

矩形断面柱のねじりフラッタについて*

ON THE TORSIONAL INSTABILITY OF PRISMATIC BARS WITH RECTANGULAR CROSS SECTIONS

中村泰治**・溝田武人***
By Yasuharu Nakamura and Taketo Mizota

1. まえがき

旧タコマ橋がねじりフラッタを生じて破壊したことは周知のとおりである。風洞実験によれば、ねじりフラッタはほとんどすべての構造物に共通して発生し、かつ、多くの場合、ただちに大振幅に成長するものですべる危険である。それにもかかわらず、ねじりフラッタについては発生機構も含めて多くのことが現在なお不明である。この点、ギャロッピング（曲げフラッタ）と対照的である。ギャロッピングについては、少なくとも高風速に関する限りその発生機構は明らかであり、準定常理論を用いてかなりの精度でフラッタの発生を予知することができる¹⁾。翼の失速フラッタ（ねじりフラッタ）に関する研究は、ヘリコプタのロータ・ブレードに関連して最近活発であるが²⁾、構造物のねじりフラッタに関する研究は意外に少ない^{3)~8)}。これらの研究の多くは準定常近似に基づいている。Steinman⁴⁾は本論文と同様に流れの遅れの効果と準定常効果の両方を導入して問題を取り扱っているが、彼の論文にはいろいろな仮定が無差別に取り入れられ、従来批判が多い。Scanlan ら⁷⁾は、翼理論との類推により、鈍い物体の迎角変化に対する Wagner 関数を求めているが、なお、有効迎角の算定に問題が残ると考えられる。

本論文の目的は、二次元矩形断面柱を例にとり、構造物のねじりフラッタの発生機構を明らかにすることである。このため、断面比の異なる4種類のばね支持式1自由度ねじり振動用模型につき風洞実験を行ない、ねじりフラッタにおよぼすねじり軸位置[†]の影響を調べた。そこでは、定常モーメント勾配の符号でねじりフラッタを

予知しようとする、いわゆる C_{Ma} による判別法が上記矩形断面柱について検討される。ついで、振動する鈍い物体に作用する非定常空力ねじりモーメントが考察される。最後に、前縁にねじり軸がある場合のフラッタの発生機構に関する推論と実験結果が示される。

2. C_{M_α} による安定判別

ねじりフラッタに関しては、従来より $C_{M\alpha}$ による安定判別がある⁹⁾。すなわち、ねじり軸まわりの定常モーメント勾配を $C_{M\alpha}$ (頭上上げを正) とすると、 $C_{M\alpha} > 0$ ならば減衰、 $C_{M\alpha} < 0$ ならば発散といわれるものである。しかし、その根拠について明確な説明を与えた研究は筆者らの知る限り見当たらない。Farquharson は³⁾、図-1 のように、断面中央点 P で角速度 $\dot{\theta}$ のねじり振動を行なう物体を示し、前縁における流れの相対迎角 α

および P 点に関する定常モーメント勾配 $C_{M\alpha}$ を用いて、角速度 $\dot{\theta}$ による空力ねじりモーメント $M(\dot{\theta})$ を、

$$M(\dot{\theta}) = \frac{1}{2} \rho V^2 (2b)^2 C_{M\alpha} \alpha \\ = \frac{1}{2} \rho V^2 (2b)^2 C_{M\alpha} \left(-\frac{b \dot{\theta}}{V} \right) \quad \dots \dots (2)$$

で与えた。この場合、 $C_{M\alpha}$ の正負に応じて、モーメントが正あるいは負減衰となる。

Farquharson のこの説明は、前縁すなわち、はく離卓

* 本研究の一部は構造物の耐風性に関する第2回シンポジウムにおいて発表

** 正会員 工博 九州大学教授 応用力学研究所

*** 正会員 工修 九州大学助手 応用力学研究所

† 空力弹性学では二次元物体の並進と回転を曲げとねじりという用語で表現することが多い。ここでもある軸まわりの剛体的回転運動をねじり軸まわりのねじり運動とよぶことにする。同様に回転フラッタもねじりフラッタとよぶ。

