

矩形柱及び六角柱の揚力方向の空力アドミッタンス

Aerodynamic admittance of rectangular and hexagonal cylinders

奥村 学* , 小林紘士 ** , 畑中章秀***

Manabu OKUMURA, Hiroshi KOBAYASHI and Akihide HATANAKA

*工修 片山ストラテック(株)技術本部技術開発部(〒551 大阪市大正区南恩加島6丁目2番21号)
[立命館大学大学院理工学研究科総合理工学専攻]

**工博 立命館大学教授理工学部土木工学科(〒525-77 草津市野路町1916)

***工博 (株)ニチゾウテック技術本部第1技術部(〒551 大阪市大正区鶴町2丁目15番26号)

This paper investigated the influences of geometrical shape and turbulent characteristics of wind gust on aerodynamic admittance function. An aerodynamic admittance function has been experimentally identified from a spring-mounted sectional model test in turbulent flows which were generated by an active gust generator. Measured aerodynamic admittance functions of rectangular and hexagonal cylinders were different from Sears function which is theoretically derived from a thin aerofoil with streamlined aeronautical shape. It was recognized that the aerodynamic admittance functions of the cylinders were affected by turbulence intensity, separation bubbles from leading edges. Also, effect of signature turbulence which was generated by the motion of cylinder itself and damping characteristics of cylinder were shown.

Key words: gust response, aerodynamic admittance, cylinder section

1. まえがき

長大橋梁の耐風性検討において、フラッター及び渦励振と言った自励的要素の強い振動に加えて、大気乱流に起因したガスト応答の照査も重要な問題である。ガスト応答をより精度よく推定するためには、変動気流の空間相関を評価するジョイントアクセプタンス、変動気流から変動空気力に変換するための伝達関数である空力アドミッタンス及び変動空気力から不規則振動に変換するための伝達関数であるメカニカルアドミッタンス等のパラメータを正確に評価することが重要である。

本論文では、上述の各パラメータの中で特に揚力方向の空力アドミッタンスに着目する。明石海峡大橋耐風設計基準¹⁾に記載されているガスト応答解析によると、揚力の空力アドミッタンスとして薄翼に対する理論値であるSears関数を採用している。しかし、橋梁断面は、一般的に剥離を伴うにぶい断面であり、理想的なポテンシャル流れを仮定したSears関数と異なる空力アドミッタンスとなることが指摘されている^{2) 3) 4)}。

にぶい断面における空力アドミッタンスを実験的に評価した研究は、Holmes²⁾、Jancauskas³⁾そして佐藤⁴⁾らの研究などがある。いずれの研究も得られた空力アドミッタンスは、薄翼の理論値であるSears関数と全く異なる挙動を示している。しかし、にぶい断面における空力

アドミッタンスについては、これまでのところ十分な知見が得られておらず不明な点が多いのが現状である。

例えば、格子乱流中や境界層乱流中での空力アドミッタンスを計測する場合、接近流の乱れの空間相関を適切にモデル化(例えば、指数関数近似やカルマン型空間相関への適合⁴⁾など)する必要が生じ、空間相関のモデル化に伴う誤差により空力アドミッタンスの算定精度が大きく左右される問題⁵⁾を含んでいる。

本研究では、気流の空間相関のモデル化が容易なアクティブ制御乱流中において矩形断面及び六角形断面の揚力方向の空力アドミッタンスを実験的に評価した。それぞれの断面は、前縁からの気流の剥離に違いがあり空力アドミッタンスに及ぼす影響を調査項目の一つとした。また、気流の乱れ特性及び構造物の動的特性が空力アドミッタンスに及ぼす影響について調査するため、乱れ特性の異なる乱流中及び構造減衰を変化させて応答試験を行い各々の空力アドミッタンスを評価した。

2. 研究概要

2.1 空力アドミッタンスの算定方法

空力アドミッタンスを実験的に評価する方法としては、

剛支持模型に作用する変動空気力と変動風速より求めている場合が多い。本研究では、振動中の模型から空力アドミッタンスを評価した。従って、バネ支持模型の応答特性、変動風速、メカニカルアドミッタンスを用いて空力アドミッタンスを評価することにした。

鉛直たわみに関するガスト応答は、揚力のガスト空気力とメカニカルアドミッタンスを用いて、式(1)のように示される。

$$S_y(f)=\frac{1}{\{m(2\pi f_y)^2\}^2}\cdot|H(f)|^2\cdot S_L(f) \tag{1}$$

ここで、 $S_y(f)$:応答スペクトル、 f :周波数、 f_y :模型の固有振動数、 m :模型質量、 $|H(f)|^2$:メカニカルアドミッタンス、 $S_L(f)$:揚力方向のガスト空気力のパワースペクトルである。

メカニカルアドミッタンスは、式(2)のように示される。

$$|H(f)|^2=\frac{1}{\left\{1-\left(\frac{f}{f_y}\right)^2\right\}^2+\left\{2(\zeta_s+\zeta_a)\frac{f}{f_y}\right\}^2} \tag{2}$$

