非定常気流中の構造断面に作用する空気力特性について

白石　成人・松本　　勝・北川　雅章

ON AEROFORCE PROPERTIES GENERATED BY UNSTEADY FLOW FOR SOME STRUCTURAL SECTIONS

By *Naruhito* SHIRAISHI, *Masaru* MATSUMOTO
and *Masaaki* KITAGAWA

Synopsis

In this study, three kinds of aero-statical or dynamical unsteadinesses are experimentally investigated and are compared with each others for some basic structural sections. These unsteadinesses are characterized by equivalent Wagner function, equivalent Küssner and the unsteady indicial function. Especially the last function is defined as the aerostatical indicial function when the square value of mean wind velocity, U^2 is given to be time step function.

Finally, the turning over accident of subway train on the Nakagawa Bridge crossing the Arakawa River by TASTUMAKI in Tokyo area in 1978 is fundamentally discussed by application of the unsteady properties of lift force obtained here.

1. ま え が き

従来より，構造物が強風の作用を受ける場合，風向・風速が一定であるとして定常的にその耐風性が議論されてきた。ところが自然風においてはその風向は変化しやすく，風速においてもピークガストのように少なからず変化している。また台風の強風記録には，比較的短時間において平均風速に比して小さくない風速変動も見られ，特に竜巻通過時においては，その移動風速が非常に速く，風速も非常に大きいため，極めて短時間で風向・風速が急変すると考えられる。これらの風速変動は，場合によって乱れというより主流速の変化として評価した方がより適切な場合もあり得るであろう。また，トンネル出入口付近あるいは山間部の高速道路における局所的な横風の作用においても，構造物や自動車・トラックにとっては，短時間に風向・風速が急変すると想像される。

一方，今日の我国の高度化され，社会的重要度の高い交通網あるいは構造物が出現している現実を考えた場合，それらの破壊・破損は極めて稀な事象ではあるものの，一旦発生した場合にはそれらによる経済的・社会的影響は決して小さいものと言うことができないと考えられる。従って，前述したような非定常気流により構造物に作用する空気力の非定常特性を把握することは，構造物の耐風性を考える場合の重要な一側面をなすであろう。

本研究では，このようなことをふまえていくつかの構造基本断面を対象として，それぞれの非定常空気力特性を議論するためにインディシャル的な姿勢変化に帰因する等価 Wagner 関数，Vertical sharp edge gust に帰因する等価 Küssner 関数，および主流風速がステップ的に急変することに起因する空力インディシャル関数を実験的に求め，それらが示す非定常空気力の時間過渡特性間の関連性について検討を加える。更に，実橋梁断面や電車車輛断面にも同様の手法を用いてその耐風性を調べ，特に電車車輛断面の結果を用いて，1978年2月28日に関東地方で発生した竜巻と考えられる強風により横転した地下鉄東西線の車輛横転事故原因について，非定常空気力特性の面から検討を加えた。

2. 非定常気流中における非定常過渡応答

一様流中で静止した構造物に作用する単位長さ当りの定常空気力の揚力 F・モーメント M 成分は，次式(1)(2)で定義される。

$$F=\rho bU^2C_F \quad \cdots\cdots(1)$$

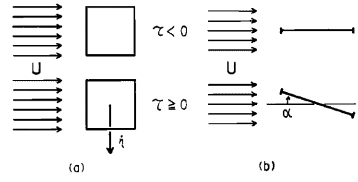
$$M=2\rho bU^2C_M \quad \cdots\cdots(2)$$

ただし，ρ；空気密度，b；断面半弦長，U；平均風速，C_F，C_M；揚力・モーメントに関する静的空気力係数

前述したように，気流や構造物が時間的に変化する場合，その空気力は時間関数を加味した形で考慮されるべきである。そこで，気流や構造物の変化状態に対して特に，等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数・空力インディシャル関数を取り上げ以下検討を加える。

2.1 等価 Wagner 関数

一様気流中にある構造断面が，無次元時間 $\tau=0$ において，一定のたわみ変位速度 $|\eta_0|$ でステップ的に動き出す（**Fig.1(a)**）あるいは，ねじれ変位 $|\varphi_0|$ へステップ的に変位する時（**Fig.1(b)**），構造物に作用する空気力は，時間関数として表わされる。この非定常特性を表わす関数が等価 Wagner 関数 $\Psi^W(\tau)$ であり，定常状態では 1.0 の関数値をとる。



Fg.i 1　Equi-Wagner Problem

一方，たわみ・ねじれ各1自由度系での定常振動状態（$\eta=\eta_0e^{i\omega\eta t}$，$\varphi=\varphi_0e^{i\omega\varphi t}$）における非定常揚力・モーメントは，次式(3)(4)で表わされる。

$$F(t)=\rho bU\frac{dC_F}{d\alpha}R_e[\Psi_F^W(k_\eta)]\dot{\eta}(t) \quad \cdots\cdots(3)$$

$$M(t)=2\rho b^2U\frac{dC_M}{d\alpha}\frac{1}{\omega_\varphi}Im[\Psi_M^W(k_\varphi)]\dot{\varphi}(t) \quad \cdots\cdots(4)$$

ただし，$dC_F/d\alpha$，$dC_M/d\alpha$；揚力・モーメント係数勾配，$\Psi_F^W(k_\eta)$，$\Psi_M^W(k_\varphi)$；揚力・モーメントに関する非定常空力周波数関数（等価 Theodorsen 関数とも言うべき関数），$\eta(t)$，$\varphi(t)$；たわみ・ねじれ変位，k_η，k_φ；たわみ・ねじれに関する換算振動数（$=b\omega/U$），ω_η，ω_φ；たわみ・ねじれに関する円振動数；Re〔 〕，Im〔 〕；複素関数の実部・虚部，(˙)；時間微分

また，R. H. Scanlan 等[1]が，たわみ・ねじれ2自由度系に対する運動方程式を非定常空気力係数 H_i^*，A_i^*（$i=1\sim4$）を用いて表現している。連成空気力項を無視し，ねじれ・たわみ各1自由度系を考えれば，非定常揚力・モーメントは，それぞれ式(5)(6)となる。

$$F(t)=\rho bUk_\eta H_1^*(k_\eta)\dot{\eta}(t) \quad \cdots\cdots(5)$$

$$M(t)=2\rho b^3Uk_\varphi A_2^*(k_\varphi)\dot{\varphi}(t) \quad \cdots\cdots(6)$$

ここで非定常空気力係数 H_1^*，A_2^* は，風洞内にバネ支持された振動模型を一様流中で自由振動させ，その振動波形の減衰比を読み取り，次式(7)(8)で求められる。

$$H_1^*(k_\eta)=\frac{m}{\pi\rho b^2}(\delta_{\eta_0}-\delta_\eta) \quad \cdots\cdots(7)$$

$$A_2^*(k_\varphi)=\frac{I}{\pi\rho b^4}(\delta_{\varphi_0}-\delta_\varphi) \quad \cdots\cdots(8)$$