における有効迎角によりモーメントが決定されることを意味し、いわば素朴な準定常流の説明であり、にわかに承服し難いものであるが、一方、 $C_{M\alpha}$ による判別そのものは実験的に妥当することが多いといふことも、これまで漠然と認められているようである。本論文ではこの $C_{M\alpha}$ による安定判別の当否をまず検討することにした。すなわち、ねじり軸位置をかえると、次節で示すように $C_{M\alpha}$ の値が変化するので、一方においてねじりフラッタの実験を行ない、 $C_{M\alpha}$ の符号とねじりフラッタ発生の相互関係を調べる。実験結果を述べる前に、簡単な考察により得られる判別の適用限界を指摘しておきたい。それは次の二点である。

(1) 高風速(無次元風速を指す)に限ること。すなわち、実用上は発振風速を推定することが重要であるが、現段階ではそれはむずかしい。発振風速は多くの場合、うずとの共振風速付近にあり¹⁰⁾、一般に、このような低風速では、うずを含めて種々の二次的非定常効果が大きく、定常モーメント勾配による判別は必ずしも適用できないと考えられるからである。事実、低風速で発振し、高風速で減衰する例またはその逆もある¹¹⁾。

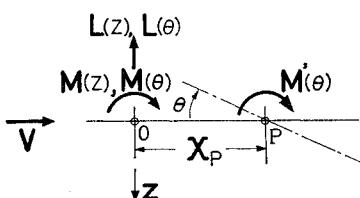


図-2 ねじり軸位置と非定常揚力およびねじりモーメント

(2) ねじり軸が物体近傍にある場合に限ること。図-2において、O点で並進運動 z とねじり運動 θ を行なう物体に作用する非定常揚力およびねじりモーメントをそれぞれ $L(z)$, $L(\theta)$ ならびに $M(z)$, $M(\theta)$ とする。これらを用いて、ねじり軸が $X=X_p$ だけ離れたP点で純ねじり運動をする場合にP点に作用するねじりモーメント $M'(\theta)$ を求める。線形性の仮定のもとに、空気力をたとえれば、

$$L(z) = L_z z + L_{z\dot{z}} \quad (3)$$

とかき、以下、 $L(\theta)$ なども同様に表わす。O点における変位は $z=-X_p \theta$, $\theta=\theta$ で与えられるので、運動の安定性に關係する M'_θ は、

$$M'_\theta = M_\theta + (L_\theta - M_z) X_p - L_z X_p^2 \quad (4)$$

とかける。以下に $-M_\theta$ を空力ダンピングと称する。特に、ねじり軸が物体の前後いずれでも遠く離れた場合を考えると、式(4)で右辺第3項が卓越する。すなわち、振動は並進運動に近くなり、その安定性はギャロップングの判別(L_z あるいは無次元化して $C_{L\alpha}+C_D$ の符号)で定まり、 $C_{M\alpha}$ の符号と無関係となる。よって、 $C_{M\alpha}$ によるねじりフラッタの安定判別は物体近傍に軸がある場合に限り成り立つべきものである。

3. ねじりフラッタにおよぼすねじり軸位置の影響

断面比 $1:1$, $1:2$, $1:4$ および $1:5$ の4種よりなるばね支持式の1自由度ねじり振動用矩形断面模型を、風洞気流内で断面短辺を気流に垂直に置く(平均迎角 0°)。ねじり軸位置を断面对称軸に沿って $x_p=X_p/b=-2\sim2.5$ (前縁および後縁はそれぞれ $x_p=-1$ および 1)までかえ、ねじりモーメントの無次元空力ダンピング k_a (aerodynamic damping)を自由振動法により測定する。別に6分力風洞天秤で求めた定常モーメント勾配 $C_{M\alpha}$ と振動実験で求めた k_a とを比較し、 $C_{M\alpha}$ によるねじりフラッタ判別の検討を行なう。 k_a の値は、単位幅当りの空力ねじりモーメントを $M(\theta)$ として次式で算出する。

$$M(\theta) = M_\theta \theta + M_{\dot{\theta}} \dot{\theta} \quad (5)$$

$$k_a = -\frac{M_\theta}{\rho f b^4} = \frac{2 I}{\rho b^3} \delta_a \quad (6)$$

$$\delta_a = \delta - \delta_0 \quad (7)$$

ただし、

ρ : 空気密度

b : 半弦長 ($=1/2 d$)

f : 振動数

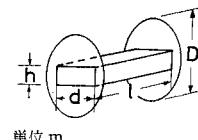
I : 単位幅当りの模型の慣性モーメント

δ : 気流中の系の対数減衰率

δ_0 : 静止空気中の系の対数減衰率

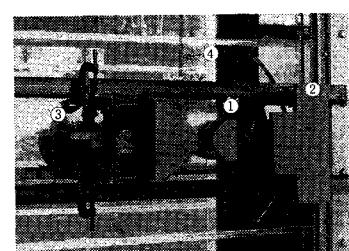
表-1 模型諸元

模型	1:1	1:2	1:4	1:5
h	0.15	0.075	0.0375	0.03
d	0.15	0.15	0.15	0.15
d/h	1	2	4	5
l	0.6	0.6	0.6	0.6
D	1.0	0.5	0.25	0.25