ここで、 ζ_s :構造減衰定数、 ζ_a :空力減衰定数である。

揚力に関するガスト空気力は、偏平な断面を有する場合、鉛直方向成分の変動風速によるものが支配的であると考えられる。そこで、主流方向成分の変動風速を無視した場合、揚力に関するガスト空気力は式(3)のように示される。

$$S_L(f)=\frac{1}{\left\{\frac{1}{2}\rho BU^2\left(\frac{dC_L}{d\alpha}+C_D\right)\right\}^2}\cdot|X_L^*(f)|^2\cdot|J(f)|^2\cdot\frac{S_w(f)}{U^2} \tag{3}$$

ここで、 ρ :空気密度、 B :模型幅、 U :平均風速、 $dC_L/d\alpha$:揚力傾斜、 C_D :抗力係数、 $|X_L^*(f)|^2$:空力アドミッタンス、 $|J(f)|^2$:ジョイントアクセプタンス、 $S_w(f)$:気流スペクトルである。

ジョイントアクセプタンスは、剛体模型を用いているため振動モードを定数の1とし、気流の空間相関によって式(4)のようにモデル化される。

$$|J(f)|^2=\frac{1}{l^2}\int_0^l\int_0^l\{co-coh(f,y_1,y_2)\}dy_1dy_2 \tag{4}$$

ここで、 l :模型長、 $co-coh(f,y_1,y_2)$:コ・コヒーレンスである。

従って、揚力の空力アドミッタンスは式(5)により算定される。

$$|X_L^*(f)|^2=\frac{\{m(2\pi f_y)^2\}^2}{\left\{\frac{1}{2}\rho BU^2\left(\frac{dC_L}{d\alpha}+C_D\right)\right\}^2}\cdot\frac{1}{|H(f)|^2}\cdot\frac{1}{|J(f)|^2}\cdot\frac{U^2}{S_w(f)}\cdot S_y(f) \tag{5}$$

本論文では、静的空気力係数、空力減衰及び模型の固有振動数は各乱流中で得られた値を用いた。

2. 2 実験方法

風洞実験にあたっては、立命館大学所有の幅0.7m×高さ1.0mのエッフェル型風洞を利用した。風洞吹き出し口に図-1に示すような平板列及び翼列を有するガストジェネレーター⁶⁾を設置し、主流方向・鉛直方向成分ともKármán型スペクトルを有する二次元変動風を生成した。なお、ガストジェネレーターの機械的な制約上、平板列及び翼列の制御は10Hzまでとした。

対象とする断面は、図-2に示すようなB/D=5の矩形断面とその両端に三角形フェアリングを設けたB/D=8の六角形断面である。各模型とも長さが600mmの二次元剛体模型であり、鉛直たわみ・ねじれ振動の2自由度系にバネ支持し、ガストジェネレーターによって生成された変動風を作用させた。主流の向きは、模型断面の長辺に平行とした。なお、各断面の構造諸元は表-1に示す通りである。

模型の応答はレーザー変位計を用いて計測し、変動気流の測定にはX型熱線流速計を用いた。気流の計測位置は、模型の中央位置(翼列下流端から500mm下流)とし、模型が無い状態で計測した。なお、全データは、サン

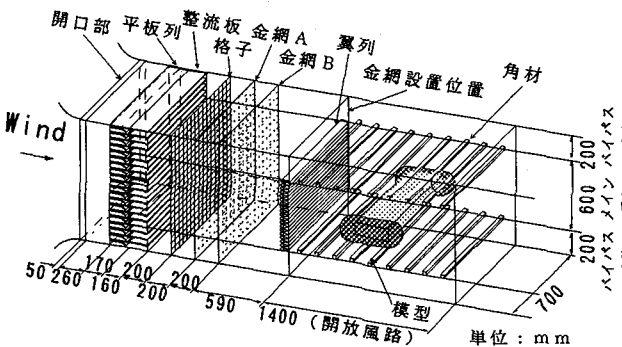


図-1 ガストジェネレーター

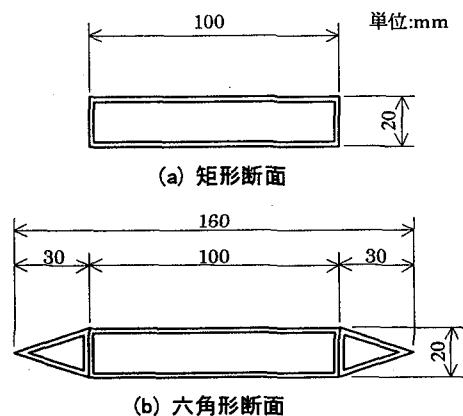


図-2 模型断面図

表 1 模型諸元

		矩形断面	六角形断面
重量 (kgf/m)		2.423	2.587
極慣性モーメント(kgf・s ² ・m/m)		0.848×10 ⁻³	0.840×10 ⁻³
振動数	たわみ (Hz)	2.17	2.13
	ねじれ (Hz)	4.84	4.75
構造減衰	たわみ	0.017	0.017
	ねじれ	0.023	0.020

