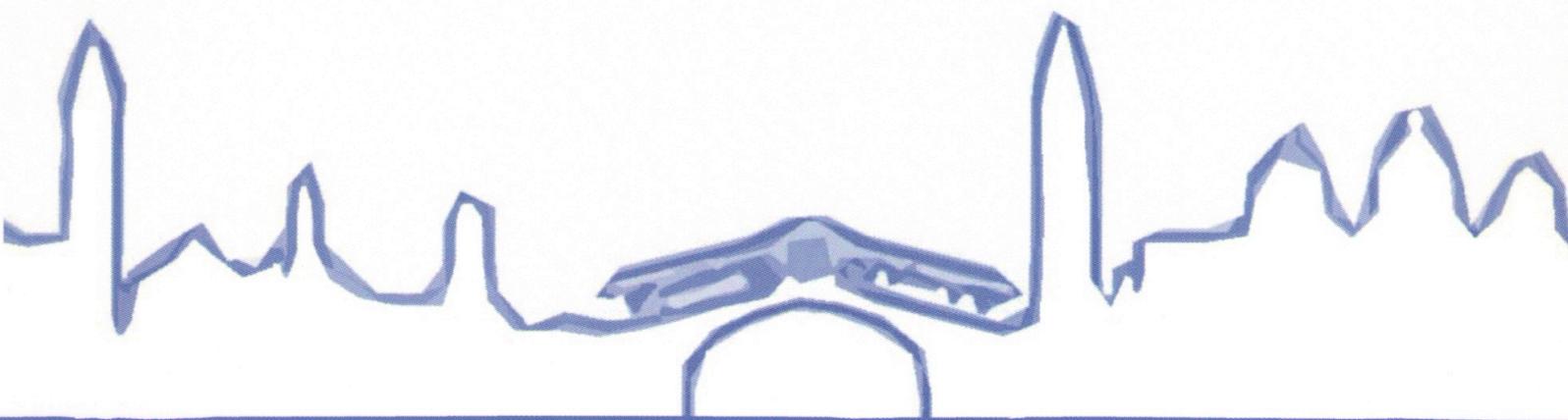


IN - VENTO - 2012

XII CONVEGNO NAZIONALE DI INGEGNERIA DEL VENTO



VENEZIA | PALAZZO BADOER
7 - 10 ottobre 2012

Positive and negative Magnus force on a rotating sphere at high Reynolds numbers

Thorsten Kray^{a, 1}, Jörg Franke^b, Wolfram Frank^c

^aUniversity of Siegen, Department of Fluid and Thermodynamics, Siegen, Germany

¹Present affiliation: I.F.I. Institute for Industrial Aerodynamics GmbH, Institute at Aachen University of Applied Sciences, Aachen, Germany

^bUniversity of Siegen, Department of Fluid and Thermodynamics, Siegen, Germany

^cUniversity of Siegen, Department of Fluid and Thermodynamics, Siegen, Germany

ABSTRACT

The Magnus effect on a sphere rotating perpendicular to the flow direction at Reynolds numbers in the range of $0.68 \times 10^5 < Re_D < 4.97 \times 10^5$ was investigated by means of aerodynamic force measurements and of a flow field survey. Experiments were performed using an innovative rear sting support where the sphere was split into two hemispheres that were driven by a motor inside of them. The results show considerable changes of the mean force coefficients with Reynolds number Re_D and spin parameter SP , which can be attributed to the altered boundary layer separation. These changes also lead to significant changes of size and deflection of the wake zones in the lateral direction. A negative Magnus effect occurs in a wide range of Reynolds numbers Re_D and spin parameters SP . A positive Magnus force is induced when the boundary layer is either laminar or turbulent on both sphere sides.

KEYWORDS: Magnus force; negative Magnus effect; rotating sphere; boundary layer separation; Reynolds number; spin parameter

1. INTRODUCTION

In the recent past ball games, especially soccer, have received much attention due to the curved trajectories of balls occurring for example in free-kicks (Asai *et al.*, 2007; Bray and Kerwin, 2003). The basic flow phenomenon responsible for the sideways deviation of a ball or sphere rotating around an axis perpendicular to the flight direction from its initial straight path is commonly known as the (ordinary) Magnus effect. Less known is that in a certain range of Reynolds numbers and spin parameters the direction of that side force may be reversed to the side rotating in opposite direction to the flow direction.

This effect was first discovered by Lafay (1910) in experiments with smooth and rough rotating cylinders and is known since then as the negative Magnus effect.

The (ordinary) Magnus effect has been explained such that on the side of a sphere rotating in streamwise direction additional momentum is transferred into the laminar boundary layer. Thus the boundary layer is able to resist longer the increasing pressure at the rear of the sphere, delaying the boundary layer separation. On the opposite side the laminar boundary layer separates before reaching the sphere apex: Due to the no-slip condition the fluid close to the sphere surface is rotating in opposite direction to the approach flow leading to a backflow within the boundary layer and hence a boundary layer separation ahead of the sphere apex due to the prevailing pressure gradient. As on the side rotating in streamwise direction more pressure is transferred into kinetic energy, the resulting cross flow force is acting to the sphere side rotating in flow direction. Close to Reynolds numbers $Re_D \approx 2.5 \times 10^5$ where laminar separation, transitional bubble reattachment and

turbulent separation are known to occur in the non-rotating state, Taneda (1957) discovered for spin parameters $SP < 0.6$ the reversal of the Magnus force on smooth spheres. To the best of the authors' knowledge, the only conjecture available in the literature (Sawatzki, 1960; Taneda, 1957; Tanaka *et al.*, 1990) is that on the side rotating in opposite direction to the approaching flow, a turbulent boundary layer is induced. Because turbulent boundary layer flow has a larger momentum than laminar boundary layer flow, the turbulent boundary layer delays separation and thus lowers drag. As on the side rotating in flow direction the boundary layer remains laminar, now on the side rotating in opposite direction to the flow direction more pressure is transferred into kinetic energy leading to a reversal of the Magnus force known as the negative Magnus effect.

However, the detailed process of how the sphere rotation generates a turbulent boundary layer flow, especially at high Reynolds numbers, has neither been fully investigated nor fully understood. As will be shown in section 4.2, it is inherently connected to the 3D flow field around the smooth sphere. Although the first experiments were carried out by Macoll (1928) already in 1928, only few studies are available on the Magnus effect on rotating spheres. One study that has been cited in almost all studies of the flow around non-rotating spheres is the one of Achenbach (1972) who was originally interested in the pneumatic transportation of spherical fuel elements in high-pressure tubes where high Reynolds numbers were expected. Contrary to the numerous studies on non-rotating spheres, the studies on rotating spheres focus on subcritical Reynolds numbers except the computational study of Muto *et al.* (2012). Consequently for high Reynolds numbers force coefficients as a function of the spin parameter are not available. Such data are needed e.g. for the modeling of rotating spherical particles in pipe flows where the rotation is caused by shear flow, collisions with walls or between particles. Another application where drag and Magnus force data are needed is the flow around blood cells modeled as rotating spherical particles.

2. EXPERIMENTAL SET-UP AND INSTRUMENTATION

Experiments were conducted in the Göttingen-type wind tunnel with closed return and an open jet test section of the Department of Fluid and Thermodynamics, University of Siegen, Germany. The nozzle opening has a rectangular exit area of $1.02\text{ m} \times 1.02\text{ m}$. The test section length is 2.04 m . The maximum free stream velocity is $u_\infty = 55\text{ m/s}$ which corresponds to $Re_D = 8 \times 10^5$ for a sphere of diameter $D = 218\text{ mm}$. Due to the nozzle contraction ratio of 6.76 and screens in the settling chamber the turbulence level in the free stream was about 0.5%. The local velocity differences in the approach flow at the nozzle exit area were less than 1.3%. The free stream velocity was determined by measuring the pressure difference between the atmosphere and the settling chamber using a MKS differential pressure transducer of range 10 kPa and using the Bernoulli equation including a calibrated correction factor.

The sphere (diameter $D = 218\text{ mm}$) was machined from aluminum alloy and had a very smooth surface with a mirror like finish. The experimental arrangement consisted of a sphere mounted on an 'L'-shaped sting where the vertical part was designed as a NACA 0015 wing. The set-up consisted of two hemispheres, which were driven by a DC-motor situated inside of them. In this way the hemispheres were allowed to be spun up to 540 rpm. Due to the hemisphere rotation around a non-rotating plate a gap of around 0.2 mm was unavoidable. The non-rotating plate provided at the same time the attachment to the sting. The total length of the horizontal sting was 380 mm. The blockage ratio including the support system was 4.8%. Drag force F_D was measured in x -direction and side force F_S was measured in y -direction, as shown in Fig. 1(a). Further constructional details can be seen in Fig. 1(b). Due to the chosen sense of rotation, a positive Magnus force corresponded to a lift force in negative z -direction ($F_M = -F_L$) and a negative Magnus force corresponded to a lift force in positive z -direction (see Figs. 1(c) and (d)).

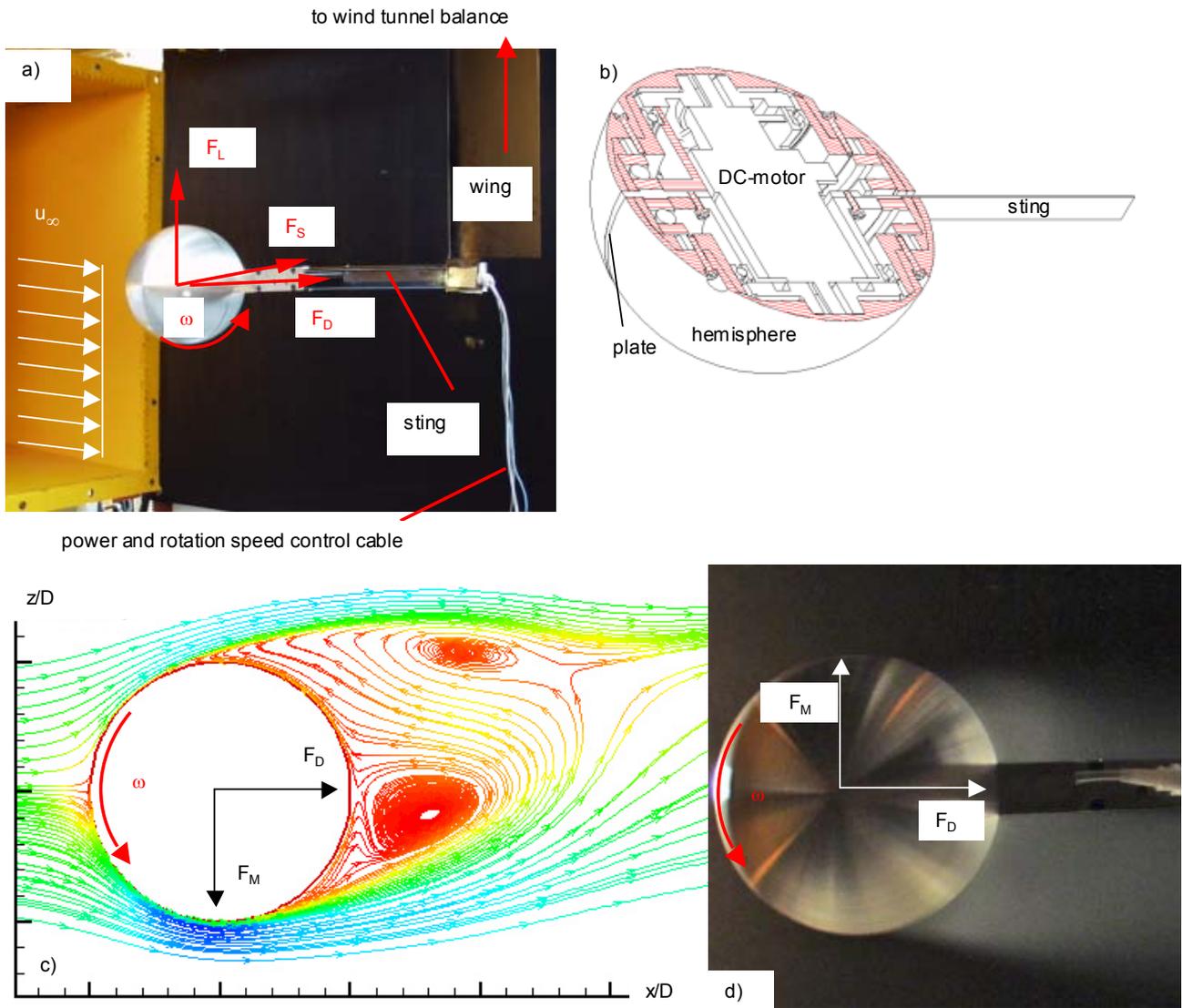


Figure 1. (a) Installation photograph of the sphere mounted on an ‘L’-shaped sting; (b) constructional details; (c) positive Magnus effect; and (d) negative Magnus effect.

The forces on the sphere and support system were measured using a six-component wind tunnel balance (manufactured by Carl Schenk AG, Darmstadt). Tare forces acting on the support system were measured by supporting the sphere in such a way that the effect of the wake of the sphere on the support system was identically simulated. The measured forces on the sphere-sting set-up were finally corrected with the tare forces to calculate the forces on the sphere alone. For all the force measurements the force data were averaged over 40 s, and three to six runs of tests were carried out to assess the repeatability.

Aerosol visualizations were performed using a TSI oil droplet generator that utilizes a Laskin nozzle to generate droplets, which were injected into the recirculation region of the hemisphere set-up.

3. NON-DIMENSIONAL PARAMETERS AND ERROR ANALYSIS

The results of the Magnus force measurements on the rotating sphere may be described by non-dimensional similarity parameters. The Reynolds number Re_D , the ratio of inertia to friction forces, is defined by

$$Re_D = u_\infty D / \nu \quad (1)$$

where u_∞ is the free-stream velocity, D the sphere diameter and ν the kinematic viscosity of the fluid. The spin parameter SP , the ratio of the maximum circumferential velocity on the sphere surface $\omega/2D$ to the free-stream velocity u_∞ , is

$$SP = \omega D / (2u_\infty) \quad (2)$$

Definitions of the force coefficients are

$$C_D = F_D / (q_\infty \pi / 4 D^2) \quad (3)$$

$$C_L = F_L / (q_\infty \pi / 4 D^2) \quad (4)$$

and

$$C_S = F_S / (q_\infty \pi / 4 D^2) \quad (5)$$

where F_D , F_L and F_S are the drag, lift and side forces, $\pi/4D^2$ is the projected area and $q_\infty = \rho/2u_\infty^2$ is the free-stream dynamic pressure.

The sign of the Magnus force is taken as positive when the direction of the force is the same, as predicted by the existing theories of inviscid or creeping flows. Therefore, in the present study a positive Magnus force coefficient corresponds to a negative lift force coefficient ($C_M = -C_L$).

Bias errors and repeatability of a measured variable propagate, based on an appropriate combination of them, into the experimental result. In this study, experimental results correspond to dimensionless numbers whose overall uncertainties are estimated for 95% coverage of the true mean value or otherwise stated for a 95% level of confidence. The overall uncertainties of Re_D and SP are estimated according to the methodology of Coleman and Steele (Coleman and Steele, 1999). The estimation of the overall uncertainty of the force coefficients C_D , C_L and C_S is based on Coleman *et al.* (1995). For better clarity overall uncertainties of only one experimental curve are presented as error bars in diagrams of section 4. The overall uncertainties are characteristic for the respective diagrams. At low Reynolds numbers $Re_D < 1.5 \times 10^5$ bias errors dominate the overall uncertainty, whereas especially in ranges of high gradients the overall uncertainty follows to a great extent from repeatability. Further details of the estimation of overall uncertainties of all dimensionless numbers in this paper are available in Kray (2009).

4. RESULTS AND DISCUSSION

4.1. Non-rotating sphere

Fig. 2 shows the drag coefficient for a sphere in uniform flow as a function of the Reynolds number for the present work together with the drag curve of Achenbach (1972). The drag curve of the hemisphere set-up shows very good agreement with the drag curve of Achenbach (1972) in the subcritical and critical regimes of Re_D , where the Reynolds number range where the sharp drop in C_D occurs is not altered suggesting that the difference in C_D -value is due to the support interference. The supercritical drag coefficient $C_D = 0.26$ for $Re_D > 400,000$ is higher than the one of Achenbach (1972) probably due to supercritical boundary layer separation at $\theta \approx 110^\circ$ (see also Fig. 4). If the gap on the hemisphere is closed with a thin tape, the drag coefficient drops in the supercritical regime to $C_D = 0.12$ showing much better agreement with the drag curve of Achenbach (1972). Thus it can be concluded that the gap on the hemisphere mainly has an effect on

the value of drag reduction in the supercritical regime, whereas the subcritical flow regime is not affected.

In Fig. 3 the other force coefficients are shown as a function of the Reynolds number. Considerable lift forces occur in the critical Reynolds number region due to the fact that the flow is not axisymmetric. The lift force coefficient decreases in the subcritical and supercritical Reynolds number regions. The side force is close to zero over the whole range of Re_D . Preliminary investigations on a sting placed 740 mm downstream showed that the sting did not alter the flow around the sphere. As pointed out by Quadflieg (1975), the reason for the lift force is that the laminar separation line, the reattachment line and the turbulent separation line respectively vary in terms of the separation angle about the sphere circumference. Force measurements on a magnetically suspended sphere with and without boundary layer trips carried out by Sawada and Suda (2011) have confirmed that considerable lateral force coefficients occur in the subcritical, critical and supercritical Reynolds number region, although there were no elements attached to the sphere which specified the direction of the lateral force.

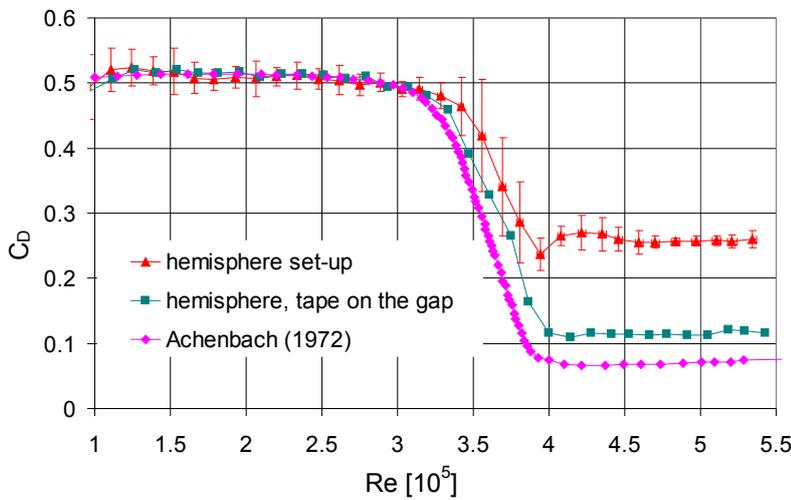


Figure 2. Drag coefficient as a function of the Reynolds number for the hemisphere (triangle curve with error bars), the hemisphere with tape on the gap (square curve) and the drag curve of Achenbach (1972) (rhombus curve).

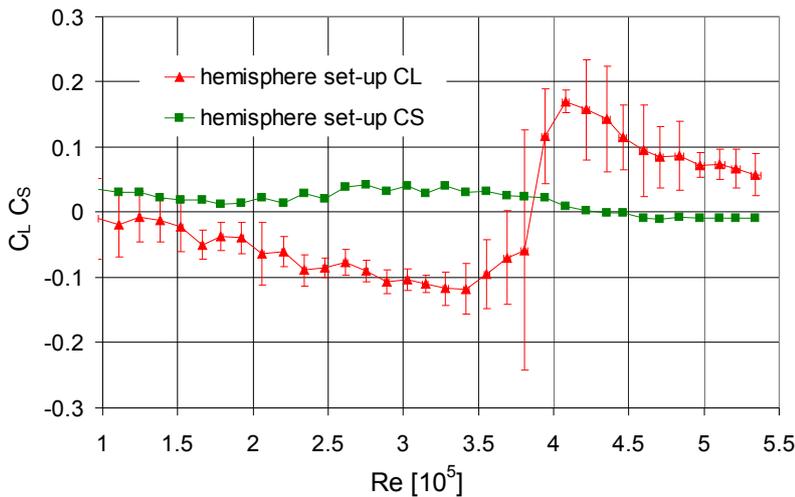


Figure 3. Lift and side force coefficient as a function of the Reynolds number for the hemisphere set-up (triangle curve with error bars: “ C_L ”; square curve “ C_S ”).

Fig. 4 shows aerosol visualizations of the wake of the sphere supported by a sting from the rear. At $Re_D = 2.12 \times 10^5$, Fig. 4(a), the separation point is situated in front of the sphere apex at a separation angle of $\theta = 82 \pm 3^\circ$ measured from the front stagnation point indicating laminar boundary layer

separation. At $Re_D = 4.09 \times 10^5$ (see Fig. 4(b)), the sphere wake is fully turbulent and asymmetric. This indicates that the sphere is subjected to a lift force and agrees well with the lift force coefficients in Fig. 3. From Fig. 2 it is evident that the sharp drop in drag coefficient is due to the shrinkage of the near wake recirculating region. $\theta > 130^\circ$, as reported e.g. by Taneda (1978), for turbulent boundary layer separation is not reached, probably due to the disturbing influence of the gap similar to the effect of rough sports ball surfaces. Another possible explanation is that at the stagnation point and at the rear of the sphere fluid flows into the gap, whereas in the low-pressure region around the sphere apex an outflow occurs disturbing the boundary layer and leading to preliminary boundary layer separation. Thus supercritical boundary layer separation occurs at $\theta = 110 \pm 3^\circ$, as can be seen at $Re_D = 4.56 \times 10^5$ in Fig. 4(c). As the pressure increase at the rear of the sphere vanishes at $\theta \approx 110^\circ$, the drag coefficient reaches $C_D \approx 0.26$.

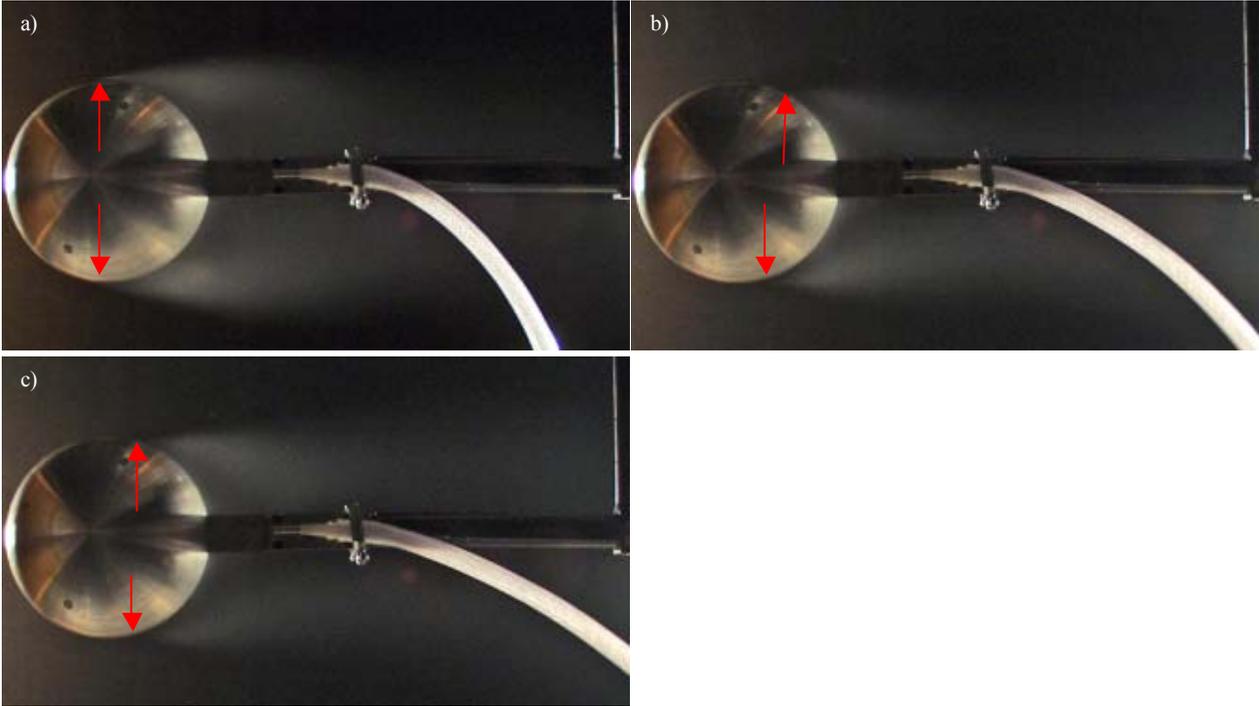


Figure 4. Aerosol visualizations of the flow around the hemisphere set-up at (a) $Re_D = 2.12 \times 10^5$; (b) $Re_D = 4.09 \times 10^5$; and (c) $Re_D = 4.56 \times 10^5$; arrows indicate approximate positions of boundary layer separation.

1.2. Rotating sphere

In Figs. 5, 7 and 9 the coefficients of drag, C_D , Magnus, C_M , and side force, C_S , are plotted vs. the spin parameter, SP , for the hemisphere set-up for a range of Reynolds numbers of $0.96 \times 10^5 < Re_D < 4.97 \times 10^5$ and increasing spin. Figs. 6 and 8 show aerosol visualizations at Reynolds numbers Re_D close to those from the force coefficient plots.

At $Re_D = 0.96 \times 10^5$ C_M increases from $C_M = 0$ at $SP = 0$ to $C_M = 0.22$ at $SP = 0.39$ (see Fig. 5). This may be explained by a downstream shift of the laminar separation point on the side rotating in streamwise direction and an upstream shift of the laminar boundary layer on the side rotating opposite to the flow direction with increasing SP . Hence the pressure difference at the sphere apex increases, whereas the base pressure decreases. The decreasing base pressure explains the increasing drag coefficients C_D . Aerosol visualizations at $Re_D = 0.98 \times 10^5$ in Fig. 6(a, b) confirm this interpretation.

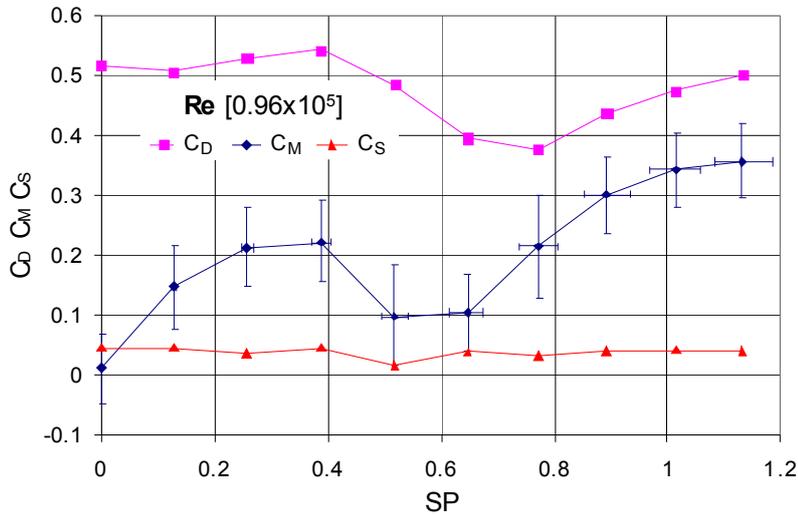


Figure 5. Drag, Magnus and side force coefficients as a function of spin parameter for the hemisphere set-up at $Re_D = 0.96 \times 10^5$ (square curve for C_D ; rhombus curve with error bars for C_M ; triangle curve for C_S).

At $SP = 0.52$ the separation point on the side rotating in opposite streamwise direction is shifted more to the downstream side due to the boundary layer detaching in the turbulent state. This leads to a decreasing pressure difference between both sides at the sphere apex. As the base pressure increases at the same time, the drag coefficient decreases.

Up to $SP = 0.65$ C_M remains at $C_M = 0.1$, whereas the drag coefficient C_D decreases abruptly. As may be seen in Fig. 6(c), the turbulent separation point on the side rotating opposite to the flow direction is further shifted downstream at $SP = 0.64$. As the boundary layer detaches in the turbulent state on the side rotating in streamwise direction, the separation point is shifted downstream as well. The resulting pressure changes compensate each other leading to constant C_M , whereas the increasing base pressure leads to a decrease of C_D .

The visualization at $SP = 1.0$ in Fig. 6(d) shows an upstream shift of the separation point on the side rotating opposite to the flow direction, whereas on the side rotating in streamwise direction the separation line is unaltered. The increasing pressure difference at the sphere apex leads to increasing Magnus coefficients C_M , whereas C_D increases due to decreasing base pressure. One can see from Fig. 5 that at $SP = 1.13$ $C_M = 0.36$, whereas $C_D = 0.5$. The side force coefficient is close to zero in the whole spin parameter range.

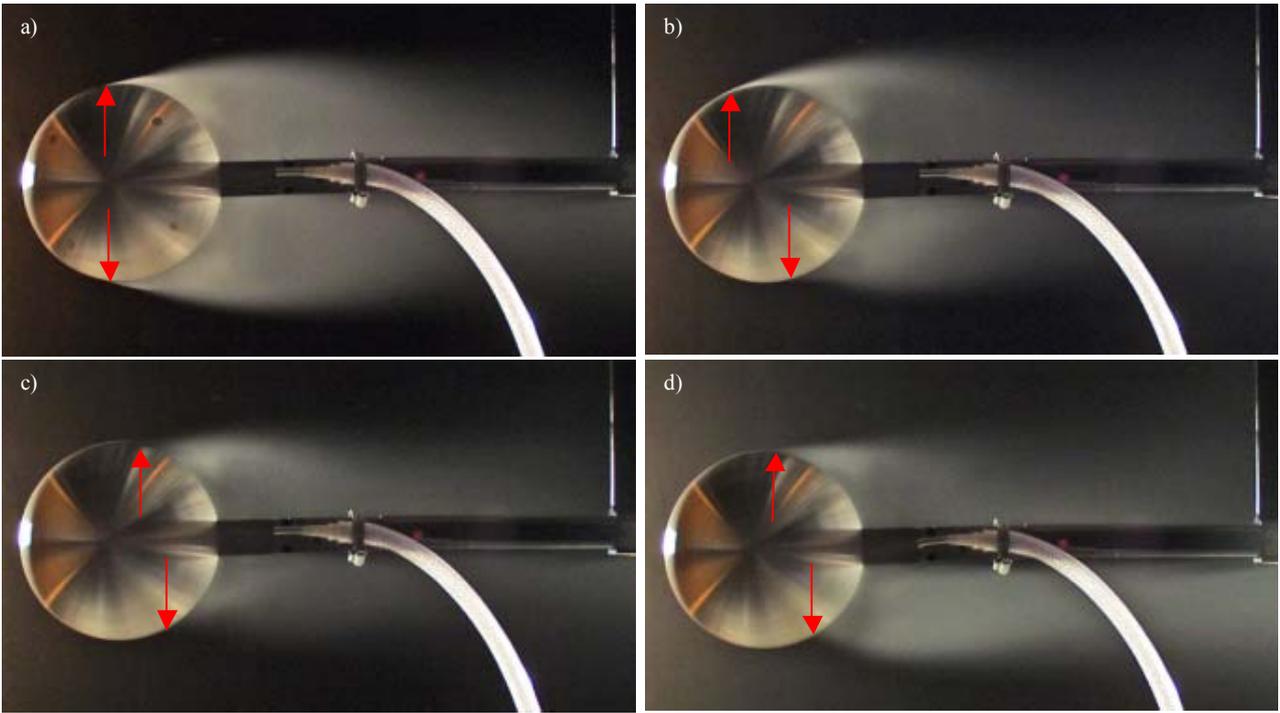


Figure 6. Aerosol visualizations of the flow around the hemisphere set-up at $Re_D = 0.98 \times 10^5$: (a) $SP = 0$; (b) $SP = 0.38$; (c) $SP = 0.64$; and (d) $SP = 1.00$; arrows indicate approximate positions of boundary layer separation.

At $Re_D = 3.46 \times 10^5$ and $SP = 0$ the flow is in the critical Reynolds number range and the drag coefficient C_D is lower than $C_D = 0.5$. The flow is still symmetric (C_M close to zero) (see Figs. 7 and 8(a)). With increasing spin the drag coefficient decreases due to the negative Magnus effect which is visible at $SP = 0.18$ in Fig. 8(b). At this spin parameter the maximum downward deflection of the wake can be observed which is in good agreement with the minimum Magnus force coefficient of $C_M = -0.15$. Considerable side force coefficients up to $C_S = 0.25$ are observed showing that the flow is to a great extent three-dimensional.

With further increasing spin parameter C_M re-increases, as the sphere wake becomes more symmetric due to turbulent boundary layers on both sphere sides, as may be seen at $SP = 0.28$ in Fig. 8(c). The corresponding base pressure increase leads to a further reduction of the drag coefficient.

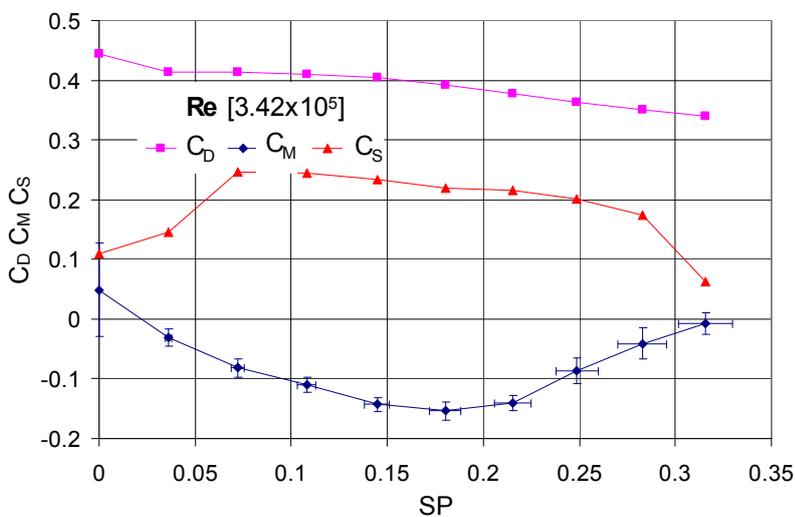


Figure 7. Drag, Magnus and side force coefficients as a function of spin parameter for the hemisphere set-up at $Re_D = 3.42 \times 10^5$ (square curve for C_D ; rhombus curve with error bars for C_M ; triangle curve for C_S).

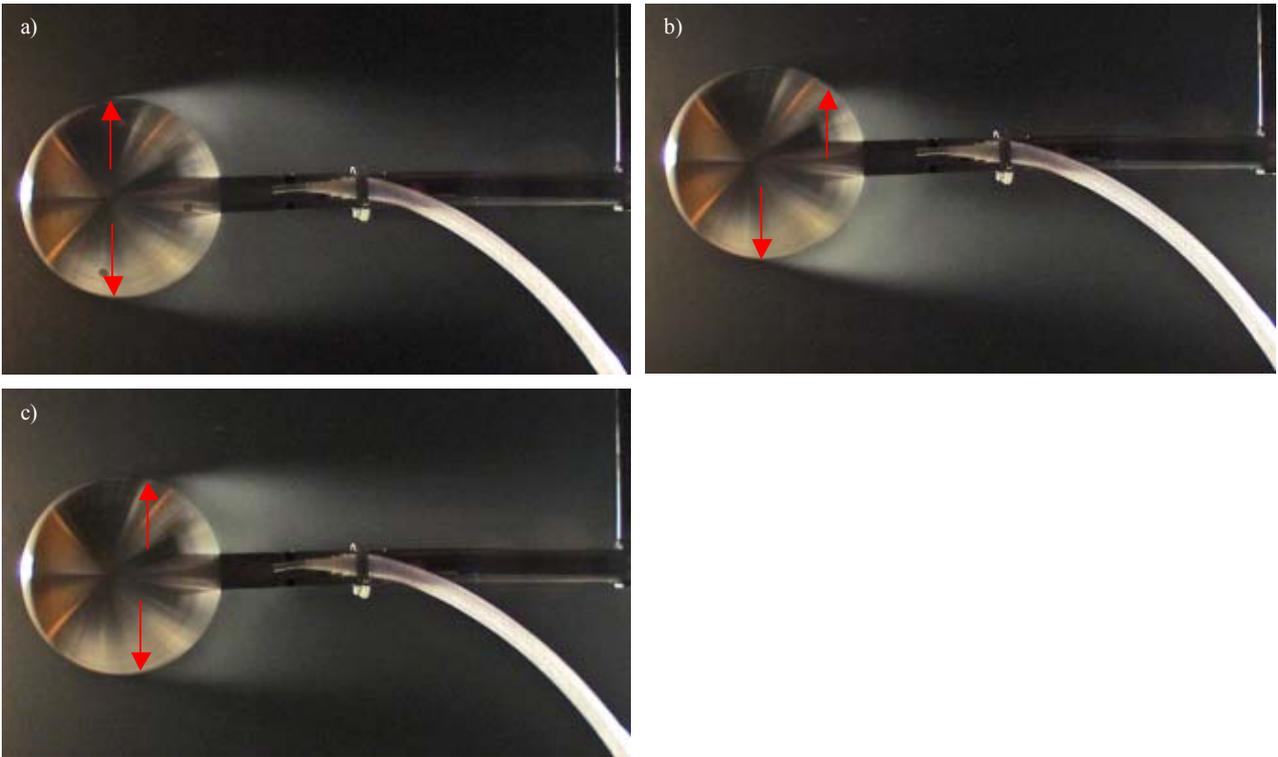


Figure 8. Aerosol visualizations of the flow around the hemisphere set-up at $Re_D = 3.46 \times 10^5$: (a) $SP = 0$; (b) $SP = 0.18$; and (c) $SP = 0.28$; arrows indicate approximate positions of boundary layer separation.

At $Re_D = 4.97 \times 10^5$ (see Fig. 9), the flow is in the supercritical Reynolds number regime with turbulent boundary layers on both sphere sides. Due to positive Magnus effect C_M increases up to $C_M = 0.11$ at $SP = 0.12$, whereas C_D initially remains constant at $C_D = 0.26$. A slight drag coefficient increase due to increasing base pressure occurs with some delay in comparison to the Magnus force coefficient increase. The side force coefficient C_S is close to zero in the whole spin parameter range, probably due to the boundary layers being turbulent on both sphere sides.

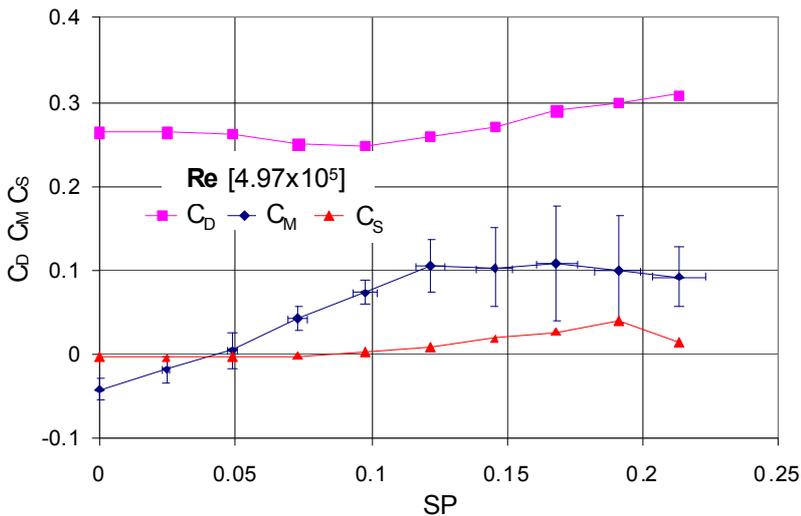


Figure 9. Drag, Magnus and side force coefficients as a function of spin parameter for the hemisphere set-up at $Re_D = 4.97 \times 10^5$ (square curve for C_D ; rhombus curve with error bars for C_M ; triangle curve for C_S).

5. CONCLUSION

In the present study, aerodynamic force measurements and a flow field survey were carried out on a sphere rotating perpendicular to the flow direction in order to investigate the effect of the rotation on the flow parameters. The Reynolds numbers considered were in a range of $0.68 \times 10^5 < Re_D < 4.97 \times 10^5$.

In the non-rotating state, the experimental results on the hemisphere supported by a sting from the rear show good agreement with the drag curve of Achenbach (1972). However, due to the influence of the gap, the supercritical drag coefficient $C_D = 0.26$ is still larger than the one of Achenbach (1972), but it may be concluded that the results obtained are close to the 'real' Magnus effect on a rotating sphere that would occur, if there were no boundary layer disturbances at all.

Flow field visualizations and results from the available literature (e.g. Muto *et al.*, 2012) cited herein confirm the following conclusions: When rotating, the negative Magnus effect, along with considerable side forces, occurs in a wide range of Reynolds numbers Re_D and spin parameters SP . This shows that the so-called Magnus effect is a three-dimensional phenomenon. A positive Magnus force is induced when the boundary layer is either laminar or turbulent on both sphere sides.

6. REFERENCES

- Asai T., Seo K., Kobayashi O., Sakashita R. (2007). Fundamental aerodynamics of the soccer ball. *Sports Engineering*, Vol. 10 (2), pp. 101-110
- Bray K., Kerwin D.G. (2003). Modelling the flight of a soccer ball in a direct free kick. *Journal of Sports Sciences*, Vol. 21 (2), pp. 75-83
- Lafay M.A. (1910). Sur l'inversion du phénomène de Magnus. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences*, Vol. 151, pp. 867-868
- Taneda S. (1957). Negative magnus effect. *Reports of Research Institute of Applied Mechanics*, Vol. 5 (20), pp. 123-128
- Sawatzki O. (1960). *Über den Einfluß der Rotation und der Wandstöße auf die Flugbahnen kugliger Teilchen im Luftstrom*. Ph.D. Thesis, Technische Hochschule Karlsruhe
- Tanaka T., Yamagata K., Tsuji Y. (1990). Experiment of fluid forces on a rotating sphere and spheroid. In: *Proceedings of the 2nd KSME-JSME Fluids Engineering Conference*, Vol. 1, Seoul, Korea, 10-13 October 1990, pp. 366-369
- Macoll J.H. (1928). Aerodynamics of a spinning sphere. *Journal of Royal Aeronautical Society*, Vol. 32, pp. 777-798
- Achenbach E. (1972). Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 54 (3), pp. 565-575
- Muto M., Tsubokura M., Oshima N. (2012). Negative Magnus lift on a rotating sphere at around the critical Reynolds number. *Physics of Fluids*, Vol. 24, pp. 014102-01-15
- Coleman H.W., Steele W.G. (1999). *Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers*, 2nd ed. John Wiley & Sons, New York
- Coleman H.W., Steele W.G., Taylor R.P. (1995). Implications of correlated bias uncertainties in single and comparative tests. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 117 (4), pp. 552-556
- Kray T. (2009). *Untersuchungen über die Strömungsvorgänge bei rotierenden glatten Kugeln und Fußbällen*. Ph.D. Thesis, Department of Fluid and Thermodynamics, Universität Siegen
- Quadflieg H. (1975). Verringerung des Kugelwiderstandes oberhalb der kritischen Reynolds-Zahl bei stationärer Grenzschichtablösung. *Abhandlungen aus dem Aerodynamischen Institut der TH Aachen*, Vol. 22, pp. 49-51
- Sawada H., Suda S. (2011). Study on aerodynamic force acting on a sphere with and without boundary layer trips around the critical Reynolds number with a magnetic suspension and balance system. *Experiments in Fluids*, Vol. 50, pp. 271-284

Risoluzione di Sistemi Dinamici Stocastici per l'Analisi delle Vibrazioni Indotte da Vento Turbolento su Edifici Alti

Luca Caracoglia

Department of Civil and Environmental Engineering, Northeastern University, 360 Huntington Avenue, Boston, Massachusetts, 02115 USA

SOMMARIO

Si analizza la risposta dinamica stazionaria di edifici alti soggetti a vento turbolento stazionario. Si propone un modello tipo “state-space” per lo studio degli errori di stima del carico laterale aerodinamico dovuti alle semplificazioni di modellazione aerodinamica o ad errori sperimentali in galleria del vento. La formulazione si basa sul calcolo stocastico ed, in particolare, su di un vettore multivariato generalizzato del tipo Markov con “incremento degli stati”. L’algoritmo è applicato alla valutazione della risposta dell’edificio di riferimento “CAARC” soggetto a vento turbolento.

ABSTRACT

The dynamic response of tall buildings subject to turbulent wind is analyzed. A state-space model is proposed to account for errors in the lateral loading estimation, due to aerodynamic modeling simplifications or experimental errors in wind tunnel. The formulation is based on a generalized Markov-type multi-variate vector with “state augmentation”. The algorithm is applied to the prediction of the buffeting response for the CAARC benchmark building.

PAROLE CHIAVE: Edifici alti, risposta dinamica stazionaria, lunghezza di correlazione generalizzata dei carichi da vento, calcolo stocastico, Equazione Ridotta di Fokker-Planck

1. INTRODUZIONE

Le recenti attività di ricerca nel campo di ingegneria del vento presso la Northeastern University sono dirette allo sviluppo di algoritmi per la simulazione e l’analisi della risposta al vento turbolento di edifici alti, contaminate da “errori” di modellazione dei carichi laterali da vento o di misura delle forzanti aerodinamiche in galleria del vento. Un algoritmo numerico nel dominio delle frequenze, basato sulla stima di curve di fragilità degli spostamenti dinamici dell’edificio in sommità (RMS dinamici e di picco) è stato recentemente studiato da Smith & Caracoglia, 2011. Simili algoritmi numerici, basati sulla simulazione numerica “alla Monte - Carlo” per la risoluzione di problemi di dinamica aleatoria e rivolti allo studio degli effetti d’incertezza causata da errori sperimentali in galleria del vento o di modellazione delle azioni del vento sulla risposta di edifici alti, sono di recente apparsi in letteratura (p.es., Bashor & Kareem, 2007; Bernardini *et al.*, 2012). L’obiettivo di tali studi risulta legato al perfezionamento di metodologie e di criteri per lo sviluppo di una progettazione strutturale basata sulle “prestazioni della struttura”, sottoposta ai carichi da vento, in funzione di livelli di risposta prestabiliti. Tale disciplina emergente è spesso designata come “performance-based wind engineering” (p. es., Ilyas *et al.*, 2012; Jain *et al.*, 2001).

Questo studio analizza la risposta stazionaria indotta dal vento di un edificio alto prismatico a pianta rettangolare, modellato sulla base dell’edificio standardizzato “CAARC” (Melbourne, 1980). L’algoritmo utilizza un approccio di simulazione “tradizionale”, nel quale il carico fluttuante da turbolenza è rappresentato da funzioni densità spettrali di potenza opportune e dove la risposta dinamica della struttura lineare è simulata mediante espansione modale. Effetti del distacco dei vortici (p. es., Kareem, 1985) non sono affrontati ma saranno oggetto di studi futuri.

Si presenta il modello recente, sviluppato parallelamente all' algoritmo sopra-descritto, che si fonda sulla risoluzione di un sistema vettoriale dinamico di tipo "state-space" a dimensione ridotta. Quest'ultimo opera nel dominio del tempo attraverso una formulazione di calcolo stocastico (Grigoriu, 2002), nella quale la forzante in ingresso al sistema dinamico è costituita da un processo scalare di tipo Wiener standardizzato. Sebbene il calcolo stocastico sia stato utilizzato per l'analisi dell'instabilità aeroelastica di ponti di grande luce da molti autori (p. es., Lin & Ariaratnam, 1980), applicazioni di questo metodo a problemi di "buffeting" su edifici alti sono molto limitate.

La risposta dinamica dell'edificio è espressa tramite decomposizione modale nell'ipotesi di struttura lineare. La forzante fluttuante da vento parzialmente correlata (nello spazio) lungo l'asse verticale dell'edificio è sostituita da un carico equivalente totalmente correlato su di una lunghezza ridotta, ovvero attraverso il concetto di lunghezza di correlazione media $\Lambda_{1x,u}$, normalizzata rispetto all'altezza dell'edificio h . La lunghezza di correlazione del carico fluttuante da vento è calcolata, modo per modo, in base ad un approccio quasi - statico del tipo "Equivalent Wind Spectrum Technique" (p. es., Piccardo & Solari, 1998). Le componenti di turbolenza nel piano orizzontale u (parallela alla direzione del vento medio) e v (trasversale) sono rappresentate nel dominio del tempo mediante un filtro auto-regressivo operante sulla variabile scalare di Wiener standardizzata.

Il vettore degli stati del modello è generalizzato ed ottenuto dalla combinazione delle variabili di stato strutturali dei modi principali dell'edificio, "stati di turbolenza" coincidenti con le componenti scalari di turbolenza, u e v . Inoltre questo vettore include altre variabili stocastiche a media nulla, come ad esempio λ_u . La grandezza a media nulla λ_u è utilizzata per simulare la deviazione di $\Lambda_{1x,u}$ dal valore di riferimento, ovvero considerando una lunghezza di correlazione dei carichi modificata ($\Lambda_{1x,u} + \lambda_u$) da intendersi come effetto di perturbazione aleatoria dovuto ad "errori" di semplificazione o di misurazione in galleria del vento.

In questa memoria si discute la derivazione del sistema di equazioni dinamiche stocastiche (Grigoriu, 2002) in funzione di una variabile di tempo adimensionale e della velocità media di vento in sommità, come derivato dall'autore in alcuni studi recenti (Caracoglia, 2012). Si dimostra inoltre come un numero complessivo di stati pari a sette sia sufficiente a simulare la risposta stazionaria dell'edificio CAARC. La densità di probabilità congiunta del processo vettoriale aleatorio corrispondente al problema stazionario ("buffeting") è successivamente calcolata tramite la risoluzione dell'equazione Ridotta di Fokker-Planck (Grigoriu, 2002).

Nonostante il numero apparentemente limitato di stati, la risoluzione numerica dell'equazione Ridotta di Fokker-Planck è necessaria. Un metodo numerico, recentemente sviluppato dall'autore, è presentato e discusso in questa memoria. Tale algoritmo non utilizza un approccio discreto alle differenze od elementi finiti bensì un approccio basato sull'espansione alla Galerkin della funzione potenziale stazionaria della densità di probabilità congiunta, messo a punto attraverso una generalizzazione di un metodo esistente (Soize, 1988). Nonostante siano recentemente apparsi in letteratura algoritmi equivalenti per la risoluzione dell'equazione suddetta (Di Paola & Sofi, 2002; Er, 2011; Martens *et al.*, 2012), il procedimento di risoluzione numerica prescelto è stato preferito in considerazione della sua flessibilità e semplicità d'implementazione. L'esempio numerico, basato sull'edificio CAARC, è infine impiegato per la verifica del modello mediante il confronto con i dati sperimentali ottenuti su modello aeroelastico a scala ridotta in galleria del vento (Melbourne, 1980). I risultati di questo studio sono basati sulle indagini preliminari riportate in (Caracoglia, 2012).

2. PRESENTAZIONE DEL MODELLO

2.1. Modellazione "state-space" per l'analisi della risposta fluttuante da vento di edifici alti a sezione prismatica.

Il modello numerico nel dominio del tempo è stato derivato dalla metodologia standard per l'analisi dinamica di edifici alti soggetti a carichi fluttuanti da turbolenza nel dominio delle frequenze (Davenport, 1971; Kareem, 1984; Kareem, 1985; Melbourne, 1980; Piccardo & Solari, 2000). La risposta dinamica segue le ipotesi di struttura-prototipo lineare modellata secondo l'edificio standardizzato CAARC (Melbourne, 1980), a pianta prismatica rettangolare di dimensioni principali D_x , D_y ed altezza complessiva h . La Fig.1 mostra una rappresentazione schematica della geometria dell'edificio tipo e del carico laterale da vento. La direzione del vento medio è ortogonale al piano verticale di dimensione sul piano D_y (Fig.1b). Il diagramma in Fig.1a coincide con il piano di carico

longitudinale in direzione del vento (along-wind) ed il piano principale di deformazione (flessione) per l'edificio considerato. Le grandezze $x(z,t)$ e $y(z,t)$ descrivono gli spostamenti laterali dinamici nei piani principali di flessione; effetti torsionali sono trascurati nel modello presente. La massa dell'edificio è uniformemente distribuita con la quota z ($m(z)$ massa per unità di altezza); la risposta dinamica nei due piani principali è rappresentata mediante sovrapposizione modale, limitata ai modi principali, secondo le equazioni seguenti: $x(z,t)=\Phi_{1x}(z)D_x\dot{\xi}_{1x}(t)$ in direzione longitudinale (along wind; Fig.1b) e $y(z,t)=\Phi_{1y}(z)D_y\dot{\xi}_{1y}(t)$ in quella trasversale. Le grandezze ξ_{1x} e ξ_{1y} sono le coordinate generalizzate adimensionali dei modi "1x" e "1y"; $\Phi_{1x}(z)$ and $\Phi_{1y}(z)$ sono le forme modali adimensionali con frequenze n_{1x} e n_{1y} .

Lo smorzamento strutturale è rappresentato dalle variabili ζ_{1x} e ζ_{1y} . Il piano di flessione per il modo "1y" è ortogonale al piano mostrato in Fig.1a. Il carico fluttuante da vento orizzontale è tradotto in formato "state-space" considerando un campo di vento medio a strato limite atmosferico $U(z)$, turbolenza stazionaria nelle due direzioni orizzontali $u(z,t)$ e $v(z,t)$ (Fig.1b) e carico aerodinamico quasi - stazionario. La risposta laterale per unità di z diviene (Piccardo & Solari, 2000):

$$F_x(z,t) = \frac{\rho D_x U^2(z)}{2} \left\{ -2C_D \frac{\dot{x}(z,t)}{U(z)} + (\hat{C}_D - C_L) \frac{\dot{y}(z,t)}{U(z)} \right\} + \rho D_x U(z) C_D u(z,t) \quad (1)$$

$$F_y(z,t) = \frac{\rho D_x U^2(z)}{2} \left\{ 2C_L \frac{\dot{x}(z,t)}{U(z)} - (\hat{C}_L + C_D) \frac{\dot{y}(z,t)}{U(z)} \right\} + \frac{\rho D_x U(z)}{2} [2C_L u(z,t) + (\hat{C}_L + C_D) v(z,t)] \quad (2)$$

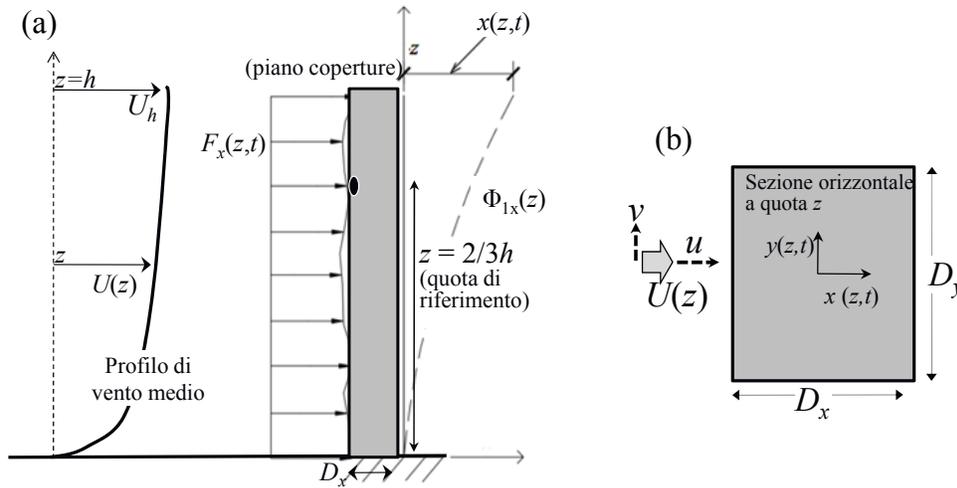


Figura 1. Rappresentazione schematica del modello dell'edificio tipo con indicazione del sistema di coordinate, gradi di libertà e carico laterale da vento: (a) vista laterale, (b) sezione orizzontale.

Nelle equazioni di cui sopra $\rho=1.25 \text{ kg/m}^3$ è la densità dell'aria mentre il simbolo "punto" è usato per descrivere derivazione rispetto al tempo t . I coefficienti aerodinamici per unità di altezza, normalizzati rispetto alla dimensione laterale D_x , sono: spinta laterale (drag) C_D con derivata rispetto alla direzione media del vento $\hat{C}_D = dC_D / d\alpha$, "portanza" (forza laterale trasversale) C_L con $\hat{C}_L = dC_L / d\alpha$. I coefficienti di momento torsionale non sono stati considerati in questa fase di studio.

La velocità media del vento è riferita alla quota $z=h$ (U_h in Fig.1a) secondo l'espressione $U(z)=U_h\Delta(z)$, nella quale la variazione adimensionale $\Delta(z)$ segue una legge di tipo logaritmico. Le equazioni precedenti diventano, dopo l'applicazione delle sovrapposizione modale:

$$F_x(z,t) = \frac{\rho D_x^2 U_h^2}{2} \Delta(z) \left\{ -2C_D \frac{\Phi_{1x}(z)\dot{\xi}_{1x}}{U_h} + (\hat{C}_D - C_L) \frac{\Phi_{1y}(z)\dot{\xi}_{1y}}{U_h} \right\} + \rho D_x U_h \Delta(z) C_D u(z,t) \quad (3)$$

$$F_y(z,t) = \frac{\rho D_x^2 U_h^2}{2} \Delta(z) \left\{ 2C_L \frac{\Phi_{1x}(z) \dot{\xi}_{1x}}{U_h} - (\hat{C}_L + C_D) \frac{\Phi_{1y}(z) \dot{\xi}_{1y}}{U_h} \right\} + \frac{\rho D_x U(z) \Delta(z)}{2} \left[2C_L u(z,t) + (\hat{C}_L + C_D) v(z,t) \right] \quad (4)$$

In Eq.3 ed Eq.4 i modi di vibrare “1x” and “1y” sono planari con forma modale $\Phi_{1x}(z)$ agente nel piano verticale “z-y” e $\Phi_{1y}(z)$ nel piano “z-x”. Le forze generalizzate corrispondenti (Q_{1x} , Q_{1y}) e le masse modali (M_{1x} , M_{1y}) dei modi “1x” and “1y” sono descritte dalle equazioni seguenti:

$$Q_{1x} = \int_0^h \Phi_{1x}(z) F_x(z,t) dz, \quad Q_{1y} = \int_0^h \Phi_{1y}(z) F_y(z,t) dz, \quad M_{1x} = \int_0^h [\Phi_{1x}(z)]^2 m(z) dz, \quad M_{1y} = \int_0^h [\Phi_{1y}(z)]^2 m(z) dz \quad (5, 6, 7, 8)$$

La risposta dinamica strutturale è successivamente calcolata in base al tempo adimensionale $s=tU_h/D_x$ e frequenze adimensionali $K_{1x}=2\pi n_{1x}D_x/U_h$, $K_{1y}=2\pi n_{1y}D_x/U_h$. Le equazioni generalizzate dei modi “1x” e “1y” sono pertanto:

$$\xi_{1x}'' + 2(\zeta_{1x} + H_{1x,1x} C_D) K_{1x} \xi_{1x}' + H_{1x,1y} (C_L - \hat{C}_D) K_{1y} \xi_{1y}' + K_{1x}^2 \xi_{1x} = \frac{\rho D_x^2 h C_D}{M_{1x}} \int_0^h \Delta(z) \hat{u}(z,s) \Phi_{1x}(z) \frac{dz}{h} \quad (9)$$

$$\xi_{1y}'' + \left[2\zeta_{1y} + H_{1y,1y} (C_D + \hat{C}_L) \right] K_{1y} \xi_{1y}' - 2C_L H_{1y,1x} K_{1x} \xi_{1x}' + K_{1y}^2 \xi_{1y} = \frac{\rho D_x^2 h}{M_{1y}} \left[C_L \int_0^h \Delta(z) \hat{u}(z,s) \Phi_{1y}(z) \frac{dz}{h} + (C_D + \hat{C}_L) \int_0^h \Delta(z) \hat{v}(z,s) \Phi_{1y}(z) \frac{dz}{h} \right] \quad (10)$$

Nelle equazioni precedenti il simbolo apostrofo indica la derivazione rispetto ad s , mentre le componenti di turbolenza sono normalizzate come $\hat{u} = u/U_h$ e $\hat{v} = v/U_h$. Le Eq.9 ed Eq.10 includono quattro termini d’interazione fluido-struttura. Questi termini sono collegati alle quantità racchiuse da parentesi graffe in Eq.3 ed Eq.4 per i modi “1x” and “1y” come segue:

$$H_{1x,1x} = \frac{\rho D_x^2 h}{2K_{1x} M_{1x}} \int_0^h \Delta(z) [\Phi_{1x}(z)]^2 \frac{dz}{h}, \quad H_{1x,1y} = \frac{\rho D_x^2 h}{2K_{1y} M_{1x}} \int_0^h \Delta(z) \Phi_{1x}(z) \Phi_{1y}(z) \frac{dz}{h} \quad (11a, 11b)$$

$$H_{1y,1y} = \frac{\rho D_x^2 h}{2K_{1y} M_{1y}} \int_0^h \Delta(z) [\Phi_{1y}(z)]^2 \frac{dz}{h}, \quad H_{1y,1x} = \frac{\rho D_x^2 h}{2K_{1x} M_{1y}} \int_0^h \Delta(z) \Phi_{1x}(z) \Phi_{1y}(z) \frac{dz}{h} \quad (12a, 12b)$$

I termini di carico da vento laterale in Eq.9 ed Eq.10 sono funzione delle componenti di turbolenza longitudinale e trasversale alle varie altezze z . La separazione fra la dipendenza da z o dal tempo s è ottenuta mediante trasformazione del campo dei carichi da vento turbolento parzialmente correlati in carichi generalizzati equivalenti, completamente correlati, agenti su di una superficie laterale ridotta dell’edificio, definita dalla dimensione laterale D_x e da una Lunghezza di Correlazione Modale (LCM). Questo principio è compatibile con le ipotesi di modellazione secondo “Equivalent Wind Spectrum Technique” (Piccardo & Solari, 2000; Solari, 1988). Qualora l’errore nella stima dei carichi laterali sia assente, tre LCM sono necessarie per il modello in Eq.9 ed Eq.10: $\Lambda_{1x,u}$, $\Lambda_{1y,u}$, $\Lambda_{1y,v}$. Tali grandezze possono venire stimate “ai minimi quadrati” come segue (con $r=x$ o $r=y$):

$$[\Lambda_{1r,u}]^2 = \int_0^h \int_0^h \Delta(z) \Delta(v) \Phi_{1r}(z) \Phi_{1r}(v) \exp \left[-\frac{2c_{z,u} n_{1r}}{U_h} \frac{|z-v|}{\Delta(z) + \Delta(v)} \right] \frac{dz dv}{h^2} \quad (13)$$

$$[\Lambda_{1y,v}]^2 = \int_0^h \int_0^h \Delta(z) \Delta(v) \Phi_{1y}(z) \Phi_{1y}(v) \exp \left[-\frac{2c_{z,v} n_{1y}}{U_h} \frac{|z-v|}{\Delta(z) + \Delta(v)} \right] \frac{dz dv}{h^2} \quad (14)$$

Per esempio, la radice quadrata dell'Eq.13 con $r=x$ risulta $0 < \Lambda_{1x,u} \leq 1.0$, ovvero la LCM del carico generalizzato laterale del modo "1x" (longitudinale od "along-wind"). In Eq.13 ed Eq.14 i coefficienti di "coerenza spaziale" sono $c_{z,u}=10.0$, $c_{z,v}=6.67$. Se le Eqq.13-14 sono utilizzate, le Eqq.9-10 possono essere semplificate come:

$$\xi_{1x}'' + 2(\zeta_{1x} + H_{1x,1x}C_D)K_{1x}\xi_{1x}' + K_{1y}H_{1x,1y}(C_L - \hat{C}_D)\xi_{1y}' + K_{1x}^2\xi_{1x} = (\rho D_x^2 h C_D / M_{1x}) \Lambda_{1x,u} \hat{u}_{0.6h} \quad (15)$$

$$\xi_{1y}'' + [2\zeta_{1y} + H_{1y,1y}(C_D + \hat{C}_L)]K_{1y}\xi_{1y}' - 2C_L H_{1y,1x} K_{1x}\xi_{1x}' + K_{1y}^2\xi_{1y} = \rho D_x^2 h / M_{1y} [C_L \Lambda_{1y,u} \hat{u}_{0.6h} + (C_D + \hat{C}_L) \Lambda_{1y,v} \hat{v}_{0.6h}] \quad (16)$$

In Eq.15 ed Eq.16 le componenti di turbolenza sono ridotte alla quota di riferimento $z=0.6h \approx 2/3h$ (Solari, 1988), come schematicamente indicato in Fig.1a, mediante le grandezze seguenti: $\hat{u}_{0.6h} = \hat{u}_{0.6h}(s) = \hat{u}(z=0.6h, s)$, $\hat{v}_{0.6h} = \hat{v}_{0.6h}(s) = \hat{v}(z=0.6h, s)$.

2.2. Sistema dinamico stocastico

Il sistema dinamico di equazioni differenziali di cui al capitolo precedente è successivamente trasformato in sistema stocastico differenziale "alla Itô" (Grigoriu, 2002) al fine di simulare la propagazione dell'errore aleatorio di modellazione o di natura sperimentale in galleria del vento, indotto sul carico laterale da vento. Come primo caso di studio si è ipotizzata una perturbazione aleatoria applicata alla LCM corrispondente al modo "1x" ed al carico da vento fluttuante laterale ($\Lambda_{1x,u}$ in Eq.15). Gli effetti di una siffatta perturbazione sono stati simulati attraverso la variabile scalare aleatoria a media nulla λ_u ; il termine $\Lambda_{1x,u}$ in Eq.15 è stato così sostituito da una nuova grandezza ($\Lambda_{1x,u} + \lambda_u$), comprendente in forma parametrica l'effetto dell'errore aleatorio λ_u in aggiunta al termine $\Lambda_{1x,u}$; in tale modo il valore della LCM $\Lambda_{1x,u}$, stimato in Eq.13 con $r = x$, coincide con il valore medio della LCM. Questa ipotesi coincide con l'osservazione secondo la quale l'errore di modellazione (o sperimentale) può essere prevalentemente concentrato nella stima del carico modale longitudinale (along-wind) con effetto secondario in direzione ortogonale al flusso di vento medio. Pertanto le grandezze $\Lambda_{1y,u}$ e $\Lambda_{1y,v}$ in Eq.16 sono trattate come costanti deterministiche scalari. Di conseguenza, l'Eq.15 può venire riscritta come:

$$\xi_{1x}'' + 2(\zeta_{1x} + H_{1x,1x}C_D)K_{1x}\xi_{1x}' + K_{1y}H_{1x,1y}(C_L - \hat{C}_D)\xi_{1y}' + K_{1x}^2\xi_{1x} = \rho D_x^2 h C_D / M_{1x} (\Lambda_{1x,u} + \lambda_u) \hat{u}_{0.6h} \quad (17)$$

Il sistema stocastico differenziale è quindi derivato dalle Eq.16-17 in forma "state-space" rappresentando le componenti di turbolenza, $\hat{u}_{0.6h}$ e $\hat{v}_{0.6h}$, come l'output di due filtri auto-regressivi indipendenti (p. es., Bartoli & Spinelli, 1993), applicati ad un processo scalare alla Wiener $W(s)$ a varianza unitaria ed in funzione del tempo adimensionale s . Lo spettro di turbolenza impiegato nel presente studio, sia per la turbolenza in direzione del vento $\hat{u}_{0.6h}$ sia per quella trasversale $\hat{v}_{0.6h}$, è quello "alla Harris", utilizzato nelle prove originali in galleria del vento su modello aerodinamico ed aeroelastico dell'edificio CAARC (Melbourne, 1980). L'ipotesi suddetta consente la derivazione del sistema differenziale "alla Itô" mediante le equazioni seguenti:

$$d\hat{u}_{0.6h}(s) = -G_{1u}\hat{u}_{0.6h}(s)ds + \sqrt{2\pi}G_{2u}dW(s), \quad d\hat{v}_{0.6h}(s) = -G_{1v}\hat{v}_{0.6h}(s)ds + \sqrt{2\pi}G_{2v}dW(s) \quad (18, 19)$$

In Eq.18 ed Eq.19 i termini G_{1u} , G_{2u} , G_{1v} and G_{2v} sono quattro costanti deterministiche da calcolarsi direttamente a partire dalla densità spettrale di turbolenza in direzione longitudinale (x) e trasversale (y), valutati a quota $z=0.6h$ (Caracoglia, 2010). Le Eqq.18 e 19 sono infatti scritte in forma differenziale come prescritto dalla regola di derivazione alla Itô.

Le Eq.18 ed Eq.19, combinate con Eq.16 ed Eq.17, sono state trasformate in forma "state-space" dopo l'applicazione della regola di "incremento degli stati" (state augmentation; Grigoriu, 2002) in modo da ottenere un sistema di equazioni differenziali stocastiche del primo ordine in funzione di un vettore n -variato di stato generalizzato $\mathbf{Z}(s)$. Questo vettore è composto da stati "fisici"

(coordinate generalizzate modali ξ_{1x} , ξ_{1y} e le rispettive derivate), stati di “vento-turbolenza” (variabili scalari $\hat{u}_{0.6h}$ e $\hat{v}_{0.6h}$) e dalla variabile aleatoria λ_u . L’equazione vettoriale stocastica in funzione del vettore colonna $\mathbf{Z}(s)=[\xi_{1x}(s), \xi_{1y}(s), \dot{\xi}_{1x}(s), \dot{\xi}_{1y}(s), \hat{u}_{0.6h}(s), \hat{v}_{0.6h}(s), \lambda_u]^T$ e del tempo adimensionale $s=tU_h/D_x$ può venire riscritta in forma compatta come:

$$d\mathbf{Z}(s) = \mathbf{a}(\mathbf{Z}(s))ds + \sqrt{2\pi} \mathbf{d}dW(s) \quad (20)$$

In Eq.20, valida per $s \geq 0$, \mathbf{a} è una funzione vettoriale di “deriva” nonlineare nel vettore $\mathbf{Z}(s)$ mentre $\mathbf{d} = [\mathbf{0}^{4 \times 1}, G_{2u}, G_{2v}, \mathbf{0}]^T$ è un vettore di “diffusione” contenente alcune delle costanti derivate dall’Eq. 18 ed Eq.19. La dimensione del vettore degli stati è $n=7$. Le condizioni iniziali del sistema di Eq.20 al tempo $s=0$ sono irrilevanti dal momento che la risposta stazionaria (per $s \rightarrow +\infty$) è l’interesse di questa indagine. Riscrivendo il vettore degli stati in forma compatta $\mathbf{Z}=[Z_1, \dots, Z_n]^T$, la funzione vettoriale $\mathbf{a}(\mathbf{Z})$ risulta essere:

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} Z_3 \\ Z_4 \\ -2K_{1x}(\zeta_{1x} + H_{1x,1x}C_D)Z_3 - K_{1y}H_{1x,1y}(C_L - \hat{C}_D)Z_4 - K_{1x}^2Z_1 + \rho D_x^2 h C_D (M_{1x})^{-1} (\Lambda_{1x,u} + Z_7)Z_5 \\ -[2\zeta_{1y} + H_{1y,1y}(C_D + \hat{C}_L)]K_{1y}Z_4 - 2C_L H_{1y,1x}K_{1x}Z_3 - K_{1y}^2Z_2 + \frac{\rho D_x^2 h}{M_{1y}} [C_L \Lambda_{1y,u}Z_5 + (C_D + \hat{C}_L)\Lambda_{1y,v}Z_6] \\ -G_{1u}Z_5 \\ -G_{1v}Z_6 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

3. ALGORITMO NUMERICO PER LA STIMA DELLA DENSITÀ DI PROBABILITÀ DI \mathbf{Z}

La funzione densità di probabilità congiunta (PDF) stazionaria del vettore \mathbf{Z} , $p(\mathbf{z})$, può essere stimata direttamente dal sistema di Eq. 20 ed Eq. 21 attraverso l’equazione Ridotta di Fokker-Planck (Grigoriu, 2002) con $r=4$

$$\sum_{j=1}^{n-1} \frac{\partial}{\partial z_j} [a_j(\mathbf{z})p(\mathbf{z})] - \pi \sum_{j=r+1}^{n-1} \sum_{k=r+1}^{n-1} R_{jk} \frac{\partial^2 p(\mathbf{z})}{\partial z_j \partial z_k} = 0 \quad (22)$$

La dipendenza dalla variabile tempo nell’equazione precedente non risulta essere presente (per $s \rightarrow +\infty$) in regime stazionario. Nell’Eq.22 la matrice di termini costanti $\mathbf{R}=\mathbf{d}^T \mathbf{d}$ risulta possedere elementi diversi da zero esclusivamente per $j > r$ e $k > r$. La soluzione dell’Eq. 22 è stata impostata mediante approccio analitico - numerico. La procedura di risoluzione prevede la rappresentazione della funzione di probabilità $p(\mathbf{z})$ attraverso la funzione “potenziale di probabilità” (Lin & Cai, 1995), $\varphi(\mathbf{z})$, definita come $p(\mathbf{z})=C_p \exp[\varphi(\mathbf{z})+\varphi_0]$, nella quale i termini C_p e φ_0 sono due costanti d’integrazione che soddisfano la condizione $\int \dots \int p(\mathbf{z}) d\mathbf{z} = 1.0$. Di conseguenza l’equazione precedente risulta

$$\sum_{j=1}^{n-1} \left[a_j(\mathbf{z}) \frac{\partial \varphi}{\partial z_j} + \frac{\partial a_j(\mathbf{z})}{\partial z_j} \right] - \pi \sum_{j=r+1}^{n-1} \sum_{k=r+1}^{n-1} R_{jk} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial z_j} \frac{\partial \varphi}{\partial z_k} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z_j \partial z_k} \right] = 0 \quad (23)$$

La procedura numerica per la risoluzione dell’Eq.23 è stata impostata in base ad un adattamento di un procedimento esistente (Soize, 1988). Tale algoritmo utilizza un’espansione della funzione $\varphi(\mathbf{z})$ “alla Galerkin”, $\varphi(\mathbf{z})=\sum \kappa_{\beta} h_{\beta}(\mathbf{z})$, nella quale le funzioni $h_{\beta}(z_1, \dots, z_j, \dots, z_n)=h_{\beta_1}(z_1) \times \dots \times h_{\beta_j}(z_j) \times \dots \times h_{\beta_n}(z_n)$ (Soize, 1988) sono rappresentate da prodotti di polinomi normalizzati di Hermite. L’indice intero β_j rappresenta il generico ordine (grado) del polinomio $h_{\beta_j}(z_j)$ (con $h_0(z_j)=1$); ad esempio, $h_{\beta_1}(z_1)$ con $\beta_1=2$ corrisponde a $h_{\beta_1}(z_1)=(z_1^2-1)/\sqrt{2}$. Il vettore di indici $\boldsymbol{\beta}=(\beta_1, \dots, \beta_j, \dots, \beta_n)$ raggruppa gli ordini di

ciascuna funzione h_{β_j} , mentre il grado della funzione $h_{\beta}(z_1, \dots, z_j, \dots, z_n)$ è derivabile da β come $\sum \beta_j$. L'algoritmo utilizza la proprietà di mutua ortogonalità dei polinomi normalizzati di Hermite rispetto alla funzione Gaussiana standard del vettore di stato \mathbf{z} a termini indipendenti. I coefficienti incogniti dell'espansione κ_{β} sono calcolati tramite minimizzazione dell'errore alla Galerkin, ovvero integrazione dell'Eq.23 rispetto alla funzione Gaussiana standard definita sul dominio di \mathbf{z} dopo la sostituzione dell'espressione $\varphi(\mathbf{z}) = \sum \kappa_{\beta} h_{\beta}(\mathbf{z})$.

Se il numero totale di termini dell'espansione $\varphi(\mathbf{z}) = \sum \kappa_{\beta} h_{\beta}(\mathbf{z})$ è limitato ai primi d_{NHP} elementi (κ_{β}), dopo il troncamento, si dimostra che l'Eq.23 può essere trasformata in un sistema omogeneo di equazioni algebriche non lineari. Risulta importante notare che l'espansione alla Galerkin deve venire estesa al terzo ordine di polinomi di Hermite in modo da preservare le caratteristiche di non-Gaussianità della soluzione in $\varphi(\mathbf{z})$ e $p(\mathbf{z})$ in Eq.21. La generica equazione scalare di tale sistema algebrico può essere associata al vettore-indice generico dell'espansione, γ , e risulta essere

$$\sum_{\beta=(1, \dots, 0)} (E_{\gamma\beta} - \pi E_{\gamma(\beta)'}) \kappa_{\beta} - \pi \sum_{\beta=(1, \dots, 0)} \sum_{\varepsilon=(1, \dots, 0)} \kappa_{\beta} \kappa_{\varepsilon} G_{(\gamma), \beta, \varepsilon} = 0 \quad (24)$$

Nell'equazione precedente l'indice generico γ è fatto variare da $\gamma=(1, \dots, 0)$ a $\gamma=(0, \dots, 1, 2)$; κ_{β} e κ_{ε} sono i coefficienti incogniti dell'espansione. I termini scalari $E_{\gamma\beta}$ sono stimati attraverso integrazione numerica, mentre è possibile dimostrare come $E_{\gamma(\beta)'}$ e $G_{(\gamma), \beta, \varepsilon}$ possano venire calcolati in forma chiusa (dettagli non indicati nel presente lavoro). L'algoritmo impiegato nella soluzione dell'Eq.20 gode di un indubbio vantaggio rispetto a metodi statistico-numeriche (Monte-Carlo), in quanto l'Eq.24 consente la valutazione della funzione probabilità di \mathbf{z} in forma chiusa.

4. DENSITÀ DI PROBABILITÀ STAZIONARIA DI RIFERIMENTO ASSOCIATA AD ERRORE λ_u NULLO

Nel caso in cui l'errore di stima della funzione LCM, λ_u , sia identicamente nullo, il sistema di equazioni nel dominio del tempo (Eq.20 ed Eq.21) può venire semplificato. In tale caso la risposta dinamica generalizzata coincide con la soluzione "standard" per edificio alto soggetto a campo di vento turbolento a strato limite in regime stazionario e può, di conseguenza, essere confrontata con i metodi "classici" o con i risultati di prove sperimentali. Le Eq.20-21 possono pertanto essere riscritte, ponendo $\lambda_u = Z_{\gamma} = 0$ ed eliminandone la sua dipendenza, in funzione di un nuovo vettore di stato $\mathbf{Z}^*(s) = [\zeta'_{1x}, \zeta'_{1y}, \zeta'_{1x}, \zeta'_{1y}, \hat{u}_{0.6h}, \hat{v}_{0.6h}]^T$, e di $\mathbf{d}^* = [\mathbf{0}^{4 \times 1}, G_{2u}, G_{2v}]^T$ come:

$$d\mathbf{Z}^*(s) = \mathbf{A}^* \mathbf{Z}^*(s) ds + \sqrt{2\pi} \mathbf{d}^* dW(s) \quad (25)$$

$$\mathbf{A}^* = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -K_{1x}^2 & 0 & -2K_{1x} \left(\begin{array}{c} \zeta'_{1x} \\ +H_{1x,1x} C_D \end{array} \right) & -K_{1y} H_{1x,1y} (C_L - \hat{C}_D) & \frac{\rho D_x^2 h}{M_{1x}} C_D \Lambda_{1x,u} & 0 \\ 0 & -K_{1y}^2 & -2C_L H_{1y,1x} K_{1x} & - \left[\begin{array}{c} 2\zeta'_{1y} \\ +H_{1y,1y} (C_D + \hat{C}_L) \end{array} \right] K_{1y} & \frac{\rho D_x^2 h}{M_{1y}} C_L \Lambda_{1y,u} & \frac{\rho D_x^2 h}{M_{1y}} \left(\begin{array}{c} C_D \\ +\hat{C}_L \end{array} \right) \Lambda_{1y,v} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -G_{1u} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -G_{1v} \end{bmatrix} \quad (26)$$

Il sistema equivalente generalizzato in Eq.25 ed Eq.26 è differenziale lineare stocastico. La densità di probabilità congiunta $p^*(\mathbf{z})$ risulta essere a media nulla, dipendente dalla velocità media del vento alla quota di riferimento U_h , e del tipo multi-variato Gaussiano con $n^* = 6$:

$$p(\mathbf{z}^*) = \left[(2\pi)^{n^*} \det(\Sigma) \right]^{-1/2} \exp \left[-0.5 (\mathbf{z}^*)^T \Sigma (\mathbf{z}^*) \right]. \quad (27)$$

Nell'equazione precedente la varianza della risposta dinamica modale stazionaria dell'edificio nelle direzioni principali, $E[\zeta_{1x}^2]$ ed $E[\zeta_{1y}^2]$, può essere valutata direttamente per ispezione dei termini diagonali della matrice di varianza/covarianza Σ . Essendo in questo caso superfluo l'uso dell'equazione di Fokker-Planck nel caso di vettore \mathbf{Z}^* multi-variato Gaussiano, la matrice Σ può essere convenientemente stimata attraverso la risoluzione di un'equazione matriciale "alla Lyapunov" (come ad esempio indicato da Martens *et al.*, 2012):

$$\mathbf{A}^* \Sigma + \Sigma \mathbf{A}^* + 2\pi \mathbf{d} \mathbf{d}^T = 0 \quad (28)$$

L'Eq.28 di tipo matriciale può essere facilmente risolta essendo il corrispondente algoritmo numerico (Bartels & Stewart, 1972) disponibile nei principali programmi di calcolo scientifico.

5. RISULTATI NUMERICI

I dati geometrici e strutturali della struttura CAARC sono: altezza $h=183$ m e dimensioni in pianta $D_x = 30.5$ m e $D_y = 47.5$ m (Fig.1b). La risposta dinamica, associata a vento turbolento diretto ortogonalmente alla faccia verticale di dimensione D_y nel piano orizzontale, si basa sui modi principali laterali: "1x" con frequenza $n_{1x}=n_0=0.2$ Hz e "1y" con frequenza 10% superiore al modo precedente. Le forme modali generalizzate corrispondenti sono variabili linearmente con la quota, $\Phi_{1x}(z)=z/h$ e $\Phi_{1y}(z)=z/h$. La massa per unità di altezza e lo smorzamento strutturale sono stati valutati in base ai dati originali (Melbourne, 1980): $m(z)=220,800$ kg/m e $\zeta_{1x}=\zeta_{1y}=0.02$.

I coefficienti aerodinamici statici per unità di altezza (ipotesi semplificativa di carico di pressioni indipendente dalla quota), normalizzati rispetto a D_x sono stati stimati come indicato in Smith & Caracoglia (2011) a $z=2/3h \approx 0.6h$ e risultano essere: $C_D=1.0$, $C_L=-0.1$, $\hat{C}_D = -1.1$ e $\hat{C}_L = -2.2$.

La verifica del modello analitico tipo "state-space" è stata effettuata mediante il confronto della risposta dinamica generalizzata in assenza di errore di stima della funzione LCM, λ_u , come descritto nella Sezione 4, con i risultati sperimentali del modello aeroelastico in galleria del vento (Melbourne, 1980). In particolare le deviazioni standard (RMS) della risposta dinamica in sommità dell'edificio nei due piani principali, $\sigma_{x,h}/D_x$ ed $\sigma_{y,h}/D_x$, normalizzata in base a D_x , sono proporzionali ai primi due termini della matrice di varianza-covarianza Σ (Eq.28 "alla Lyapunov", $\sigma_{x,h}/D_x = \sqrt{E[\zeta_{1x}^2]}$ e $\sigma_{y,h}/D_x = \sqrt{E[\zeta_{1y}^2]}$). Queste grandezze sono state comparate alle due equazioni, proposte da Melbourne (1980) in base ai dati sperimentali:

$$\sigma_{x,h}/D_x = 0.00003 \left[U_h / (n_0 D_y) \right]^3, \quad \sigma_{y,h}/D_x = 0.00003 \times D_y / D_x \left[U_h / (n_0 D_y) \right]^3 \quad (29, 30)$$

Le equazioni precedenti, ottenute dalle prove aeroelastiche sull'edificio in scala ridotta "tipo CAARC", sono valide per risposta dinamica dovuta a vento turbolento con direzione media ortogonale alla faccia D_y . La Tab.1 mostra i risultati del confronto fra la risposta RMS normalizzata, ottenuta al variare della velocità media in sommità U_h fra 20 m/s e 50 m/s. Nel caso del modello proposto, le lunghezze di correlazione dei carichi generalizzate (LCM) risultano essere variabili in funzione del valore U_h (Eq.13 ed Eq.14) ed, in generale, aumentare con l'incremento di U_h . Ad esempio, per $U_h=20$ m/s queste sono: $\Lambda_{1x,u}=0.17$, $\Lambda_{1y,u}=0.17$, $\Lambda_{1y,v}=0.21$.

Dallo studio della tabella si denota che il modello proposto, in assenza di errore nella LCM del modo "1x", sovrastima la risposta dinamica dell'edificio CAARC nella direzione della velocità media del vento (x), soprattutto per velocità moderate di vento $U_h \leq 30$ m/s.

La stima del modello è quasi raddoppiata, se confrontata con l'Eq.29. Tuttavia, in tale intervallo di valori la stessa Eq.29 sembra possedere una minore fedeltà con i dati sperimentali (Melbourne, 1980), che mostrano una variazione significativa nelle stime di $\sigma_{x,h}/D_x$. In ogni caso, il modello si dimostra affidabile alle velocità medio - elevate con differenze più contenute ed accettabili per $U_h=50$ m/s. Differenze sono da rilevarsi anche per quanto riguarda la risposta trasversale (direzione y ; Fig.1b) anche se le sottostime sono giustificabili in considerazione dell'ipotesi quasi - statica nel modello dei carichi da vento che trascura l'effetto del distacco dei vortici (rilevati invece in Melbourne, 1980).

Tabella 1. Deviazione standard normalizzata dello spostamento in sommità ($\sigma_{x,h}/D_x$, $\sigma_{y,h}/D_x$) per edificio CAARC soggetto a vento stazionario turbolento in assenza di errore ($\lambda_u=0$): confronto fra i risultati del modello proposto (Equazione alla Lyapunov) e prove in galleria su modello aeroelastico (Melbourne, 1980; Eq.29 ed Eq.30).

U_h (m/s)	D_x (m)	D_y (m)	$U_h/(n_0 D_x)$	$U_h/(n_0 D_y)$	$\sigma_{x,h}/D_x$ (Eq.29)	$\sigma_{x,h}/D_x$ (Lyapunov)	Diff. %	$\sigma_{y,h}/D_x$ (Eq.30)	$\sigma_{y,h}/D_x$ (Lyapunov)	Diff. %
20	30.5	47.5	3.28	2.11	2.80E-04	7.35E-04	163%	4.36E-04	4.24E-04	-3%
30	30.5	47.5	4.92	3.16	9.45E-04	1.85E-03	95%	1.47E-03	1.17E-03	-20%
40	30.5	47.5	6.56	4.21	2.24E-03	3.30E-03	47%	3.49E-03	2.25E-03	-35%
50	30.5	47.5	8.20	5.26	4.37E-03	5.18E-03	19%	6.81E-03	3.86E-03	-43%

L'analisi del modello ha fatto inoltre osservare come un'ulteriore giustificazione delle differenze nella risposta in direzione laterale (x) può essere associata ad una riduzione del carico da vento (componente turbolenza; Eq.13 ed Eq.14) identificata dall'analisi dei risultati dei modelli aeroelastici in galleria del vento (Melbourne, 1980). Infatti, nonostante la velocità media del vento alla sommità U_h sia la stessa sia per il modello proposto sia nelle prove in galleria riportate in letteratura, la curva di deficit delle velocità, all'interno dello strato limite atmosferico ($U(z)=U_h\Delta(z)$), segue una legge di tipo logaritmico per esposizione "extra-urbana" (rugosità $z_0=0.5$ m) nel modello proposto, mentre risulta essere del tipo "legge di potenza" in (Melbourne, 1980) caratterizzata da un deficit $(z/h)^{0.25} < \Delta(z)$ su tutto lo sviluppo verticale della struttura.

Nonostante le differenze sopradescritte, il modello proposto del tipo "state-space" è stato considerato adeguato allo studio degli effetti dell'errore di stima della LCM del modo "1x" con conseguente propagazione parametrica dell'errore aleatorio λ_u (Sezione 3).

La Fig. 2 mostra un esempio di risoluzione numerica dell'Equazione Ridotta di Fokker-Planck (Eq.23, Sezione 3) nel caso di variabile aleatoria $\lambda_u \neq 0$ ed associata alla risposta dinamica fluttuante dell'edificio CAARC soggetto a vento turbolento con velocità $U_h=20$ m/s, diretto ortogonalmente alla faccia verticale di dimensione orizzontale D_y .

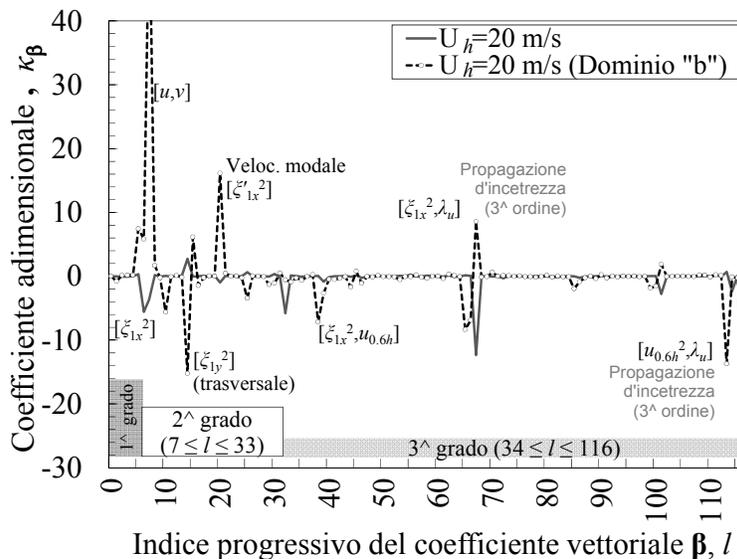


Figura 2. Coefficienti κ_{β} dell'espansione generalizzata alla Galerkin-Hermite corrispondente all'edificio "CAARC" soggetto a vento turbolento con velocità media $U_h = 20$ m/s (Fig. 1b) ed all'effetto di propagazione dell'errore λ_u , relativo alla LCM.

In Fig.2 sono presentati i coefficienti scalari κ_{β} , associati con ciascun polinomio generalizzato di Hermite h_{β} , necessari alla caratterizzazione del potenziale di probabilità $\varphi(\mathbf{z})=\sum \kappa_{\beta} h_{\beta}(\mathbf{z})$ da cui è possibile derivare la probabilità $p(\mathbf{z})$. I coefficienti adimensionali κ_{β} dell'espansione sono ordinati mediante l'indice scalare progressivo l , visibili in Fig.2 sull'asse orizzontale del grafico in ordine ascendente; ciascun termine κ_{β} dell'espansione è associato ad un vettore di indici β unicamente individuato dall'indice scalare $1 \leq l \leq 116$. Nella figura i valori κ_{β} sono divisi fra primo, secondo e

terzo grado in funzione di h_{β} . Ad esempio $l=1$ corrisponde a $\beta=(1,0,\dots,0)$ e $h_{(1,0,0,0,0,0,0)}=z_1$, $l=7$ coincide con $\beta=(2,0,\dots,0)$ e $h_{(2,0,0,0,0,0,0)}=(z_1^2-1)/\sqrt{2}$, $l=34$ con $\beta=(3,0,\dots,0)$ e $h_{(3,0,0,0,0,0,0)}=(z_1^3-3z_1)/\sqrt{6}$. I risultati in Fig. 2 sono inoltre evidenziati a seconda del dominio d'integrazione, utilizzato dal metodo Galerkin-Hermite, al fine di rilevare la sensibilità della soluzione al criterio d'integrazione; ulteriori chiarimenti sono discussi in una recente pubblicazione (Caracoglia, 2012). Il caso "b" corrisponde alla soluzione numerica effettiva per l'edificio CAARC e vento con $U_h=20$ m/s.

L'analisi della Fig.2 dimostra come un'espansione al terzo grado sia necessaria per un'efficiente simulazione della propagazione di incertezza, confermando la non-Gaussianità della funzione probabilità $p(\mathbf{z})$ dovuta a perturbazione parametrica della λ_u tramite la funzione \mathbf{a} in Eq.20. La figura inoltre conferma come la funzione potenziale della probabilità risulta essere influenzata principalmente da un numero ridotto di termini $h_{\beta}(\mathbf{z})$, evidenziati da opportune etichette nel grafico.

La Fig.3 presenta la densità di probabilità congiunta della risposta dinamica generalizzata $p(\xi_{1x}, \xi_{1y})$, ed il potenziale corrispondente, $\phi(\xi_{1x}, \xi_{1y})$, relativi alla risposta dinamica dell'edificio CAARC associata a vento turbolento con $U_h = 20$ m/s (Fig.1b) e per effetto di propagazione dell'errore aleatorio sulla LCM del modo "1x" con deviazione standard $DS(\lambda_u)=0.25\Lambda_{1x,u}$ ($\Lambda_{1x,u}=0.17$).

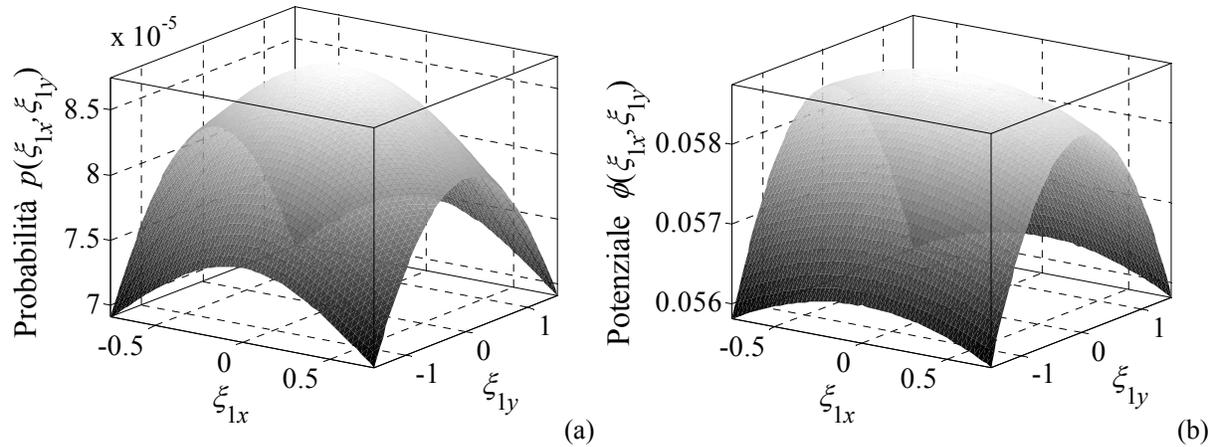


Figura 3. Densità di Probabilità Congiunta (a) della risposta dinamica generalizzata $p(\xi_{1x}, \xi_{1y})$, nell'intorno di ξ_{1x} e ξ_{1y} prossimo a zero, e Potenziale di Probabilità $\phi(\xi_{1x}, \xi_{1y})$ (b) dell'edificio "CAARC" soggetto a vento turbolento con $U_h = 20$ m/s (Fig.1b) ed all'effetto di propagazione dell'errore λ_u , relativo alla lunghezza di correlazione modale, a media nulla e deviazione standard $DS(\lambda_u)=0.25\Lambda_{1x,u}$.

In Fig.3 le funzioni stimate, $p(\xi_{1x}, \xi_{1y})$ e $\phi(\xi_{1x}, \xi_{1y})$, sono visualizzate nell'intorno di ξ_{1x} e ξ_{1y} prossimo a zero. La Fig.4 mostra invece l'andamento della funzione $p(\xi_{1x}, \xi_{1y})$ nell'intervallo $|\xi_{1x}| \leq 4$, $|\xi_{1y}| \leq 4$.

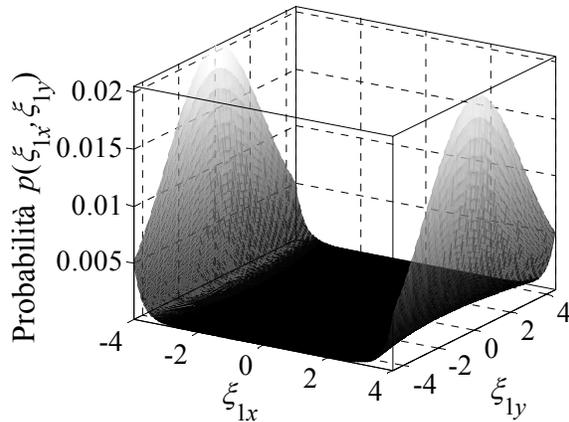


Figura 4. Densità di Probabilità Congiunta della risposta dinamica generalizzata (ξ_{1x} e ξ_{1y}) dell'edificio "CAARC" soggetto a vento turbolento con velocità media $U_h = 20$ m/s (Fig.1b) nell'intervallo $|\xi_{1x}| \leq 4$, $|\xi_{1y}| \leq 4$.

In Fig. 4 l'intervallo di ξ_{1x} e ξ_{1y} coincide con valori molto elevati, possibilmente non realistici delle coordinate generalizzate della risposta dinamica e da confrontarsi con i risultati di Fig.3a.

Le funzioni in Fig.3 e Fig.4 sono state calcolate a partire dalla soluzione alla Galerkin del potenziale $\varphi(\mathbf{z})=\sum\kappa_{\beta}h_{\beta}(\mathbf{z})$ e di $p(\mathbf{z})=C_p\exp[\varphi(\mathbf{z})+\varphi_0]$. Le costanti di integrazione C_p , φ_0 nell'equazione precedente sono state valutate numericamente a partire dai risultati dell'espansione alla Galerkin di $\varphi(\mathbf{z})$ (Fig.2) in base alla definizione di probabilità dell'evento certo $\int..p(\mathbf{z})d\mathbf{z}=1.0$.

Per l'ottenimento di C_p e φ_0 l'integrazione su di un volume a dimensione $n=7$ è possibile attraverso l'utilizzo di tecniche numeriche alla Monte-Carlo (Robert & Casella, 2004), già dimostrate in lavori precedenti (p. es., Smith & Caracoglia, 2011). I risultati dell'integrazione nel caso di $U_h=20$ m/s, $DS(\lambda_u)=0.25\Lambda_{1x,u}$ e κ_{β} in Fig.2 indicano le quantità seguenti (Caracoglia, 2012): $\varphi_0\approx 0$, $C_p=8.37E-09$.

6. DISCUSSIONE E CONCLUSIONI

I risultati in Fig.3 confermano come la risoluzione tramite espansione alla Galerkin dell'Equazione Ridotta di Fokker-Planck, associata al problema di propagazione dell'errore di carico aerodinamico per l'edificio CAARC sottoposto a campo di vento turbolento, sia possibile nonostante la dimensione del vettore di stato del modello proposto. Infatti, la curva $p(\xi_{1x},\xi_{1y})$ in Fig.3a, nell'intorno di ξ_{1x} e ξ_{1y} prossimi a zero, rispecchia l'andamento generale di una distribuzione di probabilità tipica per la risposta dinamica di un edificio alto tipo CAARC soggetto a vento turbolento con $U_h = 20$ m/s. Inoltre, lo studio ribadisce la necessità di analizzare la propagazione d'incertezza al di là dei momenti statistici del secondo ordine.

Tuttavia il metodo risulta parzialmente inefficace al di fuori dell'intorno prossimo allo zero (Fig.4) con valori di probabilità crescenti e poco significativi; questa figura suggerisce come la soluzione proposta in termini di espansione alla Hermite-Galerkin risulti accettabile localmente ma non globalmente. Questi effetti, di natura possibilmente numerica, indicano come il modello in Eq.21 necessiti di un ulteriore approfondimento, al momento oggetto di studio, prima di un'estensione delle simulazioni ad altre velocità medie del vento o per direzioni diverse da quella ortogonale alle facciate verticali dell'edificio tipo.

7. RINGRAZIAMENTI

Questo lavoro è stato sponsorizzato dalla "National Science Foundation" degli Stati Uniti d'America (This study was supported by the United States National Science Foundation, CAREER Award 0844977. Findings, conclusions or recommendations are those of the author and do not necessarily reflect the views of the funding agency).

8. BIBLIOGRAFIA

- Bartels R.H., Stewart G.W. (1972). Solution of the matrix equation $AX + XB = C$, *Communications of the Association for Computing Machinery (ACM)* Vol. 15(9), pp. 820-826.
- Bartoli G., Spinelli P. (1993). The stochastic differential calculus for the determination of structural response under wind, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* Vol. 48(2-3), pp. 175-188.
- Bashor R., Kareem A. (2007). Probabilistic performance evaluation of buildings: An occupant comfort perspective, *12th International Conference on Wind Engineering (12-ICWE)*, Cairns, Australia, July 1-6, 2007, 1335-1342.
- Bernardini E., Spence S.M.J., Gioffrè M., Kareem A. (2012). A reliability approach for the wind-induced response assessment of buildings using the high-frequency force balance, *Seventh International Colloquium on Bluff Bodies Aerodynamics & Applications (BBAA7)*, Shanghai, China, September 2-6, 2012, China Communications Audio-Visual and Electronic Press, ISBN 978-7-900265-90-6 (electronic proceedings).
- Caracoglia L. (2010). Effects of modeling and measurement errors on the aeroelastic response of flexible, long-span bridges, *Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2010)*, Chapel Hill, North Carolina, USA CD-ROM.

- Caracoglia L. (2012). A state-space model for the wind-induced response of tall buildings with errors in the lateral loading, *Seventh International Colloquium on Bluff Bodies Aerodynamics & Applications (BBAA7)*, Shanghai, China, September 2-6, 2012, China Communications Audio-Visual and Electronic Press, ISBN 978-7-900265-90-6 (electronic proceedings).
- Davenport A.G. (1971). Response of six building shapes to turbulent wind, *Phil. Transaction of the Royal Society London Ser. A* Vol. 269(1199), pp. 385-394.
- Di Paola M., Sofi A. (2002). Approximate solution of the Fokker-Planck-Kolmogorov equation, *Probabilistic Engineering Mechanics* Vol. 17(4), pp. 369-384.
- Er G.K. (2011). Methodology for the solutions of some reduced Fokker-Planck equations in high dimensions, *Annalen der Physik (Leipzig)* Vol. 523(3), pp. 247-258.
- Grigoriu M. (2002). *Stochastic calculus. Applications in science and engineering*. Birkhäuser, Boston, MA, USA.
- Ilyas B., Garber J., Galsworthy J. (2012). Wind tunnel input for performance based design (plenary presentation), *3rd American Association for Wind Engineering Workshop*, Hyannis, Massachusetts, USA, CD-ROM (abstract only).
- Jain A., Srinivasan M., Hart G.C. (2001). Performance based design extreme wind loads on a tall building, *The Structural Design of Tall Buildings* Vol. 10(1), pp. 9-26.
- Kareem A. (1984). Model for predicting the acrosswind response of buildings, *Engineering Structures* Vol. 6(2), pp. 136-141.
- Kareem A. (1985). Lateral-torsional motion of tall buildings to wind loads, *Journal of Structural Engineering, ASCE* Vol. 111(11), pp. 2479-2496.
- Lin Y.K., Ariaratnam S.T. (1980). Stability of bridge motion in turbulent winds, *Journal of Structural Mechanics* Vol. 8(1), pp. 1-15.
- Lin Y.K., Cai G.Q. (1995). *Probabilistic structural dynamics*. McGraw-Hill, New York, New York, USA.
- Martens W., Von Wagner U., Mehrmann V. (2012). Calculation of high-dimensional probability density functions of stochastically excited nonlinear mechanical systems, *Nonlinear Dynamics* Vol. 67(3), pp. 2089-2099.
- Melbourne W.H. (1980). Comparison of measurements on the CAARC standard tall building model in simulated model wind flows, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* Vol. 6(1-2), pp. 73-88.
- Piccardo G., Solari G. (1998). Closed form prediction of 3-D wind-excited response of slender structures, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* Vol. 74-76, pp. 697-708.
- Piccardo G., Solari G. (2000). 3D wind-excited response of slender structures: closed-form solution, *Journal of Structural Engineering, ASCE* Vol. 126(8), pp. 936-943.
- Robert C.P., Casella G. (2004). *Monte Carlo statistical methods (second edition)*. Springer Science, New York, New York, USA.
- Smith M.A., Caracoglia L. (2011). A Monte Carlo based method for the dynamic “fragility analysis” of tall buildings under turbulent wind loading, *Engineering Structures* Vol. 33(2), pp. 410-420.
- Soize C. (1988). Steady-state solution of Fokker-Planck equation in higher dimension, *Probabilistic Engineering Mechanics* Vol. 3(4), pp. 196-206.
- Solari G. (1988). Equivalent Wind-Spectrum Technique: theory and applications, *Journal of Structural Engineering* Vol. 114(6), pp. 1303-1323.

The application of natural ventilation to archaeological sites with glass covers

Annalisa Lanza Volpe^a

^aDipartimento di Architettura, Università degli Studi di Palermo, Palermo.
Visiting researcher at I.F.I. Institut für Industrieaerodynamik GmbH, Aachen, Germany.

SOMMARIO

I siti archeologici, quasi sempre privi delle coperture originarie, sono spesso costituiti da strutture murarie, rivestimenti, decorazioni ed elementi di pregio storico – monumentale caratterizzati da materiali fragili e facilmente deteriorabili. La realizzazione di una copertura in area archeologica ha l'intento principale di proteggere i reperti dall'azione di degrado esercitata prevalentemente dai fattori ambientali ma deve anche soddisfare esigenze che riguardano una adeguata fruizione.

Negli ultimi anni in vari Paesi europei si è sempre più diffuso l'uso del vetro per coprire siti archeologici: il vetro, grazie alla sua trasparenza, protegge mantenendo quanto più possibile inalterato il rapporto originario con l'ambiente circostante. La realizzazione di una copertura con grandi superfici vetrate pone però il problema dell'esposizione alla radiazione solare che può costituire un rischio per il benessere dei visitatori e può provocare danni ai reperti stessi. In particolar modo, nel caso di coperture vetrate, risulta di fondamentale importanza la progettazione di una corretta ventilazione naturale. L'effetto dei flussi d'aria determina un rinnovo dell'aria negli ambienti e può costituire uno strumento importante per la sicurezza in caso di incendio, per il benessere dei visitatori e per la conservazione dei reperti.

Oggi esistono sofisticati e complessi software di simulazione per il controllo della ventilazione. Per un corretto dimensionamento, occorre simulare diverse risposte progettuali in funzione anche delle diverse condizioni ambientali. Il numero di parametri da considerare spesso non permette una semplice applicazione dei metodi dettagliati di simulazione. Ai fini pratici, risulta quindi importante procedere utilizzando metodi semplificati che permettano di valutare e proporre quei correttivi necessari a garantire la sicurezza, il benessere e la conservazione. Scopo dell'articolo è quello di mostrare, mediante alcuni esempi, l'applicazione di tali procedure semplificate per alcune tipologie di coperture individuate.

ABSTRACT

Archaeological sites often consist of stonework, coverings and decorations of historical-monumental value, characterized by fragile and transient materials, but they lack the original roofing. The main purpose in constructing covers in archaeological areas is to protect the finds from deterioration in particular environmental factors. In addition, covers have to satisfy the needs for an adequate use and display.

The solutions using mainly glass to cover archaeological sites have become more widespread in different European Countries in recent years. Thanks to its transparency glass not only protects but keeps the original relationship with the environment intact as much as possible. However, large glass surfaces often cause problems with exposure to solar radiation and the connected heat and energy that may limit the comfort of visitors, they create damages to the remains. The design of a correct ventilation is a very important matter, in particular for glass covers. The air flow effect allows a change of indoor air, safety in case of fire, the comfort of visitors and for the preservation of its finds. For reasons of cost and easy maintenance a natural ventilation is employed in most cases.

Today sophisticated and complex simulation software for flow patterns and the control of ventilation exist. For a correct dimensioning, it is often necessary to simulate different design solutions depending on the various environmental conditions. However, the great number of parameters involved creates a large amount of work when applying the detailed methods of simulation. For practical purposes, it is therefore important to use simplified methods to evaluate and propose necessary adjustments to ensure safety, comfort and preservation. The aim of this article is to show, through some examples, the application of these simplified methods for different types of protective glass covers.

PAROLE CHIAVE: ventilazione naturale, siti archeologici, vetro, conservazione.

1. PROBLEMATICHE LEGATE ALLA DIFFUSIONE DELLE COPERTURE VETRATE PER COPRIRE SITI ARCHEOLOGICI

I reperti archeologici e gli antichi manufatti sono inevitabilmente esposti al fenomeno del degrado, in relazione al carattere instabile dei materiali che li costituiscono. Il degrado avviene in modo naturale e progressivo con l'invecchiamento dell'oggetto e l'alterazione delle sue proprietà chimico-fisiche. È noto, però, che condizioni microclimatiche non idonee e procedure di gestione non corrette possono accelerarne i processi e portare, nel lungo periodo, alla perdita dei beni conservati.

Gli ultimi decenni sono stati caratterizzati da una crescita del dibattito culturale nell'ambito della conservazione dei siti archeologici e da un incremento degli interventi di copertura con diverse finalità: protezione dagli agenti atmosferici (pioggia, calore, vento, gelo, ecc.) e dall'azione umana (atti vandalici), valorizzazione e migliore fruizione dei siti (Tricoli, 2011). Allo stesso tempo, lo sviluppo di materiali innovativi e in particolar modo l'evoluzione tecnologica del vetro ha favorito la realizzazione di numerose coperture vetrate, mirate a garantire caratteristiche di riconoscibilità e reversibilità a cui oggi si fa spesso riferimento. In tale clima culturale e operativo, il vetro presenta numerosi vantaggi come l'apparente leggerezza e la trasparenza che lo rendono non invasivo e inoltre, a seguito dello sviluppo di tecnologie sempre più perfezionate, ha subito un sostanziale miglioramento prestazionale che ha consentito di superare i suoi limiti applicativi.

L'inserimento di una copertura, soprattutto se trasparente, pone problematiche legate al microclima che essa può determinare. È noto il caso della copertura realizzata negli anni '70 per proteggere i mosaici della Villa del Casale a Piazza Armerina (Sicilia) (Figura 1., 2.). Tale copertura non era interamente in vetro, ma in gran parte costituita da un altro materiale trasparente, il *perspex*, con altrettante problematiche di trasmissione della radiazione solare. Al fine di evitare il problema dell'effetto serra, rappresentato da una struttura traslucida nel clima siciliano, il progettista Franco Minissi aveva proposto un sistema di aria condizionata; nessun fondo era allora disponibile, tuttavia, per attuare questa proposta. Nonostante una serie di strategie di progettazione, l'accumulo di calore all'interno dei due involucri protettivi della zona principale del peristilio e della sala a tre absidi era in determinati periodi intenso, con conseguenti temperature elevate, intollerabili per i visitatori. Per quanto riguarda i resti archeologici, i valori assoluti elevati e, in particolare, le fluttuazioni giornaliere e stagionali di temperatura e umidità relativa hanno inoltre contribuito al deterioramento dei preziosi reperti (Stanley-Price, 1997).

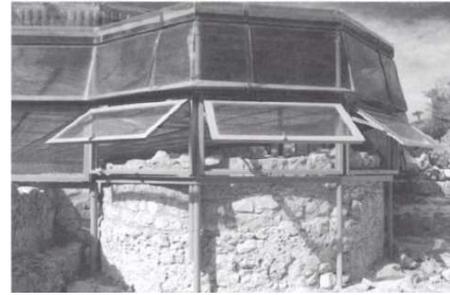


Figura 1. Villa del Casale, Piazza Armerina (Sicilia), vista aerea del complesso archeologico con le coperture in *perspex* progettate da Franco Minissi (1957); Figura 2. Aperture per la ventilazione della copertura.

Un involucro trasparente esposto al sole può diventare una vera e propria “serra” che agisce come barriera che blocca il flusso di calore e fa sì che si stabilisca una temperatura elevata al di sotto di essa. La mancata attenzione per tale aspetto può provocare condizioni non accettabili per il comfort dei fruitori oltre che temperature dannose per i reperti da proteggere. L’irraggiamento che colpisce un vetro viene in parte riflesso, in parte assorbito, in parte trasmesso. L’incidenza di queste componenti su un vetro stabilisce il fattore di riflessione, il fattore di assorbimento, il fattore di trasmissione. Un vetro convenzionale chiaro (*float*) riflette circa l’8% della radiazione solare incidente, ne assorbe circa il 9% e ne trasmette il rimanente 83% nell’ambiente interno. La radiazione solare viene quindi in gran parte trasmessa all’interno, investendo le superfici presenti e aumentandone la temperatura. Queste a loro volta riemettono energia termica sotto forma di radiazioni infrarosse di lunghezza d’onda superiore ai 3 μm per le quali il vetro risulta opaco, instaurando quel fenomeno comunemente noto come effetto serra. Questo comportamento risulta alquanto sfavorevole nei mesi estivi.

Per diminuire l’energia entrante nell’ambiente attraverso il vetro, si può agire attraverso l’impiego di un materiale con un basso fattore solare “*g*”, che rappresenta la componente solare trasmessa rispetto a quella incidente. Ciò non è però sufficiente a bloccare la radiazione entrante e il conseguente accumulo di calore. Per una condizione come quella di un volume vetrato, la convezione costituisce il principale meccanismo di raffreddamento: il terreno riscalda anche l’aria sovrastante che sale verso l’alto, richiamando dall’esterno aria fresca che sottrae ulteriore calore. In un ambiente chiuso questo meccanismo viene interrotto poiché l’aria calda non può uscire. In un ambiente aperto il calore assorbito viene invece continuamente allontanato. Un sistema efficace per permettere di estrarre il calore accumulato dagli ambienti vetrati e di raffrescarli è dunque costituito dalla ventilazione. In particolare, la ventilazione di un ambiente è di tipo naturale qualora il movimento dell’aria avvenga spontaneamente per effetto delle differenze di pressione; di tipo forzato se prodotta artificialmente con dispositivi che introducono nell’ambiente aria dall’esterno, provocando un contemporaneo allontanamento di quella interna.

La ventilazione può soddisfare condizioni di benessere ai fruitori, oltre che permettere la conservazione dei reperti e la sicurezza degli ambienti. Per quanto riguarda il benessere, la ventilazione influisce sulla qualità dell’aria interna e quindi sulla salute degli occupanti e permette di assicurare il ricambio d’aria in base al numero di persone presenti. Secondo la norma *UNI 10339* di riferimento per il dimensionamento di impianti aerulici nel terziario, la portata minima di aria esterna di rinnovo per ambienti museali è di 6 l/s a persona, mentre lo *Standard ASHRAE* richiede 10 l/s. La norma *UNI EN 13779* definisce i requisiti prestazionali per i sistemi di ventilazione e condizionamento degli edifici non residenziali e distingue quattro categorie di qualità dell’aria. Per mantenere una qualità media, occorrono già tra 10 e 15 l/s d’aria per persona. Nel caso in cui il ricambio d’aria è affidato a un impianto di ventilazione controllata, possono essere sufficienti anche 6 – 10 l/s per persona. La *UNI EN 15251* coniuga aspetti di carattere energetico con aspetti relativi alla qualità dell’aria negli ambienti interni e, riguardo la progettazione degli impianti di ventilazione, specifica i valori

minimi di ventilazione per tre categorie di persone con diversi livelli di aspettativa. Per un normale livello di aspettativa e per edifici di nuova costruzione o ristrutturazione, prevede un ricambio pari a 7 l/s a persona. Diversi sono i parametri che influenzano il benessere: temperatura, umidità, attività svolta, abbigliamento, fattori organici, fattori psicologici e culturali, ecc. Nei mesi caldi la velocità media dell'aria non dovrebbe superare 0,5 m/s. Occorre sottolineare che le suddette portate di aria non sono in ogni caso sufficienti per rimuovere i carichi termici.

Ai fini della conservazione, la ventilazione evita l'accumulo di inquinanti pericolosi per i reperti e permette di evitare temperature dannose, inoltre può permettere di risolvere le problematiche legate al carico di umidità determinato dai visitatori del sito. Allo stesso tempo, il dimensionamento della portata di ventilazione per il raffrescamento dell'ambiente offre un vantaggio in termini di sicurezza, poiché assicura il ricambio d'aria ambiente necessario in caso d'incendio previsto dalle norme, al fine di consentire l'allontanamento di prodotti di combustione, fiamme, fumo e calore e rende minimi i danni all'edificio e alle cose.

2. CASI STUDIO

2.1. Metodo e obiettivi

Per garantire la ventilazione e il raffrescamento connesso occorre prevedere aperture di dimensioni adeguate. Un metodo semplificato di dimensionamento può essere utile per determinare le caratteristiche geometriche di aperture che permettano il passaggio del necessario quantitativo d'aria, in relazione a una differenza di temperatura richiesta. Tali ipotesi potranno poi essere verificate con metodi dettagliati di simulazione fluidodinamica, con calcoli onerosi ma che tengono conto di molteplici parametri. Un buon dimensionamento può rendere molto più agevoli le fasi successive del progetto o ne riduce i tempi, un cattivo dimensionamento richiederà maggiori sforzi e una consistente serie di variazioni per raggiungere l'*optimum*.

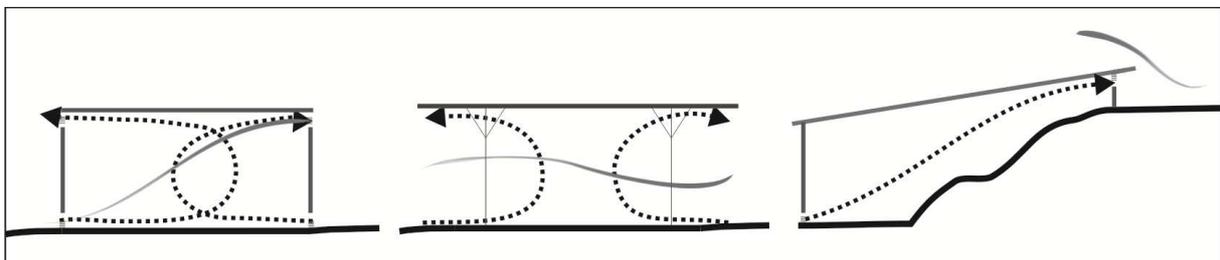


Figura 3. Schemi di flussi d'aria attraverso diverse coperture.

La metodologia utilizzata per il dimensionamento delle aperture di ventilazione in coperture vetrate è stata tratta da Lieb R. D. (2010). *Freie Durchströmung großer Glashallen*, Universität Stuttgart - IGE Institut für GebäudeEnergetik, n. 20, Stuttgart. Tale metodo, presentato in dettaglio dal dott. Lieb nella memoria "An easy approach to calculate natural ventilation and get an adapted design", nell'ambito del Convegno IN-VENTO-2012, permette di ricavare i parametri di natura geometrica e fisica che caratterizzano l'opera da realizzare e che ne garantiscono al tempo stesso la funzionalità:

- data la geometria delle aperture, è possibile ricavare portata e differenza di temperatura tra aria di ingresso e di uscita;
- data la differenza di temperatura desiderata, è possibile ricavare portata e geometria.

Attraverso le suddette relazioni è stato possibile effettuare uno studio sulla risposta dell'involucro vetrato in termini di capacità di modificare l'impatto del carico di irraggiamento solare in funzione delle dimensioni geometriche del volume. Si tratta di uno studio analitico comparativo, effettuato con l'obiettivo principale di ottenere una migliore comprensione sul rapporto tra l'irraggiamento solare, la forma dell'involucro vetrato e la ventilazione determinata grazie alle aperture. I risultati sono approssimati, ma rispondenti alla

necessità di ventilazione e possono essere verificati in un seconda fase mediante analisi e simulazioni dettagliate.

2.2. Dati di input

Il modulo base considerato è di m^3 $8 \times 8 \times 3$. Gli altri volumi analizzati sono formati dall'accostamento e dalla sovrapposizione di tale modulo base, per un massimo di m^3 $48 \times 48 \times 21$. Sono stati costituiti volumi in modo da avere: stessa area di base e diversa altezza, diversa forma e stesso volume contenuto, diversi forma e volume. La copertura è stata considerata piana in tutti i casi. I volumi analizzati sono caratterizzati da pareti e copertura interamente vetrati; il vetro è stratificato 12 12.4, con uno spessore totale di mm 25,52 e un fattore solare g pari a 0,64, senza dispositivi di schermatura. Il pavimento si presume essere costituito da 100 mm di pietra arenaria.

La ventilazione dovrà essere tale da compensare le variazioni delle altre componenti del bilancio termico globale: radiazione solare, persone e illuminazione. La radiazione solare massima entrante varia al variare della latitudine, del giorno, dell'ora, dell'esposizione e della tipologia di vetro. Per un confronto, è stato esaminato il comportamento termico dell'involucro in tre situazioni climatiche differenti, corrispondenti a tre diverse latitudini (Valencia, $38,5^\circ$ N, Francoforte, $50,05^\circ$ N e Oslo, $59,95^\circ$ N), il 21 Giugno alle ore 12:00. La temperatura interna di progetto è considerata costante e corrispondente alla temperatura esterna, trascurando in tal modo l'apporto per conduttività attraverso il vetro. Per quanto riguarda la radiazione solare trasmessa per trasparenza, responsabile della maggior parte dell'energia accumulata all'interno dell'ambiente coperto, è stata utilizzata una tabella relativa alla trasmissione attraverso vetro semplice (Figura 4.), con fattori correttivi che tengono conto della tipologia di vetro effettivamente utilizzato e con fattori di accumulo opportunamente tabulati in funzione della latitudine, dell'ora del giorno, della massa media dell'ambiente e dell'esposizione. Il fattore di accumulo tiene conto del processo di accumulo termico all'interno delle strutture dell'ambiente a cui la superficie vetrata si riferisce a partire dall'alba fino all'ora considerata e quindi viene considerato anche il ritardo con cui la radiazione manifesta il suo effetto (Cammarata, 2007). Per quanto riguarda i carichi termici interni, il numero di persone considerato è pari a $8/m^2$, l'illuminazione artificiale costante sui reperti è pari a $18 W/m^2$.

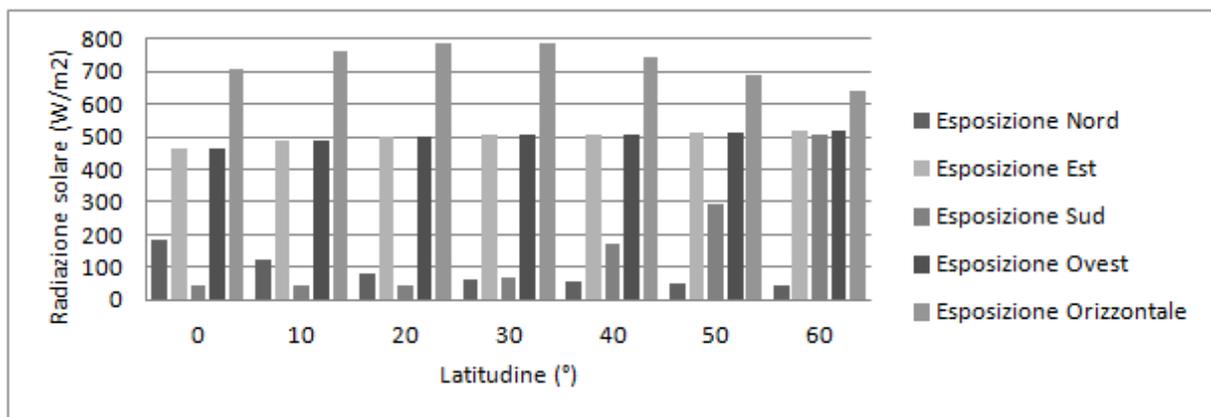


Figura 4. Radiazione solare massima attraverso vetro semplice, per varie latitudini Nord, ore 12:00, 21 Giugno [W/m^2].

2.3 Risultati

Poiché il sole costituisce il parametro più importante per un involucro interamente vetrato, la percentuale di superficie delle varie esposizioni influenza notevolmente i risultati. Utilizzando il metodo di calcolo semplificato, al variare delle caratteristiche geometriche del volume, è stato possibile ricavare:

- le aperture necessarie alla ventilazione, fissando la differenza termica tra l'aria di ingresso e di uscita;
- la differenza termica che si determina tra l'aria d'ingresso e di uscita del volume vetrato, definendo in input le aperture.

Le aperture sono poste alle estremità dell'involucro vetrato, in basso e in alto. All'interno del volume, a causa del carico termico, si avrà necessariamente un incremento di temperatura rispetto all'aria esterna. La variazione di temperatura all'interno dell'involucro si può considerare proporzionale al quadrato dell'altezza considerata (Figura 5.). Questo tipo di approssimazione permette una semplificazione dei calcoli.

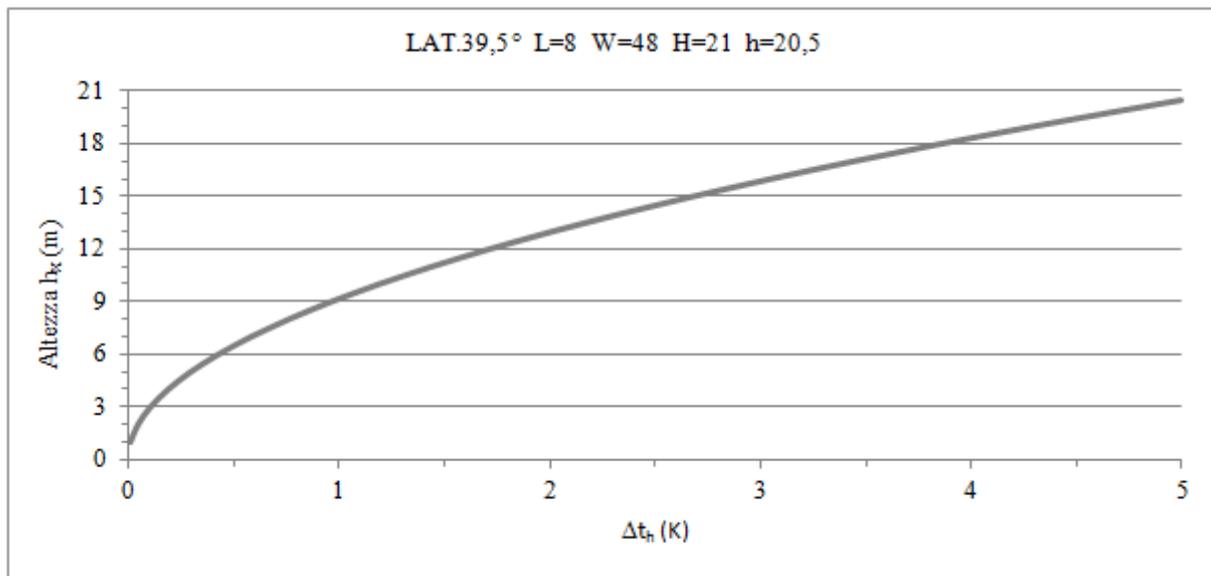


Figura 5. Andamento della differenza di temperatura all'interno del volume vetrato: al variare dell'altezza considerata si avranno differenze di temperatura tra interno ed esterno via via maggiori, poiché la temperatura dell'aria in alto è maggiore di quella in basso.

Sono stati ottenuti vari diagrammi, caratterizzati dallo stesso andamento, per le tre diverse zone climatiche considerate. Tali diagrammi rappresentano relazioni tra:

1. percentuale di aperture e differenza di temperatura tra ingresso e uscita (Figura 6.).

La percentuale di aperture è data dal rapporto tra l'area delle aperture complessive di ingresso e uscita e l'intera superficie laterale del volume, per cui il 100% di aperture rappresenta l'assenza di pareti laterali e la necessità di realizzare una tettoia aperta. La differenza di temperatura Δt_{usc} rappresenta l'aria calda con temperatura massima che si ha in corrispondenza dell'uscita. La percentuale di aperture necessarie diminuisce all'aumentare della differenza di temperatura imposta tra l'aria di ingresso e di uscita.

2. percentuale di aperture e altezza del volume (Figura 7.).

Se consideriamo volumi aventi le stesse dimensioni di base, ma altezze differenti, otterremo percentuali di apertura che diminuiscono all'aumentare dell'altezza del volume. Oltre una certa altezza non vi è più un vantaggio termico e un ulteriore incremento non produce miglioramenti di rilievo poiché la percentuale necessaria di aperture tenderà a stabilizzarsi ad uno stesso valore. Per volumi bassi (3-4 m) avremo un'alta percentuale di aperture; ciò significa che la ventilazione non è efficace e occorre realizzare aperture molto ampie su tutti i lati o aprire completamente il volume, privandolo delle pareti laterali.

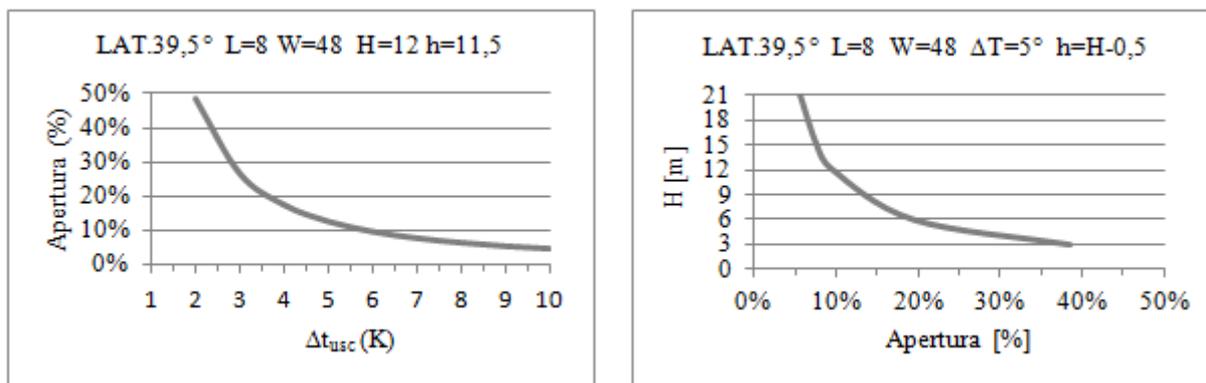


Figura 6. Variazione della percentuale di aperture in funzione della differenza di temperatura tra ingresso e uscita; Figura 7. Variazione della percentuale di aperture per volumi aventi stesse dimensioni di base al variare dell'altezza.

Sono stati effettuati confronti tra volumi appartenenti alla stessa zona climatica e tra volumi appartenenti a zone climatiche differenti. Per quanto riguarda il confronto tra volumi appartenenti a una stessa zona climatica, a parità di dimensioni di base, il volume più alto è quello che richiede la percentuale minore di aperture, per una determinata differenza di temperatura dell'aria in uscita (Figure 8. e 9.); a parità di altezza e di volume, la percentuale di aperture necessaria cambia anche soltanto variando l'esposizione (Figura 10.).

Per valutare il grado di efficienza rispetto agli scambi energetici spesso si valuta il rapporto S/V. Le valutazioni geometriche sul grado di compattezza valgono in condizioni ambientali isotrope e in assenza di radiazione solare; aggiungendo alle regole geometriche gli effetti dell'orientamento (pesando quindi il valore relativo di ogni faccia), la compattezza effettiva cambia significativamente (Rogora, 2005). In questo caso, poiché si tratta di involucro completamente vetrato, il rapporto S/V non risulta essere un parametro efficace.

Lo studio dimostra che, poiché il sole costituisce il parametro più importante che caratterizza il microclima all'interno dell'involucro vetrato, la scelta del tipo di volume incide notevolmente sulle condizioni termiche all'interno e quindi sulla necessità di aperture per il raffrescamento tramite ventilazione. In particolare, l'estensione della superficie orizzontale esposta è la componente più importante poiché costituisce la principale fonte di carico termico, essendo maggiore l'irraggiamento solare attraverso essa. A questo proposito, la forma che ha la minima dimensione di base a parità di altezza è la più indicata per tutte le condizioni considerate (Figure 11.; 12.). Nelle varie condizioni climatiche, il volume che richiede una percentuale minore di aperture è quello più alto e con superficie di base minore (m^3 8x8x21); il volume che richiede una percentuale maggiore è quello con superficie di base maggiore e altezza minore (m^3 48x48x3).

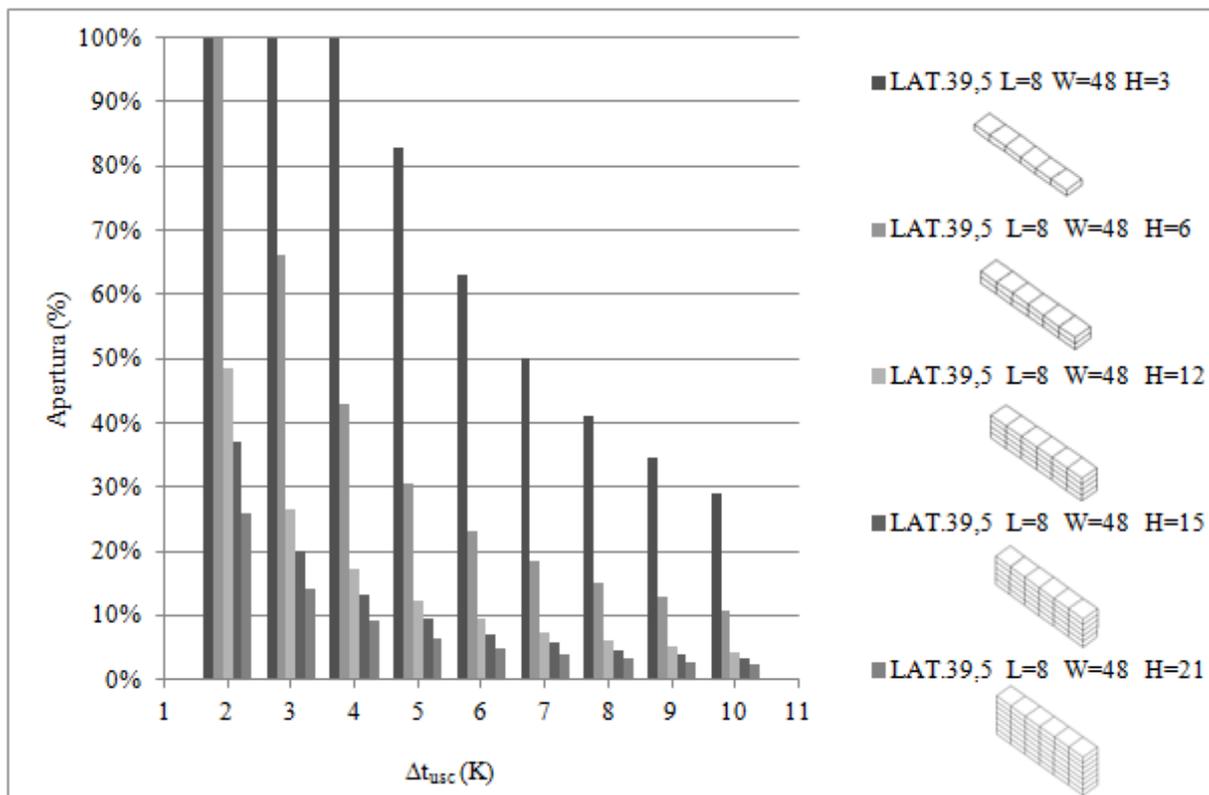


Figura 8. Percentuale di apertura per volumi aventi stessa latitudine, stesso orientamento, stesse dimensioni di base e altezze differenti al variare della differenza di temperatura tra ingresso e uscita.

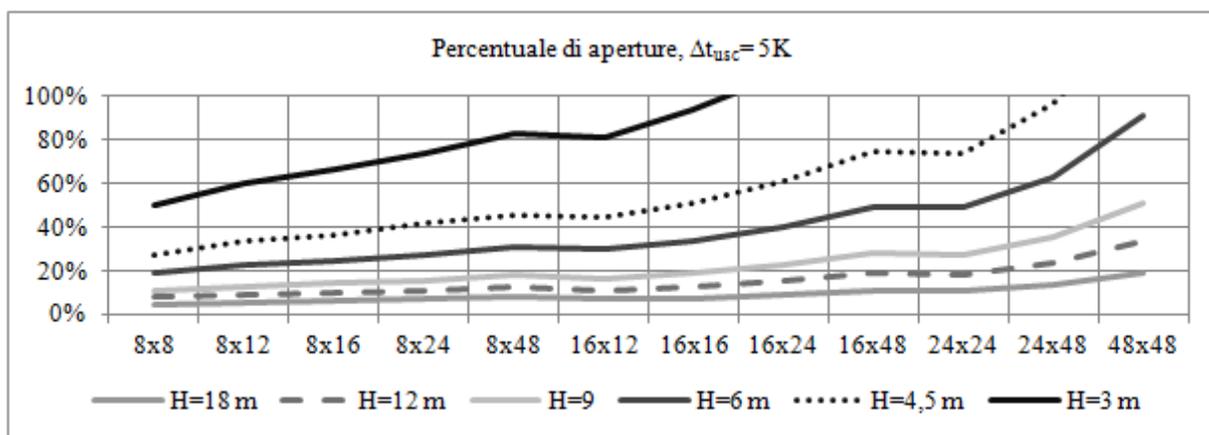


Figura 9. Percentuale di aperture necessaria per vari volumi con stessa latitudine (39,5° N), per una differenza di temperatura tra aria in ingresso e in uscita di 5 K.

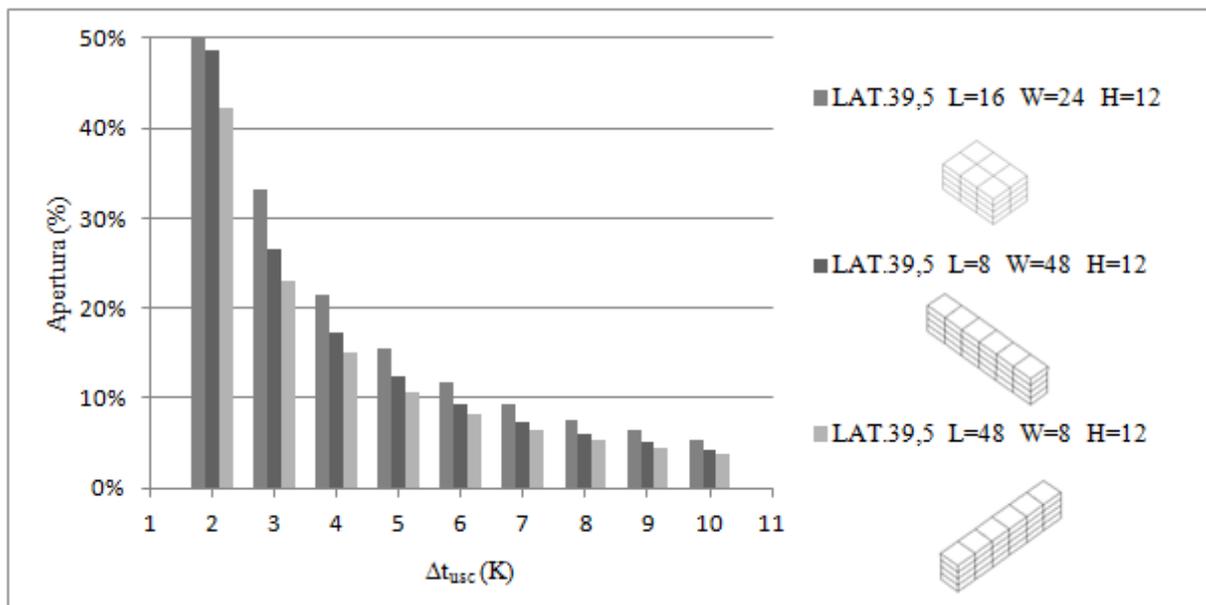


Figura 10. Percentuale di apertura per volumi aventi stessa latitudine, differente orientamento, stesso volume d'aria racchiuso, stessa altezza al variare della differenza di temperatura tra ingresso e uscita.

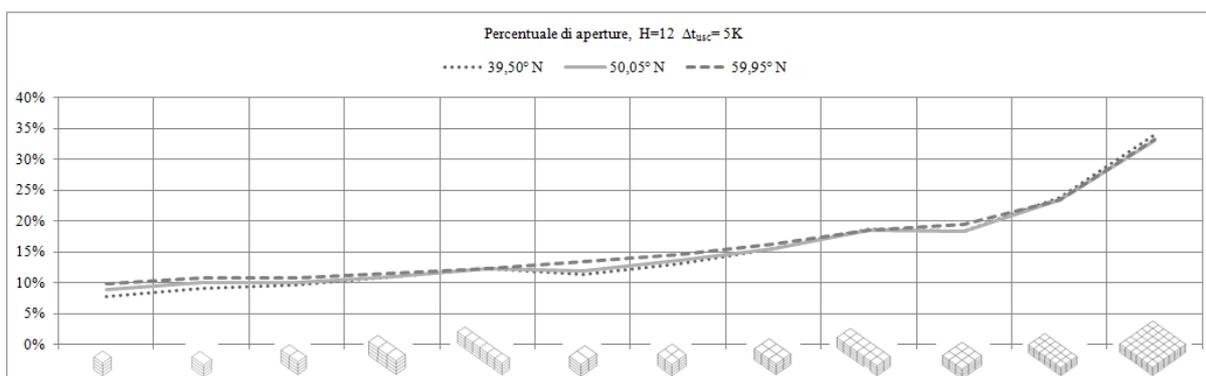


Figura 11. Percentuale di aperture per volumi in tre differenti latitudini, alti 12 m, con differenza di temperatura tra aria di ingresso e di uscita pari a 5 K.

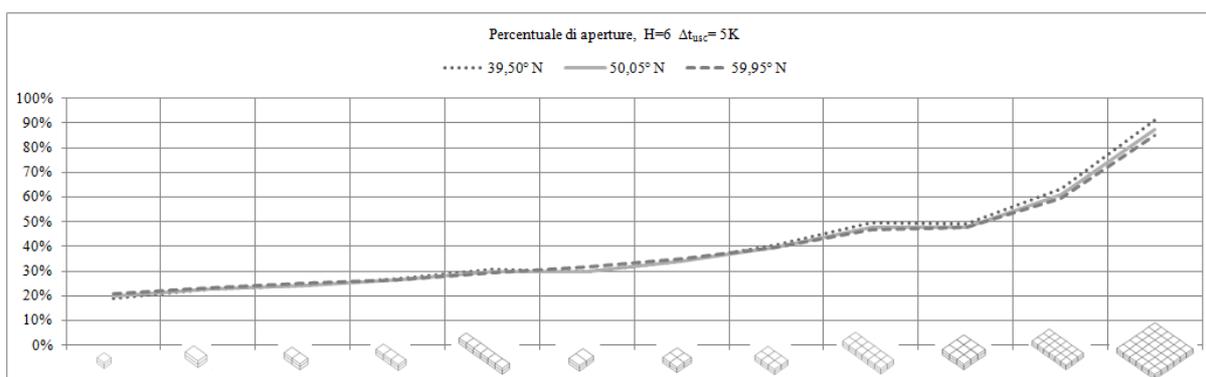


Figura 12. Percentuale di aperture per volumi in tre differenti latitudini, alti 6 m, con differenza di temperatura tra aria di ingresso e di uscita pari a 5 K.

2.4 Confronto con casi reali

Per un confronto tra volumi, nei calcoli sono stati utilizzati modelli piani; nei casi reali avremo invece coperture di varie forme, inclinate, curve, ecc. Il suddetto metodo può essere

applicato per coperture di varia conformazione poiché ciò che è determinante ai fini del dimensionamento è la differenza di altezza tra ingresso e uscita dell'aria.

La procedura è stata quindi applicata a due tipologie di coperture esistenti su aree archeologiche, situate in due differenti macroclimi e caratterizzate da un involucro completamente vetrato. A Dalkingen, in Germania, una copertura interamente vetrata protegge i resti di una porta romana (Figura 13.); si tratta di un involucro quasi cubico con una lunghezza dello spigolo di circa 20 m che sale obliquamente verso sud da un'altezza di 8 m fino a 15 m con un angolo di 23° rispetto all'orizzontale. Ad Hamar, in Norvegia, un volume a due falde spioventi con una pendenza variabile tra $35,81^\circ$ e $58,44^\circ$, orientato secondo l'asse est – ovest, protegge i resti di un'antica Cattedrale (Figura 14.). Lo spazio coperto è di m^2 2.724, con una lunghezza massima di m 68, una larghezza di m 40 e un'altezza massima di m 20, per una superficie vetrata complessiva di m^2 4.708.