単位 m

振動実験に使用した風洞は高さ×幅=3 m×0.7 mの二次元風洞である。模型は合板製で、表-1に示すように、弦長と幅が同一で断面比に応じて高さをかえてある。なお、流れの二次元性を確保するため、模型の両端に円形の端板を取り付けた。端板の直径と模型の高さとの比はできるだけ大きいほうが望ましいが、それだけ重量が増す



①十字板ばね ③軸移動用スライド部
②電磁ダンパー ④補助コイルばね
写真-1 風洞測定部と模型支持装置

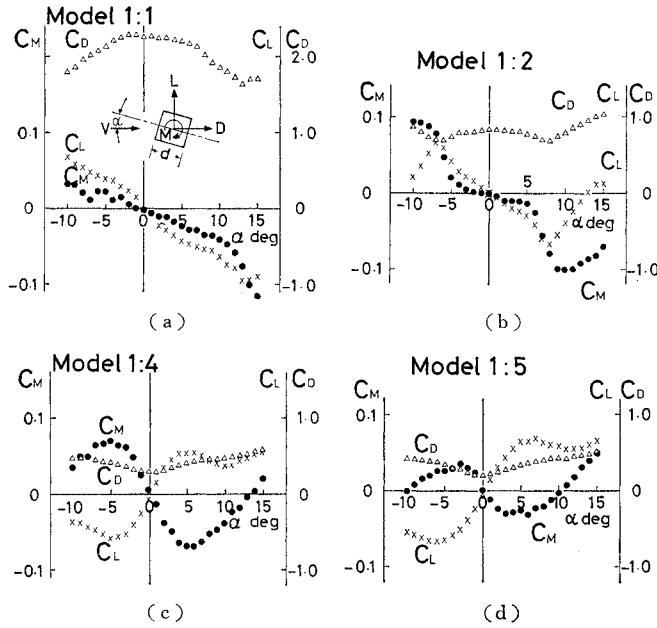


図-3 二次元矩形断面柱の静的3分力特性

ので振動模型としては工合が悪い。ここでは、静的3分力特性の測定において許し得た最低の値をとった($D/h=6.7$)。模型は測定部中央で水平に置かれ、1自由度ねじり振動が許されるように両側壁外で十字ばねと補助コイルばねで支持された(写真-1)。ばね系剛性の直線性は $\pm 25^\circ$ の範囲で良好であった。ねじり角は十字板ばねにストレンジゲージをはり検出された。模型の固有振動数は約 $f_0=0.3\sim 1.5\text{ Hz}$ 、風速は約 $V=1\sim 10\text{ m/s}$ (レイノルズ数 $R=0.1\sim 1\times 10^5$)であった。なお、振動発散の烈しい場合には、電磁ダンパーを使用して発散率を制御した。その場合、式(7)における静止空気中の対数減衰率 δ_0 が電磁ダンパーによる分だけ増すことはいうまでもない。

模型の静的3分力特性は、別な実験により、大型風洞(高さ×幅=2m×4m)において6分力天秤を使用して求められた¹²⁾。図-3(a)~(d)にその結果を示す。矩形断面柱の空力特性は断面比 d/h により異なる。1:1および1:2断面柱は、迎角 0° において、前縁ではなく離したせん断層(shear layer)の広がりが大きく上下面に再付着しない例である。これに対し、1:4および1:5断面柱は、せん断層が上下面に再付着し、はく離バブル(separation bubble)の生じた典型である。以下に前者を完全はく離型、後者を再付着型と略称するが、いずれの場合も $\alpha=0^\circ$ 付近で復元モーメントを発生する。図に示した $x_p=0$ におけるモーメント勾配を $C_{M\alpha_0}$ とすれば、任意の軸位置 x_p におけるモーメント勾配 $C_{M\alpha}$

