

角柱風上面に作用する風圧変動に関する研究

石崎 潑雄・河井 宏允

AN INVESTIGATION OF THE PRESSURE FLUCTUATIONS ON THE WINDWARD FACES OF SQUARE PRISMS

By *Hatsuo* ISHIZAKI and *Hiromasa* KAWAI

Synopsis

The relation between pressure fluctuations on windward faces of square prisms and velocity fluctuations in the approaching flow was investigated by a wind tunnel experiment. Cross-correlation and coherence between the velocity fluctuations and the pressure fluctuations in the experiment showed that the most pressure fluctuations were linearly related to the velocity fluctuations in the approaching flow. The admittance of the velocity fluctuations to the pressure fluctuations was expressed as a function of reduced frequency $n \cdot D/U$ where n is frequency, D the length of the side of the prism and U the mean velocity. Normalized cospectra of the pressure fluctuations were greater than those of the velocity fluctuations in the measured frequency range. The power spectra of the drag fluctuations of flat plates were computed from those of the velocity fluctuations by the above admittance together with the normalized cospectrum of the pressure fluctuations, disregarding the pressure fluctuations on the leeward face.

1. 序

風の乱れによる構造物の風向方向の応答の計算法は、1961年に A. G. Davenport によって発表されて以来、広く研究されまた応用されてきた^{1),2)}。最近では、各国の建築基準等にもその計算法が採り入れられつつある。

この計算は次の手順によって行なわれる。第一に、構造物の風上の風速変動の性質から、構造物に作用する抗力変動に関する種々の確率量、例えば確率密度、パワースペクトル等を求める。第二に、構造物を一質点あるいは多質点系線型振動体と仮定して、その振動方程式の外乱の項に第一で求められた抗力変動を代入して、構造物の応答の確率量を計算する。第三に、第二で求められた応答の確率量から評価時間に対応する応答の最大値を求め、その最大値によって安全性を検討する。

この計算法の第二、第三の部分に関しては、耐風工学以外の研究分野でも広く研究されている振動学上の問題である³⁾。第一の部分は流体力学上の問題であるが、理論的に風速変動から抗力変動を導くことは極めて難しい。A. G. Davenport は、抗力変動と風速変動との間の関係が線型であると仮定し、風速変動のパワースペクトルに線型変換子を乗じて抗力変動のパワースペクトルを求めている。彼はその線型変換子を aerodynamic admittance と名付け、実験によってそれを求めた。B. J. Vickery, P. W. Bearman, 石崎潑雄等は平板に関する aerodynamic admittance を風洞実験によって求めている^{5),6),7)}。B. J. Vickery は、ラチス材のように、乱れのスケールに比べて部材のスケールが小さい場合について、風速変動の正規化コスペクトラムから aerodynamic admittance を計算する方法を示し、平板の実験結果と比較している。

本論文では、上述の計算法の第一の部分の風速変動から抗力変動を求める方法を、2次元流中にある角柱に関する風洞実験結果にもとづいて論じる。物体に作用する抗力変動は、物体表面の風圧変動を物体表面全体にわたって積分することにより求めることができる。本論文では、最初に角柱に作用する風圧変動と角柱の風上

の風速変動との間の関係を風洞実験結果にもとづいて論じる。ここでは風圧変動を風速変動の線型変換で表すことができるかどうかを、風速変動と風圧変動との相互相関関数及びコヒーレンスにもとづいて確かめ、その線型変換子を風洞実験結果にもとづいて数式で表現する。次に風圧変動を物体表面全体にわたって積分し、抗力変動を計算する。

2. 実験方法

実験は京都大学防災研究所のゲッチングン型風洞で行なった。この風洞は開放廻流式のもので、吹出口は直径 1m の正八角形断面である。流れを乱流にするため、風洞の吹出口付近に乱流格子を設置した。格子は 2 種類用意し、それぞれの格子について実験を行った。格子の寸法の詳細を Table 1 で示した。

風圧変動を測定した正四角柱は、高さが 50cm、一辺 D が 1.5cm, 3cm, 5cm, 10cm, 15cm の 5 種類でアクリル板により作られている。Fig. 1 で示したように、角柱は格子から 115cm 離れたところに設置した。流れを 2 次元流状態にするため、その両端に前後 3m にわたって端板を取り付けた。

Table 1. Detail of grid.

