

構造基本断面のフラッター発生機構に関する研究

ON MECHANISM OF FLUTTER PHENOMENA FOR STRUCTURAL SECTIONS

松本 勝*¹ 新原雄二*² 小林裕輔*³

By Masaru MATSUMOTO, Yuji NIIHARA, Yusuke KOBAYASHI

The flutter mechanism of fundamental bluff bodies was investigated, based on the unsteady pressure measurement on the 2-D rectangular cylinders. Besides the mutual dependence of the flutter derivatives was discussed. In conclusion, it was clarified that the characteristic of unsteady pressure were fundamentally identical in spite of different modes, i.e. 1-DOF heaving and 1-DOF torsional vibration modes. Further, the only two flutter derivatives among 8 were cleared to be in dependent.

Key Words: flutter mechanism, unsteady pressure, flutter derivatives

1. まえがき

長大橋梁の耐風性を考える場合、風が橋梁に及ぼす作用を把握し、それによって引き起こされる橋梁の挙動を知ることが重要である¹⁾。本研究では風と橋梁の相互作用のうち、比較的偏平な断面におけるフラッターの発生機構^{2) 3)}と自励空気力の連成空気力項・非連成空気力項の関連を解明するために、風洞実験により構造基本断面である矩形断面を用いて、ねじれ1自由度とたわみ1自由度の強制振動実験を行い、非定常圧力特性及び非定常空気力特性について考察した。そして、非定常空気力係数のフラッター発生への貢献度についても考察を加えた。

2. 風洞実験概要

断面辺長比 B/D (B : 断面幅員, D : 桁高) = 20, 15, 12.5, 10, 8.5 の6種類の矩形断面を用い、強制振動法によって一様流中で一定振幅のたわみ1自由度、及びねじれ1自由度振動実験を行った。その時、模型表面の平均圧力、模型振動数成分の変動圧力、及び変位最大(たわみ振動: 下向き最大, ねじれ振動: 頭上げ最

*1 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

*2 工修 (株) 鹿島建設 技術研究所 (〒182 東京都調布市飛田給2-19-1)

*3 京都大学大学院 (〒606 京都市左京区吉田本町)

大) から模型表面の負圧がピークとなるまでの位相差を測定した。さらに、圧力を断面周りで積分することにより矩形断面に作用する非定常空気力(揚力 L 、モーメント M)を測定した。

3. 各種矩形断面の非定常圧力特性

3.1 変動圧力係数 $\tilde{C}_p$

図-1は断面幅員方向の各圧力孔の位置を断面の桁高 D で無次元化し、 B/D をパラメータとしたときの変動圧力係数である。変動圧力係数が最大となる位置は、断面辺長比によらずほぼ一定であり、またそれはたわみ1自由度振動とねじれ1自由度振動でもほぼ同じ位置にあることがわかる。最大値の値は断面がBluffになるほど小さくなっているが、変動圧力係数 $\tilde{C}_p$ の変化特性は、たわみ1自由度振動、及びねじれ1自由度振動共に、断面辺長比が変わっても変化がないことがわかる。このことは、剥離せん断層の再付着がアフターボディの長さによらないことを示している。次に、無次元風速をパラメータとしたときの $B/D=20$ の変動圧力係数を図-2示す。たわみ1自由度振動実験では、変動圧力係数の最大値が風速により低下しているが、ねじれ1自由度振動実験では最大値がほとんど変化していないことがわかる。相対迎角の最大値を考えると、たわみ1自由度振動では相対迎角は $\alpha = \eta_0 \omega / U$ (η_0 : たわみ片振幅, ω : 振動円振動数, U : 風速)と表され、風速の上昇により迎角が小さくなる。一方、ねじれ1自由度振動では相対迎角はねじれ片振幅 ϕ による影響が支配的で、振幅そのものがほぼ相対迎角となり、風速の変化による迎角の変化は小さいと思われる。図-3は $B/D=20.5$ の断面における相対迎角の最大値と変動圧力の最大値の関係をプロットしたものであるが、実験5風速の結果が全てきれいな線形関係にあることがわかる。このように、相対迎角と変動圧力係数に比例関係が認められることから、変動圧力係数は相対迎角によって決まるものと考えられる。