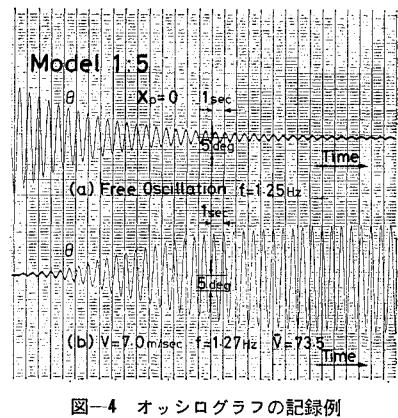


図-4 オシログラフの記録例

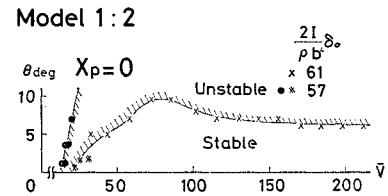


図-5 リミット・サイクルの振幅

$$C_{M\alpha} = C_{M\alpha_0} + (C_{L\alpha} + C_D) \frac{x_p}{2} \quad \dots \dots \dots \quad (8)$$

により求められる。すなわち、 $C_{M\alpha}$ は軸位置 x_p に比例して変化する。

図-4にオシログラフの記録例、図-5にリミット・サイクルの振幅の無次元風速 $\bar{V}(=V/fb)$ に対する変化を示す。はく離流フラッタの特徴として、安定なりミット・サイクル(●印)のほかに不安定なリミット・サイクル(×印)が存在する場合がある。すなわち、振動が $\theta < \theta_0$ で発散、 $\theta > \theta_0$ で減衰であれば、 θ_0 は安定なりミット・サイクルの振幅であり、逆に、 $\theta < \theta_0$ で減衰、 $\theta > \theta_0$ で発散であれば、 θ_0 は不安定なりミット・サイクルの振幅を与える。安定なりミット・サイクルはしばしば大振幅となり、ばねの直線限界($\pm 25^\circ$)を越えるので、このような場合は手によって振動を制止した。

図-6(a)~(d)は空力ねじりモーメントの無次元ダンピング k_a のねじり軸位置 x_p に対する変化である。式(8)で求めた定常モーメント勾配 $C_{M\alpha}$ の変化も同時に記す。 k_a は無次元風速 $\bar{V}=50$ および100における値である。これらの無次元風速の値が2.で述べた意味で十分大きいかどうかが問題であるが、物体近傍($-1 \leq x_p \leq 1$)に関する限り、 k_a の符号は同一であり、この条件は満足されていると考えられる。一方、模型の振動が安定あるいは不安定なりミット・サイクルをもつということは、式(5)~(7)で求められる k_a の値が一般に振幅により異なることを意味するものであるが、図

