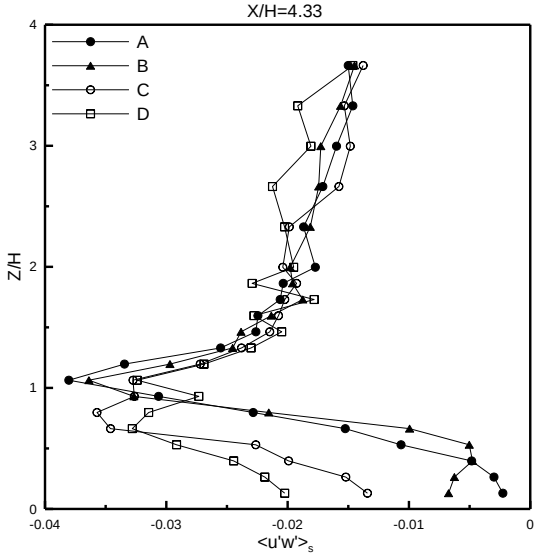
圖九為 X/H = 2.33 與 X/H = 4.33 處縱向紊流強度與垂向紊流強度剖面圖，由圖可知，樹高處 Z/H = 1.2 之上紊流強度幾乎趨於定值，在森林前端 X/H = 2.33 處樹木間隔改變對紊流強度的影響不大，但在 X/H = 4.33 處樹木間隔較大的排列(樹林密度較小)使得紊流強度較小。



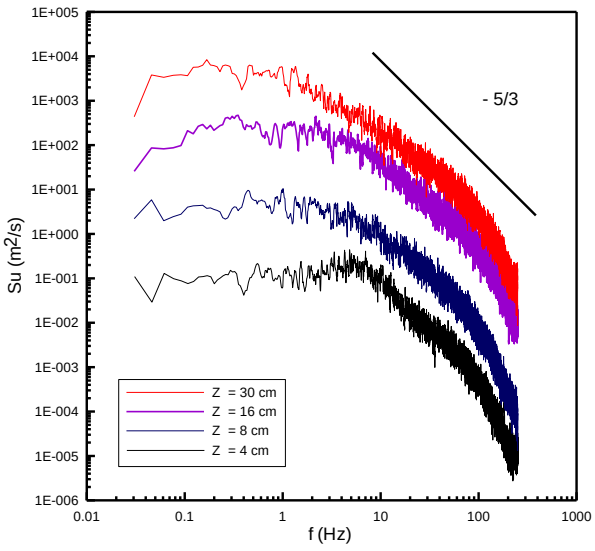
圖九. X/H = 2.33 與 X/H =4.33 處紊流強度剖面圖(a) 縱向紊流強度(b)垂向紊流強度

4.4 雷諾剪應力

雷諾剪應力可依水平與垂向擾動速度分成：掃流項(u' > 0, w' < 0)、向外項(u' > 0, w' > 0)、向內項(u' < 0, w' < 0)與噴流項(u' < 0, w' > 0)。掃流項與噴流項對於樹林的動量傳輸影響很大(Katul et al., 2006)，因此特別對掃流項與噴流項做討論，在下游 x/H = 4.33 處，對掃流項取群體平均，如圖十，由圖可知對四個流況而言，流況 A、B 在樹高附近發生極值，LAI 愈小掃流的影響愈小，但流況 C、D 發生極值的位置較低，在樹頂之下已經發生，但不管哪一個流況，掃流項的極值都是發生在其樹高附近。圖十一為 A 流況在 X/H = 5.67 之縱向速度頻譜，在高頻部分斜率接近-5/3，符合 Kolmogorov 的理論。



圖十. 四種流況在 X/H = 4.33 掃流項取群體平均圖



圖十一. 流況 A 在 X/H = 5.67 之縱向速度頻譜

5. 結論

本研究以風洞實驗來探討大氣與樹林之間的混合層流，實驗中放置模型樹於風洞中的紊流邊界層之中，並改變樹木的疏密度和排列方式，在不同的下風距離量測平均風速和紊流參數，並在相鄰的兩點同時量測紊流流速，以瞭解紊流流場的相關性，以釐清樹木的疏密度和排列方式對森林之中的尾流及森林之上的混合層流的影響。並與前人推導的風速剖面公式和本研究的風速比較，實驗所得到係數α，在相同下游距離，LAI 愈小，α值愈小。且下游距離愈大，α值愈大。當量測點太接近樹木會受到單棵樹木局部效應(Local effect)的影響，因此風速剖面會有所不同，但隨下游距離增加局部效應的影響將會減小。

紊流強度在接近樹高處紊流強度最大，靠近地表處最小，研究顯示在樹高處$\sigma_u/u^* = 2.0$，$\sigma_w/u^* = 1.0$。在樹林之間雷諾剪應力隨高度增加而遞增，最大雷諾剪應力出現在樹高附近，因此樹高處流場動量傳輸的情形越大，樹高之上隨著高度增加雷諾剪應力接近定值。樹林中 L_u/H 十分小，且在樹高 z/H = 0.93 處 $L_u / H \approx 1.0$，可知樹頂處渦流的尺度約為 H，當高度增加時 L_u/H 快速增加，當 LAI 愈小時則 L_u/H 愈大。

6. 參考文獻

[1] Brunet, Y. , Finnigan, J.J. and Raupach M.R.A wind tunnel study of air flow in waving wheat : single-point velocity statistics, *Boundary-Layer Meteorol*, 1993, Vol.81, pp.95-132.

[2] Boldes, U., Colman, J. and Maranon Di Leo J. Field study of the flow behind single and double row herbaceous windbreaks. *J. of Wind Eng. and Ind. Aerodyn.*, 2001, Vol.89, pp.665–687.

[3] Cionco, R.M. On modeling canopy flow coupled to the surface boundary layer. *17th Conference Agricultural and Forest Meteorology and 7th Conference Biometeorology and Aerobiology*, 1985, pp.116-119.

[4] Coppin, P.A., Raupach, M.R. and Legg, B.J. Experiments on scalar dispersion within a source. *Boundary-Layer Meteorol*, 1986, Vol.35, pp.167-191.

[5] Dumbauld, R.K. and Cionco, R.M. A method for characterizing turbulence and wind speed profiles within and above vegetative canopies. *17th Conference Agricultural and Forest Meteorology and 7th Conference Biometeorology and Aerobiology*, 1985, pp.120-123.

[6] Finnigan, J.J. Turbulence in waving wheat II. Structure of momentum transfer. *Boundary-Layer Meteorol*, 1979, Vol.16, pp.213-236.

[7] Finnigan, J.J., and Shaw, R.H. A wind-tunnel study in wheat: an EOF analysis of the structure of the large-eddy motion. *Boundary-Layer Meteorol*, 2000, Vol.96, pp.211-225.

[8] Gardiner, B.A. Wind and wind forces in a plantation spruce forest. *Boundary-Layer Meteorol*, 1994, Vol.67, pp.161-186.

[9] Katul, G.G., D. Poggi, D. Cava and J.J. Finnigan, The relative importance of ejections and sweeps to momentum transport in the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol*, 2006, Vol.120, pp.367-375.

廟宇類古蹟山牆開窗對室內通風之影響–以澎湖天后宮為例

張正興[1*] 黎益肇[2] 賴冠廷[3]

[1*]淡江大學土木工程學系教授

[2]淡江大學風工程研究中心研究員

[3]淡江大學風工程研究中心研究助理

摘要

廟宇類古蹟修復完成開放後，廟宇將因人潮湧至香火鼎盛，而使廟宇室內十分悶熱；此外，長時間的潮濕亦容易造成建材損壞。因此，提高通風效能成為必須審慎面對的課題，也將影響日後古蹟構件之維護。澎湖天后宮於民國 74 年進行第一次修復工程，但自從修復完成後，近年來受潮氣及蟲蟻影響，致使古蹟多處構造及木構件已見侵蝕朽壞及裂損。因此，民國 100 年由文化部補助修復經費，再次進行修復工程。在傳統的閩式建築中，木構造為其主要構件。自然通風條件的良窳，對木構造的耐久性能產生極大影響。為了解廟宇類古蹟室內之自然通風效果，本研究利用非恆定之數值模擬方法，考慮周圍半徑 200 公尺範圍內之地形地貌，同時模擬室內及室外流場。空氣交換率評估方式採用濃度衰減法，針對澎湖天后宮山牆開窗前後進行通風換氣效能評估。結果發現在夏季季風狀況下，基本上澎湖天后宮的貫流通風效果良好，而山牆開窗可略為提升室內空氣交換率。

關鍵字: 室內通風、數值模擬、廟宇類古蹟

Keywords: Natural Ventilation, Numerical Simulation, historic temple

1. 前言

目前臺灣具有文化價值之廟宇類型古蹟數量眾多，因為這些建築年代久遠，因此如何保存及維護，成為一個重要的課題。一般建築損壞，除天災、人為損壞外，較常見的是因潮濕、溫度變化過大原因使得建築材料受損。也因此讓許多位處於潮濕環境之古蹟建築，即使已訂定相關保存維護時程及記錄，但經常於修復後僅 10 餘年的光景，就再度損壞。究其原因，主要是建築物周邊內外微氣候(microclimate)之影響所致。微氣候是指小範圍的氣候變化，包括溫度、濕度、風速等。而微氣候會受建築量體、植栽等影響，而產生變化。建築初期所考量的環境條件，在歷經都市的變遷、設備老化後，是否造成環境惡化，進而影響人員使用性及建築維護條件。因此，瞭解廟宇類古蹟之建築之室內微氣候特性，是古蹟管理維護相當重要的一環。然而廟宇類古蹟修復完成開放後，廟宇將因人潮湧至香火鼎盛，而使廟宇室內十分悶熱；此外，長時間的潮濕亦容易造成建材損壞。因此，提高通風效能成為必須審慎面對的課題，也將影響日後古蹟構件之維護。

在傳統的閩式建築中，木構造為其主要構件。自然通風條件的良窳，對木構造的耐久性能產生極大影響。如通風不良、溫溼度過高、水氣聚集狀況發生時，導致牆壁內或樓板下產生生物劣化。其中因溫溼度過高所衍生之生物性劣化因子，經常使木構件遭受腐朽菌、白斑菌等侵襲。

台灣廟宇的屋頂形式，如以簡單的幾何型式觀之，多半是將站立的等腰三角型，沿著三角型平面的垂直方向拉長，成為一個三角型的量體。因此由三角型頂點拉成的水平線成為「屋脊」，前後雙斜下行的面成為「雙批」屋面，屋面的斜行方向與屋脊的走向垂直，屋脊通常是建築物的長軸。此種雙批屋頂稱為懸山或硬山，是台灣廟宇最常見的型式。偶而，台灣廟宇也見「歇山」屋頂，它是在三角型量體的下方再作「四批」屋面，基本上仍是三角型量體的變型。若以前述三角型量體的短向剖面觀之，室內熱氣上升，堆積在屋脊下方，屋脊下方因溫度較高，空氣中夾帶的潮氣也較大，因此溼度較高。且傳統廟宇建築的外牆多為厚實的土牆、土磚牆、或紅磚牆，因此隔熱效果比之一般當代建築好上許多。廟宇的殿堂空間屋頂高，出簷深，因此夏天走進廟宇，常有一股涼意隨之而來，無須裝設冷氣，顯見室內溫度相對於室外要低上許多。

台灣的氣候炎熱多雨，因為遮蔭遮雨的需求，廟宇一般南北走向，出簷深遠。因此，夏日南風冬季北風，當夏季南風夾帶相對濕度高的空氣進入廟內，因室內溫度降低，容易在建築構造表面形成結露現象。廟宇建築的結構體通常為大木構造，因此露水停留在木構元件的表面與縫隙之間，卻無處逃逸，長時間下來，造成木構造的腐蝕，和廟宇內部裝飾藝品的損害。基本上，改善結露方法。即在日間即廟宇開放時，在室內形成良好的通風，提升空氣交換率，使得潮濕的空氣被帶走，不易停留在室內，露點溫度也隨之降低。而在大多數的廟宇類古蹟建築中，山牆面開窗是相當常見的設計手法，理論上應有通風採光的效果。而在 74 年澎湖天后宮(如圖一)修復工程時，當時東西兩側山牆面即無開窗之配置，但部分文史學者則是認為天后宮興建之初，山牆位置是有開窗的。

為瞭解澎湖天后宮之自然通風效果，本研究採用 FLUENT 為數值模擬主要工具，在紊流模型部分採用大渦模擬(Large Eddy Simulation)的方法，以解析非恆定(unsteady)之紊流流場。在夏季常季風之大氣邊界層入流狀況下，同時解析內流場與外流場，以反映真實之流場特性。入流之風速給定為開闊地況之紊流大氣邊界層，紊流產生法則採用 FLUENT 內置的隨機紊流產生法 RFG(random flow generation)來產生。此外，為得到正殿不同位置之空氣交換率，本研究利用濃度衰減法評估正殿整體以及 12 個主要位置之空氣交換率，據以了解正殿空間在山牆增設窗戶前後之通風情形。



圖一：澎湖天后宮前川殿與東側外觀

2. 研究方法

2.1 數值模擬

本研究以有限體積法(finite-volume method)為架構所建構出來的計算流體動力學程式，以求解如下之連續方程式與動量方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f_x+\nu(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2})\\
&\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f_y+\nu(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial z^2})\\
&\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f_z+\nu(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2})
\end{aligned} \tag{2}$$

其中，u、v、w 為速度在 x、y、z 三個方向之分量；t 為時間；f_x、f_y、f_z 為場加速度在 x、y、z 座標上之分量；p 為壓力；ρ 與 ν 分別為流體之密度與運動黏滯度(kinematic viscosity)。FLUENT 採用有限體積法為主要架構，進而求解連續方程式與動量方程式在流場的速度及壓力，以克服對於複雜幾何形狀計算域的適用性問題。

2.2 汙染擴散模式

汙染濃度預測採用對流-擴散方程式(convection-diffusion equation)，在沒有化學反應生成(production)的情況下，其方程式可寫為：

$$\frac{\partial}{\partial}(\rho C)+\nabla\cdot(\rho u C)=-\nabla\cdot J \tag{3}$$

其中，C 為汙染物濃度，擴散項 J 表示如下：

$$J=-(\rho D_m+\frac{\mu_t}{S_{Ct}})\nabla C \tag{4}$$

2.3 空氣交換率

在評估一個室內空間的空氣品質時，空氣交換率(Air Change Per Hour；ACH)是一個相當重要的指標，其定義為 1 小時內該室內空間的排氣量(或供氣量)以室內空間為單位，於每小時內的交換次數，其公式可寫為：

$$\mathrm{ACH}(hr^{-1})=\frac{\text{供氣流量}(m^3/\mathrm{hr})}{\text{房間體積}(m^3)}=\frac{\text{排氣流量}}{\text{房間體積}} \tag{5}$$

一般在現場實驗時，常見之空氣交換率的檢測方式有濃度衰減法(Concentration-decay method)、定濃度法(Constant-concentration method)以及衝量注入法

(Pulse injection)等 3 種，在實際檢測中較方便的是濃度衰減法。其方法為在室內空間中均勻注滿等量濃度之示蹤氣體(Tracer gas)，常見之示蹤氣體則有二氧化碳(CO_2)及六氟化硫(SF_6)。接著在通風的狀況下，利用儀器監測示蹤物質的濃度衰減曲線而示蹤濃度的衰減曲線可表示為：

$$V\frac{dC}{dt} = Q(C_0 - C) + GN \tag{6}$$

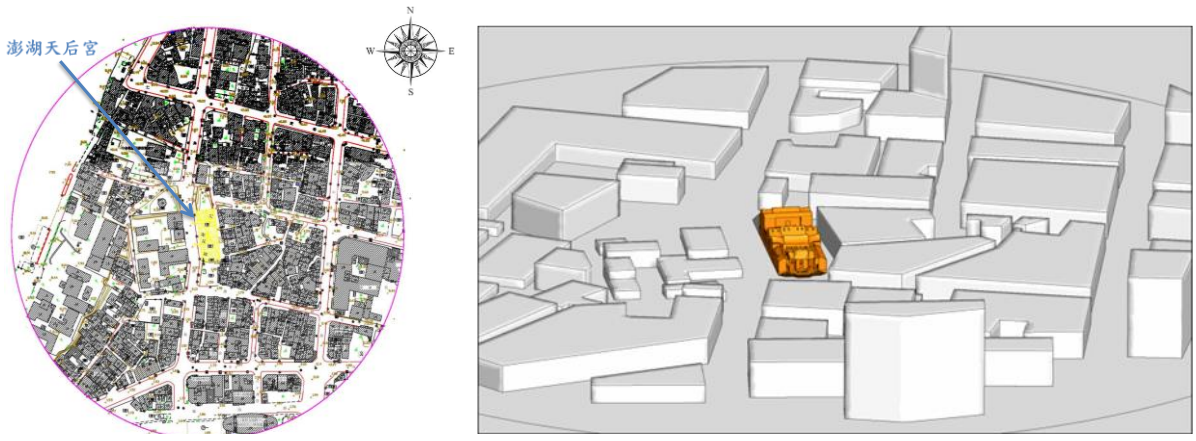
其中 V 為室內空間體積(m^3)，Q 為排氣體積流量(m^3/hr)，C 為濃度值，C_0 為起始濃度值，GN 為背景濃度，t 為時間。公式(10)經過積分計算後可得空氣交換率公式為：

$$ACH = \frac{lnC_0 - lnC_i}{t_i} \tag{7}$$

其中，空氣交換率定義 ACH=Q/V。故將量得之濃度除以初始濃度(C_0)後再取對數，與時間軸繪製於圖面上呈線性關係，其斜率即為空氣交換率 ACH。

2.2 計算域

本案在模擬建築通風特性時，為完整呈現天后宮鄰近區域的流場特性，故另需建立以天后宮為中心，半徑 200 公尺範圍內之地形地貌量體模型。如圖二所示，黃色區塊為澎湖天后宮位置，以此為中心所涵蓋之數值地形圖，據以建立完整之地形樣貌。綜觀此區域之建築，多為 1 至 4 樓之矮平房，對於垂直向之模擬空間建置範圍，擬訂於 100 公尺。而相應之 3D 立體模型，亦顯示出本研究欲模擬之物理環境所建構之模型與現場環境相當接近。

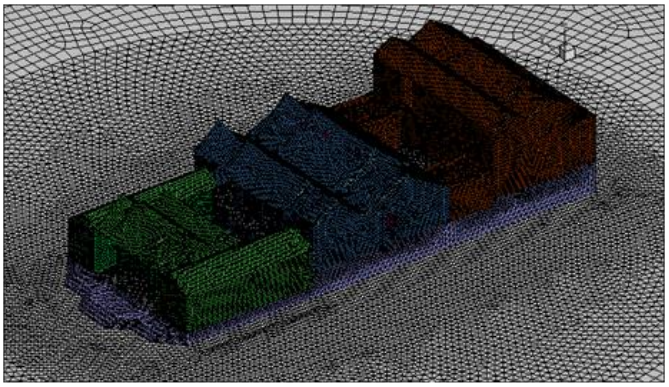


圖二：計算域配置示意圖

2.3 網格配置

本案例格網設計所採用最小網格尺寸為 30 公分，在建築內部空間採均勻之三角椎

體網格配置。外部空間則因考量計算效率以及後續與鄰近地形地貌格網交界處理等問題，故在鄰近建築區域採用與內部空間相近之較細密網格，而在靠計算域外側則採用較稀疏之網格。外流場區域最小網格尺寸與內流場相同為 30 公分，最大尺寸為 3 公尺，網格總數約為 160 萬，相應計算網格設計如圖三所示。



圖三：天后宮格網配置示意圖

2.4 入流條件

入流面之平均風速給定依據冪數率(Power Law)公式如後：

$$\frac{u}{U_\delta}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{\alpha} \tag{8}$$

由於澎湖天后宮鄰近馬公港區，周遭建築聚落均屬低矮樓房、海岸或空曠區域之開闊地形。故 α 值按建築物耐風設計規範所建議，在開闊地況下給定 0.15，邊界層厚度 δ 則採用 300 公尺，邊界層層緣風速採用澎湖地區之夏季平均風速為 5.18 m/s。

為了讓入流邊界能產生匹配之紊流邊界層，且於下游區域不至於發生明顯之衰減情況，故需給予適當之紊流動能(turbulence kinetic energy)及紊流消散率(turbulence dissipation)。紊流動能可由紊流強度推求，而順風向紊流強度(turbulence intensity)依據淡江大學 BL-2 風洞之開闊地況(C 地況)，將紊流強度依高度給定為下式：

$$I(z)=\frac{\sigma_u(z)}{U(z)}=0.24-0.233\left(\frac{z}{\delta}\right)^{0.25} \tag{9}$$

公式(6)顯示之 σ_u 為順風向擾動風速均方根值，而紊流動能依據 AIJ guideline 的建議，紊流動能的給定方式如後：

$$k(z)=\frac{\sigma_u^2(z)+\sigma_v^2(z)+\sigma_w^2(z)}{2}\cong\sigma_u^2(z)=(I(z)U(z))^2 \tag{10}$$

σ 為 3 個方向風速之擾動值，在大氣邊界層風場中，v 與 w 方向紊流動能的和約與

u 方向相仿，於此紊流動能採用 u 方向的擾動值平方。

依據 AIJ guideline 的紊流消散率建議，依據自保持(self-preservation)理論，在邊界層中假設紊流消散率 ε 與 production 項相近，故其給定方式如後：

$$\varepsilon(z) \cong P_k(z) \cong -\overline{u'w'}\frac{dU(z)}{dz} \cong C_\mu^{1/2}k(z)\frac{dU(z)}{dz} \tag{11}$$

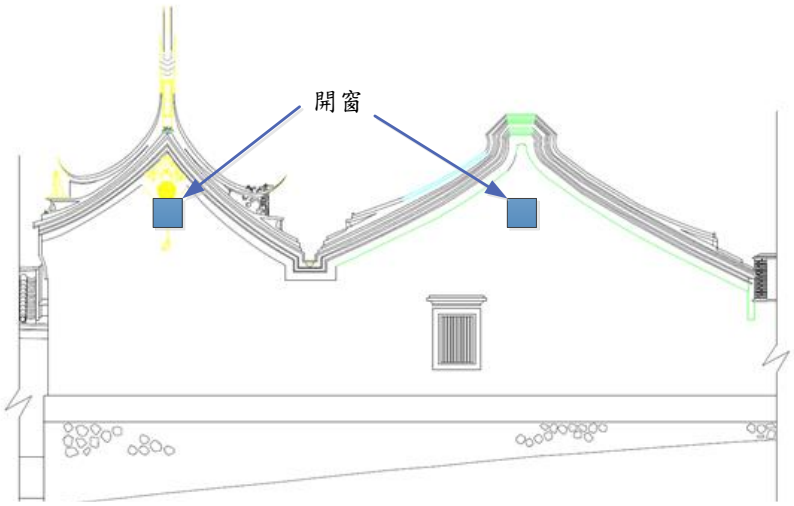
當速度梯度分佈以冪數率表示時紊流消散率可簡化如後：

$$\varepsilon(z) = C_\mu^{1/2}k(z)\frac{U_s}{z_s}\alpha\left(\frac{z}{z_s}\right)^{(\alpha-1)} \tag{12}$$

其中，C_μ為常數，建議值為 0.09。

3. 結果與討論

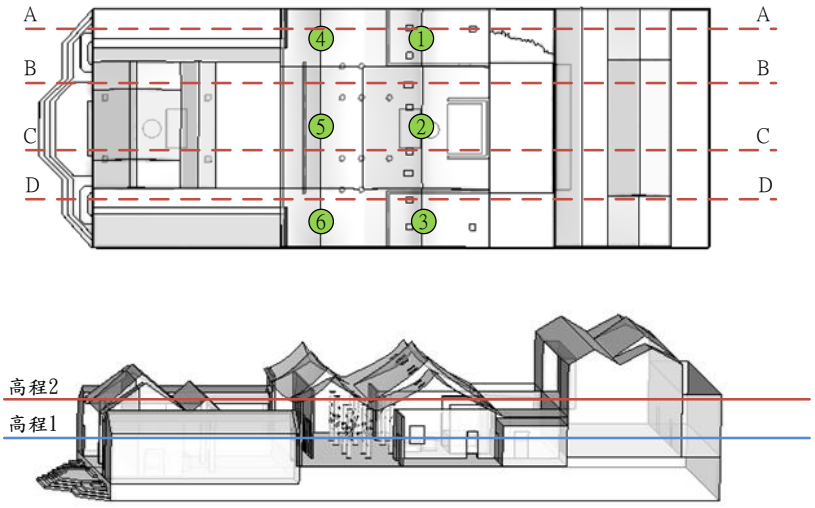
本研究針對 2 個澎湖天后宮模型進行數值模擬，並比較其空氣交換率。其一為在後拜殿及正殿之東西 2 側山牆位置，高度為 8.75 公尺處(如見圖四)，開了 30 cm×30 cm 的窗戶，2 側共開了 4 扇窗戶。另一個則是現況-山牆無窗戶的設計案例。



圖四：正殿與後拜殿山牆開窗示意圖

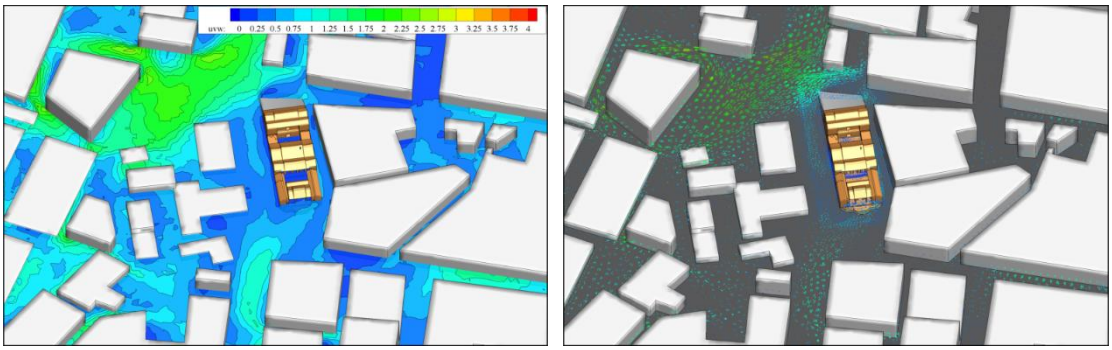
本研究主要示蹤濃度監測點之一為室內整體濃度，其定義為留存於室內之濃度體積除以室內體積，起始濃度為 1。另於正殿內部設置 12 個濃度監測點，如 0 所示，平面圖(圖五)所標示的 6 個測點水平位置均與屋脊切齊，分別座落於正殿中央以及東西穿堂。每個水平位置在 2 個高程，因正殿底部墊高 2.6 公尺，為檢視人員活動區域(約 2 公尺)的通風特性，故高程 1 設於 4.6 公尺位置。在傳統閩式建築中，其屋脊區域常為濕氣聚集處，故將高程 2 監測點設置於接近屋脊處，以檢視該區域的空氣交換率，其高度為 7 公尺。因此，6 個平面測點配合 2 個高程測點，共設置 12 個測點。測點編號方式以水平

測點編號在前，高程測點編號在後。如水平位置編號為 5 在高程 2，其測點編號即為 5-2，依此類推。測點監測時間為 600 秒，採樣頻率為 30Hz，觀測濃度值降至 0.1 後進行數據分析。



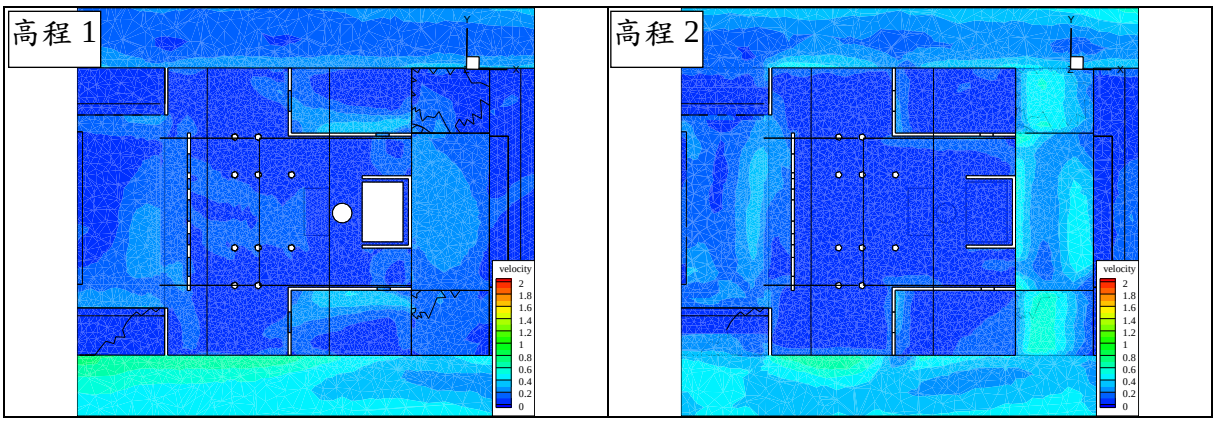
圖五：示蹤氣體監測與平均切面示意圖

在進行濃度衰減法試驗前，觀測建築之內外環境經過一段時間模擬直至穩定後，再行平均之後 10 分鐘的流場資料，檢視其流場變化特性。觀察高程 3.6 m 切面之風速等值圖(圖 39)以及速度向量圖(圖四(a))後可以發現，氣流經過建築群後，因遮蔽效應的關係，在澎湖天后宮周圍速度有明顯降低的現象，其風速約在 0.2-1 m/s 之間。上方氣流往北在繞過前川殿屋頂後，因受到阻礙而形成分離(separation)現象，在前天井附近形成迴流現象。此時流體行進路線主要分成 2 條，一條在前川殿內部往南側回流，另一條則往後拜殿大門向北貫入。此外，可以發現在天后宮北側區域，有一塊強風區，其風速約在 1.5-3 m/s 之間。此強風區形成之主因為流體經過建築群後，在尾部形成尾流區(wake)，氣流由北側繞行往南進入街道。且此區域之街道之通道方向與氣流前進方向平行，造成渠化效應(channel effect)，使得此區域風速提升。基本上，本案之屋頂形式對於外流場影響並不顯著，山牆開窗與否所形成之外流場特性頗為類似。

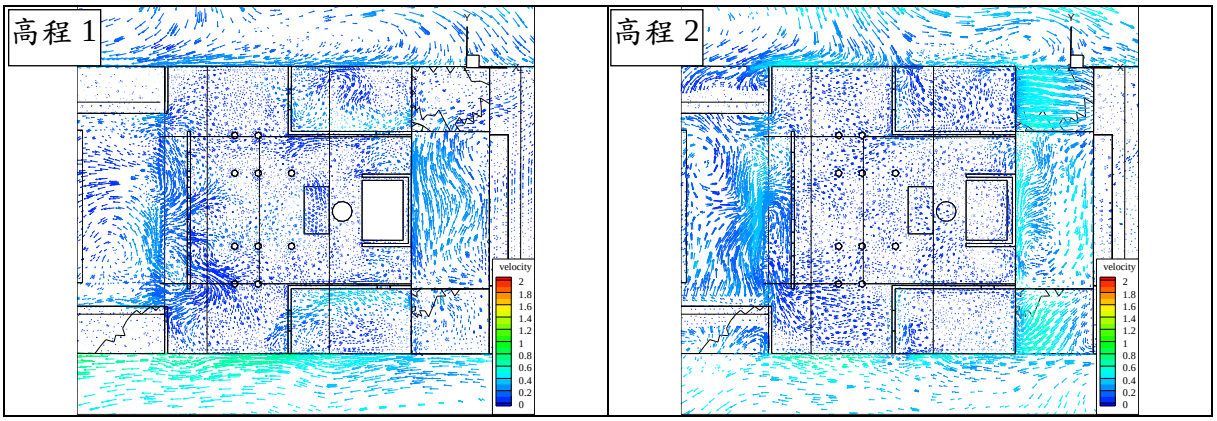


圖四：高程 3.6 公尺處(a)平均風速等值圖(b)平均速度向量圖

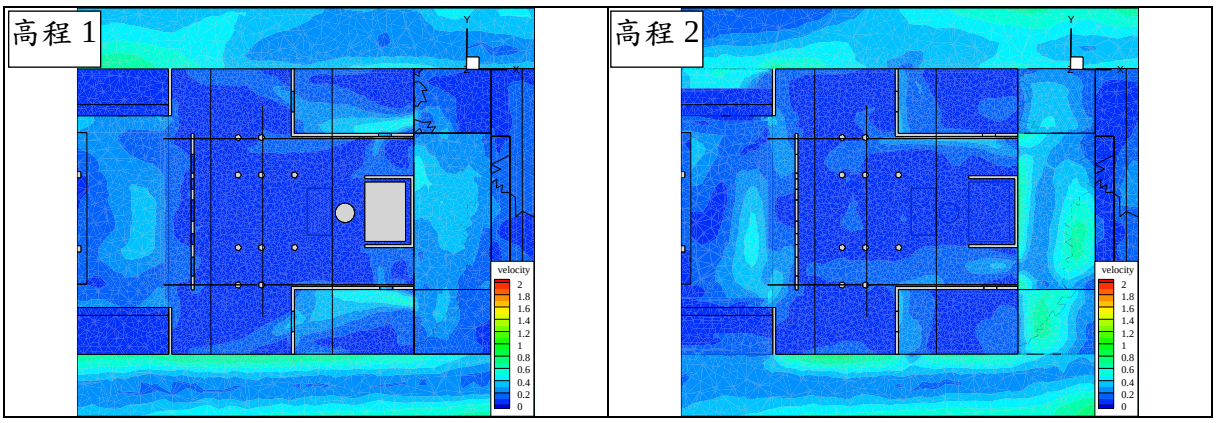
綜合檢視山牆開窗前後的流場速度分布(圖五至圖八)可以得知，氣流由前天井進入正殿後有減速的現象。在左右參拜廊道的行人高度位置(高程 1)有較強風速發生，也就是貫流通風效能，流體由前天井灌入後再從後天井排出。當山牆窗戶開啟後，無論是在行人高度或山牆高度(高程 2)的風速都有明顯提升。



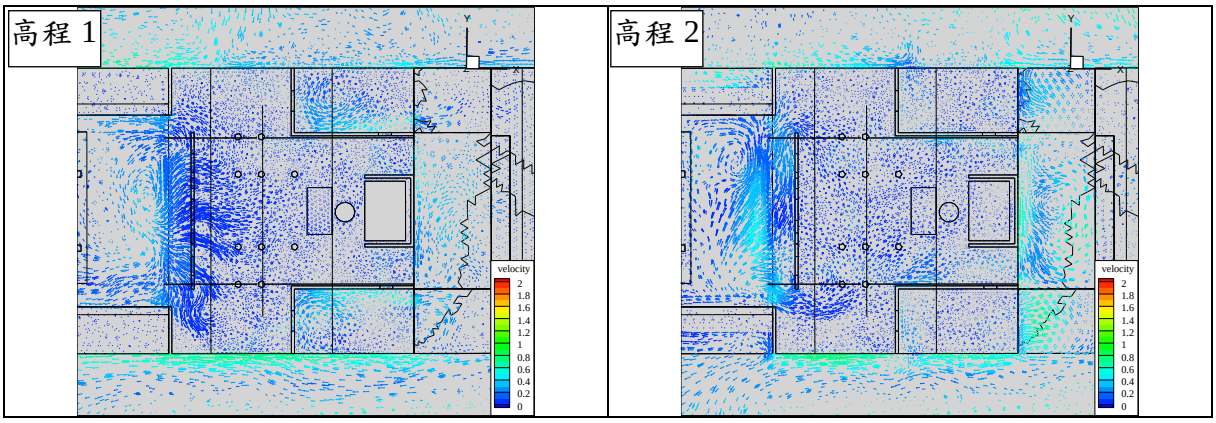
圖五：山牆無開窗之速度等值圖



圖六：山牆無開窗之速度向量圖



圖七：山牆開窗之速度等值圖



圖八：山牆開窗之速度向量圖

本研究採用濃度衰減法，做法為在內外流場模擬至穩定後，在正殿室內空間內均勻給定濃度標準值為 1 的二氧化碳，間著監控各測點的衰減率。整理比較開窗前後的空氣交換率如表一，可以看到現況(無開窗)的整體空氣交換率約為 30 左右，可見澎湖天后宮正殿內部空間基本通風特性相當不錯。然後在山牆開窗後，空氣交換率略為提升至 31，但差異並不大。

表一：空氣交換率比較(1/Hr)

條件 / 位置	山牆無開窗	山牆開窗
整體	30.605	31.150
1-1	30.919	32.480
1-2	30.816	32.440
2-1	30.414	31.178
2-2	30.310	31.191
3-1	29.131	30.750
3-2	29.013	30.773
4-1	30.538	31.664
4-2	30.452	31.875
5-1	30.993	31.017
5-2	31.073	31.057
6-1	31.777	30.416

4. 結論

本研究為了解廟宇類古蹟的通風特性，，入流條件以夏季常季風風向以及平均風速，採用非恆定的數值模擬方法，比較東西 2 側山牆開窗前後，室內環境的風速分布以及空氣交換率，得到以下幾點結論：

1. 澎湖天后宮後拜殿與正殿內部空間在夏季時的通風效應相當不錯，但上部木構造處結露現象仍會發生。應是由於貫流通風形成在下層位置，而高溼高熱的氣體仍累積在上部位置之故。
2. 與現況相比，山牆開窗後空氣交換率有所提升。在高溫高濕的氣候下，山牆窗應可適度將濕氣排出屋外，有效降低露點溫度。

5. 參考文獻

[1] Hu, C.H., Ohba, M. and Yoshie, R. (2008) “CFD modeling of unsteady cross ventilation flows using LES,” Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 96, 1692-1706.