リング時間81.92secであり、20Hzローパスフィルターを通したのちサンプリング間隔0.02secでAD変換した。

また、気流の乱れが空力アドミッタンスに及ぼす影響を調査するため、乱れ強度及び乱れスケールの異なる4種類の乱流を生成した。

3. 実験結果と考察

3.1 気流特性

気流は、ガストジェネレーションによって主流・鉛直方向成分ともKármán型パワースペクトルをターゲットとして生成した。図-3に乱れ特性の異なる各気流の鉛直方向成分のパワースペクトルとターゲットであるKármán型スペクトルを示す。表-2には、各気流中で測定した乱れ特性値を示す。各気流のパワースペクトルは、同一時刻歴の気流を10回計測された気流のパワースペクトルをアンサンブル平均したものである。気流のパワースペクトルは、ガストジェネレーターによって制御している10Hz以下の周波数成分まではターゲットであるKármán型スペクトルとよく一致していることが分かる。また、ガストジェネレーターで制御していない高周波数成分については、Turb.2~4ではKármán型スペクトルに比べパワーが低い、乱れのもっとも小さいTurb.1ではKármán型スペクトルより大きいパワーとなっている。これは、Turb.1の σ_w^2 が小さいためガストジェネレーター内部に設置されている格子による乱れ成分のパワーが顕在化したものである。ここでは、紙面の都合上示していないが、気流の主流方向成分についてもターゲット

であるKármán型スペクトルと10Hzまではよく一致していた。

3.2 アクティブ乱流の空間相関特性

平板列及び翼列を有するガストジェネレーターによって生成された気流の空間相関は、非常に高く気流の空間相関特性が空力弾性振動に及ぼす影響が少ない。

本研究で用いたガストジェネレーターは、高周波成分の乱れを補うためその内部に格子が設置されている。そのため、二次元変動風でありながらも三次元乱流が混在した乱流であるため空力アドミッタンスの算定にはジョイントアクセプタンスを考慮する必要がある。

図-4に平均風速 $U=2.98\text{m/s}$ 、 $I_u=9.6\%$ 、 $I_w=4.8\%$ 、 $L_u=1.59\text{m}$ 、 $L_w=0.47\text{m}$ [Turb.2]で得られた気流鉛直方向成分の主流直角水平方向の空間相関特性を示す。2点間距離が $\Delta y=0.1\sim 0.5\text{m}$ の範囲ではコ・コヒーレンスは、ほぼ同様な挙動を示しており測定間距離による依存性があまり見られなかった。3Hz以下の低周波数成分では、非常に高い相関を示しておりコ・コヒーレンスが0.9以上であった。

従って、ガストジェネレーターによって生成された気流は、格子乱流や境界層乱流の空間相関と異なり低周波数成分(約3Hzまで)において非常に相関が高いため指数関数で近似しても差し支えないものと考えられ、空力アドミッタンスを実験的に評価する際、ジョイントアクセプタンスの算定精度による誤差が非常に小さいものと思われる。