Grid	Mesh size M (cm)	Bar size b×d (cm)	Intensity (U^2)/ U	Scale Lx (cm)
1	22.5	4.5×4.5	0.145	6.7
2	10	2.3×3.5	0.070	5.1

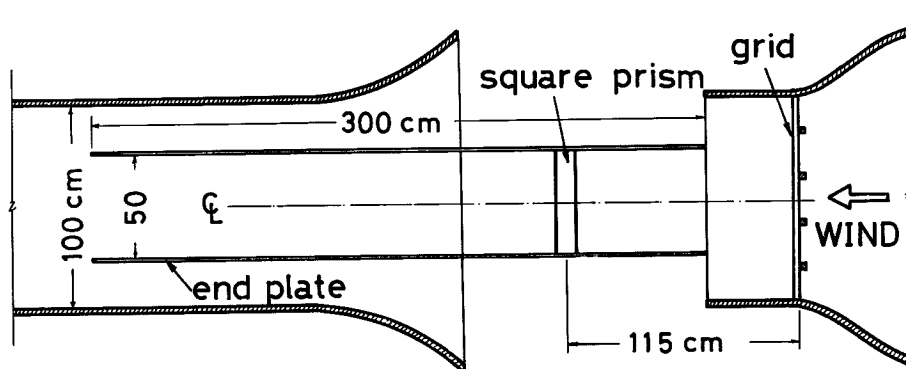


Fig. 1 Grid and square prism in wind tunnel.

風圧変動は、角柱スパンの中央の位置で角柱周囲全体にわたって測定した。風圧変動は、角柱表面にけられた直径 1mm の穴からダイヤフラム型半導体式圧力変換器 (TOYODA-PMS-0.5H) に導びいて測定した。測定状態でのこの圧力変換器の固有振動数は 1000Hz 以上である。風速変動は定温度型熱線風速計 (KANO-MAX MODEL-21-1000) により測定した。風圧変動、風速変動は 4ch データレコーダ (TEAC-R200) によって記録した後、A-D 変換器 (TEAC-DP300) でデジタル化し、ミニコンピューター (NOVA MODEL-01) により解析した。

3. 実験結果

3.1 格子乱流の性質

実験はすべて風速 15m/sec 付近で行なった。従って角柱の一辺を基準長さとした Reynolds 数は約 1.5×10^4

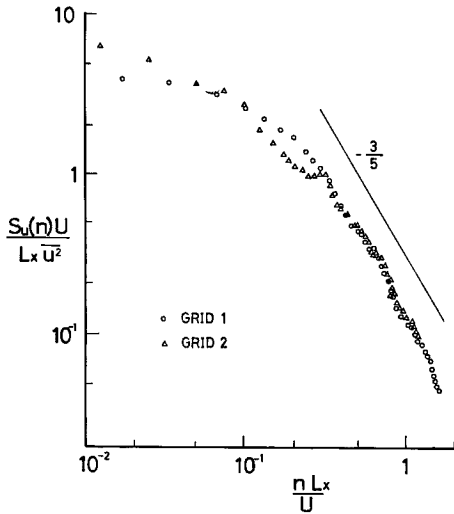


Fig. 2 Power spectra of longitudinal velocity fluctuations in the absence of square prism.

から 1.5×10^5 である。格子から 115cm のところでの角柱がない場合の乱れ強さ $(\bar{u}^2)^{1/2}/U$ (U ; 平均風速, u ; 風向方向の乱れの成分) 及び風向方向の乱れのスケール L_x を Table 1 に示した。なお乱れのスケールは Taylor の frozen turbulence の仮定にもとずいて, 風速の自己相関関数から求めた時間のスケールに平均風速を乗じて算出した。

Fig. 2 は, 格子から 115cm の位置での風速変動のパワースペクトルを表わしている。低周波域で多少データにバラツキが見られるが, 高周波域ではどちらの格子の場合にもスペクトルは $-5/3$ 乗則に従っている。