ただし，m，I；単位スパン長当りの質量・質量慣性モーメント，δ_{η_0}，δ_{φ_0}；無風時におけるたわみ・ねじれの対数減衰率，δ_η，δ_φ；各風速でのたわみ・ねじれの対数減衰率

ここで，等価 Wagner 関数を4個および5個の未知係数を含む2種類の指数関数の線形結合として近似できるとすれば，揚力・モーメントに関する各々の関係は，次のようになる。

$$H_1^*(k_\eta)=-\frac{1}{k_\eta}\frac{dC_F}{d\alpha}Re[\psi_F^W(k_\eta)]=-\frac{dC_F}{d\alpha}\kappa_\eta\left(1+\frac{C_1}{1+C_2^2\kappa_\eta^2}+\frac{C_3}{1+C_4^2\kappa_\eta^2}\right) \quad \cdots\cdots(9)$$

$$\psi_F^W(\tau)=L^{-1}\left[\frac{\psi_F^W(k_\eta)}{ik_\eta}\right]=1+C_1e^{c_2\tau}+C_3e^{c_4\tau} \quad \cdots\cdots(10)$$

$$h_F^W(\tau)=\frac{d\psi_F^W(\tau)}{d\tau}+\psi_F^W(0)=(1+C_1+C_3)+C_1C_2e^{c_2\tau}+C_3C_4e^{c_4\tau} \quad \cdots\cdots(11)$$

$$A_2^*(k_\varphi)=\frac{2}{k_\varphi^2}\frac{dC_M}{d\alpha}Im[\psi_M^W(k_\varphi)]=\frac{dC_M}{d\alpha}\kappa_\varphi^3\left(\frac{C_5'}{\kappa_\varphi^2}-\frac{C_1'C_2'}{1+C_2'^2\kappa_\varphi^2}-\frac{C_3'C_4'}{1+C_4'^2\kappa_\varphi^2}\right) \quad \cdots\cdots(12)$$

$$\psi_M^W(\tau)=L^{-1}\left[\frac{\psi_M^W(k_\varphi)}{ik_\varphi}\right]=1+C_1'e^{c_2'\tau}+C_3'e^{c_4'\tau} \quad \cdots\cdots(13)$$

$$h_M^W(\tau)-\frac{d\psi_M^W(\tau)}{d\tau}+\psi_M^W(0)=(1+C_1'+C_3')+C_1'C_2'e^{c_2'\tau}+C_3'C_4'e^{c_4'\tau} \quad \cdots\cdots(14)$$

ただし，κ_η, κ_φ；たわみ・ねじれに関する換算風速（$=1/k=Ub\omega$），$\psi_F^W(\tau)$, $\psi_M^W(\tau)$；等価 Wagner 関数，$h_F^W(\tau)$, $h_M^W(\tau)$；単位衝撃応答関数，τ；無次元時間（$=Ut/b$），$L^{-1}[\ ]$；ラプラス逆変換，C_1〜C_4, C_1'〜C_5'；定数

上式(11)(14)で示した単位衝撃応答関数 $h_F^W(\tau)$, $h_M^W(\tau)$ を用いれば，たわみ変位速度 $\dot\eta(\tau)$ およびねじれ変位 $\varphi(\tau)$ が任意形状である場合の揚力・モーメントは，Duhamel 積分を用いてそれぞれ次式(15)(16)のように表わされる。

$$F(\tau)=\rho bU\frac{dC_F}{d\alpha}\int_{-\infty}^{\tau}h_F^W(\tau-\tau^*)\dot\eta(\tau^*)\,d\tau^* \quad \cdots\cdots(15)$$

$$M(\tau)=2\rho b^2U\frac{dC_M}{d\alpha}\int_{-\infty}^{\tau}h_M^W(\tau-\tau^*)\varphi(\tau^*)\,d\tau^* \quad \cdots\cdots(16)$$

ここで，$F(\tau)$ と $\dot\eta(\tau^*)$, $M(\tau)$ と $\varphi(\tau^*)$ は，線形関係である。

2.2 等価 Küssner 関数

一様気流中の構造断面前縁に，$\tau=0$ において vertical sharp edge gust が倒達し，$\tau\geqq2$ で断面全体に vertical sharp edge gust が行き渡る時（**Fig.2**），構造断面に作用する空気力は，時間関数として表わされる。この非定常特性を示す関数が，等価 Küssner 関数であり，定常状態での関数値は1.0である。

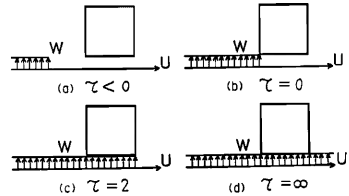


Fig. 2 Equi-Küssner Problem

一方，一様気流中に正弦波的な二次元周期鉛直変動気流（$W(t)=W_0e^{i\omega t}$）を含む変動気流が構造断面に作用する時の非定常揚力・モーメントは，次式(17)(18)で表わされる。

$$F(t)=\rho bU\frac{dC_F}{d\alpha}\psi_F^K(k_\eta)W(t) \quad \cdots\cdots(17)$$

$$M(t)=2\rho b^2U\frac{dC_M}{d\alpha}\psi_M^K(k_\varphi)W(t) \quad \cdots\cdots(18)$$

ただし，$\psi_F^K(k_\eta)$, $\psi_M^K(k_\varphi)$；揚力・モーメントに関する非定常空力周波数（等価 Sears 関数とも言うべき関数）

さて，等価 Küssner 関数を4個の未知数を含む2種類の指数関数の線形結合として次式(19)のように近似できると仮定すれば，単位衝撃応答関数 $h^K(\tau)$ および等価 Sears 関数 $\psi^K(k)$ とそのゲイン特性 $|\psi^K(k)|$・位相特性 $arg[\psi^K(k)]$ は，それぞれ式(20)(21)(22)(23)のように表わされる。

$$\psi^K(\tau)=L^{-1}\left[\frac{\phi^K(k)}{ik}\right]=1-\frac{a}{b}e^{-b\tau}-\frac{c}{d}e^{-d\tau},\ \frac{a}{b}+\frac{c}{d}=1 \quad \cdots\cdots(19)$$

$$h^K(\tau)-\frac{d\psi^K(\tau)}{d\tau}=ae^{-b\tau}+ce^{-d\tau} \quad \cdots\cdots(20)$$

$$\phi^K(k)=Re[\phi^K(k)]+iIm[\phi^K(k)]=\left\{\frac{ab}{b^2+k^2}+\frac{cd}{d^2+k^2}\right\}-i\left\{\frac{ak}{b^2+k^2}+\frac{ck}{d^2+k^2}\right\} \quad \cdots\cdots(21)$$

$$|\phi^K(k)|=\sqrt{\{Re[\phi^K(k)]\}^2+\{Im[\phi^K(k)]\}^2} \quad \cdots\cdots(22)$$

$$\arg[\phi^K(k)]=\tan^{-1}\left[\frac{Im[\phi^K(k)]}{Re[\phi^K(k)]}\right] \quad \cdots\cdots(23)$$