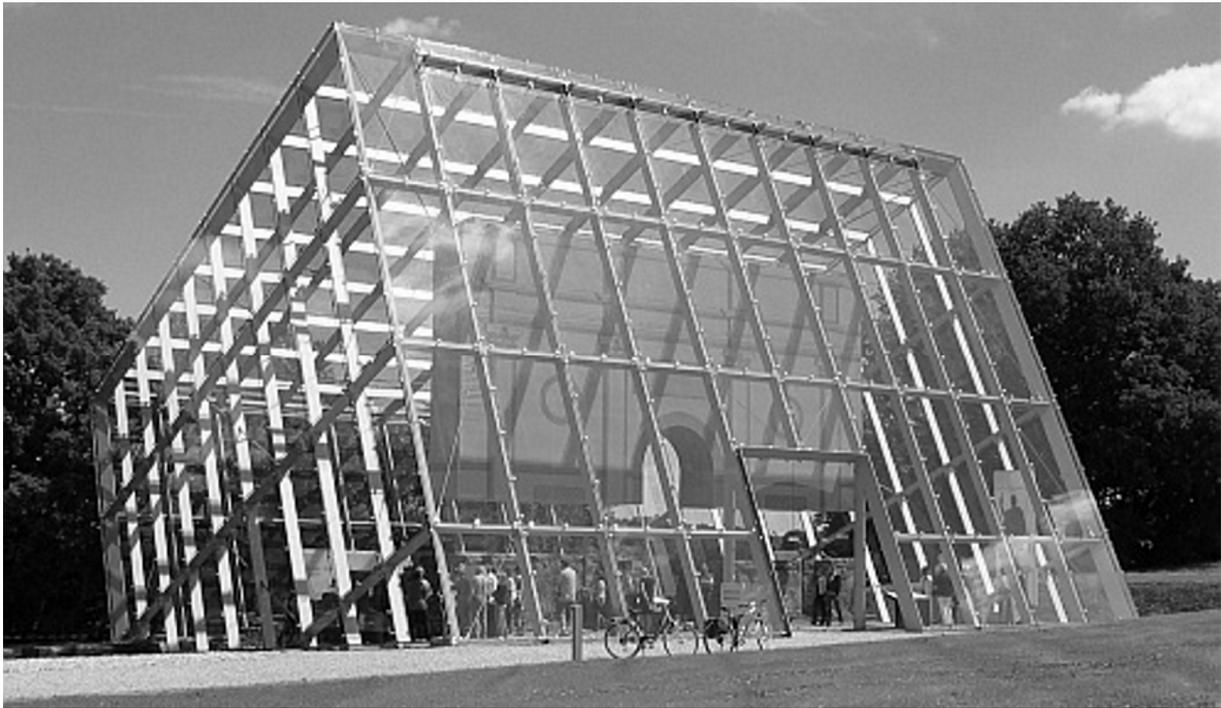


Figura 13. Copertura vetrata dei resti della Porta romana Limestor, Dalkingen, Germania.

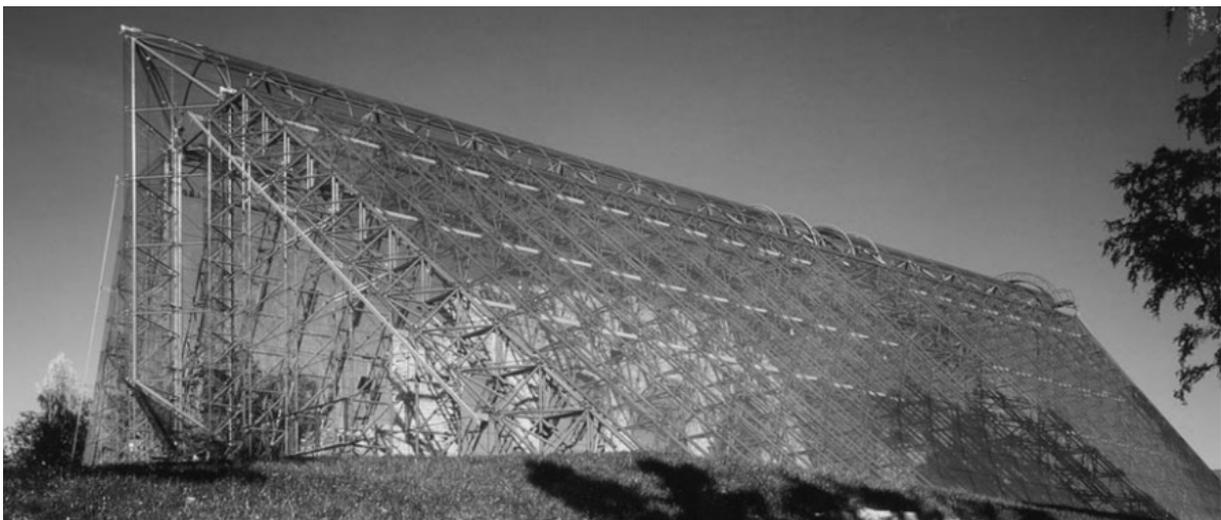


Figura 14. Copertura vetrata dei resti della Cattedrale, Hamar, Norvegia.

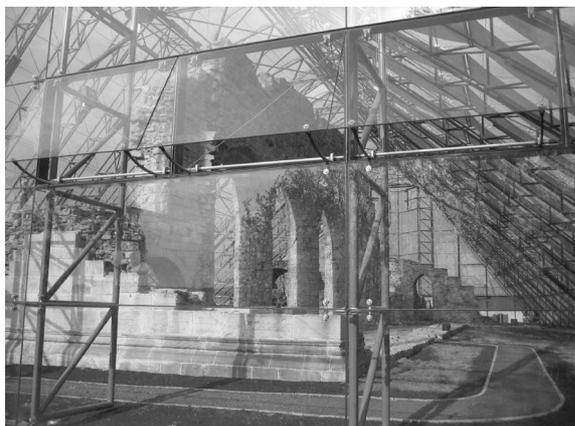


Figura 15. Dettaglio delle aperture di ventilazione.



Figura 16. Teli per l'ombreggiamento.

A Dalkingen, per la gestione del microclima, è stato adottato un sistema di ventilazione naturale che esclude l'impiego di mezzi meccanici di ventilazione. Le aperture sono poste in basso lungo tutto il perimetro dell'involucro e in alto lungo il bordo superiore del lato Sud che, grazie all'inclinazione della copertura, ha un'altezza maggiore. L'inclinazione dell'edificio amplifica l'effetto camino risultante, così l'aria calda viene dissipata nel punto più alto e nessun accumulo di calore può svilupparsi sotto la copertura (Graf, 2010). Sensori di temperatura e velocità del vento permettono di regolare le aperture evitando il surriscaldamento al di sotto dell'involucro completamente vetrato. Il 21 Giugno, alle ore 12,00, considerando l'effettiva superficie delle aperture realizzate (circa m^2 12) e utilizzando il metodo di calcolo semplificato per ricavare la temperatura, otteniamo che a 2 m di altezza (altezza uomo e altezza massima dei resti dell'antica porta) la temperatura interna può superare il valore della temperatura esterna di circa 0,33 gradi.

Ad Hamar, l'obiettivo principale è stato quello di proteggere dal freddo. Nonostante si tratti di un clima boreale, in estate occorre ugualmente un controllo del microclima ed è necessario rimuovere il calore all'interno dell'ambiente protettivo vetrato. La ventilazione naturale avviene grazie all'ingresso di aria dalle aperture poste in basso su ciascuna estremità dei lati corti (Figura 15.) e alla fuoriuscita di aria in corrispondenza della parte centrale della copertura. Le aperture realizzate hanno un'area complessiva di circa $100 m^2$ (Lund & Slaatto, 2004). Dal calcolo semplificato si ricava che tali aperture, in corrispondenza dell'altezza massima delle arcate in pietra (circa 10 m), determinano una differenza di temperatura rispetto all'esterno di circa 2 gradi. Per evitare la luce diretta ai visitatori, è stato comunque previsto un sistema di ombreggiamento interno costituito da teli bianchi (Figura 16.). L'intero sistema è controllato automaticamente grazie a sensori di luce e di calore.

3. CONCLUSIONI

Grazie al metodo semplificato di dimensionamento, è stata esaminata la risposta termica in termini di capacità della ventilazione di modificare l'impatto del carico termico e la conseguente necessità di aperture in volumi vetrati differenti e in diversi climi. Tali risultati possono essere verificati con programmi sofisticati che permettono la visualizzazione del flusso che si ha dentro l'ambiente e il suo andamento nel tempo. Nel caso di aree archeologiche, la ventilazione dovrà essere attiva tutto l'anno e pertanto durante le stagioni intermedie, autunno e primavera, si avranno periodi in cui il carico termico è molto ridotto rispetto a quello massimo di progetto e durante la stagione invernale sarà invece necessario limitare la ventilazione per favorire l'accumulo di calore. Risulta quindi importante prevedere una regolazione con sensori di controllo del microclima, in modo da poter variare con una gestione automatizzata le condizioni di apertura e le diverse modalità operative, utilizzando attuatori elettrici oppure pneumatici e garantendo il passaggio dell'aria anche in condizioni atmosferiche avverse.

4. RINGRAZIAMENTI

Vorrei esprimere la mia profonda gratitudine e un sincero ringraziamento al dott. Ing. Rolf Dieter Lieb dell'Istituto IFI, (*Institut für Industrieraerodynamik*), GmbH, University of Applied Sciences, Aachen, Germania, che ha reso possibile questo lavoro. Il mio ringraziamento va anche a tutti i membri dell'Istituto per l'aiuto e la pazienza.

5. BIBLIOGRAFIA

- Allard F. (2002). *Natural ventilation in building, a design handbook*. James & James, London.
- Andersen, K. T. (1995). *Natural ventilation in atria*. ASHRAE Transactions, Vol. 101, USA.
- Anderson J. (1995). *Computational Fluid Dynamics: the basics with applications*. McGraw Hill, USA.
- Ashurst J. (2007). *Conservation of Ruins*. Elsevier, Burlington.
- Bryn I., Schiefloe P. A. (1996). Atrium Models for the Analysis of Thermal Comfort and Energy Use, Task 12 – Building Energy Analysis and Design Tools for Solar Applications, Subtask A.3 – Atrium Model Development, *IEA SHCP – International Energy Agency, Solar Heating and Cooling Program*, SINTEF Energy, Trondheim.
- Cammarata G. (2007). *Fisica tecnica - Elementi di impianti termotecnici*, 3, Università degli Studi di Catania.
- Camuffo D. (1998). Microclimate for cultural heritage, *Atmospheric Science*, 23, Elsevier, Amsterdam.
- Graf, J., (2010). A glass palace for the Limes Gate at Dalkingen, *Engineered transparency*. International Conference at Glasstec, Düsseldorf, Germany 29 and 30 September 2010.
- Heiselberg P., Murakami S., Roulet C. A. (1998). Ventilation of Large Spaces in Buildings – Analysis and Prediction Techniques, Final Report Annex 26, *Energy Efficient Ventilation of Large Enclosures*, *IEA ECBCS – International Energy Agency, Energy Conservation in Buildings and Community Systems*, Aalborg University, Aalborg.
- Laurenti M. C. (2006). *Le coperture delle aree archeologiche. Museo aperto*. Gangemi, Roma.
- Lieb R. D. (2010). *Freie Durchströmung großer Glashallen*, Universität Stuttgart - IGE Institut für GebäudeEnergetik, N. 20, Stuttgart.
- Lund & Slaatto (2004), The protective structure for Hamar Cathedral Ruins, *Living Architecture*, 19, pp.116-125.
- Ruggieri Tricoli M. C., Sposito C. (2004). *I siti archeologici. Dalla definizione del valore alla protezione della materia*. Flaccovio, Palermo.
- Palmerio G., Di Muzio A. (2007). Strutture protettive in archeologia, *G. Carbonara, Restauro architettonico e impianti*, Vol. IX, pp. 402-487.
- Rogora A. (2005). La progettazione preliminare dell'edificio, cap. 7, Grosso, M. Peretti, G. Piardi, S. Scudo G. *Progettazione Ecocompatibile dell'Architettura: concetti, metodi, strumenti di analisi e valutazione, esempi applicativi*, Esselibri, Napoli, pp. 337-354.
- Schittich C., Staib G., Balkow D., Schuler M., Sobek W. (1999). *Atlante del vetro*. UTET, Torino.
- Schmidt H. (1988). *Schutzbauten*. Theiss, Stuttgart.
- Stanley-Price N. (1997). The Roman Villa at Piazza Armerina, Sicily, De la Torre M. *The Conservation of Archaeological Sites in the Mediterranean Region - An International Conference Organized by the Getty Conservation Institute and the Paul Getty Museum, 6-12 May 1995*, The Getty Conservation Institute, Los Angeles, pp.65-87.
- Stanley Price N. (ed.) (1984). *Conservation on Archaeological Excavations with particular reference to the Mediterranean area*, ICCROM, Roma.
- Tricoli A. (2011). *La città nascosta. Esperienze e metodi per la valorizzazione del patrimonio archeologico urbano*, Monografie di Agathón, 2. Offset, Palermo.

Control of the Structural Response of a Tall Slender Monument with Tuned Mass Dampers under Wind Forces

Adrián Pozos-Estrada^a, Roberto Gómez-Martínez^b, J. L. Espinosa- Méndez^c and José A. Escobar-Sánchez^d

^{a,b,c,d}Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, C.P. 04510

ABSTRACT

The structural behavior of a tall slender monument fitted with tuned mass dampers (TMDs) of the pendulum type subjected to buffeting forces is studied. The monument is 115m height with an aspect ratio of about 13, and is located in a built-up terrain, in Mexico City.

Keywords: Control, slender structure, tuned mass dampers, buffeting forces.

1. INTRODUCTION

Energy dissipation devices (EDDs) have been used to mitigate the response of structures subjected to extreme events such as hurricanes or earthquakes. Tuned mass dampers (TMD) are an example of passive EDDs employed to reduce wind-induced responses; they also have been successfully used to mitigate the response of superstructures and substructures of bridges, tall buildings, chimneys, control towers, among other structures. In this study, TMDs are employed to reduce the response of a 115m-height slender monument, located in a built-up area in Mexico City.

For the analysis of the structure, a 3D finite element model was developed using Ansys Parametric Design Language (APDL). Equivalent linear theory was used to estimate the equivalent parameters to characterize the TMDs attached to the structure. Wind forces (i.e., buffeting forces) were simulated based on an Auto Regressive and Moving Average (ARMA) model. The structure without and with equivalent TMD systems was subjected to buffeting forces to study its behavior and the effectiveness of the TMD system. Results of the analyses indicate that the use of the TMD systems to mitigate the structural response of the structure is effective. Furthermore, a discussion regarding the optimal tuning of the TMD systems to reduce a predefined response of the structure is also presented.

2. DESCRIPTION OF THE STRUCTURE AND ITS TMD SYSTEM

The analyzed structure (i.e. main structure) consists of eight stainless steel circular columns. Two rows of hollow columns are oriented in the X-direction and four rows in the Y-direction as shown in Figure 1. In both directions (X and Y), the columns are connected each other with prismatic beams of the same material. These beams are located at a distance of 4.5 m in the transverse direction and at about 1.5 m in the longitudinal direction.

The stainless steel circular columns are 90 cm of diameter with a variable thickness along its height, starting from 76 mm at the base and 22 mm at the top.

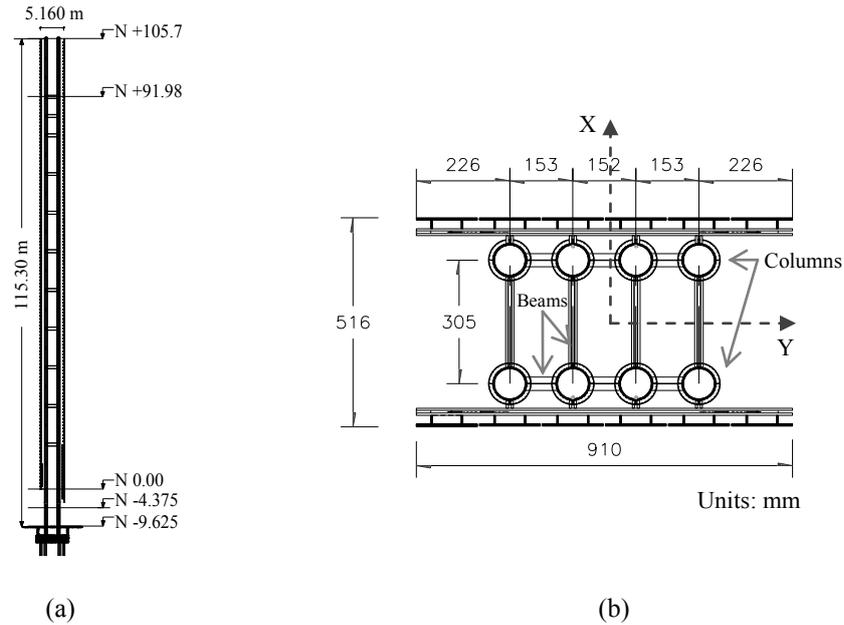


Figure 1. Main structure: (a) elevation; (b) plan view

The hollow columns support a nonstructural cladding structure of 47 panels which cover the longitudinal faces of the main structure; transversal faces of the structure are uncovered.

The structure is fitted with two TMD systems of the pendulum type. The first system is located at a height of 87 m above level N 0.0 and is aimed at reducing wind- and earthquake-induced vibrations; the second system is located inside the columns at a 105 m height above level N 0.0 and is aimed at reducing only wind-induced vibrations. A schematic view of the TMD systems fitted to the main structure is shown in Figure 2.

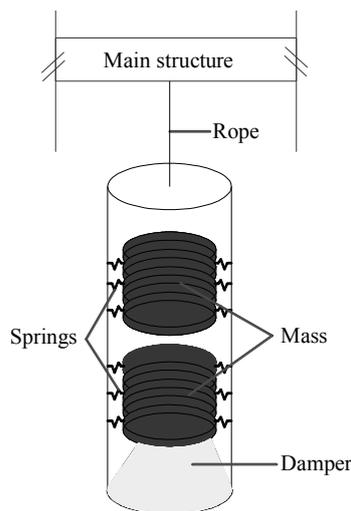


Figure 2. Schematic view of the TMD systems fitted to the main structure

3. MATHEMATICAL MODELING OF THE STRUCTURE AND TMDS

As mentioned, a three dimensional finite element model of the pipe structure was developed in APDL (ANSYS v.13, 2010). The columns of the structure were modeled with pipe elements.

Beam elements were employed to model the beams that connect the columns in the X and Y-direction. Lateral and vertical springs with predefined stiffness were used as boundary conditions at the foundation. Figure 3 shows the mathematical model of the pipe structure in ANSYS. Rayleigh damping was used to assign modal damping (0.5%) to predefined modes.

Equivalent linear theory was used to estimate the equivalent parameters to characterize the TMD systems attached to the pipe structure. By applying the Euler-Lagrange equation to the structure-TMD system, the equivalent damping ratio and stiffness are given by:

$$\xi_{eq} = \left(\frac{c/L^2 + c_v}{2\omega_d m} \right) \quad (1)$$

$$k_{eq} = \frac{mg}{L}, \quad (2)$$

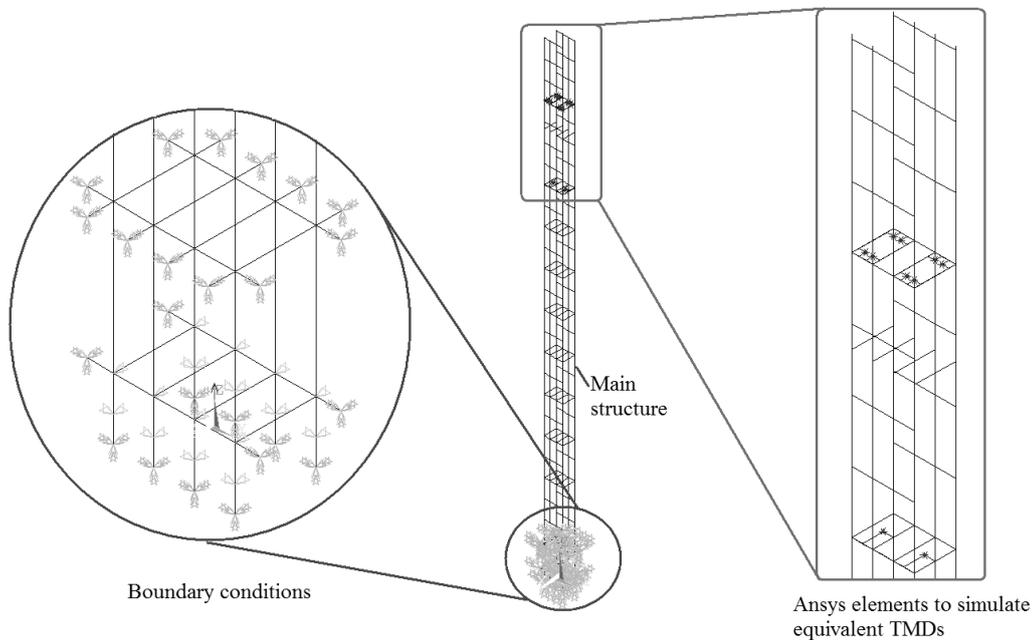


Figure 3. Mathematical model of the pipe structure fitted with equivalent TMDs

4. SIMULATION OF BUFFETING FORCES

The buffeting force at the time t and at a height z in the along wind direction for a two dimensional structure can be written as:

$$D(t, z) = \frac{1}{2} \rho C_D A (U(z) + u(t))^2 \quad (3)$$

where ρ is the air mass density; C_D is the drag coefficient; A is the area exposed to wind; $U(z)$ is the mean wind speed; and $u(t)$ is the fluctuating component of the wind speed in the along-wind direction.

An approach to simulate $u(t)$ as a Gaussian stochastic process is the use of ARMA models (Pourahmadi, 2001). Based on the ARMA coefficients ($\{\alpha_i\}$ and $\{\beta_i\}$), and the white noise vector

($\{\varepsilon_i\}$), the following expression can be used to simulate samples of turbulent wind velocities:

$$\{u_n(x, z, t)\} = \sum_{i=1}^p [\alpha_i] \{u_n(x, z, t - i\Delta t)\} + \sum_{i=1}^q [\beta_i] \{\varepsilon_i\} \quad (4)$$

where $\{u_n(x, z, t)\}$ is a vector of normalized turbulent wind velocities for any time t and different points (x, z) with zero mean and unit variance. Orders of the auto regression and moving average are denoted by p and q , respectively.

Eq. (4) is employed to simulate samples of $\{u_n(x, z, t)\}$, the amplitude of the turbulent wind samples are modulated to achieve a desired variance. Once a sample of $\{u_n(x, z, t)\}$ is obtained, Eq. (3) is used to determine the drag force in the along-wind direction that acts on the TMD-structure system.

5. ANALYSIS PROCEDURE AND RESULTS

Analyses carried out to study the reduction in the along-wind direction (X-direction) are presented in this section. For the parametric analysis, a range of values of the mass ratios (μ , defined as the ratio of the mass of the TMDs to the modal mass of the main structure) and a range of values of the frequency ratio (r_f , defined as the ratio of the frequency of the TMD to the frequency of the vibration mode of the main structure whose response is to be reduced) were used to characterize the equivalent TMD systems. The response ratio, defined as the ratio of the root mean square (rms) response of the main structure fitted with TMDs to that without TMDs, was calculated for each combination of (μ, r_f) analyzed. A grid search technique described in (Pozos-Estrada et al., 2011) is employed to estimate the optimum parameters of the TMD systems. Table 1 summarizes the parameters used in the analyses.

Table 1. Values of the parameters used in the analyses

Case	TMD at 105m		TMD at 87m	
	μ	r_f	μ	r_f
Case 1	[0.001, 0.05, 0.1, 0.2]	[0.9 0.95 1 1.05 1.1]	[0.001, 0.05, 0.1, 0.2]	[0.9 0.95 1 1.05 1.1]
Case 2	[0.0005, 0.025, 0.05, 0.10]	[0.9 0.95 1 1.05 1.1]	[0.001, 0.05, 0.1, 0.2]	[0.9 0.95 1 1.05 1.1]

5.1 RESULTS OF THE ANALYSIS OF THE STRUCTURE UNDER BUFFETING FORCES WITH TMD SYSTEMS

The results of the analyses are presented in Figures 4 and 5. Figure 4 shows the variation of the displacement response ratio (R_D) with μ , r_f , and Figure 5 presents the shear response ratio (R_S) as a function of μ , r_f . A surface fitting exercise, using the results of the analysis was carried out to smooth the surfaces $R_D-\mu-r_f$ and $R_S-\mu-r_f$. It is observed in Figure 4 that the use of TMDs effectively reduces the response of the main structure (response in the X-direction). This is also observed for r_f values in the vicinity of $r_f = 1$ (mistuning). The same figure also shows that large values of μ do not necessarily lead to a better performance of the TMD-system. It is observed that the pair (μ , r_f) that minimizes R_D to the maximum is approximately equal to (0.05, 1) for case 1, and equal to (0.10, 0.90) for case 2. The maximum reduction achieved with the use of the TMD systems is about 19% for case 1 and 29% for case 2.

Similar conclusions can be drawn from Figure 5, except that the optimum parameters are approximately equal to (0.051, 1) for case 1 and (0.10, 0.90) for case 2; and the maximum reduction achieved is 31% and 32% for Case 1 and Case 2, respectively.

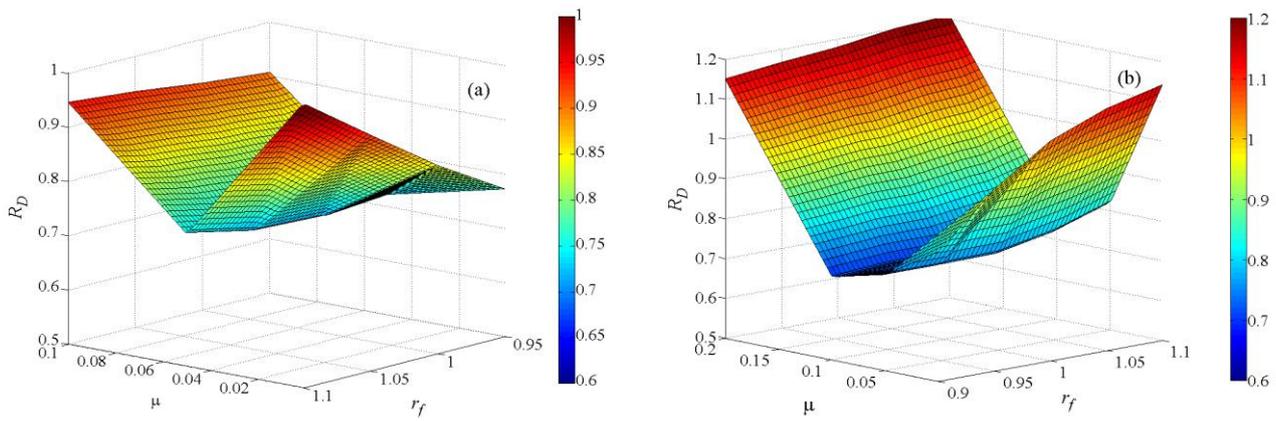


Figure 4. Variation of R_D with μ and r_f : (a) Case 1; (b) Case 2

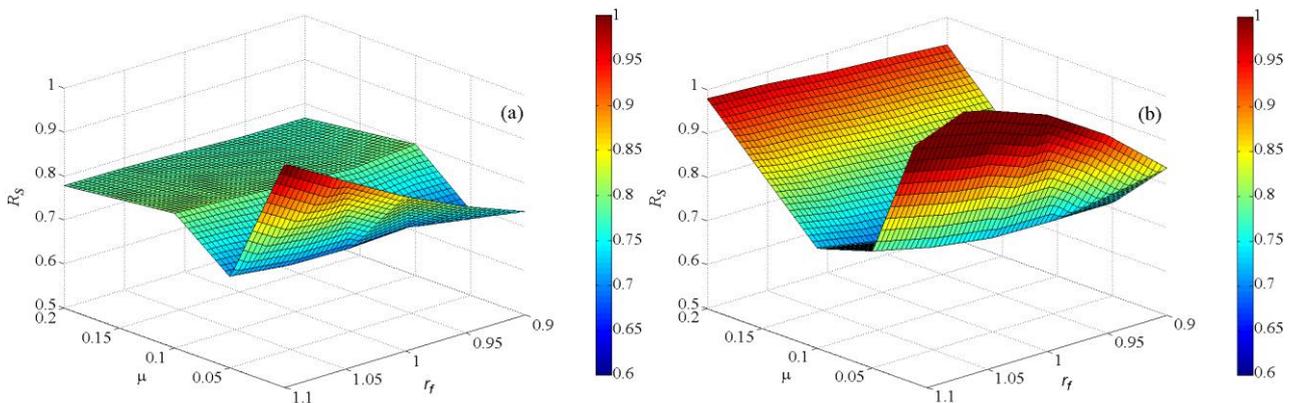


Figure 5. Variation of R_S with μ and r_f : (a) Case 1; (b) Case 2

6. FINAL COMMENTS

The use of TMDs to mitigate the response of a tall slender structure subjected to buffeting forces was investigated. Two TMD systems of the pendulum type were simulated with equivalent parameters. The equivalent TMDs were employed to mitigate the lateral displacement at the top of the structure and the base shear. Results of the analyses showed that the TMDs effectively reduce the response of the structure. Further, the optimum parameters identified depend on the type of response to be mitigated (i.e., displacement or shear force).

7. REFERENCES

ANSYS v.13, 2010

Pourahmadi, M. (2001). Foundations of Time Series Analysis and Prediction Theory. Wiley Series in Probability and Statistics, pp. 409.

Pozos-Estrada A., Hong H.P., Galsworthy J.K. (2011). Reliability of structures with tuned mass dampers under wind-induced motion: a serviceability consideration, *Wind and Structures, An International Journal*. 14.(2). pp. 113-131.

Principal Static Wind Loads on a large roof structure

Nicolas Blaise^a, Lotfi Hamra^a, Vincent Denoël^a

^a University of Liège, Structural Engineering Division, Liège, BELGIUM

ABSTRACT

Usually, structural wind design is realized using static wind loads. Such loadings are expected, as a main property, to recover by static analyses, the envelope values that would be obtained by a formal buffeting analysis. For simple structures, equivalent static wind loads might be used but they are established in order to reproduce envelope values of specific structural responses and are thus not suitable to reconstruct efficiently the entire envelope. Recently, more general methods were derived to propose global static loadings that reconstruct the entire envelope but several drawbacks remained as their robust applicability for any structure and accuracy.

This paper addresses a new type of static loadings, the principal static wind loads, derived in a strict mathematical way, the singular value decomposition, to make it optimum for the envelope reconstruction problem. The method is illustrated with a large roof and the reconstruction accuracy is analysed by studying the rate of envelope reconstruction, envelope previously obtained by a rigorous stochastic analysis. The way principal loadings are derived makes them suitable for combinations in order to increase the rate of the envelope reconstruction. As a major outcome, the method provides a finite number of design load cases that matches a desired level of accuracy in the envelope reconstruction.

KEYWORDS: Buffeting wind analysis; envelope value; extreme value; equivalent static wind loads; singular value decomposition.

1. INTRODUCTION

The design of structures loaded by Gaussian wind loads can be realized using different approaches. For usual structures, static wind loads are provided in codes and might be used for the design if several assumptions are fulfilled. If not, dynamic buffeting analysis has to be performed and the envelope values, minimum and maximum, of any internal force may be established for the structural design. Nonetheless, structural engineers are still used to design with static wind loads. Indeed, such loadings may be combined with other codified static loads such as self-weight or snow.

This issue is stated as the *envelope reconstruction problem* and formulated as follows: given the envelope of internal forces obtained with a formal dynamic buffeting analysis, find the most appropriate set of static wind loads that accurately reconstruct, by static analyses, the real envelope with a high reconstruction rate.

This envelope reconstruction problem has already been addressed with different techniques such as universal loads (Katsumura et al., 2007), proper-orthogonal decomposition of wind loads (Fiore & Monaco, 2009) or least-squares fitting (Zhou et al., 2011). A drawback of the aforementioned methods is their applicability to any structure. Moreover they focus on the aerodynamic loading and therefore do not include the structural behavior of the structure.

This paper addresses a new type of design loadings, the Principal Static Wind Loads (PSWLs), recently introduced by Blaise & Denoël (2012).

First, the formal buffeting wind analysis is described and the formulation of the PSWL is given. Then follows an illustration with a description of the considered structure, a summary of the wind tunnel simulations and results of the present study where the optimality of the PSWL basis for the envelope reconstruction problem is illustrated.

2. BUFFETING WIND ANALYSIS

For a given oncoming wind direction, the measured aerodynamic pressures $\mathbf{q}_{tot}(t)$ are expressed in the full scale and adequately transformed to nodal external forces $\mathbf{p}_{tot}(t)$ for the finite element (FE) analysis. The mean part $\boldsymbol{\mu}_p$ is computed and the fluctuating part $\mathbf{p}(t)$ is defined such that:

$$\mathbf{p}_{tot} = \boldsymbol{\mu}_p + \mathbf{p}. \quad (1)$$

The structural displacement satisfies the equation of motion:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{x}} + \mathbf{K}\mathbf{x} = \mathbf{p} \quad (2)$$

where \mathbf{M} , \mathbf{C} and \mathbf{K} are the mass, damping and stiffness matrices, respectively, $\mathbf{x}(t)$ is the nodal displacements and the dot denotes time derivative.

The structural responses $\mathbf{r}(t)$ (internal forces, stresses or reactions) are considered here expressed by linear combinations of the nodal displacements

$$\mathbf{r} = \mathbf{O}\mathbf{x} \quad (3)$$

where \mathbf{O} is a matrix of influence coefficients, known from the FE model. The structural design needs envelope values (minimum and maximum) of the structural responses which are computed here as expected values of extrema on 10-minute observation windows. The envelope $(\mathbf{r}^{min}, \mathbf{r}^{max})$ is defined as

$$\mathbf{r}^{min} = -g\boldsymbol{\sigma}_r; \mathbf{r}^{max} = g\boldsymbol{\sigma}_r \quad (4)$$

where $\boldsymbol{\sigma}_r$ is the standard deviation of the structural response and g is a unique peak factor taken equal to 3.5. For simplicity, standard deviations of the structural responses are obtained from the covariance matrix of the nodal displacements \mathbf{C}_x using

$$\boldsymbol{\sigma}_r = \sqrt{diag(\mathbf{O}\mathbf{C}_x\mathbf{O}^T)} \quad (5)$$

where $diag$ is a matrix operator that keeps only the diagonal of the matrix. Application of the well-known Background/Resonant decomposition concept leads to a covariance matrix \mathbf{C}_x composed of two uncorrelated respective contributions $\mathbf{x}^{(B)}$ and $\mathbf{x}^{(R)}$

$$\mathbf{C}_x = \mathbf{C}_x^{(B)} + \mathbf{C}_x^{(R)}. \quad (6)$$

The covariance matrix of the background contribution of the nodal displacements $\mathbf{C}_x^{(B)}$ is given by:

$$\mathbf{C}_x^{(B)} = \mathbf{K}^{-1}\mathbf{C}_p\mathbf{K}^{-T} \quad (7)$$

where \mathbf{C}_p is the covariance matrix of the nodal forces.

The dynamic analysis, necessary to establish $\mathbf{C}_x^{(R)}$, is performed efficiently by solving Eq.2 in the modal basis, i.e. assuming

$$\mathbf{x}^{(R)} = \boldsymbol{\varphi} \boldsymbol{\eta}^{(R)} \quad (8)$$

where $\boldsymbol{\eta}^{(R)}(t)$ is the resonant contribution of the modal displacements and $\boldsymbol{\varphi}$ is the modes shapes. The PSD matrix of $\boldsymbol{\eta}^{(R)}(t)$ is obtained as:

$$\mathbf{S}_{\boldsymbol{\eta}}^{(R)} = \mathbf{H}^* \mathbf{S}_p^{(wn)*} \overline{\mathbf{H}^*}^T \quad (9)$$

where $\mathbf{H}^* = (-\omega^2 \mathbf{M}^* + i\omega \mathbf{C}^* + \mathbf{K}^*)^{-1}$ is the modal transfer function with \mathbf{M}^* , \mathbf{C}^* and \mathbf{K}^* the generalized mass, damping and stiffness matrices, respectively and $\mathbf{S}_p^{(wn)*}$ is the equivalent white noise matrix of the generalized forces (Denoël, 2009). The covariance matrix of the resonant contribution of the nodal displacements $\mathbf{C}_x^{(R)}$ is obtained by

$$\mathbf{C}_x^{(R)} = \boldsymbol{\varphi} \mathbf{C}_{\boldsymbol{\eta}}^{(R)} \boldsymbol{\varphi}^T = \boldsymbol{\varphi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{S}_{\boldsymbol{\eta}}^{(R)}(\omega) d\omega \boldsymbol{\varphi}^T \quad (10)$$

Ultimately, the design of the structure is based on the design envelope $(\mathbf{r}^{d,min}, \mathbf{r}^{d,max})$ defined as

$$\mathbf{r}^{d,min} = \boldsymbol{\mu}_r + \mathbf{r}^{min}; \quad \mathbf{r}^{d,max} = \boldsymbol{\mu}_r + \mathbf{r}^{max} \quad (11)$$

where $\boldsymbol{\mu}_r = \mathbf{A} \boldsymbol{\mu}_p$ is the mean part of the structural responses and \mathbf{A} is a matrix of influence coefficients.

In this paper, we focus on the most critical wind direction for the structural design, i.e. the wind direction that would provide the largest reconstruction of the design envelope obtained after considering the buffeting analysis for all wind directions.

3. ENVELOPE RECONSTRUCTION USING STATIC WIND LOADS

The main objective of this paper is to reconstruct the envelope $(\mathbf{r}^{min}, \mathbf{r}^{max})$ obtained with the previous buffeting analysis, see Eq.4, using a limited number of well-suited static wind loads. First, Equivalent Static Wind Loads (ESWLs) \mathbf{p}^e are computed for each structural response \mathbf{r}^{max} of interest using the method developed by Chen & Kareem, 2001. All of these equivalent loadings are collected in a matrix \mathbf{P}^e factorized by Singular Value Decomposition

$$\mathbf{P}^e = \mathbf{P}^p \mathbf{S} \mathbf{V}^e \quad (12)$$

where \mathbf{P}^p is the matrix of Principal Static Wind Loads (PSWLs), the matrix \mathbf{S} collects, on its main diagonal, the principal coordinates and the matrix \mathbf{V}^e collects the combination coefficients to reproduce the ESWLs. The SVD operation extracts the principal components of the ESWL basis and thus represents, by order of importance, the main loadings which, by combinations, can produce any extreme structural response. Each principal loading \mathbf{p}_j^p is normalized such that the static response

$$\mathbf{r}_j^p = \mathbf{A} \mathbf{p}_j^p; \quad \mathbf{R}^p = \mathbf{A} \mathbf{P}^p \quad (13)$$

is somewhere tangent to the envelope $(\mathbf{r}^{min}, \mathbf{r}^{max})$.

The way to define PSWLs suggests that linear combinations may be considered. Any combination of the PSWLs produces a new static loading denoted \mathbf{p}^s . It is associated with structural responses \mathbf{r}^s , defined as

$$\mathbf{p}^s = \mathbf{P}^p \mathbf{q}^p ; \mathbf{r}^s = \mathbf{A} \mathbf{p}^s \quad (14)$$

where \mathbf{q}^p is a vector of combination coefficients.

The successive static analyses under each combination of the principal loadings produce a sequential symmetrical reconstruction of the envelope $(\tilde{\mathbf{r}}_k^{s,min}, \tilde{\mathbf{r}}_k^{s,max})$ defined as

$$\tilde{\mathbf{r}}_k^{s,min} = \min(\tilde{\mathbf{r}}_{(k-1)}^{s,min}; \mathbf{r}^s; -\mathbf{r}^s; 0) ; \tilde{\mathbf{r}}_k^{s,max} = \max(\tilde{\mathbf{r}}_{(k-1)}^{s,max}; \mathbf{r}^s; -\mathbf{r}^s; 0). \quad (15)$$

Because the envelope $(\mathbf{r}^{min}, \mathbf{r}^{max})$ is symmetric, with the k^{th} reconstructed envelope is associated $2k$ loading cases.

Finally, the accuracy of the envelope reconstruction is assessed by the relative errors computed as

$$\varepsilon_k = \frac{\tilde{\mathbf{r}}_k^{s,max} - \mathbf{r}^{max}}{\mathbf{r}^{max}} = \frac{\tilde{\mathbf{r}}_k^{s,min} - \mathbf{r}^{min}}{\mathbf{r}^{min}} \quad (16)$$

where the division is performed element by element.

4. ILLUSTRATION

4.1. Description of the structure

The considered structure is the roof Marseille's velodrome in France which will undergo serious rehabilitations in 2013. Figure 1-(a) shows the FE model with the supports in red and the structural truss supporting the roof (in blue) and Fig.1-(b) shows the upper roof in blue and the vertical sheeting (in red). The dimensions are 258x256x74 meters.

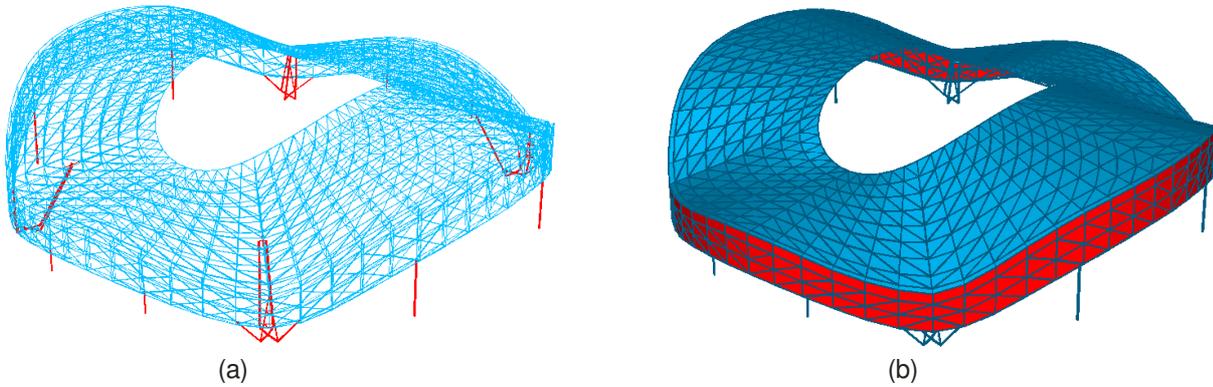


Figure. 1. (a) Structural finite element model and (b) roof composed of a high density polythene membrane.

The structure is a rigid lattice composed of hollow tubes and the roof is covered with a high density polythene membrane. Table 1 gives the main characteristics of the 3D finite element model.

Table 1. Characteristics of the 3D finite element model.

Number of elements	7071	Number of types of elements	5	Number of geometries	107
Number of beam elements	5736	Types of material	2	Number of nodes	1896

The fundamental mode has a frequency of 0.66 Hz and only the first four modes are kept for the buffeting analysis because they have their natural frequencies lower than the Nyquist frequency, see section 4.2. Techniques to consider more modes for the buffeting analysis have

been applied by Hamra (2012) but are not shown here for sake of conciseness. Table 2 gives the natural frequencies, the generalized stiffness and mass for the first four modes.

Table 2. Natural frequencies, generalized stiffness and mass for the first four modes.

Mode	f_{nat} (Hz)	\mathbf{K}^* (kN/m)	\mathbf{M}^* (t)	Description
1	0.659	42898	2500	global horizontal displacement
2	0.831	60890	2232	global horizontal displacement
3	0.920	20820	623	antisymmetric horizontal displacement
4	0.958	25581	706	global vertical displacement

Figure 2 depicts the modal displacements of the first and third modes. The first one is a global horizontal displacement and the third is an antisymmetric horizontal displacement one. The structural damping ratio is considered equal to 1% for each mode.

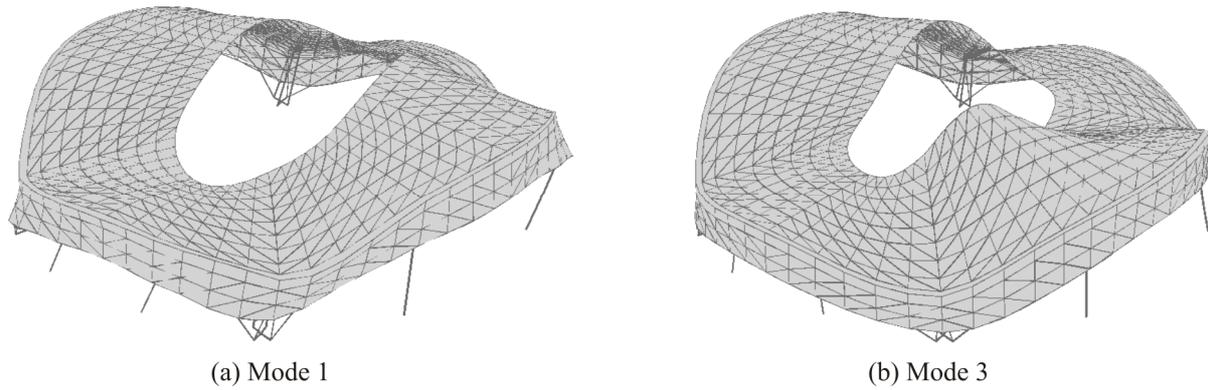


Figure 2. Mode shapes of (a) the first and (b) the third modes.

4.2. Wind tunnel simulation

The aerodynamic loading characterization has been realized by wind tunnel simulations at the “Centre Scientifique et Technique du Bâtiment” at Nantes, France. Twenty-two wind directions have been tested including the four wind directions perpendicular to the two principal axes. Table 3 collects the target wind properties and the given values corresponding to the Service Limit State.

Table 3. Main wind properties of the wind characterization.

Reference wind velocity $v_{b,0}$	26 m/s	Height of the structure z_s	62 m	Values for $C_{dir}=1,]210^\circ;50^\circ[$
Season factor c_{season}	1	Terrain category IIIb z_0	0.5 m	Mean velocity wind $v_m(z_s)$
Directional factor $C_{dir} [50^\circ;210^\circ]$	0.85	Roughness factor k_r	0.2232	Turbulence intensity $I_v(z_s)$
Directional factor $C_{dir}]210^\circ;50^\circ[$	1	Ground factor $c_r(z_s)$	1.076	Reference velocity pressure $q_{mean}(z_s)$
Orography factor c_0	1			Peak velocity pressure $q_p(z_s)$
				28 m/s
				19,1 %
				479 N/m ²
				1122 N/m ²

Figure 3-(a) shows the 1/250-scaled model and its environnement within a 475 meter radius. The future buildings in the project are also realised and localized in red on Fig.3-(b). The model is considered to be infinitely rigid. The scaled model was instrumented with approximatively five hundred synchronous pressure sensors. The sampling frequency is equal to 200 Hz, which corresponds to 2.2 Hz in full scale. This paper focuses exclusively on the most restrictive wind direction: 220°, see section 4.3.

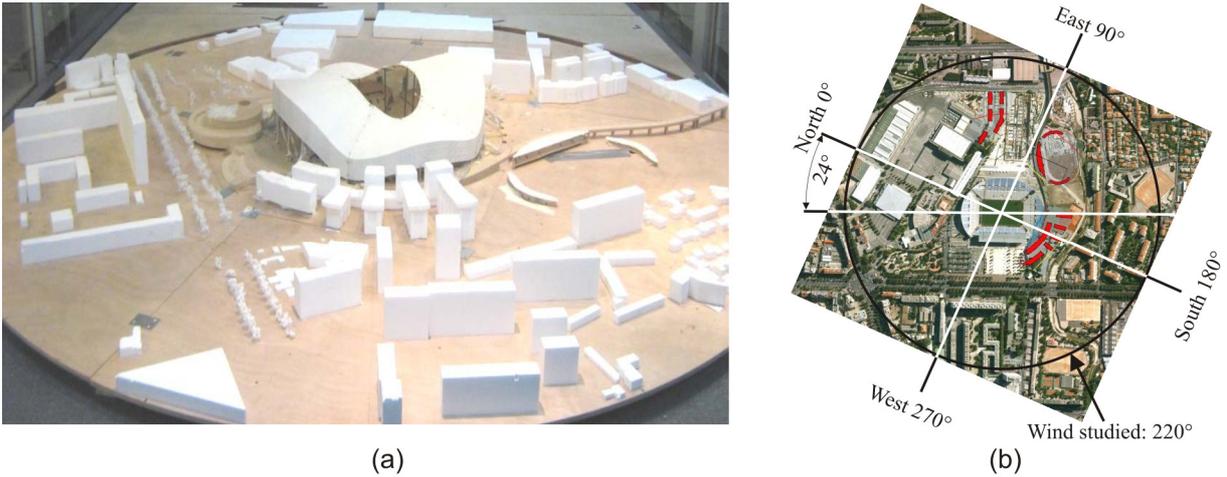


Figure 3. (a) Scaled model of the stadium and its environment tested in the wind tunnel and (b) map view with the future buildings in the project (in red).

4.3. Results

Figure 4 shows results for the first four modes for the twenty-two wind directions tested. Figure 4-(a) shows the standard deviations of the generalized forces. The fundamental mode presents the highest values and in general, the sector [50°; 210°] gives lower standard deviations for any mode which is a consequence of the reduced directional factor adopted. Figure 4-(b) shows the variance of modal amplitudes. The third mode has the highest modal amplitude, the fundamental mode and the fourth have close values while the second mode has small values. This is partially explained by the generalized stiffness, see Tab.2. For the 220° wind direction, the third and fourth modes show large variances simultaneously. Figure 4-(c) depicts the background-to-resonant ratios to assess the structural behaviour of the structure. The coefficients take only values under one with smaller values for the 220° wind direction which corresponds to a clearly resonant behaviour of the structure under wind actions.

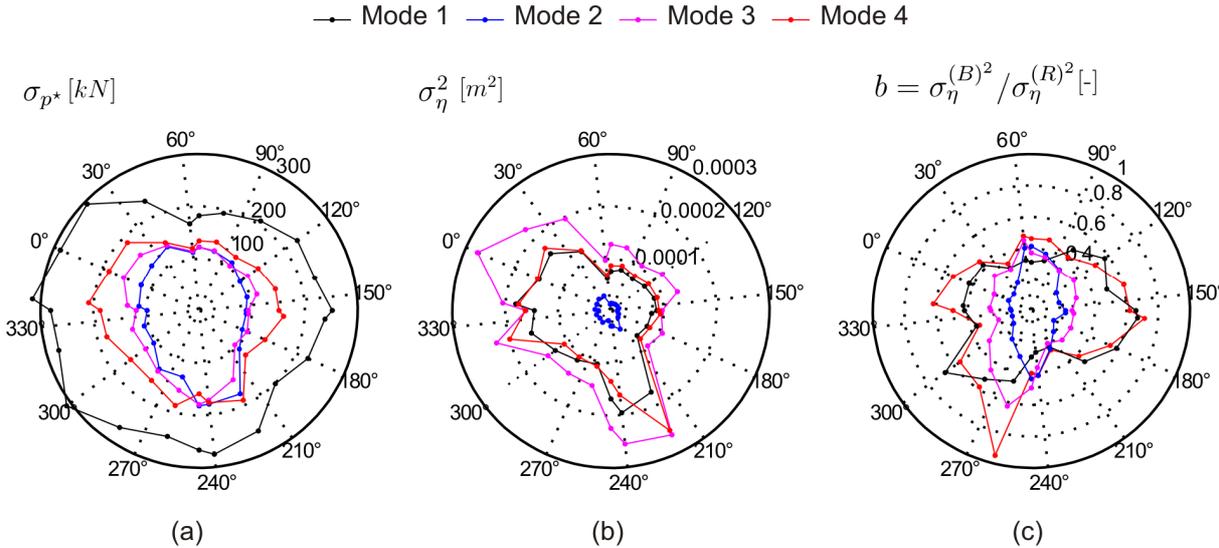


Figure 4. (a) Standard deviations of the generalized forces, (b) variances of modal amplitudes, (c) b-coefficients

The choice of the studied wind direction (220°) is based on the mean relative errors ($E_i^{d,min}, E_i^{d,max}$) between the design envelope obtained for a wind direction and the design envelope if all wind directions were considered

$$E_i^{d,min} = \sum_k^{N^r} \left(\frac{r_{ki}^{d,min} - \min_i(r_{ki}^{d,min})}{\min_i(r_{ki}^{d,min})} \right) / N^r \quad ; \quad E_i^{d,max} = \sum_k^{N^r} \left(\frac{r_{ki}^{d,max} - \max_i(r_{ki}^{d,max})}{\max_i(r_{ki}^{d,max})} \right) / N^r \quad (17)$$

where $r_{ki}^{d,min}$ and $r_{ki}^{d,max}$ represent the design envelope values (minimum and maximum) of the k^{th} structural response for the i^{th} wind direction and N^r is the number of studied structural responses. The envelope considered for the reconstruction problem collects the six internal forces (axial force, two bending moments, two shear forces and torque) for all of the beam elements, given a N^r equal to 68832. Indeed, all types of internal forces are considered without any distinction to handle the envelope reconstruction problem.

Figure 5-(a) shows the mean relative errors of the maximum part of the design envelope $E_i^{d,max}$. It indicates that the 220° wind direction produces the lowest value: approximately -30%. For sake of brevity, the envelope reconstruction problem is demonstrated for this wind direction only. Assessment of the aerodynamic loading is made through the dimensionless pressure coefficient $C_p^{(q_{tot})}$ defined from

$$C_p^{(q_{tot})} = \frac{\mu_q}{q_{mean}(z_s)} + \frac{q}{q_{mean}(z_s)} = C_p^{(q_{mean})} + C_p^{(q)} \quad (18)$$

with $C_p^{(q_{mean})}$ its mean part and $C_p^{(q)}$ its fluctuating part. Figure 5-(b),(c) show the maps of $C_p^{(q_{mean})}$ and standard deviations of the fluctuating part of the pressure coefficients $C_p^{(q)}$. Notice that an exploded view of the vertical sheeting, see Fig.1-(b), is represented in the Fig.5-(b),(c). As expected, the windward side of the roof is mainly in depression (with reference to the atmospheric pressure and associated to negative values) with higher values close to the sharp edge connection with the vertical part of the roof where exists zones with positive pressure. Standard deviations may be explained by the vortex shedding intensity which is important on the windward side of the roof because the air flow encounters the structure's roof with its sharp edge connection between the horizontal and vertical parts. Also, important standard deviations are noticed at the leeward side of the inside perimeter of the roof where layer separation and vortex shedding take place.

Establishment of the PSWLs basis needs to first compute 68832 ESWLs and then to apply the SVD operation on them.

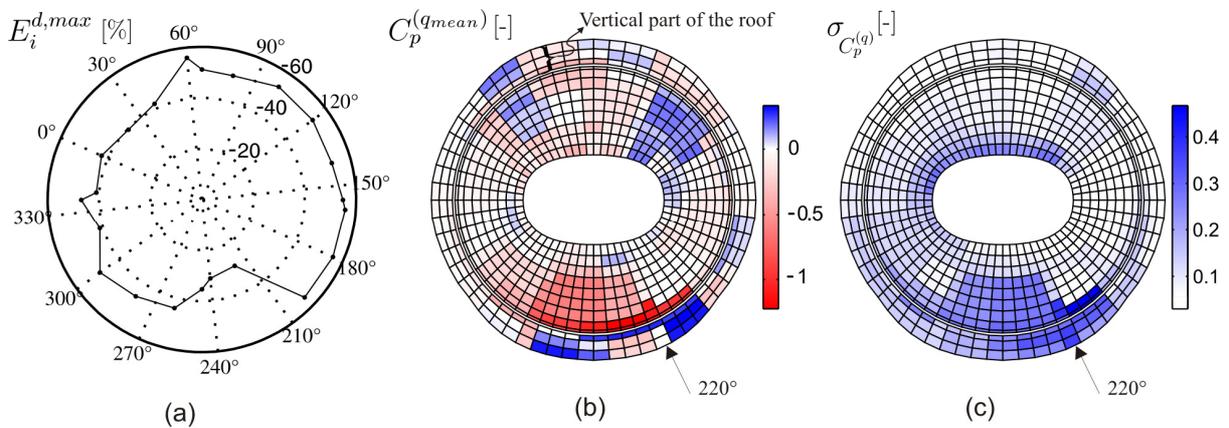


Figure 5. (a) Mean relative errors of the maximum part of the design envelope for each wind direction, (b) mean and (c) standard deviations of the pressure coefficients for the 220° wind direction.

Figure 6 depicts the global vertical external forces of the first three principal static wind loads. Because all structural responses have been taken into account, these principal loadings present large zones of loadings on the entire roof which indicate that they are appropriate for the global entire envelope reconstruction problem.

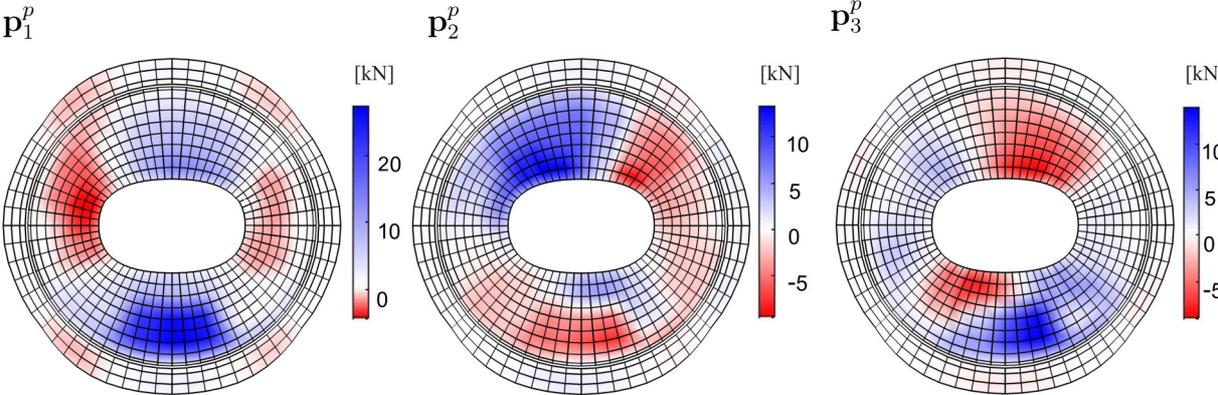


Figure 6. First three principal static wind loads. Global vertical external forces.

Figure 7-(a) shows the principal coordinates for the first twenty principal loadings. They are ordered by decreasing importance which indicates that only the first few M PSWLs may be representative for the envelope reconstruction problem. The envelope reconstruction is first illustrated with 120 beam elements localized at the outside perimeter of the roof and identified in bold in Fig.7-(b). Figure 7-(c) depicts the real envelope of the axial forces N for these elements.

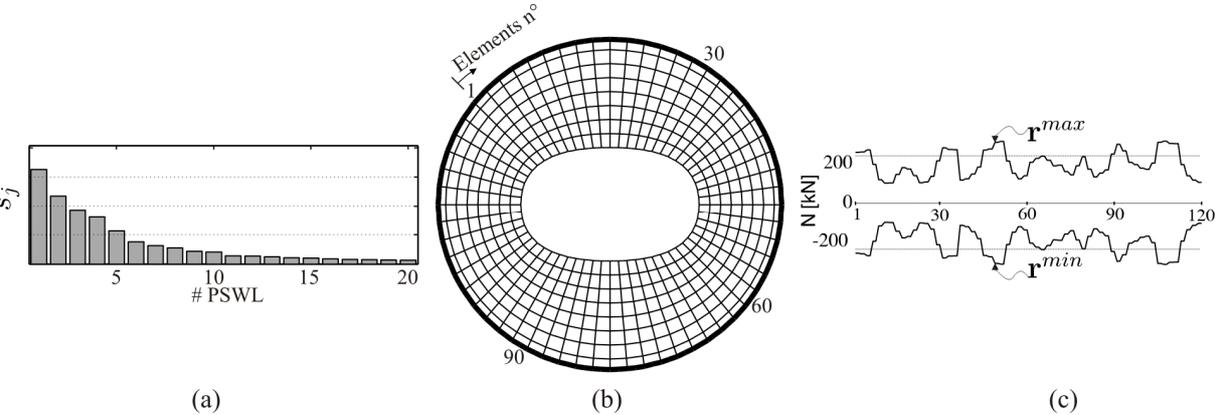


Figure 7. (a) Principal coordinates of the principal loadings, (b) identification of the 120 beam elements considered, (c) axial force envelope for these elements.

Figure 8 shows the principal responses under the first, second and fifth principal loadings (upper half of each graph) and the sequential reconstruction of the envelope (lower half of each graph).

Considering more principal loadings does not improve significantly the reconstructed envelope because no combination is considered.

Figure 9 shows the relative errors for the 11472 axial forces considering the first one, two and five PSWLs (without combination). With the first five principal loadings, each axial force is partially reconstructed with a large part that has a relative error larger than -50%. This indicates that the PSWLs target simultaneously all elements no matter the magnitude of their internal forces.

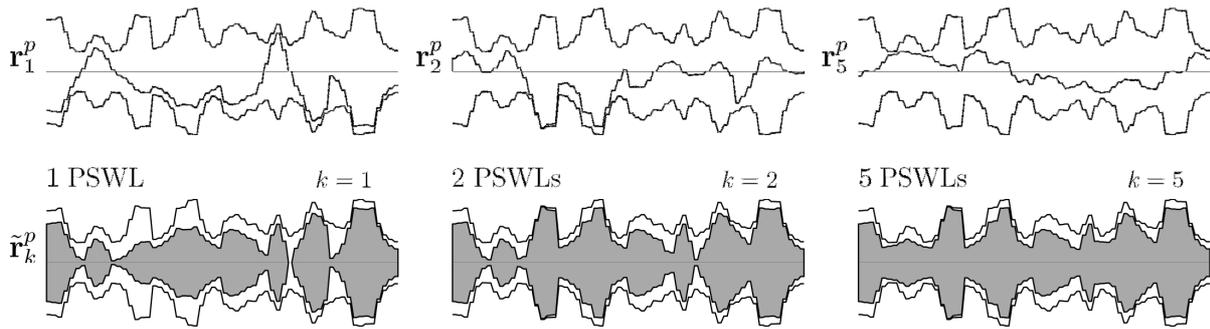


Figure 8. Principal static responses and envelope reconstruction (without combination of principal loadings).

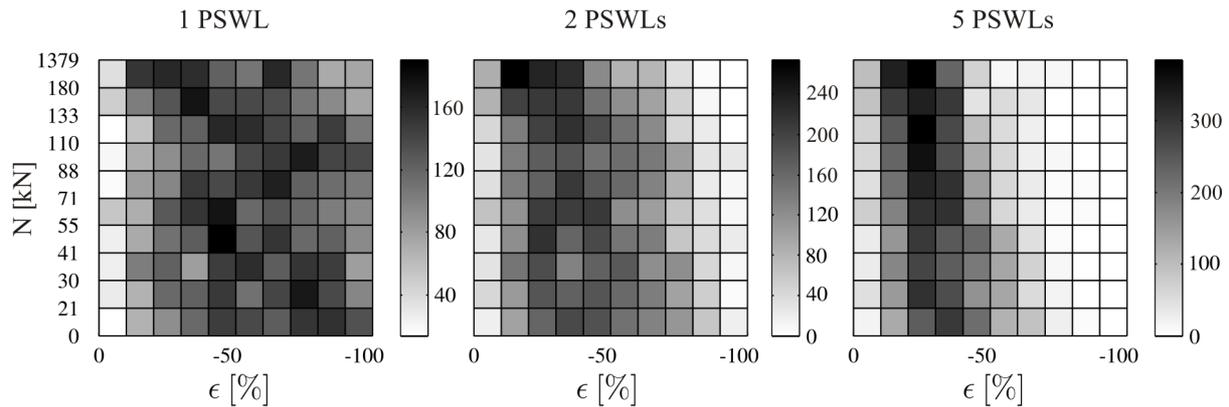


Figure 9. Relative errors for axial forces considering the first one, two and five principal loadings if there is no combination between them.

One interesting way to ameliorate the envelope reconstruction is to consider also combinations of principal loading rather than just their sequential application. Figure 10 depicts the curve and surface of coefficient sets which fulfill the tangency condition considering the first two (a) and three (b) principal loadings, respectively.

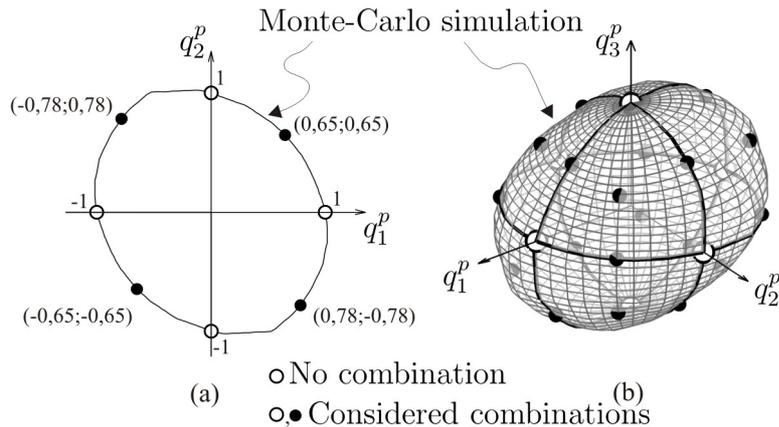


Figure 10. Scaled combination coefficients for (a) two PSWLs and (b) three PSWLs.

As indicated, the curve and surface are obtained by Monte-Carlo simulation. The circles represent the unitary coefficients for each PSWL taken independently from one another. Because Monte-Carlo simulation may become heavy to perform with the increase of the number of principal loadings, considered combinations are predefined. These combinations

are obtained by considering all possible combinations if each principal coefficient can take -1, 1 or 0 values scaled to fulfill the tangency condition. The subspace of considered combinations counts $3^M - 1$ different couple of coefficients.

Figure 11 shows the max and min parts of the envelope that would be obtained by static analyses under combinations of principal loadings obtained by Monte-Carlo simulation and predefined, respectively. Random combinations of the first five principal loadings give an accurate reconstructed envelope. It also indicates that combination of principal loadings allows very good accuracy for the reconstructed envelope and also that within all possible couple of coefficients, only a fraction allow to further increase accuracy. So, clearly, the simple preselection we suggest is a smart tradeoff between accuracy & computational efficiency. The reconstructed envelope under random combinations of the first seven principal loadings is not shown because CPU time rapidly increases with the number of considered principal loadings.

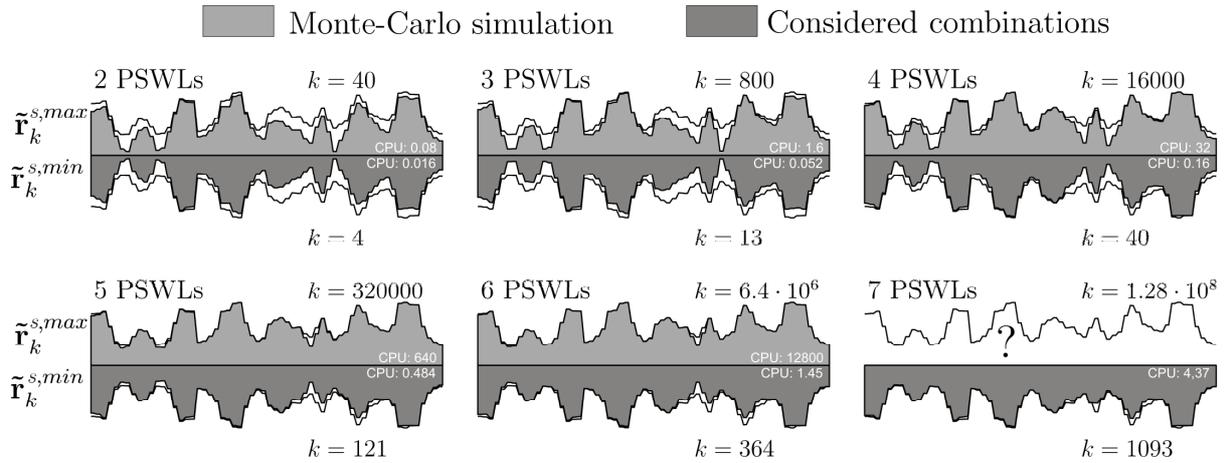


Figure 11. Reconstructed envelope, max and min, obtained with combination coefficients of Monte-Carlo simulation (upper part of each graph) and considered combinations (lower part of each graph), respectively. CPU time in seconds.

Figure 12 allows to appreciate the gain of reconstructed envelope accuracy by combinations of principal loadings for all axial forces in the structure. In comparison with Fig. 9, the gain is impressive: considering combinations of the first three principal loadings gives better estimation than considering the first five principal loadings independently. Combination of the first five principal loadings offers a good accuracy of the reconstructed envelope, especially for the high values of axial forces. The reconstructed envelope with only the considered combinations of principal loadings is also accurate with, as expected, a slightly lower accuracy convergence than if all sets of coefficients were considered.

For design purposes, a finite number of representative design load cases has to be identified. A selection in the available set of combinations may be done based on the maximization of a chosen indicator of convergence. Such indicator of convergence

$$\Psi_k = f(\tilde{\mathbf{r}}_{k-1}, \mathbf{r}, \mathbf{p}^p, \mathbf{q}^p) \quad (19)$$

is defined as a function of the $k-1^{th}$ reconstructed envelope, the target envelope, the considered principal loadings and combinations thereof.

Monte-Carlo simulation

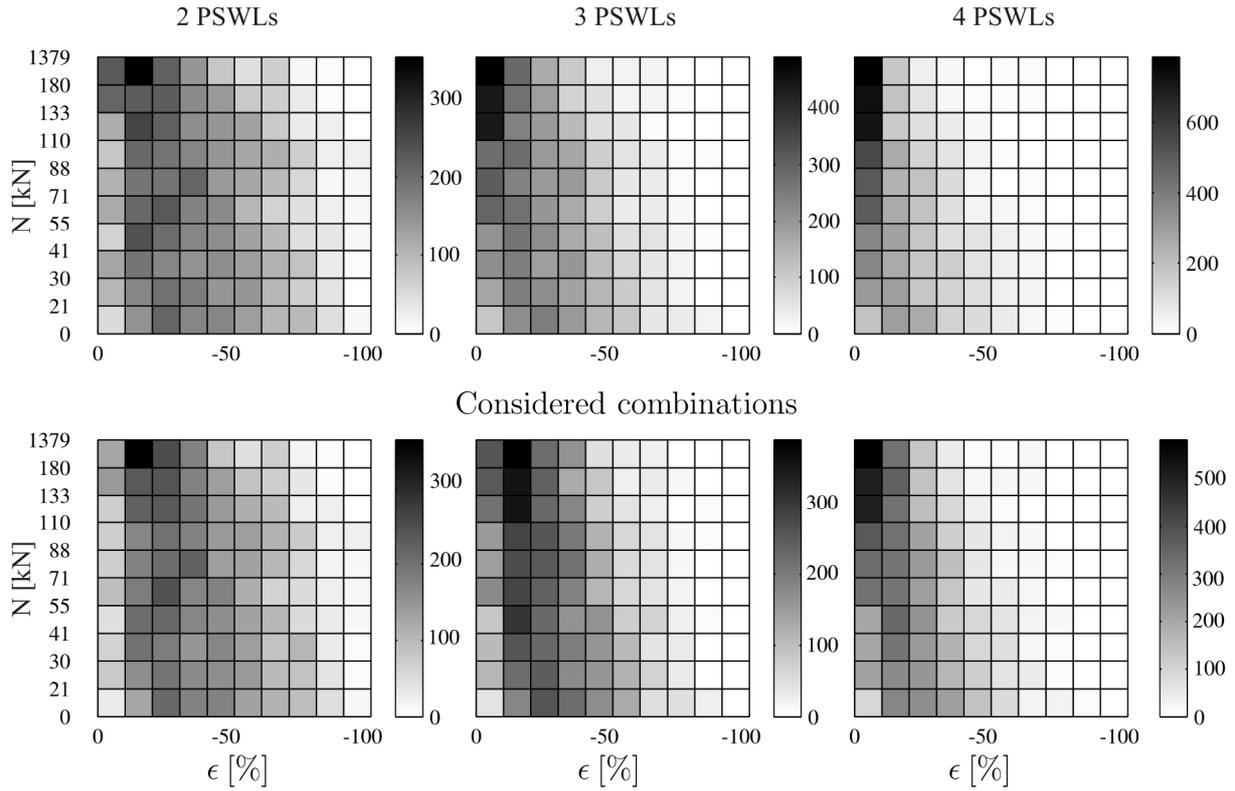


Figure 12. Relative errors for axial forces considering combinations between the first two, three and four principal loadings with coefficients obtained by Monte-Carlo simulation (upper part of the graph) or predefined (lower part of the graph).

If N^c is the number of available couples of coefficients, the best k^{th} combinations (out of N^c) is the one that provides a Ψ_k optimum.

In order to illustrate the concept, let us define Ψ_k as the mean error of all structural responses:

$$\Psi_k = \frac{1}{N^r} \sum_l \varepsilon_{lk} \quad (20)$$

where ε_{lk} is the relative error of the l^{th} structural response in the k^{th} reconstructed envelope. Figure 13 depicts the evolution of Ψ , function of the number of design wind loads derived with an increasing number of principal loadings, from two to seven, for each graph. The three graphs from left to right are the results if i) no combinations, ii) predefined considered combinations and iii) coefficients of Monte-Carlo simulation are used for the computation and selection of design wind loads. Dotted lines indicate the limit values for Ψ that would be obtained if all coefficients in the defined subspace of coefficients in the three approaches were considered. A rapid increase is observed with just the first few design wind loads, then followed by a transition zone where the slopes decrease with a slow monotonously convergence toward their respective limit values. Addition of principal loadings extends the transition zone and raise the limit values.

Figure 13-(a) illustrates that if no combination is considered, the limit values for Ψ are getting closer and thus consideration of more and more principal loadings does not bring improvement for Ψ .

Predefined considered combinations improves significantly the estimation of the envelope, as shown in Fig.13-(b) and the curves obtained are similar to the one if all possible coefficients were considered, see Fig.13-(c), with a slight negative shift.

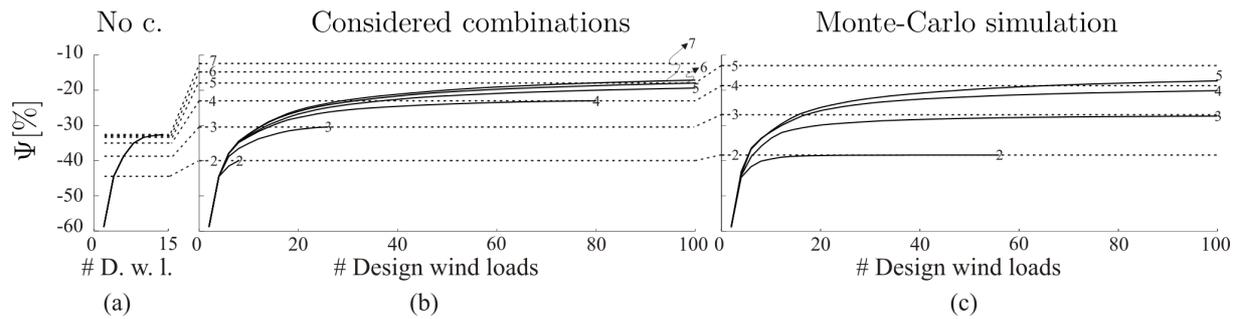


Figure 13. Evolution of the indicator of convergence in function of the subspaces considered for the coefficients and the number of principal loadings.

Notice that, only results for two to five principal loadings are shown if the Monte-Carlo technique is used to establish the subspace of coefficients for combinations because the method is time-consuming. At the opposite, the considered combinations allows to study rapidly the convergence of the indicator for a higher number of principal loadings.

5. CONCLUSIONS

There are two important conclusions to be mentioned as a result of this work. First, a new basis of static wind loads, the principal loadings, has been successfully derived for a large roof structure. We found out that a very limited number of them are necessary for the envelope reconstruction problem. Secondly, the way there are defined makes them suitable for combinations in order to attempt a high level of reconstruction of the envelope with a limited number of loadings. Moreover, the proposed technique is adaptive through the indicator of convergence in order to meet specific envelope reconstruction requirements.

ACKNOWLEDGEMENT

We would like to acknowledge the “Centre Scientifique et Technique du Bâtiment” in Nantes in France and also the design office “Greisch” in Liège, in Belgium for having provided the finite element model and the measurements in wind tunnel.

6. REFERENCES

- Blaise N., Denoël V. (2012). Principal Static Wind Loads, *Int. J. Wind Eng. Ind. Aerod.*, Under review.
- Chen, X. Z., Kareem, A. (2001). Equivalent static wind loads for buffeting response of bridges. *Journal of Structural Engineering-ASCE* 127 (12), pp. 1467-1475.
- Denoël V. (2009). Estimation of modal correlation coefficients from background and resonant responses. *Structural Engineering And Mechanics* 32 (6), pp. 725-740.
- Fiore, A., Monaco, P., (2009). Pod-based representation of the alongwind equivalent static force for long-span bridges. *Wind and Structures*, 12 (3), pp. 239-257.
- Katsumura, A., Tamura, Y., Nakamura, O. (2007). Universal wind load distribution simultaneously reproducing largest load effects in all subject members on large-span cantilevered roof. *Int. J. Wind Eng. Ind. Aerod.*, 95 (9-11), pp. 1145-1165.
- Lotfi H. (2012). Simplification du chargement aérodynamique sur une toiture de stade. Application : le vélodrome de Marseille. Travail présenté en vue de l’obtention du grade d’Ingénieur civil construction à finalité approfondie, Faculté des Sciences Appliquées, Université de Liège (2012).
- Zhou, X., Gu, M., Li, G. (2011). Application research of constrained least-squares method in computing equivalent static wind loads. In: *Proceeding of the 13th International Conference on Wind Engineering*.

An easy approach to calculate natural ventilation and get an adapted design

Dr.-Ing. Rolf-Dieter Lieb^a

^aI.F.I. Institut für Industrieaerodynamik GmbH, Aachen, Germany; in former times working for DS-Plan Gesellschaft für ganzheitliche Planung GmbH, member of the Drees&Sommer Group

SOMMARIO

Le grandi chiusure vetrate caratterizzano l'architettura moderna e sono impiegate per atri, centri commerciali, musei, spazi utilizzabili come corti interne o per esempio come coperture protettive di siti archeologici. Tuttavia, nella maggior parte dei casi è necessario assicurarsi che certi parametri di comfort relativi a clima, illuminazione, ventilazione (dello spazio vetrato ed eventualmente degli spazi collegati), ecc. siano soddisfatti per le diverse condizioni climatiche esterne.

Tuttavia molti investitori e utenti temono che le superfici vetrate causino problemi quali il surriscaldamento e una ventilazione non sufficiente. Diverso è il caso in cui la ventilazione naturale viene eseguita con un opportuno dimensionamento e sistema di controllo. Il flusso d'aria determinato permette un largo ricambio dell'aria interna ed è uno strumento importante per la sicurezza in caso di incendi e per il comfort dei visitatori.

L'autore ha messo a punto facili regole per il layout e il dimensionamento di tale ventilazione naturale nell'arco di 10 anni come *building professional*, consulente e specialista di fisica delle costruzioni e del clima ed ha poi dimostrato la base scientifica di queste nella sua tesi di Dottorato di Ricerca. Saranno presentate le formule di base come anche molte applicazioni ed esempi.

ABSTRACT

Large glazed enclosures are a typical mean of modern architecture and are used as entrance halls, shopping malls, museums, usable spaces like internal courts or e.g. as protective cover for archeological sites. However in most cases it needs to be sure that certain comfort parameters regarding climate, lighting, ventilation (of the glazed space and possibly of adjacent spaces) etc. have to be met under varying external climate conditions.

However many investors and users are afraid that large glass surfaces cause problems of e.g. overheating and nonsufficient ventilation. The opposite is the case if the natural ventilation is executed with a suitable dimensioning and control system. The air flow created allows for a large change of indoor air and is an important tool for safety in case of fires and for the comfort of visitors.

The author has developed easy rules for the layout and dimensioning of such natural ventilation within 10 years as a building professional, consultant and specialist for building physics and climate and has afterwards proved the scientific basis for these in his PhD-Thesis. The basic formulas will be presented as well as many applications and examples.

PAROLE CHIAVE: ventilazione naturale, vetro, chiusure vetrate, condizioni climatiche, dimensionamento

KEY WORDS: natural ventilation, glass, glazed enclosures, climate conditions, dimensioning

1. BASIC CONDITIONS IN GLASS ENCLOSURES

Glass enclosures show the so called Wintergarden Effect, as short wave (visible) light entering the space and heating the surfaces will transport (solar) heat into the enclosure, that cannot escape on the same way, as the same glass is black to a long wave (infra red) heat radiation, send by those surfaces. This is a nice effect in northern climates in order to gain solar heating for certain spaces, but will need counteraction in warm climates of southern countries or in northern summers as well. So the key to balance the heat in a glazed enclosure is heat transfer by convection to the outside, better known as ventilation to engineers and architects. Three possible forces may propel this ventilation: fans or other mechanical installation, wind and thermal buoyancy. In the authors experience as a consultant in Germany and abroad, mechanical means were no choice for cost reasons in nearly all projects and wind cannot be called a reliable source of ventilation in all but a very few sites around the world during the hottest days of a year. Therefore the natural ventilation by thermal buoyancy, i.e. the difference in density between inner and outer air was in the focus.

2. BASIC CALCULATIONS OF NATURAL VENTILATION

If one looks to the big study books in building ventilation, such as Recknagel Sprenger in Germany, this form of ventilation is show with the chimney formula only. This formula states $\Delta p_{th} = \rho * h * g * \Delta t / T$. Based on the easy rules of perfect cases this describes the difference in density, caused by a different temperature Δt inside and outside in an air volume of height h , which creates under gravitational forces a difference in hydrostatical pressure between inside and outside, that can be used to drive the ventilation.

In a glazed space however it is normally necessary to drive the ventilation at such rates, to get rid of unwanted heat, that it cannot be assumed, that the inside temperature will be constant. Moreover the flow pattern in the space may cause different effects of stratification or mixing of heated air underneath the roof with colder air (which possibly just entered the space) at the bottom. Even though the ventilation of indoor spaces was widely researched in international projects such as IEA task 12 and IEA annex 26 and there are nice text books by the AIVC a consistent, easy to use approach towards natural ventilation of indoor spaces even at high ventilation rates was up to now missing.

The key may be seen in the incorporation of temperature gradients in the indoor space in the chimney formula and the upgrading of the calculation with the formulas for flow resistance against this natural ventilation. As shown in the authors doctorate thesis one can proof with experimental data and numerical calculation that additional effects have a slight influence on the overall results, but however it is much more important to get a good first estimate in an early phase of the project to show architects the correct dimensioning of openings needed for ventilation. The engineer may afterwards detail the flow characteristics of such openings or the control concept, but openings that have not been there in an early stage of architectural drawings are hard to get afterwards.

If one takes account of temperature gradients it is easy to formulate the driving pressure of thermal buoyancy as an integral over height of the temperature differences between inside and outside. For practical purposes one will choose an easy function of the gradients over height and then solve the integral. Such an easy function could be $\Delta t = f(h^2)$, $\Delta t = f(h^3)$ or a step function in case of a clear stratification in the space between warmer and colder air layers. The higher orders h^n of the basic functions shall describe the result of heated air (as being lighter than colder air) which is flowing upwards and therefore will collect underneath the roof. In any case the resulting integral formula will add an integral factor to the chimney formula, such as $1/(n+1)$. It is clear to be seen, that this factor is of great influence for the available driving force, which is not only halved but may be only a third or fourth of the initial values foreseen by the chimney formula! Practical results are shown in figure 1.

Formulation of the resistance part of the flow equilibrium is of course much easier. The highest air velocities are found at the air inlet or outlet openings, depending which one is smaller, and the kinetic energy needed to surpass these openings will be mostly lost in all but very small glass enclosures. So we may define with $\dot{V} = A * v$ that the pressure loss is something like $\Delta p_{loss} = (\dot{V} / A)^2 * \rho / 2 * \sum \zeta$. The term $\sum \zeta$ in this formula is a sum of all the respective flow resistances along the flow path as shown in figure 2.

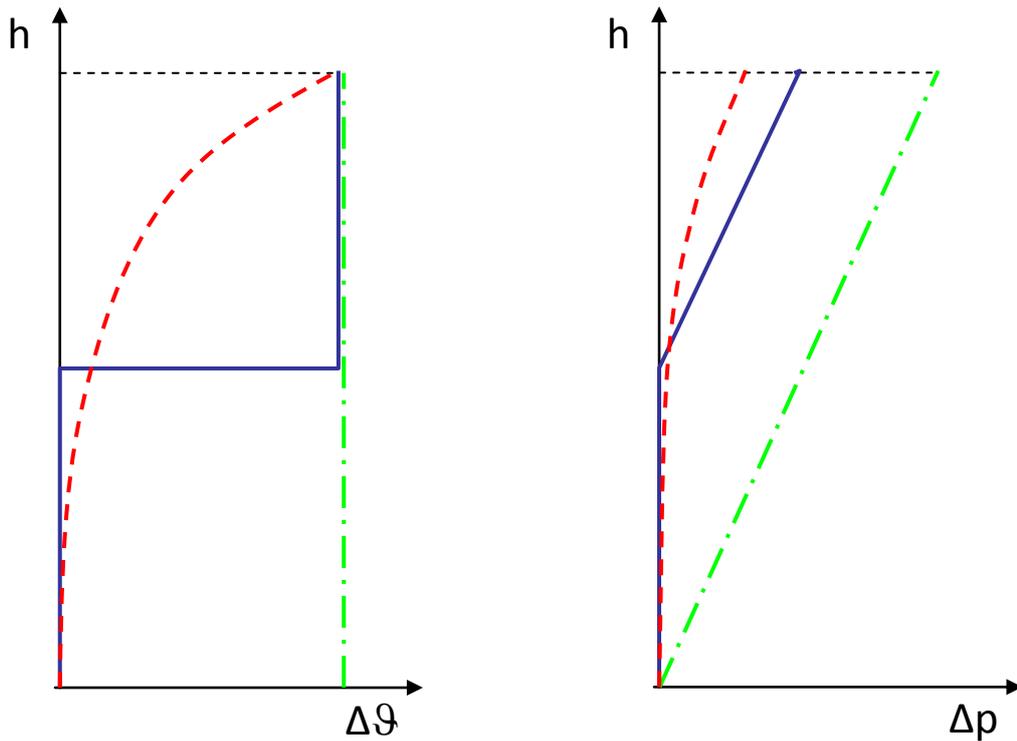


Fig. 1: Different functions of temperature over height create different thermal pressures

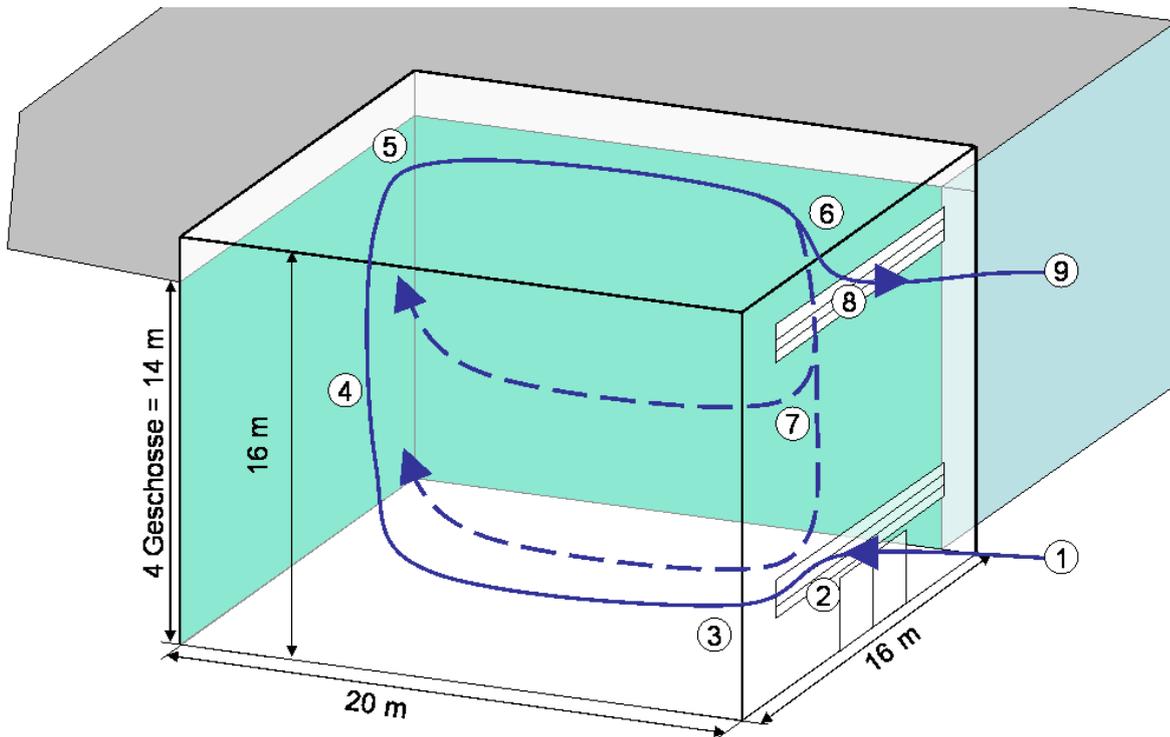


Fig. 2: Description of possible flow paths in layered and mixed flow in the internal space

For further application it is handy to accumulate all constants of the two pressure equations into just one sign and leave only parameters of the dimensioning free for calculation:

$$\varphi = \frac{1}{T} \cdot \rho \cdot g \cdot \frac{(h_{ab} - h_{zu})}{f} \quad \text{and} \quad \frac{\psi}{A_{ab}^2} = \frac{\rho}{2} \cdot \left(\sum \zeta_{zu} \cdot \frac{A_{ab}^2}{A_{zu}^2} + \sum \zeta_{ab} \right)$$

This allows us to define a specific potential for natural ventilation, if one takes the necessary temperature rise between inlet and outlet in respect to the Volume flow created by this temperature rise:

$$\dot{V}' = \dot{V} / \sqrt{\Delta t} = \sqrt{\frac{\varphi}{\psi}} \cdot A_{ab}$$

Like the Archimedes Number the value \dot{V}' is typical for a flow pattern and ventilation potential in a space to be calculated. As it describes the interdependency of both values it allows to eliminate one of the two variables from the energy equation

$$\dot{Q} = \rho \cdot c_p \cdot \dot{V} \cdot \Delta t$$

in order to calculate the necessary result on a given heat removal:

$$\dot{V} = \left[\frac{\dot{Q} \cdot \dot{V}'^2}{\rho \cdot c_p} \right]^{1/3} \quad \text{or} \quad \Delta t = \left[\frac{\dot{Q}}{\rho \cdot c_p \cdot \dot{V}'} \right]^{2/3}$$

3. APPLICATION OF NATURAL VENTILATION IN ARCHITECTURE

First of all it is necessary to understand, that there will always be some part of the inner space underneath the roof, that needs to have higher temperatures as on the outside and therefore might be uncomfortable for users of the building. Thus it makes sense to locate such space outside the reach of users. Figure 1 showed that with many practical functions of temperature rise over height the heat up in lower heights is relative small and will not interfere with the intended use too much. Therefore any roof type that allows for heated air to collect away from used spaces will be helpful and any space use that does not need higher levels for user access as well. If such parameters within the architecture cannot be met it is well possible that only mechanical ventilation is still able to achieve comfort conditions. The same is true, if temperatures below outside temperatures are looked for. It shall be mentioned however, that perceived temperatures are mostly requested for by users and that appropriate shading of the space will decrease the perceived temperature as well as a better natural or mechanical ventilation.

Finally it has to be taken into account, that with any form of ventilation the possible position of air inlets or intakes, i.e. the lower openings for natural ventilation, will largely define the flow regime in the interior space and need to be chosen carefully in order to fully ventilate the space and even more important the surfaces where solar irradiation will cause the highest temperature rise. These will however change during the day, so that different load cases need to be taken into account when optimizing openings in an architectural context. This again shows, that it is necessary to discuss such measures at a really early stage of the architectural process, as only then it is still possible to adjust basic parameters such as orientation of glazed walls or adjacent spaces.

Some examples are shown in the following figures, which have been calculated in the shown manner at an early stage of architectural draft by the author and showed their viability later in experimental or numerical studies. All projects satisfied all expectations to natural ventilation by the users as outside temperatures were only rised a little (e.g. up to 5 K at the outlet) and kept in strict boundaries in the populated spaces.

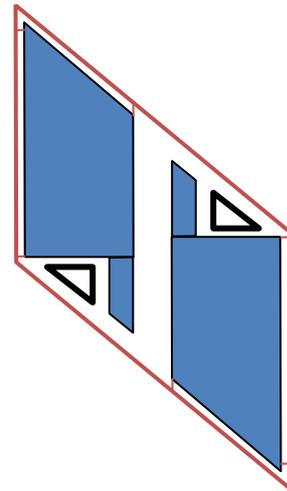


Fig. 3: Built above a street tunnel, Das Düsseldorfer Stadttor incorporates two office towers in the same glass enclosure, including a 50 m high atrium, the building is in use since 1998, architects: Petzinka Pink and Partner

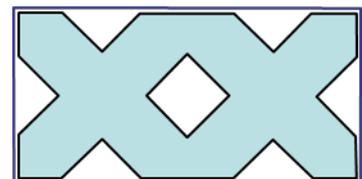
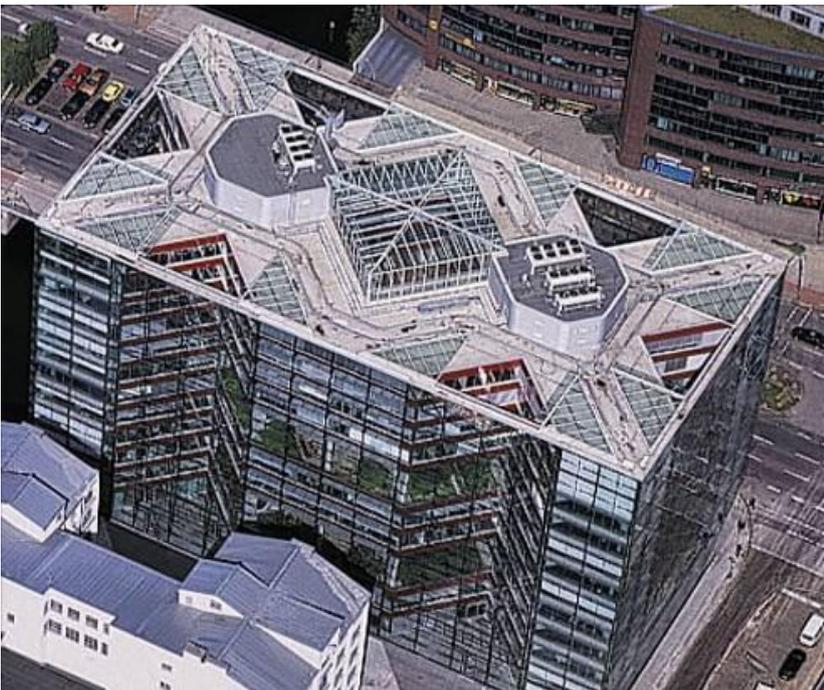


Fig. 4: Filling an unusual site with great depth the office building XX-Haus at Hamburg employs 7 vertical atria that can be highly opened in the roof in order to get light and air to all offices but block off street noise very prominent here – no mechanical ventilation of office spaces was needed at this building, architects: Bothe Richter Teherani

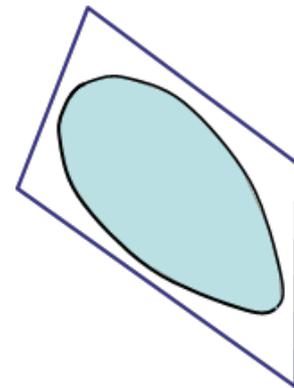


Fig. 5: The new headquarter of the German Christian Democratic Party at Berlin had to fill a 14 m high building space in line with the rest of the block but wanted to show a more expressive form as well as get a better protection against outside traffic noises and air pollution – so the architects Petzinka Pink and Partner decided to have a large Wintergarten, but up to 1.0 MW of solar irradiation requested for 15% of opening in respect to its floor plan

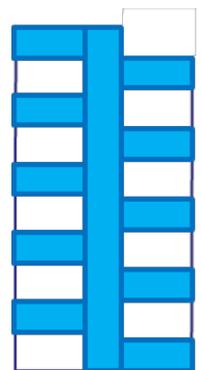


Fig. 6: The new Lufthansa Aviation Center lies between the Frankfurt airport and the adjacent motorway A3. It comprises a teathed building structure within a glass envelope that includes 9 atria with plants in them that show different climates around the world, architects: Ingenhoven

3. ACKNOWLEDGEMENT

This many interesting large projects with glazed envelopes and partially double skin façades would have never been developed without the inspiration of my former head of office Prof. Dr. Oesterle. The scientific proof of our easy to apply formulas and the experimental and numerical testing of the different aspects of natural ventilation were widely inspired and helped by Prof. Dr. Koenigsdorff, Biberach, Prof. Dr. Schmidt, Stuttgart and Prof. Dr. Gerhardt, Aachen. My link to Italy would never have been established without the possibility to prepare my diploma thesis at Milan with an ERASMUS fund under the aides of Prof. Dr. Osnaghi, Milan and Prof. Dr. Savini, Bergamo.

4. LITERATURE

- [1] *Prof. Dr.-Ing. E.-R. Schramek, Editor*
„Recknagel Sprenger, Taschenbuch für Heizung und Klimatechnik“, 71. Auflage
Oldenbourg Industrieverlag, München, 2004
- [2] *M.W. Liddament*, „A Guide to Energy Efficient Ventilation“, AIVC 1996
- [3] *Etheridge / Sandberg*, „Building Ventilation“ Theory and Measurement
Wiley & Sons, 1996
- [4] Francis Allard (Editor), „Natural Ventilation in Buildings“, James & James, 1998
- [5] *Ida Bryn, Per Arne Schiefloe (Editors)*,
„Atrium Models for the Analysis of Thermal Comfort and Energy Use“,
A Report of Task 12, Building Energy Analysis and Design Tools for Solar Applications,
Subtask A.3 – Atrium Model Development; IEA SHCP – International Energy Agency,
Solar Heating and Cooling Program; SINTEF Energy, Trondheim, Norway, 1996
- [6] *Per Heiselberg, Shuzo Murakami, Claude-Alain Roulet (Editors)*
„Ventilation of Large Spaces in Buildings – Analysis and Prediction Techniques“
Final Report Annex 26, Energy Efficient Ventilation of Large Enclosures;
IEA ECBCS – International Energy Agency, Energy Conservation in Buildings and
Community Systems; Aalborg University, Aalborg, Denmark, 1998
- [7] *Oesterle, Lieb, Lutz, Heusler*, „Doppelschalige Fassaden“, Callwey Verlag, München,
1999 and as English translation, „Double-Skin Façades“, Prestel Verlag, München
2001, a Chinese translation was published in 2009
- [8] *Marc Göbelsmann*, „Bestimmung des thermischen und hygri-schen Zustands der
Raumluft bei freier Konvektion“, PhD-thesis, Berlin 2005
- [9] *Rolf-Dieter Lieb*, „Freie Durchströmung großer Glashallen“, PhD-thesis, Stuttgart 2010

Optimization of a hybrid control system for wind-exposed tall buildings with uncertain mass distribution

Ilaria Venanzi, Annibale Luigi Materazzi

Università di Perugia

ABSTRACT

In this paper is studied the influence of the uncertain mass distribution over the floors on the choice of the optimal parameters of a hybrid control system for tall buildings subjected to wind load. In particular, an optimization procedure is developed for the robust optimization of a hybrid control system that is based on the Monte Carlo simulations and the genetic algorithm. The procedure allows to optimally design the control system taking into account the uncertainties on the distribution of the dead and live loads. With reference to a tall building modeled as a multi degrees of freedom system, several numerical analyses are carried out varying the parameters which influence the distribution of the floors' masses, like the variance and the correlation of the distribution over the floors.

SOMMARIO

In questo articolo è studiata l'influenza dell'incertezza della distribuzione della massa ai vari piani sulla scelta dei parametri ottimi di un sistema di controllo ibrido per edifici alti soggetti all'azione del vento. In particolare viene sviluppata una procedura per l'ottimizzazione robusta del sistema di controllo basata sul metodo Monte Carlo e sugli algoritmi genetici. La procedura permette di progettare in maniera ottima il sistema di controllo tenendo conto delle incertezze sulla distribuzione del carico permanente e accidentale. Con riferimento ad un edificio alto modellato come un sistema a più gradi di libertà, sono eseguite numerose analisi numeriche al variare dei parametri che influenzano la distribuzione delle masse di piano, quali la varianza della distribuzione ad ogni piano e la correlazione tra le masse ai vari piani.

KEY WORDS: Robust optimization, mass distribution, hybrid control, 3D response, tall buildings, wind load.

1. INTRODUCTION

Tall buildings are flexible structures that are very sensitive to wind-induced vibrations. To mitigate the translational and torsional response it is possible to use control devices that provide the building with additional damping, increasing the performance of the structure.

Among the control systems, hybrid control devices such as Active Tuned Mass Dampers (ATMDs), are particularly effective as they need a lower actuation power with respect to the purely active systems and have the capability of working as passive systems when power supply is missing. Moreover, one of the advantages of the hybrid approach is that, unlike the purely passive system, it is robust with regards to the uncertainties on the dynamic characteristics of the structure and with regards to the type of load.

In the technical literature many analytical and numerical methods were proposed for the choice of the optimal parameters of passive and hybrid systems under different types of excitation. More recently, robust optimization methods started to be discussed accounting for the uncertainties on the dynamic characteristics of the structure and/or the external loading. Although the topic of the

uncertainties on the mass and the stiffness of the structural system has been often studied, the problem of the mass distribution over the height of the building and over the floors' surface was not deeply investigated.

As the loads vary from floor to floor and over the floors' surface, there are significant uncertainties on the mass distribution corresponding especially to the live loads variations. The design of the control system is usually carried out considering an uniformly distributed mass corresponding to the design value of the dead and live loads which can be significantly different from the actual mass distribution. Because of this discrepancy, the natural frequencies and the modal masses that are used for the optimization of the control system can be significantly different and therefore the control system that is designed for the design values of the mass can be less effective.

In this paper the influence of the uncertain mass distribution over the floors on the choice of the optimal parameters of a hybrid control system for tall buildings subjected to wind load is studied. The choice of the optimal parameters is carried out using an optimization procedure based on the Monte Carlo method and the genetic algorithm that allows accounting for the uncertain mass distribution. The procedure is applied to a tall building modeled as a multi degrees of freedom system. Several numerical analyses are carried out varying the parameters which influence the distribution of the floors' masses, like the variance and the correlation of the distribution over the floors.

2. DYNAMICS OF THE CONTROLLED SYSTEM

The hybrid control system considered in this paper, is made of a set of n ATMDs located at the top floor of a tall building. The central ATMD is located at the elastic center and is bidirectional while the remaining $(n-1)$ ATMDs are located symmetrically in eccentric position and are unidirectional. The central ATMD is expected to mitigate the alongwind and acrosswind responses and the lateral ATMDs are expected to mitigate the torsional response. A schematic representation of the control system is shown in Fig. 1.

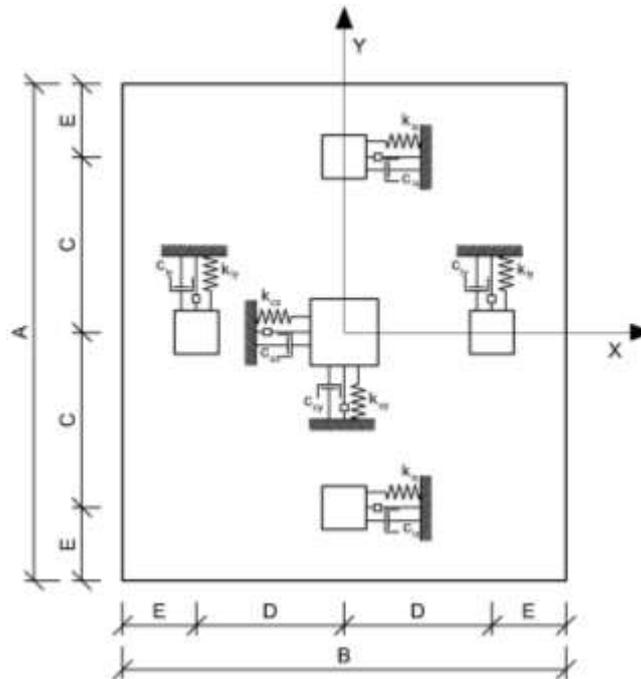


Figure 1. Plan view of the control system over the top floor of the building.

The structure is schematized considering 3 DOFs for each floor. The total number of DOFs of the system is $3p+p'$, where p is the total number of storeys and p' is the number of DOFs of the ATMDs. Assuming that the aeroelastic effects are negligible, that is acceptable for low wind speed in service conditions, the classical equation of motion for the controlled system is:

$$M_s \ddot{q} + C_s \dot{q} + K_s q = f + B_0 u \quad (1)$$

where q is the vector of the generalized displacements, M_s , C_s and K_s are the mass, damping and stiffness matrices, respectively, f is the vector of wind loads, u is the vector of control forces and B_0 is a location matrix.

The state space formulation of the equation of motion of the controlled system obtained by Eq. 1 is:

$$\dot{z} = Az + Bu + Hf \quad (2)$$

where $z = [q \ \dot{q}]^T$ is the state vector, A is the system matrix, B and H are the location matrices for the vectors u e f , respectively.

Owing to the common availability of accelerometers as monitoring sensors, tracking of the state using only acceleration measurements is here considered. In particular, three accelerometers per floor are used to measure the alongwind, acrosswind and torsional accelerations.

The output, y , thus results in a linear combination of generalized nodal accelerations, as:

$$y = C_a \ddot{q} \quad (3)$$

where C_a is a convenient matrix that selects the monitored DOFs.

Eq. 3 can be rewritten in terms of state vector and control forces as:

$$y = Cz + Du + Hf + v \quad (4)$$

where:

$$C = -C_a \begin{bmatrix} M_s^{-1} K_s & M_s^{-1} C_s \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$D = C_a M_s^{-1} B_0$$

and v is the vector of measurement noise.

Without loss of generality, the linear optimal control algorithm is used for the problem at hand but the proposed optimization procedure can be performed adopting different control strategies as well. The linear quadratic performance index can be written as:

$$J = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} (z^T Q z + u^T R u) dt \quad (6)$$

where Q and R are the weighting matrices of the state vector and the control forces vector respectively. By application of the classic LQR algorithm the optimal gain matrix K , which allows minimizing the performance index J , is computed and the feedback is calculated as:

$$u = -Kz. \quad (7)$$

3. OPTIMIZATION OF THE CONTROL SYSTEM

The optimization procedure is aimed at designing a hybrid control system that leads to the maximum response reduction accounting for the uncertainties on the mass distribution. The method can also take into account the technological limitations of the devices.

To reduce the computational effort the procedure is divided in three phases:

- 1) Evaluation of the probabilistic distribution of the natural frequencies;
- 2) Optimization of the passive control system made of Tuned Mass Dampers;
- 3) Optimization of the active control system made of Active Tuned mass Dampers.

The preliminary optimization of the passive control system (Step 2), allows increasing the performance of the hybrid control system in terms of power saving.

3.1 Evaluation of the probabilistic distribution of the natural frequencies

The uncertainty on the mass distribution corresponds to the uncertainty on the natural frequencies of the structure. To evaluate the probability distribution of the natural frequencies, the mass can be considered as follows:

- a. The mass is random and doesn't vary from floor to floor. In this case the mass distribution is described by a random variable.
- b. The mass is random and varies from floor to floor. In this case the mass distribution is described by a one-dimensional random field.
- a. The mass is random and varies from floor to floor and over the floors' surface. The mass distribution is described by a three-dimensional random field. It is not straightforward to make an hypothesis on the correlation between the mass at different floors and over different parts of the floors' surface.

In this paper only the uncertainty on the distribution with the height (case b) is considered neglecting the spatial variability over the floors.

The lumped mass of the structure M has dimensions $3p \times 3p$ and its terms are the floors' masses m_i ($i = 1, \dots, 3p$) that are the sums of the masses corresponding to the dead and live loads:

$$m_i = \bar{m}_d + \bar{m}_l \pm \Delta m_i = \bar{m}_i \pm \Delta m_i. \quad (8)$$

In Eq. 8, \bar{m}_d is the mean value of the mass corresponding to the dead load, \bar{m}_l is the mean value of the mass corresponding to the live load, $\bar{m}_i = \bar{m}_d + \bar{m}_l$ is the mean value of the mass and Δm_i is the random part of the mass.

The probability distribution of the random variables representing the floors' masses m_i must be chosen. In this case, a multivariate normal distribution is selected that is described by the mean values of the random variables \bar{m}_i , their standard deviations σ_i and the covariances between the random variables σ_{ij} . The covariance is defined as:

$$\sigma_{ij} = \rho \cdot \sigma_i \cdot \sigma_j \quad (9)$$

where ρ is the correlation coefficient, σ_i and σ_j are the standard deviations of the random variables m_i and m_j .

The standard deviation is defined as follows:

$$\sigma_i = \bar{m}_i \cdot CV \quad (10)$$

where CV is the coefficient of variation of the random variable m_i .

To evaluate the probabilistic distribution of the random variables accounting for the uncertainty on the mass distribution the Monte Carlo method is used. In particular, a large number N of mass matrices are generated following the adopted probability distribution.

For each mass matrix, the corresponding sets of natural frequencies of the structure are evaluated solving the eigenvalue problem. Then, using the N sets of natural frequencies, the probability distributions can be computed.

The mass matrices and the sets of natural frequencies are used as input data for N optimizations to compute the probability distributions of the optimal parameters of the control system. In the following sections the optimization procedure will be explained in detail.

3.2 Optimization of the parameters of the passive control system

For each trial value of the mass matrix, the parameters of the TMDs are optimized to minimize the response of the controlled modes. In the case of systems with uncertain parameters, like the one

considered in this case, the natural frequencies are random variables and consequently also the optimal stiffnesses and dampings of the TMDs are random variables. The optimization procedure is aimed at computing the probability distributions of the optimal parameters.

The central TMD is designed to control the translational response while the lateral TMDs are designed to mitigate the torsional response. The total mass of the TMDs, M_{TMDs} , is set equal to a conveniently small percentage of the first modal mass of the building M_s^* , $\mu = M_{TMDs} / M_s^*$ where μ is the total mass ratio of the TMDs. The total mass ratio μ is distributed as follows: a mass ratio μ_c is assigned to the central mass and the remaining mass ratio $\mu_l = \mu - \mu_c$ is assigned to the lateral masses.

The *design variables* of the optimization procedure are the stiffnesses and the dampings of the TMDs. In particular, the vector of the design variables is:

$$\Psi = \{k_{lx}, k_{cx}, c_{lx}, c_{cx}, k_{ly}, k_{cy}, c_{ly}, c_{cy}\} \quad (11)$$

where: k_{lx} is the stiffness of the lateral TMDs in the x direction, k_{cx} is the stiffness of the central TMD in the x direction, k_{ly} is the stiffness of the lateral TMDs in the y direction, k_{cy} is the stiffness of the central TMD in the y direction, c_{lx} is the damping of the lateral TMDs in the x direction, c_{cx} is the damping of the central TMD in the x direction, c_{ly} is the damping of the lateral TMDs in the y direction, c_{cy} is the damping of the central TMD in the y direction.

The *objective function* of this optimization problem $f_1(\Psi)$ is:

$$f_1(\Psi) = G_1(\Psi) + P_1(\Psi) = \sum_{i=x,y,\theta} \left\{ \sigma[q_i(\Psi)] \Big|_{passive} / \sigma(q_i) \Big|_{uncontrolled} \right\} + P_1(\Psi) \quad (12)$$

where the first term $G_1(\Psi)$ is the sum of the ratios between the standard deviations of the generalized displacements $q_i(\Psi)$, $i = x, y, \theta$ at the top of the building in the case of passively controlled structure $\sigma[q_i(\Psi)] \Big|_{passive}$ and the standard deviations of the generalized displacements at the top of the building in the case of uncontrolled structure $\sigma(q_i) \Big|_{uncontrolled}$.

The non-linear *constraints* to the problem are $\Psi_{i,\min} \leq \Psi_i \leq \Psi_{i,\max}$, where Ψ_i is the i -th term of the design variable vector Ψ ($i = 1, \dots, 8$) and $\Psi_{i,\min}$ and $\Psi_{i,\max}$ are the lower and upper bounds of the terms of the design variable vector that depend on the technical characteristics of the selected control devices. To keep into account the constraints, a penalty function $P_1(\Psi)$ is added to the objective function when the constraints are violated in order to discard the solution.

The proposed optimization procedure is based on the use of the genetic algorithm that does not require any information about the gradient of the objective function. In particular, the genetic algorithm is an optimization method that is based on the natural selection, the process that drives biological evolution. It repeatedly modifies a population of individual solutions selecting at each step individuals at random from the current population to be parents and using them to produce, through selection, crossover and mutation, the children for the next generation.

3.3 Optimization of the hybrid control system

For each trial value of the mass matrix, the optimal choice of the weight matrices R and Q of the control force and state vectors in the LQR performance index (Eq. 6) is obtained through an optimization procedure.

The matrix R is assumed to be equal to the product between an identity matrix I_1 and the coefficient φ_1 , while the matrix Q is the product between an identity matrix I_2 and a diagonal matrix that stores a set of coefficients $\varphi_2, \dots, \varphi_k$.

The components of the vector $\Phi = [\varphi_1, \dots, \varphi_k]^T$ are the *design variables* of this second optimization problem.

The *objective function* $f_2(\Phi)$, is defined as follows:

$$f_2(\Phi) = G_2(\Phi) + P_2(\Phi) = \sum_{i=x,y,\theta} \left\{ \frac{\sigma[q_i(\Phi)]_{\text{hybrid}}}{\sigma[q_i(\Phi)]_{\text{uncontrolled}}} \right\} + P_2(\Phi) \quad (13)$$

where $G_2(\Phi)$ is the sum of the ratios between the standard deviations of the generalized displacements at the top of the building in the case of hybridly controlled structure $\sigma[q_i(\Phi)]_{\text{hybrid}}$ and the standard deviations of the generalized displacements at the top of the building in the case of passively controlled structure $\sigma[q_i(\Phi)]_{\text{passive}}$ while $P_2(\Phi)$ is a penalty function.

To reduce the computational effort, some *constraints* are applied to the design variables:

$$\varphi_{i,\min} \leq \varphi_i \leq \varphi_{i,\max} \quad i = 1, \dots, k \quad (14)$$

where the limits $\varphi_{i,\min}$ and $\varphi_{i,\max}$ are assigned on the basis of a preliminary sensitivity analysis.

Additional *constraints* can be applied on the maximum control force and stroke of the ATMDs:

$$\begin{cases} u_j \leq u_{\max} \\ q_{TMD,j} \leq q_{TMD,\max} \end{cases} \quad (j = 1, \dots, 2n_{\text{trial}}) \quad (15)$$

where u_j is the j -th term of the control force, u_{\max} is the upper bound of the control force, $q_{TMD,j}$ is the j -th stroke of the ATMDs, $q_{TMD,\max}$ is the upper bound to the stroke of the ATMDs. The limits depend on the technological characteristics of the selected control devices.

To solve this second optimization problem the genetic algorithm is used.

4. NUMERICAL ANALYSES

4.1 Description of the case study

The optimization procedure is applied to a rectangular tall building 180 m high with side lengths $A=60$ m, $B=30$ m. The structure is made of steel with central cores and systems of bracings in both the principal directions. Floors are reinforced concrete slabs capable of warranting a rigid in-plane behavior. The structure is modeled as a simplified dynamic system having 6 nodes, equally spaced every 10 floors. Each node has 3 DOFs and the stiffness matrix of the system is obtained by static condensation from a finite element model of the structure.

Without loss of generality, a simplified control system made of 3 unidirectional ATMDs is considered: the central ATMD is located at the elastic center of the top floor of the building and is expected to control the alongwind response and the 2 lateral TMDs are located symmetrically in eccentric position ($C=20$ m, $E=5$ m, Fig. 2) and are expected to control the torsional response.

4.2 Wind load modeling

The forcing functions representing the wind load are obtained from synchronous pressure measurements carried out in the wind tunnel. Experimental tests are carried out in the boundary-layer wind tunnel operated by CRIACIV (Inter-university Research Center on Buildings Aerodynamic and Wind Engineering) in Prato, Italy. The rigid 1/500 scale model of the building is instrumented with 120 pressure taps, 30 for each side. The sampling frequency is 250 Hz and the duration of the records 30 s. Tests are carried out with a wind speed profile and turbulence intensity corresponding to open terrain conditions. In particular, the exponent of the mean wind profile is

$\alpha=0.17$, the mean wind speed at the top of the model is 18.3 m/s and the turbulence intensity at the same height is the 6%.

In this study, the wind is considered acting in direction x .

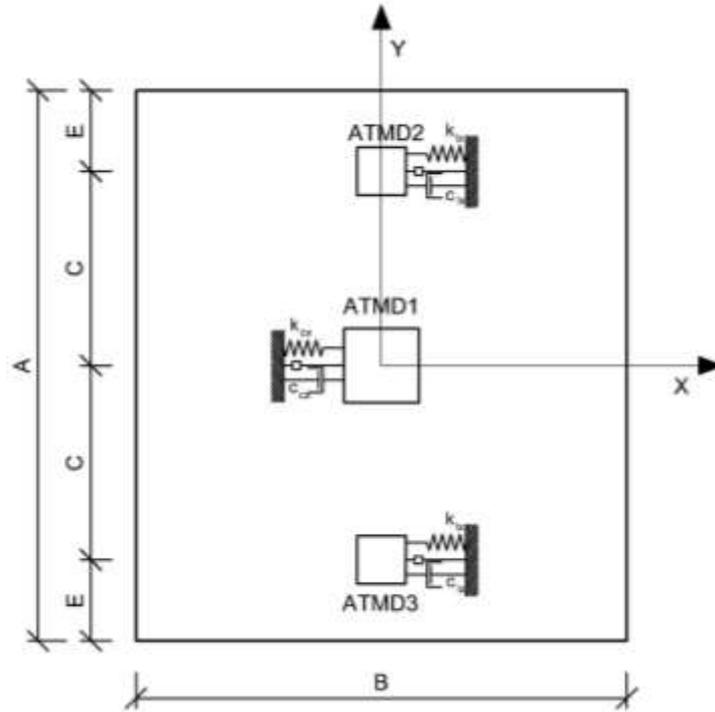


Figure 2. Simplified control system considered in the numerical example.

4.3 Probabilistic distribution of the natural frequencies

In order to evaluate the robust optimal parameters of the control system, the preliminary step is the application of the Monte Carlo method to evaluate the probabilistic distributions of the natural frequencies. In particular, several simulations were repeated considering a multivariate normal distribution of the floors' masses with three different values of the correlation coefficient $\rho=0, \rho=0.5, \rho=1$ and three different values of the coefficient of variation $CV=0.25, CV=0.5, CV=0.75$.

The mean value of the mass corresponding to the dead load varies from floor to floor while the mean value of the mass corresponding to the live load is $\bar{m}_l = 130 \text{ kg/m}^2$.

In Fig. 3 are shown the plots of the probabilistic distribution of the first three natural frequencies of the building obtained considering $\rho=1$ and $CV=0.5$. The number of random samples of the mass matrices for the Monte Carlo simulations is $N=10000$. In the same figure it can be observed the comparison with the normal probability density functions with the same mean value and standard deviation. It is possible to note that the probability distributions are non-Gaussian with positive skewness and kurtosis.

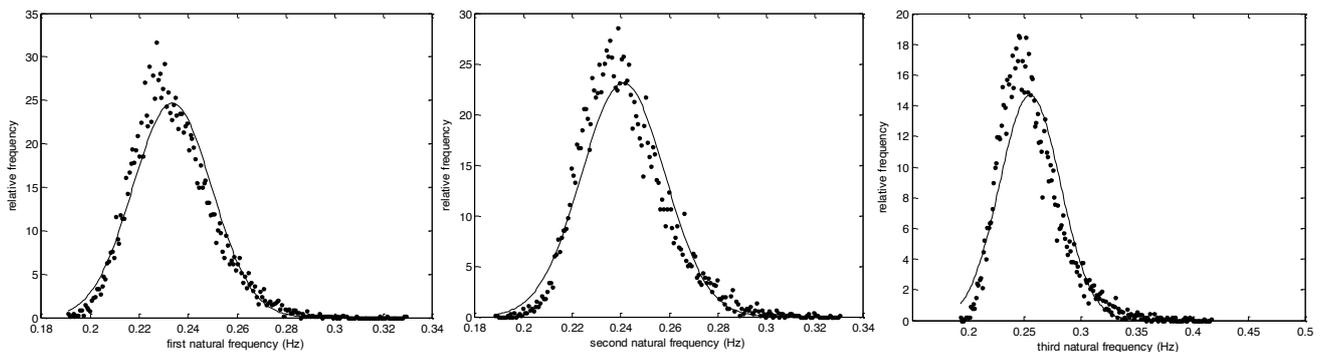


Figure 3. Probability distributions of the first (a), second (b) and third (c) natural frequencies for $CV=0.5$ and $\rho=1$ compared to the corresponding normal distributions.

The advantage in considering the uncertainty directly on the mass distribution is that it is not necessary to make simplified hypothesis on the probabilistic distribution of the natural frequencies and on the correlations between them as it is often done in many literature references.

In Tab. 1-3 are shown the first four statistical moments of the first three natural frequencies as a function of the coefficient of variation and the correlation coefficient. From the results it can be observed that as the correlation coefficient increases, all the statistical moments increase. As the coefficient of variation increases, variance, skewness and kurtosis increase as well.

Table 1. Statistical moments of the first three natural frequencies (Hz) for $\rho = 0$.

	Coefficient of variation								
	0.25			0.5			0.75		
	f_1	f_2	f_3	f_1	f_2	f_3	f_1	f_2	f_3
Mean	0.232	0.239	0.251	0.229	0.239	0.252	0.227	0.238	0.254
Variance	0.003	0.003	0.006	0.006	0.006	0.010	0.009	0.009	0.013
Skewness	-0.062	0.214	0.280	-0.012	0.230	0.666	-0.020	0.317	0.685
Kurtosis	2.925	3.023	2.913	2.966	3.061	3.736	3.166	3.276	3.837

Table 2. Statistical moments of the first three natural frequencies (Hz) for $\rho = 0.5$.

	Coefficient of variation								
	0.25			0.5			0.75		
	f_1	f_2	f_3	f_1	f_2	f_3	f_1	f_2	f_3
Mean	0.232	0.239	0.251	0.232	0.240	0.252	0.231	0.241	0.255
Variance	0.006	0.006	0.009	0.012	0.013	0.019	0.018	0.021	0.028
Skewness	0.252	0.257	0.396	0.420	0.476	0.715	0.742	0.869	1.098
Kurtosis	3.119	3.127	3.252	3.371	3.465	3.822	4.205	4.778	5.101

Table 3. Statistical moments of the first three natural frequencies (Hz) for $\rho = 1$.

	Coefficient of variation								
	0.25			0.5			0.75		
	f_1	f_2	f_3	f_1	f_2	f_3	f_1	f_2	f_3
Mean	0.232	0.239	0.252	0.233	0.241	0.254	0.236	0.243	0.260
Variance	0.008	0.008	0.012	0.016	0.017	0.026	0.027	0.028	0.044
Skewness	0.312	0.312	0.447	0.687	0.674	1.019	1.222	0.169	1.465
Kurtosis	3.209	3.209	3.421	3.984	3.996	5.035	6.504	6.417	6.309

4.4 Optimization of the passive control system

As in this case study three uni-directional ATMDs were considered, the design variables vector is:

$$\Psi = \{k_{lx}, k_{cx}, c_{lx}, c_{cx}\} \quad (16)$$

where the meaning of the components is explained in Section 3.2.

The upper and lower bounds to the terms of the design variables vector $\Psi_{i,\min}$ and $\Psi_{i,\max}$ are obtained with a preliminary sensitivity analysis.

The objective function is expressed by Eq. 13, where the sum is extended only to the alongwind and torsional components of the structural response.

The parameters of the genetic algorithm, chosen with a preliminary sensitivity analysis in order to guarantee a sufficient accuracy of the results, are reported in Tab. 4.

Table 4. Parameters of the genetic algorithm.

PARAMETER	VALUE
Population size	20
Maximum number of iterations	100
Tolerance on the objective function	10e-6

In Fig. 4 are shown the probability distributions of the design variables obtained with $CV = 0.5$ and $\rho = 0.5$ compared to the corresponding normal distributions. The optimal parameters of the lateral TMDs are less scattered and more skewed than the corresponding parameters of the central TMD.

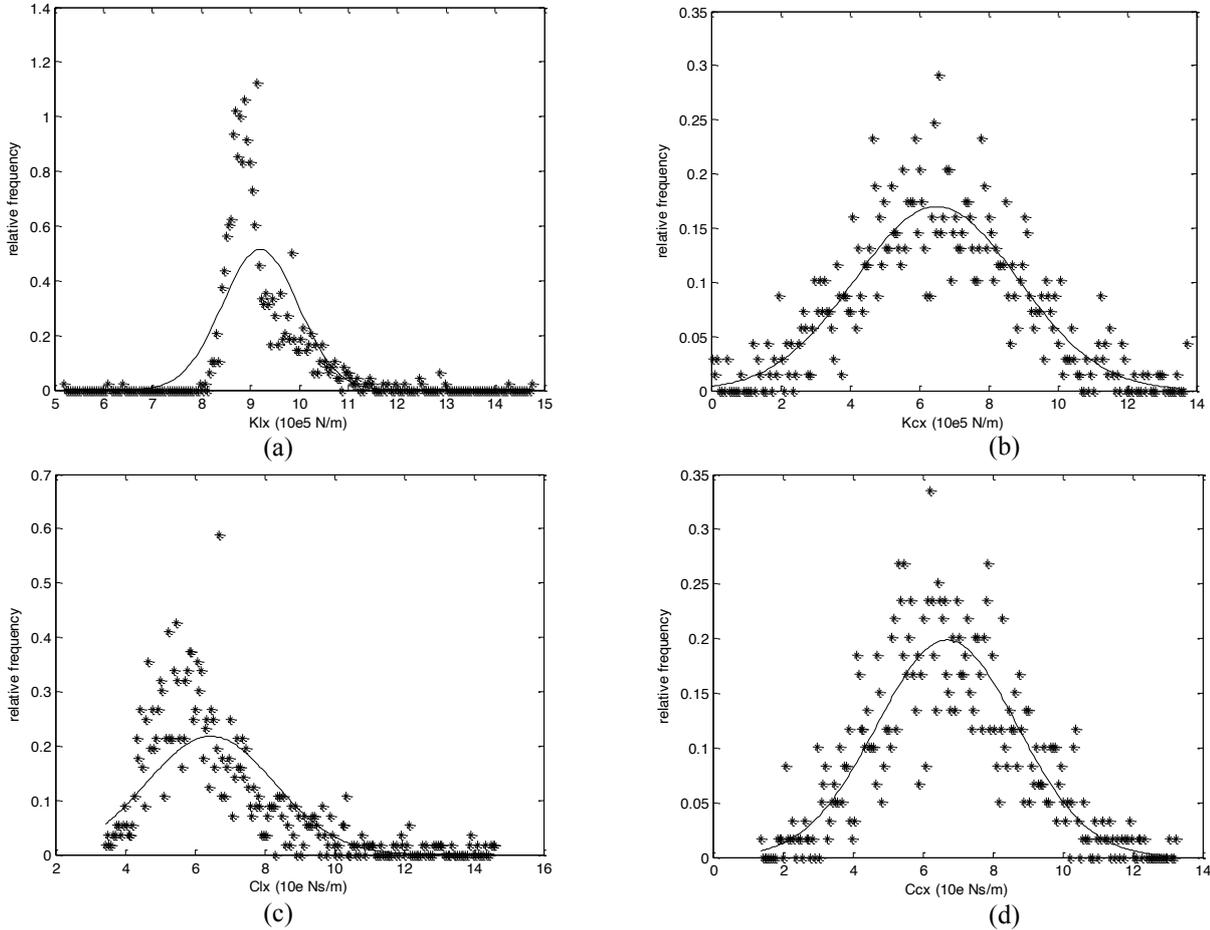


Figure 4. Probability distributions of the design variables obtained for $CV = 0.5$ and $\rho = 0.5$ compared to the corresponding normal distributions: (a) k_{lx} , (b) k_{cx} , (c) c_{lx} , (d) c_{cx} .

In Fig. 5 is plotted the probability distribution of the objective function obtained with $CV = 0.5$ and $\rho = 0.5$ compared to the corresponding normal distribution.

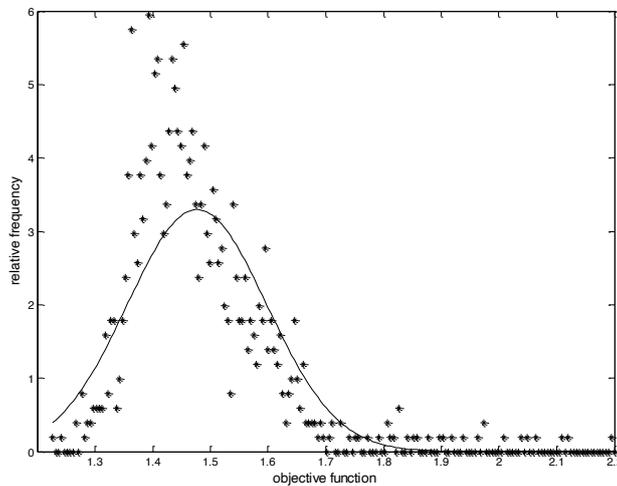


Figure 5. Probability distributions of the objective function obtained for $CV = 0.5$ and $\rho = 0.5$.

In Tab. 5-6 are summarized the mean values, the modes and the statistical moments up to the 4th order of the optimal values of the design variables. As the coefficient of variation increases, the variance of the optimal parameters increases and the kurtosis decreases while as the correlation coefficient increases the variance decreases.

Table 5. Statistical parameters of the optimal stiffnesses ($\cdot 10^5$ N/m) and optimal dampings ($\cdot 10^4$ Ns/m) for $\rho = 0.5$.

	Coefficient of variation											
	0.25				0.5				0.75			
	k_{lx}	k_{cx}	c_{lx}	c_{cx}	k_{lx}	k_{cx}	c_{lx}	c_{cx}	k_{lx}	k_{cx}	c_{lx}	c_{cx}
Mean	8.99	6.30	5.94	6.55	9.13	6.51	6.70	6.69	9.00	6.18	7.50	6.80
Mode	8.85	5.37	5.93	6.11	8.69	6.57	5.46	6.20	8.56	5.48	5.45	5.98
Variance	0.47	2.21	1.21	2.02	1.74	2.35	2.45	2.01	2.68	2.52	3.33	2.12
Skewness	-1.77	0.48	1.88	0.19	-0.71	0.10	2.32	0.19	-1.14	0.02	1.79	0.42
Kurtosis	147.71	3.42	11.08	3.09	20.65	2.99	9.86	2.86	8.78	2.96	6.01	3.12

Table 6. Statistical parameters of the optimal stiffnesses ($\cdot 10^5$ N/m) and optimal dampings ($\cdot 10^4$ Ns/m) for $CV = 0.5$.

	Correlation coefficient											
	0				0.5				1			
	k_{lx}	k_{cx}	c_{lx}	c_{cx}	k_{lx}	k_{cx}	c_{lx}	c_{cx}	k_{lx}	k_{cx}	c_{lx}	c_{cx}
Mean	9.00	6.20	7.34	6.78	9.13	6.51	6.70	6.69	9.03	6.56	6.02	6.56
Mode	8.92	5.99	5.61	6.58	8.69	6.57	5.46	6.20	8.87	6.15	5.46	6.38
Variance	2.37	2.50	3.23	2.18	1.74	2.35	2.45	2.01	0.49	2.25	1.12	1.99
Skewness	-1.17	0.13	1.79	0.45	-0.71	0.10	2.32	0.19	3.16	0.32	1.15	0.21
Kurtosis	10.86	2.98	5.86	3.56	20.65	2.99	9.86	2.86	19.80	2.97	4.96	2.82

The most frequent values of the distributions (modes) can be used for the design of the control system. In Tab. 7 are reported the values of the objective function computed using the mean values and the modes of the distributions, for different values of the coefficient of variation. It can be observed that the choice of the modes of the distributions leads to a higher structural response reduction.

Table 7. Objective function obtained with the mean values and the modes of the distributions for $\rho = 0.5$.

Coefficient of variation	Mean of the parameters	Mode of the parameters
0.25	1.452	1.449
0.50	1.461	1.450
0.75	1.459	1.457

4.5 Optimization of the hybrid control system

The matrix R that in the LQR performance index weights the control forces is defined as follows:

$$R = 10^{-9} \cdot I_1 \quad (17)$$

where I_1 has dimensions (3 x 3).

The matrix Q that weights the states of the system has dimensions (42 x 42), being 18 the degrees of freedom of the system and 3 those of the control system. The matrix Q is a diagonal matrix that is used to assign different weights to the displacements and the velocities of the system. In particular, a weight coefficient equal to one is assigned to the displacements and the velocities of the structure, a weight coefficient equal to zero is assigned to the velocities of the actuators and a weight coefficient equal to 10^2 is assigned to the structural rotations in order to increase the importance of the torsional response reduction.

The design variables are the exponent (φ_1) of the coefficient that multiplies matrix R (Eq.17), the weight coefficients of the displacements of the central (φ_2) and lateral (φ_3) ATMDs:

$$\Psi = \{\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3\} \quad (17)$$

The upper and lower bounds to the terms of the design variables vector $\Psi_{i,\min}$ and $\Psi_{i,\max}$ are obtained with a preliminary sensitivity analysis.

The objective function is expressed by Eq. 13 where the sum is extended only to the alongwind and torsional responses.

The upper bound to the stroke of each ATMD is $q_{TMD,\max} = 2\text{ m}$ while the upper bound to the control force is $u_{\max} = 1000\text{ KN}$. The parameters of the genetic algorithm are reported in Table 4.

In Fig. 6 are plotted the probability distributions of the design variables and the objective function for $CV = 0.5$ and $\rho = 0.5$ compared to the corresponding normal distributions. The mode of the distribution of φ_1 is close to the boundary value of 25, set to avoid the instability of the solution of the LQR algorithm. The probability distribution of φ_1 is much more scattered than those of the weighting coefficients of the ATMDs' displacements φ_2 and φ_3 . These two have high kurtosis and are totally skewed to the right.

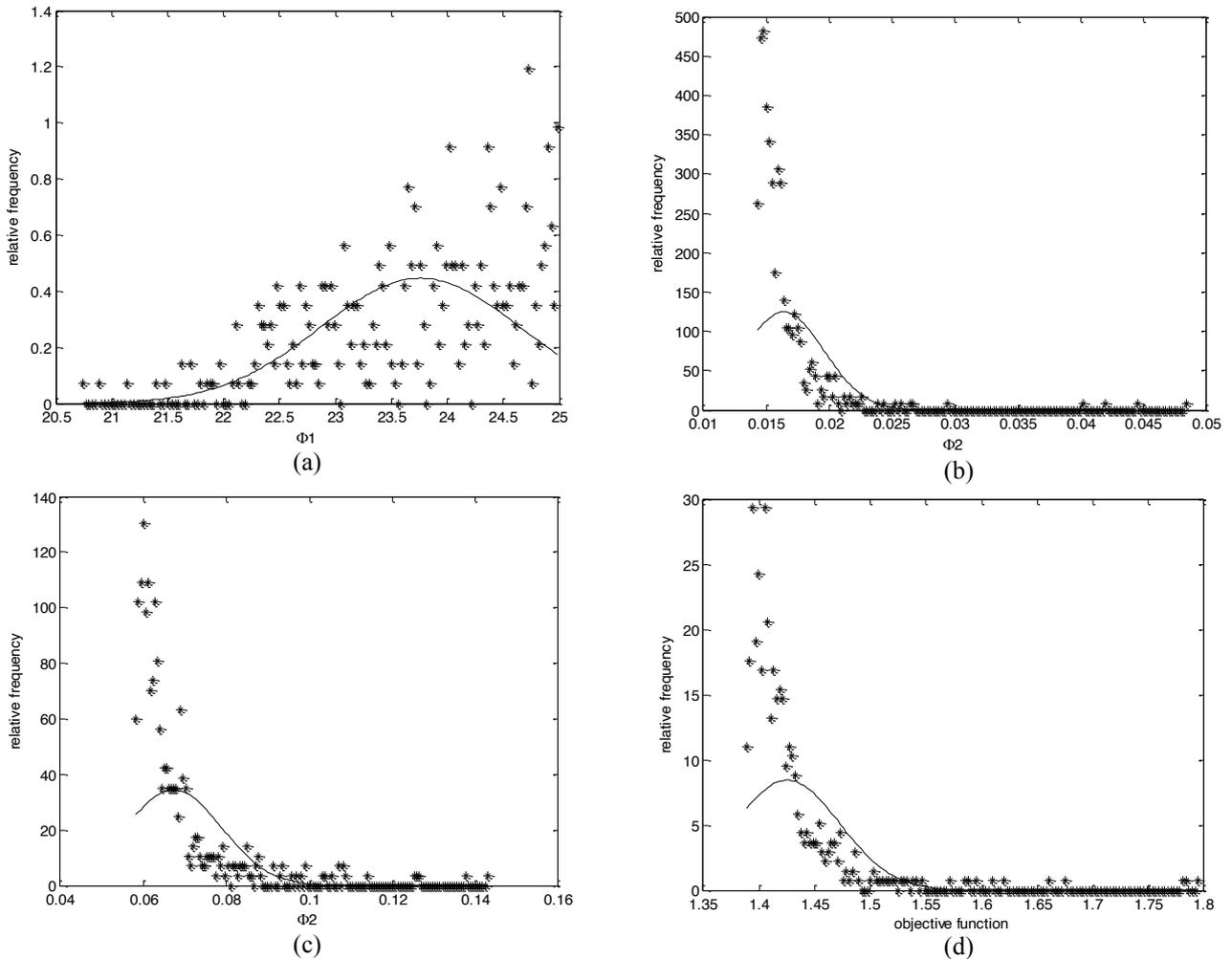


Figure 6. Probability distributions of the design variables and the objective function obtained for $CV = 0.5$ and $\rho = 0.5$ compared to the corresponding normal distributions: (a) φ_1 , (b) φ_2 , (c) φ_3 (d) $f_2(\Phi)$.

In Tab. 8 and 9 are shown the mean values, the modes and the statistical moments of the optimal design variables. It can be observed that the modes of the probability distributions of φ_2 and φ_3 are almost independent on the coefficient of variation and the correlation coefficient.

Table 8. Statistical parameters of the optimal design variables for $\rho_{ij} = 0.5, \forall i, j$.

	Coefficient of variation								
	0.25			0.5			0.75		
	φ_1	φ_2	φ_3	φ_1	φ_2	φ_3	φ_1	φ_2	φ_3
Mean	23.76	0.018	0.069	23.78	0.018	0.068	23.77	0.017	0.069
Mode	24.73	0.015	0.060	24.89	0.015	0.061	24.88	0.015	0.059
Variance	0.89	0.016	0.020	0.89	0.017	0.019	0.85	0.012	0.022
Skewness	-0.56	11.64	5.21	-0.66	13.48	9.38	-0.45	19.67	5.27
Kurtosis	2.56	146.42	38.21	2.78	197.87	127.10	2.20	403.53	35.21

Tabella 9. Parametri statistici dei coefficienti ottimi del controllo ibrido per $CV = 0.5$.

	Correlation coefficient								
	0			0.5			1		
	φ_1	φ_2	φ_3	φ_1	φ_2	φ_3	φ_1	φ_2	φ_3
Mean	23.75	0.018	0.069	23.78	0.018	0.068	23.73	0.018	0.069
Mode	24.70	0.015	0.060	24.89	0.015	0.061	24.88	0.015	0.060
Variance	0.88	0.019	0.022	0.89	0.017	0.019	0.87	0.016	0.020
Skewness	-0.51	10.58	5.09	-0.66	13.48	9.38	-0.37	10.89	5.34
Kurtosis	2.43	119.15	35.09	2.78	197.87	127.10	2.19	134.10	42.53

5. CONCLUSIONS

A robust optimization procedure of a hybrid control system for wind-exposed tall buildings is proposed that takes into account the uncertainty on the mass distribution. The procedure is based on the Monte Carlo simulations and the genetic algorithm.

With reference to a tall building modeled as a multi degrees of freedom system, several numerical analyses are carried out varying the coefficient of variation and the correlation coefficient that define the multivariate normal distribution of the floors' masses.

The following are the main findings:

- The probability distributions of the optimal parameters of the passive lateral TMDs are less scattered and more skewed than those of the central TMD. The variance, skewness and kurtosis of the optimal parameters vary significantly with CV and ρ . The mode varies especially with CV.
- The use of the mode of the optimal parameters distribution, instead than the mean value leads to a response reduction.
- The optimal weight coefficients of the ATMDs' displacements in the LQR performance index are less scattered and more skewed than the optimal weight coefficient of the control force. The mode and the variance of the distributions do not vary significantly with CV and ρ .

6. BIBLIOGRAFIA

- Chakraborty S., Roy B.K., (2011). Reliability based optimum design of Tuned Mass Damper in seismic vibration control of structures with bounded uncertain parameters. *Prob. Eng. Mech.*, 26, 215-221.
- Chen S.H., Song M., Chen Y.D., (2007). Robustness analysis of responses of vibration control structures with uncertain parameters using interval algorithm. *Struct. Saf.*, 29, 94-111.
- Marano G.C., Greco R., (2008). Robust optimum design of tuned mass dampers for high-rise buildings under moderate earthquakes. *Struct. Design Tall Spec. Build.*, DOI: 10.1002/tal.462.
- Moreno C.P., Thomson P., (2010). Design of an optimal tuned mass damper for a system with parametric uncertainty. *Ann Oper Res*, 181, 783-793.
- Venanzi, I., Ubertini, F., Materazzi, A.L., (2012). Optimal design of an array of active tuned mass dampers for wind-exposed high-rise buildings. *Struct. Contr. Health Monit.* DOI: 10.1002/stc.1502.

Stochastic analysis of wind-excited truss structures with uncertain-but-bounded parameters

Giuseppe Muscolino^a, Alba Sofi^b

^aDipartimento di Ingegneria Civile, Messina

^bDipartimento di Meccanica e Materiali, Reggio Calabria

SOMMARIO

Oggetto della presente memoria è l'analisi stocastica di strutture reticolari con parametri incerti a intervalli soggette all'azione del vento modellato come un processo aleatorio Gaussiano stazionario multi-correlato. Viene proposta una procedura per la determinazione della regione del valor medio e della funzione densità spettrale di potenza (DSP) della risposta stazionaria a intervalli. La procedura si basa su espressioni esplicite approssimate del valor medio e della DSP della risposta a intervalli dedotte applicando la cosiddetta *rational series expansion* (RSE), recentemente proposta dagli autori per la determinazione dell'inversa di una matrice modificata. Al fine di limitare la sovrastima dell'intervallo soluzione dovuta al cosiddetto *fenomeno della dipendenza*, viene introdotta una particolare variabile unitaria a intervalli. Esprimendo le caratteristiche probabilistiche della risposta come somma del valore centrale più una deviazione, è possibile determinare i limiti della regione della risposta mediante semplici formule. I risultati numerici dimostrano l'accuratezza del metodo proposto attraverso opportuni confronti con il limite superiore e inferiore esatto.

ABSTRACT

The stochastic analysis of truss structures with uncertain-but-bounded parameters subjected to wind excitation modelled as a stationary Gaussian multi-correlated random process is addressed. A procedure for determining the region of the mean-value and power spectral density (PSD) function of the stationary interval response is proposed. The procedure relies on approximate explicit expressions of the interval mean-value and PSD function of the response obtained by applying the so-called *rational series expansion* (RSE), recently proposed by the authors to compute the inverse of a modified matrix. In order to limit the overestimation of the interval solution due to the so-called *dependency phenomenon*, a particular unitary interval variable is introduced. Then, splitting the probabilistic characteristics of the response as sum of the midpoint and deviation, the upper bound and lower bound are determined by handy formulas. Numerical results demonstrate the accuracy of the proposed method through appropriate comparisons with the exact bounds.

KEY WORDS: complex interval analysis; stationary Gaussian random excitation; frequency domain; upper bound and lower bound.

1. INTRODUCTION

Structural engineering problems involve several sources of uncertainties which may affect both the design parameters and the excitations. Indeed, it has been largely recognized that the main excitations, such as earthquake ground motion, wind actions etc., are random in nature and can be accurately modelled as random processes. A big deal of effort has been devoted in the literature to the analysis of structures under stochastic input and well-established techniques for the probabilistic characterization of the random response, either in the time or frequency domain, are available (Lin, 1967; Lutes & Sarkani, 1997).