[2] Mochida, A., Yoshino, H., Takeda, T., Kakegawa, T. and Miyauchi, S. (2005) “Method for controlling airflow in and around a building under cross- ventilation to improve indoor thermal comfort,” Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 93, 437-449.

[3] Ohba, M., Irie, K. and Kurabuchi, T. (2001) “Study on airflow characteristics in side and outside a cross-ventilation model, and ventilation flow rates using wind tunnel experiments.” Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 89, 1513-1524.

[4] Jiang, Y., Alexander, D., Jenkins, H., Arthur, R. and Chen, Q. (2003) “Natural ventilation in building ：measurement in a wind tunnel and numerical simulation with large-eddy simulation.” Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics, 91, 331-353.

[5] Smirnov, A., Shi S., and Celik I. (2001) “Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling.” Journal of Fluids Engineering, 123, 359-371.

[6] Ryer, A., (1998) “Light Measurement Handbook”, International Light Inc.

[7] 謝宗榮，(2003)，寺廟藝術(7)—臺灣寺廟建築的構成，臺灣工藝 16，民 92.07，頁 56-71。

[8] 辜民儀，(2010)，傳統古蹟廟宇空間溫濕度場域分布與材料損壞研究—以澎湖天后宮為例，樹德科技大學，碩士論文。

雙塔高層建築動力特性對設計風載重之影響

蔡明樹[1] 聶國昀[2] 傅仲麟[3]

[1]淡江大學風工程研究中心、祺昌工程科技有限公司副總經理

[2]淡江大學風工程研究中心、祺昌工程科技有限公司專案經理

[3]淡江大學風工程研究中心、祺昌工程科技有限公司總經理

摘要

雙塔建築於現今社會為日益普遍之建築形式，隨著不同量體之雙塔、不同之間距及不同之座落位置，其對自身結構動力特性之影響以及氣動力效應之影響，變得相當複雜。對於高層建築而言，較低之結構頻率導致共振效應主導其設計風載重的大小。而當雙塔高層建築出現兩棟建築在相同頻率(振態)同時振動之形式時，風力中造成共振之部分會在同一振態中，對兩棟建築一起作用。結果導致原本所受風力較小之建築物，因為整體共振力之效應而承受較大之風力。為釐清這些問題，本文嘗試以風洞縮尺試驗與有限元素模式之風力歷時分析進行探討。風洞試驗以三維矩柱之表面風壓試驗，在邊界層流場下，量取模型不同高度上之風力歷時資料；再將該風力歷時轉換為實場之大小，輸入建築物有限元素模型中，以直接積分法進行結構之受風歷時反應分析。分析結果顯示，不論順風向或橫風向風力，當兩棟建築物在相同頻率同時振動時，原來所受風力較小之建築物，因為整體共振力之效應而承受較大之風力；而原來所受風力較大之建築物，最終所受風力則出現部分放大或減少之現象。

關鍵字: 雙塔建築，共振，風載重

Keywords: Twin Tower Buildings, Resonance, Wind Load.

1. 前言

雙塔建築於現今社會為日益普遍之建築形式，隨著不同量體之雙塔、不同之間距及不同之座落位置，其對自身結構動力特性之影響以及氣動力效應之影響，變得相當複雜。例如上游塔樓對下游塔樓的干擾效應、完全對稱之雙塔的同向-反向振態等等。對於高層建築而言，較低之結構頻率導致共振效應主導其設計風載重的大小。而當雙塔高層建築出現兩棟建築在相同頻率(振態)同時振動之形式時，風力中造成共振之部分會在同一振態中，對兩棟建築一起作用。結果導致原本所受風力較小之建築物，因為整體共振力之效應而承受較大之風力。

Xie、Irwin(1998)曾簡單計算雙塔效應之影響。假設在結構特性完全相同之雙塔塔樓，同方向之結構振態存在著同向與反向兩個振態，且模態頻率極為接近。透過頻率域

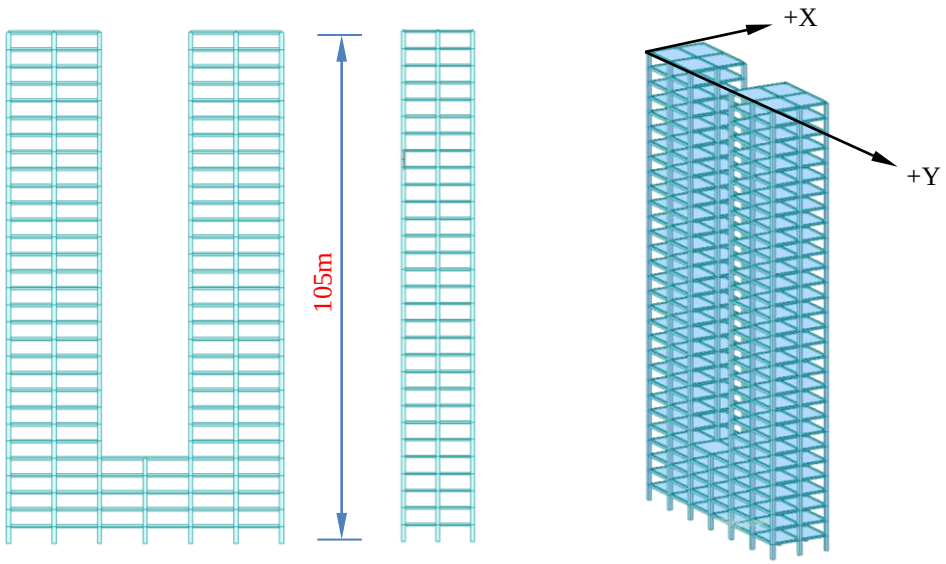
之模態分析並多所簡化後發現，風載重較大之塔樓會透由連接之裙樓將風載重傳遞至另一塔樓，使該塔樓負載增加，同時也降低了自身的負載。

由於實際建築物將會是更形多元、影響因子更為眾多，雙塔效應對結構反應之影響也更趨於複雜。為釐清這些問題，本文嘗試以風洞縮尺試驗與有限元素模式之風力歷時分析進行探討。風洞試驗以三維矩柱之表面風壓試驗，在邊界層流場下，量取模型不同高度上之風力歷時資料；再將該風力歷時轉換為實場之大小，輸入建築物有限元素模型中，以直接積分法進行結構之受風歷時反應分析。

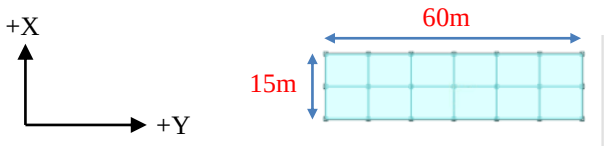
比較之標的結構物分為單塔型態與雙塔型態兩種，前者即為單一獨立之單棟建築物，後者則是以裙樓將兩棟完全相同之單塔相連結。單塔型態之塔樓結構特性基本上與雙塔型態相同，所受風力加載亦完全相同。本文以單塔塔樓之受風反應做為比較基準，探討相同風力作用在雙塔塔樓時之受風反應變化情形。

2. 結構分析

雙塔型態標的物之樓層高度固定為 3.5m，共 30 層，總樓高 105.0m；塔樓 X 向 15.0m、Y 向 20.0m，雙塔各塔樓之幾何尺寸與材料特性皆相同；裙樓 5 層，高 17.5m， X 向為 15.0m，Y 向 60.0m，如圖一、二所示。單塔型態之標的物則是直接取消雙塔型態塔樓間之裙樓樑柱、樓地板而達成。

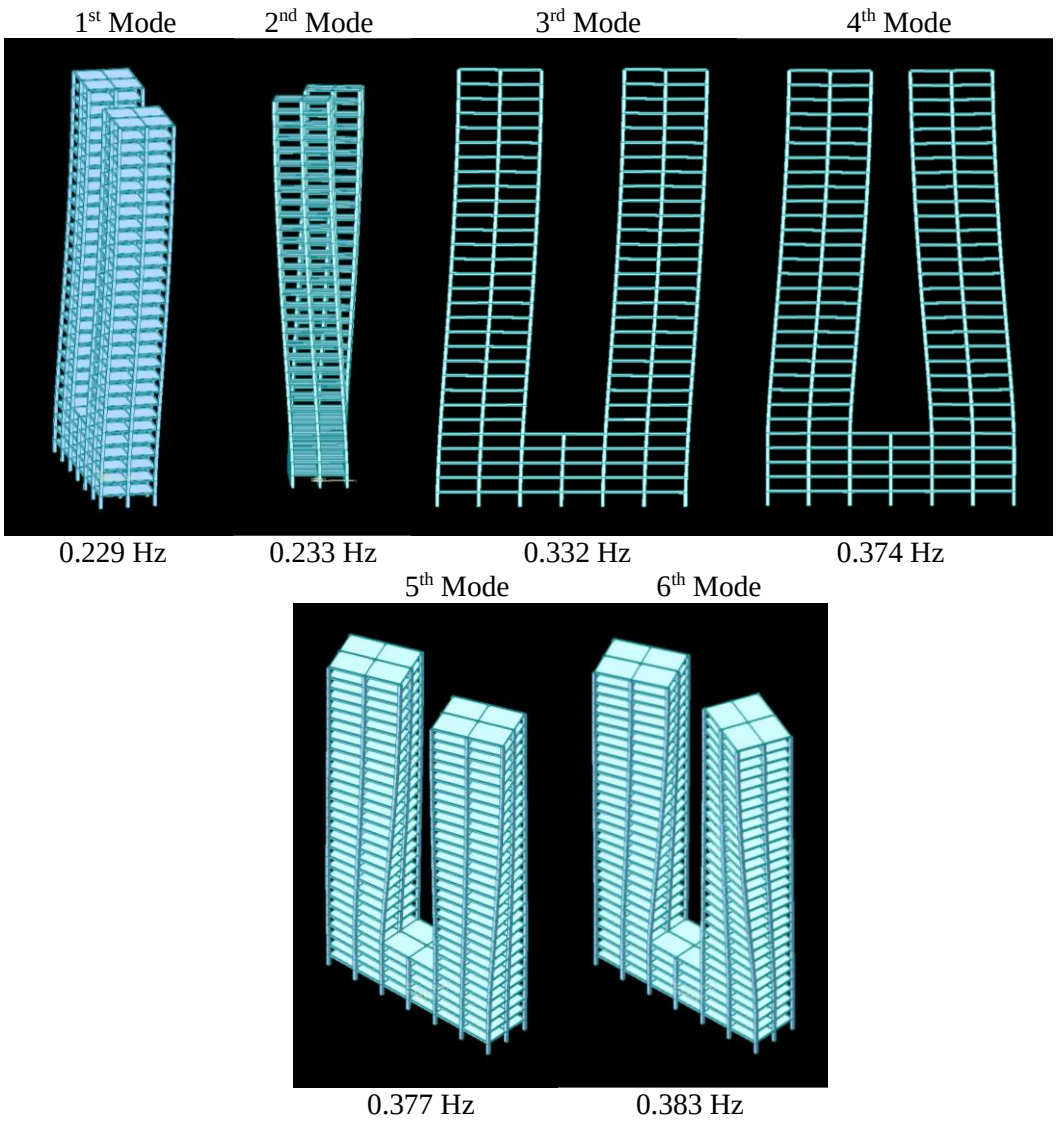


圖一：裙樓及塔樓剖面示意圖



圖二：裙樓平面圖及座標設定

結構勁度與質量大致依照常見鋼構造建築物特性設定，透過結構分析軟體 MIDAS 計算出相對應之結構模態與模態頻率。為使雙塔結構振動為相互獨立之狀態，結構設定上並未強制訂定樓板為剛性樓板。結構阻尼比固定為 0.01。圖三為結構 X-Y 向之基本振態及頻率。第一、二振態皆為 X 向振動，第一振態為 X 向同向振動，第二振態為 X 向反向振動。此二振態頻率分別為 0.229Hz 及 0.233Hz，差距在 2%以內，為非常接近之振態；第三、四振態皆為 Y 向振動，第三振態為 Y 向同向振動，第四振態為 Y 向反向振動。此二振態頻率分別為 0.332Hz 及 0.374Hz；第五、六振態則為扭轉向振動。



圖三：標的結構物之前六振態示意圖

本文藉由結構分析軟體，輸入風洞試驗所獲得之風壓歷時資料做為外力加載，並計算各樓層基底之最大剪力(包含平均值及擾動值)，做為風載重於雙塔結構動力效應之比較。以下說明以風洞資料進行等值靜載重歷時分析之細節：

1. 風力歷時：相對於實場 1 小時之風洞風壓模型實驗數據，每筆風力資料之時間間格為 0.404 秒；
2. 結構分析軟體：MIDAS；
3. 結構歷時反應計算：以直接積分法計算，每次分析之時間間格為 0.1 秒。

3. 風洞試驗

本研究使用之風洞設備為淡江大學風工程研究中心一號邊界層風洞實驗室，該風洞屬於吸入、開放型，風洞實驗段長 18.0 公尺，其斷面寬 2.0 公尺、高 1.5 公尺，正常運轉流速範圍為 1.0 m/s 至 15 m/s，最大風速可達 17m/s。



圖四：表面風壓風洞試驗示意圖

根據國內規範「建築物耐風設計規範及解說」[文獻 1]定義之地況，模擬出本實驗使用之逼近流場特性。本文使用國內規範定義之標準地況 B，特性如下：地況 B，大城市市郊、小市鎮，α=0.25，zg=400 公尺；本文模擬之邊界層流場厚度在模型位置約 110~120cm。表面風壓風洞試驗之流場與模型配置如圖四所示。

藉由電子式壓力掃描器(Scanivalve 公司)之協助，利用壓克力模型表面多達三百餘點之風壓量測位置，同步量測表面風壓之瞬時變化，採樣頻率 200Hz。由於模型表面壓力經管線傳遞至壓力掃描器時，壓力訊號會受風壓管之幾何尺寸影響而被扭曲，因此需將風壓訊號受扭曲部分進行還原。本文藉由求出原始訊號及扭曲訊號之關係，將所取得之扭曲訊號，利用此已知關係，透過數學方法還原成原始訊號。

4. 結果與討論

本文探討建築物為單棟型態與雙塔形態下之結構受風反應。文中以風洞試驗之來風

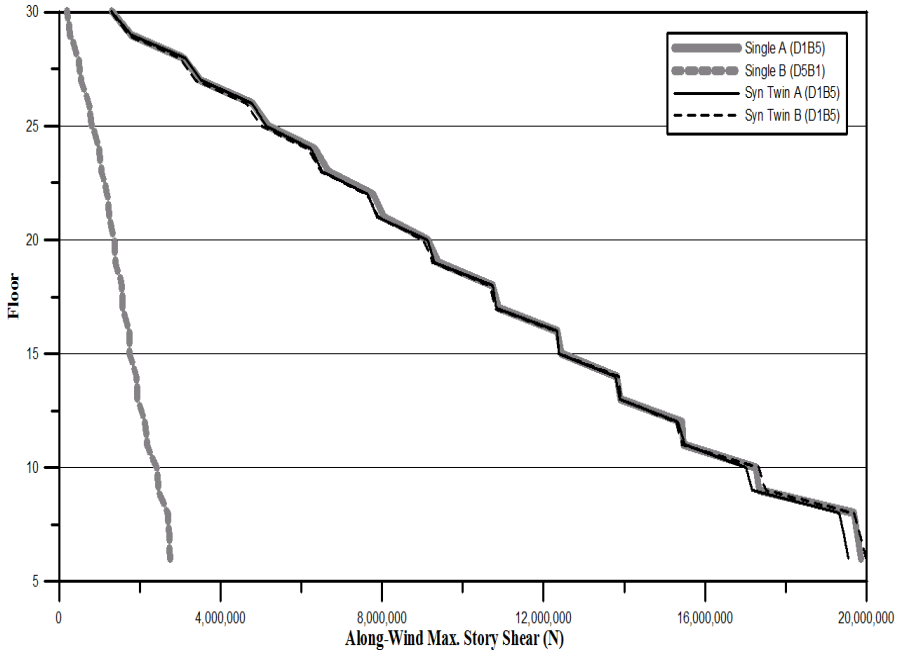
方向風力，作用於結構之 X 方向，亦即 X 方向為順風向、Y 向為橫風向。

4-1 塔樓承受相同風力下之各樓層基底剪力

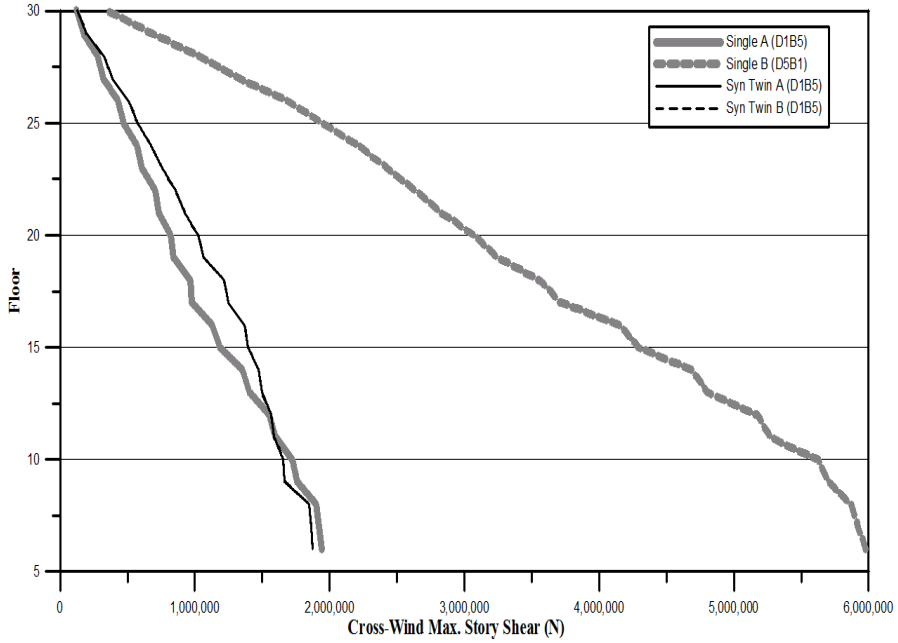
本案例以相同之風力加載於 A、B 塔樓，加載之風力同時包含順風向(X 向)風力及橫風向(Y 向)風力。圖五為塔樓承受相同風力下之各樓層基底剪力，粗灰實線為 A 棟塔樓在單塔形態下之受風反應，細黑實線為 A 棟塔樓在雙塔形態下之受風反應，細黑虛線為 B 棟塔樓為雙塔形態下之受風反應。不論單塔型態或雙塔型態之 A、B 棟結構之動力分析，皆施予相同之風力歷時，意味著在雙塔形態下，二棟塔樓所受風力之特性，在時間與受力大小上是為完全相關。

圖五之(i)圖為順風向之受風反應，包含了順風向風力之平均值；(ii)圖為橫風向之受風反應，因為橫風向之平均值大致接近零，故此部分純粹為擾動風力之貢獻。雖然雙塔結構之模態包含了頻率相當接近之同向-反向模態，模態分析上在同一接近之頻率、同一振動方向要考慮兩個振態。而由圖可發現，雙塔型態之整體基底剪力反應(細黑實線)與單塔型態之整體基底剪力反應(粗灰實線) 相當接近。而僅在橫風向反應，中高樓層之各層基底剪力有稍大之差別。由此顯示雙塔結構之模態雖然包含了頻率相當接近之同向-反向模態，但其受風反應之結果與單塔型態之結構大致相同，並無明顯放大之狀況。

(i)順風向



(ii)橫風向



圖五：A、B 塔樓承受相同風力加載下之各樓層基底剪力

4-2 塔樓承受不同風力下之各樓層基底剪力

此處考慮 A、B 棟塔樓承受不同風力時，其與單棟塔樓狀態下，各樓層基底剪力之比較。加載之風力分為兩組，分別編號為 D1B5 及 D5B1，各組風力同時包含順風向(X 向)風力及橫風向(Y 向)風力。圖六之粗灰實線為 A 棟塔樓在單塔形態下之受風反應(風力編號 D1B5)，粗灰虛線為 B 棟塔樓在單塔形態下之受風反應(風力編號 D5B1)，粗紅實線為 A 棟塔樓在雙塔形態下之受風反應(風力編號 D1B5，與單塔型態之 A 塔相同)，粗紅虛線為 B 棟塔樓在雙塔形態下之受風反應(風力編號 D5B1，與單塔型態之 B 塔相同)。其中 A、B 二棟所受風力(編號 D1B5、D5B1)為兩組不同深寬比模型所量測的風力資料，其數值大小與風力特性迥異，因而視其相關性為完全不相關。

此案例中，受順風向風力加載之基底反應剪力值，單塔型態之 A 棟大約是單塔型態 B 棟的八倍(包含剪力平均值)；受橫風向風力加載之基底反應剪力值，單塔型態之 A 棟則約是單塔型態 B 棟的 1/3 倍。此處設定兩組加載風力出現如此顯著差距，將可用於檢視雙塔形式之結構特性對於其受風反應之影響。

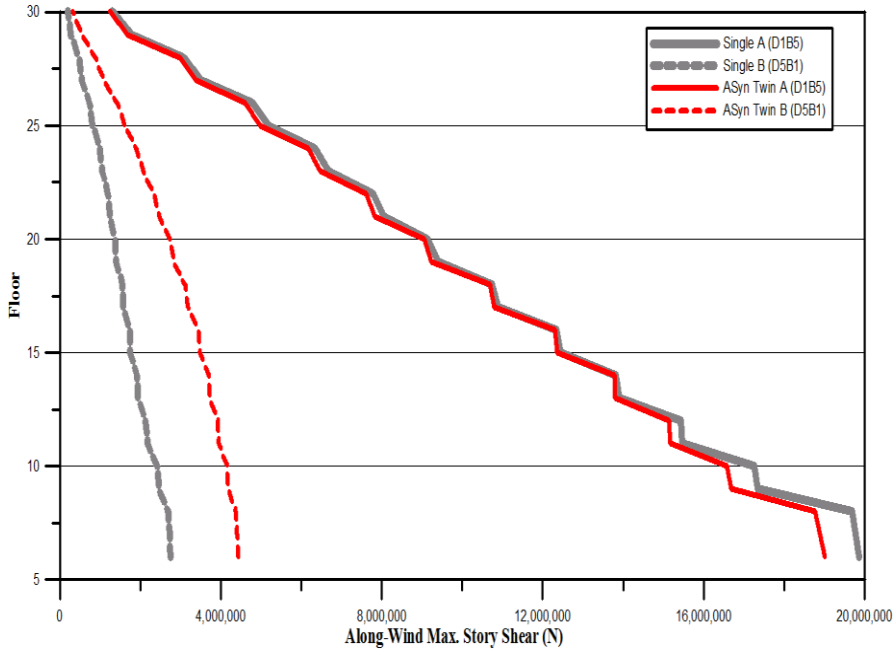
在順風向受風反應部分，由圖六之(i)圖可發現，雙塔型態之 A 棟整體基底剪力反應(粗紅實線)略低於其單塔型態之整體基底剪力反應(粗灰實線)；雙塔型態之 B 棟整體基底剪力反應(粗紅虛線)則較其單塔型態之整體基底剪力反應(粗灰虛線)增加約 30%。

在橫風向部分，由圖六之(ii)圖可發現，雙塔型態之 A 棟整體基底剪力反應(粗紅實線)較其單塔型態整體基底剪力反應(粗灰實線)增加約 120%；雙塔型態之 B 棟整體基底剪力反應(粗紅虛線)則較其單塔型態之整體基底剪力反應(粗灰虛線)略為增大。

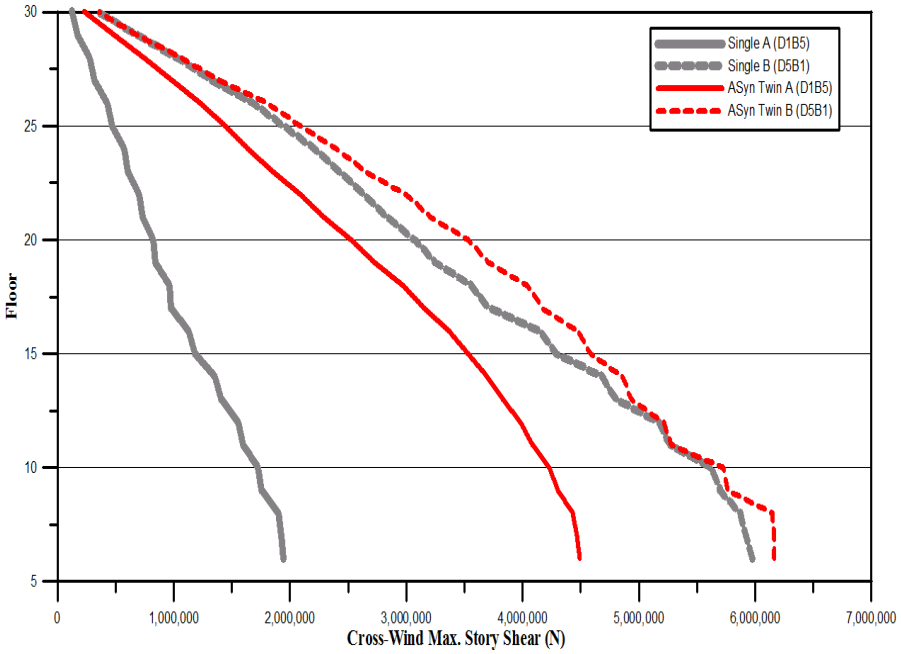
由上述順風向、橫風向之基底剪力反應發現，當雙塔結構中之各塔所受風力有所差

距時，受較低風力加載之結構，其基底剪力反應會有顯著增加之狀況；而受較高風力加載之結構，其基底剪力反應則稍有增減。這個現象之原因，應該是來自於相同結構特性之雙塔塔樓所造成的同向-反向振態，使整體結構受風反應之共振力在塔樓之間轉換，因而放大較低風力加載之結構的反應。至於受較高風力加載之結構之行為，是否來自於單塔型態與雙塔型態之結構動力特性差異(模態、頻率)所造成，則需再做深入之探討。

(i)順風向



(ii)橫風向



圖六：A、B 塔樓承受不同風力加載下之各樓層基底剪力

5. 結論

本文討論雙塔高層建築動力特性對設計風載重之影響。藉由表面風壓風洞實驗取得風力歷時資料，以直接積分法進行雙塔結構之動力歷時分析。分析結果顯示，不論順風向或橫風向風力，當兩棟建築物在相同頻率同時振動時，原來所受風力較小之建築物，因為整體共振力之效應而承受較大之風力；而原來所受風力較大之建築物，最終所受風力則出現部分放大或減少之現象。

6. 參考文獻

[1] 內政部營建署 (2006)，「建築物耐風設計規範及解說」，營建雜誌社。

[2] J. Xie, P.A. Irwin. Application of the force balance technique to a building complex, *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 1998, Vol.77 & 78, pp.579-590.

風速歷時分析應用於耐風設計之探討

簡慶文[1*] 張景鐘[2]

[1]益鼎公司土建部 主任工程師

[2]國立海洋大學河海工程學系 教授

摘要

隨著結構的大型化、複雜化，對於風荷載更加敏感，風荷載常常起主要甚至決定作用，對於大型複雜結構常通過風洞試驗獲得節點上的風荷載時程，但是風洞試驗不易實現。由於台灣在颱風盛行地區，一般風力規範之線彈性方法不能掌控結構破壞機制。而頻域法是建立在線性假設前提下的，因此只能對結構進行線性化分析，不能分析非線性結構。時域分析法是對結構進行抗颱風分析的較好方法，而時域分析首先要有時程樣本，利用已知的頻譜轉成時域資訊通過電腦數值類比重現時程樣本是比較好的解決辦法。因此，本文在研究風譜特性後，根據隨機過程和隨機振動理論，利用線性濾波法類比了風速時程樣本並比較回歸台灣風頻譜公式。最後以 Matlab 程式實現風力機塔設計之風速歷時，並對部分參數的合理選取進行了討論。

關鍵字: 頻域法; 非線性; 台灣風頻譜; 諧波疊加法

Keywords: Time Domain Analysis, Nonlinear Analysis, Taiwan Wind Spectrum, Harmony Superposition Method

1. 前言

隨著人們對能源和環境問題的關注，風力發電技術得到迅速發展；而台灣之風力機塔大部份設立在濱海區域，易受颱風之侵襲達到彈塑性狀態而進入破壞[13, 15]，IEC 61400-1 規範敘述:除了離岸狀況及熱帶風暴(颱風)不含在定義 I, II, III 等級[9]，在臺灣亦有受薔蜜颱風侵襲而造成風力機塔倒塌之案例[11, 14]，因此 IEC 61400-1 規範並不能完全適合台灣。另一方面台灣欲發展離岸風力需要 MW 級大型風力發電機，大型風機具有轉動慣量大，工作風速範圍廣泛，葉片和塔架柔性較大等特點，在風機設計時對於其在風荷載作用下的動力反應分析就顯得尤為重要。而一般結構的抗風分析方法分為頻域法和時域法，頻域法是建立在線性假設前提下的，它不能給出結構反應的相關函數、瞬態反應。因此，要對結構進行較精確的非線性分析只能借助於時域法。進行時域分析必須要利用風速時程樣本，而風速時程樣本的獲取只能通過實際強風記錄、風洞實驗或數值模擬來得到。而實際量測與風洞試驗一般都需耗費大量的物力財力，不易實現，因此為了對海上風力發電塔進行時域內風振反應分析，風速時程的模擬是必要的關鍵技

術。目前，對於擾動風速時程的模擬主要採用的方法有線性濾波法、諧波疊加法、逆傅利葉變換法、小波分析方法等。其中線性濾波法中的自回歸（AR）法因計算量小、速度快，廣泛用於隨機振動的時域模擬。A. Kareem 將隨機脈動風速時程看作多點高斯隨機過程進行數值模擬[6]，並對擾動風速時程數值模擬方法進行了較全面的總結[10]。本文首先探討風之基本特性與相關參數、擾動與紊流強度；另外根據台灣風力發電塔的體型特徵，研究了其擾動風場的特性。根據風機簡化動力計算模型，對擾動風速時程進行了數值模擬，並校驗了計算功率譜與目標譜的吻合度，驗證了本文方法的正確性，為類比風機結構的擾動風速時程提出了可行的方法，並比較 Jang [8]台灣颱風迴歸之風譜轉成風歷時對臺灣風力機塔之影響。

2. 風的基本特性

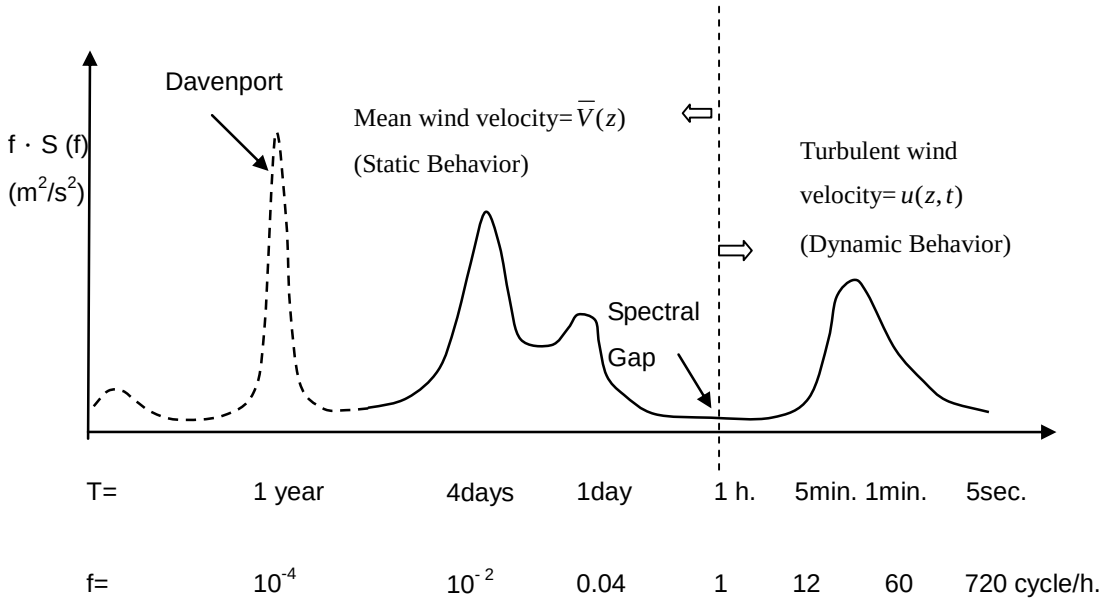
圖一 是 1957 年 Van der Hovern [3]在美國紐約附近 Brookhaven 100m 高度，量測之水準風速能量譜，縱座標爲頻率 f 乘上風能量頻譜 $S(f)$，橫座標 T 爲相應之週期，從圖中可以明顯看到主要中央的(尖端)頻率在 0.01 cycles/hour，也就是在一典型四天候風帶過度期，各頻率成分所對應之週期在約 16 分鐘~2 小時這段出現譜谷，谷底在 1 小時左右。故一般規定以週期 1 小時處做分界，左邊為宏觀氣象帶又稱候風帶，右邊爲微觀氣象帶又稱陣風帶對應週期分別爲，1 年、4 天和 1 天左右。由於建物之自然週期至多也只有幾秒，這樣數值比風速候風帶中 3 個峰值之頻率成分所對應之週期小的多，因此位於候風帶對結構作用可視為靜力，故一般稱作平均風。而短週期部分則與結構的自然週期較為接近，因而其作用具有動力性質，根據這一特點，在工程結構應用中通常將作用在結構物上的風荷載視為平均風和擾動風兩部分的共同作用。

2.1 風場特徵分析

風速的特性主要為平均風速是穩定的，且隨高度而增加；不同高度之波動振幅幾乎是相同的；而瞬間風速的變化，看起來似乎不相關連；但若取一分鐘左右的時間觀察，其緩慢的變異性可看出各個記錄之間存在的相關性。另外 Davenport 根據多次觀測資料整理出不同場地條件下的風剖面，提出平均風速沿高度變化的規律可用指數函數予以描述，其式如下：

$$\frac{U_{zg}}{U_z}=\left(\frac{Z_g}{Z}\right)^{\alpha},\ 0\le Z\le Z_g \tag{1}$$

U_{zg}表示梯度風速（m/sec）；U_z表示高度Z之風速（m/sec）；α表示10分鐘平均風速之垂直分佈指數，與地況種類有關，Z_g表示梯度高度，與地況種類有關；Z表示任意高度; Davenport [4] 將式(1)式做以下的假設：（1）高度必須在Z_g範圍之內；（2）Z_g本身僅為α之函數。



圖一：風速自迴歸頻譜 (After Van der Hovern, 1957)

2.2 擾動風場與紊流強度

大氣邊界層擾動風場具有非平穩隨機性，在中性大氣中擾動風場特性由地表粗糙度和海拔高度決定。風場運動是關於時間和空間相關的各向非均勻隨機過程，一般將其假定為具有零均值的三維多變量平穩隨機過程。而平均風速 $\overline{U}(z)$ 是描述風場運動是沿計算高度變化規律的重要指標，一般認為它符合對數律。由於紊流呈現三向維度，其不規則性和週期性的跳動軌跡，如圖二所示[1]。對於擾動風場的能力特徵是以其各方向的功率譜密度函數來描述的，常用的功率譜模型有 Davenport 譜[5]、Kaimal 譜[7]。一般紊流強度為平均風速之瞬時擾流強度指標，定義為水平瞬間風速樣本標準差與水平平均風速 $\overline{U}_z$ 之比值，如下所述：

$$T_z = \sigma / \overline{U}_Z \tag{2}$$

T_z 為局部區域的水平紊流強度，$\overline{U}_z$ 為與 T_z 在同高度下量測之平均風速，水平瞬間風速樣本標準差 σ 計算方式如下：

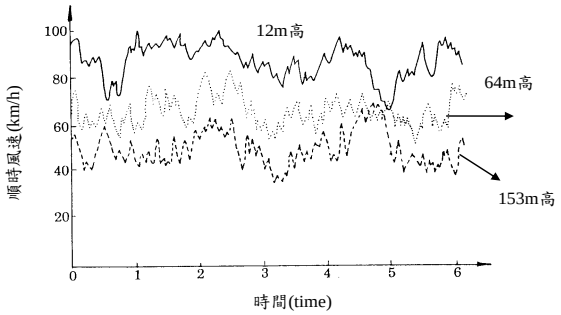
$$\sigma^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left[U_i - \overline{U}\right]^2 \tag{3}$$