Fig. 3 は風速変動の風向方向の相互相関関数を表わしている。Fig. 3 より, 乱れが平均流とともに流れていく様子がよくわかるが, それは frozen pattern ではない。従ってこの相互相関関数より計算された風向方向の乱れのスケールは, Table 1 で示した値よりやや小さい。相互相関関数のピーク値の移動時間より計算した乱れの移動速度は, 平均風速と同程度である。

風速変動の風向直角方向 (水平方向) の正規化コスペクトラム $F_{u_1, u_2}(n) = Co_{u_1, u_2}(n) / (S_{u_1}(n) S_{u_2}(n))^{1/2}$ ($Co_{u_1, u_2}(n)$; 風速変動のコスペクトラム, $S_u(n)$; 風速変動のスペクトラム) を Fig. 4 に示した。Fig. 4 の横軸は, 測点間の距離 y を基準長さとした無次元周波数 $n \cdot y / U$ である。実線は, A. G. Davenport の提案式 $F_{u_1, u_2}(n) = e^{-8n y / U}$ を示している。この格子乱流の正規化コスペクトラムも彼の実験式で近似することができる⁸⁾。

3.2 角柱表面の風圧変動の性質

Fig. 5 は, 角柱風上面中央点での風圧変動と角柱の風上の風速変動との相互相関関数である (格子 1, $D=5\text{cm}$)。点線は, 風速変動の相互相関関数 (Fig. 3) の包絡線を表わしている。風圧変動と風速変動との相互相関関数のピーク値は, $x=6\text{cm}$ (x ; 角柱から風速変動の測定位置までの距

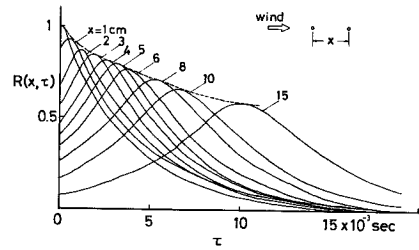


Fig. 3 Time-delayed cross-correlation of longitudinal velocity fluctuations

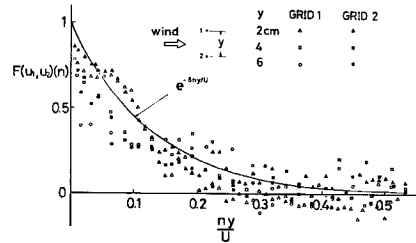


Fig. 4 Cospectra of longitudinal velocity fluctuations.

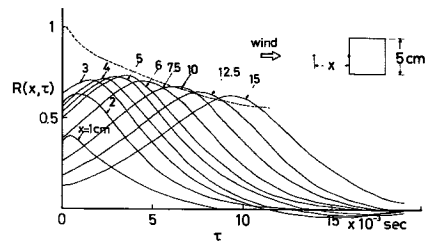


Fig. 5 Time-delayed cross-correlation between longitudinal velocity fluctuation and pressure fluctuation at a central point.

離) の場合が最も大きい。 $x < 6\text{cm}$ では、風速変動の測定位置が角柱に近づくにつれ、相関はしだいに減少する。 $x > 10\text{cm}$ では、風圧変動と風速変動との相互相関の方が、風速変動の相互相関より大きい。相互相関関数のピーク値の移動時間より計算した、風速変動の風圧変動への伝搬速度は、平均風速とほぼ同程度となった。

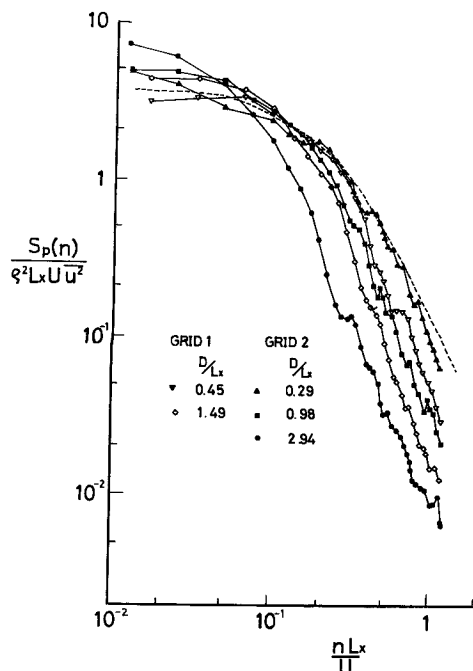


Fig. 6 Power spectra of pressure fluctuations at central points of windward faces of various size prisms.