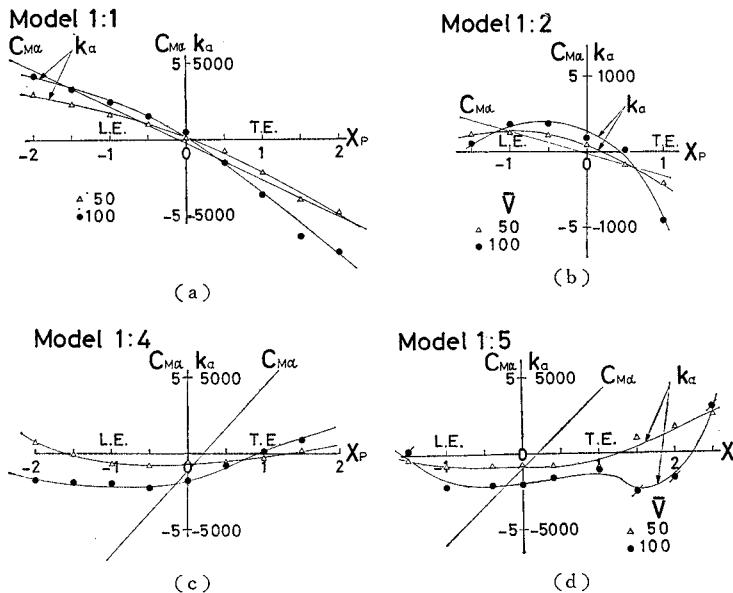


図-6 非定常空力ねじりモーメントの無次元ダンピングと定常モーメント勾配のねじり軸位置に対する変化

図-6 に示したものは振幅 $\pm 2^\circ$ における値である。微小線型振動を論ずるためには、この基準振幅はできるだけ小さいほうが望ましい。しかし、測定精度上それには限界がある。振幅 2° を選んだ理由は、 $\bar{V}=50\sim 100$ において、多くの場合、 2° 以下に安定および不安定リミット・サイクルがなかったことによる。ただし、1:5 断面柱ではなお、振幅の影響の著しい場合があった（図中斜線付きで表示）。これらの測定点では、 2° 以下の振幅における k_α の値が図-6 (d) に記したものと大きく異なることがあり得るわけである。逆に、これらの特別な点以外では振幅の影響は比較的小さく、 k_α の値は 2° 以下ではほぼ同じとみることができる。幸いに、以下に着目する物体近傍にねじり軸がある場合は ($-1 \leq x_p \leq 1$) いずれも振幅の著しい影響は認められなかった。

さて、図-6において、 k_α のねじり軸位置に対する変化は、 $\bar{V}=50$ でも 100 でも傾向的に一致する。また、完全はく離型では上方に凸、再付着型では下方に凸であるようにみえるが、このことは、既述のねじり軸位置が物体を遠く離れると並進運動に一致するということに対応する（完全はく離型では負の揚力傾斜の存在のため、並進運動は不安定、逆に、再付着型では正の揚力傾斜のため、並進運動は安定である）。

ここで、物体近傍にねじり軸がある場合に限り、 $C_{M\alpha}$ の符号と振動の安定性との関係を調べると、完全はく離型では両者は傾向的に一致するが、再付着型では必ずしも一致しないことがわかる。このような結果から考えて、 $C_{M\alpha}$ によるねじりフラッタの判別はあまり広い適

用性を持たないといえる。

4. 振動物体に作用する非定常空力ねじりモーメント

前節で示したように、 $C_{M\alpha}$ によるねじりフラッタの安定判別に、あまり広い適用性は望み得ない。それにしても、 $C_{M\alpha}$ 判別はいかなる根拠があるであろうか。このことを検討するために、ねじり振動を行なう物体に作用する非定常空力ねじりモーメントについて若干の考察を試みることにする。

鈍い物体がある軸のまわりにねじり振動 $\theta(t)$ をしている場合を考えよう。まず、準定常流を仮定すると、物体に作用する空力ねじりモーメント $\bar{M}(\theta)$ は、物体の現在の姿勢 θ ならびにその速度 $\dot{\theta}$ 、加速度 $\ddot{\theta}, \dots$ によって定まることがある。

ここで、ゆっくりした単振動 $\theta = \theta_0 e^{i\omega t}$ を対象にして $\ddot{\theta}$ 以下の影響を無視すると、

$$\bar{M}(\theta) = \bar{M}_0 \theta + \bar{M}_1 \dot{\theta} \quad \dots \quad (9)$$

とかける。 \bar{M}_0 は姿勢 θ で静止する物体に働く定常モーメント勾配に等しい。また、 $-\bar{M}_1$ を準定常流的空力ダンピングと呼ぶことにする。

特に、中央弦長点でねじり振動をする薄翼を考えると、 \bar{M}_1 は、キャンバーが $z = -x^2 \dot{\theta}/2V$ で与えられるような定常翼に作用するモーメントに等しい。このような効果は動的キャンバー (dynamic camber) 効果と呼ばれている。Steinman⁴⁾ は、運動の相対性の考察より、動的キャンバーの概念がはく離流の場合もポテンシャル流と同様に成りたち、準定常流的空力ダンピングをいわゆる曲線模型 (curved model) の定常モーメントより推定することを提案した。たとえば、図-1 における振動物体の非定常モーメントを図-7 のような静止模型の定常モーメントで置き換えることになる。はく離流の場合流れの相似が一般に成りたつとは思われず、Steinman のように両者の定量的一致を期待することは無理があるようと考えられる。しかし、

はく離したせん断層まで含めて十分に細長い場合に（たとえば、細長い矩形断面柱）、二つの流れの定性的相似性を仮定することは許されよう。

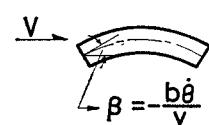


図-7 動的キャンバー効果

ところで、流れの中で振動する物体の空力ダンピングを求める場合、式(9)で考えた準定常効果以外にもう1つの効果を考慮する必要がある。それは流れの非定常性である（流れの遅れといってもよい）。すなわち、物体の姿勢 θ あるいは速度 $\dot{\theta}$ が変化したとき流れは瞬間に応答せず、物体周辺に生じたはく離流の変化が主流により後方に伝えられるまで定常状態に達し得ない。これが、ここでいう流れの遅れにほかならない。したがって、流れの遅れを考慮すると、物体に働く非定常空力ねじりモーメント $M(\theta)$ は、式(9)の準定常流的応答に、それぞれの運動、 θ と $\dot{\theta}$ 、に対するある周波数応答が加わることになる。これらの周波数応答関数をそれぞれ $C_{\theta}e^{i\omega t}$ および $C_{\dot{\theta}}e^{i\omega t}$ と書くと、 $M(\theta)$ は

