

構造基本断面の空力カスト不規則振動発生機構に関する二、三の考察

京都大学工学部 正員 白石成人 京都大学工学部 正員 松本 勝
大阪府 正員 小川哲治 京都大学工学部 学生員 白土博通

1. まえがき 自然風の乱れに起因する構造物の不規則振動を議論する際、瞬間的なカストのピークと、それによる構造物の瞬間的な最大応答値との対比、あるいはそれらの適確な把握を行なうことにより、カスト不規則振動の耐風安定性照査がより合理的に行なわれるものと考えられる。その際変動風速から変動空気力に変換される時間過渡状態を表す空力関数（空カインディシャル応答関数、および空カインパルス応答関数）を知ることが必要となる。本研究では、周波数応答法を用いたことにより、実験により空力周波数応答関数を近似し、それによつて、上記の空力関数を求め、それらの関数に対する考慮を加えたことにより、揚力によるピッキングモーメントの発生機構に修正を加えたところである。

2. 風洞実験 風洞内模型上流側 2.3 m の所に 2 枚翼（試作品、高さ 93 cm、弦長 30 cm、間隔 30 cm）を設置し、それを油圧加振機によりおじか加振させることによつて、風洞内に比較的正弦波に近い二次元変動氣流を発生させた。また、模型（図-1 に示す、その諸元を表-1 に示す）をロードセルにキャンチレバー支持し、各種周期的な鉛直変動風速に起因する変動空気力を測定した。

3. 空力周波数応答関数の近似 鉛直変動風速に起因する揚力によるピッキングモーメントの発生機構に修正を加えた場合、空気力発生の時間過渡特性をより合理的に説明できることになり、空カインディシャル応答関数は重要な意味を持つと考えられる。多くの関数について、薄翼に対するのは Küssner 関数として理論的に求められておりが、一般の構造断面の場合、よく離流れとともに非 Bluff 断面が多く、実際理論的に空カインディシャル応答関数を求めるることは困難であり、実験に頼らざるを得ないのが現状である。そこで本研究では以下のようして空力周波数応答関数を近似した。

薄翼に対する空カインディシャル応答関数として、Küssner 関数が求められているが、その近似式として、R.T. Jones は以下の式を提案している。

$$\psi(\tau) = 1 - 0.5 e^{-0.19\tau} - 0.5 e^{-2\tau} \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

したがつて、空カインパルス応答関数は次式のように表わせば。

$$\phi(\tau) = 0.065 e^{-0.19\tau} + 0.5 e^{-2\tau} \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

ここにて無次元時間である。本研究では、各種構造断面の空カインパルス応答関数を(2)式と同形の 2 つの指數関数の和として表わせると仮定して、次式に示すように、4 つの係数 a, b, c, d を用いて空カインパルス応答関数を表わした。

	Dimension	Model- A	Model- D	Model- T	Model- R
Span length	L	a	0.4	0.4	0.6
Half chord length	b	c	0.1	0.1	0.07
Slope of force coefficient	$\frac{dy}{dx}$	—	5.19	3.4	8.02
Slope of moment coefficient	$\frac{dm}{dx}$	—	0.525	1.018	0.399

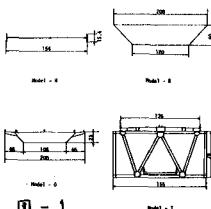


图-1

表-1

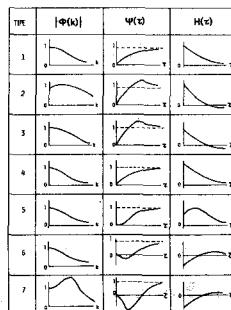
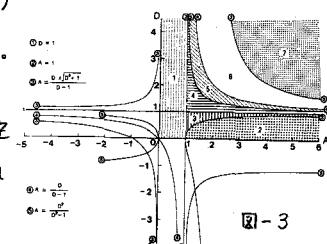


图-2



$$\Phi(t) = a e^{-bt} + c e^{-dt} \quad \dots \dots \dots \quad (3)$$

ここで、 a, b, d は正の値とし、 $\Phi(t)$ は t が負の場合は 0 とする。したがって空力インディシャル応答関数は次式のようになり

$$\Psi(t) = 1 - \frac{a}{b} e^{-bt} - \frac{c}{d} e^{-dt} \quad \dots \dots \dots \quad (4)$$

さらに $\Psi(t)$ のフーリエ変換を行なうことにより空力周波数応答関数 $\Phi(j\omega)$ は次式のようになる。

$$\Phi(j\omega) = \left(\frac{ab}{b^2 + \omega^2} + \frac{cd}{d^2 + \omega^2} \right) - i \left(\frac{a\omega}{b^2 + \omega^2} + \frac{c\omega}{d^2 + \omega^2} \right) \quad \dots \dots \dots \quad (5)$$