台灣風力規範[2]提出對於紊流強度之經驗公式，如下式所示：

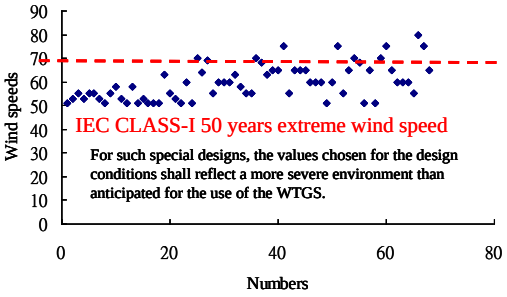
$$I_{\overline{Z}} = c \cdot \left(\frac{10}{\overline{Z}}\right)^{1/} \tag{4}$$

其中 c 是地面粗糙度長度，$\overline{Z}$ 是在紊流強度之高度。從式(4)得知典型的紊流強度約5%～20%，隨高度而遞減。但這與颱風之紊流強度不同，颱風因有颱風眼且時大時小關係所以颱風紊流強度會不同於規範與典型紊流強度。根據風機類別的不同，IEC 標準

對最大耐風速有不同規定，其中 I 類風機約為每秒 70 公尺。圖三顯示在台灣從 1958 年到 2005 年一些強的颱風，臺灣颱風之風速(3 秒之陣風速度)約有 12 次颱風風速大於 IEC-CLASS-I 每秒 70 公尺。



圖二：三個不同高度之風速記錄 [1]



圖三：臺灣颱風風速與 IEC CLASS-I 風速比較(1958~2005)

2.3 風機受擾動風之分析

風之紊流擾動對風力機產生一種隨機之強迫振動，對於線性結構系統，紊流擾動引起之結構振動反應方根與紊流強度取值成正比，即紊流強度大兩三倍，則結構動態反應或擾動風荷載之計算值也會成倍增加，目前典型之風力機抗紊流強度設計參數一般不超過 0.2，在 IEC 61400-1(IEC, 2005)風力發電機系統的安全等級，等級-I (Class-I) 最大風速，設計 A 類屬於較高的紊流特性，B 類屬於較低紊流特性。擾動風(或稱陣風)速剖面(Gust Wind Velocity Profile)，是利用陣風因子(Gust Factor)與平均風速剖面可得到擾動風之風速剖面，陣風與平均風速可以下式關係式表示：

$$U_Z = \overline{U_Z} G = \overline{U_Z}\left(1 + g_v I_Z\right) \tag{5}$$

其中G等於陣風因子，g_v 等於尖峰因子，一般用3.4~3.7。而I_Z是指在高度z之紊流強度；U_Z 是指在高度z之擾動風風速剖面，$\overline{U_Z}$ 為在高度Z之平均風速剖面，依據這結果，紊流強度會隨高度之變化 如下所式：

$$\frac{I_Z}{I_g} \Rightarrow \left(\frac{U_Z}{U_g}\right)^{-1} = \left(\frac{Z}{Z_g}\right)^{-\alpha} \tag{6}$$

聯合方程式(1)、(5)、(6)，擾動風速度在任何高度如下計算：

$$U_Z = \overline{U_g}\left[\frac{Z}{Z_g}\right]^{\alpha}\left[1 + g_v I_g\left[\frac{Z}{Z_g}\right]^{-\alpha}\right] \tag{7}$$

其中$\overline{U}_g$ 等於平均梯度高度風速；Z_g 為梯度高度；I_g 等於梯度高之紊流強度；g_v 尖峰因

子等於 3.7；α 等於 10 分鐘平均風速之垂直分佈指數(power exponent)。另外從中央氣象局之梧棲站資料可得知，如圖四所示，薔蜜颱風 10m 高的最大 10 分鐘平均風速=32 m/s，最大瞬間風速=46.1 m/s，擾流強度是 44 %，而依式(2) 10m 高的紊流強度為 22 %。依式(7)，梧棲之 α 指數=0.15 可推得梧棲 50m 的陣風風速=63.85m/s (最大瞬間風速)，50m 處之 10 分鐘平均風速=40.7m/s，50m 處之擾流強度是 56.9% ($=\frac{63.85}{40.7}=1.569$)，若依風力規範式(4)計算，機塔之平均高的紊流強度為 16.7 %，因為氣象局沒有 50m 高度風速資料而沒辦法依式(2),(3)計算紊流強度，一般依規範之紊流強度公式推導會隨高度增加而降低，但颱風時之紊流強度可能還是要以實際風速依式(2),(3)計算。

3. 風歷時方法

3.1 時間序列之方法(Time Series Method)

時間序列方法為使用風荷載模型的分析，其步驟如下所述：第一步驟：可採迴歸之線性風速功率譜，如下式(Simiu, 1996) [7]：

$$\frac{n\cdot S(Z,n)}{u_*^2}=\frac{200f}{(1+50f)^{5/3}} \tag{8}$$

其中折減頻率(reduced frequency)：$f=\frac{n\cdot Z}{U(Z)}$ 為一無因次量，$U(Z)$為高度 Z 處之平均風速，n 為頻率(H_z)，u_* 為摩擦速度，在工程應用上通常以 $f > 0.2$ 為佳。藉由此頻率值之步驟得到線性功率譜之風速，適合於規範內或者特性之風速、高度。可採各風力規範如 ASCE-7(2010) [12]用於風速測量，線性風速功率譜之高度假設 10 公尺。第二步驟：參考 ASCE-7(2010)或其它風力規範作架構，展開速時間序列，因此整個時間與高度產生一張風速度分佈圖。第三步驟：確定風速時間序列，如圖五所提出的程序，全部功率譜是在地上 10m 的高度產生，注意風速低頻功率譜包含大多數能量，透過圖五顯示的第 2 個環，來產生人造風速之時間序列，動態特性分析必須分成時間增值量或時間段。因此，風速時間序列由每時間段風速產生組成，在這段頻率間隔內，包含有關能量的總和之過程，要求產生許多正弦曲線之幅度和頻率，過程是把功率譜分成相等的頻率間隔，頻率間隔的增加量和中點頻率如下式：

$$\begin{aligned}\Delta n &= n_{i+1}-n_i \\ n_{mid} &= \frac{\Delta n}{2}+n_i\end{aligned} \tag{9}$$

n_i，n_{i+1} 和 n_{mid} 分別是在頻率間隔的下限的頻率，頻率間隔的上界，以及頻率間隔的中間點。功率譜位於中點頻率間隔然後使用線性內插作修改，只要那些頻率間隔小的足夠，因此那些功率譜在最低的和上界的那些頻率間隔的大約線。這大約值如下：

$$S_{mid} = S_i + \left(\frac{S_{i+1} - S_i}{n_{i+1} - n_i}\right) \cdot \frac{\Delta n}{2} \tag{10}$$

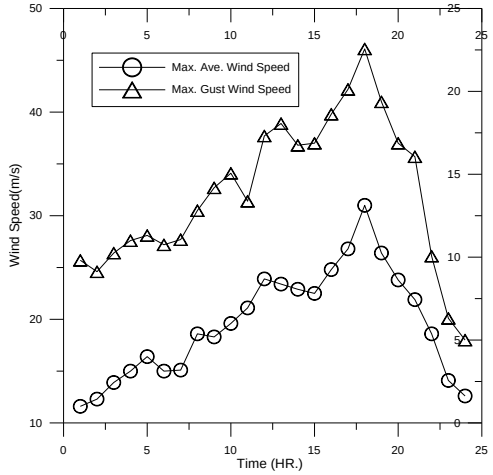
S_i，S_{i+1} 和 S_{mid} 分別在頻率間隔的下限功率譜值，頻率間隔的上界，以及頻率間隔的中間點。每段頻率間隔，式(9)和(10)的結果用在某一規定的時間段 t 獲得風速，對每一時間步驟是考慮整個功率譜，$\bar{u}$ 平均風速是加在隨平均值之時間序列產生風速總和，一個隨機之相位角 φ 也被應用於求和。風速時間序列被計算作為，如下：

$$u(t) = \bar{u} + \sum_{ALL\ \Delta n} \sqrt{2 S_{mid} \Delta n} \cos(2\pi n_{mid} t - \phi) \tag{11}$$

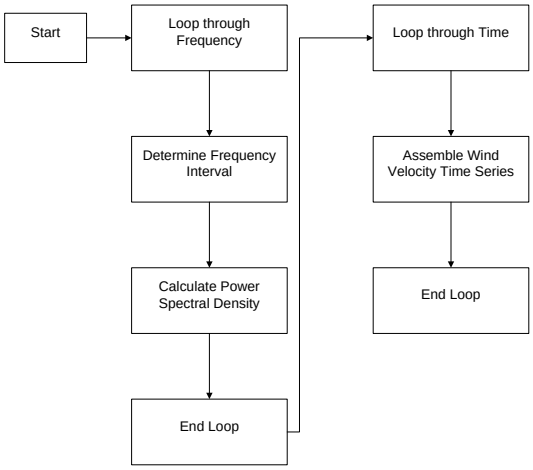
從用圖五的程序產生在特有的高度下是一單點的風速時間序列，因此，如果結構的高度沿著完整的相互空間關係，在時間序列裡的每單點的風速點可能也在其他點，因此是適合風速剖面，這樣就容易確定風速，圖六使用 Jang (1998) [8]的頻譜所得之風速值，高度假設是 10 公尺，如下式：

$$S_u(H,n) = \frac{u_*^2}{n} \times \frac{222 f}{(1.2 + 36 f)^{5/3}} = \frac{2.17^2}{n} \cdot \frac{222 \times 1.2195 n}{(1.2 + 36 \times 1.2195 n)^{5/3}} \tag{12}$$

$u_* = \left(\frac{\tau_0}{\rho}\right)^{1/2}$ 為摩擦速度，τ_0 為地表風之剪應力，n 為頻率(H_z)，f 為折減頻率。



圖四：薔蜜颱風(2008) 梧棲站之風速統計



圖五：Wind Velocity Time Series Procedure

3.2 線性濾波法

線性濾波法（又稱自迴歸法、AR 法）是隨機風速時程模擬的一種經典方法。它是一類特殊的離散線性系統，即將現在時刻的影響值表示為過去若干時刻的反應與白噪聲的線性組合。線性濾波法或譜波疊加法都是用三角級數疊加的方法，模擬平穩高斯隨機過程。假設要模擬 m 個點的風速時程，則要得到 m 個變量零均值的平穩高斯隨機過程 $u_i^0(t)(i = 1,2,\cdots,m)$，其互譜密度矩陣為：

$$S^0(\omega)=\begin{bmatrix} S_{11}^0(\omega) & S_{12}^0(\omega) & \cdots & S_{1m}^0(\omega) \\ S_{21}^0(\omega) & S_{22}^0(\omega) & \cdots & S_{2m}^0(\omega) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{m1}^0(\omega) & S_{m2}^0(\omega) & \cdots & S_{mm}^0(\omega) \end{bmatrix} \tag{13}$$

式中 $S_u^0(\omega)$ 為自譜密度函數，為實數形式；$S_{ij}^0(\omega)(i\neq j)(i,j=1,2,\cdots,m)$ 為互譜密度函數，可表示成 $S_{ij}^0(\omega)=\sqrt{S_{ii}^0(\omega)S_{jj}^0(\omega)}Coh_{ij}(\omega)$; ω 為圓周頻率。採用線性濾波法模擬多維風速時程時，m 個相關的隨機風速過程 $[u(t)]=[u^1(t),\ldots,u^m(t)]^T$ 可由下式生成：

$$[u(t)]=\sum_{k=1}^{P}[\Psi_k][u(t-k\Delta t)]^T+[N(t)] \tag{14}$$

式中，$[u(t-k\Delta t)]=[u^1(t-k\Delta t),\cdots,u^m(t-k\Delta t)]^T$；$[N(t)]=[N^1(t),\cdots,N^m(t)]^T$，$N^i(t)$ 為均值 0，具有給定協方差的常態分布隨機過程，$i=1,\cdots,m$;$[\Psi_k]$ 為 $m\times m$ 階矩陣，$k=1,\cdots,p$ 自迴歸階數 p 的確定可以參考有關 AR 法定階的相關文獻，在此不再贅述。於是按照式（14），模擬風速時程的問題就歸結為求解$[\Psi_k]$和$[N(t)]$的過程。

線性濾波法模擬多維風速時程可分為以下步驟：

步驟(1)：求解迴歸系數矩陣$[\Psi_k]$。根據隨機振動理論，功率譜密度與相關函數（協方差）之間符合維納－辛欽公式，即

$$R_u^{ik}(j\Delta t)=\int_0^\infty S_u^{ik}(n)\cos(2\pi nj\Delta t)dn \quad i,k=1,\cdots,m \tag{15}$$

式中，$S_u^{ik}(n)$ 為 i,k 兩點之間的互功率譜密度。對任一空間點 $i(i=1,\cdots,m)$ 具有時間差的隨機過程 $u^i(t)$ 與 $u^i(t-k\Delta t)$ 的協方差可以表示為：

$$R_u^i[k\Delta t]=E\left[\left[u^i(t-k\Delta t)-u^i(t)\right]\left[u^i(t)-u^i(t)\right]\right] \tag{16}$$

由於 $u^i(t)$ 與 $u^i(t-k\Delta t)$ 是均值 0 的平穩隨機風過程，其協方差的值為時間差的函數，於是式（16）可以改寫為：

$$R_u^i[k\Delta t]=E[u^i(t-k\Delta t)u^i(t)] \tag{17}$$

將式（17）兩側同時右乘$\left[u\left(t-k\Delta t\right)\right]=\left[u^1\left(t-k\Delta t\right),\cdots,u^m\left(t-k\Delta t\right)\right]$，並兩邊同時取數學期望（均值），考慮到$\left[N\left(t\right)\right]$的均值為 0，且與隨機風速過程$u^i(t)$獨立，以及協方差$R_u\left(j\Delta t\right)$為偶函數，可得到協方差與回歸系數$\Psi_k$之間的關系，寫成矩陣形式，有：

$$[\mathrm{R}]=[\overline{\mathrm{R}}][\Psi_k] \tag{18}$$

式中，$[\mathrm{R}]=\left[\mathrm{R_u}\left(\Delta t\right),\cdots,\mathrm{R_u}\left(p\Delta t\right)\right]^T$，$[\Psi_{\mathrm{k}}]=\left[\Psi_1^T,\cdots,\Psi_p^T\right]^T$，求解（18）給出的線性方程組，可以得到迴歸系數矩陣$[\Psi_k]$。

步驟（2）:求解$\left[N\left(t\right)\right]$。對式（14）兩邊同時右乘$\left[u\left(t\right)\right]=\left[u^1\left(t\right),\cdots,u^m\left(t\right)\right]$，並兩邊同時取數學期望（均值），考慮到$\left[N\left(t\right)\right]$的均值為 0，且與隨機風速過程$u^i\left(t\right)$獨立，以及協方差$R_u\left(j\Delta t\right)$為偶函數，可得到協方差與回歸系數$\Psi_k$之間的關系，寫成矩陣形式，有：

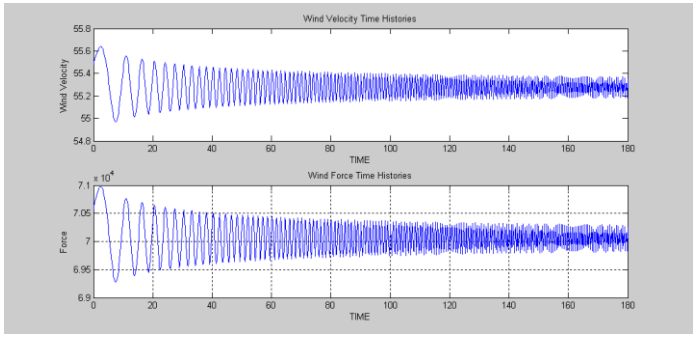
$$\left[R_N\right]=\left[R_u\left(0\right)\right]-\sum_{k=1}^{p}\left[R_u\left(k\Delta t\right)\right] \tag{19}$$

根據式（19）求出$\left[R_N\right]$後，對$\left[R_N\right]$作喬勒斯基分解（Cholesky 分解）$\left[R_N\right]=\left[L\right]\left[L\right]^T$，則

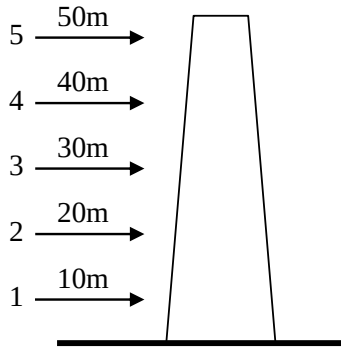
$$\left[N\left(t\right)\right]=\left[L\right]\left[n\left(t\right)\right] \tag{20}$$

其中，$\left[n\left(t\right)\right]=\left[n^1\left(t\right),\cdots,n^m\left(t\right)\right]^T$為 m 個獨立滿足零均值，單位方差的隨機數向量。

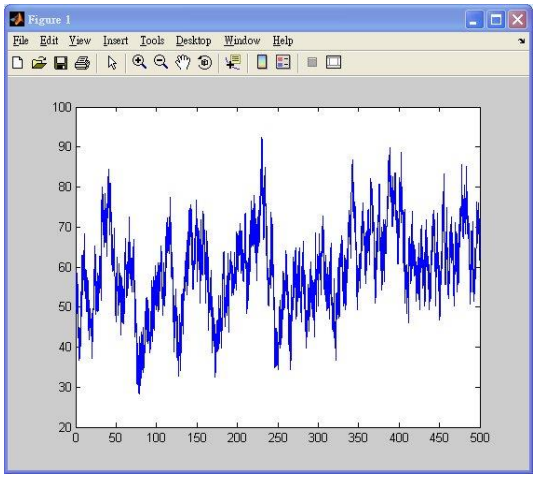
步驟（3）:生成隨機風速時程。求出自迴歸系數矩陣$[\Psi_k]$及$\left[N\left(t\right)\right]$後，將式（14）按時間間隔$\Delta t$離散化，可得出 m 個具有空間相關性的時間間隔Δt的離散脈動風速時程向量。利用線性濾波法之分析程序，以 Matlab 程式可得到風力機塔 50m 高處之風速時間序列，如圖七為 50m 機塔高受風力之模型，圖八~九為線性濾波法之風速時間序列(30, 50m 處)。



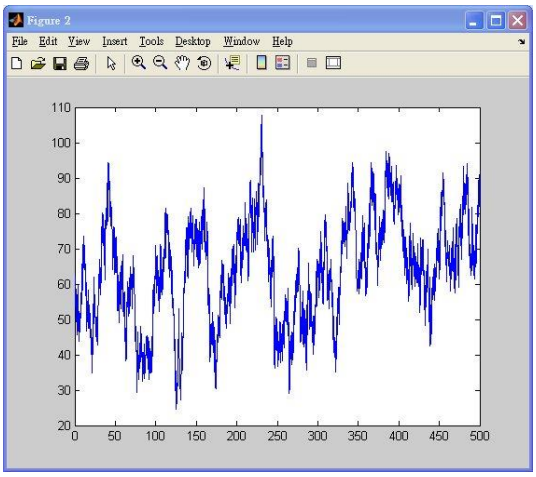
圖六 10m 高 Jang (1998)的頻譜風速
(不包括擾動風速)



圖七 50m 機塔高受風之模擬



圖八 線性濾波法之風速歷時(30m 處)



圖九 線性濾波法之風速歷時(50m 處)

5. 結論

登陸台風中心附近地層之紊流強度可異常增大達 0.6~0.9，並且在 40~60m 高度之紊流強度比 10m 大 0.2 左右，在颱風眼處之風速剖面亦不同於指數律，颱風風向變化大而快，數小時內幾乎要有 180°以上之變化，因此強烈之紊流擾動是風力機組斷裂損壞之主要原因。另外由於實際記錄到的強風作用過程應用於工程實際還不能普遍實現，因此在沒有風洞實驗資料的情況下，利用已知的頻域資訊通過電腦數值類比重現時程樣本是比較好的解決辦法。而擾動風速的模擬，是人造風速之關鍵技術，而所模擬的風與自然風在統計特性、時間相關性和空間相關性等方面是否一致或接近，對於風速歷時的結果具有較大的影響，因此模擬出儘可能接近和滿足自然風特性的時程樣本類比具有重要意義。

6. 參考文獻

[1] 劉大海、楊翠如、鍾錫根，*高樓結構概念與系統*，科技圖書股份有限公司，1996 年。

[2] 中華民國內政部營建署: "建築物耐風設計規範及解說"，營建雜誌社印行，2006 年。

[3] Van der Hoven, Isaac: “Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour”, *J. Meteor.*, 1957, No. 14, pp.160-164.

[4] Davenport A.G., “The Relationship of Wind Structure to Wind Loading”, *Proceedings of the Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures*, Vol.1, National Physical Laboratory, Teddington, U.K., London, 1965 , pp.53-102.

[5] Davenport A.G., “The dependence of wind load upon meteorological parameters”, *The International Research Seminar on Wind Effect on Buildings and structures*, Toronto, 1968.

[6] Kareem, A. “Nonlinear dynamic analysis of compliant offshore platforms subjected to fluctuating wind”, *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 1983, 142, pp.345-356.

[7] Simiu E., Scanlan R. H. Wind Effect on Structure, Third Edition, John Willey and Sons, New York, 1996, pp.124-135.

[8] Jang, Jing-Jong, “Analysis of Wind Induced Dynamic Response of Offshore Structures,” *Proceedings of the 20th Ocean Engineering Conference in Taiwan*, 1998, pp.189-196.

[9] IEC 61400-1, International Electrical Commission, Wind Turbine Generator Systems –Part1: Safety requirements, 2005.

[10] Kareem, A. “Numerical simulation of wind effects: A probabilistic perspective”, *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2008, Vol. 96, pp.1472-1497.

[11] Chien, Ching-Wen, and Jang, Jing-Jong, "A Study of Wind-resistant Safety Design of Wind Turbines Tower System," *7th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering*, November 8-12, Taipei, Taiwan, 2009.

[12] ASCE-7, Minimum Design Loads for Buildings and Other Structures, American Society of Civil Engineers, 2010.

[13] Chien, Ching-Wen, A Study of Design and Reliability Analysis of Wind-Sensitive Structures, Ph.D. Dissertation, School of Harbor and River Engineering, National Taiwan Ocean University, 2010.

[14] Jang, Jing-Jong, and Chien, Ching-Wen, “Damage Caused by Typhoon and Design of Wind Turbine Towers, ” *20th Int Offshore and Polar Eng Conf*, Benjii, China, ISOPE, pp.651-658, 2010.

[15] Jang, Jing-Jong, and Chien, Ching-Wen, Fragility Analysis Wind of Turbine Towers, 13*th*, *International Conference on Wind Engineering* Amsterdam, Netherlands, 2011.

超高層建築之風力設計案例

夏沛禹[1*] 劉賢凱[2] 李忠錦[3]

[1*]新構造工程顧問股份有限公司 副總經理、結構技師

[2]新構造工程顧問股份有限公司 經理、結構技師

[3]新構造工程顧問股份有限公司 副理、結構技師

摘要

近幾年隨著國內都會區建築用地減少，及建築設計朝向低建蔽率以爭取空地面積之設計趨勢，三十層以上之超高層建築物數量急遽增加，構造形式隨者建築物高度增加而採用鋼骨構造之比率亦同時增加，其中更有不少是做為舒適性要求較高之住宅用途，但鋼骨構造較鋼筋混凝土構造具有較低阻尼比及結構剛性，此特性均為不利於風力反應的結構因素。

建築物高度太高、平面形狀不規則及周邊環境風場影響等因素，均會影響風力規範計算結果之正確性，故規範建議建築高度超過 100 公尺時，必須進行風洞試驗，以確認設計風載重之正確性。結構風力檢核包含桿件強度、建築物變形量及居住舒適性等項目。在結構桿件抗風強度部分，因為規範要求風力作用下結構桿件須維持在彈性範圍內，故依據風洞試驗報告之風力載重進行設計，可確實達到結構強度及變形量安全之目的。但在舒適性問題上，特別是作為住宅用途之超高層建築，搭配適當的制振系統對於鋼骨構造經常是不可或缺的，然因風力同時包含靜態及動態部分，更需考慮橫向風及扭轉等方向性問題，並不容易準確評估因外加制振設施所增加之阻尼比而由風洞試驗推算其效能，因此直接以結構模型進行三向度風力歷時分析成為目前較可行的方法。

本文介紹三個均為 38 層之鋼骨構造大樓設計案例，比較依據風力規範及風洞試驗結果之風載重，分別依據個別建築物特性提出對應之抗風結構系統，包含為提升風力舒適性之制振系統介紹，及其裝設前後之效能比較，以供國內超高層建築結構設計實務之參考。

關鍵字: 超高層建築，風洞試驗，制振壁，油壓阻尼器，挫曲束制斜撐
Keywords: High-rise buildings, Wind tunnel test, VEM, Oil-damper, BRB.

1. 前言

近幾年國內建築設計朝向國際化及高層化發展，與一般建築相較除了樓層高度增加外，在建築平面及立面也有了更多變化，對於地處地震帶及颱風侵襲頻繁的台灣，這些變化在結構設計上應有一些不同的設計考量。

對於超高層住宅大樓，除結構安全外，對於居住舒適性要求更甚於辦公大樓，同處地震帶及生活環境相近的日本，超高層住宅大樓的發展在近十年已發展近趨成熟，其中在抗風設計部分，似乎較台灣容易許多，除了因為地理因素台灣遭受颱風侵襲機率較日本為高，建築設計的多樣性亦較日本複雜，且在國內尚未能發展類似日本預鑄 RC 構造之超高層住宅時，對於超過三十層樓以上的住宅大樓仍以鋼骨構造為主要的設計方向。

一般而言，鋼骨構造對於建築設計變化及輕量化有設計上的優勢，但鋼骨構造相較於 RC 構造之周期較長，隨伴風力作用下會產生較大的橫向風及扭轉，又因其阻尼比較 RC 構造為低，會產生較大的位移及加速度反應，因此在擬定結構系統對策上，除須符合基本的結構抗震韌性設計需求外，對於平均每年兩次颱風侵襲下，如何提供合適的結構剛性及控制其反應在合理範圍內，應是超高層住宅結構設計上的重點。

2. 超高層建築風載重

建築物高度超過 100 公尺時，規範建議進行風洞試驗，但在建築初步規劃階段尚未完成風洞試驗時，一般仍以風力規範做為初步分析之依據。設計者須了解規範風力係依據單棟、規則造型條件之推估結果，對於個案尚須判斷是否有高寬比過大或鄰近特殊地形、地物(如鄰近大型建築物等)影響，進而判斷引用規範風力作為初步分析用是否足夠。

本文提供三個設計案例均為地上 38 層建築物，樓高約在 140 公尺至 157 公尺之間，各案風洞試驗週邊地形佈置如圖一所示。其中個案 A 屬矩形規則平面，高寬比為 4.25，但鄰近既有 L 型 38 層建築物。個案 B 為 Z 字型平面，高寬比為 3.93，鄰近既有 28 層及 19 層建築物。個案 C 同為 Z 字型平面，高寬比為 3.73，鄰近無高層建築物。分別比較依據規範計算及風洞試驗結果之設計風力如圖二所示，圖中亦同時表示在風力方向的設計地震力，為便於風力與地震力比較，風力以 1.6 倍載重係數放大，通常風力之扭轉力矩會較地震力為大，即使風力略小於地震力時，構件設計時仍可能由風力控制。

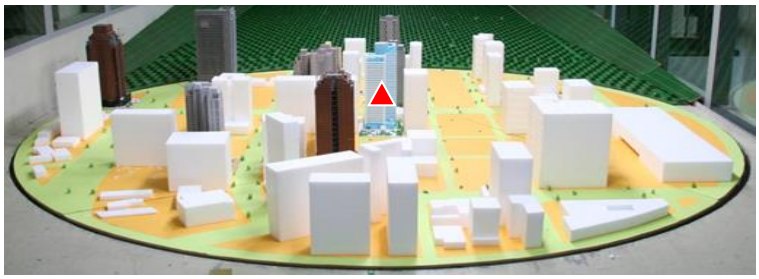
三個案例中較特別的是案例 A 風洞試驗結果之風力為依規範計算值的 1.7 倍，為探討其原因，依規範 2.10 規定檢核該案例風力共振不穩定現象，結果為:(1)高寬比 $h/\sqrt{BL}=4.25$、(2) $V_h/f_a\sqrt{BL}=4.6$，其中第二項並未達$V_h/f_a\sqrt{BL}>8.3$之臨界條件，判斷應非屬由於渦散共振現象而造成放大風力。經與風洞試驗單位討論研判應是鄰近既有 L 型 38 層建築物配置因素，造成 220 度風向角風力作用下，建築物橫向風力無法平衡而造成甚大的橫向風力。另案例 B 因位於較密集的大樓區域，鄰近既有 28 層及 19 層建築物，加上不規則之平面形狀，其風洞試驗結果之風力為依規範計算值的 1.2 倍。案例 C 周邊則較無其他高層建築，但屬 Z 型不規則之平面形狀，且長短邊比值為

48.15m/31.20m = 1.54 倍，其風洞試驗結果之風力為依規範計算值的 1.07 倍。

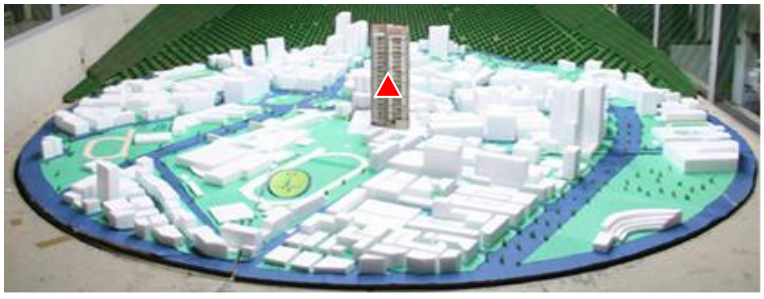
經由上述三個案例顯示，若建築物鄰近其他高層建築且有不利之排列配置，或建築物本身不規則時，均有可能由風洞試驗之結果控制。因此，設計者可針對個案情形初步判斷規範風力是否須適當放大以擬定結構系統及進行初步分析，以免當風洞試驗結果出來時有太大落差致影響初步設定結構系統及構材斷面尺寸。另由上述案例亦可顯示，超高層建築設計由風力控制之機會甚高，因此規範建議高層建築或風力效應明顯時，進行風洞試驗以求得準確之風力實有其必要性。



案例 A 風洞試驗

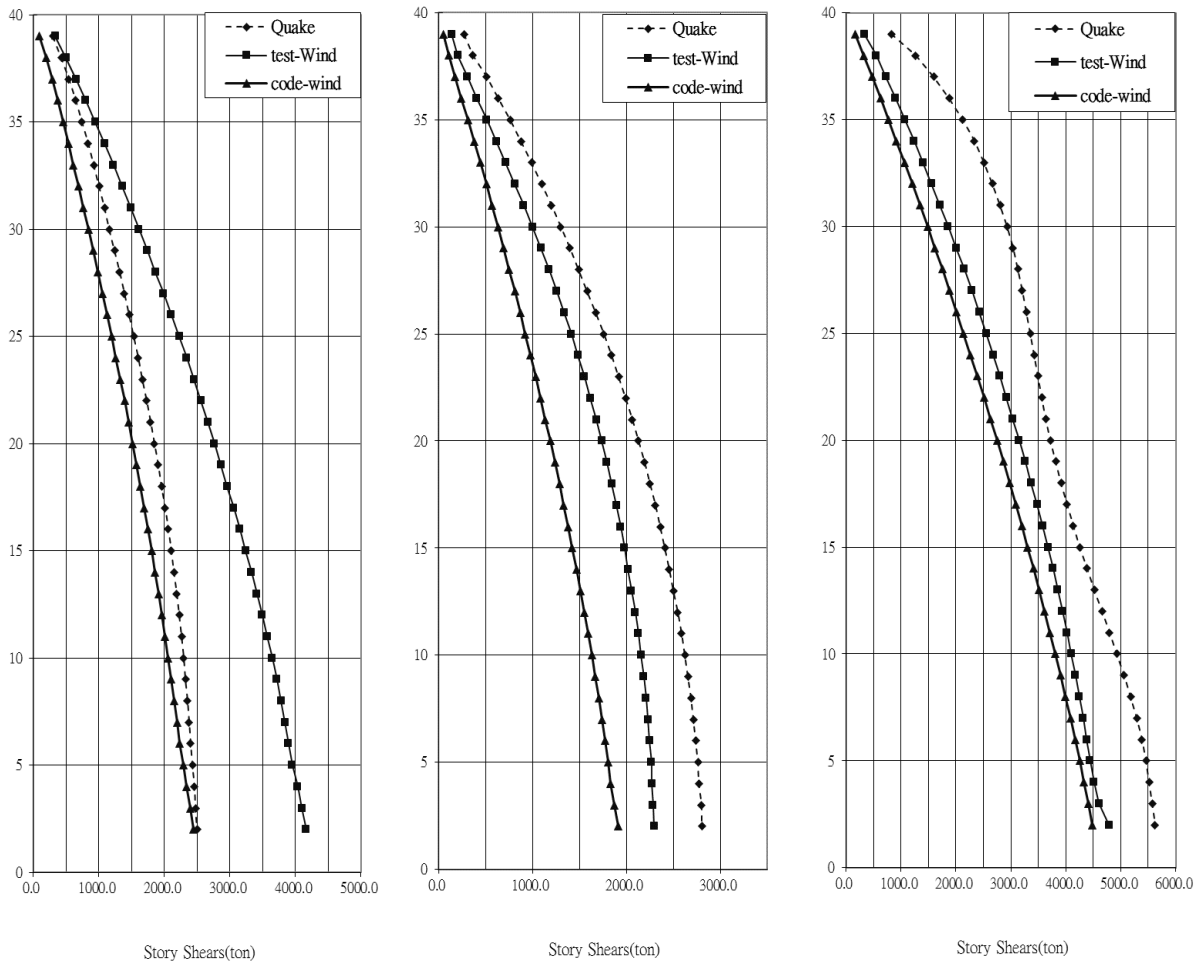


案例 B 風洞試驗



案例 C 風洞試驗

圖一：風洞試驗周圍地形佈置



案例 A-y 向　　案例 B-x 向　　案例 C-y 向

圖二：地震力與風力比較

3. 抗風結構系統

建築物抗風設計與抗地震設計在擬定初步結構系統時有不同考量重點，在風力部分須確保設計年限風力作用下，構件均保持在彈性限度內的要求，而不同於抗地震系統需具備良好韌性來消散超出彈性限度外的中大型地震。一般而言，對於超高層鋼骨造之建築物，擬定結構系統時增加結構勁度並不會大幅增加地震力，但卻可有效降低動態風力，並大幅降低其引致的橫向風及扭轉向風力。

表一係以假想的鋼骨建築為例，依現行風力規範計算在不同的結構週期及阻尼比時，對應的陣風反應因子、順向風力、橫向風力及扭轉向風力的比較表。該結構基本資料為:平面尺寸 B = L = 40m，建築物高 h = 150m，阻尼比 β = 0.01，基本周期 Tx = Ty，

Tt = Tx/1.3，基本設計風速 $V_{10(C)}$= 32.5 m/sec。

在阻尼比同為 0.01 的四個計算例中，表內( )值顯示以週期 4.0 秒為基準之比例值，當結構週期降為 3.6sec 及 3.2sec 時，在順向風力大約與陣風反應因子一致，均個別減少為 0.97 及 0.94 倍,在橫向風則個別減少為 0.92 及 0.84 倍,在扭轉向風力則可減少為 0.91 及 0.82 倍。若將週期加大至 1.25 倍，則在橫向風及扭轉向風力則增加為 1.26 倍及 1.22 倍，由此可知增加結構勁度可明顯減少建築物承受之動態風力，尤其以橫向風及扭轉向風力更為顯著。

表一：風力與結構週期、阻尼比關係比較

阻尼比	結構週期	陣風反應因子	順向風力	橫向風力	扭轉向風力
β	Tx=Ty(sec)	G	(ton)	(ton)	(ton-m)
0.01	4	2.112	1458	1072	10322
	3.6	2.044	1412	981	9382
	(0.90)	(0.97)	(0.97)	(0.92)	(0.91)
	3.2	1.979	1368	900	8482
	(0.80)	(0.94)	(0.94)	(0.84)	(0.82)
	5	2.286	1576	1356	12618
	(1.25)	(1.08)	(1.08)	(1.26)	(1.22)
0.015	4	1.993	1378	927	8751
	(1.00)	(0.94)	(0.95)	(0.86)	(0.85)
0.02	4	1.928	1334	845	7858
	(1.00)	(0.91)	(0.92)	(0.79)	(0.76)