$$M(\theta) = M_\theta \theta + M_{\dot{\theta}} \dot{\theta} \\ = C_\theta e^{i\varphi_\theta} \bar{M}_\theta \theta + C_{\dot{\theta}} e^{i\varphi_{\dot{\theta}}} \bar{M}_{\dot{\theta}} \dot{\theta} \quad \dots \dots \dots (10)$$

となる。式(10)より非定常空力ダンピングを求める
と、

$$-M_{\theta} = -C_{\theta} \cos \varphi_{\theta} \bar{M}_{\theta} - \frac{C_{\theta} \sin \varphi_{\theta}}{\omega} \bar{M}_{\theta} \dots (11)$$

ゆっくりした振動では、 $C_\theta = C_\phi = 1$, $|\varphi_\theta|, |\varphi_\phi| \ll 1$ としてよいから、式 (11) は

$$-M_{\dot{\theta}} = -\bar{M}_{\dot{\theta}} - \frac{\sin \varphi_\theta}{\omega} \bar{M}_\theta \quad \dots \dots \dots \quad (12)$$

と書ける。ここで、右辺第1項は準定常流の空力ダンピングであり、第2項は流れの遅れによる成分である。このように、非定常空力ダンピングは2つの異なる効果の和よりなっていることがわかる。今、式(12)で右辺第2項が支配的であれば、ねじりフラッタは流れの遅れによって発生するといってよい。その場合、特に $\varphi_0 < 0$ (遅れ、多くの場合成立するであろう) を仮定すると、定常モーメント勾配 \bar{M}_θ (無次元化すれば C_{Ma}) の負または正に対応して $-M_\theta$ の符号は負または正になる。すなわち、2. で述べた C_{Ma} による判別はこの場合妥当性をもつ。しかし、流れの遅れが支配的であっても、 $\varphi_0 < 0$ でなければ C_{Ma} 判別は妥当しない。また、式(12)の右辺においてもし第1項が支配的であれば、ねじりのフラッタは準定常効果によって発生したというべきであろう。

物体の形とねじり軸位置を与えて、式(12)の右辺第1項と第2項とを独立に評価することは現在可能でなく、将来の研究にまたなければならない。ギャロッピングはこの点においてねじりフラッタと対應的である。すなわち、並進運動において式(9)と同様に準定常揚力 $\bar{L}(z)$ を

と記すと、 $\bar{L}_z=0$ 、よって、並進運動の非定常揚力においては、式(12)の右辺第2項のような流れの遅れによ

る項が現われず、準定常理論がよい近似を与える。

5. 流れの遅れとねじりフラッタの発生

さて、 C_{Ma} の符号と振動の安定性との関係について、完全はく離型ではこの両者が傾向的に一致し、再付着型では必ずしも一致しないことが図-3 の実験結果より認められた。前節の議論を基礎にしてこのことを考察すると、完全はく離型の場合は流れの遅れの効果が大きく、逆に、再付着型の場合は準定常効果が無視し得ないであろうことが推定される。しかし、再付着型のような細長い矩形断面柱でも、なお、流れの遅れを無視するとねじりのフラッタが説明できない例として、前縁にねじり軸がある場合をあげることができる。図-8 によって、 $\theta = 0$ 、 $\dot{\theta} > 0$ の状態を考える。断面が細長いので、準定常近似においてキャンバー効果を考えることは、定性的議論に限り許されよう。よって、準定常近似では図-8 (b) が対応し、流れのパターンとして、上面のはく離バブルが拡大し、下面のはく離バブルが縮少することが推定される。再付着点以後で強い圧力上昇があることを考慮すると、図-8 (b) の場合、前縁まわりに反時計方向のモーメントが作用することになる。振動物体ではこれは正減衰モーメントの発生を意味する。しかし、図-6 (c), (d) の実験結果では、 $x_p = -1$ において $k_a < 0$ 、すなわち、振動は発散するので、このことは明らかに矛盾である。一方、流れの遅れを考えると、図-8 (c) に示すパターンが期待され、したがって振動物体では負減衰モーメントが対応し、実験結果と一致する。完全はく離型では、断面が十分細長いといい難いので、準定常近似においてキャンバー効果を考えることは若干疑問があるが、なお、同様な推論を行なうことができる。この場合、実験結果が正減衰であるのに対し、準定常近似では負減衰、流れの遅れによれば正減衰となり、やはり後者が実験結果と一致する。