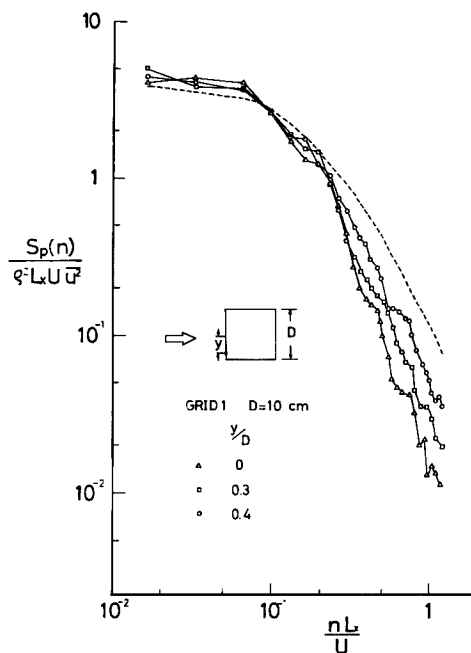


Fig. 7 Power spectra of pressure fluctuations at various points of a windward face.

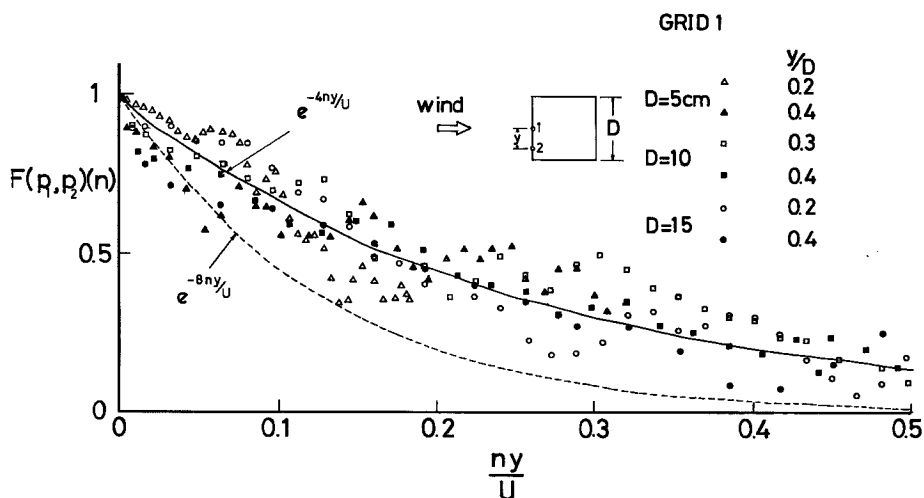


Fig. 8 Cospectra of pressure fluctuations on a windward face.

Fig. 6 は、角柱風上面中央点のパワースペクトルを表わしている。点線は風速変動のパワースペクトルを示す。角柱の一边の長さ l と乱れのスケールとの比 D/L_x が大きい程、スペクトルの値は小さくなる。また高周波数域でのスペクトルの減少勾配は、風速変動のスペクトルの減少勾配より小さい。Fig. 7 は、風上面の様々な位置における風圧変動のパワースペクトルを示している。風圧変動の測定点が風上面の隅部へ近づく程、高周波数域でのスペクトルの減少勾配は増大して、 $-5/3$ 乗に近づく。

角柱風上面の風圧変動の正規化コスペクトラム $F_{p_1, p_2}(n) = C_{p_1, p_2}(n) / (S_{p_1}(n) \cdot S_{p_2}(n))^{1/2}$ ($C_{p_1, p_2}(n)$; 風圧変動のコスペクトラム, $S_p(n)$; 風圧変動のスペクトラム) を Fig. 8 で示した。点線は、Fig. 4 で示した風速変動の正規化コスペクトラムの実験式 $F_{u_1, u_2}(n) = e^{-8ny/U}$ を表わしている。風圧変動の正規化コスペクトラムは、全周波数領域で風速変動の正規化コスペクトラムより大きい。またそれは、測定したすべての角柱に関して、 $F_{p_1, p_2}(n) = e^{-4ny/U}$ (実線) で近似することができる。