另結構週期同樣為 4.0sec 的二個計算例中，當阻尼比由 0.01 增加至 0.015 及 0.02 時，建築物所受風力亦可得到良好的減少成效，且由表內可看出阻尼比由 0.01 增加至 0.015 的效果大於由 0.015 增加至 0.02 的效果，顯示在純鋼骨建築物上增加一定數量阻尼的方法對於減少動態風力具有良好成效。

表二詳列三個實際案例的基本結構資料，其中案例 A 及案例 B 均位於台中市，案例 C 則位於台北市，本文依據個別建築物特性及所處環境提供結構系統之設計想法，分別敘述如下。

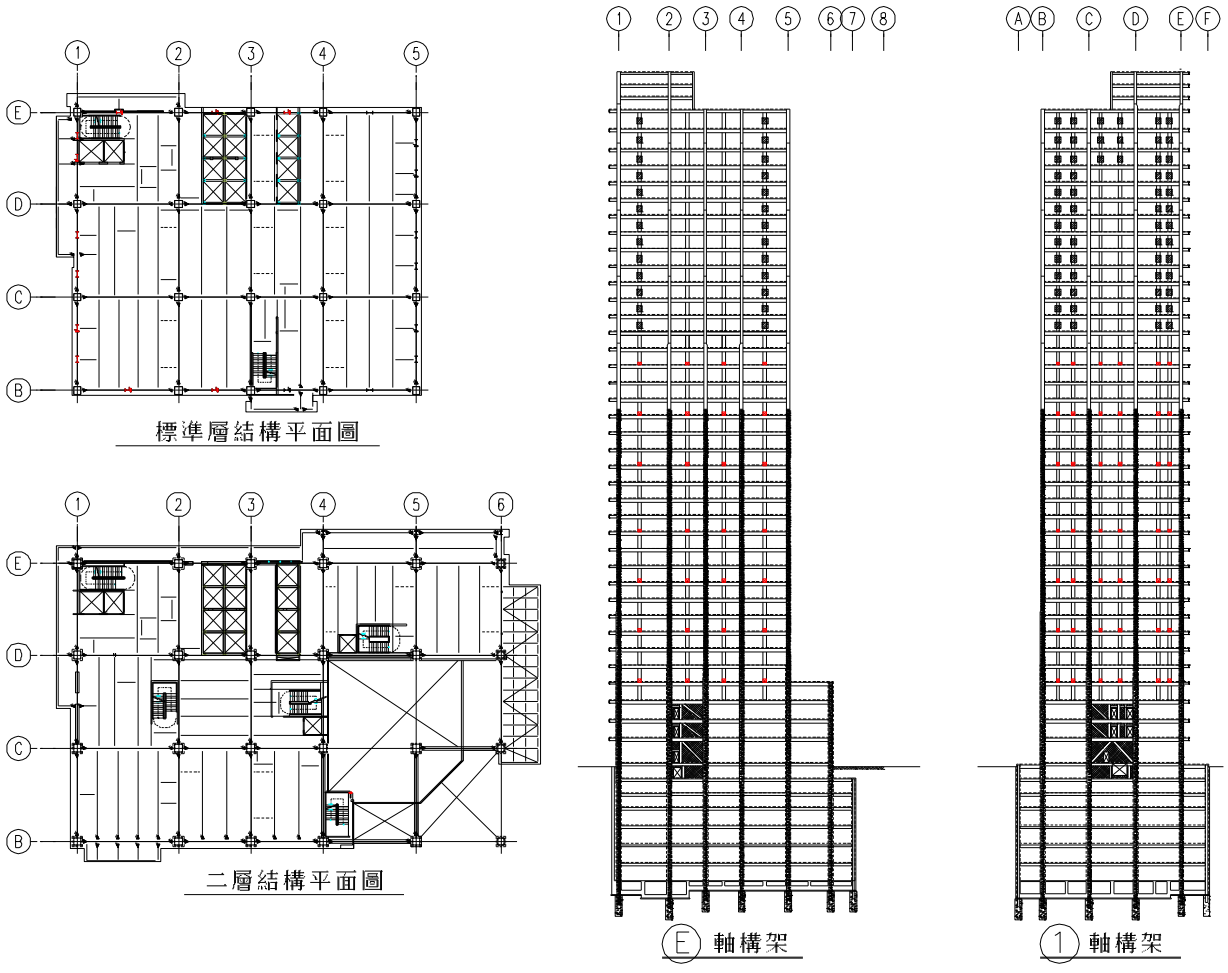
表二：設計案例結構基本資料

		案例A	案例B	案例C
用途		辦公大樓(台中市)	住宅(台中市)	住宅(台北市)
樓層		38F/B7F	38F/B4F	38F/B4F
樓高/開挖深度		157m / 29.9m	140.65m/18.7m	144.67m/16.83m
構造型式		SS/1F~4F(SRC)	SS	SS構架 / SRC斜撐剪力牆
柱尺寸		BOX-1000x1000~700x700 1F~4F外包RC1300x1300	BOX-1000x1000~700x700 1F~3F外包RC1200x1200	BOX-800x800 外包RC1000x1000
大梁尺寸		H-1000x400~H700x400	H-900x400~H600x400	H-800x400~H800x300 外周梁RC包覆
橫力抵抗系統		韌性剛構架+耐震間柱 1F~3F增設斜撐剪力牆	韌性剛構架+耐震間柱 1F~2F增設BRB斜撐	韌性剛構架+BRB斜撐二元系統， 每5~6樓層設置一結構加強層， 1F~2F 增設斜撐剪力牆
周期	X向	3.93sec	4.10sec	3.36sec
	Y向	3.99sec	3.74sec	3.88sec
標準層平面尺寸	X向	40.8 m	33.8 m	48.15 m
	Y向	33.4 m	37.8 m	31.20 m
建築重量		41,927 t	35,726 t	65,136 t
地震力	$0.4S_{DS}$	0.28G	0.32G	0.28G
	水平力	2,795 t	2,804 t	5,822 t
地震力最大層間位移角	X向	0.00167	0.00216	0.00327
	Y向	0.00178	0.00199	0.00288
1.6倍設計風力	X向	2,707 t	2,295 t	3,555 t
	Y向	4,165 t	1,887 t	4,783 t
風力最大層間位移角	X向	0.00268	0.00440	0.00278
	Y向	0.00380	0.00376	0.00375
制振設施		50t VEM制振壁,共150組	50t KYB油壓阻尼器,共135 組	75t VEM制振壁,共104 組， 100t VEM制振壁,共52 組
頂層尖峰加速度		空構架時，A=0.036m/sec^2	空構架時，A=0.0405m/sec^2	空構架時，A=0.035m/sec^2
		加裝阻尼器時，A=0.03m/sec^2	加裝阻尼器時，A=0.0305m/sec^2	加裝阻尼器時，A=0.025m/sec^2

3.1 結構系統案例 A

案例 A 標準層平面及構架圖詳圖三所示，本建築用途為一辦公大樓，由於風洞試驗結果顯示 220 度方向橫向風力遠大於規範風力及地震力，為求室內空間完整，於外週柱間增設耐震間柱，以提高整體結構勁度及強度，因間柱無法下至低樓層，並配合低樓層挑高設計，故於一樓至四樓以 SRC 構造並增設斜撐剪力牆以增加基座勁度，有助於減少整體動態風力及其反應。

一般對於辦公室用途，居住舒適性要求較住宅為低，但考量本案例不平衡之動態橫向風力較大，在高樓層結構之強度及勁度需求較低，將部分間柱置換成 VEM 制振壁，以提升風力加速度之舒適性，增設之制振壁僅做為增進抗風擺舒適性之功能。依據風洞試驗分析結果顯示，空構架阻尼比為 0.01 時；最高居室樓層尖峰加速度反應=0.036 m/sec^2，當阻尼比為 0.015 時；最高居室樓層尖峰加速度反應=0.029 m/sec^2，本案例依據張國震等(2004)模態應變能近似公式，採空構架及加裝黏彈性阻尼器後之結構週期概估結構阻尼比，X 向增加為 0.0137，Y 向增加為 0.0146，採線性內插推估最高居室樓層尖峰加速度反應=0.03 m/sec^2。

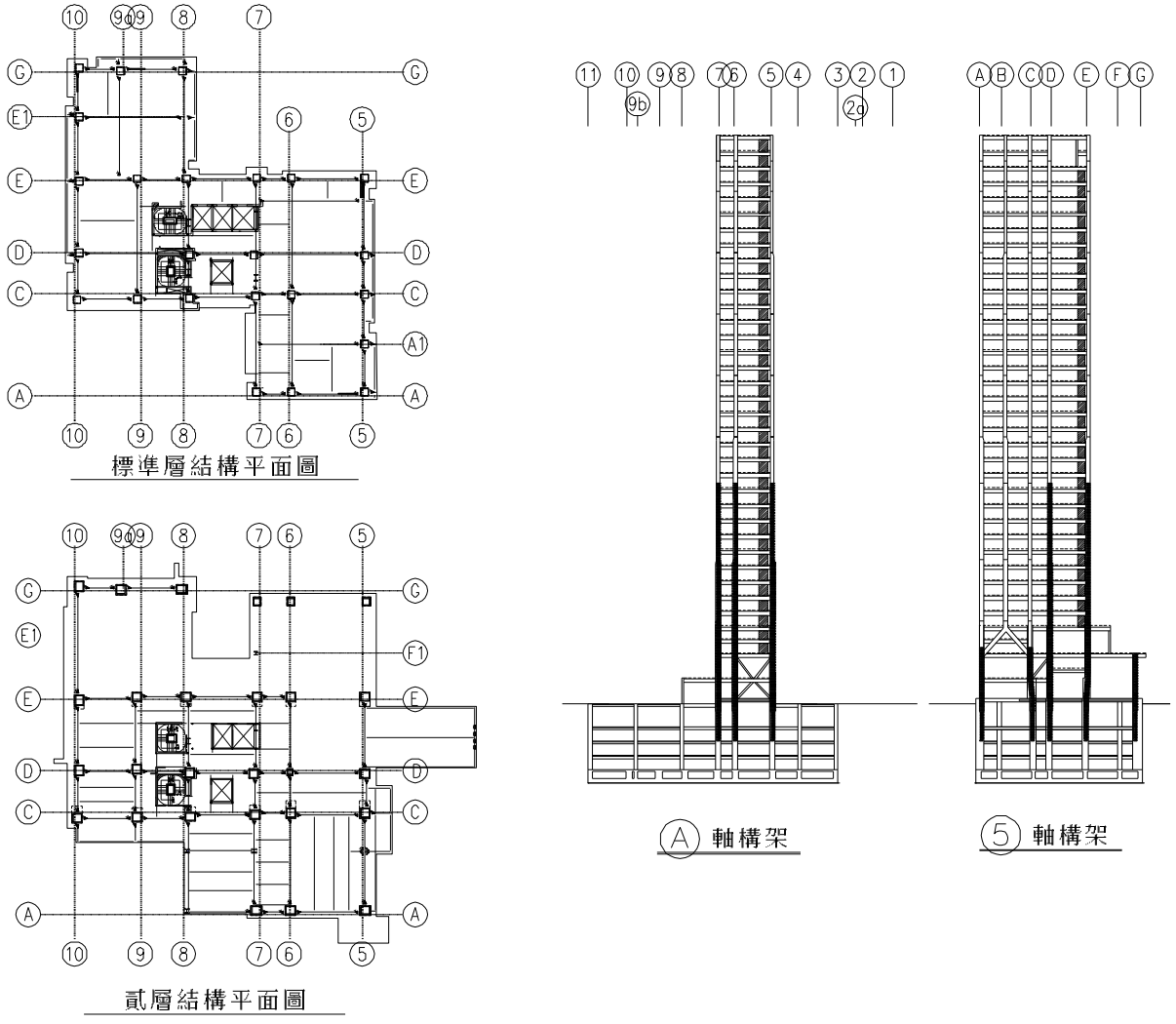


圖三：案例 A 平面及立面圖

3.2 結構系統案例 B

案例 B 標準層平面及構架圖詳圖四所示，本建築用途為一住宅大樓，配合建築設計外牆均屬開闊及輕量帷幕牆設計，地上五層以上採用純鋼骨構造，橫力抵抗系統以韌性立體剛構架系統為主，搭配電梯間設置耐震間柱，地上一層至三層配合石材造型及挑高設計，低樓層鋼柱以 RC 包覆，並增設 BRB 挫曲束制斜撐，以增加基座勁度。由於本案地震力提升至 0.32G，造成整體地震力較風洞試驗風力為大，採用純鋼骨構造除具有施工快速優點外，其輕量化優點對於地震力控制之結構則更具意義。

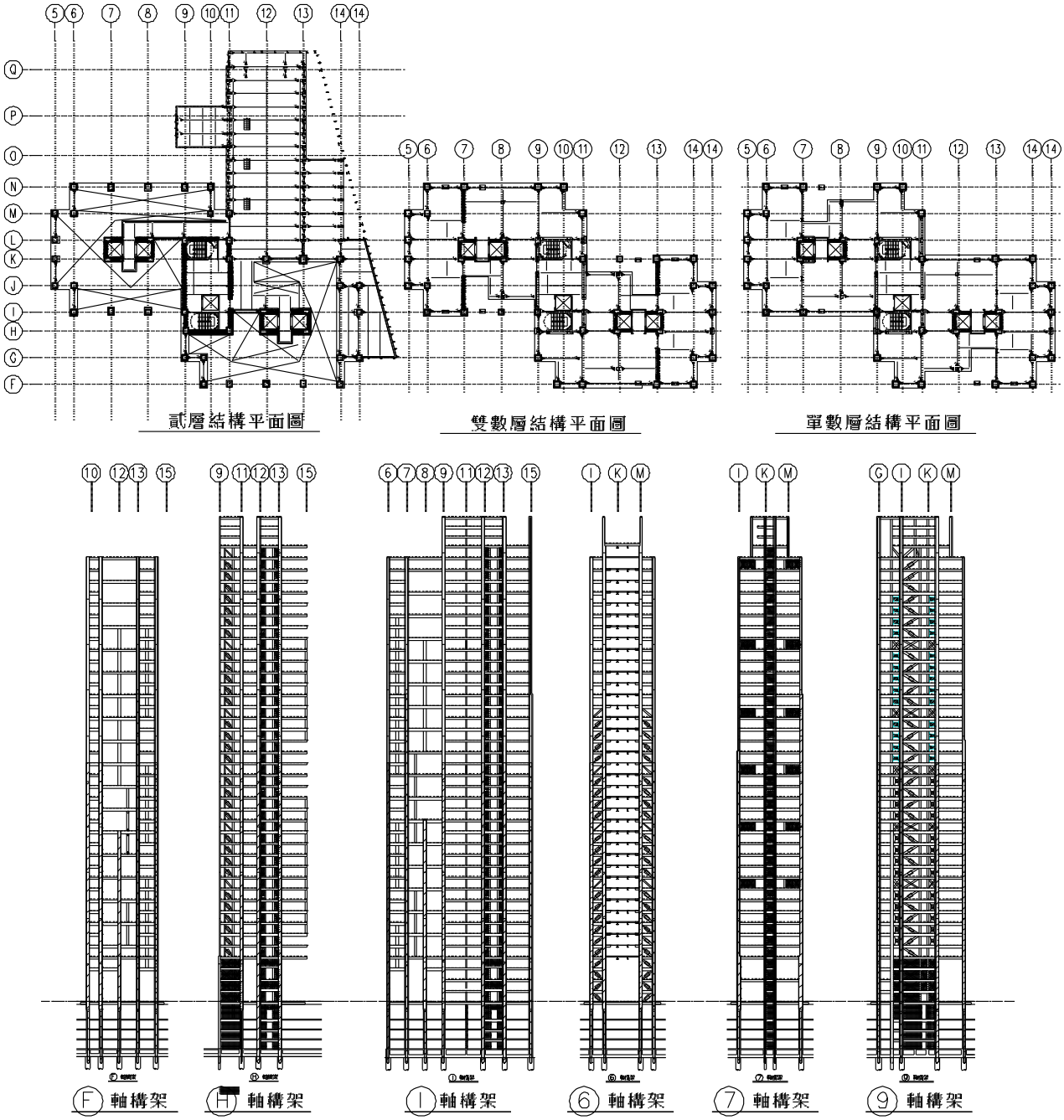
由於本案採用純鋼骨構造，因其阻尼比較低，消散動態風力擺動能量效果較差，配合建築平面位置於地上三層至三十六層之週邊構架設置油壓阻尼器，經風力歷時分析結果，在空構架時最高樓層加速度反應=0.0405 m/sec^2，設置阻尼器後，最高樓層加速度反應=0.0305 m/sec^2。



圖四：案例 B 平面及立面圖

3.3 結構系統案例 C

案例 C 為位於台北盆地之超高層住宅，其地震分區為台北二區，標準層平面及構架詳圖五所示。本建築用途為住宅大樓，建築設計特色包含為一沿斜向角反對稱配置之平面，於相鄰樓層交互配置，產生各戶客廳陽台上方具 7.2 公尺挑高空間，配合建築立面具不連續立柱造型。在結構設計的限制上，為配合視覺比例，外露柱寬及梁深尺寸均須維持為 100 公分，另平面長短邊尺度比約為 1.5，加上一樓挑高為 14.4 公尺，使得建築物短向高寬比達 4.6。

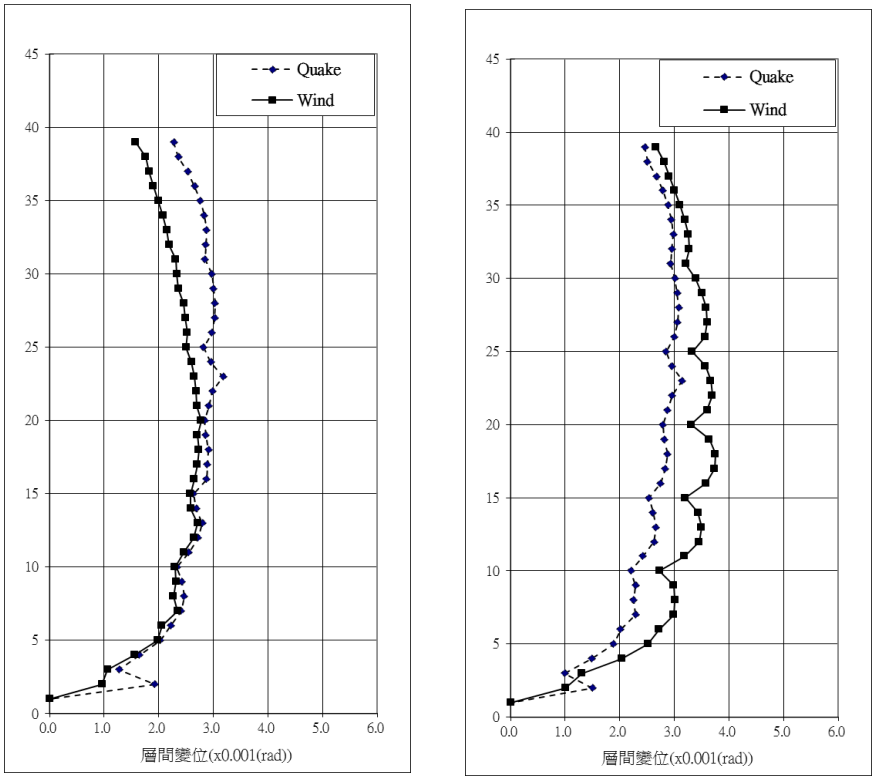


圖五：案例 C 平面及立面圖

構造型式選擇上，基於立面大多為外露柱梁甚至為四邊露柱之造型設計，經檢討施工性與確保防水品質後，無法以預鑄版或單元帷幕牆為外牆施工法，決定在外週柱梁均以場鑄 RC 包覆並預埋外牆石材固定鐵件，確保其吊掛安全性，故地上層鋼柱、鋼梁包覆僅考慮其勁度，強度部分仍以鋼骨考量。

配合業主要求地震力由規範值 0.24G 提升至 0.28G，雖然由樓層剪力曲線顯示短向的風力略小於地震力，但實際分析加入扭轉向風力後，短向構件大多仍由風力控制，故在擬定橫力抵抗系統時，風力與地震力均須同時重視。由前述內容可知，增加結構勁度及阻尼比為有效降低動態風力之方法，但基於抵抗地震之韌性需求，應在有效增加結構勁度並兼顧結構韌性前提下，研擬適當的結構系統。

短向具有較大迎風面且具較少的抗橫力構架，除中央電梯廳實牆處設置 BRB 斜撐外，於最外側構架中低樓層設置 BRB 斜撐則具有良好的抗扭轉效果。另配合兩側室內配置之直達電梯設計，電梯牆以 45 公分 SRC 斜撐剪力牆取代原先的輕隔間，並分別於 9F、14F、19F、24F、30F 及 37F 連接外伸梁，並加厚當樓層該處陽台 RC 外牆為 45 公分 SRC 斜撐剪力牆，電梯牆與陽台外牆間短梁以剪力連桿檢核其塑性轉角性能，使成兼具勁度與良好韌性之巨型抗彎矩構架系統，由圖六顯示橫力層間變形角曲線，可確認短向結構成為良好的剪力變形系統。另由於直達電梯改為隔音性良好的 RC 牆，同時也可解決該電梯運行時之振動及噪音問題。



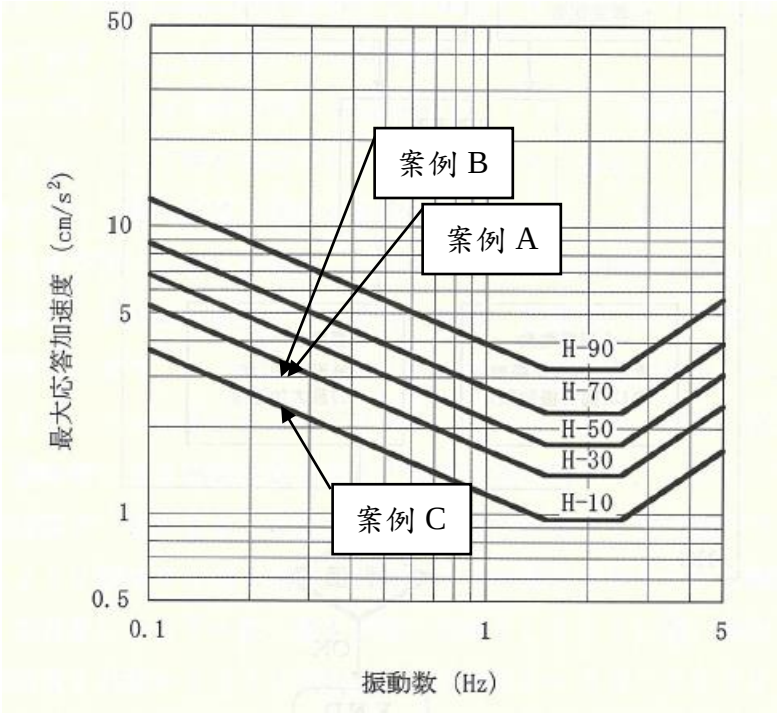
長 向　　短向

圖六：案例 C 層間變形角

長向因具有較完整的抵抗橫力構架，雖然各樓層有兩處陽台上方取消之大梁，但經回饋給建築師在橫力及間柱受力轉換的結構需求，調整外露間柱之配置，使其數量從高樓層逐漸遞增至低樓層，結合結構力學應用於建築美學的表現。

本建築一樓挑高 14.4 公尺，對於位處地震帶的台灣，避免結構弱層產生則為另一考量重點，挑高樓層除延續上述抵抗橫力系統外，於中央樓電梯廳實牆均改為 60 公分 SRC 斜撐剪力牆，確保在大地震時仍處於彈性限度內。上述 SRC 斜撐剪力牆係指 RC 牆內配置型鋼與鋼骨構架連結，並於其端部鋼骨柱、梁以 RC 包覆並配筋，使其順利傳遞 RC 牆剪力及斜撐軸力至週邊鋼骨構架。本案短向構架在彈性設計階段大多由風力控制，為確保上述結構加強層 1F、2F、9F、14F、19F、24F、30F 及 37F 在大地震時仍處於彈性階段，經 2500 年回歸期地震力側推分析後之應力，重新檢核 SRC 斜撐剪力牆強度並放大斷面。因本案配置有韌性良好的 BRB 斜撐，配合 2500 年回歸期地震力側推分析檢核最大層間變形角，及剪力牆外伸短梁之剪力連桿塑性轉角，整體結構塑性需求仍有相當大的安全係數。

對於建築物性能規定，除國內風力規範 4.3 節有最高居室樓層尖峰加速度之控制外，日本建築學會 建築物振動相關的居住性能評價指針及解說(2004)，針對實際建築物量測其加速度反應，及使用者對風擺搖晃的接受度反應，所做的資料調查，詳圖七所示，依使用者接受度百分比做成依據建築頻率相關的加速度反應性能評價曲線，例如對於 90%使用者均滿意的加速度反應曲線標準，相當於圖示內 H-10 曲線等級。



圖七：風力頂層加速度反應性能評估

本案採用全棟鋼柱及外週鋼梁包覆 RC 之構造型式及 BRB 斜撐配合 SRC 巨型構架橫力抵抗系統，經與風洞試驗單位討論，風力設計時阻尼比假定為 0.012，而在檢核最

高居室樓層尖峰加速度反應時阻尼比取 0.01，依據風洞試驗結果空構架時加速度反應為 0.035 m/sec^2，為提升居住抗風擺舒適性，短向於 3F~13F 共設置 52 組 100t VEM 制振壁，15F~38F 共設置 104 組 75t VEM 制振壁，經風力歷時分析結果可將頂層加速度降至 0.025 m/sec^2。本文三個案例之頂層加速度反應分別表示於該圖七，顯示均具有相當良好抵抗風力搖晃振動的居住性能。

4. 結論

風洞試驗可彌補風力規範基於單棟、規則條件之不足，提供較真實的設計風力，在新興開發區初期建設的超高層建築物，因無法模擬未來鄰近建物條件，即便以風洞試驗結果設計也仍有部分未知因素，因此設計時對於風力採取適當的保守有其必要性。

隨著建築物高度增加，尤其採用鋼骨構造的超高層建築，因其阻尼比較低及結構週期較長，相較於 RC 構造，有放大動態風力及產生較大的加速度反應。在結構強度方面，對於明顯風力控制的結構，增加結構勁度不會造成地震力增加，但會明顯降低風力。風力與地震力接近之結構，須注意增加勁度時不可影響韌性需求。為提升頂層居住舒適性，純鋼骨構造宜選用適當的阻尼設施，可明顯增加居住性能。

5. 參考文獻

[1] 張國震、黃震興、蘇晴茂、李森枏，結構消能檢震控制及隔震設計，全華科技圖書股份有限公司，台北市，2004 年。

[2] 建築物振動相關的居住性能評價指針及解說，日本建築學會，東京，2004 年。

[3] 建築物耐風設計規範及解說，內政部營建署，台北市，2014 年。

門窗風雨試驗風壓加壓模式之探討分析研究

蔡宜中*

*內政部建築研究所副研究員

摘要

門窗風雨試驗並非法令規定必須強制執行的項目，由門窗廠商或業主們認為有需要，主動要求依據 CNS 國家標準到本國家級實驗室進行門窗風雨試驗檢測。由於本實驗室已有多年門窗風雨試驗檢測經驗，累積相關測試數據；可經由相關之分析研究結果，加強對門窗風雨試驗 CNS 國家標準修正之探討。因此本研究運用以下方式，提供 CNS 國家標準修正參考：

1.首先蒐集國外門窗風雨試驗現行標準，與我國作比較，分析其異同點。

2.其次分析比較本實驗室近年來門窗風雨試驗風壓加壓模式之測試數據，藉此瞭解門窗風雨試驗現行 CNS 國家標準問題癥結。

3.重點訪談相關鋁窗製造廠、施工廠商及專業人士，藉以提出國內門窗風雨試驗 CNS 國家標準之修正建議，以求更有效提供標檢局作為國家標準修訂之參考。

目前我國有關門窗風雨試驗 CNS 之檢驗判定標準共有 5 種，依門窗材質不同分別採用 CNS 3092（2005）鋁合金製窗、CNS 7477（2005）鋁合金製門、CNS 12430（1988）鋼製窗、CNS 7184（1997）鋼製門及 CNS 6400（2006）聚氯乙烯塑膠窗之規定做檢驗判定標準。其有 1 個共通性問題，就是如果有新的材質之門或窗出現，其門窗風雨試驗 CNS 之檢驗判定標準就必須再制定新的。由於高科技不斷進步，門窗材料推陳出新，重新制定新的檢驗判定標準緩不濟急。且在檢視上述檢驗判定標準後，發現其也有些許衝突與不一致處。

門窗風雨試驗的檢驗判定標準，參考其他國家，幾乎都不以材質做分類。比如說日本，其窗的檢驗判定標準為 1 種標準，門的檢驗判定標準亦為 1 種標準。中國大陸其門窗的檢驗判定標準合為 1 種標準。審視世界主要國家現階段所用的門窗風雨試驗檢驗判定標準亦非以材質做區分，而是以門或窗做判定。

本研究為使 CNS 國家標準達到簡要目的，已統整窗的 CNS 國家標準為 1 種標準，門的 CNS 國家標準亦為 1 種標準。上述研修後的「窗標準」與「門標準」CNS 中華民國國家標準草案，已置於「門窗風雨試驗規範探討分析研究」之附錄中。其 PDF 全文電子檔現可由本所網站下載（網址：http://www.abri.gov.tw），於「資料檢索」之「關鍵字進階檢索」輸入「門窗風雨試驗規範探討分析研究」，即可下載。

關鍵字: 鋁窗，門窗，風雨試驗，風壓

一、研究緣起與目的

門窗為建築結構中最易受滲漏之構件，當強烈颱風伴隨強降雨，門窗可能因水密性不足而滲漏，造成居住不舒適性。且樓層愈高，所受風壓愈大；門窗之框料也易受風壓影響變形，造成玻璃碎裂，故建築物門窗之安全性能是國人不可忽視的重點。

因全球皆受極端氣候影響，台灣自公元 2000 年開始至今，極端強降雨颱風發生頻率增加，風雨災害侵襲已是國人必須面對之難題。當高層建築之開口部門窗，若因未審慎設計、檢測、安裝，導致風雨侵襲造成危害，更是人們必須慎防的要點。

本人近年來對本實驗室之門窗風雨試驗相關案例，曾做過實際且深入之研究。發現國內門窗風雨試驗 CNS 國家標準，幾十年前是參考國外規範制定；中間亦歷經數次編修定，但時過境遷已有不合宜處。因此，為確保門窗風雨試驗的品質，保障鋁窗安裝後之安全性、可靠性；本研究將針對國內外風雨試驗規範做比較分析研究，尋找國內門窗風雨試驗 CNS 國家標準之問題點。共謀解決對策；俾對現階段門窗風雨試驗國家標準的風壓加壓模式提出修正建議，是本研究之主要目的。

二、研究方法與過程

門窗風雨試驗並不是法令規定必須強制執行的項目，通常是門窗廠商或業主們認為有需要，主動要求依據 CNS 國家標準至本所風雨風洞實驗室進行門窗風雨試驗檢測。由於本實驗室已有多年門窗風雨試驗檢測經驗，累積相關測試數據；可經由相關之分析研究結果，加強對門窗風雨試驗 CNS 國家標準修正之探討。因此本研究運用以下方式，提供 CNS 國家標準修正參考：

1.首先蒐集國外門窗風雨試驗現行標準，與我國作比較，分析其異同點。

2.其次分析比較本實驗室近年來門窗風雨試驗風壓加壓模式之測試數據，藉此瞭解門窗風雨試驗現行 CNS 國家標準問題癥結。

3.重點訪談相關鋁窗製造廠、施工廠商及專業人士，藉以提出國內門窗風雨試驗 CNS 國家標準之修正建議，以求更有效提供標檢局作為國家標準修訂之參考。

三、國內外門窗風雨試驗檢驗判定標準比較分析

3.1 世界主要國家現階段所用的門窗風雨試驗檢驗判定標準

各國所用的風雨試驗測試規範大致可分為（1）氣密性試驗規範；(2）水密性試驗規範；(3）抗風壓性試驗規範；(4）風雨試驗規範總則及檢驗判定標準等。

世界主要國家現階段所用的門窗風雨試驗檢驗判定標準如下表，目前我國有關門窗風雨試驗 CNS 國家標準之檢驗判定標準共有 5 種，依門窗材質不同分別採用 CNS 3092（2005）鋁合金製窗、CNS 7477（2005）鋁合金製門、CNS 12430（1988）鋼製窗、CNS 7184（1997）鋼製門及 CNS 6400（2006）聚氯乙烯塑膠窗之規定做判定標準。其有 1 個共通性問題，就是如果有新的材質之門或窗出現，其門窗風雨試驗 CNS 之檢驗判定標準就必須再制定新的。由於科技日新月異，重新制定新的檢驗判定標準緩不濟急。且

在檢視上述 CNS 之檢驗判定標準後，發現其也有些許衝突與不一致處。

表一：世界主要國家現階段所用的門窗風雨試驗檢驗判定標準

標準號碼	標準名稱	發行國家	採用國家	適用試體
CNS 3092（2005）	鋁合金製窗	中華民國	中華民國	鋁合金製窗
CNS 12430（1988）	鋼製窗	中華民國	中華民國	鋼製窗
CNS 7184（1997）	鋼製門	中華民國	中華民國	鋼製門
CNS 7477（2005）	鋁合金製門	中華民國	中華民國	鋁合金製門
CNS 6400（2006）	聚氯乙烯塑膠窗	中華民國	中華民國	聚氯乙烯塑膠窗
JIS A 4706（2012）	窗	日本	日本	窗
JIS A 4702（2012）	門	日本	日本	門
BS 6375-1（2009）	Performance of windows and doors. Classification for weathertightness and guidance on selection and specification	英國	歐洲地區	門窗
BS EN 12208（2000）	Windows and doors. Watertightness. Classification	英國	歐洲地區	門窗
AAMA 501（2005）	Methods of Tests for Exterior Walls	美國	美洲地區	門窗、帷幕牆
GB/T 7106（2008）	建築外門窗氣密、水密、抗風壓性能分級及檢測方法	中國大陸	中國大陸	門窗

3.2 國內外門窗風雨試驗檢驗判定標準比較

門窗風雨試驗的檢驗判定標準，參考其他國家，幾乎都不以材質做分類。比如說日本，其窗的檢驗判定標準為 1 種標準，門的檢驗判定標準亦為 1 種標準。中國大陸其門窗的檢驗判定標準則合為 1 種標準。審視世界主要國家現階段所用的門窗風雨試驗判定標準亦非以材質做區分，而是以門或窗做判定。

事實上，門窗風雨試驗的檢驗判定標準，應該有其一致性，上表我國之檢驗判定標準僅能針對鋁製及鋼製與聚氯乙烯塑膠門窗。由於門窗科技日新月異，其框料材質不再侷限於鋁合金，如不鏽鋼、PVC 塑鋼、SMC 板片模造料、處理過之木材等不勝枚舉。如何整合上述檢驗判定標準，使其通用化，更是我們應該重視的重點。故以上 5 種 CNS 之檢驗判定標準尚待整合，而整合的方式會參考國外規範及台灣極端氣候條件，找出最適於我國適用的方式來做修正。

四、本所門窗水密性、抗風壓性測試結果暨訪談分析

4.1 本所門窗水密性試驗測試結果比較分析

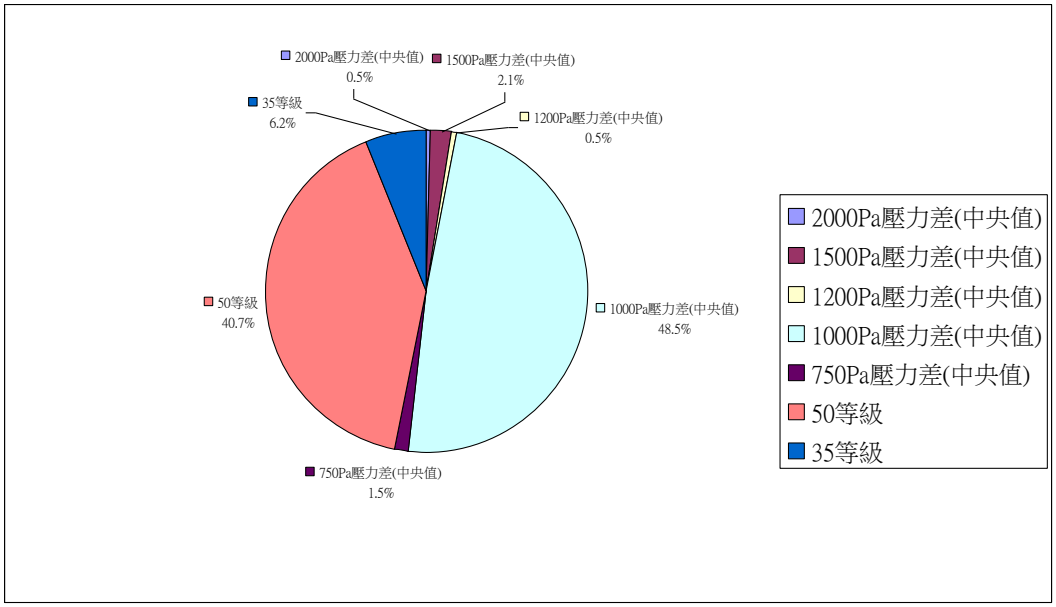
本所風雨風洞實驗室之門窗風雨試驗，自 95 年正式對外接受委託測試。統計 95 年至 102 年 6 月底 7 年半來本所水密性試驗測試現況，發現有如下之測試結果與分析：