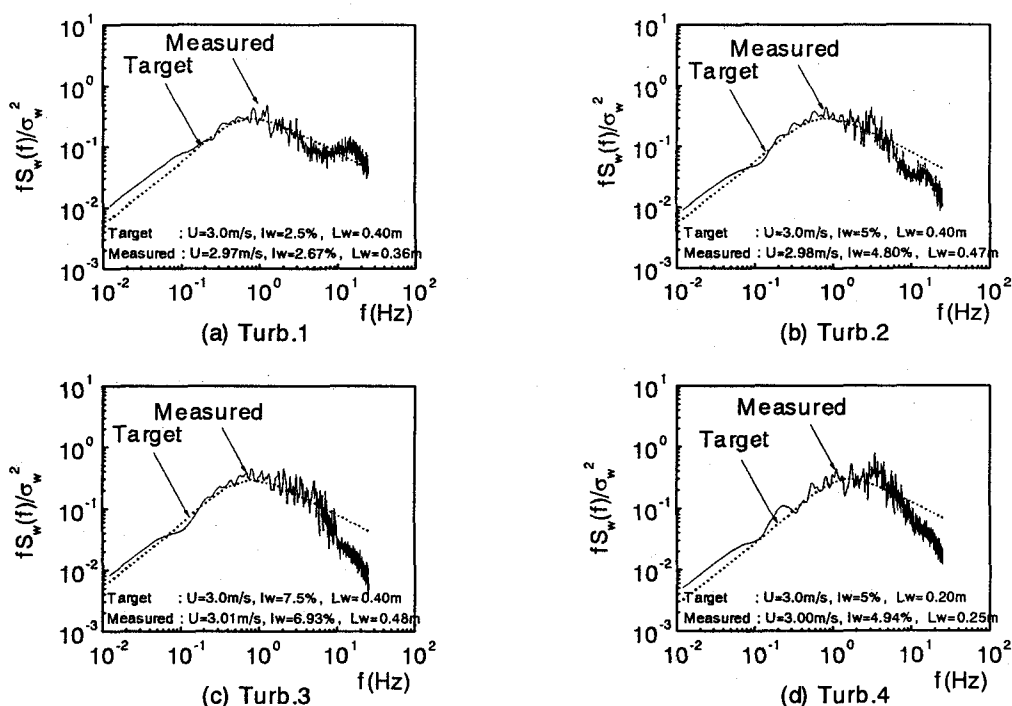


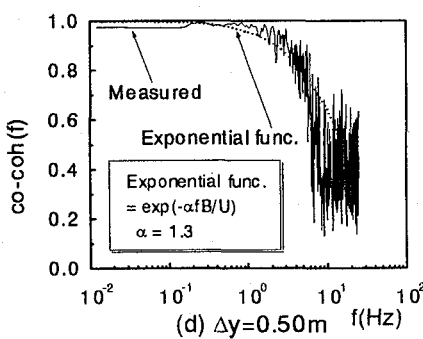
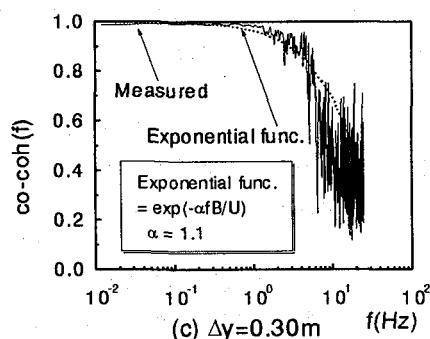
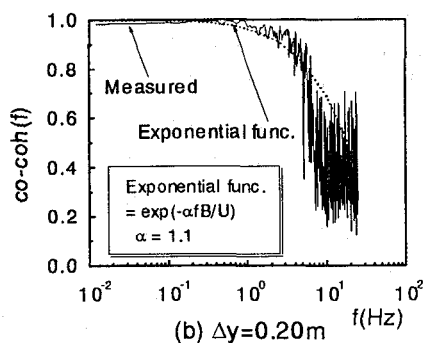
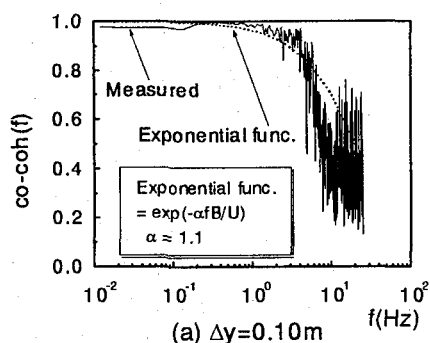
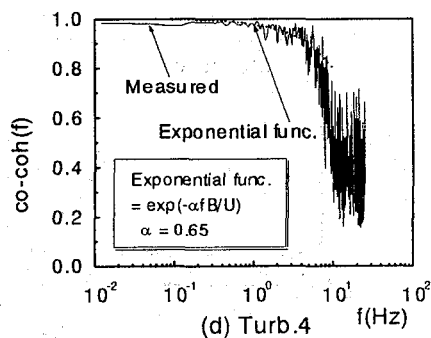
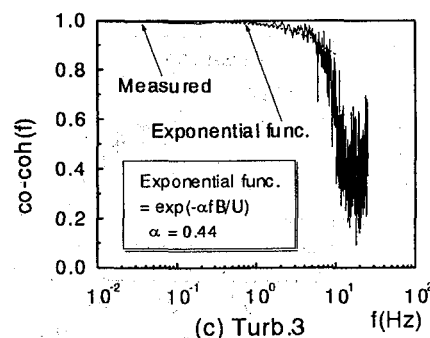
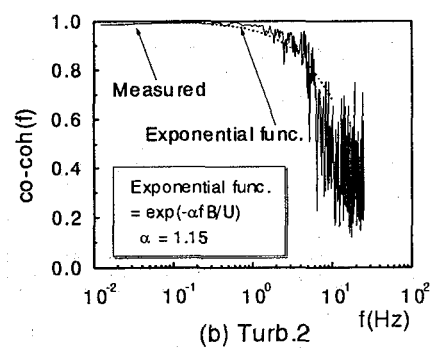
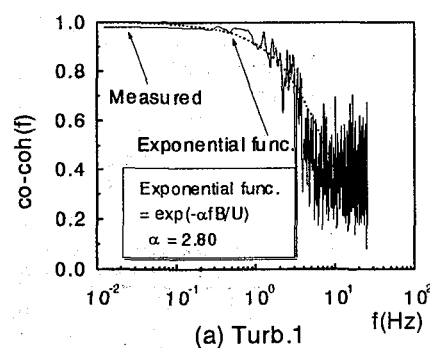
図-3 変動気流のパワースペクトル
[$U=3\text{m/s}$, 鉛直方向成分]

表-2 気流の乱流特性

		U(m/s)	Iu(%)	Iw(%)	Lu(m)	Lw(m)
Turb.1	Target	3.0	5	2.5	1.6	0.4
	Measured	2.97	4.79	2.67	1.39	0.36
Turb.2	Target	3.0	10	5	1.6	0.4
	Measured	2.98	9.63	4.80	1.59	0.47
Turb.3	Target	3.0	10	7.5	1.6	0.4
	Measured	3.01	9.48	6.93	1.65	0.48
Turb.4	Target	3.0	10	5	0.8	0.2
	Measured	3.00	8.93	4.94	0.79	0.25

表-3 定数 α [$\exp(-\alpha f B/U)$, $B=0.10\text{m}$]

	$\Delta y=0.1\text{m}$	$\Delta y=0.2\text{m}$	$\Delta y=0.3\text{m}$	$\Delta y=0.5$	Mean
Turb.1	2.7	2.7	2.6	3.2	2.80
Turb.2	1.1	1.1	1.1	1.3	1.15
Turb.3	0.37	0.43	0.43	0.53	0.44
Turb.4	0.57	0.64	0.66	0.74	0.65