ここで，等価 Sears 関数 $\phi^K(k)$ のゲイン特性 $|\phi^K(k)|$ および位相特性 $arg[\phi^K(k)]$ は，風洞実験において二次元周期鉛直気流と断面模型に作用する変動空気力を測定し，その振幅比・位相差を読み取り求められる。

また，上式(20)で示される単位衝撃応答関数 $h^K(\tau)$ を用いれば，鉛直変動風速 $W(\tau)$ が任意形状である時の非定常揚力・モーメントは，Duhamel 積分を含む次式(24)(25)で表わされる。

$$F(\tau)=\rho bU\frac{dC_F}{d\alpha}\int_{-\infty}^{\tau}h_F^K(\tau-\tau^*)\,W(\tau^*)\,d\tau^* \quad \cdots\cdots(24)$$

$$M(\tau)=2\rho b^2U\frac{dC_M}{d\alpha}\int_{-\infty}^{\tau}h_M^K(\tau-\tau^*)\,W(\tau^*)\,d\tau^* \quad \cdots\cdots(25)$$

ここで，$F(\tau)$ と $W(\tau^*)$，$M(\tau)$ と $W(\tau^*)$ は，線形関数となっている。

2.3　主流風速がステップ的に急変する時の空力インディシャル関数

2.1，2.2で述べた等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数は，主流風速を一定と見なした時の空気力の非定常特性を示すものである。本節で述べる空力インディシャル関数とは，主流風速がステップ的に急変する気流中において構造断面に作用する空気力の非定常特性を表わす関数である。つまり，**Fig.3** に示すように，$\tau<0$ で無風状態であり，$\tau=0$ において主流風速 U ステップ的に急変し，$\tau\geqq0$ で主流風速 U が断面全体に行き渡る時に構造断面に作用する空気力の非定常特性を示す関数が，空力インディシャル関数である。

さて，等価 Wagner 関数や等価 Küssner 関数は，式(15)(16)，(24)(25)に示すように，揚力 F やモーメント M が，たわみ変位速度 $\dot{\eta}(\tau)$ やねじれ変位 $\varphi(\tau)$ および鉛直変動風速 $W(\tau)$ と1次形式（線形）に関係付けられているが，本節のような非定常気流の場合，式(1)(2)に示すように揚力 F とモーメント M は，主流風速 U と2次形式（非線形）に関係付けられている。したがって，主流風速 U が揚力 F およびモーメント M に与える非定常特性は，等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数で表わされる非定常特性とは当然異なり，また非常に複雑なものになることが予想される。そこで，主流風速の2乗 U^2 を1つの変化量と考えれば，一次形式（線形）と見なせる。本研究では，揚力 F・モーメント M と主流風速の2乗 U^2 を関係付ける時間過渡関数（空力インディシャル関数）について検討する。

さて，後に述べるように空力インディシャル関数は，等価 Wagner 関数や等価 Küssner 関数と絶対量

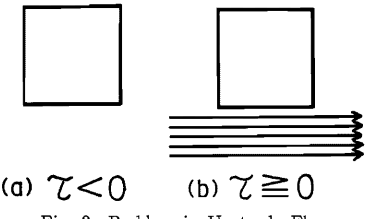


Fig. 3　Problem in Unsteady Flow

は異なるものの関数形状には類似性があることが実験的に知られたため等価 Küssner 関数と同様に 4 個の未知数 a, b, c, d を含む 2 種類の指数関数の線形結合として次式(26)のように空力インディシャル関数 $\Psi^I(\tau)$ を近似し，単位衝撃応答関数 $h^I(\tau)$ を式(27)とする。

$$\Psi^I(\tau)=1-\frac{a}{b}e^{-b\tau}-\frac{c}{d}e^{-d\tau},\ \frac{a}{b}+\frac{c}{d}=1 \quad \cdots\cdots(26)$$

$$h^I(\tau)=ae^{-b\tau}+ce^{-d\tau} \quad \cdots\cdots(27)$$

上式(27)の単位衝撃応答関数 $h^I(\tau)$ を用いれば，完全なステップ状に急変しない主流風速 U により構造物に作用する揚力 F・モーメント M は，次式(28)(29)で表わされる。

$$F(\tau)=\rho bC_F(\alpha)\int_{-\infty}^{\tau}h_F^I(\tau-\tau^*)\,U^2(\tau^*)\,d\tau^* \quad \cdots\cdots(28)$$

$$M(\tau)=2\rho b^2C_M(\alpha)\int_{-\infty}^{\tau}h_M^I(\tau-\tau^*)\,U^2(\tau^*)\,d\tau^* \quad \cdots\cdots(29)$$

この式を用いて，未知数 a, b, c, d をパラメトリックに変化させ，風洞実験結果をよく近似する a, b, c, d を求め空力インディシャル関数 $\Psi_F^I(\tau)$・$\Psi_M^I(\tau)$ を決定する。

3. 風 洞 実 験

3.1 風洞実験および実験結果

本研究における風洞実験は次の 4 種類　1)静的空気力係数 C_F, C_M 測定実験，2)非定常空気力係数 H_1^*, A_2^* 測定実験，3)等価 Sears 関数 $\phi^K(k)$ 測定実験，4)空力インディシャル関数 $\Psi^I(\tau)$ 測定実験，である。

対象とした構造基本断面は，**Fig.4** に示すように，正方形断面 (Model A)，1：10 H 型断面 (Model B)，平板 (Model C)，円断面 (Model D) の 4 種類である。Model A, Model C, Model D は断面直角方向の揚力を，Model B は断面中心回りのピッチングモーメントを測定した。気流の二次元性を保つため模型端部に端板を取りつけ，各実験における模型寸法を **Table 1** に示す。使用した風洞は 2 種類であり，上記項目 1) 2) 3) についてはエッフェル型風洞で，測定部は気流流下方向約 8 mにあり，高さ 1 m，幅 2.5 m で風速は 0～約20 m/s にわたり連続的に変化可能である。実験項目 4) で使用した風洞は，主流風速をできるだけステップ的に変化させることができるように **Fig.5** に示す特殊な風洞を用いた。測定部は気流流下方向約 3 mで高さ 20 cm，幅 20 cm の吸い込み式風洞である。下流部に 2 種類のシャッタ A, B を有し，シャッタ A のスリット間隔を調整することによ