Another research field of great interest concerns the propagation of uncertainties of structural parameters, such as geometrical and mechanical properties or boundary conditions. Several studies

have demonstrated that these sources of uncertainty may affect to a large extent the response. According to the well-known probabilistic approaches, fluctuations of the structural parameters are commonly modelled as random variables or random fields. The need of a large amount of data, often unavailable, to build reliable estimates of the probability density function of the input variables has motivated the interest towards alternative ways of uncertainty modeling, known as non-probabilistic approaches, mainly based on convex models, interval models and fuzzy sets (Elishakoff & Ohsaki, 2010). The interval model stemming from the *interval analysis* (Moore, 1966) basically consists in modeling the fluctuating structural parameters as interval numbers with given lower and upper bounds, without requiring the knowledge of their probability density function. Unfortunately, the application of the interval analysis model to real engineering problems is hindered by the so-called *dependency phenomenon* (Muhanna & Mullen, 2001; Moens & Vandepitte, 2005; Moore, 2009) which frequently occurs when an expression contains multiple instances of one or more interval variables. This phenomenon often leads to an overestimation of the interval width that could be unacceptable for design purposes.

From both a theoretical and engineering point of view, it is highly desirable to perform structural analysis including uncertainties affecting both design parameters and external excitations. Within the probabilistic framework, this task involves the characterization of the response of structures with random parameters subjected to stochastic processes. As a consequence of the fluctuations of the structural parameters, response statistics are random in nature and need to be characterized probabilistically. In the last decades, several stochastic finite element methods have been developed to address this difficult problem, while much less attention has been devoted to the analysis of structures with uncertain parameters modeled as interval variables under stochastic excitation (Muscolino & Sofi, 2011, 2012a,b). In this case, the propagation of parameters fluctuations is reflected by the interval nature of response statistics. Therefore, the aim of the analysis is to evaluate the upper and lower bounds of the probabilistic characteristics of the random response.

This paper presents an efficient procedure for determining the region of the random response of truss structures with uncertain-but-bounded parameters under wind excitation modelled as a stationary multi-correlated Gaussian stochastic process. The core of the procedure is the evaluation of explicit approximate expressions of both the interval mean-value vector and power spectral density (PSD) function matrix of the random response by applying the so-called *rational series expansion* (RSE) recently proposed by the authors (Muscolino & Sofi, 2012b). An improvement of the “ordinary” complex interval analysis, based on the introduction of a particular unitary interval variable, is applied for determining the region of the probabilistic characteristics of the stationary stochastic response in the frequency domain. Numerical results concerning a wind-excited truss with uncertain-but-bounded Young’s moduli are presented to demonstrate the capability of the proposed approach to overcome the main limitations of the “ordinary” interval analysis.

2. PRELIMINARY DEFINITIONS

In this paper, the attention is focused on truss structures with uncertain-but-bounded stiffness properties under stationary Gaussian random excitation. Following a standard formulation, the $n \times n$ stiffness matrix \mathbf{K} of a n -degree-of-freedom (n -DOF) truss structure can be written as a function of r uncertain-but-bounded structural parameters α_i , collected in the r -order vector $\boldsymbol{\alpha}$. Such parameters are assumed independent. Furthermore, according to the interval analysis (Moore, 1966; Moore *et al.*, 2009), denoting by \mathbb{IR} the set of all closed real interval numbers, the bounded set-interval vector of real numbers $\boldsymbol{\alpha}' \triangleq [\boldsymbol{\alpha}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \in \mathbb{IR}^r$, such that $\underline{\boldsymbol{\alpha}} \leq \boldsymbol{\alpha} \leq \bar{\boldsymbol{\alpha}}$, can be introduced. The symbols $\underline{\boldsymbol{\alpha}}$ and $\bar{\boldsymbol{\alpha}}$ denote the lower and upper bound vectors. By applying the interval algebra formalism, the interval vector $\boldsymbol{\alpha}'$ can be defined in component form as:

$$\boldsymbol{\alpha}' \triangleq [\boldsymbol{\alpha}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] = \{\alpha_i | \underline{\alpha}_i \leq \alpha_i \leq \bar{\alpha}_i, \alpha_i \in \mathbb{R}\}, \quad (i = 1, 2, \dots, r) \quad (1)$$

where $\alpha_i' \in \mathbb{IR}$; $\underline{\alpha}_i$ and $\bar{\alpha}_i$ are the lower bound and upper bound of the i -th uncertain parameter α_i , respectively; the notation $\{\alpha_i | P(\alpha)\}$ means “the variable α such that the proposition $P(\alpha)$ holds”. Since the real numbers α_i are bounded by intervals, further mathematical derivations should be performed by means of the “ordinary” interval analysis (Moore, 1966; Moore *et al.*,

2009). However, the “ordinary” interval analysis suffers from the so-called *dependency phenomenon* (Muhanna & Mullen, 2001; Moens & Vandepitte, 2005; Moore, 2009) which often leads to an overestimation of the interval width that could be catastrophic from an engineering point of view. To limit the effects of the dependency phenomenon, the so-called *generalized interval analysis* (Hansen, 1975) and the *affine arithmetic* (Comba & Stolfi, 1993; Stolfi & De Figueiredo, 2003) have been introduced in the literature. According to the philosophy of the *affine arithmetic*, the use of the *extra symmetric unitary interval* (EUI) variable $\hat{e}_i^l \triangleq [-1, +1]$, ($i=1,2,\dots,r$) has been recently proposed by the authors (Muscolino & Sofi, 2012a,b). The EUI turns out to be more suitable for the probabilistic characterization of the interval stationary stochastic response addressed herein and it is defined in such a way that the following properties hold:

$$\hat{e}_i^l - \hat{e}_i^l = 0; \quad \hat{e}_i^l \times \hat{e}_i^l = (\hat{e}_i^l)^2 = [1,1]; \quad \hat{e}_i^l \times \hat{e}_j^l = [-1,+1], \quad i \neq j; \quad \hat{e}_i^l / \hat{e}_i^l = [1,1]. \quad (2a-d)$$

In these equations, $[1,1]=1$ is the so-called unitary *thin interval*. It is useful to remember that a thin interval occurs when $\underline{x} = \bar{x}$ and it is defined as $x^l \triangleq [\underline{x}, \bar{x}]$, so that $x \in \mathbb{R}$. Then, introducing the midpoint value (or mean), $\alpha_{0,i}$, and the deviation amplitude (or radius), $\Delta\alpha_i$, of the i -th real interval variable α_i^l :

$$\alpha_{0,i} = \frac{1}{2}(\underline{\alpha}_i + \bar{\alpha}_i); \quad \Delta\alpha_i = \frac{1}{2}(\bar{\alpha}_i - \underline{\alpha}_i), \quad (3a,b)$$

the following *affine form* definition can be adopted:

$$\alpha_i^l = \alpha_{0,i} + \Delta\alpha_i \hat{e}_i^l, \quad (i=1,2,\dots,r). \quad (4)$$

3. PROBLEM FORMULATION

The equations of motion of a quiescent n -DOF linear truss structure with uncertain-but-bounded stiffness properties under a stationary Gaussian stochastic process $\mathbf{f}(t)$, can be cast in the form:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\alpha}, t) + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}}(\boldsymbol{\alpha}, t) + \mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha})\mathbf{u}(\boldsymbol{\alpha}, t) = \mathbf{f}(t), \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^l = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (5)$$

where \mathbf{M} and \mathbf{C} are the $n \times n$ mass and damping matrices of the structure; $\mathbf{u}(\boldsymbol{\alpha}, t)$ is the stationary Gaussian vector process of nodal displacements and a dot over a variable denotes differentiation with respect to time t . In structural engineering, it could be reasonably assumed that the uncertainties possess symmetric deviation amplitude $\bar{\alpha}_i = -\underline{\alpha}_i \equiv \alpha_i$, so that $\alpha_{0,i} = 0$ and $\Delta\alpha_i \equiv \alpha_i > 0$. Therefore, the generic symmetric interval variable can be written as:

$$\alpha_i^l = \Delta\alpha_i \hat{e}_i^l. \quad (6)$$

Following the interval formalism above introduced, the $n \times n$ stiffness matrix $\mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha})$ can be expressed as a linear function of its physical properties, i.e.:

$$\mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}) = \mathbf{K}_0 + \Delta\mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}) = \mathbf{K}_0 + \sum_{i=1}^r \mathbf{K}_i \Delta\alpha_i \hat{e}_i^l, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^l = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (7)$$

where

$$\mathbf{K}_0 = \mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}_0); \quad \mathbf{K}_i = \left. \frac{\partial}{\partial \alpha_i} \mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}) \right|_{\boldsymbol{\alpha}=\boldsymbol{\alpha}_0}. \quad (8a,b)$$

In Eqs. (8a,b), \mathbf{K}_0 denotes the stiffness matrix of the nominal structural system, which is a positive definite symmetric matrix of order $n \times n$; \mathbf{K}_i is a rank one semi-positive definite symmetric matrix of order $n \times n$ and $\Delta\alpha_i$ is the dimensionless fluctuation of the i -th uncertain parameter. Notice that, according to the assumption $\alpha_{0,i} = 0$, the matrices \mathbf{K}_0 and $\Delta\mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha})$ coincide with the midpoint and deviation stiffness matrix, respectively.

In the framework of the traditional modal analysis, the solution of the equations of motion (5) may be pursued by introducing the following coordinate transformation:

$$\mathbf{u}(\boldsymbol{\alpha}, t) = \Phi_0 \mathbf{q}(\boldsymbol{\alpha}, t), \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^l = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (9)$$

where $\mathbf{q}(\boldsymbol{\alpha}, t)$ is the interval vector gathering the first $m \leq n$ modal coordinates $q_j(\boldsymbol{\alpha}, t)$ ($j=1, 2, \dots, m$); Φ_0 is the modal matrix, of order $n \times m$, pertaining to the nominal configuration in which $\mathbf{K}_0 = \mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}_0)$. Specifically, the modal matrix Φ_0 , collecting the first m eigenvectors normalized with respect to the mass matrix \mathbf{M} , is evaluated as solution of the following eigenproblem:

$$\mathbf{K}_0 \Phi_0 = \mathbf{M} \Phi_0 \Omega_0^2; \quad \Phi_0^T \mathbf{M} \Phi_0 = \mathbf{I}_m \quad (10a,b)$$

where \mathbf{I}_m denotes the identity matrix of order m ; $\Omega_0^2 = \Phi_0^T \mathbf{K}_0 \Phi_0$ is the spectral matrix of the nominal structural system, say a diagonal matrix of order m listing the squares of the natural circular frequencies of the truss structure for the midpoint values of the uncertain parameters. By applying the coordinate transformation (9), the equations of motion (5) can be projected in the modal space:

$$\ddot{\mathbf{q}}(\boldsymbol{\alpha}, t) + \Xi \dot{\mathbf{q}}(\boldsymbol{\alpha}, t) + \Omega^2(\boldsymbol{\alpha}) \mathbf{q}(\boldsymbol{\alpha}, t) = \mathbf{p}(t), \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^l = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (11)$$

where $\Omega^2(\boldsymbol{\alpha}) = \Phi_0^T \mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}) \Phi_0$; $\Xi = \Phi_0^T \mathbf{C} \Phi_0$ is the generalised damping matrix, which for classically damped systems is a diagonal one; $\mathbf{p}(t) = \Phi_0^T \mathbf{f}(t)$ is the modal forcing vector process. Notice that by virtue of the decomposition (7) of the stiffness matrix, the following relationship holds:

$$\Omega^2(\boldsymbol{\alpha}) = \Phi_0^T \mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}) \Phi_0 = \Omega_0^2 + \sum_{i=1}^r \Omega_i^2 \Delta\alpha_i \hat{e}_i^l, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^l = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (12)$$

where $\Omega_i^2 = \Phi_0^T \mathbf{K}_i \Phi_0$ is a full matrix order m .

The external load vector $\mathbf{f}(t)$ of order n (see Eq.(5)) is modelled as a stationary multi-correlated Gaussian random process fully characterized by the mean-value vector, $\boldsymbol{\mu}_f$, and the correlation function matrix, $\mathbf{R}_{ff}(t_1, t_2) \equiv \mathbf{R}_{ff}(t_2 - t_1)$, given, respectively, by:

$$\boldsymbol{\mu}_f = E\langle \mathbf{f}(t) \rangle; \quad \mathbf{R}_{ff}(t_2 - t_1) = \mathbf{R}_{ff}(\tau) = E\langle \mathbf{f}(t_1) \mathbf{f}^T(t_2) \rangle - \boldsymbol{\mu}_f \boldsymbol{\mu}_f^T \quad (13a,b)$$

where t_1 and t_2 are two generic time instants and $E\langle \cdot \rangle$ denotes the stochastic average operator. The input process $\mathbf{f}(t)$ can be conveniently split as sum of two terms, i.e.:

$$\mathbf{f}(t) = \boldsymbol{\mu}_f + \tilde{\mathbf{X}}_f(t) \quad (14)$$

where $\boldsymbol{\mu}_f = E\langle \mathbf{f}(t) \rangle$ is a deterministic vector denoting the mean-value of the excitation, whereas $\tilde{\mathbf{X}}_f(t)$ is a zero-mean stationary multi-correlated Gaussian random process fully defined by the correlation function matrix $\mathbf{R}_{\tilde{\mathbf{X}}_f \tilde{\mathbf{X}}_f}(\tau) = E\langle \tilde{\mathbf{X}}_f(t_1) \tilde{\mathbf{X}}_f^T(t_2) \rangle$, or, alternatively, by the power spectral density (PSD) function matrix $\mathbf{S}_{\tilde{\mathbf{X}}_f \tilde{\mathbf{X}}_f}(\omega)$, which are related to each other by the Wiener-Kintchine relationships. It is worth remarking that the vector process $\tilde{\mathbf{X}}_f(t)$ has the same correlation function matrix, $\mathbf{R}_{\tilde{\mathbf{X}}_f \tilde{\mathbf{X}}_f}(\tau) \equiv \mathbf{R}_{ff}(\tau)$, of the input vector process $\mathbf{f}(t)$ since the addition of a deterministic function does not affect the correlation function of a stochastic process.

In the framework of Stochastic Mechanics, several approaches have been proposed to cope with the challenging problem of determining the random response of a structural system (see e.g. Lin, 1967;

Lutes & Sarkani, 1997). In this paper, following the so-called *frequency domain approach*, the stationary stochastic Gaussian interval response process of the truss structure with interval parameters is completely characterized from a probabilistic point of view by defining the interval mean-value vector, $\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})$, and the interval PSD function matrix, $\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$, $\boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]$.

In order to evaluate the statistics of the interval structural response, it useful to preliminarily observe that, as a consequence of the decomposition (14) of the input vector process $\mathbf{f}(t)$, the stochastic response can be written as:

$$\mathbf{u}(\boldsymbol{\alpha}, t) = \boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha}) + \tilde{\mathbf{U}}_u(\boldsymbol{\alpha}, t), \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]. \quad (15)$$

In the previous equation, $\tilde{\mathbf{U}}_u(\boldsymbol{\alpha}, t)$ is the zero-mean stationary Gaussian stochastic interval response vector process due to the random excitation $\tilde{\mathbf{X}}_f(t)$. The vector $\tilde{\mathbf{U}}_u(\boldsymbol{\alpha}, t)$ possesses interval correlation function matrix $\mathbf{R}_{\tilde{u}_u \tilde{u}_u}(\boldsymbol{\alpha}, \tau) = E \langle \tilde{\mathbf{U}}_u(\boldsymbol{\alpha}, t_1) \tilde{\mathbf{U}}_u^T(\boldsymbol{\alpha}, t_2) \rangle \equiv E \langle \mathbf{u}(\boldsymbol{\alpha}, t_1) \mathbf{u}^T(\boldsymbol{\alpha}, t_2) \rangle \equiv \mathbf{R}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \tau)$ and interval PSD function matrix $\mathbf{S}_{\tilde{u}_u \tilde{u}_u}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) \equiv \mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$, $\boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]$.

The mean-value of the response process governed by Eq. (5), with input mean-value $\boldsymbol{\mu}_f$ defined in Eq. (14), can be determined once the inverse of the *interval stiffness matrix* is evaluated, that is:

$$\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha}) = \mathbf{K}^{-1}(\boldsymbol{\alpha}) \boldsymbol{\mu}_f, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]. \quad (16)$$

On the other hand, to obtain the second-order statistics of the stochastic response in the frequency domain, the response PSD function matrix has to be evaluated. It is well-known that, once the coordinate transformation (9) has been performed, this matrix is related to the PSD function matrix of the zero-mean stationary Gaussian stochastic input, $\mathbf{S}_{\tilde{x}_r \tilde{x}_r}(\omega)$, by means of the following relationship (Lutes & Sarkani, 1997):

$$\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \boldsymbol{\Phi}_0 \mathbf{H}^*(\boldsymbol{\alpha}, \omega) \mathbf{S}_{\tilde{x}_p \tilde{x}_p}(\omega) \mathbf{H}^T(\boldsymbol{\alpha}, \omega) \boldsymbol{\Phi}_0^T, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (17)$$

where the asterisk means complex conjugate; $\boldsymbol{\Phi}_0$ is the modal matrix of the nominal structural system obtained by solving the eigenproblem (10a); $\mathbf{S}_{\tilde{x}_p \tilde{x}_p}(\omega) = \boldsymbol{\Phi}_0^T \mathbf{S}_{\tilde{x}_r \tilde{x}_r}(\omega) \boldsymbol{\Phi}_0$ is the PSD function matrix of the modal input vector process $\mathbf{p}(t) = \boldsymbol{\Phi}_0^T \mathbf{f}(t)$ and $\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$ is the *interval frequency response function* (FRF) matrix also referred to as *interval transfer function matrix*, defined as:

$$\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \left[-\omega^2 \mathbf{I}_m + i\omega \boldsymbol{\Xi} + \boldsymbol{\Omega}^2(\boldsymbol{\alpha}) \right]^{-1}, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]. \quad (18)$$

As a consequence of the decomposition (12) of the spectral matrix, Eq. (18) can be rewritten as follows:

$$\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \left[-\omega^2 \mathbf{I}_m + i\omega \boldsymbol{\Xi} + \boldsymbol{\Omega}_0^2 + \sum_{i=1}^r \boldsymbol{\Omega}_i^2 \Delta \alpha_i \hat{e}_i^I \right]^{-1}, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]. \quad (19)$$

Since the r matrices $\boldsymbol{\Omega}_i^2$ are not diagonal, the matrix $\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$ is a full matrix, while, as known, the FRF of the nominal structural system $\mathbf{H}_0(\omega)$ is a diagonal one (for classically damped systems).

In conclusion, in order to characterize the interval stochastic response process, the inverse of the interval stiffness matrix (see Eq. (16)) and the interval FRF matrix (see Eq.(18)) have to be computed. In the next section, these matrices will be evaluated in explicit approximate form.

4. APPROXIMATE INTERVAL TRANSFER FUNCTION MATRIX

In the case of truss structures, composed of s bar elements and having n degree-of-freedom, the $n \times n$ stiffness matrix can be defined as:

$$\mathbf{K} = \mathbf{C}^T \mathbf{E} \mathbf{C} \quad (20)$$

where \mathbf{C}^T is the $n \times s$ *equilibrium matrix* (whose transpose is the so-called *compatibility matrix*) and \mathbf{E} is the $s \times s$ diagonal *internal stiffness matrix*. Let us now indicate with $\rho_i = E_i A_i / L_i$ the axial stiffness of the i -th bar element and assume that $r \leq s$ elements possess uncertain-but-bounded axial stiffness. Denoting with $\Delta\alpha_i$ the symmetric fluctuation of the uncertain axial stiffness around the nominal value $\rho_{0,i} = E_{0,i} A_{0,i} / L_{0,i}$, such that $|\Delta\alpha_i| < 1$, one gets

$$\rho_i' = \rho_{0,i} (1 + \Delta\alpha_i \hat{e}_i'), \quad (i = 1, 2, \dots, r \leq s) \quad (21)$$

where \hat{e}_i' is the EUI variable defined in Section 2. Then, the internal stiffness matrix $\mathbf{E}(\boldsymbol{\alpha})$ can be written as:

$$\mathbf{E}(\boldsymbol{\alpha}) = \mathbf{E}_0 + \sum_{i=1}^r \Delta\alpha_i \hat{e}_i' \mathbf{l}_i \mathbf{l}_i^T, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}' = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (22)$$

where \mathbf{E}_0 is the nominal internal stiffness matrix and $\boldsymbol{\alpha}$ is the vector collecting the fluctuations $\Delta\alpha_i$ ($i = 1, 2, \dots, r$); \mathbf{l}_i is a vector of order s with only the i -th element equal to $(\rho_{0,i})^{1/2}$ and the other ones equal to zero. Notice that the dyadic product $\mathbf{l}_i \mathbf{l}_i^T$ gives a change of rank one to the nominal internal stiffness matrix. Then, according to Eq.(20), also the stiffness matrix $\mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha})$ possesses r uncertain-but-bounded parameters and can be rewritten as:

$$\mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha}) = \mathbf{K}_0 + \sum_{i=1}^r \Delta\alpha_i \hat{e}_i' \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i^T, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}' = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (23)$$

where \mathbf{K}_0 is the nominal stiffness matrix and $\mathbf{v}_i^T = \mathbf{l}_i^T \mathbf{C}$. Notice that the deviation with respect to the nominal value is expressed as superposition of rank-one matrices. It follows that, for truss structures, the inverse of the interval stiffness matrix can be evaluated by applying the approximate interval-valued SMW formula derived by Impollonia & Muscolino, 2011, which leads to:

$$\mathbf{K}^{-1}(\boldsymbol{\alpha}) = \left(\mathbf{K}_0 + \sum_{i=1}^r \mathbf{K}_i \Delta\alpha_i \hat{e}_i' \right)^{-1} = \left(\mathbf{K}_0 + \sum_{i=1}^r \Delta\alpha_i \hat{e}_i' \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i^T \right)^{-1} \approx \mathbf{K}_0^{-1} - \sum_{i=1}^r \frac{\Delta\alpha_i \hat{e}_i'}{1 + \Delta\alpha_i \hat{e}_i' b_i} \mathbf{B}_i \quad (24)$$

where

$$b_i = \mathbf{v}_i^T \mathbf{K}_0^{-1} \mathbf{v}_i > 0; \quad \mathbf{B}_i = \mathbf{K}_0^{-1} \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i^T \mathbf{K}_0^{-1}. \quad (25a,b)$$

It has also been shown (Impollonia & Muscolino, 2011) that Eq.(24) holds if and only if the condition $\Delta\alpha_i b_i < 1$, $\forall i$ is satisfied.

Obviously, the accuracy of Eq.(24), which gives the explicit inverse of a matrix with r fluctuating parameters, depends on the magnitude of the fluctuations $|\Delta\alpha_i|$. Alternatively, by adopting the interval formalism (4), Eq.(24) can be rewritten in *affine form* as:

$$\mathbf{K}^{-1}(\boldsymbol{\alpha}) = \left(\mathbf{K}_0 + \sum_{i=1}^r \Delta\alpha_i \hat{e}_i' \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i^T \right)^{-1} \approx \mathbf{K}_0^{-1} + \sum_{i=1}^r (a_{0,i} + \Delta a_i \hat{e}_i') \mathbf{B}_i \quad (26)$$

where $a_{0,i}$ and Δa_i are given by (Impollonia & Muscolino, 2011):

$$a_{0,i} = \frac{(\Delta\alpha_i)^2 b_i}{1 - (\Delta\alpha_i b_i)^2} > 0; \quad \Delta a_{0,i} = \frac{\Delta\alpha_i}{1 - (\Delta\alpha_i b_i)^2} > 0. \quad (27a,b)$$

In order to derive an explicit approximate expression of the FRF matrix, let us replace Eq. (23) into the spectral matrix (12), so that

$$\mathbf{\Omega}_i^2 = \mathbf{\Phi}_0^T \mathbf{K}_i \mathbf{\Phi}_0 = \mathbf{\Phi}_0^T \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i^T \mathbf{\Phi}_0 = \mathbf{w}_i \mathbf{w}_i^T; \quad \mathbf{w}_i = \mathbf{\Phi}_0^T \mathbf{v}_i. \quad (28a,b)$$

and Eq. (19) can be recast as:

$$\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \left[\mathbf{H}_0^{-1}(\omega) + \sum_{i=1}^r \Delta \alpha_i \hat{e}_i^T \mathbf{w}_i \mathbf{w}_i^T \right]^{-1}. \quad (29)$$

Notice that the deviation of the matrix into square brackets with respect to the nominal value is expressed as sum of rank-one matrices. It follows that the inverse of this matrix can be evaluated by applying the so-called *rational series expansion* (RSE) (Muscolino & Sofi, 2012b) which yields the following approximate explicit expression of the FRF matrix:

$$\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \left[\mathbf{H}_0^{-1}(\omega) + \sum_{i=1}^r \Delta \alpha_i \hat{e}_i^T \mathbf{w}_i \mathbf{w}_i^T \right]^{-1} \approx \mathbf{H}_0(\omega) - \sum_{i=1}^r \frac{\Delta \alpha_i \hat{e}_i^T}{1 + \Delta \alpha_i \hat{e}_i^T \tilde{b}_i(\omega)} \tilde{\mathbf{B}}_i(\omega) \quad (30)$$

where:

$$\tilde{b}_i(\omega) = \mathbf{w}_i^T \mathbf{H}_0(\omega) \mathbf{w}_i; \quad \tilde{\mathbf{B}}_i(\omega) = \mathbf{H}_0(\omega) \mathbf{w}_i \mathbf{w}_i^T \mathbf{H}_0(\omega) \quad (31a,b)$$

are complex quantities. Notice that Eq.(30) holds if and only if the following condition is satisfied

$$\left\| \Delta \alpha_i \tilde{b}_i(\omega) \right\| < 1, \quad \forall i \quad (32a,b)$$

where the symbol $\|\bullet\|$ denotes the modulus of the complex quantity \bullet . Alternatively, the approximate interval transfer function matrix in Eq. (30) can be rewritten in *affine form* as follows (Muscolino & Sofi, 2012b):

$$\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \mathbf{H}_0(\omega) + \sum_{i=1}^r \left[\tilde{a}_{0,i}(\omega) + \Delta \tilde{a}_i(\omega) \hat{e}_i^T \right] \tilde{\mathbf{B}}_i(\omega), \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (33)$$

where $\tilde{a}_{0,i}(\omega)$ and $\Delta \tilde{a}_i(\omega)$ are complex functions, given respectively, by:

$$\tilde{a}_{0,i}(\omega) = \frac{(\Delta \alpha_i)^2 \tilde{b}_i(\omega)}{1 - (\Delta \alpha_i \tilde{b}_i(\omega))^2}; \quad \Delta \tilde{a}_i(\omega) = \frac{\Delta \alpha_i}{1 - (\Delta \alpha_i \tilde{b}_i(\omega))^2}. \quad (34a,b)$$

Equation (33) gives an approximate closed-form expression of the FRF matrix of truss structures with uncertain-but-bounded parameters. This result has been made possible by introducing the EUI variable defined in Section 2. Based on Eq. (33), the interval FRF matrix can be expressed as:

$$\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \mathbf{H}_{\text{mid}}(\omega) + \mathbf{H}_{\text{dev}}(\boldsymbol{\alpha}, \omega), \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (35)$$

where:

$$\mathbf{H}_{\text{mid}}(\omega) = \text{mid}\{\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\} = \mathbf{H}_0(\omega) + \sum_{i=1}^r \tilde{a}_{0,i}(\omega) \tilde{\mathbf{B}}_i(\omega); \quad (36a,b)$$

$$\mathbf{H}_{\text{dev}}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \text{dev}\{\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\} = \sum_{i=1}^r \Delta \tilde{a}_i(\omega) \tilde{\mathbf{B}}_i(\omega) \hat{e}_i^T$$

are two complex function matrices listing the midpoint and the deviation of the elements of $\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$, respectively.

5. BOUNDS OF THE GAUSSIAN STATIONARY STOCHASTIC INTERVAL RESPONSE

The aim of this section is to determine in the frequency domain the range of the statistics of the stochastic response of linear truss structures with uncertain-but-bounded parameters under stationary Gaussian random excitation via interval analysis.

The interval mean-value vector of the response random process can be determined by solving a set of linear interval equations, as shown in Eq. (16). Substituting the approximate inverse (26) of the interval stiffness matrix $\mathbf{K}(\boldsymbol{\alpha})$ into Eq.(16), the interval mean-value of the structural response can be expressed as follows

$$\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha}) = \left[\mathbf{K}_0^{-1} + \sum_{i=1}^r (a_{0,i} + \Delta a_i \hat{e}_i') \mathbf{B}_i \right] \boldsymbol{\mu}_f = \text{mid}\{\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})\} + \text{dev}\{\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})\}, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (37)$$

where

$$\text{mid}\{\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})\} = \left[\mathbf{K}_0^{-1} + \sum_{i=1}^r a_{0,i} \mathbf{B}_i \right] \boldsymbol{\mu}_f; \quad \text{dev}\{\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})\} = \left[\sum_{i=1}^r \Delta a_i \hat{e}_i' \mathbf{B}_i \right] \boldsymbol{\mu}_f, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]. \quad (38a,b)$$

Taking into account that the deviation vector $\text{dev}\{\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})\}$ defined in Eq. (38b) is a symmetric interval vector, the lower bound, $\underline{\boldsymbol{\mu}}_u$, and the upper bound, $\bar{\boldsymbol{\mu}}_u$, of the interval response mean-value vector defined in Eq.(37) can be obtained as:

$$\underline{\boldsymbol{\mu}}_u = \text{mid}\{\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})\} - \Delta \boldsymbol{\mu}_u; \quad \bar{\boldsymbol{\mu}}_u = \text{mid}\{\boldsymbol{\mu}_u(\boldsymbol{\alpha})\} + \Delta \boldsymbol{\mu}_u \quad (39a,b)$$

where:

$$\Delta \boldsymbol{\mu}_u = \sum_{i=1}^r \Delta a_i |\mathbf{B}_i \boldsymbol{\mu}_f| \quad (40a,b)$$

with the symbol $|\bullet|$ denoting absolute value component wise.

Substituting the approximate interval transfer function matrix $\mathbf{H}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$ given by Eq. (35) into Eq.(17), the interval PSD function matrix of the structural response $\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$ can be obtained in closed-form. In order to evaluate the bounds, the matrix $\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$ is split as sum of two contributions (Muscolino & Sofi, 2012b):

$$\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \text{mid}\{\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\} + \text{dev}\{\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\}, \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}] \quad (41)$$

where $\text{mid}\{\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\}$ and $\text{dev}\{\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\}$ are the midpoint and the deviation PSD function matrices given, respectively, by:

$$\text{mid}\{\mathbf{S}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\} = \boldsymbol{\Phi}_0 \mathbf{H}_{\text{mid}}^*(\omega) \mathbf{S}_{\tilde{x}_p, \tilde{x}_p}(\omega) \mathbf{H}_{\text{mid}}^T(\omega) \boldsymbol{\Phi}_0^T; \quad (42a,b)$$

$$\text{dev}\{\hat{\mathbf{S}}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\} = \left[-\Delta \hat{\mathbf{S}}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega), +\Delta \hat{\mathbf{S}}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) \right], \quad \boldsymbol{\alpha} \in \boldsymbol{\alpha}^I = [\underline{\boldsymbol{\alpha}}, \bar{\boldsymbol{\alpha}}]$$

where

$$\Delta \hat{\mathbf{S}}_{uu}(\boldsymbol{\alpha}, \omega) = \sum_{i=1}^r \left| \boldsymbol{\Phi}_0 \left[\mathbf{H}_{\text{mid}}^*(\omega) \mathbf{S}_{\tilde{x}_p, \tilde{x}_p}(\omega) \Delta \tilde{a}_i(\omega) \tilde{\mathbf{B}}_i^T(\omega) + \Delta \tilde{a}_i^*(\omega) \tilde{\mathbf{B}}_i^*(\omega) \mathbf{S}_{\tilde{x}_p, \tilde{x}_p}(\omega) \mathbf{H}_{\text{mid}}^T(\omega) \right] \boldsymbol{\Phi}_0^T \right|. \quad (43)$$

The superimposed hat in the previous equations means that higher-order terms appearing in the deviation of the interval PSD function matrix have been neglected.

Finally, the lower bound, $\underline{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega)$, and the upper bound, $\bar{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega)$, of the interval PSD function of the ℓ -th nodal displacement can be evaluated, respectively, as:

$$\underline{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega) = \text{mid}\{S_{u_\ell u_\ell}(\omega)\} - \Delta\hat{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega); \quad \bar{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega) = \text{mid}\{S_{u_\ell u_\ell}(\omega)\} + \Delta\hat{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega), \quad (44a,b)$$

where $\text{mid}\{S_{u_\ell u_\ell}(\omega)\}$ is the ℓ -th element of the principal diagonal of the midpoint matrix $\text{mid}\{\mathbf{S}_{\mathbf{uu}}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)\}$, defined in Eq.(42a) and $\Delta\hat{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega)$ denotes the (ℓ, ℓ) element of the interval deviation matrix $\Delta\hat{\mathbf{S}}_{\mathbf{uu}}(\boldsymbol{\alpha}, \omega)$ in Eq.(43).

The lower bound, $\underline{\sigma}_{u_\ell u_\ell}$, and the upper bound, $\bar{\sigma}_{u_\ell u_\ell}$, of the interval covariance function of the ℓ -th nodal displacement can be evaluated, respectively, as:

$$\underline{\sigma}_{u_\ell u_\ell} = \text{mid}\{\sigma_{u_\ell u_\ell}\} - \Delta\hat{\sigma}_{u_\ell u_\ell}; \quad \bar{\sigma}_{u_\ell u_\ell} = \text{mid}\{\sigma_{u_\ell u_\ell}\} + \Delta\hat{\sigma}_{u_\ell u_\ell}, \quad (45a,b)$$

where $\text{mid}\{\sigma_{u_\ell u_\ell}\}$ and $\Delta\hat{\sigma}_{u_\ell u_\ell}$ are defined as:

$$\text{mid}\{\sigma_{u_\ell u_\ell}\} = \int_{-\infty}^{\infty} \text{mid}\{S_{u_\ell u_\ell}(\omega)\} d\omega; \quad \Delta\hat{\sigma}_{u_\ell u_\ell} = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\hat{S}_{u_\ell u_\ell}(\omega) d\omega. \quad (46a,b)$$

It has to be emphasized that in the evaluation of the bounds of the PSD function matrix and of the covariance matrix two different approximations have been introduced. The first one concerns the derivation of the explicit expression of the interval transfer function matrix by applying the RSE in Eq.(30). The second approximation has been introduced to limit the effects of the dependency phenomenon by neglecting the higher-order terms appearing in the deviation of the PSD function matrix (Muscolino & Sofi, 2012b).

6. NUMERICAL APPLICATION

For validation purposes, let us consider the 27-bar truss structure subjected to turbulent wind loads in the x -direction shown in Fig. 1. The nominal structure is characterized by the following parameters: cross-sectional areas and Young's moduli of the bars $A_{0,i} = A_0 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ and $E_{0,i} = E_0 = 2.1 \times 10^8 \text{ kN/m}^2$ ($i = 1, 2, \dots, 27$), respectively; lengths of the bars $L_{0,i}$ ($i = 1, 2, \dots, 27$) specified in Fig. 1; lumped mass at each node $m_{0,j} = m_0 = 1000 \text{ Kg}$, ($j = 1, 2, \dots, 18$). The horizontal and vertical displacements of the j -th node are denoted by $u_j(t)$ and $v_j(t)$, respectively (see node 12 in Fig.1). Only the first $m = 8$ modes of vibrations are retained in the modal series expansion of the response and a modal damping ratio equal to $\zeta = 0.05$ for all the modes is assumed.

The wind velocity field can be expressed as a function of the height z and time t , given by:

$$W(z, t) = w_s(z) + \tilde{W}(z, t) \quad (47)$$

where $w_s(z)$ and $\tilde{W}(z, t)$ denote the mean-value and the fluctuating component, respectively. The mean wind velocity is assumed to vary with the elevation z following a power law, i.e.:

$$w_s(z) = w_{s,10} \left(\frac{z}{10} \right)^\gamma \quad (48)$$

where $w_{s,10}$ is the mean wind speed measured at height $z = 10 \text{ m}$ above ground and γ is a coefficient depending on surface roughness, taken herein equal to $w_{s,10} = 25 \text{ m/s}$ and $\gamma = 0.3$, respectively.

The fluctuating component $\tilde{W}(z, t)$, due to the turbulence in the blowing wind, is modelled as a zero-mean stationary Gaussian random field, fully described from a probabilistic point of view by the one-sided power spectrum proposed by Davenport, 1961:

$$S_{\tilde{w}\tilde{w}}(\omega) = 4K_0 w_{s,10}^2 \frac{\chi^2}{\omega(1+\chi^2)^{4/3}} \quad (49)$$

where K_0 is the non-dimensional roughness coefficient, set herein equal to $K_0 = 0.03$, and $\chi = b_1 \omega / (\pi v_{s,10})$ with $b_1 = 600$ m.

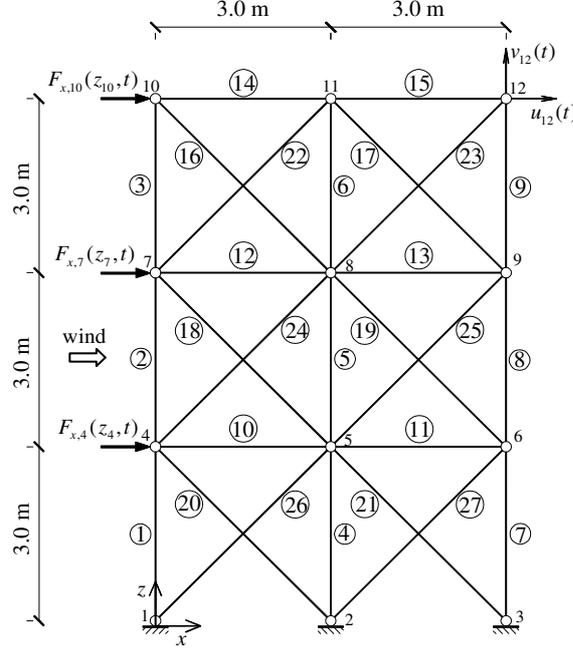


Figure 1. Truss structure under random wind excitation.

The wind velocity fluctuations at the $p = 3$ wind-exposed nodes (4, 7, 10) of the truss structure (see Fig. 1), located at different heights z_i , are correlated and can be collected into a vector $\tilde{\mathbf{W}}(t)$ representing a p -variate zero-mean stationary Gaussian random process. In view of the Gaussianity, the probabilistic characterization of $\tilde{\mathbf{W}}(t)$ is ensured by the knowledge of the PSD function matrix $\mathbf{S}_{\tilde{w}\tilde{w}}(\omega)$. If the imaginary part (q -spectrum) (Simiu & Scanlan, 1996) is neglected, the cross-PSD components of $\mathbf{S}_{\tilde{w}\tilde{w}}(\omega)$ can be expressed as follows:

$$S_{\tilde{w}_i \tilde{w}_j}(z_i, z_j; \omega) = S_{\tilde{w}\tilde{w}}(\omega) f_{ij}(\omega); \quad f_{ij}(\omega) = \text{Exp} \left\{ -\frac{|\omega| \sqrt{C_z^2 (z_i - z_j)^2}}{\pi [w_s(z_i) + w_s(z_j)]} \right\} \quad (50a,b)$$

where $f_{ij}(\omega)$ is the so-called coherence function, with C_z denoting an appropriate decay coefficient to be determined experimentally, set herein equal to $C_z = 10$.

Neglecting the contribution of the nodal velocities of the structure and the square of the fluctuating component of wind speed, the x -direction wind forces exerted on the wind-exposed nodes (4, 7, 10) of the truss can be expressed in the well-known form (Simiu & Scanlan, 1996):

$$F_{x,i}(z_i, t) = \frac{1}{2} \rho C_D A_i W^2(z_i, t) = F_{x,i}^{(s)}(z_i) + \tilde{F}_{x,i}(z_i, t) \approx \frac{1}{2} \rho C_D A_i w_s^2(z_i) + \rho C_D A_i \tilde{W}(z_i, t) w_s(z_i) \quad (51)$$

where $i = 4, 7, 10$; $F_{x,i}^{(s)}(z_i)$ and $\tilde{F}_{x,i}(z_i, t)$ denote the mean and random fluctuating component of wind loads, respectively; ρ is the air density; C_D is the drag coefficient; and A_i is the tributary area of the i -th node. The following values of the parameters appearing in Eq.(51) are assumed: $\rho = 1.25$ Kg/m³, $C_D = 1.2$, $A_4 = 9$ m², $A_7 = 9$ m², $A_{10} = 4.5$ m².

In order to demonstrate the accuracy of the proposed procedure, the axial stiffness of five bars, $\rho_i^l = \rho_{0,i}(1 + \Delta\alpha \hat{e}_i^l)$, ($i = 16, 19, 20, 24, 27$), are modelled as uncertain-but-bounded parameters with symmetric fluctuation $\Delta\alpha$ around the midpoint value $\rho_{0,i} = E_0 A_{0,i} / L_{0,i}$.

Figure 2 displays the absolute percentage errors affecting the proposed estimates of the bounds of the mean-value of the nodal horizontal displacements $u_j(t)$ ($j = 4, 5, \dots, 12$), for three different values of the uncertain parameter fluctuation $\Delta\alpha$. The exact lower bound and upper bound have been evaluated following the philosophy of the *vertex method* (Muhanna & Mullen, 2001; Moens & Vandepitte, 2005), namely performing the stochastic analysis in the frequency domain for all the possible combinations of the bounds of the interval axial stiffness and then taking the minimum and maximum of the corresponding nodal horizontal displacement statistics. It can be observed that the proposed procedure provides very accurate approximations of the bounds of the mean-values of the wind-induced random response even for large fluctuations $\Delta\alpha$ of the interval axial stiffness.

The accuracy of the presented method is further demonstrated by Fig. 3, where the proposed estimates of the bounds of the PSD function of the horizontal displacements of nodes 4 and 10, $u_4(t)$ and $u_{10}(t)$, for $\Delta\alpha = 0.2$, are contrasted with the exact ones. For completeness, the midpoint PSD function obtained by the proposed procedure is also reported.

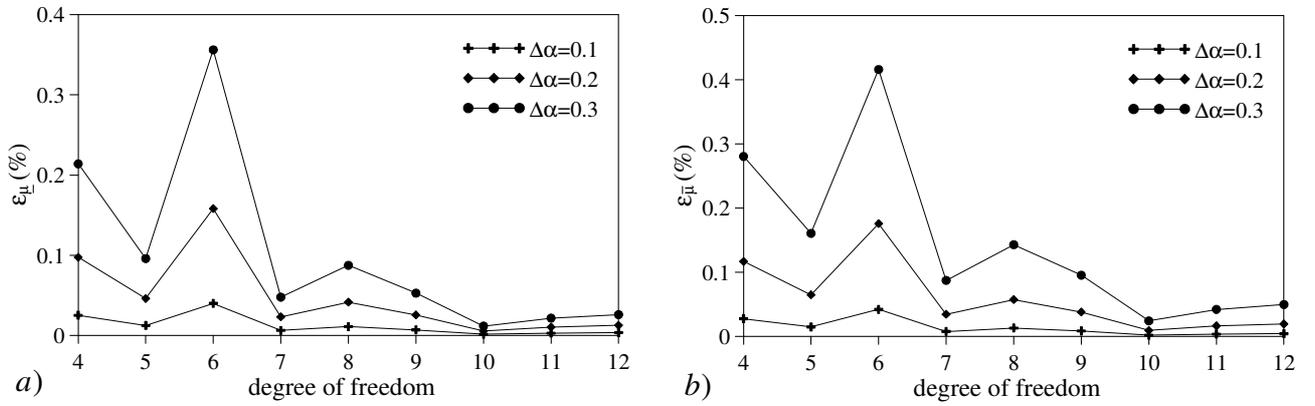


Figure 2. Absolute percentage errors affecting the proposed estimates of the (a) lower bound and (b) upper bound of the mean-values of the horizontal nodal displacements of the truss structure for three different magnitudes of the interval axial stiffness $\rho_i^l = \rho_{0,i}(1 + \Delta\alpha \hat{e}_i^l)$, ($i = 16, 19, 20, 24, 27$), fluctuation $\Delta\alpha$.

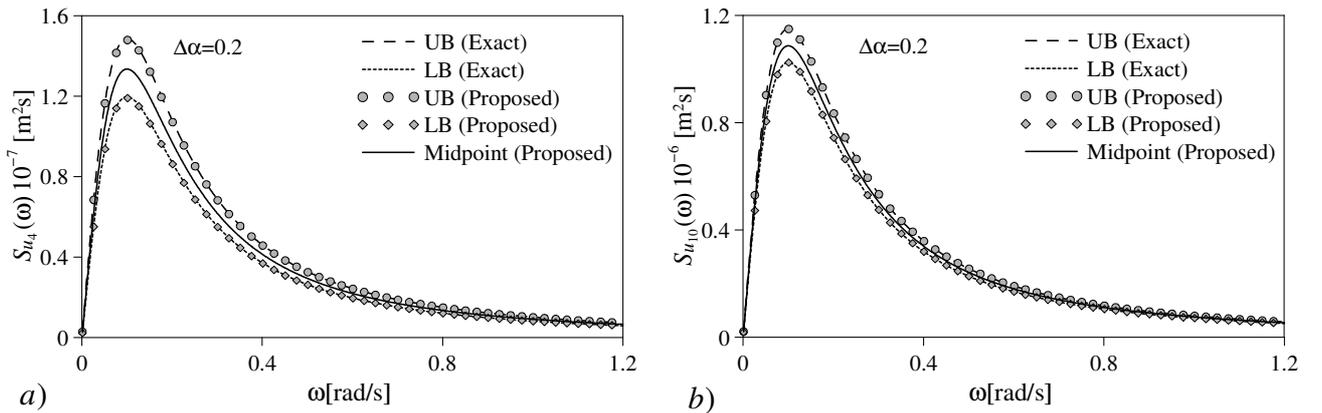


Figure 3. Comparison between the proposed and the exact region of the PSD function of the horizontal nodal displacements a) $u_4(t)$ and b) $u_{10}(t)$ of the truss structure with uncertain-but-bounded axial stiffness of five bars $\rho_i^l = \rho_0(1 + \Delta\alpha \hat{e}_i^l)$, ($i = 16, 19, 20, 24, 27$), for $\Delta\alpha = 0.2$.

7. CONCLUSIONS

The stochastic analysis of linear truss structures with uncertain-but-bounded stiffness parameters under wind excitation modelled as a stationary multi-correlated Gaussian random excitation has been addressed. An efficient procedure for determining the region of the probabilistic characteristics

of the stationary interval stochastic response, in the frequency domain (mean-value vector, power spectral density function and covariance matrix of nodal displacements) has been proposed.

The key idea of the procedure is the evaluation in explicit approximate form of the interval frequency response function (FRF) matrix by applying the so-called *rational series expansion* (RSE), recently derived by the authors to compute the inverse of a modified matrix. The RSE provides useful closed-form solutions for the frequency domain response of truss structures with fluctuating properties which hold whatever model is assumed to represent the uncertain parameters. In the paper, the closed-form probabilistic characteristics of the interval response obtained by the RSE have been recast as sum of the mid-point and deviation in order to derive explicit expressions of their upper bound and lower bound. The latter have been obtained by introducing an improvement of the “ordinary” complex interval analysis, based on the use of a particular unitary interval variable.

Numerical results concerning a wind-excited truss structure with uncertain-but-bounded axial stiffness of some bars have demonstrated that the regions of the interval mean-values and power spectral density functions of the stationary response provided by the proposed procedure are very close to the exact ones obtained following the philosophy of the *vertex method*.

8. REFERENCES

- Comba J. L. D., Stolfi J. (1993). Affine arithmetic and its applications to computer graphics. *Anais do VI Simposio Brasileiro de Computacao Grafica e Processamento de Imagens (SIBGRAPI'93*”, Recife (Brazil), October, 9-18.
- Davenport A.G. (1961). The spectrum of horizontal gustiness near the ground in high winds, *Quarterly J. Royal Meteorological Society*, 87, pp. 194-211.
- Elishakoff I., Ohsaki M. (2010). *Optimization and Anti-Optimization of Structures under Uncertainties*. Imperial College Press, London.
- Hansen E. R. (1975). A generalized interval arithmetic. In: K. Nickel (Ed.), *Interval Mathematics, Lect. Notes Comput. Sc.*, 29, pp. 7-18.
- Impollonia N., Muscolino G. (2011). Interval analysis of structures with uncertain-but-bounded axial stiffness, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 220, pp. 1945-1962.
- Lin Y. K. (1967). *Probabilistic Theory of Structural Dynamics*. Mc-Graw Hill, New York, USA.
- Lutes L. D., Sarkani S. (1997). *Stochastic Analysis of Structural and Mechanical Vibrations*. Prentice-Hall, Upper Sudale River.
- Moens D., Vandepitte D. (2005). A survey of non-probabilistic uncertainty treatment in finite element analysis. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, 194, pp. 1527-1555.
- Moore R. E. (1966). *Interval Analysis*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs.
- Moore R. E., Kearfott R. B. and Cloud M. J. (2009). *Introduction to Interval Analysis*. SIAM, Philadelphia, USA.
- Muhanna R. L., Mullen R. L. (2001). Uncertainty in mechanics: problems-interval-based approach. *J. Engrg. Mech. ASCE*, Vol. 127, pp. 557-566.
- Muscolino G., Sofi A. (2011). Response statistics of linear structures with uncertain-but-bounded parameters under gaussian stochastic input. *Int. J. Struc. Stab. Dyn.*, 11, pp. 1-30.
- Muscolino G., Sofi A. (2012a). Stochastic analysis of structures with uncertain-but-bounded parameters via improved interval analysis. *Probab. Eng. Mech.*, 28, pp. 152-163.
- Muscolino G., Sofi A. (2012b). Bounds for the stationary stochastic response of truss structures with uncertain-but-bounded parameters, *Mech. Syst. Signal Process.*, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ymsp.2012.06.016>.
- Simiu E., Scanlan R. (1996). *Wind Effects on Structures*. John Wiley & Sons, New York.
- Stolfi J., De Figueiredo L.H., (2003). An introduction to Affine Arithmetic. *TEMA Tend. Mat. Apl. Comput.*, 4, pp. 297-312.

Caratterizzazione del campo di pressione indotto dal vento sul modello di una torre solare

C. Borri ^a, L. Facchini ^a, F. Lupi ^a

^a CRIACIV, Università degli Studi di Firenze

SOMMARIO

Il presente lavoro prende spunto da risultati sperimentali ottenuti durante una campagna di indagini in galleria del vento sul campo di pressioni indotto dal vento sulla superficie di un modello di torre solare. Le registrazioni effettuate mostrano chiaramente che la pressione registrata in corrispondenza di talune prese presenta dei salti; in altre parole, sembra oscillare intorno a due diversi valori. I salti non presentano regolarità, bensì sembrano accadere ad intertempi più o meno casuali. Ai fini di caratterizzare questo particolare campo di pressione, si cerca di modellare la pressione registrata in ciascuna come l'uscita di un oscillatore elementare a pozzi energetici asimmetrici, forzato da un rumore avente opportune caratteristiche stocastiche.

L'identificazione dei parametri dell'oscillatore avviene sulla base dell'istogramma delle pressioni, confrontato con la risposta a regime dell'oscillatore stesso forzato da un rumore bianco di opportuna intensità. Successivamente, vengono valutate le caratteristiche stocastiche del processo forzante, verificando se l'ipotesi di rumore bianco può essere accettabile.

ABSTRACT

The present work is inspired by some experimental results obtained during experiments in the boundary layer wind tunnels of the university of Bochum (Germany) and CRIACIV (Italy). The experiments were performed on a reduced scale model of a so-called solar chimney (or solar updraft tower), and the wind-induced pressures were measured on several pressure taps on the model surface. The recorded time histories clearly show that the pressure recorded in certain taps oscillates around at least two equilibrium positions, and therefore exhibits marked jumps. Such jumps are distributed irregularly in time and are characterized by a certain degree of randomness.

In order for the pressure field to be properly characterized, the pressure is modeled as the output of a non-linear filter with asymmetric potential wells forced by a proper stochastic process. The identification of the system parameters is performed by the comparison between the theoretical distribution of the oscillator response and the histogram of the recorded pressure. The theoretical distribution is in fact available in closed form in the case of a white noise forcing the system. Eventually, the stochastic characteristics of the forcing process are evaluated, verifying whether the hypothesis of a white noise can be accepted.

PAROLE CHIAVE: sistemi non lineari, dinamica stocastica, sperimentazione, galleria del vento.

1. INTRODUZIONE

La prima proposta di torre solare, chiamata anche camino solare, risale al 1903; si tratta di una struttura che combina tre tecnologie ormai consolidate: l'effetto camino, l'effetto serra e le turbine

eoliche. Un'estesa struttura che funziona come una serra riscalda per irraggiamento solare l'aria che contiene, che viene successivamente canalizzata in una torre attraversando alcune turbine eoliche.

Il flusso così creato muove le turbine, generando energia elettrica. Un primo prototipo fu costruito in Spagna nel 1982, e restò operativo per quasi 8 anni, finché gli stralli della torre, ormai corrosi, non collassarono durante un temporale, causando il collasso dell'intera struttura. La torre fu costruita in lamiera di acciaio dello spessore di soli 1.25 mm, su progetto di Jörg Schlaich e finanziamento del governo tedesco. Il camino presentava un'altezza di 195 m e un diametro di 10 m con un'area di raccolta (serra) di circa 46000 m²; la potenza che si poteva ottenere era di circa 50 kW.



Fig. 1: un esempio di torre solare (a sinistra) e, a destra, un esempio di torre strallata irrigidita da anelli reticolari.

Attualmente, la torre più alta costruita si trova in Mongolia, a Jinshawan, mentre si sta progettando una torre di circa 800 m di altezza in Arizona, e altri progetti di torri alte circa 1 km sono allo studio. La torre cinese dovrebbe produrre, entro il 2013, 27.5 MW di potenza, mentre il progetto in Arizona dovrebbe arrivare a picchi di addirittura 200 MW. Data la particolare tipologia, le torri sono soggette assai facilmente a fenomeni di instabilità strutturale, e di conseguenza vengono equipaggiate con anelli di irrigidimento lungo la loro altezza, posti ad intervalli più o meno regolari.

La presenza degli anelli di irrigidimento causa, a sua volta, una marcata instabilità di flusso intorno alla torre determinando un'oscillazione nel tempo dei coefficienti di pressione intorno ad almeno due valori ben distinti. Questo fenomeno è stato messo in luce da misurazioni di pressioni indotte dal vento effettuate su un modello in scala ridotta del camino solare presso le gallerie del vento dell'Università di Bochum e del CRIACIV a Prato. Il modello presenta un'altezza di 1.0 m e un diametro di 150 mm.

Lo studio sulla modellazione statistica e sulla simulazione di tali salti di pressione è attualmente in corso, ed il lavoro costituirà un primo report sui risultati ottenuti. Seguirà una fase di simulazione della risposta strutturale, nell'ottica di ottenere una prima stima dei possibili carichi da vento su queste strutture estremamente alte. L'entità e gli intertempi a cui si verificano i salti descritti variano in funzione della posizione in altezza e in special modo a seconda della posizione angolare della presa sulla superficie del modello, misurata rispetto alla direzione di provenienza del flusso, e tendono a concentrarsi nella zona di distacco dei vortici.

Per quanto riguarda la descrizione degli esperimenti, si rimanda alla memoria di Lupi *et al.*, (2012).

2. CARATTERIZZAZIONE DELLE STORIE DI PRESSIONE

Come già evidenziato, una delle motivazioni di questo lavoro è la presenza di salti nelle storie temporali delle pressioni – e di conseguenza nei coefficienti di pressione – registrate durante esperimenti su modelli in scala eseguiti in due diverse gallerie del vento: quella dell'Università di Bochum e quella del CRIACIV a Prato. Nel seguito si farà riferimento alle storie temporali dei

coefficienti di pressione, calcolati in base alle misure effettuate durante gli esperimenti mediante la relazione:

$$c_p(t) = \frac{p(t) - p_0}{2\rho v_m^2} \quad (1)$$

Ovviamente, le caratteristiche statistiche dei coefficienti così calcolati variano con la posizione della presa sulla superficie del modello; per identificare tale posizione si fa naturalmente riferimento ad un sistema di coordinate cilindrico con origine nel centro della base del modello con anomalia misurata in senso destrorso (antiorario) a partire dal meridiano direttamente investito dal flusso. Si osserva allora che, partendo dalla presa in corrispondenza dell'anomalia $\vartheta = 0$, cioè quella direttamente investita dal vento ed in cui non si osservano salti di pressione, le storie registrate si modificano gradualmente fino all'anomalia $\vartheta = 100^\circ$ dove i salti sono più evidenti. Poi, aumentando ulteriormente l'anomalia della presa considerata, i salti di pressione si fanno meno evidenti fino a scomparire per la presa sotto vento, caratterizzata da $\vartheta = 180^\circ$. Aumentando ulteriormente l'anomalia, i salti riappaiono e raggiungono la massima evidenza per $\vartheta = 260^\circ$, posizione simmetrica di $\vartheta = 100^\circ$.

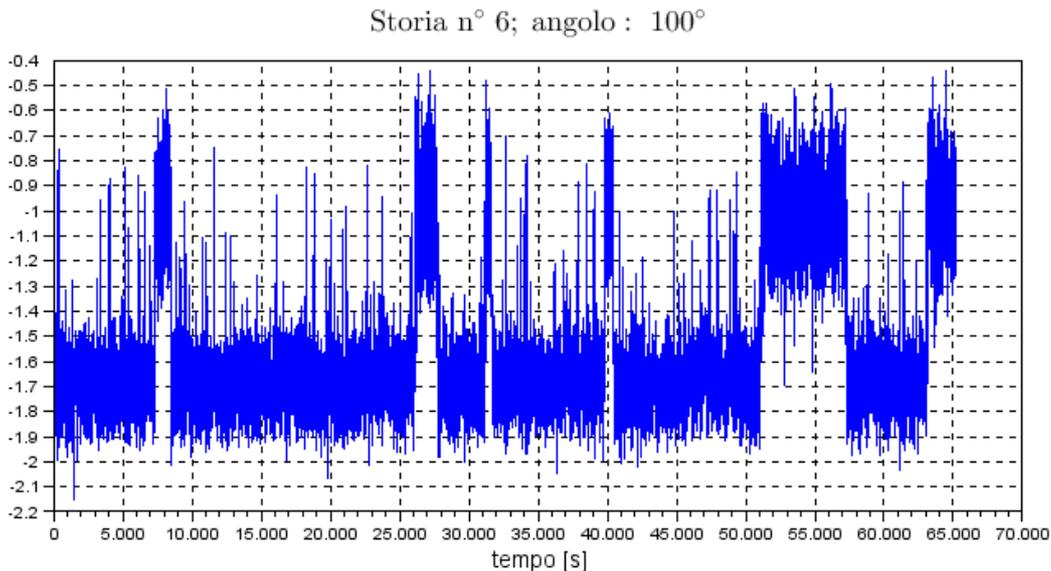


Fig. 2: un esempio di una storia temporale del coefficiente di pressione calcolato nella presa posta in prossimità di un anello di irrigidimento e anomalia $\vartheta = 100^\circ$.

2.1. CARATTERIZZAZIONE DELLA RISPOSTA DI UN SISTEMA A PIÙ CONFIGURAZIONI DI EQUILIBRIO STABILE

Ad una prima occhiata, la storia rappresentata nella Fig. 2 richiama quella della risposta di un sistema caratterizzato da posizioni multiple di equilibrio, come ad esempio un sistema caratterizzato da un'equazione

$$\ddot{x} + 2\nu\omega\dot{x} + \omega^2(\lambda x^3 - x) = f(t) \quad (2)$$

L'energia potenziale elastica di un sistema di questo tipo presenta infatti due pozzi di potenziale disposti simmetricamente rispetto all'origine degli assi, ed un massimo relativo nell'origine; di conseguenza, due posizioni di equilibrio stabile ed una di equilibrio instabile.

Si trova infatti che l'energia potenziale del sistema è data da

$$\Phi(x) = \int_0^x \omega^2(\lambda u^3 - u) du = \frac{\omega^2 x^2}{2} \left(\frac{\lambda}{2} x^2 - 1 \right) \quad (3)$$

Se un tale sistema viene eccitato da una forzante $f(t)$ a media nulla, di bassa intensità, allora la risposta tende a permanere all'interno di uno dei due pozzi di potenziale per un lungo periodo di tempo. Alla fine però la risposta uscirà dal pozzo per entrare nell'altro, e vi resterà per un altro periodo di tempo. La permanenza in ciascun pozzo, in una situazione simmetrica come quella fin qui esposta, sarà mediamente uguale. Le posizioni di equilibrio sono rapidamente deducibili imponendo l'annullamento della funzione di richiamo elastico, che può essere scritta nel seguente modo:

$$\lambda x^3 - x = 0 \Rightarrow \begin{cases} x = 0 \\ x = \pm \sqrt{\lambda^{-1}} \end{cases} \quad (4)$$

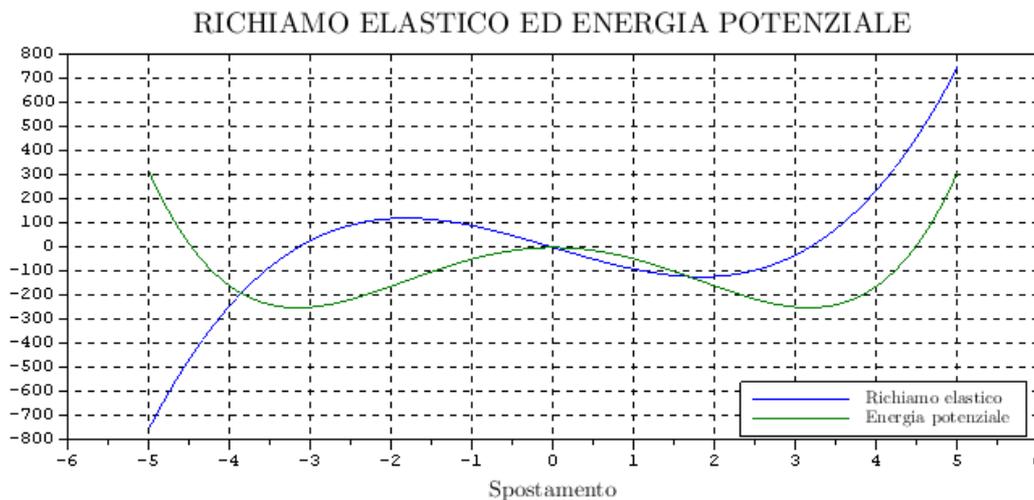


Fig. 3: la funzione di richiamo elastico (blu) e l'energia potenziale (verde) del sistema definito dalla relazione (2) ($\omega = 10.0$ $\lambda = 0.1$)

I risultati ottenuti nella Fig. 4 si riferiscono ad una forzante $f(t)$ gaussiana a media nulla e deviazione standard $\sigma_f = 50$, caratterizzata da uno spettro alla Von Karman:

$$S_{ff}(\omega) = \frac{10\sigma_f^2/\pi}{(1+179\omega^2)^{5/6}} \quad (5)$$

Come risulta evidente dall'esame della Fig. 4, le medie temporali della risposta, valutate relativamente ai periodi di permanenza in ciascun pozzo, risultano abbastanza centrate sulle posizioni di equilibrio statico; questo fatto è dovuto alla moderata intensità della forzante. Infatti, all'aumentare dell'intensità della forzante, le oscillazioni del sistema all'interno di ciascun pozzo si fanno (in valore assoluto) leggermente maggiori delle corrispondenti posizioni di equilibrio statico (vedi anche la Fig. 5); la forzante presenta una lunghezza di correlazione temporale maggiore del periodo proprio del sistema e questo induce una sensibile correlazione fra risposta e forzante: quando la risposta si trova ad oscillare, ad esempio, nel pozzo positivo, la forzante è positiva. Se la media temporale della forzante fosse nulla in questo lasso di tempo, allora la risposta oscillerebbe

intorno alla posizione di equilibrio statico, ma essendo positiva, la forzante produce uno spostamento ulteriore del sistema.

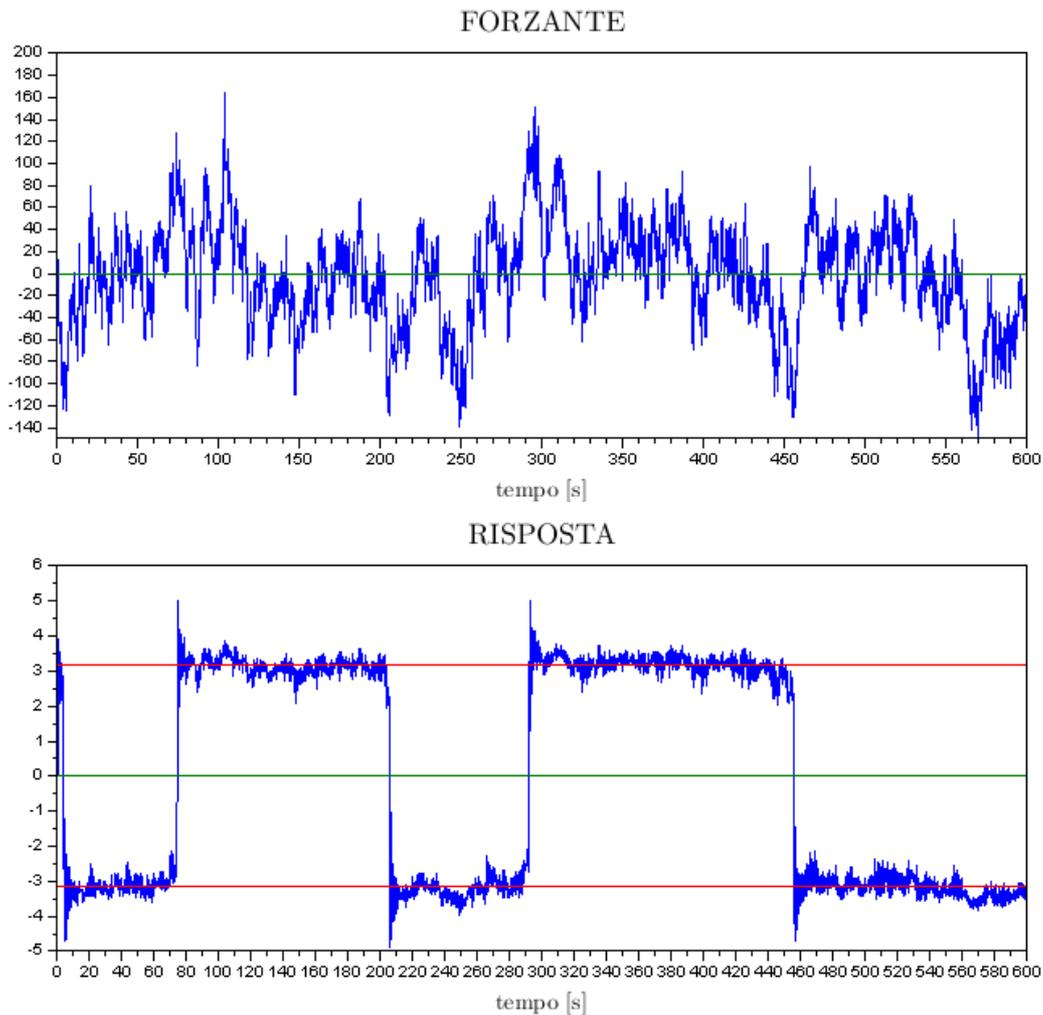


Fig. 4: un esempio di forzante (caratterizzata da media nulla e spettro di Von Karman, in alto) e della relativa risposta (in basso); le linee rosse evidenziano le posizioni di equilibrio statico del sistema.

L'intensità della forzante influisce anche sul numero di salti che la risposta fa da un pozzo all'altro, come risulta evidente dalla Fig. 5. Aumentando ulteriormente il livello dell'eccitazione, i salti tendono a scomparire del tutto, e la densità di probabilità della risposta dell'oscillatore tende ad una unimodale. Infine, considerando una energia potenziale asimmetrica, come ad esempio

$$\Phi(x) = \omega^2 x^2 \left(\frac{\lambda}{4} x^2 + \frac{1}{3} \epsilon x - \frac{1}{2} \right) \Rightarrow g(x) = \frac{d\Phi}{dx} = \omega^2 x (\lambda x^2 + \epsilon x - 1) \quad (6)$$

Le posizioni di equilibrio statico stabile ($\lambda > 0$) sono date dalla soluzione di

$$\lambda x^2 + \epsilon x - 1 = 0 \Rightarrow x_{1,2} = \frac{-\epsilon \pm \sqrt{\epsilon^2 + 4\lambda}}{2\lambda} \quad (7)$$

Se la forzante è rappresentata da un rumore bianco stazionario di intensità S_0 , è possibile dare l'espressione della densità di probabilità congiunta per lo spostamento e la velocità dell'oscillatore caratterizzato dall'equazione

$$\ddot{x} + H(E)\dot{x} + g(x) = f(t) \quad (8)$$

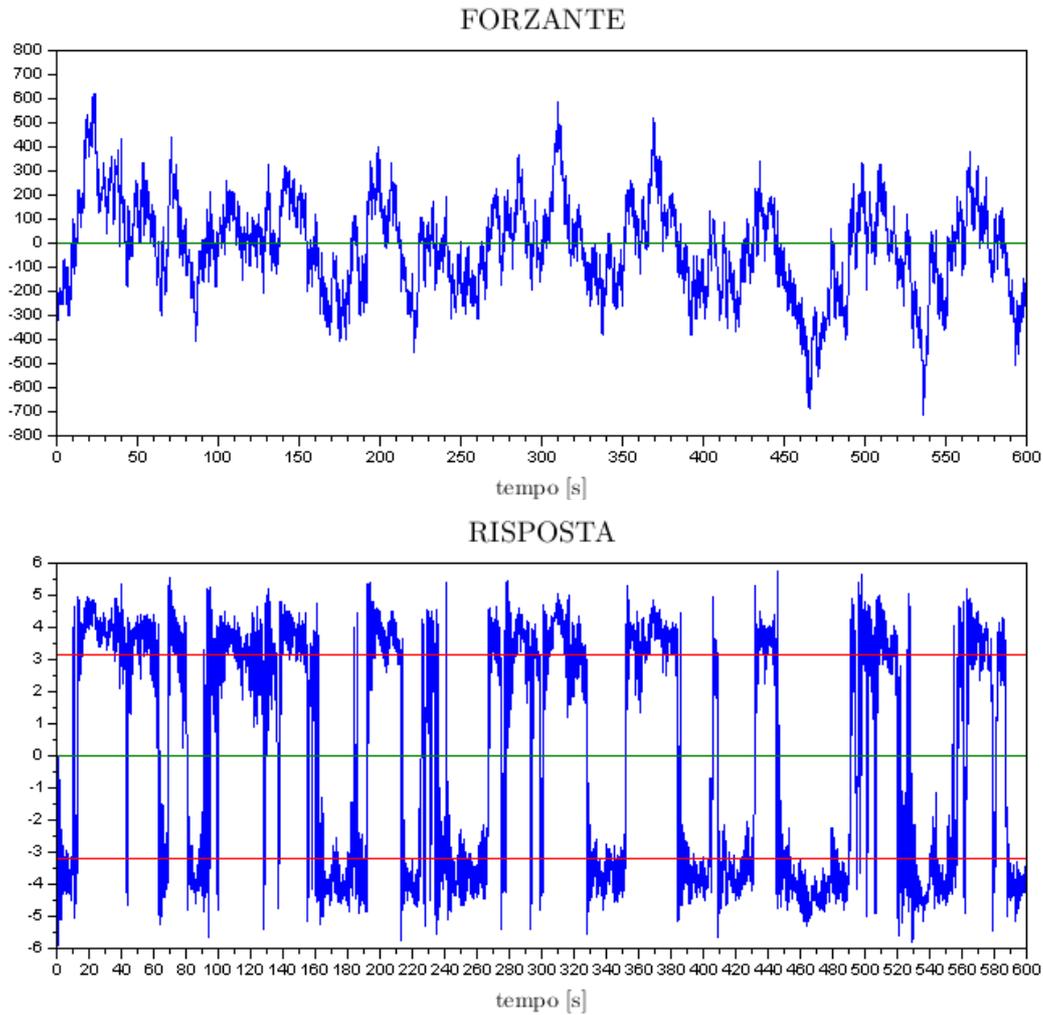


Fig. 5: Aumentando di 4 volte la deviazione standard della forzante rispetto al caso precedente ($\sigma_f = 200$, in alto) la risposta del sistema (in basso) presenta salti più frequenti e le oscillazioni all'interno di ciascun pozzo si discostano progressivamente dalle posizioni di equilibrio statico, rappresentate sempre dalle linee rosse.

La relazione è dovuta a Caughey (1964):

$$p_{x,\dot{x}}(x,\dot{x}) = C \exp\left(-\frac{1}{\pi S_0} \int_0^E H(u) du\right); \quad E(x,\dot{x}) = \frac{\dot{x}^2}{2} + \Phi(x) \quad (9)$$

Caughey sviluppò la soluzione già data da Kramers (1940) e successivamente riproposta da vari autori, fra cui Alaoui Ismaili e Bernardt (1997), relativa al caso di smorzamento viscoso lineare:

$$H(E) = 2\nu\omega; \quad p_{x,\dot{x}}(x,\dot{x}) = C \exp\left[-\frac{2\nu\omega}{\pi S_0} E(x,\dot{x})\right]; \quad E(x,\dot{x}) = \frac{\dot{x}^2}{2} + \Phi(x) \quad (10)$$

dove C è la costante di normalizzazione della distribuzione. Si nota che lo spostamento e la velocità, valutati al generico istante t , nel caso di smorzamento viscoso lineare sono indipendenti in quanto la loro densità di probabilità può essere scritta

$$p_{x,\dot{x}}(x, \dot{x}) = C \exp\left(-\frac{2\nu\omega}{\pi S_0} \frac{\dot{x}^2}{2}\right) \exp\left(-\frac{2\nu\omega}{\pi S_0} \Phi(x)\right) \quad (11)$$

ottenendo quindi una distribuzione di probabilità per lo spostamento nella forma

$$p_x(x) = C_x \exp\left(-\frac{2\nu\omega}{\pi S_0} \Phi(x)\right) \quad (12)$$

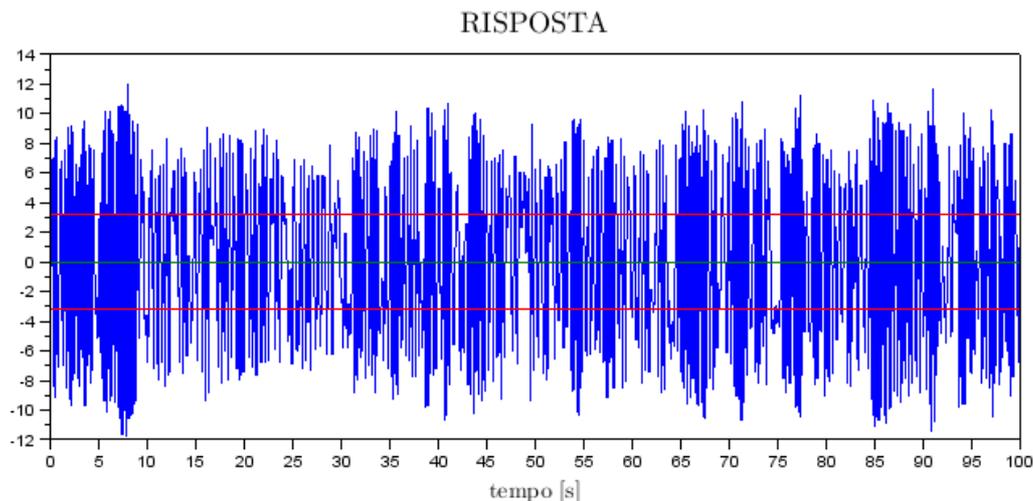


Fig. 6: La risposta dell'oscillatore ad un rumore bianco a banda caratterizzato da una deviazione standard $\sigma_f = 500$

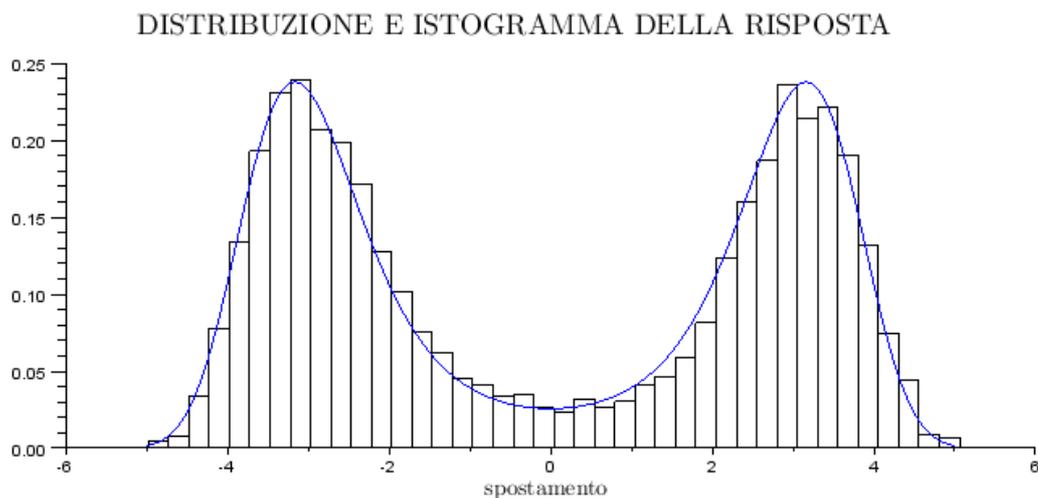


Fig. 7: L'istogramma e la distribuzione teorica della risposta dell'oscillatore ad un rumore bianco.

Nella Fig. 7, la distribuzione di cui alla relazione (12) è confrontata con l'istogramma della risposta dell'oscillatore ad un rumore bianco di intensità $S_0 \cong 35.81$ ed integrata numericamente.

Infine, nel caso di smorzamento viscoso lineare, la distribuzione della velocità risulta gaussiana:

$$p_{\dot{x}}(\dot{x}) = C_{\dot{x}} \exp\left(-\frac{\dot{x}^2}{2\sigma_{\dot{x}}^2}\right); \quad \sigma_{\dot{x}}^2 = \frac{\pi S_0}{2\nu\omega} \quad (13)$$

2.2. IDENTIFICAZIONE DEI PARAMETRI DEL SISTEMA

Per caratterizzare le storie temporali di pressione registrate durante gli esperimenti in galleria del vento, si propone un modello non lineare ad energia potenziale non simmetrica. Quindi, il coefficiente di pressione in ciascuna presa verrà modellato con la risposta di un filtro di equazione

$$\ddot{c}_p + H(E)\dot{c}_p + g(c_p) = f(t) \quad (14)$$

Da quanto esposto nel precedente paragrafo, i parametri della funzione di smorzamento e della funzione di richiamo sono identificabili mediante gli istogrammi della risposta, approssimandoli con le loro distribuzioni teoriche. Nel seguito, i termini “risposta” e “velocità” si riferiranno rispettivamente al coefficiente di pressione ed alla sua derivata rispetto al tempo, se non diversamente specificato. Come esempio, verrà mostrato il procedimento di identificazione dei parametri relativi alla storia temporale mostrata nella Fig. 2.

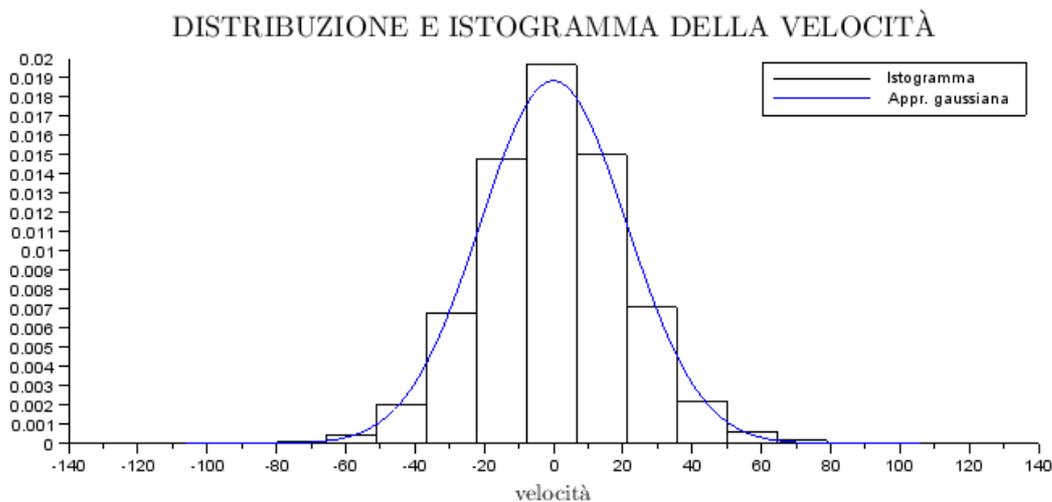


Fig. 8: L’istogramma della derivata della registrazione esaminata e l’approssimazione gaussiana.

Dall’esame della Fig. 8, risulta chiaro che l’istogramma della derivata del coefficiente di pressione è ben approssimabile da una distribuzione gaussiana a media nulla: alla luce di quanto esposto nel precedente paragrafo, questo è indice di uno smorzamento viscoso lineare nell’equazione del coefficiente di pressione.

Per quanto riguarda invece l’approssimazione dell’istogramma della risposta (quindi del coefficiente di pressione), sono state messe a confronto varie procedure.

La prima procedura utilizzata è stata quella di calcolarne il logaritmo naturale e approssimarla con un polinomio; il polinomio di grado minimo che dava un’approssimazione soddisfacente era di grado 8. Quindi, l’istogramma del coefficiente di pressione viene approssimato con una funzione del tipo

$$p_c(c) = C_c \exp[-P^{(8)}(c)] \quad (15)$$

dove $P^{(8)}$ è un polinomio di grado 8. Nel seguito ed in particolare nel grafico riportato nella Fig. 9, si farà riferimento a questa approssimazione con il termine “approssimazione polinomiale”.

Mantenendo la variabile indipendente all’interno dell’intervallo mostrato nella Fig. 9, l’approssimazione sembra effettivamente soddisfacente, ma estendendo l’intervallo si manifesta un problema: il polinomio $P^{(8)}$ mostra un picco molto alto per $c_p \cong -2.795$, dove vale circa 180; quindi questo porta un picco che non ha corrispondenti nell’istogramma della registrazione. Diminuendo il grado del polinomio, il picco indesiderato scompare ma l’approssimazione peggiora notevolmente. Per aggirare l’ostacolo, l’istogramma è stato approssimato con una distribuzione del tipo Gram-Charlier III (*GC3* nel seguito) (vedi ad es. Muscolino et al. (2003)), ottenendo l’espressione

$$p_c(c) = C_c \exp[\Psi(c)]; \quad \Psi(c) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{k} \gamma_k H^{(k)}(\hat{c}); \quad \hat{c} = \frac{c - \mu_c}{\sigma_c} \quad (16)$$

dove μ_c e σ_c sono rispettivamente la media e la deviazione standard del coefficiente esaminato, e $H^{(k)}$ è il k -esimo polinomio di Hermite. La forma esponenziale, a differenza di altre espansioni, assicura che la pdf così ottenuta è sempre positiva, e spesso solo pochi termini permettono di ottenere un’approssimazione di buon livello.

Nella Fig. 9 viene mostrato il confronto fra l’istogramma del coefficiente di pressione e l’approssimazione *GC3* all’ottavo termine; quindi, il polinomio in questo caso è dello stesso grado di quello stimato poco sopra, ma stavolta il picco indesiderato non si manifesta. Spingendo oltre il grado del polinomio di Hermite, problemi numerici impediscono la convergenza della soluzione.

In questi primi due casi, al fine di identificare la forza di richiamo è possibile sfruttare direttamente la relazione (13) in quanto fornisce il legame fra intensità della forzante, smorzamento, pulsazione propria e varianza della derivata del coefficiente di pressione; combinandola con l’espressione (12) si può scrivere

$$p_c(c) = C_c \exp\left(-\frac{1}{\sigma_c^2} \Phi(c)\right) \quad (17)$$

per cui confrontando le relazioni (16) e (17) si può dire che l’energia potenziale del sistema è data da

$$\Phi(c) = -\sigma_c^2 \Psi(c) \quad (18)$$

La funzione di richiamo ne discende per derivazione:

$$g(c) = \Phi'(c) = -\sigma_c^2 \Psi'(c) \quad (19)$$

Un ulteriore esempio di approssimazione della distribuzione di probabilità del coefficiente di pressione è stato calcolato mediante l’applicazione di una rete neurale del tipo Generalized Regression (*GRNN* nel seguito). L’espressione della *GRNN* è data da (vedi ad esempio Specht 1995):

$$\hat{p}(c) = \frac{\sum_{h=1}^N \bar{p}_h \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{c - \bar{c}_h}{\sigma}\right)^2\right]}{\sum_{h=1}^N \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{c - \bar{c}_h}{\sigma}\right)^2\right]} \quad (20)$$

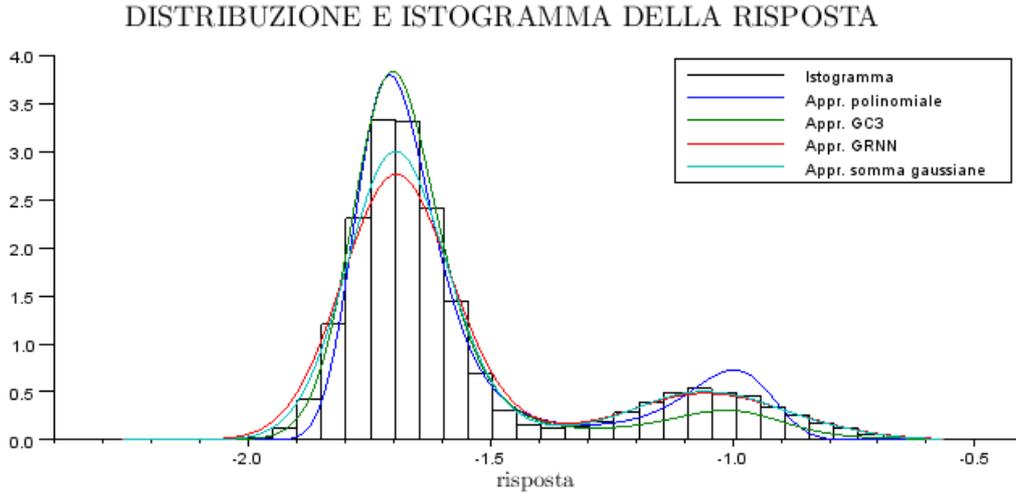


Fig. 9: L'istogramma della registrazione esaminata e le varie approssimazioni esaminate.

Anche in questo caso, il confronto con l'istogramma e le altre approssimazioni è mostrato nella Fig. 9; in quest'ultimo caso, la funzione di richiamo viene calcolata invertendo la relazione (12), ottenendo

$$\Phi(c) = -\sigma_c^2 \{ \ln[\hat{p}(c)] - \ln(C_c) \} \quad (21)$$

e di conseguenza

$$g(c) = \Phi'(c) = -\sigma_c^2 \frac{\hat{p}'(c)}{\hat{p}(c)} \quad (22)$$

Un'ultima approssimazione della pdf del coefficiente di pressione è stata calcolata mediante la sovrapposizione di nuclei gaussiani (vedi ad es. Nelles 2001), secondo la seguente espressione:

$$\hat{p}(c) = \frac{1}{N\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_{h=1}^N \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{c - \bar{c}_h}{\sigma}\right)^2\right] \quad (23)$$

Questa espressione (nel seguito chiamata “somma di gaussiane”) fornisce i risultati migliori (vedi sempre la Fig. 9), anche per quanto riguarda l'identificazione della funzione di richiamo, che può sempre essere valutata mediante la relazione (22). L'andamento della forza di richiamo è mostrato nella Fig. 10.

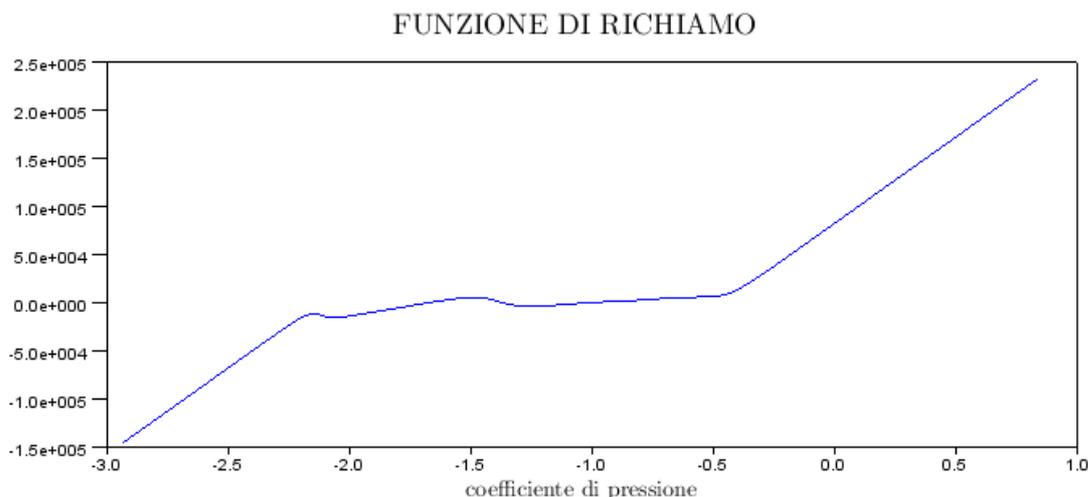


Fig. 10: La funzione di richiamo $g(c)$ identificata approssimando la pdf del coefficiente di pressione con la somma di campane gaussiane (20).

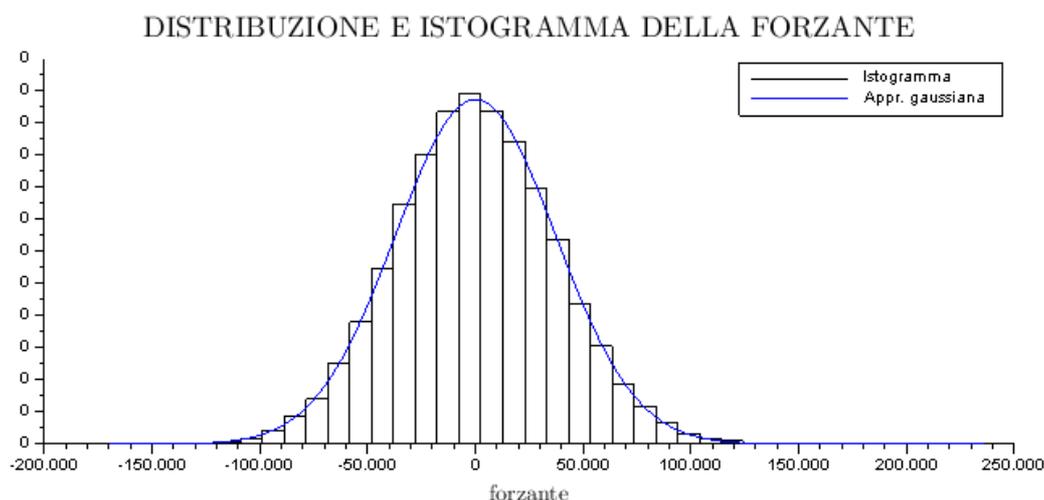


Fig. 11: L'istogramma e l'approssimazione gaussiana della forzante identificata secondo la relazione (24).

Il risultato dell'identificazione della funzione di richiamo, dove è stata considerata l'approssimazione (23) per la pdf del coefficiente di pressione, è mostrato nella Fig. 10. Come risulta chiaro, in conseguenza della struttura dell'approssimazione utilizzata, le code della distribuzione decadono secondo una gaussiana standard, e di conseguenza in queste regioni si ottiene una energia potenziale quadratica e una forza di richiamo lineare. All'interno, dove l'approssimazione fornisce buoni risultati, si ottiene un andamento abbastanza discosto dalla linearità della funzione di richiamo, che evidenzia pozzi di potenziale.

Infine, la forzante può essere determinata attraverso l'equazione del moto, scritta nella forma

$$f(t) = \ddot{c} + \frac{\pi S_0}{\sigma_{\dot{c}}^2} \dot{c} + g(c) \quad (24)$$

L'istogramma ed il suo confronto con la pdf normale riportati nella Fig. 11, evidenzia la gaussianità della forzante così ottenuta, mentre lo spettro di potenza riportato nella Fig. 12 evidenzia che si tratta, con buona approssimazione, di un rumore bianco.

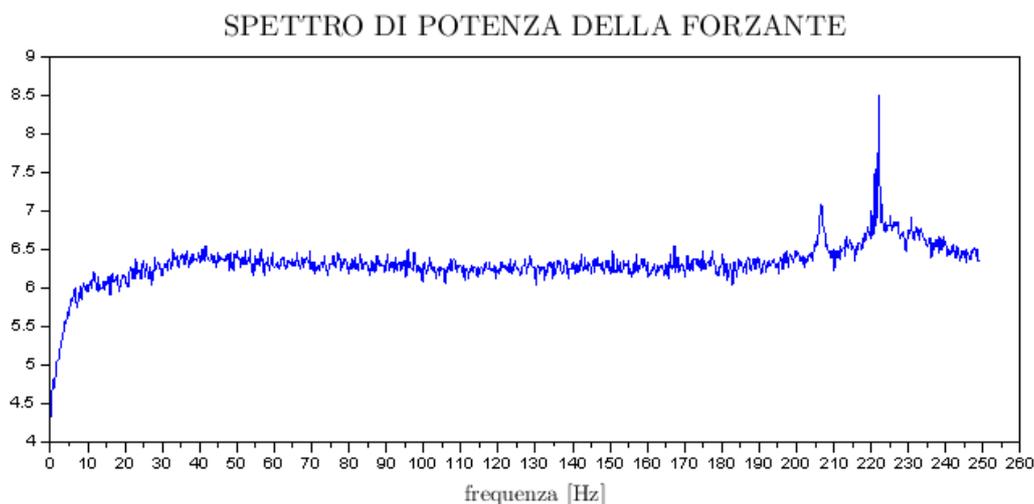


Fig. 12: Lo spettro di potenza della forzante identificata secondo la relazione (24).

3. CONCLUSIONI

Il lavoro illustra come i coefficienti di pressione calcolati in base alle registrazioni in galleria del vento possano essere modellati come l'uscita di un sistema meccanico caratterizzato da una energia potenziale a più pozzi di potenziale e smorzamento viscoso lineare. Viene proposta una procedura per l'identificazione dei parametri del sistema basata sull'analisi statistica del coefficiente di pressione.

La forzante può essere modellata come un rumore bianco gaussiano, di modo che tale procedura può essere utilizzata allo scopo di costruire un modello probabilistico della risposta del camino solare mediante, ad esempio, le equazioni di Itô.

4. RINGRAZIAMENTI

Gli Autori desiderano ringraziare il dr.-ing. Luigi Carassale per gli utili suggerimenti ricevuti.

5. BIBLIOGRAFIA

- Alaoui Ismaili M., Bernardt P. (1997). Asymptotic analysis and linearization of the randomly perturbed two-wells Duffing oscillator, *Prob. Engng Mech.*, **12**, No. 3, pp. 171-178.
- Caughey T.K. (1964). On the response of a class of nonlinear oscillators to stochastic excitation, *Proc. Coll. Int. du Centre Nat. de la Recherche Scient.*, No. 148, Marseille, France, pp. 393-402.
- Kramers H. A. (1940). Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions, *Physica*, **7**, pp. 284-304.
- Lupi F., Borri C., Niemann H.-J., Peil U. (2012). Aerodynamic features of very slender circular cylinders for SUPPs: a puzzling behaviour. Proceedings of 12th National Congress on Wind Engineering IN-Vento 2012, Venice, Italy.
- Muscolino G., Ricciardi G., Cacciola P. (2003). Monte Carlo simulation in the stochastic analysis of nonlinear systems under external stationary Poisson white noise input. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, **38**, pp. 1269-1283.
- Nelles O. (2001), *Nonlinear system identification*. Springer, Berlin.
- Specht D.F. (1995). General regression neural network. *IEEE Transactions on Neural Networks*, 2 (6), pp. 568-576.

On VIV amplitude effects and galloping instability for slender rectangular cylinders

Claudio Borri ^a, Shuai Zhou ^{*,a,b}, Zhengqing Chen ^b

^a *CRIACIV/Department of Civil and Environmental Engineering,
University of Florence, Via S. Marta, 3, Firenze, Italy*

^b *Wind Engineering Research Center of Hunan University, Changsha, Hunan, China*

Abstract: Section model wind tunnel test is the fundamental measure to investigate the wind induced vibration behaviors of flexible structures. Nevertheless, there might be some discrepancies such as VIV amplitude and galloping instabilities between 2D section model wind tunnel test results and 3D real structures responses due to the differences of mode shape, span wise correlation length .etc. The aim of this study is to investigate the aerodynamic behavioral differences by a 3D structure and its optimal designed 2D section model. The 3D aeroelastic model is a vertical steel rectangular cylinder, with a total length of 4500 mm. The optimal designed 2D section model is designed and manufactured in strict accordance with the parameters of 3D aeroelastic model which thereby ensure they share the identical cross section dimensions, equivalent mass, fundamental natural frequencies and damping ratios. The wind tunnel test results indicate that the 3D aeroelastic model reaches a slightly higher VIV amplitude than 2D section model; whereas that the galloping instabilities of the 3D aerodynamic model and the 2D section model are matching relatively well.

Keywords: Vortex induced Vibration; Galloping; Rectangular Cylinder; Vibration Amplitude; Onset Velocity; Wind Tunnel Tests

1. Introduction

Vortex induced vibration (VIV) is not so destructive as flutter and galloping, however, its most frequently occurrence will cause fatigue problems and reduce the comfortable lever. Well known reviews about this topics are [Bearman \(1984\)](#), [Sarpkaya \(2004\)](#) and [Williamson and Govardhan \(2004\)](#).

Galloping is a kind of divergent vibration after the onset wind velocity according to the quasi-steady galloping theory. Nevertheless, [Ziller and Ruscheweyh \(1997\)](#) taking into account the nonlinearity of the aerodynamic damping characteristic, suggested a new approach to determine the onset velocity of galloping instability. In addition, [Hortmanns and Ruscheweyh \(1997\)](#) developed a method to calculate galloping amplitudes by considering nonlinear aerodynamic coefficients which were measured with the forced oscillation method.

For the practical engineering applications, e.g. for the design of large span bridges and their slender hangers, wind tunnel test is the most important measure used to predict their aerodynamic behavior. A 3D aeroelastic model test, which can simulate the entire structure, is considered to be the most efficient way. However, 3D aeroelastic model tests are very time consuming, high costly and seriously suffering the Reynolds number effect. Engineers prefer to use the more convenient and easier method of 2D section model tests, which can also reflect the aerodynamic behaviors of bridge decks. Unfortunately, it must be noted that there are also some differences such as spanwise correlation length, mode shape, equivalent mass etc. between 2D section model and 3D full scale structures ([Euro code, 2004](#)). Japan wind-resistant code recommended coefficient of $4/\pi$ as an VIV displacement amplitude amplification factor which transform results from 2D section model tests to the 3D full scale structures response ([Sato, 2003](#); [Kumarasena et al., 1991](#)).

The comparative wind tunnel tests were carried out in the present work to investigate the differences. 3D full scale structure tests were carried out with a vertical and steel rectangular cylinder, taking into account the engineering background of arch bridge rectangular hangers . Subsequently, the 2D optimal designed section model was designed strictly to the 3D rectangular cylinder, making sure that its cross section dimension, fundamental natural frequencies, equivalent mass and damping ratio of 2D section model to be identical to the 3D one. Ultimately, the test comparisons had been performed.

2. Experimental model

All the tests were performed in a close-circuit type wind tunnel of Hunan University, China. The wind tunnel has two working sections; one is characterized by the cross section dimensions of 5.5m width, 4.5 m height with a maximum wind velocity up to 16 m/s, where the aeroelastic model tests have been carried out.

The other has a smaller cross section of 3.0 m width and 2.5 m height, but higher maximum velocity of 58 m/s, in which all the section model tests have been conducted. All the tests were conceived to perform in uniform flow conditions.

2.1 Aeroelastic model tests

As mentioned above, the 3D aeroelastic model is a long steel rectangular cylinder, and additional details of the aeroelastic model are summarized in Table 1.

Table 1 Main parameters

Experimental parameters				
Length	L	mm		4500
Width	B	mm		50
Height	D	mm		70
Wind velocity	U	m/s		<16
Circular corner radius	R	mm		4
Structure mass	m	Kg/m		3.51
Mass ratio	m^*	-		777
Fund. natural Freq.	f_1	HZ		12.89
Fund. natural Freq.	f_2	HZ		9.23
Damping ratio	ξ_1	%		0.581
Damping ratio	ξ_2	%		0.160
Scruton number	Sc_1	-		56.8
Scruton number	Sc_2	-		15.6

Where, $Sc = 4\pi m\xi / (\rho BD)$ is Scruton number; m^* is the ratio of model physical mass over displaced flow mass.

The model (Fig. 1) has a special design at the end connection. Between the rectangular cylinder model and the fixed wind tunnel boundary, there is a connection joint (Fig. 2), by which we can perpendicularly adjust the direction of the model. The oncoming uniform flow is always at the same direction, two different test cases (Case 1, Case 2) were obtained through adjusting this connection joint. The model facing wind with its long edge (70mm) was defined as Case 1, the model facing wind with its short edge (50mm) was defined as Case 2.

A total of four accelerometers were placed at the middle point (Fig.4) and quarter point along the length of the rectangular cylinder separately to record the cross flow and in line acceleration vibration signals respectively.



Fig. 1. Model installation



Fig. 2. Top end connection view

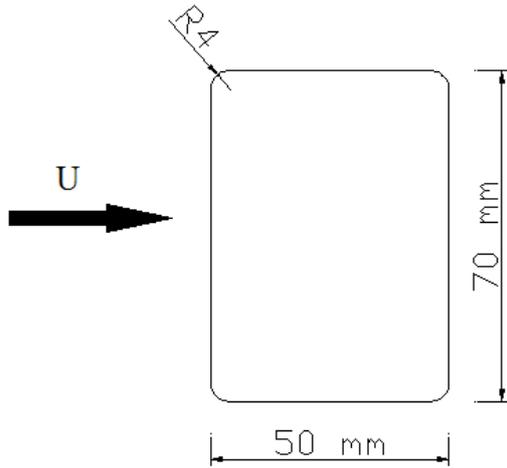


Fig. 3. Illustration view of Case 1



Fig. 4. Accelerometers

2.2 Section model tests

The flexibly mounted rigid section model was strictly designed according to the 3D aeroelastic model. The main parameters of 2D section model and the corresponding comparison with 3D aeroelastic model are shown in Table 2 and Table 3.

Table 2. Main parameters and comparison of Case 1

Main parameters	Symbol	Units	Aeroelastic model	Section model	Deviation
Length	L	mm	4500	1530	-
Cross flow dimension	D	mm	70	70	0
In line dimension	B	mm	50	50	0
Wind velocity	U	m/s	<16	<16	0
Circular corner radius	R	mm	4	4	0
Structure mass	m	Kg/m	3.51	3.56	1.4%
Mass ratio	m^*	-	777	788	1.4%
Fund. natural Freq.	f_1	HZ	12.89	12.91	0.2%
Damping ratio	ξ_1	%	0.581	0.588	1.2%
Scruton number	Sc_1	-	56.8	58.3	2.6%

Table 3. Main parameters and comparison of Case 2

Main parameters	Symbol	Units	Aeroelastic model	Section model	Deviation
Length	L	mm	4500	1530	-
Cross flow dimension	D	mm	50	50	0
In line dimension	B	mm	70	70	0
Wind velocity	U	m/s	<16	<16	0
Circular corner radius	R	mm	4	4	0
Structure mass	m	Kg/m	3.51	3.56	1.4%
Mass ratio	m^*	-	777	788	1.4%
Fund. natural Freq.	f_2	HZ	9.23	9.57	3.5%
Damping ratio	ξ_2	%	0.160	0.165	3.0%
Scruton number	Sc_2	-	15.6	16.3	4.4%

The experimental setup of rigid section model is shown in Fig.5, from which we can see the elastically supported rectangular cylinder is placed horizontally and its longitudinal axis orthogonal to the flow. The total

mass of the whole section model system is 3.56 Kg/m which is composed of model mass, moving support elements mass and participating springs mass. Different target natural frequencies were achieved by changing supporting springs at the fixed equivalent mass. The force transducers connected with the end of springs and the fixed wind tunnel boundary is shown in Fig.6. Four force transducers were equipped at the bottom of the section model system, connected with the lower four springs separately; the heaving, pitching and rolling vibration signals were obtained from the four channel signals. The natural frequencies and the corresponding damping ratios of 2D section model were determined with free to decay method i.e. the same method as the 3D aeroelastic model tests.

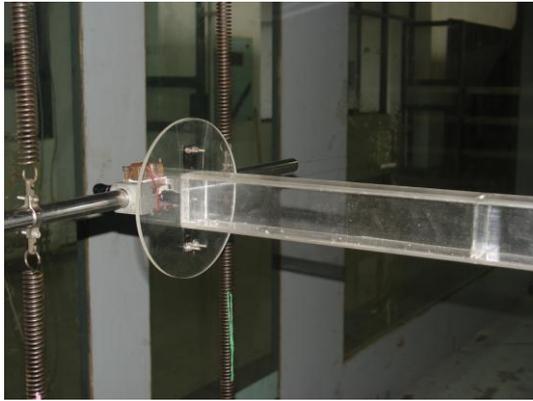


Fig. 5. Section model mounted in wind tunnel



Fig. 6. Force transducers

3. Results

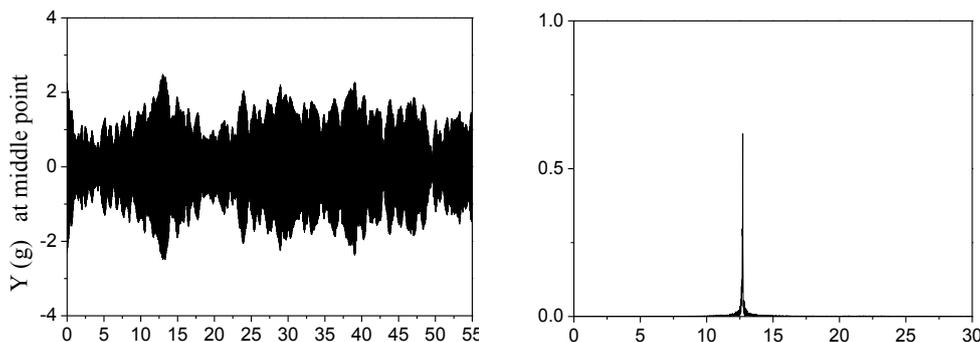
The dynamic response of models are analyzed in this section by studying the model amplitudes, frequencies, x and y motion relations .etc for each set.

3.1 Aeroelastic model tests

During the wind tunnel tests of aeroelastic model, VIV lock-in phenomenon was observed clearly in Case 1, i.e. the model facing wind with its 70mm edge. Cross flow maximum acceleration response at the middle point of cylinder was up to 1.7g ($1\text{ g} = 9.8\text{m/s}^2$) and the corresponding displacement amplitude was 2.5mm.

Whereas a “soft galloping” phenomenon was observed in Case 2 when the model facing wind with its short 50mm edge. The “soft galloping” characterized by neither divergent galloping nor VIV lock-in phenomenon, the cross flow acceleration response was steady increased with the increasing wind velocity after the vibration onset point of 4.8m/s ($U/fD=10.4$). The cross flow vibration amplitude continued to increase despite the acceleration and displacement amplitude reached respectively 8.1g, 23.7mm. Furthermore, the model maintained the constant amplitude and single frequency vibration under each steady wind velocity, and the vibration frequency is very close to its natural frequency.

Wind tunnel tests were carried out at different wind velocity, the acceleration response of the middle and quarter points of model were measured at cross flow, in line direction respectively. Fig.7 demonstrated the example of test of the wind velocity point which was related to the peak point of VIV lock-in range. From the instantaneous acceleration time window, it is not difficult to observe that the cross flow vibration amplitude is unsteady despite at the maximum point of VIV lock-in range. In contrast with the cross flow vibration of model, in line vibration is negligible.



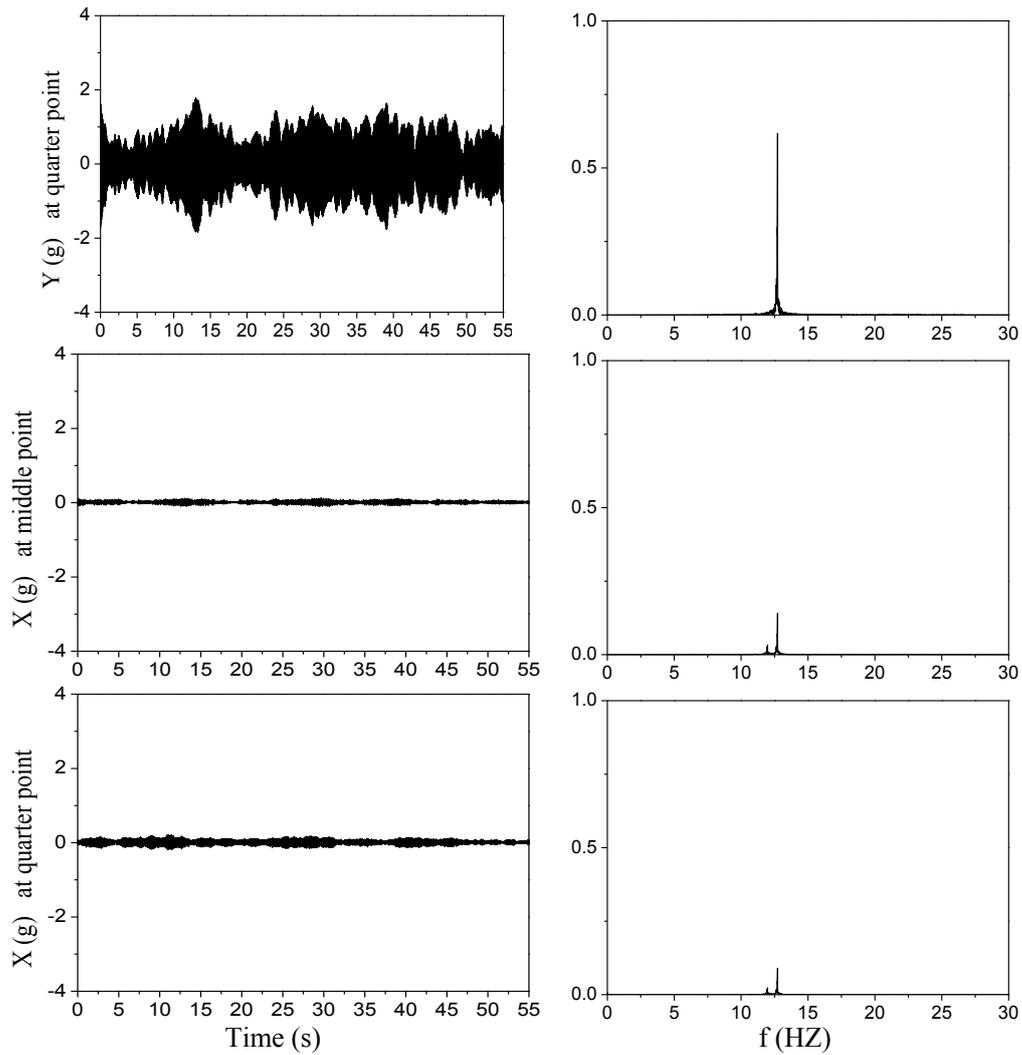
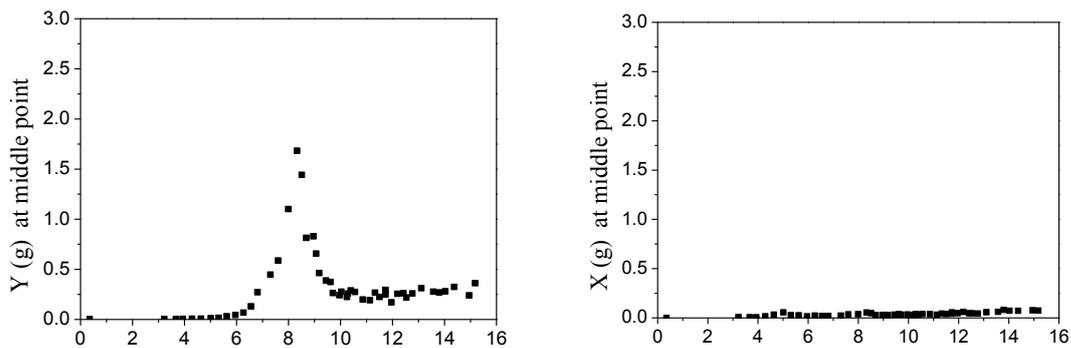


Fig.7. Example of the aeroelastic model test of Case 1: $U=8.3$ m/s, $U/fD=7.9$, i.e. the wind velocity point corresponding to the peak response of lock-in range. The upper two rows of the first column show the cross flow instantaneous acceleration responses (unit: $1\text{ g} = 9.8\text{m/s}^2$) for the whole run, at the middle and quarter point of the rectangular cylinder, respectively. The lower two rows of the first column are for the correspondingly in line instantaneous acceleration responses. The second column is the power density spectrum.

The conclusive results of aeroelastic model test of Case 1 are shown in Fig.8. The model always vibrated in a single frequency at cross flow direction which was very close to its natural frequency. From Fig.7, it can be seen that the vibration is unsteady, in order to evaluate the response amplitude reasonably, the root-mean-square (RMS) value of each run was taken as the criterion (Costa and Borri, 2006). The RMS of the fixed 55s of each run were obtained, the final vibration amplitude were determined by amplifying the RMS value with $\sqrt{2}$. The final results curves indicated that the VIV displacement amplitude of the aeroelastic model was 2.5mm.



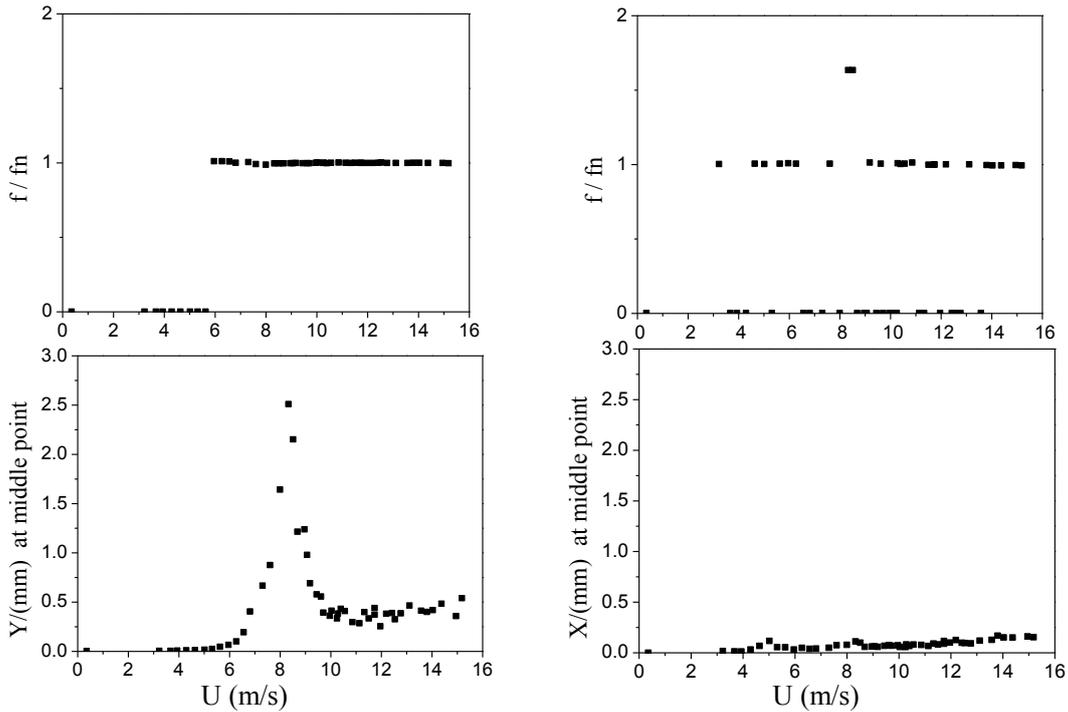
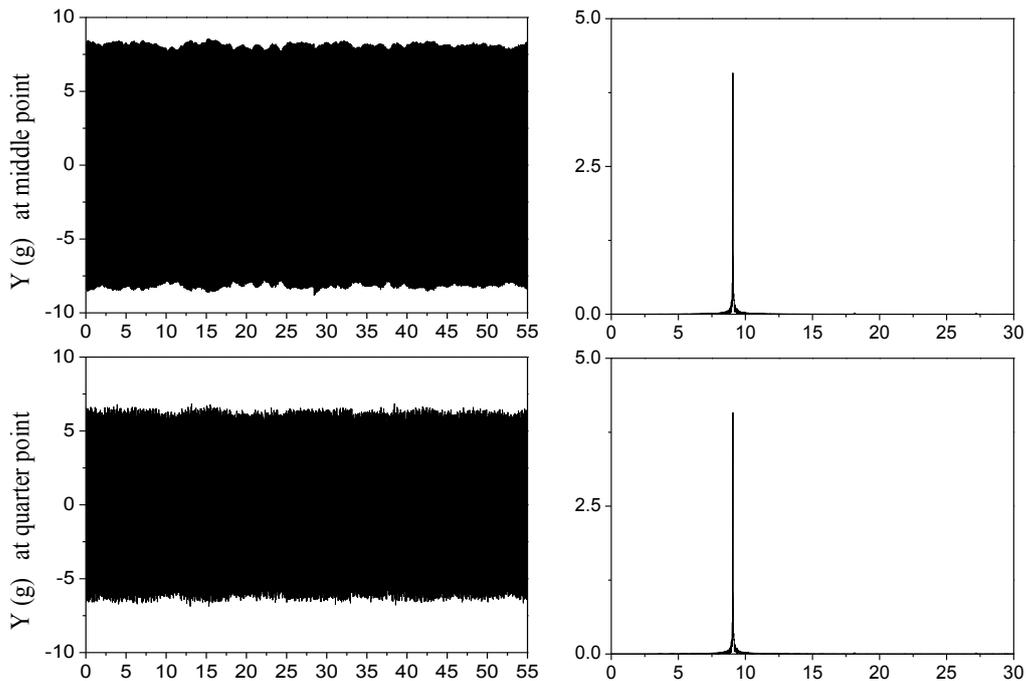


Fig.8. Aeroelastic model response curves of Case 1. The left column are for the cross flow responses, and the right column are for the in line responses (unit: $1\text{ g} = 9.8\text{m/s}^2$).

An example of aeroelastic model test results of Case 2 is shown in Fig.9, which is at the wind velocity point corresponding to the maximum cross flow response. It was obviously observed that in line vibration amplitude is also negligible compared to the cross flow one. And it was worth noted from the cross flow time window and frequency spectrum that the vibration was absolutely constant amplitude and single frequency. In essence, the vibration status of all the other wind velocity points which after the vibration starting point are similar to this one.

A clear overview of the aeroelastic model tests of Case 2 is given in Fig.10. It can be observed that the model basically vibrated at the steady constant amplitude and dominant single frequency which was very close to the natural frequency.



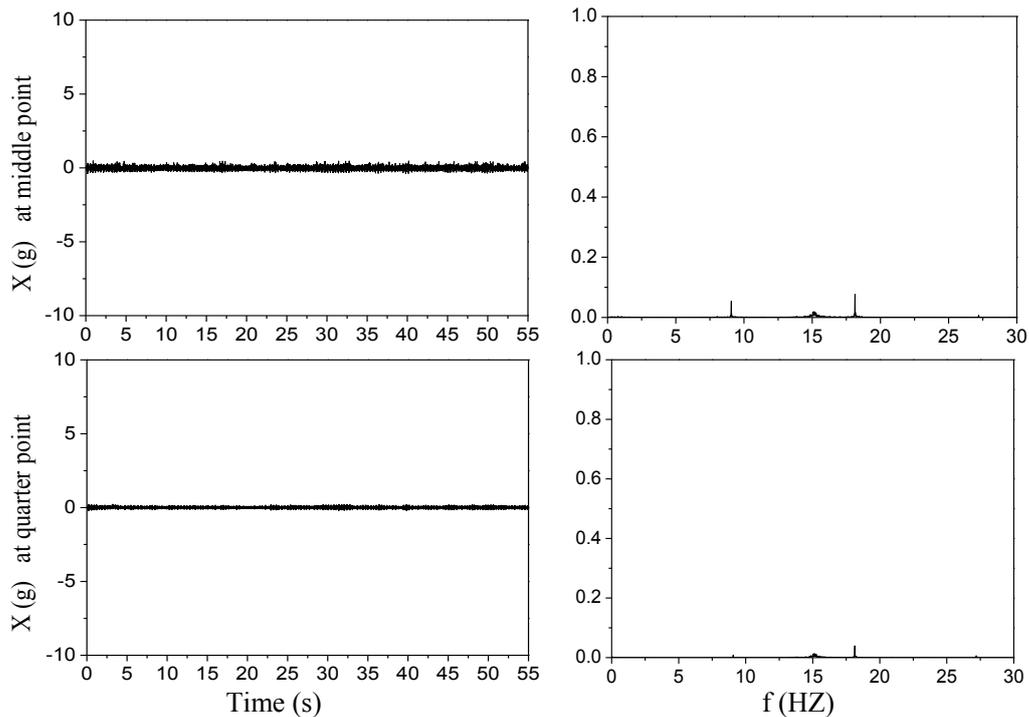
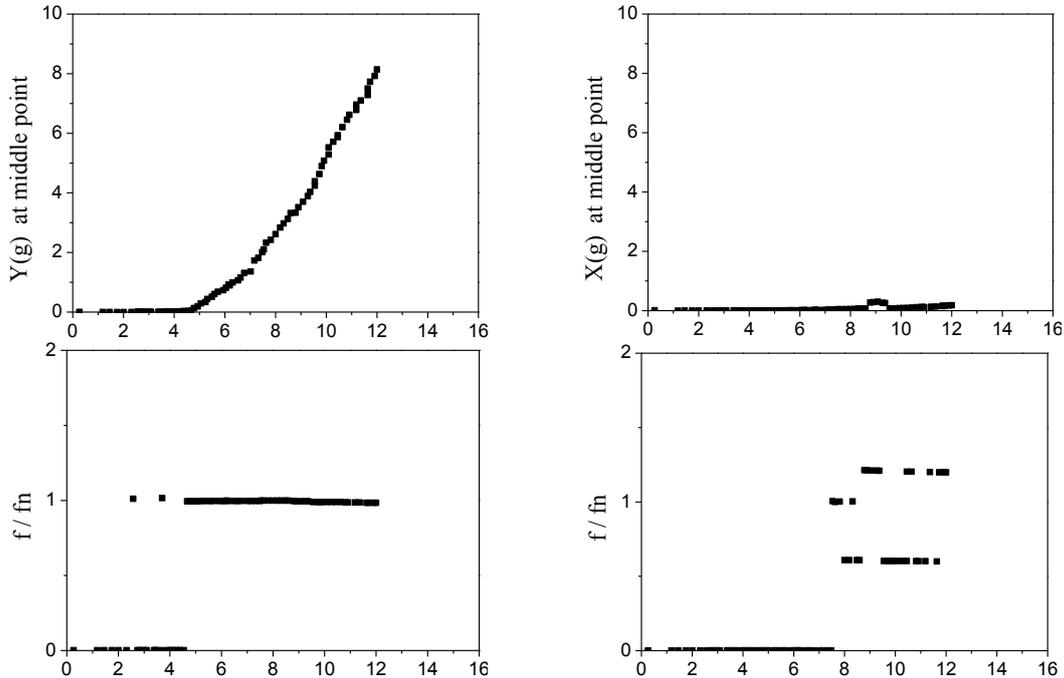


Fig.9. Example of the aeroelastic model test of Case 2: $U=12.0$ m/s, $U/fD=26.0$, i.e. the wind velocity point corresponding to the maximum response. The upper two rows of the first column is the cross flow instantaneous acceleration responses ($1\text{ g} = 9.8\text{m/s}^2$) for the whole run, at the middle point and quarter point along the length of rectangular cylinder, respectively. The lower two rows of the first column is the corresponding in line instantaneous acceleration responses. The second column is the power density spectrum of each signal.



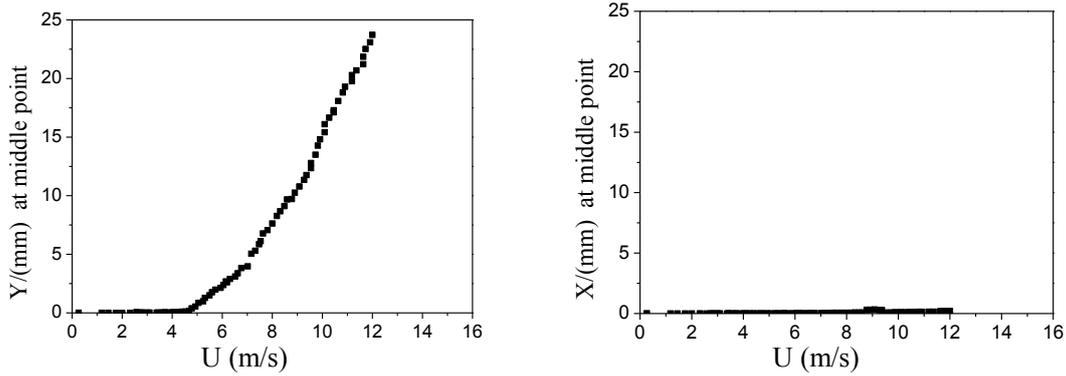


Fig.10. Aeroelastic model response curves of Case 2. The left column are for the cross flow responses, and the right column are for the in line counterpart (unit: $1\text{ g} = 9.8\text{m/s}^2$). The first row is the acceleration response of the middle point of model. The second row is the frequency ratio which calculated from dominant vibration frequency “f” and natural frequency “fn”. The third row is the displacement response.

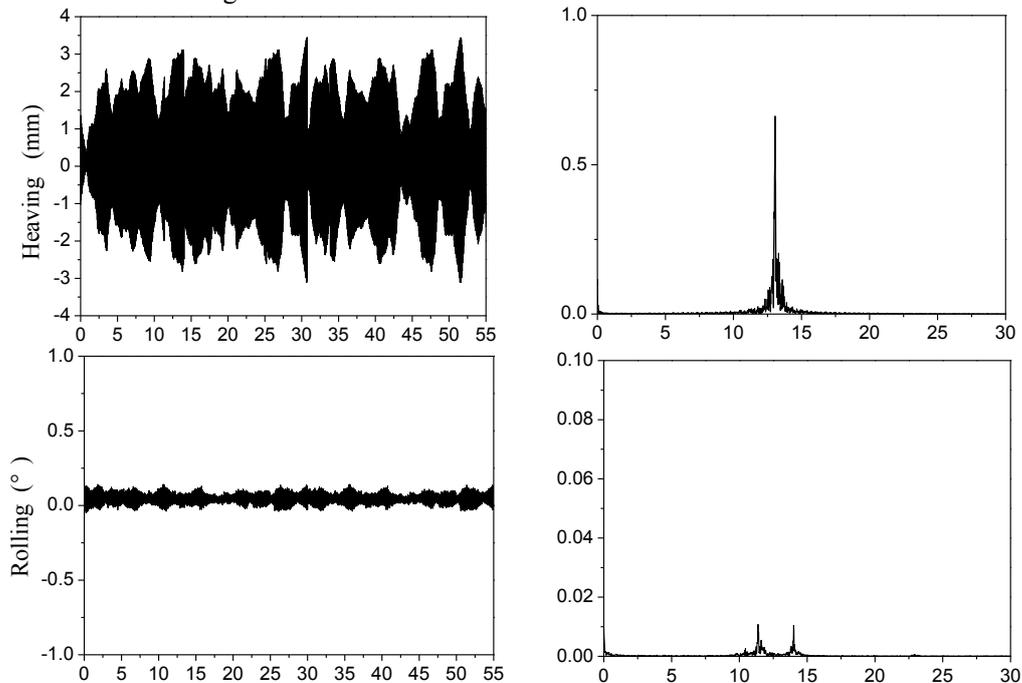
3.2 Section model tests

The section model was designed strictly in line with the aeroelastic model with the principle of one to one. For Case 1, the section model facing wind with its long edge (70mm). The VIV lock-in was clearly measured. The maximum displacement amplitude of VIV was 2.2mm at heaving mode, somewhat lower than the aeroelastic model test cross flow vibration value 2.5mm.

While for Case 2, the section model facing wind with its short edge (50mm), the measured vibration curve were very similar to the aeroelastic model one. Section model started to vibrate at the 4.7m/s ($U/fD=10.3$), and the heaving mode displacement amplitude arose up to 24.2mm at 12.3m/s ($U/fD=26.6$), there is still no tendency showing that the amplitude to stop increasing.

Fig.11 shows the results of the peak amplitude of VIV of Case 1. It can be clearly seen that the amplitude of both rolling and pitching mode are less than 0.1° which are negligible with respect to the heaving mode. It can be simply assumed that under this condition, the section model vibrated at the single heaving mode, and with the single vibration frequency (natural frequency).

The result curves shown in Fig.12 are corresponding to the maximum amplitude point when the section model is facing wind flow with the 50mm height edge. The heaving, pitching, rolling mode were also extracted and shown in this figure.



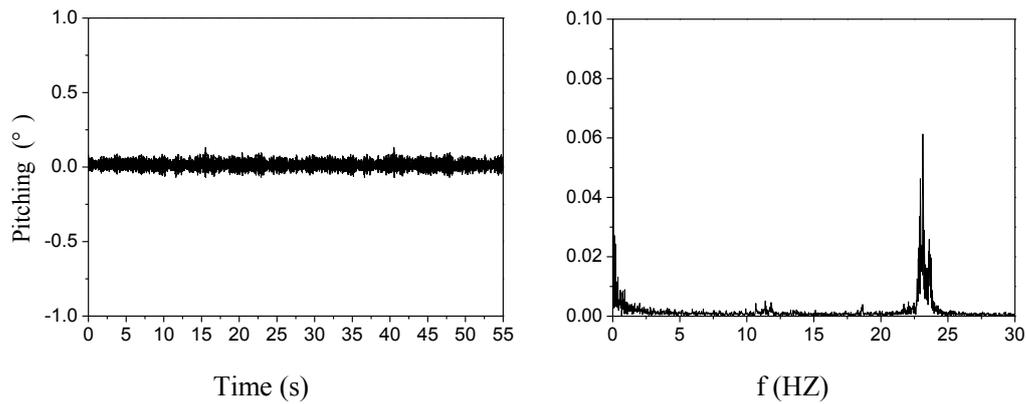


Fig.11. Example of section model test of Case 1: $U=7.8$ m/s, $U/fD=7.4$, i.e. the wind velocity point corresponding to the peak response of lock-in range. The first row is the instantaneous heaving mode response of the whole run and the corresponding power density spectrum. Similarly, the second row is for the rolling mode, and the last row is for the pitching mode.

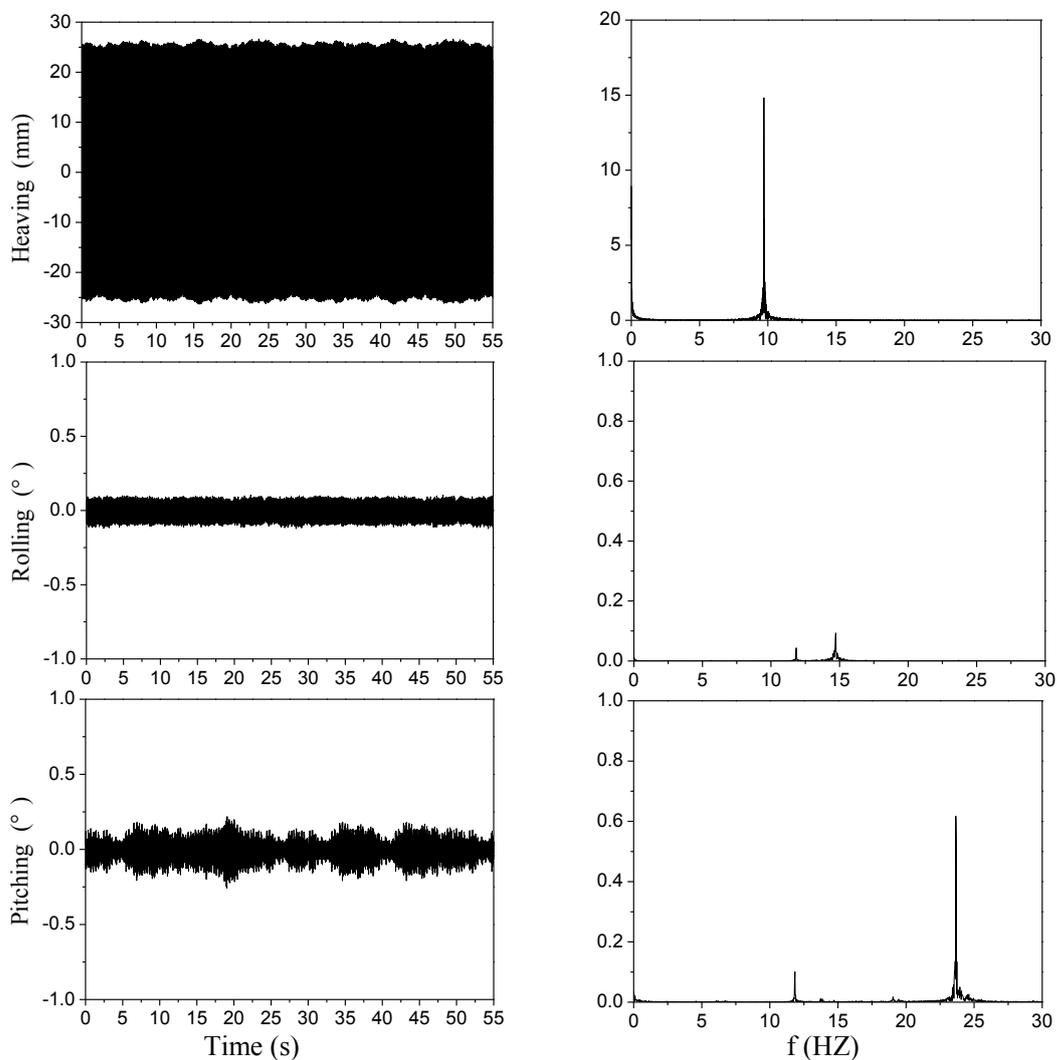


Fig.12. Example of section model test of Case 2: $U=12.3$ m/s, $U/fD=26.6$, i.e. the wind velocity point corresponding to maximum response. The first row is the instantaneous heaving mode response of the whole run and the corresponding power density spectrum, the second row is for the rolling mode, the third row is for the pitching mode.

The conclusive results of section model tests were shown in Fig.13, Fig.14. The heaving mode vibration results were shown in Fig.13.

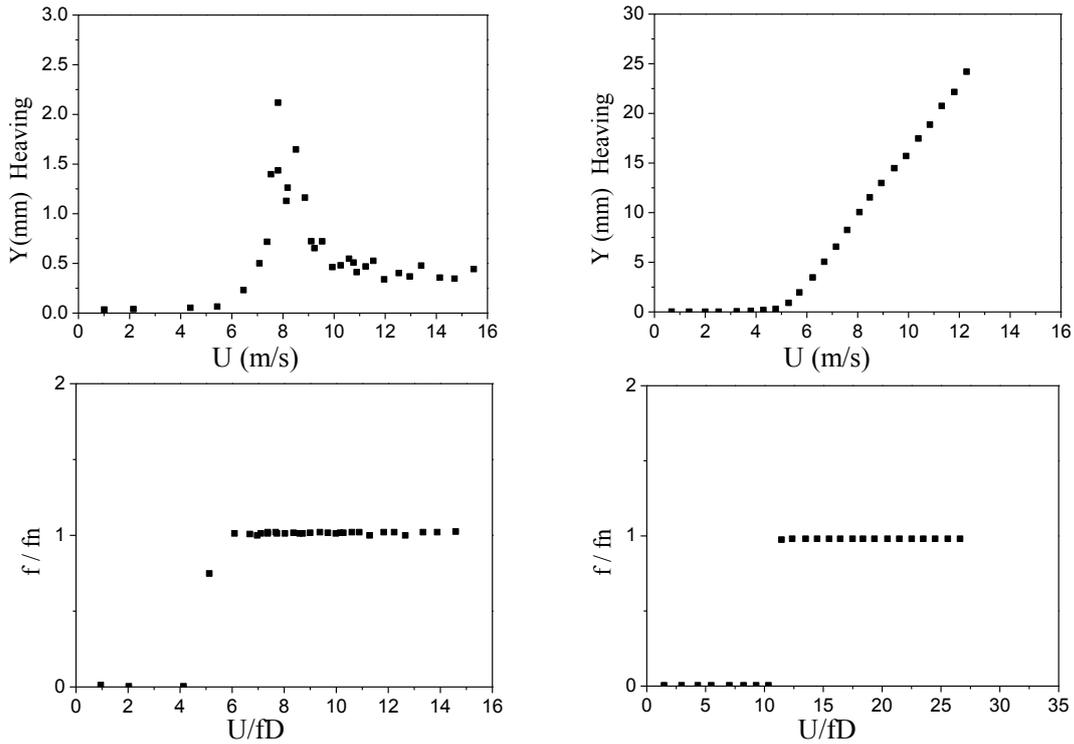


Fig.13. Section model tests: heaving mode response curves. The left column is the main results of Case 1; and the right column is corresponding to Case 2. The first row is the heaving mode displacement response VS. mean wind velocity; the second row is the frequency ratio (The ratio of dominant vibration frequency and natural frequency) VS. normalized mean wind velocity.

3.3 Comparisons

All the final comparisons are reported in this chapter. VIV amplitude ratio and galloping instability between the 3D aeroelastic model and 2D section model were the two critical issues. Table.4 shows the results of principle comparisons.

As shown in Fig.14, the measured VIV amplitude of 3D aeroelastic model demonstrated a slightly higher value than 2D section model, with a ratio around of 1.1.

While, for the galloping instability (shown in Fig.14), there are nearly no differences between the results curves shape of 3D aeroelastic model and 2D section model tests. The 2D section model test results showed a little higher vibration amplitude than the 3D aeroelastic model in the whole range.

Table 4. Main results comparison

Items	VIV displacement amplitude (mm)	Galloping onset wind velocity(m/s)
Aeroelastic model	2.5	4.8
Optimal designed section model	2.2	4.7

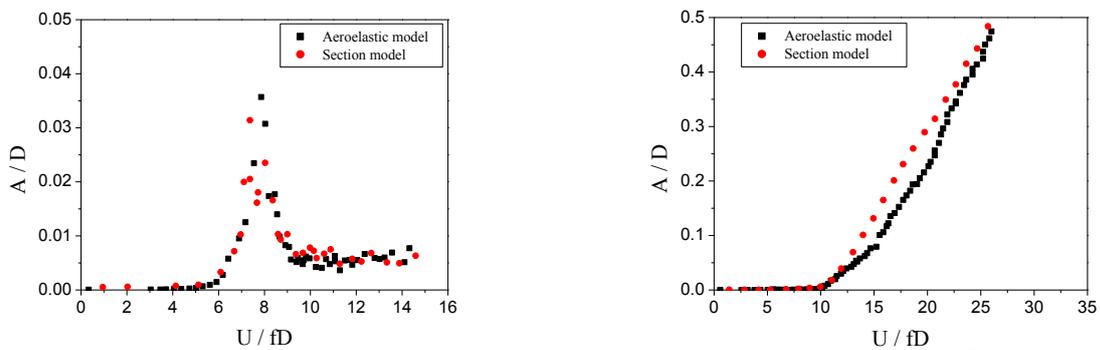


Fig.14. Comparison: 3D aeroelastic model and 2D optimal designed section model. The left figure is for the Case 1, i.e. VIV; and the right one is for Case 2, i.e. galloping instability. Both are plotted with cross flow non

dimensional displacement (Ratio of cross flow displacement response over cross flow dimensions) VS. normalized mean wind velocity.

4. Conclusions

Wind tunnel tests of 3D aeroelastic model and its optimal designed 2D section model tests were comparatively performed. And all the tests were conducted in the uniform flow. The 2D section model was strictly designed according to the 3D aeroelastic model, to make sure they have the same cross section dimensions including the four circular corners, equivalent mass, damping ratio, natural frequency .etc.

Both the 3D aeroelastic model and the 2D section model experienced VIV when their long edges facing wind (Case 1). The measured VIV curves of 3D aeroelastic model and 2D section model corresponded very well at the lock-in range. Wind tunnel test results showed that the 3D aeroelastic model tests reached a slightly higher VIV displacement amplitude than 2D section model, with the ratio roughly at 1.1.

Regarding the galloping instability relations between 3D aeroelastic model and 2D section model, the wind tunnel tests results proved that their vibration curves shape were corresponded very well when their short edges facing wind (Case 2), but the 2D section model vibrated at a little higher amplitude than 3D aeroelastic model.

5. Acknowledgements

The authors are gratefully acknowledging the financial support of Chinese Scholarship Council; the financial contribution to CRIACIV under the AEROGEN PRIN2008 project (from MIUR) and of the Martinet project (FP7 of European Union) is also kindly acknowledged.

References

- Bearman, P. W.,1984. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16(1), 195-222.
- Costa, C., Borri, C., 2006. Application of indicial functions in bridge deck aeroelasticity. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 859-881.
- CEN., 2004. Eurocode-Basic of Structural Design, 1-1-4: 116–131.
- Hortmanns, M., Ruscheweyh, H, 1997. Development of a method for calculating galloping amplitudes considering nonlinear aerodynamic coefficients measured with the forced oscillation method. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 69-71, 251-261.
- Kumarasena, T., Scanlan, R. H., Ehsan, F.,1991. Wind-induced motions of Deer Isle bridge. *Journal of Structural Engineering*, 117(11), 3356-3374.
- Sato, H., 2003. Wind-resistant design manual for highway bridges in Japan. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 91(11), 1499–1509.
- Sarpkaya, T., 2004. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 19, 389–447.
- Williamson, C., Govardhan, R.,2004. Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36(1), 413-455.
- Ziller, C., Ruscheweyh, H., 1997. A new approach for determining the onset velocity of galloping instability taking into account the nonlinearity of the aerodynamic damping characteristic. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 69-71, 303-314.

Progetto di una copertura a paraboloidi iperbolici a pianta circolare

Fabio Rizzo, Piero D'Asdia, Federica Speziale

Dipartimento di Ingegneria e Geologia, Università "G. D'Annunzio", Pescara

SOMMARIO

Il presente articolo, sulla base di una ricerca finalizzata allo studio del comportamento strutturale ed aerodinamico di reti di funi a paraboloidi iperbolici, presenta il progetto di una tensostruttura a pianta circolare e copertura a paraboloidi iperbolici ideata per ospitare un palazzetto dello sport a Pescara. Il calcolo della struttura è stato effettuato in condizioni di massima neve di normativa e con l'azione del vento calcolata sfruttando i coefficienti di pressione elaborati in galleria del vento. Tale esempio, dunque, risulta essere di particolare importanza in quanto applica i dati sperimentali ad un caso reale e dimostra la possibilità di realizzare coperture di media e grande luce mediante una struttura ottimizzata e dal peso proprio molto inferiore ad una tipologia strutturale tradizionale quale può essere una reticolare spaziale in acciaio, un guscio in c.a. o una copertura in legno lamellare. Inoltre, si riscontrano elevate prestazioni in condizioni di vento sia a 0° , parallelo alle funi stabilizzanti, sia a 90° , parallelo alle funi portanti.

PAROLE CHIAVE: galleria del vento, paraboloidi iperbolici, rete di funi, tensostrutture.

1. INTRODUZIONE

Oggigiorno l'architettura contemporanea richiede sempre più di rispondere a criteri di flessibilità e leggerezza al fine di soddisfare la richiesta di copertura di grandi spazi come palazzetti dello sport, velodromi, stadi e centri commerciali, senza l'ausilio di supporti intermedi. Le tensostrutture in rete di funi (Fig.1), ed in particolare la forma a paraboloidi iperbolici sembrano soddisfare al meglio questi requisiti e le nuove tecnologie, così come l'innovazione nel campo dei materiali, hanno permesso lo sviluppo di questa tipologia di coperture e le hanno rese più affidabili e confortevoli degli anni addietro.