図-4 気流の空間相関特性 — 測定間距離別 —
[鉛直方向成分, $U=3\text{m/s}$, Turb2]図-5 気流の空間相関特性 — 乱れ特性別 —
[鉛直方向成分, $U=3\text{m/s}$, $\Delta y=0.3\text{m}$]

そこで、気流の空間相関をモデル化するため、各気流中で測定されたコ・コヒーレンスを2点間距離 Δy に依存しない式(6)に示す指数関数で近似させた。ここでは、通常 Δy を用いるところを模型幅 B で固定し、右辺の定数 α を最小2乗法で求めた。

$$co-coh(f) = \exp\left(-\alpha \frac{fB}{U}\right) \quad (6)$$

ここで、 α :定数である。

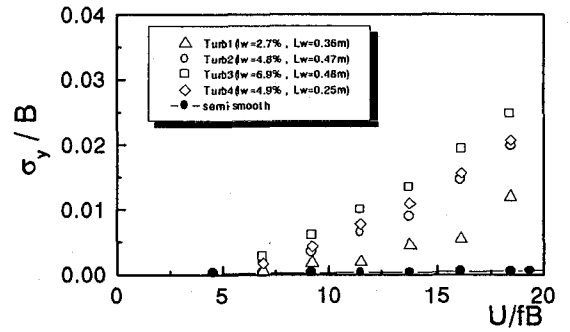
最小二乗法で求めた定数 α の値を矩形断面の模型幅 $B=0.10\text{m}$ で整理したものを表-3に示す。定数 α は、2点間距離 Δy によらず同程度の値が得られていることが分かる。また、乱れ特性の異なる各気流における空間相関特性も図-5に示す。気流の乱れが小さいとコ・コヒーレンスがやや低下する傾向にあるが、いずれのケースについても低周波数成分において非常に高い相関を示すとともに測定間距離 Δy による定数 α のばらつきは比較的小さいことが分かった。本研究では、得られた定数の平均値を用いてガストジェネレーターで生成された各気流の空間相関特性を評価し、ジョイントアクセプタンスの算定を行うこととする。

3.3 応答特性

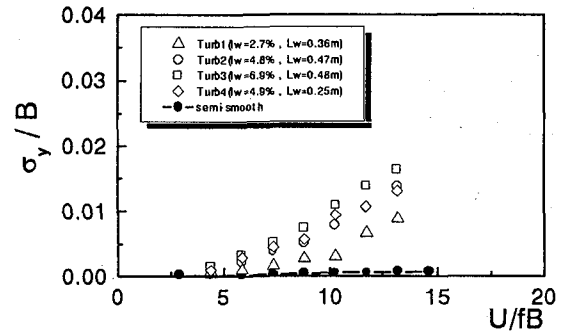
図-6に $B/D=5$ の矩形断面と $B/D=8$ の六角形断面の鉛直たわみに関する各乱流中の応答特性を示す。また、ガストジェネレーターの平板列を全開かつ翼列を水平に固定した状態での気流の乱れは($I_u \approx 2\%$, $I_w \approx 1\%$)であった。この気流(準一様流と呼ぶ)による各模型の応答特性も付記した。乱流中では、風速の2乗に比例し応答が増加するガスト応答が観測されていることが分かる。ここで、無次元化する際の代表長 B は、各断面における模型の幅を用いた。また、図-7には平均風速 $U=3\text{m/s}$ (図-6に示した無次元風速で言えば矩形断面は $U/fB=13.8$ 、六角形断面では $U/fB=8.8$)におけるTurb.2の応答スペクトルを一例として示す。応答スペクトルも先ほどの気流のパワースペクトルと同様、10回の応答計測を行いその応答スペクトルのアンサンブル平均である。ここで、レーザー変位計による応答測定において、無次元周波数約 $fB/U=0.2$ 付近より高周波数成分ではノイズの混入が見られたので約 $fB/U=0.2$ 以上の高周波数成分の応答については無視した。従って、空力アドミタンスの算定は、応答を測定した無次元周波数約 $fB/U=0.2$ 付近までの周波数領域で行うことにする。

3.4 空力減衰の評価

乱流中における空力減衰の計測は、ガストジェネレーターの気流時刻歴の再現性を利用し、同一気流時刻歴で得られた二度の実験による自由減衰波形の差を取ることで強制振動項を除去する測定方法⁷⁾によるものである。図-8にガストジェネレーターの気流時刻歴の再

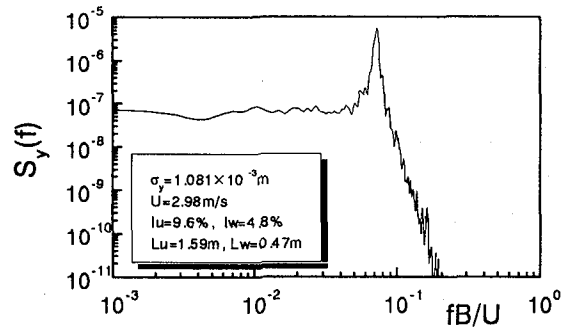


(a) 矩形断面 [$B/D=5$]