ここで、 ω は換算振動数である。すなはち、上式の $\Phi(j\omega)$ を風洞

実験より求めらるれば、 $\Phi(t), \Psi(t)$ は求めることができる。一方

上記のように空力周波数応答関数、空力インディシャル応答関数

および空力インパルス応答関数を近似表現することにより、各

々の関数形の特性より 3 つのタイプに大別することができる。

それを図-2 に示す。各種構造断面はこれらのいずれかに属す

るものと考えられる。また(4)式において $\Psi(0) = 0$ となり性質より、(1) $a, b, d \neq 0$ で表わすことができ、さらには、 $\frac{a}{b} = A, \frac{c}{d} = D, \frac{a}{b} = \frac{c}{d}$ とすれば、次式のようになる(1)と $A, D, \frac{a}{b} = \frac{c}{d}$ によると表かれることができ。

$$\Phi(j\omega) = \left(\frac{A}{1 + \frac{\omega^2}{A^2}} + \frac{(1-A)D^2}{D^2 + \omega^2} \right) - i \left(\frac{A\omega}{1 + \frac{\omega^2}{A^2}} + \frac{(1-A)\omega D^2}{D^2 + \omega^2} \right) \quad \dots \dots \dots \quad (6)$$

このように $\Phi(j\omega)$ を近似表現することにより、図-2 に示した各タイプでの A, D の値のとく範囲は決定される。それを図-3 に示す。また上式(6)式の imaginary part の関数形の特性より、3 つのタイプに大別される。それを図-4 に示す。風洞実験より求められた空力周波数応答関数の絶対値の形状、および imaginary part の形状より、対象断面がどのタイプに属するかを判断して係数を求める。求められた各種断面の係数 a, b, c, d を表-2 に示す。

4. 揚力およびピッケンゲモーメント発生機構の検討

3. に示す

求められた係数より、空力インディシャル応答関数を各種断面について求めることができる。それを揚力につけては図-5、ピッケンゲモーメントにつけては図-6 に示す。揚力に関しては、顕著なほく離流れをともなうと考えられるモデル B (逆梯形断面)、モデル H (1:10 H 形断面) につけては図-6 に示す。揚力に関しては、顕著なほく離流れをともなうと考えられるモデル B (逆梯形断面)、モデル H (1:10 H 形断面) につけては、モデル B は $\alpha = 0.5$ 付近で準定値を大きく越え、そのままで長く準定値より大きい値を保つこと、また過渡特性の強い断面といえる。モデル H では、他の断面と異なり、まず大きく負のピッケンゲモーメントが発生し、それが大きくなるにつれて正となり、さらに 1.0 に近づくといった非常に過渡特性の強い断面といえよう。

5. まとめ 鋸歎運動風速による揚力、発生機構に対する、断面回りの流体パターンの変化はさほど大きく影響を及ぼさないと考えられるが、ピッケンゲモーメントに関するのはく離バブルの影響が大きいものと考えられる。
参考文献 (1) Y.C.Fung, "The Theory of Aerelasticity" J. Wiley, 1955

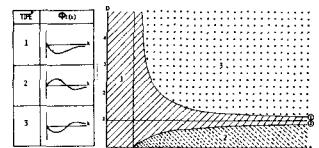


図-4

$$\Phi(j\omega) = \left[\frac{A}{1 + \frac{\omega^2}{A^2}} + \frac{(1-A)D^2}{D^2 + \omega^2} \right]$$

$$A = \frac{a}{b}, D = \frac{c}{d}$$

$$\Psi(0) = 1 - \frac{a}{b} - \frac{c}{d}$$

	TYPE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	L	5	1.000	0.778	-0.891	0.778	-0.778	-0.778	-0.778	-0.778	-0.778
2	H	2	0.375	0.134	-0.164	0.134	-0.134	-0.134	-0.134	-0.134	-0.134
3	L	2	0.375	0.134	-0.164	0.134	-0.134	-0.134	-0.134	-0.134	-0.134
4	H	1	0.2	0.08	-0.12	0.08	-0.08	-0.08	-0.08	-0.08	-0.08
5	L	2	0.125	0.047	-0.061	0.047	-0.047	-0.047	-0.047	-0.047	-0.047
6	H	2	0.125	0.047	-0.061	0.047	-0.047	-0.047	-0.047	-0.047	-0.047
7	L	3	0.0625	0.024	-0.031	0.024	-0.024	-0.024	-0.024	-0.024	-0.024
8	H	2	0.0625	0.024	-0.031	0.024	-0.024	-0.024	-0.024	-0.024	-0.024
9	L	3	0.03125	0.012	-0.016	0.012	-0.012	-0.012	-0.012	-0.012	-0.012
10	H	2	0.03125	0.012	-0.016	0.012	-0.012	-0.012	-0.012	-0.012	-0.012

$$|\Phi(j\omega)| = \sqrt{\frac{A}{1 + \frac{\omega^2}{A^2}} + \frac{(1-A)D^2}{D^2 + \omega^2}}$$

$$H(\omega) = -\omega^2 \frac{d}{d\omega} |\Phi(j\omega)|$$

$$Y(\omega) = -\omega \frac{d}{d\omega} \text{Im}[\Phi(j\omega)]$$

表-2

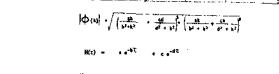


図-5

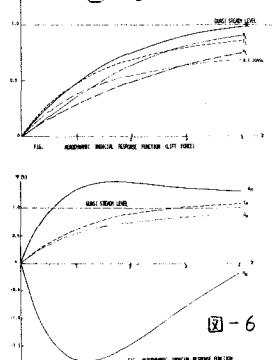


図-6