結果 1：風壓加壓模式目前採用超越最高等級 50 等級（中央值 500Pa）的 2 倍值「中央值 1000Pa」當水密性試驗檢測級數的廠商佔最多數。

CNS 11528（2004）門窗水密性試驗法，1986 年公布，是水密性試驗測試方法。而 CNS 3092（2005）鋁合金製窗，1971 年公布，則為鋁窗檢驗判定標準，其訂有水密試驗檢測級數及檢驗判定合格與否的標準，這兩個試驗 CNS 國家標準公布時間距今三、四十年。

依據國家標準 CNS 3092（2005），其水密試驗風壓加壓模式檢測級數分 5 級，分別為 10 等級（中央值 100Pa）、15 等級（中央值 150Pa）、25 等級（中央值 250Pa）、35 等級（中央值 350Pa）、50 等級（中央值 500Pa）。可是統計 95 年至 102 年 6 月底，委託測試廠商至本所風雨風洞實驗室進行水密性試驗測試現況，發現風壓加壓模式採用用超越最高等級 50 等級（中央值 500Pa）的 2 倍值「中央值 1000Pa」當試驗檢測級數的廠商佔最多數，達 48.5%。而其次才是以 50 等級（中央值 500Pa）當試驗檢測級數，達 40.7%；兩者合計即已將近 9 成。

而水密試驗 10 等級（中央值 100Pa）、15 等級（中央值 150Pa）、25 等級（中央值 250Pa），7 年半來甚至無廠商送測，相關統計資料如下圖：



圖一：本所水密性試驗風壓加壓模式測試現況比較分析（95 年至 102 年 6 月底）

分析 1：由於全球皆受極端氣候影響，台灣自公元 2000 年開始至今，極端強降雨颱風發生頻率增加，風雨災害侵襲已是國人必須面對之難題。當高層建築之開口部門窗，若因未審慎設計、檢測、安裝，導致風雨侵襲造成危害，更是人們必須慎防的要點。我國 CNS 門窗水密性試驗現行國家標準，其擬定或修正係參考日本 JIS 規範。意即 CNS

11528（2004）門窗水密性試驗法≒JIS A1517（1996）建具の水密性試験方法。但審視臺灣這十餘年來越來越嚴重的極端氣候，加上門窗科技的日新月異，是否臺灣因應極端氣候，風壓加壓模式應以 1000Pa 取代 500Pa 中央值為第 1 等級；而不僅是模仿日本 JIS 風壓加壓模式 500Pa 中央值為第 1 等級，值得考量。

4.2 本所門窗抗風壓性試驗測試結果比較分析

CNS 3092（2005）鋁合金製窗等 5 種檢驗判定標準，其抗風壓性試驗風壓加壓模式之檢測級數分 8 級，分別為 80 等級（800Pa）、120 等級（1200Pa）、160 等級（1600Pa）、200 等級（2000Pa）、240 等級（2400Pa）、280 等級（2800Pa）、360 等級（3600Pa）。可是統計 95 年至 102 年 6 月底 7 年半來，委託測試廠商至本所風雨風洞實驗室進行抗風壓性試驗現況，發現有如下之測試結果與分析：

結果 1：風壓加壓模式 7 年半來無廠商送測 80 等級（800Pa）、120 等級（1200Pa）、160 等級（1600Pa）。用最高等級 360 等級（3600Pa）當抗風壓性試驗檢測級數的廠商佔最多數，達 84.3%；甚至有 5.8%風壓加壓模式用超越最高等級 360 等級當檢測級數，兩者合計已達 9 成。

分析 1：鋁窗承受強大的風壓力，在強風之下可能造成鋁窗框料受擠壓產生變形、扭曲，使得玻璃碎裂，導致風雨入侵而波及建築物室內設施使用機能。愈大的玻璃，面對強風所承受之風壓變形愈大，且樓層高度愈高，風壓也逐層加大，其安全性能是不可輕忽的。由於全球皆受極端氣候影響，且門窗科技日新月異，因此風壓加壓模式以最高等級 360 等級（3600Pa），來當抗風壓性試驗檢測級數幾乎已是基本要求。加上門窗科技日新月異，也有以超越第 1 等級來測試的案例。

結果 2：CNS 3092（2005）鋁合金製窗等 5 種檢驗判定標準，針對開窗類（即推開窗或推射窗），其抗風壓性試驗規定「開窗類之窗扇與窗樘、橫檔或中柱之最大相對變位，須在 15mm 以下」，但其同時風壓加壓模式亦規定「加壓方法，原則上以正壓進行」。7 年半來廠商送測有測試數據之案例全數通過，且最差之相對變位也僅 3.6mm；遠小於 15mm。

分析 2：由於 CNS 3092（2005）鋁合金製窗等 5 種檢驗判定標準，其抗風壓性試驗檢驗判定標準之風壓加壓模式有此句「加壓方法，原則上以正壓進行」，所以國人在進行門窗抗風壓性試驗時，幾乎皆僅進行正風壓，而不採行負壓檢測。此舉造成廠商來測試抗風壓性試驗的推開窗或推射窗，其只要玻璃夠厚加正風壓不破（就算破了，依上述檢驗判定標準，亦僅需更換玻璃再作試驗）；依據本實驗室抗風壓性試驗測試結果，無論加多大的風壓，皆不可能讓最大相對變位，超過 15mm。因為風壓加壓模式之正風壓越大，窗扇與窗樘、橫檔或中柱只會越頂越緊，更加密合，絕對不可能超過 15mm。故有鋁窗業者曾在高速公路 T 霸廣告看板上，標榜其通過 6000Pa 抗風壓性試驗，風壓加壓模式超越上述檢驗判定標準第 1 等級 3600Pa 是絕對可能的。

4.3 相關鋁窗製造廠、施工廠商及專業人士訪談

本研究除了蒐集國外門窗風雨試驗現行規範，與我國之 CNS 國家標準作比較，分析其異同點外；更進一步配合上述訪談資料，分析比較我國門窗風雨試驗 CNS 國家標準，與業界測試值之不同處，藉此瞭解門窗風雨試驗現行 CNS 國家標準問題癥結。以提出國內門窗風雨試驗 CNS 國家標準之修正建議，力求更有效提供相關測試實驗室參酌運用。相關人士的訪談已達 12 人，訪談對象，其中有鋁窗製造廠、標檢局官員、鋁窗進口商，以及曾到本所實驗室做門窗風雨試驗的廠商們；其中許多人士甚至還有主持其各自風雨測試實驗室之專業經驗。因此經由他們的意見，相信能更有效提供相關資訊予測試實驗室參酌運用。

五、結論與建議

5.1 結論

本研究首先蒐集國外門窗風雨試驗現行規範，與我國之 CNS 國家標準作比較，分析其異同點。其次分析比較我國門窗風雨試驗 CNS 國家標準，與業界測試值之不同處，藉此瞭解門窗風雨試驗現行 CNS 國家標準問題癥結。並經由重點訪談我國標檢局相關官員及鋁窗相關業者等，藉以提出國內門窗風雨試驗 CNS 國家標準之修正建議。由於本實驗室已有多年門窗風雨試驗檢測經驗，累積相關測試數據；可經由相關之分析研究結果，加強對門窗風雨試驗 CNS 國家標準修正之探討。本案有以下的結論與建議：

結論 1：我國 CNS 門窗氣密性、水密性、抗風壓性試驗檢驗判定標準，現行 CNS 國家標準分為 5 種，分別為（1）CNS 3092（2005）鋁合金製窗；（2）CNS 7477（2005）鋁合金製門；（3）CNS 12430（1988）鋼製窗；（4）CNS 7184（1997）鋼製門及（5）CNS 6400（2006）聚氯乙烯塑膠窗。此 5 種檢驗判定標準僅能針對鋁製、鋼製、聚氯乙烯製的門窗，且有互相衝突矛盾的地方。由於門窗科技日新月異，其框料材質不再侷限於鋁合金，如不鏽鋼、PVC 塑鋼、SMC 板片模造料、處理過之木材等不勝枚舉。如何整合上述檢驗判定標準，使其通用化，更是我們應該重視的重點。

結論 2：有關上述 5 種檢驗判定標準，針對開窗類（即推開窗或推射窗），其抗風壓性試驗之風壓加壓模式規定「開窗類之窗扇與窗樘、橫檔或中柱之最大相對變位，須在 15mm 以下」，但其同時亦規定「加壓方法，原則上以正壓進行」。由於有此句「加壓方法，原則上以正壓進行」，國內在進行門窗抗風壓性試驗時，業者因 CNS 國家標準有此語，均不採行負壓檢測，幾乎皆僅進行正風壓。此亦造成來測試抗風壓性試驗的推開窗或推射窗，其只要玻璃夠厚加風壓不破（即使破了，依上述 5 種檢驗判定標準，亦僅需更換玻璃再作試驗）；根據本實驗室抗風壓性試驗測試結果，無論加多大的風壓，皆可使其「開窗類之窗扇與窗樘、橫檔或中柱之最大相對變位，須在 15mm 以下」（因為風壓加壓模式之正風壓越大，窗扇與窗樘、橫檔或中柱會越頂越緊，更加密合，絕對不可能超過 15mm）。

結論 3：有關目前水密性試驗根據上述 5 種檢驗判定標準，其風壓加壓模式第 1 等級為 50 等級（中央值 500Pa）。而根據本所水密性試驗測試結果之統計，風壓加壓模式

以超越第 1 等級，中央值 1000Pa 來測試者佔大部份。是否臺灣因應極端氣候，風壓加壓模式應以 1000Pa 取代 500Pa 中央值為第 1 等級,而不僅是模仿日本 JIS 風壓加壓模式 500Pa 中央值為第 1 等級，值得考量。

結論 4：另針對水密性試驗上述 5 種檢驗判定標準部份，由於其均規定「在加壓中不得發生 CNS 11528「門窗水密性試驗法」所規定之下列狀況：(1)向樘外之流出；(2)向樘外之濺水；(3)向樘外之吹出；(4)向樘外之溢水，方為合格」。CNS 11528 針對漏水的記錄狀況有 9 種,上述 4 種狀況是最嚴重的「水滴不斷流出樘外,很明顯弄濕室內者」。由於現在氣密窗水密性皆非常良好，只要沒有達到「水滴不斷流出樘外，很明顯弄濕室內者」皆算通過。測試 10 分鐘,風壓加壓模式有進行 1000Pa 水密性試驗的窗滴水不漏，也有進行 1200Pa 水密性試驗的窗溝槽集了快半樘水。但由於皆沒有「水滴不斷流出樘外，很明顯弄濕室內者」,故兩者判定皆為合格。所以風壓加壓模式通過 1200Pa 水密性試驗的門窗，其水密性尚低於通過 1000Pa 水密性試驗的門窗。故此檢驗判定標準，值得考量分級。

5.2 建議

本研究為加深相關人士對門窗風雨試驗的認識、參與，藉本研究營造有利於我國門窗風雨試驗 CNS 國家標準之應用；以此擬定實際確切的「門窗風雨試驗檢驗判定標準」，方可達到實質成果。因此，茲提出下列建議：

建議 1：為使 CNS 國家標準達到簡要目的,擬將統整窗的檢驗判定標準為 1 種 CNS 國家標準，門的檢驗判定標準亦為 1 種 CNS 國家標準。

我國 CNS 門窗氣密性、水密性、抗風壓性試驗檢驗判定標準，現行 CNS 國家標準依材質及部位來分不但多而繁複，且有互相衝突矛盾的地方。門窗科技日新月異，如因為框料材質有新的材料被發明，就必須再制定新的檢驗判定標準，檢驗判定標準將不勝枚舉。如何整合上述檢驗判定標準，使其通用化，窗的檢驗判定標準為 1 種 CNS 國家標準，門的檢驗判定標準亦為 1 種 CNS 國家標準，是我們統整 CNS 國家標準的努力方向。

建議 2：風壓加壓模式針對抗風壓性試驗檢驗判定標準，擬將研修後建議 1 的檢驗判定標準「加壓方法，原則上以正壓進行」之字語去除。

現行抗風壓性試驗之檢驗判定標準，業者因 CNS 國家標準之風壓加壓模式有「加壓方法，原則上以正壓進行」字語，均不採行負壓檢測。為增強門窗的抗負風壓安全性能，建議可去除此字語，以免危害門窗安全。

建議 3：對於研修後建議 1 的檢驗判定標準有關水密性試驗判定部分，風壓加壓模式建議以 1000Pa 取代 500Pa 中央值為第 1 等級。

考量臺灣地處極端氣候，且颱風等級及降雨強度均高於日本。不應僅是模仿日本 JIS500Pa 中央值為第 1 等級。且據本實驗室水密性試驗統計結果，發現採用超越 CNS 最高等級 50 等級（中央值 500Pa）的 2 倍值「中央值 1000Pa」當試驗檢測級數的廠商佔最多數，達 48.5%。

審視臺灣這十餘年來越來越嚴重的極端氣候，加上門窗科技日新月異，是否臺灣因應極端氣候，風壓加壓模式應以 1000Pa 取代 500Pa 中央值為第 1 等級，值得考量。

建議 4：可先以標章獎勵的方式試行水密性試驗檢驗判定標準之分級。

水密試驗合格之判定標準，值得考量分級。建議其分級可有兩種模式－（1）利用漏水狀態做分級：如 10 分鐘的測試，對沒有漏 1 滴水者為「通過 A 級」、漏水 1/3 樘水者為「通過 B 級」、漏水 1/2 樘水者為「通過 C 級」、漏水近滿樘水者為「通過 D 級」。（2）利用水密試驗檢測時間做分級：如 60 分鐘不通過為「通過 A 級」、50 分鐘不通過為「通過 B 級」、40 分鐘不通過為「通過 C 級」、30 分鐘不通過為「通過 D 級」、20 分鐘不通過為「通過 E 級」、10 分鐘內不通過仍維持不通過規定。

不過此分級模式立意雖好，但容易流為判定者的主觀，建議可先以標章獎勵的方式試行之；再考量是否納入標準實施。

上述研修後的「窗標準」與「門標準」CNS 中華民國國家標準草案，已置於「門窗風雨試驗規範探討分析研究」之附錄中。其 PDF 全文電子檔現可由本所網站下載（網址：http://www.abri.gov.tw），於「資料檢索」之「關鍵字進階檢索」輸入「門窗風雨試驗規範探討分析研究」，即可下載。

六、參考文獻

[1] 蔡宜中(2013)《門窗風雨試驗規範探討分析研究》，內政部建築研究所
[2] 蔡宜中(2012)《建築物開口部水密性試驗測試方法之比較分析研究》，內政部建築研究所
[3] 蔡宜中(2011)《門窗風雨試驗應用技術研究》，內政部建築研究所
[4] 塗豐企（2011）《RC 建築物外牆滲漏水改修工法之探討》，成大碩論
[5] 蔡宜中(2010)《鋁窗風雨試驗相關性能之比較分析研究》，內政部建築研究所
[6] 陳有仁（2009）《RC 外牆窗框周邊滲漏水之研究》，成大碩論
[7] 蔡宜中(2008)《帷幕牆風雨試驗宣導手冊之研究》，內政部建築研究所
[8] 蔡宜中、鄒本駒(2006)《門窗氣密水密抗風壓性能試驗標準作業程序之研究》，內政部建築研究所
[9] 中華民國國家標準 CNS 11527（2004）門窗氣密性試驗法，經濟部標準檢驗局
[10] 中華民國國家標準 CNS 11528（2004）門窗水密性試驗法，經濟部標準檢驗局
[11] 中華民國國家標準 CNS 11526（2003）門窗抗風壓性試驗法，經濟部標準檢驗局
[12] 中華民國國家標準 CNS 11524（2006）門窗性能試驗法通則，經濟部標準檢驗局
[13] 中華民國國家標準 CNS 3092（2005）鋁合金製窗，經濟部標準檢驗局
[14] 中華民國國家標準 CNS 7477（2005）鋁合金製門，經濟部標準檢驗局
[15] 中華民國國家標準 CNS 12430（1988）鋼製窗，經濟部標準檢驗局
[16] 中華民國國家標準 CNS 7184（1997）鋼製門，經濟部標準檢驗局
[17] 中華民國國家標準 CNS 6400（2006）聚氯乙烯塑膠窗，經濟部標準檢驗局

[18] GB/T 7106（2008）建築外門窗氣密、水密、抗風壓性能分級及檢測方法，中國大陸國家質量監督檢驗檢疫總局
[19] GB/T 15227（2007）建築幕牆氣密、水密、抗風壓性能檢測方法，中國大陸國家質量監督檢驗檢疫總局
[20] STM E331（2000）Standard Test Method for Water Penetration of Exterior Windows, Skylights, Doors, and Curtain Walls by Uniform Static Air Pressure Difference─美國材料試驗學會
[21] AAMA 501.1（2005） Standard Test Method for Water Penetration of Windows, Curtain Walls and Doors Using Dynamic Pressure─美國建築鋁板製造協會
[22] JIS A1516（1998）建具の氣密性試驗方法─日本工業規格
[23] JIS A1517（1999）建具の水密性試驗方法─日本工業規格
[24] JIS A1515（1998）建具の耐風壓試驗方法─日本工業規格
[25] JIS A4706（2012）窗─日本工業規格
[26] JIS A4702（2012）門─日本工業規格
[27] BS EN 1027（2000）Windows and doors. Watertightness. Test method
[28] BS 6375-1（2009）Performance of windows and doors. Classification for weathertightness and guidance on selection and specification
[29] BS EN 12208（2000）Windows and doors. Watertightness. Classification

Wind Loads of Solar Water Heaters: Wind Incidence Effect

Chin-Cheng Chou, Kung-Ming Chung* and Keh-Chin Chang

National Cheng Kung University, Tainan, Taiwan

Abstarct

For applications of solar thermal energy, solar water heaters (SWHs) are becoming common. In this study, the effect of a cross wind on the aerodynamic characteristics of residential (an inclined flat plate with a horizontal cylinder) and large-scale SWHs (an inclined flat plate only) are experimentally investigated. The tests are conducted in a low speed wind tunnel and the relative wind direction with respect to the test model, β, ranges from 0- to 135- deg. Measurements of the mean and fluctuating pressures are presented. These results demonstrate that higher suction and fluctuating pressure are observed near the upwind corner, particularly for the test case of β = 30 deg.

Keywords: Solar water heater; Wind incidence; Wind load

1. Introduction

The use of renewable energy technologies represents an opportunity to reduce global warming. In this respect, SWHs are rapidly becoming an integral part of worldwide measures to combat the effects of climate change. Previous studies [1, 2] found that the wind loads on solar collectors are significantly reduced by the sheltering effect of the first row of collectors and of the building itself. For a residential SWH (an inclined solar collector with a horizontal water storage tank), normal to the direction of smooth uniform wind, the study by Chung et al. [3, 4] demonstrated that localized wind loads at a tilt angle α of 15-30 deg are significant near the front edge and reaches a minimum value at a distance of approximately one-third of the total length from the leading edge. Reynolds number independence was also noted. For a large-scale SWH (inclined solar collector or flat plate only), Chung *et al.* [5,6] indicated that there is a higher suction force on the lower surface over the first half of the inclined solar collector and a stronger positive mean longitudinal differential pressure coefficient is observed. Kopp *et al.* [7] further pointed that the presence of the building changed the aerodynamic loads substantially compared to ground-mounted systems. There is a complex interaction between building generated vortices and the flow induced by solar arrays.

Wind incidence has an important influence on the aerodynamics of bluff bodies [8]. Certain oblique wind directions, β, correspond to the critical case for wind loads. Wood *et al.* [9] demonstrated that the orientation of the solar collectors with respect to the wind direction and the proximity of the panels to the leading edge have a significant effect on the pressure distributions measured. Kopp et al. [7] found that the largest wind loads are associated with vortex shedding from in-line solar collectors. The peak system torque is generally observed at angles of approach wind that are close to the diagonals axes of the panel.

This investigation seeks to better understand the effect of a variation in β on the mean and fluctuating forces that act on residential and large-scale SWHs on the ground. The experimental setup is described in Section 2. The tilt angle, α, of the solar collector is 25 deg, corresponding to the local altitude in Taiwan. In Section 3, surface pressure measurements are presented with a value of β that varies from 0- to 135- deg. Conclusions are given in Section 4. The results of this study could provide a reference for the structural design and installation of SWHs.

2. Experimental Setup

2.1 Wind Tunnel and Test Model

The experiments were conducted at the wind tunnel, the Architecture and Building Research Institute. The tunnel comprises of a honeycomb and three screens and the contraction ratio is 4.71. The constant-area test section is 2.6 m (height) x 4 m (width) x 36.5 m (length). A schematic drawing of the test model in the test section is shown in Fig. 1. The turbulence intensity was approximately 0.3%. Chung *et al.* [3] indicated Reynolds number independence for the present test configuration. Therefore, the freestream velocity was set at 20.0±0.1 m/s, measured using a Pitot-static tube (PST). The front edge of the test model was located 2.8 m from the inlet of the working section. Two test models were approximately 60%-scaled commercial SWHs (aspect ratio of 0.5 for a typical solar collector in Taiwan). For a large-scale SWH (Model A), the water storage tanks are separated from the solar collectors, so it is comprised of an inclined solar collector only, which is 120 cm (length) x 60 cm (width) x 5.5 cm (thickness) at α = 25 deg. The Reynolds number, based on the length of the inclined solar collector, was 8.77 x 10^5. Model B represents a residential SWH (an inclined solar collector with a horizontal cylinder as a water storage tank). The horizontal cylinder is 30 cm (diameter) x 60 cm (length). It is also known that the wake structure of the cylinder would have influences on the pressure characteristics of the inclined solar collector. An additional Reynolds number, based on the diameter of the cylinder, was 2.19 x 10^5. The tests involved varying β from 0- to 135- deg. Note that the lower surface of the inclined solar collector faces the wind direction for the test case, β = 0 deg. The blockage ratio ranged from 2.5 to 4.5%, so there are no blockage corrections applied to the present results. For the surface pressure

measurements, it is known that there are strong pressure gradients (flow separation and reattachment) near the front edge of the inclined solar collector. Therefore, 92% pressure taps were machined on the first two-thirds of the upper and lower plate surfaces. The front edge of the inclined solar collector corresponds to streamwise distance of $x/c = 0$. Note that there were no pressure taps on the horizontal cylinder.

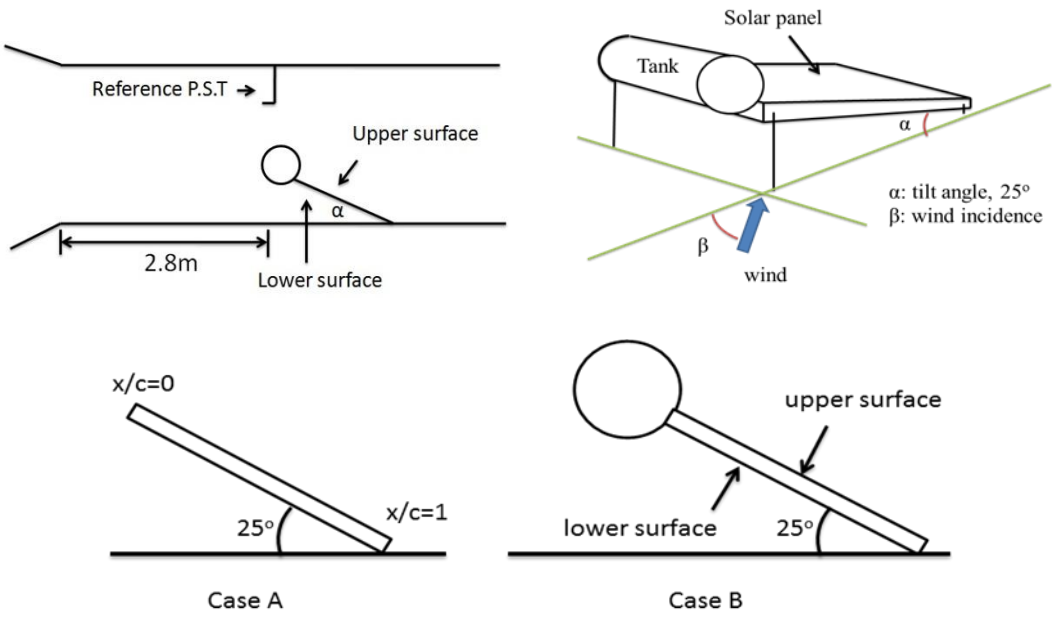


Figure 1: A schematic drawing of the wind tunnel and the test models

2.2 Measurement Techniques

The measurement of the mean and fluctuating surface pressures was performed using seven Scanivalve multichannel modules (Model ZOC 33/64Px 64-port), which contained differential pressure transducers (Model RAD3200). The full-scale range of the sensors is ±2,490 Pa (or ±10 inch H_2O) and their accuracy is ±0.15% of the full scale. Irwin *et al.* [10] demonstrated that the effect of the phase distortion alone on the measured peak pressures is small for tubes of the order of 60 cm, so the pressure modules were placed inside the model. The pressure taps were connected to 1.1-mm internal diameter flexible polyvinyl chloride (pvc) tubing (30-cm long). The sampling rate used for all the test cases was 256 Hz and each record contained 40,960 data points. The mean surface pressures were non-dimensionalized in terms of the values of the static pressure, p_∞, and the dynamic pressure, q, of the incoming flow, in which $C_p = (p - p_\infty)/q$. The fluctuating pressure coefficient, $C_{\sigma p}$, is given as σ_p/q, where σ_p *is* standard deviation of surface pressure. The lift coefficient, C_L, is evaluated by the integration of the differential mean surface pressure distributions ($\Delta C_p = C_{p,up} - C_{p,low}$) on the inclined solar collector, in which $C_L = \Delta C_p /(qA)$ (positive downward).

3. Results and Discussion

3.1 Mean Pressure Distributions

For Case A, the distribution of the mean surface pressure coefficient on the upper surface ($C_{p,up}$) of the inclined solar collector at β = 0-, 15-, 30-, 60-, 90- and 135- deg are shown in Fig. 2. The front edge of the inclined solar collector corresponds to x/c = 0 and y/w is the spanwise distance from the left edge, facing wind direction. For the test case of β = 0 deg (Fig. 2a), the mean surface pressure coefficients are negative, as expected. A symmetric pressure distribution, with reference to the centerline of the inclined solar collector, is observed. Chung *et al.* [5] found that the separation region on the upper surface of an inclined solar collector appears near the front edge and that there are vortices near the side edges, which results in a relatively larger negative mean surface pressure coefficient. The pressure increases going downward to the middle part of the solar collector. When β increases, the mean surface pressure pattern changes significantly. At a slight wind incidence (β = 15 deg), the symmetry of the mean surface pressure pattern is shifted in a counterclockwise direction (or along approach wind), as shown in Fig. 2b. V-shaped stripes of high suction are observed on the left-half of the inclined solar collector; these might correspond to the conical vortices that are found on a building's roof when the wind incidence is oblique [11]. The results also agree with the numerical study by Chuang [6], in which there are formation of corner vortices at the front left edge and circulation at the front right edge for an inclined flat plate at β =15 deg. At β = 30 deg, as shown in Fig. 2c, the peak $C_{p,up}$ value tends toward a value of -1.5 and the region of high suction moves to the windward corner. V-shape stripes with a more negative $C_{p,up}$ or higher suction levels than that at β = 15 deg are observed. There is upstream movement of reattachment location for an inclined flat plate with increasing β [12]. The region of high suction is narrower and closer to the upwind corner at the left side edge for the test case of β = 60 deg (Fig. 2d), corresponding to breakdown of corner vortices. At β = 90 deg, wind blows along the inclined solar collector's span. A relatively symmetric pressure pattern is observed in the spanwise direction, as shown in Fig. 2e. When wind blows over the lower surface of the inclined solar collector (β = 135 deg), the pressure coefficients are positive on the upper surface. The high suction pressure region at the upwind corner is not observed.

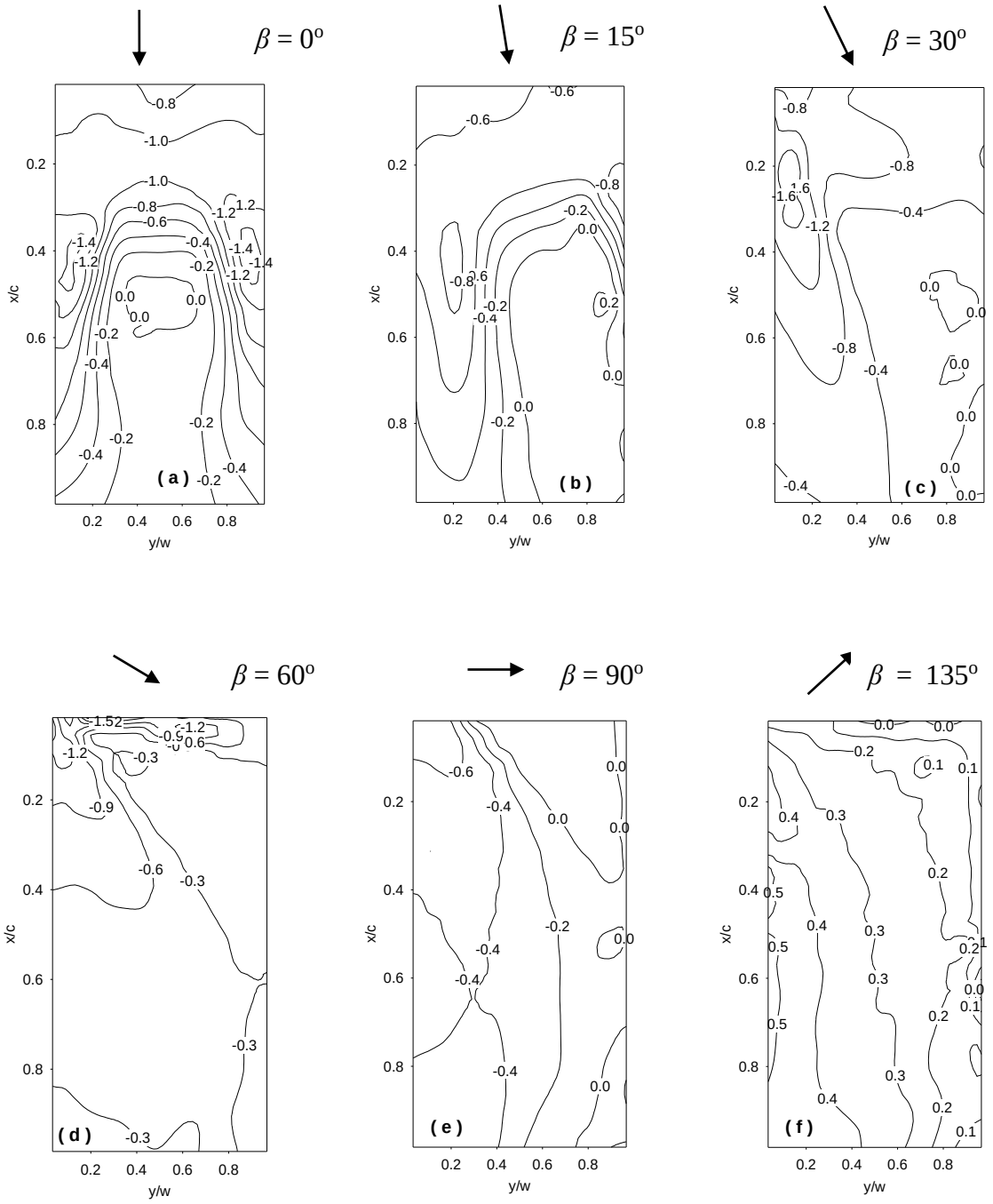
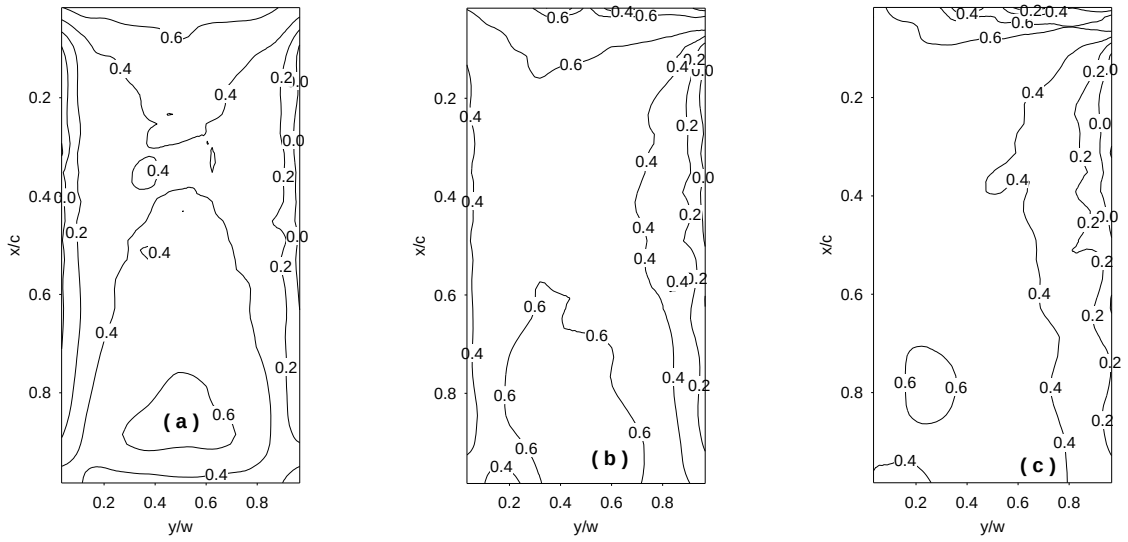


Figure 2: Contour plots of $C_{p,up}$ for Case A;
(a) β = 0 deg, (b) β = 15 deg, (c) β = 30 deg, (d) β = 60 deg,
(e) β = 90 deg and (f) β = 135 deg

The mean pressure distributions on the lower surface ($C_{p,low}$) for Case A are shown in Fig. 3. At β = 0 deg (Fig. 3a), the pressure is positive, so it acts in the upward direction. The highest positive pressure coefficient ($C_{p,low} \approx 0.6$) is observed near the front and rear edges. This is caused by the blocking effect of the inclined solar collector. When the wind is at a slightly oblique angle, β = 15 deg (Fig. 3b), the pressure pattern shifts in a counterclockwise direction, which is similar to the observation for the upper surface pressure pattern. Chuang [12] indicated that there is less blocking effect on the lower surface of an inclined solar collector with increasing β. The higher positive pressure region is expanded at the front and rear of the inclined solar collector, resulting in a higher bending moment than for β = 0 deg. At β = 30 deg (Fig. 3c), a relatively flat streamwise pressure pattern is observed. The largest positive values decrease when β increases, as shown in Figs. 3d and 3e. Further, the distribution of the pressure coefficients at β = 135 deg shows a region of negative pressure coefficient along the left edge. The largest negative pressure coefficient has a value of -2.5, at the left corner, near the rear edge.