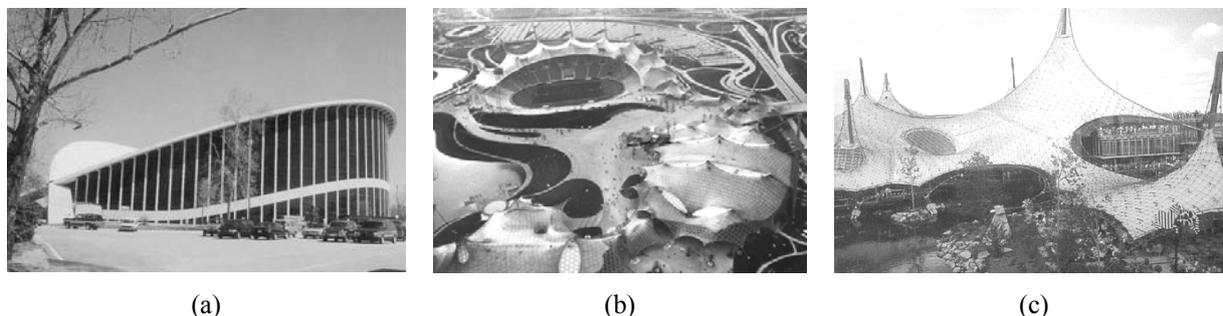


Figura 1. Tensostrutture in reti di funi – (a) Raleigh Arena, 1952, Matthew Nowicki (b) Olympic Stadium di Monaco, 1972, Otto Frei (c) Expo 1967, German Pavilion, Otto Frei

Il paraboloidi iperbolico o Hyphar (Fig.2), simile ad una sella, è una quadrica che consente di ottenere reti con una doppia orditura di funi a curvatura contrapposta e che garantisce, in presenza di carico, esclusivamente spostamenti nodali verticali. La sua superficie, del secondo

ordine, è analiticamente definibile da un'equazione la cui forma ridotta è espressa dall'Eq.1. (Majiowiecki, 2004)

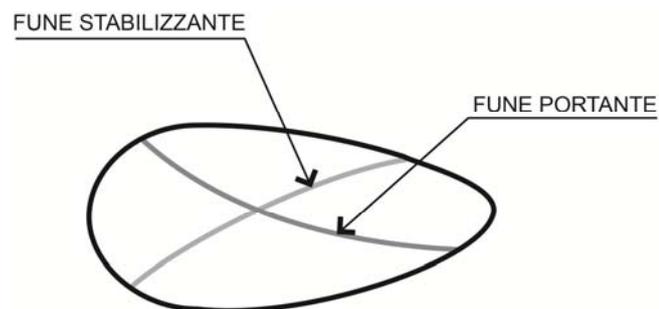
$$z = \frac{f_1}{L_1^2} x^2 - \frac{f_2}{L_2^2} y^2 \quad (1)$$

dove f_1 ed f_2 sono le frecce delle funi, rispettivamente portanti e stabilizzanti, ed L_1 e L_2 sono le luci delle funi.

Tuttavia, chi si avvicina, per la prima volta, alla progettazione queste strutture non può fare a meno di consulenze specializzate di tecnici che hanno a loro volta acquisito le proprie conoscenze in un background aziendale di settore dal momento che i numerosi aggiornamenti delle normative nazionali e internazionali sembrano trascurare questo settore non favorendo così l'utilizzazione delle tensostrutture, anche se poi dati e necessità comuni dimostrano che occorre colmare questa lacuna perché le tensostrutture rappresentano una valida alternativa alle tecnologie tradizionali sia in termini di prestazioni che in termini di fattibilità. Si pensi che il peso strutturale di una rete di funi può raggiungere, a parità di luce coperta e a parità di carichi applicati, il 20% del peso di strutture già di per sé considerate leggere come le travi reticolari in acciaio o in legno lamellare. La notevole leggerezza strutturale, che rende le tensostrutture ottimali in zona sismica, ma vulnerabili alle azioni variabili ambientali come neve e vento, rende quindi la loro progettazione molto complessa e questo è dovuto soprattutto all'assenza, nelle norme tecniche, sia di relazioni per il predimensionamento strutturale, sia di parametri per il calcolo dell'azione del vento sulle particolari forme geometriche di cui queste strutture necessitano. Per queste ragioni, l'unico modo per studiare l'interazione vento-struttura è quello di effettuare prove sperimentali in galleria del vento.



(a)



(b)

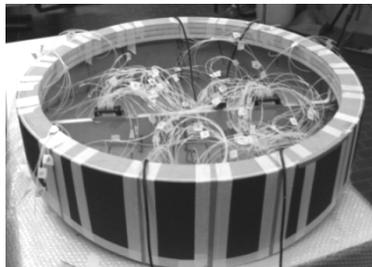
Figura 2. Tensostutture – (a) Arizona Coliseum, 1964 (U.S.A.) (b) geometria del paraboloide iperbolico

Quindi, considerando gli sviluppi ottenuti nella ricerca finalizzata allo studio della parametrizzazione della risposta strutturale di tensostrutture in reti di funi a paraboloide iperbolico aventi forma in pianta quadrata, rettangolare, circolare ed ellittica, illustrata in articoli precedenti (Rizzo *et al.*, 2011, 2012), questo testo presenta il progetto di un palazzetto dello sport, per la città di Pescara, costituito da una tensostruttura a pianta circolare (forma geometrica che si è rivelata avere prestazioni migliori rispetto all'impianto quadrato con cui è confrontabile) e copertura in rete di funi a paraboloide iperbolico. Tale progetto si basa su uno studio aerodinamico in galleria del vento, da cui sono stati elaborati i coefficienti di pressione e sulla base dei quali sono state effettuate analisi statiche non lineari.

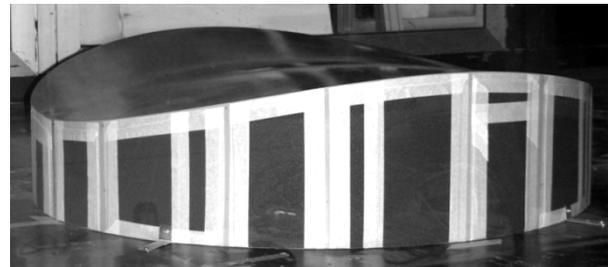
2. PROGETTO DI UNA COPERTURA A PARABOLOIDE IPERBOLICO A PIANTA CIRCOLARE

Il progetto del nuovo palazzetto dello sport mira ad inserirsi in un complesso sportivo più ampio, situato a nord del fiume Pescara, che comprende anche un campo da calcio, un campo

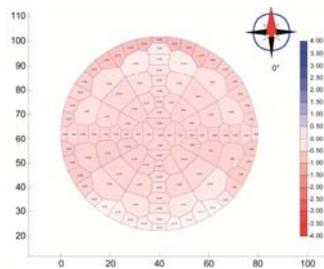
1	$1/10 L_{\max}$	2	2.67	5.33	80.00	80.00	$1/10 L_{\max}$	$1/6 L_{\max}$
CARATTERISTICHE MECCANICHE								
A_1 (cm^2)		A_2 (cm^2)		ϵ_1		ϵ_2		
7.89		3.93		0.011451		0.005132		



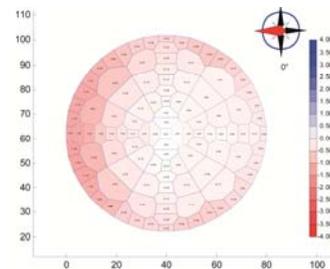
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5. Galleria del vento – (a), (b) modello testato (c) C_p 0° (d) C_p 90°

Una volta acquisiti i dati in galleria del vento si è proceduto con il predimensionamento della rete di funi utilizzando una procedura numerica di simulazione bidimensionale di un caso spaziale tridimensionale. Secondo tale procedura, fissati i rapporti geometrici di freccia e luce fra i due ordini di funi e fissata una condizione di carico, è possibile determinare lo stato tensionale nelle funi e quindi l'area di tali funi necessaria al rispetto delle condizioni limite adottate. Il modello strutturale bidimensionale alla base della procedura è detto “trave di funi” (Fig.6).

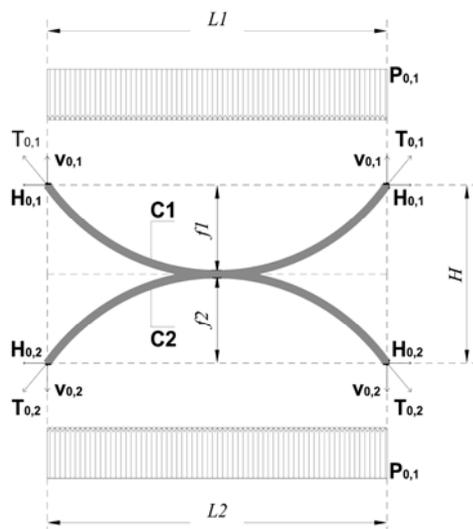


Figura 6. Modello bidimensionale adottato dalla procedura numerica di predimensionamento (Trave di funi)

Il sistema tensostrutturale adottato per questo progetto (Fig.7) è quindi costituito da:

- Una rete di funi a paraboloidi iperbolico ($H=1/10 L$; $L=80.00$ m);
- Un arco di bordo;
- Un sistema di ancoraggio esterno reticolare;
- Un anello di collegamento in sommità.

La rete di funi, avente una maglia quadrata di 2x2 m, si ancora alle strutture di bordo ad una quota che varia da +5.17 m e +13.25 m. Il manto di copertura è realizzato in PTFE (Teflon); la membrana è fissata alla rete per punti mediante collegamenti meccanici. La struttura di bordo, che ha la funzione di assorbire le forze trasmesse dalla rete, è costituita da un arco della stessa curvatura della copertura. L'arco di bordo ha una sezione circolare cava di 71.1x6 cm, acciaio S355. Il sistema di ancoraggio della tensostruttura è stato eseguito con un sistema reticolare di colonne tubolari di acciaio aventi sempre una sezione 71.1x6 cm, acciaio S355. L'anello di collegamento in sommità, con funzione cerchiante, è stato inserito al fine di permettere l'ottimizzazione degli elementi in termini di dimensioni e costi, nonché per la semplificazione della messa in opera. Le colonne sono inclinate di circa 60° rispetto alla verticale in modo tale da opporsi, per forma, al tiro delle funi. In Tab.2 è riportata una sintesi di tutti i dati di input, delle sezioni e dei materiali utilizzati per il progetto; T_1 e T_2 rappresentano il tiro delle funi, rispettivamente portanti e stabilizzanti (Marinelli & Pacchiarotta, 2012).

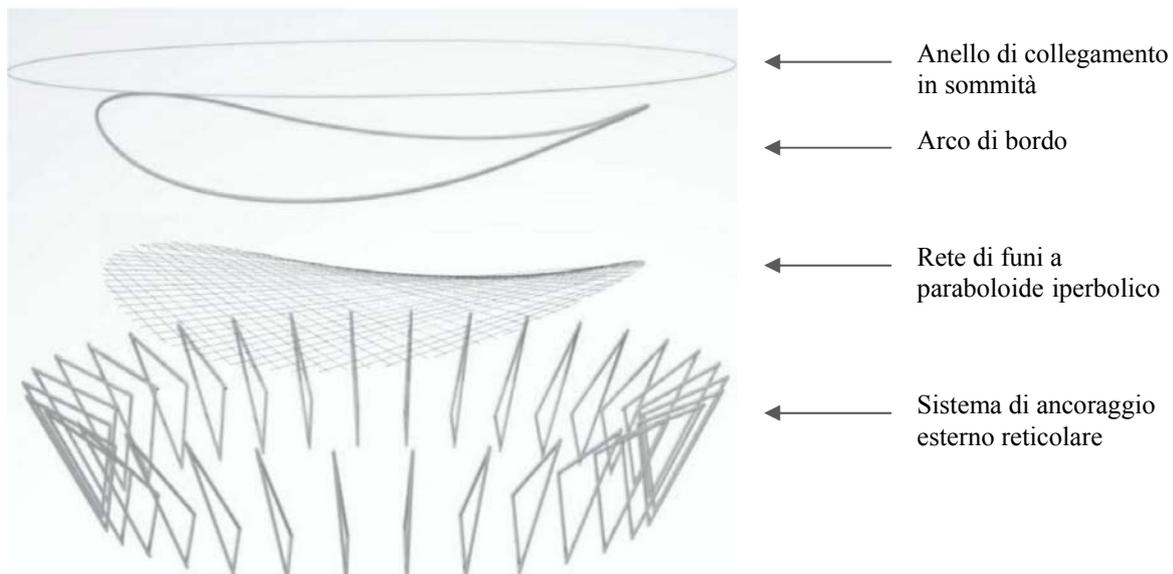


Figura 7. Sistema tensostrutturale adottato

Tabella 2. Dati di Input della struttura

DATI DI INPUT					
CARATTERISTICHE GEOMETRICHE	Pianta circolare del diametro di 80 m				
FUNI PORTANTI	$A_1 = 10.17 \text{ cm}^2$	$\epsilon_1 = 0.011451$	$T_1 = 2023.59 \text{ KN}$	$L_1 = 80 \text{ m}$	$f_1 = 2.67 \text{ m}$
FUNI STABILIZZANTI	$A_2 = 3.93 \text{ cm}^2$	$\epsilon_2 = 0.005132$	$T_2 = 332.77 \text{ KN}$	$L_2 = 80 \text{ m}$	$f_2 = 5.33 \text{ m}$
COLONNE	Sezione: tubulare 71.1x6 cm		Materiale: acciaio S355		

ARCO DI BORDO	Sezione: tubolare 71.1x6 cm	Materiale: acciaio S355
ANELLO DI COLLEGAMENTO	Sezione: tubolare 40.6x2 cm	Materiale: acciaio S355
PESO STRUTTURALE	0.36 KN/m ² :	
	- Manto di copertura: 0.10 KN/m ² (membrana)	
	- Struttura: 0.24 KN/m ² (peso proprio della rete + attacchi)	
	- Impianti: 0.02 KN/m ² (non inseriti in copertura)	

3. ANALISI MODALI STATICHE NON LINEARI

Le analisi statiche non lineari sono state condotte applicando ad un modello FEM tridimensionale (Fig.8) un carico permanente di 0.25 KN/m², un carico da neve pari a 1.00 KN/m² e considerando le combinazioni di carico imposte dalle NTC 2008 – par. 2.5.3. (Simiu & Scanlan, 1996). Inoltre è stata considerata anche la condizione di fine costruzione, in cui agisce il peso proprio delle funi e il peso degli elementi portati come i manti di copertura, gli impianti o altro. La Tab.3 riporta le principali caratteristiche del modello realizzato. Il modello FEM, così come le Analisi Non Lineari, è stato eseguito con il programma **Tenso**, software di Analisi non Lineare statica e dinamica con integrazione al passo di strutture tridimensionali non lineari composte da elementi cavo e trave.

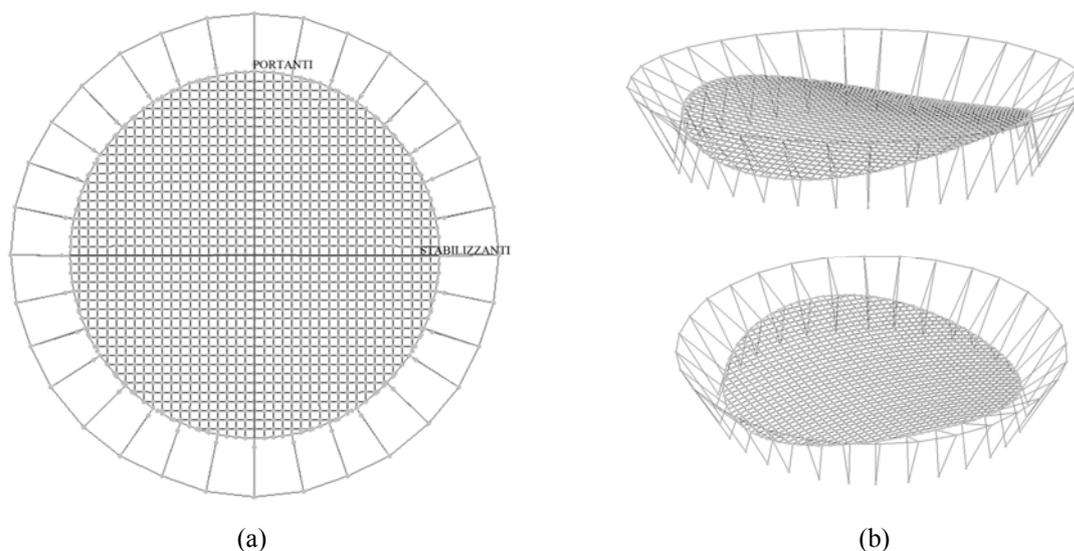


Figura 8. Modello FEM – (a) pianta (b) viste tridimensionali

Tabella 3. Caratteristiche del modello FEM

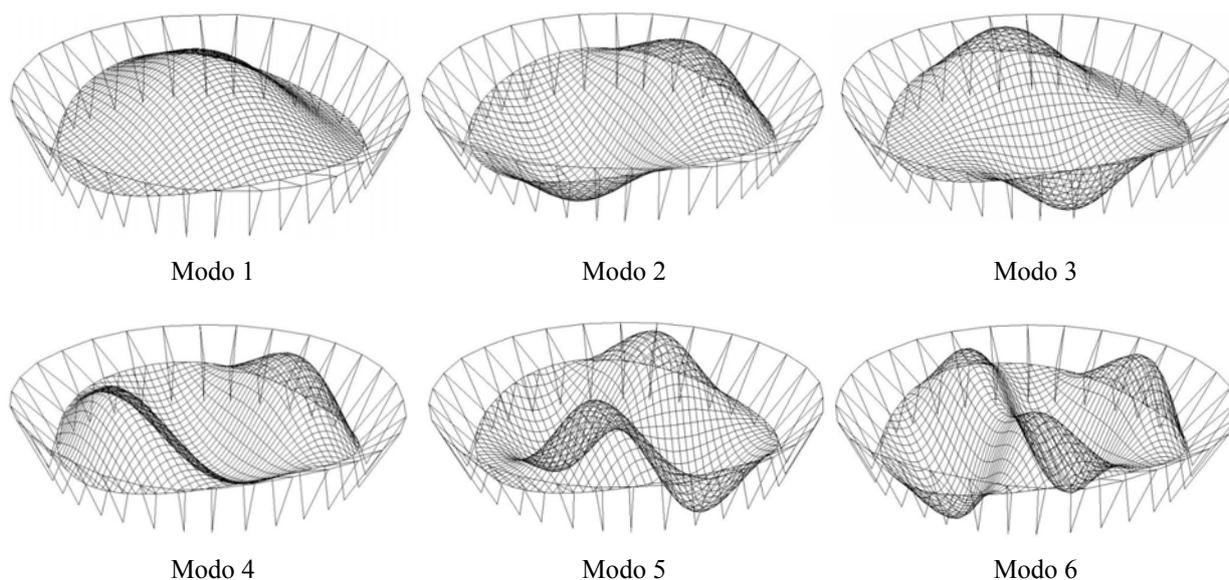
ELEMENTI	n.
Numero nodi totali:	1457
Numero cavi:	2481
Numero travi:	364

Per quanto riguarda l'azione del Vento, invece, l'analisi è stata effettuata applicando forze sui nodi calcolate con i coefficienti di pressione esatti acquisiti in galleria del Vento. In questo caso, i valori rilevati e riferiti al topoieta (area "d'influenza" della singola presa di pressione sul modello) sono stati estesi ai singoli nodi, attraverso una media pesata sulla distanza fra il nodo della rete e il baricentro del singolo topoieta (Gumbel, 1974) (Cook, 1978, 1979, 1980). L'analisi prevede un'azione del Vento a 0° ed una a 90°. Di seguito (Tab.4) vengono sintetizzati i principali risultati per ogni combinazione di carico considerata; sono riportati anche i valori massimi e minimi delle deformazioni, degli spostamenti (Δf) e del tiro trasmesso alle strutture di bordo.

Tabella 4. Riepilogo Output di progetto

DATI OUTPUT										
Combinazione di carico	ε_1		ε_2		T_1 (KN)		T_2 (KN)		Δf (m)	
	max	min	max	min	max	min	max	min	max	min
Fondamentale	0.0057	0.00571	0.0070	0.00688	1014.3	1009.1	454.5	446.1	0.19	-0.36
Fine costruzione	0.0057	0.00564	0.0074	0.00730	1000.2	996.6	479.8	473.3	0.19	-0.26
Ecc. Solo neve	0.0064	0.00635	0.0049	0.00456	1136.2	1122.1	322.9	295.6	0.21	-0.40
Vento 0°	0.0054	0.00540	0.0092	0.00906	954.2	954.2	597.2	587.4	0.32	-0.22
Vento 90°	0.0069	0.00492	0.0101	0.00687	657.6	463.8	386.9	262.1	0.31	0.001

L'analisi modale, calcolata con masse nodali massime dell'ordine di circa 10 kg, indica le forme modali riportate in Fig.9.



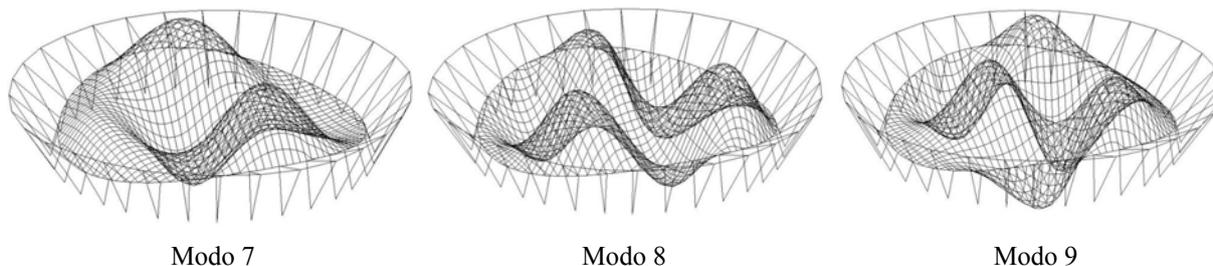


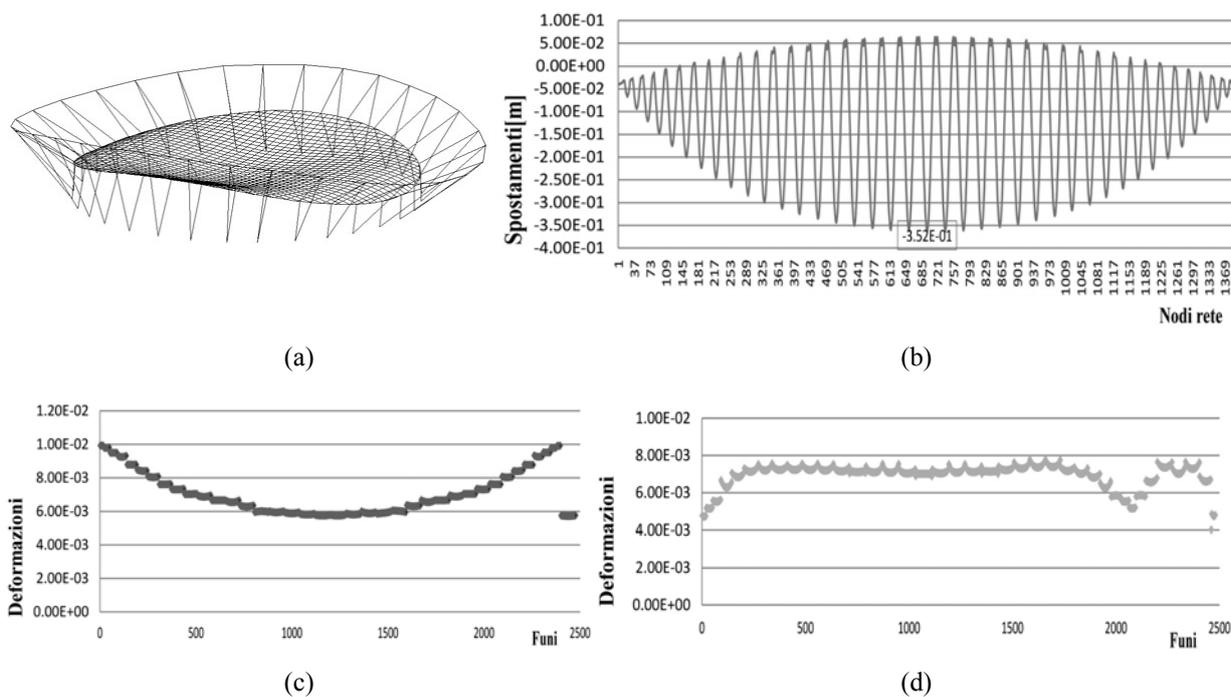
Figura 9. Modi di vibrare della struttura

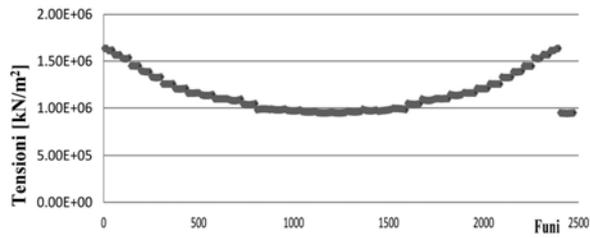
L'Output dell'Analisi Modale, per i primi dieci modi di vibrare della rete, è sintetizzato in Tab.5.

Tabella 5. Periodi e frequenze propri della rete di funi

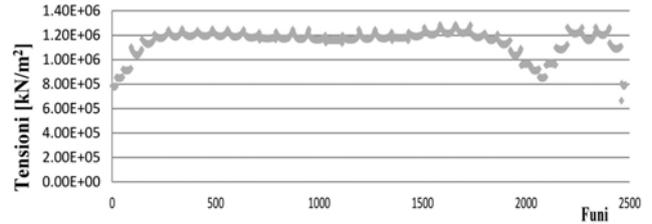
Modo	Frequenze (Hz)	Periodi (s)
1	0.149	6.679
2	0.179	5.584
3	0.215	4.647
4	0.244	4.099
5	0.254	3.933
6	0.293	3.417
7	0.296	3.377
8	0.313	3.190
9	0.340	2.939
10	0.352	2.844

Si riportano, di seguito, i grafici degli spostamenti nodali, quelli delle deformazioni e delle tensioni nelle funi (Fig.10-13), per le varie combinazioni di carico considerate. Le deformate sono state fortemente amplificate per permetterne la lettura.



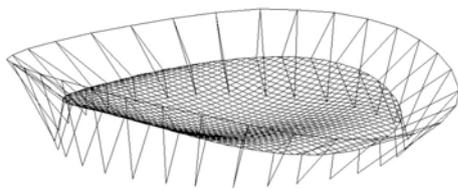


(e)

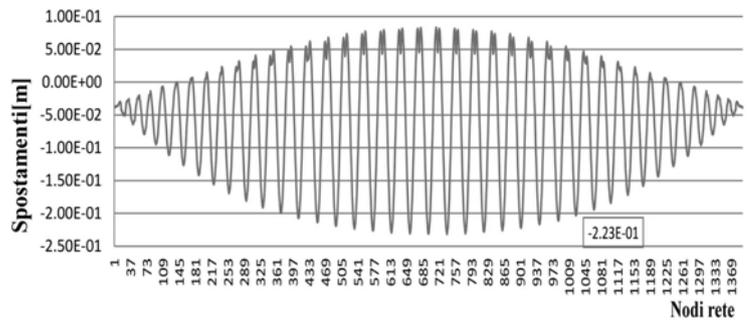


(f)

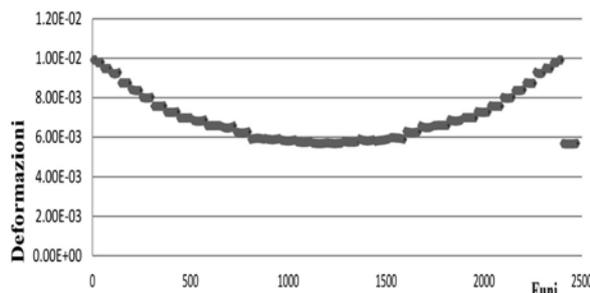
Figura 10. Comb. Fondamentale – (a) deformata (b) spostamenti (c) deformazioni funi portanti (d) deformazioni funi stabilizzanti (e) tensioni funi portanti (f) tensioni funi stabilizzanti



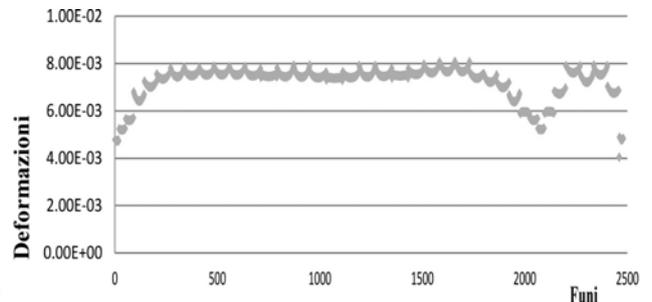
(a)



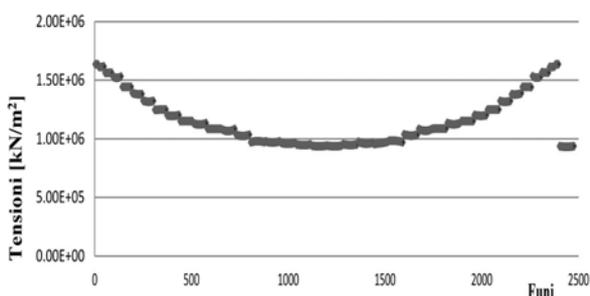
(b)



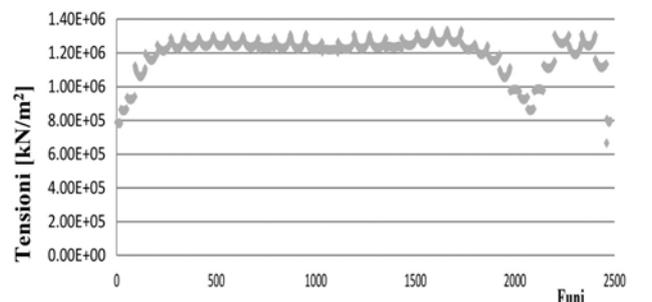
(c)



(d)

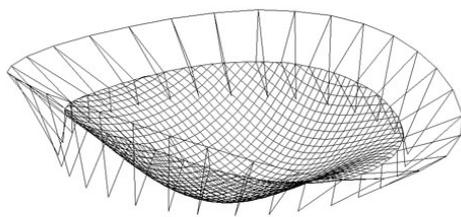


(e)

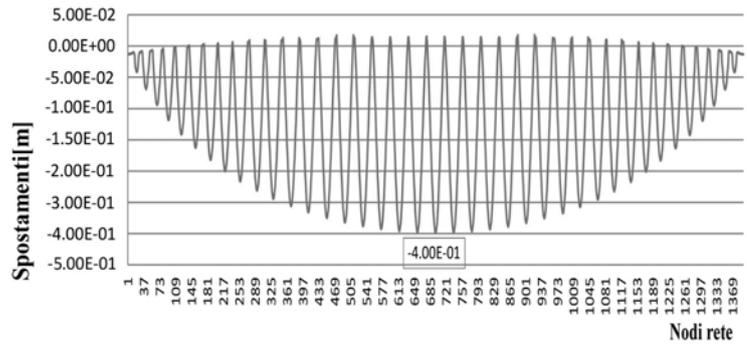


(f)

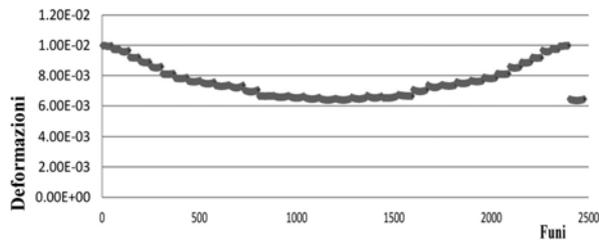
Figura 11. Comb. Fine costruzione – (a) deformata (b) spostamenti (c) deformazioni funi portanti (d) deformazioni funi stabilizzanti (e) tensioni funi portanti (f) tensioni funi stabilizzanti



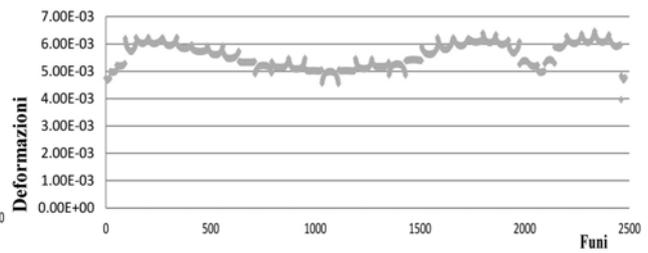
(a)



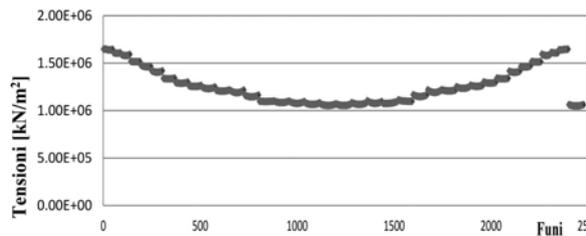
(b)



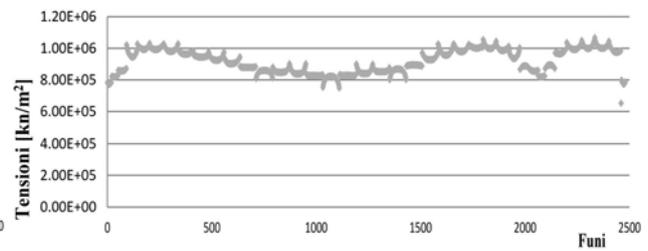
(c)



(d)

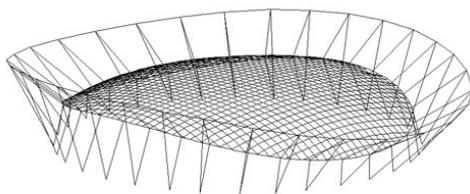


(e)

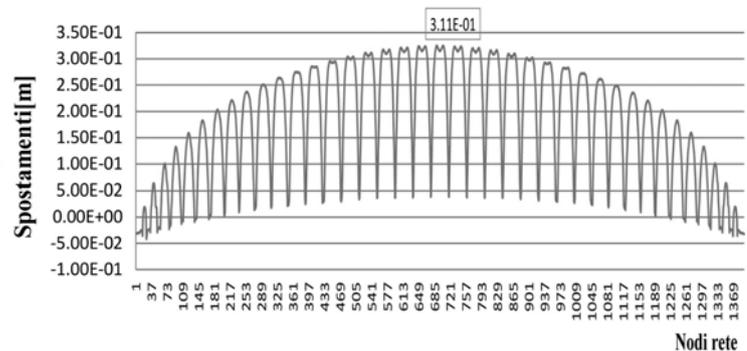


(f)

Figura 12. Comb. Ecc. solo neve – (a) deformata (b) spostamenti (c) deformazioni funi portanti (d) deformazioni funi stabilizzanti (e) tensioni funi portanti (f) tensioni funi stabilizzanti



(a)



(b)

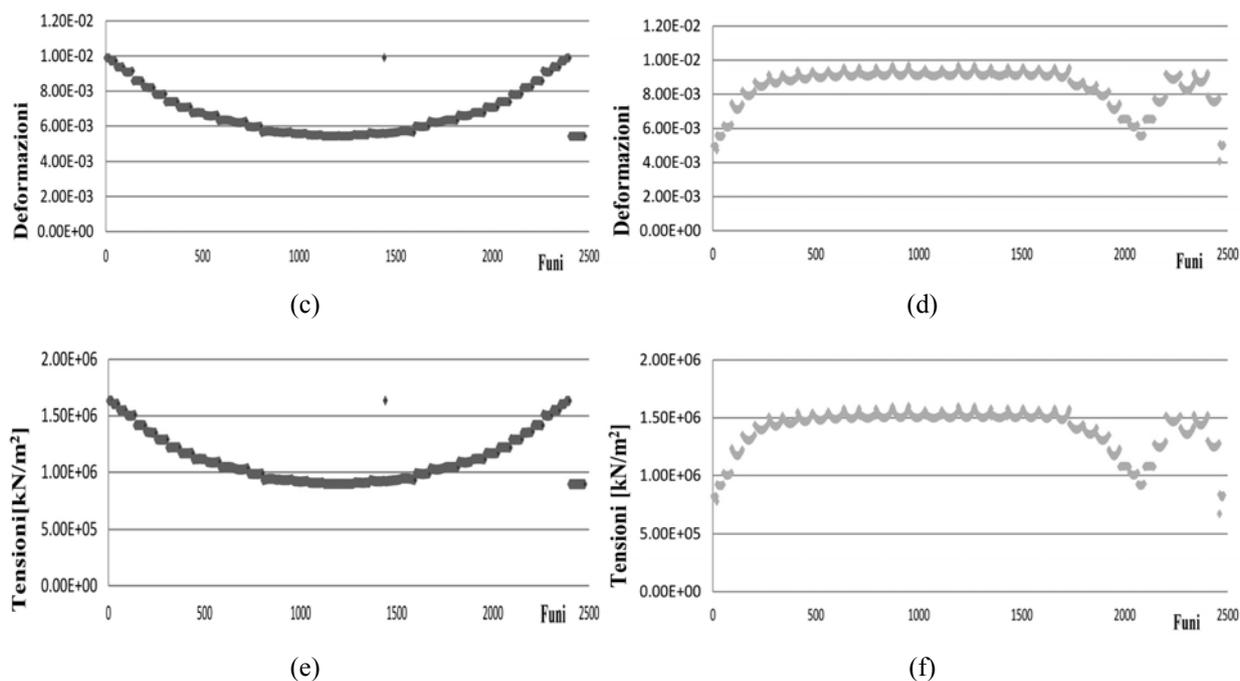


Figura 13. Comb. Vento 0° – (a) deformata (b) spostamenti (c) deformazioni funi portanti (d) deformazioni funi stabilizzanti (e) tensioni funi portanti (f) tensioni funi stabilizzanti

Come si può notare, gli abbassamenti dei nodi della rete non superano mai i 40 cm, che corrispondono ad 1/200 della luce (come imposto dalle NTC 2008 - Tabella 4.1.X, Fig.14); inoltre si nota come i due ordini di funi invertano il proprio stato tensionale a seconda che si applichi l'azione della neve o quella del Vento. Infine si vede che nessuna fune supera il valore massimo di snervamento prefissato nelle ipotesi ($f_y=1.70E+06$), pur arrivando al limite, e che nessuna fune è in bando.

Tabella 4.2.X Limiti di deformabilità per gli elementi di impalcato delle costruzioni ordinarie

Elementi strutturali	Limiti superiori per gli spostamenti verticali	
	$\frac{\delta_{max}}{L}$	$\frac{\delta_2}{L}$
Coperture in generale	$\frac{1}{200}$	$\frac{1}{250}$

Figura 14. Estratto NTC 2008 - Tabella 4.1.X

4. CONCLUSIONI

La progettazione ottimizzata di forme e strutture ha reso possibile coprire una luce di 80 m con una rete di funi che pesa solo 24 kg/m^2 e globalmente la struttura pesa circa 363 kg/m^2 . Accettando, inoltre, deformazioni non superiori ad un $1/200$ della luce massima in condizione dei massimi carichi di progetto, si ottengono anche strutture di bordo di dimensioni modeste a tutto vantaggio sia della qualità architettonica che del costo complessivo dell'edificio. Poi, l'applicazione dei coefficienti di pressione originali di galleria del vento ha dimostrato che, anche per l'angolo di vento di 90° (cioè con flusso parallelo alle funi con concavità rivolta verso il basso), condizione di carico più sollecitante, gli spostamenti non superano $1/2001_{\text{max}}$. Quindi, i valori dei coefficienti aerodinamici calcolati in galleria su modello rigido che simula la configurazione indeformata, sono validi anche quando le reti si deformano per l'azione del vento. Ciò implica che la forma a paraboloido iperbolico ha un ottimo comportamento sotto l'azione del vento.

5. RINGRAZIAMENTI

Si ringrazia il professor ing. Piero d'Asdia, coordinatore della ricerca e gli architetti Vincenzo Marinelli e Valeria Pacchiarotta per la loro collaborazione nello svolgimento delle analisi.

6. BIBLIOGRAFIA

- Cook, N.J., Mayne, J.R. (1978). *On design procedures for wind loading*. Building Research Establishment, Garston
- Cook, N.J., Mayne, J.R. (1979). A novel working approach to the assessment of wind loads for equivalent static design, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 4, pp. 149-164
- Cook, N.J., Mayne, J.R. (1980). A refined working approach to the assessment of wind loads for equivalent static design, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 6, pp. 125-137
- Gumbel E.J., *Statistic of extremes*, Columbia University, Press: Lieblein J. (1974). Efficient methods of extreme value methodology, Report 74-602, National Bureau of Standards: Washington
- Majowiecki M. (2004). *Tensostrutture: Progetto e Verifica*. Edizioni Crea, Milano
- Marinelli V., Pacchiarotta V. (2012). *Progetto e verifica di una tensostruttura di copertura per il pattinodromo comunale di Pescara*. Tesi di laurea
- Rizzo F., D'Asdia P., Lazzari M., Procino L. (2011). Wind action evaluation on tension roofs of hyperbolic paraboloid shape, *Engineering Structures*, Vol. 33(2), pp. 445-461
- Rizzo F., D'Asdia P., Ricciardelli F., Bartoli G. (2012). Characterisation of pressure coefficients on hyperbolic paraboloid roofs, *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, Vol. 102(C), pp. 61-71
- Simiu E., Scanlan R. (1996). *Wind effects on Structures*. John Wiley & Sons, New York

Wind tunnel tests on hyperbolic paraboloid roofs: equivalent pressure fields

Fabio Rizzo and Vincenzo Sepe

Department of Engineering and Geology, University “G. D’Annunzio” of Chieti-Pescara

ABSTRACT

Hyperbolic paraboloid roofs are particularly efficient in covering medium to large spans and highly competitive compared to traditional structures. However, the main international standards does not report any specific information (e.g. pressure coefficients) for wind-induced loads on this kind of structures, that require therefore *ad hoc* wind tunnel tests or CFD analyses even in the preliminary design stage. This motivated a wide and parametric investigation (see Rizzo, 2009; Rizzo *et al.*, 2011, Rizzo *et al.*, 2012), both numerical and experimental, aimed to explore the general trend of their aerodynamic behaviour for preliminary design purposes. In particular, experimental tests on in-scale models were recently performed in the CRIACIV boundary layer wind tunnel; several models of hyperbolic paraboloid roofs, different by size and shape and equipped with pressure taps, were tested to measure pressure fields for several angles of attack of the incoming wind. On the base of experimental results and of finite element analyses of cable nets with square footprint, the present paper explores the possibility of defining equivalent static pressure fields able to reproduce the envelope of dynamical displacements of the hyperbolic paraboloid surface.

KEYWORDS: Wind tunnel testing, pressure coefficients, hyperbolic paraboloid roofs, equivalent static wind loads.

1. INTRODUCTION

This research aims at answering the need to have reference pre-design data for hyperbolic paraboloid roofs, since no parametric data about this type of geometric shape is found in national and international standards. This deficiency is a source of difficulty for designers who want to perform preliminary dimensioning of a hyperbolic paraboloid roof, calculating, for example, cables nets, a commonly used structure to cover large spans with small thickness. This type of structure has in fact very high performance characteristics and, due to the low structural weight, is particularly suited for buildings built in seismic areas.

In previous steps of the research (Rizzo *et al.*, 2011), wind tunnel tests have been performed using models of square, rectangular, circular and elliptical footprint shape. Paraboloid hyperbolic roofs of this kind are used for roofs of sports arenas, indoor swimming pools, but could also be ideal for concert and conference spaces. From the point of view of structural design, their very complex and special configuration make impossible to use pressure coefficient data published in technical codes for flat, dome or inclined roofs, even for preliminary evaluation of the wind action.

In order to obtain parametric and simplified maps for hyperbolic paraboloid, in (Rizzo *et al.*, 2012) the pressure coefficients maps evaluated using wind tunnel test experimental results were simplified according to Eurocode instructions.

This methods is certainly appropriate to synthesize experimental details; however, the results obtained using wind static loads of this kind may be very different from the results obtained

with time histories in FEM analysis. In order to approximate both the static and dynamic results, in this paper pressure coefficients simplified maps (Rizzo *et al*, 2012) are modified. Preliminary results on the pressure field correlation are also discussed.

2. WIND TUNNEL TESTS ON HYPERBOLIC PARABOLOID ROOFS

In order to generate a sufficiently representative sample of possible geometric shape combinations, a total of four shapes were considered, respectively, square, rectangular, circular and elliptical (Fig. 1 a-d). Results of experimental test are described in previous papers (Rizzo *et al*, 2011).

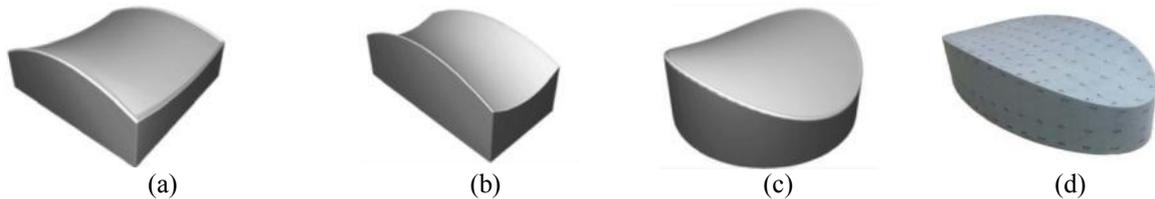


Figure 1: Footprint shapes of hyperbolic paraboloid roofs: square plane (a), rectangular plane (b), circular plane (c), elliptical plane (d)

The geometrical parameters f_1 (sag of the load bearing cable), f_2 (sag of the stabilising cable), H (total height of the roof), L_{\max} (maximum span of the roof) and H_b (distance roof-ground), as summarised in Fig.2, were defined with a shape optimization under the worst expected snow and wind loads.

For several cases, some of which described below, wooden models were built to perform wind tunnel tests and each was fitted with 155 to 233 pressure taps. Pressure taps were distributed on the roof and sides of the model, in particular the highest number of pressure taps were introduced along the edges and the two centerline sections, longitudinal and transverse, of the roof. Each pressure tap was connected to pressure transducers with a pneumatic connection made of Teflon pipes with 1.3 mm internal diameters.

An effective evaluation of aerodynamic phenomena requires that flow characteristics be correctly simulated during wind tunnel tests. Then special attention must be dedicated to scaling of the Reynolds number, whose effects are particularly significant in case of bodies with curved surfaces.

Indeed it is practically impossible, in the wind tunnel, to strictly match the Reynolds number with the scale factors usually used. For example simulation with a model scale equal to 1:100 would require the use of wind tunnel speeds greater than one hundred times those that could be recorded in reality. For this reason, and to reproduce the atmospheric boundary layer, characterized by very large Reynolds numbers, it is necessary to introduce technical roughness. In particular, leaving the wind-tunnel Reynolds number necessarily less than the real one, it is possible to change the system applying surface discontinuities, obtained using appropriate strips of material or granular paints; the tests described here used a paint with a final result similar to the surface of an ordinary sandpaper.

Aerodynamic tests were carried out at the CRIACIV wind tunnel located in Prato. This is an open circuit tunnel, with a propulsion in suction and a closed test chamber. The test chamber rectangular cross section has a width equal to 2.2 m and a height of 1.6 m. Wind speed is controlled by the inclination of the drive blades and the rotation frequency. A turbulence boundary layer is developed in the tunnel by placing, along the length of the wind tunnel, panels with surface roughness, that simulate the roughness of the site where the building is to be positioned. For this project an average roughness was chosen in order to simulate general conditions.

To minimize the locking phenomenon that occurs when a body, placed in the test section of a wind tunnel, partially blocks the air passage causing an acceleration of flow around it, a locking coefficient ϕ ranging between 1.5 and 7.7 % was chosen, with

$$\varphi = \left(\frac{A_{\text{tot}} - A_{\text{lateral}}}{A_{\text{tot}}} \right)^2 \quad (1)$$

A_{tot} being the cross sectional area of wind tunnel test chamber and A_{lateral} the sectional area of the model.

Anemometric measurements of the generated wind profile were made using a hot wire anemometer probe equipped with a monofilament, positioned in line with the position of the model. Measurements was repeated for four different levels, respectively equal to the heights of the models being tested. These measurements gave an approximation, in both exponential and logarithmic form, of the average wind speed as a function of altitude.

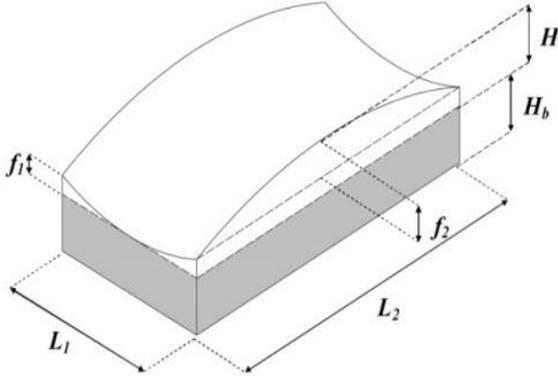


Figure 2: Geometrical parameters analysed

The profiles of the average test speed, its logarithmic approximation and the variation in turbulence intensity are plotted in Fig.3.

The pressure coefficient values (C_p) are obtained from the measured wind fields as the ratio between the orthogonal pressure to surface $P(t)$ and the static pressure of undisturbed flow P_0 , divided by the mean value of the undisturbed flow kinetic pressure q_m , where ρ is air density (assumed as 1.25 kg/m^3) and V_m is the mean value of undisturbed flow speed:

$$C_p(t) = \frac{P(t) - P_0}{q_m} = \frac{P(t) - P_0}{\frac{1}{2} \rho V_m^2} \quad (2)$$

Data for 16 different wind angles (each at 22.5°) were acquired for each model at a frequency of 252 Hz and for a time interval equal to 29.7 seconds (details in (Rizzo, 2009)). This gave, for each pressure tap, a pressure time history of 7504 values for each wind angle. Subsequently pressure coefficients maps were plotted according to a map generated dividing roof with Thiessen polygons distribution (a polygon of Voronoi diagram), in which pressure is considered constant.

Tests were carried out at a mean wind speed equal to 16.7 m/s at a height of 10 cm (model scale). If the scale length of the model λ_l is assumed equal to 1:100 compared to the real building scale and the average real scale wind speed U_{10} at 10 m height is equal to 27 m/s, the speed scale λ_v is equal to 0.62. This corresponds to a time scale λ_t equal to 0.0162. Therefore the 30 second acquisition time in the wind tunnel at model scale corresponds to a real scale time of about 1800 s, within the range 600 s - 3600 s suggested in the scientific literature (see, for example, ASCE, 1999).

From the measured pressure fields, minimum and maximum pressure coefficients have been calculated using a probabilistic method according to the Gumbel method, following the procedure proposed by Cook and Mayne (1979, 1980), associated with a probability of 22% that it will be exceeded, as is done by Eurocode 1, (Rizzo *et al*, 2012). In Tab.1 geometric

parameters of wind tunnel test models are described, while in Figs. 4-7 wind tunnel test models images are reported in order to gives a full overview of sample tested.

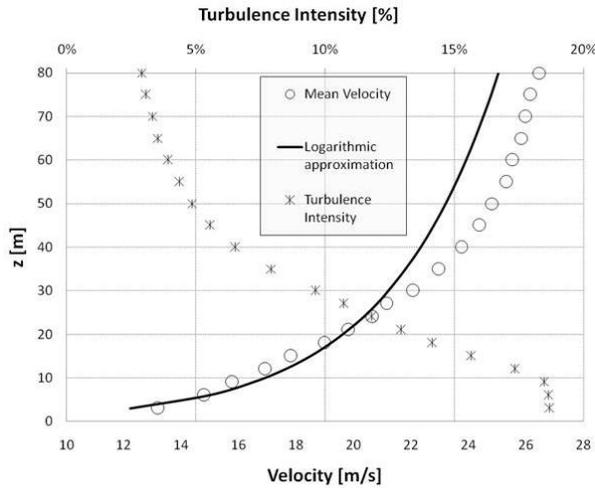


Figure 3: Velocity and turbulence profiles

Table 1: Geometric parameters of wind tunnel test models

Square footprint roof ($L_{max} = 80.0$ cm)								Rectangular footprint roof ($L_1 < L_2$) ($L_{max} = 80.0$ cm)							
<i>test</i>	L_1/L_2	H	f_1/f_2	f_1	f_2	L_1	L_2	<i>test</i>	L_1/L_2	H	f_1/f_2	f_1	f_2	L_1	L_2
(-)	(-)	(-)	(-)	(cm)	(cm)	(cm)	(cm)	(-)	(-)	(-)	(-)	(cm)	(cm)	(cm)	(cm)
p.1	0.5	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	80	80	p.3	0.5	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	40	80
p.2	0.5	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	80	80	p.4	0.5	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	40	80
p.7	0.5	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	80	80	p.5	0.5	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	40	80
p.8	0.5	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	80	80	p.6	0.5	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	40	80
Circular footprint roof ($L_{max} = 80.0$ cm)								Elliptical footprint roof ($L_{max} = 80.0$ cm)							
<i>test</i>	L_1/L_2	H	f_1/f_2	f_1	f_2	L_1	L_2	<i>test</i>	L_1/L_2	H	f_1/f_2	f_1	f_2	L_1	L_2
(-)	(-)	(-)	(-)	(cm)	(cm)	(cm)	(cm)	(-)	(-)	(-)	(-)	(cm)	(cm)	(cm)	(cm)
p.9	1	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	80	80	p.14	0.5	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	40	80
p.10	1	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	80	80	p.15	0.5	$\frac{1}{10} L_{max}$	2.0	2.67	5.33	40	80
p.11	1	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	80	80	p.16	0.5	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	40	80
p.12	1	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	80	80	p.17	0.5	$\frac{1}{6} L_{max}$	2.0	4.44	8.89	40	80

In the present paper, the case of only one of all geometries tested is proposed in order to study the correlation of pressure field. The geometry chosen is the p.7 model of Tab.1. In Fig.8 the pressure coefficients maps of 0° , 45° and 90° wind angle are shown.

In Fig.9 a simplification of the pressure coefficients map (Thiessen polygons distribution) for wind 0° and 90° are reported. (Rizzo *et al*, 2012). The roof is divided in representative zones with a constant value of pressure coefficient, respectively 7 for wind 0° and 17 for wind 90°.

3. STATIC AND DYNAMIC ANALYSIS

3.1 Dynamic analysis with wind forces time histories

The dynamic response of selected cable roofs (with square footprint p.7, according to Tab. 1) was evaluated by means of FEM analysis with pressure coefficients time histories acquired in wind tunnel tests on a 1:100 in-scale model. In the numerical model, distance of 2 m between cables was chosen.

In wind tunnel tests, a total of 7504 peak values were acquired with a time step (Δt) equal to 29.7/7504, approximately 0.0039 seconds, while the time step ($\Delta t/\lambda v$) used in FEM analyses is equal to 0.24s.

Constant time histories were applied to each node with reference to a single Thiessen polygon. 1681 pressure time histories were applied with 7504 values plus an initial "ramp" with a length of 469 values.

Structures which are sensitive to nonlinear geometric effects, as those here considered, need to be analyzed taking into account not only the change in geometric configuration but also the geometric "stiffness" component. It is also essential, when describing wind-structure interaction phenomena (for example forcing or vortex shedding response), to carry out accurate calculation of structure frequencies and vibration modes for different stress states.



Figure 4: Referring to Tab. 1, p.1 (a), p.2 (b), p.7 (c), p.8 (d)



Figure 5: Referring to Tab. 1, p.3 (a), p.4 (b), p.5 (c), p.6 (d)



Figure 6: Referring to Tab. 1, p.9 (a), p.10 (b), p.11 (c), p.12 (d)



Figure 7: Referring to Tab.1, p.14 (a), p.15 (b), p.16 (c), p.17 (d)

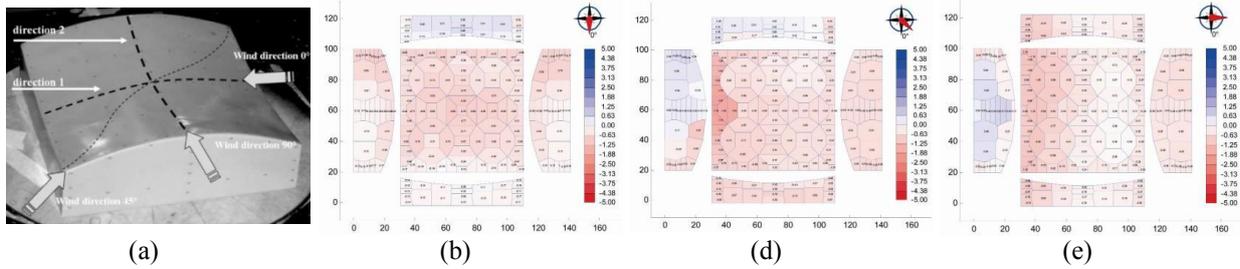


Figure 8: p.7 model, pressure coefficients map, directions scheme (a), 0° (b), 45° (c), 90° (d)

In this research a not commercial software open source called “Tenso”, based on Total Lagrangean theory and developed by D'Asdia and co-workers, has been used to perform such analyses. The Newton Rapson method is used in the static solution (i.e. under dead and permanent loads), while the Newmark method is used for obtaining the dynamic response in the time domain; damping is analyzed according to the Rayleigh model, with coefficients α and β calibrated on the eigenmodes.

The peak values of vertical displacements (positive downwards) evaluated during time history analysis are reported in Tab. 2 and 3 for the seven regions of roof reported in Fig. 9.b with average wind from 0°, and the 17 regions reported in Fig. 9.d with average wind from 90°.

3.2 Static analysis with wind forces evaluated according to simplified map

As already said, one of the aims of this research is to define equivalent static pressure fields able to reproduce the envelope of dynamical displacements of the hyperbolic paraboloid surface. To this respect, the relevance of dynamic effects, very significant for the structure under consideration, exclude the possibility of approximate the envelope of the dynamic response by means of the static envelope of pressure fields. This is evident by comparing the vertical displacements in sample points obtained with time-history analysis (Figs. 10 and 11) with corresponding displacements obtained by means of a static application of maximum or minimum pressure fields (Tabs. 4 and 5).

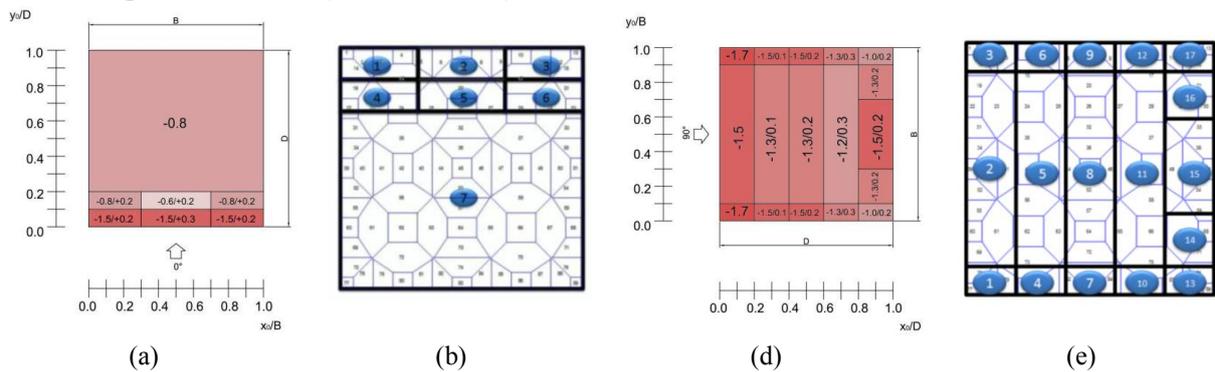


Figure 9: Pressure coefficients simplified map (Rizzo *et al.*, 2012) wind 0° (a), roof zoning 0° (b), wind 90° (c), roof zoning 90° (d)

The vertical displacements difference obtained with time histories analysis and with static analysis, as shown in Fig. 10 a and b for wind 0° and Fig. 11 a and b for wind 90°, suggest to introduce modified values of static wind forces in order to obtain results more similar between static and dynamic analysis.

Indeed, to reproduce maximum and minimum displacements corresponding to dynamic analyses in time-history, the maximum pressure coefficients of Fig. 9a and 9.c should be increased, while the minimum values should be decreased and this aspect is much more evident in the area of flow separation.

Table 2: Vertical displacements with time history analysis wind 0°

Zones (Figure 9.b)	1	2	3	4	5	6	7
W							
Vertical displacements (time history analysis)	(m)						
$W_{dynamic,max}$	-0.0267	-0.0339	-0.0283	-0.0414	-0.0410	-0.0359	-0.0195
$W_{dynamic,min}$	0.0289	0.0244	0.0204	0.0268	0.0636	0.0417	0.1045

Table 3: Vertical displacements with time history analysis wind 90°

Zones (Figure 9.d)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
W																	
Vertical displacements (time history analysis)	(m)																
$W_{dynamic,max}$	0,04	0,11	0,05	0,06	0,18	0,10	0,04	0,20	0,05	0,03	0,12	0,05	0,02	0,05	0,07	0,06	0,02
x	5	8	3	9	1	1	9	0	7	6	5	2	7	5	3	8	6
$W_{dynamic,min}$	0,02	0,04	0,01	0,06	0,09	0,04	0,08	0,19	0,09	0,08	0,18	0,06	0,03	0,11	0,11	0,09	0,04
	5	1	7	2	2	2	5	4	7	8	0	8	7	1	9	8	6

Table 4: Vertical displacements with wind static forces evaluated with pressure coefficients reported in the simplified map shown in Fig. 9.a

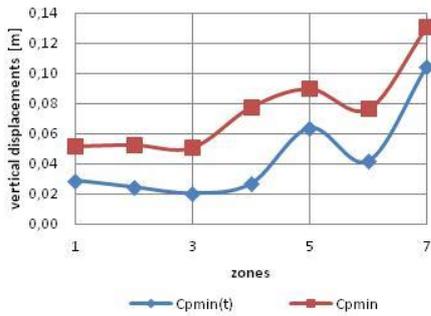
Zones (Figure 9.b)	1	2	3	4	5	6	7
W							
Vertical displacements (time history analysis)	(m)	(m)	(m)	(m)	(m)	(m)	(m)
$W_{static,max}$	-0.0125	-0.0222	-0.0124	0.0068	-0.0059	0.0069	0.1479
$W_{static,min}$	0.0520	0.0529	0.0511	0.0779	0.0900	0.0766	0.1310

Table 5: Vertical displacements with time history analysis wind 90°

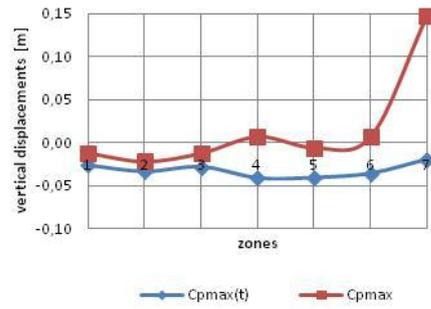
Zones (Figure 9.d)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
W																	
Vertical displacements (time history analysis)	(m)																
$W_{static,max}$	0,035	0,069	0,034	0,063	0,171	0,061	0,068	0,214	0,066	0,054	0,162	0,054	0,023	0,053	0,067	0,054	0,023
$W_{static,min}$	0,003	0,004	0,003	0,002	0,007	0,002	0,006	0,020	0,006	0,008	0,017	0,008	0,001	0,005	0,007	0,005	0,001

Although not yet fully explored, a similar trend has been found in all the cases so far examined as expected for this kind of cable net, due to a larger stiffness for downward displacements.

Quite obviously, only a wider investigation could allow to verify the possibility of extending and generalizing such results to different cases and hopefully to define an effective procedure to scale, on the base of cables stiffness and roof geometry, pressure coefficients in order to reproduce the envelope of dynamic analysis.

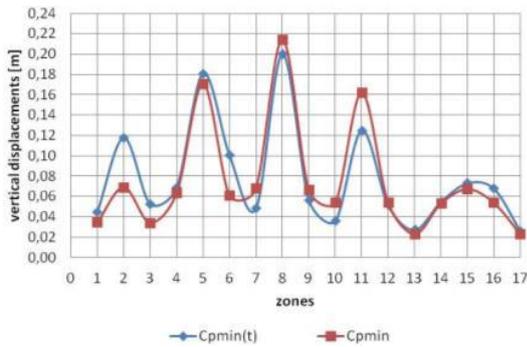


(a)

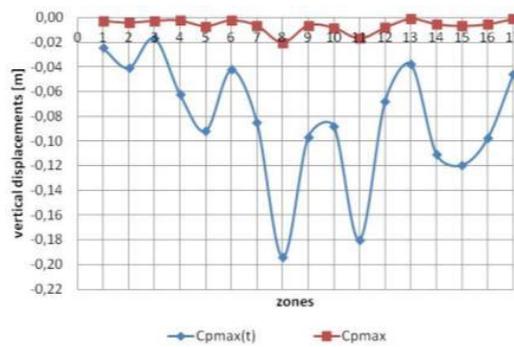


(b)

Figure 10: Wind 0° , comparison between the vertical displacements obtained with time histories analysis (a) and the that obtained with static analysis (b)

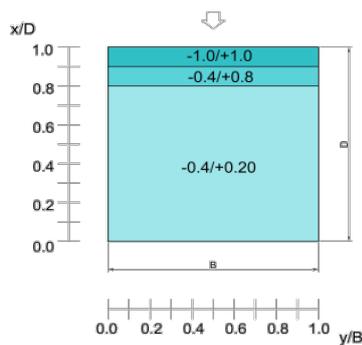


(a)

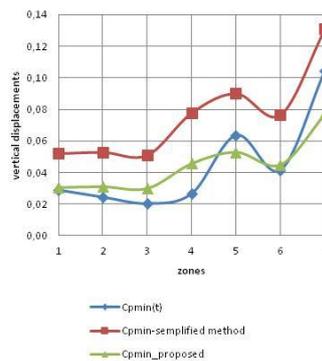


(b)

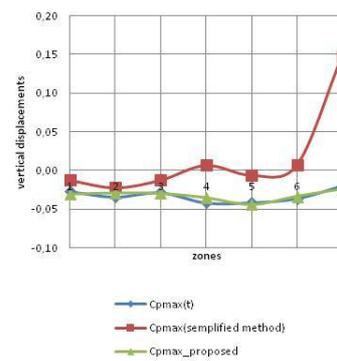
Figure 11: Wind 90° , comparison between the vertical displacements obtained with time histories analysis (a) and the that obtained with static analysis (b)



(a)



(b)



(c)

Figure 12: Wind 0° , new map proposed (a), comparison between vertical displacements obtained with minimum values of pressure coefficients (b), comparison between vertical displacements obtained with maximum values of pressure coefficients (c)

4. CORRELATION OF PRESSURE FIELDS

Due to the intrinsic deformability of this kind of structures, the maximum and minimum vertical displacements may depend, in a given point, on a limited part of the pressure field, i.e. due to correlated wind-induced loads acting on a limited region around the given point.

In order to study the structure of pressure fields and to capture this behavior, the correlation surfaces for several mean direction of the wind have been evaluated. Each value of the pressure time histories was subtracted to the average of the pressures and divided by the

standard deviation (σ), as in Eq.3, generating a matrix V [7504x89]; this study has been repeated for 16 wind angles but only 0° is reported in this paper.

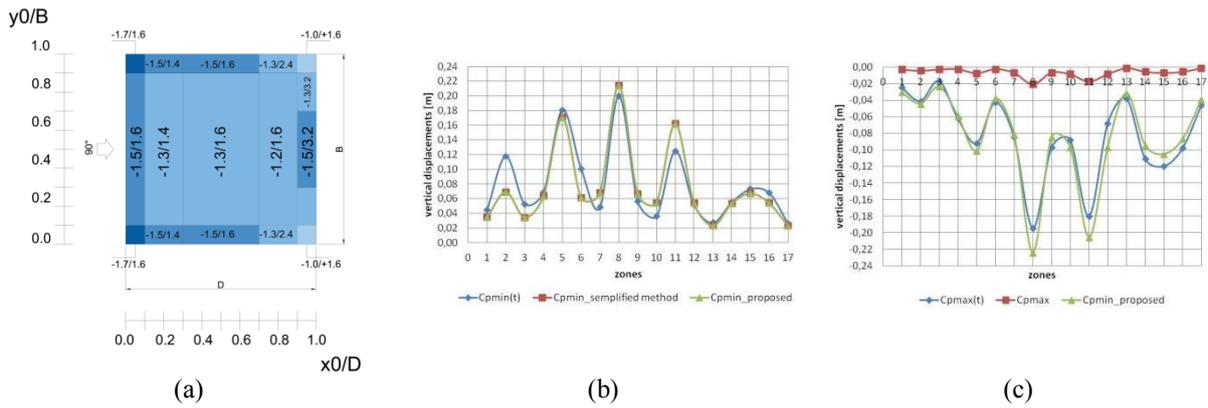


Figure 13: Wind 90° , new map proposed (a), comparison between vertical displacements obtained with minimum values of pressure coefficients (b), comparison between vertical displacements obtained with maximum values of pressure coefficients (c)

The autocorrelation matrix, R, has been calculated as expressed by Eq.4 and the dimensions of R are equal to [89x89], where N_p is the number of Thiessen polygons of roof (in this case N_p is equal to 89). In order to develop an optimal graphical display, a mesh composed from 89 to 89 points was processed. Each point is coincident with the centroids of the Thiessen polygons. Finally, a fitting has been developed in order to regularize the three dimensional graph. The three-dimensional graph represents the spatial variation of the correlation of the individual pressure taps; in z, the values of R, x and y in the x and y coordinates of the centers of gravity of the polygons of Thiessen, are reported. The correlations for pressure taps in the middle of each zone illustrated in Fig.9 are shown in Figs 14-20.

$$V = \frac{[C_{p_i} - \bar{C}_p]}{\sigma} \quad (3) \quad R = \frac{V^T V}{N_p - 1} \quad (4)$$

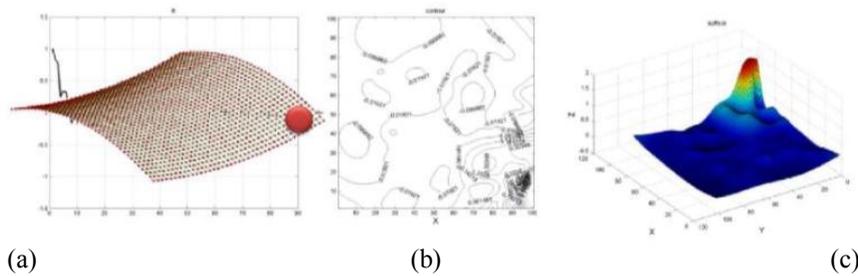


Figure 14: Zone 1, pressure taps position on cable net (a), Correlation contours (b), three dimensional fitting (c)

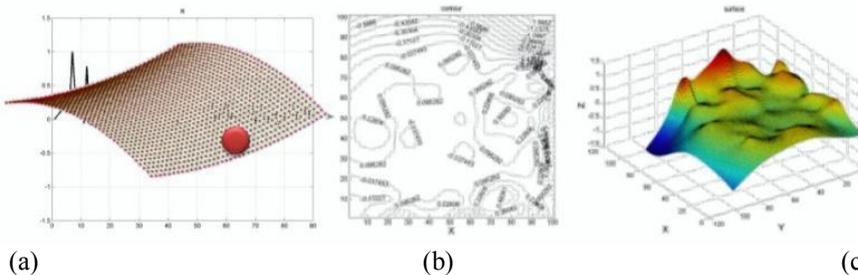


Figure 15: Zone 2, pressure taps position on cable net (a), Correlation contours (b), three dimensional fitting (c)

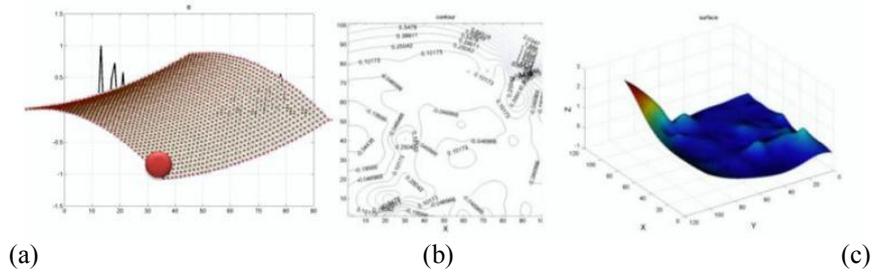


Figure 16: Zone 3, pressure taps position on cable net (a), Correlation contours (b), three dimensional fitting (c)

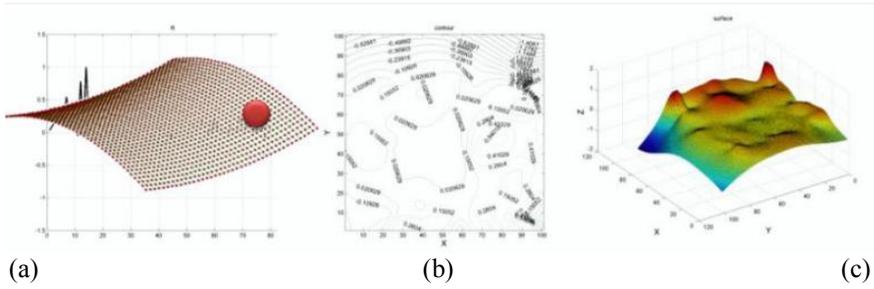


Figure 17: Zone 4, pressure taps position on cable net (a), Correlation contours (b), three dimensional fitting (c)

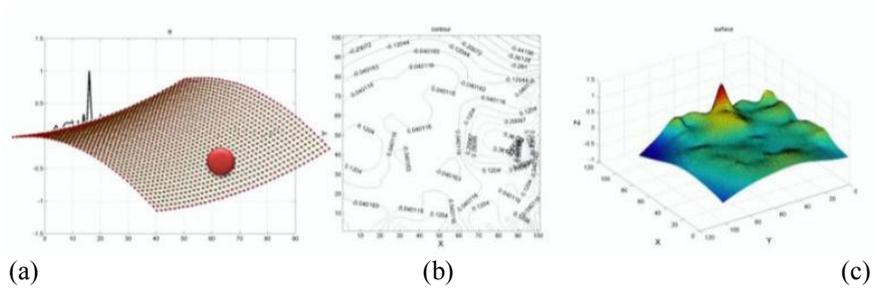


Figure 18: Zone 5, pressure taps position on cable net (a), Correlation contours (b), three dimensional fitting (c)

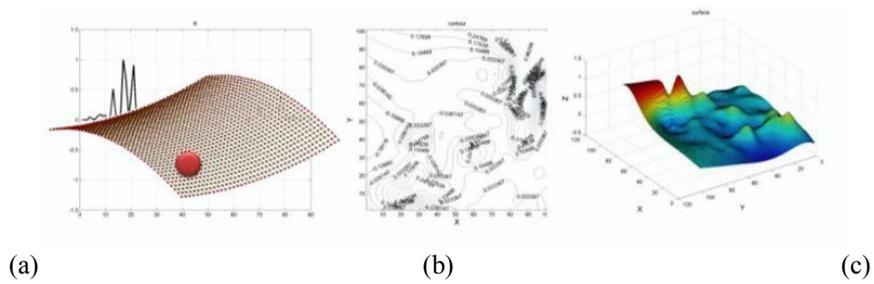


Figure 19: Zone 6, pressure taps position on cable net (a), Correlation contours (b), three dimensional fitting (c)

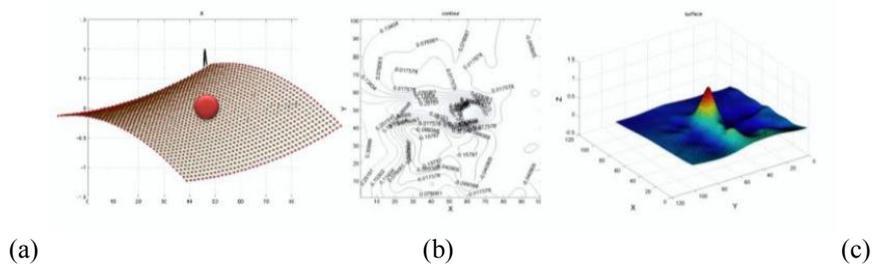


Figure 20: Zone 7, pressure taps position on cable net (a), Correlation contours (b), three dimensional fitting (c).

For each roof zone of Fig. 9.b, a static and "local" pressure field has then been generated to reproduce the correlation effects, obtained by multiplying the maximum and minimum pressure coefficients of the 7 zones in Fig.9a by the correlation coefficients of each zone with the other ones. Under the seven static and "local" load distributions so obtained, the static displacements of each zone almost correspond to the static displacements in the same point due to the "global" load distribution in Fig.9a. An effective local load to reproduce dynamic effects could then be obtained amplifying static pressures according to the procedure described in Section 3.

This suggests the possibility, to verify in the future developments of the research, to look for equivalent and "local" distributions of static loads (a sketch in Fig.21) able to reproduce the maximum and minimum expected dynamic displacements by taking into account the local peaks of measured pressure fields and amplification (or deamplification) factors related to dynamic effects described in Section 3.

$$Cp_{min,simplified} = \begin{cases} -1,70 \\ -1,50 \\ -1,70 \\ -0,80 \\ -0,60 \\ -0,80 \\ -0,80 \end{cases} \quad Cp_{max,simplified} = \begin{cases} 0,20 \\ 0,30 \\ 0,20 \\ 0,20 \\ 0,20 \\ 0,20 \\ -0,80 \end{cases} \quad (5)$$

$$Cp_{R,i} = R_{ij} \times Cp_{min,simplified}; \quad Cp_{R,i} = R_{ij} \times Cp_{max,simplified} \quad (6)$$

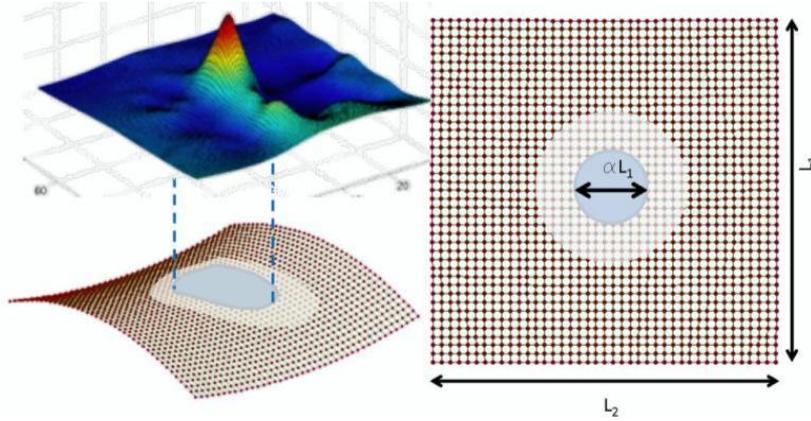


Figure 21: Local wind load to obtain peak of vertical displacements

5. CONCLUSIONS

The paper explores the possibility of defining equivalent static loads for pre-design purposes of hyperbolic paraboloid roofs. The numerical investigation discussed here, developed by FEM analyses on several geometrical configuration with square footprint and mean wind direction, is based on a huge amount on wind-tunnel data obtained during his PhD research by one of authors (F.R.) in the boundary layer wind tunnel of CRIACIV in Prato (Italy).

Although no general conclusion can be drawn, the results so far available for sample cases show that the peaks of dynamical response of these structures can be effectively caught by means of equivalent static load, obtained by modifying peak values of wind-tunnel pressure fields by means of dynamical factors, correlated to the roof geometry and stiffness and to mean wind direction.

6. ACKNOWLEDGEMENTS

Special thanks to Professor Piero D'Asdia, advisor of Fabio Rizzo for PhD research and coordinator of a research group on this subject (Rizzo, 2009; Rizzo *et al.* 2011; Rizzo *et al.*, 2012), Dr Massimiliano Lazzari and Professors Francesco Ricciardelli and Gianni Bartoli.

7. REFERENCES

- Gumbel E.J. 1958. *Statistic of extremes*, Columbia University Press: N.Y.
- Cook N.J., Mayne J.R. 1978. *On design procedures for wind loading*. Building Research Establishment, Garston.
- Cook N.J., Mayne J.R. 1979. *A novel working approach to the assessment of wind loads for equivalent static design*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **4**, 149-164.
- Cook N.J., Mayne J.R. 1980. *A refined working approach to the assessment of wind loads for equivalent static design*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **6**, 125-137.
- Elashkar I., Novak M. 1983. *Wind tunnel studies of cable roofs*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **13** (1-3), 407-419.
- Melchers R.E. 1987. *Structural reliability*, Elley Horwood Ltd.
- Forster B. 1994. *Cable and Membrane Roofs, a Historical Survey*. Structural Engineering Review, **6**(3-5).
- Simiu E., Scanlan R. H. 1996. *Wind effects on structures*. Third edition, John Wiley & Sons, New York
- Majiowiecki M. 1998. *Snow and Wind experimental analysis in the design of long-span sub-horizontal structures*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, **74 - 76**, 795-807.
- Shen S., Yang Q. 1999. *Wind-induced Response Analysis and Wind-resistant Design of Hyperbolic Paraboloid Cable Net Structures*. Int. J. Space Struct., **14** (1), 57-65.
- ASCE (American Society of Civil Engineering) 1999. *Wind tunnel studies of buildings and structures*. N. Isyumov, Ed., Manuals of Practice (MOP) 67.
- Australian/New Zealand Standard 2002. *Structural design actions; Part 2: Wind actions*. AS/NZS 1170.2:2002.
- Majiowiecki M. 2004. *Tensostrutture: Progetto e Verifica*. Edizioni Crea, Milano. (in Italian).
- Lewis W. J. 2004. *Tension structures: form and behaviour*, ASCE standard.
- ASCE (American Society of Civil Engineers) 2005. *Minimum Design Loads for buildings and other Structures*. ASCE 7-05.
- CEN (Comité Européen de Normalisation) 2005. *EN 1991-1-4: Eurocode 1: Actions on structures - Part 1-4: General actions – Wind actions*.
- CNR (National Research Council of Italy) 2011. *CNR-DT 207/2008 Guide for the assessment of wind actions and effects on structures*.
- Rizzo F. 2009. *Studio Aerodinamico e Analisi non Lineare di coperture di medie e grandi luci: Progettazione ottimizzata di tensostrutture in reti di funi*. Ph.D. Thesis, University "G. D'Annunzio" of Chieti/Pescara. (in Italian)
- Masciulli E., Forgione D. 2011. *Studio Aerodinamico di coperture a paraboloide iperbolico a pianta ellittica*. Graduated Thesis, University "G. D'Annunzio" of Chieti/Pescara. (in Italian).
- Rizzo F., D'Asdia P., Lazzari M., Procino L. 2011. *Wind action evaluation on tension roofs of hyperbolic paraboloid shape*. Engineering Structures, **33** (2), 445-461.
- Rizzo F., D'Asdia P., Ricciardelli F., Bartoli G. 2012. *Characterisation of pressure coefficients on hyperbolic paraboloid roofs*. Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics **102C**, 61-71.

Aerodynamic features of very slender circular cylinders for SUPPs: a puzzling behaviour

Francesca Lupi ^a, Claudio Borri ^a, Hans-Juergen Niemann ^b, Udo Peil ^c

^aCRIACIV-Università degli Studi di Firenze, Firenze

^bRuhr-University Bochum, Bochum, GERMANIA

^cTechnical University Braunschweig, Braunschweig, GERMANIA

SOMMARIO

Gli impianti di torri solari ad aspirazione sono una nuova tecnologia per la produzione di energia rinnovabile, basata sullo sfruttamento combinato di energia solare ed eolica. Le torri solari sono strutture alte fino a 1.5 km, solitamente progettate come gusci in cemento armato di spessore variabile tra 25 e 60 cm. L'azione del vento governa il progetto di queste torri. Una estesa campagna sperimentale in galleria del vento è stata svolta presso i laboratori WiSt (Ruhr-University Bochum, Germania) e CRIACIV (Università di Firenze, Italia). I test hanno mostrato l'esistenza di un fenomeno nuovo che riguarda il carico del vento trasversale. Questo è indotto da una distribuzione bistabile e non simmetrica del flusso attorno alla torre.

ABSTRACT

The inexhaustible solar radiation input in the deserts and the powerful updraft of warm air have enhanced, in recent years, a new idea for renewable energy sources: a combined sun-wind energy solution. The technology, namely "Solar Updraft Power Plant" (SUPP), is based on the natural updraft of warm air in a chimney and conversion into electric power by wind turbines at the chimney foot. The structure of Solar Updraft Towers is basically a circular cylinder, which may turn into a hyperboloid at lower. The height of the tower is up to 1.5 km and it is usually designed as a thin reinforced concrete shell. The wind action is the main natural hazard. An extensive wind tunnel investigation has been recently performed at WiSt laboratory at Ruhr-University Bochum (Germany) and at Criaciv laboratory at University of Florence (Italy). The tests highlighted a new phenomenon regarding cross-wind loads, induced by a bi-stable and asymmetric flow distribution. It is addressed by the paper.

PAROLE CHIAVE: Solar Updraft Towers, circular cylinders, bistable flow

1. INTRODUCTION

The Solar Updraft Power Plant technology is a combined sun-wind energy solution for renewable energy harvesting. It is based on the natural updraft of warm air in a chimney and conversion into electric power by wind turbines at the chimney foot. The tower structure is basically a circular cylinder (Schlaich, 1995; Goldack, 2004), turning into a hyperboloid at lower levels, in order apply benefits of shape strengthening due to the double curvature surface (Harte&van Zijl, 2007; Krätzig, 2008; Harte et al., 2010; Krätzig et al., 2010)

A preliminary investigation of the thin reinforced concrete shell (wall thickness from 25 up to 60 cm) under an equivalent static wind load revealed the key role played by stiffening rings placed along the height (Lupi, 2009). They allow a better distribution of internal forces under wind loading, reducing risk of buckling and peaks of tension at the windward side. The wall thickness, as well as the amount of steel reinforcement, can then be minimized. Stiffening rings can be either of concrete or steel, eventually they can have internal spokes.

An extensive wind tunnel investigation has been recently performed at WiSt laboratory at Ruhr-University Bochum (Germany) and at Criaciv laboratory at University of Florence (Italy). The tests highlighted a new phenomenon regarding cross-wind loads, induced by a bi-stable and asymmetric flow distribution. This is created by compartments between stiffening rings along the tower and enhanced by a strong interaction with free-end flow structures at the top of a finite length circular cylinder. The phenomenon is canceled by the presence of the efflux. In no-efflux conditions its effect on the response is mitigated by lower correlations of pressures. In any case, it could be avoided by a proper positioning of the rings. The investigation on this last issue is still on-going. The comparison between results of the two boundary layer wind tunnels showed very good agreement and confirmed the results presented in the paper.

2. EXPERIMENTAL SET-UP FOR WIND TUNNEL TESTS

The model for wind tunnel tests represents a Solar Tower prototype of 1 km in height and 150 m in diameter in scale 1:1000. Although the real shape of the tower may turn into a hyperboloid at lower levels, the wind tunnel model is a circular cylinder. This shape, which makes the manufacturing much easier, allows the evaluation of the aerodynamic effects without any loss in generality. The efflux inside the tower is not reproduced by means of the collector, but artificially by using the pressure difference outside-inside the wind tunnel. Tests are performed both with and without efflux. The no-efflux condition (out-of-use of the power plant) resulted to be the most interesting, because typical features of the flow around finite length cylinders – like the tip effect – develop without any disturbance, as shown in the following. This influences and may govern the design.



Fig. 1. Wind tunnel tests on Solar Updraft Tower. a) WiSt, Ruhr-Univ. Bochum, Germany; b) Criaciv, Univ. Florence, Italy

The tower model is equipped with 340 pressure taps, placed at several levels along the height and at a spacing of 20° in the circumferential direction, in order to investigate vertical and horizontal cross-correlations. Both external and internal pressures are measured at each level.

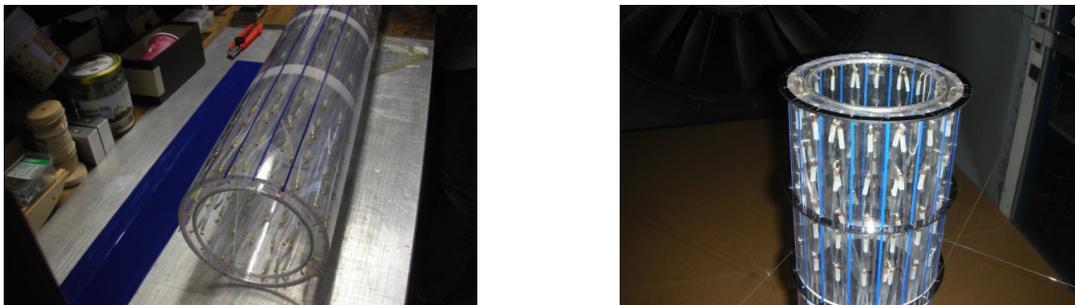


Fig. 2-3. Model of Solar Updraft Tower: application of surface roughness and stiffening rings.

The wind tunnel scale of the model and of the boundary layer properties reduces of around three orders of magnitude the Reynolds number from full-scale to wind tunnel conditions ($Re = UD/v$; $Re_{FS} = 50 \cdot 150 / 1.5 \cdot 10^{-5} = 5 \cdot 10^8$; $Re_{WT} = 30 \cdot 0.15 / 1.5 \cdot 10^{-5} = 3 \cdot 10^5$). Because of that, surface roughness (ribs) is applied along the model (Fig. 2), in order to reproduce the same state of the flow as in full-scale. The target condition is described in the VGB guideline for cooling towers (curve K1.5-1.6). The final choice for the surface roughness is $k/D = 0.25/150$, being k the thickness of the ribs. The ribs are at an angular distance of 20° , i.e. in between two pressure taps. In any case, ribs are only applied in the scaled wind tunnel model because of Re effects, while the surface of the tower in full-scale conditions must be smooth in order to reduce the drag (Niemann, 2009).

Circular ring beams are applied along the height of the tower. Tests are performed both without and with rings. The size and the number of the rings resulted to be influencing parameters of the flow around the tower. Being w the width of the rings (jutting out of the shell surface) and D the diameter, the following conditions were tested:

- $w/D = 7/150 = 4.67 \cdot 10^{-2}$; 10, 7, 5 rings along the height; with and without efflux;
- $w/D = 3.5/150 = 2.33 \cdot 10^{-2}$; 10, 7, 5 rings along the height; with and without efflux;
- no rings; with and without efflux;

3. RESULTS AND DISCUSSION

The wind tunnel tests on the circular cylinder without rings (basic configuration), confirmed that out of the tip region there are not significant differences between the efflux and no-efflux conditions. In the tip region, the tip effect is stronger in case of no-efflux. Because of that, the no-efflux condition is taken as reference for the design.

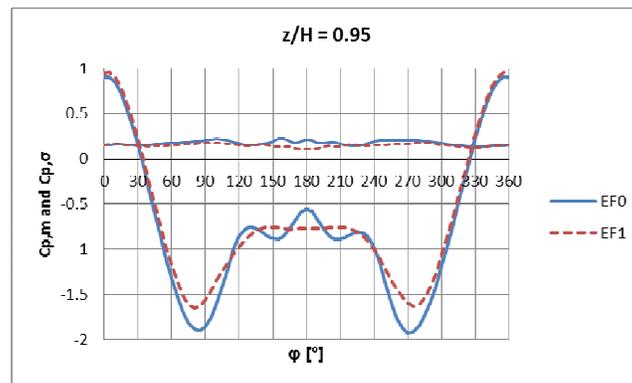


Fig. 4. Tip effect; without efflux (EF0) and with efflux (EF1)

The presence of ten rings along the tower creates a bi-stable and asymmetric flow. The flow is bistable because two identical, mirrored, asymmetric states can occur and jumps in the time-histories distinguish the two situations. The jumps in the time histories occur in the pressures, as well as in the lift (Fig. 5).

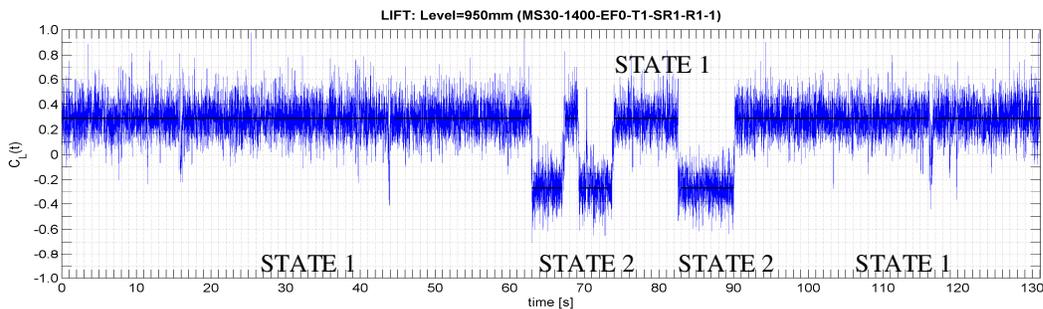


Fig. 5. Bistable flow condition – Lift coefficient in the tip region ($z/H = 0.95$)

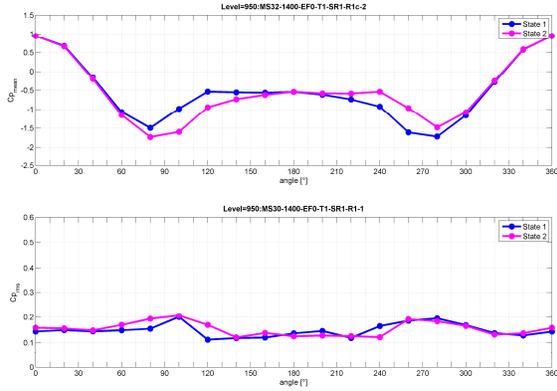


Fig. 6a. Asymmetric and bistable flow condition, 10 rings, no-efflux: state 1 (blue) and state 2 (pink). $C_{p,mean}$ and $C_{p,\sigma}$ ($z/H = 0.95$)

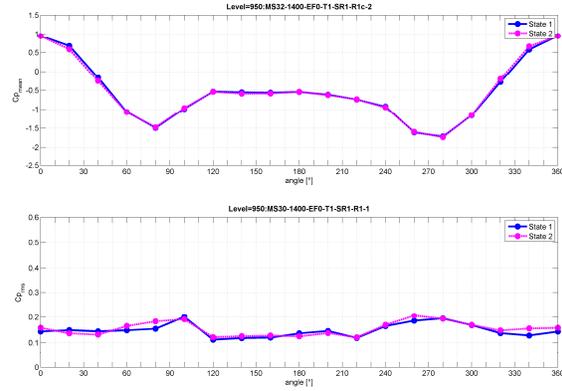


Fig. 6b. State 2 (pink) is mirrored and it superimposes the state 1, both in the mean and in the rms: two mirrored, identical states.

In terms of design load, the asymmetric condition implies the presence of a mean lift. An interesting feature which resulted from experiments is that the mean lift alternates in sign along the height between different compartments, as sketched in Fig. 7. In other words, the versus of the across wind lift force changes along the height. The absolute value of its magnitude is 0.25.

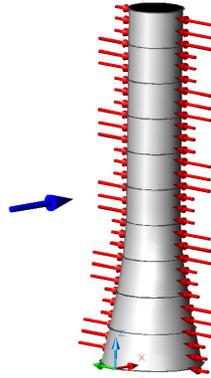


Fig. 7. Mean wind load in case of asymmetric flow (10 rings, no-efflux)

However, the asymmetry which produces the mean lift tends to disappear as the distance between rings increases. It can be seen in Fig. 8, which plots the probability density functions of the lift coefficient in the following conditions: a) 10 big rings, no efflux: asymmetric and bistable flow; b) 10 small rings, no efflux: asymmetric flow, not bistable; c) 5 big rings: symmetric flow. The optimum positioning of the rings, in order to avoid the asymmetry at all, is under investigation.

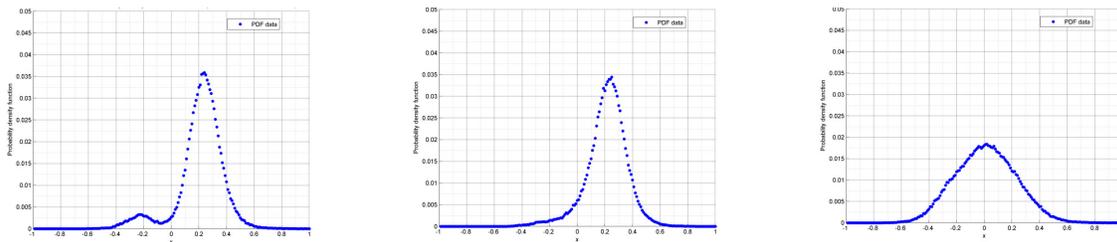


Fig. 8. Probability density function of lift coefficient (no-efflux): a) 10 big rings: asymmetric and bistable flow; b) 10 small rings: asymmetric flow, not bistable; c) 5 big rings: symmetric flow. ($z/H = 0.95$).

The bistable flow does not occur during operation of the power plant (efflux-condition), as shown in Fig. 9. The figure is the corresponding result obtained in the same conditions as Fig. 8, but with efflux. The measured flow is practically symmetric even with 10 big rings along the height.

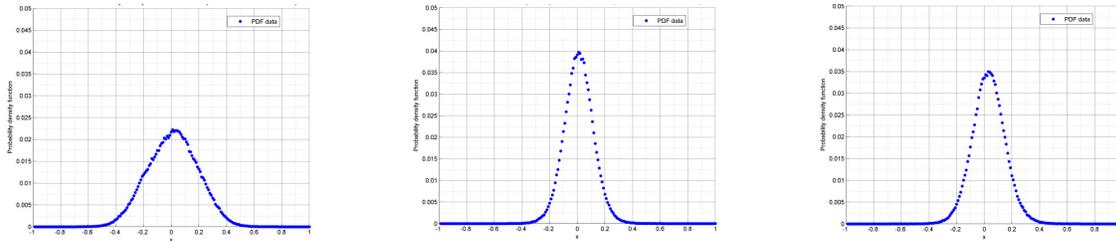


Fig. 9. Probability density function of lift coefficient (with-efflux): a) 10 big rings; b) 10 small rings; c) 5 big rings. The flow is practically symmetric. ($z/H = 0.95$).

By the way, even in out-of-use condition, the effect on the response of the bistable-asymmetric flow created by the rings is mitigated by loss of correlations. Further results will be presented at the conference.

4. LITERATURE REFERENCES

- Goldack, A. (2004). Tragverhalten und Aussteifung hoher Stahlbetonrohren fuer Aufwindkraftwerke (Load-bearing behaviour and stiffening of high-rise RC-tubes for updraft power plants). *Dissertation*, University of Stuttgart.
- Harte R., van Zijl G.P.A.G. (2007). Structural stability of concrete wind turbines and solar chimney towers exposed to dynamic wind action. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95, 1079-1096.
- Harte R., Graffmann M., Wörmann R. (2010). Progress in the structural design of solar chimneys, SCPT2010, *Proc. 2nd Int. Conf. Solar Chimney Power Tech.*, Bochum, Germany.
- Krätzig W.B., Harte R., Wörmann R. (2008). Large shell structures for power generation technologies. *Proc. of the 6th Int. Conf. IASS-IACM, Cornell University, Ithaca, NY, USA.*
- Krätzig W.B., Harte R., Montag U., Graffmann M. (2010). On structural engineering problems of solar updraft chimneys. *Proceedings of the 4th Int. Conf. Structural Engineering, Mechanics and Computation*, Cape Town, South Africa.
- Lupi F. (2009). Structural behaviour, optimization and design of a solar chimney prototype under wind loading and other actions. *Master Thesis*, University of Florence (within a cooperation with Ruhr University Bochum).
- Lupi F., Borri C., Krätzig W.B., Niemann H.-J. (2011). Solar Updraft Power Plant technology: basic concepts and structural design". In *Encyclopedia Online of Life Support Systems (EOLSS)* developed under the auspices of the UNESCO, Eolss Publishers, Oxford, UK.
- Lupi, F., Borri, C., Niemann, H.-J., Peil U. (2011). Non-conventional wind loading on ultra-high Towers in Solar Updraft Power Plants, *Int. Journal of shell and space structures*, 257-264.
- Niemann H.-J., Höffer R. (2007). Wind loading for the design of the solar tower. *Proceedings of the 3rd Int. Conf. Structural Eng., Mechanics and Computation*, Cape Town, South Africa.
- Niemann, H.-J. (2009). A Refined Approach to Wind Loading for the Design of the Solar Tower", *CICIND Report*, 25 (2).
- Niemann H.-J., Lupi F., Höffer R., Hubert W., Borri C. (2009). The solar updraft power plant: design and optimization of the tower for wind effects. *Proceedings of the 5th European and African Conference on Wind Engineering EACWE5*, Florence, Italy.
- Schlaich J. (1995). *The Solar Chimney, Electricity from the Sun*, Edition Axel Menges, Stuttgart.

Experimental characterization of the influence of boundary layer thickness on the base pressure and near-wake flow of a bluff body

Alessandro Mariotti^a, Guido Buresti^a

^aDipartimento di Ingegneria Civile e Industriale, Sezione Ingegneria Aerospaziale,
Università di Pisa, Pisa

SOMMARIO

Viene analizzata sperimentalmente l'influenza dello spessore dello strato limite presente sulla superficie di un corpo tozzo assialsimmetrico sulla sua pressione di base e sul flusso di scia. Il modello, il cui diametro e lunghezza sono $d = 70$ mm and $l = 400$ mm, ha una parte anteriore con contorno ellittico ed una base piatta; viene sorretto sopra un piano mediante un supporto carenato. Le distribuzioni di pressione sulle superfici laterale e di base sono ottenute tramite numerose prese di pressione, mentre i profili di velocità nello strato limite e nella scia sono misurati con anemometria a filo caldo. Le prove sono state svolte a $Re = u_{\infty} l / \nu = 5.50 \times 10^5$, a cui lo strato limite sulla superficie laterale del corpo diventa turbolento prima del contorno della base. Strisce di tela vetrata, avvolte in diverse posizioni intorno alla circonferenza del corpo, sono state utilizzate per modificare lo spessore e le caratteristiche dello strato limite. I risultati mostrano che le aspirazioni sulla base decrescono con l'aumento dello spessore dello strato limite, e che questa variazione è connessa con un aumento della lunghezza della zona di ricircolazione a valle del corpo e con la corrispondente riduzione della curvatura delle linee di corrente nella zona di separazione.

ABSTRACT

The influence of the thickness of the boundary layer developing over the surface of an axisymmetric bluff body upon its base pressure and near-wake flow is analysed experimentally. The model, whose diameter and length are $d = 70$ mm and $l = 400$ mm, has a forebody with an elliptical contour and a sharp-edged flat base; it is supported above a plate by means of a faired strut. The pressure distributions over the body lateral and base surfaces were obtained using numerous pressure taps, while the boundary layer profiles and wake velocity field were measured through hot-wire anemometry. The tests were carried out at $Re = u_{\infty} l / \nu = 5.50 \times 10^5$, at which the boundary layer over the lateral surface of the body becomes turbulent before reaching the base contour. Strips of emery cloth were wrapped in various positions around the body circumference in order to modify the thickness and characteristics of the boundary layer. The results show that the base suction decrease with increasing boundary layer thickness. This variation is found to be connected with an increase of the length of the mean recirculation region behind the body and with a corresponding reduction of the curvature of the streamlines at separation.

KEYWORDS: Bluff body aerodynamics, base pressure, base drag, near-wake flow.

1. INTRODUCTION

Bluff bodies are characterized by a more or less premature separation of the boundary layer from their surface, and by wakes having significant lateral dimensions and generally unsteady velocity fields. The portion of a bluff body surface lying within the separated wake is usually denoted as the base of the body and is subjected to low pressure values, which give a significant contribution to the total drag force acting on the body.

In spite of its great interest from both the scientific and the practical points of view, the characterization of the relationship between the base pressure of a bluff body and the geometrical and fluid dynamical parameters defining a certain configuration is a complex and still open

problem. The basic research activities in this field are aimed at achieving a deeper understanding of the link between the near-wake flow and the base pressure; as for applications, one may mention the great importance of the development of methods for the reduction of the drag of road vehicles – and thus of their fuel consumption.

The base pressure drag of bluff bodies is closely connected with the flow conditions in the near wake and in the separating boundary layers. In particular, several indications exist in the literature that the state and the characteristic parameters of the boundary layer developing over the lateral surface of a bluff body before its separation may influence the base pressure. This is particularly true for bodies whose base is a sharp-edged flat surface perpendicular to the free stream. The first indication of this connection was given by Hoerner, 1965, who proposed a relationship implying that increasing the forebody friction drag leads to a corresponding increase of the base pressure, and thus to a reduction of the base drag. The same rationale is at the basis of the wind tunnel tests of Whitmore & Naughton, 2002, who studied the effect of adding surface roughness over the surface of a two-dimensional flat-sided model with a rounded leading edge. The roughness was produced through cross-flow rectangular bars of increasing dimensions, and the base pressure was found to increase significantly with increasing surface roughness. Analogous results were found by Durgesh & Naughton, 2004, who distributed different levels of grain roughness over the surface of a wedge model. In all these investigations, the base pressure variations might have been directly connected with the characteristic thicknesses of the separating boundary layers rather than with the forebody drag. This was indeed explicitly done by Rowe *et al.*, 2001, who changed the thickness of the boundary layer over a thick flat plate with an elliptic leading edge by means of wires with different diameters. Also in this case an increase of the base pressure with increasing boundary layer thickness was found, and the authors proposed an inverse correlation between the boundary layer shape factor $H = \delta^*/\theta$ and the base pressure, which means that higher values of H should imply a higher base drag.

As for the information relevant to axisymmetric bodies, a general increase of the base pressure of a flat-based cylinder aligned with the flow with increasing boundary layer thickness was found by Koh, 1971, who also noted that this dependence is stronger for small thicknesses of the boundary layer. A detailed investigation involving the variation of the boundary layer thickness by means of blowing and suction through the lateral surface of a longitudinal sting placed inside a nozzle was carried out by Porteiro *et al.*, 1983. Again, a significant increase of the base pressures was found with increasing value of the momentum thickness of the boundary layer approaching separation. Note that in this case the variation of θ implied a related non-linear variation of the shape factor.

From the above-described limited experimental evidence it is apparent that more research is necessary to fully understand which parameters and flow features are responsible for the ascertained connection between boundary layer characteristics and base pressure. Therefore, a long-term research activity on this subject was planned at the Department of Aerospace Engineering of the University of Pisa. In the present work the results are described of a first experimental investigation carried out to analyse the connection between separating boundary layer thickness, near-wake flow features and base pressure for an axisymmetric flat-based body. This type of body was chosen because the derived information could be considered as a first research step towards the possible development of methods for the drag reduction of road vehicles.

2. EXPERIMENTAL SET UP

The tests were carried out in the closed-return, subsonic wind tunnel of the Department, which is characterized by a circular open test section 1.1 m in diameter and 1.42 m in length, and by a free stream turbulence level of 0.9%. The aluminium-alloy model comprises a forebody with a 3:1 elliptical contour, and a cylindrical main body with a sharp-edged base perpendicular to the axis. The model is supported above a flat plate by means of a faired strut (Fig. 1(a)), and its diameter and overall length are, respectively, $d = 70$ mm and $l = 400$ mm. The chosen type of support implies that the flow is not symmetrical in the vertical plane, while it remains symmetrical in the horizontal plane; however, it was preferred to a rear sting support in order to reduce the interference with the near-wake flow development. Furthermore, exact axisymmetry is not common in applications, and thus the present test conditions may have a more general practical interest to ascertain the influence of the characteristics of the separating boundary layer on the base pressure distribution.

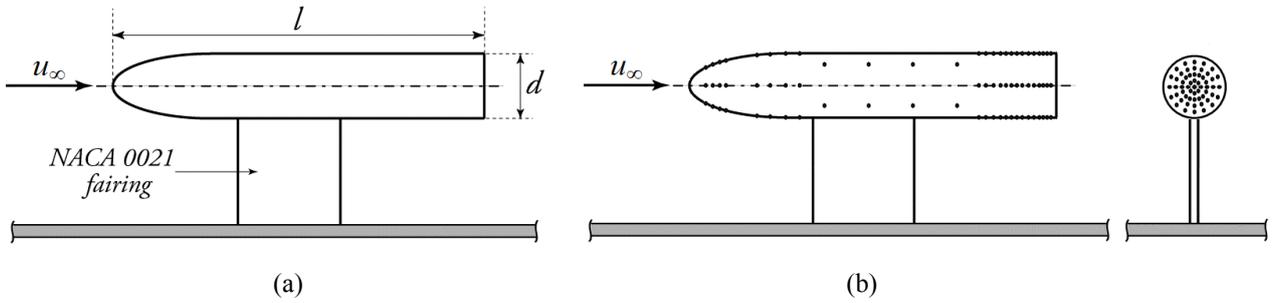


Figure 1. (a) Sketch of experimental set up; (b) position of pressure taps.

The pressures acting over the lateral and base surfaces of the body were obtained using numerous pressure taps (Fig. 1(b)) and two Pressure Systems ESP-16HD miniature electronic pressure scanners, directly positioned inside the model. The boundary layer profiles and the wake velocity field were measured by means of a IFA AN 1003 A.A. Lab System hot-wire anemometry module, using single-wire Dantec 55P11 probes.

Most tests were carried out at $Re = u_\infty l / \nu = 5.50 \times 10^5$. Due to the wind tunnel turbulence level, in these operating conditions the boundary layer, which remains completely attached over the lateral surface of the model, becomes turbulent before separating at the sharp-edged base contour. In order to modify the thickness and characteristics of the boundary layer and to evaluate how they affect the base pressures, different strips of emery cloth, approximately 20 mm wide, were wrapped in various positions around the body circumference to anticipate transition. In particular, one strip was placed in the initial region of the constant-section main body (Fig. 2(a)), and another one was subsequently added over the elliptical forebody (Fig. 2(b)).

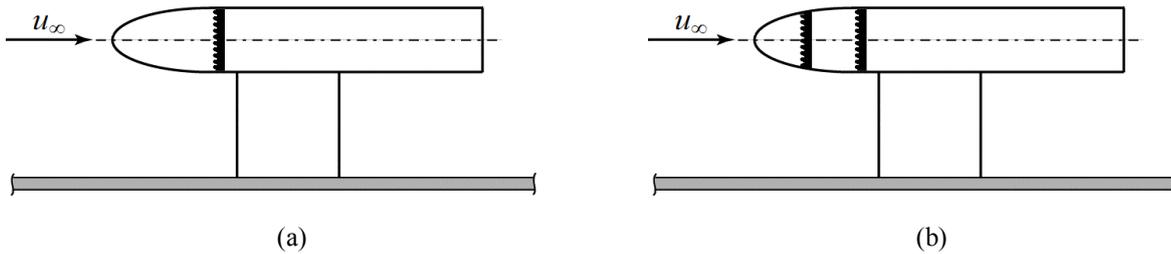


Figure 2. (a) Body with one strip of emery cloth; (b) body with two strips of emery cloth.

3. RESULTS FOR THE SMOOTH MODEL

The boundary layer over the lateral surface, in a position $0.1d$ upstream of the base contour, was characterized by means of hot wire measurements. Figure 3 shows the profiles of the non-dimensional mean velocity and of the non-dimensional higher-order central moments of the hot-wire velocity signals derived from measurements aside the lateral surface in the horizontal plane. The negative peak of the skewness was chosen to define the boundary layer thickness; indeed, this procedure provides a clear value, closely connected with the usual definition in terms of percentage of the outer velocity, but less subject to measurement uncertainty. The boundary layer thickness was thus found to be $\delta/d = 0.107$, whereas the boundary layer displacement and momentum thicknesses were estimated to be $\delta^*/d = 0.0121$ and $\theta/d = 0.0086$.

To characterize the near-wake flow features, hot-wire measurements along cross-flow traverses were carried out at different positions downstream of the base. As an example, the results along the traverse at 2 diameters downstream of the base are presented in Figs. 4. The mean velocity, the standard deviation, and the skewness profiles are shown, respectively, in Fig. 4(b), 4(c), and 4(d). The peaks of the standard deviation profile represent the positions of the maximum fluctuations in the wake. On the other hand, the negative peaks of the skewness are representative of the wake edges. Moreover, hot-wire measurements were carried out along the wake centreline (Fig. 4(e)), and the peak of the standard deviation along that line was assumed to be closely related to the length of the mean recirculation region. In effect, high fluctuations are normally encountered immediately downstream of the stagnation point present at the end of a mean recirculation region.

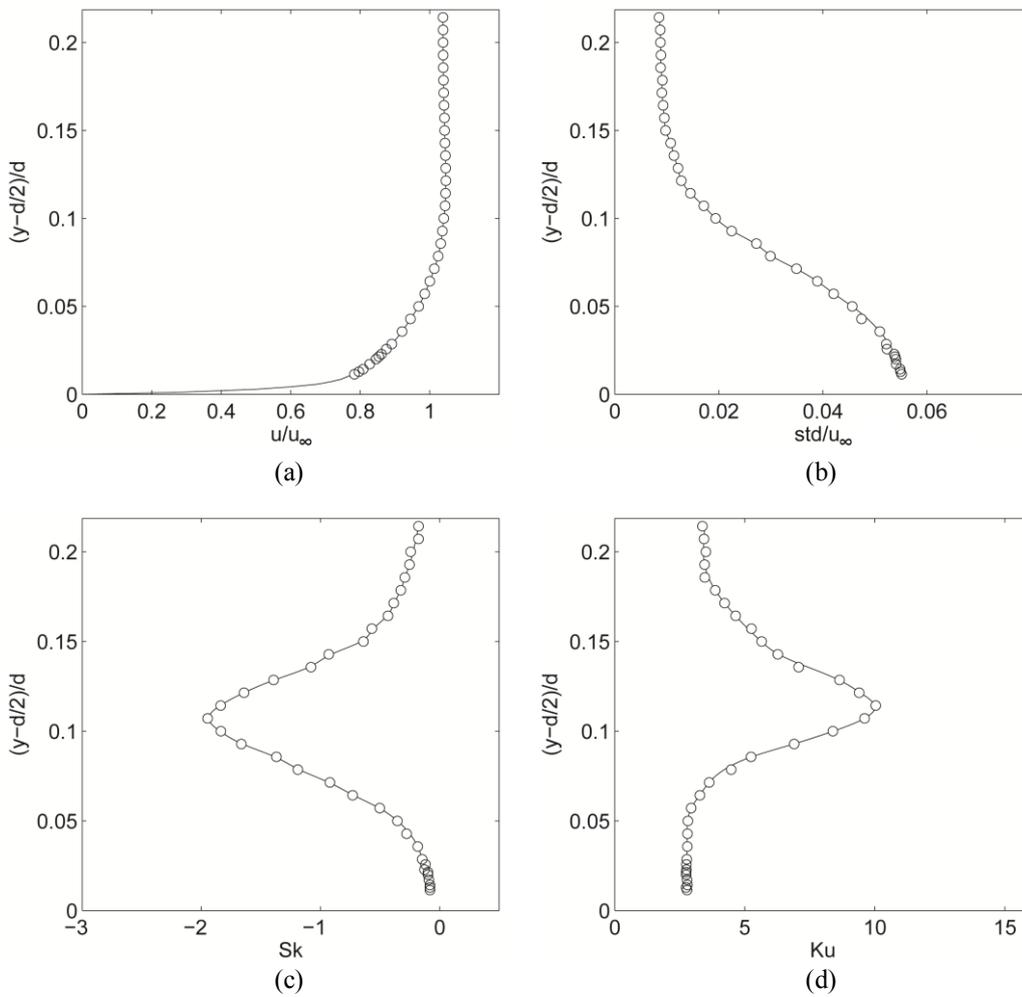


Figure 3. (a) Non-dimensional mean velocity; (b) non-dimensional standard deviation; (c) skewness; (d) kurtosis.

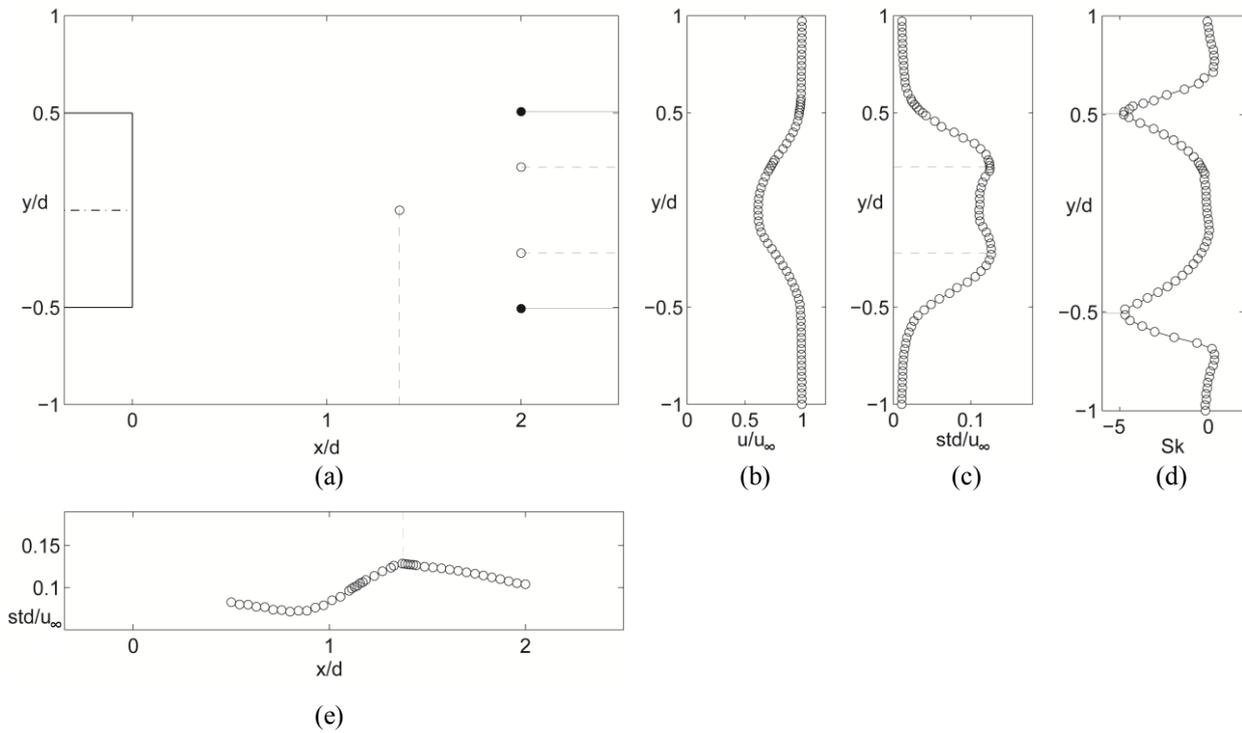


Figure 4. (a) Results of hot-wire traverse at $x/d = 2$: the black and white symbols correspond to peaks of the skewness and of the standard deviation respectively; (b) non-dimensional mean velocity at $x/d = 2$; (c) non-dimensional standard deviation at $x/d = 2$; (d) skewness at $x/d = 2$; (e) non-dimensional standard deviation along the centreline.

Numerous measurements were carried out for different cross-flow traverses in the near-wake, and Fig. 5(a) shows the obtained boundary layer and wake edges in the horizontal plane, together with the points of the maximum fluctuations in the near wake and on the centreline. As can be seen, the width of the wake was found to initially decrease and to reach a minimum, which is probably connected with the end of the mean recirculation region. This causes a curvature of the streamlines just outside the wake, which is at first convex and then concave. As a consequence, an acceleration and a deceleration of the flow occur aside the wake, with a reduction of the pressure in the first part and a subsequent recompression. The body surface pressure distribution shown in Fig. 5(b), in which the values of the negative pressure coefficient are reported, demonstrates that, in reality, the acceleration of the flow starts outside the boundary layer over the last portion of the lateral body surface, where the pressure starts to decrease before the base contour. The suction acting on the base are slightly higher than the one measured on the last point of the lateral surface, which, however, is at a distance of $0.07d$ from the base contour.

In the horizontal plane the velocity and pressure distributions are symmetrical on the two lateral sides and the pressure is approximately constant over the base. This not the case for the vertical plane; in fact, Fig. 5(c) shows that there is an upward flow at the end of the body, which causes higher and lower curvatures of the outer streamlines respectively aside the lower and upper edges of the wake. This feature is due to the interference of the support; in effect, a small horseshoe vortex is present around the junction between body and support, and the two resulting counter-rotating vortices trailing downstream cause an upwash in the vertical diametral plane. Consequently, the pressure distribution in that plane is no longer symmetrical, as can be seen in Fig. 5(d).

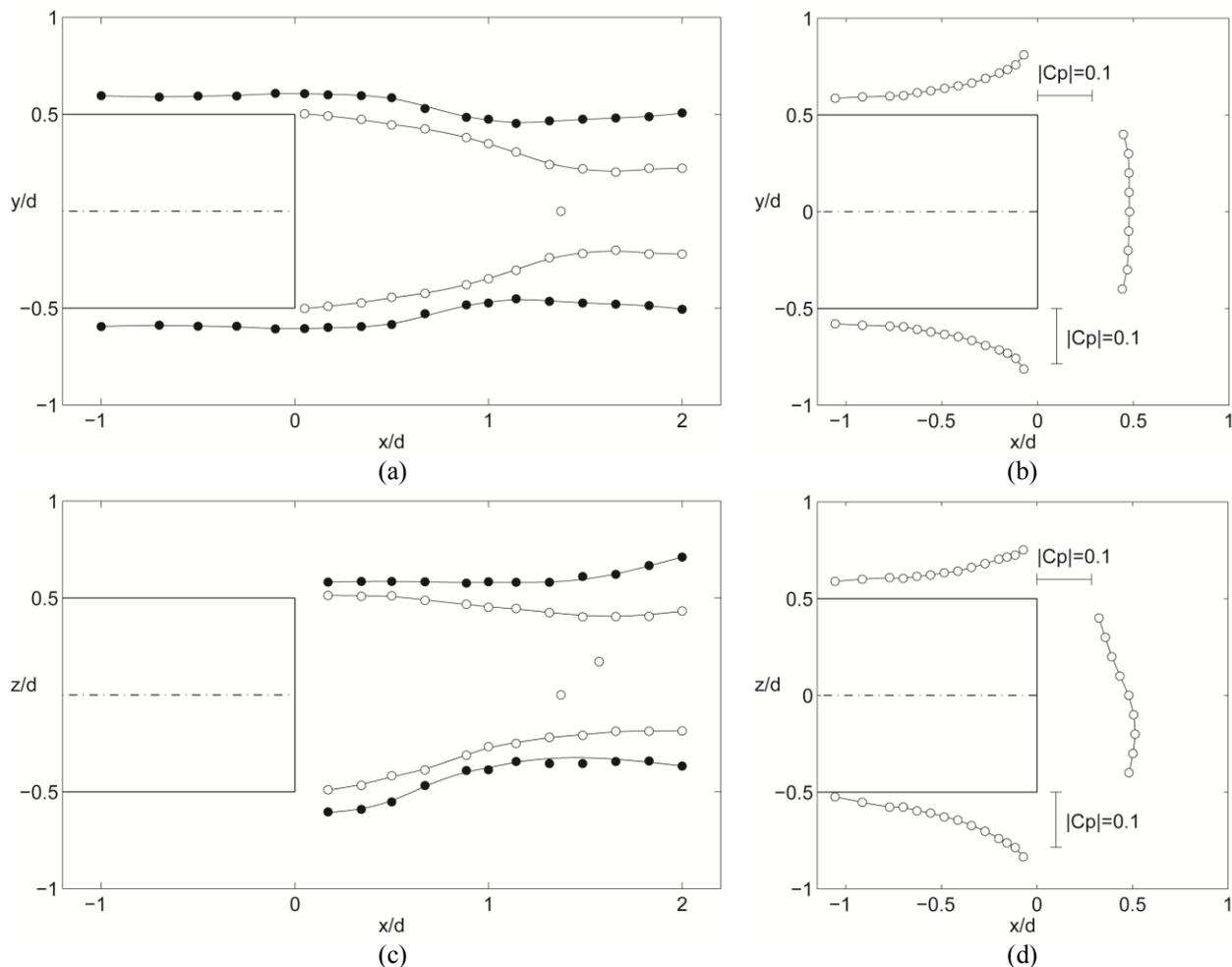


Figure 5. Smooth model results: (a) near wake flow features in the horizontal plane; (b) pressure distribution in the horizontal plane; (c) near wake flow features in the vertical plane; (d) pressure distribution in the vertical plane.

4. EFFECT OF SURFACE ROUGHNESS

As already mentioned, in order to modify the boundary layer characteristics and to evaluate their influence on the base pressure, different strips of emery cloth were wrapped around the body circumference to anticipate transition. The boundary layer velocity profiles for the three model configurations, measured over the lateral surface in a position $0.1d$ upstream of the base contour, are shown in Fig. 6(a), and the central statistical moments of the second, third and fourth order of the hot-wire velocity signals are respectively reported in Figs. 6(b), 6(c), and 6(d). Also in these cases, the negative peaks of the skewness are chosen to define the boundary layer thickness.

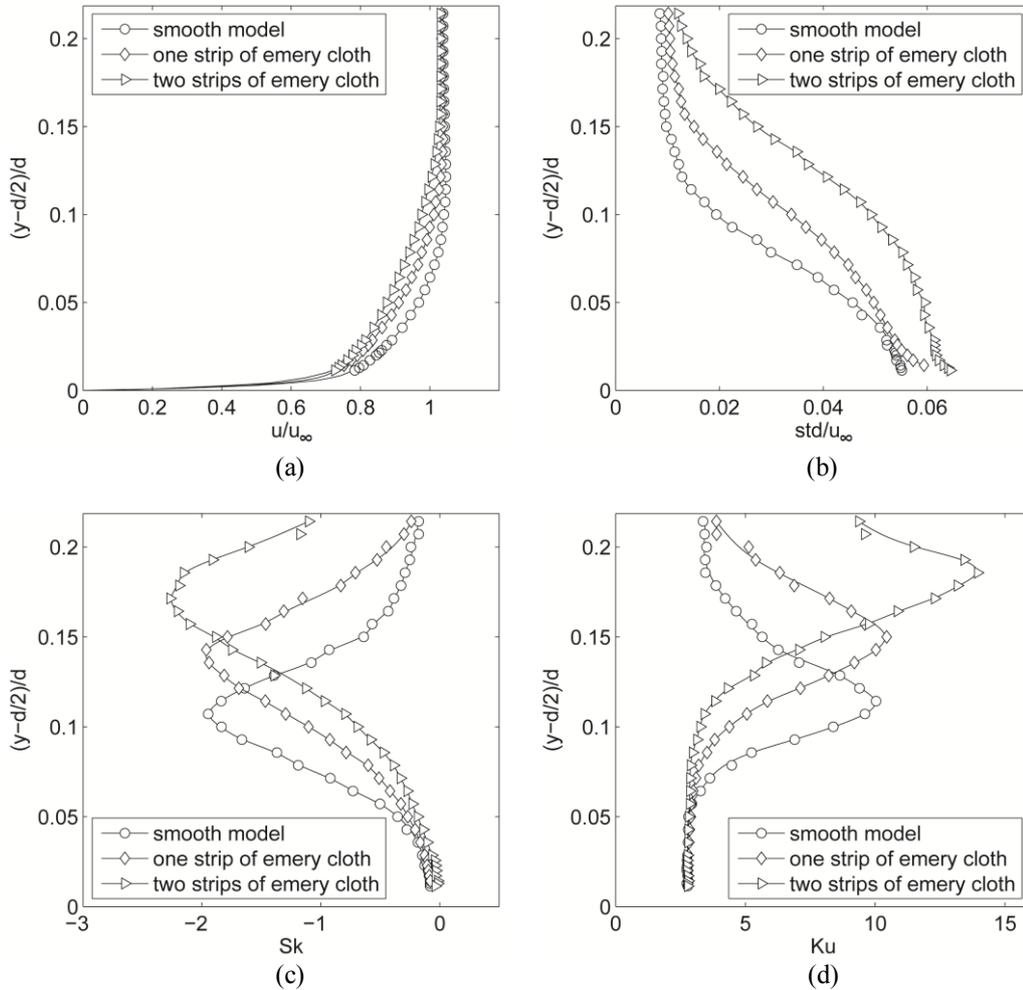


Figure 6. (a) Non-dimensional mean velocity; (b) non-dimensional standard deviation; (c) skewness; (d) kurtosis.

The corresponding values of the characteristic boundary layer thicknesses (δ/d , δ^*/d , θ/d) are summarized in the Tab. 1. In all conditions, the boundary layer profiles at the end of the model lateral surface are turbulent, as can be deduced from the shape factor H , which is approximately constant around the value 1.4. On the other hand, it can clearly be seen that all the boundary layer thicknesses significantly increase with increasing surface roughness.

Table 1. Comparison between the boundary layer thicknesses.

	δ/d	δ^*/d	θ/d	H
Smooth model	0.107	0.0121	0.0086	1.41
One strip of emery cloth	0.143	0.0171	0.0121	1.41
Two strips of emery cloth	0.171	0.0194	0.0144	1.35

The effect of the boundary layer thickness on the near-wake flow features can be appreciated from Fig. 7(a), which shows the variation of the boundary layer and wake edges and of the maximum-fluctuation points for the three model configurations. The most significant effect caused by the increase of the characteristic boundary layer thicknesses is seen to be an increase of the length of the recirculation region. This produces a slight reduction of the inward-curvature of the first part of the near wake boundary; although the consequent reduction in the curvature of the outer streamlines is apparently not large, nonetheless it has a significant effect on the near-wake velocity and on the pressures acting on the body.

As regards the effect on the velocity field, it can be assessed from the results of the longitudinal velocity measurements carried out along the boundary layer and wake edges, which are reported in Fig. 7(b). Indeed, the velocities are practically equal for all surface roughnesses up to $x/d = -0.3$ (where x is the longitudinal coordinate starting from the model base), i.e. up to slightly upstream of the base. Conversely, a lower acceleration of the flow is found downstream of this coordinate for the thicker boundary layers that are produced by adding the emery cloths. The reduction of the velocity is further amplified along the wake boundary downstream of the base contour, and reaches a maximum approximately at $x/d = 0.3$. It is also seen that, consistently with the increase of the length of the recirculation region, also the subsequent recompression decreases with increasing boundary layer thickness.

The variations in the velocity field produce consistent effects on the pressures acting on the body. As for the lateral surface, also the pressures are found to be practically identical upstream of the coordinate $x/d = -0.3$ for the smooth and the two rough models, whereas more downstream lower suction are found in the configurations with thicker boundary layers. The resulting pressure distributions are qualitatively analogous to the velocity distributions shown in Fig. 7(b) for the coordinates $-1 \leq x/d \leq 0$.

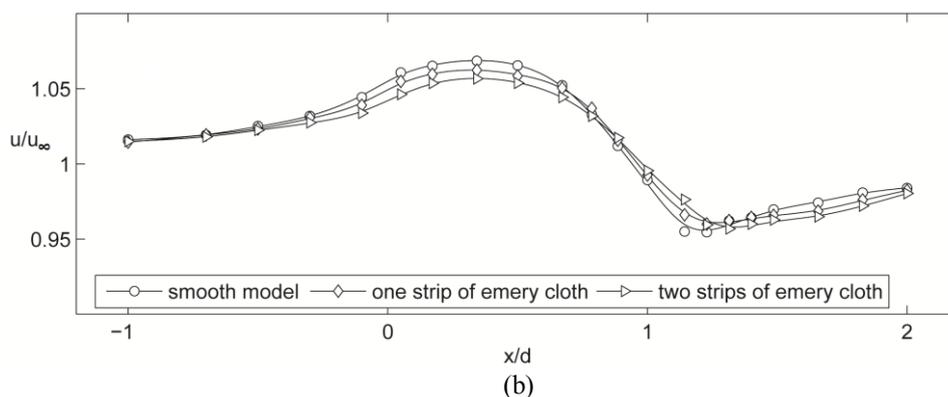
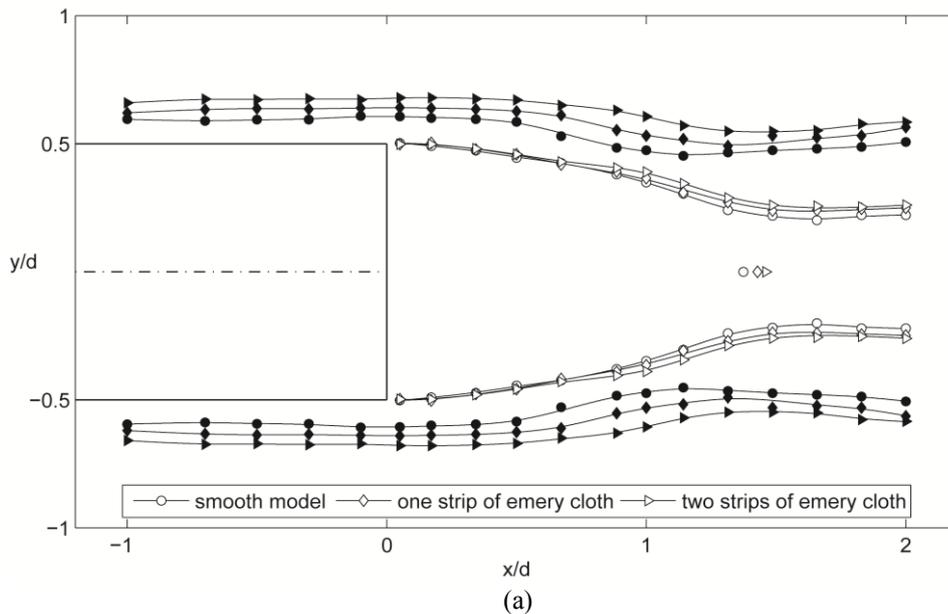


Figure 7. (a) Near wake flow features in the horizontal plane; (b) velocity distribution along the near-wake boundaries.

Perhaps more interestingly, a significant effect of the increase of the boundary layer thickness is found as regards the base pressures. This is clearly seen from the comparison between the base pressure distributions in the various cases shown in Fig. 8. As can be seen, in the horizontal plane (Fig. 8(a)) the maximum pressure increases are found in the centre of the base, where the largest suction are always present. Conversely, due to the already discussed asymmetry caused by the support interference, in the vertical plane the greatest effects are displaced in the lower part, but again occur in the region where the higher suction are present (Fig. 8(b)).

A more immediate idea of the variations in base pressure caused by increasing the boundary layer thickness may probably be obtained from the comparison between the global distributions of the pressure over the body base found for the various cases, which are shown in Figs. 9 by using grey levels. By associating the pressure values measured on each pressure tap to a sector of the base surface, and neglecting the outer annulus where no pressure measurements had been carried out, the average base pressure coefficients were then estimated for the various surface conditions. The results are $C_p = -0.160$ for the lower boundary layer thickness, $C_p = -0.153$ for the intermediate boundary layer thickness, and $C_p = -0.146$ for the higher boundary layer thickness. The corresponding increases in the base-averaged pressure coefficient (and thus reductions in base drag) for the two thicker boundary layers compared to the smooth model are then 4.4% and 8.7% respectively. This trend is in agreement with the already cited results obtained for two-dimensional bodies and to the indications present in the literature for axisymmetric blunt-based bodies.

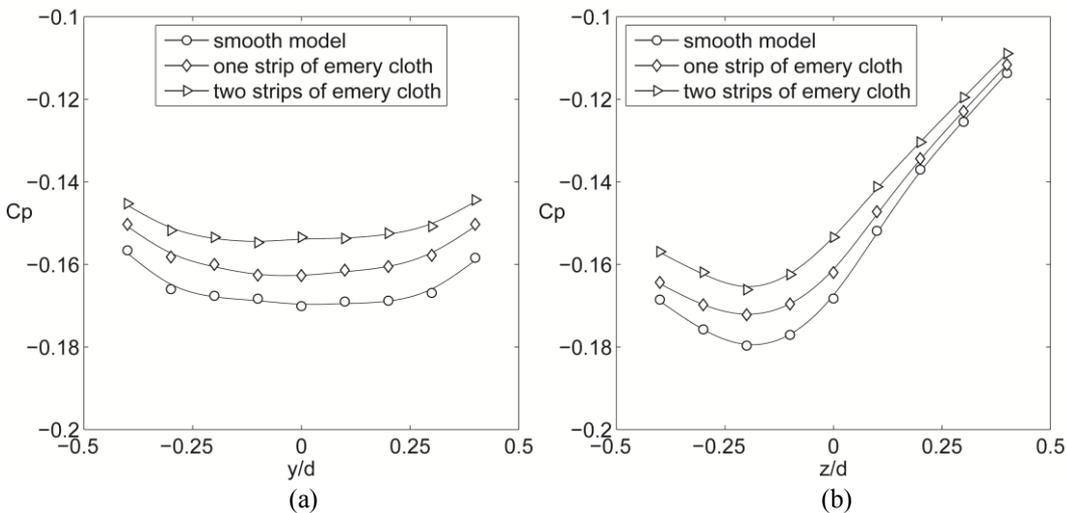


Figure 8. Comparison between the base pressure distribution: (a) in the horizontal plane; (b) in the vertical plane.

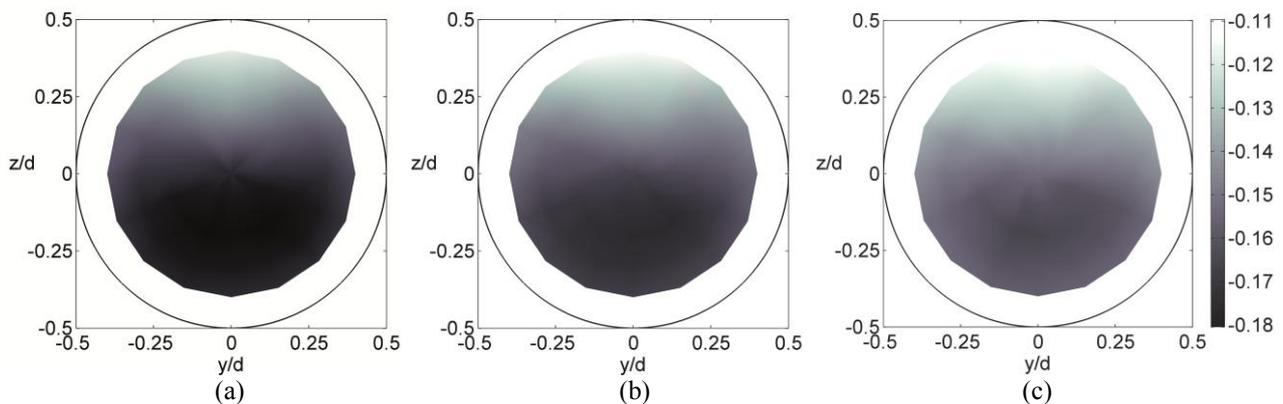


Figure 9. Distribution of the pressure coefficient over the base: (a) smooth model; (b) body with one strip of emery cloth; (c) body with two strips of emery cloth.

5. CONCLUSIONS

In this work the results are described of a wind tunnel investigation carried out to study the influence of the characteristics of the boundary layer developing over the surface of an axisymmetric bluff body upon its base pressure and near-wake flow features. The tests were carried out at a Reynolds number for which the boundary layer over the smooth lateral surface of the body becomes turbulent before reaching the base contour. Different strips of emery cloth were then wrapped in various positions around the body circumference in order to modify the thickness and characteristics of the boundary layer.

The increase of the boundary layer thickness was found to significantly reduce the base suction, and thus the pressure drag of the body. This result is consistent with the ones obtained for two-dimensional bodies by Rowe *et al.*, 2001, Whitmore & Naughton, 2002, and Durgesh & Naughton, 2004, and with the indications for cylindrical bodies aligned with the stream described by Koh, 1971, and by Porteiro *et al.*, 1983. However, in the present investigation the model was an axisymmetric body supported inside the wind tunnel test section by means of a faired strut, and thus, at variance with the flow conditions of the previous investigations concerning three-dimensional configurations, the flow field was symmetrical in the horizontal diametral plane but not in the vertical one. Therefore, the present results show that even in these conditions, which are probably nearer to the ones that may be imagined to apply in practical applications (e.g. relating to road vehicles), increasing the boundary layer thickness may be beneficial as regards the pressure base drag of a bluff body.

The main result of the present investigation is probably that the experimental data permit to propose a physical interpretation of the observed behaviour of the base drag. In effect, the near-wake velocity measurements suggest that the increase in base pressure with increasing boundary layer thickness is plausibly connected with the ascertained increase of the length of the mean recirculation region present behind the body, which causes a corresponding decrease of the convex curvature of the near-wake external boundary. It was indeed shown that the lower curvature of the streamlines aside this boundary produces a decrease of the velocity, and a consequent increase of the pressure, which is felt also just outside the boundary layer in the last portion of the body lateral surface. The observed experimental data are then consistent with the reasonable supposition that the pressures acting over the body base are closely connected with the values of the pressures acting outside the separating boundary layer and on the first part of the contour of the recirculation region.

A possible consequence of the above interpretation is that the length of the near-wake recirculation region might be considered as one of the main factors controlling the base drag of a bluff body with given geometry. Therefore, any geometrical or fluid dynamical parameter influencing this length might affect the base pressure and drag of the body. For instance, it is reasonable to suppose that, for the same configuration and value of the remaining parameters, an increasing turbulence level, either in the free stream or in the separating boundary layers, might cause, due to a greater mixing power, a reduction of the length of the recirculation region, and thus an increased drag. Consequently, the base pressure reduction with increasing thickness of the separating boundary layer might probably not be the same for laminar and turbulent boundary layers, as already suggested by Rowe *et al.*, 2001.

In any case, the full comprehension of all the physical mechanisms influencing the base drag of a bluff body is still far from being achieved, and much more research work is thus indispensable. For instance, it remains not clear whether the effect on the base pressure is connected with the variation of all the boundary layer characteristic thicknesses or only of certain ones. In effect, considering that in the present investigation all the thicknesses varied consistently when the emery cloths were added over the surface, the only obtained output in this direction is that the shape factor should not be a controlling parameter (contrary to the supposition of Rowe *et al.*, 2001). It would then be important to study the effect of changing only the value of single parameters, while keeping the other ones unaltered. This is certainly not simple to obtain in experiments, whereas it might be much more easily feasible through numerical simulations; on the other hand, the latter are not yet capable of accurately predicting the wake flow field of bluff bodies for the high Reynolds numbers that are usually encountered in applications. Therefore, a synergic use of various types of numerical simulations and of experiments might probably represent the most fruitful way of exploiting the currently available research tools in future investigations.

6. REFERENCES

- Durgesh V., Naughton J.W., Whitmore S.A. (2004). Experimental investigation of base drag reduction on a two-dimensional body using boundary layer manipulation. *42nd AIAA Aerospace Sciences Conference*, AIAA Paper 2004-0904
- Hoerner S.F. (1965). *Fluid Dynamic Drag*. Hoerner Fluid Dynamics, Bakersfield, CA, USA.
- Koh J.C.Y. (1971). A new wind tunnel technique for providing simulation of flight base flow. *J. Spacecraft*, Vol. 8, pp. 1095-1096
- Porteiro I.L.F., Przirembel C.E.G., Page R.H. (1983). Modification of subsonic wakes using boundary layer and base mass transfer, *AIAA J.*, Vol. 21, pp. 665–670
- Rowe A., Fry A.L.A., Motallebi F. (2001). Influence of boundary-layer thickness on base pressure and vortex shedding frequency, *AIAA J.*, Vol. 39, pp. 754–756
- Whitmore S.A., Naughton J.W. (2002). Drag reduction on blunt-based vehicles using forebody surface roughness. *J. Spacecraft and Rockets*, Vol. 39, pp. 596–604

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank Chiara Mazzetti, Rocco Faconti and Francesco Finocchi for their precious contribution in carrying out the experimental tests. Thanks are also due to the technical staff of the Department of Aerospace Engineering for the manufacturing of the wind tunnel model.

Impact of urban density on outdoor ventilation efficiency: a numerical study for generic urban configurations

Rubina Ramponi^{a,b}, Bert Blocken^a

^a Building Physics and Services, Eindhoven University of Technology, P.O. box 513,
5600 Eindhoven, THE NETHERLANDS

^b Building Environment Science & Technology Department, Politecnico di Milano,
via Bonardi 3, 20133, Milano

ABSTRACT

Urban wind flow has a strong influence not only on outdoor air quality but also on indoor air quality of naturally ventilated buildings. Urban density and wind direction are some of the major factors influencing urban wind flow and therefore outdoor ventilation efficiency. First results of a systematic analysis on the impact of those factors on outdoor ventilation efficiency are reported in this paper. Four simplified low-rise urban configurations of increased plan area density and building height are tested with Computational Fluid Dynamics using 3D steady and unsteady RANS approaches for different wind directions. Results are compared with measurements performed by Tokyo Polytechnic University for validation and are evaluated in terms of local mean age of air and air pollution removal at the pedestrian level.

Results show that for the low-density cases the influence of the wind direction and the building height on the ventilation efficiency is quite limited. However, for the high-density cases it is shown that a more uniform mean age of air distribution is achieved for a wind direction of 22.5°, while the wind direction of 0° and 45° induce the creation of poorly ventilated areas downstream of the central building.