4. 考 察

4.1 風速変動と風圧変動との間の線型変換子 (pressure/velocity admittance)

この節では、3 節で述べた風洞実験結果にもとづいて、風速変動のパワースペクトルから抗力変動のパワースペクトルを導く方法を示す。

角柱風上面の風圧変動の主要因が、角柱の風上の風速変動であることが風圧変動と風速変動との相互相関関数 (Fig. 5) により確かめられた。もし角柱風上面の風圧変動とその風上の風速変動との間の関係が線型であるとすれば、風圧変動のパワースペクトルは、風速変動のパワースペクトルを用いて、(1)式のように表現することができる。

$$S_p(n) = \rho^2 U^2 |\chi_{up}(n)|^2 S_u(n) \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $S_p(n)$ は角柱風上面の風圧変動のパワースペクトルであり、 $S_u(n)$ は角柱の風上の風速変動のパワースペクトルである。 ρ は空気密度を表わし、 U は平均風速を表わす。 $|\chi_{up}(n)|^2$ は角柱表面の風圧変動とその風上の風速変動の間の線型変換子である。この変換子を pressure/velocity admittance と定義する。

風圧変動と風速変動の間の関係が(1)式で表わされるためには、風圧変動と風速変動のコヒーレンスが、全周波数領域にわたって1でなければならない。Fig. 9 は角柱風上面中央点の風圧変動と、角柱からその風上へ $2D$ 離れた位置における風速変動とのコヒーレンスの平方根を表わしている。低周波数域では、コヒーレンスはほぼ1に近いが、 $n \cdot D/U$ が0.1以上の高周波数域では1よりかなり小さくなる。この高周波数域でのコヒーレンスの減少は Fig. 3 で示したように、この格子乱流が完全な frozen type でないためであると考えられる。

3 節で示した風上面の風圧変動のパワースペクトル (Fig. 6, Fig. 7) を、その風上の風速変動のパワースペクトルで割り、pressure/velocity admittance を求め、Fig. 10, Fig. 11 に示した。Fig. 10, Fig. 11 の横

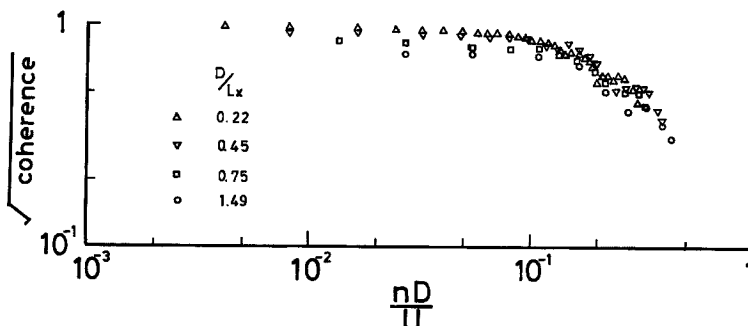


Fig. 9 Coherence between longitudinal velocity fluctuation and pressure fluctuation on a windward face.