3.2 変位と変動圧力の位相差 ϕ

図-4に $B/D=20$ の変位最大から模型表面の負圧がピークとなるまでの位相差を示す。図より、位相差の分布特性はたわみ振動とねじれ振動で非常に似ていることがわかる。たわみ振動の位相差の分布が、ねじれ

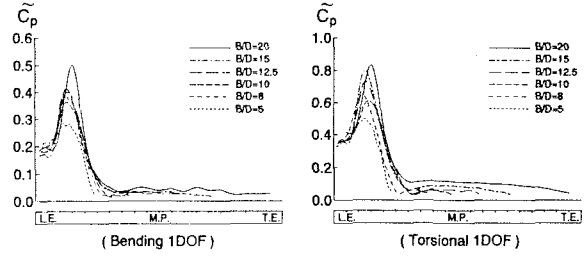


図-1 変動圧力係数 $\tilde{C}_p$ ($U/fB=7.4$)

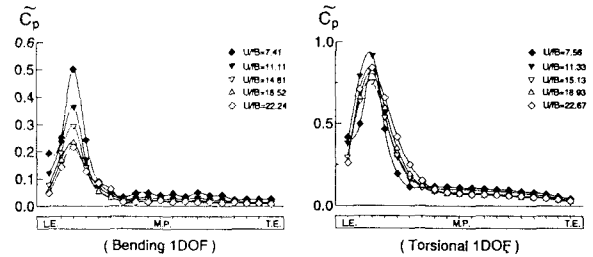


図-2 変動圧力係数 $\tilde{C}_p$ ($B/D=20$)

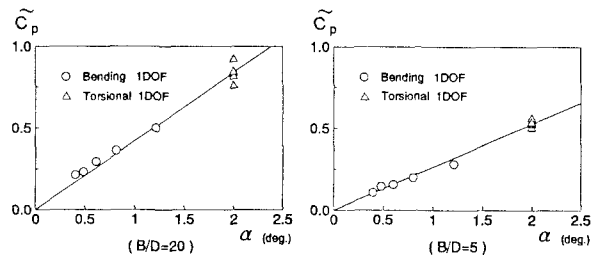


図-3 相対迎角 α と変動圧力の最大値

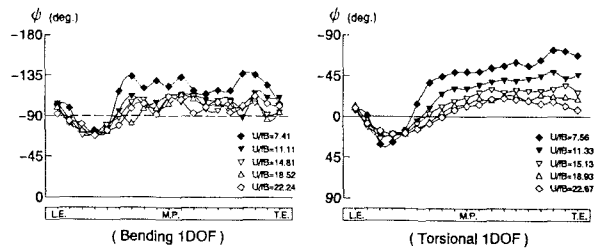


図-4 変位と変動圧力の位相差 ϕ ($B/D=20$)

振動の位相差の分布よりも90°位相が早いのは、ねじれ振動では変位が最大となる瞬間に相對迎角も最大になるのに対し、たわみ振動では変位が最大となる瞬間よりも相對迎角が最大になる瞬間の方が位相が90°早いことが影響している。位相差の分布特性も相對迎角を基準に考えると、たわみ振動とねじれ振動による違いはないと考えられる。

これらのことから、各種矩形断面の非定常圧力特性は相對迎角によって決まるということができ、ねじれフラッターの発生には相對迎角運動の寄与が支配的で、角速度運動 $\dot{\phi}$ の寄与は無視しえるほど小さい⁴⁾ことに対応していることがわかる。

4. 各種矩形断面の非定常空気力特性

たわみとねじれの2自由度連成振動をする桁断面に作用する非定常空気力は、8個の非定常空気力係数を用いて次式(1)のように表すことができる⁵⁾。

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2}\rho(2b)U^2 \left\{ kH_1^* \frac{\dot{\eta}}{U} + kH_2^* \frac{b\dot{\phi}}{U} + k^2 H_3^* \phi + k^2 H_4^* \frac{\eta}{b} \right\} \\ M &= \frac{1}{2}\rho(2b^2)U^2 \left\{ kA_1^* \frac{\dot{\eta}}{U} + kA_2^* \frac{b\dot{\phi}}{U} + k^2 A_3^* \phi + k^2 A_4^* \frac{\eta}{b} \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