KEYWORDS: Outdoor ventilation; Urban wind flow; CFD; Pollutant dispersion; Urban density.

1. INTRODUCTION

Accurate assessment of outdoor air quality is of primary interest for the livability of the urban environment and the enhancement of indoor air quality through natural ventilation. Outdoor and indoor air quality are strongly influenced by urban wind flow, which in turn is affected by the urban morphology.

In order to predict urban wind flow, full-scale and reduced-scale experiments and numerical simulation with Computational Fluid Dynamics (CFD) can be performed (Chen, 2009). However, full-scale measurements are affected by the uncontrollable and unsteady meteorological conditions. Reduced-scale experimental studies can be affected by similarity requirements, which limit among others the extent of the urban configurations. CFD on the other hand is increasingly used in urban studies because it allows estimating airflow in every point of the computational domain and is not affected by similarity or controllability constraints. However, solution verification and validation studies are imperative.

CFD analyses of urban wind flow can focus on simplified generic geometries (e.g. Buccolieri *et al.*, 2010; Hang *et al.*, 2009; Kanda *et al.*, 2004; Kim & Baik, 2004; Tominaga *et al.*, 2008; Xie *et al.*, 2008; Yoshie *et al.*, 2007) or on real and more complex case studies (Blocken *et al.*, 2012; Gousseau *et al.*, 2011; Hanna *et al.*, 2006; Nozu *et al.*, 2008; van Hooff & Blocken, 2010; Yoshie *et al.*, 2007). Simplified generic geometries, often composed of regular arrays of obstacles, allow systematic investigations into general correlations between geometrical and aerodynamic parameters. Geometrical parameters widely used to describe the urban form are the plan area density (λ_p) and the frontal area density (λ_f). As shown in Fig.1, they correlate the plan and frontal

building areas with the lot area. Past studies (Grimmond & Oke, 1999; Hussain & Lee, 1980; Oke, 1988) related the urban geometry to the development of different flow regimes, from isolated obstacle flow over wake interference flow to skimming flow.

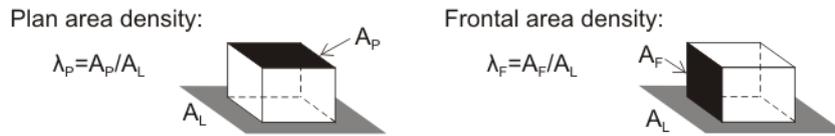


Figure 1. Definition of plan area density (λ_p) and frontal area density (λ_F).

When simulating the urban flow with CFD, either the Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) or the Large Eddy Simulation (LES) approach is used. Several important limitations of the RANS approach have been reported in literature (e.g. Blocken *et al.*, 2012; Franke *et al.*, 2007; Stathopoulos 1997; 2002; Tominaga *et al.*, 2008; Yoshie *et al.*, 2007). However, due to the high computational cost and user expertise needed to perform accurate LES simulations, RANS simulations still represent the vast majority of CFD simulations for urban wind flow analysis.

Different parameters have been proposed to investigate the outdoor ventilation efficiency in urban areas. Bady *et al.* (2008) extended the concepts of purging flow rates, visitation frequency and average residence time from the indoor to the outdoor air quality assessment. Buccolieri *et al.* (2010) and Hang *et al.* (2009) referred to the concepts of mean age of air and pollutant removal to identify the poorly ventilated zones in simplified urban settlements. A different approach was proposed by Moonen *et al.* (2011), who introduced a ventilation potential (VP) index specifically defined for the outdoor environment. The VP index aims to estimate the scalar removal potential of urban courtyards and street canyons for different local wind conditions.

This paper presents the first part of a more extensive study on the influence of urban density on outdoor ventilation efficiency, evaluated in terms of local mean age of air and air pollutant removal. For the whole study, nine urban configurations of regular arrays of low-rise buildings were defined by varying the plan area density from 0.1 to 0.6 and the frontal area density from 0.03 to 0.44 as illustrated in Sect.2 and different wind directions are tested. Geometries were defined in accordance with the cases tested by Quan *et al.* (2007 a,b) as part of the online experimental database of pressure coefficients for non-isolated low-rise buildings provided by Tokyo Polytechnic University (TPU).

Four of the nine cases, with the lowest and highest values of plan area density and building height were first analyzed and those results are presented in this paper. The 3D steady RANS equations are solved with the standard k- ϵ turbulence model for the selected configurations and compared with the experimental data for validation. Once validated, the numerical model is used to evaluate the local mean age of air and to perform unsteady RANS (URANS) simulations of the air pollutant removal capacity of the urban areas for the three wind directions of 0°, 22.5°, and 45°.

2. DESCRIPTION OF THE URBAN CONFIGURATIONS

Fig.2 shows the nine simplified urban configurations defined for the whole analysis of the impact of the urban density on the outdoor ventilation efficiency. The urban configurations are composed of low-rise buildings with a fixed area of 16 x 24 m² and three different building heights of 6, 12, and 18 m. The plan area density (λ_p) of the urban configurations varies from 0.1, to 0.3, and 0.6 and, due to the variation of the building height, the resulting frontal area density ranges from 0.03 to 0.44. This range of plan and frontal area densities covers the transition from isolated obstacle flow, over wake interference flow, to skimming flow (Grimmond & Oke, 1999; Oke, 1988). The urban configurations were defined in accordance with the geometries tested in the TPU wind tunnel by Quan *et al.* (2007 a,b) on reduced-scale urban configurations.

Among the selected cases, some first results for the configurations with the lowest and the highest density and building heights, i.e. A(h₆), A(h₁₈), C(h₆), and C(h₁₈), are presented in this study.

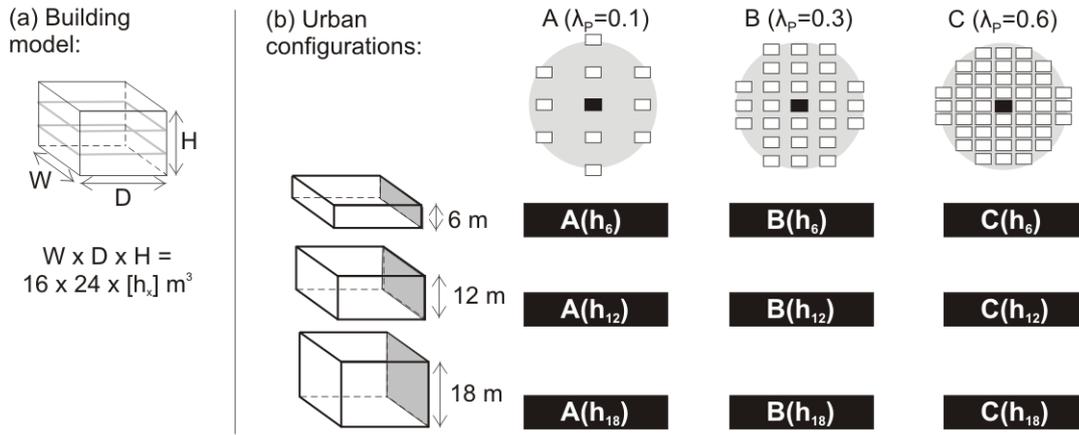


Figure 2. (a) Size of the full-scale building models tested; (b) Definition of the selected urban configurations by varying the plan area density from 0.1 (A), to 0.3 (B), and 0.6 (C), and the building height from 6 (h_6), to 12 (h_{12}), to 18 (h_{18}) m (full-scale).

3. EXPERIMENTAL DATA

The experimental data used for validating the numerical model are taken from the extensive online wind pressure database of low-rise non-isolated buildings provided by TPU (Quan *et al.*, 2007 a,b). The database contains wind tunnel data for 111 reduced-scale urban configurations obtained by varying e.g. the building height and the roof type, or the plan and frontal area densities.

The measurements were performed in the atmospheric boundary layer wind tunnel of TPU. The wind tunnel has a test section of $2.2 \times 1.8 \text{ m}^2$ and the urban configurations, scaled 1:100, were placed at the turn table with a diameter of 2 m. The inlet profile was simulated assuming a scale of 1:3 for the velocity and a suburban terrain situation corresponding to the terrain category III in AIJ (2004) was simulated by placing some roughness elements and a carpet upstream of the turn table. An equivalent full-scale aerodynamic roughness length of 0.2 m (0.002 m in reduced-scale) was reproduced. At the average-building height of 0.1 m a resulting turbulence intensity of 25% and a mean velocity of 7.8 m/s were measured, while at 0.5 m the measured turbulence intensity was 20% and the mean velocity about 12 m/s. From the experimental inlet profile, a logarithmic profile was extrapolated to be used for the numerical simulations, as reported in Sect. 4.2.

The wind pressure on the surfaces of the central building model was measured with pressure taps disposed every 20 mm and connected with a measurement scanivalve through synthetic resin tubes.

4. NUMERICAL MODEL

A full-scale numerical model was built for the configurations $A(h_6)$, $A(h_{18})$, $C(h_6)$, and $C(h_{18})$, corresponding to the lowest and highest plan area density and building height. In order to be able to compare the results of the numerical model with the reduced-scale experimental data, simulations in reduced-scale were firstly run and compared both to the experiments, and to the full-scale results (Sect. 5.2). Then full-scale simulations were run in order to analyze the mean age of air (Sect. 5.3) and the pollutant removal (Sect. 5.4) at the pedestrian level. The following sections describe the definition of the reduced-scale domain and grid (Sect. 4.1) and the boundary conditions and solver settings (Sect. 4.2) of the CFD simulations.

4.1. Computational domain and grid

The reduced-scale computational domain was defined in accordance to the best practice guidelines by Franke *et al.* (2007) and Tominaga *et al.* (2008) when regarding the streamwise section. However, it was noted that the wind tunnel blockage ratio was very high for some cases, e.g. up to 6.5 % for Case $C(h_{18})$. Therefore the cross section of the computational domain was reduced to reproduce the wind tunnel section. The resulting size of the computational domain is $W_D \times D_D \times H_D = 5.2 \times 2.2 \times 1.8 \text{ m}^3$ in reduced-scale ($520.2 \times 220 \times 180 \text{ m}^3$ full scale).

In order to enhance the control over the grid quality, the grid was first generated in the ground plane and then extruded in the third dimension according to the surface-grid extrusion technique presented by van Hooff & Blocken (2010). The urban configurations involved in the study were placed in the same environment and subjected to different wind directions. Thus, the computational domain was split in two parts, i.e. a central test-section and an external surrounding area (Fig.3). The surrounding area was common for all the cases, while the central test-section varied for each case to simulate different wind directions (0° , 22.5° , 45°), building heights (6 m, 18 m), and plan area densities (0.1, 0.6). A grid-sensitivity analysis was performed by refining and coarsening the grid by about a factor 2 and is reported in Sect. 4.3 for case A(h_{18}). The total number of cells of the grids used for the analysis is equal to 682,128 for the case A(h_6), 672,624 for the case A(h_{18}), 1,360,332 for Case C(h_6), and 1,320,506 for Case C(h_{18}).

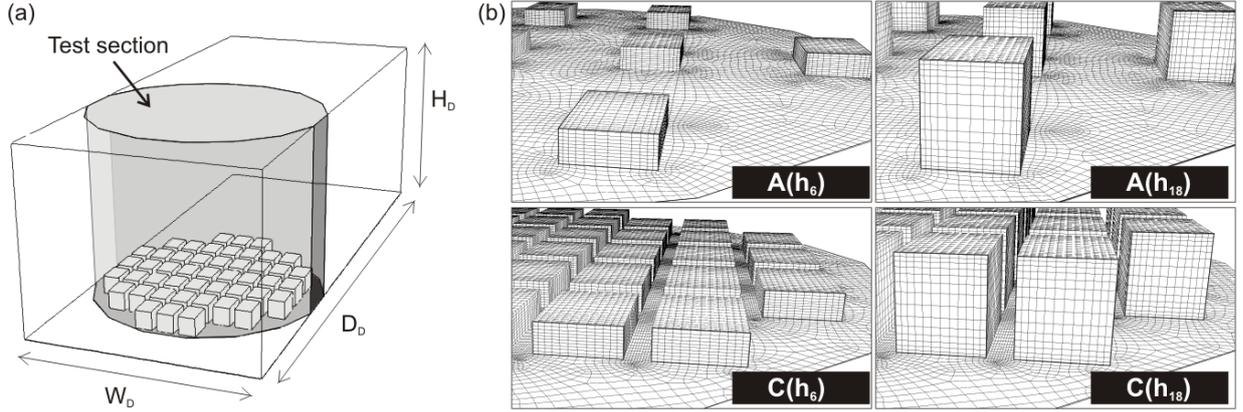


Figure 3. (a) Computational domain as composed by a central test-section and an external surrounding area; (b) Test-sections used to simulate cases A(h_6), A(h_{18}), C(h_6), and C(h_{18}).

4.2. Boundary conditions and solver settings

A logarithmic mean speed profile was fitted to the measured profile using Eq.1, where u^* is the friction velocity of 0.848 m/s, z_0 is the aerodynamic roughness length taken as 0.002 m (0.2 m full-scale), κ is the von Karman constant equal to 0.42 and z the height coordinate.

$$U(z) = \frac{u_{ABL}^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z+z_0}{z_0}\right) \quad (1)$$

The turbulent kinetic energy profile is calculated as in Eq.2, where I_u is the measured turbulence intensity, and the turbulence dissipation rate ε is calculated as in Eq.3.

$$k(z) = (I_u(z)U(z))^2 \quad (2)$$

$$\varepsilon(z) = \frac{u_{ABL}^{*3}}{\kappa(z+z_0)} \quad (3)$$

The vertical profiles of the resulting mean wind speed U , turbulent kinetic energy k and turbulence dissipation rate ε used in the simulations are shown in Fig.4.

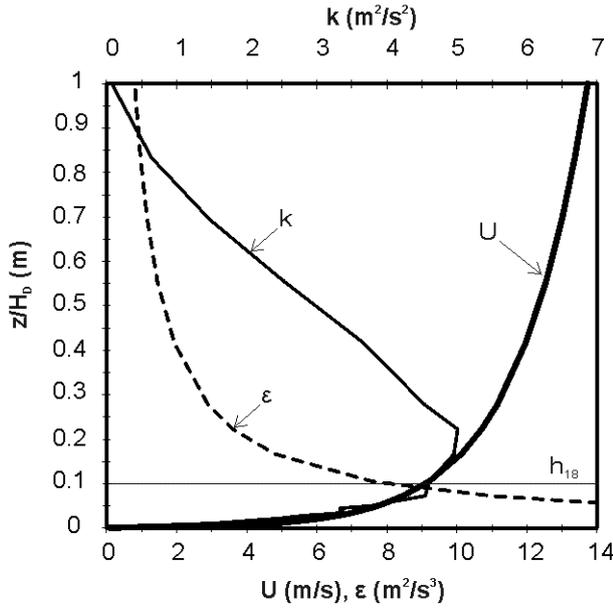


Figure 4. Inlet profiles of the mean speed U , turbulent kinetic energy k , and turbulence dissipation rate ε used in the simulations.

For the ground plane, the standard wall functions by Launder & Spalding (1974) with the sand-grain based roughness modification by Cebeci & Bradshaw (1977) are used. The values of the roughness parameters were determined using the relationship (Eq.4) derived by Blocken *et al.* (2007), where k_s is the equivalent sand-grain roughness height and C_s is the roughness constant.

$$k_s = \frac{9.793z_0}{C_s} \quad (4)$$

On the ground plane k_s is taken equal to 0.003 m and C_s equal to 6.53 for the reduced-scale simulations ($k_s=0.3$ m; $C_s=6.53$ for the full-scale simulations). On the building surfaces the equivalent sand-grain roughness height is assumed to be zero

At the outlet of the domain, a zero static pressure condition is imposed, while at the top and lateral sides of the domain symmetry boundary conditions were defined. The 3D steady RANS equations were solved in combination with the standard k - ε turbulence model (Jones & Launder, 1972). The SIMPLE algorithm was used for pressure-velocity coupling, pressure interpolation was second order and second-order discretization schemes were used for both the convection terms and the viscous terms of the governing equations. Convergence was achieved when all the scaled residuals levelled off.

Following the solution of the wind flow, two types of simulations were carried out to calculate the local mean age of air and the pollutant removal. The mean age of air was estimated by solving the transport equation for a passive tracer gas with a uniformly distributed emission rate of 10^{-6} kg/m³s in the entire computational domain. A second-order discretization scheme was used for the passive scalar transport equation.

The pollutant removal was solved with unsteady RANS equations. A uniform initial concentration of 2000 ppm of a tracer gas with the same property of the air was imposed for the entire computational domain. Species transport and energy equations with second order discretization scheme were solved with a time step of 20 s.

5. RESULTS

5.1. Grid sensitivity analysis

Although a grid sensitivity analysis was conducted for both the reduced- and full-scale cases $A(h_{18})$ and $C(h_{18})$, only the former case, $A(h_{18})$ in reduced-scale, is presented.

Three grids were created by refining and coarsening the basic grid for $A(h_{18})$ by about a factor 2. The total number of cells of the three grids is 292,234 for the coarser, 672,624 for the basic and 1,303,222 for the finer grid. In order to assess the sensitivity of the results to the grid resolution, both the velocity and the pressure fields were compared. In particular, the streamwise wind speed along three vertical lines placed around the central building and the pressure coefficients on the central building surfaces obtained with the three grids were analyzed. The pressure coefficients (C_p) on the surfaces were calculated from the static pressure on the surfaces P with Eq.5, where ρ is the air density and U_{ref} is the mean wind speed at a reference height (8.48 m/s at 10 m height).

$$C_p = \frac{P}{0.5\rho U_{ref}^2} \quad (5)$$

Fig.5(a) shows the impact of the grid resolution on the streamwise wind speed along a line placed on the crossroad at position P. Fig.5(b) shows the impact of the grid resolution on the pressure coefficients along the vertical centerline of the windward facade of the building. As illustrated in the figure, the grid resolution is not affecting the streamwise wind speed (Fig.5(a)). On the other hand, when analyzing the pressure coefficients on the windward facade of the building (Fig.5(b)), some differences are noticed when using the coarse grid in comparison with the basic and the fine grid. Therefore, the basic grid was selected for further studies.

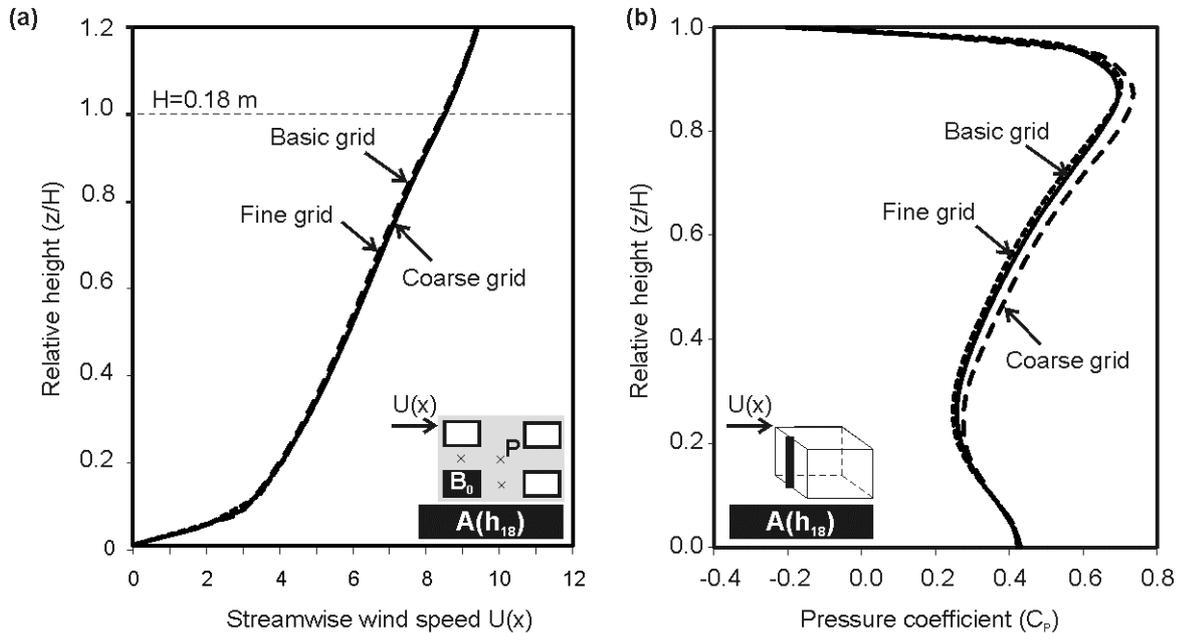


Figure 5. Grid sensitivity analysis for the case $A(h_{18})$: (a) streamwise wind speed profiles along a line placed beside the central building (B_0) at the center of the crossroad (position P) for the coarse, the basic, and the fine grids; (b) pressure coefficients obtained along the vertical centerline of the windward facade of the central building for the coarse, the basic grid, and the fine grids (292,234, 672,624, and 1,303,222 cells respectively).

5.2. Validation and full-scale results

After assessing the sensitivity of the results to the grid resolution, the numerical results of the reduced-scale buildings are compared both with the experiments and with the full-scale results. Figs. 6 and 7 show the pressure coefficients along the center lines of the facades of the central building for case $A(h_{18})$ obtained with the experiments, and with the reduced-scale and full-scale

numerical models. Fig.8 focuses on the C_p contours on the windward facade of the central building of case A(h_{18}) obtained with the three methods. It is shown in the figures that the numerical model is able to reproduce quite carefully the experimental C_p values on the building facades, despite the known limitation of RANS in predicting the pressure field on the surfaces (Nore *et al.*, 2010). In particular, a very good agreement between numerical and experimental results is shown in the center of the facades, whereas higher values of C_p are reported for the numerical values both on the stagnation area on the windward facade and in the separation zones on the roof and lateral side of the building. When compared the full- and reduced-scale simulations, no remarkable differences are noticed. Given the known good performance of RANS in terms of mean velocities in urban areas (Blocken *et al.* 2008) rather than on pressure coefficients and the fairly good agreement with the pressure measurements, the model was used for further analyses.

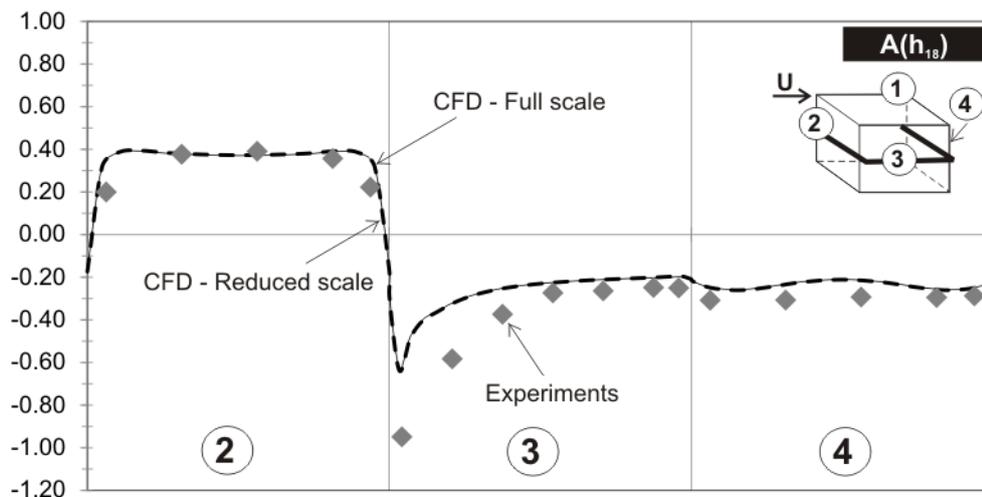


Figure 6. Case A(h_{18}): pressure coefficients along the horizontal central lines at the windward (2), lateral (3), and leeward (4) facades of the central building obtained from the wind-tunnel measurements and the numerical simulations on the reduced-scale and the full-scale building models.

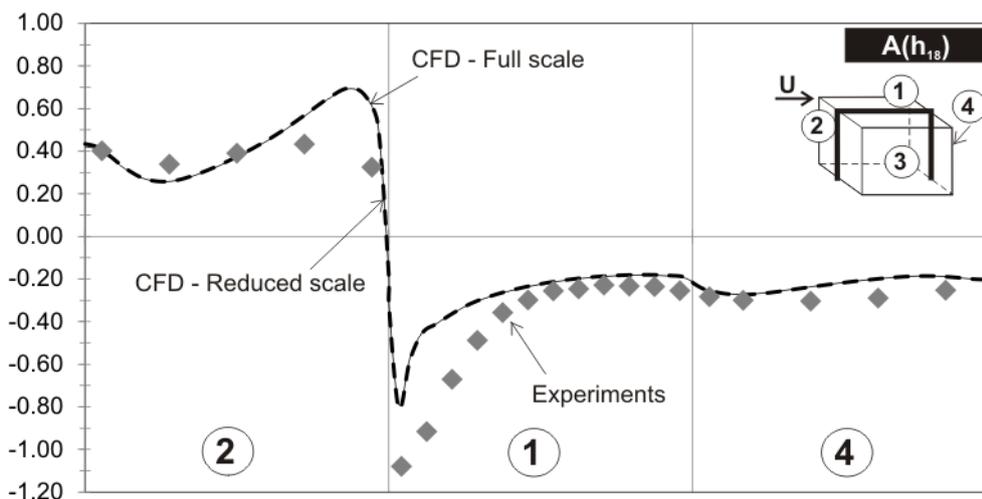


Figure 7. Case A(h_{18}): pressure coefficients along the vertical central lines at the windward (2) and leeward (4) facades and along the central line of the roof (1) of the central building obtained from the wind-tunnel measurements and the numerical simulations on the reduced-scale and the full-scale building models.

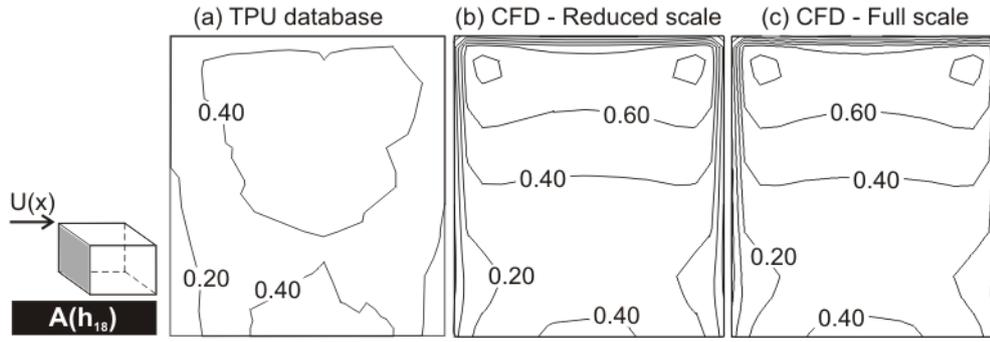


Figure 8. Case A(h_{18}): contours of the pressure coefficients on the windward facade of the central building obtained from the wind-tunnel measurements (a), and the numerical simulations on the reduced-scale (b) and the full-scale (c) building models.

5.3. Mean age of air calculation

The local mean age of air “is a statistical measure of the time it takes a parcel of air to reach an arbitrary point after entering an airflow system” (Hang *et al.*, 2009) and allows identifying the location of poorly ventilated urban areas. The local mean age of air ($\overline{\tau_p}$) in the domain was calculated as in Eq.6, where c is the local concentration of a passive tracer gas (kg/kg) and \dot{m} is a release rate (kg/s) as generated by a homogeneous emission source within the domain (Hang *et al.*, 2009, Buccolieri *et al.*, 2010).

$$\overline{\tau_p} = \frac{c}{\dot{m}} \quad (6)$$

The local mean age of air was normalized on the area of interest as in Eq.7, where Q_{ref} is the volume flow rate (m^3/s) far upstream the area of interest and V_{ref} is the volume (m^3) of the pedestrian area (A_{ref}) surrounding the buildings.

$$\overline{\tau_p^*} = \frac{Q_{ref}}{V_{ref}} \quad (7)$$

Figs.9 and 10 show the results of the normalized mean age of air ($\overline{\tau_p^*}$) at pedestrian level (1.75 m height) in the surroundings of the central building (B_0) for the cases A(h_{18}) and C(h_{18}) and the three wind directions 0° , 22.5° , and 45° .

Results show that efficient ventilation is achieved in the surroundings of the central building for a wind direction of 45° in both cases. For Case A(h_{18}) in Fig.9 the variation of the normalized mean age of air distribution with the wind direction is quite limited due to the very low-density. Fig.10 shows that for the high-density case, i.e. C(h_{18}), the poorly ventilated areas are located downstream the central building for both the wind directions of 0° and 45° . The distribution of the normalized local mean age of air is more uniform for a wind direction of 22.5° .

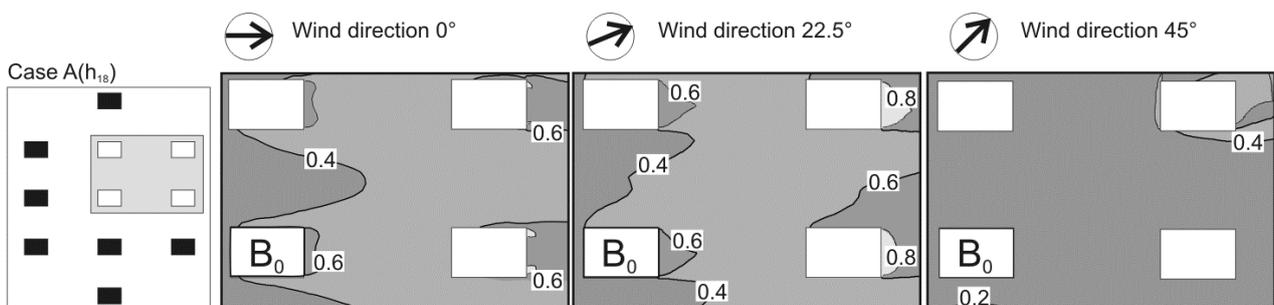


Figure 9. Normalized mean age of air ($\overline{\tau_p^*}$) in the surroundings of the central building (B_0) for the configuration A(h_{18}) calculated for wind directions 0° , 22.5° , and 45° and shown at pedestrian level (1.75 m height).

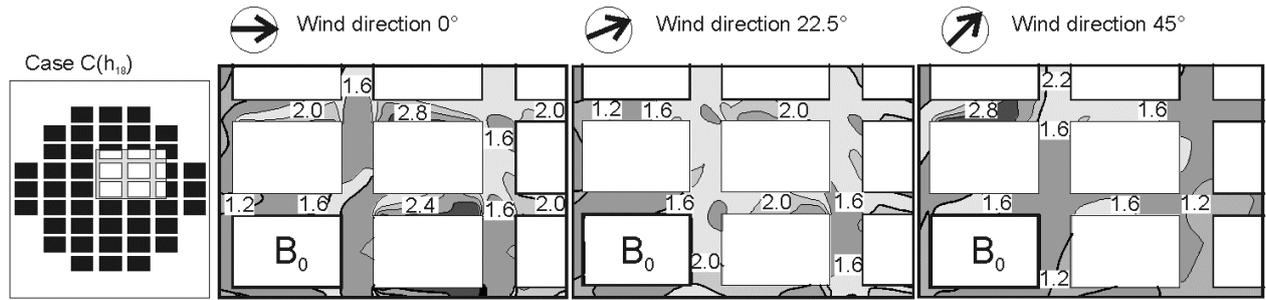


Figure 10. Normalized mean age of air ($\bar{\tau}_p$) in the surroundings of the central building (B_0) for the configuration $C(h_{18})$ calculated for wind directions 0° , 22.5° , and 45° and shown at pedestrian level (1.75 m height).

5.4. Air pollutant removal

The analysis of the air pollution removal was conducted by considering the decay of a tracer gas in the immediate surroundings of the central building. Figs.11 and 12 report the tracer gas decay at some given locations along the lateral (Fig.11) and back (Fig.12) sides of the central building at the pedestrian level (1.75 m height) for the different wind directions (0° , 22.5° , 45°) and building heights (6 m, 18 m). An initial uniform concentration of 2000 ppm of a tracer gas with the same property of the air was imposed to the domain. The decay of the tracer gas was then calculated as the ratio between the mass fraction at each time step (w_t) and the initial mass fraction (w_0).

Fig.11 shows that the influence of the building height on the air pollutant removal on the lateral side of the central building is much stronger for the high-density configurations (continuous lines) and reaches a maximum for the wind direction of 45° , where a delay of $2'40''$ is found between the cases $C(h_6)$ and $C(h_{18})$. In the low-density configurations, the delay due to the variation of the building height is stronger for the wind direction of 0° but still very limited. When compared the influence of the wind direction on the pollutant removal at different locations, it can be observed that the case $A(h_6)$ registers the highest variation. However, the initial tracer gas decay speed for the case $C(h_{18})$ is also affected by the wind direction at the inlet (Fig.11a) and outlet (Fig.11b) of the street canyon. In the back side of the central building (Fig.12) the highest delay due to the increased building height is for the high-density configurations with the wind direction 22.5° . Similarly to the previous case (Fig.11), the effects of the wind direction are more remarkable for the cases $A(h_6)$ and $C(h_{18})$.

6. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The first results of a numerical study on the ventilation efficiency of simplified urban configuration of low-rise buildings are presented in this paper. The 3D steady RANS equations are solved with the standard $k-\varepsilon$ turbulence model to predict the wind flow around the buildings and unsteady RANS simulations were used to solve the pollutant removal. The numerical model was validated by comparison with wind tunnel tests performed by the TPU and the impact of the urban density, the building height and the wind directions on the local mean age of air and the pollutant removal capacity of four given configurations were analyzed.

Despite the known limitation of the RANS approach in predicting the pressure on the building surfaces, an overall good agreement was found between the experimental data and the numerical results. Some deviations are noticed close to the corners in the separation areas on the roof and the lateral sides of the building and in the stagnation point on the windward facade.

By comparing the results of the local mean age of air and the air pollutant removal it can be noticed that more efficient urban ventilation is achieved in the immediate surroundings of the central building for a wind direction of 45° . In particular, for the high-density case $C(h_{18})$ the local mean age of air is relatively low and the air pollutant removal is quite efficient especially in the back side of the central building. The analysis of the normalized local mean age of air also shows that for the same case $C(h_{18})$ a wind angle of 22.5° induces less pronounced gradients.

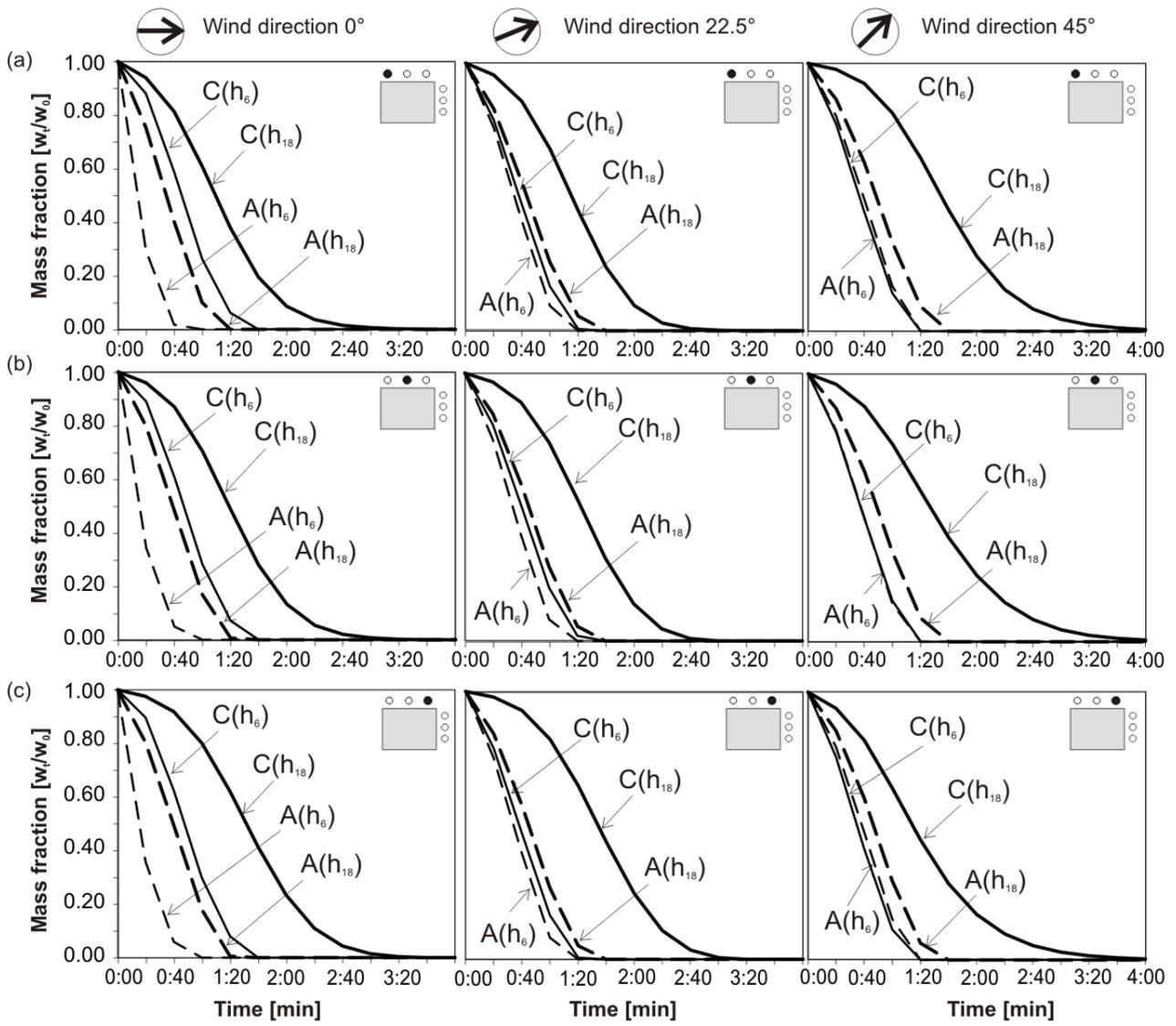


Figure 11. Tracer gas decay along the lateral side of the central building for each wind direction (0°, 22.5°, and 45°) and the four cases A(h₆), A(h₁₈), C(h₆) and C(h₁₈) at the pedestrian level (1.75 m).

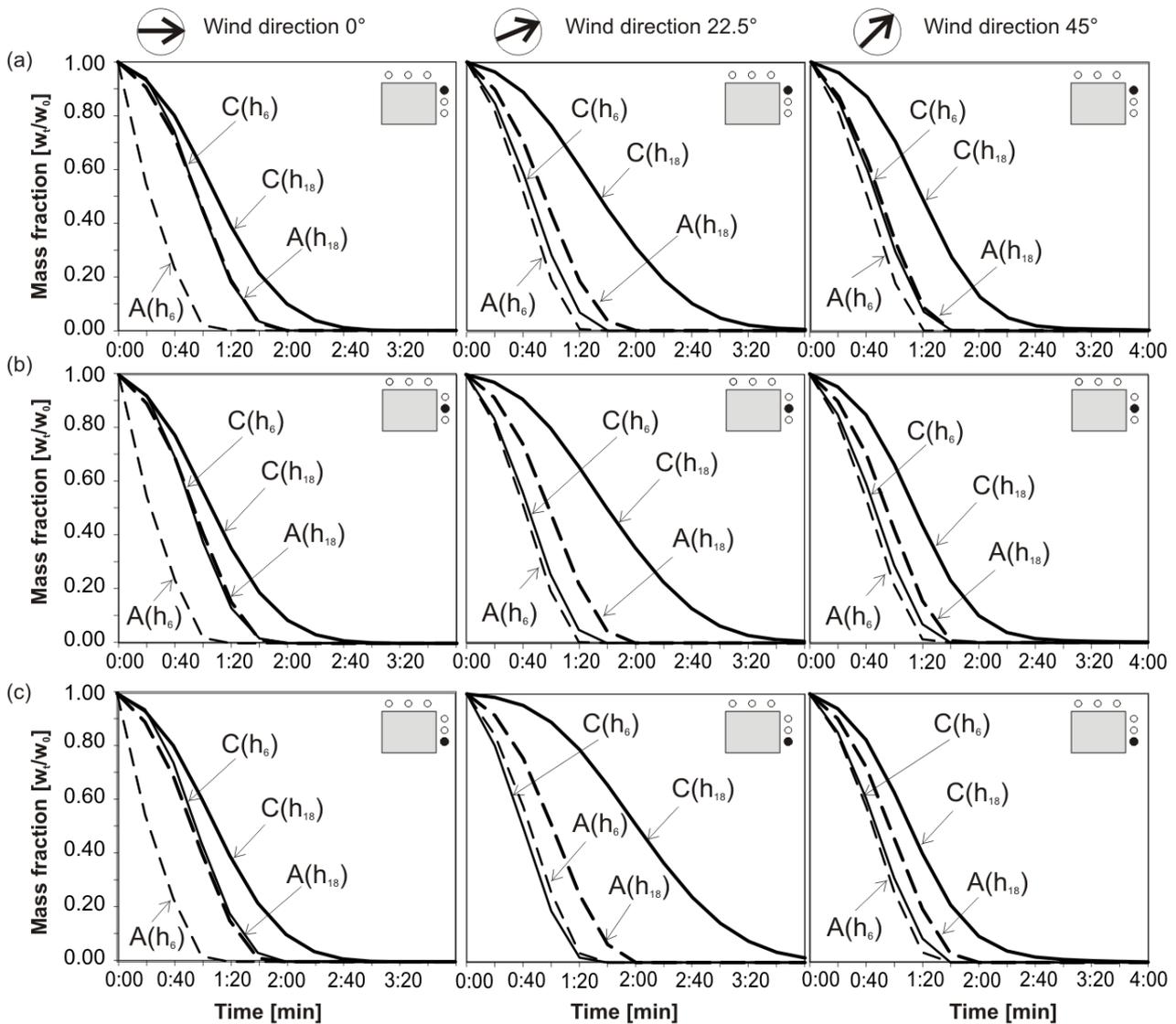


Figure 12. Tracer gas decay along the back side of the central building for each wind direction (0° , 22.5° , and 45°) and the four cases $A(h_6)$, $A(h_{18})$, $C(h_6)$ and $C(h_{18})$ at the pedestrian level (1.75 m).

REFERENCES

- AIJ (2004). *Recommendation for Loads on Buildings*. Architectural Institute of Japan
- Bady M., Kato S., Huang H. (2008). Towards the application of indoor ventilation efficiency indices to evaluate the air quality of urban areas, *Building and Environment*, Vol. 43(12), pp. 1991-2004
- Blocken B., Stathopoulos T., Carmeliet J. (2007). CFD simulation of the atmospheric boundary layer: wall function problems, *Atmospheric Environment*, Vol. 41, pp. 238-252
- Blocken B., Moonen P., Stathopoulos T., Carmeliet J. (2008). A numerical study on the existence of the Venturi-effect in passages between perpendicular buildings. *Journal of Engineering Mechanics – ASCE*, Vol. 134(12), pp. 1021-1028
- Blocken B., Janssen W., van Hooff T. (2012). CFD simulation for pedestrian wind comfort and wind safety in urban areas: General decision framework and case study for the Eindhoven University campus, *Environmental Modelling & Software*, Vol. 30, pp. 15–34
- Buccolieri R., Sandberg M., Di Sabatino S. (2010). City breathability and its link to pollutant concentration distribution within urban-like geometries, *Atmospheric Environment*, Vol. 44, pp. 1894-1903
- Cebeci T., Bradshaw P. (1977). *Momentum Transfer in Boundary Layers*, Hemisphere Publishing Corp, New York
- Chen Q. (2009). Ventilation performance prediction for buildings: a method overview and recent applications *Building and Environment*, Vol. 44, pp. 848–858

- Franke J., Hellsten A., Schlünzen H., Carissimo B. (2007). *Best practice guideline for the CFD simulation of flows in the urban environment*, COST 732: Quality Assurance and Improvement of Microscale Meteorological Models
- Grimmond C.S.B., Oke T.R. (1999). Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 38, pp. 1261–1292
- Gousseau P., Blocken B., Stathopoulos T., van Heijst G.J.F. (2011). CFD simulation of near-field pollutant dispersion on a high-resolution grid: A case study by LES and RANS for a building group in downtown Montreal, *Atmospheric Environment*, Vol. 45, pp. 428-438
- Hang J., Sandberg M., Li Y. (2009). Age of air and air exchange efficiency in idealized city models, *Building and Environment*, Vol. 44(8), pp. 1714-1723
- Hanna S.R., Brown M.J., Camelli F.E., Chan S.T., Coirier W.J., Hansen O.R., Huber A.H., Kim S., Reynolds R.M. (2006). Detailed simulations of atmospheric flow and dispersion in downtown Manhattan, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 87, pp. 1713-1726
- Hussain M., Lee B.E., (1980). A wind tunnel study of the mean pressure forces acting on large groups of low-rise buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 6 (3–4), pp. 207-225
- Jones W., Launder B. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 301-314
- Kanda M., Moriwaki R., Kasamatsu F. (2004). Large-eddy simulation of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 112, pp. 343-368
- Kim J., Baik J. (2004). A numerical study of the effects of ambient wind direction on flow and dispersion in urban street canyons using the RNG $k-\epsilon$ turbulence model. *Atmospheric Environment*, Vol. 38, pp. 3039-3048
- Launder B.E., Spalding D.B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* Vol. 3, pp. 269–289
- Moonen P., Dorer V., Carmeliet J. (2011). Evaluation of the ventilation potential of courtyards and urban street canyons using RANS and LES, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 99(4), pp. 414-423
- Nore K., Blocken B., Thue J.V. (2010). On CFD simulation of wind-induced airflow in narrow ventilated facade cavities: coupled and decoupled simulations and modelling limitations. *Building and Environment* Vol. 45(8), pp. 1834-1846
- Nozu T., Tamura T., Okuda Y., Sanada S. (2008). LES of the flow and building wall pressures in the center of Tokyo, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 96, pp. 1762-1773
- Oke T. (1988). Street design and urban canopy layer climate, *Energy and Buildings*, Vol. 11, pp. 103-113
- Quan Y., Tamura Y., Matsui M., Cao S., Yoshida A., Xu S. (2007a). Interference effect of a surrounding building group on wind loads on flat roof of low-rise building: Part I, Distribution of local wind pressure coefficient, *Wind Engineers, JAVE*, Vol. 32, pp. 211-212
- Quan Y., Tamura Y., Matsui M., Cao S., Yoshida A., Xu S. (2007b). Interference effect of a surrounding building group on wind loads on flat roof of low-rise building: Part II, Interference factor of worst extreme local and area-averaged suction pressure coefficients, *Wind Engineers, JAVE*, Vol. 32, pp. 213-214
- Stathopoulos T. (1997). Computational wind engineering: Past achievements and future challenges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.67-68, pp. 509-532
- Stathopoulos T. (2002). The numerical wind tunnel for industrial aerodynamics: real or virtual in the new millennium?, *Wind and Structures*, Vol.5(2–4), pp. 193–208
- Tominaga Y., Mochida A., Yoshie R., Kataoka H., Nozu T., Yoshikawa M., Shirasawa T. (2008). AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 96, pp. 1749-1761
- van Hooff T., Blocken B. (2010). Coupled urban wind flow and indoor natural ventilation modelling on a high-resolution grid: A case study for the Amsterdam ArenA stadium. *Environmental Modelling & Software*, Vol. 25(1), pp. 51-65
- Yoshie R., Mochida A., Tominaga Y., Kataoka H., Harimoto K., Nozu T., Shirasawa T. (2007). Cooperative project for CFD prediction of pedestrian wind environment in the Architectural Institute of Japan, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 95, pp. 1551-1578
- Xie Z.T., Coceal O., Castro I.P. (2008). Large-eddy simulation of flows over random urban-like obstacles, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 129, pp. 1-23

Studio di comfort pedonale in nuovi quartieri a Milano

Andrea Freda^a, Luisa Pagnini^a, Maria Pia Repetto^a

^a *DICCA, Dipartimento di Ingegneria Civile, Chimica e Ambientale, Università di Genova*

SOMMARIO

Il presente lavoro descrive lo studio del comfort pedonale di tre aree urbane ubicate in quartieri di nuova costruzione nella città di Milano. Si prendono in considerazione una piazza, un'area commerciale coperta e le terrazze di un prestigioso edificio residenziale alto. La valutazione si avvale congiuntamente di campagne di prove sperimentali condotte nella galleria del vento dell'Università di Genova e di un'opportuna procedura per trasportare la base dati misurata dall'anemometro di Milano Linate ai siti in esame. Applicando una selezione di procedure per la valutazione del comfort, l'analisi è condotta dapprima in base alle registrazioni complessive e successivamente in base alle misure anemometriche corrispondenti alle ore e ai mesi in cui gli spazi all'aperto sono più fruibili, ponendo in luce scenari differenti.

ABSTRACT

This paper carries out the pedestrian comfort assessment of different locations in new shopping and residential quarters in Milano. It considers three different scenarios: a square, a shopping area covered by a sail-shaped canopy and the large terraces realized in a prestigious high rise building. The analysis is carried out according to different comfort assessment criteria. It is based on the experimental campaigns carried out in the boundary layer wind tunnel of Genova University, and refers to the anemometric database recorded at Milano Linate Airport, which is transferred to the considered sites by suitable procedures. Formerly, the study considers the whole wind velocity database; then the analyses are carried out again according to a selection of year seasons and hours of the day of real interest for the pedestrian activities.

PAROLE CHIAVE: *comfort pedonale, comfort delle terrazze*

1. INTRODUZIONE

Lo studio del comfort pedonale delle aree urbane nei riguardi del vento può essere svolto mediante svariate procedure che pongono a confronto parametri statistici della velocità del vento con delle soglie opportune (ASCE, 2003). Una valutazione globale del comfort può essere ottenuta studiando le velocità del vento congiuntamente con i valori delle condizioni microclimatiche, quali la temperatura o l'umidità dell'aria (Stathopoulos, 2006). Esistono svariati criteri adatti allo scopo i quali fanno capo ad approcci differenti. Una prima categoria di metodi istituisce delle soglie di velocità del vento cui è associata una condizione di disagio; la valutazione del comfort urbano è basata sulla stima della probabilità di superamento di tali valori. Una seconda categoria di metodi valuta le velocità del vento associate a delle probabilità di superamento prefissate; la stima del comfort è effettuata confrontando tali valori con opportune soglie.

In molti paesi la valutazione del comfort pedonale nei riguardi del vento è richiesta in fase di progetto, e le rispettive normative nazionali indicano i criteri da impiegare. In altri paesi, tra

cui l'Italia, queste valutazioni sono piuttosto inusuali e la scelta del criterio più opportuno è lasciata al progettista. In realtà, l'applicazione di un criterio piuttosto che un altro può dare luogo a differenze anche significative ed il confronto tra i risultati delle diverse procedure rivela una certa difficoltà nello stabilire dei criteri omogenei (Koss, 2006). Inoltre, lo studio del comfort rispetto a specifiche attività, quali il passeggio, o lo stare seduti, o in luoghi specifici, come le terrazze degli edifici, può avere esiti differenti se valutato per certi periodi dell'anno o del giorno. A partire da queste considerazioni, il lavoro descrive le analisi di comfort pedonale in alcune aree urbane sia applicando criteri diversi, sia selezionando periodi dell'anno e del giorno che possono essere più significativi nei riguardi delle diverse attività dell'utente. Allo scopo, sono studiati tre siti differenti, tutti ubicati in quartieri di nuova costruzione a Milano: un'area pedonale, costituita da una piazza a forma di ventaglio al cui centro sorge una copertura; un'area commerciale coperta e i rispettivi circondari; le terrazze di un prestigioso edificio residenziale alto. La valutazione parte dalle misure di velocità del vento registrate dalla stazione anemometrica sita all'anemometro di Milano Linate e si avvale di una procedura che permette di trasferire la base dati dall'anemometro ai siti di interesse, utilizzando congiuntamente un modello numerico dell'area dell'anemometro e dei siti e una serie di campagne di prove sperimentali condotte nella galleria del vento dell'Università di Genova.

2. COMFORT PEDONALE

Le indagini che seguono fanno riferimento ai metodi per la definizione del comfort pedonale nei confronti del vento che sono forniti rispettivamente dalle norme ASCE (2003) e dalla normativa olandese NEN8100 (2006). ASCE definisce valori della velocità media cui è associata una condizione non confortevole per lo svolgimento dell'attività considerata (Tab. 1); il disagio si considera situazione di non comfort se la corrispondente probabilità di eccedenza della soglia è superiore al 5% o al 20%. La normativa olandese NEN 8100 definisce le classi di comfort sulla base della probabilità di occorrenza di una velocità media oraria del vento pari a 5 m/s. La Tab. 2 elenca le probabilità di occorrenza che definiscono le diverse categorie.

Tabella 1. Classi di comfort ASCE.

Classe di comfort	Attività	$V_{5\%}$ (m/s)	Effetti	$V_{20\%}$ (m/s)
C1 ⁺	Qualunque attività	>10	Si ha difficoltà ad usare l'ombrello, a camminare. Capelli mossi dal vento.	> 6.8
C1	Camminare speditamente	0 - 10	Percezione della pressione del vento sul corpo. Alberi con foglie sono mossi.	0 - 6.8
C2	Passeggiare, guardare le vetrine	0 - 8	Sollevamento di polvere. Si perde il giornale. I capelli sono scompigliati	0 - 5.4
C3	Sostare o stare seduti per breve tempo	0 - 6	Capelli e abiti sono mossi dal vento. Movimento di foglie leggere.	0 - 3.9
C4	Sostare o stare seduti a lungo	0 - 4	Percezione di una lieve brezza sul viso.	0 - 2.6

Tabella 2. Classi di comfort NEN 8100.

$P(v>5 \text{ m/s})$ (%)	Classe di comfort	Grado di comfort per attività di:		
		Camminare speditamente	Passeggiare	Stare seduti
< 2.5	A	Buono	Buono	Buono
2.5 - 5.0	B	Buono	Buono	Moderato
5.0 - 10	C	Buono	Moderato	Basso
10 - 20	D	Moderato	Basso	Basso
> 20	E	Basso	Basso	Basso

3. PROCEDURA

Lo studio del comfort richiede la valutazione del vento nei vari siti alla quota di interesse pedonale. Essa è eseguita sulla base delle acquisizioni anemometriche all'Aeroporto di Milano Linate, che rappresentano medie tri-orarie su 10 minuti. Tali valori dipendono dalla configurazione del terreno a monte dello strumento e vanno trasferiti dal sito dell'anemometro al sito e alla quota oggetto dell'indagine. Questa operazione è condotta attraverso una procedura articolata in passi sequenziali.

Si esegue l'analisi delle misure anemometriche \bar{V}_a . Si realizza un modello del terreno limitrofo all'anemometro e si assegna la distribuzione planimetrica dei coefficienti di rugosità. Applicando il modello sviluppato da ESDU (1993), si determina il coefficiente di conversione per i diversi settori di provenienza del vento (α), definito dall'espressione:

$$K_{ref}(\alpha) = \bar{V}_{ref}(\alpha) / \bar{V}_a(\alpha) \quad (1)$$

dove \bar{V}_{ref} è la velocità di riferimento, ossia la velocità media del vento, su 10 minuti e a 10 m di altezza che l'anemometro misurerebbe qualora fosse posto in un terreno, detto di riferimento, indefinitamente pianeggiante e omogeneo, con coefficiente di rugosità $z_0=0.05$ m. Con buona approssimazione, la trasformazione da \bar{V}_a a \bar{V}_{ref} è eseguita assumendo che il valore di α sia lo stesso all'aeroporto e al riferimento. Applicando lo stesso modello di rugosità di cui sopra, si determina il coefficiente di conversione:

$$K_{\bar{z}}(\alpha) = \bar{V}_{\bar{z}}(\alpha) / \bar{V}_{ref}(\alpha) \quad (2)$$

dove $\bar{V}_{\bar{z}}$ è la velocità media del vento nell'area indagata alla quota indisturbata \bar{z} .

Utilizzando le misure eseguite in galleria del vento in corrispondenza di una griglia di punti P rappresentativi della velocità del vento alla quota pedonale, si determina il coefficiente di conversione:

$$K_p(\alpha) = \bar{V}_p(\alpha) / \bar{V}_{\bar{z}}(\alpha) \quad (3)$$

dove \bar{V}_p è la velocità del vento nel generico punto P del sito analizzato, ad una quota di interesse pedonale, in funzione dei settori di provenienza del vento. Applicando le Equazioni (1), (2), (3), si determina la velocità del vento in tutti i punti oggetto di indagine, per tutti i settori di provenienza del vento mediante le relazioni:

$$\bar{V}_p(\alpha) = k(\alpha) \times \bar{V}_a(\alpha) \quad ; \quad k(\alpha) = K_p(\alpha) K_{\bar{z}}(\alpha) K_{ref}(\alpha) \quad (4)$$

essendo k il coefficiente complessivo di conversione. Nota la base dei dati trasformati dall'anemometro ai punti di misura, se ne esegue l'analisi statistica fino a pervenire alla valutazione della probabilità di occorrenza delle soglie di percezione e di fastidio.

4. CASI STUDIO

L'area del Portello a Milano, storicamente occupata dalle fabbriche dell'Alfa Romeo e della Lancia, è oggetto di un piano di riconversione che, partendo dalla zona a ridosso di Fiera Milano City, prosegue oltre Viale Serra. Il progetto generale prevede una serie di elementi architettonici e naturali di grande scala collegati da percorsi pedonali. Il primo caso studio (caso n°1, Fig. 1a) riguarda la piazza antistante alla ex zona fiera che copre una vasta area a forma di ventaglio, in leggera pendenza. In posizione perimetrale rispetto alla piazza vi sono

tre grandi edifici di altezze comprese tra 42 e 55 m circa, ed aree ribassate che consentono gli accessi ai parcheggi e ad altri locali. Al centro della piazza è collocato il “Tavolo”, una copertura di forma quadrata con lato di 37.5 m e altezza massima di 14.95 m al lembo superiore del parapetto, sorretta da quattro colonne d’angolo. I corpi di fabbrica sottostanti contengono le scale e gli accessi al parcheggio sotterraneo.

Il secondo caso studio (caso n°2, Fig. 1b) è l’area commerciale che si raggiunge proseguendo verso nord lungo una passerella pedonale che porta su Viale Serra. L’area è occupata da una copertura piana trapezoidale in acciaio, detta Vela, intorno alla quale sono distribuiti negozi, percorsi e vie di connessione tra gli edifici che compongono il complesso. La copertura è lunga 72 m, larga 40 m e alta 16 m circa.

Il terzo caso studio (caso n°3, Fig. 2) sono le terrazze di quello che sarà l’edificio residenziale più alto della città. La torre, costituita da tre corpi (Pods) di differente altezza disposti a stella e uniti da un nucleo centrale, è alta complessivamente 143 metri e possiede 37 piani fuori terra. Ogni residenza è dotata di ampi balconi con disposizione regolare fino al livello 34, irregolare ai livelli superiori.

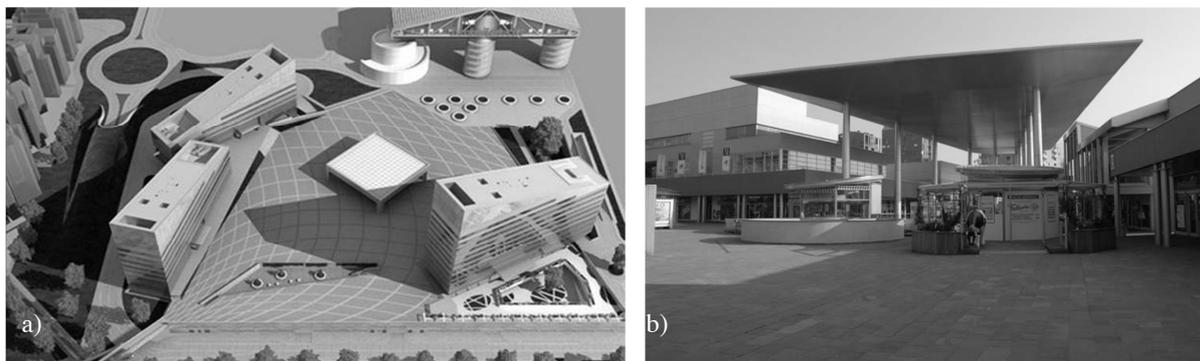


Figura 1. Rendering 3-D della Piazza del Portello (a) ed immagine dell’Area della Vela (b).



Figura 2. Rendering 3-D dell’edificio residenziale (a) e dettaglio dei balconi (b).

5. ANALISI DEI DATI ANEMOMETRICI

Lo studio si avvale delle registrazioni anemometriche acquisite tra il 1994 e il 2010 dalla stazione meteorologica presso l’aeroporto di Milano Linate. L’anemometro misura la velocità e la direzione del vento, mediate su 10 minuti, con frequenza tri-oraria. La Tab. 3 riassume le frequenze della velocità media anemometrica per 16 settori di provenienza; l’ultima colonna

elena le frequenze cumulate delle velocità; l'ultima riga riporta il numero delle misure per ciascun settore e il numero complessivo.

Tabella 3. Popolazione delle misure.

TOTAL NUMBER OF PROCESSED VALUES		37519.															
TOTAL NUMBER OF ZERO VALUES		6570.															
SPEED	SECTOR																
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	1-16
0- 1	359.	405.	381.	269.	239.	200.	239.	316.	299.	424.	583.	428.	195.	137.	188.	353.	5328.
1- 2	571.	937.	1101.	906.	701.	633.	711.	731.	721.	1007.	1595.	1019.	425.	301.	402.	594.	12380.
2- 3	226.	417.	721.	707.	567.	516.	516.	399.	390.	581.	946.	679.	228.	134.	199.	198.	7537.
3- 4	81.	108.	241.	366.	373.	239.	140.	107.	97.	163.	329.	283.	94.	65.	120.	96.	3040.
4- 5	32.	31.	66.	208.	229.	117.	39.	13.	21.	43.	95.	94.	52.	51.	79.	76.	1286.
5- 6	19.	11.	19.	79.	130.	47.	10.	5.	7.	15.	42.	61.	14.	37.	58.	48.	613.
6- 7	13.	9.	11.	39.	59.	21.	4.	1.	3.	4.	22.	23.	7.	24.	52.	47.	342.
7- 8	6.	2.	2.	13.	34.	8.	0.	0.	0.	1.	4.	8.	5.	22.	46.	43.	195.
8- 9	4.	0.	1.	3.	17.	1.	0.	1.	1.	1.	1.	5.	1.	10.	24.	25.	96.
9-10	5.	2.	0.	2.	8.	1.	0.	1.	0.	2.	2.	0.	0.	8.	20.	11.	62.
10-11	0.	0.	1.	1.	6.	0.	0.	0.	0.	1.	1.	0.	0.	2.	11.	10.	33.
11-12	1.	0.	0.	1.	3.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	2.	4.	6.	17.
12-13	1.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.	3.	3.	8.
13-14	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	2.	2.	2.	6.
14-15	0.	1.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.	2.	0.	4.
15-16	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.
16-17	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.	1.
17-18	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	1.	0.	0.	1.
DIR	1318.	1923.	2544.	2594.	2366.	1783.	1659.	1573.	1540.	2240.	3620.	2602.	1021.	798.	1210.	1513.	30949.

Lo studio delle velocità anemometriche mostra che esse sono in media significativamente maggiori in alcune fasce orarie e mesi dell'anno. I diagrammi che seguono riportano i valori medi delle velocità, ossia i valori medi della velocità sui 10 minuti, acquisiti ogni 3 ore, per i diversi mesi dell'anno e i diversi orari di misura. La Fig. 3a riporta i valori medi delle misure per ciascun mese; la Fig. 3b riporta i valori medi delle misure per ciascuna fascia di misura tri-oraria. I diagrammi mostrano che i valori medi della velocità media del vento nell'area sono sistematicamente più alti nella fascia oraria compresa tra le 9.00 e le 18.00, e durante i mesi compresi tra marzo e agosto.

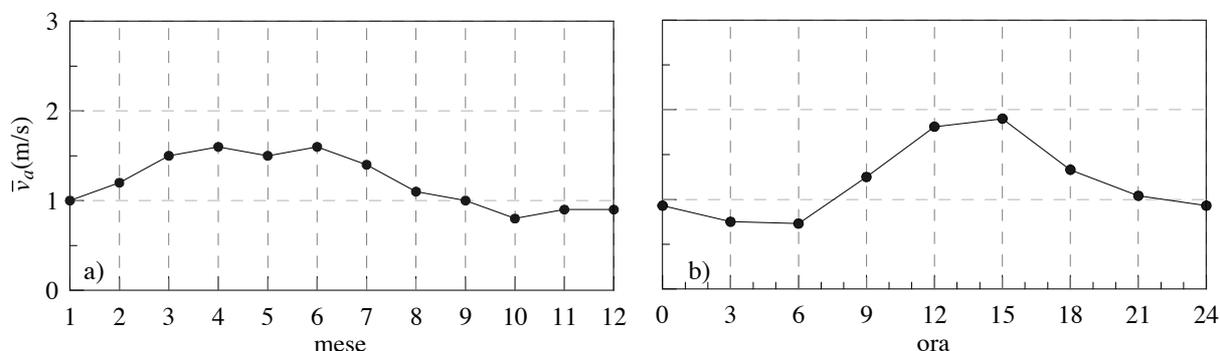


Figura 3. Variazione mensile ed oraria della velocità.

6. SIMULAZIONE NUMERICA AL RIFERIMENTO ED AL SITO

La simulazione del campo di vento nelle aree indagate si avvale di un modello numerico della rugosità del territorio che circonda la stazione meteorologica di Milano Linate, riferito all'anno 2005. Esso riproduce in dettaglio l'intorno del sito con un modello a micro-scala, mentre si avvale di un modello generale a macro-scala per la simulazione delle aree più lontane. Utilizzando le procedure proposte da ESDU (1993), a partire dal modello numerico del territorio si ricostruiscono i profili di velocità media nel sito in esame, fino alla quota di 200 m sul terreno, per tutti i settori direzionali di interesse.

Utilizzando i profili ottenuti numericamente, si ottengono i coefficienti di conversione K_{ref} (Eq. 1) e K_z (Eq. 2), mediante i quali il database registrato dall'anemometro di Milano Linate viene trasportato al sito di riferimento e dal sito di riferimento ai siti oggetto di indagine ad una quota opportuna e indisturbata.

La Fig. 4a mostra, a titolo di esempio, il modello a macroscale entro un'area avente raggio pari a 50 km, la Fig. 4b mostra i profili del vento per le diverse direzioni di provenienza del vento. Le Fig. 5 a,b mostrano i diagrammi polari di K_{ref} e $K_{\bar{z}}$ varesine nel sito dell'edificio residenziale, con $z = 143$ m, pari alla quota della terrazza di sommità. A causa di una rugosità pressoché omogenea sia nel sito anemometrico sia nei siti in esame, immersi nel centro cittadino, i coefficienti di conversione ottenuti mostrano scarsi effetti direzionali.

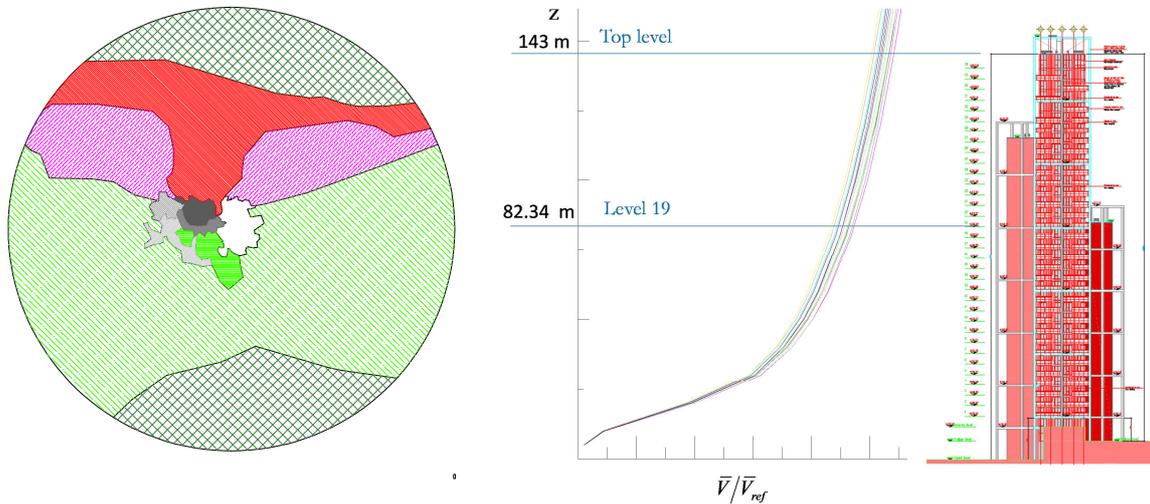


Figura 4. Modello a macroscale entro un raggio di 50 km (a) e profilo del vento per le diverse direzioni (b).

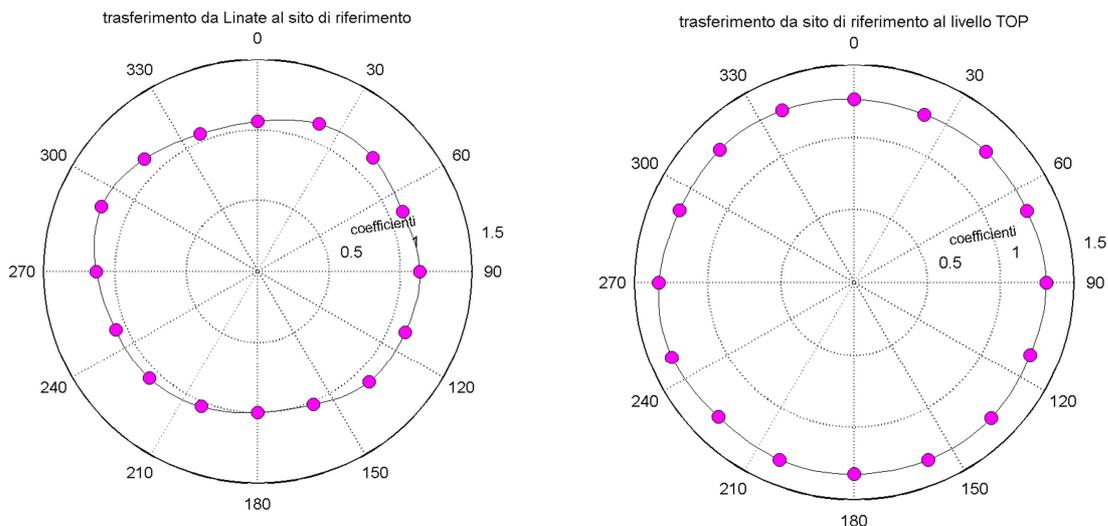


Figura 5. Diagramma polare di K_{ref} (a) e $K_{\bar{z}}$ con $\bar{z} = 143$ m (b).

7. PROVE IN GALLERIA DEL VENTO

Le condizioni locali dei flussi che si generano nelle zone in esame sono studiate nel dettaglio attraverso opportuni test in galleria del vento. Le prove sperimentali sono realizzate nella galleria del vento presso il Dipartimento di Ingegneria Civile, Chimica e Ambientale dell'Università degli Studi di Genova.

Il caso n°1 è simulato mediante un modello dell'area comprendente il Tavolo e il suo immediato circondario in scala 1:200 (Fig. 6a). Il caso n°2 è simulato mediante un modello dell'area comprendente la Vela e il suo circondario in scala 1:100 (Fig. 6b). I valori della

velocità sono ricavati da misure di pressione rilevati attraverso scanner multi-canale di tipo PSI, ed intendono quantificare la ventosità a livello pedonale ad una quota di 2m dal suolo. Sono impiegati 66 sensori per il modello dell'area del Tavolo, 53 per il modello della Vela. I modelli sono collocati su una tavola rotante con diametro di 1.3 m. In funzione della direzione di provenienza del vento sono inseriti nella camera di prova, oltre il bordo della tavola rotante, tutti i volumi che, per le loro proprietà dimensionali e di forma, sono in grado di alterare il flusso che si sviluppa nell'area compresa dalla maquette del modello. Le prove sono effettuate per 16 direzioni di esposizione. Il profilo della velocità media e le caratteristiche della turbolenza del flusso incidente sono controllati attraverso dispositivi passivi posti all'imboccatura e sul pavimento della camera di prova.

I balconi del caso studio n° 3 (Fig. 7a) sono simulati mediante due modelli sezionali in scala 1:100 che riproducono due zone differenti e rappresentative dell'edificio (Fig. 7b, c). Il modello *top* riproduce la porzione sommitale dell'edificio. Al fine di cogliere la tridimensionalità del flusso, il modello è posto su una piastra piana in legno compensato e risulta libero in sommità e riproduce, almeno in maniera approssimativa, la copertura e i volumi presenti su di essa. Il modello *sezionale* riproduce una generica porzione intermedia dell'edificio. Poiché in questo caso il flusso appare prevalentemente bidimensionale, il modello è posto tra due piastre piane in legno compensato.

In questo caso, i valori della velocità sono ricavati mediante anemometri a filo caldo tipo Kanomax, posizionati in modo da rilevare la ventosità a livello di 1.80 m e 1.10 m dal pavimento del terrazzo, corrispondenti, rispettivamente, ad una posizione in piedi ed una posizione seduta e riparata dal parapetto.

Le prove in galleria del vento forniscono il coefficiente di conversione K_P , che trasforma il vento al sito da un livello indisturbato ad una quota di interesse pedonale (Eq. 3). A tal fine si ottiene, per ciascuna direzione di provenienza del flusso del vento e per ciascuna configurazione indagata, il rapporto tra la velocità indisturbata a monte del modello e la velocità misurata nel punto in analisi. La Fig. 8 riporta un esempio di tale diagramma direzionale per il caso n°1 e per uno dei 66 punti di misura al variare della direzione di incidenza del vento. E' evidente, in tal caso, il forte effetto direzionale, estremamente variabile da punto a punto, in funzione delle condizioni aerodinamiche locali.

8. VALUTAZIONE DEL COMFORT

8.1 Mappe di comfort su base annuale

Utilizzando i coefficienti di conversione ottenuti per via numerica e per via sperimentale, è possibile trasformare la base dei dati dall'anemometro ai punti di misura mediante l'Eq. (4).

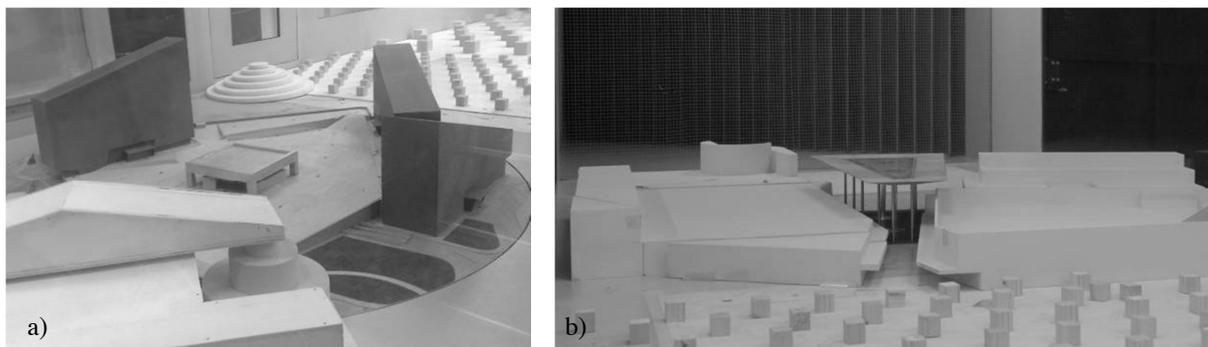


Figura 6. Modello del caso studio n°1 in scala 1:200 (a) e del caso studio n°2 in scala 1:100 (b).

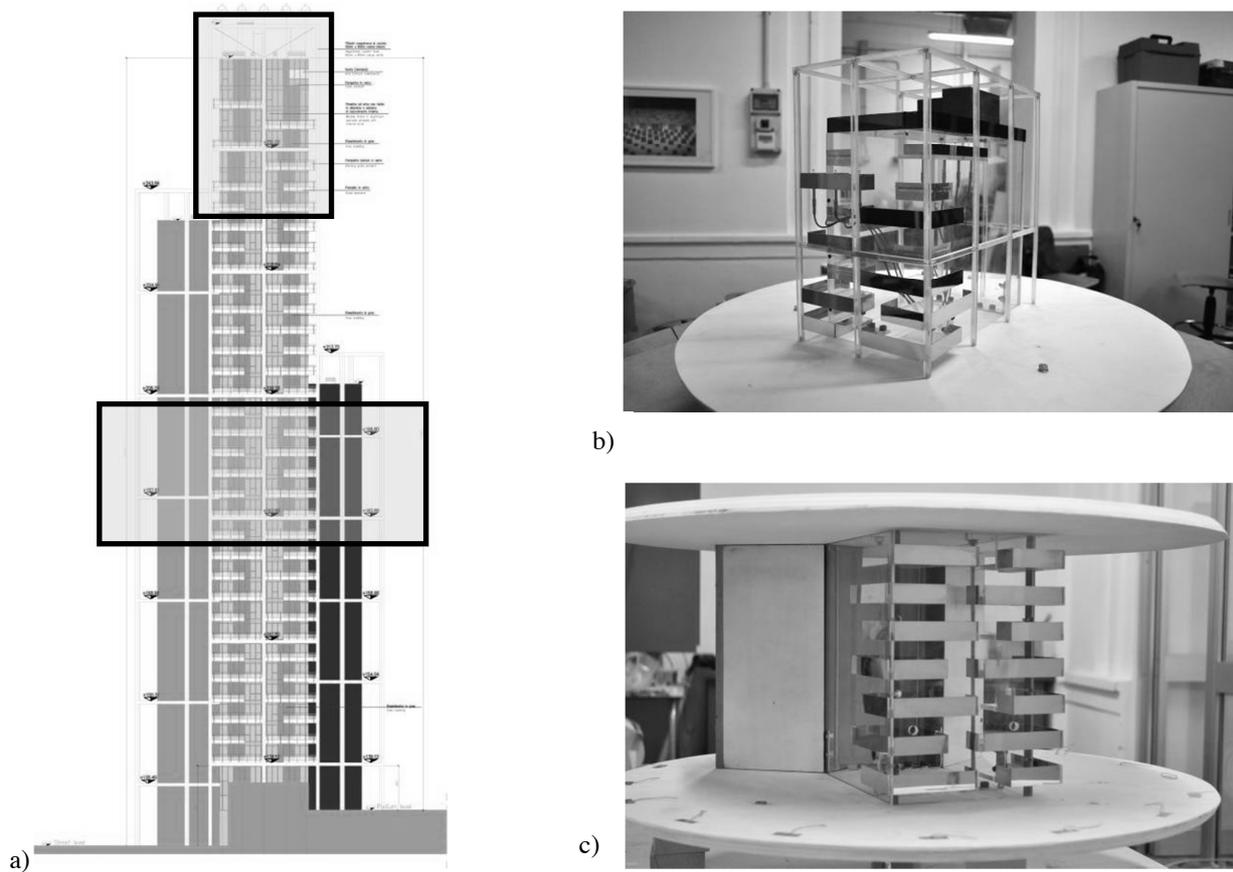


Figura 7. a) porzioni dell'edificio rappresentate dai modelli; b) modello top; c) modello sezionale.

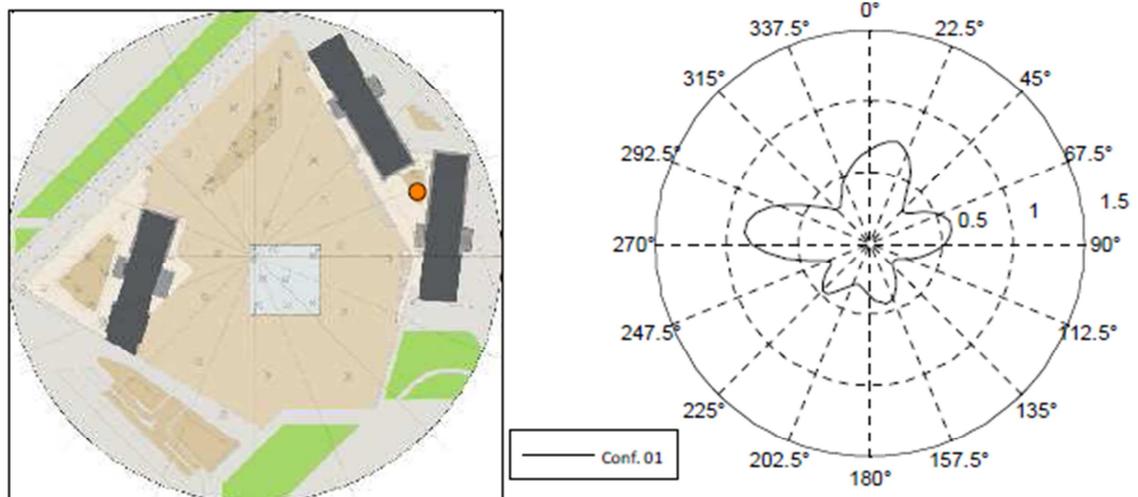


Figura 8. Diagramma polare per un punto collocato nell'area del Tavolo, caso studio n°1.

La base dati trasformata dei valori correnti alle diverse posizioni planimetriche è sottoposta ad analisi statistica individuando i valori della velocità che hanno la probabilità di eccedenza del 20% e del 5%. Inoltre, trasformando i valori in medie orarie, viene valutata la probabilità di superamento della velocità pari a 5 m/s. Confrontando i valori ottenuti con le soglie di Tab. 1 e Tab. 2 si attribuiscono a ciascuno dei punti di misura esaminati le classi di comfort pedonale.

Per il caso n°1, i risultati sono sintetizzati nella Fig. 9 e Fig. 10, in base a cui non si evidenziano situazioni di forte disagio. Si evidenziano situazioni di disagio moderato in

alcune posizioni limitatamente ad attività di tipo statico o di passeggio. Condizioni di disagio in attività dinamiche emergono per due posizioni, una ai margini dell'area, l'altra presso lo spigolo di uno dei grossi edifici nella piazza, caratterizzato da una sagoma rientrante al piano terreno, in una posizione particolarmente esposta a fenomeni vorticosi. Per quanto riguarda le altre condizioni di disagio in attività statiche, esse si evidenziano in alcune posizioni lontane dagli edifici e dalla copertura a Tavolo, quindi prive di schermatura, e in alcune limitate posizioni in prossimità degli spigoli degli edifici.

Per quanto riguarda il caso n°2, l'applicazione dei metodi assegna a tutte le posizioni studiate assenza di disagio, ossia è possibile svolgere qualunque attività, anche di sosta, in piedi o seduti, in situazione di comfort.

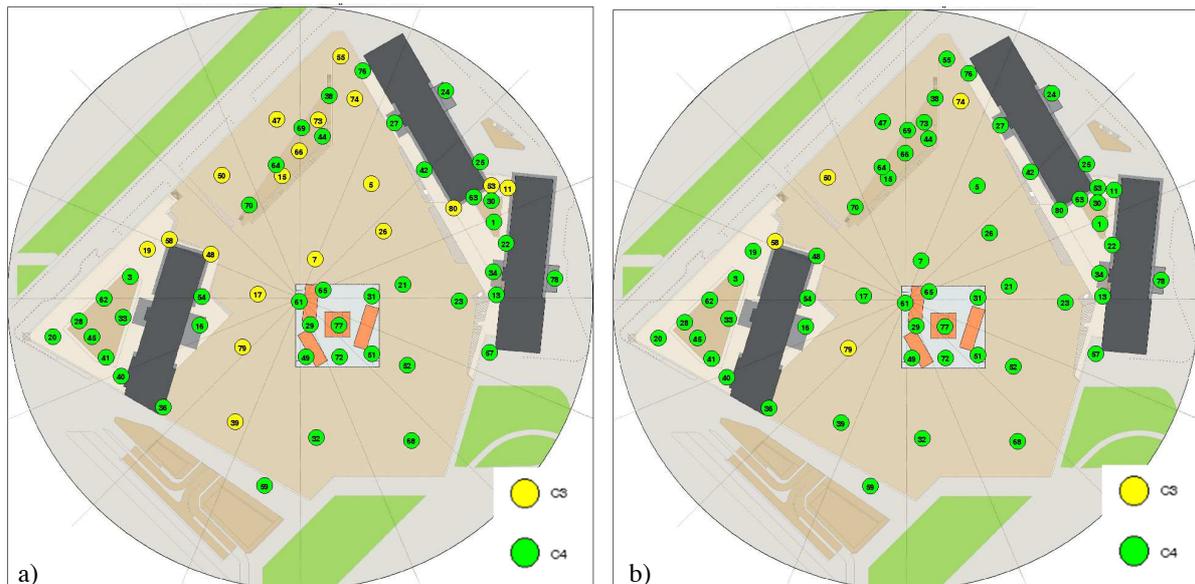


Figura 9. Mappa di comfort per il caso studio n°1 secondo ASCE 5% (a) e 20% (b).

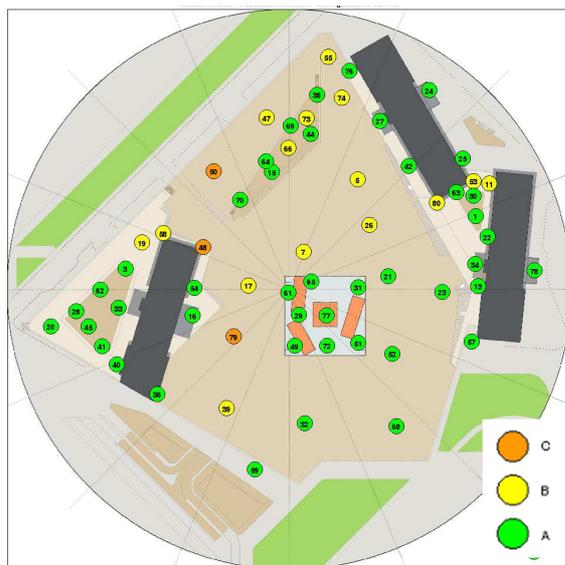


Figura 10. Mappa di comfort per il caso studio n°1 secondo NEN 8100.

Per quanto riguarda i risultati forniti dai tre diversi metodi, si può osservare che il metodo ASCE - 20% risulta generalmente meno prudente rispetto al metodo ASCE - 5% e rispetto al metodo NEN 8100. Questi ultimi due metodi offrono scenari di comfort assai simili.

Per il caso studio n°3 sono riportate nelle Fig. 11 a, b le analisi svolte con il metodo NEN alla quota 1.80 m, che rappresenta il caso di minore schermatura. Data la particolarità dell'utilizzo dei terrazzi, ai fini del giudizio di comfort si considerano le sole attività statiche. I risultati ottenuti sui modelli *top* mostrano che il terrazzo aggettante risulta in comfort moderato per la parte aggettante e in stato di locale discomfort nella parte laterale; quelli relativi al modello *sezionale* mostrano comfort moderato per i punti di spigolo.

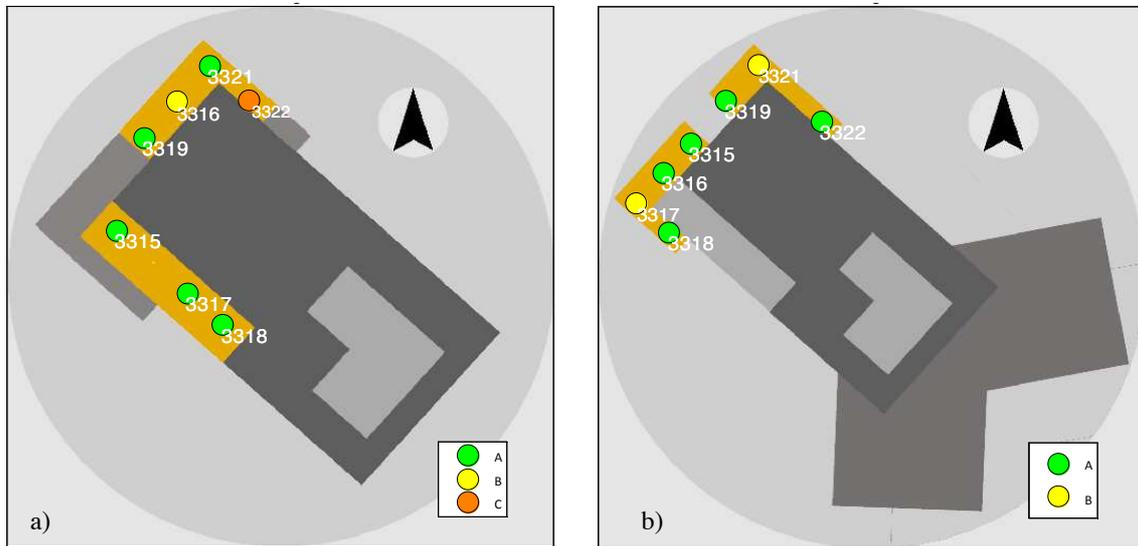


Figura 11. Mappa di comfort per il per il modello *top* (a) e *sezionale* (b).

8.2 Analisi stagionale e giornaliera

I diagrammi che seguono mostrano in relazione ai casi n° 1 (Fig. 12a) e n°2 (Fig. 12b) le classi di comfort secondo il metodo NEN 8100 nella fascia oraria compresa tra le 9.00 e le 24.00 ed i mesi compresi tra aprile e settembre, quando sono particolarmente fruibili gli spazi aperti dedicati alla sosta, al ristoro o allo svago. Emergono alcune differenze rispetto all'analisi classica svolta senza distinzione di orario e di stagione, evidenziando condizioni di comfort meno favorevoli nelle posizioni più sensibili al vento; pur senza situazioni di particolare criticità, la ventosità dell'area appare variegata e risulta più intensa in alcune posizioni particolarmente esposte all'incanalamento del flusso.

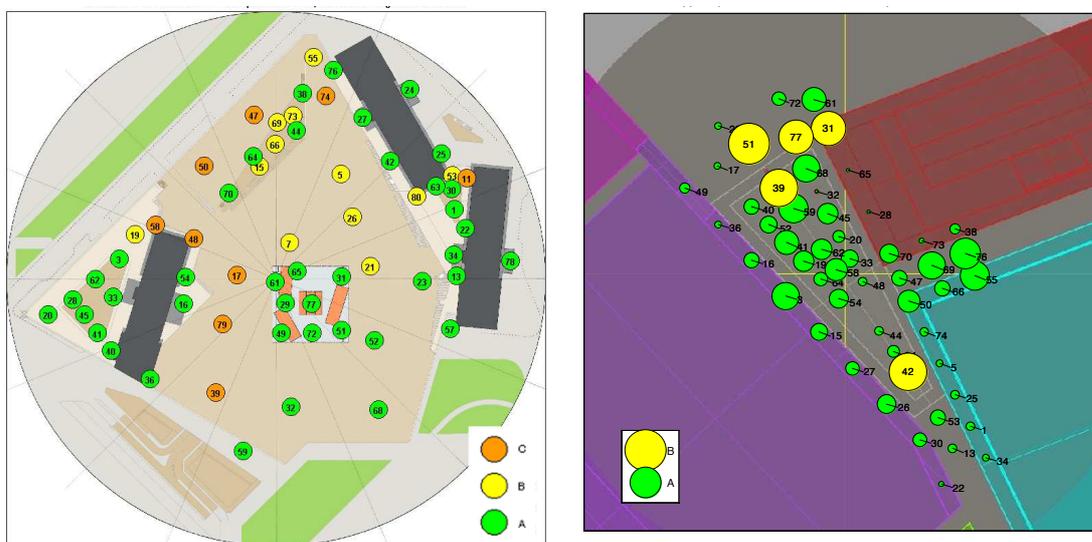


Figura 12. Mappa di comfort su una selezione di mesi e ore significative per il caso n°1 (a) e 2(b).

Lo studio delle terrazze (caso n° 3) mostra scenari di maggiore ventosità quando si studiano i mesi primaverili ed estivi; essi diventano ancora più significativi nel caso delle selezioni dei mesi ed orari più ventosi. A titolo di esempio la Fig. 13 mostra la mappa di comfort per il modello top riferita al solo mese di giugno.

8.3 Persistenza di situazioni di comfort sulle terrazze

L'applicazione delle procedure di comfort, in termini complessivi o stagionali, fornisce indicazioni accurate per i casi n.1 e n.2. Al contrario, risulta comunque difficile esprimere un giudizio nel merito del comfort dei terrazzi. Il loro utilizzo, infatti, può essere limitato in funzione delle scelte dell'utente. Per una maggiore comprensione del problema, viene effettuata un'analisi di dettaglio in uno dei punti ritenuti significativi per la vivibilità del terrazzo e che, nel contempo, hanno mostrato criticità rispetto alle analisi di comfort. A titolo di esempio si considera il punto indicato come 3316 del modello top (alla quota 1.80 m) e, sulla base della distribuzione delle velocità correnti (Fig. 14), sono valutate le diverse soglie corrispondenti a effetti crescenti di discomfort, secondo la Tab. 2. Sulla base delle percentuali di superamento delle soglie fornite dalla distribuzione di probabilità dei valori correnti, ad ogni dominio di velocità è associato un numero di giorni in cui mediamente ricorrono tali condizioni nell'arco della stagione aprile-settembre, considerata di maggior interesse per la vivibilità dei terrazzi. La Tab. 4 riporta sinteticamente i risultati.

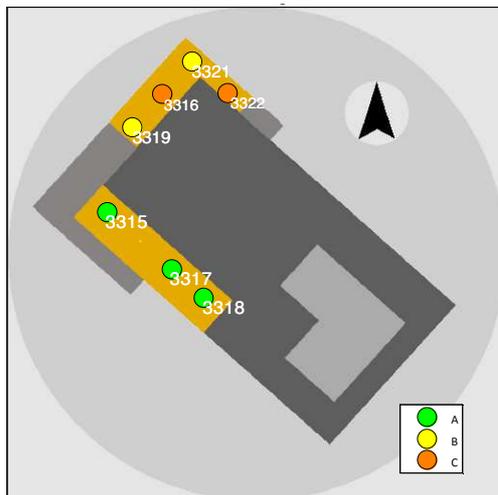


Figura 13. Modello top in giugno.

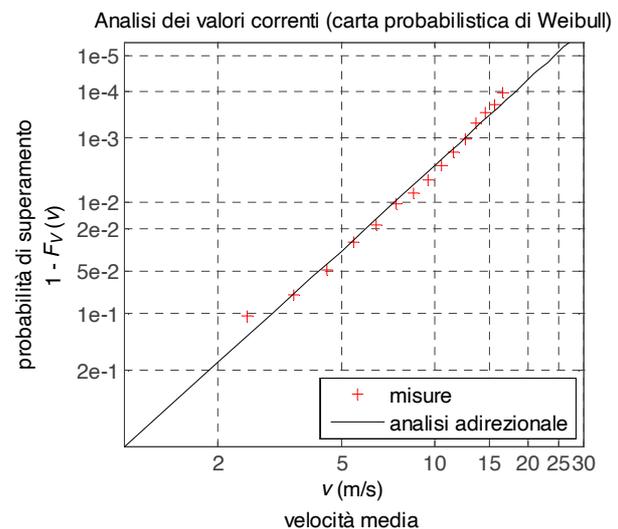


Figura 14. Distribuzione dei valori correnti nel punto 3316.

Tabella 4. Effetti percepiti e persistenza nei punti 3316.

V (m/s)	Effetti	giorni di comfort
>10	Si ha difficoltà ad usare l'ombrello, a camminare. I capelli sono tirati dal vento. Si percepisce un suono fastidioso nelle orecchie.	5.5/183
8 - 10	Percezione della pressione del vento sul corpo. Alberi con foglie sono mossi dal vento.	
6 - 8	Sollevamento di polvere. Si perde il giornale. I capelli sono scompigliati dal vento.	8.5/183
4 - 6	Capelli e abiti sono mossi dal vento. Movimento di foglie leggere, ramoscelli, bandierine.	
0 - 4	Percezione di una lieve brezza sul viso. Stormire di foglie.	169/183

Aggregando le condizioni di ventosità che possono essere considerate non confortevoli per l'uso di un terrazzo, corrispondenti ad una soglia di 6 m/s, si ottiene che, mediamente, nella stagione da Aprile a Settembre, nel punto 3316 si avranno 5.5 giorni non confortevoli.

E' tuttavia opportuno osservare che la succitata valutazione non tiene conto di altri parametri atmosferici quali la temperatura e l'umidità dell'aria. Nei mesi più caldi dell'anno, ai quali i valori di Tab. 4 fanno riferimento, il discomfort da vento potrebbe comunque alleviare il discomfort termico e da umidità.

9. CONCLUSIONI

Il lavoro descrive le analisi di comfort pedonale per azione del vento in tre siti differenti, tutti ubicati in quartieri di nuova costruzione a Milano, comprendenti una area pedonale, costituita da una piazza a forma di ventaglio al cui centro sorge una copertura, un'area commerciale coperta e i rispettivi circondari, le terrazze di un prestigioso edificio residenziale alto.

Il lavoro illustra la procedura utilizzata per trasferire la base dati registrata dall'anemometro di Milano Linate ai punti in analisi nei siti considerati. Una volta trasferite le misure anemometriche, il comfort pedonale è analizzato dapprima in maniera standard, utilizzando le procedure proposte da ASCE (2003) e dalla normativa olandese NEN 8100 (2006). L'applicazione di diversi formati conduce a valutazioni qualitativamente analoghe ma quantitativamente lievemente differenti, mostrando che il criterio proposto da NEN 8100 risulta essere maggiormente restrittivo.

Focalizzando l'attenzione sul reale utilizzo dei siti in esame, si è evidenziato che questo può non essere costante nei diversi periodi dell'anno o nei diversi orari. Nello specifico, ciò si rileva soprattutto nel caso della Piazza Portello e dei terrazzi, che richiedono una maggiore fruibilità nei periodi primaverili-estivi e nelle ore diurne. Pertanto, le analisi di comfort sono ripetute selezionando dalla base dati di partenza i periodi dell'anno e del giorno che possono essere più significativi nei riguardi delle diverse attività dell'utente. Il confronto con l'analisi indifferenziata del database evidenzia un generale peggioramento della qualità del comfort nei riguardi del vento, legata a variazioni stagionali e diurne sistematiche non trascurabili delle condizioni di ventosità nell'area milanese. Al contempo, il persistere di queste condizioni nei mesi più caldi dell'anno potrebbe portare a scenari di comfort globale favorevoli qualora si studiasse le velocità del vento congiuntamente alle condizioni microclimatiche.

Infine, si è valutato criticamente il caso dei terrazzi, per i quali i criteri standard di valutazione del comfort pedonale possono non essere adeguati ad un giudizio conforme al reale uso. Per questo caso è stata quindi proposta una metodologia alternativa che, partendo dall'analisi statistica dei valori correnti nei punti in esame, quantifica il numero di giorni in cui le condizioni di ventosità possono essere considerate non confortevoli per l'uso di un terrazzo.

10. BIBLIOGRAFIA

ASCE (2003). Aerodynamics Committee, *Outdoor Human Comfort and its assessment, State of the Art Report*, Task Committee on Outdoor Human Comfort, Boston, VA, USA.

Engineering Sciences Data Unit (1993). Computer Program for wind speeds and turbulence properties: flat or hill sites in terrain with roughness changes, ESDU Item 92032, London, UK

Koss, H. H. (2006) . On differences and similarities of applied wind comfort criteria. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* , Vol. 94 , pp 781–797

NEN (2006). Wind comfort and wind danger in the built environment, NEN 8100 (in Dutch) Dutch Standard.

Stathopoulos T. (2006). Pedestrian level winds and outdoor human comfort. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 94, pp. 769–780.

Eigenfrequencies of damaged suspension bridges under wind

Filippo Ubertini^a, A. Luigi Materazzi^a, Gabriele Comanducci^a

^aDepartment of Civil and Environmental Engineering, University of Perugia, Perugia

ABSTRACT

In the field of Structural Health Monitoring, it is nowadays well-known that environmental factors influence in different ways, but often deeply, the behavior of structures in terms of variations of modal parameters. In the present paper a simplified continuum model for the vertical vibrations of suspension bridges is used with the purpose of analyzing and quantifying aeroelastic effects on bridge eigenfrequencies. Some remarks on the feasibility of damage detection by using frequency shifts are finally presented.

KEYWORDS: bridge continuum model, aeroelastic effects, damage detection.

1. INTRODUCTION

The main cables of suspension bridges suffer from well-known corrosion and fatigue phenomena that require non destructive testing and inspection activities that, however, are especially troublesome and expensive due to access difficulties. Hence, continuously assessing the health state of the main cables using global vibrational measurements would be an important technical tool for the optimal scheduling of maintenance activities.

Unfortunately in Structural Health Monitoring (SHM) of bridges using Operational Modal Analysis (OMA) there are several issues to address especially in removing the uncertainty lying in the estimated modal parameters (Moaveni, 2009; Reynders, 2011). These uncertainties are a consequence of many reasons among which some are related to environmental factors that produce significant variations of the identified parameters, (in some cases bigger than those produced by a small damage), while some are related to the discrepancy between the real structural behavior and the ideal one assumed in OMA (e.g. the hypothesis of environmental loads approximated as a white noise).

Because SHM is a relatively young field of research with applications in an increasingly large number of important structures, especially in bridges, in the last decade many works have been presenting the results of structural modal identifications based on continuous monitoring acquisitions. Many of those papers have emphasized that the modal properties of such structures are deeply influenced by environmental effects (Macdonald & Daniell, 2005; Westgate *et al.*, 2011; Westgate *et al.*, 2012), and within this field the analyses have been generally focused on the effects of factors such as temperature (Li *et al.*, 2010), humidity and traffic (Farrar, 1997; Westgate *et al.*, 2011). The assessment of variations in global dynamic features (especially in natural frequencies) caused by environmental factors is therefore fundamental because the same parameters are often used as damage indicators in SHM. In the same way, the development of techniques capable to remove environmental effects on modal parameters is also much required. In this perspective, long-term continuous health monitoring and condition assessment of bridges seems to be a necessary tool which can allow to remove the environmental effects and uncertainties on the identified modal parameters, and to early identify the presence of the damage leading to an increase of bridges lifespan at minimum life-cycle cost (Magalhães *et al.*, 2011).

Within this contest, alongside with the development of detailed Finite Element Models (FEM), the recent trend is to recover and improve simpler analytical models that can permit to carry out parametric analysis able to identify the key dimensionless parameter that control the dynamic

response of bridges (Luco & Turmo, 2010). This last is the case of the continuum model of damaged suspension bridge under wind excitation (Ubertini, 2012) used in the present paper with the twofold purpose of: (i) investigating wind effects on natural frequencies of bridges with different aerodynamic properties and (ii) discussing the feasibility of damage identification after removing the aforementioned wind effects.

The paper is organized as follows: a short discussion concerning the main issues arising in damage detection is presented, at first, in section 2; then, the model and its equation of motion for vertical deflection are described in section 3; finally, wind effects on natural frequencies are investigated through parametric analysis, in section 4 and some conclusions are drawn.

2. MAIN ISSUES IN DAMAGE DETECTION BASED ON FREQUENCY SHIFTS

It is worth to briefly comment on the main issues arising in damage detection in bridges by using variations in modal parameters and, in particular, in natural frequencies.

2.1. *Temperature effects*

In the majority of literature studies, it was demonstrated that among environmental factors, temperature is the one that dominates the behavior of bridges (particularly their quasi-static response), leading to variations of their dynamic features. In particular, the seasonal and daily fluctuations of temperature produce changes of a some percents in the natural frequencies, that easily hide the presence of potential damages that produce variations of such parameters of the order of a few per mil.

Studies derived from continuous monitoring of bridge responses and contemporary acquisition of ambient temperature pointed out that, in general, a linear inverse relationship can be assumed between natural frequencies (above all for the first modes) and temperature itself. This circumstance, together with the amount of data continuously acquired during monitoring, allows to easily eliminate temperature effects on frequencies using well-established techniques such as linear regression analysis and principal component analysis.

Analytical studies were also carried out about the effects of the temperature on the static and dynamic response of cable structures essentially following two different ways: from one side developing complex FEM which try to reproduce in the most accurate way the behavior of these structures, and from another side using simplified models suitable to conduct parametric analysis which allow to have a general interpretation about phenomena in which the real structures are involved. Between these last particularly interesting is the work presented by Lepidi *et al.*, 2012, where a continuum model similar to that used in the present paper, was presented to conduct some parametric analysis accounting for thermal effects on cable structures.

2.2. *Traffic effects*

Regarding environmental effects on the response of bridges, also the action of traffic plays a certain role especially in the rush hours, both for stresses induced on the structure and for the increments of mass that the presence of vehicles produces, increments that determine a variation in the identified modal parameters. All these effects were investigated in many recent works where it was pointed out that traffic load plays a relevant role in the higher structural modes, in general less interesting for SHM of long span bridges. Moreover added masses induced by vehicles have more relevant consequences in the dynamic properties of suspension bridges both for their slenderness and because the high stresses in the cables caused by the increased load raise the bridge's stiffness. However, the evaluation of traffic effects is not of trivial solution because of the different kinds of vehicles and the different combinations with which they may transit on bridges (Peil, 2005).

As an illustrative example concerning frequency variations induced by the aforementioned environmental factors, in table 1, shown below, the values obtained from a continuous monitoring of Tamar Suspension Bridge between Plymouth and Cornwall in U.K., are summarized (Westgate *et al.*, 2011).

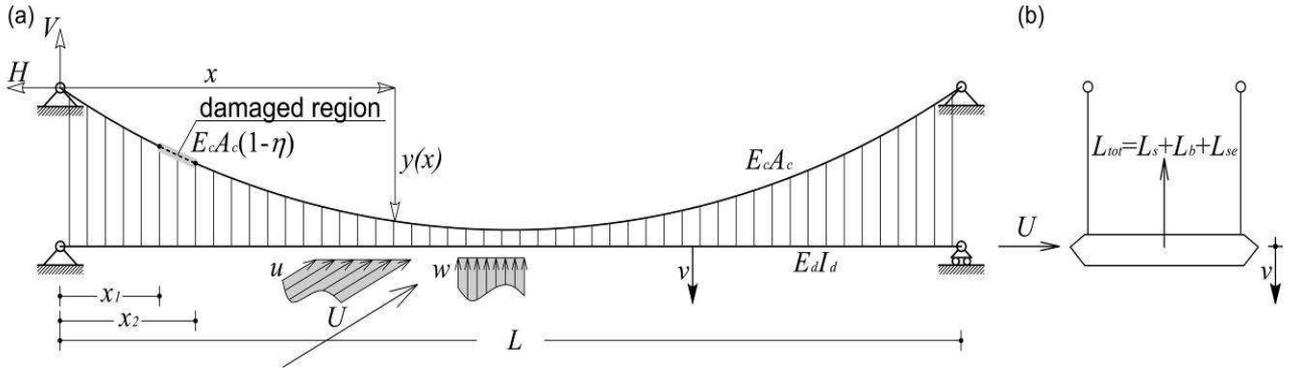


Figure 1. Continuum model of a suspension bridge with a diffused damage in the main cable (a), total lift force per unit length on the deck and convention of the positive signs (b).

Table 1. Approximated change in frequency of the Tamar Suspension Bridge (U.K.), from minimum monitored result to maximum, for the following modes: first vertical symmetric VS1 and anti-symmetric VA1 modes; two similar lateral symmetric modes LS1a and LS1b; first symmetric torsional mode TS1.

Mode	Base Frequency (Hz)	Mode shape	Temperature induced Δ freq (%)	Traffic-induced Δ freq (%)
1	0.394	VS1	-0.297	-1.898
2	0.489	LS1a	-3.431	-5.082
3	0.605	VA1	-1.296	-1.997
4	0.692	LS1b	-0.828	0.098
5	0.733	TS1	-0.656	-1.25

3. EQUATION OF MOTION OF DAMAGED SUSPENSION BRIDGES UNDER WIND

3.1. Formulation

First of all, it is necessary to introduce the model used for the following parametric analysis. It is an extension of the classic Irvine's model for a cable with arbitrary sag where the presence of the damage and of the girder is also accounted for.

The model is composed by a main cable, a uniform distribution of hangers and a stiffening girder. The main cable, hinged at fixed anchors placed at the same height, is shallow and is modeled as mono-dimensional linearly elastic continuum, characterized by negligible flexural and shear rigidities and young modulus E_c . The region $x_1 \leq x \leq x_2$ is supposed to be subjected to a diffused damage represented by a loss of cross-sectional area. Undamaged cross-section of the cable is denoted by A_s , while damaged cross section is denoted by A_d .

The cable supports the deck through a uniform distribution of hangers that are considered as massless and axially inextensible. The presence of the deck is reproduced with the use of a stiffening girder of length L , modeled as an equivalent Euler-Bernoulli beam of young modulus E_d and inertial moment I_d .

By introducing the following three non-dimensional parameters (damage intensity, position and extension, respectively) that fully describe the damage condition in the main cable:

$$\eta = 1 - \frac{A_d}{A_s} \quad \gamma = \frac{x_1 + x_2}{2L} \quad \delta = \frac{x_2 - x_1}{2L} \quad (1)$$

and the following two factors that fully describe the effects of the damage on the static response of the bridge (sag augmentation and tension loss factors, respectively):

$$\kappa^2 = \frac{f}{f_u} \quad \chi^2 = \frac{H}{H_u} \quad (2)$$

f , f_u and H , H_u being the sag and the horizontal component of cable tension in damaged and undamaged state, respectively, the equation governing the vertical motion of the damaged bridge is given by:

$$m\ddot{v} + c_v\dot{v} + E_d I_d v'''' - \chi^2 H_u v'' + \frac{E_c A_c}{L_e^u \Gamma} \left(\frac{8\kappa^2 f_u}{L^2} \right)^2 \int_0^L v \, dx = -L_s - L_b(x, t) - L_{se}(x, t, v, \dot{v}) \quad (3)$$

where a dot and a prime denote time and space differentiation, respectively. In Eq. 3, $v(x,t)$ is the vertical deflection of the bridge, c_v is the damping coefficient, m is the combined mass per unit length of the deck and the cable and Γ is defined as follows:

$$\Gamma = \frac{1 - \eta \left(1 - \delta \frac{L}{L_e} \right) + \frac{8\kappa^4 f_u^2 \eta \delta}{L L_e} (3 - 12\gamma + \delta^2 + 12\gamma^2)}{(1 - \eta)} \frac{L_e}{L_e^u} \quad (4)$$

where L_e e L_e^u are the effective length of the cable in damaged and undamaged conditions respectively.

In the previous Eq.3, on the right hand side of the equation, the total lift force is split in its three components, the steady-state L_s , the buffeting L_{sb} and the self-excited L_{se} ones represented in the time domain by using the classical approach based on the indicial function $\phi(t)$ approximated through the use of a certain number N_ϕ of exponential function (Costa & Borri, 2006) as in Eq.5:

$$\phi(t) = 1 - \sum_{i=1}^{N_\phi} a_i \cdot \exp\left(-b_i \frac{2U}{B} t\right) \quad (5)$$

where a_i and b_i are positive scalar quantities depending on the aerodynamic characteristics of the deck and B is the reference width of the deck. Resorting the equation of motion, Eq.3, in a suitable non-dimensional form, the following two parameters can be introduced:

$$\lambda^2 = \left(\frac{8f_u}{L} \right)^2 \frac{L E_c A_c}{L_e^u H_u} \quad \mu^2 = \frac{E_d I_d}{L^2 H_u} \quad (6)$$

λ^2 is the Irvine parameter of the cable, while μ^2 is a non-dimensional parameter quantifying the relative girder-cable stiffness.

By the use of the classical technique of variables separation, after straightforward computations, the first order system of linear ordinary differential equations governing the motion of the damaged bridge in the modal state space, Eq.7, is obtained:

$$\dot{\mathbf{e}} = \mathbf{A}(\bar{U}) \mathbf{e} + \mathbf{b}(\Lambda_s + \Lambda_b(\bar{t})) \quad (7)$$

where \mathbf{e} is an augmented state vector containing modal coordinates, their time derivatives and aeroelastic state variables, \mathbf{A} is the system matrix, \mathbf{b} is the collocation load matrix, while Λ_s , Λ_b are vectors containing the steady-state and buffeting modal wind load components, (for details see Ubertini, 2012).

It is worth to underline that the system matrix \mathbf{A} is not only a function of the mechanical properties of the bridge and of the damage parameters but also of the aerodynamic properties of the bridge and of the non dimensional mean wind speed \bar{U} , as we can see in Eqs. 8-9:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_1(\bar{U}) & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & A_2(\bar{U}) & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & A_{n_s}(\bar{U}) \end{bmatrix} \quad (8)$$

where A_i for each of the total number n_s of considered modes is defined as follows:

$$A_i = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ -\bar{\omega}_i^2 & -2\bar{\xi}_i^t \bar{\omega}_i & -c_l' \alpha_{se} & -c_l' \alpha_{se} & \cdots & -c_l' \alpha_{se} \\ 0 & \frac{2a_1 b_1 \bar{U}}{\bar{B}} & -\frac{2b_1 \bar{U}}{\bar{B}} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \frac{2a_2 b_2 \bar{U}}{\bar{B}} & 0 & -\frac{2b_2 \bar{U}}{\bar{B}} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \frac{2a_{N_\phi} b_{N_\phi} \bar{U}}{\bar{B}} & 0 & 0 & \cdots & -\frac{2b_{N_\phi} \bar{U}}{\bar{B}} \end{bmatrix} \quad (9)$$

being \bar{B} the dimensionless reference width of the deck, c_l' the derivative of the lift coefficient with respect to the wind angle of attack, $\bar{\omega}_i$ the dimensionless natural circular frequency of the i -th mode and $\bar{\xi}_i^t$ is the total modal damping ratio (structural $\bar{\xi}_i^s$, plus aerodynamic $\bar{\xi}_i^a$).

3.2. Remarks on the analytical model

The continuum suspension bridge model, introduced by Bleich *et al.*, 1950, and reviewed in non dimensional fashion by Luco & Turmo, 2010, is characterized by the two dimensionless parameters λ^2 and μ^2 , (see Eq. 6), which control the dynamic response of suspension bridges: it was analytically proved the dependence of natural frequencies, mode shapes and participation factors on such a parameters.

Focusing the attention on the natural frequencies of the fundamental symmetric and anti-symmetric modes, their variation with the girder stiffness parameter μ^2 can be considered small if compared to their variations with λ^2 , at least for the values of λ^2 , μ^2 that are representative of actual bridges. However the effects of μ^2 on natural frequencies seem to increase with the value of the Irvine parameter λ^2 , becoming more marked for the higher modes. So λ^2 is the non dimensional parameter with the stronger effects on bridges natural frequencies: more accentuated on the first two symmetric natural frequencies and progressively less intense for the third and higher modes.

Materazzi & Ubertini, 2011, carried out a sensitivity analysis to investigate the effects of damage on modal parameters of suspension bridges. First of all, it was observed that the natural frequencies of symmetric modes are more damage-sensitive than those of anti-symmetric ones. Also, the mode shapes are weakly influenced by damage (those of anti-symmetric modes are even damage-independent) and this suggested to use the frequency shifts of the low order symmetric modes as features for damage detection (the second symmetric vertical mode seems to be the most damage sensitive for values of λ^2 characterizing actual bridges).

Considering the effects produced by damage intensity, η , it can be observed, for fixed λ^2 and η varying in the range $[0 \div 0.1]$ (that means to assume the cable from undamaged condition to a cross section reduction of the 10% in damaged condition), that the changes in natural frequencies are not negligible but very small, of the order of a few per mil.

Finally, also the effect of damage position γ was investigated, highlighting that, because of the low influence of the same γ on modal parameters, despite damage could be detected it may be hardly located.

4. WIND EFFECTS AND THEIR REMOVAL FROM FREQUENCY SHIFTS

Wind conditions are also acknowledged to affect the behavior of cable supported bridges, since the deck structure is more flexible compared to other bridge structural systems. After the Tacoma Narrow Bridge failure in 1940, an higher attention has been paid to bridge-wind interaction, especially focusing on the extreme conditions of instability such as vortex shedding, buffeting, galloping or flutter, conditions that may lead to bridge closure and even collapse.

When the bridge stiffness is inadequate, the wind actions are modified or even generated by the structural response itself which gives rise to aero-elastic effects that can be interpreted as aerodynamic damping and stiffness. Analytical approaches, for example using flutter derivatives, may reveal in a more accurate way this effect and quantify both terms, aerodynamic damping and stiffness, which lead to apparent variations of the natural frequency of bridges (Ubertini *et al.*, 2011).

Wind-induced changes in frequency also appear in the results of modal identification in operational conditions, where increments and decrements of identified natural frequencies with increasing wind speed may be observed depending on the aerodynamic properties of the considered bridge. As shown in Tab. 2 (Westgate et al., 2011) these variations, generally more marked in torsional modes, are in the order of the per cent, so comparable with those produced by other environmental factors. Unfortunately, the FE models largely used to study and understand bridges behavior, not always correctly catch this phenomenon.

Frequency changes due to variations in the geometry of the cables as they deflect under steady wind action, can also be important. Moreover, or additionally, reductions of effective stiffness from movement of joints for larger displacements at higher wind speeds may be crucial.

In SHM, where variations of natural frequencies are continuously monitored to identify the potential presence of a damage, wind effects on natural frequencies must be eliminated by the use of proper techniques. For such a purpose in the present paper the following definition of frequency shifts Δ_i (Ubertini, 2012) is adopted:

$$\Delta_i = \frac{\omega_{i,d}^{se}(\bar{U}) - \omega_{i,u}^{se}(\bar{U})}{\omega_{i,u}^{se}(\bar{U})} \quad (10)$$

where $\omega_{i,d}^{se}(\bar{U})$ and $\omega_{i,u}^{se}(\bar{U})$ denote the aeroelastic natural frequencies of the i -th mode in damaged and undamaged states respectively, both calculated at the same mean wind speed \bar{U} . If $\omega_{i,u}$ is the structural undamaged natural frequency (natural frequency of the undamaged structure at zero wind speed) of the i -th mode, the following equation can be written:

$$\omega_{i,d}^{se} = \rho_i(\bar{\mathbf{U}}, \mathbf{\Pi}, \mathbf{\Psi}, \mathbf{Y}) \cdot \omega_{i,u} \quad (11)$$

where ρ_i factor depends upon matrices $\mathbf{\Pi}$, $\mathbf{\Psi}$, \mathbf{Y} which contain aeroelastic, mechanical and damage parameters, respectively. Under the hypothesis of small damage it can be assumed that damage and wind effects in ρ_i are independent from each other. This assumption permits to split ρ_i as the product of two terms:

$$\rho_i(\bar{\mathbf{U}}, \mathbf{\Pi}, \mathbf{\Psi}, \mathbf{Y}) \cong \rho_{i,se}(\bar{\mathbf{U}}, \mathbf{\Pi}, \mathbf{\Psi}) \cdot \rho_{i,d}(\mathbf{\Psi}, \mathbf{Y}) \quad (12)$$

$\rho_{i,se}$ being dependent on mean wind speed and aeroelastic bridge properties, while $\rho_{i,d}$ only on damage parameters.

Using Eq. 12 it is easy to demonstrate that the previously defined frequency shifts are essentially independent of mean wind speed while they are function of damage parameters, as we can see in the following Eq. 13:

$$\Delta_i \cong \frac{\rho_{i,se} \cdot \rho_{i,d} \omega_{i,u} - \rho_{i,se} \cdot \rho_{i,d} \Big|_{\eta=0} \omega_{i,u}}{\rho_{i,se} \cdot \rho_{i,d} \Big|_{\eta=0} \omega_{i,u}} \cong \frac{\rho_{i,d} \omega_{i,u} - \omega_{i,u}}{\omega_{i,u}} \cong \frac{\omega_{i,d} - \omega_{i,u}}{\omega_{i,u}} \quad (13)$$

Table 2. Approximate change in frequency of the Tamar Suspension Bridge (U.K.), from minimum monitored result to maximum, for the following modes: first vertical symmetric VS1 and anti-symmetricVA1 modes; two similar lateral symmetric modes LS1a and LS1b; first symmetric torsional mode TS1.

Mode	Base Frequency (Hz)	Mode shape	Δ freq Wind induced (%)
1	0.394	VS1	-1.048
2	0.489	LS1a	-3.423
3	0.605	VA1	-1.046
4	0.692	LS1b	-0.422
5	0.733	TS1	-1.277

5. PARAMETRIC STUDY

A parametric analysis is conducted considering the aerodynamic properties of three different bridges with different behaviors under wind action: the New Carquinez Bridge, which has a streamlined box-type cross section, flexible under an aerodynamic point of view; the Akashi Kaikyo Bridge, with a truss-type stiffened cross section, rigid under wind action; the Deer Isle-Sedgwick Bridge, with a H-type cross section, which is susceptible to torsional flutter. Their main properties used in the analysis are summarized in the following Tab. 3.

The first step in the parametric analysis consists of evaluating the effects of damage on the frequencies in absence of wind. Because of their higher damage sensitivity only the first four modes are considered: the first two symmetric (1S and 2S) and the first two antisymmetric (1A and 2A) modes. Fig.s 3,5,7 show the results of the analysis obtained for an Irvine parameter varying in the range [0.01-1000] and for five different values of the damage intensity parameter, from 0 to 0.1 (which corresponds to a cable cross section reduction of the 10%), while damage position and extension are fixed as $\gamma=0.025$ and $\delta=0.05$, that is, a damage diffused for the 5% of the overall cable length, positioned near to its end. The vertical grey band in the figures marks the range of Irvine's λ^2 parameter characterizing most suspension bridges in the world.

Subsequently, wind effects on eigenfrequencies in absence of damage are accounted for (see Fig.s 4,6,8): aerodynamic properties of the three bridges are considered, λ^2 is varied in the same range while the mean wind speed is varied in the range [0-20] m/s. In these figures it can be easily observed that, because of the underlined different aerodynamic properties of the three considered bridges, the effect of the wind action on eigenfrequencies is completely different from one bridge to another, leading sometimes to increase, sometimes to decrease of frequency ratios, with complex evolutions with λ^2 .

Finally in Fig.s 9-11 the results obtained by removing wind effects are shown: the frequency shifts, as defined in Eq. 10, are calculated for different combinations of mean wind speed and damage intensities. The results demonstrate that Δ_i are almost independent of U as it was expected. By comparing Fig. 9-11 with the correspondent Fig. 3,5,7 sketched in damage presence but wind absence it is easy to observe that they depict identical trends.



Figure 2. Images of the actual bridges used for the parametric studies: Deer Isle-Sedgwick Bridge on the left, Akashi Kaikyo Bridge in the centre and New Carquinez Bridge on the right.

Table 3. Mechanical and aerodynamic properties of the New Carquinez Bridge (California U.S.A.), Akashi Kaikyo Bridge (Japan) and Deer Isle-Sedgwick Bridge (maine U.S.A.).

New Carquinez Bridge		Akashi Kaikyo Bridge		Deer Isle-Sedgwick Bridge	
Parameter	Value	Parameter	Value	Parameter	Value
m (Kg/m)	21568	m (Kg/m)	43731	m (Kg/m)	8000
L (m)	728	L (m)	1991	L (m)	329.2
λ^2	235	λ^2	94	λ^2	235
μ^2	$3.38 \cdot 10^{-3}$	μ^2	$1176 \cdot 10^{-3}$	μ^2	$200 \cdot 10^{-3}$
B (m)	25.6	B (m)	35.5	B (m)	7.16
c'_L	5.00	c'_L	1.192	c'_L	1.574
a_1	0.63	$a_1 a_2$	-0.365 -11.652	$a_1 a_2$	-7.638 5.030
b_1	0.42	$b_1 b_2$	0.021 7.235	$b_1 b_2$	0.455 0.192

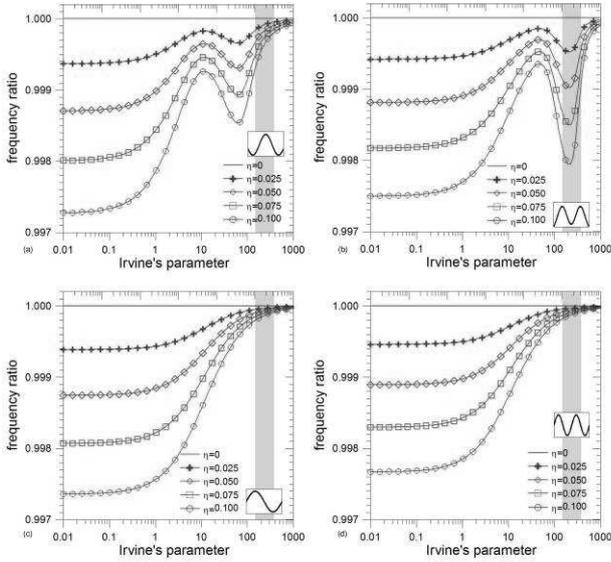


Figure 3. Damage effects on frequencies, for varying Irvine's parameter λ^2 and μ^2 of the New Carquinez Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

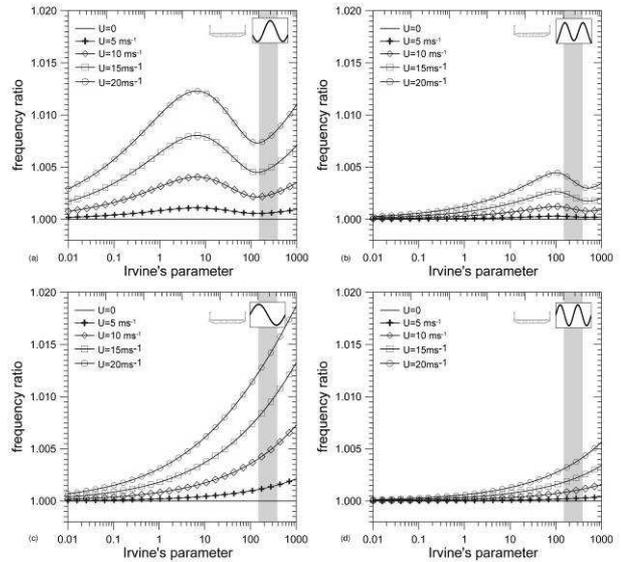


Figure 4. Wind effects on frequencies, for varying Irvine's parameter λ^2 and μ^2 of the New Carquinez Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

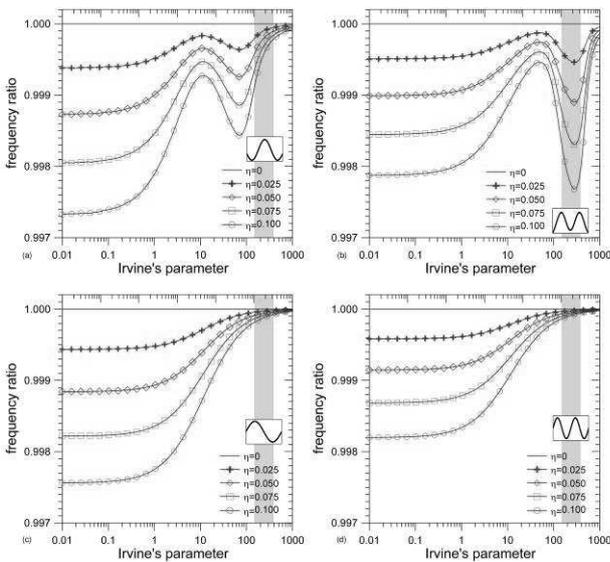


Figure 5. Damage effects on frequencies, for varying Irvine's parameter λ^2 and μ^2 of the Akashi Kaikyo Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

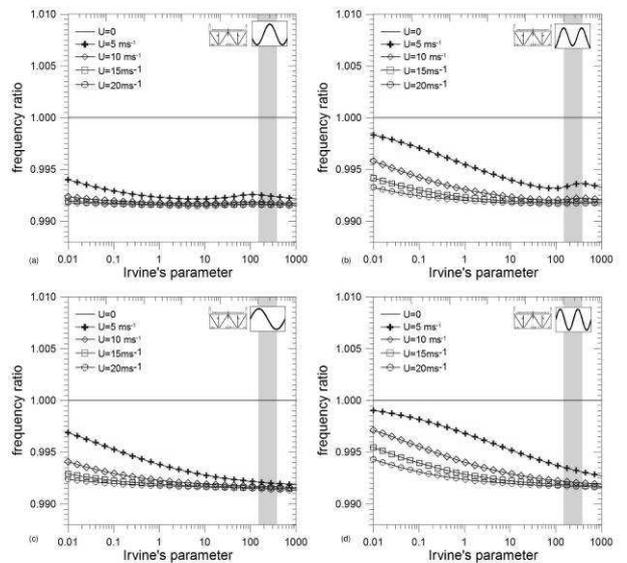


Figure 6. Wind effects on frequencies, for varying Irvine's parameter λ^2 and μ^2 of the Akashi Kaikyo Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

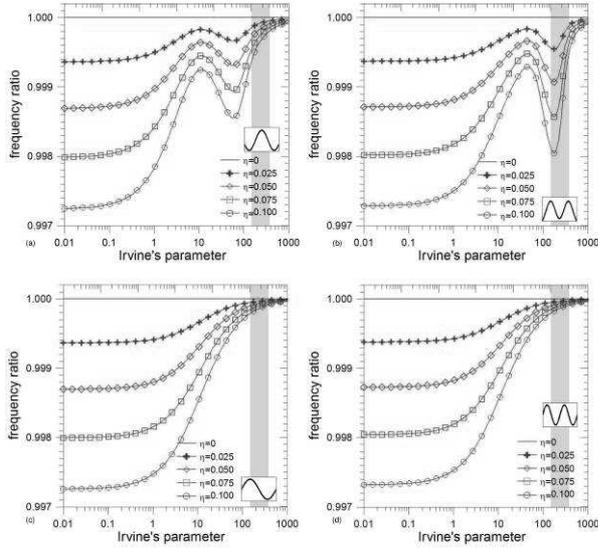


Figure 7. Damage effects on frequencies, for varying Irvine's parameter λ^2 and μ^2 of the Deer Isle-Sedgwick Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

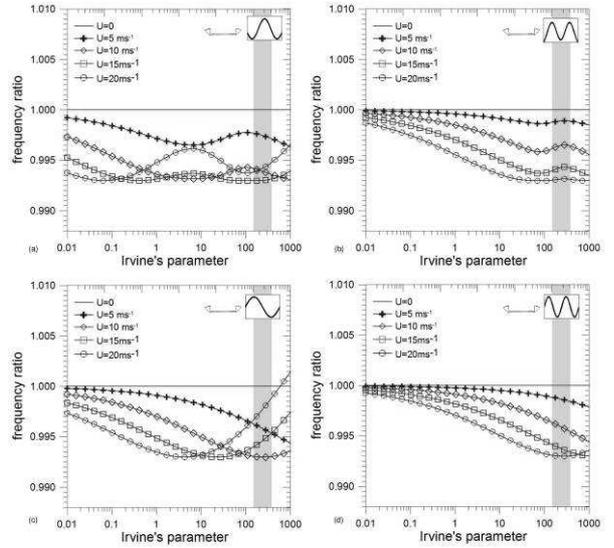


Figure 8. Wind effects on frequencies, for varying Irvine's parameter λ^2 and μ^2 of the Deer Isle-Sedgwick Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

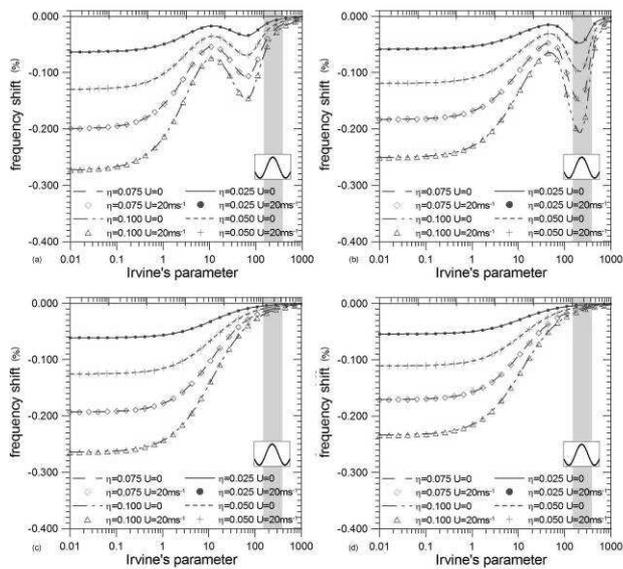


Figure 9. Frequency shifts for varying λ^2 and for different combinations of U and η , and μ^2 of the New Carquinez Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

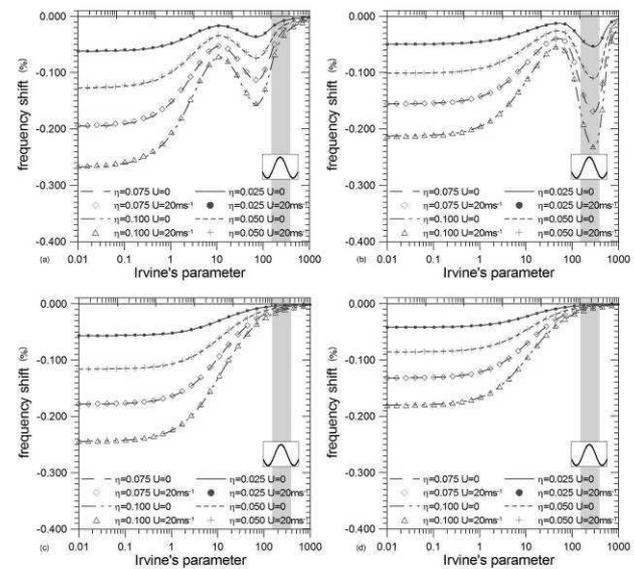


Figure 10. Frequency shifts for varying λ^2 and for different combinations of U and η , and μ^2 of the Akashi Kaikyo Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

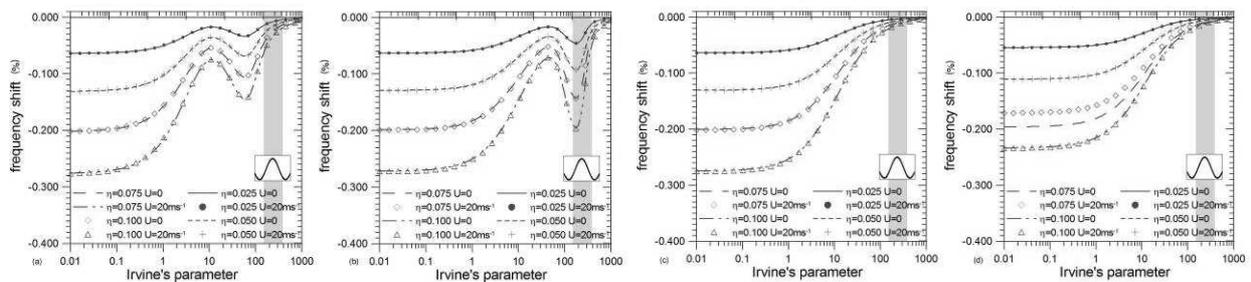


Figure 11. Frequency shifts for varying λ^2 and for different combinations of U and η , and μ^2 of the Deer Isle-Sedgwick Bridge: mode 1S (a); mode 2S (b); mode 1A (c); mode 2A (d).

6. CONCLUSIONS

The paper has started with a short discussion concerning the main issues in damage detection in main cables of suspension bridges using shifts of identified eigenfrequencies. A particular attention has been devoted to the effects of environmental factors. Then, an analytical continuum model for the vertical vibration of damaged suspension bridges has been briefly described and some remarks about the influence of some non dimensional parameters on its behavior have been pointed out. Afterwards, the attention has been focused on wind effects on bridge eigenfrequencies observing that they are generally of the same order of those produced by the other most commonly investigated environmental factors such as temperature and traffic. Finally, the results of a parametric analysis have shown that, by a proper definition of frequency shifts, aeroelastic effects can be removed and, consequently, damage detection can become possible.

7. BIBLIOGRAPHY

- Moaveni B., He X., Conte J.P., Fraser M.S., Elgamal A. (2009). Uncertainty of Voigt Bridge modal parameters due to changing environmental conditions. *Proceedings of the 27th International Modal Analysis Conference, IMAC 2009*
- Reynders E. (2011). Uncertainty quantification in Operational Modal Analysis: application to a damaged prestressed concrete bridge. *Proceedings of the 4th International Conference on Experimental Vibration Analysis for Civil Engineering Structures, EVACES 2011*
- Westgate R.J., Koo K.Y., Brownjohn J. M. W. (2011). Environmental effects on a Suspension Bridge's dynamic response. *Proceedings of the 8th International Conference on Structural Dynamics, EURODIN 2011*
- Macdonald J.H.G., Daniell W.E. (2005). Variation of modal parameters of a cable-stayed bridge identified from ambient variation measurements and FE modeling, *Engineering Structures*, Vol. 7, pp. 1916-1930
- Westgate R.J. (2012). Environmental effects on a Suspension Bridge's performance. *PhD thesis, University of Sheffield*
- Li H., Li S., Ou J., Li H. (2010). Modal Identification of bridges under varying environmental condition: temperature and wind effects, *Structural Control and Health Monitorin*, Vol. 17, pp. 495-512
- Farrar C.R., Doebling S.W., Cornwell P.J., Straser E.G. (1997). Variability of modal parameters measured on the Alamosa Canyon Bridge. *Proceedings of the 15th International Modal Analysis Conference, IMAC 1997*
- Magalhães F., Cunha A., Caetano E. (2011). Vibration based Structural Health Monitoring of an arch bridge: from automated OMA to damage detection, *Mechanical System and Signal Processing*, Vol. 28, pp. 212-228
- Luco J.E., Turmo J. (2010). Linear vertical vibrations of Suspension Bridges: A review of continuum models and some new results, *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, Vol. 30, pp. 769-781
- Ubertini F. (2012). On damage detection by continuous dynamic monitoring in wind-excited suspension bridges, *Meccanica*, DOI 10.1007/s11012-012-9650-2
- Costa C., Borri C. (2006). Application of indicial functions in bridge deck aeroelasticity, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 94(11), pp. 859-881
- Lepidi M., Gattulli V. (2012). Static and dynamic response of elastic Suspended Cables with thermal effects, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 49, pp. 1103-1116
- Peil U. (2005). Assessment of bridges via monitoring. *Structure an Infrastructure Engineering*, Vol.1(2), pp. 101-117
- Bleich F., McCullough C.B., Rosecrans R., Vincent G.S. (19050). *The mathematical theory of vibration in Suspension Bridges*. US Government Printing Office, Washington
- Materazzi A.L., Ubertini F. (2011). Eigenproperties of suspension bridges with damage, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 330, pp. 6420-6434
- Ubertini F., Hong A.L., Betti R., Materazzi A.L. (2011). Estimating aeroelastic effects from full bridge responses by operational modal analysis, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 99, pp. 786-797

Serviceability Wind Risk Assessment of Tall Buildings Including Aeroelastic Effects

Chiara Pozzuoli^a, Gianni Bartoli^a, Udo Peil^b, Mathias Clobes^b

^aCRIACIV/DICeA, Università degli Studi di Firenze

^bTechnische Universität Braunschweig, Braunschweig, Germany

SOMMARIO

La progettazione in condizioni di esercizio di molti edifici alti è dominata dal problema delle vibrazioni indotte dall'azione del vento, spesso causa di discomfort. La valutazione del rischio di discomfort degli occupanti è quindi di fondamentale importanza e richiede la determinazione della risposta in accelerazione che, in particolare in direzione ortogonale al vento incidente (across-wind), può essere influenzata da effetti aeroelastici. Un'ampia campagna sperimentale è stata eseguita al fine di valutare il carico e la risposta dovuti all'azione del vento di un modello aeroelastico equivalente continuo di un edificio alto regolare a base quadrata. Sono stati simultaneamente misurati il campo di pressione, le forze alla base, gli spostamenti in direzione across-wind e le accelerazioni sia across-wind che along-wind (in direzione del vento). Gli effetti aeroelastici, osservati prevalentemente in direzione across-wind, dove la risposta in accelerazione è maggiore, sono stati identificati in termini di smorzamento aerodinamico attraverso una procedura numerico-sperimentale. Lo smorzamento aerodinamico per il modello in esame, caratterizzato da alto numero di Scruton, è positivo. Una procedura di valutazione del rischio di discomfort di edifici alti indotto dal vento, in accordo con l'approccio del Performance-Based Design (PBD) è stata definita e poi applicata ad un esempio illustrativo.

ABSTRACT

One issue that dominates the serviceability design of many modern tall buildings is wind-induced discomfort. The assessment of discomfort risk for the buildings occupants due to the wind action is, therefore, of primary importance. It can be properly carried out only through a reliable estimation of the acceleration responses which, particularly in the across-wind direction, may be influenced by aeroelastic effects. Within this context, a wide experimental campaign was carried out in this study in order to evaluate the wind-induced loads and responses of a continuous equivalent aeroelastic model of a regular square-section tall building. Measurements of surface pressures on 126 taps, overall forces, across-wind displacements and across-wind and along-wind accelerations were simultaneously carried out. Aeroelastic effects involving the across-wind response, which largely exceeds the along-wind one, are evaluated in terms of aerodynamic damping using an experimental-numerical procedure. Across-wind aerodynamic damping is found to take positive values for the model tested having high Scruton number. A general procedure for wind risk assessment of tall buildings related to comfort, in line with the Performance-Based Design (PBD) approach and the PEER (Pacific Earthquake Engineering Research [Center]) equation, is proposed and applied to a case-study building.

KEYWORDS: Tall buildings, wind, aeroelasticity, Performance-Based Design.

1. INTRODUCTION

Recent trends towards increasingly taller and slender buildings have led to a new generation of wind-sensitive structures, whose dynamic oscillations induced by the wind action can cause discomfort to occupants. It is now widely accepted that the perception of wind-induced motion is

closely related to the acceleration response of buildings (Kwok et al., 2009). As reported in McNamara et al. 2002, however, the international community has not agreed on a universal descriptor of acceleration. Currently used comfort criteria are expressed in terms of both peak and RMS (Root Mean Square) acceleration values that should not be exceeded under the wind action with 1 to 10 year return period (Tamura, 2003). The probabilistic estimation of the discomfort risk of modern tall buildings is crucial issue for their serviceable and economic design and requires the reliable estimation of their responses induced by the wind action. These responses may be also affected by motion-induced phenomena, especially in the across-wind direction, such as lock-in and galloping. Even if recent improvements in Computational Fluid Dynamics techniques are very promising, wind tunnel tests on aeroelastic models have historically served as the most reliable means for estimating wind-induced responses of tall buildings and other slender structures experiencing aeroelastic phenomena (ASCE, 1999; Isyumov, 1982). Performance-Based Design (PBD), developed mainly in the USA with reference to seismic risk, and based on the PEER's equation (see, for example, Porter, 2003), has been recognized as a valuable rational approach for the assessment of risk also in the wind engineering field (Augusti and Ciampoli, 2006, 2008; Ciampoli and Petrini 2012; Ciampoli et al. 2011; Marra, 2011; Paulotto et al., 2004). In this study a continuous equivalent aeroelastic model of a regular square-section tall building was designed and built and an experimental campaign was carried out on it in order to measure simultaneously its wind-induced loads and across-wind and along-wind responses. Within the wind speed range tested, the model reached the vortex resonance condition, whose effects on the wind loads and responses were analyzed. The motion-induced effects involving the across-wind response larger than the along-wind one were identified in terms of aerodynamic damping and related to other literature results. A further and major challenge of this work is the development of a general procedure for wind risk assessment of tall buildings related to comfort thresholds. The procedure is in line with the PBD approach and mathematically framed according to the PEER's equation. In order to provide an illustrative example, the procedure is applied to a case study building. The results of this work are discussed more extensively in Pozzuoli, 2012.

2. AEROELASTIC MODEL TESTS

2.1. *Skin-skeleton type aeroelastic model and wind tunnel setup*

The tested model (Fig.1) is a skin-skeleton type continuous equivalent aeroelastic model with square cross section and aspect ratio h/b (height over breadth) equal to 6. It is 60.8 cm high and the side dimension b is 10.5 cm. The internal structure, the skeleton, is made of 4 continuous aluminum plates with constant section, while the outer shell, the skin, is made of plexiglas and divided into three separate boxes in order to avoid any constraint from the external non-structural shell. The skeleton and the skin are connected together on three horizontal floors, placed at 1/3, 2/3 and the top of the height, thus following the optimal location of outriggers proposed by McNabb and Muvdi (McNabb and Muvdi, 1975) for the typical outrigger-braced system used in many buildings. The model is equipped with 126 simultaneously measuring pressure taps (Fig.2) and is mounted on a 5-component High-Frequency Force Balance - HFFB.