以上の推論を確かめるために、前縁を軸としてねじり振動を行なう模型について、煙による流れの観察を行ない、図-8 (b), (c) のいずれのパターンが実現するか調べてみた。実験結果は、写真-2 (a), (b) に示すごとく、流れのパターンに関しては流れの遅れの効果が支配的であることを示しており、上記推論を支持するようみえる。ただし、写真-2 では、流れの変化を誇示す

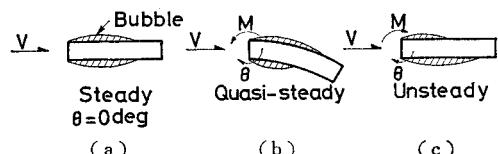
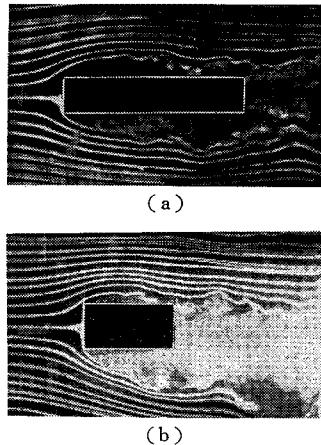


図-8 前縁を軸としてねじり振動する矩形断面柱



$\bar{V}=40, \theta=0^\circ$
時計まわり ($\dot{\theta}>0$)
(a) 1:5 断面柱, 振幅 $\pm 6^\circ$
(b) 1:2 断面柱, 振幅 $\pm 10^\circ$

写真-2 前縁を軸としてねじり振動する矩形断面柱の煙による流れの観察

影響を無視してその非定常空力ねじりモーメントを記すと,

$$\begin{aligned} M(\theta) = & -\pi \rho b^3 V \left(\frac{1}{2} - x_p \right) \dot{\theta} \\ & + 2 \pi \rho b^2 V \left(\frac{1}{2} + x_p \right) C(k) \\ & \cdot \left[V \theta + b \left(\frac{1}{2} - x_p \right) \dot{\theta} \right] \quad \dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

となる。ここに、右辺第1項、第2項はともに循環流の寄与であるが、第2項が流れの遅れに関係する。 $C(k)$ ($=F(k)+iG(k)$, $k=2\pi/\bar{V}$) は Theodorsen 関数である。

式 (14)において、 $C(k)=1(F(k)=1, G(k)=0)$ とおいたものが準定常近似である。すなわち、

$$\begin{aligned} \bar{M}(\theta) = & -\pi \rho b^3 V \left(\frac{1}{2} - x_p \right) \dot{\theta} \\ & + 2 \pi \rho b^2 V \left(\frac{1}{2} + x_p \right) \\ & \cdot \left[V \theta + b \left(\frac{1}{2} - x_p \right) \dot{\theta} \right] \quad \dots \dots \dots (15) \end{aligned}$$

一方、式 (12) 右辺第2項に相当して、空力ダンピングにおける流れの遅れの寄与を求めるとき、

$$-\frac{\sin \varphi_\theta}{\omega} \bar{M}_\theta = -\rho b^3 V \bar{V} \left(\frac{1}{2} + x_p \right) G(k) \quad \dots \dots \dots (16)$$

式 (14)～(16) における空力ダンピングを式 (6) により無次元化して示したものが 図-9 である。流れの遅れを無視した準定常理論が、前縁付近で生ずるねじりフラッタを説明し得ないことがわかるであろう。このような流れの遅れの効果に関しては、細長い矩形断面柱でも

るためには低風速、大振幅の例を示し、図-6 における実験条件と一致しないが、高風速、小振幅でも流れの遅れが認められるることは 写真-2 と同様であった。

ねじりの1自由度フラッタにおいて、流れの遅れが支配的な役割を演ずることは、翼の場合すでに教科書に記されている¹³⁾。今、ねじり軸位置 x_p においてゆっくりとしたねじり振動を行なう平板翼につき、加速度 $\ddot{\theta}$ の