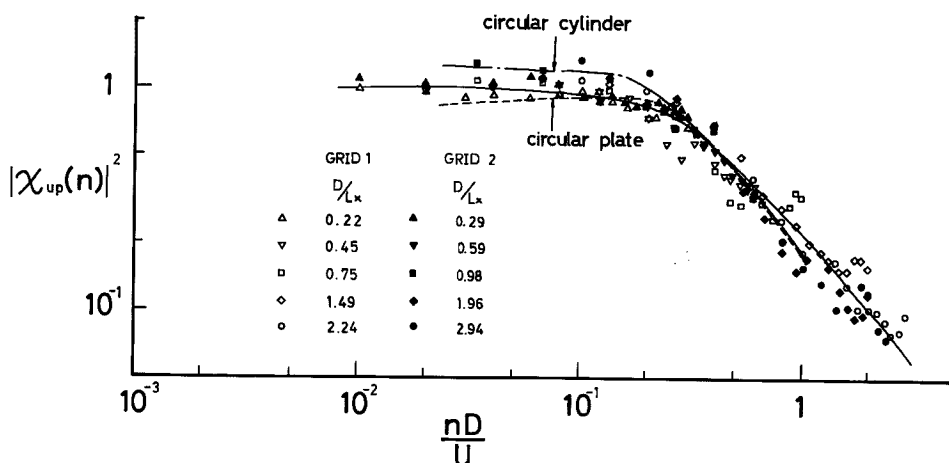


Fig. 10 Pressure/velocity admittance for center points of windward faces of various size prisms.

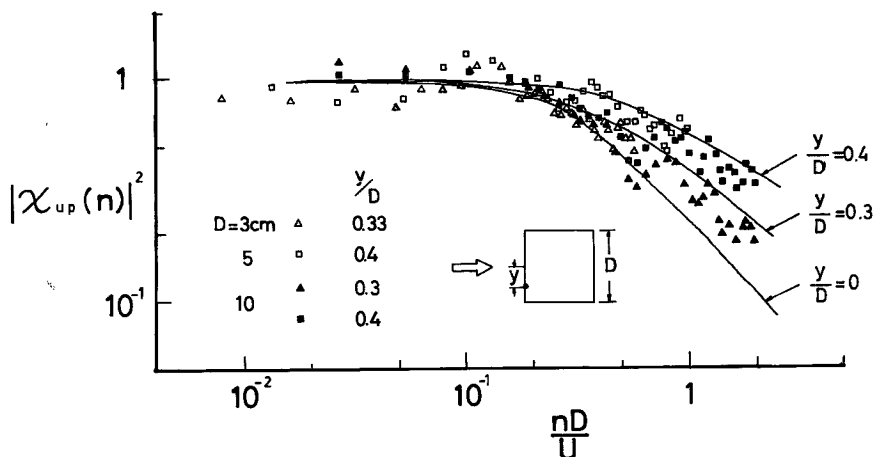


Fig. 11 Pressure/velocity admittance for various points of a windward face.

軸は、無次元周波数 $n \cdot D/U$ を表わしている。破線は、桂順治による円板の中央点における pressure/velocity admittance の風洞実験結果であり、一点鎖線は D. Surry による円柱の停流点における pressure/velocity admittance の風洞実験結果である⁹⁾。Fig. 10, Fig. 11 より、pressure/velocity admittance $|\chi_{up}(n)|$ が、スケール比 D/L_x 、及び乱れ強さ $(\bar{u}_2)^{1/2}/U$ に無関係で、無次元周波数 $n \cdot D/U$ と、測点の位置に関するパラメータ y/D (y ; 中央点から測点までの距離) のみの関数であることがわかる。(2)式は、Fig. 10, Fig. 11 に示した実験結果に適合するように定めた pressure/velocity admittance の数式的表現である。なお、(2)式を Fig. 10, Fig. 11 中に実線で示した。

$$|\chi_{up}(n)|^2 = \left\{ 1 + 8 \left(\frac{nD}{U} \right)^2 \right\}^{-\alpha} \dots \dots \dots (2)$$

ここに

$$\alpha = \frac{2}{3} \left[1 - \left(\frac{2y}{D} \right)^2 \right]$$

4.2 抗力変動と風速変動との間の線型変換子 (aerodynamic admittance)