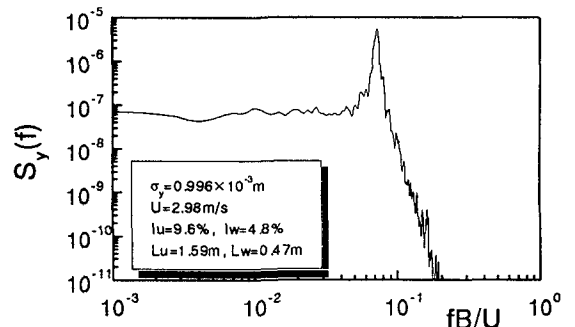


(b) 六角形断面 [$B/D=8$]

図-6 ガスト応答特性 [鉛直たわみ振動]



(a) 矩形断面 [$B/D=5$]



(b) 六角形断面 [$B/D=8$]

図-7 ガスト応答のパワースペクトル密度関数 [鉛直たわみ振動 $U=3\text{m/s}$, Turb.2]

現性を利用した乱流中における空力減衰の評価を示す。ここで、空力減衰は $-H_1^* = m\delta_{aero}/(\pi\rho B^2) \cdot (\omega_s/\omega)$ の形で整理した⁸⁾。

矩形断面及び六角形断面とも気流の乱れ特性による影

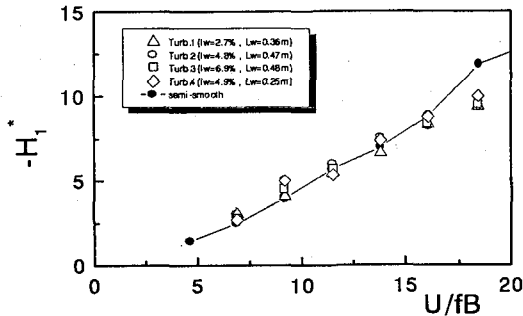
響はほとんど見られず、準一様流中($I_u \approx 2\%$, $I_w \approx 1\%$)の計測値にほぼ一致した。また、いずれのケースについても振幅による依存性はほとんど見られなかった。なお、メカニカルアドミッタンスの算定に際しては、各気流中で得られた空力減衰を用いた。

3. 5 揚力方向の空力アドミッタンスの評価

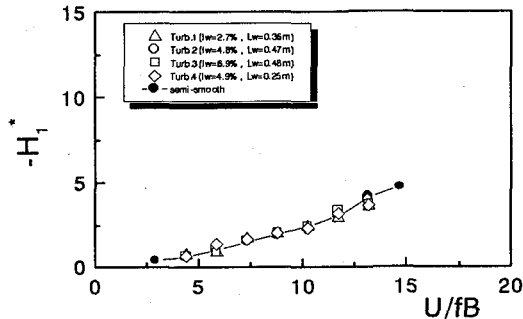
図- 9 に矩形断面における平均風速 $U=3\text{m/s}$ (図- 6 に示した無次元風速で言えば $U/fB=13.8$) で得られた揚力の空力アドミッタンスを示す。図- 9 には、薄翼の理論値であるSears関数及びHolmes提案式、準定常理論による空力アドミッタンスも付記している。ただし、空力アドミッタンスは、気流の空間相関のモデル化が十分と考えられる範囲のみ表示している。

いずれのケースも無次元周波数が $fB/U=0.07$ 付近で薄翼の理論値であるSears関数より大きくなり、空力アドミッタンスの値が1を越えることが認められた。空力アドミッタンスが1より大きくなる傾向は、文献3) の矩形断面、または、文献4) のトラス補剛桁についても得られている。

この周波数付近で空力アドミッタンスが大きくなる要因として、文献3) では前縁部で形成される剥離流の負

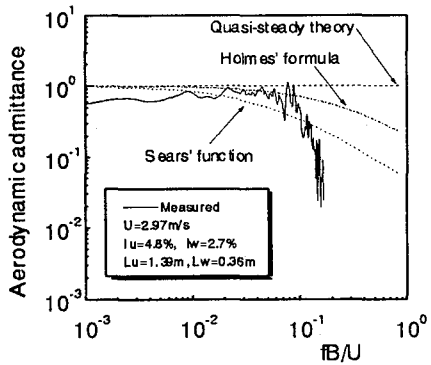


(a) 矩形断面 [B/D=5]

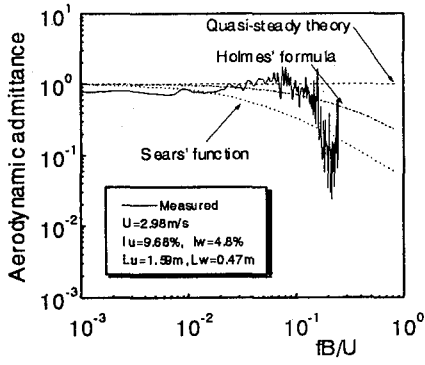


(b) 六角形断面 [B/D=8]

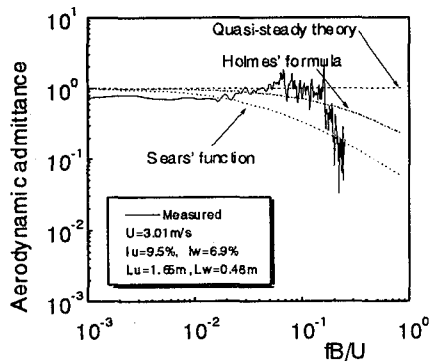
図- 8 空力減衰特性 [H^*]