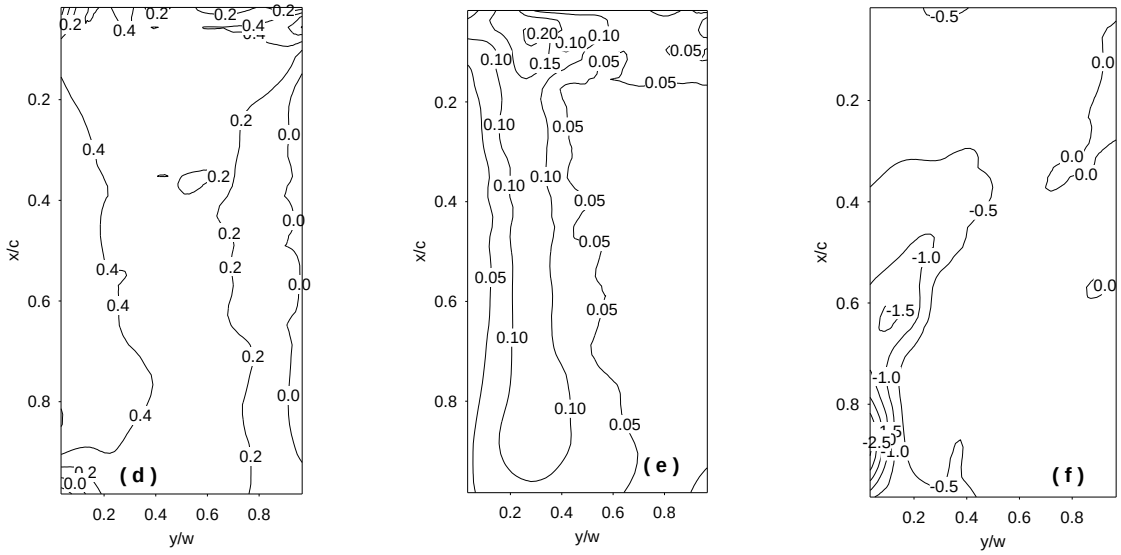


Figure 3: Contour plots of $C_{p,low}$ for Case A;
(a) β = 0 deg, (b) β = 15 deg, (c) β = 30 deg, (d) β = 60 deg,
(e) β = 90 deg and (f) β = 135 deg

The $C_{p,up}$ distributions for Case B are shown in Fig. 4. At β = 0-60 deg, the presence of the horizontal cylinder results in less negative pressure coefficient (or decreased separation strength) near the front edge. For example, the lowest $C_{p,up}$ values at β = 0 deg are -1.0 and -0.4, for Case A and Case B, respectively. It is also noted that the location of side-edge vortices moves upstream. When β increases (= 15- and 30- deg), there is more negative pressure coefficient near the left upwind corner, which indicates greater suction force. At β = 90- and 135- deg, the $C_{p,up}$ distributions are similar to those for Case A. On the lower surface, the $C_{p,low}$ distributions are shown in Fig. 5. In comparison with Case A, it can be seen that the horizontal cylinder has only a minor influence on $C_{p,low}$ near the front edge, for all test cases.

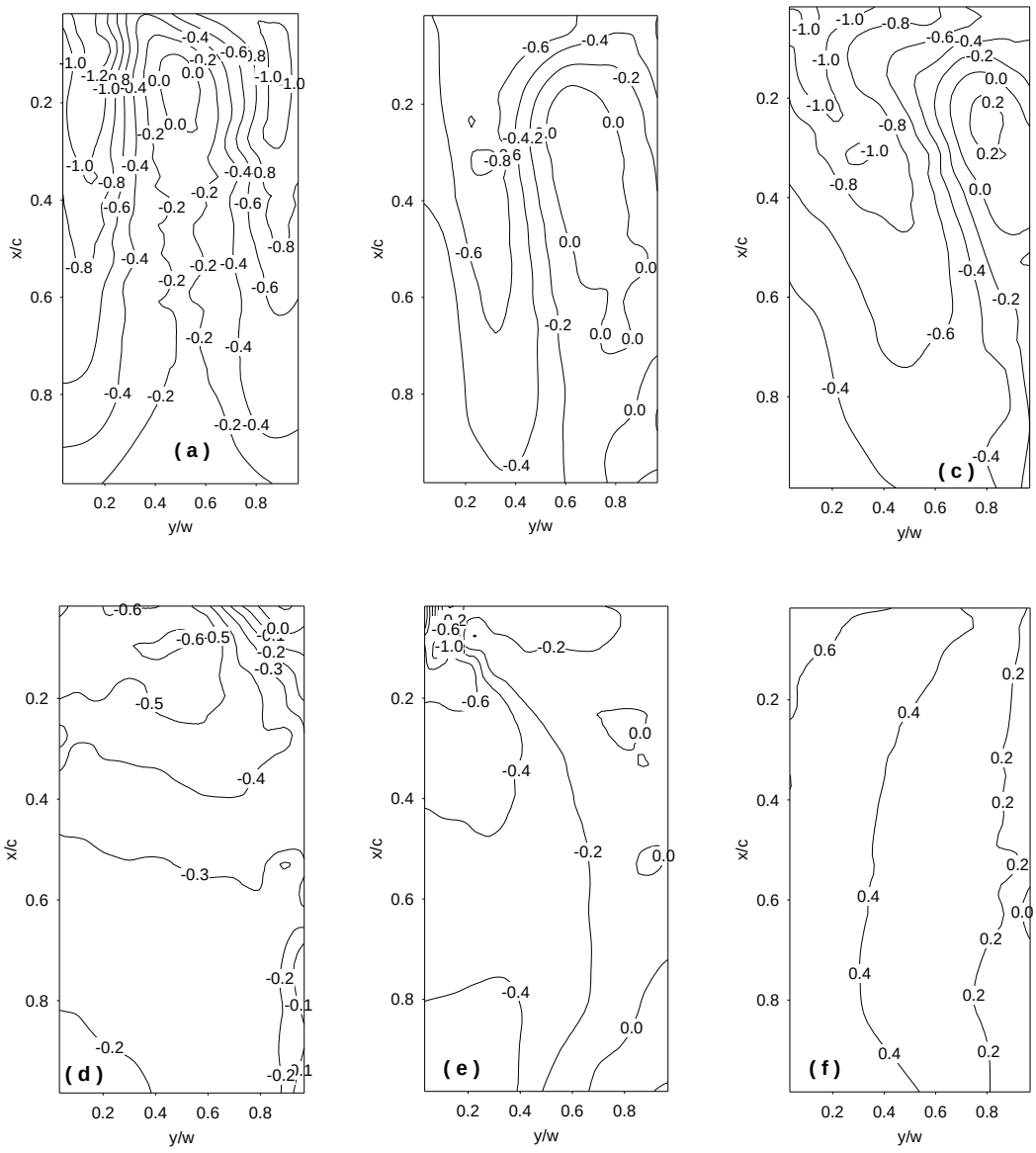


Figure 4: Contour plots of $C_{p,up}$ for Case B;
(a) β = 0 deg, (b) β = 15 deg, (c) β = 30 deg, (d) β = 60 deg,
(e) β = 90 deg and (f) β = 135 deg

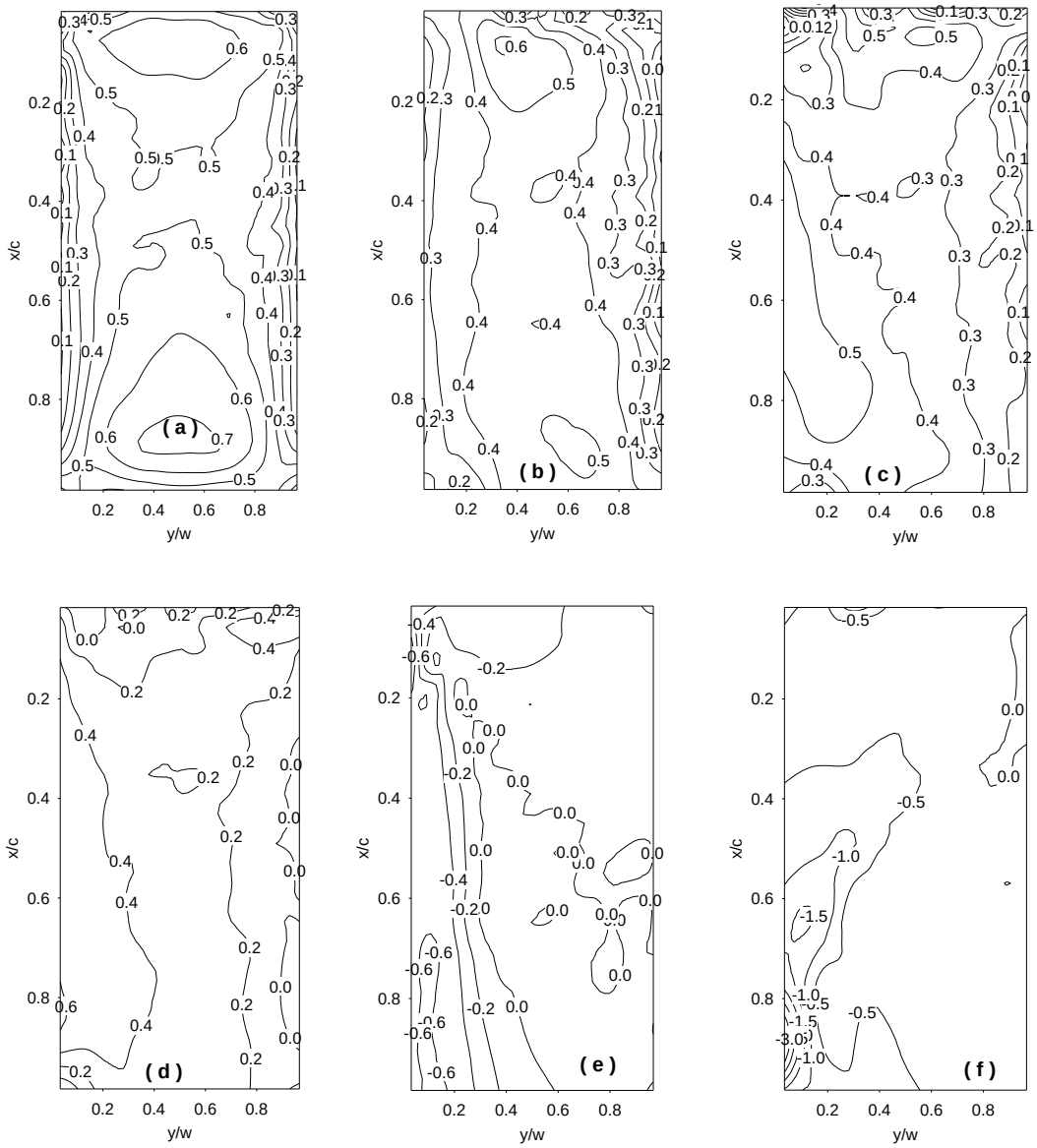


Figure 5: Contour plots of $C_{p,low}$ for Case B;
(a) β = 0 deg, (b) β = 15 deg, (c) β = 30 deg, (d) β = 60 deg,
(e) β = 90 deg and (f) β = 135 deg

The surface pressure patterns on the upper and lower surface of the inclined solar collector demonstrate that there are higher wind loads at smaller oblique angle of wind incidence, corresponding to higher suction force on the upper surface. At β = 30 deg, the distributions of the differential pressure coefficient, ΔC_p, for Cases A and B are shown in Fig. 6. The peak values of ΔC_p near the upwind left corner are -2.0 and -1.4 for Case A and Case B, respectively. This demonstrates that the uplift force on the inclined solar collector is smaller when the horizontal cylinder is present (Case B).

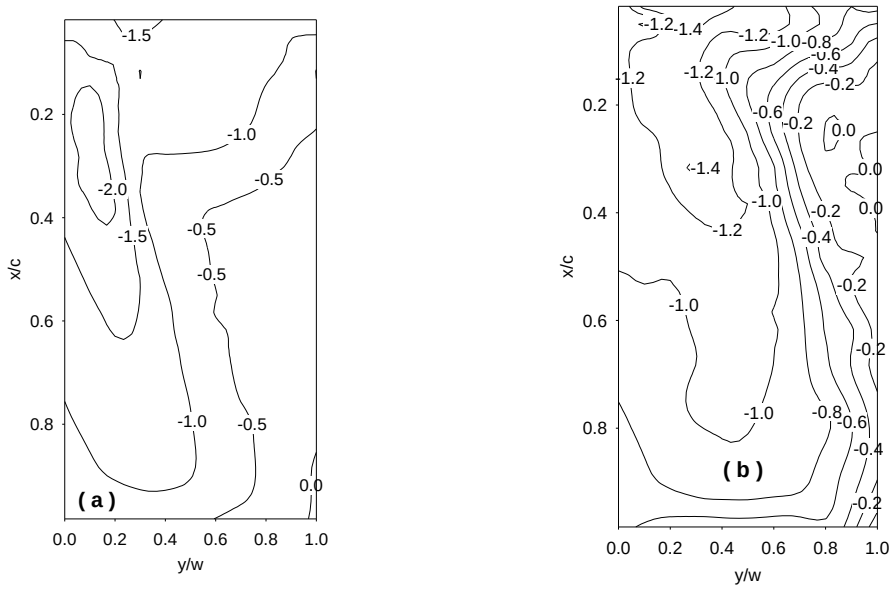


Figure 6: Contour plots of ΔC_p at β = 30 deg;
(a) Case A and (b) Case B

3.1 Characteristics of Surface Pressure Fluctuation

It is known that fluctuating loads affect the safety and the fatigue life of structures [13]. For Case A, the distributions of the fluctuating pressure coefficient on the upper surface, $C_{\sigma p,up}$, for all test cases, are shown in Fig. 7. At β = 0 deg, there are two regions of greater pressure fluctuations, caused by the interaction of the front-edge separation bubble and the side-edge vortices. When β increases (β = 15-60 deg), the peak value for $C_{\sigma p,up}$ is observed near the upwind left corner. This pattern reveals the possible presence of conical vortices on an inclined solar collector at oblique wind incidence. This is more evident than is shown by the $C_{p,up}$ distribution, in Fig. 2. Note that the highest $C_{\sigma p,up}$ value of 0.5 occurs at β = 30 deg. When β = 90- and 135- deg, the inclined solar collector is subject to smaller pressure fluctuations than at smaller oblique angles of wind incidence.

For Case B, examples of $C_{\sigma p,up}$ contours (β = 0-, 30- and 60- deg) are shown in Fig. 8. It is seen that the presence of the horizontal cylinder results in smaller pressure fluctuations. At β = 0 deg, the peak value of $C_{\sigma p,up}$ is approximately 0.25, which is less than the pressure fluctuations for Case A (= 0.40). In addition, the two regions of high pressure fluctuations disappear, because of the effect of the horizontal cylinder on the separation, near the front edge. Figs. 8b and 8c also show smaller pressure fluctuations due to weaker conical vortices.

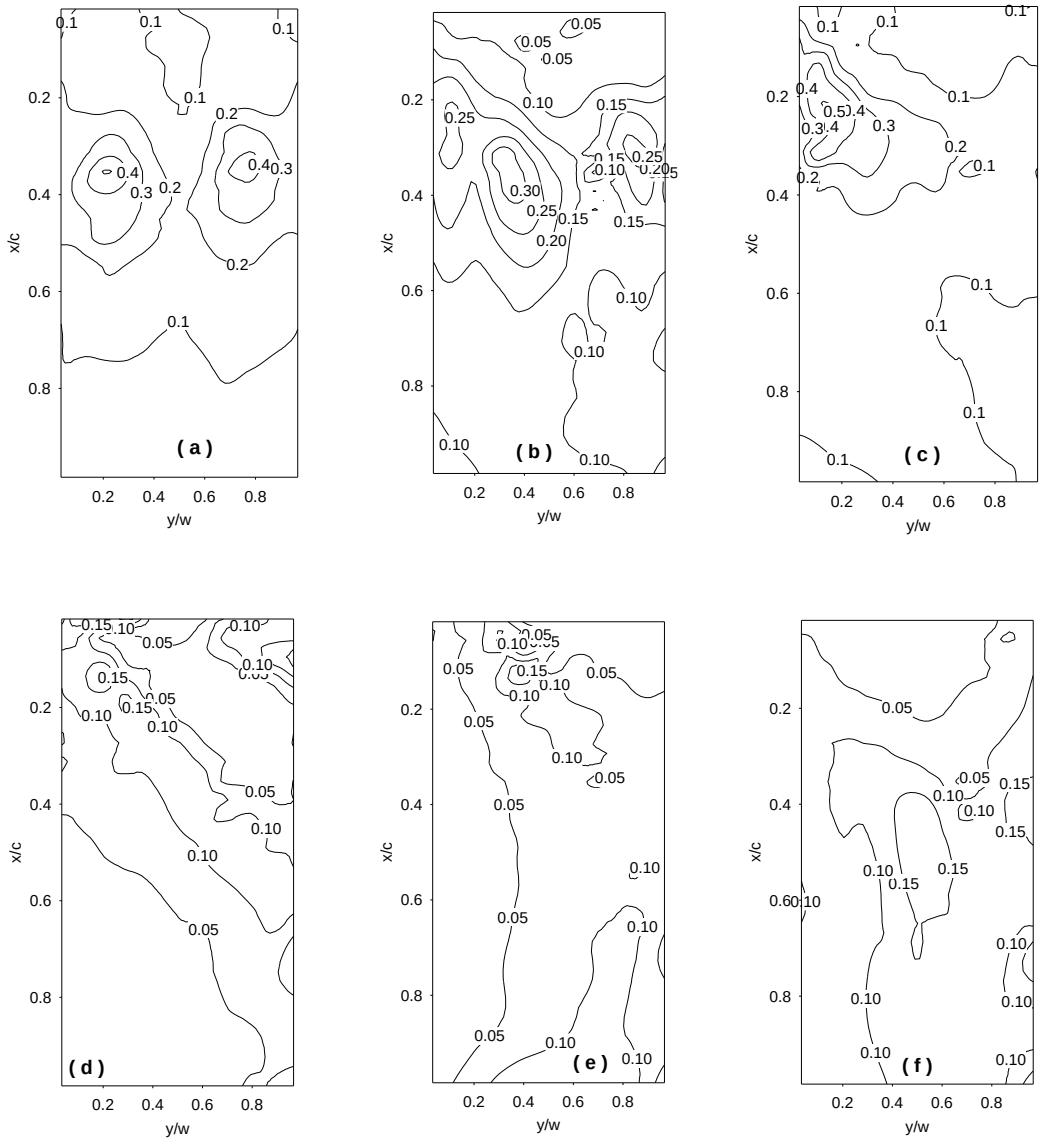


Figure 7: Contour plots of $C_{\sigma p,up}$ for Case A;
(a) β = 0 deg, (b) β = 15 deg, (c) β = 30 deg, (d) β = 60 deg,
(e) β = 90 deg and (f) β = 135 deg

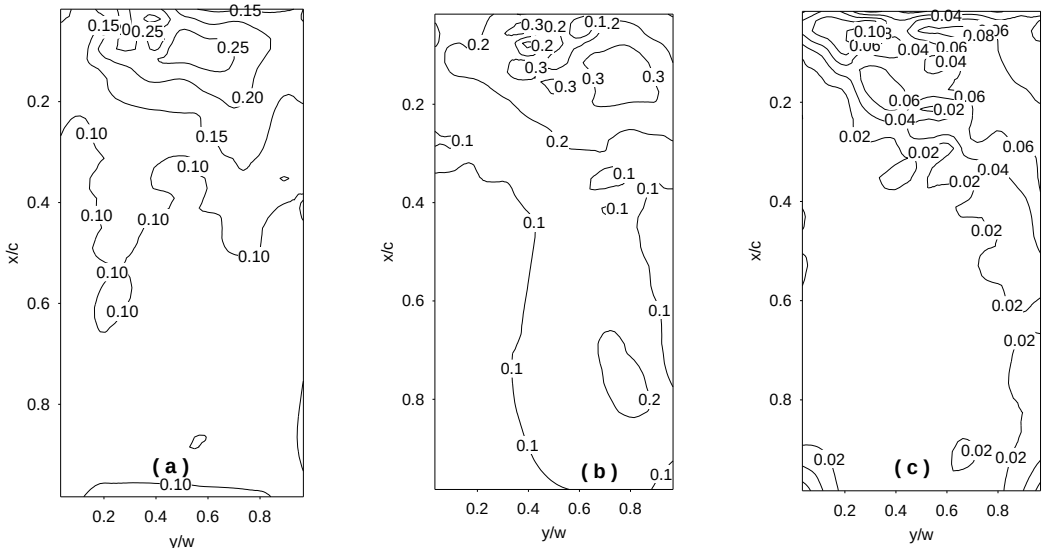


Figure 8: Contour plots of $C_{\sigma p,up}$ for Case B;
(a) β = 0 deg, (b) β = 30 deg and (c) β = 60 deg

3.3 Lift Forces on an Inclined Flat Plate

The lift coefficient, C_L, of the inclined solar collector is evaluated by integrating the ΔC_p distribution. The results are shown in Fig. 9. It is seen that the magnitude of C_L varies with β and that the lift force occurs mainly because of suction on the upper surface. For Case A, C_L has almost the same magnitude at β = 0- and 30- deg. A larger value is observed at β = 15 deg. At β > 60 deg, it appears that C_L increases linearly with β. Note that the lift force is close to zero at β = 90 deg. For Case B, the variation in C_L with β follows a similar trend as that for Case A. However, the value of C_L is higher, which indicates a lower uplift force. Further, the reduction in the uplift force due to the presence of a horizontal cylinder is of interest. The data are shown in Fig. 10. At angles of wind incidence between β = 0- and 30- deg, ΔC_L (= $C_{L,Case\,A}$ - $C_{L,Case\,B}$) decreases as β is increased. The effect of the horizontal cylinder is less significant when β is increased. It is also seen that the value of ΔC_L has almost the same magnitude at β = 30- and 60- deg. When wind blows along the inclined solar collector's span (β = 90 deg), the value of ΔC_L is close to zero. At β = 135 deg, the value of ΔC_L becomes negative. There is higher uplift force for Case B.

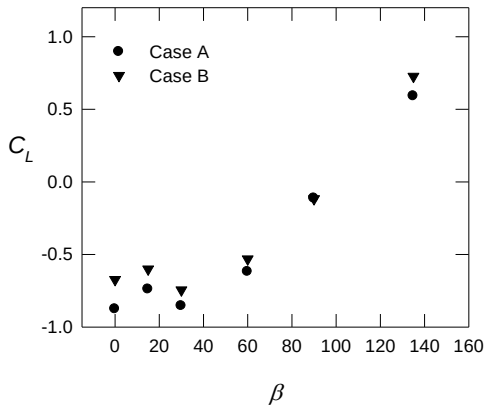


Figure 9: Lift coefficient

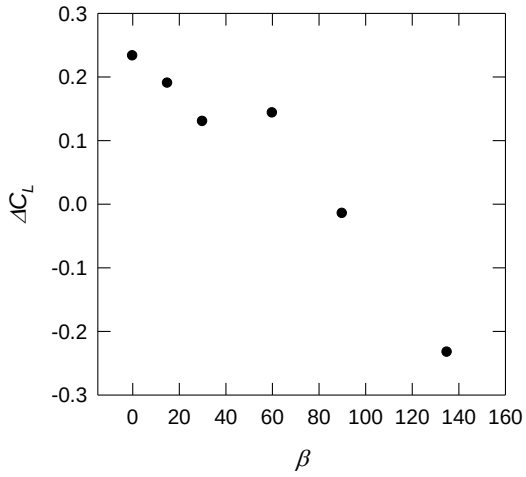


Figure 10: The variation in the lift coefficient with and without a horizontal cylinder.

4. Conclusions

This study investigates the effect of wind incidence (β = 0-135 deg) on the mean and fluctuating pressures on an inclined solar collector on the ground, with and without the presence of a horizontal cylinder. For the test case of an inclined solar collector only, there are regions of higher suction on the upper surface near the windward corner, for values of β between 15- and 60- deg. The higher positive pressure region is expanded at the front and rear of the lower surface, which results in a higher bending moment than that at β = 0 deg. When wind blows over the lower surface (β = 135 deg), a region of negative pressure coefficient along the left edge on the lower surface is observed. The fluctuating pressure pattern reveals the possible presence of conical vortices, particularly at β = 30 deg. The presence of a horizontal cylinder results in less negative pressure coefficient and smaller pressure fluctuations on the upper surface near the front edge. There is a minor influence on the pressure contours on the lower surface, and a minor variation in the lift force on the inclined solar collector at β < 60 deg.

With an increase in the value of β, the lift coefficient increases linearly. The presence of a horizontal cylinder results in a reduction in the uplift force.

4. 參考文獻

[1] A. Radu, E. Axinte, and C. Theohari, "Steady wind pressures on solar collectors on flat-roofed buildings," *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 1986, Vol.23, pp.249-258.

[2] A. Radu, and E. Axinte, "Wind forces on structures supporting solar collectors," *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 1989, Vol. 32, Issue 1-2, pp.93–100.

[3] K.M. Chung,, K.C. Chang, and Y.M. Liu, "Reduction of wind load on a solar collector model," *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2008, Vol. 96, Issue 8-9, pp. 1294–1306.

[4] K.M. Chung, C.C. Chou, K.C. Chang, and Y.J. Chen, "Wind loads on a residential solar water heater," *J. Chinese Institute of Engineers*, 2013, Vol. 36, Issue 7, pp. 870-877.

[5] K.M. Chung,, K.C. Chang, and C.C. Chou, "Wind loads on residential and large-scale solar collector models," *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2011, Vol. 99, Issue 1, pp. 59-64.

[6] K.M. Chung, C.C. Chou, K.C. Chang, and Y.J. Chen, "Effect of a vertical guide plate on the wind loading of an inclined flat plate," *Wind and Structures*, 2013, Vol. 17, No. 5, pp. 537-552.

[7] G.A. Kopp, D. Surry, and K. Chen, "Wind loads on a solar array." *Wind and Structures*, 2002, Vol. 5, No. 5, pp. 393–406.

[8] M. Gohlke, J.F. Beaudoin, M. Amielh, and F. Anselmet, "Experimental analysis of flow structures and forces on a 3D-bluff-body in constant cross-wind," *Experiment in Fluids*, 2007, Vol. 43, No. 4, pp. 579-594.

[9] G.S. Wood, R.O. Denoon, and K.C.S. Kwok, "Wind loads on industrial solar panel arrays and supporting roof structure," *Wind and Structures*, 2001, Vol. 4, No. 6, pp. 481–494.

[10] H.P.A.H. Irwin, K.R. Cooper, and R. Girard, "Correction of distortion effects caused by tubing systems in measurements of fluctuating pressures," *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 1979, Vol. 5, Issue 1-2, pp. 93-107.

[11] H. Kawai, and G. Nishimura, "Characteristics of fluctuating suction and conical vortices on a flat roof in oblique flow," *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 1996, Vol. 60, Issue 1-3, pp. 155-166.

[12] C.C. Chuang, "Numerical studies of the lift and drag of a solar collector with wind incidence," 2013, Master thesis, Department of Aeronautics and Astronautics, National Cheng Kung University.

[13] J.D. Holmes, "Fatigue under along-wind loading: closed-form Solutions," *Engineering Structures*, 2002, Vol. 24, Issue 1, pp. 109-114.

Aerodynamic Loading of Solar Trackers on Flat-Roofed Buildings

曹盛哲[1] 蔡易廷[1] 朱佳仁[2]

[1]國立中央大學土木工程系研究生

[2]國立中央大學土木工程系教授

Abstract

This study uses wind tunnel experiments to investigate the aerodynamic loading on the solar tracker installed on a flat-roof building. The pressure distributions of a flat, rectangular solar tracker are measured for different wind directions, azimuth angles, inclined angles and pedestal heights. The experimental results reveal that the maximum wind load occurs when the relative wind direction is 0°, while the maximum suction (negative net pressure) occurs when the relative wind direction is 180°, and the absolute value of the maximum suction is greater than the maximum positive pressure for the same tracker height and inclined angle. In addition, due to the separation shear layer on the building roof, the wind load decreases as the tracker height decreases.

Keywords: Solar tracker, Building roof, Wind load, Wind tunnel experiment.

1. Introduction

Solar tracker installed on the building roof has the advantage of acquiring the solar energy close to the energy user and require no additional land for the collectors (see Figure 1). However, the high wind speed on the building roofs may cause damage to the solar panels, especially in the typhoon-prone areas like Taiwan. Therefore, the wind loads of the solar panels are of great interest to the engineers. The wind load of the solar panels installed on the building roofs is dependent on the building configuration, roof slope, tilted angle of the collector, row spacing, collector height, parapet height and the offset from the leading edge of the building roof (Kopp and Banks, 2013).

Most previous studies used wind tunnel experiments to determine the force coefficients of the solar panels. For example, Radu et al. (1986) experimentally investigated the steady wind pressure on solar panels on flat-roofed buildings. Their results revealed that the wind load is significantly reduced by the sheltering effects of the first row of collectors and of the building itself. Peterka et al. (1989) studied the mean and peak wind loads on rectangular and circular heliostats on the ground in a boundary layer wind tunnel. They measured the horizontal and vertical forces, moments about horizontal and vertical axes of the heliostat. Their results showed that the wind load is higher than predicted from results obtained in a uniform, low-turbulence flow due to the presence of turbulence.

Meroney and Neff (2010) used wind tunnel experiments and Computational Fluid Dynamics models to explore the wind load on the photovoltaic (PV) modules on a tilted roof in the wind direction 0° and 180°. They found that the numerical models of RNG κ-ε and k-omega turbulence model provided a reasonable agreement with the measured wind loads, whereas the k-epsilon model failed to replicate the experimental results.

Pfahl and Uhlemann (2011) measured the drag, lift and pitching moment coefficients of a heliostat model on the ground in a high-pressure wind tunnel for two inclined angles (0° and 4°). Their results confirmed that the force coefficients of the heliostat were independent of the Reynolds number when Reynolds number was in the range of $2.2 \times 10^5 \sim 1.7 \times 10^6$. Pfahl et al. (2011) used a high frequency force balance and pressure sensors to measure the wind load of heliostats of different aspect ratios. Their results demonstrate that the mean force coefficients were insensitive to the aspect ratio of the heliostat, but the peak pressure and moment coefficients were dependent on the aspect ratio.

Kopp et al. (2012) used an atmospheric boundary layer wind tunnel to investigate the wind load of the solar arrays placed on the ground and on building roof. Their results show that when wind direction $\theta = 180^o$, the pressure coefficients on most rows were positive and the first windward row has the largest uplift force. The maximum root mean square (rms) pressure coefficient C_{prms} occurred at the first row. The uplift force of the roof-mount arrays is smaller than that of the arrays placed on the ground. Banks (2013) experimentally examined the wind load on the solar arrays on the roof of a low-rise flat-roof building, and found that, due to the corner vortices on the building roof, wind loads were significantly higher than that the arrays aligned with the building axes. Also, the uplift wind load is related to the direction of solar panel relative to the corner vortices, the position of the panel relative to the vortex reattachment and the proximity of the panel to the vortex-originating corner.

Stathopolous et al. (2014) employed wind tunnel experiments to investigate the influences of the building height, location, inclination angle and wind direction on the peak pressures and force coefficients of the solar panels installed on flat building roofs. Their results revealed that the effect of building height on the wind load of solar panel is minimal, whereas the corner panels were subjected to higher net pressures.

In view of the above studies, most experiments set their solar panels parallel to the edges of the building roofs (the azimuth angle between the solar panel and the roof edge $\alpha = 0^o$). Their results may not be applicable to the photovoltaic solar tracker that the azimuth angle with the building edge will change over time. The conical vortices on the building roof may generate considerable aerodynamic load on the solar tracker when $\alpha \neq 0^o$. Therefore, there is a need to understand the influences of the azimuth angle on the wind loads of solar trackers on rooftops. The objective of this study is to examine the influences of wind direction, azimuth angle, inclined angle and pedestal height on the aerodynamic loading of tilted solar tracker on flat-roofed buildings. A series of wind tunnel experiments were conducted to measure the surface pressures on the solar tracker under various flow conditions.

2. Experimental setup

The experiments were conducted in a suction-type, open circuit wind tunnel. The total length of the wind tunnel is 30 m, the test section is 18.5 m long, 3.0 m wide and 2.1 m high. A prism-shaped building model of the height H = 0.6 m, width W = 0.3 m and length L = 0.3 m was placed on the centerline of the test section, 15 m from the entrance of the test section. The approaching flow was a boundary layer flow, generated by the barrier, spires and roughness elements (50 mm x 50 mm x 50 mm) placed on the floor of the test section. The turbulent velocities of the approaching flows were measured by a thermal anemometer (IFA300, TSI Inc.) and a two-dimensional hot-film sensor (1241-20, TSI Inc.). The sampling frequency was 200 Hz, the sampling duration was 163.84 sec. The vertical profiles of time-averaged velocity U(z) was fitted to a power law function:

$$\frac{U(z)}{U_0} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^n \tag{1}$$

where U_o is the free-stream wind speed outside the boundary layer, δ is the thickness of the boundary layer, and n is the exponent. The free-stream velocity U_o = 10 m/s, the value of δ = 1.45 m, n = 0.21. The velocity at the building roof (z = H) is U_H = 8.3 m/s. The profile of stream-wise turbulence intensity I_u (= $\sigma_u(z)/U(z)$) was fitted to an empirical curve:

$$I_u(z) = A \times \exp\left(-B\frac{z}{\delta}\right) \tag{2}$$

The value of A = 0.272, B = 1.15 and the turbulence intensity at the building height $I_u(z = H)$ = 16.9%. The Reynolds number is defined as:

$$Re = \frac{U_H \times H}{\nu} \tag{3}$$

where ν is the kinematic viscosity of air. The Reynolds number of the experiment is = 3.2 x 10^5.



Figure 1. Photograph of solar trackers on a building roof with parapet.

A scale-down rectangular, flat tracker model (Length L_s = 75 mm, width W_s = 125 mm and thickness 2 mm) was installed at the center of the building roof. The scale ratio of the tracker was 1:40, and the aspect ratio W_s/L_s = 1.67. The offset from the leading edge of the roof to the pedestal of the tracker model was 0.15 m. The height h_s of the tracker pedestal (from the building roof to the center of the tracker) was changed to study its effect on the wind load (see Figure 2). Using this tracker model, the pedestal height h_s, the wind direction θ, the azimuth angle α and the inclined angle β of the tracker could be adjusted independently. Three different pedestal heights h_s = 15, 22 and 32 mm (equivalent to the height 0.6 m, 0.90 m and 1.30 m in full-scale tracker) were studied in the experiment. For pedestal height h_s = 0.6 m, the ground clearance from the lower edge of the tracker to the roof h_c = 0. The maximum blockage ratio of the building and the tracker in the wind tunnel was 3.10%. This satisfies the requirement suggested by Kopp and Banks (2013) that the blockage ratio should be less than 8%.

There were 24 pressure taps (1.5 mm in diameter) flush to the upper and lower sides (12 taps on each side) of the tracker model. The vertical and horizontal spacing between the taps

were 20 mm and 25 mm, respectively. The pressure taps were connected with short tubings (length 0.3 m) through the roof to a pressure module placed inside the building model. The pressures were measured by a multi-channel, high-speed pressure scanner (ZOC33/64PX, Scanivalve Inc.). The measuring range of the pressure sensor was ± 2758 Pa, with a resolution of ±2.2 Pa. The sampling frequency was 250 Hz, the sampling duration was 65.53 sec, corresponding to a period of 30 min in full-scale buildings. The flow disturbance caused by the tubings was checked by comparing the pressure measurement of several standard cases (inclined angle $\beta = 0^o$ and 90°). The discrepancy between the results with and without the tubings around the tracker model was minimal.

The pressure coefficient is defined as:

$$C_p = \frac{P - P_0}{0.5\rho U_H^2} \tag{4}$$

where P_o is the reference pressure measured well above the building (x = -3H, z = 2.5 H), U_H is the undisturbed wind speed at the building height, ρ (= 1.20 kg/m^3) is the density of the air. The aerodynamic loading of the solar tracker can be calculated from the pressure distribution on the upper and lower sides of the solar tracker. The area-averaged pressure coefficient C_p is calculated as:

$$C_p = \frac{\sum_{i=1}^{12} C_{pi} \times A_i}{\sum_{i=1}^{12} A_i} \tag{5}$$

where C_{pi} is the time-averaged pressure coefficient of i-th tap, A_i is the area around i-th pressure tap. The net pressure coefficient C_{pn} of the solar tracker is defined as:

$$C_{pn} = C_{pu} - C_{pl} \tag{6}$$

where C_{pu} and C_{pl} is the area-averaged pressure coefficients on the upper and lower faces of the solar tracker, respectively. Based on the net pressure coefficient, the drag and lift coefficients can be calculated as:

$$C_D = \left|C_{pn}\right| \times \sin\beta \tag{7}$$

$$C_L = -C_{pn} \times \cos\beta \tag{8}$$

where $\beta = 23^o$ is the inclined angle of the solar panel.

3. Result and Discussion

This section presents the measured pressure coefficients of the solar tracker of different azimuth angles. The wind direction was fixed $\theta = 0^o$ (normal to the windward façade of the building). The azimuth angle was varied in the range of $\alpha = 0^o \sim 180^o$ for every 22.5^o. The experiment included three different pedestal heights h_s = 15, 22 and 32 mm. The height of the parapet $h_p = 0$ and the inclined angle $\beta = 23^o$. The inclined angle $\beta = 23^o$ was chosen because it is the average latitude of Taiwan and the solar tracker will have the best energy efficiency when the inclined angle is around 23°.