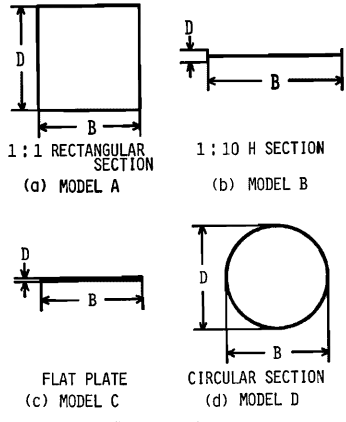


Fig. 4　Cross Section of Models

Table 1　Size of sections

		DEPTH D(mm)				WIDTH B(mm)				LENGTH l(mm)			
MODEL		A	B	C	D	A	B	C	D	A	B	C	D
ITEM	(1)	60	18	—	—	60	180	—	—	500	500	—	—
	(2)	150	20	—	—	150	200	—	—	930	930	—	—
	(3)	60	18	—	—	60	180	—	—	500	500	—	—
	(4)	30	8	2	30	30	80	30	30	175	175	175	175

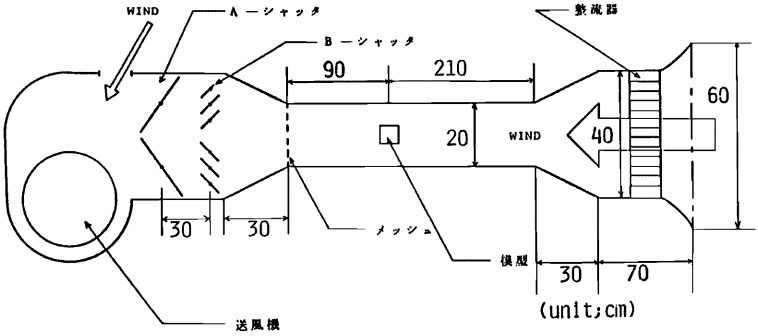


Fig. 5 Special Wind Tunnel

Table 2 Used Machines

INSTRUMENT	MAKER
ベッツ型マノメータ	理化精機工業(株)
ロードセル型 AC 天秤	日章電機(株) LMC-3501
動 歪 計	新興通信(株) 6008F型
DC 増幅器	三栄測器(株) 6L51型
ローパスフィルタ	NF 回路設計ブロック(株) F-3201型
熱線風速計	日本科学工業(株)
CTA ANEMOMETER	MODEL 1011
LINEARIZER	MODEL 1013
SUM & DIFFERENCE	MODEL 1017
DC VOLT METER	MODEL 1008
データレコーダ	TEAC R280
ペン書きレコーダ	渡辺測器製作所(株) WTR 281型
加 算 器	日本科学工業(株)
フォトコーダ	横河電機(株) 2932
マイクロ コンピュータ	TEAC PS-80

り定常風速の制御を行い，シャッタ B を全閉状態より急激に開放することで風洞内にステップ的な非定常気流を発生させることができる。

風速の測定は，平均風速を測定するためにベッツ型マノメータを，変動風速を測定するために熱線風速計を使用した。風洞実験において使用した機器を **Table 2** に示す。

以下実験項目別に述べる。

1)静的空気力係数 C_F, C_M 測定実験　　本実験は，Model A については揚力係数 C_F, Model B についてはモーメント係数 C_M およびそれぞれの係数勾配の測定を目的とする。風洞内に固定されたロードセル型 AC 天秤に模型を鉛直に片持ち支持し，DC 増幅器，ローパスフィルタを介し，データレコーダに記録し，マイクロコンピュータにより処理を行い求めた。

Fig.6(a)(b) に Model A の揚力係数 C_F, Model B のモーメント係数 C_M を示す。Model A は $-12°$～$12°$ で勾配が負で空力的に不安定であり，ギャロッピングが発生する。また，Model B は，ねじれフラッタ発生のよく知られた断面である。

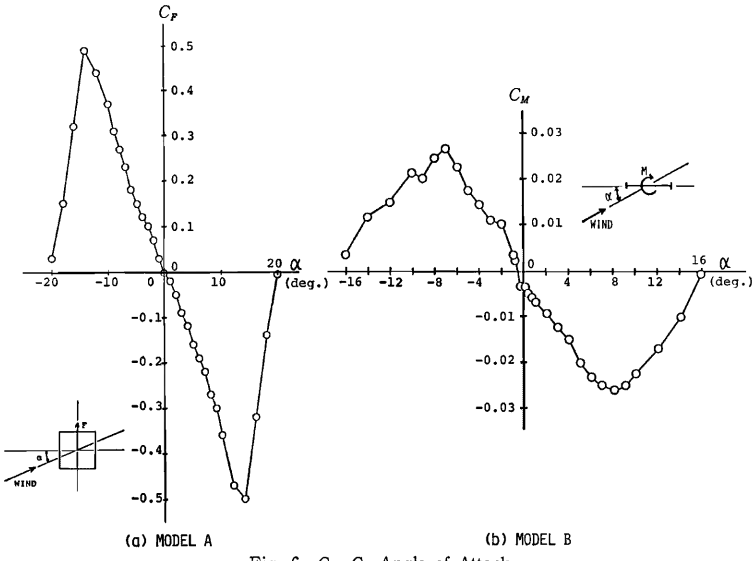


Fig. 6　C_F, C_M-Angle of Attack

2)非定常空気力係数 H_1^*, A_2^* 測定実験　　本実験は，Model A, B についての等価 Wagner 関数の評価を目的として行う。風洞の床・天井に設置されたターンテーブルに模型を鉛直に，上下4本，計8本のバネによりバネ支持し，一様気流中で自由振動させ，その波形をバネ先端に取り付けたコの字ゲージ，動歪計，DC 増幅器，ローパスフィルタを介してペン書きレコーダに記録した。Model A は，ねじれ振動が発現しにくいことを考慮したわみ・ねじれ2自由度系で行い，Model B は，ねじれ1自由度系に拘束し実験を行を行った。

式(7)(8)より，非定常空気力係数 H_1^*, A_2^* をプロットしたのが **Fig.7** であり，図中実線が式(9)(12)による近似曲線である。また，**Fig.8** に式(10)(13)による等価 Wagner 関数を実線で示す。**Fig.8(c)** に，平板についての Wagner 関数を R. T. Jones の近似式に従って実線で示す。

Fig.7 において，低風速域での実験値の乱れは，渦励振の影響と考えられる。また，**Fig.8** において，ギャロッピング振動の発生する Model A，ねじれフラッタの発生する Model B ともに，一旦準定常値とは逆方向に数倍の力・モーメントが作用し，その後準定常値に漸近してゆく非定常性の強い特性を示している。