The natural frequencies, damping ratios and mode shapes were measured by free vibration tests. From the decaying acceleration signals, the natural frequencies and mean damping ratios for the first three modes (Fig.1) were identified by using the Modified Unifying Least-Square (MULS) algorithm (Bartoli et al., 2009). Despite the symmetry of the whole system, due to some asymmetries in the restraining support, the bending frequencies resulted with different values along the two main orthogonal directions. The identified mode shapes are approximately linear. The Scruton number, Sc , is equal to 165.0 and 52.8 for the first and the second bending modes, respectively. Sc for the first torsional mode is equal to 12.6. The experimental campaign was entirely carried out in the CRIACIV¹-DICeA² Boundary Layer Wind Tunnel, located in Prato, Italy. The simulated flow conditions correspond to suburban terrain. Before installing the model in the test section, hot wire anemometer measurements were carried out to evaluate the characteristics of

¹ Centro di Ricerca Interuniversitario di Aerodinamica delle Costruzioni e Ingegneria del Vento (Interuniversity Research Center on Building Aerodynamics and Wind Engineering). Web site: www.criaciv.unifi.it

² Dipartimento di Ingegneria Civile e Ambientale (Department of Civil and Environmental Engineering)

the incoming flow. The estimated exponent of the power law profile is $\alpha = 0.23$ while the roughness length is $z_0 = 0.25$ cm. At the model height the turbulence intensity I_u of the longitudinal turbulence component is approximately equal to 4%, which is lower than the target one.



Mode	Description	Frequency Hz	Damping ratio %
1	bending-weak axis	18.7	5
2	bending-strong axis	23.3	1.6
3	torsional	52.3	4.6

Fig.1 Aeroelastic model mounted in the test section with its first three modal frequencies and damping ratios.

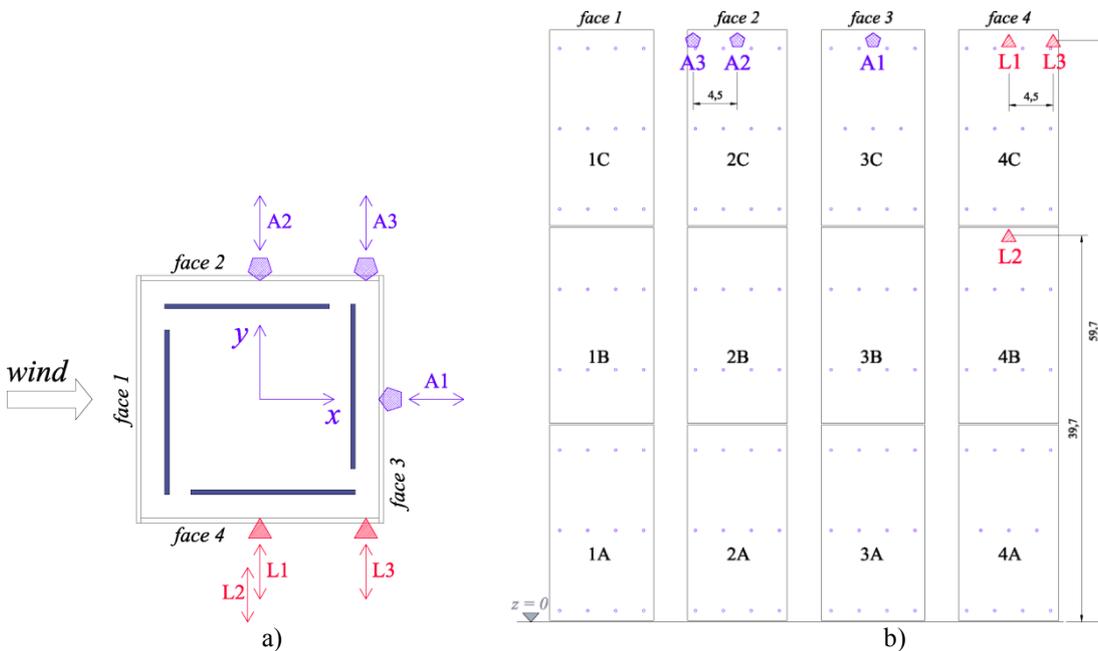


Fig.2 Wind tunnel setup - location of the displacements transducers (L1, L2, L3) and the accelerometers (A1, A2, A3): a) plan view; b) view from the model sides with pressure taps distribution (Measurement Unit: cm).

The model was mounted in the test section with one face perpendicular to wind direction. The estimated blockage ratio is less than 2%. Three displacement laser transducers were installed in the wind tunnel together with three accelerometers as shown in Fig.2. The quite complex setup adopted, together with the base balance and the pressure taps, allowed the simultaneous measurement of pressures, overall forces, across-wind displacements and along- and across-wind accelerations. Measurements were performed for a wide range of wind speeds, from 7 to 28 m/s, including the lock-in region. The corresponding Reynolds number, Re , ranged from approximately 5×10^4 to 2×10^5 .

2.2. Aeroelastic tests results

Pressures were recorded using the so-called Synchronous Multi-Pressure Sensing System (SMPSS) technique with a sampling frequency of 250 Hz. Time varying non-dimensional pressure coefficients $C_p(t)$ were evaluated at each tap. The spectral analysis of pressure coefficients measured at different taps located along the same vertical alignment on sideward face 4 was performed. Defining the Strouhal number, St , as the peak reduced frequency $fb/U(z)$ in the power spectra, the variation of St with the height z above the floor was evaluated [Fig.3(a)]. The results are

in good agreement with those obtained Kim and Kanda, 2010. Fig.3(b) shows the variation of shedding frequency normalized with the reference wind speed U_h at the model height h , thus neglecting the mean profile effect on the Strouhal dependence on height. Slight variations of the Strouhal number along the height can be observed, once the mean profile effect has been removed.

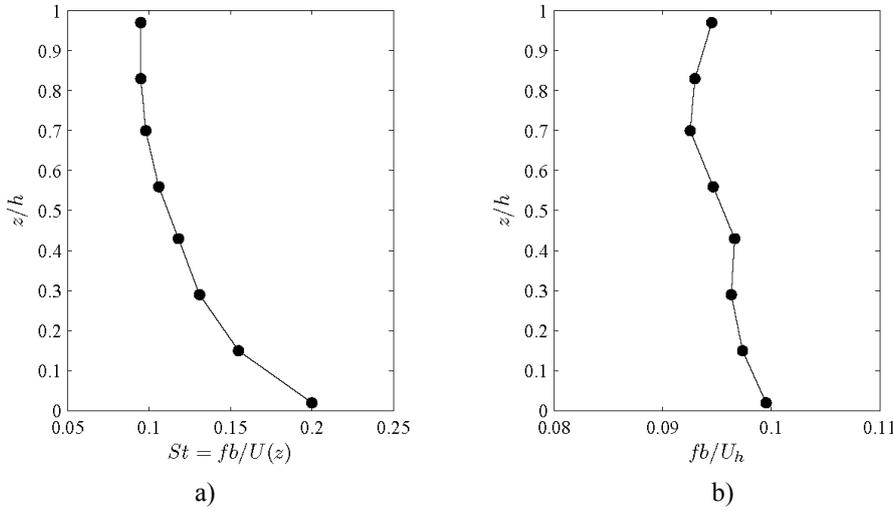


Fig.3 Variation with height above the tunnel floor of (a) the Strouhal number $St = fb/U(z)$ and (b) of the reduced frequency fb/U_h .

For each test the power spectra of the measured responses were evaluated including: 1) the overall forces (F_x , F_y) and moments (M_x , M_y and M_z) measured by the base balance; 2) the along-wind (A1) and across-wind (A2 and A3) acceleration responses and 3) the across-wind displacement response (laser transducers L1, L2, L3). At low wind speeds (Fig.4) the across-wind response spectra show two distinguished peaks, the first corresponding to the shedding frequency f_s and the second to the natural frequency f_l of the lateral bending mode. For higher wind speeds, an increase of f_s is obviously noted until, at a certain wind speed, it reaches the natural frequency f_l and a single resonance peak can be observed (Fig. 5). For even greater values of the wind speed, f_s overtakes f_l , then it reaches f_2 , that is the natural frequency of the first along-wind bending mode, until it takes even greater values (Fig.6). The values of the normalized shedding frequency f_s/f_l identified from the spectral peaks of the measured responses are displayed in Fig.7 as a function of the normalized reference wind speed $U_h/(f_l b)$. It is possible to recognize a first and prominent lock-in range where the shedding frequency is close to f_l and deviates from the Strouhal law. A second shorter synchronization range where the shedding frequency is close to the longitudinal frequency of vibration f_2 can be also recognized in, but it will be neglected hereafter.

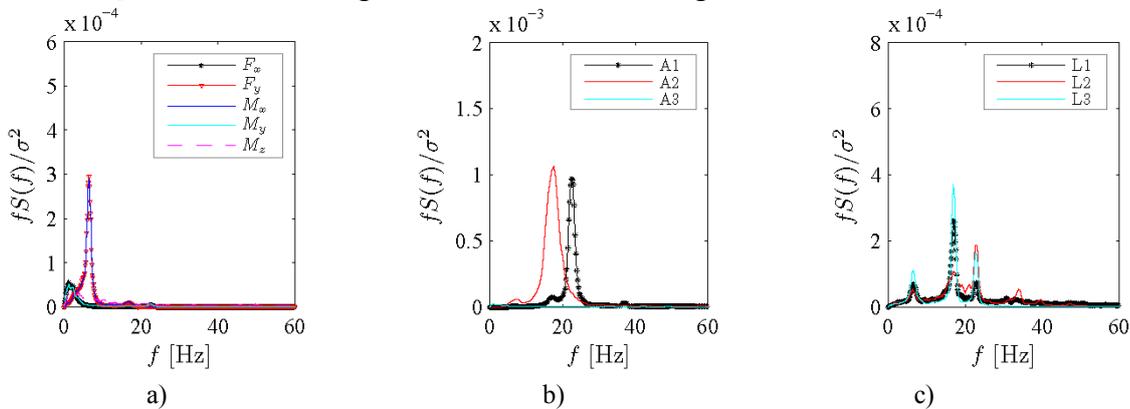


Fig.4 Response spectra, $U_h = 7.1$ m/s: a) overall forces; b) acceleration response; c) displacement response.

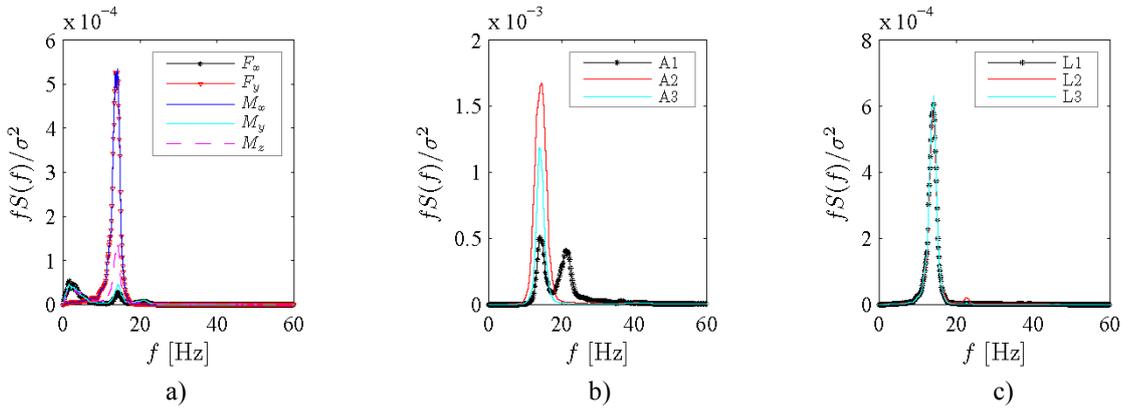


Fig.5 Response spectra, $U_h = 15.4$ m/s : a) overall forces; b) acceleration response; c) displacement response.

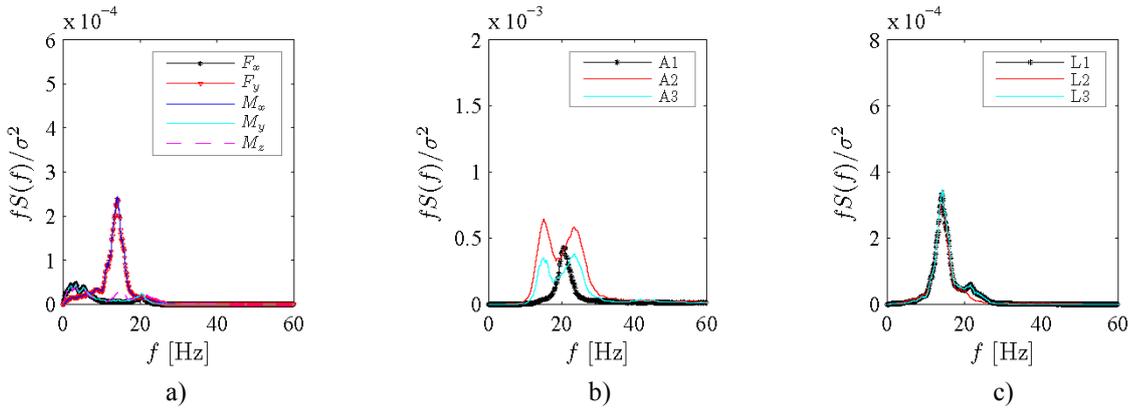


Fig.6 Response spectra, $U_h = 26.8$ m/s: a) overall forces; b) acceleration response; c) displacement response.

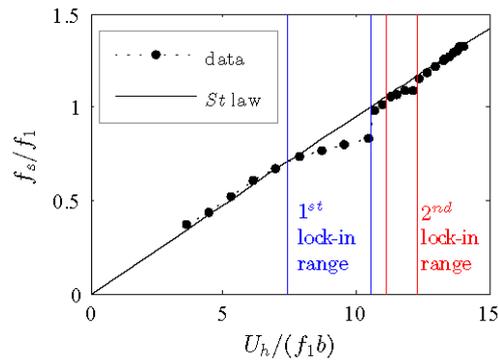


Fig.7 Non-dimensional representation of the shedding frequency as a function of the reduced velocity. Identification of the lock-in ranges.

Fig.8 shows the normalized tip transverse deflection of the model, compared with other literature results achieved in similar experimental conditions. Results from Kwok and Melbourne (1981) refer to a 9:1:1 square tower, with 6% structural damping ratio, tested in suburban wind conditions (power law exponent equal to 0.23, longitudinal turbulence intensity at the top equal to 0.07). Data from Boggs (1992), on the other hand, correspond to an 8:1:1 square tower model with 2.6% structural damping ratio, tested again in suburban environment (power law exponent equal to 0.22 and turbulence intensity at model height approximately equal to 0.09).

The measured transverse response is substantially in agreement with the literature results considered. Increases of the measured across-wind tip displacement response can be observed at reduced velocity close to 10, corresponding to its critical value, equal to the reciprocal of the identified Strouhal number. This increase in response is achieved in the lock-in range, where the model is operating near the peak of the wake energy spectrum illustrated in Fig.5.

The evidence that the measured aeroelastic response is lower than that of the other cited literature works is attributed mainly to the higher structural damping and lower slenderness of the model

under investigation. During tests, generally, larger acceleration amplitudes were measured in the across-wind direction rather than in the along-wind one in the entire wind speed range tested. In particular, during synchronization, the lateral acceleration was predominant with respect to the along-wind one.

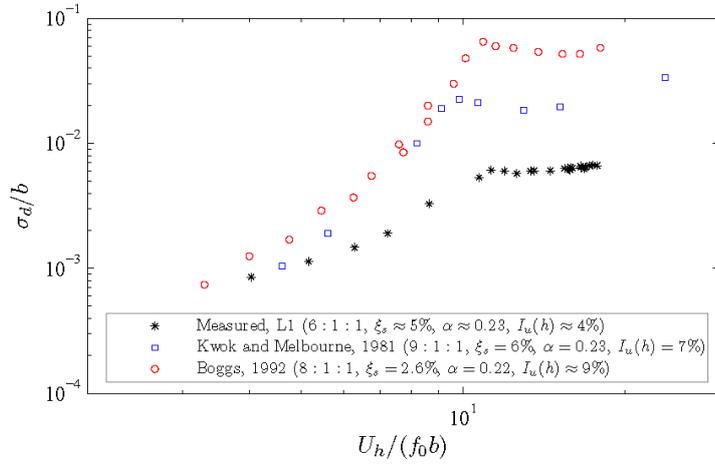


Fig.8 Normalized tip lateral deflection versus reduced velocity (f_0 indicates the natural frequency in a lateral mode). Comparison of measured data with other literature results (Kwok and Melbourne, 1981; Boggs, 1992).

The standard deviation of along-wind and across-wind acceleration responses are plotted as a function of the mean reference wind speed, U_h , in Fig.9(a) and Fig.9(b), respectively. The RMS of the across-wind response exceeds the along-wind one, especially in the lock-in range where the former is more than twice the latter. Therefore, the across-wind response has been used for the serviceability wind risk assessment procedure, proposed in this research, and illustrated in section 4. In order to complete discussion about wind tunnel tests, the mean values of the drag and lift coefficients, are in general good agreement for the entire wind speed range tested. Further details can be found in Pozzuoli, 2012.

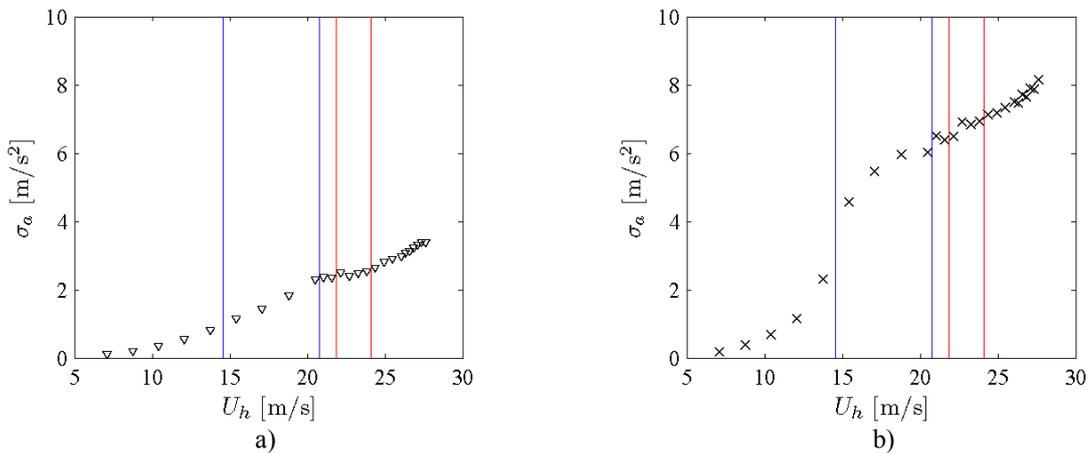


Fig.9 Acceleration response (RMS values): a) along-wind direction (accelerometer A1); b) across-wind direction (accelerometer A2). Blue and red lines are used to mark the first and the second lock-in range, respectively.

3. IDENTIFICATION OF AEROELASTIC EFFECTS IN THE ACROSS-WIND RESPONSE

As discussed in the previous section, the across-wind response of the model measured in the wind tunnel is influenced by motion-induced effects. In order to identify these effects, a numerical model replicating the dynamic behavior of the physical one was developed. Its material, geometric and dynamic features, characterizing both the internal structure and the external skin, were defined to correspond, as close as possible, to reality. The numerical model was used in two stages. Firstly, in order to validate the capability of the numerical model in replicating the dynamic behaviour of the

physical one, it was loaded with the time histories of wind pressures measured in the wind tunnel on the aeroelastic model for the different values of the incoming wind speed.

As shown in Fig.10(a), the RMS across-wind acceleration calculated from the numerical model ($\sigma_{a,Measured}$) overlaps the measured one ($\sigma_{a,Num. Aer.}$).

The numerical model was then loaded with aerodynamic loads. Pressures measured during the first wind tunnel test were taken as the rigid model loads, considering negligible the motion-induced effects in this test, because of the low value of the mean reference wind speed, corresponding to negligible vibrations. The numerical response obtained in this way, $\sigma_{a,Num. Rig.}$, differs from the measured one [Fig.10(b)], since is not affected by motion-induced effects. These effects can be, therefore, identified from the distance between this response and the measured aeroelastic one.

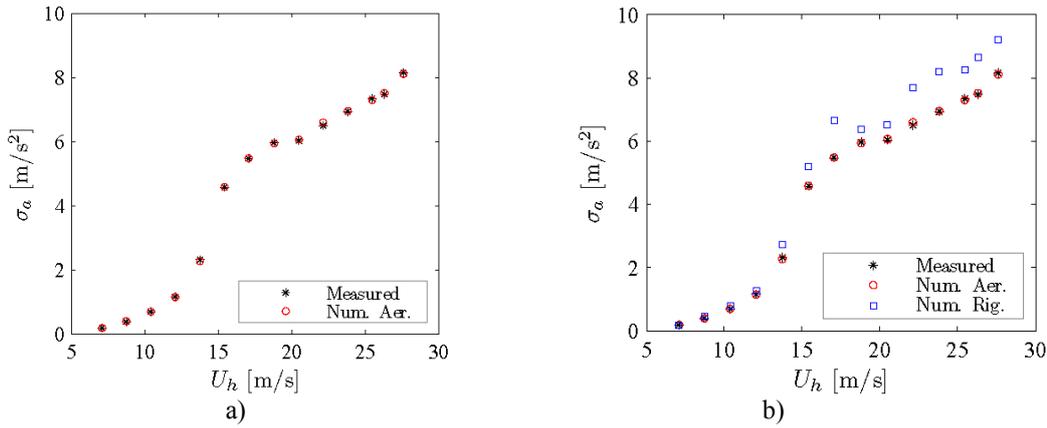


Fig. 10 Comparison between the measured and the numerical response to: a) aeroelastic loads; b) aerodynamic loads.

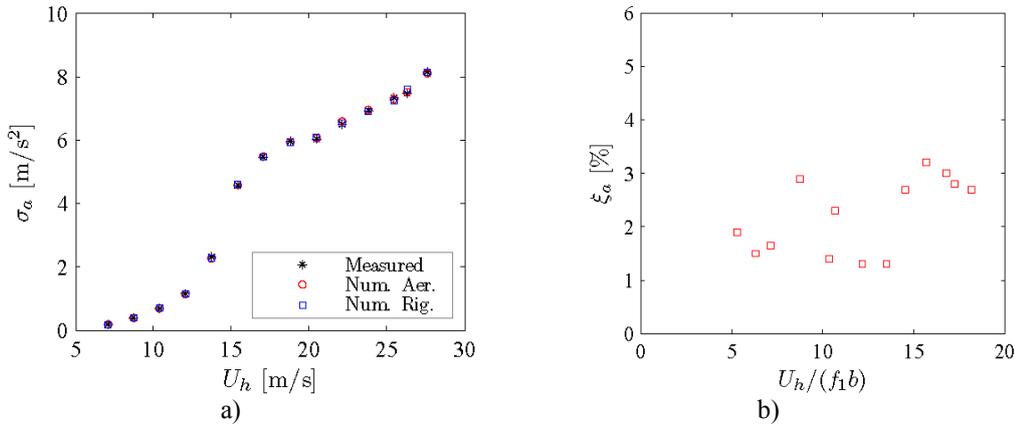


Fig.11 a) Comparison between the measured response and the numerical response to aerodynamic loads for the identified total damping values; b) Identified aerodynamic damping ratio ξ_a as a function of reduced velocity $U_h/(f_1 b)$.

From the comparison between the aeroelastic response and the aerodynamic one, motion-induced effects were identified in terms of aerodynamic damping using an experimental-numerical reverse approach. It consists in adjusting the total damping ratio ξ_{tot} of the model subject to rigid model pressures, until its aerodynamic response is reasonably equal to the measured aeroelastic one.

Fig. 11 (a) illustrates the “Measured” response and “Num. Aer.” one, together with the numerical response from stationary model pressures, “Num. Rig.,” at the end of the procedure of identification of total damping values. The aerodynamic damping ratio ξ_a was identified subtracting the structural damping ξ_s from the total damping ratio ξ_{tot} . The identified across-wind aerodynamic damping is always positive (Fig.11, b), thus predicting the model response from aerodynamic loads, neglecting aeroelastic effects is, in this case, a conservative choice. Adding the aerodynamic damping to the structural damping of the numerical model, its response to aerodynamic loads overlaps the aeroelastic measured response. As illustrated in Pozzuoli, 2012, results are found to be in good agreement with those from Cheng *et al.* (2002).

4. PERFORMANCE-BASED WIND RISK ASSESSMENT PROCEDURE

This section illustrates the general procedure which has been developed in this study for the serviceability wind risk assessment of tall buildings. It uses the Performance-Based Design approach, according to the PEER's methodology which involves four phases: hazard analysis, structural analysis, damage analysis and loss analysis. In the scheme, the expression $p [X|Y]$ refers to the probability density of X conditioned on knowledge of Y , and $g [X|Y]$ is the frequency with which X is exceeded given Y . The following equation, based on Porter (2003), is used to frame the PEER's approach mathematically:

$$g[DV] = \int \int \int p[DV | DM] p[DM | EDP] p[EDP | IM] g[IM] dIM dEDP dDM \quad (1)$$

where IM is the Intensity Measure and is a measure of the magnitude of the action, EDP is the Engineering Demand Parameter and describes the structural response, DM is the Damage Measure and expresses a certain level of damage and DV is the Decision Variable, the parameter indicating the probabilistic estimation of performance, that governs the design decision.

According to Eq.1, risk is estimated by the probability of exceedance of a certain decision variable DV . In this study wind-induced discomfort risk of tall buildings is concerned. Therefore, the target performance is the comfort of the buildings occupants related to wind-induced vibrations. Since models of costs associated to the loss of occupant comfort are still missing, the performance and, therefore, the decision variable, DV , are simply evaluated in terms of the EDP which describes the structural performance. Accordingly, Eq.1 can be simplified as follows:

$$g[EDP] = \int p[EDP | IM] g[IM] dIM \quad (2)$$

Motion perception is closely related to the acceleration response of buildings, expressed in terms of either RMS or peak values in the current available comfort criteria. Since more severe accelerations are usually experienced in the across-wind direction, rather than in the along-wind one, in the present work it has been assumed that EDP is the standard deviation of the lateral acceleration response at the top of the building, which coincides with the across-wind tip acceleration when the wind blows perpendicularly to one face of the building itself. Wind risk can be therefore expressed in terms of the probability of failure P_f that is the probability of exceeding a threshold value of the standard deviation acceleration $\bar{\sigma}_a$, defined by the comfort criterion used, and can be calculated as:

$$P_f = P(\sigma_a \geq \bar{\sigma}_a) = 1 - P(0 \leq \sigma_a \leq \bar{\sigma}_a) \quad (3)$$

The basic components characterizing the intensity measure IM , considered in the present work, are the mean wind velocity U_h at the top of the building where larger vibrations are expected and the wind direction θ . However, other wind directional parameters characterizing the intensity measure, could be the roughness length, the mean wind profile and the integral length scale for the longitudinal turbulence component, even if they are not taken into account in the present approach. Accordingly, the probability on the right hand side of the Eq.3 can be written as:

$$P(0 \leq \sigma_a \leq \bar{\sigma}_a) = \int_0^{\bar{\sigma}_a} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} p(\sigma_a | U_h, \theta) q(U_h, \theta) dU_h d\theta d\sigma_a \quad (4)$$

The function $q(U_h, \theta)$ corresponds to the hazard term $g [IM]$, and indicates the joint probability density function of both the mean reference wind speed U_h and the angle of attack θ . Hence:

$$q(U_h, \theta) = P[(u_h \leq U_h \leq u_h + du_h) \cap (\vartheta \leq \theta \leq \vartheta + d\vartheta)] \quad (5)$$

The knowledge of the hazard term $q(U_h, \theta)$ is achieved through a directional probability analysis of registered wind speed data.

The function $p(\sigma_a|U_h, \theta)$ in Eq.4 is the vulnerability term $p[EDP|IM]$ and represents the probability density function of the standard deviation of the lateral acceleration conditioned on reference velocity U_h and direction θ . The knowledge of this term requires the probabilistic assessment of the dependence of the acceleration response on velocity U_h and direction θ .

Fig.12 (a) shows an example of the tip displacement response surface of a square-section building with the same bending frequency along x and y axes obtained from experimental results by Kaway, 1995, considering the symmetries of its response. The standard deviation of the lateral displacement response $\sigma_d(U_h, \theta)$ can be normalized with respect to the value at 0° angle of incidence, then obtaining:

$$\sigma_d(U_h, \theta) = \sigma_{d,0}(U_h) f(U_h, \theta) \quad (6)$$

where $\sigma_{d,0}(U_h)$ is the across-wind response at zero incidence when wind blows perpendicularly to one face (angle of attack equal to $k\pi/2$, $k = 0, 1, 2, 3, 4$). The non-dimensional function $f(U_h, \theta)$, is calculated at each wind speed as the ratio between the response at incidence θ and the response at zero incidence and $f(U_h, \theta) = 1$, $\forall U_h$, and $\theta = k\pi/2$, with $k = 0, 1, 2, 3, 4$.

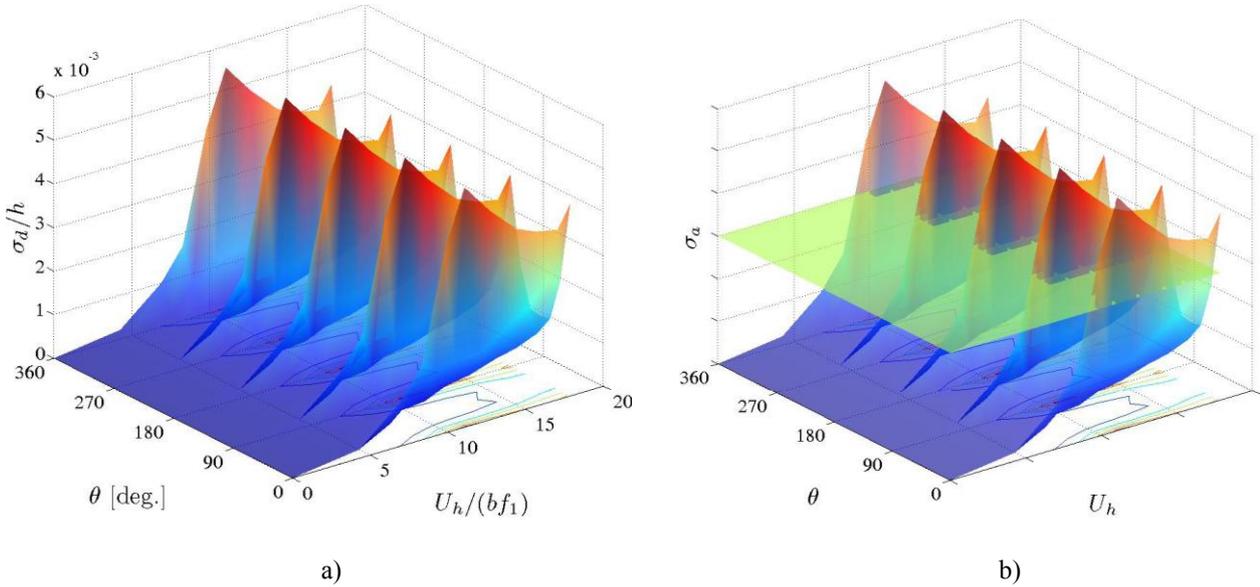


Fig.12 Normalized RMS displacement response for a 10:1:1 tall building in urban flow conditions as a function of reduced velocity and angle of attack (Kaway, 1995). b) Qualitative description of the lateral RMS acceleration response at the top of a tall building as a function of angle of attack and wind speed at the building height.

As explained for the RMS of the lateral displacement response, the RMS of the lateral acceleration response $\sigma_a(U_h, \theta)$ can then be written as:

$$\sigma_a(U_h, \theta) = \sigma_{a,0}(U_h) g(U_h, \theta) \quad (7)$$

where $\sigma_{a,0}(U_h)$ is the across-wind acceleration response at zero incidence and $g(U_h, \theta) = 1$, $\forall U_h$ and $\theta = k\pi/2$, with $k = 0, 1, 2, 3, 4$. In order to give a qualitative description of the possible variability of the acceleration response with wind speed and angle of attack, considering a substantially harmonic motion, the function $g(U_h, \theta)$ can be assumed equal to $f(U_h, \theta)$, obtained from results by Kawai (1995), and the shape of the curve $\sigma_{a,0}(U_h)$ can be assumed equal to $\sigma_{a,0}(U_h)$ from the same literature work. The lateral RMS of the acceleration response at the top of a real square-section building will be, therefore, like the one reported in Fig.12 (b). The horizontal light green plane in the same figure represents a possible RMS acceleration threshold $\bar{\sigma}_a$. Discomfort risk is the probability of exceeding this acceleration threshold. Eq.4 can be written as:

$$P(0 \leq \sigma_a \leq \bar{\sigma}_a) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[\int_0^{\bar{\sigma}_a} p(\sigma_a | U_h, \theta) d\sigma_a \right] q(U_h, \theta) dU_h d\theta \quad (8)$$

The term in square brackets in Eq.8 represents the probability of having σ_a values, conditioned on the value of U_h and θ , lower than the threshold $\bar{\sigma}_a$. From the deterministic knowledge of the response surface $\sigma_a(U_h, \theta)$ in Fig.12 (b), this probability is equal to 1 for all the couples (U_h, θ) where $\sigma_a \leq \bar{\sigma}_a$ (*Safety Domain* D_S , where the response surface is under the threshold plane), and is equal to zero for all the couples (U_h, θ) where $\sigma_a > \bar{\sigma}_a$ (*Risk Domain* D_R , response surface above the threshold plane). A scalar field $F(U_h, \theta)$ can be therefore defined as:

$$F(U_h, \theta) = \int_0^{\bar{\sigma}_a} p(\sigma_a | U_h, \theta) d\sigma_a = \begin{cases} 1, & \text{if } (U_h, \theta) \in D_S \\ 0, & \text{if } (U_h, \theta) \in D_R \end{cases} \quad (9)$$

and the probability of failure can be simply calculated as:

$$P_f = 1 - P(0 \leq \sigma_a \leq \bar{\sigma}_a) = \iint_{D_S} q(U_h, \theta) dU_h d\theta \quad (10)$$

In order to provide an illustrative example of the proposed procedure, a case study building was considered. The building, made of steel, is 304 m high and has a square footprint with 52.5 m of side. Its first bending mode frequency is 0.14 Hz. It is located in a city centre where the roughness length is 1.2 m. In order to simulate the across-wind dynamic behavior of this building with the aeroelastic model tested in the wind tunnel, proper similarity requirements are considered, including length scale, frequency scale, velocity scale, etc. The comfort threshold used is that provided by the ISO-6897 [(ISO 6897, 1984)]. It gives the limit value of standard deviation acceleration for a 10-min duration in 5-year-recurrence wind speed, as a function of the vibration frequency

$$\bar{\sigma}_a = \exp(-3.65 - 0.41 \ln f_1) \approx 5.9 \text{ milli-g} \quad (11)$$

where $f_1 = 0.14$ Hz is the fundamental frequency of the building.

Assuming that this building has the same Sc number of the model tested in the wind tunnel, its lateral response at zero incidence $\sigma_{a,0}(U_h)$ may be directly derived from wind tunnel tests results. By using in Eq.7 the function $g(U_h, \theta)$ equal to $f(U_h, \theta)$ derived from the displacement response measured by Kaway (1995), the acceleration response surface $\sigma_a(U_h, \theta)$ of this building can be obtained, as illustrated in Fig.13. Due to the fact that the function $f(U_h, \theta)$ was obtained for a tall building with different geometric proportions and in different wind flow conditions, it has been assumed, without losing generality, that the lateral response of the building is equal to the across-wind response at zero incidence for every angle of attack. Comparing this surface with that in Fig.13, it is clear that this assumption is strongly conservative and leads to an overestimation of risk. With such an assumption, wind risk is therefore the probability of having wind speeds higher than the value at which the comfort threshold plane intersects the response surface. As shown in Fig.13 b, this value is approximately equal to 55 m/s at the building height.

The probability of exceeding this wind speed value has been evaluated using available real wind data registered from the Monte Argentario anemometric station³ located in Tuscany, Italy where the structure was assumed located. Wind data consist in 50 years (from 1st January 1961 to 31st December 2010) registrations of 8 daily measures, one of each 3 hours, of the mean wind speed over 10 minutes for 36 directional sectors. A total amount of 143672 data is available. However, because of undesired errors occurred in some registrations, only 143097 of them are serviceable. These are comprehensive of wind calms. The height of the anemometer head has the standard meteorological value of 10 m. The wind speed at the building height has been related, through the mean wind speed profile law, to the mean wind speed at the height of the anemometer head. In this way, the probability of failure has been expressed in terms of the probability of exceeding the threshold value of the mean wind speed at 10 m, equal to 21 m/s, corresponding to the previously mentioned threshold value of 55 m/s at the building height.

³ Wind data are kindly provided by Col. G. P. Cesolari, from "Centro Nazionale di Meteorologia e Climatologia Aeronautica - Servizio Climatologia e Documentazione", Pomezia (RM), Italy.

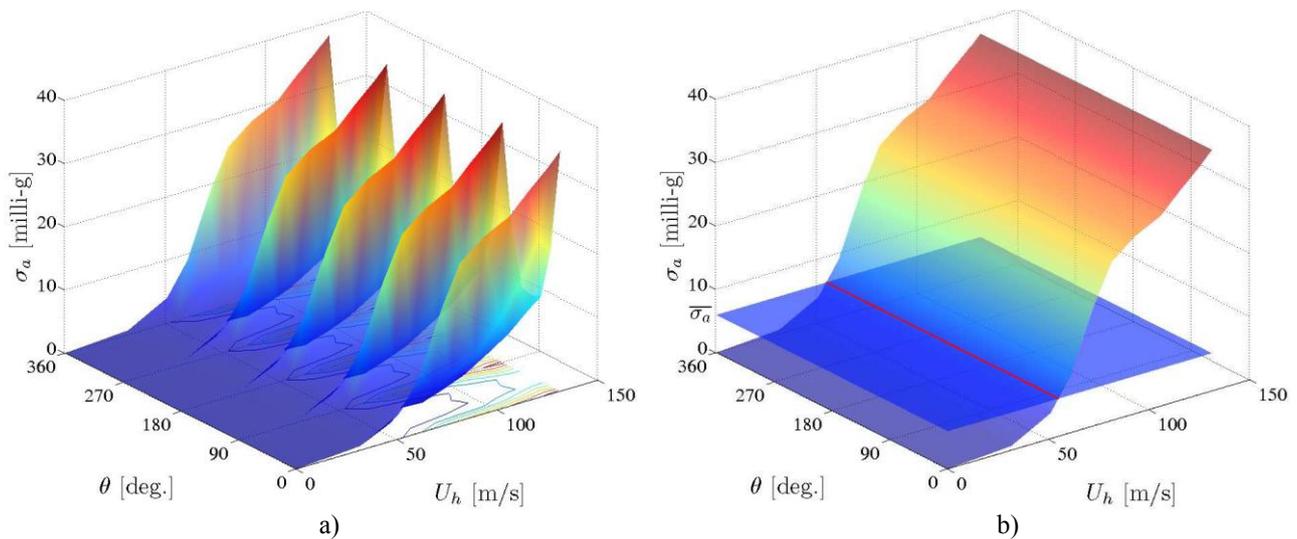


Fig.13 Surface representing the lateral RMS acceleration response at the top of the case study building, according to the function $f(U_h, \theta)$ derived from measurements by Kaway (1995). b) Surface of acceleration response under the conservative assumption of non-dependence of the response on incoming flow direction.

Data have been fitted to the Hybrid model distribution (Takle and Brown, 1978) that fits the Weibull distribution parameters to non-zero wind speed data. Wind-induced discomfort risk estimated from the hybrid model is equal to $P_f = P(U > 21 \text{ m/s}) = 0.0047$. By multiplying the probability of failure by the number of days per year, it can be concluded that the building experiences unacceptable vibrations in an average number of 1.7 days per year.

5. CONCLUSIONS AND FUTURE DEVELOPMENTS

This research deals with the serviceability design of tall buildings under the wind action. The major goals achieved can be summarized as follows.

Firstly, a wide experimental campaign was carried out, representing one of the few attempts, in an international context, to measure simultaneously pressures, overall forces, displacements and accelerations of an aeroelastic model of a tall building even in lock-in condition. Secondly, aeroelastic effects involving the across-wind response were identified in terms of aerodynamic damping that for the model tested with high structural damping and Scruton number is positive.

Thirdly, a procedure for assessing discomfort risk of tall buildings induced by wind is proposed. It is in line with the Performance-Based Design approach and is mathematically framed according to the PEER's equation. This procedure can be used with every comfort criterion in order to evaluate the probability of experiencing unacceptable vibrations. Further improvements of the risk assessment procedure, limited in this case to the hazard and structural analysis phases could be achieved by introducing damage and/or loss analysis stages. The achievement of unacceptable thresholds, could be, for example, related to business interruption times. Finally, the proposed risk assessment procedure is fully within a probabilistic frame, even if the vulnerability analysis was performed in a deterministic way. Therefore, uncertainties could be considered and the response as well could be described probabilistically.

6. REFERENCES

- ASCE (1999). Wind Tunnel Studies of Buildings and Structures. American Society of Structural Engineers Manuals and Reports on Engineering Practice No. 67. Technical report, Task Committee on Wind Tunnel Testing of Buildings and Structures - Aerodynamics Committee - Aerospace Division.
- Augusti, G. and Ciampoli, M. (2006). First steps towards performance-based wind engineering. In G. Bartoli, F. Ricciardelli, A. Saetta, and V. Sepe, editors, Performance of wind exposed structures: results of the PERBACCO project, pp. 13–20. Firenze University Press.
- Augusti, G. and Ciampoli, M. (2008). Performance-based design in risk assessment and reduction. *Probabilistic Engineering Mechanics*, Vol. 23, pp. 496–508. Dedicated to Professor Ove Ditlevsen.

- Bartoli, G., Contri, S., Mannini, C., and Righi, M. (2009). Toward an improvement in the identification of bridge deck flutter derivatives. *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 135(8), pp. 771–785.
- Boggs, D. W. (1992). Validation of the aerodynamic model method. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 42, pp. 1011–1022.
- Cheng, C. M., Lu, P. C., and Tsai, M. S. (2002). Acrosswind aerodynamic damping of isolated square-shaped buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 90, pp. 1743–1756.
- Ciampoli, M. and Petrini, F. (2012). Performance-based aeolian risk assessment and reduction for tall buildings. *Probabilistic Engineering Mechanics*. Vol. 28, pp. 75-84.
- Ciampoli, M., Petrini, F., and Augusti, G. (2011). Performance-based wind engineering: towards a general procedure. *Structural Safety*, Vol. 33, pp. 367–378.
- CNR-DT 207 (2008) – Istruzioni per la valutazione delle azioni e degli effetti del vento sulle costruzioni. Consiglio Nazionale delle Ricerche. Commissione di studio per la predisposizione e l'analisi di norme tecniche relative alle costruzioni.
- ISO 6897 (1984). Guidelines for the Evaluation of the Response of Occupants of Fixed Structures, Especially Buildings and Offshore Structures, to Low-Frequency Horizontal Motion (0.063 to 1.0 Hz). International Organization for Standardization, Geneva, Switzerland.
- Isyumov, N. (1982). The aeroelastic modeling of tall buildings. In T. A. Reynhold, editor, *Wind tunnel modeling for civil engineering applications*, pp. 373–407.
- Kawai, H. (1995). Effects of angle of attack on vortex induced vibration and galloping of tall buildings in smooth and turbulent boundary layer flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 54-55, pp. 125–132.
- Kim, Y. and Kanda, J. (2010). Characteristics of aerodynamic forces and pressures on square plan buildings with height variations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 98, pp. 449–465.
- Kwok, K. C. S., Hitchcock, P. A., and Burton, M. D. (2009). Perception of vibration and occupant comfort in wind-excited tall buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 97, pp. 368–380.
- Kwok, K. C. S. and Melbourne, W. H. (1981). Wind-induced lock-in excitation of tall structures. *Journal of the Structural Division*. ASCE, Vol. 107(ST1), pp. 57–72.
- Marra, A. M. (2011). Vortex-Shedding Risk Assessment of Bridge Decks. Ph.D. thesis, University of Florence and TU Braunschweig.
- McNabb JW and Muvdi BB. 1975. Drift reduction factors for belt high-rise structures. *Engineering Journal* 3rd Quarter: pp. 88–91.
- McNamara, R., Kareem, A., and Kijewski, T. (2002). Ask the experts... perception of motion criteria for tall buildings subjected to wind: a panel discussion. In Proc. Structures Congress.
- Paulotto, C., Ciampoli, M., and Augusti, G. (2004). Some proposals for a first step towards a performance-based wind engineering. In Proceedings of the IFED – International Forum in Engineering Decision making. First Forum., Stoos, Switzerland, December, pp. 5-9. <http://www.ifed.ethz.ch>.
- Porter, K. A. (2003). An overview of PEER's performance-based earthquake engineering methodology. In Proc. Ninth International Conference on Applications of Statistics and Probability in Civil Engineering (ICASP9), Vol. 2, pp. 973–980, Civil Engineering Risk and Reliability Association (CERRA), San Francisco, CA, USA.
- Pozzuoli, C. (2012). Aeroelastic Effects on Tall Buildings: Performance-Based Comfort Analysis. Ph.D. thesis, University of Florence and TU Braunschweig.
- Takle, E. S. and Brown, J. M. (1978). Note on the use of Weibull statistics to characterize wind-speed data. *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 17.
- Tamura, Y. (2003). Design issues for tall buildings from accelerations to damping - tribute to Hatsuo Ishizaki and Vinod Modi. In Proceedings of the 11th International Conference of Wind Engineering - ICWE11. International Association for Wind Engineering - IAWE.
- Weibull, W. (1951). A statistical distribution function of wide applicability. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 18.

Valutazione degli effetti di onde non lineari sulla risposta dinamica di turbine eoliche in mare nelle configurazioni di parcheggio e produzione di energia

Enzo Marino ^a, Claudio Borri ^a, Alessandro Giusti ^a, Claudio Lugni ^b

^a CRIACIV c/o Dipartimento di Ingegneria Civile e Ambientale, Università di Firenze

^b CNR-INSEAN, Istituto Nazionale per Studi ed Esperienze di Architettura Navale, Roma

SOMMARIO

L'elevata accuratezza nella stima dei carichi di progetto per una turbina eolica offshore è un prerequisito cruciale ai fini sia della sicurezza strutturale che dell'economicità del progetto. In questa memoria viene mostrato come gli strumenti numerici tipicamente usati per riprodurre i carichi indotti dalle onde sugli aerogeneratori offshore sono spesso basati su modelli matematici eccessivamente semplificati, che portano a significative incertezze nella valutazione della risposta del sistema. Il presente contributo mette in luce gli effetti delle onde non lineari sulla risposta strutturale di un aerogeneratore offshore fissato al fondale, distinguendo i casi in cui la turbina è in condizione di parcheggio e in produzione di energia. Nella configurazione parcheggiata, la cinematica non lineare delle onde, usata nell'equazione di Morison per la stima dei carichi idrodinamici, induce sia un incremento delle sollecitazioni interne nella sottostruttura, sia delle vibrazioni di risonanza alla prima frequenza naturale del sistema. Questi effetti sono del tutto assenti quando il moto ondoso è riprodotto con la teoria lineare. Nella configurazione di funzionamento, invece, i suddetti fenomeni di risonanza vengono interamente soppressi grazie all'incremento dello smorzamento globale del sistema causato dall'interazione aeroelastica del rotore. Nonostante ciò, persistono amplificazioni locali della risposta strutturale in termini di sollecitazioni interne.

ABSTRACT

High accuracy in the prediction of design loads for offshore wind turbines is a crucial prerequisite to achieve safe and economic designs. In this paper, it is shown that numerical tools used to reproduce the wave-induced loads on offshore wind turbines are often based on overly simplistic mathematical models, which lead to important inaccuracies in the assessment of the system response. The study investigates the effects of nonlinear waves on the structural response of a bottom-supported offshore wind turbine. The main concern addresses the different behavior of the system when the turbine is in parked condition or when the turbine is in power production. In the parked configuration, the nonlinear wave kinematics used in the Morison equation causes dangerous effects in terms of internal stresses and resonant vibrations of the dynamical system. They are entirely missed when a linear wave kinematics is used. When the turbine is in power production the global damping increases dramatically due to the aeroelastic interaction of the rotor. Significant growth of the system response still occurs due to the nonlinear wave forcing; however the resonant vibrations are completely damped out.

PAROLE CHIAVE: Turbine eoliche, onde non lineari, springing.

1 INTRODUZIONE

Nell'ambito dell'approccio progettuale basato sull'affidabilità strutturale, uno degli aspetti più importanti è l'accuratezza nella valutazione dei carichi di progetto. Mentre i codici di calcolo comunemente usati per l'aerodinamica del rotore, eg. FAST (Jonkman & Marshall, 2005; Jonkman,

2009), assicurano un'accuratezza soddisfacente, gli strumenti numerici impiegati per riprodurre i carichi indotti dalle onde sono spesso basati su modelli matematici eccessivamente semplicistici, che inevitabilmente conducono ad inaccettabili incertezze nella predizione della risposta del sistema.

Una nuova ed efficiente strategia numerica in grado di modellare i carichi idrodinamici non lineari agenti sugli aerogeneratori offshore esposti a stati di mare severi è stata recentemente proposta in Marino *et al.*, 2013. Il modello, basato sulla decomposizione del dominio, riproduce la risposta strutturale di un aerogeneratore offshore accoppiando un solutore idrodinamico completamente non-lineare con un algoritmo idro-aero-servo-elastico (Jonkman & Marshall, 2005; Jonkman, 2009). A causa dell'elevato numero di simulazioni richiesto per mettere a punto un modello probabilistico affidabile, ai fini dell'extrapolazione dei carichi di progetto, l'obiettivo principale della strategia proposta in Marino *et al.*, 2013 è quello di incrementare l'accuratezza del modello idrodinamico senza una significativa penalizzazione in termini computazionali. Rispetto ai modelli originariamente proposti in Marino *et al.*, 2011a; Marino *et al.*, 2011b; Marino, 2011, grazie all'utilizzo di opportune funzioni di rampa per l'interfaccia fra le soluzioni lineare (analitico) e non-lineare (numerico) (Dommermuth, 2000), il modello proposto in Marino *et al.*, 2013 permette simulazioni sufficientemente lunghe tali da far emergere tutte le non linearità (onde da debolmente non lineari fino ai fenomeni di frangimento) caratterizzanti lo stato di mare in esame.

Dai suddetti studi sono emersi i seguenti fatti fondamentali: i) la teoria lineare per la propagazione del moto ondoso risulta inappropriata perfino per stati di mare moderati, portando a pericolose sottostime della risposta del sistema; ii) fenomeni di risonanza, come ringing e springing (Grue & Huseby, 2003), vengono innescati dal passaggio di onde non lineari sia frangenti che non. Tuttavia, i risultati ottenuti sono tutti riferiti a casi di turbina posta nella configurazione di parcheggio. Nel presente lavoro si estende l'applicazione del modello sviluppato in Marino *et al.*, 2013 a un caso realistico di turbina in produzione di energia. Lo scopo principale è dunque una migliore comprensione della diversa risposta globale del sistema alla forzante idrodinamica nonlineare quando la turbina è parcheggiata e quando è funzionante.

Il presente lavoro è strutturato come segue: il paragrafo 2 richiama brevemente le principali caratteristiche del solutore numerico globale. Quest'ultimo è applicato all'aerogeneratore NREL 5-MW i cui dettagli sono riportati nel paragrafo 3. I risultati, discussi nel paragrafo 4, mettono in luce un ruolo chiave dello smorzamento aeroelastico sul sistema globale. Infine, nel paragrafo 5 vengono tratte le principali conclusioni.

2 MODELLO NUMERICO

La simulazione idro-aero-servo-elastica nel dominio del tempo dell'aerogeneratore offshore viene condotta mediante il codice FAST (Jonkman *et al.*, 2009). Il sistema dinamico è costituito sia da corpi rigidi che flessibili, fra cui la torre e pale. I carichi esterni, i.e. le forze aerodinamiche e idrodinamiche generalizzate, sono modellate rispettivamente attraverso la teoria Blade Element Momentum (già implementata in FAST) e un efficiente solutore del moto a potenziale per la propagazione del moto ondoso. Quest'ultimo, sviluppato dagli Autori mediante una strategia di decomposizione del dominio e poi integrato all'interno di FAST, accoppia sia spazialmente che temporalmente la soluzione lineare del moto ondoso con un algoritmo numerico completamente non lineare (FNL) usato per descrivere la cinematica delle onde in prossimità del palo. Si veda la rappresentazione schematica in Fig. 1.

La filosofia di decomposizione del dominio spazio-temporale assicura l'efficienza del solutore idrodinamico: il solutore FNL, infatti, viene usato solo su un numero limitato di sottodomini $\Omega_{i_b}(t)$ dove le non linearità sono significative. Tali sottodomini sono identificati usando un criterio basato nel superamento di un valore di soglia per la steepness locale dell'onda stimata attraverso la soluzione lineare (Marino *et al.*, 2013). Il solutore FNL è basato sulla soluzione di un modello a flusso potenziale, ovvero, dato un potenziale delle velocità ϕ , l'equazione di Laplace

$$\nabla^2 \phi(t, p) = 0 \quad \forall p \in \Omega(t) \quad (1)$$

descrive la soluzione del campo di flusso.

Le condizioni al contorno cinematiche e dinamiche sulla superficie libera Γ_f sono date dalle Eq. 2 e 3, rispettivamente.

$$\frac{\delta \bar{r}(t, p)}{\delta t} = \nabla \phi(t, p) - (\nabla \phi(t, p) - \bar{v}(t, p)) \quad \forall p \in \Gamma_f(t) \quad (2)$$

$$\frac{\delta \phi(t, p)}{\delta t} = -\frac{p_a}{\rho_w} - g\eta - \left(\frac{1}{2} \nabla \phi(t, p) - \bar{v}(t, p) \right) \cdot \nabla \phi(t, p) \quad \forall p \in \Gamma_f(t) \quad (3)$$

Dove \bar{r} è il vettore posizione della particella d'acqua p e η è l'altezza d'onda. Nelle Eq. 2 e 3, l'operatore è definito come $\delta(\cdot)/\delta t = \partial(\cdot)/\partial t + \bar{v} \cdot \nabla(\cdot)$.

A seconda che \bar{v} assuma valore zero oppure coincida con il gradiente del potenziale delle velocità $\nabla \phi(t, p)$, l'operatore $\delta(\cdot)/\delta t$ permette di passare dalla descrizione Euleriana a quella Lagrangiana (Marino *et al.*, 2013). La transizione fra le due descrizioni avviene gradualmente con l'ausilio di adeguate funzioni di rampa. Al fondo si impone la condizione di impermeabilità, mentre sulle due pareti laterali vengono imposte le condizioni di flusso in ingresso e uscita in accordo con la soluzione analitica. Si noti che al fine di evitare instabilità numeriche causate dal passaggio dalla soluzione lineare (esternamente ai sottodomini) a quella non-lineare (nei sottodomini) e vice-versa, si sono usate sia funzioni di rampa che spiagge numeriche.

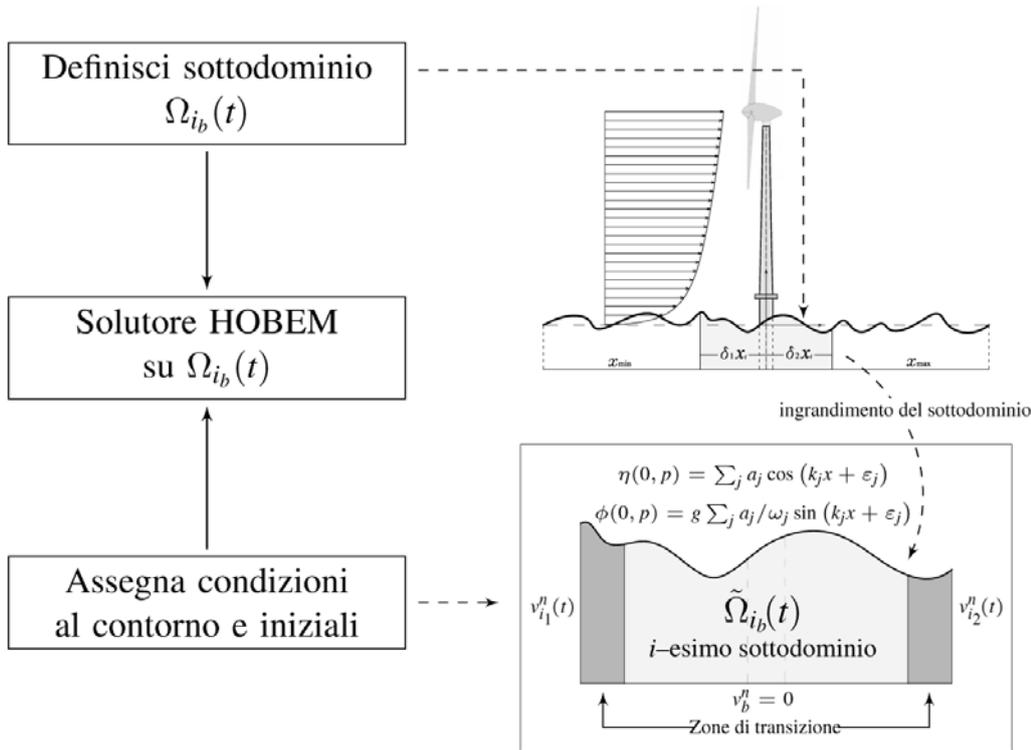


Figura 1. Schema di decomposizione del dominio.

Il problema matematico (Eq. 1 con le condizioni al contorno in Eq. 2 e 3) viene spazialmente riformulato mediante la seconda identità di Green e numericamente risolto con il metodo degli elementi al contorno del secondo ordine (Brebbia & Dominguez, 1998; Wrobel, 2002).

L'integrazione nel tempo delle condizioni al contorno di superficie libera viene condotta mediante lo schema di Runge-Kutta del quarto ordine.

La cinematica del moto ondoso, determinata nella posizione del monopalo, è usata come input per l'equazione di Morison (Morison, 1950) per calcolare i carichi idrodinamici agenti sulla struttura. Per tenere in conto l'influenza dei carichi impulsivi indotti dalle onde frangenti, si applica il modello locale proposto in Wienke & Oumeraci, 2005.

Il campo turbolento di vento è generato in accordo con il *normal turbulence model* (NTM) raccomandato dalla norma IEC 61400-3: viene usato lo spettro di Kaimal unitamente a un modello

di coerenza esponenziale. Si assume un'intensità di turbolenza di 0,14. Lo strato limite è modellato con la legge di potenza $U(z) = U_{hub} (z/z_{hub})^{0,14}$ dove U e z denotano la velocità media del vento a la quota sulla superficie del mare, rispettivamente. La storia di vento stocastica (full-field) viene generata con TurbSim (Jonkman & Kilcher, 2012). TurbSim simula numericamente le serie temporali delle tre componenti delle vettore velocità del vento in ciascun punto di una griglia bidimensionale verticale fissa nello spazio. L'output di TurbSim è usato come input in AeroDyn (Moriarty & Hansen, 2005) che è usato nel solutore globale idro-aero-servo-elastico FAST (Jonkman & Marshall, 2005).

3 AEROGENERATORE DI RIFERIMENTO 5-MW

Il modello di aerogeneratore usato in questo lavoro è il "5-MW Reference Wind Turbine for Off-shore System Development" (Jonkman *et al.*, 2009), le cui principali caratteristiche sono elencate in Tab. 1. Ulteriori dettagli sono disponibili in Jonkman *et al.*, 2009; Kooijman *et al.*, 2003 e loro bibliografia. Il diametro e lo spessore variano linearmente con l'altezza della torre, il diametro della base di 6 m è uguale al diametro del palo di fondazione.

Tabella 1. Proprietà chiave dell'aerogeneratore di riferimento NREL 5-MW

Proprietà	Valore
Potenza nominale	5 MW
Orientamento del rotore, configurazione	Upwind, 3 pale
Diametro rotore, diametro mozzo	126 m, 3 m
Altezza del mozzo	90 m
Velocità del vento di cut in, nominale, cut out	3 m/s, 11.4 m/s, 25 m/s
Velocità del rotore di cut in, nominale	6.9 rpm, 12.1 rpm
Velocità nominale all'apice	80 m/s
Massa del rotore	110 t
Massa della navicella	240 t
Massa della torre	347.46 t
Lunghezza del palo, diametro	30 m, 6 m
Diametro della sommità della torre, spessore della parete	3.87 m, 0.019 m
Spessore della parete del palo, peso totale	0.060 m, 187.90 t

4 APPLICAZIONI E RISULTATI

Si presenta la risposta del sistema sottoposto allo stato di mare usato in Agarwal & Manuel, 2011, caratterizzato da una velocità media del vento $U = 18 \text{ m/s}$, un periodo spettrale di picco $T_p = 12,3 \text{ s}$ e un'altezza significativa dell'onda $H_s = 7,5 \text{ m}$.

Scelto un valore di soglia di 0,22 per la *steepness* dell'onda, durante una simulazione di un'ora sono stati identificati sei eventi non lineari, pertanto il solutore FNL è stato utilizzato su sei sottodomini (vedi Tab. 2). Su tre dei sei sottodomini (il 3, 4 e 6), si sono riscontrate onde frangenti sulla sottostruttura.

Tabella 2. Istanti di tempo e di *steepnesses* degli eventi non lineari rilevati durante un'ora di simulazione.

Proprietà	Valore					
ka_{\min}	0.22					
n_b	6					
\bar{t}_b (s)	189.1	1255.8	1568.6	2046.3	2602.9	3401.2
\bar{ka}	0.245	0.229	0.223	0.252	0.249	0.227

Tabella 3. Velocità, altezza della superficie libera e tempo effettivo per gli impatti verificatesi durante un'ora di simulazione.

Evento	3 di 6	4 di 6	6 di 6
v_l (m/s)	9.21	10.21	8.50
η_b (m)	8.08	8.39	7.38
t^*_{b} (s)	1 579.20	2 033.80	3 341.80

Ogni evento di impatto si verifica all'istante t_b^* , ed è caratterizzato da una velocità di impatto v_L e altezza d'onda η_b (vedi Tab. 3). Si noti che a causa delle non linearità, gli istanti di tempo \bar{t}_b , stimati con la teoria lineare e usati per identificare i sottodomini $\Omega_{i_b}(t)$ (vedi Tab. 2), possono non coincidere con gli effettivi istanti di impatto predetti dal solutore FNL. Inoltre, la propagazione del moto ondoso può includere eventi di frangimento completamente omessi dalla soluzione lineare.

E' noto che la presenza di componenti non lineari nel moto ondoso può scatenare fenomeni di risonanza come ringing e springing (Rainey, 1989; Chaplin *et al.*, 1997; Waisman *et al.*, 2002; Grue & Huseby, 2003). Il fenomeno di ringing si manifesta come una vibrazione di risonanza di natura transitoria. Esso provoca alti livelli di sollecitazioni interne in poche oscillazioni. Anche lo springing è una vibrazione in risonanza causata dal contributo non lineare del moto ondoso, ma, diversamente dal ringing, si presenta come un fenomeno stazionario che può persistere per più periodi caratteristici del mare.

La Fig. 2(a) (turbina parcheggiata) e la Fig. 2(b) (turbina in produzione di energia) mostrano rispettivamente le serie temporali complete della componente orizzontale della velocità del vento (WindWxi), l'altezza d'onda (WaveElev), forza di taglio alla base della torre (TwrBsFxt), momento flettente alla base della torre (TwrBsMyt) e spostamento della sommità della torre nella direzione media del vento (TTDispFA). Poiché quando la turbina è parcheggiata il vento turbolento all'altezza del mozzo non produce effetti significativi, in queste simulazioni si assume un modello di vento stazionario. Nelle serie temporali vengono confrontate le sollecitazioni interne e la risposta dinamica calcolati mediante l'equazione di Morison (Morison *et al.*, 1950) con input provenienti dal solutore del moto ondoso lineare (linea blu) e FNL (linea rossa).

Osservando gli spostamenti della sommità della torre in condizione di turbina parcheggiata (grafico inferiore della Fig. 2(a)), la cinematica non lineare del moto ondoso è rilevante in tutti i sottodomini identificati. Tuttavia, per brevità, nel seguito si presentano in dettaglio solo i sottodomini 4 e 6.

La risposta sul sottodominio 4 in condizione di turbina parcheggiata è mostrata in Fig. 3(a): il passaggio di un'onda ripida a circa 1977 s innesca un classico fenomeno di springing che persiste per circa sei periodi d'onda. Questa vibrazione è fortemente amplificata quando una seconda onda non lineare si verifica approssimativamente a 2020 s. Infine, a 2034 s ha luogo un evento di impatto, che causa un picco nella forza di taglio e nel momento flettente. Seguono oscillazioni ad alta frequenza (seconda frequenza naturale della struttura 2.3 Hz) che si sovrappongono alla prima frequenza naturale (0.28 Hz) ancora eccitata dalle precedenti onde non lineari. Si noti che l'impatto non genera alcun effetto sullo spostamento in sommità della torre. La risposta strutturale ottenuta con la cinematica lineare del moto ondoso sottostima in maniera significativa la risposta effettiva.

Al contrario, quando la turbina è in produzione di energia (vedi Fig. 3(b)), si registra una risposta completamente diversa: non si osserva alcuna vibrazione in risonanza della struttura (vedi il riquadro in basso della Fig. 3(b)). Tuttavia, a circa 2021 s, il TwrBsFxt raddoppia passando da 1865 kN a 3828 kN e il TwrBsMyt cresce del 55%. In generale va osservato che, in condizione di funzionamento della turbina, l'idrodinamica non lineare ha un'influenza inferiore sul momento flettente alla base della torre rispetto allo sforzo di taglio. Ciò è dovuto al fatto che le coppie generate dalle forze aerodinamiche hanno un braccio molto più grande di quelle causate dalle forze idrodinamiche.

Dopo l'impatto, a 2034 s, il massimo TTDispFA aumenta del 27% passando da 0,33 m a 0,42 m. Analogamente al caso parcheggiato, durante la produzione di energia l'evento di impatto causa effetti transitori sui carichi globali: si osserva un picco seguito da oscillazioni ad altissima frequenza. Tuttavia, l'oscillazione si smorza molto più velocemente che nel caso parcheggiato.

Il sottodominio 6 viene presentato in Fig. 4. Nel caso di turbina parcheggiata (vedi Fig. 4(a)) due vibrazioni risonanti della struttura (si veda lo spostamento della sommità del monopalo) sono eccitate dai fronti d'onda non lineari che si verificano approssimativamente a 3320 s e 3390 s, rispettivamente. Allo stesso tempo, sia TwrBsFxt che TwrBsMyt, crescono in modo significativo. Ciò nonostante, il massimo picco nei carichi si verifica in corrispondenza del fenomeno di impatto violento avvenuto a 3342 s. Questo genera frequenze molto alte nelle serie temporali delle forze interne che persistono approssimativamente per un periodo d'onda ma nessun effetto è indotto sul moto della torre. Quando la turbina è in produzione di energia (vedi Fig. 4(b)) le vibrazioni in risonanza scompaiono. Tuttavia, permane ancora una significativa crescita dei picchi delle forze in-

terne e dello spostamento della torre rispetto alla predizione lineare. A 3330 s il $TwrBsFxt$ cresce dell'86%, e il $TwrBsMyt$ cresce del 45%. Analogamente al caso di turbina parcheggiata, l'evento di impatto origina un forte incremento del $TwrBsFxt$ (187%) e del $TwrBsMyt$ (94%) rispetto alla stima ottenuta usando una cinematica lineare del moto ondoso. Sebbene non appaiano vibrazioni in risonanza nel moto della torre, la cinematica non lineare del moto ondoso causa un incremento dei picchi negli spostamenti in sommità della torre (approssimativamente del 15% a 3346 s).

4.1 *Analisi della densità di potenza spettrale*

L'analisi della densità spettrale di potenza (PSD) per l'intera ora di simulazione del SS considerato, sia in condizione di turbina parcheggiata (vedi Fig. 5(a)) che in produzione di energia (vedi Fig. 5(b)), conferma le valutazioni precedenti. Contro una dispersione abbastanza contenuta dell'energia del moto ondoso predetta dal solutore non lineare, sussiste un grande incremento della risposta dinamica della struttura attorno alla sua prima frequenza naturale di 0,28 Hz, sia per i carichi interni che per gli spostamenti in sommità della torre. In condizione di turbina parcheggiata, la crescita dell'energia attorno a questa frequenza, causata dalla cinematica non lineare del moto ondoso, può arrivare persino a tre volte il contenuto energetico contenuto nella risposta ottenuta con la teoria lineare del moto ondoso (vedi la PSD del $TTDispFA$ nella Fig. 5(a)). Al contrario, come mostrano le gli spettri in Fig. 5(b), nel caso di turbina in produzione di energia il contributo della cinematica nonlineare è molto meno rilevante rispetto alla cinematica lineare.

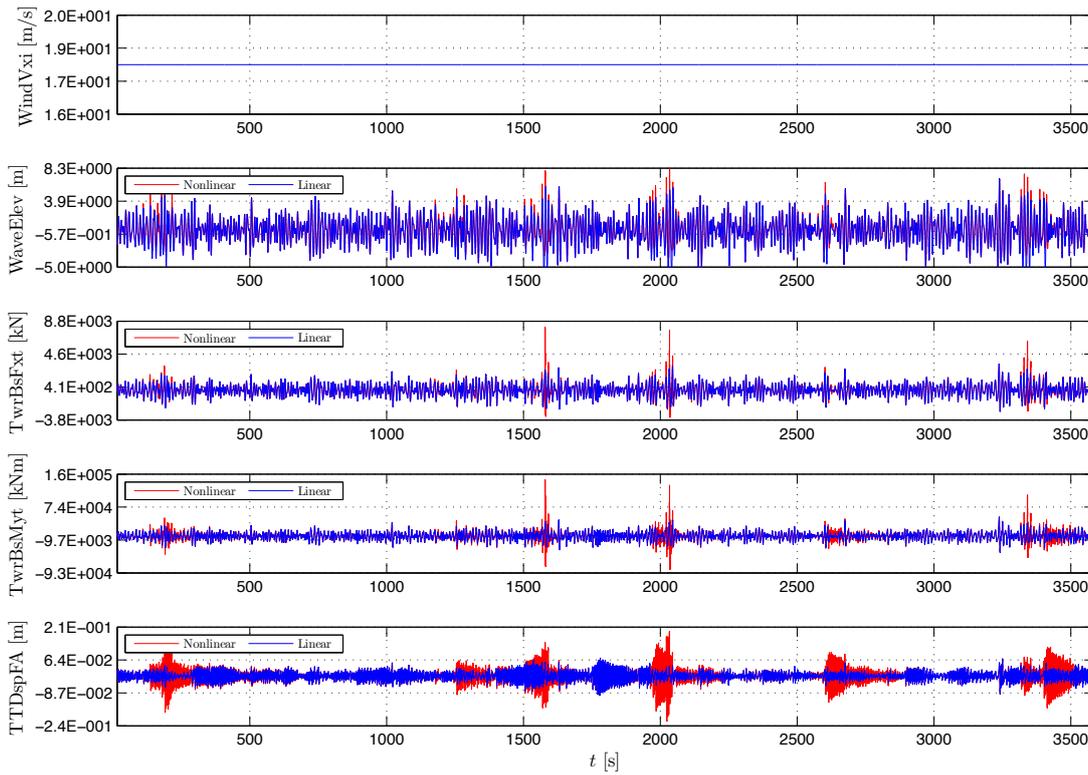
A causa del comportamento stazionario intrinseco che caratterizza l'analisi PSD, nessun contenuto energetico è riconosciuto alla tipica frequenza più alta degli eventi di impatto. D'altronde essi sono fenomeni transitori che influenzano la resistenza ultima della struttura più che i carichi di fatica.

5 CONCLUSIONI

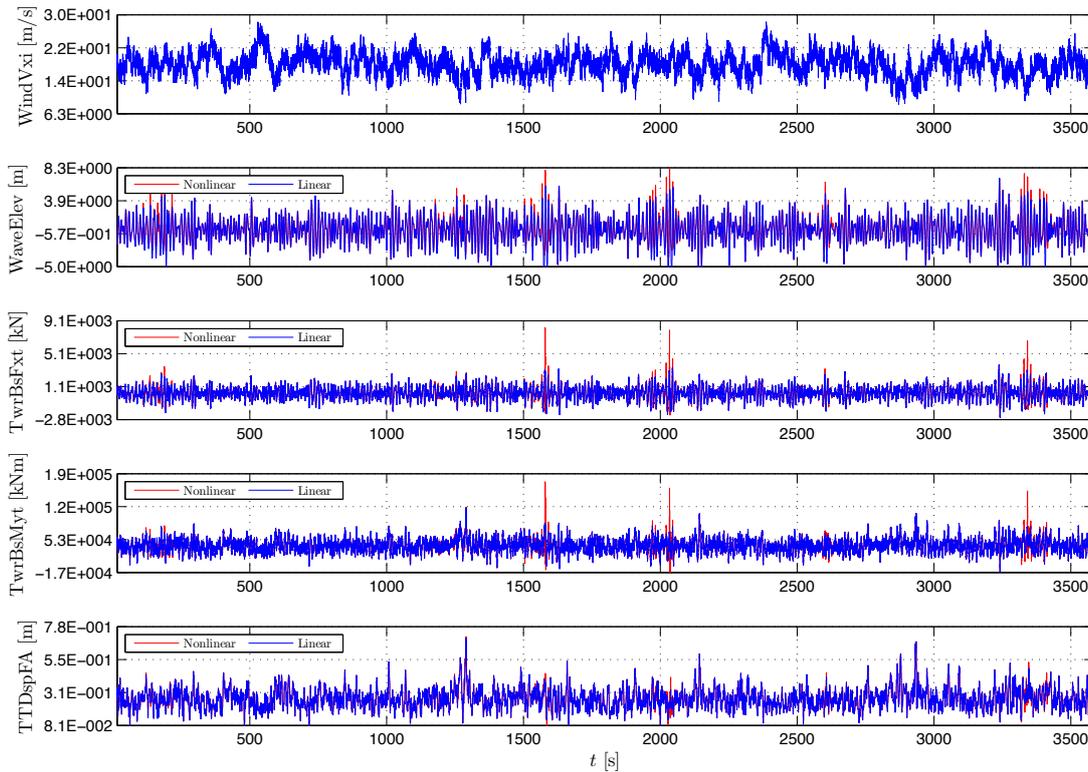
Nella presente memoria si mostra che nella simulazione idro-aero-servo-elastica di una turbina eolica supportata da un monopalo infisso al fondale l'utilizzo della cinematica non lineare del moto ondoso produce effetti differenti sulla risposta dinamica del sistema in relazione alle condizioni di operatività dell'aerogeneratore. Ovvero, in condizione di parcheggio, le vibrazioni risonanti alla prima frequenza naturale della torre sono indotte dall'interazione della struttura con onde non lineari; tali fenomeni di risonanza sono interamente soppressi quando la turbina è in produzione di energia. Inoltre, quando si verifica un evento d'impatto, il carico massimo è all'incirca indipendente dalla condizione di lavoro. Al contrario, in caso di produzione di energia, la persistenza dell'oscillazione a alta frequenza derivante dall'impatto è fortemente smorzata.

Il presente studio mostra, inoltre, che l'uso di una cinematica lineare del moto ondoso non solo sottostima la risposta strutturale, ma non è neanche in grado di cogliere importanti fenomeni di risonanza.

Il diverso comportamento dinamico del sistema a seconda della condizione di funzionamento è giustificato dal fatto che, con la turbine in funzione, la capacità smorzante globale del sistema, grazie al il contributo proveniente dall'interazione aeroelastica del rotore, aumenta in maniera significativa e dunque previene il verificarsi di fenomeni di risonanza. Al contrario, quando la turbina è in configurazione parcheggiata, lo smorzamento aeroelastico è trascurabile rispetto a quello strutturale.

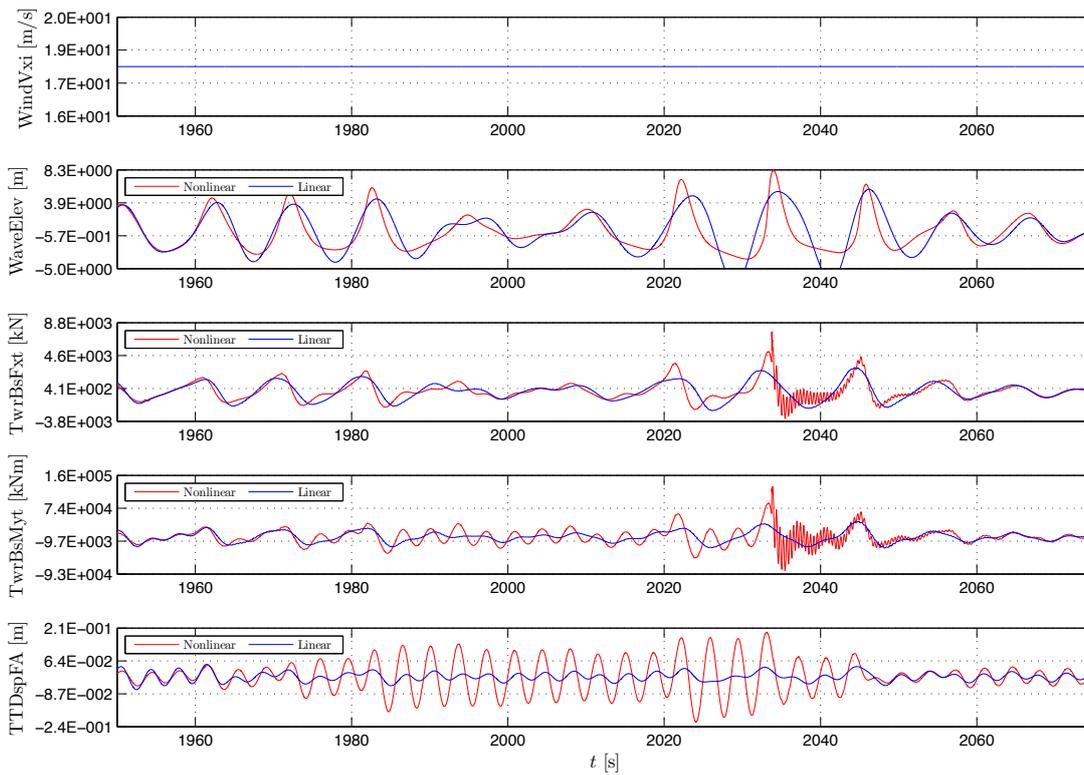


(a) Turbina parcheggiata

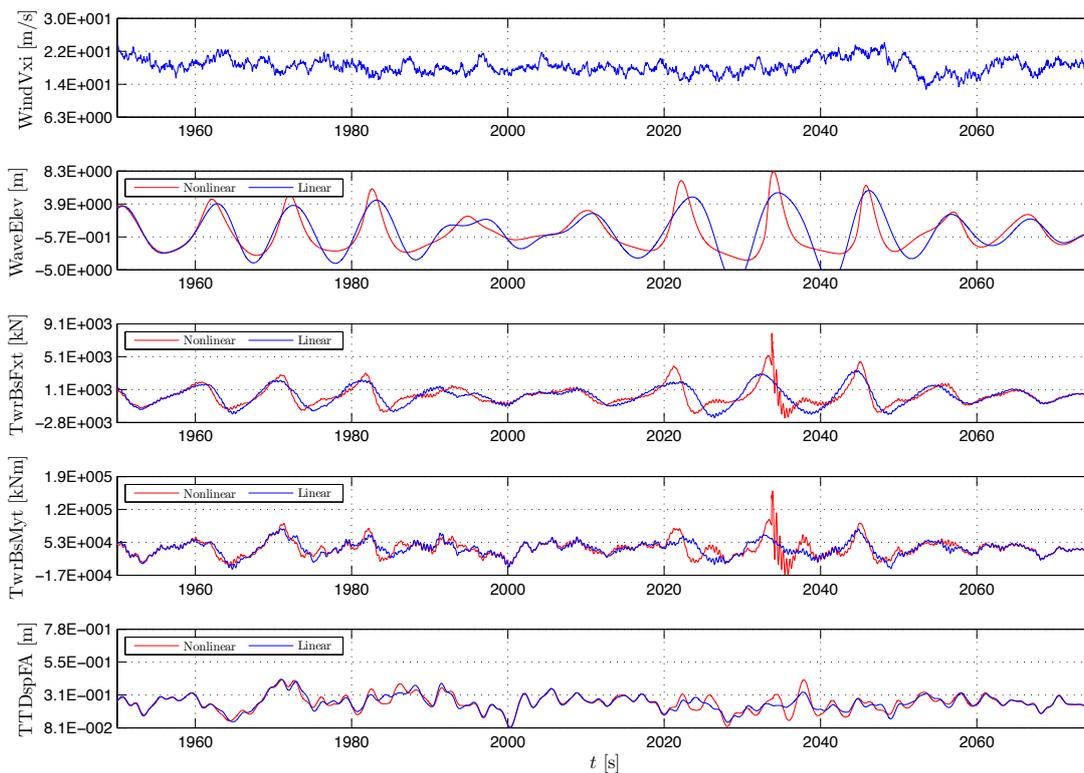


(b) Turbina in produzione di energia

Figura 2. Serie temporali di (dall'alto al basso) componente orizzontale della velocità del vento (WindWxi), altezza d'onda (WaveElev), forza di taglio alla base della torre (TwrBsFxt), momento flettente alla base della torre (TwrBsMyt) e spostamento della sommità della torre nella direzione media del vento (TTDispFA) associati con idrodinamica lineare (blu) e completamente non lineare (rosso). Riquadro superiore (a) – condizione parcheggiata, riquadro inferiore (b) – condizione di operatività.

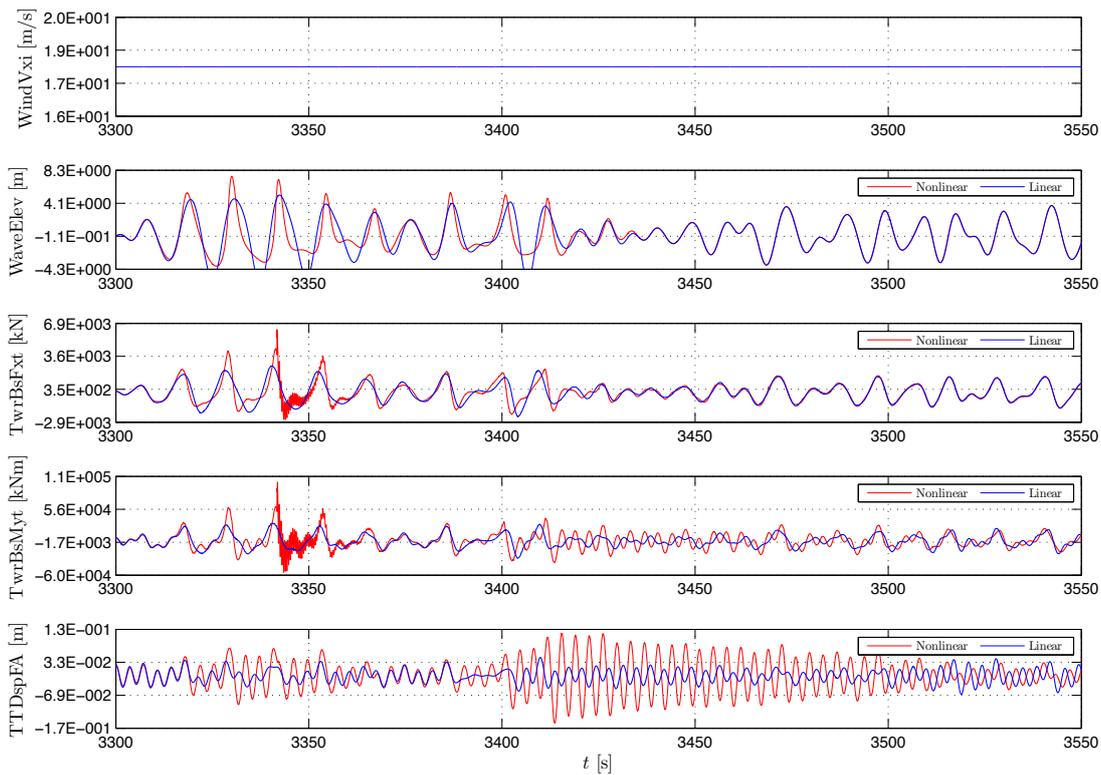


(a) Turbina parcheggiata

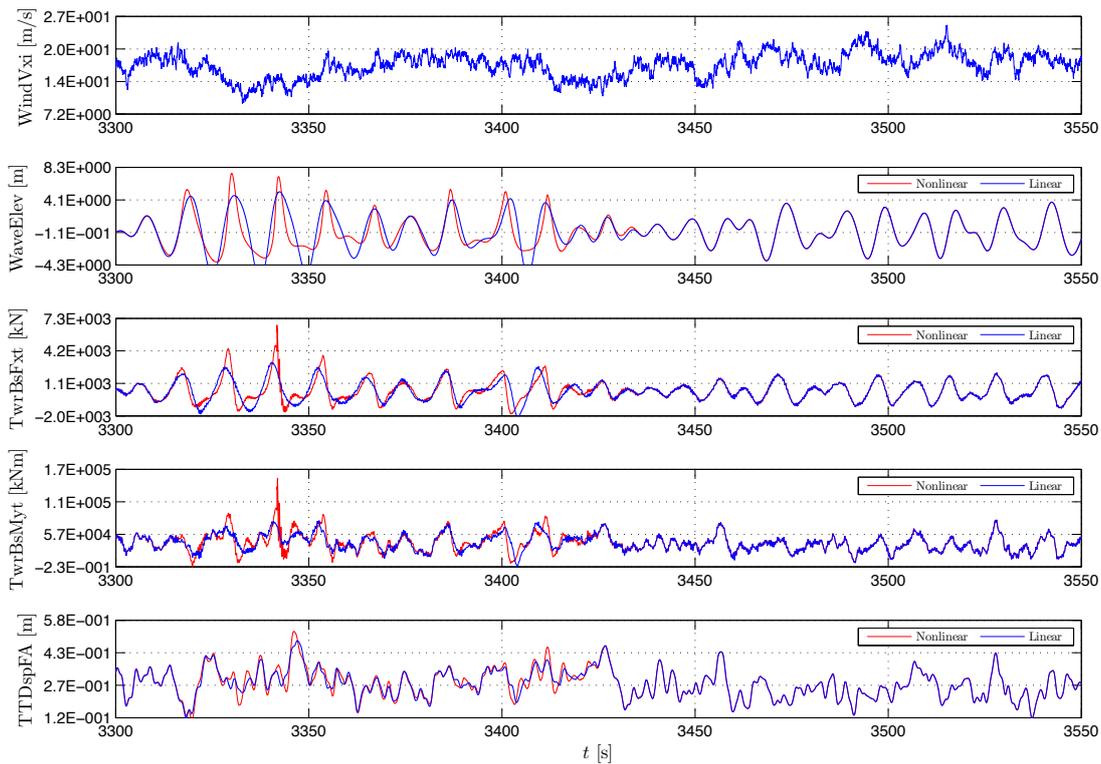


(b) Turbina in produzione di energia

Figura 3. Serie temporali di (dall'alto al basso) componente orizzontale della velocità del vento (WindWxi), altezza d'onda (WaveElev), forza di taglio alla base della torre (TwrBsFxt), momento flettente alla base della torre (TwrBsMyt) e spostamento della sommità della torre nella direzione media del vento (TTDispFA) associati con idrodinamica lineare (blu) e completamente non lineare (rosso). Dettaglio dell'evento 4 di 6.

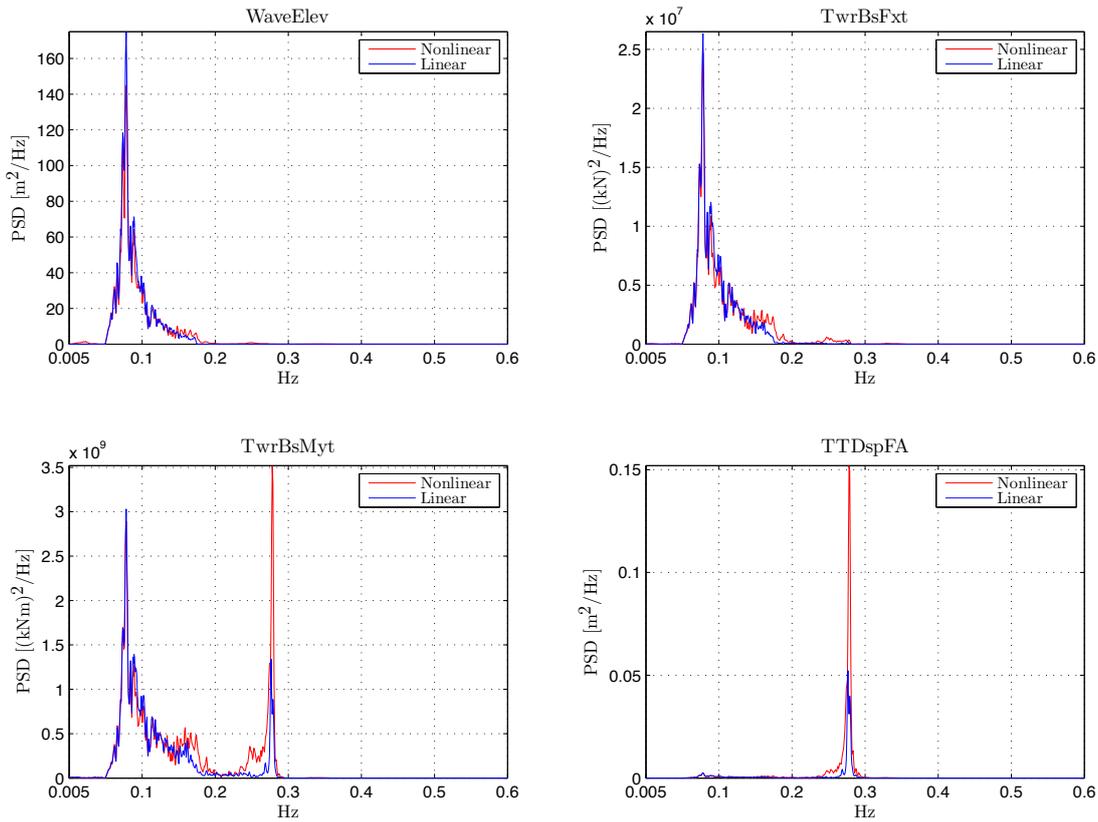


(a) Turbina parcheggiata

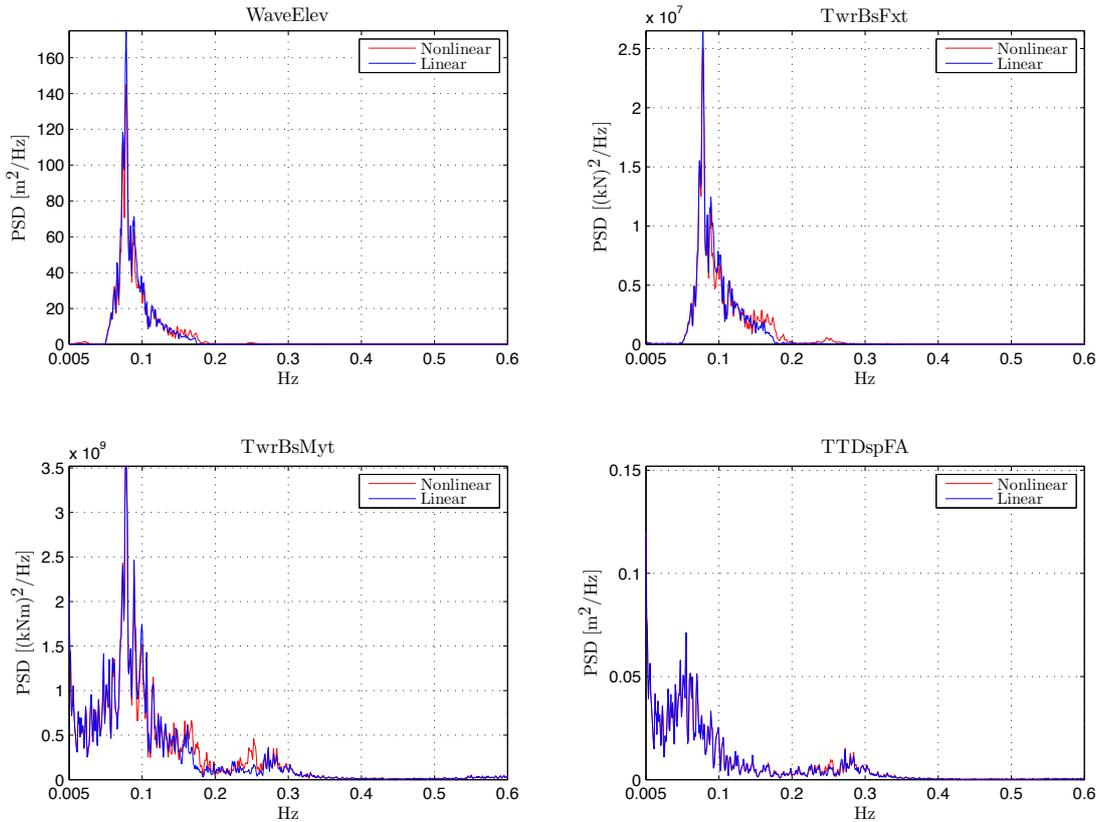


(b) Turbina in produzione di energia

Figura 4. Serie temporali di (dall'alto al basso) componente orizzontale della velocità del vento (WindVxi), altezza d'onda (WaveElev), forza di taglio alla base della torre (TwrBsFxt), momento flettente alla base della torre (TwrBsMyt) e spostamento della sommità della torre nella direzione media del vento (TTDispFA) associati con idrodinamica lineare (blu) e completamente non lineare (rosso). Dettaglio dell'evento 6 di 6.



(a) Turbina parcheggiata



(b) Turbina in produzione di energia

Figura 5. Densità spettrale di potenza di altezza d'onda (WaveElev), forza di taglio alla base della torre (TwrBsFxt), momento flettente alla base della torre (TwrBsMyt) e spostamento della sommità della torre nella direzione media del vento (TTDispFA) associati con idrodinamica lineare (blu) e completamente non lineare (rosso).

6 BIBLIOGRAFIA

- P. Agarwal, L. Manuel (2011). Incorporating irregular nonlinear waves in coupled simulation and reliability studies of offshore wind turbines, *Applied Ocean Research*, Vol. 33 (3), pp. 215-227.
- C. Brebbia, J. Dominguez (1998). *Boundary Elements, An Introductory Course*, WIT Press, Boston, Southampton.
- J. R. Chaplin, R. C. T. Rainey, R. W. Yemm (1997). Ringing of a vertical cylinder in waves, *City*, pp. 119-147.
- D. Dommermuth (2000). The initialization of nonlinear waves using an adjustment scheme, *Wave Motion*, Vol. 32, pp. 307-317.
- J. Grue, M. Huseby (2003). Higher-harmonic wave forces and ringing of vertical cylinders, *Applied Ocean Research*, Vol. 24 (2002), pp. 203-214.
- J. Jonkman (2009). FAST Theory Manual, *Tech. Rep.*, NREL/TP-500-32449. Golden, CO: National Renewable Energy Laboratory (to be published).
- J. Jonkman, S. Butterfield, W. Musial, G. Scott (2009) Definition of a 5-MW Reference Wind Turbine for Offshore System Development, *Tech. Rep.*, NREL.
- B.J. Jonkman, L. Kilcher (2012). TurbSim User's Guide: Version 1.06.00, *Tech. Rep.*, NREL.
- J. M. Jonkman, L. B. J. Marshall (2005). FAST User's Guide, *Tech. Rep.*, NREL.
- C. Kooijman, H.J.T. and Lindenburg, D. Winkelaar, E. van der Hooft (2003). DOWEC 6 MWPRE-DESIGN Aero-elastic modelling of the DOWEC 6 MWpre-design in PHATAS, *Tech. Rep.*, DOWEC-F1W2-HJK-01-046/9 public version.
- E. Marino (2011). An Integrated Nonlinear Wind-Waves Model for Offshore Wind Turbines, FUP, Firenze University Press.
- E. Marino, C. Borri, U. Peil (2011a). A fully nonlinear wave model to account for breaking wave impact loads on offshore wind turbines, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 99, pp. 483-490.
- E. Marino, C. Borri, C. Lugni (2011b). Influence of wind-waves energy transfer on the impulsive hydrodynamic loads acting on offshore wind turbines, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 99, pp. 767-775.
- E. Marino, C. Lugni, C. Borri (2013). A novel numerical strategy for the simulation of irregular nonlinear waves and their effects on the dynamic response of offshore wind turbines, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 255, pp. 275-288.
- P.L. Moriarty, P.S. Hansen (2005). Aerodyn Theory Manual, *Tech. Rep.*, NREL.
- J. R. Morison, M. P. O'Brien, J. W. Johnson, S. A. Schaaf (1950). The force exerted by surface wave on piles, *Petroleum Transactions* (American Institute of Mining Engineers), Vol. 189, pp. 149-154.
- R. C. T. Rainey (1989). A new equation for calculating wave loads on offshore structures, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 204, pp. 295-324.
- F. Waisman, K. Gurley, M. Grigoriu, A. Kareem (2002). Non-Gaussian Model for Ringing Phenomena in Offshore Structures, *Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 7, pp. 730-741.
- J. Wienke, H. Oumeraci (2005). Breaking wave impact force on a vertical and inclined slender pile-theoretical and large-scale model investigations, *Coastal Engineering*, Vol. 52 (5), pp. 435-462, ISSN 0378-3839.
- L. C. Wrobel (2002). *The Boundary Element Method, Applications in Thermo-Fluids and Acoustics*, Wiley.

Modelli di travi equivalenti con deformabilità a taglio per l'analisi di edifici alti sottoposti all'azione del vento

Federico Cluni, Massimiliano Gioffrè, Vittorio Gusella

Dipartimento di Ingegneria Civile e Ambientale, Università degli Studi di Perugia, Perugia

SOMMARIO

Nella memoria vengono proposti due modelli di trave equivalente per l'analisi della risposta di edifici alti sotto l'azione del vento. Il primo si basa sulla teoria di Timoshenko con rigidità flessionale e rigidità a taglio in serie; il secondo assume le due rigidità in parallelo. I parametri dei due modelli equivalenti vengono calibrati utilizzando i dati relativi al sistema completo imponendo sia il rispetto di opportuni spostamenti (approccio statico) sia l'equivalenza delle pulsazioni proprie (approccio dinamico). L'accuratezza della risposta dinamica ottenibile con i modelli equivalenti è dimostrata attraverso il confronto con quella del sistema completo nel caso di un edificio alto sottoposto all'azione del vento ricavata da prove sperimentali in galleria. La capacità dei modelli di trave equivalente proposti di descrivere le caratteristiche stocastiche della risposta è confermata in termini di momenti statistici della risposta dinamica fino al quarto ordine.

ABSTRACT

Two equivalent beam models are proposed in order to estimate the dynamic response of tall buildings affected by wind loads. The first model is based on the Timoshenko beam, which assumes bending and shear stiffness to be in series. The second model consider bending and shear stiffness to be in parallel. The parameters of the two equivalent beams are calibrated using the data of a complete structural system and imposing both the value of suitable displacements (static approach) and the value of the first natural frequencies (dynamic approach). The accuracy of the dynamic response obtained with the equivalent beam models is demonstrated by comparison with the full structural system response for the case of a tall building affected by wind loads obtained by experimental test. Furthermore, the ability of the equivalent beam models to describe the random features of dynamic response is assessed by estimating the first four statistical moments.

PAROLE CHIAVE: Modelli equivalenti, trave con deformabilità a taglio, azioni del vento, dinamica.

1. INTRODUZIONE

Negli ultimi anni si è assistito ad un crescente interesse nel progetto e la realizzazione di edifici alti caratterizzati da geometria non regolare. Tali edifici sono molto complessi e i modelli di analisi in grado di tener conto degli effetti dinamici indotti dall'azione del vento possono richiedere un numero di gradi di libertà molto elevato. Inoltre, le esigenze di progettazioni che siano compatibili con il risparmio energetico e la diminuzione dei costi hanno favorito lo sviluppo di tecniche di ottimizzazione strutturale che sono caratterizzate da tempi di calcolo considerevoli dovendo prendere in considerazione la soluzione di molte ipotesi progettuali (Spence & Gioffrè 2011, Spence & Gioffrè 2012). Appare quindi evidente l'importanza di disporre di strumenti che, pur non sacrificando l'accuratezza dei risultati, consentano un risparmio di tempi di calcolo, in modo da poter giungere ad una proposta di soluzione ottima che possa poi essere utilizzata per analisi di dettagli su alcuni aspetti specifici.

Relativamente a questo aspetto, in letteratura sono disponibili diversi lavori che trattano della riduzione di un edificio complesso ad una "trave equivalente". Noor & Andersen (1979) hanno

proposto una procedura valida per strutture reticolari che tiene conto della deformazione a torsione e a taglio; Necib & Sun (1989) hanno proposto un elemento finito di trave che tiene conto del modello di Timoshenko a partire dalle caratteristiche geometriche in una cella tipica della struttura originale che si assume sia realizzata tramite bielle. Il problema per edifici con struttura a telaio è stato anche affrontato da Chajes *et al.* (1993) che determinano le caratteristiche del modello al continuo equivalente per mezzo di un approccio energetico. Se i precedenti modelli considerano essenzialmente un accoppiamento in serie delle rigidità flessionali e a taglio, Dym & Williams (2007) proposero il modello di trave equivalente con accoppiamento in parallelo. Si deve inoltre osservare che questi modelli proposti in letteratura sono stati applicati prevalentemente nel settore dell'ingegneria sismica mentre alquanto limitati risultano i casi di analisi sotto l'azione del vento.

Rimangono quindi aperte varie questioni molto importanti. Dapprima la scelta della “trave equivalente”, vale a dire il modello meccanico più idoneo a descrivere la risposta della struttura sotto l'azione del vento. In secondo luogo si pone il problema della individuazione dei parametri del modello meccanico semplificato che, nel caso dell'azione eolica, assume maggiore difficoltà essendo la risposta caratterizzata da un valore medio (azione statica) e da una componente fluttuante nel tempo (azione dinamica). Infine, ai fini della stima della risposta di picco, occorre verificare la capacità del modello adottato di descrivere la risposta del sistema complesso in termini probabilistici.

Per affrontare le problematiche descritte, nel presente lavoro sono state considerate entrambe le possibilità di accoppiamento fra le due rigidità che caratterizzano il comportamento della trave (flessionale e a taglio): nel primo caso la rigidità flessionale e a taglio sono considerate “in serie”; nel secondo caso “in parallelo”. I parametri che caratterizzano questi due modelli meccanici sono calibrati utilizzando dei criteri di equivalenza formulati sia in campo statico che dinamico. L'applicazione della procedura proposta a un caso di studio ha permesso di valutarne la capacità di descrivere le caratteristiche stocastiche della risposta in campo dinamico.

2. FORMULAZIONE DEI MODELLI EQUIVALENTI

Per la determinazione delle equazioni che governano il problema, si parte dalle ben note equazioni indefinite di equilibrio per la trave:

$$\frac{dM}{dz} = V(z) \quad (1)$$

$$\frac{dV}{dz} = -q(z) \quad (2)$$

dove con M si è indicato il momento, con V il taglio e con q il carico esterno nella sezione ad ascissa z a cui si aggiungono le equazioni di legame:

$$\gamma = \frac{V}{GK} \quad (3)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{M}{EJ} \quad (4)$$

dove φ è la rotazione della sezione, γ lo scorrimento a taglio, EJ la rigidità flessionale e GK la rigidità a taglio.

2.1 Trave equivalente con deformabilità in serie

Si assume che la linea elastica v sia dovuta a due contributi: quello dovuto alla sola deformazione flessionale, v_φ , e quello dovuto alla sola deformazione a taglio, v_γ :

$$v = v_\varphi + v_\gamma \quad (5)$$

dove

$$\varphi = -\frac{dv_{\varphi}}{dz} \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{dv_{\gamma}}{dz} \quad (7)$$

da cui (Timoshenko, 1922):

$$\frac{dv}{dz} = \gamma - \varphi \quad (8)$$

Il modello di trave in cui la linea elastica è definita dall'equazione (8) è la ben nota trave di Timoshenko che verrà indicata nel seguito come tipo TB (*Timoshenko beam*).

Dall'equazione differenziale del quarto ordine:

$$\frac{d^4 v}{dz^4} = \frac{1}{EJ} q \quad (9)$$

si può facilmente determinare che, nel caso di carico q uniforme, la soluzione generale è del tipo:

$$v(z) = C_1 z^3 + C_2 z^2 + C_3 z + C_4 + \frac{1}{24EJ} q z^4 \quad (10)$$

dove i parametri C_1 , C_2 , C_3 e C_4 possono essere determinati con le condizioni al contorno che, nel caso di trave a mensola che verrà utilizzato nel seguito (con incastro nella sezione $z=0$ e lunghezza L) sono:

$$v(0) = 0, \varphi(0) = 0, V(L) = 0, M(L) = 0 \quad (11)$$

Si ottiene quindi:

$$C_1 = -\frac{1}{6EJ} qL, C_2 = -\frac{1}{2GK} q + \frac{1}{4EJ} qL^2, C_3 = \frac{1}{GK} qL, C_4 = 0 \quad (12)$$

Analoghe espressioni possono essere ottenute facilmente sia per $q=0$ che per carico con distribuzione triangolare.

L'estensione al caso dinamico si può ottenere utilizzando il principio di D'Alembert, in cui viene utilizzato il carico equivalente:

$$q = -\mu \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (13)$$

dove μ è la densità lineare di massa. L'equazione del moto in oscillazioni libere che ne risulta è la seguente:

$$\frac{\partial^4 v}{\partial z^4} + \frac{\mu}{EJ} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{\mu}{GK} \frac{\partial^4 v}{\partial z^2 \partial t^2} = 0 \quad (14)$$

La soluzione è del tipo:

$$v(z,t) = \psi(z) \cos(\omega t + \phi) \quad (15)$$

con:

$$\begin{aligned} \psi(z) &= D_1 \cos(k_2 z) + D_2 \sin(k_2 z) + D_3 \cosh(k_1 z) + D_4 \sinh(k_1 z) \\ k_1 &= \sqrt{-\frac{b}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{b^2 - 4c}}, k_2 = \sqrt{\frac{b}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{b^2 - 4c}}, b = \omega^2 \frac{\mu}{GK}, c = -\omega^2 \frac{\mu}{EJ} \end{aligned} \quad (16)$$

Utilizzando le condizioni al contorno in (11) si possono determinare le costanti D_1, D_2, D_3 e D_4 una volta individuati i valori di ω che consentono soluzioni diverse da quella banale.

2.2 Trave equivalente con deformabilità in parallelo

Si assume (Heidebrecht & Smith, 1973) che il carico q si ripartisca in due quote:

$$q = q_B + q_S \quad (17)$$

La quota q_B è applicata ad una trave con sola rigidezza flessionale la cui linea elastica viene indicata con v_B :

$$\frac{d^4 v_B}{dz^4} = \frac{1}{EJ} q_B \quad (18)$$

La quota q_S è applicata ad una trave con sola rigidezza a taglio la cui linea elastica viene indicata con v_S e:

$$\frac{d^2 v_S}{dz^2} = -\frac{1}{GK} q_S \quad (19)$$

Imponendo la congruenza degli spostamenti delle due travi, $v_B = v_S = v$, si ottiene:

$$EJ \frac{d^4 v}{dz^4} - GK \frac{d^2 v}{dz^2} = q \quad (20)$$

Questo modello di trave, che si può pensare derivante dall'accoppiamento di due travi, una con sola deformabilità flessionale ed una con sola deformabilità a taglio, sarà nel seguito indicata come tipo CTB, *Coupled two-beam* (Dym & Williams, 2007).

La soluzione generale è data dalla:

$$v(z) = C_1 + C_2 z + C_3 \cosh\left(\alpha \frac{z}{L}\right) + C_4 \sinh\left(\alpha \frac{z}{L}\right) - \frac{1}{2GK} q z^2 \quad (21)$$

dove si è posto:

$$\alpha^2 = \frac{L^2 GK}{EJ} \quad (22)$$

Anche in questo caso si determinano i parametri C_1, C_2, C_3 e C_4 attraverso le condizioni al contorno in (11) che danno, nel caso di carico q uniforme,

$$C_1 = -\frac{(\alpha \sinh \alpha - \cosh \alpha + 1)qGKL^4 + \alpha^2 \cosh \alpha qEJL^2}{(\alpha^2 \cosh \alpha - \alpha^2)GK^2 L^2 + \alpha^4 EJGK}, C_2 = -\frac{(\sinh \alpha - \alpha \cosh \alpha)qGKL^3 - \alpha^2 \sinh \alpha qEJL}{(\alpha \cosh \alpha - \alpha)GK^2 L^2 + \alpha^3 EJGK} \quad (23)$$

$$C_3 = \frac{(\alpha \sinh \alpha - \cosh \alpha + 1)qGKL^4 + \alpha^2 \cosh \alpha qEJL^2}{(\alpha^2 \cosh \alpha - \alpha^2)GK^2 L^2 + \alpha^4 EJGK}, C_4 = \frac{(\sinh \alpha - \alpha \cosh \alpha)qGKL^4 - \alpha^2 \sinh \alpha qEJL^2}{(\alpha^2 \cosh \alpha - \alpha^2)GK^2 L^2 + \alpha^4 EJGK}$$

Derivando la linea elastica v si ottengono quindi le caratteristiche della sollecitazione:

$$V(z) = -EJ \frac{d^3 v}{dz^3} + GK \frac{dv}{dz} \quad (24)$$

$$M(z) = -EJ \frac{d^2 v}{dz^2} + M_S(0) + GK [v(z) - v(0)] \quad (25)$$

Analoghe espressioni possono essere ottenute facilmente sia per $q=0$ che per carico con distribuzione triangolare.

L'equazione del moto in oscillazioni libere per questo modello di trave è la seguente:

$$EJ \frac{\partial^4 v}{\partial z^4} - GK \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0 \quad (26)$$

La soluzione è del tipo:

$$v(z, t) = \psi(z) \cos(\omega t + \phi) \quad (27)$$

con:

$$\psi(z) = D_1 \cos(k_2 z) + D_2 \sin(k_2 z) + D_3 \cosh(k_1 z) + D_4 \sinh(k_1 z) \quad (28)$$

$$k_1 = \sqrt{-\frac{b}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{b^2 - 4c}}, k_2 = \sqrt{\frac{b}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{b^2 - 4c}}, b = -\frac{GK}{EJ}, c = -\omega^2 \frac{\mu}{EJ}$$

Utilizzando le condizioni al contorno in (11) si possono determinare le costanti D_1, D_2, D_3 e D_4 una volta individuati i valori di ω che consentono soluzioni diverse da quella banale.

2.3 Rapporti fra le frequenze proprie

Il parametro α^2 introdotto con l'Eq. 22 tiene conto dei contributi delle rigidità a flessione e a taglio in modo diverso per i due modelli (serie parallelo): nel caso della trave tipo TB per $\alpha^2 \rightarrow \infty$ si ottiene il modello di Eulero-Bernoulli (con sola deformabilità flessionale), mentre per $\alpha^2 \rightarrow 0$ si ottiene una trave con sola deformabilità a taglio. Nel caso della trave tipo CTB per $\alpha^2 \rightarrow \infty$ si ottiene un modello con sola deformabilità a taglio, mentre per $\alpha^2 \rightarrow 0$ si ottiene il modello di Eulero-Bernoulli. L'andamento del rapporto fra le prime quattro pulsazioni nel caso dei due modelli è riportato in Fig. 1.

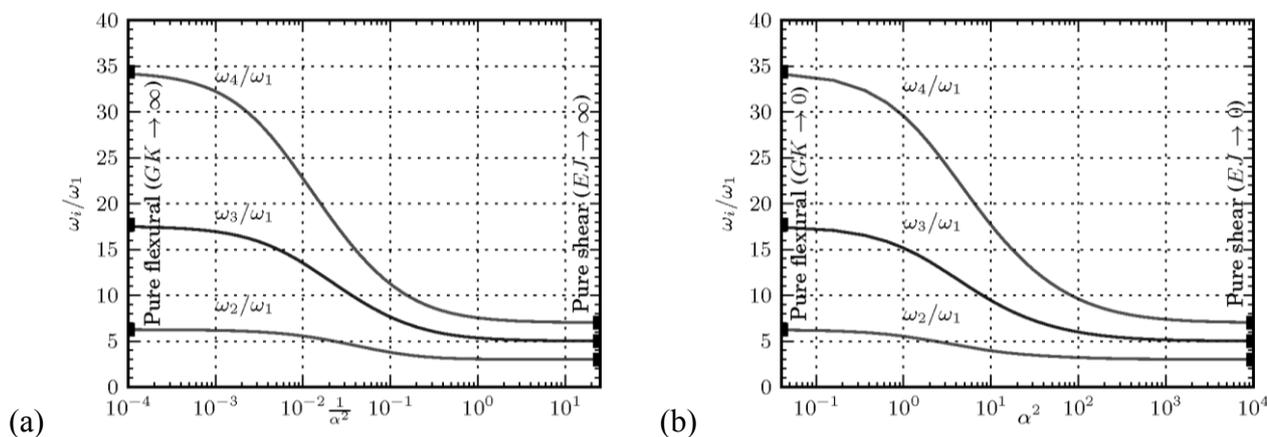


Figura 1. Andamento del rapporto fra le prime quattro frequenze per modellazione tipo TB (a) e tipo CTB (b)

3. MODELLO F.E.M. DEL CASO-STUDIO E CALIBRAZIONE DEI PARAMETRI

I parametri della trave equivalente dei tipi TB e CTB sono stati calibrati utilizzando un caso-studio costituito da un edificio di forma prismatica a sezione quadrata di lato 30.1 m ed altezza di 179.4 m, con 46 piani e altezza di interpiano costante. Il sistema strutturale è costituito da 8 telai verticali piani nelle due direzioni ortogonali, con sistema di controventamento disposto in corrispondenza dei telai perimetrali. Il materiale è acciaio strutturale S235 con modulo di Young $E = 210\,000\text{ N/mm}^2$. Le colonne sono realizzate con sezione HD400x463 (con l'asse forte in direzione x , Fig. 2), le travi hanno sezione IPE360 e il sistema di controventamento è realizzato con sezioni tubolari quadrate di lato 400 mm e spessore 5 mm. La massa totale è di circa 28.000 tonnellate.

I parametri dinamici e la risposta sotto l'azione del vento sono stati determinati mediante un modello ad elementi finiti costituito da 3054 nodi e 8160 elementi trave; si è supposto per tutti i piani il vincolo di piano rigido. Dei nodi speciali sono stati utilizzati per assegnare la massa ai 46 livelli. Il modello è illustrato in Fig. 2. Tale modello sarà nel seguito indicato come modello completo in quanto tiene conto di tutti gli elementi strutturali (colonne, travi, controventi) effettivamente presenti.

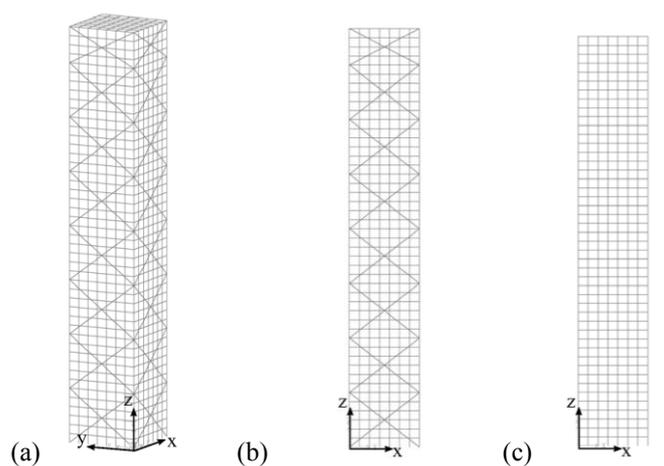


Figura 2. Modello agli elementi finiti dell'edificio: (a)vista 3D, (b) telaio-tipo perimetrale e (c)telaio-tipo interno

Le frequenze relative ai primi tre modi traslazionali nella direzione x sono riportati in Tab. 1 insieme ai rapporti tra le frequenze.

Tabella 1. Frequenze proprie dell'edificio caso-studio (modello completo).

Modo i	Frequenza f_i (Hz)	Rapporto f_i/f_1
1	0.224	1.00
2	0.892	3.98
3	1.723	7.69

Dal confronto di questi valori con i grafici di Fig. 1 è interessante notare che il rapporto fra le frequenze è tale che non si possa usare né una trave con comportamento puramente flessionale, né una trave con comportamento esclusivamente a taglio, bensì è necessario considerare un contributo delle due rigidità. Infatti nel caso di trave equivalente di tipo TB si ha un valore di α^2 di circa 12 mentre nel caso di trave equivalente tipo CTB il valore di α^2 che si ottiene è di circa 10.

3.1 Calibrazione dei parametri

Per la calibrazione dei parametri si è scelto di prendere come riferimento sia gli spostamenti statici in alcuni punti notevoli per schemi di carico tipici, in modo da avere una buona modellazione della componente di background dell'azione del vento, sia le frequenze proprie dei primi modi di vibrare, in modo da modellare adeguatamente la componente risonante.

In particolare si sono utilizzati tre criteri di calibrazione, tutti basati sulla scelta dei parametri di rigidità flessionale, EJ , di rigidità a taglio, GK , e di massa distribuita, μ , che minimizzano una opportuna funzione obiettivo. Senza perdere di generalità, per lo studio presentato in questo lavoro si è deciso di mantenere costanti le caratteristiche della sezione: la calibrazione quindi è effettivamente avvenuta sui valori di E e G e μ .

- il primo criterio è basato sulla calibrazione degli spostamenti in corrispondenza dell'estremo libero, $v(L)$, sotto carico uniforme e delle prime due pulsazioni, ω_1 e ω_2 .

$$f(E, G, \mu) = (\omega_1^{EQ} - \omega_1^{FEM})^2 + (\omega_2^{EQ} - \omega_2^{FEM})^2 + (v^{EQ}(L) - v^{FEM}(L))^2 \quad (29)$$

dove si sono indicate con apice EQ le quantità determinate mediante la trave equivalente e con FEM le quantità determinate attraverso il modello completo agli elementi finiti.

- il secondo criterio è basato sulla calibrazione degli spostamenti dell'estremo libero, $v(L)$, e in mezzzeria, $v(L/2)$, sotto carico uniforme e della prima pulsazione, ω_1 .

$$f(E, G, \mu) = (\omega_1^{EQ} - \omega_1^{FEM})^2 + (v^{EQ}(L) - v^{FEM}(L))^2 + (v^{EQ}(L/2) - v^{FEM}(L/2))^2 \quad (30)$$

- il terzo criterio è basato sulla calibrazione degli spostamenti dell'estremo libero, $v'(L)$, sotto carico triangolare e delle prime due pulsazioni, ω_1 e ω_2 .

$$f(E, G, \mu) = (\omega_1^{EQ} - \omega_1^{FEM})^2 + (\omega_2^{EQ} - \omega_2^{FEM})^2 + (v'^{EQ}(L) - v'^{FEM}(L))^2 \quad (31)$$

I valori di E , G e μ che si ottengono minimizzando le funzioni in (29), (30), (31) sono riportati in Tab. 2 per la trave equivalente del tipo TB e in Tab. 3 per la trave equivalente del tipo CTB.

Tabella 2. Parametri della trave equivalente tipo TB

Criterio	E (kN/m ²)	G (kN/m ²)	μ	α^2
#1	525447	16264	0.176	13.20
#2	534883	15370	0.175	12.25
#3	527187	16318	0.176	13.20

Tabella 3. Parametri della trave equivalente tipo CTB

Criterio	E (kN/m ²)	G (kN/m ²)	μ	α^2
#1	93086	2058	0.169	9.42
#2	123354	1812	0.173	6.26
#3	93654	2070	0.170	9.42

Nel caso della trave equivalente tipo TB i parametri hanno delle variazioni contenute, con oscillazioni rispetto al valore medio dei tre casi inferiori al 3%. Invece, nel caso della trave

equivalente tipo CTB i parametri sono più dispersi con oscillazioni di E rispetto alla media del 15%: questo può essere dovuto al particolare accoppiamento delle travi con deformabilità flessionale e a taglio in parallelo.

Dato che nelle pratiche applicazioni i valori utilizzati nella progettazione riguardano spostamenti e accelerazioni degli ultimi piani degli edifici alti, nelle analisi che seguono si utilizzeranno le travi equivalenti con i parametri medi del primo e del terzo criterio (Tab. 4).

Tabella 4. Parametri delle travi equivalenti

Tipo	E (kN/m ²)	G (kN/m ²)	μ	α^2
TB	526317	16291	0.176	13.20
CTB	93370	2064	0.170	9.42

La Fig. 3 presenta il confronto delle prime tre forme modali del modello completo con quelle ottenute con le travi equivalenti utilizzando i parametri in Tab. 4 (in tutti i casi le forme modali sono state normalizzate rispetto alla massa).

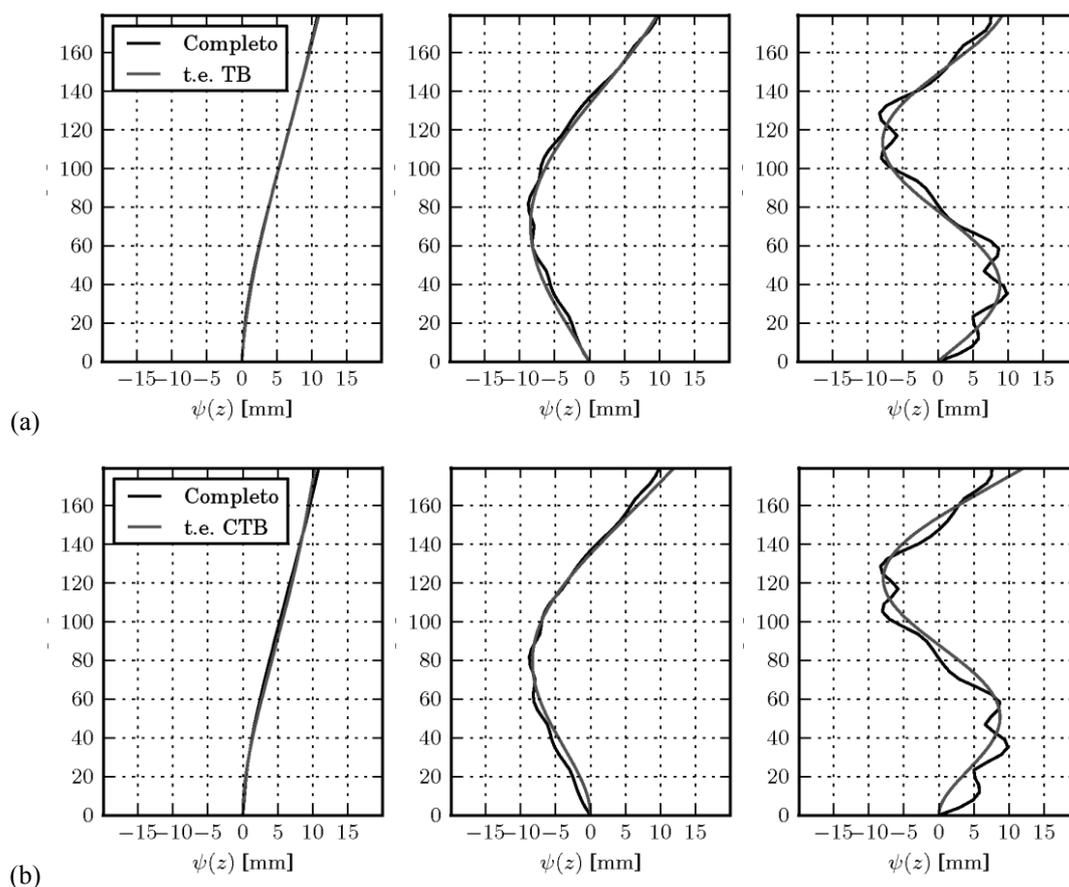


Figura 3. Confronto delle prime tre forme modali del modello completo con il modello a trave equivalente tipo TB (a) e tipo CTB (b).

4. RISPOSTA SOTTO L'AZIONE DEL VENTO

La capacità dei modelli ridotti di descrivere la risposta dinamica di edifici alti sottoposti all'azione del vento è stata verificata utilizzando, in termini di storie di pressione, i risultati di prove sperimentali in galleria del vento su un modello rigido in scala dell'edificio considerato in questo studio.

4.1 Modello in galleria del vento

Il modello utilizzato in galleria (Cluni *et al.*, 2011) ha forma prismatica con sezione quadrata di lato 103 mm; l'altezza complessiva è pari a 610 mm. Le forze sono state stimate dalle pressioni rilevate attraverso 216 prese uniformemente distribuite sulle quattro facce laterali del modello acquisite contemporaneamente mediante la tecnica SMPSS (Synchronous Multi-Pressure Sensing System). Ciascuna storia acquisita ha durata di 30 s ed è stata campionata a 250 Hz.

Il modello è stato sottoposto a vento incidente con diversi angoli di attacco, da 0° a 90° con incrementi di 10° aggiungendo la direzione a 45°. La velocità del vento in galleria è stata di circa 20 m/s, con una intensità di turbolenza longitudinale del 4% alla quota dell'ultimo livello e una lunghezza di rugosità pari a 0.0022 m. Il profilo del vento è descritto con una legge di potenza con coefficiente α pari a 0.16.

I corrispondenti parametri riferiti alla scala prototipo sono riportati in Tab. 5.

Tabella 5. Parametri caratterizzanti le prove sperimentali

	Modello in galleria	Prototipo
Lato sezione	$L_m = 103 \text{ m}$	$L_p = 30.1 \text{ m}$
Altezza	$H_m = 610 \text{ mm}$	$H_p = 179.4 \text{ m}$
Scala delle lunghezze		$\lambda_L = L_p/L_m = 294$
Velocità in testa	$V_m = 19.6 \text{ m/s}$	$V_p = V_{ref,10} (H_p/10)^\alpha = 42.85 \text{ m/s}$
Scala delle velocità		$\lambda_V = V_p/V_m = 2.19$
Valore forzanti	F_m	$F_p = \lambda_L^2 \lambda_V^2 F_m$
Intervallo di tempo	$\Delta t_m = 0.004 \text{ s}$	$\Delta t_p = \lambda_L/\lambda_V \Delta t_m = 0.54 \text{ s}$

4.2 Modellazione numerica e risultati

Per l'analisi della risposta dinamica della trave equivalente sottoposta all'azione del vento si è fatto ricorso all'approccio degli elementi finiti, utilizzando elementi in grado di descrivere il comportamento tipo TB oppure tipo CTB. In particolare, il modello numerico della trave equivalente è stato realizzato con 9 nodi e 8 elementi come riportato in Fig. 4.

Le misure di pressione sperimentali sono state integrate in modo da avere le storie temporali delle forzanti applicate in corrispondenza dei nodi del modello di trave equivalente. Per ottenere le forzanti su ciascuno dei 46 livelli del modello completo si è proceduto con una interpolazione lineare dei dati di galleria disponibili. La risposta dinamica dei modelli di trave equivalente è stata determinata nel dominio del tempo con il metodo di Newmark. La risposta dinamica del modello completo è stata determinata mediante sovrapposizione modale considerando i primi sei modi di vibrare (per un fattore di massa partecipante complessivo di oltre il 99%) e integrando le equazioni disaccoppiate con il metodo di Newmark.

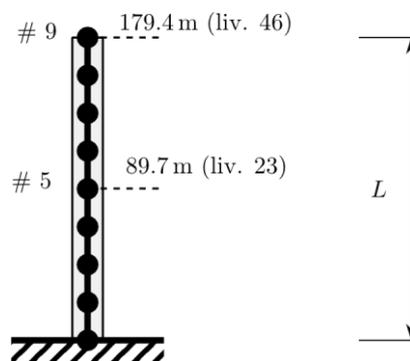


Figura 4. Modello agli elementi finiti della trave equivalente tipo TB e CTB

Le Fig. 5 e 6 riportano le storie temporali degli spostamenti a metà dell'edificio, $v(L/2)$, e in sommità, $v(L)$, (nodi 5 e 9 per i modelli della trave equivalente e livelli 23 e 46 per il modello dell'edificio completo nel baricentro delle masse di piano). In particolare la Fig. 5 mostra i risultati

dovuti all'azione longitudinale e la Fig. 6 quelli dovuti all'azione trasversale del vento incidente, entrambi per angolo di attacco pari a 0° .

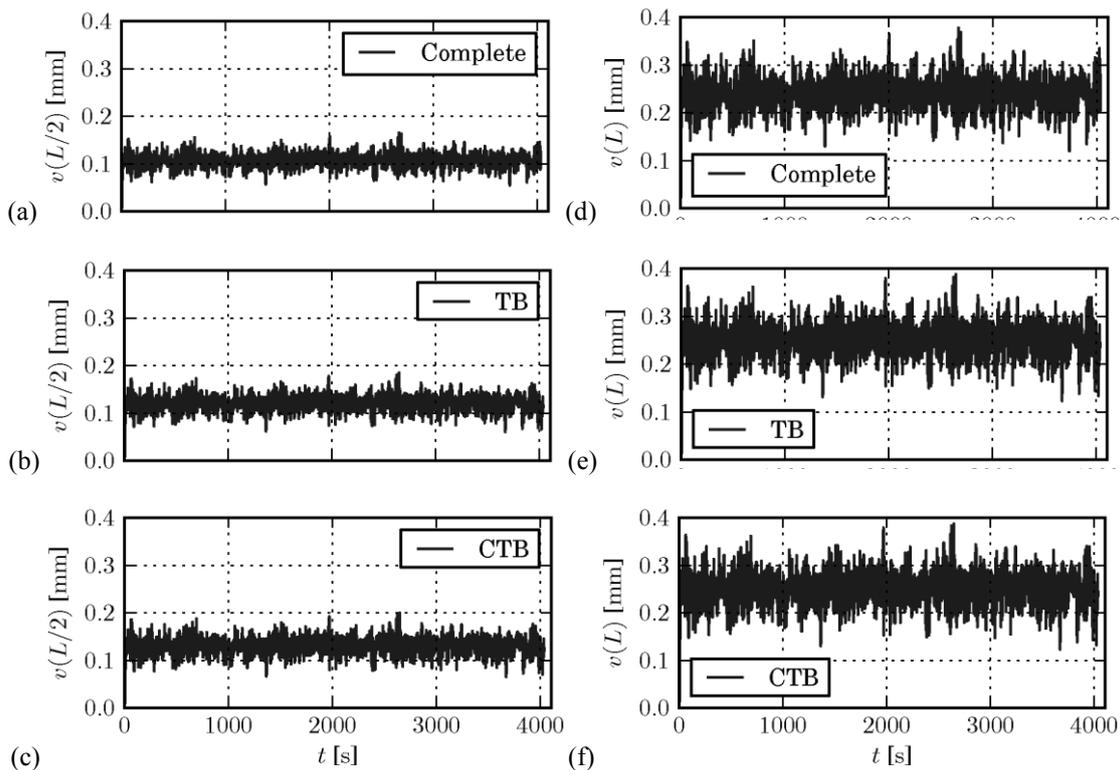


Figura 5. Confronti fra gli spostamenti $v(L/2)$ (a-c) e $v(L)$ (d-f) del modello completo e delle travi equivalenti tipo TB e CTB per azione longitudinale.

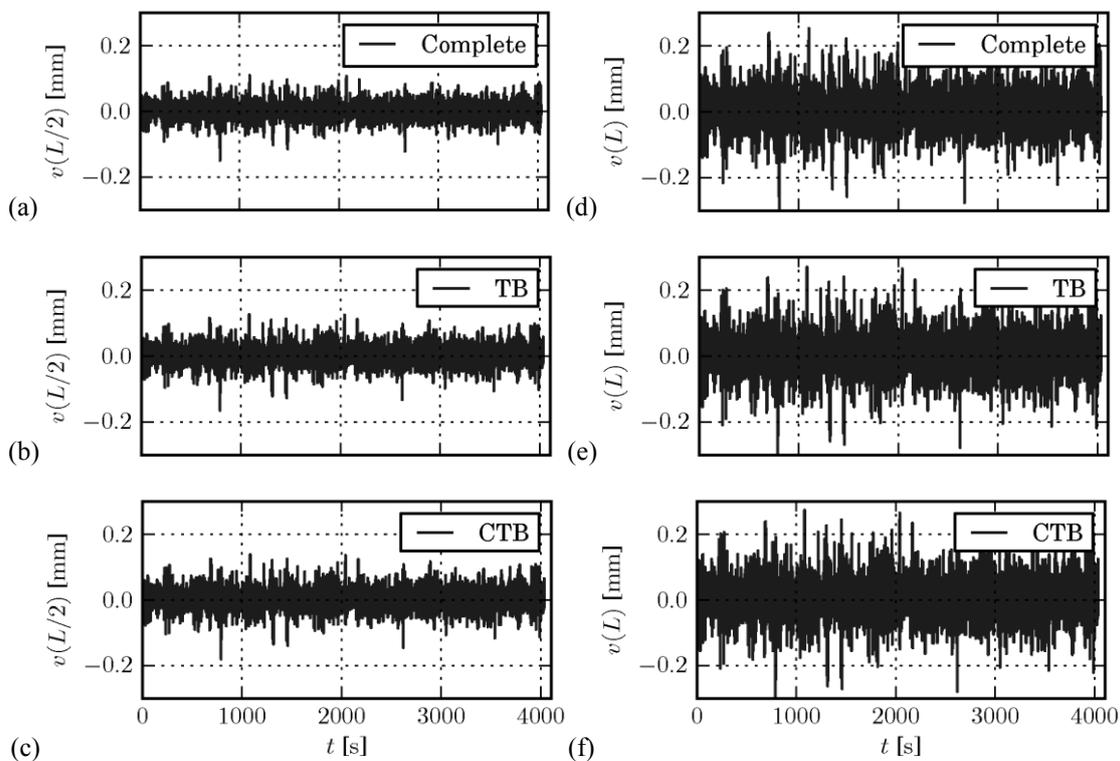


Figura 6. Confronti fra gli spostamenti $v(L/2)$ (a-c) e $v(L)$ (d-f) del modello completo e delle travi equivalenti tipo TB e CTB per azione trasversale.

Il confronto dei risultati ottenuti con i modelli proposti è stata condotta anche in termini probabilistici. In Fig. 7 si riportano le densità di probabilità stimate per la distribuzione degli spostamenti $v(L)$ per la trave equivalente tipo TB corrispondente all'azione longitudinale e trasversale.

Sono stati stimati anche i primi quattro momenti statistici (media, deviazione standard, skewness e kurtosis). I risultati ottenuti sono riportati in Tab. 6 per l'azione longitudinale e in Tab. 7 per l'azione trasversale del vento. Analisi di questo tipo sono utili sia per la caratterizzazione della risposta che per la stima della risposta di picco (Gusella *et al.* 2000, Giofrè *et al.*, 2000, Antonini *et al.* 2002, Giofrè & Gusella, 2007.).

Tabella 6. Momenti statistici degli spostamenti dovuti all'azione longitudinale del vento.

	Spostamento $v(L/2)$			Spostamento sta $v(L)$		
	Modello completo	Trave equiv. TB	Trave equiv. CTB	Modello completo	Trave equiv. TB	Trave equiv. CTB
Media	68.56	77.09	83.32	153.76	160.48	160.27
Dev. standard	8.89	10.03	10.91	20.22	21.12	21.19
Coeff. Variaz.	0.130	0.130	0.131	0.131	0.132	0.132
Skewness	-0.316	-0.323	-0.313	-0.267	-0.280	-0.272
Kurtosis	2.08	2.03	1.98	2.08	2.03	2.01

Tabella 7. Momenti statistici degli spostamenti dovuti all'azione trasversale del vento.

	Spostamento $v(L/2)$			Spostamento $v(L)$		
	Modello completo	Trave equiv. TB	Trave equiv. CTB	Modello completo	Trave equiv. TB	Trave equiv. CTB
Dev. standard	17.76	19.99	21.90	39.99	41.71	42.02
Skewness	-0.037	-0.026	-0.028	-0.035	-0.024	-0.025
Kurtosis	0.74	0.73	0.74	0.82	0.79	0.80

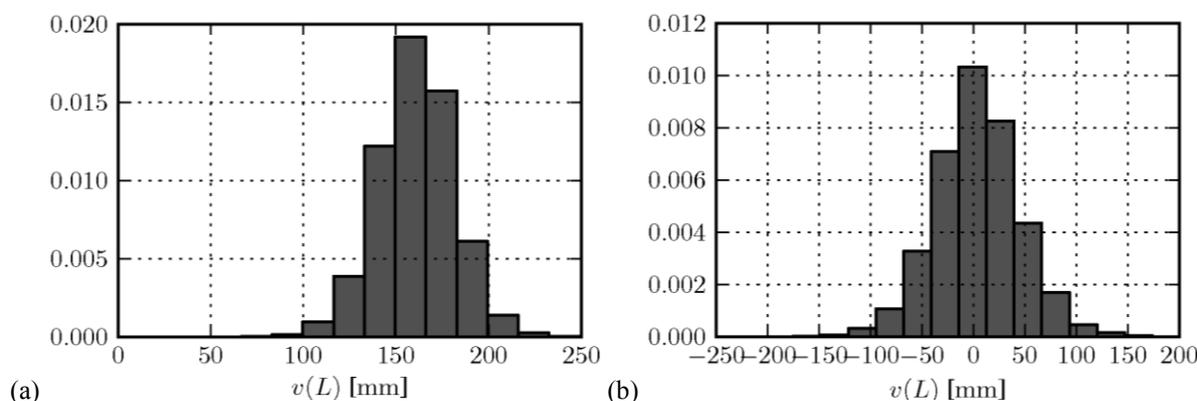


Figura 7. Densità di probabilità stimata per gli spostamenti in cima, $v(L)$, nella trave equivalente tipo TB per azione longitudinale (a) e trasversale (b).

5. CONCLUSIONI

Sono stati proposti due modelli di “trave equivalente” per la stima della risposta dinamica di edifici alti sottoposti all'azione del vento. I due modelli si distinguono sull'ipotesi relativa alla rigidità elastica globale: nel primo caso si è assunto un comportamento in serie della rigidità flessionale e di quella a taglio, nel secondo caso le due rigidità sono state considerate in parallelo. La scelta dei parametri dei modelli equivalente è stata guidata da una procedura di minimizzazione della distanza dal modello completo di riferimento sia in campo statico (confronto in termini di spostamenti in punti caratteristici con diversi schemi di carico) sia in campo dinamico (confronto in termini di frequenze proprie). Il caso studio utilizzato per i confronti fra i modelli di trave equivalente e il

modello numerico completo è un edificio alto di forma prismatica e rapporti dimensionali 1:1:6. I risultati ottenuti nel caso proposto sono soddisfacenti sia in termini di forme modali che in termini di caratteristiche aleatorie della risposta dinamica dovuta all'azione del vento valutata con i primi quattro momenti statistici. E' da notare che, nel caso esaminato, i risultati ottenuti con i due modelli di trave equivalente sono molto simili. Questo risultato è in linea con i criteri scelti per la calibrazione dei parametri. Risultati diversi sono prevedibili nel caso di edifici più complessi sia per geometria che per caratteristiche meccaniche dove è richiesto un numero di parametri più elevato per la descrizione accurata della risposta. La ricerca su questi temi prevede una prima estensione del metodo proposto ad edifici irregolari in campo tridimensionale con l'introduzione della rigidità torsionale.

6. BIBLIOGRAFIA

- Antonini A., Giofrè M., Gusella V. (2002). Geometrically nonlinear cantilever under stochastic loading vectors, *Nonlinear Dynamics*, 28 (1), pp. 83–102
- Chajes, M.J., Zhang, L., Kirby, J.T., Perrier, V. (1996). Dynamic Analysis of Tall Building Using Reduced-Order Continuum Model, *Journal of Structural Engineering*, 122(11), pp. 1284–1291
- Cluni, F., Gusella, V., Spence, S.M.J., Bartoli, G. (2011). Wind action on regular and irregular tall buildings: Higher order moment statistical analysis by HFFB and SMPSS measurements, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 99(6-7), pp. 682–690
- Dym, C. L., Williams, H. E. (2007). Estimating Fundamental Frequencies of Tall Buildings, *Journal of Structural Engineering* 133, pp. 1479–1483
- Giofrè M., Grigoriu M., Kasperski M., Simiu E. (2000). Wind-induced peak bending moments in low-rise building frames, *Journal of Engineering Mechanics* 126(8), pp. 879–881.
- Giofrè M., Gusella V. (2007) (a). Peak response of a nonlinear beam. *Journal of Engineering Mechanics* 133(9), pp. 963–969.
- Giofrè M., Gusella V. (2007) (b). Numerical analysis of structural systems subjected to non-Gaussian random fields. *Meccanica* 37(1-2), pp. 115–128.
- Gusella V. , Materazzi A.L. (2000). Non-Gaussian along-wind response analysis in time and frequency domains , *Engineering Structures*, 2(1), pp. 49–57.
- Heidebrecht, A. C., Smith, B. S. (1973). Approximate analysis of tall wall-frame structures, *Journal of the Structural Division (ASCE)* 99, pp. 199–221
- Necib, B., Sun, C.T. (1989). Analysis of truss beams using a high order Timoshenko beam finite element, *Journal of Sound and Vibration* 130(1), pp. 149–159
- Noor, A.K., Andersen, C.M. (1979). Analysis of beam-like lattices trusses, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 20, pp. 53–70.
- Spence, S.M.J., Giofrè, M. (2011) Efficient algorithms for the reliability optimization of tall buildings, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 99(6-7), pp. 691-699.
- Spence, S.M.J., Giofrè, M. (2102) Large scale reliability-based design optimization of wind excited tall buildings, *Probabilistic Engineering Mechanics*, 28, pp. 206-215.
- Timoshenko, S. P., (1922). On the transverse vibrations of bars of uniform cross-section, *Philosophical Magazine* 43, p. 125

Comportamento aeroelastico di un prisma rettangolare 3:2

Claudio Mannini ^a, Antonino M. Marra ^a, Gianni Bartoli ^a

^a CRIACIV/Dipartimento di Ingegneria Civile e Ambientale, Università degli Studi di Firenze

SOMMARIO

Nel lavoro si riportano alcuni risultati di prove statiche e dinamiche condotte in galleria del vento su un prisma rettangolare allungato con un rapporto tra i lati 3:2, con il lato corto trasversale al flusso. Un significativo valore negativo del parametro di stabilità al galoppo, ricavato dai risultati delle prove statiche, ha evidenziato che la velocità critica di galoppo quasi-stazionario può essere vicina o addirittura inferiore a quella di sincronizzazione per distacco di vortici, per i valori del numero di Scruton che possono riscontrarsi in molte strutture di interesse pratico. La sezione è risultata molto instabile in quanto, a causa dell'interazione tra il galoppo e la risonanza con il distacco di vortici, sono state osservate notevoli oscillazioni verticali, anche a basse velocità ridotte e ad alti valori del numero di Scruton. È stato possibile separare i due fenomeni per un rapporto tra la velocità critica di galoppo e quella di sincronizzazione per distacco di vortici intorno a 7. Tale limite risulta molto sottostimato sia dalla normativa europea che dalle istruzioni CNR-DT 207/2008. Significative discrepanze con le suddette normative sono emerse anche riguardo al numero di Strouhal e al parametro di stabilità al galoppo, i cui valori non sembrano a vantaggio di sicurezza per fini progettuali.

ABSTRACT

This paper reports some results of static and dynamic wind tunnel tests on a rectangular cylinder with a side ratio of 3:2, with the short side transverse to the flow. A significant negative value of the galloping stability parameter, obtained from static tests, showed that the quasi-steady galloping critical wind speed can be close to or even below that of vortex-shedding resonance for values of the Scruton number which can be found in many structures of practical interest. The instability of the section is due to the interaction between vortex-induced vibrations and galloping, and considerably large vertical oscillations were observed, also for low reduced wind speed and high values of the Scruton number. The two phenomena occurred separately only for a ratio of galloping to vortex-shedding resonance wind speed around 7. This limit value of the ratio is strongly underestimated by the Eurocode and the Italian CNR recommendations. Also the values obtained for both the galloping stability parameter and the Strouhal number are not in agreement with those reported in European and Italian recommendations, which do not seem conservative for design purposes.

PAROLE CHIAVE: Interazione tra galoppo e sincronizzazione per distacco di vortici, Prove in galleria del vento, Prisma a sezione rettangolare, Aerodinamica e aeroelasticità dei corpi tozzi.

1. INTRODUZIONE

Per la loro semplicità geometrica le sezioni rettangolari sono state e sono tuttora oggetto di numerosi studi sperimentali e numerici. La loro forma, definita unicamente dal rapporto tra i lati, facilita la comprensione fisica dei fenomeni aeroelastici come la sincronizzazione per distacco di vortici (Lock-in o anche Vortex-Induced Vibration, VIV), il galoppo (galloping) e il flutter. Inoltre, sezioni rettangolari o approssimabili a tali sono spesso utilizzate nelle strutture civili e industriali (edifici, pendini di ponti, etc.).