物体に加わる抗力変動は、物体表面の風圧変動をその表面全体にわたって積分することによって求まる。即ち、抗力変動 $F_D(t)$ は風圧変動 $P(t)$ を用いて(3)式で表わされる。

$$F_D(t) = \iint_A p(x, y, t) dx dy \dots\dots\dots(3)$$

ここに、 A は物体の全表面積を表わす。

従って抗力変動のパワースペクトル $S_{FD}(n)$ は、(3)式より次のようにして計算することができる。

$$\begin{aligned} S_{FD}(n) &= \int_{-\infty}^{\infty} \overline{F_D(t) F_D(t+\tau)} e^{-2\pi i n \tau} d\tau \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\iint_A P(x_1, y_1, t) dx_1 dy_1} \iint_A P(x_2, y_2, t+\tau) dx_2 dy_2 e^{-2\pi i n \tau} d\tau \\ &= \iint_A \iint_A \int_{-\infty}^{\infty} \overline{P(x_1, y_1, t)} P(x_2, y_2, t+\tau) e^{-2\pi i n \tau} d\tau dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \\ &= \iint_A \iint_A C_0(x_1, x_2, y_1, y_2, n) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

ここに $C_0(x_1, x_2, y_1, y_2, n)$ は風圧変動のコスペクトラムを表わす。

Fig. 8 で示した風上面の風圧変動の正規化コスペクトラムより、風圧変動のコスペクトラムは(5)式で表現することができる。

$$C_0(x_1, x_2, y_1, y_2, n) = (S_{p1}(n) \cdot S_{p2}(n))^{\frac{1}{2}} \cdot F_{p1, p2}(r, n) \dots\dots\dots(5)$$

ここに $r = \{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2\}^{\frac{1}{2}}$

$$F_{p1, p2}(r, n) = e^{-4\pi r / U}$$

(1)式を(5)式へ代入すると、風圧変動のコスペクトラムは、風速変動のスペクトルと pressure/velocity admittance を用いて(6)式で表現することができる。

$$C_0(x_1, x_2, y_1, y_2, n) = \rho^2 U^2 S_u(n) |\chi_{up}(x_1, y_1, n)| |\chi_{up}(x_2, y_2, n)| \times e^{-4\pi r / U} \dots\dots\dots(6)$$

背面の風圧変動を無視すると、抗力変動のパワースペクトルは、(6)式を(4)式に代入することにより求めることができる。

$$S_{FD}(n) = \iint_A \iint_A \rho^2 U^2 S_u(n) |\chi_{up}(x_1, y_1, n)| |\chi_{up}(x_2, y_2, n)| e^{-4\pi r / U} dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \dots\dots\dots(7)$$

従って抗力係数 C_D が 1 の場合における aerodynamic admittance $|\chi(n)|^2$ は(8)式となる。

$$\begin{aligned} |\chi(n)|^2_{C_D=1} &= \frac{S_{FD}(n)}{A^2 \rho^2 U^2 S_u(n)} = \frac{1}{A^2} \iint_A \iint_A |\chi_{up}(x_1, y_1, n)| |\chi_{up}(x_2, y_2, n)| \times \\ &\quad e^{-4\pi r / U} dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \dots\dots\dots(8) \end{aligned}$$

B. J. Vickery は、ラチス材のように、部材のスケールが乱れのスケールに比べて十分小さい場合における aerodynamic admittance が、(9)式で表現されることを示した。

$$|\chi(n)|^2 = \frac{1}{A^2} \iint_A \iint_A F_{u_1, u_2}(r, n) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 \dots\dots\dots(9)$$

平板に関する aerodynamic admittance を(8)式及び(9)式により計算し、無次元周波数 $n \cdot D / U$ に対して表わしたのが Fig. 12 である。白丸は実験値及びそのパラツキの範囲を表わす。破線は、B. J. Vickery がいろいろな実験結果に合うようにして決めた実験式 $|\chi(n)|^2 = \left\{ 1 + \left(\frac{2nD}{U} \right)^{4/3} \right\}^{-2}$ である。(8)式により計算した aerodynamic admittance を実線で示した。なおこの計算では、pressure/velocity admittance $|\chi_{up}(n)|^2$ は風上面全体にわたって一定とし、風上面の中央点における値を用いた。一点鎖線は、(9)式の風速変動の正規化コスペクトラム $F_{u_1, u_2}(r, n)$ に $e^{-8\pi r / U}$ を代入して計算した結果である。(8)式より計算した aerodynamic

admittance は実験値よりやや小さい。しかしこの計算の際、pressure/velocity admittance として最も小さい中央点における値を用いたことを考慮に入れると、かなりよく一致しているということができよう。