3)等価 Sears 関数測定実験　　本研究は，Model A, B についての等価 Küssner 関数の評価を目的として行う。風洞内に固定したロードセル型 AC 天秤に模型を鉛直に片持ち支持し，油圧加振器（試作品）により二枚翼（NACA 0012，スパン長 93 cm，弦長 30 cm，翼間隔 30 cm）を加振し二次元周期変動気流を模型に作用させ，非定常揚力・モーメント，二次元変動風速を測定した。非定常揚力・モーメントは，ロードセル型 AC 天秤，動歪計，DC 増幅器，ローパスフィルタを介してマルチコーダに，また二次元変動風速は熱線風速計，DC 増幅器，ローパスフィルタを介してマルチコーダに同時に記録し，空気力・風速の2つの振幅比より等価 Sears 関数のゲイン特性を，位相差より等価 Sears 関数の位相特性を求めた。この結果を **Fig.9** に示す。図中実線は，式(22)(23)による近似曲線であり，式(19)で示される等価 Küssner 関数を **Fig.8** に一点鎖線で示す。**Fig.8(c)** に平板の R. T. Jones の近似式を一点鎖線で示す。

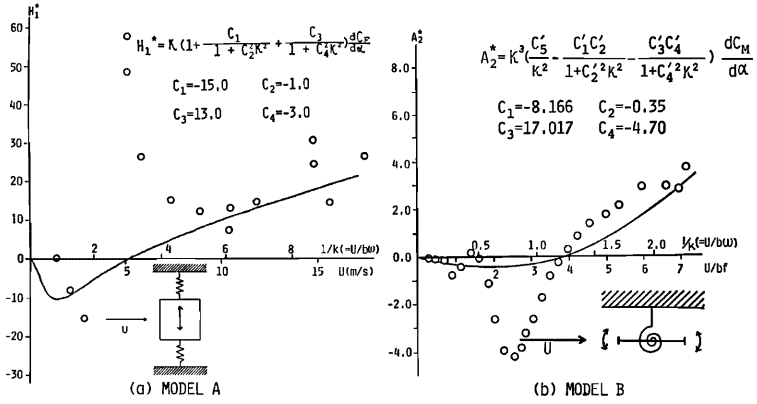


Fig. 7 H_1^*-U Curve and A_2^*-U Curve

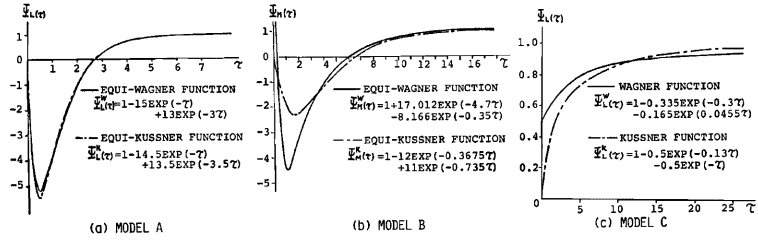


Fig. 8 Unsteady Functions

Fig.9 において，Model A, B ともにゲイン特性が1.0より大きくなる領域があり，鉛直変動風速に対して敏感で非定常性の強い断面と言える。これに対応し，等価 Küssner 関数も非定常性の強い特性を示し，等価 Wagner 関数と類似した形状を有している。特に，Model A においてはよく一致しているが，これは，非定常特性が断面前面およびその近傍の側面に作用する気流により決定されるものと考えられ，Bluff な断面のギャロッピング特性が断面前縁近傍の流れのパターンに関係深いことに対応しているものと考えられる。

4)空力インディシャル関数測定実験　　本研究は，主流風速がステップ的に急変する場合の空力インディシャル関数の評価を目的とし，Model A, B, C, D について行った。

Fig.5 に示した特殊風洞の外壁外側に固定した2台のロードセル型 AC 天秤により模型両端を支持し，模型を水平に設置した。非定常空気力は，2台のロードセル型 AC 天秤，動歪計，加算器，DC 増幅器を介しデータレコーダに記録し，同時に熱線風速計，DC 増幅器で測定した主流風速もデータレコーダに記録した。また，ローパスフィルタを介してフォトコーダにも記録しモニターとした。この記録の一部を **Fig.10** に示す。

これより，非定常空気力特性は，次のように分類できる。

(i)円柱タイプ：　風速が急変すると交番渦による空気力が発達してゆくタイプ。円柱や $C_F=0$, $C_M=0$ の迎角を持つ断面に見られ，平均空気力は0である。[(a), (d)]

(ii)平板タイプ：　風速が急変するとともに，空気力がしだいに準定常値へ漸近してゆくタイプ。[(c), (f)]

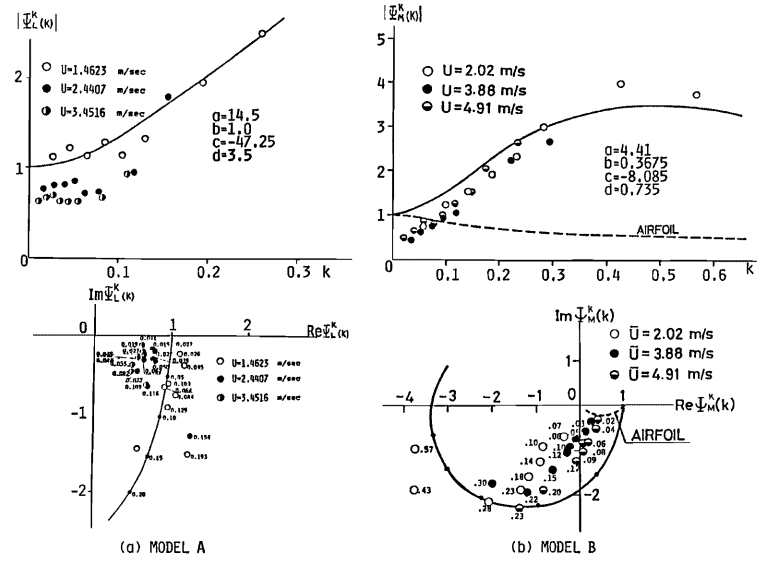


Fig. 9 Equi-Sears Function

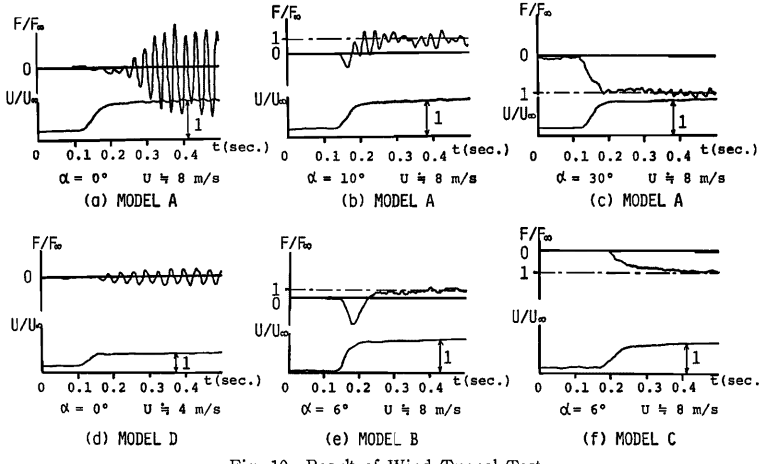


Fig. 10 Result of Wind Tunnel Test

(iii)ギャロッピング・フラッタタイプ：**Fig.8** に示した Model A, B の等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数と同様の非定常特性を示し，一旦準定常値とは逆方向に空気力が働き，その後準定常値へ漸近してゆくタイプ。これは，ギャロッピングやねじれフラッタの発生する断面・迎角で見られる強い非定常特性である。