ただし、 L ：単位スパン当たりの揚力(下向き正)、

M ：単位スパン当たりのモーメント(頭上げ正)、

η ：たわみ変位(下向き正)、 ϕ ：ねじれ変位(頭上げ正)、

($\dot{}$)：時間微分、 U ：風速、 ρ ：空気密度、 b ：半弦長

k ：換算振動数($=b\omega/U$)

また、剥離をとまなう一般の桁断面では、2自由度振動時は未知数が多く解析的に非定常空気力係数を求めることはできないが、たわみ1自由度振動時における揚力とモーメントを次式(2)のようにおけば、非定常空気力係数は次式(3)で与えられる。

$$L(t) = L_{\eta 0} \sin(\omega t - \psi_{L\eta}), \quad M(t) = M_{\eta 0} \sin(\omega t - \psi_{M\eta}), \quad \eta(t) = \eta_0 \sin \omega t \quad (2)$$

$$H_1^* = \frac{-L_{\eta 0} \sin \psi_{L\eta}}{\rho b^2 \omega^2 \eta_0}, \quad H_4^* = \frac{L_{\eta 0} \cos \psi_{L\eta}}{\rho b^2 \omega^2 \eta_0}, \quad A_1^* = \frac{-M_{\eta 0} \sin \psi_{M\eta}}{\rho b^3 \omega^2 \eta_0}, \quad A_4^* = \frac{M_{\eta 0} \cos \psi_{M\eta}}{\rho b^3 \omega^2 \eta_0} \quad (3)$$

ただし、 $L_{\eta 0}$ ：たわみ1自由度振動時の揚力の振幅

$M_{\eta 0}$ ：たわみ1自由度振動時のモーメントの振幅

$\psi_{L\eta}$ ：たわみ変位下向き最大から揚力下向き最大までの位相遅れ

$\psi_{M\eta}$ ：たわみ変位下向き最大からモーメント頭上げ最大までの位相遅れ

η_0 ：たわみ片振幅($\eta_0 = 5mm$)

同様にして、ねじれ1自由度振動時の非定常空気力係数は次式(4)で与えられる。

$$H_2^* = \frac{-L_{\phi 0} \sin \psi_{L\phi}}{\rho b^3 \omega^2 \phi_0}, \quad H_3^* = \frac{L_{\phi 0} \cos \psi_{L\phi}}{\rho b^3 \omega^2 \phi_0}, \quad A_2^* = \frac{-M_{\phi 0} \sin \psi_{M\phi}}{\rho b^4 \omega^2 \phi_0}, \quad A_3^* = \frac{M_{\phi 0} \cos \psi_{M\phi}}{\rho b^4 \omega^2 \phi_0} \quad (4)$$

ただし、 $L_{\phi 0}$ ：ねじれ1自由度振動時の揚力の振幅

$M_{\phi 0}$ ：ねじれ1自由度振動時のモーメントの振幅

$\psi_{L\phi}$ ：ねじれ変位下向き最大から揚力下向き最大までの位相遅れ

$\psi_{M\phi}$ ：ねじれ変位下向き最大からモーメント頭上げ最大までの位相遅れ

ϕ_0 ：ねじれ片振幅($\phi_0 = 2.0^\circ$)

図-5に1自由度振動実験から得られた非定常空気力係数（実線はTheodorsenの平板空気力より求めた値）を示す。非定常空気力特性が断面辺長比によって変化していることがわかる。