Il comportamento aeroelastico di prismi a sezione rettangolare non sembra essere ancora del tutto compreso, specialmente per quelle sezioni per cui non si ha riattacco del flusso, ossia caratterizzate da un basso rapporto tra larghezza B ed altezza D . I prismi rettangolari con un retrocorpo significativo e con un rapporto larghezza/altezza della sezione trasversale inferiore al valore critico per riattacco non-stazionario dello strato limite (ossia compresi nell'intervallo $0.75 \leq B/D \leq 3 \div 4$, secondo Parkinson (1965), con B la larghezza, cioè la dimensione nella direzione della corrente, D l'altezza, cioè la dimensione trasversale al flusso) risultano essere molto instabili nei confronti del galoppo. Per queste sezioni il fenomeno di sincronizzazione per distacco di vortici può interagire con il galoppo dando luogo a oscillazioni con ciclo limite che iniziano a velocità del vento relativamente basse (indicativamente alla velocità di sincronizzazione per distacco di vortici) e crescono illimitatamente con la velocità del flusso, come nel caso del galoppo, anche per valori elevati del numero di Scruton.

Negli anni '60 sono state osservate evidenti violazioni della teoria quasi-stazionaria del galoppo (Parkinson & Brooks, 1961; Parkinson & Smith, 1964; Parkinson, 1965; Novak & Davenport, 1970) ma bisogna aspettare le prove su un prisma quadrato in regime turbolento di Parkinson & Sullivan (1979) perché la presenza di tale interazione risulti chiara. Successivamente, il lavoro di Parkinson & Wawzonek (1981) stabiliva che per disaccoppiare i due fenomeni era necessario avere significativi rapporti tra la velocità critica di galoppo, prevista dalla teoria quasi-stazionaria, e la velocità di risonanza con il distacco di vortici. Il fenomeno risultante da questa interferenza non può essere descritto con i modelli usati per il lock-in e il galoppo quando questi non interagiscono. Alla fine degli anni '70 e negli anni '80 furono proposti i primi modelli matematici (Bouclin, 1977; Tamura & Shimada, 1987; Corless & Parkinson, 1988) che accoppiavano un'equazione per l'oscillatore di scia con quella dell'oscillatore della struttura forzata sia dal distacco di vortici che dalla forzante del galoppo quasi-stazionario. Si è cercato quindi di modellare il fenomeno facendo uso di modelli accoppiati a due gradi di libertà come fatto in precedenza per il lock-in (si veda Marra *et al.*, 2011 per una concisa revisione sui modelli proposti per il lock-in).

Inoltre, un altro problema già documentato in letteratura (Novak & Tanaka, 1974; Bearman *et al.*, 1987; Ruscheweyh *et al.*, 1992, 1996; Robertson *et al.*, 2003), riguarda l'estrema suscettibilità alle condizioni di prova (numero di Reynolds, turbolenza del flusso incidente, bloccaggio, etc.) della pendenza del coefficiente di lift di sezioni quadrate e rettangolari in funzione dell'angolo d'attacco in corrispondenza dell'origine. Questo rende poco affidabile la stima della velocità critica di galoppo quasi-stazionario, la cui conoscenza in fase di progettazione è fondamentale per prevenire il collasso strutturale.

Nella galleria del vento del CRIACIV (Centro Interuniversitario di Aerodinamica delle Costruzioni e Ingegneria del Vento) una serie di prove statiche e aeroelastiche su un modello a sezione rettangolare con $B/D = 1.5$ in flusso nominalmente laminare hanno confermato l'interazione tra i suddetti fenomeni aeroelastici e le discrepanze sui parametri di stabilità presenti in letteratura. Le prove sono state inizialmente condotte nell'ambito di una convenzione di ricerca riguardante la risposta sotto vento di un arco metallico di circa 200 m di luce. La flessibilità della struttura, il suo smorzamento ridotto uniti ad una sezione molto tozza, hanno portato all'introduzione di smorzatori a massa accordata per limitarne le oscillazioni.

Il set-up sperimentale è descritto nel paragrafo seguente insieme al programma delle prove condotte. Nei paragrafi successivi vengono presentati e discussi i risultati sperimentali e riportate alcune conclusioni.

2. SET-UP SPERIMENTALE

Le prove sperimentali sono state condotte nella galleria del vento del CRIACIV, rappresentata da un impianto a circuito aperto, con uno sviluppo longitudinale complessivo di circa 22 m e una sezione trasversale di $2.40 \text{ m} \times 1.60 \text{ m}$ in corrispondenza della sezione di prova.

Per l'esecuzione delle prove è stato utilizzato un unico modello sia per la misura dei coefficienti aerodinamici (polari) che per la quantificazione degli effetti causati dal distacco dei vortici e dal galoppo (prove aeroelastiche). La lunghezza longitudinale del modello è $L = 986 \text{ mm}$, la base della sezione trasversale è $B = 115.5 \text{ mm}$ e la sua altezza è $D = 77 \text{ mm}$ (Figure 1 e 2). Per eliminare il più possibile gli effetti di bordo, che comporterebbero condizioni di flusso tridimensionale, il modello è stato confinato lateralmente con due piastre verticali (end plates) di legno compensato, le cui

dimensioni soddisfano le indicazioni ESDU (Cowdrey, 1963; Obasaju, 1979). Per studiare il comportamento aeroelastico della struttura anche a bassi numeri di Scruton è stato necessario realizzare un modello che fosse il più leggero possibile ma, al tempo stesso, rigido flessionalmente affinché risultasse valida l'ipotesi di modello sezione. Si è scelto pertanto di realizzare il modello con un legno che fosse leggero e che permettesse di ottenere spigoli i più affilati possibile. La massa del modello (superfici di legno più tubo di sostegno in carbonio) è risultata pari a 1.730 kg. Il modello è stato equipaggiato con 28 prese di pressione collocate lungo quattro registri longitudinali, in modo da controllare l'andamento delle pressioni in condizioni aeroelastiche.

Sia le prove statiche che quelle dinamiche sono state condotte a bassa turbolenza (intensità di turbolenza inferiore all'1%), su un modello sezione caratterizzato da un rapporto lunghezza-altezza $L/D = 12.7$, in presenza di un coefficiente di bloccaggio (altezza del modello/altezza della camera di prova nella posizione del modello) del 4.8%. Le polari statiche sono state ottenute ad una velocità del vento di $U = 17.6$ m/s corrispondente ad un valore del numero di Reynolds $Re = UD/\nu = 90350$, avendo indicato con ν la viscosità cinematica.

Nelle prove aeroelastiche il modello sezione è stato sospeso su otto molle con rigidità nominale di 5.34 N/mm. La traslazione orizzontale del modello è stata bloccata per mezzo di quattro cavi pretesi. La distanza tra le molle nella direzione del flusso è stata scelta grande abbastanza affinché si avesse un'elevata rigidità torsionale. Per il grado di libertà verticale la frequenza è risultata pari a 14.73 Hz, con un rapporto di smorzamento pari a $\zeta = 0.0016$ ed una massa effettiva del sistema oscillante (modello, massa partecipante delle molle, braccetti di collegamento alle molle, end-plates, etc.) pari a 4.892 kg. Il grado di libertà di rollio (rotazione del modello attorno ad un asse parallelo alla direzione del flusso) è presente ad una frequenza di circa il 20% maggiore rispetto a quella del grado di libertà verticale, quando al modello non venivano aggiunte masse supplementari.

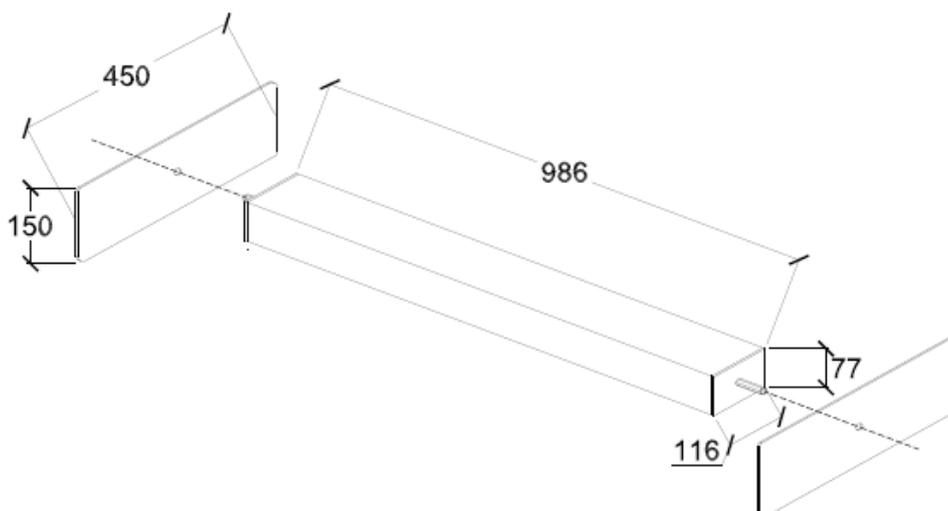


Figura 1. Schema del modello con le piastre laterali di confinamento (end plates).



Figura 2. Modello sezione all'interno della camera di prova della galleria del vento: vista dall'alto (sinistra), vista frontale (destra).

La velocità del flusso è stata rilevata mediante tubi di Pitot che, attraverso un collegamento a trasduttori di pressione Setra System (modello 239), inviano il segnale elettrico ad un convertitore A/D USB cDAQ-9172 National Instruments equipaggiato con moduli NI 9239 a 24 bit dotati di filtro antialiasing, con il quale il segnale è stato campionato a 2000 Hz.

La misura delle forze è stata condotta mediante un sistema costituito da sei bielle, a loro volta collegate ad altrettante celle di carico. I segnali delle sei celle di carico sono stati combinati linearmente in modo da ricavare i valori delle forze agenti sulla sezione. I coefficienti di combinazione lineare sono stati ricavati imponendo una serie di carichi noti nel range di misura (nella direzione del drag, del lift e corrispondenti a coppie torcenti) e contemporaneamente leggendo i segnali registrati. Le celle di carico utilizzate sono del tipo 535 QD prodotte della DS EUROPE s.r.l.. La frequenza di acquisizione è stata ancora scelta pari a 2000 Hz.

Le misure di spostamento sono state effettuate in tre punti dei bilancieri di sostegno del modello, attraverso lettori ottici a fascio laser, modello OptoNCDT 1605 Micro-epsilon. I sensori laser adottano un laser semiconduttore con lunghezza d'onda di 675 nm e la massima potenza di output è 1 mW. Il range di misura è pari a ± 10 cm, con una frequenza di acquisizione impostata a 2000 Hz.

Le misure di pressione sono state effettuate attraverso il sistema PSI DTC INITIUM della Pressure System, con una frequenza di acquisizione di 500 Hz.

3. RISULTATI

3.1 Prove statiche

Le forze sul modello sezione sono state misurate in condizioni statiche per diversi valori dell'angolo d'attacco α , principalmente per valutare la pendenza del coefficiente di portanza (lift) nell'origine e il coefficiente di resistenza (drag) del modello in posizione orizzontale. La determinazione di entrambi i parametri permette di stimare la velocità critica di galoppo quasi-stazionario.

In Figura 3 sono riportati l'andamento del coefficiente di drag C_D e quello del coefficiente di lift C_L al variare dell'angolo d'attacco. Da entrambe le figure si evince la buona simmetria dei risultati ottenuti sul modello sezione in quanto l'andamento del coefficiente di drag è simmetrico rispetto all'asse verticale passante per $\alpha = 0$ e quello di lift risulta antisimmetrico rispetto allo stesso asse¹. In particolare, il coefficiente di drag in corrispondenza di un angolo d'attacco nullo (Figura 3) è risultato pari a 1.765, in buon accordo con il valore 1.8 fornito da Norberg (1993).

In Figura 3 è riportata la curva del coefficiente di lift con l'angolo d'attacco assieme ad una retta ad essa tangente nell'origine. La pendenza di tale retta è pari a -7.46, quindi il parametro di instabilità al galoppo quasi-stazionario (Glauert, 1919; Den Hartog, 1956) risulta essere pari a $a_g = -dC_L(0)/d\alpha + C_D(0) = 5.5$. Tale valore è in evidente disaccordo con i già molto dispersi valori riportati da altri autori (Tabella 1). Un'analisi di letteratura sulla sezione quadrata (Tabella 2) ha mostrato che la dispersione di questo parametro ($a_g = 1.2 \div 5.4$) è dovuta alla sua notevole sensibilità rispetto alle condizioni di prova (qualità degli spigoli del modello, turbolenza del flusso incidente, bloccaggio, numero di Reynolds, ecc.). Pertanto, i valori del parametro di stabilità del galoppo quasi-stazionario forniti dall'Eurocodice (UNI EN 1991-1-4:2010, 2010) e dalle istruzioni CNR (CNR-DT 207/2008, 2009) per la sezione quadrata ($a_g = 1.2$) e per la sezione rettangolare 3:2 ($a_g = 1.7$) non sembrano cautelativi.

La densità spettrale di potenza del coefficiente di lift (Figura 4) e quella del coefficiente di pressione nel punto medio della faccia inferiore parallela al flusso incidente (Figura 5), entrambe riportate per due valori della velocità del flusso incidente, presentano il loro picco massimo in corrispondenza di una frequenza di distacco di vortici corrispondente a $St = 0.106$, che risulta in buon accordo con il valore di 0.105 riportato in Norberg (1993). Invece, un significativo disaccordo è evidente con il valore 0.09 fornito dall'Eurocodice e dalle istruzioni del CNR.

¹ Si fa notare che i punti relativi agli angoli di attacco positivi di entrambi i grafici riportati in Figura 3 non sono in valore assoluto uguali a quelli corrispondenti agli angoli di attacco negativi. Gli angoli di attacco nel corso delle polari statiche sono stati imposti in maniera approssimata e poi successivamente traguardati con un laser per ottenere il valore preciso.

Tabella 1. Parametri aerodinamici e aeroelastici della sezione rettangolare $B/D=1.5^*$

Fonte	$C_D(0)$	a_G	St	Re	I_u (%)
Novak & Tanaka (1974)	-	1.91 1.83	-	$8.9 \cdot 10^4$	< 1 11
Norberg (1993)	1.8 -	- -	0.105 0.115	$1 \cdot 10^3$ $5 \cdot 10^3$	< 0.06 < 0.06
Ruscheweyh <i>et al.</i> (1996)	-	2.5**	-	-	2.6
Robertson <i>et al.</i> (2003)	-	5.44	0.158	250	0
EN 1991-1-4 (2005) CNR-DT 207/2008 (2009)	-	1.7	0.09	-	-
Borri <i>et al.</i> (2012)	-	2.04/2.99***	0.11/0.10***	-	-

* Coefficienti adimensionalizzati rispetto a D .

** Valore letto nel grafico e poco affidabile perché non sono specificate le condizioni di prova e di scalatura dei coefficienti.

*** Valori relativi rispettivamente alle sezioni con $B/D = 1.25$ e 1.31 .

Tabella 2. Parametri aerodinamici e aeroelastici della sezione quadrata

Fonte	$C_D(0)$	a_G	St	Re	I_u (%)
Parkinson & Brooks (1961)	2.29	3.11	-	$6.6 \cdot 10^4$	< 0.5
Parkinson & Smith (1964)	-	2.69	0.135	$2.23 \cdot 10^4$	< 0.5
Nakamura & Tomonari (1977)	-	4	-	$0.7-1.0 \cdot 10^5$	
Wawzonek (1979)	-	3.85	-	$8.8 \cdot 10^3$	0.1
	-	3.70	-	$1.24 \cdot 10^4$	0.1
	-	2.88	-	$2.88 \cdot 10^4$	0.1
Schewe (1984)	2.15 2.16	2.20 1.97	- -	$6.5 \cdot 10^5$ $2.7 \cdot 10^6$	< 0.5 < 0.5
Bearman <i>et al.</i> (1987)	-	5.4 3.9	0.133 0.133	$1.4 \cdot 10^4$ $1.4 \cdot 10^4$	0 6.5
	-	3.4	0.133	$1.4 \cdot 10^4$	10.5
Norberg (1993)	2.21 2.16	3.74 4.78	0.129 0.132	$5 \cdot 10^3$ $1.3 \cdot 10^4$	0 0
Luo <i>et al.</i> (1994)	-	2.05	0.13	$3.4 \cdot 10^4$	< 0.5
Ruscheweyh <i>et al.</i> (1996)	-	1.3	-	-	2.6
Blevins (2001)	-	3.00 3.50	- -	$1 \cdot 10^5$ $1 \cdot 10^5$	0 10
Robertson <i>et al.</i> (2003)	-	2.69	-	250	0
EN 1991-1-4 (2005) CNR-DT 207/2008 (2009)	2.1	1.2	-	-	-

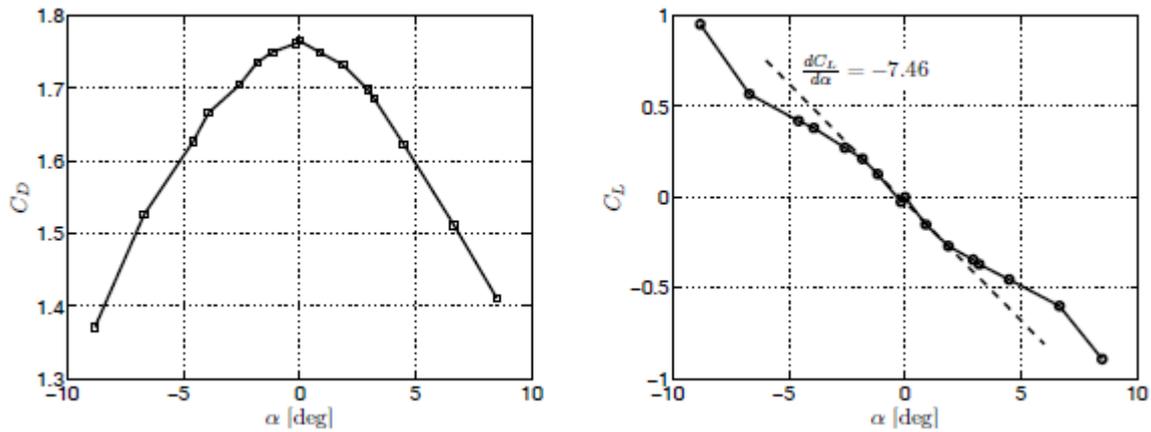


Figura 3. Coefficienti aerodinamici al variare dell'angolo d'attacco: coefficiente di resistenza (sinistra); coefficiente di portanza (destra).

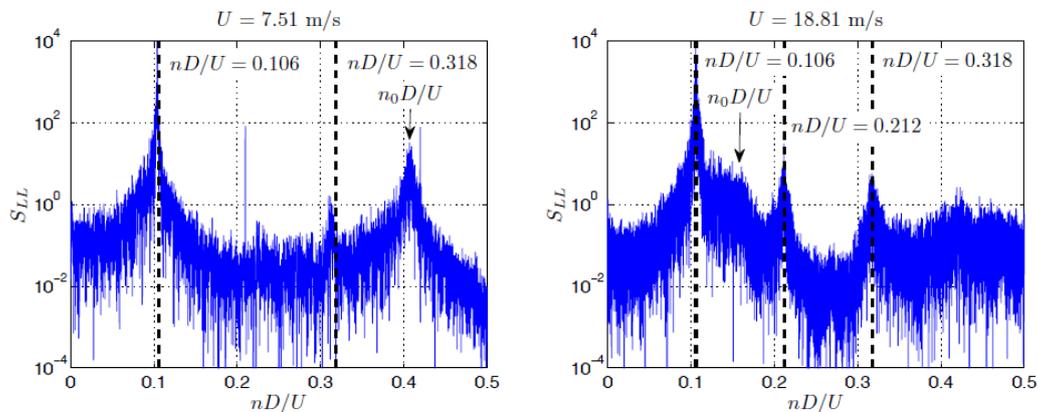


Figura 4. Densità spettrale di potenza del coefficiente di lift per due velocità del vento; $n_0 = 40$ Hz è la frequenza propria del modello.

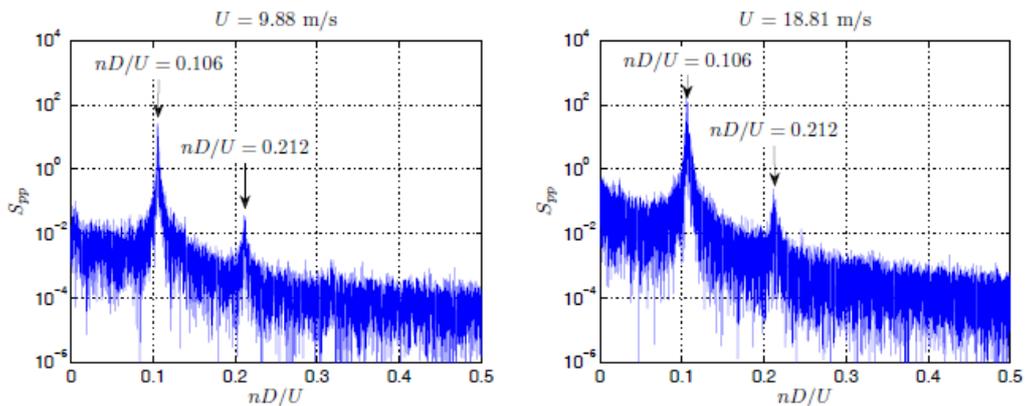


Figura 5. Densità spettrale di potenza del coefficiente di pressione nel punto medio della faccia inferiore parallela al flusso incidente per due velocità del vento.

3.2 Prove dinamiche

Nel corso delle prove aeroelastiche sono stati registrati gli spostamenti del modello sezione nella direzione trasversale al flusso al variare della velocità del vento incidente. Come mostrato in Tabella 3, le prove sono state condotte a diversi valori del numero di Scruton $Sc = 4\pi m \zeta / \rho D^2$ (m è la massa per unità di lunghezza, ζ lo smorzamento strutturale, ρ la densità dell'aria e D la dimensione trasversale al flusso del modello sezione) in modo da identificare la soglia al di sopra della quale il modello non presentasse oscillazioni eccessive. Per incrementare tale parametro è stata variata sia la massa del sistema oscillante, aggiungendo dei pesi alle estremità del modello, sia lo smorzamento

strutturale avvolgendo del nastro adesivo attorno alle otto molle del sistema di sospensione. L'allungamento e l'accorciamento delle molle portava a deformare lo scotch dissipando energia. Nel corso delle prove in oscillazione libera del modello sezione è stato verificato che lo smorzamento conseguente all'introduzione del nastro adesivo rimanesse lineare e costante nel tempo (soprattutto prima e dopo i test).

In Figura 6 è riportata la deviazione standard dell'ampiezza di oscillazione adimensionale nel grado di libertà verticale al variare della velocità ridotta del vento per diversi valori del numero di Scruton. Si può notare che per numeri di Scruton fino a 138 si hanno oscillazioni tipo galoppo (che risultano non limitate al crescere della velocità del flusso), che iniziano in prossimità della velocità critica di sincronizzazione per distacco di vortici $U_r = n_0 D / St$, dove n_0 è la frequenza naturale del sistema. Come osservato anche da Bearman *et al.* (1987), l'inizio di questo fenomeno di instabilità avviene in corrispondenza della velocità U_r anche quando la velocità critica di galoppo quasi-stazionario $U_g = 2 \cdot Sc \cdot n_0 \cdot D / a_g$ è significativamente inferiore a U_r . Bisogna raggiungere numeri di Scruton molto alti ($Sc = 195$ o $Sc = 233$), per non osservare più questo genere di instabilità, con conseguente drastica riduzione delle ampiezze di oscillazione. Data la relazione seguente:

$$\frac{U_g}{U_r} = \frac{2St}{a_g} Sc = 0.0385 \cdot Sc \quad (1)$$

Questo significa che i fenomeni di galoppo e sincronizzazione con il distacco di vortici risultano separati per elevati valori del rapporto tra le due velocità critiche ($U_g/U_r = 5.3$ o $U_g/U_r = 7.5$). Un risultato simile è stato osservato anche da Parkinson & Wawzonek (1981) che, per la stessa sezione rettangolare, non hanno osservato più l'instabilità combinata per un rapporto U_g/U_r pari a 8.4, sebbene la velocità critica di galoppo sia risultata comunque molto inferiore a quella prevista dalla teoria quasi-stazionaria. Diversamente, l'Eurocodice 1 esclude che i due fenomeni possano interagire se il rapporto U_g/U_r è esterno all'intervallo $0.7 \div 1.5$.

È interessante notare come nel grafico di destra di Figura 7, nonostante l'altissimo numero di Scruton, si osservi non solo una risposta in condizioni di risonanza di ampiezza non trascurabile ma anche una modesta sincronizzazione con la terza superarmonica (U_g/U_r tra 2.5 e 3).

Nel grafico a sinistra in Figura 7 è riportato un ingrandimento della risposta registrata ad un numero di Scruton pari a circa 138. Si può notare la presenza di un "ginocchio" in corrispondenza di un rapporto U_g/U_r pari a 1.5, seguito da un'ulteriore crescita dell'ampiezza di oscillazione con la velocità del flusso. Un simile dettaglio della risposta di galoppo è stato osservato anche da Bearman *et al.* (1987) per la sezione quadrata.

In Figura 8 sono riportate le storie temporali degli spostamenti trasversali del modello dalle quali, calcolandone le deviazioni standard, sono stati ottenuti i quattro punti nel grafico a sinistra in Figura 7 corrispondenti ai rapporti U_g/U_r pari a 1.03, 1.40, 1.56 e 1.95. I quattro punti sono rappresentativi di quattro situazioni diverse. La storia temporale relativa al primo punto (U_g/U_r pari a 1.03), subito dopo l'insorgere dell'instabilità combinata di VIV e galoppo, presenta modeste oscillazioni. Il grafico relativo a U_g/U_r pari a 1.40 si riferisce al punto subito prima del "ginocchio", dove sono evidenti significative modulazioni in ampiezza. Le successive due storie temporali si riferiscono al punto con U_g/U_r pari a 1.56, in corrispondenza del cavo del "ginocchio", e ad un punto con U_g/U_r pari a 1.95, in cui le oscillazioni riprendono a crescere con la velocità della corrente. In entrambi i casi le oscillazioni sono quasi perfettamente armoniche. La Figura 9 mostra le storie temporali dello spostamento trasversale del modello corrispondenti ai punti del grafico a destra in Figura 7 relativi a $U_g/U_r = 1.01$ e 1.09 . Si nota che le oscillazioni per tale valore elevato del numero di Scruton ($Sc = 233$) non risultano perfettamente sinusoidali ma molto irregolari in ampiezza. La Figura 10 mostra, a sinistra, la storia temporale in corrispondenza della superarmonica di ordine 2.5-3 e la rispettiva densità spettrale di potenza. Si osserva come il picco massimo sia in corrispondenza di una frequenza pari a circa tre volte quella naturale.

Tabella 3. Caratteristiche delle prove realizzate (M la massa totale del sistema oscillante, $m^* = 2M/\rho D^2 L$ il rapporto di massa, $Re_r = U_r D/\nu$ il numero di Reynolds alla velocità di sincronizzazione con il distacco di vortici).

# prova	n_0 [Hz]	M [kg]	ζ [%]	m^* [-]	Sc [-]	U_r [m/s]	U_g [m/s]	U_g/U_r [-]	Re_r [-]
1	14.73	4.892	0.16	$6.8 \cdot 10^{-4}$	14.9	10.7	6.1	0.57	54,900
2	9.84	10.963	0.11	$3.0 \cdot 10^{-4}$	22.7	7.1	6.2	0.87	36,700
3	14.84	4.820	0.53	$6.8 \cdot 10^{-4}$	48.5	10.8	20.1	1.87	54,900
4	8.98	13.155	0.34	$2.5 \cdot 10^{-4}$	84.1	6.5	21.2	3.24	33,500
5	9.03	13.027	0.56	$2.5 \cdot 10^{-4}$	138.4	6.6	35.0	5.33	33,700
6	9.10	12.830	0.81	$2.6 \cdot 10^{-4}$	195.4	6.6	49.8	7.53	33,900
7	9.11	12.791	0.96	$2.6 \cdot 10^{-4}$	232.9	6.6	59.4	8.98	34,000

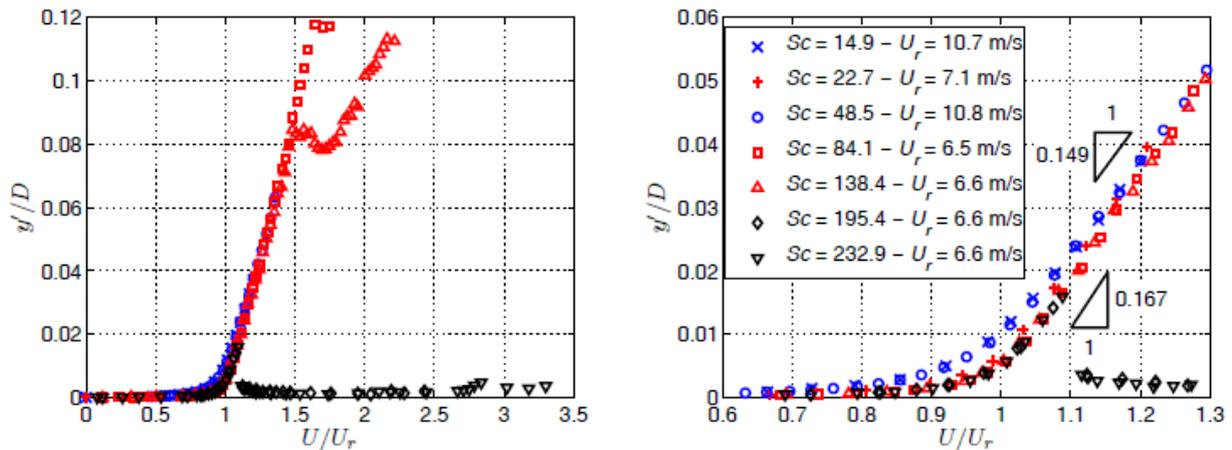


Figura 6. Deviazione standard adimensionale dello spostamento del modello trasversale al flusso al variare della velocità del corrente: (sinistra) per diversi valori del numero di Scruton; (destra) ingrandimento nella zona $U/U_r = 1$.

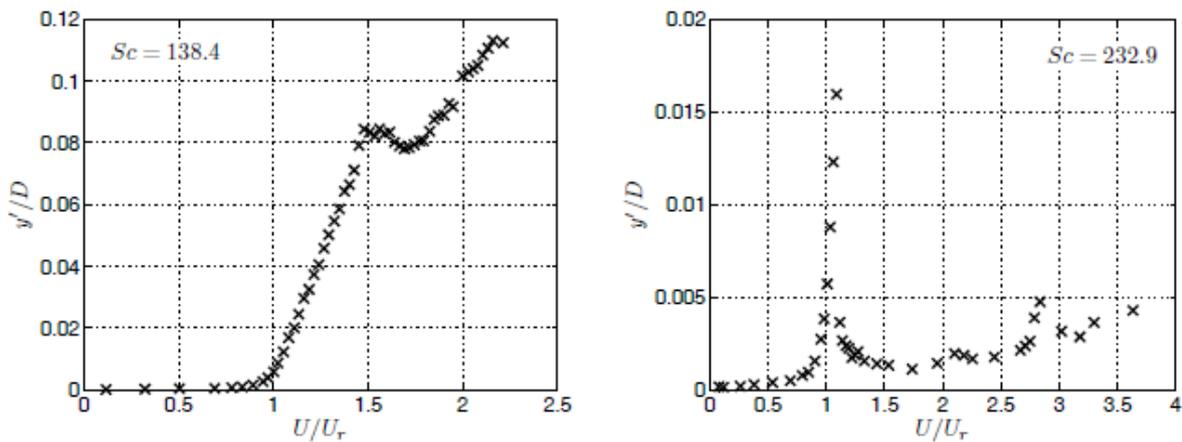


Figura 7. Deviazione standard adimensionale dello spostamento del modello trasversale al flusso al variare della velocità della corrente per alti valori del numero di Scruton: $Sc = 138$ (sinistra); $Sc = 233$ (destra).

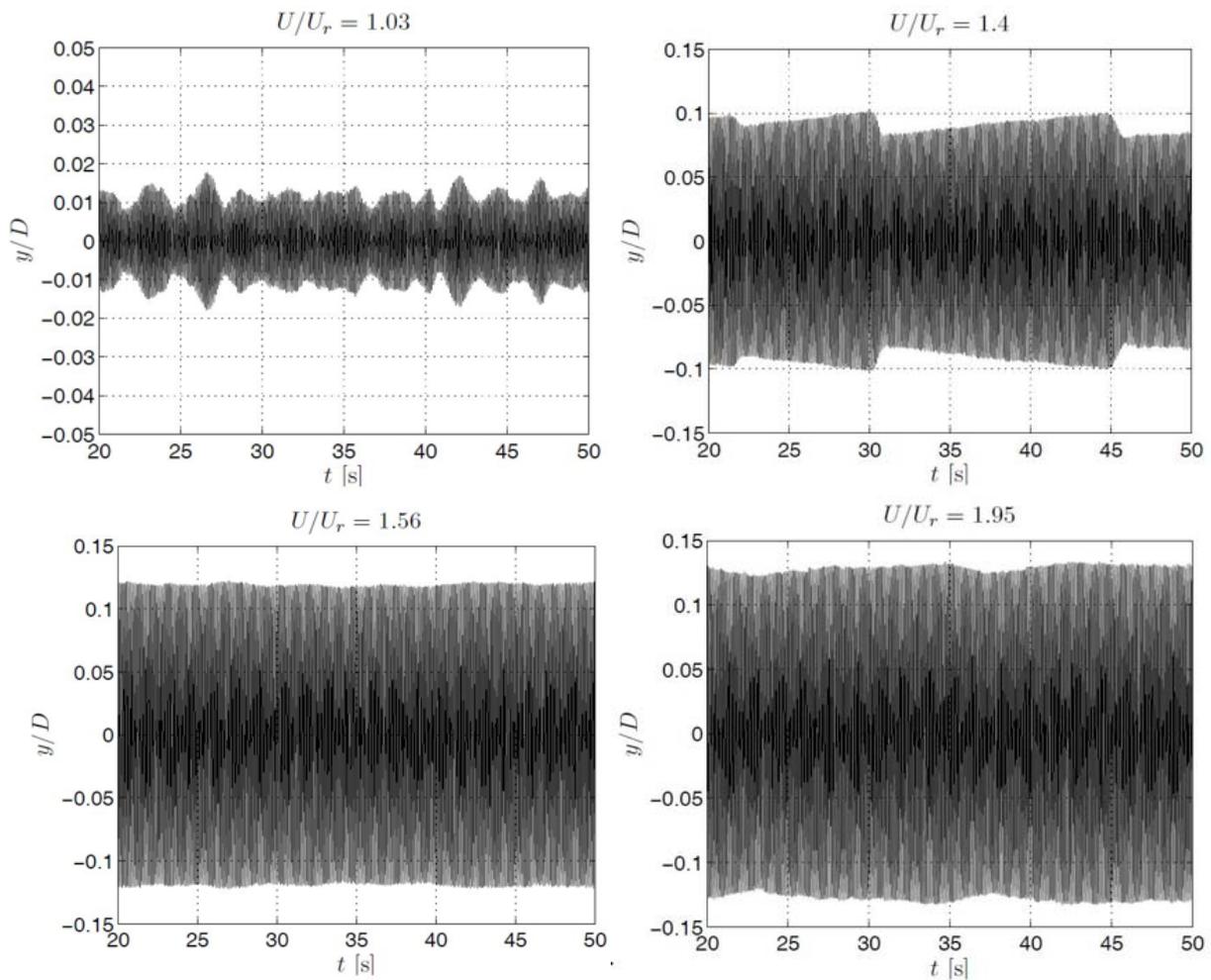


Figura 8. Storie temporali della risposta verticale del modello per quattro valori del rapporto tra la velocità del flusso e quella di risonanza per distacco di vortici per il sistema con il numero di Scruton pari a 138.

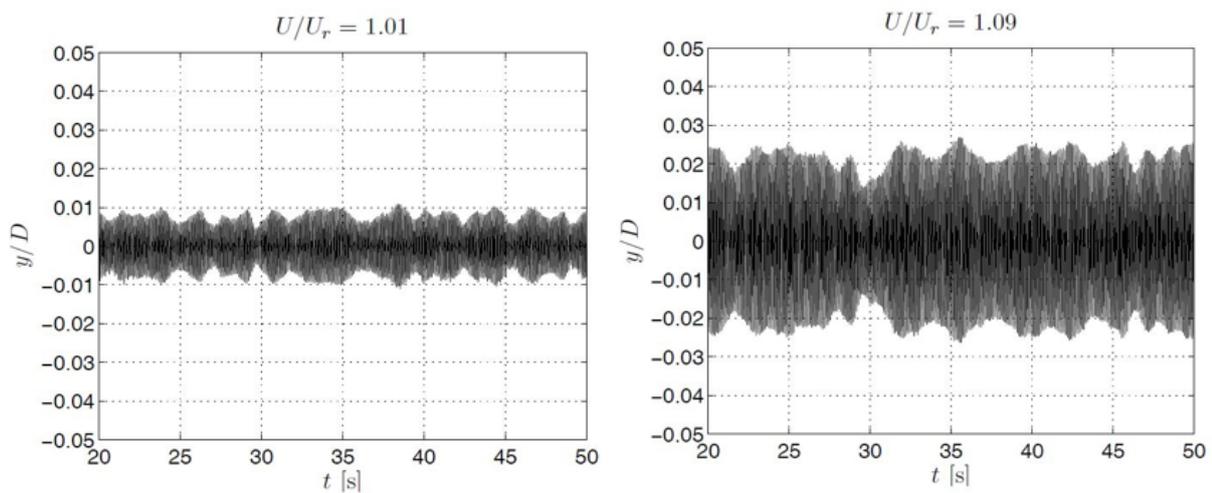


Figura 9. Storie temporali della risposta verticale del modello per due valori del rapporto tra la velocità del flusso e quella di risonanza per distacco di vortici per il sistema con il numero di Scruton a 233.

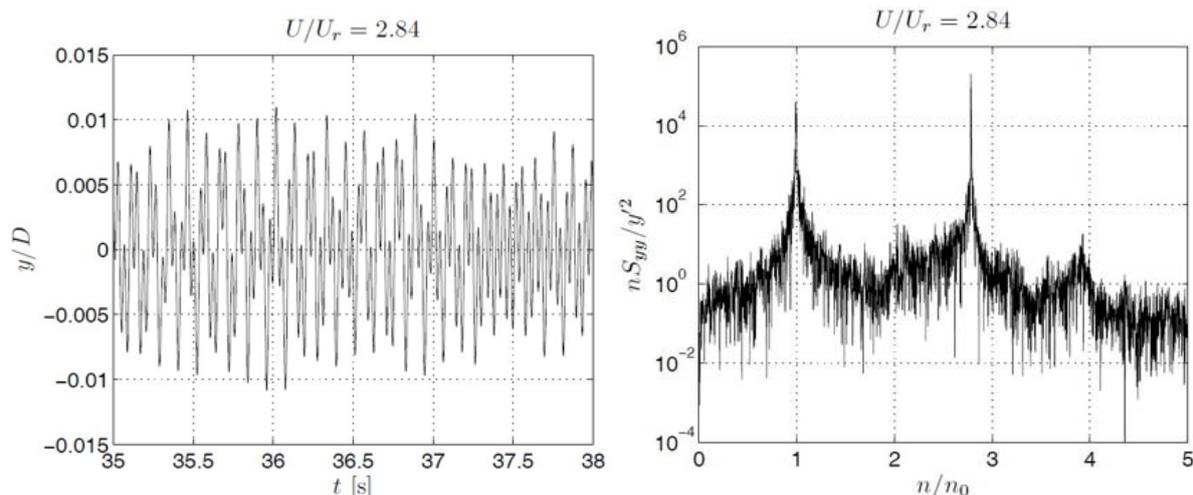


Figura 10. Storia temporale e densità spettrale di potenza della risposta verticale del modello in corrispondenza di un rapporto tra la velocità del flusso e quella di risonanza per distacco di vortici pari a 2.84 per il sistema con il numero di Scruton pari a 233.

4. CONCLUSIONI

La sezione rettangolare 3:2 è risultata estremamente suscettibile ad un'instabilità combinata di galoppo e sincronizzazione con il distacco di vortici. Tale fenomeno risulta molto pericoloso per la sicurezza strutturale, in quanto si può manifestare a velocità del vento relativamente basse (tipiche della sincronizzazione con il distacco di vortici) ma con ampiezze di oscillazione rapidamente crescenti e non autolimitate (come tipico del galloping), anche per valori elevati di massa e smorzamento, e può quindi facilmente richiedere il ricorso a smorzatori. Dalle prove condotte nell'ambito di questo lavoro e da quelle presenti in letteratura, sembra che per disaccoppiare i due fenomeni sia necessario avere rapporti tra le velocità critiche di galoppo e di lock-in intorno a 7. Diversamente, la normativa europea e le istruzioni CNR-DT 207/2008 suggeriscono rapporti di appena 1.5 per non avere più interazione. L'estrema delicatezza della questione richiede sicuramente un approfondimento e infatti una nuova campagna di prove sperimentali è attualmente in corso presso il laboratorio del CRIACIV.

Il valore del parametro di stabilità al galoppo quasi-stazionario a_g in questo studio è risultato pari a 5.5, quindi, sensibilmente maggiore di quello fornito dall'Eurocodice e dalle istruzioni del CNR, pari a 1.7. In questo caso la letteratura fornisce valori alquanto dispersi in quanto, come osservato da Bearman *et al.* (1987), tale parametro risulta fortemente influenzato dalle condizioni di prova (qualità degli spigoli del modello, turbolenza del flusso incidente, bloccaggio, etc.).

Infine, il numero di Strouhal, stimato pari a 0.116, valore che risulta in accordo con quelli reperibili in letteratura, è risultato invece significativamente maggiore di quello riportato nella normativa europea e dalle istruzioni del CNR, pari a 0.09.

5. BIBLIOGRAFIA

- Bearman P.W., Gartshore I.S., Maull D.J., Parkinson G.V. (1987). Experiments on flow-induced vibration of a square-section cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 1 (1), pp. 19-34
- Blevins R.D. (2001). *Flow-induced vibrations*. Krieger publishing company, Malabar, Florida
- Borri C., Zhou S., Chen Z. (2012). Coupling investigation on vortex-induced vibration and galloping of rectangular cylinders. *Proceedings of the Seventh International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications (BBAA7)*, Shanghai, China
- Bouclin D.N. (1977). Hydroelastic oscillations of square cylinders. *MSc thesis*, University of British Columbia, Vancouver, Canada
- CNR-DT 207/2008 (2009). Istruzioni per la Valutazione delle Azioni e degli Effetti del Vento sulle Costruzioni. *Documento Tecnico Consiglio Nazionale delle Ricerche CNR*
- Corless R.M., Parkinson G.V. (1988). A model of the combined effects of vortex-induced oscillation and galloping. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 2 (3), pp. 203-220

- Cowdrey C.F. (1963). A note on the use of end plates to prevent three-dimensional flow at the ends of bluff cylinders. *Aeronautical Research Council*, Current Paper No. 683, HMSO, London
- Den Hartog J.P. (1956). *Mechanical Vibrations*. McGraw-Hill, New York
- Glauert H. (1919). The rotation of an airfoil about a fixed axis. *Reports and Memoranda No. 595*, Aeronautical Research Committee, UK
- Komatsu S, Kobayashi H. (1980). Vortex-induced oscillation of bluff cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 6 (3-4), pp. 335-362
- Kwok K.C.S., Melbourne, W.H. (1980). Freestream turbulence effects on galloping. *Journal of Engineering Mechanics Division*, Vol. 106 (2), pp. 273-288
- Marra A.M., Mannini C., Bartoli G. (2011). Van der Pol-type equation for modeling vortex-induced vibrations of bridge decks. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 99, pp. 776-785
- Matsumoto M. (1996). Aerodynamic damping of prisms. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 59, pp. 159-175
- Nakamura Y., Tomonari Y. (1977). Galloping of rectangular prisms in a smooth and in a turbulent flow. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 52 (2), pp. 233-241
- Norberg C. (1993). Flow around rectangular cylinders: Pressure forces and wake frequencies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 49, pp. 187-196
- Novak M. (1969). Aeroelastic galloping of prismatic bodies. *Journal of Engineering Mechanics Division*, Vol. 95 (1), pp. 115-142
- Novak M., Davenport A.G. (1970). Aeroelastic instability of prisms in turbulent flow. *Journal of Engineering Mechanics Division*, Vol. 96 (1), pp. 17-39
- Novak M. (1972). Galloping oscillations of prismatic structures. *Journal of Engineering Mechanics Division*, Vol. 98 (1), pp. 27-46
- Novak M., Tanaka H. (1974). Effect of turbulence on galloping instability. *Journal of Engineering Mechanics Division*, Vol. 100, pp. 27-47
- Obasaju E.D. (1979). On the effects of end plates on the mean forces on square sectioned cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 5, pp. 189-190
- Otsuki Y., Washizu K., Tomizawa H., Ohya H. (1974). A note on the aeroelastic instability of a prismatic bar with square section. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 34 (2), pp. 233-248
- Parkinson G. V., Brooks N.P.H. (1961). On the aeroelastic instability of bluff cylinders. *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 28 (2), pp. 252-258
- Parkinson G.V., Smith J.D (1964). The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, Vol. 17 (2), pp. 225-239
- Parkinson G.V. (1965). Aeroelastic galloping in one degree of freedom. *Wind Effects on Buildings and Structures: Proceedings of the Conference held at the National Physical Laboratory*, Teddington, UK, June 26-28, 1963. HMSO, London, pp. 581-609
- Parkinson G.V. (1971). Wind-induced instability of structures. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, Vol. 269 (1199), pp. 395-409
- Parkinson G.V., Sullivan P.P. (1979). Galloping response of towers. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 4, pp. 253-260
- Parkinson G.V., Wawzonek M.A. (1981). Some considerations of combined effects of galloping and vortex resonance. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 8, pp. 135-143
- Robertson I., Li L., Sherwin S.J., Bearman P.W. (2003). A numerical study of rotational and transverse galloping rectangular bodies. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 17, pp. 681-699
- Ruscheweyh H. (1992). *Systematic investigation of wind-induced vibrations of slender elements in respect to design rules*. Research Project Forschungsvorhaben No. FE, 15.184.R89G, Institute for Steel Construction RWTH, Aachen (in Tedesco)
- Ruscheweyh H., Hortmanns M., Schnakenberg C. (1996). Vortex-excited vibrations and galloping of slender elements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 65, pp. 347-352
- Schewe G. (1984). Untersuchung der aerodynamischen Kräfte, die auf stumpfe Profile bei grossen Reynoldszahlen wirken, *DFVLR-Mitt. 84-19*, Institut für Aeroelastik, DLR Göttingen, Germany
- Tamura Y., Shimada K. (1987). A mathematical model for the transverse oscillations of square cylinders. *Proceedings of the International Conference on Flow Induced Vibrations*, Bownesson-Windermere, UK, May 12-14, 1987. Springer-Verlag, pp. 267-276

UNI EN 1991-1-4:2010 (2010). Eurocodice 1 - Azioni sulle strutture – Parte 1-4: Azioni in generale – Azioni del vento

Wawzonek M.A. (1979). Aeroelastic behavior of square section prisms in uniform flow. *MSc thesis*, University of British Columbia, Vancouver, Canada

Componenti cicliche dello spettro macro-meteorologico della velocità del vento

Alessio Torrielli ^a, Maria Pia Repetto ^a, Giovanni Solari ^a

^aDICCA – Università di Genova, Genova

1. SOMMARIO

L'attuale modellazione dello spettro di potenza della velocità orizzontale del vento ha le sue origini nel lavoro d'avanguardia che Van der Hoven presentò nel 1957. Successivamente pochi contributi sono stati proposti su tale argomento. Attraverso lo studio di registrazioni della velocità media del vento acquisite nell'Italia Centrale, la presente memoria è volta a studiare alcuni aspetti dello spettro macro-meteorologico della velocità del vento. Particolare attenzione viene prestata alle ciclicità annuale, diurna e delle relative sovra-armoniche, al fine di indagare la loro natura deterministica o aleatoria.

2. ABSTRACT

The power spectral density function of the horizontal wind velocity was first described by the pioneering paper written by Van der Hoven in 1957. After that, few contributions have been proposed on such topic. The present paper analyses the macro-meteorological spectrum of the wind velocity, starting from a set of wind measurements acquired in the central part of Italy. Special attention is paid to the harmonics associated with the annual and diurnal cycles and the relative super-harmonics, in order to investigate on their nature deterministic or random.

PAROLE CHIAVE: *velocità media del vento, spettro di potenza della velocità del vento, componenti deterministiche.*

3. INTRODUZIONE

L'attuale modellazione dello spettro di potenza della velocità orizzontale del vento ha le sue origini nel lavoro che Van der Hoven presentò nel 1957. Per la prima volta vennero individuati nello spettro di potenza due principali contributi energetici, definiti picchi: il picco macro-meteorologico, associato alle componenti armoniche di lungo periodo e il picco micro-meteorologico associato alle componenti armoniche di breve periodo. La banda spettrale fra i due picchi, compresa convenzionalmente tra 10 minuti e 1 ora, fu definito 'gap spettrale'.

Tale schema è a fondamento della modellazione classica della velocità del vento, come somma di un valore medio (mediato su un intervallo temporale compreso nel gap spettrale) e un valore fluttuante turbolento. L'effettiva esistenza del gap spettrale è tuttora discussa in ambito scientifico (Baker, 2010), tuttavia si spera che la disponibilità di sofisticate strumentazioni di misura e la potenza di calcolo ad oggi disponibile aiutino a fornire presto chiare risposte in merito.

Successivamente ai lavori di Van der Hoven (Panofsky & Van der Hoven, 1955; Griffith *et al.*, 1956; Van der Hoven, 1957) pochi sforzi sono stati dedicati ad approfondire la conoscenza dello spettro macro-meteorologico della velocità del vento. Oort & Taylor (1969) applicarono

la tecnica di combinazione spettrale proposta da Griffith e Van der Hoven a registrazioni di vento più lunghe, sfruttando le più moderne tecniche di calcolo. Lo spettro di potenza ottenuto presenta una significativa ciclicità annuale, che non era stata individuata da Van der Hoven poiché i dati analizzati in precedenza erano troppo brevi. Altre ciclicità con periodo 12 e 24 ore sono state individuate, la prima presente anche nello spettro di Van der Hoven, la seconda già individuata in passato da Hellmann (1915). Kai (1985, 1987) analizzò più di 200 registrazioni anemometriche di stazioni giapponesi, indagando l'influenza della latitudine e della topografia sullo spettro. In particolare studiò come questi fattori governano l'intensità dei picchi annuale, diurno e sinottico, legato al passaggio delle perturbazioni. Accanto a questi lavori principali, se ne possono citare altri come Murakami (1983) e Milford (1987), che tendono a confermare i risultati precedenti.

Un nuovo stimolo alla ricerca sullo spettro del vento è stato dato recentemente da Harris (2008). In questo lavoro l'autore analizza lo spettro macro-meteorologico della velocità del vento presso Boscombe Down (Wilts, UK), partendo da 30 anni di registrazioni di cui 10 anni di registrazione continua senza interruzioni. Fra gli aspetti più innovativi di tale memoria, l'autore afferma l'esistenza di componenti armoniche deterministiche nelle registrazioni di velocità del vento, ovvero le ciclicità annuale, diurna e delle relative sovra-armoniche. Harris giunge a tale conclusione studiando ampiezza e fase delle suddette armoniche in una registrazione di lungo periodo senza dati mancanti. Tale registrazione viene suddivisa in blocchi di durata standard (4 o 1 anno) e ciascuno studiato singolarmente, facendone la trasformata di Fourier. Questa permette la valutazione sia delle ampiezze che delle fasi costituenti il segnale. Le fasi delle ciclicità indagate (1 anno, 24, 12, 8 e 6 ore) associate ai diversi blocchi vengono confrontate fra loro. La scarsa variabilità delle fasi suggerisce ad Harris che le relative armoniche abbiano natura deterministica e non aleatoria. A conclusione del lavoro, l'autore denuncia l'importanza che la natura deterministica di tali ciclicità ha nello studio dei valori estremi.

Le conclusioni di Harris suggeriscono una serie di domande in merito alla modellazione delle armoniche costituenti la velocità media del vento, la cui risposta è tutt'altro che banale. In primo luogo se queste conclusioni possono essere generalizzate ad altri climi di vento, almeno nell'ambito di climi temperati con diverse latitudine; se sia lecito considerare una singola armonica deterministica o piuttosto un gruppo di armoniche associate ad un banda di frequenze/periodi nell'intorno di quelle suggerite da Harris; ancora, se sia corretto parlare di componenti cicliche effettivamente deterministiche, o piuttosto di limitata variabilità probabilistica. Inoltre, di indubbio interesse è lo sviluppo di un algoritmo di simulazione della velocità media del vento che possa tenere in conto della natura, aleatorio o deterministica delle suddette componenti. Infine, approfondire la discussione aperta dallo stesso Harris, relativa alle ricadute che possono avere le supposte componenti deterministiche sulla valutazione dei venti estremi.

Una estesa ricerca volta a dare risposta ai precedenti interrogativi è attualmente in essere. La presente memoria analizza una serie di basi dati, ottenute da registrazioni effettuate in un'area di circa 200 km di diametro nell'Italia Centrale, allo scopo di studiare le presunte armoniche deterministiche. Le basi dati sono inizialmente sottoposte ad una serie di operazioni volte a correggere gli eventuali errori di misura e a renderle il più omogenee possibile. Successivamente vengono analizzate per la rappresentazione di una climatologia di vento definita 'probabile'. Questo termine vuole sottolineare il carattere non reale ma realistico del clima di vento. L'analisi proposta da Harris per le registrazioni in Inghilterra viene riproposta ed approfondita per le basi dati italiane, nell'ottica di indagare la natura deterministica o aleatoria delle ciclicità in questione.

4. REGISTRAZIONI DI VELOCITÀ MEDIA DEL VENTO

La descrizione della velocità media del vento $V(t)$ è basata sulle misure registrate da 6 anemometri posti in un'area di diametro pari a circa 200 km nell'Italia Centrale (Tabella 1). Le misure sono già state utilizzate in recenti lavori degli autori Torrielli *et al.* (2011, 2013) e

comprendono due tipi di registrazioni, definite, rispettivamente, registrazioni storiche e registrazioni moderne.

Tabella 1. Stazioni anemometriche.

Stazione	Lat.	Long.	Sito	Frequenza	Inizio	Fine	Durata
Capodichino	40.89°N	14.30°E	Aeroporto	3 ore	01/07/1965	30/06/1998	5 anni
Ciampino	41.78°N	12.58°E	Aeroporto	3 ore	01/07/1975	30/06/2008	10 anni
Grazzanise	41.05°N	14.07°E	Aeroporto	3 ore	01/07/1974	30/06/2007	2 anni
Capua	41.11°N	14.16°E	Linea ferr.	10 min	01/07/2006	31/12/2006	66 giorni
Mignano 1	41.40°N	13.97°E	Linea ferr.	10 min	01/01/2006	31/12/2006	70 giorni
Mignano 2	41.39°N	13.97°E	Linea ferr.	10 min	01/01/2007	31/12/2007	137 giorni

Le registrazioni storiche sono state fornite dall'Aeronautica Militare e dall'ENAV (Ente Nazionale per l'Assistenza al Volo) e collezionano registrazioni su 33 anni con una frequenza di campionamento di 3 ore. Le registrazioni moderne sono state acquisite da RFI (Rete Ferroviaria Italiana) mediante una rete anemometrica installata recentemente lungo le linee ferroviarie ad alta velocità, e collezionano registrazioni su 1 anno con frequenza di campionamento pari a 10 minuti.

Tutti i sensori sono posti in terreno aperto e pianeggiante, a sufficiente distanza da ostacoli orografici e dalla costa. Le caratteristiche locali del terreno in cui sono posti gli anemometri sono tenute in conto trasformando i dati di velocità del vento misurati, affetti dalle condizioni locali di rugosità, alle condizioni di riferimento, intese come un sito ideale, posto a 10 m di quota sopra un terreno pianeggiante, caratterizzato da rugosità uniforme pari a $z_0 = 0.05$ m (Burlando *et al.*, 2010).

Notevole attenzione è stata posta nel rimuovere dalla base dati tutti gli eventi estremi non riconducibili a fenomeni sinottici, legati a errori di misura o a fenomeni non stazionari come gli venti di natura temporalesca. Tutte le operazioni effettuate hanno reso la base dati omogenea e rappresentativa, almeno in termini di estremi, di un solo meccanismo eolico. Le 6 basi dati finali sono rappresentative di una climatologia 'probabile', così definita perché essa non rappresenta più un sito reale, ma è comunque rappresentativa di condizioni fisicamente realistiche, poiché sono state ottenute da misure reali di velocità del vento.

A partire dalle basi dati corrette e trasformate, le relative registrazioni temporali della velocità media sono state considerate occorrenze di un processo stocastico stazionario $V(t)$. Tale processo è stato caratterizzato in termini di densità di probabilità (PDF) e spettro in potenza ovvero funzione di densità di potenza spettrale (PSDF).

5. DISTRIBUZIONE DI PROBABILITA'

La distribuzione di probabilità della velocità media $V(t)$ è descritta utilizzando il modello di distribuzione Hybrid Weibull (HW) (Takle & Brown, 1978). La funzione di distribuzione cumulata è espressa da:

$$F_V(v) = F_0 + (1 - F_0) \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{v}{c} \right)^k \right] \right\} \quad (1)$$

dove F_0 è la probabilità che sia $V=0$, c e k sono i parametri del modello di Weibull stimati considerando solo le velocità non nulle.

Rispetto al classico modello di Weibull, la distribuzione HW permette di tener conto delle calme di vento, attraverso il parametro aggiuntivo F_0 . Tale aspetto permette di mantenere coerenza tra la distribuzione di probabilità e la funzione di autocorrelazione di $V(t)$, ricavata nel seguito considerando allo stesso tempo valori velocità maggiori e uguali a zero. Si noti che l'effettiva esistenza delle calme di vento è un tema molto discusso, poiché la totale assenza di vento misurata dall'anemometro potrebbe essere imputabile all'incapacità dello strumento di cogliere velocità inferiori alla soglia strumentale. A questo si aggiungono anche le 'false' calme di vento derivanti da valori mancanti della misura impropriamente registrati

come valori nulli, presenti specialmente nelle registrazioni storiche. Pertanto, una approfondita analisi delle calme di vento è stata effettuata preliminarmente alla stima dei parametri della distribuzione della popolazione. Questo ha evidenziato una maggiore presenza di calme di vento sulle porzioni più vecchie delle basi dati, con una drastica diminuzione successivamente alla posa in opera di strumenti anemometrici di nuova generazione. Pertanto, è stata applicata una tecnica probabilistica descritta in Torrielli, 2011 per correggere le ‘false calme’ di vento presenti nelle registrazioni.

Le sole base dati storiche sono state utilizzate per la modellazione probabilistica della popolazione, poiché collezionando 33 anni di misure sono state ritenute più rappresentative delle registrazioni moderne che collezionano un solo anno di misure. Le tre basi dati storiche omogeneizzate sono state unite in un'unica base dati detta ‘super-stazione’ (Peterka, 1992; Simiu and Filliben, 1999), che è utilizzata per la stima dei parametri della distribuzione HW (Eq.1). Tabella 2 riassume tali stime insieme a i valori campionari di media, varianza, e coefficienti di skewness e kurtosis.

Tabella 2. Parametri della distribuzione HW e relative momenti statistici.

F_0 [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	k	c [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	μ_V [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	σ_V^2 [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$]	γ_1	γ_2
0.118	1.155	3.091	2.592	6.637	1.611	6.631

6. SPETTRO DI POTENZA E FUNZIONE DI AUTOCORRELAZIONE

La presenza di dati mancanti nelle registrazioni di velocità media $V(t)$ rende la valutazione dello spettro di potenza particolarmente delicata. Al fine di superare tale ostacolo, si è scelto la di utilizzare tecnica indiretta (Blackman & Tukey, 1959), che stima lo spettro come trasformata di Fourier della funzione di autocorrelazione del processo. Infatti la presenza di dati mancanti nel segnale non impedisce il calcolo della funzione di autocorrelazione, sebbene ne riduca l’accuratezza specie per ampi intervalli temporali (armoniche di lungo periodo).

La descrizione dello spettro di potenza del processo di velocità media $V(t)$ è ottenuta a partire sia dalle registrazioni storiche che da quelle moderne. L’uso congiunto di tali registrazioni, con differente durata e frequenza di campionamento, permette di ampliare il dominio in frequenza/periodo su cui è ricostruito lo spettro rispetto all’uso di una sola tipologia di registrazioni. In particolare, le registrazioni storiche coprono periodi compresi da 6 ore a 33 anni, le registrazioni moderne coprono periodi da 20 minuti a 1 anno.

Inizialmente lo spettro in potenza di ognuna delle 6 registrazioni viene stimato mediante la tecnica di Blackman & Tukey (1959). Quindi, gli spettri medio delle registrazioni storiche e moderne sono ottenuti attraverso una semplice operazione di media fra gli spettri di ogni gruppo. Si noti che l’operazione di media tende ad accentuare le caratteristiche comuni e a ridurre gli le peculiarità dei singoli spettri, non rappresentativi della climatologia della regione bensì legati ad effetti locali non depurati nella omogeneizzazione preliminare. Infine, gli spettri medi alle associate alle registrazioni storiche e moderne sono combinati attraverso la tecnica introdotta in Torrielli *et al.* (2011). In particolare, gli spettri medi sono mediati applicando delle funzioni peso cosinusoidali, tali da ridurre il contributo delle stime spettrali meno affidabili, esempio quelle affette da Aliasing.

Figura 1 mostra lo spettro di potenza della componente macro-meteorologica di $V(t)$ ottenuto a seguito di una operazione finale di lisciatura proposta da Oort & Taylor (1969).

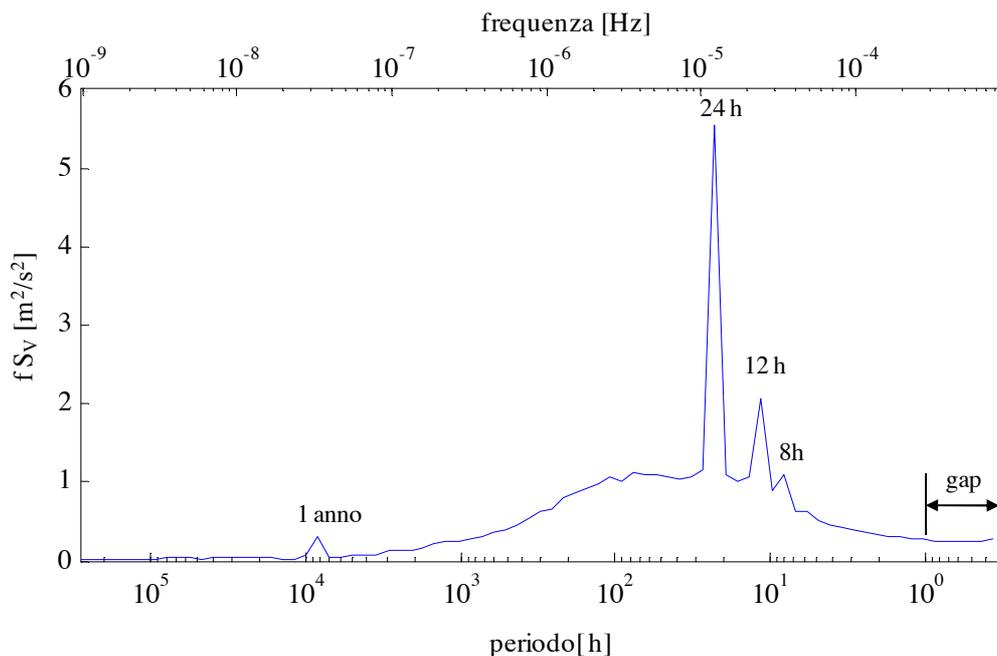


Figura 1. Spettro di potenza macro-meteorologico della velocità del vento.

Lo spettro macro-meteorologico rappresentato in Figura 1 risulta in ottimo accordo con altri spettri di potenza della velocità orizzontale del vento proposti in letteratura, quali quelli riportati in Kai (1987) e Milford (1987). Il diagramma mostra chiaramente una serie di picchi, corrispondenti a cicli di periodicità annuale (contenuto armonico concentrato nell'intorno di 1 anno), diurna (contenuto armonico concentrato nell'intorno di 24 ore) e relative super-armoniche (contenuto armonico concentrato nell'intorno di 12 ore e 8 ore). Si noti l'assenza di un contributo energetico significativo nel dominio compreso tra 3 e 7 giorni, generalmente associato al passaggio di sistemi ciclonici sinottici. Infine, la tendenza a decrescere nella zona ad alta frequenza sembra suggerire la presenza del gap spettrale, come ipotizzato da Van der Hoven (1956).

Figura 2 mostra la funzione di autocorrelazione normalizzata associata allo spettro macro meteorologico rappresentato in Figura 1. La presenza di armoniche con periodo di 1 anno e 24 ore è confermata dal comportamento ciclico evidenziato in Figura 2a e b.

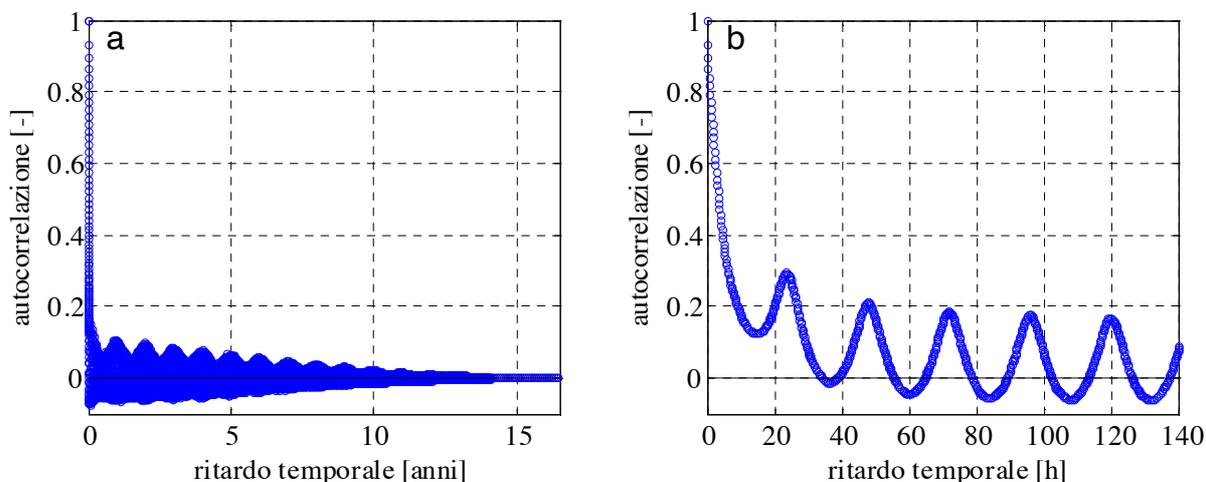


Figura 2. Funzione di autocorrelazione della velocità media del vento.

7. COMPONENTI CICLICHE

La scala con cui è rappresentato lo spettro di potenza di $V(t)$ in Figura 1 è comunemente utilizzata in letteratura e permette un confronto immediato con altri spettri precedentemente proposti. Tuttavia, la scala delle ordinate tende a distorcere l'ampiezza dei picchi. In alternativa, Figura 3a riporta lo stesso spettro di potenza, espresso in scala lineare delle ordinate. In questa scala, si evidenziano gli stesi picchi di Figura 1 associati alle periodicità di 1 anno, 4 mesi, 24, 12, 8 ore e in aggiunta due altri picchi, corrispondenti a cicli di 4 mesi e 6 ore. Figura 3b-g fornisce un ingrandimento dello spettro per ciascuno dei precedenti picchi.

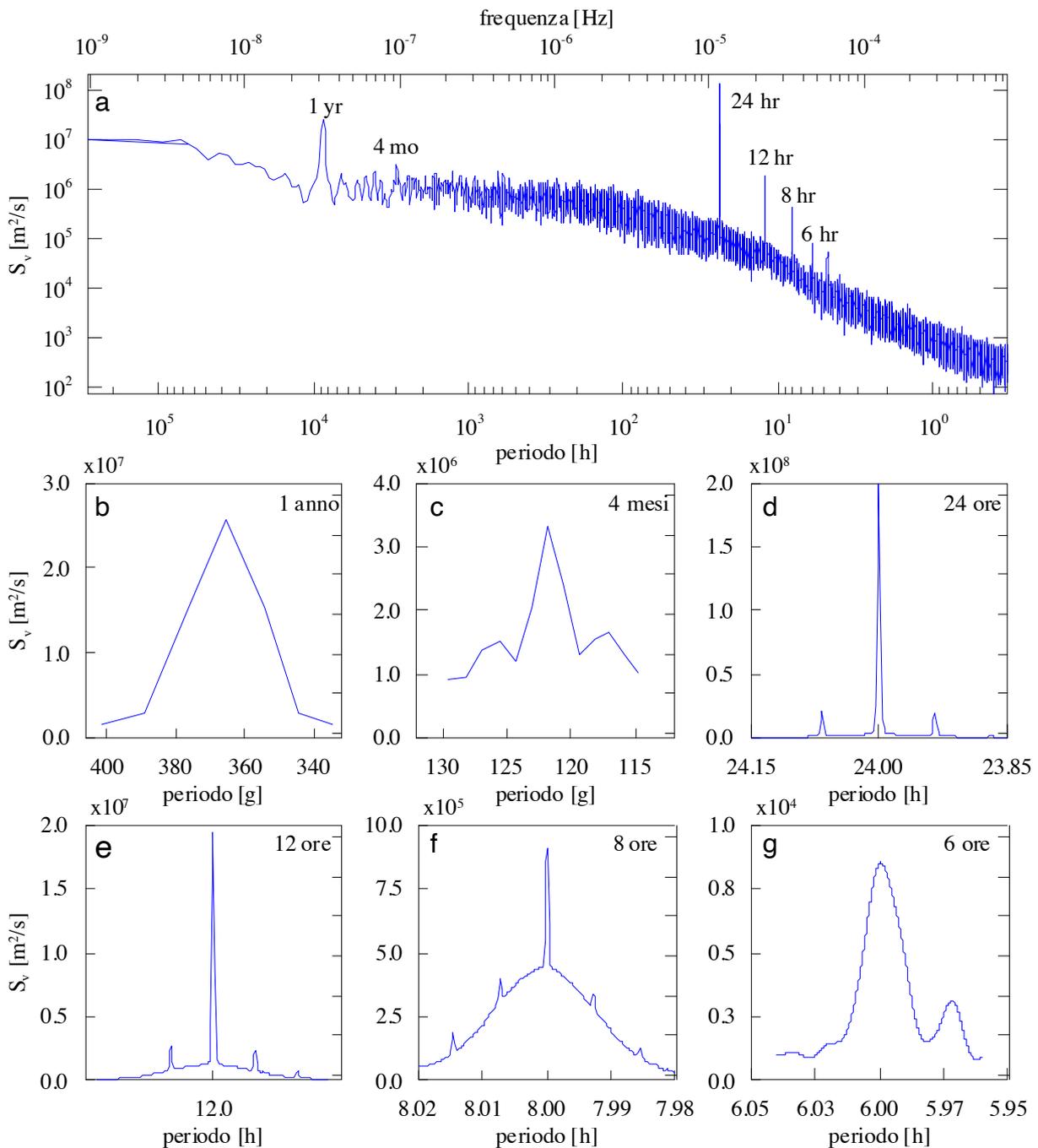


Figura 3. Picchi dello spettro macro-meteorologico della velocità del vento.

Le immagini in Figura 3b-g mostrano come i picchi in effetti non siano associati ad una singola armonica bensì a bande di periodo. Ne consegue essere più corretto parlare di

contenuti armonici a banda stretta piuttosto che singole armoniche. Tabella 3 identifica gli estremi della banda di periodo dei picchi, la relativa varianza e il contributo percentuale alla varianza totale del segnale. Si noti che la varianza del segnale è misura della relative energia. L'ultima riga di Tabella 3 riporta gli stessi dati per l'intero spettro di potenza considerato.

Tabella 3. Componenti periodiche della velocità media del vento.

Picco	Banda di periodo	Varianza [m ² /s ²]	Contributo %
1 anno	331.7 – 406.3 gg	0.0612	0.92%
4 mesi	114.3 – 129.2 gg	0.188	0.28%
24 ore	23.85 – 24.15 hh	0.7408	11.2%
12 ore	11.96 – 12.04 hh	0.1532	2.31%
8 ore	7.98 – 8.02 hh	0.0408	0.62%
6 ore	5.96 – 6.04 hh	0.0180	0.27%
-	20 min – 33 yy	6.6232	100%

Complessivamente, il contributo alla varianza del segnale complessivo legato ai 6 picchi analizzati equivale al 15.6%. Tabella 3 evidenzia che i contributi in termini di varianza sono massimi per il picco diurno e minimi per i picchi corrispondenti a 4 mesi e 6 ore.

Figura 3c-g mettono in evidenza anche un altro aspetto molto importante, rappresentato dalla presenza di due lobi simmetrici posti lateralmente al picco principale. L'occorrenza di lobi laterali era stata identificata anche da Oort & Taylor (1969), analizzando tre registrazioni effettuate in Maine (USA). In particolare, gli autori identificarono un picco corrispondente a 24 ore e due picchi secondari, di intensità uguale, a distanza di circa 4 minuti dal picco principale. Oort e Taylor spiegarono tale fenomeno come un fenomeno dei 'battimenti', e interpretarono la presenza dei due picchi laterali come una modulazione dell'ampiezza R del ciclo diurno:

$$R = R_1 + R_2 \cos(2\pi t / T) \quad (2)$$

dove t è misurato in giorni, $T=356.25$ giorni, R_1 è la parte costante dell'ampiezza del ciclo diurno, ottenuta dall'analisi spettrale del picco a 24 ore, mentre la parte rimanente $R_2 \cos(2\pi t / T)$ è ottenuta come somma degli effetti dei lobi laterali. Figura 3d evidenzia picchi secondari con periodo praticamente identico a quelli identificati nel lavoro citato. Le conclusioni ottenute dagli autori, possono pertanto essere estese anche agli altri lobi evidenziati nel presente lavoro.

Risultati simili sono stati ottenuti anche da Harris (2008). A partire da registrazioni di medie orarie lunghe 30 anni effettuate a Boscombe Down, Harris identificò componenti cicliche con periodi pari a 1 anno, 24 ore e le relative sovra-armoniche; inoltre descrisse un contributo, non così definito, corrispondente ad un periodo compreso tra 3 e 6 mesi. A tali picchi, corrisponde un contributo complessivo alla varianza pari a 11.49%, leggermente minore rispetto a quello valutato nel presente lavoro. Tuttavia, la differenza potrebbe risiedere nel fatto che il presente studio ha considerato una banda di frequenze per ogni picco, mentre Harris ha analizzato per ciascuna componente una sola componente armonica.

8. DISCUSSIONE SULLA NATURA ALEATORIA O DETERMINISTICA DELLE COMPONENTI CICLICHE

Analizzando le registrazioni di velocità del vento di Boscombe Down, Harris (2008) propose una nuova possibile visione dello spettro macro-meteorologico della velocità del vento, interpretando i cicli annuale, diurno e le sue super-armoniche come componenti periodiche deterministiche del segnale di velocità del vento. In particolare, la limitata variabilità l'angolo

di fase di tali armoniche risultava non aleatorio, ma pressoché deterministico e definite in funzione della climatologia locale. A questo proposito, Harris sottolinea l'importanza di considerare la presenza nel segnale di vento di componenti deterministiche, specie per gli effetti che possono avere sulla modellazione dei venti estremi. In particolare, le componenti deterministiche inducono un'extra-varianza nel base dati dei massimi annuali, poiché da un anno all'altro il massimo annuale non coincide con la stessa porzione di ciascuno dei cicli periodici (Harris, 2008).

Dal punto di vista proposto da Harris, le armoniche contenute nelle bande di frequenza evidenziate in Tabella 3 dovrebbero essere interpretate come componenti deterministiche e, come tali, rimosse dalle registrazioni prima di un' eventuale analisi delle velocità massime. Risulta quindi molto importante chiarire la natura di questi componenti anche nell'ottica di approfondire il loro ruolo nell'analisi dei venti estremi.

La stessa procedura proposta da Harris (2008) è stata utilizzata per analizzare i dati misurati dagli anemometri storici (Capodichino, Ciampino e Grazzanise) riportati in Tabella 1. I dati sono organizzati e studiate in termini di 'anno di vento' compreso tra il 1 Luglio di un anno e il 30 Giugno dell'anno successivo, in alternative al comune anno civile. Questo per evitare di interrompere le registrazioni in corrispondenza della stagione invernale, usualmente molto ventosa. Tenendo conto che le registrazioni comprendono dati mancanti, e al fine di limitare le discontinuità, l'analisi delle componenti con ciclicità annuale è stata svolta considerando medie giornaliere ottenute dalle registrazioni di partenza con campionamento triorario. Le serie ottenute comprendono 33 anni di medie giornaliere; esse sono suddivise in 8 blocchi di circa 4 anni ciascuno e la componente annuale è studiata separatamente su ciascun blocco di dati. In questo modo, ciascun blocco risulta continuo e si può ritenere sufficientemente lungo da assicurare una chiara identificazione della ricorsività annuale. La Fast Fourier Transform (FFT) è stata usata per valutare l'ampiezza (R) e la fase (ϕ) dell'armonica con periodo 1 anno. Tabella 4 riporta i risultati ottenuti in confronto a quelli ottenuti da Harris (2008) dai dati di Boscombe Down.

Tabella 4. Componente annuale estratta da blocchi composti da 4 anni di velocità medie giornaliere.

Blocco	Capodichino		Ciampino		Grazzanise		Boscombe Down	
	R (nodi)	ϕ (rad)	R (nodi)	ϕ (rad)	R (nodi)	ϕ (rad)	R (nodi)	ϕ (rad)
1	1.1410	4.1457	0.7065	4.2518	0.5474	4.3092	1.1841	3.5595
2	1.3351	4.1908	0.5408	3.8789	0.7935	3.6323	1.5235	3.6855
3	0.7170	3.8698	0.8796	4.2804	0.5648	3.6779	1.4372	3.5039
4	1.0550	3.6865	0.6228	3.8409	0.4443	3.8022	1.6569	3.7752
5	0.9720	4.0667	0.2817	3.8618	0.7943	3.4219	1.7072	3.6027
6	0.8586	4.0152	0.4200	4.3332	0.7335	3.8332	1.1503	3.7114
7	0.5960	5.0233	0.2045	2.7611	0.3481	4.0569	1.5252	3.6468
8	0.8152	4.4537	0.4070	3.9055	0.7631	3.3522		

A parità di stazione e osservando i risultati per i diversi blocchi, si noti come l'ampiezza R vari in modo sensibile mentre la fase ϕ risulta quasi costante. Figura 4 grafica i valori numerici delle fasi Tabella 4, mostrando somiglianze tra le stime di fase italiane con quelle ottenute per Boscombe Down, sebbene quelle inglese risultino ancora meno disperse. In ogni modo è evidente che in termini generali la fase non può essere considerata una variabile aleatoria.

Le stime dell'ampiezza R evidenziano una significativa variabilità da blocco a blocco. Questa potrebbe essere legata ad una modulazione di lungo periodo (maggiore di 1 anno) dell'ampiezza della ciclicità annua, ad esempio legata al ciclo solare avente periodicità di 11 anni.

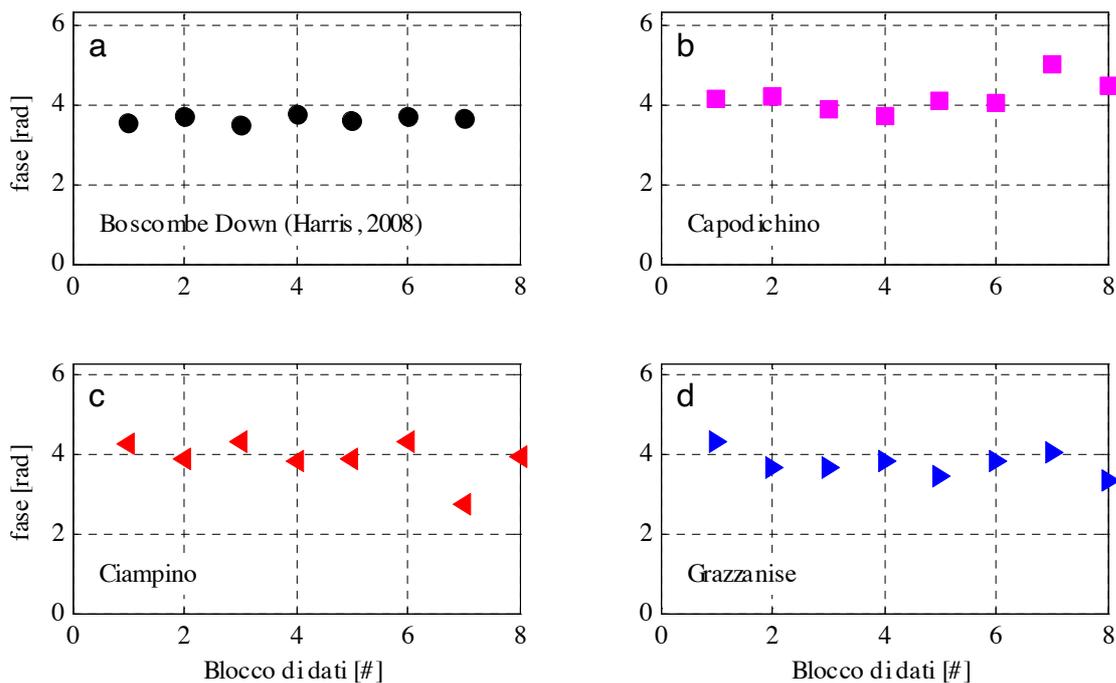


Figura 4. Fasi della componente annuale estratta da blocchi di 4 anni di medie giornaliere.

La stessa metodologia è stata utilizzata per studiare la componente diurna. In questo caso, le basi dati originali di velocità triorarie sono state separate in blocchi di lunghezza 1 anno; solo i blocchi con dati continui. Si noti che il numero di blocchi analizzati varia da stazione a stazione, in funzione della frequenza dei dati mancanti nelle registrazioni originali. Tabella 5 riporta i risultati dell'analisi in termini di ampiezza R e fase ϕ della componente diurna delle stazioni italiane e della stazione di Boscombe Down. Figura 5 grafica i valori numerici delle fasi elencati in Tabella 5.

La fase associata alla componente diurna è pressoché costante e, in questo caso, la variazione nelle stazioni italiane risulta inferiore a quella riscontrata per Boscombe Down. Anche in questo caso è evidente che la fase non si può considerare distribuita in modo aleatorio. Come per la componente annuale, si evince una variazione d'ampiezza R del ciclo diurna sui diversi blocchi. Analoga variazione è stato precedentemente riscontrata da Oort & Taylor (1969), fenomeno che anche essi avevano motivarono con una modulazione annuale dell'ampiezza del ciclo.

Le analisi descritte sono state ripetute per i cicli di 4 mesi, 12, 8, e 6 ore, ottenendo risultati analoghi a quelli riportati per il ciclo annuale e diurno. Le conclusioni suggerite dal presente studio si pongono in linea con quelle di Harris (2008), nel senso che le fasi delle componenti cicliche selezionate non possono considerarsi aleatorie. Tuttavia quello che resta da appurare se queste siano effettivamente deterministiche, o piuttosto pseudo-deterministiche, ovvero dotate di un ristretto campo di variabilità. Si noti come la presenza di componenti deterministiche nelle registrazioni di grandezze meteorologiche come la temperatura, radiazione solare ed umidità è ben radicata nella letteratura riguardante la progettazione di sistemi HVAC (heating, ventilating and air conditioning), nell'ambito dello studio della ventilazione degli edifici (Yoshida & Terai, 1992, Ren & Wright, 2002; Yi & Malkawi, 2011).

Tabella 5. Componente diurna estratta da blocchi di 1 anno di velocità medie triorarie (stazioni italiane) e orarie (stazione inglese).

Blocco	Capodichino		Ciampino		Grazzanise		Boscombe Down	
	R (nodi)	ϕ (rad)	R (nodi)	ϕ (rad)	R (nodi)	ϕ (rad)	R (nodi)	ϕ (rad)
1	2.3871	4.3301	1.2693	4.3599	1.6964	4.3290	1.7753	3.3882
2	2.2429	4.2838	1.7525	4.2495	1.5053	4.3980	1.9597	3.3739
3	1.7976	4.2804	2.0111	4.3289	1.6579	4.2327	1.6869	3.5121
4	2.2168	4.2975	1.8715	4.3155	1.7538	4.3218	1.7317	3.4309
5	2.3263	4.3983	1.6700	4.2752	1.8614	4.4185	1.9431	3.2529
6	2.2586	4.2869	1.9446	4.2160	1.6165	4.3084	1.8329	3.5974
7	2.1011	4.2954	1.9817	4.2298	1.6926	4.2244	1.6563	3.4456
8	1.6990	4.2646	1.5081	4.2746			1.6310	3.4062
9	1.7467	4.3544	1.6682	4.2825			1.9268	3.4148
10	1.5989	4.3235	1.7519	4.3336			1.7999	3.4942
11	1.5570	4.2389	1.5797	4.1492			1.7868	3.4305
12	1.3318	4.2232	2.3312	4.4739				
13	1.7615	4.2142	2.6945	4.2857				
14			2.4274	4.3703				
15			2.7817	4.5200				

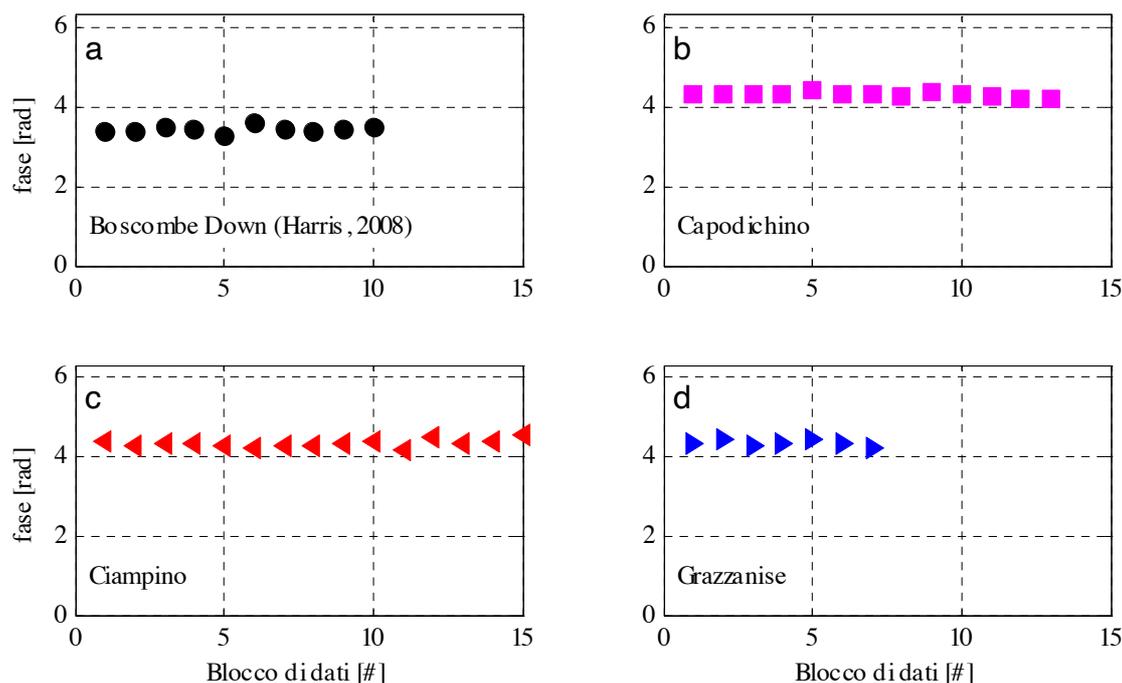


Figura 5. Fasi della componente diurna estratta da blocchi continui di 1 anno di medie orarie (a) e triorarie (c-e).

9. CONCLUSIONI E PROSPETTIVE

Il presente lavoro è parte di un'ampia ricerca volta a sviluppare una metodologia per simulare storie temporali di lungo termine della velocità media del vento. Una corretta descrizione dello spettro macro-meteorologico della velocità orizzontale del vento e delle presunte componenti deterministiche è di primaria importanza. Parimenti, capire quale ricaduta tali componenti deterministiche possano avere sulla modellazione dei venti estremi. La presente memoria ricerca e indaga sulla natura delle suddette componenti deterministiche analizzando una serie di osservazioni di vento registrate in un'area di circa 200 km dell'Italia Centrale.

Nella prima parte del lavoro, le registrazioni reali di vento vengono utilizzate per descrivere lo spettro macro-meteorologico della velocità del vento. Questo rivela distintamente la presenza di picchi spettrali a banda stretta che si stagliano su un contributo di fondo a banda larga. Identificando i picchi mediante la armonica centrale della banda in frequenza/periodo associata, le principali componenti cicliche di velocità hanno periodo di 1 anno, 4 mesi, 24, 12, 8 e 6 ore. La maggior parte dei picchi individuati presentano lobi laterali, caratteristica che era stata in precedenza individuata da altri studi.

La seconda parte del lavoro studia le ciclicità associate ai picchi individuati in precedenza nello spettro, cercando di coglierne la natura aleatoria o deterministica. Tale studio evidenzia che le componenti cicliche, valutate su differenti blocchi di dati, presentano ampiezza variabile ma una fase pressoché costante. Questo risultato viene interpretato come sintomo di una qualche correlazione temporale delle fasi che non permette di considerarle puramente aleatorie. A differenza di precedenti posizioni assunte in letteratura, gli autori non sono pienamente convinti che i risultati di questo studio, seppur coerenti con quelli ottenuti da Harris (2008) siano sufficienti per confermare la natura pienamente deterministica delle armoniche studiate.

Sotto questo punto di vista ulteriori indagini su differenti climi di vento potrebbero aiutare a chiarificare tale questione. In ogni caso, i passi successivi della ricerca in sviluppo dagli autori sarà quello di quantificare l'effetto che la presenza di componenti deterministiche nel segnale di vento possa avere sullo studio dei venti estremi da esso estratti.

10. BIBLIOGRAFIA

- Baker, C.J., 2010. Discussion of "The macro-meteorological spectrum – A preliminary study" by R I Harris. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 98 (12), 945-947.
- Blackman, R.B., Tukey, J.W., 1959. *The measurement of power spectra from the point of view of communication engineering*. Dover, New York.
- Burlando, M., Freda, A., Ratto, C.F., Solari, G., 2010. A pilot study of the wind speed along the Rome-Naples HS/HC rail-way line. Part 1-Numerical modelling and wind simulations. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics* 98 (8-9), 392-403.
- Griffith, H.L., Panofsky, H.A., Van der Hoven, I., 1956. Power-spectrum analysis over large range of frequency. *Journal of Meteorology* 13, 279-282.
- Harris, R.I., 2008. The macro-meteorological spectrum – a preliminary study. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics* 96, 2294–2307.
- Hellman G., (1915). 'Über Bewegung der Luft in der untersten Schichten der Atmosphäre', *Meteor. Z.*, 32,1-16.
- Kai, K., 1985. Spectrum climatology of the surface winds in Japan. Part I: the 40–60 day fluctuations. *Journal of Meteorology Society of Japan* 63, 873–882.
- Kai, K., 1987. Spectrum climatology of the surface winds in Japan. Part II: the diurnal variations, the synoptic fluctuations, the 10–20 days fluctuations and the annual variation. *Journal of Meteorology Society of Japan* 65 (5), 751–765.
- Marukami, S., 1983. Turbulence characteristics of wind flow at ground level in built-up area. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 15, 133-144.
- Milford, R.V., 1987. Annual maximum wind speeds from parent distribution functions. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 25, 163-178.
- Oort, A.H., Taylor, A., 1969. On the kinetic energy spectrum near the ground. *Monthly Weather Review* 97 (9), 623–636.
- Panofsky, H.A., Van der Hoven, I., 1955. Spectra and cross-spectra of velocity atmospheric turbulence at 100 m. *Quart. J. r. meteor. Soc.* 81, 603-606.
- Peterka, J.A., 1992. Improved extreme wind prediction for the United States. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 41-44, 533-541.
- Ren, M.J., Wright, J.A., 2002. Adaptive diurnal prediction of ambient dry-bulb temperature and solar radiation. *HVAC&R Research* 8(4), 383-402.

- Simiu, E., Filliben, J.J., 1999. Design Gust Wind Speeds in the United States: Discussion. *Journal of Structural Engineering* 1077-1080.
- Takle, E.S., Brown, J.M., 1978. Note on the use of Weibull statistics to characterize wind speed data. *Journal of Applied Meteorology* 17, 556–559.
- Torrielli, A., 2011. Long term simulation and reliability analysis of structures subjected to the wind action. Ph.D. thesis available at <<http://www.scuoladottorato-sti.unige.it>>
- Torrielli, A., Repetto, M.P., Solari, G., 2011. Long-term simulations of the mean wind velocity. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics* 99, 1139-1150.
- Torrielli, A., Repetto, M.P., Solari, G., 2013. Extreme wind speeds from long-term synthetic records. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics* 115, 22-38.
- Van der Hoven, I., 1956. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0,0007 to 900 cycles per hour. *Journal of Meteorology* 14, 160–164.
- Yi, Y.K., Malkawi A.M., 2011. Integrating neural network models with computational fluid dynamics (CFD) for site-specific wind condition. *Building Simulation* 4(3), 245-254.
- Yoshiad, H., Terai, T., 1992. Modeling of weather data by time series analysis for air-conditioning load calculation. *ASHRAE Transactions* 98(1), 328- 345.

Propagazione dell'incertezza dai coefficienti aeroelastici alla velocità critica di flutter di un ponte

Claudio Mannini ^a, Gianni Bartoli ^a

^aCRIACIV/Dip. di Ingegneria Civile e Ambientale, Università degli Studi di Firenze, Firenze

SOMMARIO

Nel lavoro viene presentato un metodo per giungere a caratterizzare l'instabilità per flutter in termini probabilistici, attraverso il calcolo della distribuzione di probabilità della velocità critica per flutter partendo dalle distribuzioni delle derivate di flutter. Nell'ottica di un approccio tipo "performance-based design", si è proceduto anche ad un'analisi della propagazione delle incertezze; le proprietà statistiche delle derivate di flutter sono state studiate analizzando i risultati di una serie di prove in galleria del vento appositamente eseguite su un modello sezione di un impalcato di geometria abbastanza comune. Nel caso di utilizzo di approcci semplificati per la determinazione della velocità critica di flutter, è possibile giungere alla definizione della relativa distribuzione di probabilità in forma analitica; nei casi più complessi si è fatto ricorso a tecniche di tipo Monte Carlo. Nella presente memoria, l'analisi è stata svolta in un caso in cui il comportamento della struttura non presenta particolari criticità e in un altro in cui si assiste a comportamenti maggiormente complicati. Infine, si è analizzato il possibile effetto della cross-correlazione tra le diverse derivate di flutter, individuandone un ruolo non trascurabile nella determinazione del valore della velocità critica.

ABSTRACT

This paper presents a method to approach flutter instability in a probabilistic way and to calculate the probability distribution of the critical wind speed, starting from that of the flutter derivatives. Uncertainty propagation in the flutter problem is studied and the results are considered in the framework of the performance-based design. The statistical properties of experimental flutter derivatives were investigated with ad-hoc wind tunnel tests performed on a bridge deck model of common geometry. The probability distribution of the flutter critical wind speed can be analytically calculated if a simplified approach to flutter is followed. By contrast, Monte Carlo methods have to be utilized in the general case. Application examples are presented and both a well-behaving and a particularly critical case of uncertainty propagation are discussed. Finally, the effect of correlation between flutter derivatives is studied, observing that it plays a non-negligible role in the definition of the probability distribution of the flutter wind speed.

PAROLE CHIAVE: Flutter, Ponti, Derivate aeroelastiche, Propagazione dell'incertezza, Analisi di rischio, Simulazioni Monte Carlo.

1. INTRODUZIONE

Il flutter rappresenta un tipo di instabilità dinamica che può risultare condizionante nel progetto di ponti di grande luce; l'accoppiamento aeroelastico di un modo flessionale con un modo torsionale di forma simile può dar luogo ad un'introduzione di energia nel sistema, la quale conduce ad oscillazioni rapidamente crescenti che possono risultare estremamente grandi in corrispondenza di certi valori della velocità del vento incidente. Anche il flutter torsionale (o galloping torsionale o flutter ad un grado di libertà) può risultare di notevole importanza in alcune strutture da ponte; in questo caso si tratta di una instabilità dinamica causata dall'annullamento dello smorzamento nel modo torsionale, anche senza l'accoppiamento con altri modi propri della struttura.

L'evoluzione dello stato dell'arte nello studio del comportamento aerodinamico ed aeroelastico delle sezioni da ponte ha messo in luce l'importanza della definizione delle incertezze nel progetto di queste strutture nei confronti dell'azione del vento. Ci sono infatti molteplici fattori che non possono essere definiti in maniera esatta; in particolare, mentre la massa, i momenti di inerzia, le frequenze proprie e la geometria delle strutture esaminate sono note con un buon livello di accuratezza, lo stesso non può dirsi per altre grandezze, quali il valore dello smorzamento strutturale, che nonostante il ruolo fondamentale che questo gioca nella quantificazione dei carichi dinamici, della risposta nei confronti del distacco dei vortici e nel caso di quella che viene usualmente definita come instabilità da flutter "soft type" (Bartoli & Mannini, 2008; Mannini *et al.*, 2012), generalmente non può che venire quantificato in maniera molto approssimativa.

Un'altra fonte di incertezza è dovuta alla presenza della turbolenza, il cui ruolo nella valutazione dell'instabilità dinamica da flutter è stato analizzato da diversi autori (tra gli altri Bucher & Lin, 1988; Bartoli *et al.*, 1993; Caracoglia, 2011).

Infine, un'ulteriore incertezza deriva dalla non trascurabile dispersione dei risultati sperimentali; tale aspetto risulta particolarmente significativo nella valutazione delle derivate aeroelastiche, grandezze fondamentali sia per le analisi di stabilità per flutter sia per l'analisi di buffeting di impalcato a ponte (Scanlan & Tomko, 1971; Simiu & Scanlan, 1996; Dyrbye & Hansen, 1997, solo per citare alcuni dei numerosi riferimenti bibliografici). Tali funzioni sono solitamente trattate come se fossero grandezze deterministiche, ma diversi studi hanno invece mostrato come esse debbano essere considerate in senso probabilistico, sia nel caso in cui vengano stimate attraverso prove di oscillazioni libere (Righi, 2003; Mannini, 2006; Caracoglia, 2008) o forzate (Sarkar *et al.*, 2009).

In letteratura, si possono reperire diversi lavori nei quali viene analizzato il problema della stabilità per flutter in analisi di tipo affidabilistico (Ostenfeld-Rosenthal *et al.*, 1992; Ge *et al.*, 2000; Pourzeynali & Datta, 2002; Cheng *et al.*, 2005) ma soltanto in pochissimi casi, e a costo di notevoli approssimazioni, si è tenuto conto dell'incertezza insita nelle derivate aeroelastiche. Un tentativo è stato fatto in Bartoli *et al.* (1997), dove si è utilizzata un'interpolazione polinomiale per definire la variabilità delle derivate aeroelastiche in funzione della velocità ridotta e poi ne sono stati artificialmente modificati i coefficienti (considerando variazioni pari a $\pm 15\%$), ottenendo modificazioni anche consistenti nei valori della velocità critica per flutter. Un approccio analogo è stato utilizzato in Caracoglia (2008), dove è stata osservata una variabilità nei parametri in output più contenuta rispetto alla variabilità delle grandezze in ingresso. In Seo & Caracoglia (2011) è stato proposto un metodo per valutare numericamente la probabilità di collasso di un impalcato da ponte che presentava un'instabilità per flutter torsionale considerando le incertezze in soltanto due derivate aeroelastiche, trattate come variabili aleatorie indipendenti in corrispondenza di ogni valore della velocità ridotta; in questo caso, l'aleatorietà delle derivate aeroelastiche è stata valutata attraverso il confronto di misure effettuate in vari laboratori, che si differenziavano sia per le tecniche di misura che per i valori dell'angolo di attacco del vento.

In questo lavoro viene presentato un metodo per giungere alla definizione della distribuzione di probabilità della velocità critica per flutter in funzione dell'aleatorietà delle derivate aeroelastiche.

Partendo da una serie di misure in galleria del vento, effettuate specificatamente per giungere alla definizione di tali incertezze, sono stati analizzati due casi studio, nei quali si è proceduto alla caratterizzazione in senso probabilistico della velocità critica per flutter tenendo in conto anche dell'effetto della correlazione tra differenti derivate aeroelastiche. In tutto il lavoro, le uniche grandezze trattate in termini probabilistici sono rappresentate dai parametri aerodinamici, mentre quelli strutturali sono stati considerati come deterministici, al fine di mettere in evidenza l'effetto dei primi.

2. PROBABILITÀ DI COLLASSO PER FLUTTER

Uno degli scopi del presente lavoro è quello di collocare il rischio di collasso per flutter nell'ambito delle procedure prestazionali di tipo "performance-based design" (Cornell & Krawinkler, 2000; Porter, 2003), nelle quali l'obiettivo è rappresentato dalla caratterizzazione probabilistica delle prestazioni attese da una struttura. Soltanto di recente, questo tipo di approccio è stato esteso dal campo dell'ingegneria sismica all'ingegneria del vento (Ciampoli *et al.*, 2011) sotto il nome di "performance-based wind engineering".

Considerano le incertezze nei termini di pericolosità (*hazard*), vulnerabilità (*vulnerability*) e danno (*damage*), ogni struttura può essere analizzata facendo ricorso all'equazione introdotta dal Pacific Earthquake Engineering Research Center (PEER, Porter 2003):

$$p(DV) = \iiint p(DV | DM) \cdot |dp(DM | EDP)| \cdot |dp(EDP | IM)| \cdot |dp(IM)| \quad (1)$$

in cui DV rappresenta una variabile decisionale (una qualunque misura delle prestazioni della struttura che possa essere utilizzata per definirne l'adeguatezza a sostenere l'azione prevista), DM è una misura del danno, EDP definisce un parametro ingegneristico che quantifica la risposta della struttura (Engineering Demand Parameter). Nell'equazione precedente, IM rappresenta la misura dell'intensità della pericolosità, mentre con $p(\cdot)$ viene indicata la densità di probabilità di eccedenza e con $p(\cdot|\cdot)$ la densità di probabilità di eccedenza condizionale.

L'equazione di carattere generale appena introdotta, viene in molte applicazioni semplificata identificando la misura del danneggiamento con lo stesso parametro ingegneristico di risposta ($DM \approx EDP$), come in Cornell *et al.* (2000) e Augusti & Ciampoli (2008). Nonostante possa essere usualmente assunto che la struttura collassi (con probabilità uno) quando si raggiunge l'instabilità per flutter, è opportuno notare che, a causa delle caratteristiche non lineari presenti sia nei termini aeroelastici che nella stessa risposta strutturale, è possibile che la struttura possa sostenere le azioni derivanti dal flutter anche al di sopra del valore della velocità del vento identificato come soglia critica. Questo è accaduto, ad esempio, nel corso della tempesta che ha colpito il Golden Gate Bridge a San Francisco (California), il 1 Dicembre 1951, come documentato dalle misure "full-scale" riportate in Vincent (1965). Nel presente lavoro, a causa della probabilità, se non di collasso, almeno di registrare danneggiamenti così elevati da rendere anti-economica la possibilità di riparazione del ponte, si è assunta una variabile binaria per la descrizione della variabile decisionale ($DV = 1$ indica l'avvenuto collasso per flutter, mentre $DV = 0$ identifica una situazione in cui il flutter non si è manifestato), in questo modo identificando una sorta di "stato limite" per la struttura (Augusti & Ciampoli, 2008).

Infine, è stata trascurata la turbolenza del vento, sia in direzione longitudinale sia in direzione verticale, mentre si sono considerate come misure della pericolosità, il valore della velocità media del vento e della sua direzione di provenienza. Di conseguenza, l'equazione del PEER assume la seguente forma:

$$P_{fail} = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} P(DV = 1 | U, \theta) \cdot g(U, \theta) \cdot dU \cdot d\theta \quad (2)$$

in cui P_{fail} rappresenta la probabilità di collasso, ossia la probabilità di superamento della soglia che identifica il livello di "performance" richiesto alla struttura, che nel caso in esame è rappresentato dal raggiungimento dello stato limite definito dal collasso strutturale causato dal flutter. Con $P(DV = 1 | U, \theta)$ si è identificata la probabilità che possa esserci instabilità per flutter ad una assegnata velocità proveniente da un angolo di incidenza pari a θ (yaw angle, angolo di incidenza nel piano orizzontale), mentre $g(U, \theta)$ indica la densità di probabilità congiunta della velocità media U e della direzione θ .

Dal momento che il flutter rappresenta una instabilità dinamica che si attiva quando la velocità del vento supera una soglia assegnata (nel caso in esame, assunta come aleatoria), si può affermare che la struttura potrà essere ritenuta instabile per un qualunque valore della velocità del vento maggiore della velocità critica e stabile per qualsiasi valore inferiore; quindi si può assumere $P(DV = 1 | U, \theta) = P(DV = 1 | u \leq U, \theta)$.

L'influenza dell'effetto dell'angolo di incidenza del vento sull'instabilità dell'impalcato rappresenta un aspetto poco studiato in ambito scientifico; normalmente si assume che soltanto la componente ortogonale all'asse longitudinale del ponte debba essere considerata nella valutazione della sua stabilità, ossia il solo termine $U^{\perp} = U \cdot |\cos(\theta)|$, dove l'angolo $\theta = 0$ indica la direzione trasversale rispetto all'asse del ponte (Kimura & Tanaka, 1992). Sotto tale ipotesi, l'equazione precedente può essere ulteriormente semplificata:

$$P_{fail} = \int_0^{\infty} P(DV = 1 | u \leq U^{\perp}) \cdot g(U^{\perp}) \cdot dU^{\perp} \quad (3)$$

Il termine che rappresenta la vulnerabilità strutturale, $P(DV = 1 | u \leq U^{\perp})$, viene ad identificarsi con la curva di fragilità della struttura e rappresenta la probabilità di avere instabilità per flutter dato un valore della velocità trasversale del vento non al di sopra di un assegnato valore. Si può quindi scrivere:

$$P_{fail} = \int_0^{\infty} P(U_{cr} \leq U^{\perp}) \cdot g(U^{\perp}) \cdot dU^{\perp} \quad (4)$$

in cui U_{cr} è la velocità critica per flutter. Il termine $P(U_{cr} \leq U^{\perp})$ indica la distribuzione cumulata di probabilità della velocità critica di flutter per una struttura di assegnate caratteristiche (aleatorie) sottoposta ad un input aerodinamico (in questo caso rappresentato dalle derivate aeroelastiche), anch'esso di natura aleatoria. Di conseguenza, appare evidente il ruolo cruciale svolto dalla quantificazione della probabilità della velocità critica, che risulta fondamentale non solo per valutare la variabilità insita nel calcolo della possibile instabilità per flutter, ma anche nella quantificazione dell'effettivo livello di rischio al quale la struttura è sottoposta.

Nel presente lavoro, si propone un metodo per giungere alla quantificazione di tale distribuzione di probabilità, concentrando l'attenzione sul solo termine di vulnerabilità strutturale come presente nella formulazione del PEER. In ogni caso, quando la funzione di pericolosità, espressa attraverso la densità di probabilità congiunta $g(U, \theta)$ oppure tramite la $g(U^{\perp})$, fosse nota, la procedura per la definizione della effettiva probabilità di collasso risulta completamente definita.

3. MODELLO MECCANICO

Seguendo il modello più semplice e diffuso per la valutazione della velocità critica per flutter di un impalcato da ponte, il sistema meccanico può essere descritto attraverso un oscillatore lineare a due gradi di libertà, libero di vibrare nel grado di libertà traslazionale $h(t)$ e rotazionale $\alpha(t)$ (Figura 1), trascurando per semplicità il moto lungo il grado di libertà nella direzione del vento.

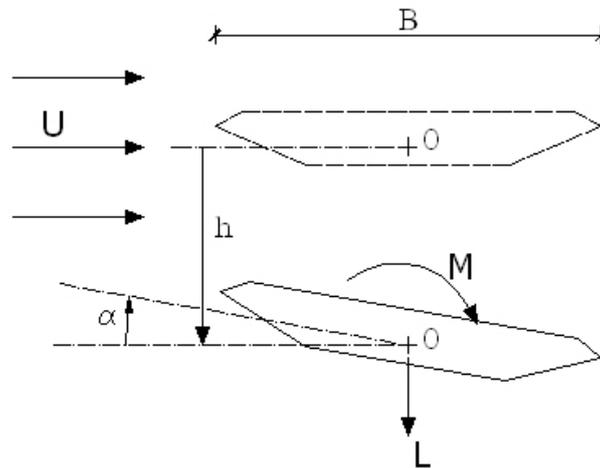


Figura 1. Schema dei riferimenti per forze e spostamenti

Se il sistema è meccanicamente disaccoppiato, le equazioni di moto possono essere scritte nella forma seguente:

$$m \left[\ddot{h} + 2\zeta_h \omega_h \dot{h} + \omega_h^2 h \right] = L_h \quad (5)$$

$$I \left[\ddot{\alpha} + 2\zeta_\alpha \omega_\alpha \dot{\alpha} + \omega_\alpha^2 \alpha \right] = M_\alpha \quad (6)$$

dove m e I sono le masse ed i momenti di inerzia di massa per unità di lunghezza, $\omega_h = 2 \cdot \pi \cdot n_h$ e $\omega_\alpha = 2 \cdot \pi \cdot n_\alpha$ rappresentano le frequenze circolari del modo verticale e rotazionale (in assenza di vento), ζ_h e ζ_α indicano i valori di smorzamento (espressi in rapporto allo smorzamento critico), L_h e M_α esprimono rispettivamente la forza di lift ed il momento torcente per unità di lunghezza dell'impalcato. I termini di forza possono essere visti come la somma di una componente media, di una componente fluttuante (componente di buffeting) e di forze auto-eccitate, dove solo le ultime possono dar luogo all'instabilità per flutter.

Se si assume un moto perfettamente accoppiato (come avviene in condizioni di flutter), le forze auto-eccitate possono essere scritte nella forma introdotta da Scanlan (Scanlan & Tomko, 1971; Simiu & Scanlan, 1996) e riportata nelle seguenti equazioni:

$$L_{se}(t, K) = qB \left[KH_1^*(K) \frac{\dot{h}(t)}{U} + KH_2^*(K) \frac{B\dot{\alpha}(t)}{U} + K^2 H_3^*(K) \alpha(t) + K^2 H_4^*(K) \frac{h(t)}{B} \right] \quad (7)$$

$$M_{se}(t, K) = qB^2 \left[KA_1^*(K) \frac{\dot{h}(t)}{U} + KA_2^*(K) \frac{B\dot{\alpha}(t)}{U} + K^2 A_3^*(K) \alpha(t) + K^2 A_4^*(K) \frac{h(t)}{B} \right] \quad (8)$$

in cui $q = 0.5 \cdot \rho \cdot U^2$ è la pressione dinamica, U è la velocità media del vento, ρ la densità dell'aria, B la larghezza dell'impalcato, $K = \omega \cdot B/U$ la frequenza ridotta di oscillazione. Nell'equazione, ω identifica la frequenza circolare di oscillazione mentre le funzioni H_j^* e A_j^* ($j = 1, \dots, 4$) sono le derivate aeroelastiche, che devono essere identificate attraverso prove in galleria del vento. Questi coefficienti aerodinamici vengono usualmente espressi in funzione della velocità ridotta $U_R = 2 \cdot \pi / K$. Nell'approccio classico, la condizione critica di flutter viene identificata assumendo un moto accoppiato nei due gradi di libertà e ricercando, con la sola presenza delle forzanti aeroelastiche, una soluzione non nulla dell'equazione di moto, la quale corrisponde alla condizione di annullamento del determinante complesso del sistema di equazioni algebriche ottenuto dall'imposizione di moto armonico. Si ottengono così due equazioni, denominate rispettivamente equazioni di flutter "reale" e "immaginaria" (Dyrbye & Hansen, 1997), che sono costituite da semplici polinomi nella frequenza adimensionale di oscillazione $X = \omega/\omega_h$. La condizione critica di flutter è rappresentata dalla coppia di valori (U_{Rc} , X_c) che soddisfano entrambe le equazioni; la velocità critica di flutter viene poi calcolata come $U_c = U_{Rc} \cdot B \cdot \omega = U_{Rc} \cdot B \cdot X_c \cdot \omega_h$.

I modi strutturali suscettibili di accoppiamento possono essere scelti sulla base dei valori di frequenza e dei coefficienti di accoppiamento (Dyrbye & Hansen, 1997).

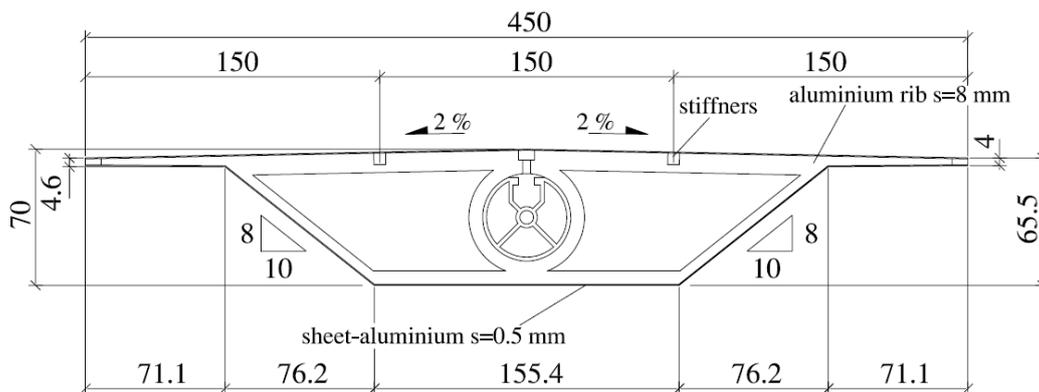


Figura 2. Geometria sezionale del modello testato in galleria del vento (in mm)

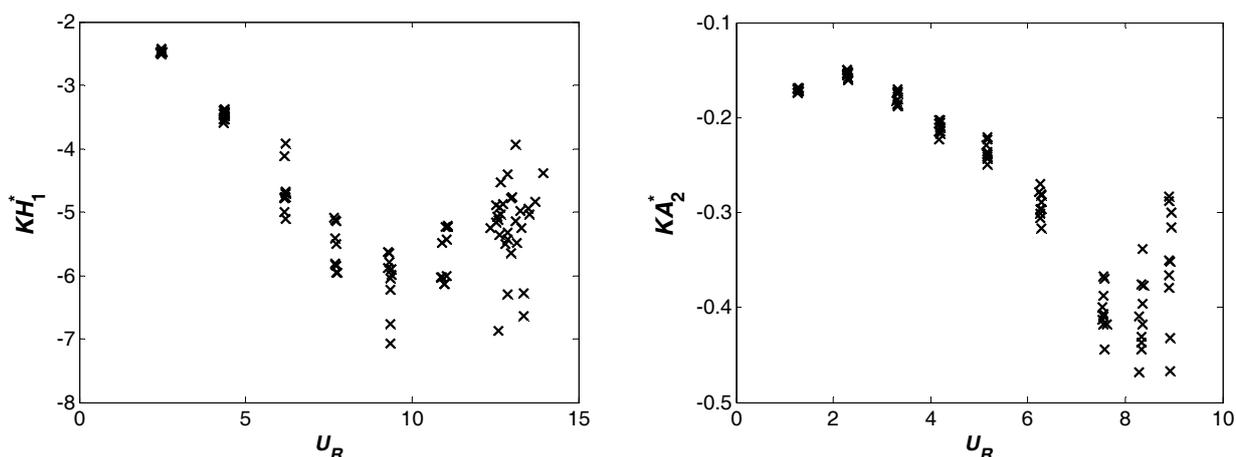


Figura 3. Misure sperimentali in galleria del vento di due derivate di flutter per la sezione da ponte oggetto di studio

4. INCERTEZZA NELLE DERIVATE DI FLUTTER

Al fine di valutare le incertezze legate alla misura in galleria del vento delle derivate aeroelastiche, si è provveduto ad effettuare nella galleria del vento del CRIACIV un elevato numero di prove di oscillazioni libere di una sezione da ponte molto simile a quella del Sunshine Skyway Bridge, a Tampa (Florida), schematicamente riportata in Figura 4. La geometria è stata scelta in quanto ritenuta rappresentativa di un gran numero di impalcati di ponti strallati.

Il modello presenta una lunghezza di 2.38 m ed è disposto trasversalmente alla sezione della galleria del vento (che misura $2.42 \times 1.60 \text{ m}^2$), con un piccolo gap in prossimità dei due muri laterali. Il modello è supportato elasticamente attraverso otto molle elicoidali mentre il grado di libertà in direzione “along-wind” è stato vincolato tramite lunghi cavi di acciaio collegati con il modello mediante cuscinetti a sfera, in modo da non interferire con il movimento nelle due direzioni di interesse. Le condizioni iniziali di rilascio, sia in direzione verticale che lungo il grado di libertà torsionale, sono state garantite attraverso un sistema di cavi e di elettromagneti. Ulteriori dettagli riguardo il setup utilizzato, le prove effettuate ed i risultati ottenuti sono riportati in Mannini (2006). Ogni prova è stata ripetuta dieci volte per ogni valore della velocità ridotta del vento $U_R = 2 \cdot \pi / K$ ed i valori ottenuti, per due delle otto derivate aeroelastiche, sono mostrati in Figura 3; sempre in Mannini (2006) è riportato l’intero dataset ottenuto dalle prove in galleria del vento.

È evidente che la dispersione nei dati sperimentali cresce all’aumentare della velocità ridotta, e diviene assolutamente rilevante nell’intorno della velocità critica di flutter (nel caso in esame intorno a $U_R = 9.3$); i risultati ottenuti sono in accordo con quelli riportati da altri autori (ad esempio in Caracoglia, 2008).

Deve essere anche notato che la dispersione è minima per le derivate aeroelastiche relative alla rigidità torsionale, ossia in H_3^* e soprattutto in A_3^* ; all’opposto, le derivate che soffrono di una dispersione maggiore sono quelle collegate alla rigidità traslazionale, ossia H_4^* e A_4^* , che è noto rappresentano le due funzioni che è più difficile misurare ma, al tempo stesso, quelle considerate meno rilevanti nella valutazione della stabilità dell’impalcato (tanto che nella formulazione originaria di Scanlan e Tomko, 1971, esse erano state addirittura omesse).

La ragione della dispersione nella misura delle derivate aeroelastiche non è stata ancora del tutto compresa, e per molte di queste non è sicuramente imputabile alla procedura di identificazione utilizzata; nel caso in esame, la procedura utilizzata, rappresentata dal metodo MULS (Bartoli *et al.*, 2009), si è infatti dimostrata estremamente affidabile.

Una delle cause può essere rappresentata dalla (inevitabile) presenza di una componente di movimento di “rollio” della sezione (ossia di rotazione intorno ad un asse parallelo alla direzione del vento), che introduce un disturbo nelle misure in galleria; tuttavia non si sono osservate grandi correlazioni tra le ampiezze di oscillazione in tale direzione (che sono state monitorate) ed i valori delle derivate aeroelastiche.

Ulteriori possibili cause di incertezza nella misura delle derivate aeroelastiche possono inoltre essere offerte dalla (seppur bassa) turbolenza presente in galleria del vento, dall’interferenza causata da fenomeni di distacco dei vortici e dalla possibile inadeguatezza del modello matematico per

descrivere il complesso fenomeno dell'interazione aeroelastica. La circostanza secondo la quale la dispersione tende ad aumentare al crescere della velocità ridotta è probabilmente dovuta alla sostanziale perdita di smorzamento che si ha in prossimità del flutter della sezione: di conseguenza, ogni "disturbo" esterno può avere un ruolo rilevante sul sistema meccanico. Inoltre, come spesso succede nel setup sperimentale delle oscillazioni libere, l'angolo medio di attacco tende a crescere con l'aumentare della velocità a causa del valore non nullo del coefficiente di momento nell'intorno della configurazione ad angolo di attacco uguale a zero. Tale effetto è decisamente non trascurabile in prossimità della condizione di flutter (Mannini, 2006), e conduce ad una variazione nelle caratteristiche aerodinamiche della sezione; l'incrementato fenomeno del distacco dei vortici nella sezione può quindi essere responsabile, almeno parzialmente, dell'aumento nella dispersione dei risultati.

Al fine di ottenere una migliore caratterizzazione in senso statistico dei valori delle derivate di flutter, in corrispondenza di tre diverse velocità ridotte le prove e le relative procedure di identificazione sono state ripetute 30 volte; per le caratteristiche aerodinamiche e meccaniche del modello utilizzato, le tre velocità ridotte prescelte corrispondono ad una velocità bassa ($U = 4.0$ m/s), ad una velocità più elevata ma ancora lontana dalla velocità critica per flutter ($U = 15.0$ m/s) e ad una velocità in prossimità dell'instabilità dinamica della sezione ($U = 19.2$ m/s). In pressoché tutti i casi l'approssimazione Gaussiana per la distribuzione dei valori delle derivate aeroelastiche alle varie velocità ridotte è risultata assolutamente accettabile, anche se per alcune derivate aeroelastiche è presente una certa dissimmetria (*skewness*) nella distribuzione ottenuta.

Un ulteriore aspetto estremamente rilevante è offerto dalla correlazione tra le diverse derivate aeroelastiche; a velocità ridotte, esse sono rappresentabili attraverso variabili aleatorie praticamente scorrelate. Alla velocità di $U = 15.0$ m/s cominciano a manifestarsi delle correlazioni non trascurabili tra H_1^* e H_2^* così come tra A_1^* e A_2^* . In prossimità della soglia di instabilità per flutter ($U = 19.2$ m/s) si osservano delle forti correlazioni tra H_1^* e H_2^* , tra H_3^* e H_4^* , tra A_1^* e A_2^* , e infine tra A_3^* e A_4^* (si può fare riferimento a Mannini, 2006, per ulteriori dettagli circa le correlazioni rilevate sperimentalmente). È da notare che non si osservano significative correlazioni tra i valori di H_1^* e H_4^* o tra H_2^* e H_3^* nella forza di lift, e tra i valori di A_1^* e A_4^* o tra A_2^* e A_3^* nel momento torcente, grandezze che sono proporzionali rispettivamente alle componenti in fase ed in quadratura delle forze di sollevamento e dei momenti torcenti. Inoltre, non si riscontrano apprezzabili correlazioni né tra H_1^* e H_3^* né tra A_1^* e A_3^* ; di conseguenza, le ben note relazioni $H_1^* \approx -K \cdot H_3^*$ e $A_1^* \approx -K \cdot A_3^*$, riportate e discusse da molti autori (Matsumoto, 1996; Scanlan *et al.*, 1997; Bartoli & Mannini, 2008), sembrano stranamente risultare valide "in media" (ossia nel collegamento tra i valori medi delle derivate aeroelastiche in questione) ma non rispetto alla deviazione rispetto a tali valori medi. In questo caso, i valori della forza di lift e di momento flettente possono essere ritenuti praticamente scorrelati. Occorre infine precisare che le correlazioni individuate tra le varie derivate aeroelastiche potrebbero risultare diverse da sezione a sezione, e potrebbero inoltre risultare dipendenti dalla particolare tipologia di prova realizzata (oscillazioni libere in questo caso).

5. CALCOLO PROBABILISTICO DI FLUTTER

Da un punto di vista ingegneristico, è di fondamentale importanza valutare in che modo i livelli di incertezza nelle grandezze di input si ripercuotono sulle grandezze ottenute "in uscita" da una procedura di analisi. Nel caso del flutter, l'utilizzo di calcoli deterministici nei quali si impiegano i valori medi delle derivate aeroelastiche in corrispondenza di ogni valore della velocità ridotta (o addirittura, in molti casi, l'unico valore disponibile dalle prove sperimentali) rischia di essere assolutamente senza senso se una perturbazione nei valori di tali grandezze (che rappresentano l'input del sistema) viene fortemente amplificata dalla natura non lineare delle equazioni oppure se la velocità critica di flutter, se rappresentata in termini probabilistici, presentasse una distribuzione bi-modale.

Di conseguenza, appare estremamente importante riuscire a stimare la varianza della velocità critica di flutter e non soltanto il suo valore medio; ancora meglio sarebbe riuscire a descriverne l'intera variabilità statistica, determinandone la densità di probabilità e quindi potendone calcolare i quantili di interesse ed i relativi intervalli di confidenza.

In alcuni lavori precedenti (Bartoli & Mannini, 2005; Mannini, 2006; Mannini & Bartoli, 2009), gli Autori hanno fornito alcune indicazioni circa la valutazione della varianza della velocità critica di

flutter, utilizzando due diversi metodi che però non potevano essere definiti del tutto rigorosi dal punto di vista della propagazione delle incertezze, a meno di introdurre delle semplificazioni abbastanza drastiche.

Nel presente lavoro, basandosi sull'equazione (4), viene proposto un approccio probabilistico al problema del flutter. L'obiettivo è quindi quello di determinare la probabilità che un dato valore della velocità ridotta U_R sia maggiore o uguale della velocità ridotta critica; il valore di $P(U_R \geq U_{Rc})$ rappresenta la probabilità che a U_R la struttura sia instabile. Il problema viene affrontato calcolando la probabilità che la soluzione dell'equazione immaginaria di flutter sia non inferiore della corrispondente soluzione dell'equazione reale, il che corrisponde ad una condizione di instabilità (Mannini & Bartoli, 2014).

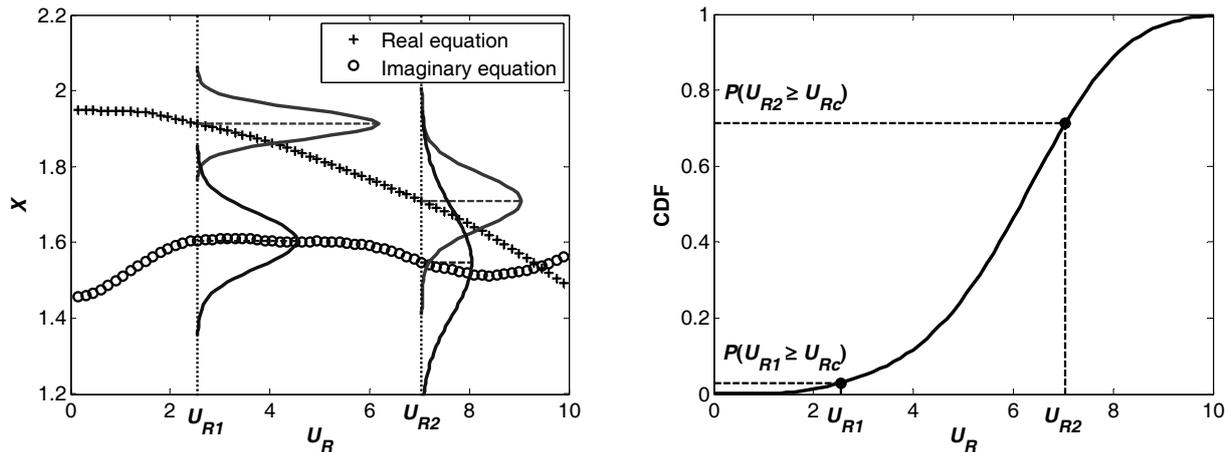


Figura 4. Schema per il calcolo della distribuzione di probabilità della velocità ridotta critica di flutter

In Figura 4 è schematicamente riportata la procedura per la determinazione della velocità critica di flutter. Da un punto di vista teorico, la distribuzione di probabilità della soluzione dell'equazione di flutter potrebbe essere calcolata analiticamente in corrispondenza di ogni valore della velocità ridotta; tuttavia, la procedura analitica è estremamente complicata ed onerosa nel caso di flutter a due gradi di libertà, mentre può essere affrontata utilizzando alcune approssimazioni (come riportato in Bartoli & Mannini, 2008, e in Mannini *et al.*, 2012) oppure nel caso di flutter torsionale. In termini pratici, risulta invece estremamente più agevole l'utilizzo dei metodi di tipo Monte Carlo: in corrispondenza di ogni valore della velocità ridotta viene generato un set di valori per le otto derivate aeroelastiche, a partire dalla loro distribuzione di probabilità. Per ogni campione di valori viene quindi valutata la condizione di flutter attraverso il confronto tra la soluzione dell'equazione reale e quella dell'equazione immaginaria, giungendo quindi alla valutazione della probabilità di collasso. Variando il valore della velocità ridotta nell'intervallo di interesse, si può quindi ricostruire la distribuzione di probabilità cumulata (CDF); occorre però imporre una condizione di monotonicità, in quanto la probabilità di collasso per flutter non può ridursi con l'incremento della velocità ridotta. Infine, la corrispondente densità di probabilità (PDF) può essere ottenuta per semplice differenziazione della probabilità cumulata.

Inoltre, è ragionevole assumere che la velocità critica in termini dimensionali sia caratterizzata dalla stessa distribuzione di probabilità della velocità critica ridotta; si può quindi scalare il risultato ottenuto utilizzando la variabile $B \cdot \omega / (2 \cdot \pi)$, dove la frequenza critica ω può essere ritenuta una grandezza deterministica.

Un procedimento alternativo, ma estremamente più laborioso da un punto di vista di calcolo, potrebbe essere rappresentato da una simulazione, sempre di tipo Monte Carlo, mirata alla determinazione della probabilità che un autovalore del sistema possa presentare una parte reale positiva.

6. ESEMPI DI CALCOLO

6.1. Modello di galleria del vento

Come primo esempio di applicazione della procedura descritta nella sezione precedente, si considera l'analisi di stabilità del modello sezione, già descritto nella Sezione 4, utilizzato per estrarre le derivate di flutter; i dati sono quelli riportati nella prima riga della Tabella 1 (caso A). Come già descritto in precedenza, le misure delle derivate aeroelastiche sono state ripetute dieci volte al fine di poterne fornire una descrizione statistica sufficientemente accurata per tutte le velocità ridotte investigate. Per i valori di velocità ridotte intermedie a quelle misurate, si è utilizzata una interpolazione lineare per i termini di media e deviazione standard, mentre, alla luce delle osservazioni precedenti, le distribuzioni sono state assunte come Gaussiane; una estrapolazione molto modesta è stata effettuata sui dati misurati al fine di ottenere una descrizione delle derivate aeroelastiche fino a $U_R = 10$. I risultati riportati nella prima riga della Tabella 2 mostrano che i valori ricavati considerando il sistema come deterministico (ossia assumendo le derivate di flutter descritte dal valore medio dei dati misurati per ogni velocità ridotta) sono in ottimo accordo con i risultati sperimentali (il valore della soglia critica di flutter in galleria del vento è risultato molto ripetibile e quindi molto poco incerto).

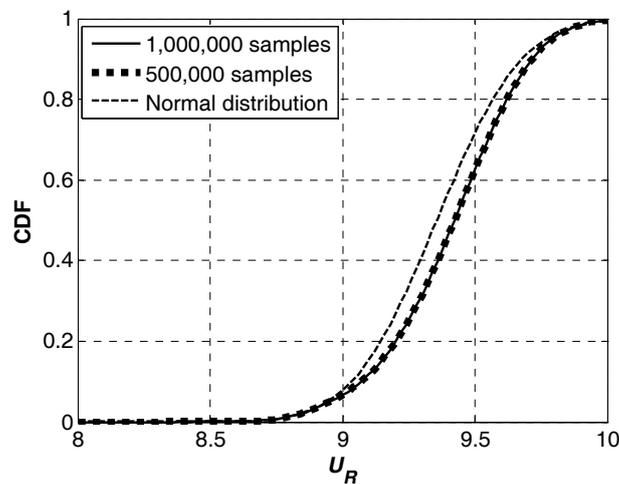


Figura 5. Funzione di distribuzione cumulata di probabilità (CDF) della velocità ridotta critica per il Caso A. Nella figura è riportata anche la distribuzione normale corrispondente

Tabella 1. Parametri dinamici per i casi di studio considerati

	ρ (kg/m ³)	B (m)	m (kg/m)	I (kgm ² /m)	n_h (Hz)	n_a (Hz)	γ_ω (-)	ζ_h (%)	ζ_α (%)
Caso A	1.20	0.45	5.449	0.096	3.055	5.953	1.95	0.24	0.18
Caso B	1.25	12.0	4250	177730	0.180	0.200	1.11	0.0	0.0

Tabella 2. Velocità ridotta critica ottenuta con i calcoli di flutter deterministico e probabilistico per i due casi di studio

	Exp.	Determin.	Variabili scorrelate				Variabili parzialmente correlate			
			μ (-)	CoV (%)	skw (-)	krt (-)	μ (-)	CoV (%)	skw (-)	krt (-)
Caso A	9.31	9.42	9.36	2.69	0.22	2.64	9.41	1.52	-0.63	3.90
Caso B	-	9.28	8.86	9.68	-2.39	11.00	9.22	5.00	-7.54	63.78

In termini probabilistici, il calcolo è stato dapprima eseguito trascurando la correlazione tra le diverse derivate aeroelastiche. La CDF della velocità critica di flutter (ossia la curva di fragilità della struttura) è stata calcolata sia con 5×10^5 sia con 1×10^6 campioni; in Figura 5 si può apprezzare

come l'utilizzo di 5×10^5 campioni possa comunque garantire una buona convergenza del risultato. Sono state considerate tutte le velocità ridotte tra 0 e 10, con incrementi di 0.02; i primi quattro momenti statistici della distribuzione sono stati riportati in Tabella 2, dai quali si evidenzia come il risultato ottenuto non sia perfettamente descritto da una distribuzione Gaussiana, in quanto si registra una piccola dissimmetria (*skewness*) positiva ed una curtosi inferiore a 3.0. Inoltre, è da notare che la probabilità di incorrere in una instabilità per flutter è praticamente nulla per valori della velocità ridotta inferiori a 8.5, mentre è praticamente 1.0 per valori della velocità ridotta maggiori di 10.

Nel caso in esame il valore medio della velocità critica di flutter è molto vicino sia a quello calcolato con un approccio deterministico sia a quello misurato sperimentalmente; il risultato in termini probabilistici consente inoltre di affermare che, dato il basso valore del coefficiente di variazione stimato (minore del 3%), non sono da attendersi significative variazioni rispetto al risultato ottenuto in media, come già rilevato negli altri studi sulla propagazione delle incertezze (Bartoli & Mannini, 2005; Mannini & Bartoli, 2009). In altre parole, in questo caso si può affermare che il valore medio della distribuzione statistica dei risultati ottenuti è un'ottima stima della velocità critica di flutter, anche se l'intervallo di confidenza al 95%, approssimativamente identificabile in (8.87, 9.85), presenta un'ampiezza non trascurabile da un punto di vista ingegneristico.

La varianza della velocità critica è abbastanza contenuta, nonostante una dispersione abbastanza accentuata in alcune delle derivate aeroelastiche. Nell'intervallo di interesse si possono infatti osservare valori del coefficiente di variazione fino a circa l'8% per H_1^* e A_1^* , nell'ordine del 3-4% per H_3^* e A_3^* , fino al 30% per A_2^* e addirittura oltre il 40, 50 e 100% rispettivamente per H_2^* , A_4^* e H_4^* .

Un ulteriore studio è consistito nell'analisi della propagazione delle incertezze per ogni singola derivata aeroelastica; sono state effettuate analisi di stabilità considerando tutte le derivate aeroelastiche definite attraverso il loro valore medio, mentre soltanto una è stata considerata una variabile aleatoria con distribuzione Gaussiana. I risultati ottenuti, descritti in dettaglio in Mannini & Bartoli (2014), mostrano che l'incertezza sulla derivata A_2^* è quella maggiormente responsabile sia della varianza del risultato sia della piccola differenza tra il valore medio ottenuto ed il calcolo di tipo deterministico.

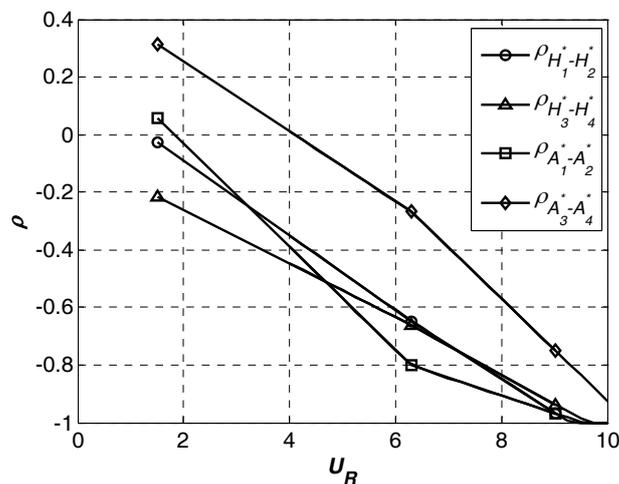


Figura 6. Interpolazione lineare del coefficiente di correlazione fra coppie di derivate aeroelastiche per diversi valori della velocità ridotta del vento

Come già descritto nel Paragrafo 4, alcune coppie di derivate aeroelastiche mostrano una correlazione abbastanza evidente. Si è quindi proceduto ad interpolare i valori del coefficiente di correlazione ottenuti in corrispondenza delle velocità ridotte dove erano disponibili più misure, al fine di stimare i livelli di correlazione anche per velocità ridotte diverse da quelle a cui le derivate aeroelastiche sono state effettivamente misurate (Figura 6). L'analisi di flutter è stata quindi ripetuta considerando simulazioni di tipo Monte Carlo su variabili Gaussiane stavolta parzialmente correlate; la correlazione ricavata dalle prove in galleria del vento è stata considerata soltanto per alcune coppie di derivate aeroelastiche oppure per l'intero set di misure. Una sintesi dei risultati

ottenuti, in termini di confronti sui primi quattro momenti statistici, è riportata nella prima riga della Tabella 2; in Figura 7, invece, è riportato il confronto tra le diverse distribuzioni di probabilità ottenute (“Correlation” indica che $\rho_{H1^*-H2^*} \neq 0$, $\rho_{H3^*-H4^*} \neq 0$, $\rho_{A1^*-A2^*} \neq 0$ e $\rho_{A3^*-A4^*} \neq 0$). Appare evidente che la presenza di correlazione tra le diverse derivate aeroelastiche gioca un ruolo rilevante nella definizione della distribuzione di probabilità della risposta (il coefficiente di variazione passa dal 2.69% all’1.52%); la correlazione tra $A1^*$ e $A2^*$ è quella che conduce alle maggiori differenze tra i risultati, anche se il ruolo della correlazione tra $H1^*$ e $H2^*$ non è del tutto trascurabile.

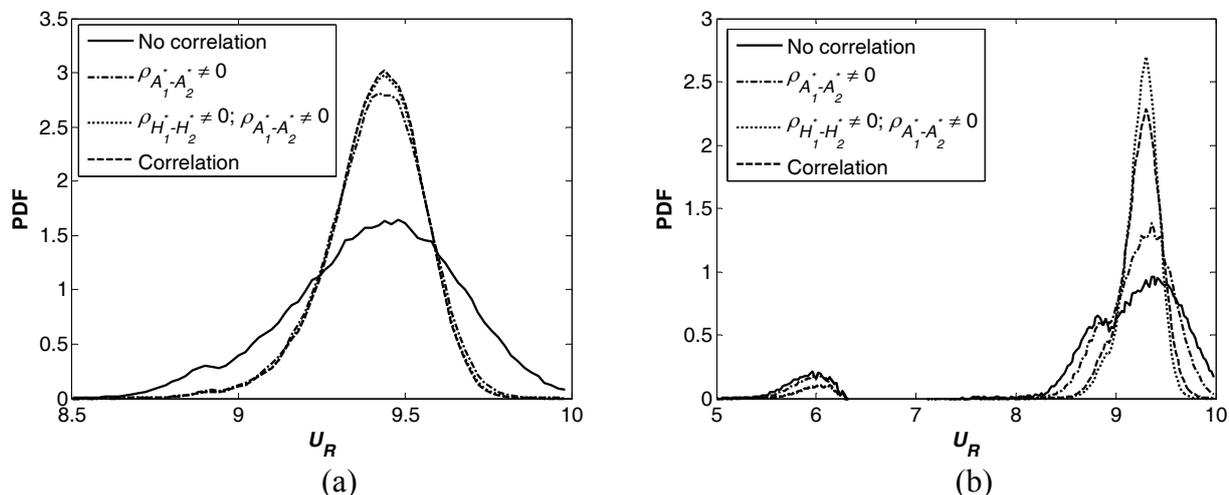


Figura 7. Funzioni di densità di probabilità (PDF) della velocità ridotta critica per il Caso A (a) e per il Caso B (b), considerando la correlazione fra le derivate di flutter (5×10^5 realizzazioni). “Correlation” significa che $\rho_{H1^*-H2^*} \neq 0$, $\rho_{H3^*-H4^*} \neq 0$, $\rho_{A1^*-A2^*} \neq 0$ e $\rho_{A3^*-A4^*} \neq 0$

6.2. Idealizzazione di un impalcato da ponte

Il caso descritto in precedenza rappresenta una situazione in cui il comportamento della sezione è abbastanza “regolare” (valore medio della distribuzione vicino al valore “deterministico”, valori contenuti della varianza, distribuzione mono-modale, etc.), ma può accadere di incontrare casi maggiormente problematici.

Ad esempio, considerando le stesse caratteristiche aerodinamiche descritte in precedenza (ossia le stesse derivate aeroelastiche) ma utilizzando caratteristiche dinamiche più vicine a quelle di una struttura reale da ponte, nella fattispecie quelle del ponte di Tacoma, riportate nella seconda riga della Tabella 1, si ottiene una distribuzione di probabilità bi-modale (Figura 7b). In questo secondo caso (identificato come caso B), in aggiunta alla concentrazione di probabilità di collasso nelle vicinanze di $U_R = 9$, valore prossimo alla velocità critica ottenuta seguendo un approccio deterministico, i calcoli conducono ad una significativa probabilità di instabilità anche per valori della velocità ridotta intorno a 6. Di conseguenza il coefficiente di variazione risulta in questo caso molto maggiore (pari a circa il 10%), e, come riportato nella seconda riga della Tabella 2, il coefficiente di *skewness* assume elevati valori negativi ed anche il valore della curtosi risulta estremamente elevato.

L’origine di questa particolare distribuzione di probabilità può essere chiarita evidenziando l’evoluzione della soluzione delle equazioni di flutter nel caso deterministico. Mentre nel precedente caso di studio la soluzione dell’equazione reale e di quella immaginaria erano sufficientemente distanti l’una dall’altra per valori di velocità ridotta inferiori a quello critico (Figura 8a), adesso la distanza tra le due curve si riduce sensibilmente in prossimità di $U_R = 6$ (Figura 8b); questa circostanza conduce ad una significativa probabilità che la soluzione dell’equazione immaginaria possa essere maggiore di quella dell’equazione reale in tale zona, e quindi che possa esserci instabilità per flutter.

Che questo effetto possa o meno essere imputabile ad errori di misura, rappresenta comunque un indicatore abbastanza importante delle possibili situazioni che un approccio deterministico non riesce a tenere in conto; se infatti la situazione si presentasse in realtà, il sistema presenterebbe uno

smorzamento totale molto basso anche ad una velocità ridotta sensibilmente inferiore a quella ritenuta come velocità critica, comportando una situazione potenzialmente pericolosa a causa della presenza di una probabilità non trascurabile di poter osservare un comportamento instabile. Se viceversa l'effetto appena evidenziato fosse dovuto ad errori di misura, l'approccio probabilistico evidenzia il fatto che potrebbero essere presenti casi in cui il calcolo deterministico (che rappresenta il metodo usualmente utilizzato) conduce a valori della velocità critica sensibilmente inferiori a quelli reali.

Anche in questo caso si è provveduto ad analizzare l'influenza di ogni singola derivata aeroelastica sulla variabilità della velocità critica. Il risultato ottenuto è particolarmente interessante, in quanto le deviazioni dal valore ottenuto in media sono estremamente piccole se una sola delle otto derivate aeroelastiche è considerata come variabile aleatoria. I coefficienti di variazione più alti si ritrovano assumendo H_1^* , H_2^* , A_1^* , A_2^* o A_4^* come variabili random, ed è la derivata H_1^* quella che sembra maggiormente responsabile del comportamento bi-modale riportato in Figura 7b.