5. ま と め

角柱風上面に作用する風圧変動の特性を風洞実験によって研究した。本研究で明らかになった点は次のとおりである。

- (1) 風上面の風圧変動の大部分はその風上の風速変動より生じる。風圧変動と風速変動との間の関係は線型で表わされる。
- (2) 風速変動を風圧変動に結びつける線型変換子 (pressure/velocity admittance) は無次元周波数 $n \cdot D/U$ の関数として、比較的簡単な式で表現することができる。
- (3) 風上面の風圧変動の正規化コスペクトラムは、全周波数領域にわたって、風速変動の正規化コスペクトラムより大きい。

上記の諸点は、2次元流中にある角柱風上面の風圧変動の性質より導かれたものである。しかし、背面の風圧変動を無視して、pressure/velocity admittance と風圧変動の正規化コスペクトラムから計算した、平板の aerodynamic admittance は、B. J. Vickery, P. W. Bearman 等の実験結果とよく一致した。従って、今回の実験結果にもとづいて決めた pressure/velocity admittance 及び正規化コスペクトラムが、3次元流の場合にも応用できると考えられる。また、C. W. Newberry, 松井源吾等による実物建物の風圧変動のパワースペクトル、コスペクトラム等も本実験結果と同一の傾向を示している^{10)・11)}。

なお本研究は、文部省科学研究費 (自然災害特別研究 (I)) によるものの一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) Davenport, A. G.: The Application of Statistical Concepts to the Wind Loading of Structures, Proc. Inst. Civ. Engrs., Vol. 19, 1961, pp. 449—472.
- 2) Davenport, A. G.: The Buffeting of Structures by Gusts, Proc. the Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, 1963, pp. 358—391.
- 3) Lin, Y. K.: Probabilistic Theory of Structural Dynamics, McGraw Hill, 1967.
- 4) Hunt, J. C. R.: A Theory of Turbulent Flow round Two-dimensional Bluff Bodies, Jour. Fluid Mech., Vol. 61, Part 4, 1973, pp. 625—706.
- 5) Bearman, P. W.: An Investigation of the Forces on Flat Plates Normal to a Turbulent Flow, Jour. Fluid Mech., Vol. 46, Part 1, 1971, pp. 177—198.
- 6) Vickery, B. J.: Load Fluctuation in Turbulent Flow, Proc. ASCE, Vol. 94, EM 1, 1968, pp. 31—47.
- 7) 石崎肇雄・桂順治・吉川祐三: 乱流に直面する円板に働く風圧力について、構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム, 1974, pp. 77—81.
- 8) Davenport, A. G.: The Relationship of Wind Structure to Wind Loading, Proc. the Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, 1963, pp. 53—111.
- 9) Surry, D.: Some Effects of Intense Turbulence on the Aerodynamics of a Circular Cylinder at Subcritical Reynolds Number, Jour. Fluid Mech., Vol. 52, Part 3, 1972, pp. 543—563.
- 10) Newberry, C. W., K. J. Eaton and J. R. Mayne: Wind Loading on Tall Buildings—Further Results from Rolex House, Industrial Aerodynamic Abstract, No. 4, 1973, pp. 1—16.
- 11) 松井源吾・永井亮一・他2名: 高層建築に作用する動風圧について、構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム, 1972, pp. 217—223.

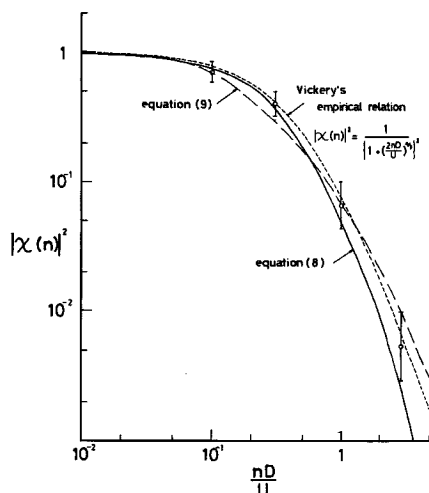


Fig. 12 Experimental values and computed values from equation (8) and (9) of aerodynamic admittance.