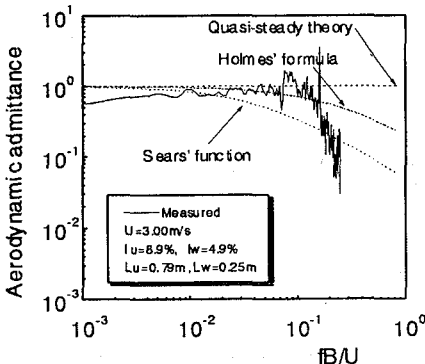
(a) Turb.1



(b) Turb.2



(c) Turb.3



(d) Turb.4

図- 9 矩形断面における揚力の空力アドミッタンス [$U=3\text{m/s}$]

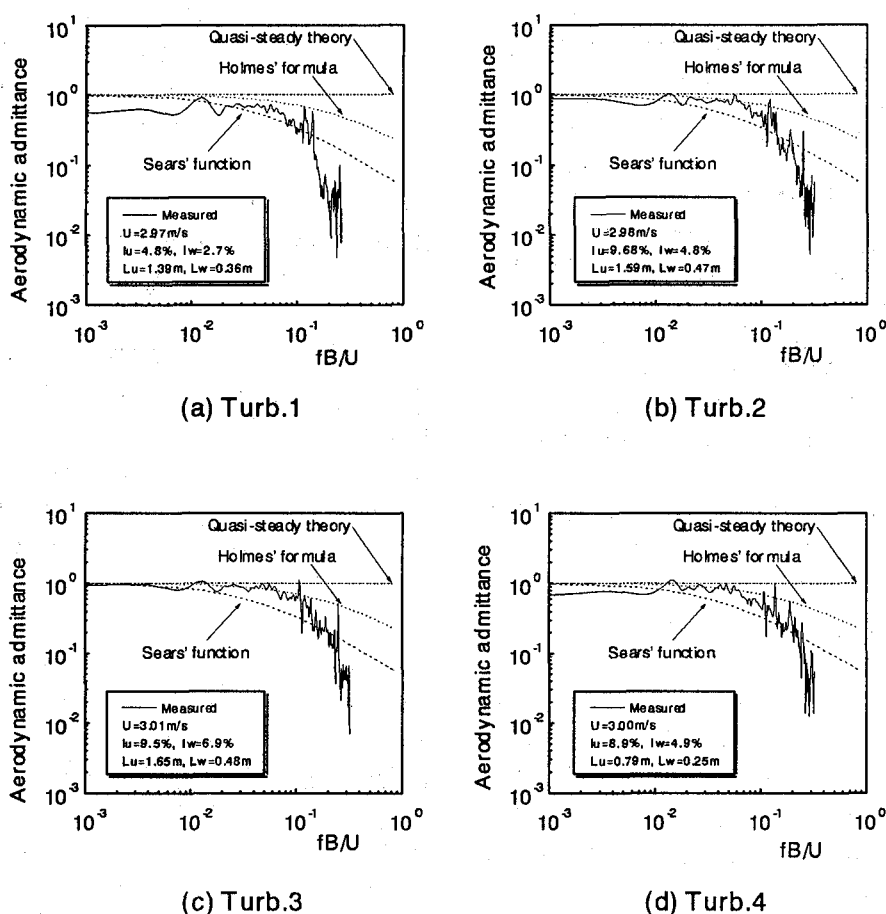


図-10 六角形断面における揚力の空力アドミッタンス [U=3m/s]

圧によって揚力が付加されるためと考えている。特に、矩形断面では模型の振動時に形成される剥離流の揚力への寄与は、無視できない大きさになるものと言える。

また、いずれのケースについても高周波数成分における空力アドミッタンスがSears関数よりも低下している。同じく矩形断面の空力アドミッタンスを実験的に測定した文献3)によると乱れが大きくなる ($I_u=5.5\%$) とともに高周波数成分の空力アドミッタンスがSears関数より小さくなる傾向が認められる。

しかし、気流の空間相関に関する評価の問題、ねじれ振動 (無次元固有振動数 $fB/U=0.16$) が $0.003(\text{rad})$ 程度あり、その振動に伴う模型周りの流れ場の変化による影響、また、この振動数領域の応答は非常に微小であるため測定技術面の問題もあり、更なる検討が必要である。

同様に、図-10には六角形断面における平均風速 $U=3\text{m/s}$ (図-6に示した無次元風速で言えば $U/fB=8.8$) で得られた揚力方向の空力アドミッタンスを示す。前縁からの剥離が矩形断面より少ないと考えられる六角形断面では、空力アドミッタンスの高まりは明確でなくなっている。しかし、無次元周波数 $fB/U=0.05$ 付近でSears関数より大きくなる傾向にあり、多少なりと前縁剥離流の

影響を受けているものと考えられる。

図-9及び図-10より気流の乱れ特性が空力アドミッタンスに及ぼす影響は、矩形断面及び六角形断面とも乱れ強度が大きくなると空力アドミッタンスも大きくなる傾向がある。また、他の風速 ($U=2.4\text{m/s}$) でも同様な結果が得られている。