なお，本実験は **Fig.5** に示すような吸い込み式風洞の下流側シャッタの急開放により非定常気流を発生させたため，空気力には圧力変化による影響もあると考えられるが，その影響を考慮せず主流風速変化の非定常性だけにより空気力の非定常性が発生するとした。また，空力インディシャル関数の評価は，式(28)(29)が上記仮定のもとで成立するとして次節のように行った。

3.2 空力インディシャル関数の評価

前節で述べたようにギャロッピング・フラッタタイプの非定常特性は，等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数の非定常特性とよく類似している。このことより，空力インディシャル関数は式(26)で近似できると考えられ，Model A, B, C についてその評価を行う。

式(28)(29)において，入力を主流風速 U，出力を非定常揚力 F・モーメント M として未知係数 a, b, c, d をパラメトリックに変化させ，風洞実験結果とよく一致する a, b, c, d を求め，空力インディシャル関数 $\Psi^1(\tau)$ を決定した。決定した a, b, c, d による計算値・実験値を **Fig.11** に示し，空力インディシャル関数を **Fig.12** に実線で示す。**Fig.12** 中に比較のため一点鎖線で等価 Küssner 関数を併記した。

Model A, B における空力インディシャル関数は，等価 Küssner 関数に比べて負のピーク値が大きくなり，ピークやτ軸との 0-cross や準定常値などに達するまでの時間も長くなっている。Model C については，準定常値により早く漸近している。

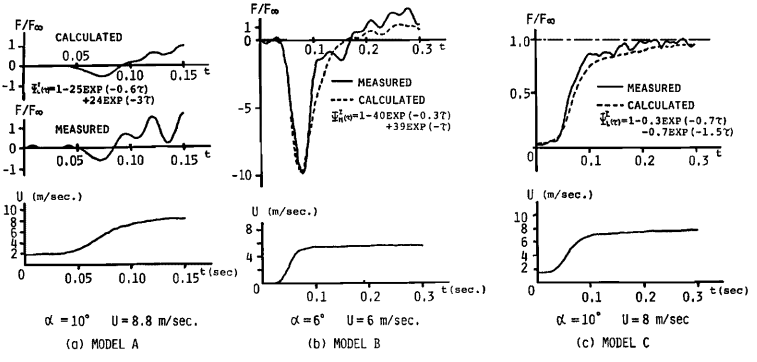


Fig. 11 Result of Calculation

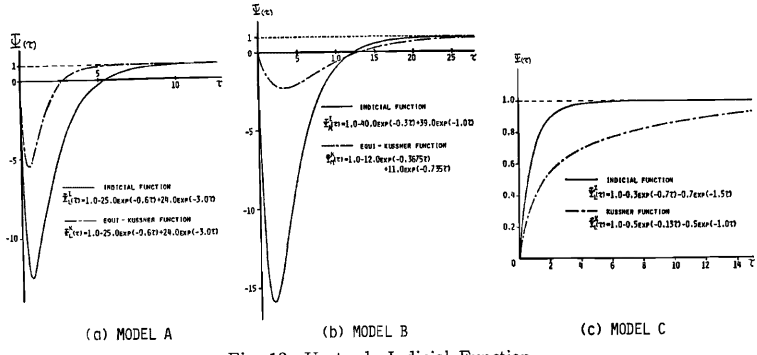


Fig. 12 Unsteady Indicial Function

このように，風流風速の急変に起因する非定常特性は，構造断面の姿勢変化や sharp edge gust に起因する非定常特性に比べて，性質的には類似しているものの絶対量には相当の相異がある。

4. 構造物への適用例

前節まで述べてきた解析手法を用いて，**Fig.13** に示す電車車輌断面（Model E），偏平箱桁断面（Model F）に適用し，両断面とも揚力に関する非定常特性を検討を加える。

実施した風洞実験・解析手法は，前述した通りであり，使用した断面模型の寸法を **Table 3** に示す。

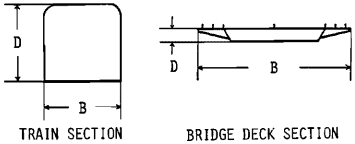


Fig. 13 Cross Section of Models

Table 3 Size of sections

		DEPTH D (mm)		WIDTH B (mm)		LENGTH l (mm)	
MODEL		E	F	E	F	E	F
ITEM	(1)	57.0	15.0	60.0	196.5	500.0	400.0
	(2)	143.0	—	150.0	—	930.0	—
	(3)	57.0	15.0	60.0	196.5	500.0	400.0
	(4)	28.5	4.4	30.0	59.5	175.0	175.0

4.1 偏平箱桁断面への適用

各実験結果を **Fig.14** に示す。揚力係数 C_F を (**a**) に，等価 Sears 関数のゲイン特性 $|\psi_F^S(k)|$・位相特性 $\arg[\psi_F^S(k)]$ をそれぞれ (**b**)・(**c**) に，空力インディシャル関数 $\psi_F^I(\tau)$ を用いた計算結果を (**d**) に，(**e**) 等価 Küssner 関数 $\psi_F^S(\tau)$・空力インディシャル関数 $\psi_F^I(\tau)$ を (**e**) に示す。

静的揚力係数は平板と類似したものであるが，その非定常性は，(**e**) の等価 Küssner 関数の空力インディシャル関数により示されているように，平板とは異なるものとなっている。つまり **3.1** 節で分類した3つのタイプには含まれない新しいタイプで，一旦準定常値以上の空気力が作用し，その後準定常値へ漸近してゆくタイプである。この断面においても主流がステップ的に急変する非定常気流による揚力過渡特性（空力インディシャル関数の非定常特性）は，sharp edge gust による過渡特性（等価 Küssner 関数の非定常特性）に比べて，非定常性が強く，準定常値 1.0 を越えるピーク値が大きく，準定常値に達するまでの時間も長くなっている。