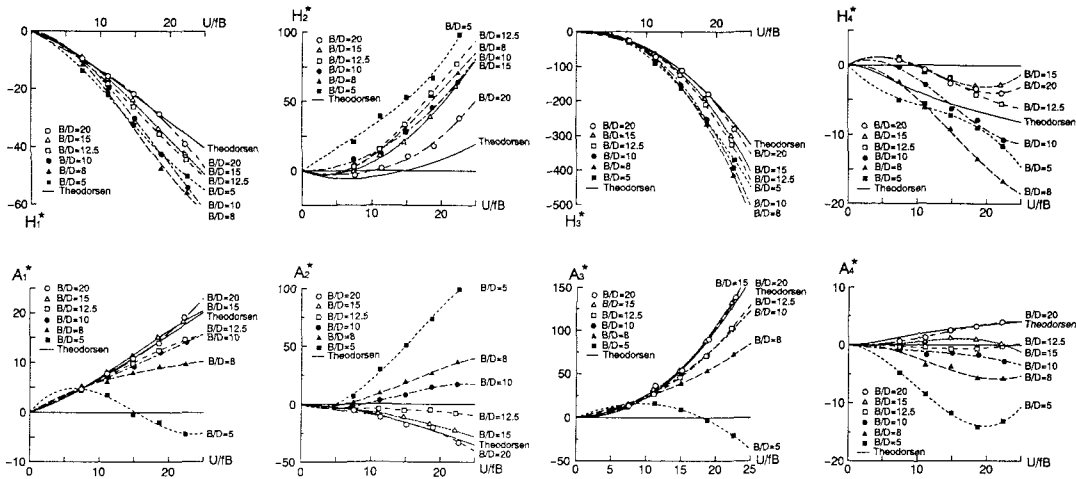


図-5 各種矩形断面の非定常空気力係数

5. 各非定常空気力係数のフラッター発生への貢献度

図-6は、たわみ・ねじれ2自由度連成系のねじれ分枝における非定常空気力係数の相関図である。ねじれ振動(ϕ motion)により、たわみ振動系(η system)に連成項の空気力が作用してたわみ振動(η response)が励起され、そのたわみ振動によって同様にねじれ振動が励起されるという、フィードバック系を形成している。分枝間の振幅と位相差により、各非定常空気力係数が他の係数に与える影響度が異なる。振幅 $\bar{\eta}_1$ 、 $\bar{\eta}_2$ は強制振動における応答を考えると次式(5)のように表すことができ、

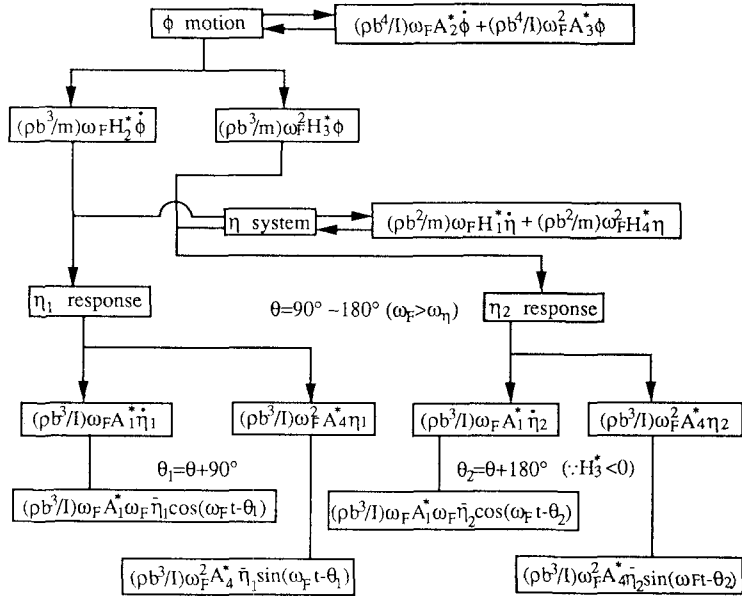


図-6 非定常空気力係数の相関図
たわみ・ねじれ2自由度系(ねじれ分枝)

$$\bar{\eta}_1 = (\rho b^3/m) \omega_F^2 |H_2^*| \bar{\phi} \{(\omega_\eta^2 - \omega_F^2)^2 + 4\zeta_\eta^2 \omega_\eta^2 \omega_F^2\}^{-1/2}, \quad \bar{\eta}_2 = (\rho b^3/m) \omega_F^2 |H_3^*| \bar{\phi} \{(\omega_\eta^2 - \omega_F^2)^2 + 4\zeta_\eta^2 \omega_\eta^2 \omega_F^2\}^{-1/2} \quad (5)$$