これは、乱れ強度が増加すると剥離流の再付着が促進され空力アドミッタンスが小さくなりSears関数に近づくと言う文献3)の記述と相反するものである。しかし、本研究では、剛支持模型を用いている文献3)と異なりバネ支持模型を用いているため、乱れの増加によってガスト応答が大きくなる。従って、物体の振動に伴ってより大きな剥離流が形成されること、模型周りの流れ場の変化等が影響しているものと考えられる。

そこで、剥離流が模型の応答特性に与える影響を調べるために、構造減衰の異なる (4種類; 構造減衰 $\delta_s = 0.03, 0.08, 0.17, 0.4$) 実験を行った。いずれのケースも同一気流時刻歴を用いている。

そのうち、構造減衰 $\delta_s = 0.03$ 及び 0.40 におけるガスト応答の時刻歴波形を図-11に示す。 $\delta_s = 0.40$ における矩形断面と六角形断面は、模型の断面形状が異なるにも関

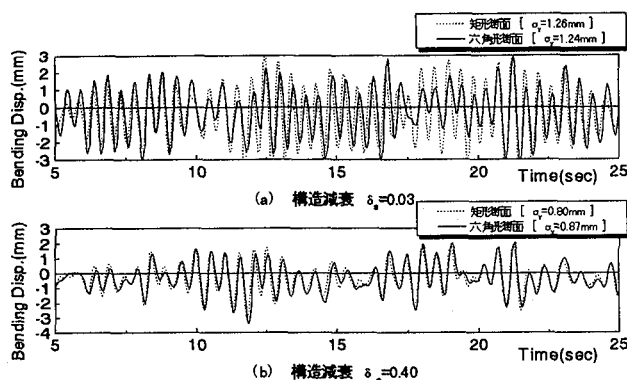


図-1 1 ガスト 応答の時刻歴波形

[$U=3\text{m/s}$, $l_u=11.0\%$, $l_w=5.6\%$, $L_u=1.57\text{m}$, $L_w=0.45\text{m}$]

わずらほとんど同じ応答時刻歴波形を示している。すなわち、矩形断面と六角形断面の両断面に同程度のガスト空気が作用しているものと考えられる。

一方、 $\delta_s=0.03$ における矩形断面と六角形断面の応答時刻歴波形を見ると、5～10 secではほぼ一致しているが12 secを越えると応答波形時刻歴にかなりの違いが認められ、矩形断面の固有振動数付近の振動振幅が大きくなっている。このことから、矩形断面において振動による励振力が、六角形断面よりも大きく生じていると言える。よって、矩形断面において前縁剥離流による影響が六角形断面よりも著しくなったものと推察される。

4. まとめ

本論文は、気流直角水平方向の気流の空間相関が非常に高い変動風速をガストジェネレーターによって生成し、矩形断面及び六角形断面における揚力の空力アドミッタンスを実験的に評価することとともに、空力アドミッタンスに及ぼす気流の乱れ特性による影響を調査したものである。得られた主な知見を以下に示す。

- 1) $B/D=5$ の矩形断面及び $B/D=8$ の六角形断面における空力アドミッタンスは、Sears関数と異なる挙動を示すことが確認された。その要因として、剥離流の負圧による影響が考えられる。今後、多種の断面を用いて確認していくことが必要である。
- 2) 乱れ強度が大きくなると空力アドミッタンスも大きくなる傾向が認められた。その要因として、模型の振動に伴う剥離流の形成、また模型周りの流れ場の変化等が影響しているものと考えられる。

- 3) 同一気流時刻歴において構造減衰を変化させたガスト応答波形の時刻歴からも、矩形断面において低減衰時に剥離流による影響が六角形断面よりも著しくなることが推測された。

なお、空力アドミッタンスに及ぼす気流の乱れ特性や模型の応答特性による影響に関するメカニズムの解明については、今後の検討課題である。

参考文献

- 1) 本州四国連絡橋公団：明石海峡大橋耐風設計要領・同解説：本州四国連絡橋公団，1990
- 2) J.D.Holmes：Prediction of the Response of a Cable Stayed Bridge to Turbulence, Proc. 4th Int. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, pp187-197, 1975.
- 3) R.Sankaran and E.D.Jancauskas：Direct Measurement of the Aerodynamic Admittance of Two-Dimensional Rectangular Cylinders in Smooth and Turbulent Flows, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 41-44, pp601-611, 1992.
- 4) 佐藤弘史，松野栄明，北川信：明石海峡大橋の補剛桁に関する空力アドミッタンスの評価，第13回風工学シンポジウム，pp131-136, 1994.
- 5) 木村吉郎，藤野陽三：乱れた風の空間相関の定式化について，土木学会第50回年次学術講演会，pp1478-1479, 1995
- 6) H.Kobayashi and A.Hatanaka：Active Generation of Wind Gust in Two-Dimensional Wind Tunnel, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 41-44, pp959-970, 1992.
- 7) 小林紘士，畑中章秀，松田健一，奥村 学：乱流中の橋梁断面の空力減衰に関する実験的研究，第14回風工学シンポジウム，pp509-514, 1996.
- 8) E.Simiu and R.H.Scanlan：Wind Effects of Structures, John Wiley & Sons, Inc., 1977

(1997年9月26日受付)