4.2 電車車輌断面への適用

1978年2月28日に東京地方を襲った竜巻により，荒川中川橋梁上における地下鉄東西線電車車輌横転事故について，非定常揚力過渡特性の面より検討を加えた。

この事故については，石崎・谷池等[2]，光田・文字[3]，内田・立平等[4]，大塚[5] などが報告や転倒原因について考察を加えている。これらの報告によれば，事故は10輌編成の9輌目（重さ 36 ton）および10輌目（重さ 27.5 ton）が橋梁（開床式，地上高 15m）上で転倒した。原因については，車輌が浮上し横転したとする説[2),3)]，竜巻の強風により抗力・揚力による転倒モーメントにより転倒したとする説[4)] がある。本研究においては，事故当時の車掌の証言や脱線時のレールの傷跡等の報告より浮上説をとり，車輌を浮上させるに必要な単位面積当り 640 kg/m² 以上の揚力の発生条件について検討する。

風洞実験結果を **Fig.15** に示す。(**a**) の静的揚力係数 C_F 図において原点付近で負勾配となっており，(**b**) の非定常空気力係数 H_1^* 図において無次元風速 k が4以上で $H_1^*>0$ となっていることより，ギャロッピングが発生する。このことに対応し，等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数・空力インディシャル関数は，一旦負のピークを持ち準定常値へ漸近してゆく非定常特性を有する。電車に対する竜巻の迎角は，米国のトルネードの地上 10～15m 程度の最大風速発生地点での傾斜角が 8°～10° 程度という研究成果[6)] を参考として，仮りに 8° とした。(**f**) に，Model E の迎角 8° における空力インディシャル関数 $\psi_F^I(\tau)$ を実線で示した。

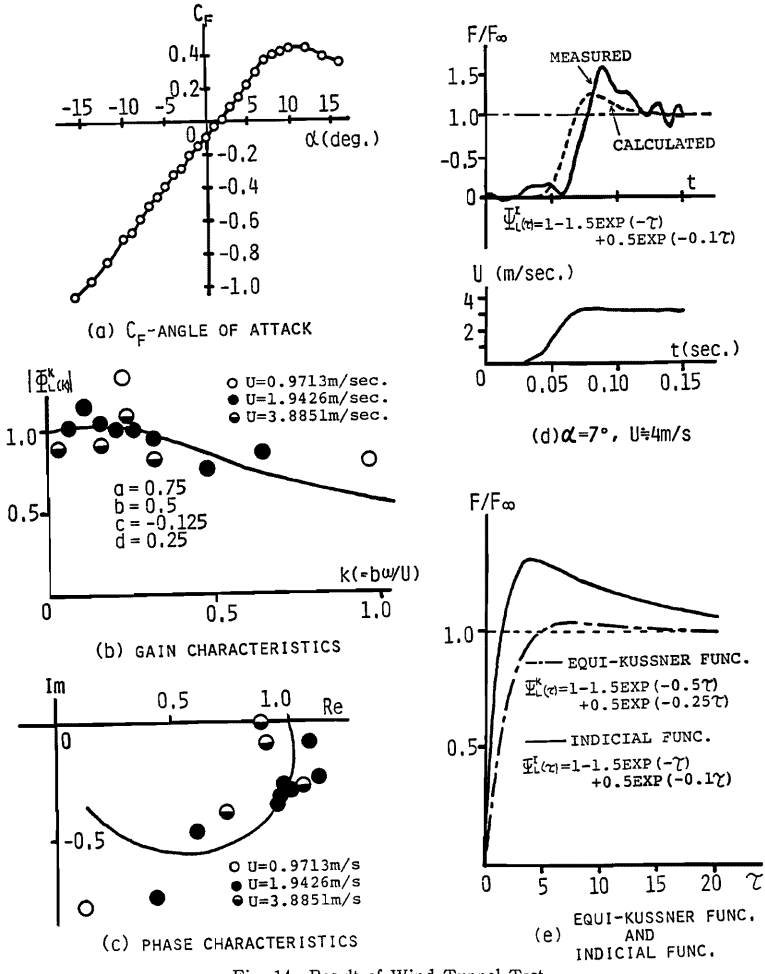
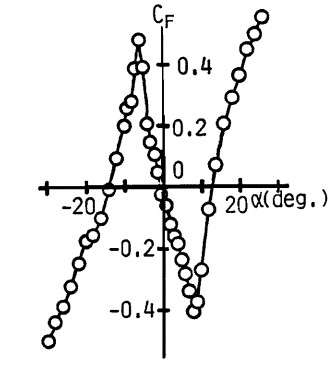


Fig. 14 Result of Wind Tunnel Test

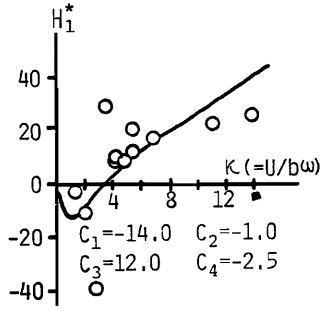
作用する竜巻の強風時間変化は本来完全なステップ状とはなり得ないことより，主流風速の2乗 U^2 を **Fig.16(a)** のようにモデル化すれば，車輌の単位面積当りに作用する揚力は，**Fig.16(b)** に示す示すようになりその最大値 F_{max} は，次式(30)により算出される。

$$F_{max}=\frac{1}{2}\rho C_F(U_2^2-U_1^2)\cdot\beta+\frac{1}{2}\rho C_F U_1^2 \quad \cdots\cdots(30)$$

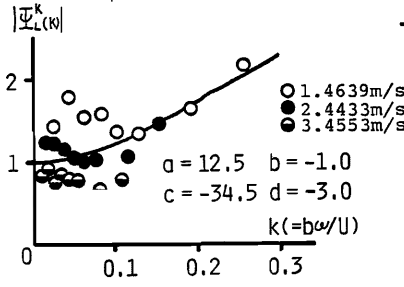
ただし，U_1；竜巻の移動速度，U_2；最大風速，β；τ_0 に応じた定常揚力値に対するピーク比，C_F；−0.4（$\alpha=8°$）ここで，β の値は，主流風速の2乗 $U^2(\tau)$ を次式(31)のようにモデル化（**Fig.17(a)**）し，式(28)より揚力 $F(\tau)$ を求め，準定常値との比 $F(\tau)/F\infty$ を求めれば式(32)となり（**Fig.17(b)**），このピーク値で