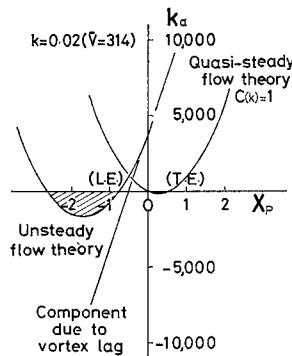


図-9 平板翼における非定常空力ねじりモーメントの無次元ダンピング

翼と同様な事情が生ずるものと思われる。

6. 結論

断面比 1:1, 1:2, 1:4 および 1:5 の4種類の矩形断面柱に関し、風洞実験を行ない、そのねじりフラッタを研究した。その結果、次のことが判明した。

(1) 定常モーメント勾配の符号によるねじりフラッタの判別は高無次元風速（ゆっくりした振動）ならびに物体近傍にねじり軸がある場合にのみ適用されるべきである。

(2) そのような適用限界を認めて、なお、上記判別は広い適用性を持ち得ない。実験結果によると、完全はく離型の 1:1, および 1:2 断面柱について上記判別はほぼ妥当するが、再付着型の 1:4, および 1:5 断面柱については必ずしも妥当しなかった。

(3) ゆっくりした振動においては、非定常ねじりモーメントの空力ダンピングは、一般に、流れの遅れによる成分と準定常流的成分とよりなる。

(4) ねじりフラッタにおいて、流れの遅れが支配的である場合に上記判別は妥当するが、準定常効果が無視し得ないときは必ずしも妥当しない。

(5) 再付着型の細長い矩形断面柱においても、なお、前縁近傍にねじり軸がある場合は、ねじり振動の安定性に対して流れの遅れによる効果が支配的である。

おわりに、本研究の風洞実験を行なうについては、研究室諸氏の全面的協力を得たことを記し、ここに謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) Novak, M. : Galloping oscillations of prismatic structures, J. Engrg. Mech. Div., Proc. A.S.C.E., Vol. 98, No. EM 1, pp. 27-46, Feb., 1972
- 2) Ericsson, L.E. and J.P. Reding : Unsteady airfoil stall-Review and extension, AIAA Paper No. 70-

77, Jan., 1970

- 3) Farquharson, F.B. : Aerodynamic stability of suspension bridges with special reference to the Tacoma Narrows Bridge, Bull. Univ. Washington Engrg. Exp. Station, No. 116, Part 1, p. 33, 1949
- 4) Steinman, D.B. : Aerodynamic theory of bridge oscillations, Trans. A.S.C.E., Vol. 115, pp. 1180-1217, 1950
- 5) 宮田利雄・岡内 功：吊橋の風による自励振動に関する一考察, 土木学会論文集, 第 173 号, pp. 19-34, 1970
- 6) Wardlaw, R.L. : Wind-excited vibrations of slender beams with angle cross sections, Proc. Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures, Canada, Vol. 1, Univ. Toronto Press, pp. 739-772, 1967
- 7) Scanlan, R.H. : An examination of aerodynamic response theories and model testing relative to suspension bridges, Proc. 3rd Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures, Tokyo, Saikou, Co. Ltd., Tokyo, pp. 941-952, 1971
- 8) Modi, V.J. and J.E. Slater : Quasi-steady analysis of torsional aeroelastic oscillators, Paper presented at IUTAM Symp. Flow-induced Structural Vibrations, Karlsruhe, Aug., 1972
- 9) Task Committee on Wind Forces : Wind forces on structures, Trans. A.S.C.E., Vol. 126, Part II, p. 1174, 1961
- 10) Otsuki, Y., K. Washizu, H. Tomizawa, A. Ohya and K. Fujii : Experiments on the aeroelastic instability of prismatic bars with rectangular sections, Proc. 3rd Int. Conf. WEBS, pp. 891-898, 1971
- 11) 中村泰治・溝田武人：ある箱型構造物の空力弾性的特性について, 構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム論文集, 東京, pp. 151-158, 1972
- 12) 中村泰治・溝田武人・吉村 健：矩形およびH型断面材の静的3分力特性について, 土木学会西部支部研究発表会論文集, Feb., 1973
- 13) Bisplinghoff, R.L., H. Ashley and R.L. Halfman : Aeroelasticity, Addison-Wesley, Inc., Reading, Massachusetts, p. 528, 1955

(1973.2.5・受付)