

名古屋工業大学 正 岩本政巳 中央リサーチ 正 磯部正治
 東京大学 正 藤野陽三 名古屋工業大学 正 長谷部宣男
 埼玉大学 正 伊藤 學

1. まえがき 著者らはこれまで、橋桁部分模型の風洞実験より得られる気流中の自由振動波形から、拡張カルマンフィルタ(EK-WGI法)を用いて、非定常空気力係数の同定を行ってきた¹⁾。本手法を用いれば、フラッター解析に必要な係数を、わが国での一般的な手法である強制加振法に比べ簡単な実験で得ることができる。しかし、2つの問題点がある。第一に、本手法では鉛直たわみ、ねじれの卓越する2つのモードの振動が同時に発生している必要があるため、ひとつのモードしか発生しない高風速域(フラッター風速域)では同定精度が著しく低下する。第二に、2つのモード振動数が存在するため、非定常空気力係数を振動数の関数として表すのが困難である。前者に関しては、フラッター発振風速を上げることで対処できると考えられる。そこで本研究では、模型の質量および極慣性を増加させて風洞実験を行い、より高風速域で非定常空気力係数を求めることを試みた。また、後者についても考察を行った。

2. 風洞実験 本実験では、すでに強制加振法により係数が求められている偏平な箱型断面を持つ模型を用いた。付加質量によりその質量 m および極慣性 I を表1のように変化させた。気流は一様流とし、迎角 0° で実験を行った。表1にフラッター発振風速 U_{cr} を添える。質量、極慣性の増加により発振風速が上昇しているのがわかる。気流中でのたわみ・ねじれ2自由度の連成自由振動波形(図1)より、EK-WGI法を用いて非定常空気力係数を求めた。なお、各ケースで同程度の同定精度が得られることは数値シミュレーションにより確認してある。

表1 実験ケース

	ケース1	ケース2	ケース3	ケース4
m (kg/m)	3.35	4.19	4.82	4.19
I (kg·m ² /m)	0.0338	0.0423	0.0486	0.0612
U_{cr} (m/s)	15.5	17.6	18.9	19.5

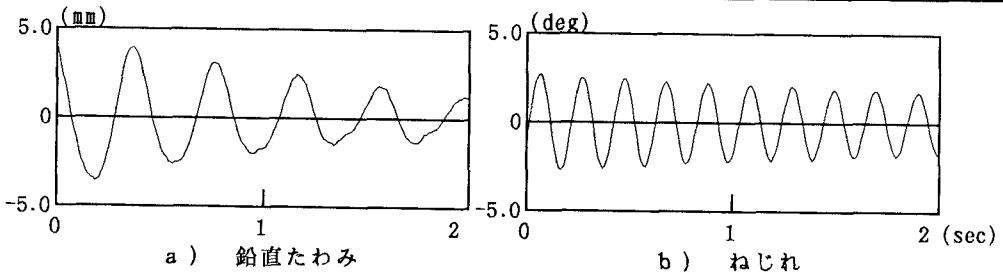


図1 自由振動波形例(ケース4、風洞風速:8m/s)

3. 非定常空気力係数 低中風速域での自由振動波形(図1)をみると、たわみ、ねじれの振動は別個のモードとして独立しているように見受けられる。これは、たわみ、ねじれ振動の連成が弱く、各々の卓越モードが支配的であるためと考えられる。よって、このときの運動方程式を次のように定義する。

$$\begin{aligned}
 m(\ddot{z} + 2\xi_z \omega_z \dot{z} + \omega_z^2 z) &= \pi \rho B^3 \left\{ \omega_z^2 \left(L_{ZR} \frac{z}{B} + L_{ZI} \frac{\dot{z}}{B \omega_z} \right) + \omega_\theta^2 \left(L_{\theta R} \theta + L_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega_\theta} \right) \right\} \\
 I(\ddot{\theta} + 2\xi_\theta \omega_\theta \dot{\theta} + \omega_\theta^2 \theta) &= \pi \rho B^4 \left\{ \omega_z^2 \left(M_{ZR} \frac{z}{B} + M_{ZI} \frac{\dot{z}}{B \omega_z} \right) + \omega_\theta^2 \left(M_{\theta R} \theta + M_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega_\theta} \right) \right\} \quad \dots(1)
 \end{aligned}$$

ここで、 z 、 θ はたわみ、ねじれ変位、 ω_z 、 ω_θ は固有円振動数、 ξ_z 、 ξ_θ は減衰定数、 ρ は空気密度、 B は桁幅を示す。 L_{ZR} 、 $M_{\theta R}$ などの8つの量が非定常空気力係数である。係数の添字 z 、 θ は関与する変位の種類を、 R 、 I はそれぞれ変位、速度に関係することを表す。厳密にいうと、式(1)は正確ではない。本来、 ω_z 、 ω_θ についてそれぞれ8つ計16個の係数が存在するからである。しかし、 ω_z を用いて得た係数から計