Figure 3 shows the area-averaged pressure coefficients of different azimuth angles. As can be seen, the pressure coefficients on the upper side C_{pu} and lower side C_{pl} of the tracker both were negative. For Case A (pedestal height h_s = 15 mm), the values of C_{pu} and C_{pl} were

around -0.60 and did not change significantly with the azimuth angle. This led to the net pressure coefficient C_{pn} close to zero, regardless of the azimuth angle. This was owing to the tracker was within the separation shear layer on the building roof when h_s = 15 mm, and the shear layer reduced the wind speed and the influence of azimuth angle on the wind load. For Cases B and C (h_s = 22 mm and 32 mm), as the azimuth angle increased, the suction (negative pressure) on the upper side C_{pu} increased and the lower suction C_{pl} decreased slightly. The resulting net pressure coefficient, C_{pn}, was positive when the azimuth angle $\alpha < 90^o$, since the wind was coming from the upper side of the tracker. When $\alpha > 90^o$, the net pressure coefficient became negative, $C_{pn} < 0$, and the tracker got an uplift force.

In order to study the effect of wind direction on the wind load of the tracker on the roof, the azimuth angle was fixed as $\alpha = 0^o$ and 45°, while the wind direction θ was varied in the range of $0^o \sim 180^o$ for every 22.5^o. The height of the parapet $h_p = 0$, inclined angle $\beta = 23^o$, the pedestal height h_s = 22 mm and 32 mm. Figure 4 shows the relationship between the area-averaged pressure coefficients and the relative attack angle, $\theta - \alpha$. The upper side of the solar tracker was directly facing the wind when the wind direction $\theta = 45^o$ and the azimuth angle $\alpha = 45^o$, therefore the relative attack angle $\theta - \alpha = 0^o$. Similar to the results of different azimuth angles, the pressure coefficient C_{pu} and C_{pl} both were negative. As can be seen, the results of $\alpha = 0^o$ were different from that of $\alpha = 45^o$ for the same pedestal height h_s = 22 mm. The maximum value of C_{pn} occurred at $\theta - \alpha = 45^o$ when azimuth angle $\alpha = 0^o$ (Case D), while the maximum C_{pn} of azimuth angle $\alpha = 45^o$ (Case E) occurred at $\theta - \alpha = 0^o$. Also, the variation range of net pressure coefficient C_{pn} (-0.90 ~ 0.90) was larger than the range of C_{pn} (-0.40 ~ 0.20) under different azimuth angles. This indicates that the influence of the relative attack angle, $\theta - \alpha$, on the wind load was more important than that of azimuth angle, α.

Figure 5 compares the net pressure coefficients, C_{pn}, of the solar trackers with inclined angle $\beta = 23^o$ and $\beta = 45^o$, the pedestal height h_s = 22 mm. As can be seen, the maximum net pressure and the absolute value of the minimum pressure of inclined angle $\beta = 45^o$ were greater than those of the inclined angle $\beta = 23^o$. Note that in Figure 5(a), when the azimuth angle $\alpha = 0^o$, the maximum net pressure coefficient of both inclined angles occurred when the wind direction $\theta = 45^o$, while the minimum net pressure (maximum suction) occurred when the wind direction $\theta = 135^o$. On the other hand, when azimuth angle $\alpha = 45^o$, the maximum value of C_{pn} occurred at $\theta - \alpha = 0^o$, while the minimum value of C_{pn} occurred at $\theta - \alpha = 180^o$ (see Figure 5(b)).

Moreover, the maximum net pressure, C_{pn} = 1.30, of the azimuth angle $\alpha = 45^o$ was larger than the maximum net pressure, C_{pn} = 1.20, of the azimuth angle $\alpha = 0^o$. The maximum suction, C_{pn} = -1.40, of the azimuth angle $\alpha = 45^o$ was also larger than the maximum net pressure, C_{pn} = -1.20, of the azimuth angle $\alpha = 0^o$. These large wind loads were caused by the conical vortices on the building roof.

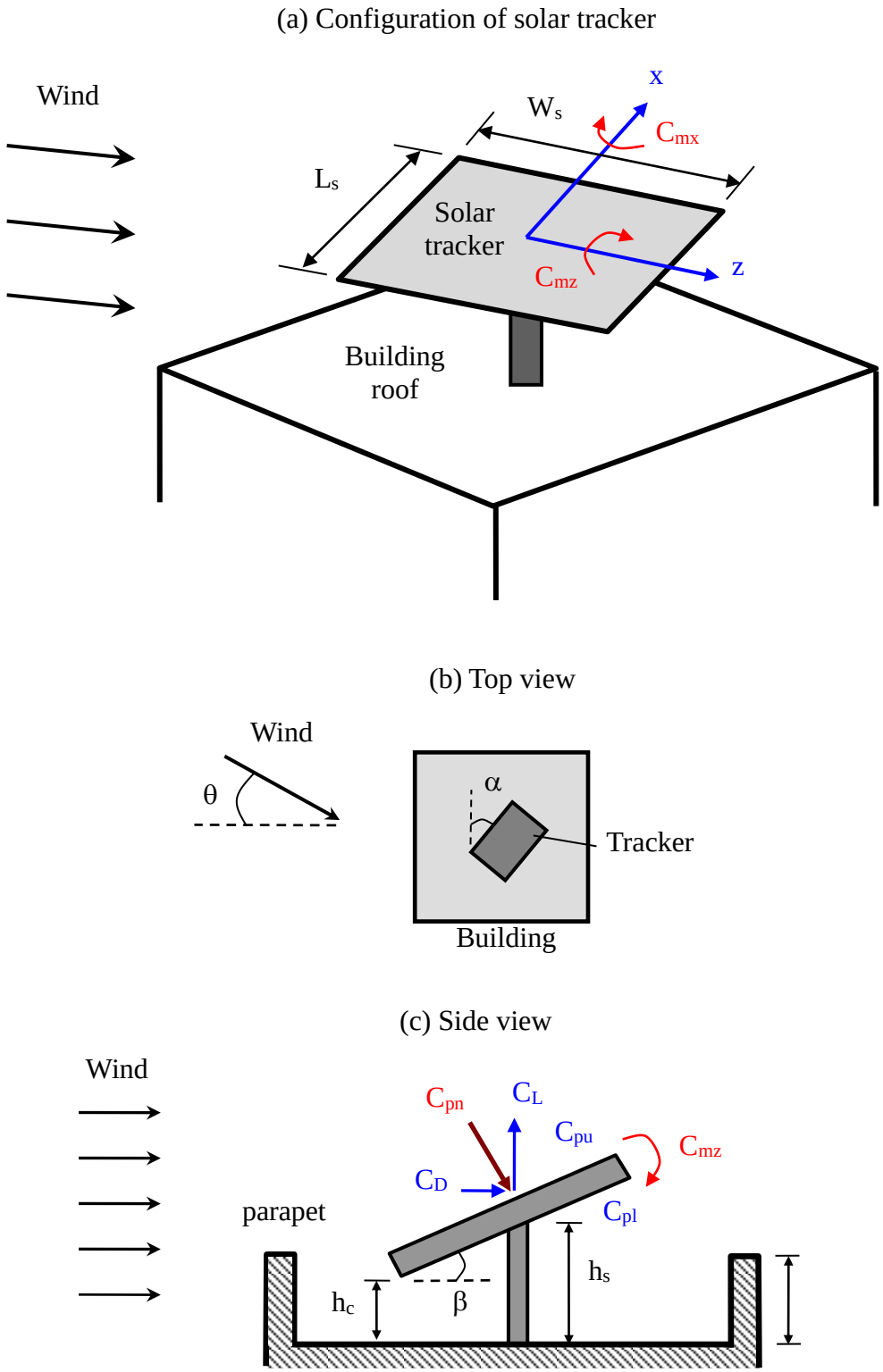


Figure 2. Schematic diagram of the solar tracker on building roof. (a) configuration of solar tracker; (b) top view; (c) side view of the building roof with parapet.

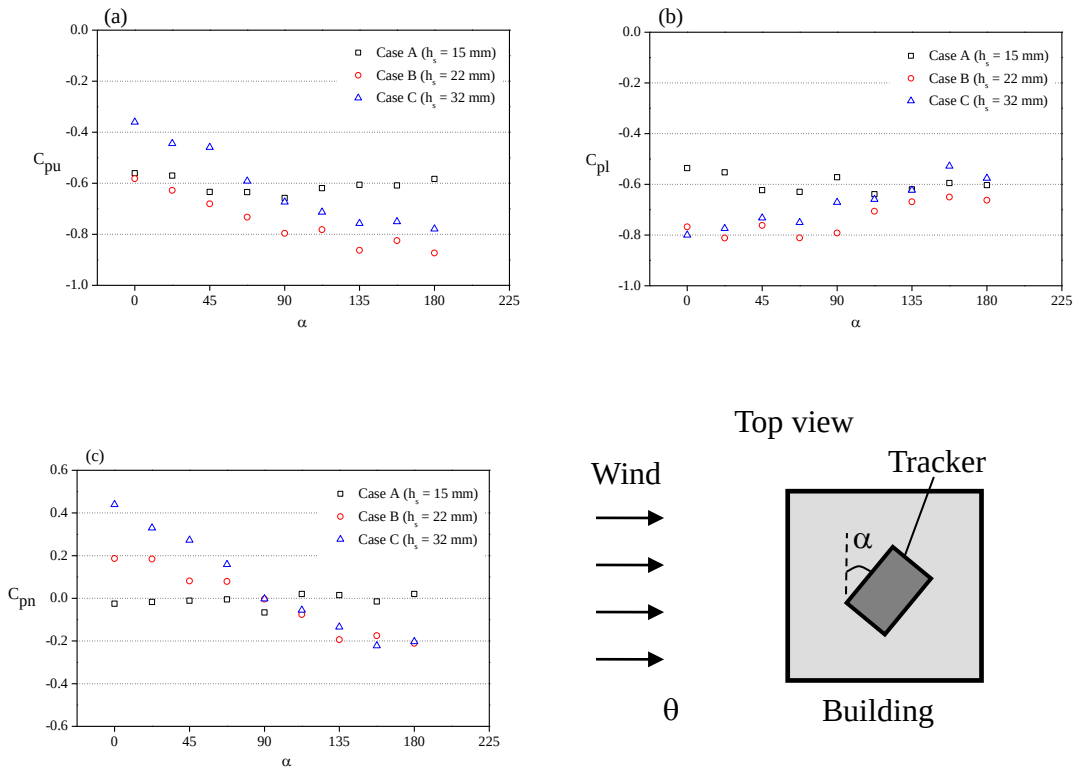


Figure 3. Relationship between azimuth angle and area-averaged pressure coefficients for different pedestal heights (Cases A, B and C). Wind direction θ = 0 and inclined angle β = 23º. (a) pressure coefficient on the upper side; (b) pressure coefficient on the lower side; (c) net pressure coefficient.

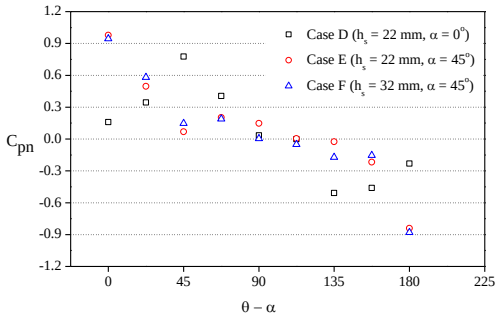


Figure 4. Relationship between relative attack angle and area-averaged pressure coefficients (Cases D, E and F). The azimuth angle α = 0º and 45º, inclined angle β = 23º. Net pressure coefficient.

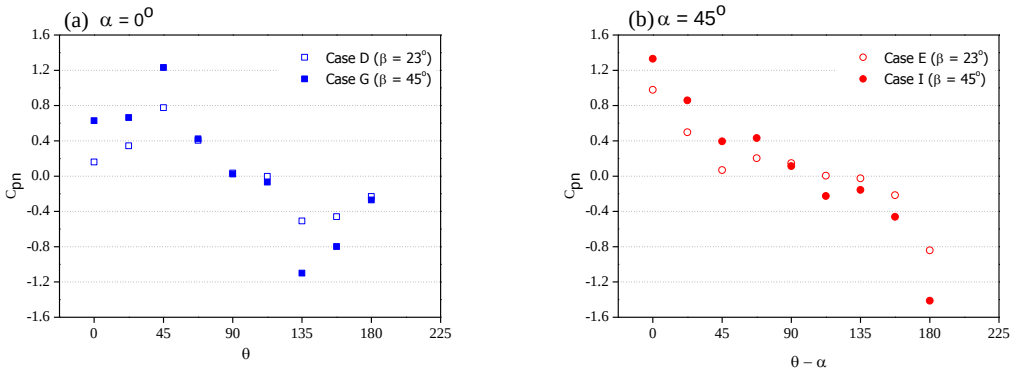


Figure 5. Comparison of area-averaged pressure coefficients of two different inclined angles $\beta = 23^o$ and 45°, the pedestal height $h_s = 22$ mm. (a) net pressure coefficient of azimuth angle $\alpha = 0^o$; (b) net pressure coefficient of azimuth angle $\alpha = 45^o$.

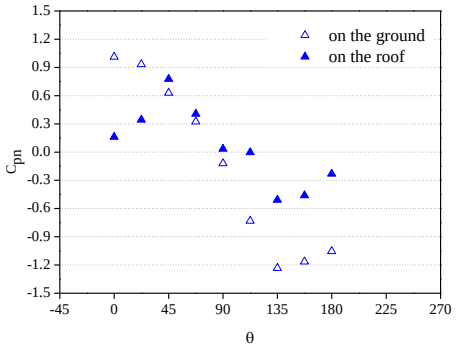


Figure 6. Comparison of area-averaged pressure coefficients of the solar trackers on the ground and on the building roof ($\alpha = 0^o$). The inclined angle $\beta = 23^o$, pedestal height $h_s = 22$ mm. Net pressure coefficient.

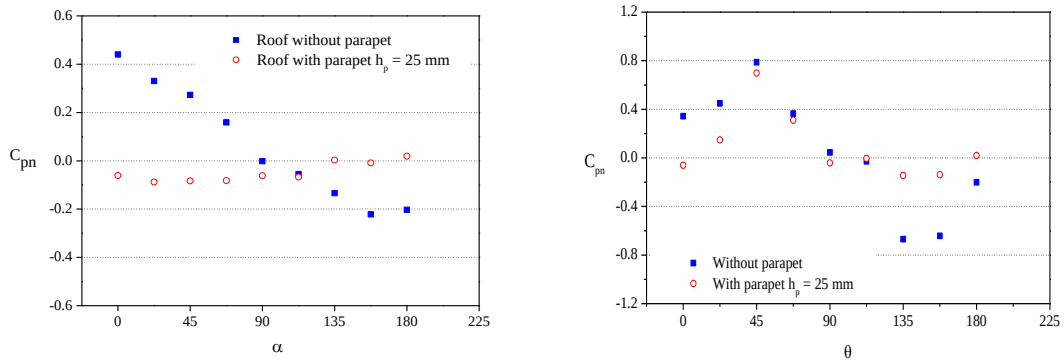


Figure 7. Comparison of the net pressure coefficients of the solar trackers on the building roofs without and with the parapet. The wind direction $\theta = 0^o$, inclined angle $\beta = 23^o$ and pedestal height $h_s = 32$ mm.

The area-averaged pressure coefficients of the solar tracker on the ground and on the building roof (azimuth angle $\alpha = 0^o$) are compared in Figure 6. The inclined angle $\beta = 23^o$, and the pedestal height $h_s = 22$ mm. The approaching flow of the stand-alone tracker at the ground level was the same velocity profile described by Eqn. (1), and there was no building in front of the tracker. The pressure coefficients were normalized by the wind speed, U = 4.6 m/s, measured at height z = 22 mm. Note that in Figure 6, the pressure coefficient on the upper side of the tracker on the ground, $C_{pu} > 0$, when wind direction $\theta = 0^o$ and 22.5^o; while the upper pressure of the tracker on the roof, $C_{pu} < 0$. This led to the tracker on the ground experienced the maximum net pressure coefficient, $C_{pn} = 1.0$, when the wind direction $\theta = 0^o$. On the other hand, the minimum net pressure coefficient, $C_{pn} = -1.20$, occurred when the wind direction $\theta = 135^o$. When the solar tracker on the ground, the maximum net pressure and the absolute value of minimum net pressure were greater than those on the building roof. Stathopoulos et al. (2014) also observed that the peak pressure for solar panel on the ground was greater than that on the building roof.

4. Conclusion

This study conducted wind tunnel experiments to investigate the aerodynamic loading of a flat, rectangular solar tracker installed on the rooftop of a prism-shaped building. The influences of wind direction, azimuth angle, inclined angle, pedestal height and parapet height on the pressure coefficients of the tracker were measured and analyzed. The experimental results indicated that the net pressure coefficient C_{pn} was close to zero when the tracker was within the separation shear layer of the building roof (pedestal height $h_s = 0.60$ m in full scale building), regardless of the azimuth angle. As the pedestal height increased, the suction (negative pressure) on the upper side C_{pu} increased and the lower suction C_{pl} decreased slightly. So, the absolute value of C_{pn} increased as the height h_s increased.

Furthermore, the experimental results of wind direction and azimuth angle reveal that the influence of wind direction on the surface pressure C_{pu} and C_{pl} is different from that of azimuth angle on the surface pressure. For azimuth angle $\alpha = 45^o$, the maximum positive net pressure C_{pn} occurs when wind direction $\theta = 45^o$, while the maximum suction (negative net pressure) C_{pn} occurs when $\theta = 225^o$. The absolute value of the maximum suction is greater than the maximum positive pressure of the same tracker height and inclined angle.

The results of different inclined angles point out that the maximum positive pressure and suction of inclined angle $\beta = 45^o$ are greater than those of inclined angle $\beta = 23^o$ when the azimuth angle $\alpha = 0^o$ and 45°. By comparing the solar tracker on the ground and on the building roof, it can be found that for the tracker on the ground the maximum suction C_{pn} occurs when the wind direction $\theta = 135^o$.

5. References

[1] Bitsuamlak, G.T., A.K. Dagnew and J. Erwin, Evaluation of wind loads on solar panel modules using CFD. *International Symposium on Computational Wind Engineering* 2010, pp.23-27.

[2] Chen, J.H., K. Bao, L. Zeng and M.Y. Li, 2012. A preliminary study of wind pressure on solar panel installed on gable roofs. *J. Interior and Architectural Design* 13, pp.13-20. (in Chinese)

[3] Chen, J.H. and J.-C. Chou, 2014. Wind loads on the flat-roof mounted solar panel. *International*

Wind Engineering Symposium 2014, Taipei, Taiwan.

[4] Chung, K., K. Chang and Y. Liu, 2008. Reduction of wind uplift of a solar collector model. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol.96, No.8-9, pp.1294-1306.

[5] Cosoiu, C.I, A. Damian, R.M. Damian and M. Degeratu, 2008. Numerical and experimental investigation of wind induced pressures on a photovoltaic solar panel. Energy, *Environment, Ecosystems and Sustainable Development*, pp.11-13.

[6] Meroney, R.N. and D.E. Neff, 2010. Wind effects on roof-mounted solar photovoltaic arrays: CFD and wind-tunnel evaluation. *The Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering*, Chapel Hill, North Carolina, USA, May 23-27.

[7] Kopp, G.A., S. Farquhar and M.J. Morrison, 2012. Aerodynamic mechanisms for wind loads on tilted, roof-mounted, solar arrays. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol.111, pp.40-52.

[8] Kopp, G.A. and D.B. Banks, 2013. Use of the wind tunnel test method for obtaining design wind loads on roof-mounted solar arrays. *J. Structural Eng.*, ASCE. Vol.139 (2), pp.284-287.

[9] Lee, B. E. and R.A. Evans, 1984. The measurement of wind flow patterns over building roofs, *Building and Environment*, Vol.19, No.4, pp.235-241.

[10] Radu, A., E. Axinte and C. Theohari, 1986. Steady wind pressures on solar collectors on flat-roofed buildings. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* Vol.23, pp.249-258.

[11] Radu, A. and E. Axinte, 1989. Wind forces on structures supporting solar collectors. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* Vol.32, pp.93-100.

[12] Stathopoulos, T., I. Zisis and E. Xypnitou, 2014. Local and overall wind pressure and force coefficients for solar panels. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* Vol.125, pp.195-206.

都市街廓空氣污染擴散與街地風環境評估之實驗研究

何明錦[1] 蕭葆義[2*] 黎益肇[3] 陳佑姍[4] 王哲瑜[4] 李宗諺[4] 陳柏村[4]

[1]內政部建築研究所所長

[2*]國立臺灣海洋大學河海工程系教授

[3]淡江大學風工程研究中心研究員

[4]國立臺灣海洋大學河海工程系碩士

[5]國立臺灣海洋大學河海工程系研究生

摘要

本研究採用風洞實驗方式，進行量測研究分析探討廢氣排放後，在街道街谷之環境污染濃度分佈變化特性，並配合數值計算模擬街地風環境，從而探討分析 3x3 街廓(街道街谷)環境評估與規劃設計之參考或實施改善措施之依據。研究獲致結論如下述：(1)當街廓設計街道間距 S 變小(S/H=1 降為 S/H=0.5，H 為建築物高度)，街廓間之街谷渠化現象效應(channel effect)呈現更為顯著。(2)街地風環境數值模擬結果顯示街廓設計街道間距變小(S/H=1 降為 S/H=0.5)，亦即街道寬度變窄，在街谷風場之渠化現象更為顯著。街廓中各排建築物後方因屏蔽效應(shelter effect)出現之風影區(wind shadow region)，相較於建築物間距增加時，亦即街道變寬時，風影區亦隨之變大。(3)街廓在較低處(Z/H<0.5)之左右或前後兩排建築物間之街道，較易發生污染濃度聚集現象。當高度增加後，污染濃度聚集現象逐漸消散。(4)當街廓設計街道間距變小(S/H=1 降為 S/H=0.5)，在街廓較低處(Z/H<0.5)之左右或前後兩排建築物間之街道，聚集之污染濃度值相對地會降低

關鍵字: 空污擴散，街廓

Keywords: Air Pollution Dispersion, Street Canyon.

1. 前言

都市地區建築物櫛次鱗比，由於人口密集及工商活動頻繁，影響環境項目包括有：不同建築量體對街道通風之影響（含環境風場與行人風場）、各種廢氣排放（如：汽機車交通工具廢氣、建築物空調通風設備與餐飲營業廢氣、工廠排放廢氣等等）對空氣品質之影響。為了改善與提升都市生活環境品質，實有必要掌握都市街道街谷周圍環境及建築物之廢氣污染擴散變化特性。

有關街道街谷之研究情況，較典型重要文獻有例如：Vardoulakis *et al.* (2003)對於都

市街道街谷空氣品質之模擬提出回顧性文章；Ahmad *et al.* (2005)也提出都市街道街谷以及街道街口交會處之風洞模擬擴散實驗回顧性文章；Kastner *et al.* (2004)針對建築物對於街谷中之污染擴散影響效應；Park & Kim (2004)探討車輛廢氣排放後在街道街谷之擴散特性；Eliasson *et al.* (2006)研究都市街道街谷風場紊流統計特性；Soulhac *et al.* (2009)應用數值模擬計算研究街道街口交會處之流場與擴散變化；Huang *et al.* (2009)研究斜頂形屋頂建築物對於廢氣污染在街道街谷內之擴散；Soulha & Salizzoni (2010)研究與街道主軸線平行之風向狀況下之街道街谷之線源廢氣污染擴散；Yassin (2011)分析建築高度與屋頂形狀對於街道街谷之廢氣污染擴散之衝擊效應；Salim *et al.* (2011)探討 RAN 與 LES 紊流數值模式模擬都市街道街谷之污染擴散；Bady *et al.* (2011)以風洞實驗方法研究高密度都市街道街谷之擴散特性；Sun *et al.* (2012)研究起伏地形都市之擴散變化；Pillai 與 Yoshie [18]採用風洞實驗與數值模擬探討不同都市地貌狀況下之熱對流擴散變化；Richmond-Bryant & Reff (2012)分析兩個城市實場量測街道街谷之污染擴散特性；Tsai & Shiau (2011)以風洞實驗研究分析點源污染排放對於在丘陵地形之都市地區之擴散變化特性；Shiau & Huang (2012)應用風洞實驗模擬研究點源污染排放於連續兩梯形地形之都市地區之流場與擴散特性。

綜合上述文獻回顧，有關連續點源污染排放在下游街廓之擴散與街地之風環境之風洞實驗研究，國內外較少文獻述及。因此本研究採用風洞實驗方式，進行量測研究分析探討點源污染排放後，在下游街廓之污染濃度分佈變化與擴散特性及街地之風環境，從而獲得街廓(街道街谷)環境評估與規劃設計之參考或實施改善措施之依據。

2. 風洞實驗設計與配置

應用建築研究所風雨風洞實驗室之風洞中執行模擬在點源廢氣連續排放條件下，對都市街廓(3x3 佈置)之環境廢氣污染擴散量測其濃度變化，並分析濃度以獲得污染擴散特性。由於都市內街廓有各種不同狀況，例如大樓或公寓型式。本研究案係選擇街道寬度 S 與建築物高 H 度之比例，S/H=1:1 或 0.5:1，此接近符合一般 5 樓公寓與其街道寬度之配置。

2.1 實驗設計

設計製作九組立方體建築物模型(長寬高均為 H=30 公分)，佈置成 3 X 3 街廓型式(參閱圖 2-1)。其中模擬之都市建築物模型尺寸高度原則係完全浸沒於都市型大氣邊界層內。街廓中佈置之街街道谷寬度 S 有兩種，分別為 S=H 與 S=0.5H，其中 H 為建築物高度。

另設計製作模擬氣懸性廢氣(airborne waste gas)連續排放系統，採用精密浮子式質量及流量計，調整及控制排放追蹤氣體(tracer gas)(甲烷混合空氣)之流量、與排氣速度。該追蹤氣體做為所模擬之氣懸性廢氣(追蹤氣體採用以空氣與甲烷依某一恰當比例混合之，當做追蹤氣體。並於實驗中以試誤法找出火焰離子偵測儀(Flame Ionization Detector, FID)最佳偵測者，選用該混合比例。)。將此設計調配之氣懸性廢氣由排放管經由流量計

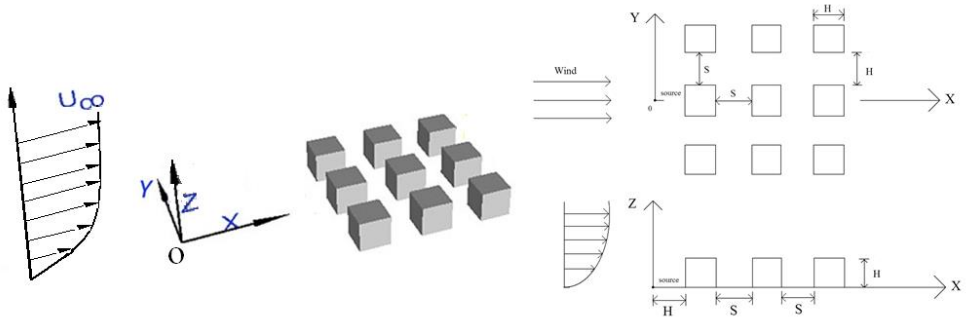
調控排放後，連續排放進入風洞內之紊流邊界層內。

排放管設置於街廓建築物前方以形成點源，距離街廓第一排建築物距離為 H，其中 H 為建築物高度。氣懸性廢氣連續排放後進入街廓建築物週圍之環境風場內，進行追蹤氣體濃度擴散變化。點源排放口高程(亦即排放管高度)選定為與建築物高度相同，另外排放之強度以密度福祿數(densimetric Froude number)表示，本實驗選定密度福祿數為 100。

實驗設計佈置相關位置與實驗量測座標示意如圖一所示

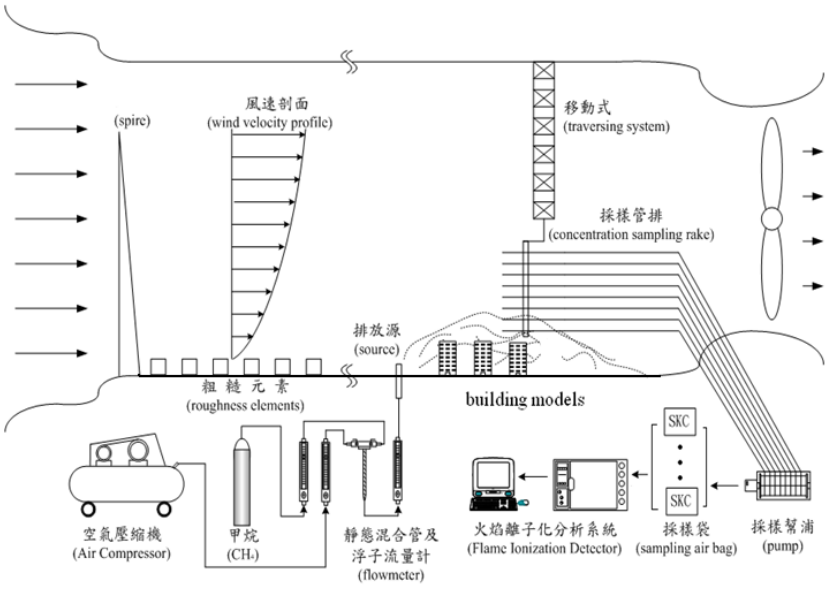
2.2 實驗配置

整體實驗之配置包含諸單元：(1)迫近流場之建立，(2)建築物模型之設置，(3)追蹤氣體之排放設置，以及(4)濃度採樣系統之建置。



圖一：實驗設計佈置相關位置與實驗量測座標示意圖

整體實驗配置示意圖二。



圖二：整體實驗配置示意

3. 結果與分析

實驗量測包括迫近流場以及街廓周圍風場與濃度場之量測兩部分，而數值模擬計算則為街地風環境。

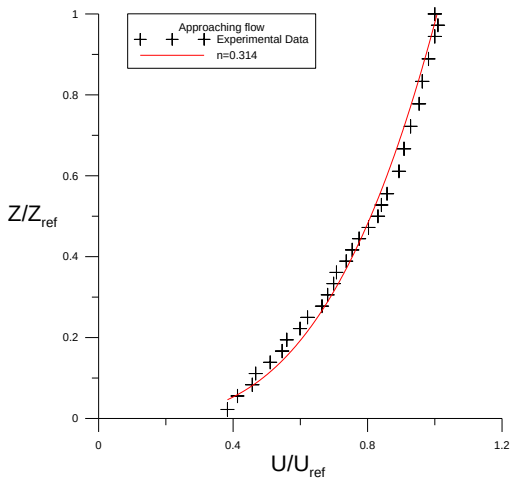
3.1 迫近流場

在風洞試驗段入口處佈放五個高度 1.6m 之三角狀錐板，緊接其後於試驗段地面處佈置尺寸 6x4x10 立方公分之粗糙元素，並以間隔 10 公分交錯式排列，藉可模擬出符合都市地形的迫近流場。圖三所示為在風洞實驗段之佈置照片。經此佈置後所模擬獲得迫近流場之平均風速剖面結果示如圖四。中性大氣邊界層之平均風速一般可以指數律(power law)表示，示如下式：

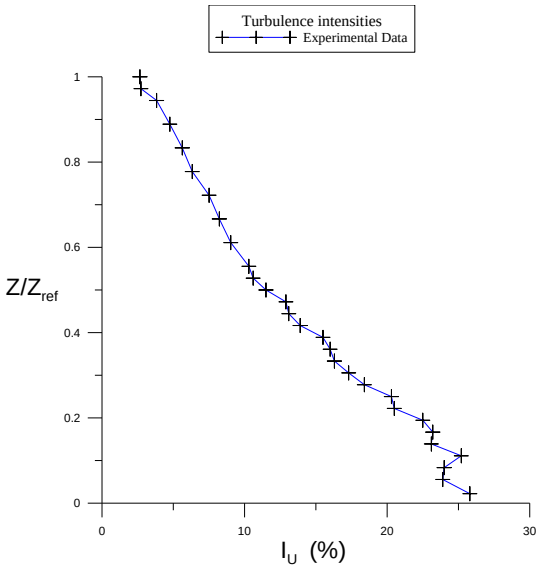
$$\frac{U}{U_{ref}} = \left(\frac{Z}{Z_{ref}} \right)^{n} \tag{1}$$



圖三：模擬迫近流場之風洞佈置照片



圖四：迫近流場之平均風速剖面

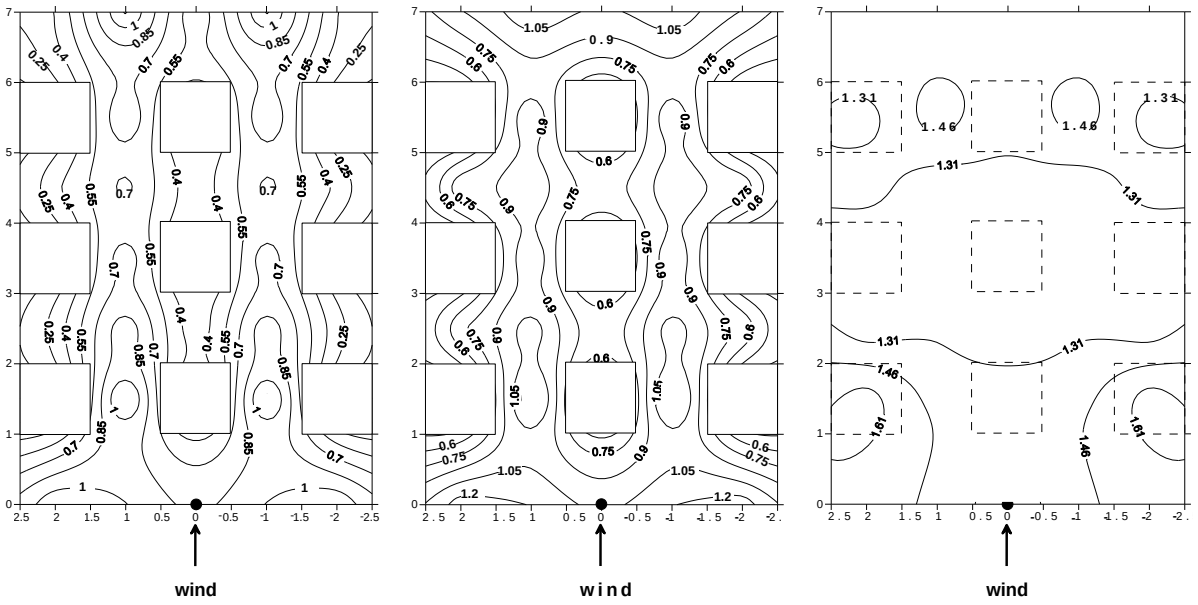


圖五：迫近流場之主流向紊流強度剖面

式(1)中，Z 為地表上高度、U 為離地面高度、U_{ref} 為自由流速、Z_{ref} 為自由流速之高度。將本實驗之模擬量測結果，以指數律迴歸分析，可得迫近流場之指數律冪次 n 值為 0.314。，符合 Counihan (1975)研究分析實場量測之都市地形之 n 值 0.23~0.4 之範圍。模擬之迫近流場之主流向紊流強度 I_u 剖面結果示如圖五。

3.2 風場

將整個 3x3 街廓在不同高度 Z/H=0.5 ，1，與 1.5 之等值風速分佈繪出，分別示如圖六(a)(b)(c)。由平均風速等值圖分佈顯示在街廓高度 Z/H≤1(H 為建築物高度)，亦即左右街谷沿風向下游，風場變化呈現渠化流現象(channel effect)。在街廓各排建築物前方，由於建築物阻擋效應，使該區風速均較左右兩側之街谷風速為小。隨高度增加，在建築物高度 Z/H>1 以上，整體街廓風速分佈係隨下游風向，風速遞減。



(a) (b) (c)

圖六：不同街廓高度之風速(U/U_H)等值分佈圖，S=H；(a)Z/H=0.5，(b)Z/H=1.0，(c)Z/H=1.5

本研究採用美國 Ansys 公司所開發的計算流體力學軟體 FLUENT 為風場計算工具，FLUENT 以有限體積法(finite-volume method)為架構所建構出來的計算流體動力學程式，以求解連續方程式與動量方程式。本研究進行數值模擬計算兩種方法(紊流模式之 Reynolds Averaged Navier-Stokes equation (RANS)、以及解非恆定流場之 LES 紊流模式)都使用。進行數值計算時，需選定適當的計算域，以確保計算結果的穩定及精度，並提升計算效率。本研究之計算域在垂直向(Z)採用 5H，建築群 2 側(Y 方向)各為 4.5H，上游及下游分別為 3H 及 15H。格網設計部分，為求計算精確度以及效率之平衡，網格分佈在接近建築及地表處較為細密，最小網格為 0.05H，於街谷及建築表面採用均勻分