図-6の相関と式(5)より、フラッターを抑制するためには H_1^* と A_2^* の負の絶対値を大きくし H_2^* 、 H_3^*

及び A_1^* , A_4^* の絶対値を小さくして、運動方程式の減衰係数を大きくすれば良いことがわかる。多自由度フラッターの場合も同様に、各分枝間の相関を見ることにより各非定常空気力係数のフラッターへの貢献度を知ることができる。

6. 非定常空気力係数間の従属性

非定常空気力係数は、非定常空気力を変位同相成分と速度同相成分とに分解する際の両者の寄与を表していると考えられるため、非定常圧力や位相差によって互いに結びついているはずである。先に述べたように、変動圧力係数は相対迎角によって決まり、しかも相対迎角を基準にするとたわみ振動とねじれ振動の位相差特性が本質的には同じであると考えられることから、単位相対迎角に対する変動圧力係数を用いて表した8個の非定常空気力係数間には、次式(6)のような関係を導くことができる。

$$H_3^* = \frac{H_1^*}{k}, \quad H_2^* = -\frac{H_4^*}{k}, \quad A_3^* = \frac{A_1^*}{k}, \quad A_2^* = -\frac{A_4^*}{k} \quad (6)$$

図-7は、 $B/D=10$ の断面について式(6)の関係を用いて非定常空気力係数をプロットしたものであるが、式(6)の関係が成り立っていることがわかる。

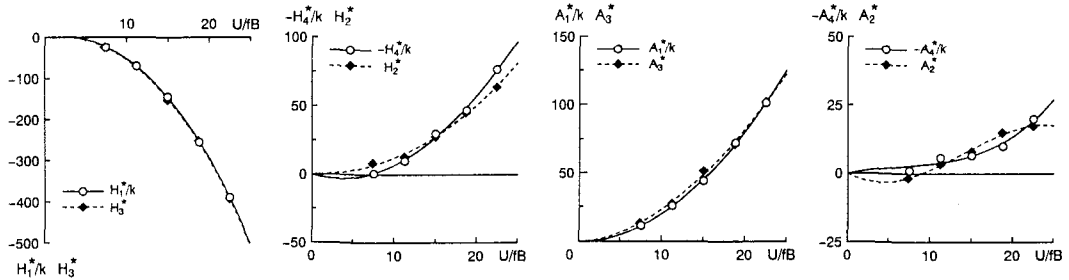


図-7 非定常空気力係数間の従属性 ($B/D=10$)

さらに、この従属関係を用いることにより桁断面の非定常空気力は、平板でのTheodorsen関数に相当する等価Theodorsen関数⁶⁾と呼ぶべき値、 F_L , G_L , F_M , G_M を用いて次式(7)のように表すことができる。

$$\begin{aligned} L_\eta &= -\frac{1}{2}\rho(2b)U^2\left(\frac{dC_F}{d\alpha}\right)(F_L + iG_L)\left(\frac{\dot{\eta}}{U}\right), & M_\eta &= \frac{1}{2}\rho(2b^2)U^2\left(\frac{dC_M}{d\alpha}\right)(F_M + iG_M)\left(\frac{\dot{\eta}}{U}\right) \\ L_\varphi &= -\frac{1}{2}\rho(2b)U^2\left(\frac{dC_F}{d\alpha}\right)(F_L + iG_L)\varphi, & M_\varphi &= \frac{1}{2}\rho(2b^2)U^2\left(\frac{dC_M}{d\alpha}\right)(F_M + iG_M)\varphi \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、 $\frac{dC_F}{d\alpha}$: 揚力係数勾配