算したたわみ卓越モードと ω_θ で求めたねじれ卓越モードの応答波形の和が、式(1)から求めたものとはほぼ一致することは数値シミュレーションによって確認できた。また、前者の波形から同定を行い後者の係数と比較すると、フラッター特性に大きな影響を及ぼす¹⁾

$L_{\theta R}, M_{z1}, M_{\theta R}, M_{\theta 1}$ については大きな差異は生じないことがわかった（最大10%程度）。したがって、式(1)は妥当であると考えられる。

4. 同定結果および考察 同定には時間刻み0.001秒、継続時間1秒（たわみ：2～3波、ねじれ：5～6波）のデータを用いた。ケース1、4の同定結果を強制加振法の結果と併せて図2に示す。ただし、 $L_{\theta R}, M_{z1}, M_{\theta R}, M_{\theta 1}$ のみを図示した。横軸には無次元風速 U/fB （ U ：風速、 $f = \omega/2\pi$ ：振動数）をとっている。式(1)により、たわみに関する係数は ω_z から、ねじれに関する係数は ω_θ から求めた。よって、同じ風洞風速でもたわみに関する係数の方が無次元風速は高くなる。

図2をみると、質量、極慣性の増加によってより高風速域まで係数が得られていることがわかる。また、結果の傾向は一致しており、質量、極慣性さらにその比を変化させても同定精度に及ばず影響は小さいと考えられる。なお、すべてのケースを通じて低中風速域では10回程度のグローバルな繰り返しで推定値は収束している。

連成フラッターがねじれ主体であること²⁾、 $L_{\theta R}, M_{z1}, M_{\theta R}, M_{\theta 1}$ のうち3つが空力モーメントに関与することから、フラッター発振風速の上昇には極慣性増加の効果が大きいであろう。しかし、極慣性のみを増やしても依然

として高風速域ではたわみ卓越モードの空力減衰が非常に大きくなるため、同定に必要な2つのモードを発生させることが困難となる。質量を増すことでたわみ振動に対する空力減衰を相対的に小さくすることができ、高風速域での同定が容易になると考えられる。ただし、本実験では模型を支持するコイルバネの制約等により質量を大幅に増やすことができず、それを明確に示すデータは得られなかった。

5. まとめ 質量、極慣性を増した模型を用いた自由振動実験により、より高風速域での非定常空気力係数の同定が可能であると考えられる。また、たわみ・ねじれ連成自由振動を式(1)で表すことができ、本手法は妥当性を有すると考える。今後の課題として、質量増加の効果の確認、他断面への本手法の適用性、空気力の線形重ね合わせの問題の検討が挙げられる。

参考文献 1)吉田陽一ら：第46回土木学会年講、pp. 450-451、1991。 2)重高浩一ら：第46回土木学会年講、pp. 448-449、1991。

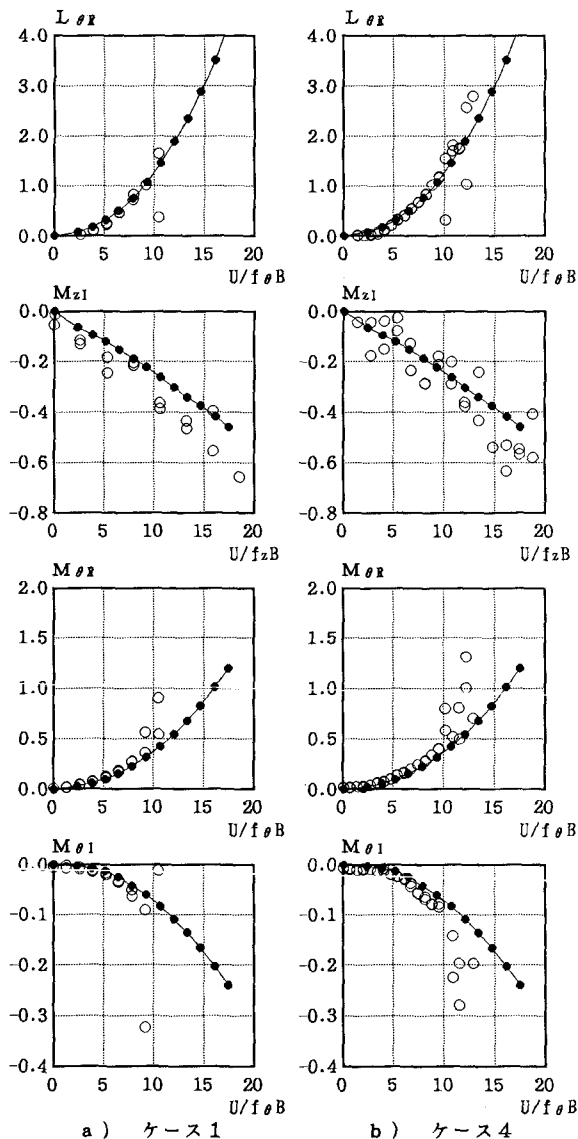


図2 非定常空気力の同定結果例
○：本手法
●：強制加振法