布，1 個 H 距離採用 20 條。網格距離由加密區往外圍逐漸增大，其網格伸展率為 1.5。

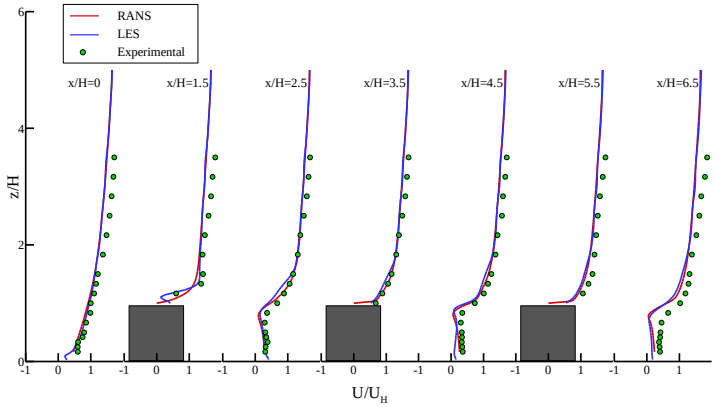
計算之迫近流條件則採用第一節實驗量測之迫近流場平均速度剖面以及紊流強度剖面。而計算方程組之閉合問題，其中紊流動能(turbulent kinetic energy)與紊流能量消散率(turbulent energy dissipation)，分別參考 Tominaga *et al.* (2008)依據 AIJ 建議準則而選用如下：

$$k(z)=\frac{\sigma_u^2(z)+\sigma_v^2(z)+\sigma_w^2(z)}{2}\cong\sigma_u^2(z)=(I(z)U(z))^2 \tag{2}$$

$$\varepsilon(z)\cong P_k(z)\cong-\overline{u'w'}\frac{dU(z)}{dz}\cong C_\mu^{1/2}k(z)\frac{dU(z)}{dz} \tag{3}$$

其中 C_μ 為常數，建議值為 0.09。

平均風速數值模擬計算 RANS 與 LES 兩種方法結果均分別與實驗結果比較，參見圖七。數值模擬平均風速在各下游斷面結果與本文實驗量測結果大致符合。

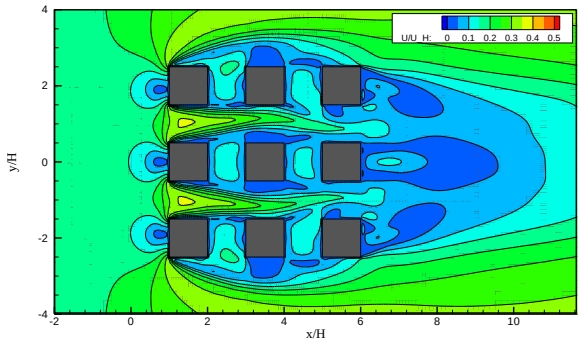


圖七：平均風速剖面之數值計算模擬與實驗量測比較；y/H=0, S/H=1

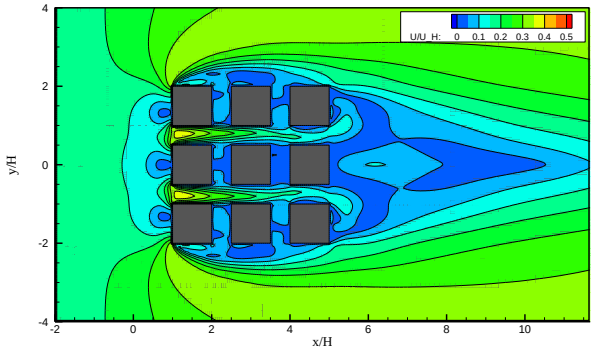
街廓中之街地風環境探討，主要係以行人風之風速特性為主要標的，包括平均風速以及紊流強度。在街廓中建築物以不同間距 S/H=1 與 S/H=0.5 規則排列，亦即街廓建築物排列較稀疏與較密集兩種狀況，街地風環境分佈變化，應用上述發展之數值模式進行模擬計算。圖八為在街廓建築物間距 S/H=1 時，街地風環境平均風速之等值分佈。結果顯示街廓各建築前方處因下切氣流效應，因此相對風速均變小。另外風沿著街廓左側(Y/H=1)與右側(Y/H=-1)之街谷，呈現渠化現象，以類似射流方式沿街谷下游方向吹出，而平均風速大小沿街谷下游逐漸降低。街廓中各排建築物後方明顯呈現出風影區(wind shadow region)，亦即街廓中建築物具有屏蔽效應(shelter effect)。

圖九為在街廓建築物間距 S/H=0.5 時，街地風環境平均風速之等值分佈。與建築物間距 S/H=1 時之結果類似，街廓各建築前方處因下切氣流效應，因此相對風速均變小。另外風沿著街廓左側(Y/H=1)與右側(Y/H=-1)之街谷，呈現渠化現象，並以類似射流方式沿街谷下游方向吹出，而平均風速大小沿街谷下游逐漸降低。相較建築物間距 S/H=1 時

之結果，由於間距變小，亦即街道寬度變窄，渠化現象在街谷風場之射流現象更為顯著。街廓中各排建築物後方因屏蔽效應(shelter effect)出現之風影區(wind shadow region)，相較於建築物間距 S/H=1 時(亦即街道變寬時)，本案例街道變窄，因此其風影區亦隨之縮小。



圖八：3x3 街廓之街地風環境數值模擬，平均風速之等值分佈；S/H=1



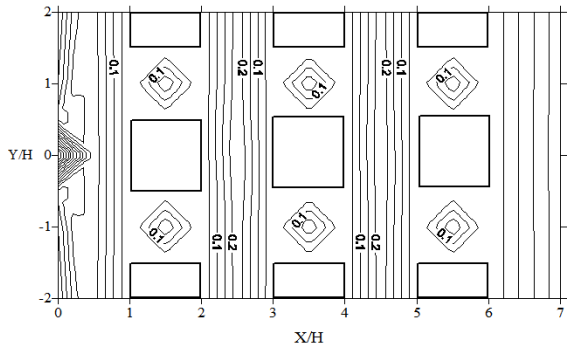
圖九：3x3 街廓之街地風環境數值模擬，平均風速之等值分佈；S/H=0.5

3.3 街廓濃度擴散特性

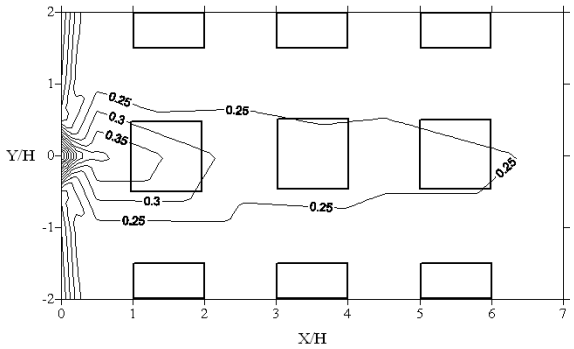
都市地形之大氣邊界層通過建築物群以橫列縱列各三組 3x3 構成之街廓，而污染排放源位於第一排建築物模型前方 H 距離處(H 為建築物高度)，以連續排放氣懸性追蹤氣體，而排放源高度分別與建築物同高(H)。在前述條件下進行量測分析街廓建築物週圍環境污染擴散之濃度分佈情形。排放源出口高度平均風速 U=4.3m/s，排放源之排放流量(discahrge flow rate)Q=5.942×10^{-5}(kg/s)，排放源口徑 D=0.0042m，排放源高度 H=0.3m。實驗中所量測到平均濃度值 C，將採用排放源初始濃度 C_0 為參考濃度(C_0=0.109g/L)，將實驗中所量測到平均濃度以無因次化濃度(dimensionless concentration)C/C_0 表示，藉以分析街廓濃度擴散性。

圖十為在高度 Z/H=0.5，沿下游在街廓之等濃度分佈變化。結果顯示沿著 Y/H=-1.5 與 1.5 處各街谷呈現較高濃度聚集現象。圖十一為在高度 Z/H=1，沿下游在街廓之等濃度分佈變化。濃度分佈顯示沿街廓中心軸線，濃度往下游逐漸擴散。在此建築物高度處

Z/H=1，等濃度值 C/C_0=0.25 範圍涵括三棟建築與兩個街谷。

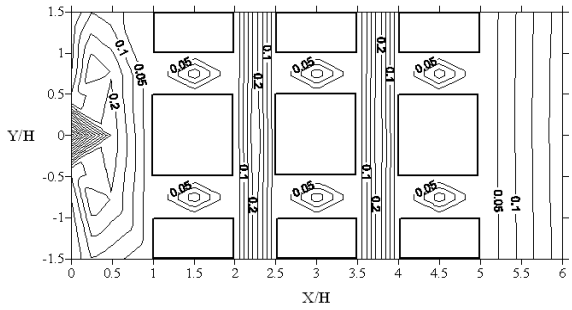


圖十：在高度 Z/H=0.5，沿下游之街廓等濃度分佈變化；S=H



圖十一：在高度 Z/H=1，沿下游之街廓等濃度分佈變化；S=H

圖十二為在高度 Z/H=0.5，沿下游街廓之等濃度分佈變化。在沿著 Y/H=-0.75 與 0.75 處各街谷呈現濃度聚集現象。圖十三為在高度 Z/H=1，沿下游在街廓之等濃度分佈變化。濃度分佈顯示沿街廓中心軸線，濃度往下游逐漸擴散。在此建築物高度處 Z/H=1，等濃度值 C/C_0=0.25 範圍涵括三棟建築與兩個街谷。



圖十二：在高度 Z/H=0.5，沿下游之街廓等濃度分佈變化；S=0.5H

4. 結論

本文實驗與數值模擬研究街廓風環境與污染擴散特性，獲致結論如下述：

(1) 模擬獲得都市地形之中性大氣紊流邊界層，做為迫近流場，結果包括：(A)迫近流場平均風速剖面、(B)迫近流場紊流強度剖面，此為相關都市地形風場實驗以及數值模擬之必要數據資料。

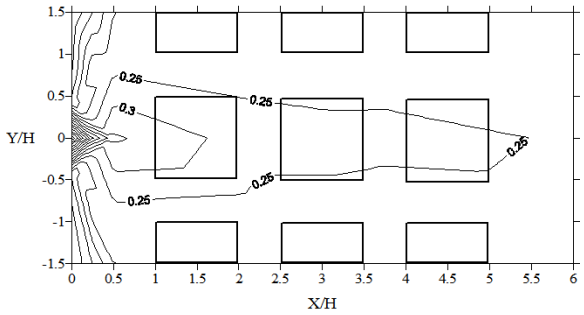
(2) 街廓在高度 Z/H≤1(H 為建築物高度)，左右街谷沿風向下游，風場變化呈現渠化流現象。在街廓各排建築物前方，由於建築物阻擋效應，使該區風速均較左右兩側之街谷風速為小。隨高度增加，在建築物高度 Z/H>1 以上，渠化現象變得不顯著。

(3) 當街廓設計街道間距變小(S/H=1 降為 S/H=0.5)，街廓間之街谷渠化現象效應呈現更為顯著。

(4) 街地風環境數值模擬結果顯示在街廓各建築前方處因下切氣流效應，因此相對風速均變小。另外風沿著街廓左側(Y/H=1)與右側(Y/H=-1)之街谷，呈現渠化現象，以類似射流方式沿街谷下游方向吹拂。在街廓中各排建築物後方明顯呈現出風影區，亦即街廓中建築物具有屏蔽效應。

(5) 街地風環境數值模擬結果顯示街廓設計街道間距變小(S/H=1 降為 S/H=0.5)，亦即街道寬度變窄，在街谷風場之渠化現象更為顯著。街廓中各排建築物後方因屏蔽效應出現之風影區，相較於建築物間距增加時，亦即街道變寬時，風影區亦隨之變大。

(6) 當街廓設計街道間距變小(S/H=1 降為 S/H=0.5)，在街廓之左右或前後兩排建築物間之街道較低處(Z/H<0.5)，聚集之污染濃度值相對地會降低。



圖十三：在高度 Z/H=1.0，沿下游之街廓等濃度分佈變化；S=0.5H

5. 參考文獻

[1] Counihan, J., “Adiabatic atmospheric boundary layer: A review and analysis of data from the period 1880-1972.”, *Atmospheric Environment*, 1975, Vol. 9, pp. 871-905.

[2] Vardoulakis, S., Fisher, B.E.A., Pericleous, K., Gonzalez-Flesca, N. “Modelling air quality in street canyons: a review.”, *Atmospheric Environment*, 2003, Vol.37, pp.155-182.

[3] Park, S.-K., Kim, S.-D., “Dispersion characteristics of vehicle emission in an urban street canyon”, *Science of the Total Environment*, 2004, Vol.323, pp.263-271.

[4] Kastner, P., Berkowicz, R., Britter, R., “The influence of street architecture on flow and

dispersion in street canyon", *Meteorology and Atmospheric Physics*, 2004, Vol.87, pp.121-131.

[5] Ahmad, K., Khare, M., and Chaudhry, K.K., "Wind tunnel simulatiom studies on dispersion at urban street canyons and intersection – a review", *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn*., 2005, Vol. 93, pp.697-717.

[6] Eliasson, I., Offerle, B., Grimmond, C.S.B., and Lindqvist, S., "Wind fileds and turbulenc statistics in an urban street canyon", *Atmospheric Environment*, 2006, Vol.40, pp.1-16.

[7] Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M., "AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings", *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2008, Vol.95, 1749-176

[8] Soulhac, L., Garbero, V., Salizzoni, P., Mejean, P., and Perkins, R.J., "Flow and dispersion in street intersections", *Atmospheric Environment*, 2009, Vol.43, pp.2981-2996.

[9] Huang, Y., Hu, X., and Zeng, N., "Impact of wedged-shaped roofs on airflow and pollutant dispersion inside urban street canyons", *Building and Environment*, 2009, Vol.44, pp.2335-2347.

[10] Soulhac, L., and Salizzoni, P., "Dispersion in a street canyon for a wind direction parallel to the street axis", *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2010, Vol.98, pp.903-910.

[11] Tsai, B.J., and Shiau, B.S., "Flow and dispersion of pollution in the hilly terrain", *J. Chinese Institute of Engineers*, 2011, Vol.34, No.3, pp.393-402.

[12] Yassin, M.F., "Impact of height and shape of building roof on air quality in urban street canyons", *Atmospheric Environment*, 2011, Vol.45, pp.5220-5229.

[13] Salim, S.M., Buccolieri, R., Chan, A., and Sabatino, S.D., "Numerical simulation of atmospheric pollutant dispersion in an urban street canyon: Comparison between RANS and LES", *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2011, Vol. 99, pp.103-113.

[14] Bady, M., Kato, S., Takahashi, T., and Huang, H., "An experimental investigation of the wind environment and air quality within a densely populated urban street canyon", *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2011, Vol. 99, pp.857-867.

[15] Sun, L., Nottrott, A., Kleissl, J., "Effect of hilly urban morphology on dispersion in the urban boundary layer", *Building and Environment*, 2012, Vol.48, pp.195-205.

[16] Pillai, S.S. and Yoshie, R. "Experimental and numerical studies on convective heat transfer from various urban canopy configutrations", *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 2012, Vol.104-106, pp.447-454.

[17] Richmond-Bryant, J., and Reff, A., "Air pollution retension within a complex of urban street canyons: a two-city comparison", *Atmospheric Environment*, 2012, Vol.49, pp.24-32.

[18] Shiau, B.S. and Huang, C.W., "Wind tunnel measurement on the flow and dispersion for a turbulent boundary layer flow over two consecutive trapezoidal shape of terrains", Proceedings of Conference on Modelling Fluid Flow - 15th International Conference on Fluid Flow Technologies (CMFF'12), pp.104-111, 2012, Budapest, Hungary.

含基底高層建築與相鄰街廓內通道之行人風場特性研究

郭建源[1*] 陳建忠[2] 黎益肇[3]

[1*]內政部建築研究所副研究員

[2]內政部建築研究所工程技術組組長

[3]淡江大學風工程研究中心研究員

摘要

本研究以含基底之高層建築和其相鄰連棟建築內通道為主要研究對象，探討通道內之行人風場特性，目前已完成 5 組不同通道間距比 S/D =0.375、0.75、1.25、1.75、2.25，研究發現當風場進入通道後在行人風場速度明顯增加，印證兩建築物間通道的渠化效應。另與 Bert Blocken, Jan Carmeliet, Ted Stathopoulos(2007)等人定義之通道內流場型態比對，本研設定之通道間距比 S/D =0.375 可視為阻抗流場，通道間距比 S/D =0.75、1.25 為交互作用流場，通道間距比 S/D =1.75、2.25 為獨立流場。

關鍵字:基底高層建築，通道，風洞試驗，行人風場
Keywords: High-rise building with podium、Passage、Wind tunnel test、Pedestrian level wind

1. 前言

高層建築興建後產生的行人強風，可能造成當地行人與居民安全性及舒適性問題已為世界各國普遍重視且有許多文獻探討相關問題。而我國環保署及台北市政府均有規定高層建築興建後可能產生的風場應加以評估，並提出適當之改善策略。含基底高層建築是台灣常見之建築型態之一，由於建築法令限制與使用功能考量通常在較低之樓層為一擴座基礎再於其上延伸一塔柱，著名的台北 101 大樓即為一例。此類建築型態多在都市地區，其緊鄰之建築大多為連棟式街廓，兩者間通道可能為寬敞 30 米大道，亦可能為 8 米巷弄。

風場受到高層建築物阻擋再往通道移動乃至流出街口的過程，是許多因素交互影響而成的複雜氣流運動，高層建築對風場而言可視為巨型阻礙物，將造成建築物四周氣流之狀態及速度的改變，其影響因素眾多，包括來風特性、風向、風速、建築物本身的大小、幾何外型以及鄰近之建築群等。氣流因建築、建築群的存在而改變行進方向，進而造成下切、縮流、渠化、渦漩(vortex)、角隅流(corner flow)、尾流(wake)；另有遮蔽、穿堂風(through flow)等效應，上述效應往往造成建築物或建築群興建後產生瞬間的強

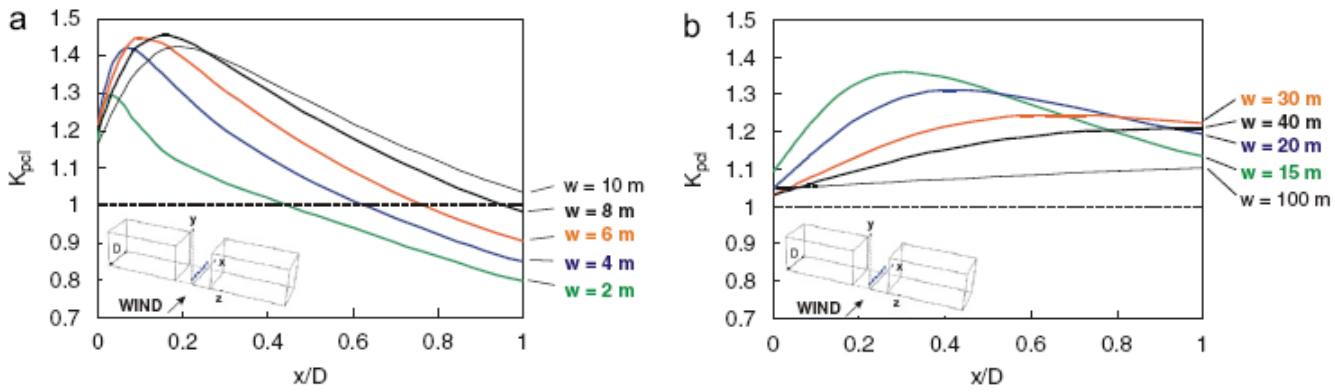
風，而致影響行人及低樓層建築使用者的安全性及舒適性問題。

通道內因渠化效應作用，將使通道內的風速加快，進而造成擾人之瞬間強風。而風場來流方向亦會影響通道內之風場特性，本研究擬含基底之高層建築與其相鄰建物間通道型態在不同通道寬度，以風洞試驗量測行人高度位置之風速以驗證通道內之渠化效應，進而探討通道內之行人風場特性。

2. 研究內容

本研究主要探討含基底高層建築物相鄰連棟式建築物之間距寬度對通道內行人風場特性的影響，在風洞實驗室內以通道寬度為變數，配置 5 種不同寬度之模型，同時在通道內佈設地表風速計同時進行行人尺度之風場量測，擬借由本研究驗證通道內的渠化效應，並與 Bert Blocken, Jan Carmeliet, Ted Stathopoulos(2007)等人的研究進行比對。

關相鄰兩棟建築物內通道風場特研究，Bert Blocken, Jan Carmeliet, Ted Stathopoulos(2007)等人以各種不同尺寸之左右對稱建築物改變通道間距進行風洞試驗與 CFD 模擬研究，將對稱之相鄰兩棟建築物間通道之流場分為 3 種型式：(1) 通道寬度小於 2 公尺者為阻抗流場(Resistance Flow)，而其最大無因次化平均風速位置在通道內接近入口位置處。(2) 通道寬度介於 2 公尺到 30 公尺間者為交互流場(Interaction Flow)，由於相鄰兩建築物迎面風往通道移動的角隅風(Corner Flow)和分離點(Separating Point)在通道內相互影響且併入通道內形成通道流(Passage Jet)，而此種流場型態產生最大無次化平均風速較阻抗流場更往下游移動。(3) 通道寬度大於 30 公尺以上者為獨立流場(Isolated Flow)即通道內有 2 股獨立流場互不干擾。各通



圖一 Bert Blocken 等人研究之不同寬度通道中心之風速曲線

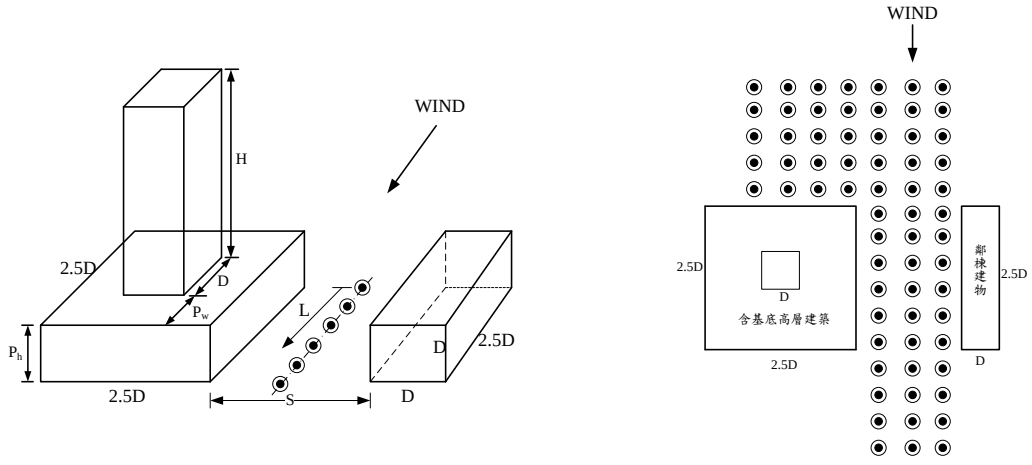
3. 試驗規劃

3.1 風洞試驗規劃

本研究主要在探討含基底高層建築與其相鄰連棟建物間通道之行人風場特性，以通道中心線地表風速特性為主要探討重點，採用剛性模型設計，固定基底平面長寬及鄰棟建物之長寬高等尺寸，另變異參數包括：基底的高度、通道寬及風攻角等。藉由風洞試驗量測通道上中下游之地表風速，以探討含基底高層建築之基底高度與其鄰棟建物間通道寬度，在不同風攻角下對行人風場之影響。

本研究實驗規劃試驗模型比例為 1/250，含基底模型與地表風速計佈設如圖二所示，D 模型方柱寬為 8cm，H 為方柱高，基底寬度設定為 2.5D，Ph 為基底高度，試驗設定為 1D，S 為通道間距，試驗時通道間距比 S/D 設定為：0.375、0.75、1.25、1.75、2.25。

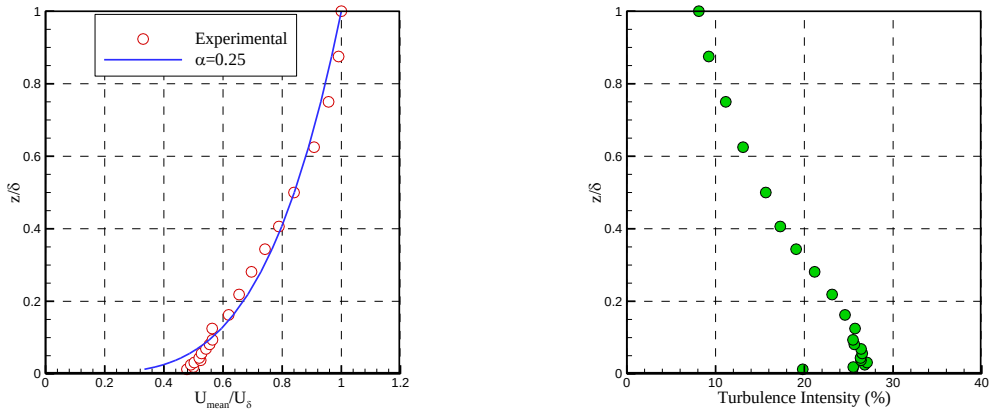
地表風速計(Irwin Probe)佈設方式包括基底模型前方、通道上游、通道內及通道下游，共 60 個點位。基底模型前方之點位主要欲觀察基底高度所形成的下切氣流造成之角隅流場進入通道前的風場特性變化，而通道內為本研究主要探討重點，通道上游與下游亦配置若干點位以觀察通道前後的風場狀況。由於通道內佈設點位受通道寬度之影響，本研究設定之通道寬度分別為 S=0.375D、0.75D、1.25D、1.75D、2.25D，分別為：3cm、6 cm、 10 cm、 14 cm 、18 cm，但地表風計外徑為 2cm，因此 S=0.375D、0.75D 時無法佈設兩行以上點位，因此此 2 種通道寬度僅在中心線上作單行佈設，S=1.25D、1.75D、2.25D 則均如圖二所示，以 3 行佈設，其左右間距各為 5cm。通道內在順風向佈設 6 個量測點，其間距分別為 4 cm、3 cm、3 cm、3 cm、4cm。



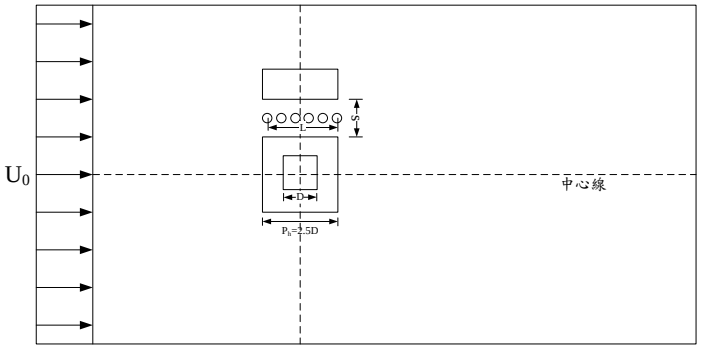
圖二 模型與地表風速計配置型式

本研究於風洞實驗室模擬 B 地況進行風洞試驗，圖三為本所風洞實驗室 B 地況之平均風速剖面及其紊流強度剖面，指數律 α 值=0.25，符合我國「建築物耐風設計規範與解說」定義之 B 地況，圖四為模型與流場示意圖。

(a)平均速度　　(b)紊流強度



圖三 B 地況風速剖面



圖四 風洞內流場配置示意圖

3.2 地表風速計

在進行行人環境風場試驗時，於風洞實驗中須定義行人高度的風場，在風速的量測上，通常需要在不同的風向情況下，量測許多接近地表、不同位置的測點。由於邊界條件的複雜，導致各測點風向的高度不準確性。再加上紊流強度高，傳統之量測工具如皮托管與熱流速儀使用起來相當困難，其誤差亦大。

地表風速計(Irwin probe)為一簡單且可全方向性的量測行人風場風速的設計備，其被驗證可已廣泛的應用於環境風場風洞試驗研究。相較於其他風速計，地表風速計(Irwin probe)體積小且可容易固定於地表面，因此可在不影響風場流動的狀態下進行多點且大範圍的風速量測。

其原理是利用管與管中之細管(即管中管，內外兩管共一中心軸，但內管突出較高)，兩者間之壓力差，參照預先率定之結果，可迅速、正確地量測到行人高度上之水平方向風速。而其風速計算方式如下式所示，其中 u 為風速，ΔP 為上述兩內外管之壓力差，則α、β為公式常數。

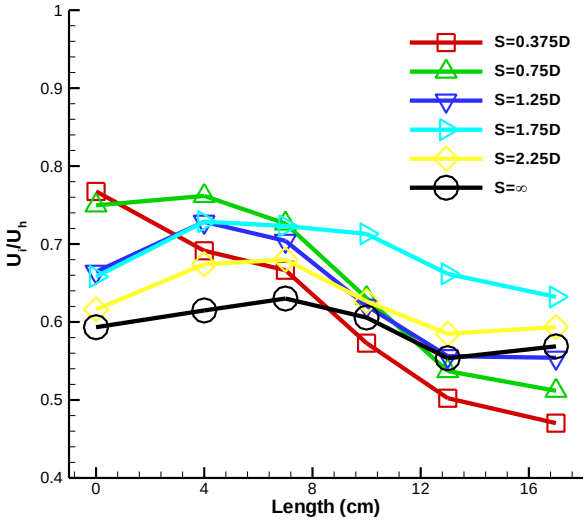
$$u = \alpha + \beta\sqrt{\Delta P} \quad (1)$$

進行試驗前需率定每個地表風速計(Irwin Probe) 之 α、β 值方能進行風速計算，本研究以用三維動態皮托管進行率定。將三維動態皮托管探針放置接近地表風速計處，同時量測 8 個風速點，將動態皮托管及地表風速計之壓力差繪製如圖 3 所示，進行線性迴歸以得 α、β 值。

3.3 試驗結果

圖四為風攻角 θ=0°下，基底高度與鄰棟等高的情況，不同通道寬度下其中心線位置之行人高度風速曲線圖，其中 S=∞表示無鄰棟建物之試驗條件，由圖可知除了 S/D =0.375，因為相鄰兩棟建物接近併排而通道間距狹窄，對風場造成巨大阻塞使其下游位置風速相對較小外，其他各試驗條件下，所測得之通道中心位置風速均較無鄰棟建物 S=∞時為大。由此可以即使本研究僅量測行人高度或通道中心線風速，亦可驗證本研究結果渠化效應。

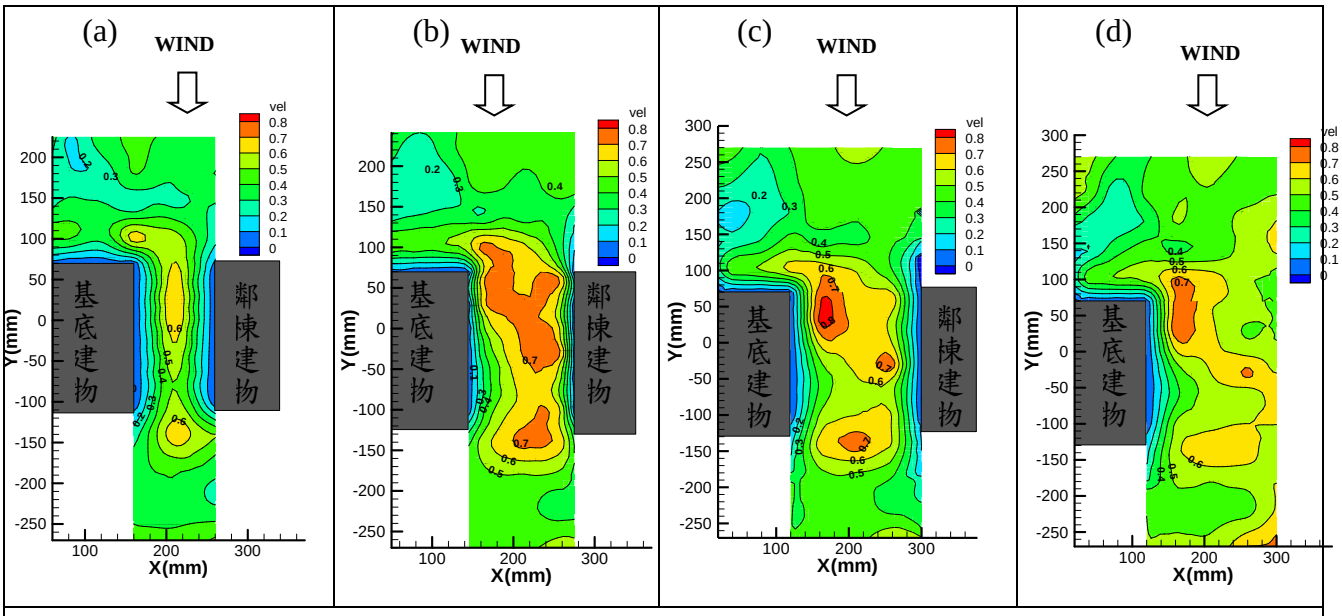
另以圖五與 Bert Blocken, Jan Carmeliet, Ted Stathopoulos(2007)等人研究結果圖一比對，S=0.375D=7.5m 時接近通道入口處有最大無因次化平均風速，再逐漸往通道下游降低，此無因次化平均風速曲線型態與文獻 W=2m 時之型態相近，屬於阻抗流場(Resistance Flow)。而 S=0.75D=15m 及 S=1.25D=25m 之無因次化平均風速曲線則是屬於交互作用流場(Interaction Flow)，最大無因次化平均風速出現在通道入口附近，但其位置約在 0.2~0.25L 處(L 為通道長)，較阻抗流場再稍向往下游移動，與文獻所稱交互作用流場(Interaction Flow)型態相同。S=1.75D=35m 及 S=2.25D=45m 之流場型態則屬獨立流場(Isolation Flow)。



圖五 不同通道寬度無因次化風速示意圖

圖五係以等值均佈方式繪製通道風場的無因次化速度分佈，(a) (b) (c)分別通道寬度 S/D=1.25、1.75、2.25 之地表風速分佈狀況，(d)為側邊無建築物之獨立單棟含基底之高

層建築。一般高層建築物與逼近流場在迎風面約建築物高度 70%之位置產生分離點，一部分流場向上越過建築物，另一部分流場則往兩側移動，一大部流場則是向下移動而形成下切氣流(Downwash Flow)，在建築物迎風面底部產生馬蹄渦流(Horseshoe Vortex)並往角隅兩側移動，往角隅移動的渦流與另一波來流在角隅處匯集產生瞬間之強風，此角隅強風將隨著建築物高度增加而增強。當風場進入通道時由於流動空間受限便產生了渠化效應，由圖(a) (b) (c)可知通道道內的流場無因次化平均風速較上游流場明顯提高。另外(b)(c)(d)兩者流型態相近，可驗證前述 S/D=1.75、2.25 之試驗條件為獨立流場。



圖五　θ=0 度之無因次地表風速 MEAN 等值分佈(a) S/ D =1.25 (b) S/ D =1.75 (c) S/ D =2.25 (d) 側邊無建築

4. 結論

本研究以含基底之高層建築和其相鄰連棟建築內通道為主要研究對象，探討通道內之行人風場特性，目前已完成 5 組不同通道間距比 S/D =0.375、0.75、1.25、1.75、2.25，研究發現當風場進入通道後在行人風場速度明顯增加，印證兩建築物間通道的渠化效應。另與 Bert Blocken, Jan Carmeliet, Ted Stathopoulos(2007)等人定義之通道內流場型態比對，本研設定之通道間距比 S/D =0.375 可視為阻抗流場，通道間距比 S/D =0.75、1.25 為交互作用流場，通道間距比 S/D =1.75、2.25 為獨立流場。

5 參考文獻

[1] 朱佳仁，風工程概論，科技圖書出版公司，台北市，2006 年。
[2] 丁育群、朱佳仁（2000），高層建築物風場環境評估準則研議，內政部建築研究所研究計劃報告
[3] 建築物耐風設計規範與解說，內政部(民國 96 年)。
[4] B. Blocken and J. Carmeliet, “Pedestrian Wind Environment around Building: literature Review and Practical Examples”, Journal of Thermal Env. & Building Sci., Vol.28, No.2 October, 2004.
[5] A.P. To, K.M. Lam, “Evaluation of pedestrian-level wind environment around a row of tall buildings using a quartile-level wind speed descriptor.”, *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 54/55, pp.527-541, 1995.
[6] T. Stathopoulos, H. Wu and C. Bedard. “Wind environment around buildings: a knowledge-based approach”, *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, 41-44, pp.2377-2388, 1992.
[7] B. Blocken, T. Stathopoulos, “Wind environmental conditions in passages between two long narrow perpendicular buildings” *J. of Aerospace Eng.*, 21, pp.280-287, 2008.
[8] Irwin, H. P. A. H., “A simple omnidirectional sensor for wind-tunnel studies of pedestrian-level winds”. *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, Vol. 7, pp.219-239, 1981.
[9] Blocken B, Carmeliet J, Stathopoulos T. CFD evaluation of wind speed conditions in passages between parallel buildings-effect of wall function roughness modifications for the atmospheric boundary layer flow. *J. Wind Eng. & Industrial Aerodyn.*, Vol. 95, pp.942-962, 2007.
[10] C.W. Tsang, K.C.S. Kwok, P.A. Hitchcock, Wind tunnel study of pedestrian level wind environment around tall buildings: Effects of building dimensions, separation and podium. *Building and Environment*, 49, pp.167-181, 2012.