$\frac{dC_M}{d\alpha}$: モーメント係数勾配

F_L, G_L : 揚力に関する等価 Theodorsen 関数

F_M, G_M : モーメントに関する等価 Theodorsen 関数

よって、式(1),(6),(7)より非定常空気力係数間には等価Theodorsen関数の実部と虚部を介して次式(8)のような関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} H_1^* &= -\left(\frac{1}{k}\right)\left(\frac{dC_F}{d\alpha}\right)F_L, & H_2^* &= +\left(\frac{1}{k^2}\right)\left(\frac{dC_F}{d\alpha}\right)G_L, & A_1^* &= +\left(\frac{1}{k}\right)\left(\frac{dC_M}{d\alpha}\right)F_M, & A_2^* &= -\left(\frac{1}{k^2}\right)\left(\frac{dC_M}{d\alpha}\right)G_M \\ H_4^* &= -\left(\frac{1}{k}\right)\left(\frac{dC_F}{d\alpha}\right)G_L, & H_3^* &= -\left(\frac{1}{k^2}\right)\left(\frac{dC_F}{d\alpha}\right)F_L, & A_4^* &= +\left(\frac{1}{k}\right)\left(\frac{dC_M}{d\alpha}\right)G_M, & A_3^* &= +\left(\frac{1}{k^2}\right)\left(\frac{dC_M}{d\alpha}\right)F_M \end{aligned} \quad (8)$$

一方、 F_L と G_L 、 F_M と G_M 間には、等価Wagner関数にラプラス逆変換すると無次元時間の実関数となることから、従属関係が成立する。これらのことから、 H_1^* と H_4^* 、 H_2^* と H_3^* 、 A_1^* と A_4^* 、 A_2^* と A_3^* にも従属関係があり、非定常空気力係数を定めるパラメーターはモーメント（ねじれ）に関するものと、揚力（たわみ）に関するものの2つしかないことがわかる。

7. まとめ及び考察

・流れの中に置かれた矩形断面まわりの表面圧力を測定し変動圧力の分布を調べた結果、変動圧力係数の変化特性は断面辺長比によらず、変動圧力は断面高さによって決まることがわかった。また、変動圧力係数も変位最大から表面圧力の負圧がピークとなるまでの位相差の分布特性も、相対迎角という観点から考えると、たわみ振動もねじれ振動も本質的には同じであると考えられる。すなわち、ねじれ振動においては、相対迎角に対して ϕ の効果は無視することができる。

・桁断面のフラッター発生時における非定常空気力係数の相関関係について検討し、フラッター振動を抑制する非定常空気力係数と増長する非定常空気力係数を明らかにした。また、非定常空気力係数間には変動圧力と位相差を介して従属関係があり、非定常空気力係数を決定するパラメーターはモーメント（ねじれ）と揚力（たわみ）に関する2つしかないものと考えられる。このため、単にグレーチングなどの空気孔を設けて全ての非定常空気力係数の絶対値を小さくした断面が、構造減衰の小さい場合には、必ずしも耐フラッター性に優れた断面になるとは限らないといえる。

・フラッター限界風速を高めるための断面形状の開発には、変動圧力や位相差などの非定常圧力特性の面からの検討を行い、耐フラッター性の良い断面を選択することが必要不可欠である。

謝辞

本研究の遂行にあたりご協力いただいた、京都大学工学部 白土博通助手、京都大学大学院 秋山真吾氏、ならびに本州四国連絡橋公団 保田雅彦氏に感謝致します。

参考文献

- 1)大橋昭光，宮田利雄，岡内 功，白石成人，成田信之：明石海峡大橋の耐フラッター性に関する予備的検討，第10回風工学シンポジウム論文集，1988年
- 2)白石成人，松本 勝，白土博通，油谷康弘，目見田哲：超長大橋梁断面の連成フラッター特性，京都大学防災研究所年報，第29号，1986年
- 3)松本 勝，白石成人，白土博通，平井滋登，伊藤裕一，重高浩一：ねじれフラッター振動発生機構に関する研究，京都大学防災研究所年報，第33号，1990年
- 4)吉村 健，中村泰治：インディシャル応答による橋梁断面のねじりフラッタの研究，土木学会論文報告集，第264号，1977年
- 5)Scanlan, R. H., Beliveau, J. G., and Budlong, K. S. : Indicial Aerodynamic Functions for Bridge Decks, Journal of the Engineering Mechanics Division, Proceedings of ASCE., Vol. 100, EM4, August, 1974
- 6)松本 勝，白石成人，白土博通，重高浩一，新原雄二，山口滋弘：構造基本断面の非定常空気力に関する研究，第12回風工学シンポジウム論文集，1992年

(1993年9月16日受付)