Infine, si è analizzata l'influenza della correlazione tra derivate aeroelastiche diverse; come risulta evidente dall'analisi della Figura 7b, la presenza della correlazione tende a ridurre sia la varianza che la tendenza alla bi-modalità della distribuzione; in particolare, il coefficiente di variazione si riduce dal 9.68% al 5.00%, mentre il valore medio sembra incrementarsi leggermente (come riportato nella seconda riga della Tabella 2). In questo secondo caso, la dipendenza statistica tra H_1^* e H_2^* e quella tra A_1^* e A_2^* giocano un ruolo confrontabile, ed anche le correlazioni tra H_3^* e H_4^* e quella tra A_3^* e A_4^* forniscono un contributo non trascurabile.

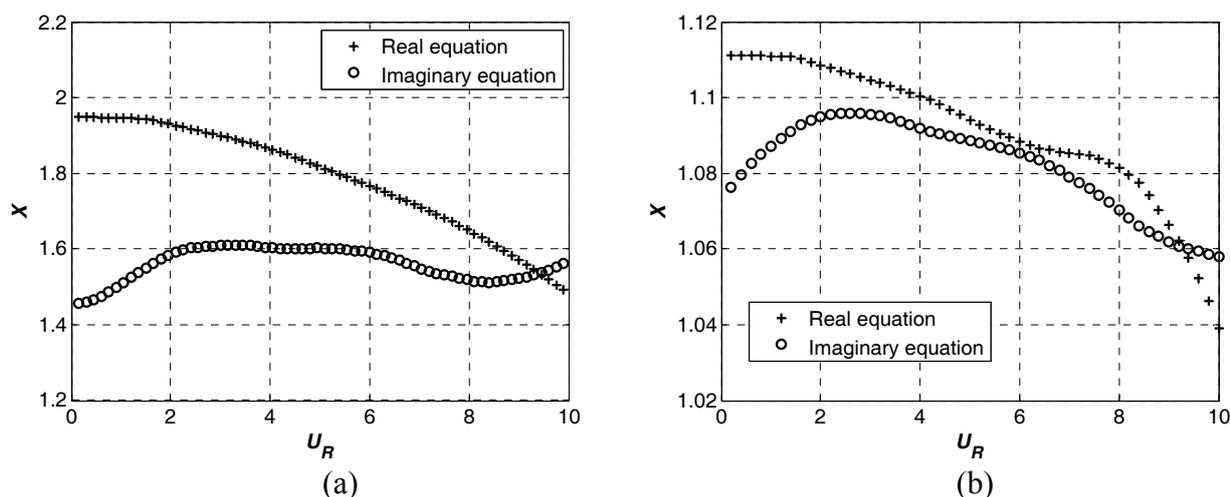


Figura 8. Soluzioni delle equazioni di flutter ottenute con i valori medi delle derivate di flutter (a) per il caso del modello di galleria del vento (Caso A) e (b) della struttura da ponte idealizzata (Caso B)

7. CONCLUSIONI

Nel lavoro si è affrontato il problema della propagazione delle incertezze nelle analisi di stabilità per flutter di un impalcato da ponte. A seguito di una serie di test in galleria del vento eseguiti per ottenere una descrizione statistica delle derivate aeroelastiche, si è potuto osservare che, almeno per il modello sezione considerato, queste presentano distribuzioni che con buona approssimazione possono essere assunte come Gaussiane, sostanzialmente scorrelate, con un certo livello di correlazione soltanto ad alte velocità e tra alcune coppie di derivate.

È stato quindi proposto un metodo per il calcolo della velocità ridotta critica di flutter che ha consentito di stimare la varianza della frontiera stabile del dominio e di apprezzare le possibili criticità che potrebbero emergere in un'analisi di flutter (ad esempio, la possibile insorgenza di distribuzioni bimodali per i valori della velocità critica). Ad esempio, nel caso del flutter usualmente indicato come "soft-type", il valore dello smorzamento residuo può risultare abbastanza basso anche notevolmente prima del valore previsto per l'insorgenza dell'instabilità, e tale evenienza, sebbene potenzialmente molto pericolosa dal punto di vista della sicurezza della struttura, non riesce ad essere evidenziata attraverso i consueti metodi di analisi di tipo deterministico. Al contrario, un approccio di tipo probabilistico consente non solo di evidenziare

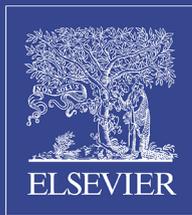
tale circostanza ma anche di quantificare la probabilità di collasso per valori di velocità critica inferiori rispetto a quello previsto con i metodi classici. Inoltre, l'approccio adottato nella presente memoria consente di inquadrare anche la verifica nei confronti della stabilità per flutter nel più ampio contesto del "performance-based design".

Utilizzando tecniche di tipo Monte Carlo, si sono analizzati due diversi casi-studio, evidenziando il notevole ruolo che può essere rivestito dalla possibile correlazione tra diverse derivate aeroelastiche nella definizione della distribuzione di probabilità della velocità critica per flutter.

8. BIBLIOGRAFIA

- Augusti G., Ciampoli M. (2008). Performance-based design in risk assessment and reduction. *Probabilist. Eng. Mech.*, Vol. 23 (4), pp. 496-508.
- Bartoli G., Borri C., Gusella V. (1997). On the influence of wind turbulence on bridge decks flutter. *Aspects in Modern Computational Structural Analysis*, Rotterdam, pp. 3-17.
- Bartoli G., Contri S., Mannini C., Righi M. (2009). Towards an improvement in the identification of bridge deck flutter derivatives. *J. Eng. Mech.-ASCE*, Vol. 135 (8), pp. 771-785.
- Bartoli G., Mannini C. (2005). Reliability of bridge deck flutter derivative measurements in wind tunnel tests. *Proc. 9th International Conference on Structural Safety and Reliability*, Rome, pp. 1193-1200.
- Bartoli, G., Mannini C. (2008). A simplified approach to bridge deck flutter. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 96 (2), pp. 229-256.
- Bartoli G., Spinelli P. (1993). The stochastic differential calculus for the determination of structural response under wind. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 48 (2-3), pp. 175-188.
- Bucher C. G., Lin Y. K. (1988). Effect of spanwise correlation of turbulence field on the motion stability of long-span bridges. *J. Fluids Struct.*, Vol. 2 (5), pp. 437-451.
- Caracoglia L. (2008). Influence of uncertainty in selected aerodynamic and structural parameters on the buffeting response of long-span bridges. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 96 (3), pp. 327-344.
- Caracoglia L. (2011). Simulation of linear and non-linear propagation effects of a random turbulence field on bridge flutter instability. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 99 (9), pp. 945-954.
- Cheng J., Cai C. S., Xiao R. c., Chen S. R. (2005). Flutter reliability analysis of suspension bridges. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 93 (10), pp. 757-775.
- Ciampoli M., Petrini F., Augusti G. (2011). Performance based wind engineering: towards a general procedure. *Struct.Safety*, Vol. 33 (6), pp. 367-378.
- Cornell C. A., Krawinkler H. (2000). Progress and challenges in seismic performance assessment. *PEER Center News*, Vol. 3, No. 2, Pacific Earthquake Engineering Research Center.
- Dyrbye C., Hansen S. O. (1997). *Wind Loads on Structures*. John Wiley & Sons, New York
- Ge Y. J., Xiang H. F., Tanaka H. (2000). Application of a reliability analysis model to bridge flutter under extreme winds. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 86 (2-3), pp. 155-167.
- Kimura K., Tanaka H. (1992). Bridge buffeting due to wind with yaw angles. *Proc. 8th International Conference on Wind Engineering*, Jul. 8-12, 1991, London, Canada, pp. 1309-1320.
- Mannini C. (2006). *Flutter vulnerability assessment of flexible bridge decks*. Ph. D. thesis, University of Florence, Italy – TU Braunschweig, Germany. Verlag Dr. Müller, Saarbrücken.
- Mannini C., Bartoli G. (2009). The problem of uncertainty in the measurement of aerodynamic derivatives. *Proc. 10th International Conference on Structural Safety and Reliability*, Osaka, pp. 824–831.
- Mannini C., Bartoli G. (2014). Aerodynamic uncertainty propagation in bridge flutter analysis. *Struct. Safety* (in revisione).
- Mannini C., Bartoli G., Borri C. (2012). New developments in bridge flutter analysis. *P. I. Civil Eng.-Str. B.*, Vol. 165 (3), pp. 139-159.
- Matsumoto M. (1996). Aerodynamic damping of prisms. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 59 (2-3), pp. 159-175.
- Ostenfeld-Rosenthal P., Madsen H. O., Larsen A. (1992). Probabilistic flutter criteria for long span bridges. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 42 (1-3), pp. 1265-1276.
- Porter K. A. (2003). An overview of peer's performance-based engineering methodology. *Proc. 9th International Conference on Applications of Statistics and Probability in Civil Engineering*, San Francisco, pp. 973-980.
- Pourzeynali S., Datta T. K. (2002). Reliability analysis of suspension bridges against flutter. *J. Sound Vib.*, Vol. 254 (1), pp. 143-162.

- Righi M. (2003). *Aeroelastic stability of long span suspended bridges: flutter mechanism on rectangular cylinders in smooth and turbulent flow*. Ph. D. thesis, University of Florence, Italy.
- Sarkar P. P., Caracoglia L., Haan Jr. F. L., Sato H., Murakoshi J. (2009). Comparative and sensitivity study of flutter derivatives of selected bridge deck sections, part 1: Analysis of inter-laboratory experimental data. *Eng. Struct.*, Vol. 31 (1), pp. 158-169.
- Scanlan R. H., Jones N. P., Singh L. (1997). Inter-relations among flutter derivatives. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 69-71, pp. 829-837.
- Scanlan R. H., Tomko J. J. (1971). Airfoil and bridge deck flutter derivatives. *J. Eng. Mech. Div.-ASCE*, Vol. 97, pp. 1717-1737.
- Seo D.-W., Caracoglia L. (2011). Estimation of torsional flutter probability in flexible bridges considering randomness in flutter derivatives. *Eng. Struct.*, Vol. 33 (8), pp. 2284-2296.
- Simiu E., Scanlan R. H. (1996). *Wind effects on structures*. John Wiley & Sons, New York
- Vincent G. S. (1965). A summary of laboratory and field studies in the united states on wind effects on suspension bridges. *Proc. 1st Conference on Wind Effects on Buildings and Structures*, Teddington, UK, Jun. 26-28, 1963, pp. 487-511.



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

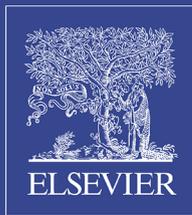
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

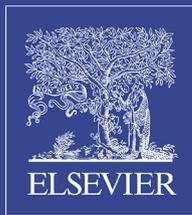
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

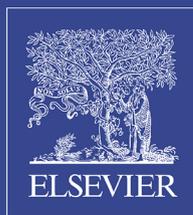
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

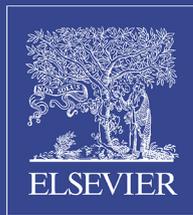
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

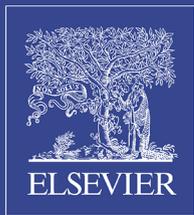
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

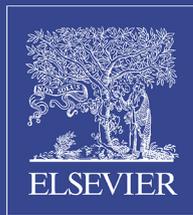
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

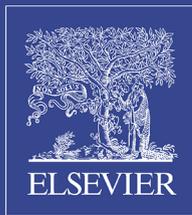
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

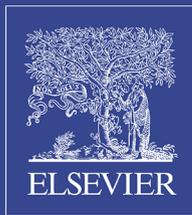
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

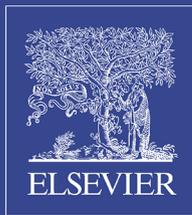
Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia



Volume 123, Part B December 2013

ISSN 0167-6105

The PDF files of this Special Issue are freely available until September 30th, 2014 at the following address

<http://www.sciencedirect.com/science/journal/01676105/123/part/PB>

Journal of
**Wind Engineering &
Industrial Aerodynamics**

**THE JOURNAL OF THE
INTERNATIONAL ASSOCIATION FOR WIND ENGINEERING**

EDITOR

Professor T. Stathopoulos, *Concordia University, Montreal, Canada*

Special Issue

The Twelfth Italian National Conference on
Wind Engineering, IN-VENTO-2012, Venezia, Italy,
October 8th – 10th 2012

Edited by

Gianni Bartoli
Claudio Borri
Massimiliano Giofrè

Available online at www.sciencedirect.com

ScienceDirect

www.elsevier.com/locate/jweia

Probabilistic Analysis of Wind Turbine Steel Towers Under Wind and Seismic Actions

M. Bella^a, C. Amadio^a, S. Noè^a

^aDept. of Engineering and Architecture – University of Trieste

SOMMARIO

In questo articolo vengono esaminate, mediante un'analisi probabilistica, le prestazioni sismiche di tre torri metalliche tubolari per l'installazione di turbine eoliche. Le turbine eoliche considerate sono una di medie dimensioni con una potenza nominale di 850 kW, una di grandi dimensioni con una potenza di 2.5 MW ed una gigante con potenza di 7.5 MW. Per minimizzare l'onere computazionale, ed in assenza di precise informazioni sulla geometria delle pale e del loro assetto, le forze agenti sul rotore non sono state valutate con una complessa analisi fluidodinamica ma sono state modellate utilizzando forze statiche equivalenti ottenute utilizzando la legge di Betz (1966). Le azioni sismiche sono state modellate utilizzando accelerogrammi registrati spettro compatibili. Nella modellazione del comportamento dinamico delle torri si è tenuto conto sia dell'effetto giroscopico del rotore che dell'interazione suolo-struttura. La generazione di un campione statisticamente rappresentativo per l'analisi probabilistica di tipo Montecarlo è stata eseguita utilizzando il metodo dell'ipercubo latino. Infine la valutazione delle performance sismiche delle strutture è stata effettuata tramite la creazione delle curve di fragilità.

ABSTRACT

The paper investigates the seismic performance of three wind turbine steel towers under seismic actions by a probabilistic approach. The wind turbines considered are of medium (850 kW), large (2.5 MW) and giant size (7.5 MW). To minimize the computational effort, the wind actions on the rotor are modelled as equivalent static forces derived from the Betz's law (Betz 1966). The seismic actions are modelled using recorded spectral-compliant ground acceleration time histories. The gyroscopic effect on the rotor and the soil-structure interaction (SSI) are also considered. The generation of a statistically meaningful sample of structures for the Montecarlo probabilistic analysis is carried out by means of the Latin Hypercube Method. The evaluation of the seismic response of the structures is based on the use of fragility curves.

PAROLE CHIAVE: Analisi Probabilistica Montecarlo, Torri Aerogeneratori, Azioni Sismiche.

1. INTRODUZIONE

Negli ultimi anni a causa di molteplici fattori, quali l'aumento del costo delle fonti energetiche fossili e la maggior sensibilità verso le tematiche ambientali, si è assistito ad un aumento più che esponenziale dell'utilizzo di fonti energetiche rinnovabili, tra le quali assume particolare rilievo l'energia eolica. La continua richiesta di nuova potenza elettrica installata da fonti rinnovabili, spinta anche da politiche di incentivazione, ha quindi comportato il sorgere di un gran numero di parchi eolici sia con installazioni off-shore sia con installazioni a terra. Contemporaneamente un numero progressivamente crescente di installazioni viene fatto in zone caratterizzate da elevata sismicità. Di conseguenza acquista sempre maggior rilevanza la necessità di una accurata valutazione delle prestazioni sismiche di tali impianti, per i quali è necessario considerare la possibilità della contemporanea azioni sismiche ed eoliche in condizioni di esercizio. In tale ambito,

anche in considerazione del progressivo aumento delle capacità di elaborazione numerica a disposizione, diviene sempre più interessante un approccio probabilistico mediante simulazioni di tipo Montecarlo.

Nel seguito sono illustrati i principali risultati di una valutazione di tipo probabilistico della vulnerabilità sismica di tre torri destinate all'installazione di turbine eoliche ad asse orizzontale.

2. CASI DI STUDIO

Come casi di studio per l'analisi probabilistica delle torri eoliche sottoposte ad azione sismica sono stati prese in considerazione tre taglie di aerogeneratori tipo. Le prime due, di medie e grandi dimensioni sono state scelte in maniera da rappresentare le tipologie attualmente più diffuse nella realizzazione di parchi eolici commerciali. La terza è stata scelta per rappresentare l'attuale trend di sviluppo del mercato eolico.

I dati principali degli aerogeneratori prescelti sono riportati nella Tabella 1.

Tabella 1 sintesi delle caratteristiche principali degli aerogeneratori prescelti

Descrizione aerogeneratore	Potenza (MW)	Massima classe di vento	Velocità vento		Velocità rotore		Altezza asse (m)	Diametro rotore (m)	Peso complessivo navicella (t)
			Min (m/s)	Max (m/s)	Min (rpm)	Max (rpm)			
Medio	0.85	I	4	25	14	31.4	44	52	32
Grande	2.5	III	3	25	10.8	18.9	60	80	132
Gigante	7.5	III	3	28	5	11.7	135	127	500

Le torri eoliche possono essere realizzate con una struttura di tipo tralicciata o con una torre a sezione tubolare realizzata sia in acciaio che in cemento armato precompresso.

Le torri di tipo tralicciato offrono il vantaggio di minimizzare il peso della struttura ma hanno lo svantaggio di risultare particolarmente sensibili ai fenomeni di corrosione e fatica visto l'elevato numero di giunzioni.

Le torri di tipo tubolare, pur avendo un peso superiore rispetto ad una analoga torre tralicciata, offrono il vantaggio di consentire un più sicuro e facile accesso all'aerogeneratore, sia per l'installazione che per le operazioni di manutenzione. Inoltre le torri tubolari sono generalmente giudicate esteticamente più gradevoli e quindi vengono preferite per minimizzare l'impatto negativo sul paesaggio derivante dalla realizzazione dei parchi eolici. Proprio per questi motivi la quasi totalità delle torri eoliche di nuova installazione sono di tipo tubolare.

Rispetto alle soluzioni in cemento armato e cemento armato precompresso, le soluzioni in acciaio presentano in genere il vantaggio di un minor peso per il trasporto delle componenti prefabbricate ed un minor tempo di assemblaggio in sito. Tali vantaggi tuttavia si riducono con l'aumentare dell'altezza della torre e del peso dell'aerogeneratore in quanto all'aumentare del diametro della sezione le torri in acciaio diventano più sensibili ai fenomeni di instabilità locale, motivo per cui, mentre per aerogeneratori di potenza fino ai 3MW vengono utilizzate quasi esclusivamente torri in acciaio, per torri di elevata altezza e per aerogeneratori di grande potenza vengono utilizzate anche torri in cemento armato precompresso.

Per ragioni di omogeneità della tipologia strutturale e dei criteri di dimensionamento delle torri analizzate, nel presente lavoro si è scelto tuttavia di considerare per tutte e tre le tipologie di aerogeneratori delle torri tubolari in acciaio.

Per avere un dimensionamento compatibile con i vincoli operativi di realizzazione e di trasporto delle torri si è inoltre scelto di adottare uno spessore minimo della lamiera pari a 8 mm ed uno spessore massimo di 50 mm. Si è scelto poi di dimensionare la torre per conci conici di spessore omogeneo aventi altezza massima di 3.40 m e di scegliere gli spessori delle lamiere in maniera discreta con variazione di 2 mm.

Nella Tabella 2 sono riportati i principali dati caratteristici delle torri analizzate.

Tabella 2 sintesi delle caratteristiche principali delle torri analizzate

Potenza Aerogeneratore (kW)	Altezza torre (m)	Materiale torre	Peso torre (t)	Periodo fondamentale (s)	Diametro torre		Spessore parete	
					(m) base	(m) sommità	(mm) base	(mm) sommità
850	42.5	S355	30	1.29	3.3	2.1	14	8
2500	57.5	S355	86	2.12	4.0	3.5	24	8
7500	129.0	S355	672	4.38	8.0	4.0	48	12

3. IPOTESI SUL POSIZIONAMENTO

Per massimizzare l'influenza dell'azione sismica in rapporto all'azione del vento sulla progettazione delle torri eoliche si è ipotizzato di localizzare gli aerogeneratori in una zona sismica di 1° categoria secondo EC8 con accelerazione di picco al suolo di progetto associata ad un periodo di ritorno di 475 anni pari a 0.35g e velocità caratteristica del vento di progetto secondo EC1 alla quota di riferimento pari a 25 m/s ovvero corrispondente ad una zona di ventosità di tipo 1 o 2.

In Italia una tale combinazione tra rischiosità sismica e ventosità si trova unicamente nell'alto Friuli. Tuttavia una tale ipotesi sul posizionamento degli aerogeneratori, pur essendo funzionale al presente studio come caso limite, non risulta tuttavia realistica in quanto, secondo le mappe di producibilità eolica redatte dal CESI, tale zona non risulta adatta alla realizzazione di parchi eolici, in quanto caratterizzata da una producibilità media annua compresa tra le 500 e le 1000 ore/anno.

Volendo quindi scegliere una zona adatta alla realizzazione di parchi eolici ovvero dotata di una producibilità media annua superiore alle 1500 ore/anno, che sia al contempo una zona sismica di 1° categoria secondo EC8, si è scelta quindi la zona dell'Irpinia.

Tale zona è infatti classificata di prima categoria come rischio sismico ed è caratterizzata da una producibilità eolica superiore alle 2000 ore/anno pur mantenendo una moderata velocità caratteristica del vento di progetto essendo una zona di ventosità di tipo 3 secondo EC1.

Dalle ipotesi fatte sul posizionamento si ricava l'azione caratteristica del vento definita dai parametri riportati nella Tabella 3. Il profilo di velocità del vento così ottenuto rientra nella classe di vento III definita dalla norma per la progettazione delle torri eoliche CEI-IEC61400-1.

Tabella 3 parametri azione del vento secondo EC1

Parametri EC1	$V_{b,0}$	(m/s)	27
	a_0	(m)	500
	k_a	(s ⁻¹)	0.020
	k_r		0.22
	Z_0	(m)	0.3
	Z_{min}	(m)	8
	Densità dell'aria	ρ	(kg/m ³)
Coefficiente topografico	c_t		1
Velocità di riferimento secondo EC1	V_{ref}	(m/s)	27
Velocità al suolo Tr50	V	(m/s)	34.5

Per quanto concerne invece l'azione sismica si è ipotizzata la realizzazione della struttura su un suolo di categoria A.

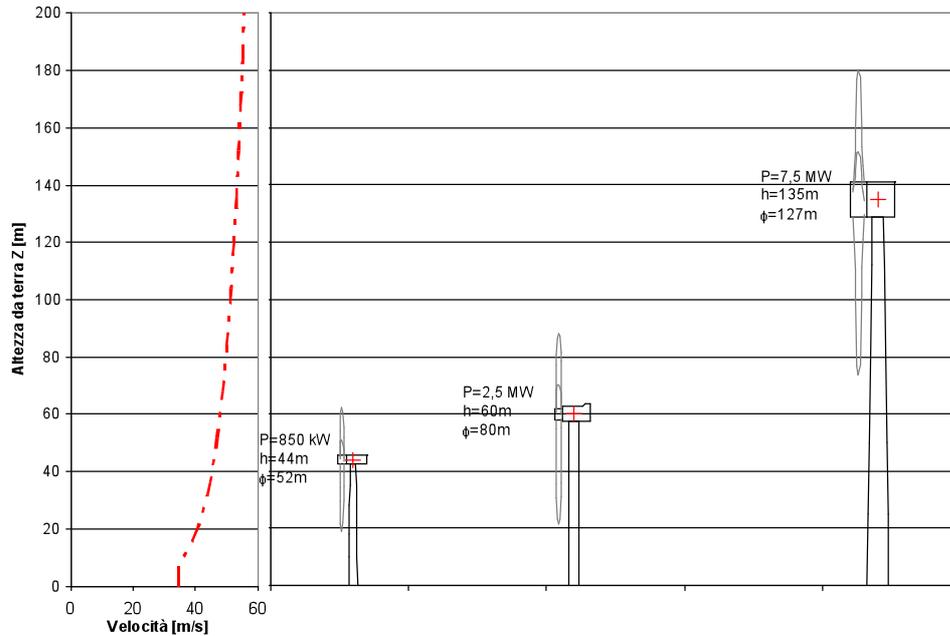


Figura 1 confronto tra il profilo di velocità del vento di progetto e le torri eoliche

4. FORZE STATICHE EQUIVALENTI ALLA SPINTA DEL VENTO

Per semplificare l'analisi numerica si è deciso di valutare le azioni dinamiche del vento mediante forze statiche equivalenti.

4.1. Forze statiche equivalenti alla spinta del vento sul fusto della torre

In particolare per quanto riguarda la forza statica equivalente all'azione del vento agente sulla torre in direzione longitudinale l'EC definisce la forza F agente su un oggetto di superficie trasversale A e posto ad un'altezza dal suolo z come:

$$F = C_d \cdot A \cdot P(z, V_{refEC}) \quad (1)$$

In cui C_d è il coefficiente di drag che tiene conto della forma dell'oggetto e del numero di Reynolds e $P(z, V_{refEC})$ è la pressione cinetica del vento all'altezza z corrispondente ad una velocità di riferimento del vento V_{refEC} che, a differenza della velocità V_{ref} definita da CEI-IEC61400-1, è misurata a 10 m dal suolo e corrispondente al tempo di ritorno prescelto per il progetto (di norma 50 anni).

$$P(z, V_{refEC}) = C_e(z) \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot V_{refEC}^2 \quad (2)$$

In cui ρ è la densità dell'aria assunta pari a 1.25 kg/m^3 e $C_e(z)$ è un coefficiente che tiene conto delle condizioni di esposizione del sito e della variazione dell'azione del vento in funzione dell'altezza dal suolo z e assume la seguente espressione:

$$C_e(z) = k_r^2 \cdot c_t \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \cdot \left(7 + c_t \cdot \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) \quad (3)$$

In cui c_t è un coefficiente di topografia, scelto in funzione del luogo in cui sorge la struttura mentre il coefficiente k_r e l'altezza z_0 sono scelti in base alla categoria di esposizione del sito definita sempre dall'EC.

4.2. Forze statiche equivalenti alla spinta del vento sull'aerogeneratore

Per quanto riguarda invece l'azione esercitata dal vento sul rotore dell'aerogeneratore, in mancanza di dati precisi sulla geometria e sull'assetto delle pale e dei carichi di progetto risultanti dall'analisi fluidodinamica eseguita dal costruttore dello stesso, si è utilizzata una stima delle forze agenti sull'aerogeneratore fornita applicando la legge di Betz (1966).

Grazie alla legge di Betz è possibile esprimere il rapporto tra la potenza P estratta dalla vena fluida e la potenza P_{wind} contenuta al suo interno e il rapporto tra la forza F agente sull'aerogeneratore e la forza cinetica F_{cin} della vena fluida in funzione del rapporto di ostruzione definito come rapporto tra la velocità del vento indisturbato a monte dell'aerogeneratore v_1 e la velocità v_2 a valle dello stesso (Figura 2). In particolare avremo:

$$\frac{P}{P_{wind}} = \frac{1}{2} \left(1 - \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^3 - \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 + \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \right) \quad (4)$$

$$\frac{F}{F_{cin}} = \left(1 - \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 \right) \quad (5)$$

In cui la potenza P_{wind} contenuta all'interno della vena fluida è definita come:

$$P_{wind} = \frac{1}{2} \rho \cdot S \cdot v_1^3 \quad (6)$$

Dove S è l'area spazzata dall'aerogeneratore.

Mentre la forza cinetica F_{cin} della vena fluida è definita come:

$$F_{cin} = \frac{1}{2} \rho \cdot S \cdot v_1^2 \quad (7)$$

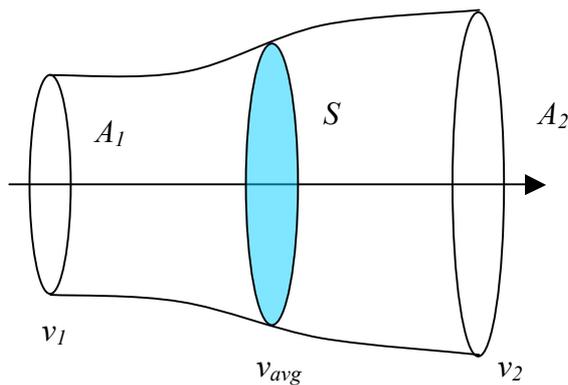


Figura 2 Schema concettuale di riferimento per la vena fluida che attraversa l'aerogeneratore

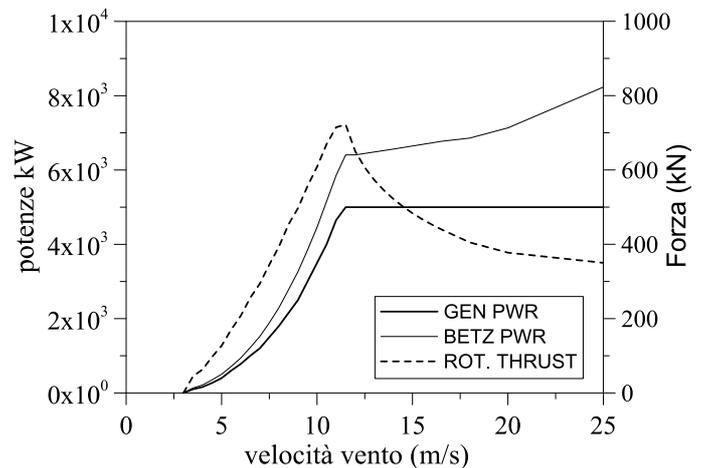


Figura 3 Forze agenti sull'aerogeneratore di riferimento e relative potenze in funzione della velocità del vento

Considerando una macchina reale con un rendimento meccanico al rotore η_r , un rendimento meccanico di trasmissione η_t ed un generatore avente un rendimento elettrico η_e possiamo esprimere la potenza elettrica generata P_e in funzione della potenza P sottratta alla vena fluida come:

$$P_e = \eta_r \cdot \eta_t \cdot \eta_e \cdot P = \eta \cdot P \quad (8)$$

Mentre il rendimento elettrico η_e ed il rendimento di trasmissione η_t possono essere considerati costanti con la velocità del vento, il rendimento meccanico al rotore η_r varia sia in funzione della velocità del vento che della configurazione delle pale e quindi richiede una valutazione più accurata, tuttavia nel caso in cui siano noti la potenza elettrica generata P_e ed il rendimento complessivo η dell'aerogeneratore è possibile ricavare dall'Eq.4 il rapporto di ostruzione v_2/v_1 e quindi mediante l'Eq.5 la forza F agente sullo stesso.

Considerando la turbina da 5 MW esaminata da Jonkman et al. 2009 di cui sono note le caratteristiche geometriche, elettriche e meccaniche, le forze agenti sulla ralla e la potenza elettrica generata in funzione della velocità del vento riportati in Fig.3. Sfruttando le precedenti equazioni possiamo ricostruire l'andamento del rendimento meccanico al rotore in funzione della velocità illustrato in Fig. 4.

Ipotizzando che la standardizzazione delle tecniche progettuali consenta di utilizzare i medesimi valori di rendimento al rotore anche per un aerogeneratore generico, appartenente alla stessa tipologia di quello esaminato, è possibile ottenere una stima dell'andamento delle forze agenti sull'aerogeneratore partendo unicamente dalla conoscenza del diametro del rotore, della potenza elettrica generata e della velocità di rotazione del rotore in funzione della velocità del vento prescindendo dai dettagli sulla geometria del rotore quali superficie ed angolo di attacco delle pale (Figura 5).

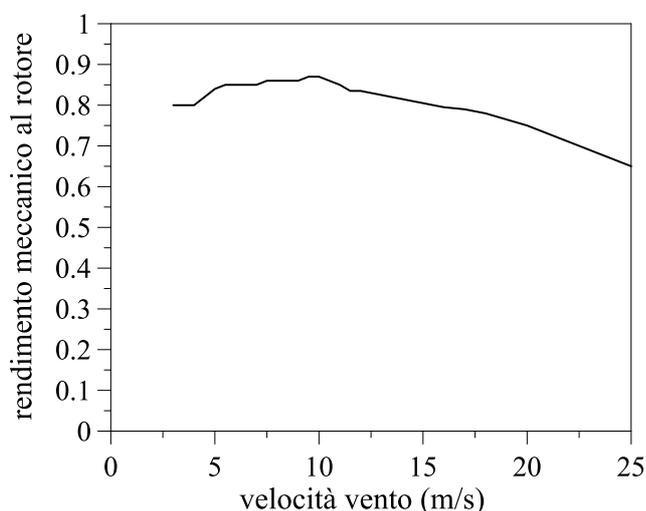


Figura 4 Rendimento meccanico al rotore in funzione della velocità indisturbata del vento per una turbina da 5MW

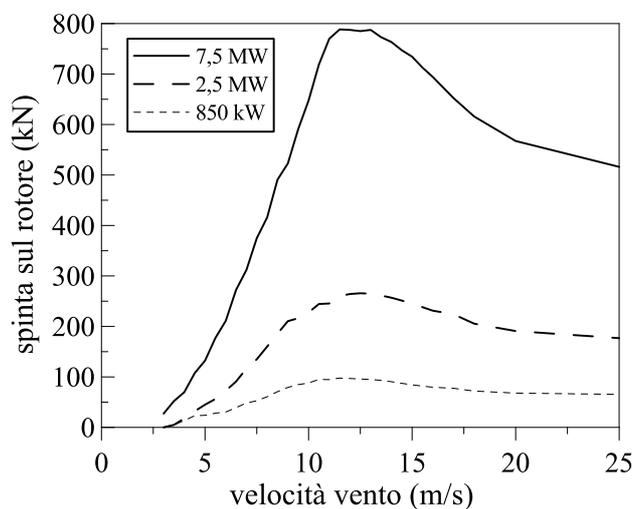


Figura 5 Stima della forza F agente sulla turbina eolica in funzione della velocità del vento

Analogamente a quanto fatto per la forza F agente sulla pala eolica, essendo nota la potenza meccanica al rotore P_r e la velocità di rotazione ω_r dello stesso, è possibile ricavare anche il valore del momento torcente M_r .

5. MODELLAZIONE NUMERICA

Considerato che il modello numerico della torre eolica verrà utilizzato per l'esecuzione di un'analisi probabilistica che richiederà l'esecuzione di decine di migliaia di analisi numeriche, al fine di minimizzare l'onere computazionale, si è deciso di utilizzare una modellazione quanto più semplice possibile.

5.1. Modellazione della torre metallica

Essendo la torre metallica un elemento con una dimensione nettamente prevalente sulle altre, essa è stata modellata come una trave incastrata alla base. Inoltre avendo la torre una forma troncoconica a sezione tubolare essa è stata approssimata con una serie di elementi BEAM tridimensionali a funzione di forma cubica a cui sono state assegnate sezioni tubolari diverse lungo l'altezza della torre in maniera tale da approssimare il comportamento di una trave a sezione variabile.

Inoltre essendo la sezione tubolare a parete sottile, per tenere conto della riduzione di resistenza dovuta all'imbozzamento della sezione ad ogni concio è stato associato un materiale elastico perfettamente plastico con tensione di snervamento a compressione opportunamente ridotta tenendo conto della geometria della sezione e delle condizioni di vincolo.

Ovviamente avendo modellato in maniera approssimata il fenomeno dell'imbozzamento con uno snervamento fittizio del materiale la risposta ottenuta dal modello è da considerarsi valida solamente in campo elastico. Lo snervamento a compressione del materiale è stato quindi considerato come collasso dovuto all'imbozzamento nella sezione corrispondente.

5.2. Valutazione del danneggiamento della struttura

Per costruire le curve di fragilità della struttura è necessario definire un indice di danno che sia rappresentativo del danneggiamento.

Nella scelta dell'indice di danno da adottare si è dovuto tenere conto del fatto che la modalità di collasso della struttura è caratterizzata da fenomeni di instabilità locale della sezione tubolare sottile.

L'indice di danno I_{DS} è stato assunto, sezione per sezione, come rapporto tra la massima tensione ideale, calcolata alla Von Mises, e la tensione ideale di imbozzamento nel caso di compressione o la tensione di snervamento nel caso di trazione.

$$I_{DS} = \begin{cases} \frac{\sigma_{id}}{\sigma_{cr}} & se \quad \sigma_{id} < 0 \\ \frac{\sigma_{id}}{\sigma_y} & se \quad \sigma_{id} \geq 0 \end{cases} \quad (9)$$

in cui:

σ_{id} è la tensione ideale calcolata adottando il criterio di snervamento di Von Mises;

σ_{cr} è la tensione critica ideale di imbozzamento della sezione;

σ_y è la tensione di snervamento della sezione.

L'indice di danno globale per l'intera struttura I_{DG} è stato assunto come il massimo valore dell'indice di danno I_{DS} nelle sezioni della torre.

5.3. Modellazione dell'effetto giroscopico

Considerando un corpo rotante attorno ad un asse principale d'inerzia (asse giroscopico) con una velocità angolare ω_x , al quale venga imposta una seconda rotazione al di fuori di tale asse ω_a , si osserva l'insorgere di un momento torcente ortogonale al piano definito dalla due velocità angolari imposte ω_x , ω_a . Tale momento torcente nasce per il principio di conservazione del momento della quantità di moto per bilanciare la variazione della quantità di moto angolare conseguente alla rotazione nello spazio dell'asse giroscopico.

Pertanto applicando il principio di conservazione del momento della quantità di moto Q il valore del momento M necessario per equilibrare la rotazione nello spazio dell'asse giroscopico X che avviene con una velocità angolare ω_a può essere calcolato come:

$$\vec{M} = \Delta \vec{Q} = I_X \cdot \vec{\omega}_X \wedge \vec{\omega}_a \quad (10)$$

in cui I_X è il momento d'inerzia del corpo attorno al proprio asse giroscopico X ;

ω_x è la velocità angolare di rotazione attorno al proprio asse giroscopico X ;

ω_a è la velocità di rotazione nello spazio dell'asse giroscopico X .

5.4. Modellazione dell'interazione suolo struttura

La modellazione dell'interazione suolo struttura avviene considerando la fondazione vincolata attraverso una serie di molle, dissipatori e masse fittizie, per ogni grado di libertà, ai quali vengono associati valori di rigidezza, di smorzamento e di massa calcolati tenendo conto delle proprietà meccaniche del terreno e della geometria della fondazione.

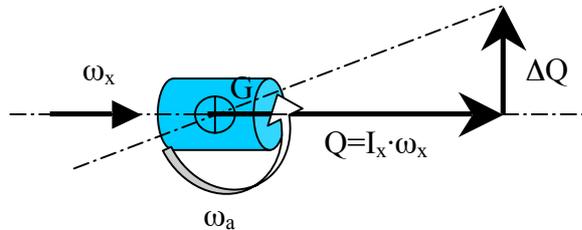


Figura 6 Schema di calcolo dell'effetto giroscopico

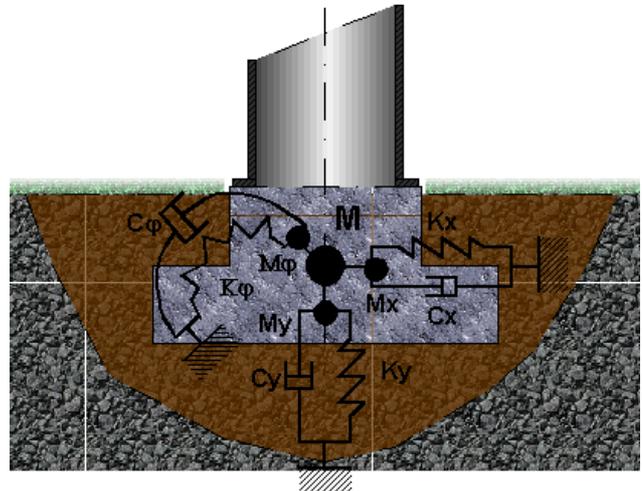


Figura 7 Schema del modello per l'interazione suolo struttura

In particolare nel presente lavoro utilizzando fondazioni di tipo cilindrico le masse M , le rigidità K e gli smorzamenti C equivalenti alla porzione di terreno che interagisce con la fondazione sono state ricavate dalle espressioni fornite da Newmark & Rosenblueth (1971)

5.5. Valutazione dell'influenza dell'interazione suolo struttura e dell'effetto giroscopico sul comportamento della struttura

Per valutare l'influenza del considerare o meno l'interazione suolo struttura e dell'effetto giroscopico, sono state eseguite una serie di analisi comparative considerando o meno i due fenomeni. In particolare si è esaminato il comportamento del modello di una torre per un aerogeneratore da 2.5 MW posta in una zona collinare su un suolo di tipo A.

Da questa serie preliminare di analisi comparative si è evidenziato come il considerare o meno l'interazione suolo struttura e l'effetto giroscopico nella modellazione numerica abbia un effetto poco significativo (Tabella 4) sul comportamento dinamico globale della struttura sottoposta all'azione del vento ed ad una azione sismica con PGA pari a 0.4 g agente nella stessa direzione del vento. Tuttavia si è riscontrato come i differenti approcci alla modellazione abbiano un effetto non trascurabile sulla distribuzione delle caratteristiche della sollecitazione sulla torre stessa.

Tabella 4 influenza del tipo di modellazione sul periodo fondamentale della struttura

modello	Periodo fondamentale struttura (s)	Variazione percentuale
Riferimento	2.05	-
Con interazione suolo-struttura	2.06	0.3%
Con interazione suolo-struttura ed effetto giroscopico	2.07	0.7%

In particolar modo l'introduzione dell'effetto giroscopico ha comportato la comparsa di un momento torcente e la variazione della distribuzione del taglio e del momento flettente lungo l'altezza della torre (Figura 8) mentre lo spostamento della sommità della torre è rimasto sostanzialmente invariato.

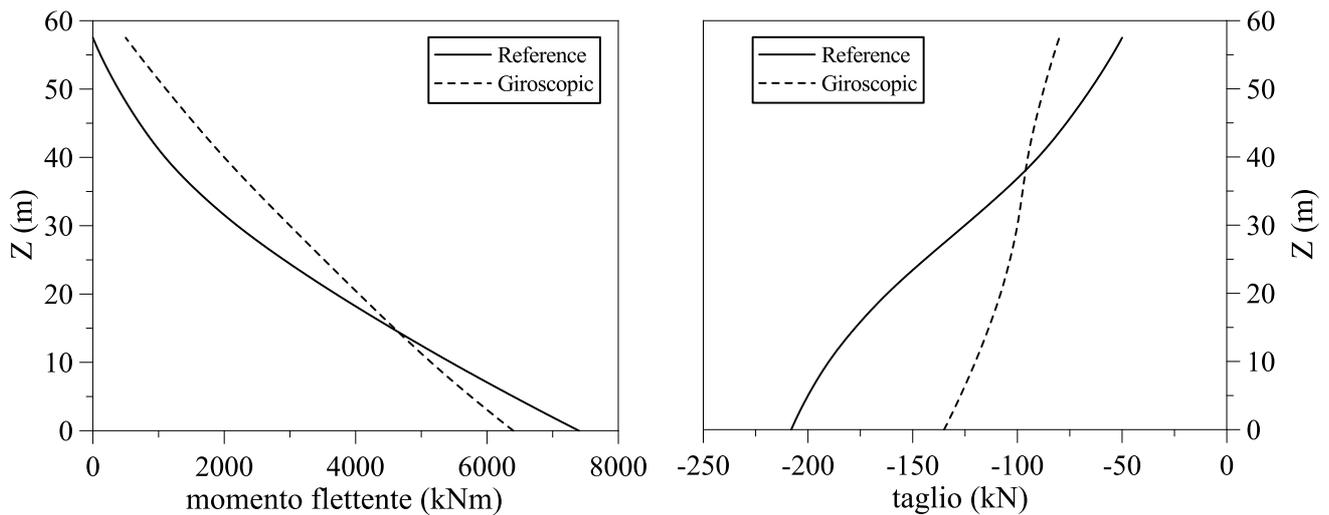


Figura 8 andamento del taglio e del momento flettente lungo l'altezza della torre con e senza effetto giroscopico

5.6. Modellazione probabilistica delle azioni del vento

L'azione del vento sulla struttura è stata modellata facendo ricorso alle forze statiche equivalenti così come definite dall'EC 1 in funzione della velocità media del vento al variare della quota z rispetto al piano di campagna.

Per modellare dal punto di vista probabilistico la velocità media del vento ad una data quota si è fatto riferimento ai dati forniti dall'atlante eolico dell'Italia redatto dal CESI.

In particolare si è adottata una distribuzione di probabilità di Weibull caratterizzata da un parametro di forma $k=1,45$, valore suggerito per l'intero territorio nazionale in assenza di dati sito specifici, ed un parametro di scala A ricavato in funzione della velocità media del vento.

Nella seguente Tabella 5 si riportano i parametri relativi alle distribuzioni di probabilità adottate per la velocità del vento facendo riferimento alla quota dell'asse del rotore.

Tabella 5 parametri per le distribuzioni di probabilità alla Weibull utilizzati

Descrizione	Altezza asse rotore (m)	Velocità media (m/s)	Parametro di ampiezza distribuzione di Weibull A (m/s)	Parametro di forma distribuzione di Weibull k
Altezza di riferimento	70	8.00	8.823	1.45
Aerogeneratore da 7 MW	135	8.54	9.424	1.45
Aerogeneratore da 2.5 MW	60	7.87	8.681	1.45
Aerogeneratore da 850 kW	44	7.61	8.395	1.45

5.7. Modellazione probabilistica dell'azione sismica

L'aleatorietà dell'azione sismica è legata principalmente non solo all'intensità del sisma che in generale viene espressa in termini di accelerazione di picco del terreno PGA, ma anche alla durata dell'evento sismico e al suo contenuto in frequenza.

Nell'ambito del presente lavoro, visto che l'azione sismica viene utilizzata per la creazione delle curve di fragilità delle strutture studiate, l'intensità dell'azione sismica non viene considerata nelle singole analisi come una variabile aleatoria bensì ne viene esplorato l'intero campo di interesse ripetendo ogni analisi per una serie predeterminata di valori di PGA che nel caso specifico preso in esame sono:

PGA=0.30g | 0.35g | 0.375g | 0.40g | 0.50g | 0.60g | 0.80g | 1.00g | 1.20g | 1.40g | 1.60g | 1.80g | 2.00g

Per tenere conto dell'aleatorietà degli altri parametri dell'azione sismica invece si è scelto di trattare la forma dell'accelerogramma come una variabile discreta aleatoria con densità di probabilità costante utilizzando un set di 15 accelerogrammi naturali spettrocompatibili selezionati tra quelli individuati nell'ESD (European Strong-Motion Database) dal consorzio ReLUIIS (Rete dei Laboratori Universitari di Ingegneria Sismica) utilizzando i criteri dettati dall'OPCM 3431 e dall'EC8 per la scelta degli accelerogrammi da utilizzare nelle analisi dinamiche non lineari.

In particolare gli accelerogrammi utilizzati sono stati scelti tra quelli compatibili con lo spettro di normativa per terreni di tipo A.

5.8. Modellazione probabilistica della struttura

Per caratterizzare dal punto di vista probabilistico la struttura, dopo un'analisi di sensitività si è scelto di considerare nella modellazione quali grandezze aleatorie unicamente la resistenza a snervamento ed il modulo elastico dell'acciaio mentre le altre variabili inizialmente prese in considerazione quali il diametro delle sezioni della torre, lo spessore delle sezioni della torre, l'altezza della torre e la massa dell'aerogeneratore sono state assunte come deterministiche.

Per la resistenza dell'acciaio si è fatto riferimento ai valori trovati sperimentalmente da Melcher et al. (2004) riportati nella Tabella 6.

Tabella 6 distribuzione di probabilità per la tensione di snervamento dell'acciaio da carpenteria S355

Spessore (mm)	Valore medio (MPa)	Deviazione standard (MPa)	Distribuzione di probabilità	
4	16	414.68	27.941	normale
16	40	395.68	25.126	normale
40	100	370.72	26.568	normale

Per il modulo elastico dell'acciaio si è fatto riferimento alla distribuzione di probabilità normale suggerita da Fukumoto et al. (1976) ovvero un valore medio di 210 GPa ed una deviazione standard di 12.6 GPa.

6. CREAZIONE DELLE CURVE DI FRAGILITÀ

Una volta definite le strategie per la modellazione numerica della struttura e definite le fonti di aleatorietà, si è realizzata un'analisi probabilistica di tipo Montecarlo.

In particolare per ciascuno dei tre casi di studio si è utilizzando il metodo dell'ipercubo latino per la generazione di un campione di trecento esemplari rappresentativo della popolazione statistica definita per mezzo delle densità di probabilità assegnate alle variabili aleatorie considerate.

Come precedentemente illustrato, per la generazione dei modelli numerici, si sono assunte come variabili aleatorie, oltre alla forma dell'accelerogramma che caratterizza l'azione sismica agente su ogni torre, le seguenti variabili aleatorie: tensione di snervamento f_y dell'acciaio; modulo elastico E dell'acciaio; velocità del vento; angolo tra la direzione del vento e la direzione dell'azione sismica.

Per ogni esemplare così generato si è proceduto ad eseguire un'analisi dinamica non lineare per ogni intensità presa in considerazione per la generazione delle curve di fragilità, scalando gli accelerogrammi in maniera tale da ottenere l'intensità dell'azione sismica desiderata.

Visto che la tipologia di struttura esaminata presenta un comportamento elastico fino all'insorgere di fenomeni di instabilità che ne determinano il collasso, per procedere alla creazione delle curve di fragilità, si è scelto come stato limite a cui fare riferimento unicamente quello di collasso incipiente.

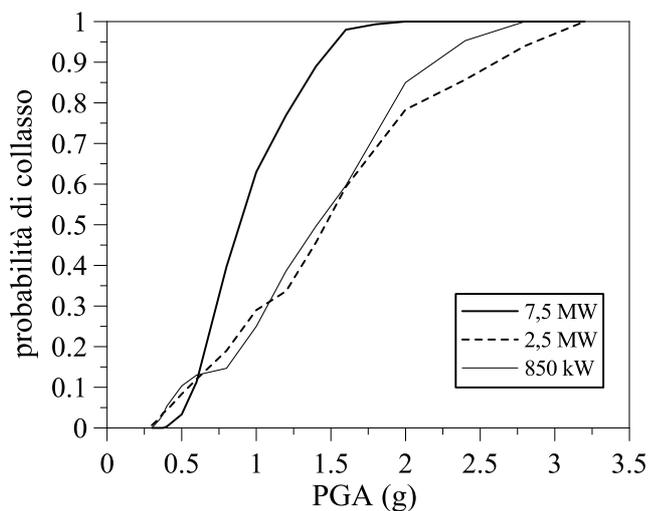


Figura 9 Curve di fragilità

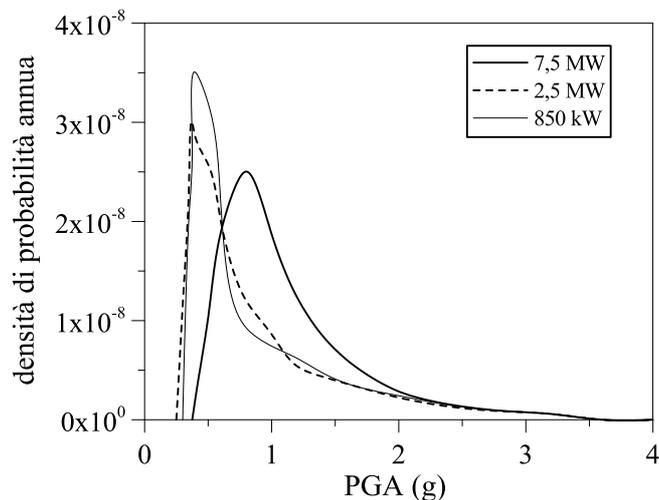


Figura 10 probabilità specifica di collasso

Una volta ottenute le curve di fragilità riportate in Fig.9, in cui la probabilità di collasso della struttura è espressa in funzione dell'intensità del sisma in termini di PGA, per poter calcolare la probabilità di collasso è necessario conoscere la densità di probabilità associata all'intensità del sisma che può essere ricavata come derivata della curva di hazzard rispetto all'intensità del sisma stesso. In particolare la curva di hazzard in funzione dell'intensità del sisma x così come definita da Song & Ellingwood (1999) si esprime come:

$$H(x) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{x}{\mu}\right)^k\right) \quad (11)$$

in cui si sono utilizzati i parametri $k=2.38$ e $\mu=0.045$ individuati da Amadio et al. (2006) per ottenere una curva compatibile con la sismicità della zona dell'Irpinia. Sotto tali ipotesi la densità di probabilità assume la seguente forma:

$$p(x) = \frac{d(1 - H(x))}{dx} = k \left(\frac{x}{\mu}\right)^{-k-1} \cdot \exp\left(-\left(\frac{x}{\mu}\right)^k\right) \quad (12)$$

moltiplicando quindi la curva di fragilità per la densità di probabilità della PGA otteniamo le curve riportate in Fig. 10 la cui area sottesa rappresenta la probabilità annua di collasso delle strutture esaminate.

Nella Tabella 7 si riportano le probabilità di collasso così ottenute.

Tabella 7 stima della probabilità di collasso ottenuta

torre	probabilità annua di collasso
Aerogeneratore da 850 kW	1.79E-07
Aerogeneratore da 2.5 MW	1.75E-07
Aerogeneratore da 7.5 MW	2.06E-07

7. CONCLUSIONI

Dalle analisi preliminari, effettuate per verificare l'adeguatezza del modello numerico utilizzato, è emerso come il trascurare l'effetto giroscopico nella modellazione delle torri eoliche, pur essendo una semplificazione accettabile in termini di comportamento dinamico globale, altera notevolmente i risultati ottenuti in termini di caratteristiche della sollecitazione all'interno delle sezioni della torre. Dall'analisi probabilistica eseguita, nonostante la modellazione semplificata ed il limitato numero di esemplari generati necessariamente utilizzati per limitare gli oneri computazionali, si sono ottenuti risultati in linea con le attese probabili di collasso derivanti dalle metodologie di progetto comunemente utilizzate.

Dall'osservazione delle curve di fragilità ottenute si nota come per azioni sismiche di intensità inferiore a 0.6 g le torri eoliche di maggiori dimensioni, caratterizzate quindi da periodi fondamentali superiori, risultano meno sensibili alle azioni sismiche rispetto alle torri di minor dimensione, caratterizzate da periodi propri inferiori. Tuttavia per intensità delle azioni sismiche superiori a 0.6 g si osserva una evidente inversione delle curve di fragilità la quale suggerisce una maggior sensibilità alle intense azioni sismiche delle strutture di maggior dimensione a dispetto del maggior periodo fondamentale che le caratterizza.

8. BIBLIOGRAFIA

- Amadio C. Moschino D. Fragiaco M. (2006) "Probabilistic analysis of a PR steel-concrete composite frame" STESSA 2006 – Mazzolani & Wada (eds) © 2006 Taylor & Francis Group, London, ISBN 0-415-40824-5
- Betz, A. (1966) Introduction to the Theory of Flow Machines. (D. G. Randall, Trans.) Oxford: Pergamon Press
- CEN (2005) EN 1998-1 Eurocode 8: Design of structures for earthquake resistance - Part 1: General rules, seismic actions and rules for buildings, Brussels, Belgium
- CEN (2005) EN 1991-1-4 Eurocode 1: Actions on structures - Part 4: General actions - Wind actions, Brussels, Belgium
- CESI (2002) Atlante eolico dell'Italia – nov. 2002– Ricerca di sistema per il settore elettrico Progetto ENERIN -Rapporto CESI / ENERIN / ENERIN /2002/ 012 - Prot A2/ 039249
- CEI (2005) CEI-IEC61400-1: International IEC Standard 61400-1 – Wind Turbines - third edition 2005-08 Part 1: Design Requirements, Geneva, Switzerland
- Jonkman J., Butterfield S., Musial W., and Scott G. (2009) Definition of a 5-MW Reference Wind Turbine for Offshore System Development - Technical Report NREL/TP-500-38060
- Newmark & Rosenblueth (1971) Fundamentals of Earthquake Engineering - Prentice-Hall
- J. Melcher, Z. Kala, M. Holický, M. Fajkus, L. Rozlívka. (2004) Design Characteristics of Structural Steels Based on Statistical Analysis of Metallurgical Products, Journal of Constructional Steel Research, 60, pp. 795–808, 2004, ISSN 0143-974X.
- Y. Fukumoto, N. Kajina, T. Aoki. (1976) Evaluation of Column Curves Based on Probabilistic Concept, in: Proc. of Int. Conference on Stability, Prelim. Rep., Gakujutsu Bunken Fukyu-Kai, Tokyo.
- Song, J. & Ellingwood, B.R. (1999) Seismic reliability of special moment steel frames with welded connections. Journal of Structural Engineering, ASCE, 125(4), 372–384.

LES modeling of wind turbines using an actuator line approach

Paolo Schito^a, Alberto Zasso^a, Raffaele Ponzini^b

^aDipartimento di Meccanica – Politecnico di Milano, Milano

^bCILEA – HPC, Milano

SUMMARY

Wind energy plays an important role in the field of renewable energies. Advances in technology and engineering are leading to larger wind turbines (up to \$10MW\$ and \$160 m\$ rotor diameter) while the typical installation is going toward offshore wind farms. In this case the installation poses some challenges, but the oncoming wind can improve the wind turbine efficiency. The advantage of the wind farm layout is the potential of maximizing the energy extraction in the selected sites, but for some wind directions the wake interaction between the rotors may affect the energy harvesting. The concerns about the interaction of the turbulent structures in the wind and in the wakes are not only driven by the potential loss of power generation, but by the stress suffered by the blades, the tower and the whole mechanic and electric equipment of the wind turbine that may lead to fatigue damages.

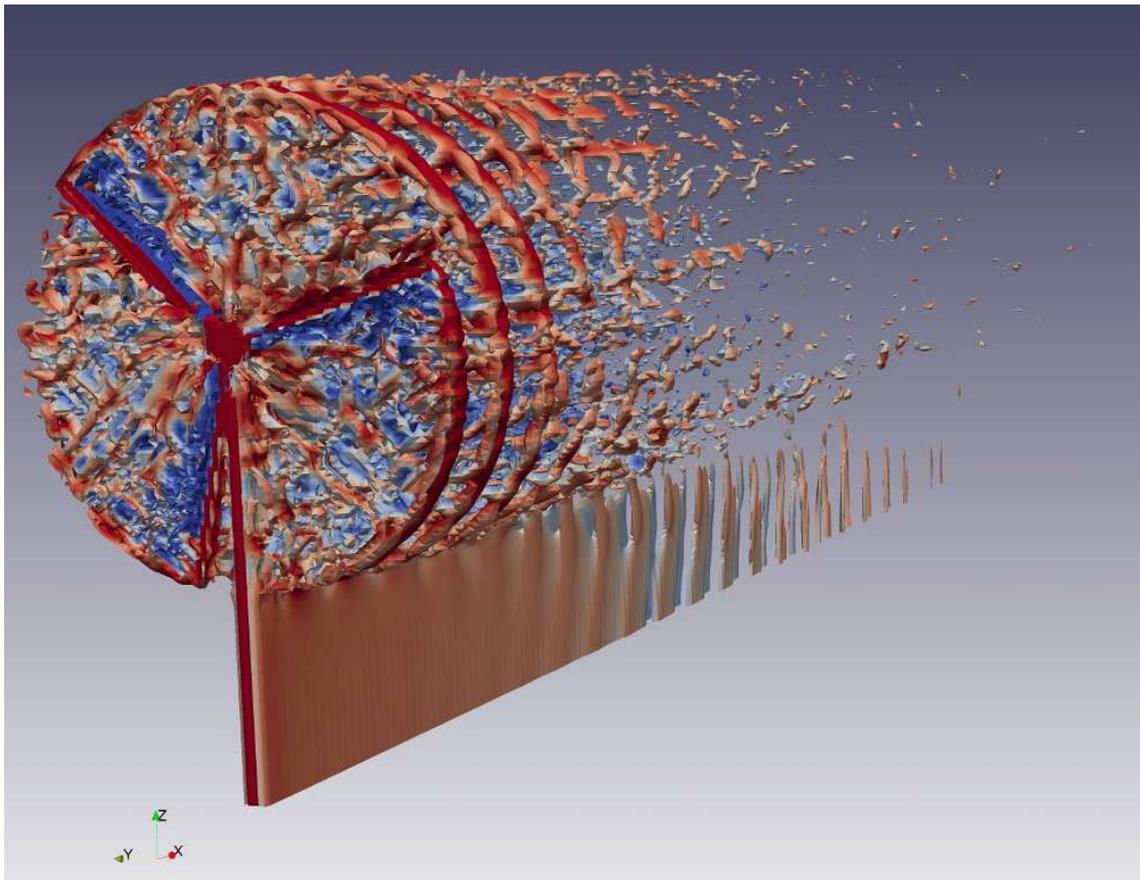


Figure 1: Flow around the wind turbine modeled with the actuator line approach

This work aims to reproduce the interaction of the wind turbine with the flow turbulent structures using an actuator line approach. This method allows to model the wind turbine effects on the fluid as forces acting on the fluid, instead of modeling the geometrical detail of the single blade as mentioned by Porté-Agel et al. (2010). This model allows to dedicate the computing resources to the calculation of the flow more than on the reproduction of the detail of the flow around the rotor.

The assumption that lies in this model is that the aerodynamic characteristic (lift and drag of the sectional airfoils) of the blades are known, and for this reason it is possible to calculate explicitly the forces.

The key issue using this approach is the definition of the velocity used to calculate the aerodynamic loads. Typical actuator line models proposed for example by Porté-Agel et al. (2010) use the Blade Element Momentum (BEM) theory to calculate the aerodynamic forces on the rotor. This approach is suitable for aero-servo-elastic calculations on wind turbines, while the fluid-dynamic modeling needs a more refined calculation of the wind loads. A new method for the calculation of the reference velocity is proposed by Schito (2011) in order to reproduce the unsteady loads on the rotor.

The forces introduced in the computational domain reproduce the typical wind turbine flow field that is reported in Figure 1: it is possible to identify the wind turbine geometry, the characteristic tip and hub vortices. In addition the hub and the tower of the wind turbine have been modeled and contribute to the modification of the flow.

Preliminary experimental data have been measured by Bottasso et al. (2011) and the numerical results show a satisfying agreement with the experimental data especially for high Tip Speed Ratio and low blade angles of attack.

The computational effort in this kind of application is very high, since the grid used to solve the filtered Navier-Stokes equations must be fine enough to solve the flow field. Not only the software used for the calculations must be able to run in parallel, but there is the necessity for a hardware able to manage the amount of data and the dimension of the problem. As an example are reported the typical statistics for one calculation, where 120 cpus are used for a duration of 10 days, while for the post-processing a dedicated machine is needed, since for each time-step needs around 25 minutes of batch processing and 40GB of RAM.

- Porté-Agel F., Lu H., Wu Y. T. (2010). A large-eddy simulation frame work for wind Energy applications, 5th International Symposium on Computational Wind Engineering, Chapel Hill – North Carolina
- Schito P. (2012). Large Eddy Simulation of Wind Turbines: interaction with turbulent flow, PhD Thesis, Department of Mechanical Engineering, Politecnico di Milano
- Bottasso C. L., Campagnolo F., Croce A., Maffenini L. (2011). Development of a Wind Tunnel Model for Supporting Research on Aero-servo-elasticity and Control of Wind Turbines, 13th International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands

Progetto e realizzazione di un set-up sperimentale per prove in galleria del vento di turbine eoliche off-shore

Marco Belloli^a, Ilmas Bayati^a, Daniele Rocchi^a

^aPolitecnico di Milano, Dipartimento di Meccanica, Milano

SOMMARIO

La crescente richiesta di energia elettrica, unita all'incremento globale di inquinamento ed effetto serra, ha portato negli ultimi decenni a considerare sempre più le potenzialità del settore eolico inteso come fonte inesauribile di energia pulita. Tuttavia attualmente l'installazione di parchi eolici su terraferma sta vivendo una considerevole attenuazione a causa di fattori quali inquinamento visivo e acustico, che determinano una riduzione delle aree utili disponibili a cui si aggiunge la mancanza di siti geografici "onshore" che garantiscano qualità e quantità di vento opportuno per il corretto funzionamento dei generatori di grande dimensione. Solo negli ultimi anni la comunità scientifica internazionale si sta interrogando sulla possibilità di definire l'eolico "offshore" sfruttando considerevoli distanze dalla costa e quindi notevoli profondità del fondale (superiori a 300-400 m). La scelta delle piattaforme su cui installare tali generatori eolici deve per forza ricadere su quelle galleggianti dal momento che le piattaforme fisse, adottate ad esempio in ambito petrolifero, comporterebbero costi fissi superiori alla resa delle singole turbine. Gli sforzi principali in questo settore sono finora stati rivolti alla definizione di tipologie possibili di piattaforme (ormeggio in tensione, zavorra, boa) e dei relativi ormeggi e all'influenza di tali scelte sulla dinamica del generatore e quindi sulla potenza elettrica generata. Lo studio di tali sistemi è oggi principalmente su base numerica e consiste nello sviluppo di codici di calcolo che integrano la modellazione del forzamento idrodinamico ed eolico alla dinamica del generatore inteso come sistema multi-corpo composto da elementi deformabili; questo ha permesso sinora di avere stime solamente di prima approssimazione della dinamica e dei carichi agenti sugli organi della macchina che tuttavia necessitano non solo di ulteriori sviluppi in ambito analitico ma anche di una validazione sperimentale.

L'obiettivo principale di questo lavoro è proporre una metodologia sperimentale per investigare la dinamica in scala delle turbine off-shore installate su piattaforme galleggianti in galleria del vento. Il set-up permette di misurare le forze alla base della torre e alla navicella compresa la coppia motrice, in modo da correlare lo stato del mare e il vento incidente con i carichi che agiscono sulla struttura. Lo stato del mare viene simulato tramite un sistema di movimentazione idraulico a due gradi di libertà che viene controllato in tempo reale da un calcolatore.

La camera di prova civile della galleria del vento del Politecnico di Milano permette la simulazione delle caratteristiche statistiche del vento incidente, compresa la turbolenza di lunga scala. Il modello rigido della macchina eolica è in scala 1/25.

Il sistema di movimentazione è stato dapprima testato con dei segnali di ingresso sinusoidali e durante queste prove si sono misurate le forze alla base e alla navicella. Il sistema di movimentazione è riportato in Figura 1.

Queste prove ad input fisso e noto sono una buona base di partenza per la verifica dei codici di calcolo numerico in quest'ambito, dal momento che in letteratura, allo stato attuale, sono presenti pochi strumenti di indagine sperimentale a parametri di ingresso controllati, Sinclair 1994.

La campagna sperimentale è stata effettuata a differenti rapporti tra velocità del vento e caratteristiche del moto ondoso, in modo da essere rappresentativa di un buon set di configurazioni al vero.



Figure 1. Set-up sperimentale per prove in galleria del vento a moto imposto.

I risultati sperimentali hanno mostrato la presenza di cicli di isteresi nella coppia motrice se questa viene rappresentata in funzione della velocità apparente del vento incidente, tale fenomeno è indice di un comportamento fortemente non lineare che dissipa energia introducendo smorzamento nel sistema.

Le dimensioni del ciclo di isteresi incrementano con la frequenza e l'ampiezza del moto imposto; le variazioni di angolo d'attacco delle pale dovute alla variazione delle velocità relative del vento incidente sono state correlate alla misura della coppia motrice e alla riduzione di efficienza della macchina generatrice.

Il sistema è inoltre pronto per passare alla seconda fase della ricerca, ossia la simulazione dell'interazione tra la piattaforma galleggiante e lo stato del mare e la misura diretta delle forze aerodinamiche agenti sulla macchina eolica.

La metodologia prevede una integrazione delle equazioni di moto in tempo reale, simulando l'interazione idrodinamica e misurando invece quella aeroelastica.

Sinclair, F.M. (1994) *Aerodynamic damping on offshore installations – a comparison of experimental measurements with theory*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 52321-344.

Matha, D. (2010) *Model Development and Loads Analysis of an Offshore Wind Turbine on a Tension Leg Platform, with a Comparison to Other Floating Turbine Concepts*. Subcontract Report NREL/SR-500-45891.

Jonkman, J. (2007) *Dynamics Modeling and Loads Analysis of an Offshore Floating Wind Turbine*. Tech. rep. National Renewable Energy Laboratory,.

Lugni C. Marino E. Borri C. (2011) *Influence of wind-waves energy transfer on the impulsive hydrodynamic loads acting on offshore wind turbines*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics

Cordle A. Pereira R. Jonkman J. Matha D. Schlipf M. (2010) *Challenges in Simulation of Aerodynamics, Hydrodynamics, and Mooring-Line Dynamics of Floating Offshore Wind Turbines*. Tech. rep. National Renewable Energy Laboratory,

T.Moan M.Karimirad (2011) *Extreme dynamic structural response analysis of catenary moored spar wind turbine in harsh environmental conditions*. Journal of offshore mechanics and Arctic engineering

Fasi di costruzione di un ponte sospeso: l'ausilio delle prove in galleria del vento

Daniele Rocchi^a, Stefano Giappino^a, Tommaso Argentini^a, Andrea Pagani^a, Marco Villani^a, Alberto Zasso^a

^aDipartimento di Meccanica del Politecnico di Milano, Milano,

SOMMARIO

La fase di costruzione di un ponte rappresenta un aspetto molto delicato nella progettazione della struttura stessa che, non essendo ancora completata, si trova ad interagire con l'ambiente circostante senza avere ancora raggiunto le sue finali caratteristiche di resistenza strutturale. La durata delle fasi di costruzione, per opere di rilevante importanza, può raggiungere diversi anni, durante i quali per alcuni mesi la struttura si trova in condizioni di elevata vulnerabilità esposta a eventi naturali che possano sottoporre la struttura ad elevati stati di sollecitazione. Terremoti e venti di elevata intensità rappresentano gli effetti maggiormente temuti nel corso delle fasi di costruzione dell'opera. È recente l'esperienza vissuta durante la fase di costruzione del ponte sospeso con la campata più lunga al mondo, l'Akashi Kaikyo Bridge, che subì l'azione del grande terremoto di Kobe di magnitudo 6.8, che causò la morte di quasi 7000 persone, quando la fase costruttiva era giunta al completamento della costruzione delle due torri. Le torri ressero all'effetto del terremoto ma la loro posizione relativa venne modificata richiedendo di allungare di 1 m la lunghezza della campata centrale.

Nel presente lavoro verrà analizzata la risposta al vento di modelli aeroelastici rappresentanti diverse fasi di costruzione di un ponte sospeso attraverso prove sperimentali effettuate in galleria del vento. Tale analisi è stata condotta in ausilio alle stime di stabilità e di sollecitazione effettuate per via numerica per definire il dimensionamento delle strutture provvisorie di collegamento tra diversi conci di impalcato e per stimare la stabilità del manufatto nelle diverse condizioni operative. Mentre la risposta al vento turbolento e la stima della velocità di instabilità di un ponte sospeso in configurazione completata è calcolata in maniera affidabile dai modelli numerici di interazione fluido-struttura attualmente sviluppati, lo stesso non si può dire dei ponti in fase di costruzione.

La fase costruttiva infatti riserva diverse parametri di incertezza sia sotto l'aspetto costruttivo che sotto l'aspetto aerodinamico. Le caratteristiche strutturali del ponte in costruzione dipendono infatti da come vengono realizzati i vincoli tra i diversi conci di impalcato che vengono singolarmente sollevati e allineati ai precedenti nel corso della procedura di collegamento al cavo principale.

L'aerodinamica è modificata dalla mancanza di elementi quali parapetti e barriere e dalla presenza di impalcature. Inoltre l'impalcato interrotto, nelle sue parti di estremità interagisce con il vento in modo spiccatamente tridimensionale rendendo non applicabili gli approcci basati sull'ipotesi di bidimensionalità del flusso attorno al profilo di impalcato.

Per poter quindi stimare quali siano i limiti di stabilità e gli sforzi che possono instaurarsi nella struttura nell'eventualità venisse sottoposta a venti molto intensi si ricorre oltre alle stime numeriche alla realizzazione di prove in galleria del vento su modelli aeroelastici.

Nel presente lavoro verranno presentati i risultati ottenuti da una simile attività svolta presso la galleria del vento del Politecnico di Milano, inerente la costruzione di un ponte sospeso con lunghezza della campata centrale di 1550 m al vero e campate laterali di 566 m.

Sono stati realizzati nella scala 1:220 tre modelli aeroelastici di tre differenti fase costruttive rappresentate in Figura 1.

I modelli sono stati realizzati rispettando i parametri di scalatura di Froude tenendo in considerazione della reale distribuzione di massa dell'impalcato privo delle finiture superficiali e dei parapetti nella parte superiore, del parziale vincolo tra i cassoni non ancora saldati tra di loro, della presenza delle gru ancorate alle torri, della passerelle attaccate ai cavi principali e delle impalcature.

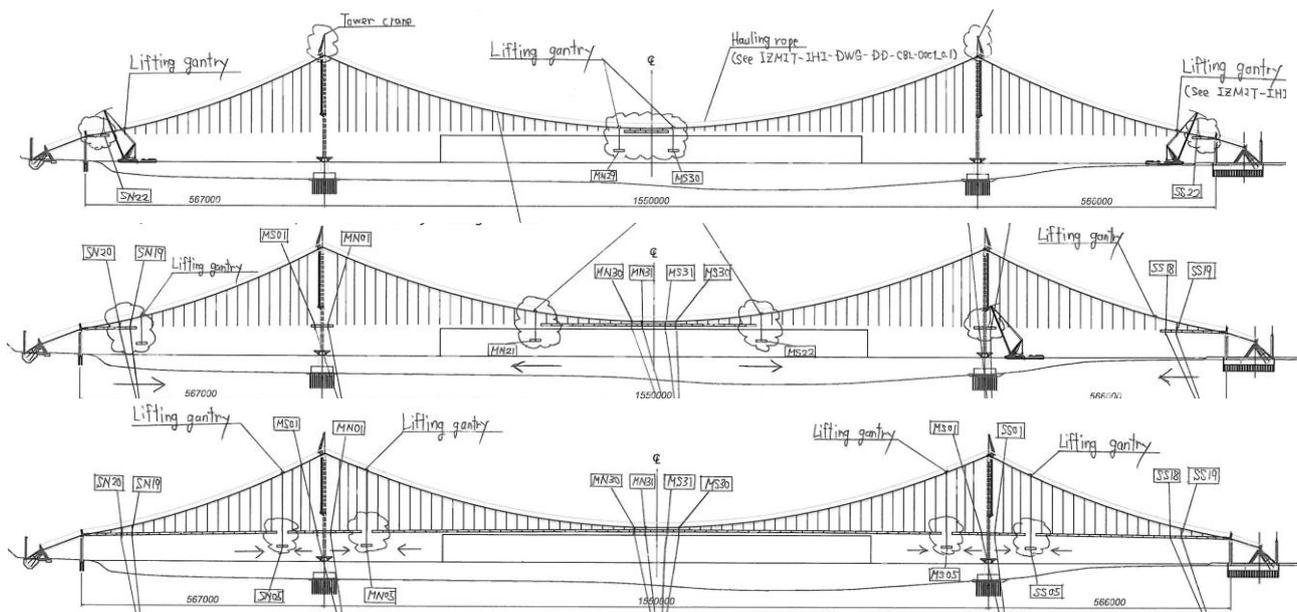


Figura 1. Fasi costruttive analizzate.

Le prove sono state condotte in regime di flusso laminare (con intensità di turbolenza residua inferiore al 2%) ed in regime di flusso turbolento considerando due diversi livelli di turbolenza e due diverse esposizioni al vento.

Le prove hanno consentito di stimare per le diverse fasi di costruzione la velocità critica di instabilità, ed il livello di accelerazione in risposta al vento turbolento in alcune tipiche sezioni di impalcato e torri.

Diana G. (1995). Comparison between wind tunnel tests on a full aeroelastic model for the proposed bridge over Stretto di Messina and numerical results, *J. Wind Eng. and Ind. Aer.*, Vol. 54/55, pp. 101-113

Simiu E., Scanlan R. (1996). *Wind effects on Structures*. John Wiley & Sons, New York

Larose, A. and Livesey, F.M. (1994). On cable-stayed bridges during construction: Modelling and prediction of aerodynamic behavior. , *Proceedings of the international conference on cable-stayed and suspension bridges*, (2), 73-80

Cheli F., Resta F., Belloli M., Rocchi D. An experimental and numerical investigation on the aerodynamic response of a 1:300 full aeroelastic model of the Messina bridge, *Proceedings of the international conference on wind engineering ICWE 12, Cairns Australia, 1-6 June 2007*

Ottimizzazione della forza di resistenza aerodinamica di atleti di Coppa del Mondo di Sci Alpino

Marco Belloli^a, Federico Cheli^a, Stefano Giappino^a, Stefano Maldifassi^b, Sara Muggiasca^a

^aPolitecnico di Milano, Dipartimento di Meccanica, Milano

^bCentro Ricerca Federale, Federazione Italiana Sport Invernali, Milano

SOMMARIO

Gli atleti dello sci alpino nelle discipline veloci, ossia Discesa Libera, Super G e Slalom Gigante, raggiungono velocità molto elevate su gare cronometrate, la cui durata è dell'ordine di 100 s. I distacchi a fine gara tra i primi classificati sono molto contenuti, a titolo di esempio il primo classificato della discesa libera di Kitzbuehel 2012 ha registrato 1'13" 28 mentre il tempo del quarto classificato è stato pari a 1'13" 64 con una differenza percentuale pari allo 0.4% tra questi due atleti, mentre la differenza tra il terzo e il quarto classificato è dello 0.08%.

Considerando questi distacchi l'analisi della resistenza aerodinamica e la conseguente ottimizzazione dell'attrezzatura e della postura dell'atleta è un aspetto importante nel determinare il risultato finale.

Lo studio effettuato da Watanabe et al (1977) propone un'analisi sistematica sull'attrezzatura e la postura degli atleti durante le gare di discesa libera, ma in trent'anni scarponi, sci, caschi e le stesse tute hanno subito una profonda evoluzione e sono comparsi diversi sistemi di protezione dell'atleta, quali corpetti e paraschiena. Lo studio di Bronwlie (2010) ha rifatto un'analisi sistematica muovendo gli stessi parametri ma testando delle attrezzature più recenti.

Tutte le possibilità di ottimizzazione devono essere compiute dentro il contesto regolamentare imposto dalla federazione internazionale, FIS (2009). Il vincolo più stringente imposto dal regolamento è sulla permeabilità all'aria della tuta che deve essere come minimo pari a 30 litri per m²/s sotto una colonna d'acqua di 10 mm. Questa permeabilità è pensata per impedire l'uso del poliuretano impermeabile, ossia della plastica, perché l'uso di questo materiale comporterebbe dei problemi in termini di sicurezza degli atleti per via del ridotto coefficiente di attrito che svilupperebbe con la pista in caso di caduta.

Il presente lavoro nasce in un contorno più ampio e raccoglie i dati e le esperienze effettuate sino ad oggi dal Centro Ricerca Federale con le squadre Nazionali di Sci Alpino in materia di resistenza aerodinamica e sicurezza dei tessuti da gara.

L'obiettivo finale è l'ottimizzazione della resistenza ponendo, come gli autori citati in precedenza, l'attenzione all'ottimizzazione dell'attrezzatura e della postura. Lo studio si pone inoltre come obiettivo particolare lo sviluppo di una tuta da gara ad alte prestazioni, intervenendo con l'attività sperimentale dall'inizio della filiera, ossia dalla selezione del tessuto.

Sono stati quindi sviluppati due set-up sperimentali, il primo per la misura delle azioni aerodinamiche su un modello a geometria fissa che serve alla caratterizzazione dei tessuti, un secondo atto alla misura dell'azione aerodinamica sugli atleti stessi.

Il set-up per la caratterizzazione dei tessuti è molto semplice, si tratta di due modelli cilindrici a sezione circolare montati su bilancia dinamometrica e "vestiti" con calze realizzate tramite i tessuti in analisi. Le sezioni dei cilindri hanno diametri pari a 200 mm e 400 mm in modo da essere rappresentativi delle curvature presenti su un atleta che si raccoglie in posizione aerodinamica. Le prove vengono effettuate a velocità del vento crescenti in modo da investigare il più ampio range di Numeri di Reynolds. La figura 1 riporta una fotografia di uno dei modelli cilindrici installato in camera di prova ad alta velocità della galleria del vento del Politecnico di Milano. In questo modo si

sono caratterizzate molte tipologie di tessuto, che differiscono per rugosità superficiale, permeabilità all'aria e per differenti livelli di stretch. La tecnologia realizzativa sfrutta le peculiarità dei tessuti bi-elastici a navetta e introduce caratteristiche di alte performance aerodinamiche, di confort e di sicurezza non ottenibili con una tecnologia tradizionale.

Le variazioni di resistenza aerodinamica sono molto consistenti, dell'ordine di qualche punto percentuale, e i punti di ottimo, ossia le condizioni di minima resistenza, si misurano per differenti velocità del vento, cioè per differenti Numeri di Reynolds nominali. Come ben noto in letteratura, Zdravkovich (2003), le caratteristiche della superficie di interfaccia, in termini di finitura e rugosità, influenzano la transizione nello strato limite e di conseguenza le caratteristiche della scia e il valore della forza di resistenza.



Figura 1: Set-up sperimentale per la caratterizzazione dei tessuti

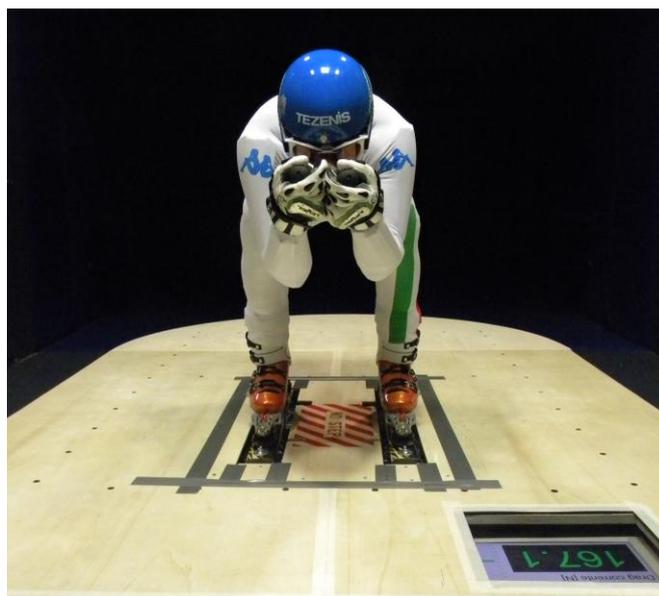


Figura 2: Set-up sperimentale per la misura dell'azione aerodinamica sullo sciatore: Christof Innerhofer

Le dimensioni della camera di prova ad alta velocità dell'impianto, sezione quadrata con lato di 4 m disponibile presso il Politecnico di Milano permettono la misura direttamente con l'atleta inserito in camera di prova, senza incorrere in elevati effetti di bloccaggio. Il set-up sperimentale, mostrato in figura 2, è molto semplice; consta di un flat-ground sotto al quale è installata una bilancia dinamometrica a 6 componenti collegata tramite un telaio agli attacchi da sci che tengono l'atleta. Il monitor installato nel flat permette all'atleta di verificare i parametri di prova, quali velocità e resistenza, in tempo reale. La difficoltà principale della prova, pur trattandosi di atleti di altissimo livello, è mantenere la stessa posizione per tutta la durata del test misurato. La lunghezza dell'acquisizione è quindi un compromesso tra la necessità di mediare e la necessità di non affaticare il soggetto del test. Per distinguere i contributi dati alla resistenza dalla postura e dalla variazione di attrezzatura si sincronizzano i video, ripresi da differenti punti di vista, con le misure. Tale informazione è preziosa anche per l'ottimizzazione della posizione di ricerca della massima velocità.

Watanabe K., Ohtsuki T. (1977). Postural changes and aerodynamic forces in alpine skiing, *Ergonomics* 20, 121-131.

Fédération Internationale du Ski FIS (2009). Specifications for Competition Equipment and Commercial Markings, 2009/10 ed. Oberhofen

Brownlie L., Larose G., D'Auteuil A., Allinger T., Meinert F., Kristofic P., Dugas S., Boyd R., Stephens D., (2010) *Factors affecting the aerodynamic drag of alpine skiers* *Procedia Engineering* 2 Number 2 Pages 2375—2380 Month 6 The Engineering of Sport 8 - Engineering Emotion

Zdravkovich M. M. (2003), *Flow around circular cylinders, Vol 2: Applications*, Oxford Science Publications

La misura al reale delle forze aerodinamiche agenti su un'imbarcazione a vela in navigazione

Fossati Fabio ^a, Muggiasca Sara ^a, Lorenzo Rosa ^a

^a Politecnico di Milano - Dipartimento di Meccanica, Milano

SOMMARIO

La progettazione nautica ha conosciuto grandi cambiamenti negli ultimi cinquanta anni. Caratterizzata originariamente da metodiche di progettazione provenienti dal mondo navale e per quanto riguarda le tecnologie di costruzione da approcci sostanzialmente artigianali, si è infatti via via arricchita di approcci e metodi provenienti dal settore della fluidodinamica applicata e dell'utilizzo di materiali e di tecniche mutuati dal settore aeronautico e automotive. Gran parte dell'attività di ricerca svolta dalla comunità scientifica coinvolta nel settore della nautica è attualmente orientata allo sviluppo di metodi che permettano di definire con un grado di accuratezza ben superiore a quello attualmente disponibile i livelli di carico agenti sulle diverse strutture dell'imbarcazione, il che implica importanti ricadute sia dal punto di vista delle metodiche di progetto che dal punto di vista costruttivo, per esempio nell'ambito di un più appropriato utilizzo dei materiali innovativi.

Nel presente lavoro viene descritta l'imbarcazione laboratorio del Politecnico di Milano, realizzata nell'ambito del progetto Lecco Innovation Hub, attualmente in corso presso il Polo Territoriale di Lecco del Politecnico di Milano.

L'imbarcazione laboratorio nasce come dinamometro navigante, ovvero come strumento di laboratorio per la rilevazione di dati inediti sui livelli di carico agenti sull'armo e sulle vele, di dati di performance del piano velico e del comportamento dinamico dello yacht, fondamentali per un approccio scientifico alla progettazione nautica.

I dati scientifici attualmente a disposizione dei progettisti e dei costruttori derivano principalmente da studi effettuati su modelli in scala, su prototipi o su campioni di materiale, analizzati in ambienti artificiali quali le gallerie del vento, le vasche navali o i banchi di prova.

L'ambizione della barca-laboratorio è di consentire la rilevazione di tali dati in scala reale, non su di un modello in scala, e nelle reali condizioni di utilizzo dell'imbarcazione

Il progetto della barca laboratorio è stato interamente sviluppato da un team di ricercatori del Dipartimento di Meccanica del Politecnico di Milano, ed è stata concepita in modo da poter procedere alla realizzazione di una sorta di "kit di montaggio" che permettesse la realizzazione dei suoi componenti fondamentali in parallelo utilizzando simultaneamente diversi fornitori per poi eseguire la fase di assemblaggio dell'imbarcazione vera e propria utilizzando risorse molto limitate sia dal punto di vista logistico che dal punto di vista delle lavorazioni residue da eseguire per completarne la costruzione.

Due sono gli aspetti salienti che caratterizzano il progetto della barca-laboratorio: il primo è costituito dal fatto che l'imbarcazione stessa è concepita per funzionare come bilancia dinamometrica e consentirà pertanto l'acquisizione in scala reale di dati inediti relativi ai carichi aerodinamici e idrodinamici agenti sui principali componenti dello yacht. Il cuore della bilancia dinamometrica è costituito da un telaio alloggiato all'interno dello scafo progettato per permettere il collegamento dell'intero armo e di tutta l'attrezzatura velica a un sistema di celle di carico che possa effettuare la misura delle forze e dei momenti globalmente trasmessi all'imbarcazione stessa dal piano velico durante la navigazione a vela. In tal modo si riesce a realizzare su scala reale quanto viene normalmente effettuato nelle prove sui modelli fisici in scala in galleria del vento, con il valore aggiunto di poter effettuare la misura delle medesime quantità nelle reali condizioni di utilizzo dell'imbarcazione e tenendo conto delle regolazioni impartite dall'equipaggio.

Un'ulteriore tipologia di dati che la barca-laboratorio sarà in grado di produrre riguarda la forma geometrica assunta dalle vele nelle reali condizioni di utilizzo delle stesse in navigazione (flying shape) che, come noto, differisce in maniera considerevole dalla cosiddetta "design shape" ovvero dalla forma geometrica che viene ipotizzata dal velaio in fase di progetto e di realizzazione della vela. Anche questo aspetto è innovativo, essendo i dati attualmente disponibili per la progettazione delle vele rilevati all'interno di ambienti artificiali – le gallerie del vento - o derivati da modelli di simulazione numerica ancora oggi affetti da una serie di problemi dal punto di vista dell'affidabilità dei risultati prodotti. Il progetto prevede che, in condizioni stazionarie, i dati di forma delle vele saranno acquisiti tramite uno scanner laser a tempo di volo allo stato dell'arte della tecnica, dove – insieme alla precisione – una delle caratteristiche più importanti è la velocità di rilevazione dello strumento. Uno scanner laser non è in ogni caso adatto a situazioni dinamiche, per le quali saranno impiegati un primo sistema basato su un approccio a luce strutturata e un secondo basato su sensori di distanza a variazione di fase. Il progetto prevede lo sviluppo di algoritmi di elaborazione che consentano l'utilizzo dei dati in tempo reale con il fine di controllare i parametri di regolazione delle vele in relazione alla prestazione dell'imbarcazione.

Un ulteriore aspetto qualificante del progetto dell'imbarcazione laboratorio riguarda la predisposizione di sistemi per il rilievo dei carichi agenti sulle vele. Le vele delle imbarcazioni da regata e da crociera sono oggi realizzate in materiali compositi altamente sofisticati e dal comportamento anisotropo, per ottimizzare i pesi e le caratteristiche strutturali. La possibilità di conoscere l'effettiva distribuzione delle pressioni agenti sul piano velico è un argomento di grande interesse per il progetto aerodinamico e strutturale delle vele, oltre che per la scelta e l'impiego ottimale dei materiali e delle tecniche produttive. La conoscenza della distribuzione delle pressioni sulla vela permette di studiare a livello locale l'interazione fluido-struttura della stessa per identificare i fenomeni fluidodinamici da cui dipendono le forze aerodinamiche complessive. Le sole grandezze integrali possono infatti risultare insufficienti per comprendere come utilizzare un piano velico se non si riescono a determinare le complesse interazioni da cui esse scaturiscono. Nella barca-laboratorio, la rilevazione della mappa di pressione agenti sul piano velico avverrà tramite sensori MEMS (ottimo compromesso tra dimensioni, prestazioni, costi e condizioni di operatività) installati sulle vele seguendo linee orizzontali, così da identificare distribuzioni di pressione relative a diverse sezioni del piano velico.

Tutte le diverse informazioni acquisite direttamente in navigazione, siano esse di carattere meccanico-strutturale o di natura aerodinamica o idrodinamica, devono essere correlate con la dinamica dell'imbarcazione allo scopo di valutare l'incidenza del movimento dello yacht sulle misurazioni effettuate. La caratteristica della dinamica dell'imbarcazione rappresenta di per sé un bagaglio di informazioni estremamente interessante nell'ambito dello sviluppo e della validazione delle metodologie numeriche di previsione delle prestazioni dello yacht. È per questo che la barca-laboratorio sarà equipaggiata con un sistema appositamente progettato e ottimizzato per il rilievo dei movimenti dell'imbarcazione stessa, composto da accelerometri e giroscopi che permettano il rilievo dei movimenti fondamentali, integrato da un sistema GPS e da un sistema di rilievo dell'assetto.

J. Milgram, D. Peters, D. Eckhouse (1993). Modeling IACC Sail Forces by Combining Measurements with CFD, *Proceedings of the Eleventh Chesapeake Sailing Yacht Symposium*, Annapolis, pp. 65-73.

Y. Masuyama, T. Fukasawa (1997). Full Scale Measurement of Sail Force and the Validation of Numerical Calculation Method, *Proceedings of the Thirteenth Chesapeake Sailing Yacht Symposium*, Annapolis, pp. 23-36.

K. Hochkirch, H. Brandt (1999). Fullscale Hydrodynamic Force Measurement on the Berlin Sailing Dynamometer, *Proceedings of the Fourteenth Chesapeake Sailing Yacht Symposium*, Annapolis, pp. 33-44

Fossati F. (2007), *Teoria dello Yacht a Vela*, Polipress, Milano

Studio sperimentale sull'effetto della turbolenza nella definizione delle forze aerodinamiche su veicoli ferroviari

Federico Cheli ^a, Stefano Giappino ^a, Gisella Tomasini ^a, Marco Villani ^a, Lorenzo Rosa ^a

^aPolitecnico di Milano, Dipartimento di Meccanica, via La Masa 1, 20156 Milano, ITALIA

SOMMARIO

Il lavoro di ricerca svolto nasce da una campagna di prove sperimentali in galleria del vento tese a caratterizzare l'aerodinamica del veicolo ferroviario MLa Riyadh progettato da AnsaldoBreda per una linea di metropolitana leggera. Le prove sono state condotte presso la Galleria del Vento del Politecnico di Milano su un modello in scala 1:15 dell'intero convoglio costituito da due veicoli simmetrici (Figura 1). Si sono eseguiti test sia nella sezione di prova aerospaziale (sezione 4x4m), ad elevati numeri di Reynolds, in condizioni di flusso a bassa turbolenza, sia nella camera a strato limite (sezione 14x4m), con simulazione dello strato limite atmosferico e differenti livelli di turbolenza. L'aerodinamica del modello è stata caratterizzata per uno scenario *flat ground*, secondo quanto prescritto dalla normativa TSI 232/2008, misurando sia i coefficienti di forza medi, sia la distribuzione di pressione sulla superficie esterna del veicolo.



Figura 1. Modello in scala 1:15 del convoglio nella camera di prova a strato limite.

Un primo obiettivo del lavoro è quello di analizzare la dipendenza dei risultati ottenuti dal numero di Reynolds per capire entro quali limiti le prove su modello in scala siano predittive del comportamento al vero, dal momento che tale parametro non può essere scalato secondo la similitudine fluidodinamica (Baker, 2002, Bocciolone et al., 2008, Diedrichs, 2003). Gli effetti legati alla variazione del numero di Reynolds sono messi in evidenza dalle prove condotte in camera veloce, durante le quali la velocità della vena fluida viene fatta variare da 5 m/s fino a 55 m/s permettendo di indagare il campo da $Re = 7 \cdot 10^4$ a $Re = 7 \cdot 10^5$.

Effetti di questo tipo risultano apprezzabili soprattutto nelle misure locali, in particolare nella distribuzione dei coefficienti di pressione sulla parte superiore del veicolo; infatti, al variare del numero di Reynolds, varia sia l'entità che la posizione del picco di pressione negativo legato all'accelerazione della vena fluida. Tale comportamento appare meno evidente nelle misure di forza globale, presumibilmente per il fatto che gli effetti su differenti sezioni tendono a mediarsi fra loro. Un ulteriore motivo di interesse è rappresentato dall'influenza della turbolenza presente nella vena incidente sulle forze esercitate sul convoglio (Bocciolone et al., 2008); a questo scopo il presente

lavoro prende in analisi le prove condotte nella camera a strato limite per quattro diversi livelli di intensità di turbolenza e si propone di dare un'interpretazione dei risultati raccolti.

Baker, C.J. (2002). The wind tunnel determination of crosswind forces and moments on a high speed train. *Numerical Fluid Mechanics*, Springer-Verlag Berlin, 79, 46-60.

Bocciolone M., Cheli F., Corradi R., Muggiasca S., Tomasini G. (2008). Crosswind action on rail vehicles: wind tunnel experimental analyses. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96, 584-610

Diedrichs, B. (2003). On computational fluid dynamics modeling of crosswind effects for high-speed rolling stock. In: *Proc. Instn Mech. Engrseedings of the Inst. of Mech. Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit*, 217(F3), 203–226.

European Rail Agency. *Technical Specification for Interoperability (TSI) – Rolling Stock subsystem*, 96/48/EC, 2008

Benchmark on the Aerodynamics of a Rectangular 5:1 Cylinder: an overview four years later

Gianni Bartoli^a, Luca Bruno^b, Guido Buresti^c, Francesco Ricciardelli^d, Maria Vittoria Salvetti^c, Alberto Zasso^e

^aDICeA, Università di Firenze, Firenze

^bDAD, Politecnico di Torino, Torino

^cDIA, Università di Pisa, Pisa

^dDIMET, Università di Reggio Calabria, Reggio Calabria,

^eDM, Politecnico di Milano, Milano

ABSTRACT

In July 2008, a benchmark study on the aerodynamics of rectangular cylinders (a Benchmark on the Aerodynamics of a Rectangular 5:1 Cylinder, BARC) was announced during the VI Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications (BBAA VI, Milano). Calls for contributions were then published in several scientific journals and web sites.

BARC was aimed at establishing a platform for discussion among scientists working on bluff body aerodynamics, and is in particular concerned with the analysis of the turbulent, separated flow around a stationary rectangular cylinder with chord-to-depth ratio equal to 5. This simple geometry was chosen to make the study accessible to as many researchers as possible worldwide; nevertheless, it is believed that the problem can be of interest not only for fundamental research, but also to provide useful information on the aerodynamics of a wide range of bluff bodies of interest in Civil Engineering (e.g. long span bridges decks, high-rise buildings, and so on) and for other Engineering applications. BARC addresses both the experimental and the numerical approach.

Thematic sessions have been devoted to BARC at the 5th European and African Conference on Wind Engineering (EACWE, 2009, Firenze), at the 5th International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE, 2010, Chapel Hill) and at the 13th International Conference on Wind Engineering (ICWE, 2011, Amsterdam). The last thematic session has hosted 9 original papers, summarising the results obtained in 59 realisations of the flow, i.e. 18 wind tunnel tests in three different facilities (Bartoli *et al.* 2011, Bronkhorst *et al.* 2011, Shirato *et al.* 2011), and 41 computational simulations (Arslan *et al.* 2011, Bruno *et al.* 2011, Grozescu *et al.* 2011, Mannini & Schewe 2011, Ribeiro 2011, Wei & Kareem 2011). At present, 76 participants in 38 teams are registered to access the web site member area (<http://www.aniv-iawe.org/barc>). Most of the participants come from academia (70%) and from research centers (22%), with a smaller percentage coming from the industry and consultancy (8%).

This paper aims at providing a progress report of the BARC activities and obtained results four years after its announcement. Besides the introduction, the paper will be organised into four more sections. In Section 2, the test case main setup and the result format required to the participant will be recalled. In Section 3 the wind tunnel tests and the computational simulations performed up to now will be described, whose results will be then compared in Section 4. For sake of clarity, this will contain three subsections: (4.1) bulk parameters, (4.2) spanwise-averaged distributions and flow fields, (4.3) pressure and force correlations. Finally, conclusions will be outlined and some further research perspectives will be briefly sketched.

ACKNOWLEDGMENTS

The members of the BARC organising committee wish to thank the Italian National Association for Wind Engineering (ANIV) for its support, the International Association for Wind Engineering (IAWE) for its promotion and the European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion (ERCOFTAC) for its cooperation. The members of the international advisory board are acknowledged for their valuable scientific supervision.

The authors acknowledge all the participants to the BARC benchmark and to the BARC special session at 13rd International Conference of Wind Engineering for the presented results and for the following stimulating debate.

REFERENCES

- Arslan T., Pettersen B., Andersson H.I. (2011). Calculations of the flow around rectangular shaped floating structures, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Bartoli G., Bruno L., Buresti G., Ricciardelli F., Salvetti M.V., Zasso A. (2008). BARC Overview Document. <http://www.aniv-iawe.org/barc>.
- Bartoli G., Bruno L., Buresti G., Ricciardelli F., Salvetti M.V., Zasso A. (2008). Requests for Computational Simulations. <http://www.aniviawe.org/barc>.
- Bartoli G., Bruno L., Buresti G., Ricciardelli F., Salvetti M.V., Zasso A. (2008). Requests for Wind Tunnel Tests. <http://www.aniv-iawe.org/barc>.
- Bartoli G., Borsani A., Mannini C., Marra A.M., Procino L., Ricciardelli F. (2011). Wind tunnel study on the aerodynamics of a 5:1 rectangular cylinder in smooth flow, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Bronkhorst A.J., Geurts C.P.W., van Bentum C.A. (2011). Unsteady pressure measurements on a 5:1 rectangular cylinder, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Bruno L., Coste N., Fransos D. (2011). Effect of the spanwise features of the computational domain on the simulated flow around a rectangular 5:1 cylinder, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Grozescu A.N., Salvetti M.V., Camarri S., Buresti G. (2011). Variational multiscale large-eddy simulations of the BARC flow configuration. In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Mannini C., Schewe G. (2011). Numerical study on the three-dimensional unsteady flow past a 5:1 rectangular cylinder using the DES approach, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Ribeiro A.F.P. (2011). Unsteady RANS modelling of flow past a rectangular 5:1 cylinder: investigation of edge sharpness effects, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Shirato H., Yuichi S., Sasaki O. (2011). Surface pressure correlation and buffeting force evaluation, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.
- Wei Z., Kareem A. (2011). A benchmark study of flow around a rectangular cylinder with aspect ratio 1:5 at Reynolds number $1.E5$, In: Proceedings of the thirteenth International Conference on Wind Engineering, Amsterdam, The Netherlands.

Ottimizzazione del potenziale eolico in siti portuali: il caso del Porto di Genova

Massimiliano Burlando^a, Serena Navone^a, Giovanni Solari^a, Marco Tizzi^a,
Giuseppe Canepa^b

^aDipartimento di Ingegneria Civile, Chimica e Ambientale; Università di Genova, Genova

^bAutorità Portuale di Genova, Genova

SOMMARIO

Lo studio del vento in ambito portuale riveste un ruolo primario per la gestione e la sicurezza di aree la cui specificità risiede nell'esposizione a venti spesso molto intensi. Il vento costituisce quindi uno dei principali fattori di rischio nelle aree portuali, sia per gli effetti sulle strutture e sulle navi sia per la sicurezza dei lavoratori. D'altra parte il vento può rappresentare un'importante risorsa energetica rinnovabile per le attività portuali.

Il presente studio trae spunto dall'esperienza del progetto europeo "Vento e Porti – La previsione del vento per la gestione e la sicurezza delle aree portuali" (www.ventoeporti.net), finanziato dal Programma di Cooperazione Transfrontaliera Italia/Francia "Marittimo" 2007-2013 (www.maritimeit-fr.net). Nell'ambito del progetto (realizzato tra giugno 2009 e giugno 2012 con un partenariato formato dall'Università di Genova e dalle Autorità Portuali di Genova, La Spezia, Livorno, Savona e Bastia) è stato effettuato uno studio anemologico dettagliato delle principali aree portuali dell'Alto Tirreno, mediante l'uso congiunto e integrato di reti di monitoraggio del vento, simulazioni numeriche e metodi statistici (Solari *et al.*, 2012). Uno dei risultati del progetto consiste nella caratterizzazione completa del vento, dal punto di vista statistico, dei bacini portuali: queste informazioni possono costituire la base di partenza per lo studio del potenziale eolico delle aree portuali.

Oltre agli aspetti tecnici, è essenziale rilevare come i porti siano aree assai delicate sotto il profilo urbanistico, essendo soggetti a numerose norme di pianificazione che impongono una serie di vincoli all'installazione di aerogeneratori. Il presente lavoro ha quindi perseguito l'obiettivo di sviluppare una metodologia generale per ottimizzare il potenziale eolico in siti portuali, tenendo conto degli aspetti sia normativi sia tecnici. Come caso studio è stato considerato il porto di Genova, che, tra i porti del progetto "Vento e Porti", presenta la maggiore complessità, sia per l'estensione, la varietà di utilizzo delle aree, la diversità urbanistica in cui è inserito, sia per la particolarità di ospitare un aeroporto internazionale al suo interno. Fonte di ulteriore interesse per il caso genovese è anche la stesura in corso di un Piano Energetico Ambientale Portuale (PEAP), finalizzato a pianificare e promuovere l'uso delle fonti rinnovabili, l'aumento dell'efficienza energetica e il risparmio energetico in ambito portuale.

Dal punto di vista normativo né a livello nazionale né a livello locale è disponibile una legislazione precisa, univoca e dettagliata riguardante lo sfruttamento della risorsa eolica; non mancano inoltre contraddizioni tra differenti normative. Per il presente studio sono state prese in considerazione le Linee Guida nazionali e regionali (che identificano i coni visuali delle zone di notevole interesse pubblico), il Piano Regolatore Portuale (che fa emergere incompatibilità con alcune attività portuali), il Piano Energetico Ambientale Portuale, il Piano Urbanistico Comunale, il Piano d'Azione per l'Energia Sostenibile, il Piano Territoriale di Coordinamento Provinciale (che impone alcuni vincoli paesistico-ambientali ed evidenzia la suscettività al dissesto idrogeologico), il Piano Energetico Ambientale Regionale, il Regolamento per la costruzione e l'esercizio degli aeroporti e la Carta degli ostacoli dell'Ente Nazionale per l'Aviazione Civile (che impone in ciascun punto del cosiddetto "cono aereo" l'altezza massima ammessa per i manufatti). In tal modo è stato possibile escludere le porzioni di bacino portuale inadatte all'installazione di aerogeneratori, pervenendo alla mappa rappresentata in Figura 1.

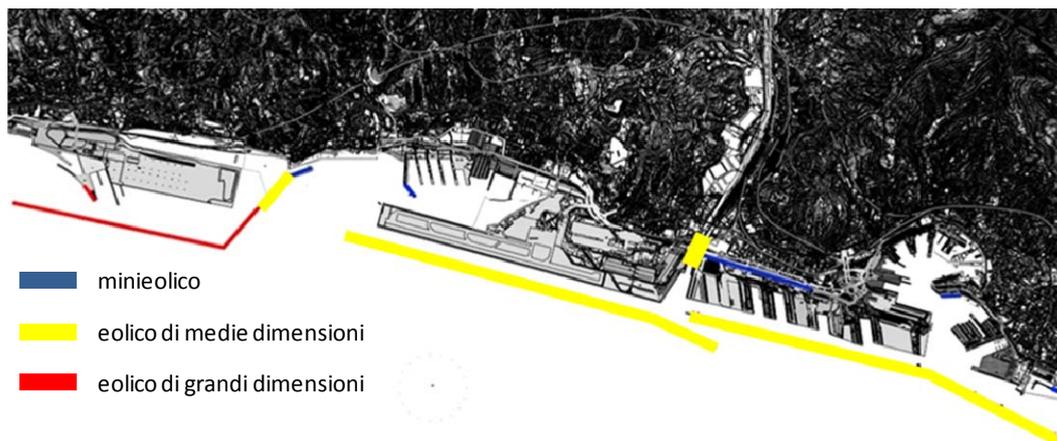


Figura 1: Aree del porto di Genova compatibili con l'installazione di aerogeneratori di piccole, medie e grandi dimensioni, alla luce dei vincoli paesaggistici e di pianificazione e delle quote massime imposte dal cono aereo dell'Aeroporto "C. Colombo".

Come si evince dalla mappa, la quasi totalità delle aree individuate giacciono sulla diga foranea; peraltro, tali aree sono anche le più favorevoli allo sfruttamento eolico, per la distanza dal tessuto urbano e la presenza del mare su ambo i lati. Tale impressione è corroborata dal calcolo della densità media di potenza del vento, effettuato dai parametri della distribuzione di Weibull stimati nell'ambito del progetto "Vento e Porti" in ogni punto di una griglia di passo orizzontale 80 m con 10 livelli verticali da 2 a 150 m s.l.t. (Figura 2).

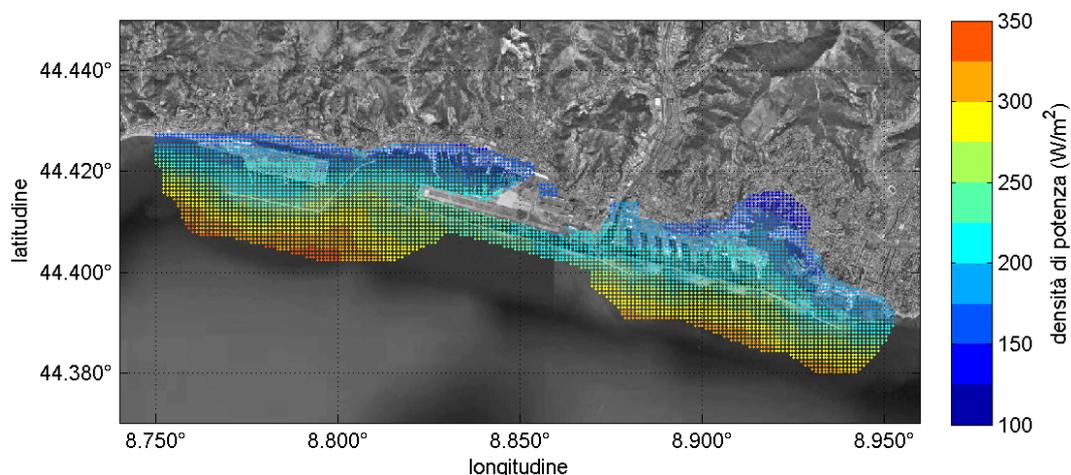


Figura 2: Densità media di potenza per unità di superficie nell'area portuale di Genova a 50 m sul livello del terreno.

La valutazione del potenziale eolico è stata indirizzata all'individuazione degli aerogeneratori più idonei a ciascun sito, sulla base sia dei vincoli di altezza imposti dal cono aereo sia delle specifiche tecniche della turbina. A tal fine sono state catalogate 51 differenti turbine eoliche, ad asse sia orizzontale sia verticale, confrontandone le curve di potenza e le corrispondenti mappe portuali di efficienza (la percentuale di ore annue di funzionamento), potenza media ed energia annua producibile. Sono stati infine ipotizzati tre parchi eolici di differente taglia (grande eolico, medio eolico, minieolico), ottimizzando l'energia producibile da soluzioni diverse sia per il posizionamento sia per la scelta degli aerogeneratori.

L'approccio adottato nel caso genovese può essere esteso a ciascun porto coinvolto nel progetto "Vento e Porti" e in generale ad altre aree per cui sia disponibile una caratterizzazione statistica analoga.

Analisi statistica del vento nei porti dell'Alto Tirreno

Massimiliano Burlando^a, Patrizia De Gaetano^a, Marina Pizzo^a, Maria Pia Repetto^a,
Giovanni Solari^a, Marco Tizzi^a,

^aDipartimento di Ingegneria Civile, Chimica e Ambientale; Università di Genova, Genova

SOMMARIO

Affacciandosi sul mare, i porti sono sferzati da venti più intensi di quelli propri delle zone più protette; quando i porti sono cinti all'interno da rilievi montuosi, essi sono inoltre frequentemente soggetti a fenomeni d'incanalamento tali da creare regimi di vento diversi in funzione della direzione di provenienza, ma accomunati da relativa violenza e ricorsività. La conoscenza delle proprietà statistiche del vento è un elemento essenziale per la pianificazione razionale di lungo termine di nuovi assetti portuali che tengano in conto la progettazione e la dislocazione più adatta delle attività suscettibili alle azioni e agli effetti del vento.

Il presente studio persegue questo obiettivo attraverso la formulazione di un metodo di analisi statistica del vento, strumentale a un'ampia gamma di successivi sviluppi inerenti, per esempio, la produzione di energia eolica, la sicurezza delle costruzioni e la dispersione di sostanze inquinanti.

Tale studio nasce nell'ambito del progetto europeo "Vento e Porti – La previsione del vento per la gestione e la sicurezza delle aree portuali" (www.ventoeporti.net), finanziato dal Programma di Cooperazione Transfrontaliera Italia/Francia "Marittimo" 2007-2013 (www.maritimeit-fr.net) e realizzato tra giugno 2009 e giugno 2012 con un partenariato formato dall'Università di Genova e dalle Autorità Portuali di Genova, La Spezia, Livorno, Savona e Bastia. Il progetto ha condotto a una caratterizzazione anemologica dettagliata delle aree portuali coinvolte mediante l'uso congiunto e integrato di reti di monitoraggio del vento, simulazioni numeriche e metodi statistici (Solari *et al.*, 2012). Gli operatori portuali usufruiscono di misure in tempo reale, di mappe statistiche e di previsioni a medio (0-3 giorni) e a breve termine (0-1 ora), tramite un sistema WebGIS assolutamente innovativo.

Poiché allo stato attuale è disponibile circa un anno e mezzo di misure del vento, quindi una banca di dati locali non sufficientemente rappresentativa della climatologia dei porti, lo studio statistico dei cinque porti esaminati è stato svolto impiegando 16 stazioni anemometriche preesistenti, prossime a ciascun comprensorio portuale e caratterizzate da lunghe serie storiche. Le stazioni considerate presentano caratteristiche differenti, sia per localizzazione (dai siti aeroportuali alla sommità di promontori) sia per frequenza di campionamento (con acquisizioni da sinottiche a continue). Le misure della velocità media e della direzione del vento acquisite da tali stazioni sono state dapprima controllate ed eventualmente corrette, poi sottoposte ad analisi statistiche, valutando le distribuzioni dei valori correnti ed estremi della velocità.

In seguito, applicando opportuni modelli di simulazione numerica, le serie storiche delle misure sono state trasformate in serie storiche virtuali nei punti dei domini computazionali individuati nelle aree portuali. Ciascuna griglia portuale ha un passo orizzontale di circa 80 metri e consta di 10 livelli verticali (da 2 m a 150 m sul livello del terreno). Le serie storiche virtuali sono state quindi sottoposte a nuove analisi, ottenendo una caratterizzazione statistica del vento nei bacini portuali partendo da ciascuna stazione anemometrica.

Poiché per ciascuna area portuale sono state considerate più stazioni, è stata sviluppata una procedura di media ponderale finalizzata a ricavare mappe statistiche univoche. L'affidabilità delle singole basi dati e la loro capacità di descrivere correttamente la climatologia locale è stata validata in due fasi: in primo luogo le serie storiche sono state trasferite numericamente a un sito ideale di riferimento, confrontando tra loro i risultati delle analisi statistiche; in secondo luogo le serie storiche sono state trasferite nei siti dove sono installati gli anemometri della rete di monitoraggio portuale, confrontando le rose dei venti ottenute con quelle registrate. Per quanto i dati locali non

siano ancora sufficienti per svolgere analisi statistiche dirette, essi hanno permesso di escludere le basi dati storiche non sufficientemente rappresentative per i porti esaminati.

In Figura 1 sono presentati due esempi relativi alla velocità media annuale nel porto di Livorno e alla velocità media a 50 anni di tempo di ritorno nel porto della Spezia.

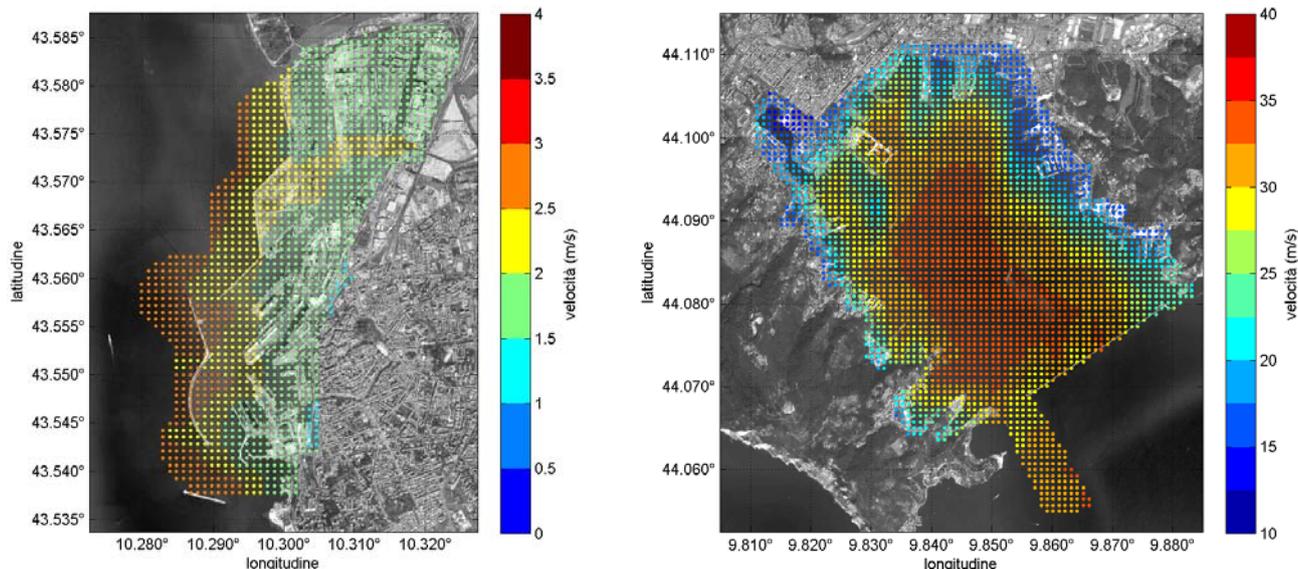


Figura 1: Velocità media annuale nel porto di Livorno (sinistra) e velocità media associata a un tempo di ritorno di 50 anni nel porto della Spezia (destra); in entrambi i casi la quota è di 10 m s.l.t.

In Figura 2 è mostrato il rapporto tra la velocità media a 50 anni di tempo di ritorno a 10 m sul livello del terreno nel porto di Vado Ligure e la velocità fornita dalla normativa.

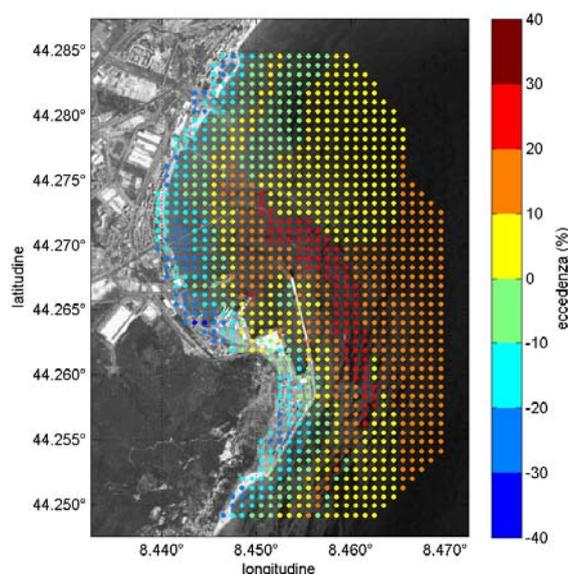


Figura 2: Percentuale di eccedenza della velocità media associata a 50 anni di tempo di ritorno a 10 m s.l.t. rispetto ai valori di normativa nel porto di Vado Ligure (SV).

Il presente lavoro illustra le basi teoriche dello studio, con particolare riferimento ai metodi di correzione e omogeneizzazione delle basi dati di partenza, alla catena modellistica necessaria per creare la base dati virtuale nelle aree portuali, rappresentate mediante griglie tridimensionali di punti, alla ricostruzione analitica di statistiche univoche partendo da più basi dati. La sintesi dei principali risultati evidenzia le potenziali ricadute dello studio effettuato.

Unsteady flow phenomena around square cylinders with various corner shape

Luigi Carassale, Andrea Freda, Michela Marrè Brunenghi

Dept. of Civil Environmental and Geotechnical Engineering, University of Genova

ABSTRACT

A careful modeling of the corners shape of building and structural elements exposed to the wind has become a major objective for a wind-response-oriented optimal design. The introduction of rounded or chamfered corners has often the positive effect of reducing the drag force and the fluctuation of the transversal force due to vortex shedding (Kwok *et al.*, 1988, Tamura & Miyagi, 1999), but can produce a relatively complicated aerodynamic behavior whose physical or numerical modeling may be challenging. In contrast to sharp-edge bodies, the absence of fixed separation points can introduce significant dependencies on the Reynolds number and on the characteristics of the incoming flow that must be taken into account during the design stage (Tamura & Miyagi, 1999, Tamura *et al.*, 1998).

The simplest and probably the most commonly investigate sharp-edge body is the square cylinder, thus it is the natural candidate to investigate the effect of corner shaping on the aerodynamic behavior of bluff bodies. With the twofold purpose of investigating the basic behavior of rounded corners and providing technical information useful for wind engineers, a series of wind-tunnel tests on square cylinders with rounded corners has been carried out. Rigid models of cylinders with two corner radii ($r/b = 1/15$ and $2/15$), beside the sharp-corner case, have been realized and tested measuring the global forces and the pressure field along a cross-section. The considered Reynolds number range is between $2.5 \cdot 10^4$ and $1.8 \cdot 10^5$. Two levels of turbulence intensity (0.2% and 6%) in the incoming flow have been considered.

The observed flow structure around the cylinders is characterized by several unsteady phenomena such as vortex shedding, separation bubbles, intermittent flow reattachments and wake instabilities. During the experimentation two main issues clearly emerged. The former regards the sharp discontinuity of the aerodynamic behavior observed for $\alpha = \alpha_{cr}$ (where the Strouhal number curve has a jump, Fig. 1) in smooth-flow condition; in particular rounded corners promote the reattachment of the flow on the lateral faces producing a reduction of the critical angle of incidence α_{cr} and an intermittent behavior for $\alpha = \alpha_{cr}$. The latter issue is related to the existence of two distinct flow behaviors observed for different Re in turbulent flow. The stability of the two concurrent flow regimes (subcritical and supercritical) that appear in the neighborhood of α_{cr} , as well as the transition from one regime to the other, has been studied through time-frequency analyses (Fig. 2). The qualitative description of the wind-induced pressure field for α in the neighborhood of α_{cr} has been investigated through modal representation techniques (Carassale & Marrè-Brunenghi, 2011); accordingly, the comparison of different flow regimes has been carried out through the analysis of the coherent structures (Holmes *et al.*, 1996) extracted from the pressure field. To this purpose, a non-orthogonal modal expansion, the Independent Component Analysis (ICA), has been adopted.

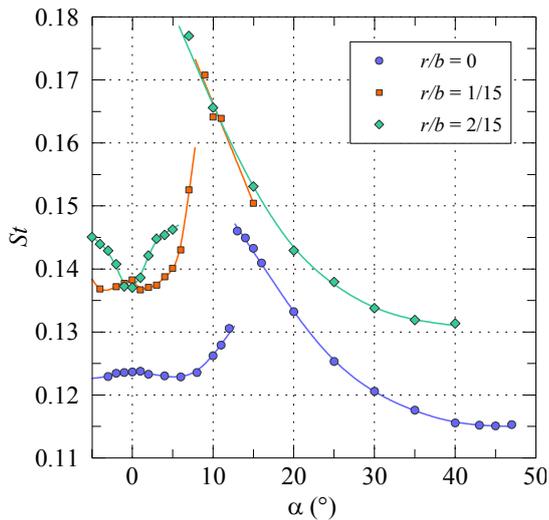


Figure 1. Strouhal number in smooth flow condition

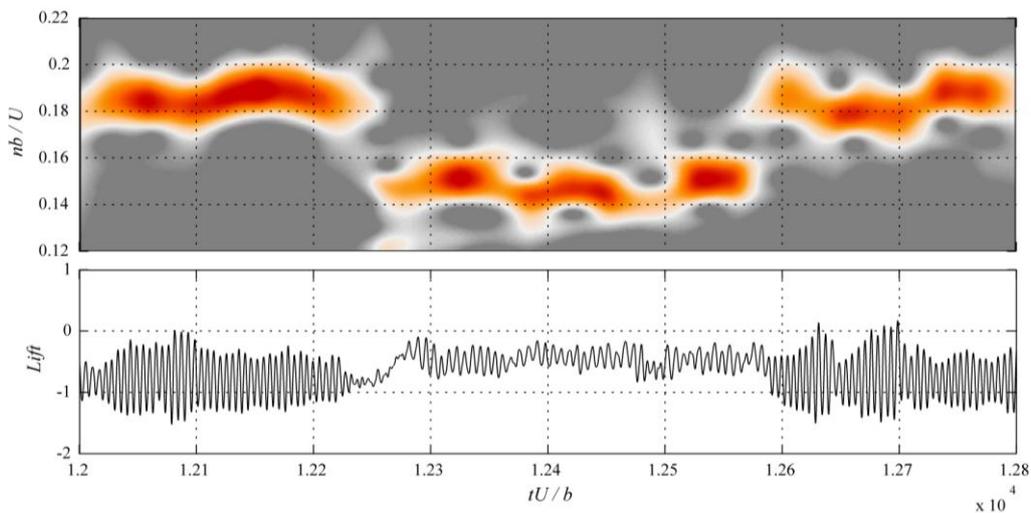


Figure 2. Wavelet map and time history of the lift coefficient for $\alpha = \alpha_{cr}$ and $r/b = 2/15$.

REFERENCES

- Kwok K.C.S., Wilhelm P.A., Wilkie B.G. (1988). Effect of edge configuration on wind-induced response of a tall buildings, *Engineering Structures*, Vol. 10, pp. 135-140
- Tamura T., Miyagi T. (1999). The effect of turbulence on aerodynamic forces on a square cylinder with various corner shapes, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 83, pp. 135-145
- Tamura T., Miyagi T., Kitagishi T. (1998). Numerical prediction of unsteady pressures on a square cylinder with various corner shapes, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76, pp. 531-542
- Carassale L., Marrè-Brunenghi M. (2011). Statistical analysis of wind-induced pressure fields: a methodological perspective, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.99, pp. 700-710
- Holmes P., Lumley J.L., Berkooz G. (1996). *Turbulence: coherent structures, dynamical systems and symmetry*, Cambridge University Press, Great Britain.

Dynamic response of trackside structures due to the aerodynamic effects produced by passing trains

Luigi Carassale, Michela Marrè Brunenghi

Dept. of Civil Environmental and Geotechnical Engineering, University of Genova

ABSTRACT

The growth of high-speed railway transportation has promoted basic researches and applied studies oriented to the description of the aerodynamic behavior of trains in open air. These studies include the qualitative description of the slipstream and the wake of trains observed through full-scale measurements, scale models and numerical simulations (e.g. Baker *et al.*, 2001; Raghunathan *et al.*, 2002; Sterling *et al.*, 2008; Baker, 2010), the analysis of issues related to train itself (drag force, overturning action due to cross-winds, effect of train crossing in opposite direction) and the effects of train passage on trackside structures, objects or pedestrians (e.g. Sanz-Andrés & Santiago-Prowald, 2002).

The correct evaluation of the dynamic response of trackside structures is relevant for several technical issues. It is worth mentioning the case of wind/noise barriers, which may be subjected to fatigue-related failures due to train-passage effects, or the case of structures (towers or portals) used as support platforms for train monitoring systems, which are sensitive to vibration. The present paper is focused on this latter case, even if most of the considerations may be extended to the former one.

Modern train monitoring systems include optical devices designed to detect irregularities in running trains to prevent failures and accidents. Laser scanners, video and thermo cameras that are often used to this purpose must be rigidly supported at about 6-7 m above the ground close to the track to have the optimal observation angle. The main serviceability limit state for these systems is the top displacement.

Structural vibrations are produced both by the seismic action generated by the train passage, as well as by the aerodynamic/aeroacoustic loads. While for the prediction of the seismic action some mathematical models are available (e.g. Otero *et al.*, 2011), the authors are not aware of any predictive model able to represent the train-induced aerodynamic forces, even if some experimental studies have been carried out (e.g. Quinn *et al.*, 2001, for road applications) and some qualitative aspects of the problem are discussed in European standard, 2003; U.S. Department of Transportation, 2009.

To proceed towards the formulation of a mathematical model to predict the dynamic behavior of trackside structures, an experimental campaign was carried out in the Rete Ferroviaria Italiana monitoring site at Sezze (LT, Italy). The investigated structure (Fig. 1) is a 7m high steel frame supporting the monitoring equipment. The sensitive bending direction, as far as the serviceability limit state is concerned, is the one orthogonal to the track. The experiment included the acquisition of acceleration signals from several points of the structure and of its foundation, the pressure measured on a vertical flat plate mounted on the structure parallel to the track and the flow velocity. The experimental results are used (1) to derive a qualitative interpretation of the dynamic phenomena produced by passing trains, (2) to define a reduced-order model of the structure to be employed to separate the effect of the aerodynamic forces from the effect of the seismic action, (3) to formulate a model able to predict the maximum structural displacement due to the aerodynamic force.

As far as the above point (3) is concerned, it is assumed that the structure has linear behavior and its dynamics can be entirely represented by its first vibration mode. Besides, since only the maximum displacement is concerned, it seems natural to express the train-passage action through a suitable displacement response spectrum borrowing a familiar concept from earthquake engineering. Figure 2 shows the response spectra obtained from some measured train passages for which the

aerodynamic and seismic effects have been separated. The ordinate of the response spectra represent the non-dimensional static force that produces the maximum non-dimensional displacement; the abscissa is the reduced frequency $n^* = n_0 L / V$, calculated on the basis of the natural frequency of the structure n_0 , the train velocity V , and a characteristic length of the structure L (assumed as the length of the structure in the track direction). It can be observed that (1), independently of the passage speed, the response spectra tend to cluster according to the aerodynamic characteristics of the train, (2) the spectra corresponding to different trains have the same qualitative behavior that may be reproduced through a single spectral model calibrated by a constant (the spectral value for large n^*).

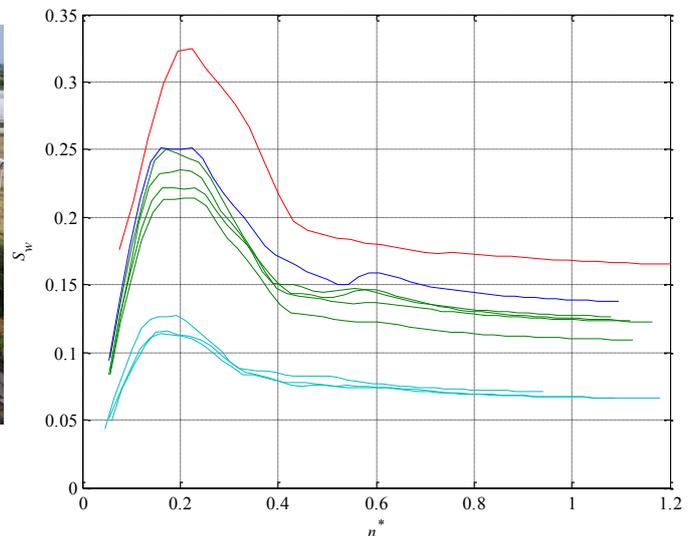


Figure 1. RFI Test site at Sezze (LT, Italy); nondimensional response spectra for the train-passage aerodynamic action.

REFERENCES

- Baker C.J., Dalley S.J., Johnson T., Quinn A. Wright N.G. (2001). The slipstream and wake of a high-speed train. *Proc. Inst. Mech. Engineers, Part F: J. Rail & Rapid Transit*, Vol. 215(2), pp. 83-99.
- Baker C. (2010). The flow around high speed trains, *J. Wind Engrg. Ind. Aerodyn.*, Vol. 98(6-7), pp. 277-298.
- European Standard (2003). *EN 14067-2 Railway applications - Aerodynamics - Part 2: Aerodynamics on open track*. European committee for standardization.
- Otero J., Martinez J., de los Santos M.A., Cardona, S. (2011). A mathematical model to study railway track dynamics for the prediction of vibration levels generated by rail vehicles, *Proc. Inst. Mech. Engineers, Part F: J. Rail & Rapid Transit*, Vol. 226, pp. 62-71.
- Quinn A.D., Baker C.J., Wright N.G. (2001). Wind and vehicle induced forces on flat plates – Part 2: vehicle induced force. *J. Wind Engrg. Ind. Aerodyn.*, Vol. 89(9), pp. 831-847.
- Raghunathan R.S., Kim H.D., Setoguchi T. (2002). Aerodynamics of high-speed railway train. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 38, pp. 469-514.
- Sanz-Andrés A., Santiago-Prowald J. (2002). Train-induced pressure on pedestrians. *J. Wind Engrg. Ind. Aerodyn.*, Vol. 90(8), pp. 1007-1015.
- Sterling M., Baker C.J., Jordan S.C., Johnson T. (2008). A study of the slipstreams of high-speed passenger trains and freight trains. *Proc. Inst. Mech. Engineers, Part F: J. Rail & Rapid Transit*, Vol. 222(2), pp. 177-193.
- U.S. Department of Transportation (2009). *The aerodynamic effects of passing trains on surrounding objects and people*, Federal Railroad Administration, Office of research and development, Washington D.C.

La previsione a breve termine del vento nelle aree portuali

Massimiliano Burlando^a, Patrizia De Gaetano^a, Mattia Parodi^a, Marina Pizzo^a, Maria Pia Repetto^a, Giovanni Solari^a, Marco Tizzi^a

^aDICCA, Università di Genova, Genova

SOMMARIO

Lo studio del vento nella sua accezione più generale è d'importanza primaria per la gestione dell'operatività delle aree portuali e per la sicurezza dei lavoratori. Questo concetto ha ispirato la realizzazione del progetto europeo "Vento e Porti – La previsione del vento per la gestione e la sicurezza delle aree portuali" (www.ventoeporti.net), finanziato dal Programma di Cooperazione Transfrontaliera Italia/Francia "Marittimo" 2007-2013 (www.maritimeit-fr.net) e realizzato tra giugno 2009 e giugno 2012 con un partenariato formato dall'Università di Genova e dalle Autorità Portuali di Genova, La Spezia, Livorno, Savona e Bastia). Il progetto si avvale dell'uso congiunto e integrato di reti di monitoraggio, simulazioni numeriche e metodi statistici per realizzare, nei porti principali dell'Alto Tirreno, un sistema WebGIS tramite il quale gli operatori portuali usufruiscano di misure in tempo reale, di mappe statistiche e di previsioni a medio (0-3 giorni) e a breve termine (1-2 ore) del vento (Solari et al 2012).

In questo quadro di riferimento il presente articolo illustra i criteri e le potenzialità del sistema di previsione a breve termine. Esso procede in tre fasi, dette rispettivamente di calibrazione, operativa e di validazione.

Nella fase di calibrazione, le serie temporali delle misure acquisite in continuo e puntualmente dalle reti di monitoraggio portuale (Figura 1) sono elaborate per realizzare e aggiornare periodicamente un modello probabilistico condizionale, finalizzato a prevedere la probabilità di occorrenza futura della velocità media del vento, nota la velocità media all'istante presente. Inoltre sono elaborati modelli di simulazione numerica che permettono di trasferire alla griglia dei punti rappresentativi delle aree portuali le singole misure della velocità media e della turbolenza. Infine è sviluppato un modello idoneo a generare un campo univoco della velocità media del vento e della turbolenza, partendo dalle diverse misure, applicando a ciascuna di esse opportune funzioni ponderali.



Figura 1. Posizione degli anemometri ultrasonici installati nei cinque porti dell'Alto Tirreno coinvolti nel progetto: strumenti già installati e finanziati dal progetto (pallini); strumenti in fase di installazione presso il Porto di Genova (quadratini).

Nella fase operativa il modello condizionale è applicato per prevedere la velocità media del vento futuro presso i sensori, con diversi orizzonti temporali e con prefissate probabilità di superamento. Le previsioni della velocità media, elaborate tramite le simulazioni numeriche e le funzioni ponderali, sono poi trasferite ai punti di griglia. Le misure locali della turbolenza sono trasferite numericamente nei punti di griglia, assumendo l'invarianza dell'intensità della turbolenza sull'orizzonte della previsione. I valori di picco della velocità prevista sono elaborati analiticamente partendo dalla velocità media e dalla deviazione standard nei punti di griglia. A ogni previsione è associato un indice di affidabilità. I risultati sono restituiti alle Autorità Portuali mediante un sistema Web GIS di concezione innovativa. La Figura 2 mostra alcuni esempi di campi di vento previsti sulle aree di Livorno e La Spezia.

Nella fase di validazione i valori previsti della velocità media e di picco del vento presso i sensori sono posti a confronto con le misure, interpretando le differenze sia in termini statistici, sia nei riguardi degli eventi più intensi di maggiore interesse. Quando i risultati saranno sufficientemente numerosi, essi saranno utilizzati per ricalibrare i modelli.

Il sistema di previsione a breve termine descritto nella presente memoria ha il ruolo essenziale di poter essere usato per l'emissione di messaggi di allerta atti a consentire la messa in sicurezza dei lavoratori portuali nella previsione di eventi eolici particolarmente violenti. Se possibile, anche se non necessariamente, potrà consentire la messa in sicurezza di alcuni tipi di costruzione, ad esempio le gru e gli scaricatori, di merci e di beni. Il confronto a posteriori fra l'emissione dei messaggi di allerta e le situazioni poi rilevatesi di reale pericolo costituirà un elemento essenziale del processo di validazione previsto.

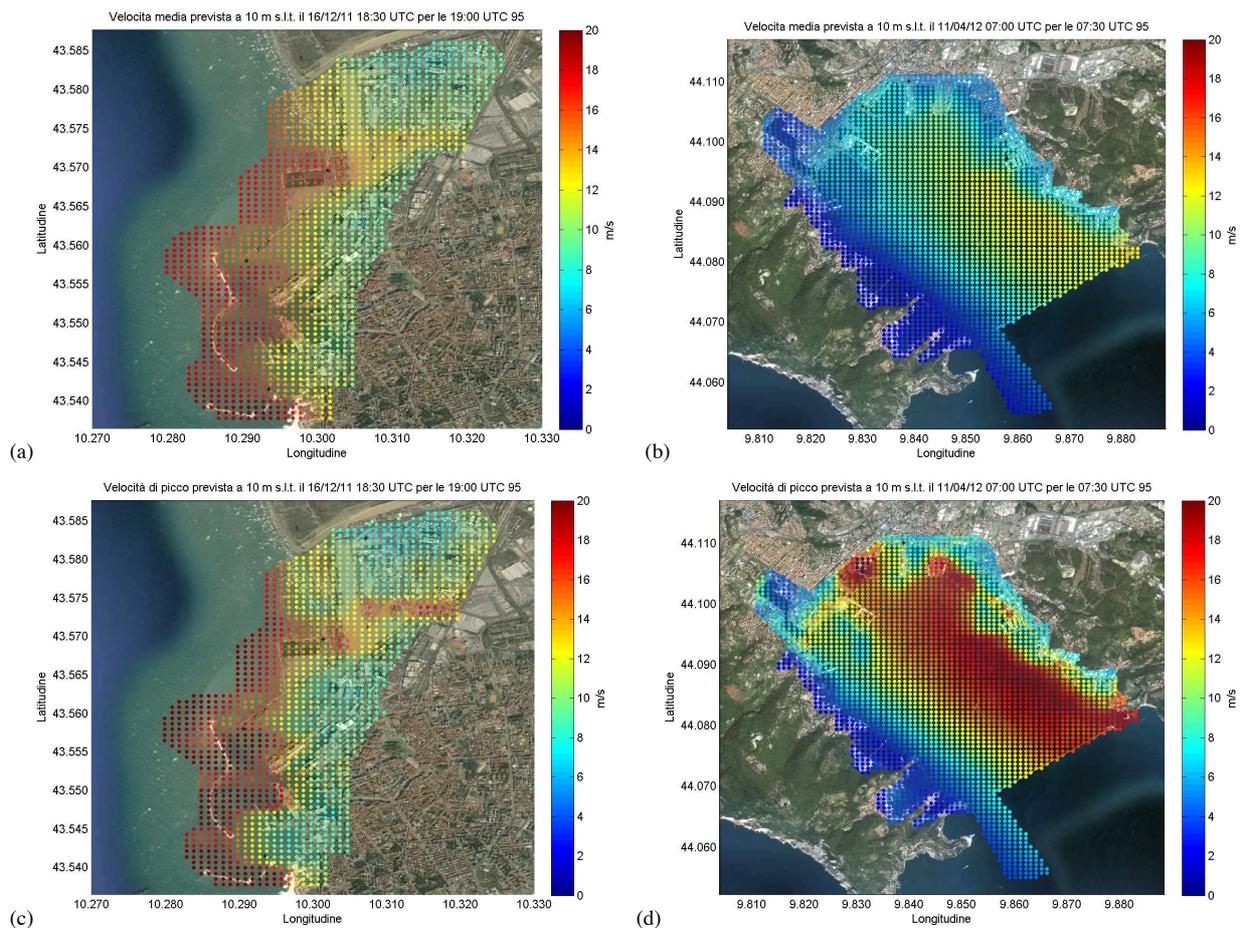


Figura 2. Esempi di mappe di velocità media (a e b) e di picco (c e d) previsti alla quota di 10 m sul livello del terreno con orizzonte temporale di 30 minuti e probabilità di non superamento del 95% nei porti di Livorno per il giorno 16 dicembre 2011 (a e c) e La Spezia per il giorno 11 aprile 2012 (b e d).

An immersed radial basis function method for FSI simulations coupled with spectral elements

M. Giometto^{1,3}, J. Fang¹, M. Putti², A. Sietta³, and M.B. Parlange¹

¹School of Architecture, Civil and Environmental Engineering, École Polytechnique Fédérale de Lausanne

²Dept of Mathematics, University of Padova

³IUAV University, Venice

Abstract

Immersed Methods are mathematical formulations that can be considered as an alternative to the Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) formulation when dealing with fluid-structure interaction problems. They both aim at coupling in an efficient way the Eulerian description, which is commonly adopted to describe the evolution of the fluid unknowns and the Lagrangian description which, on the other side, is better suited to represent the evolution of the solid unknowns. More in specific, defining Ω_s, Ω_f as the solid and fluid domains with a common boundary $\partial\Omega_s = \Omega_f \cap \Omega_s$, the ALE approach localizes the interaction between the two domains at the interface $\partial\Omega_s$, where kinematic and dynamic boundary conditions are to be satisfied for both continua. In Immersed methods, instead the solid and fluid overlap, namely $\Omega_f \cap \Omega_s = \Omega_s + \partial\Omega_s$, therefore maintaining the coexistence of the fluid and solid domain in Ω_s . An interaction volumetric forcing function, encompassing all of Ω_s , is added to the momentum equation of the fluid in order to correct the solution in Ω_s and make the fluid behave as if it was a solid material in this overlapping region. In the present work we present an immersed-continuum method with distinct

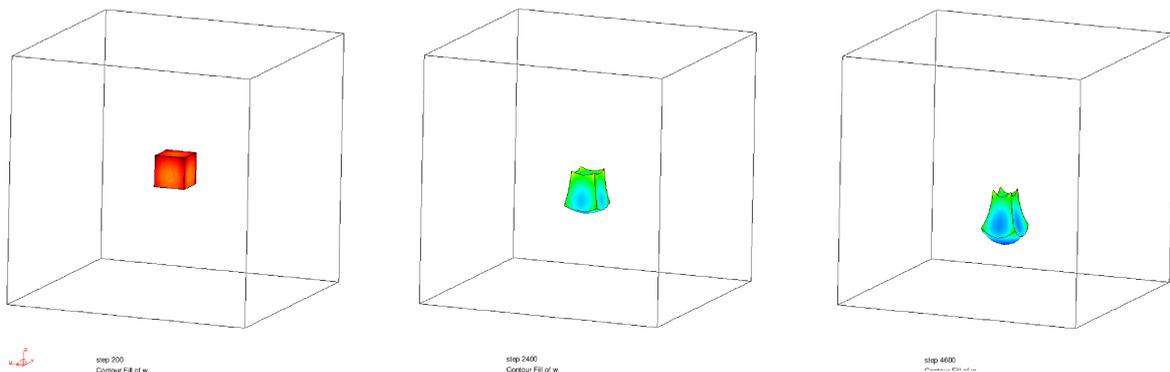


Figure 1: Solid cube falling inside a viscous fluid

features, when compared to the original immersed boundary method proposed by C.S.Peskin (2002) and other derived formulations such as the extended immersed boundary method by Wang and Liu (2004) or the immersed finite element method by Zhang et al. (2004). A global, radial basis function collocation approach is introduced in order to solve for the displacements of the solid domain and the same expansion of radial basis functions is adopted as an approximation of the Dirac delta distribution, similarly to the approach that was adopted in Giometto et al. (2012), in order to provide an interpolation between the Eulerian and the Lagrangian descriptions. The use of radial basis functions improves the discretized delta function and the solid global discretization from a C^1 to a C^n differentiability class, where n is chosen depending on the required smoothness of the interpolant and of the representation. Another advantage in using a radial basis functions expansion is that it allows to easily handle large deformations since

the representation is not limited by the presence of a computational structured/unstructured grid. The meshless RBF discretization for the solid domain is coupled with a spectral-collocation discretization for the fluid domain and the nonlinear system of equations that arise is solved explicitly in time through an advection-projection technique.

References

C.S.Peskin. The immersed boundary method. *Acta Numerica 11*, 2002.

M. Giometto, J. Fang, M. Putti, A. Sietta, S. Lanzoni, and M. B. Parlange. A mixed rkpm/rbf immersed method for fsi simulations. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, 2012.

Xiaodong Wang and Wing Kam Liu. Extended immersed boundary method using fem and rkpm. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2004.

Lucy Zhang, Axel Gerstenberger, Xiaodong Wang, and Wing Kam Liu. Immersed finite element method. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2004.