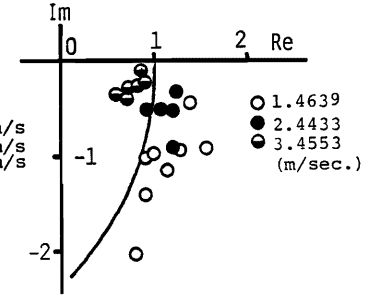
(a) C_F — ANGLE OF ATTACK



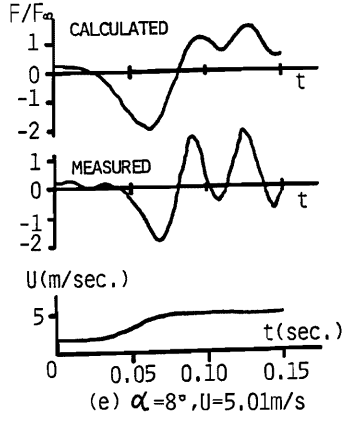
(b) $U-H_1^*$ CURVE



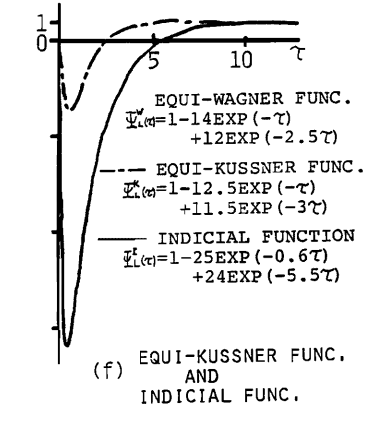
(c) GAIN CHARACTERISTICS



(d) PHASE CHARACTERISTICS



(e) α=8°, U=5.01m/s



(f) EQUI-KUSSNER FUNC. AND INDICIAL FUNC.

Fig. 15 Result of Wind Tunnle Test

ある。(**Table4**))

$$U^2(\tau)=\begin{cases}0 & \tau<0\\ -\dfrac{1}{2}U_2^2\left[\cos\dfrac{\pi}{\tau_0}\tau-1\right] & 0\leqq\tau\leqq\tau_0\\ U_2^2 & \tau_0<\tau\end{cases} \quad\cdots\cdots(31)$$

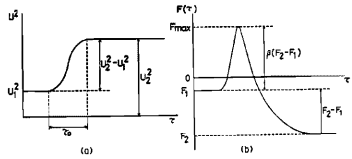


Fig. 16 Modeling of Velocity and Force

Table 4 Value of $|\beta|$

τ_0	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\lvert\beta\rvert$	16.0	14.9	12.6	10.6	9.0	7.8	6.8	6.1	5.4	4.9	4.5

$$F(\tau)/F\infty=\begin{cases}0 & \tau<0\\ \dfrac{a}{2\left(b^2+\dfrac{\pi^2}{\tau_0^2}\right)}\left\{be^{-b\tau}-b\cos\dfrac{\pi}{\tau_0}\tau-\dfrac{\pi}{\tau_0}\sin\dfrac{\pi}{\tau_0}\tau\right\} & \\ \quad+\dfrac{c}{2\left(d^2+\dfrac{\pi^2}{\tau_0^2}\right)}\left\{de^{-d\tau}-d\cos\dfrac{\pi}{\tau_0}\tau-\dfrac{\pi}{\tau_0}\sin\dfrac{\pi}{\tau_0}\tau\right\} & \\ \quad+\dfrac{1}{2}\left\{\dfrac{a}{b}+\dfrac{c}{d}-\dfrac{a}{b}e^{-b\tau}-\dfrac{c}{d}e^{-d\tau}\right\} & 0\leqq\tau\leqq\tau_0\\ \dfrac{a}{b}+\dfrac{c}{d}-\dfrac{\pi^2}{2b(\tau_0^2b^2+\pi^2)}e^{-b\tau}(1+e^{b\tau_0}) & \\ \quad-\dfrac{\pi^2}{2d(\tau_0^2d^2+\pi^2)}e^{-d\tau}(1+e^{d\tau_0}) & \tau_0\leqq\tau\end{cases} \quad\cdots\cdots(32)$$

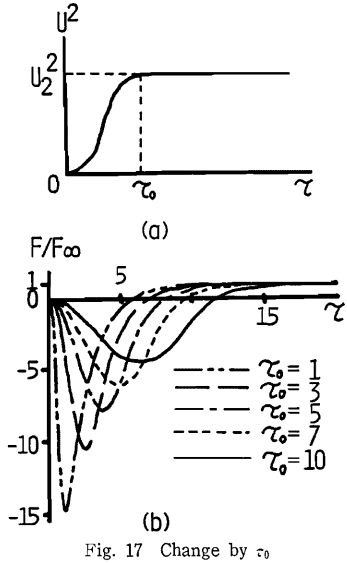


Fig. 17 Change by τ_0

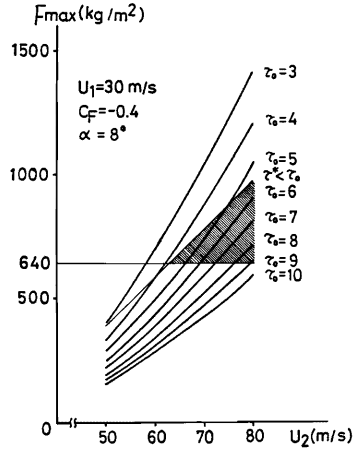


Fig. 18 F-U_2 and τ_0 Curve

Fig.17 に示されるように，τ_0 の値により，揚力の過渡特性に差異が見られる。そこで，τ_0 の目安は，少なくとも強風速 U_2 域内に車輛断面（幅員 $2b$）が含まれてしまう状態を考え，式(33)の条件を加える。

$$\tau^* = \frac{2U_2}{U_1} < \tau_0 \quad \cdots\cdots(33)$$

ただし，τ^*；速度 U_1 で $2b$ だけ移動するのに必要な無次元時間

今，竜巻の移動速度 U_1 を 30 m/s とし，最大風速 U_2 および風速変化時間 τ_0 を変化させ，式(30)により計算し **Fig.18** に示す。ここで，車輛を浮上させるのに必要な揚力が，640 kg/m² 以上であることと，式(33)を考慮し，図中の斜線部が浮上の可能性のある領域である。つまり，移動風速30 m/s の竜巻が，8° 程度の仰角を持ち車輛に作用したとすれば，主流風速の変化時間にもよるが，最大風速が，65 m/s でも車輛を浮上させることが可能ということになる。

しかし，この事故の竜巻について詳しい資料が十分であるとは言えず，本研究のような非定常揚力によって車輛転倒が発生したか否かは多いに議論されるべきであると考える。ただ，非定常揚力過渡特性を適用することにより，定常値を適用する風速よりも低い風速での転倒が考えられ，興味深い1つの原因説明になり得るものと考える。

5. むすび

本研究では構造基本断面の揚力・モーメントについて，等価 Wager 関数・等価 Küssner 関数・空力インディシャル関数の決定を行ない，それらの関数が示す時間過渡特性を比較・検討した。

得られた結果をまとめれば次のようになる。

(1) ギャロッピング・ねじれフラッタの発生する構造断面において，等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数の関係形状が類似しているのでそれら非定常特性に関連性があると思われる。

(2) 主流風速がステップ的に変化する気流（非定常気流）が作用した場合，その空気力の過渡特性はいくつかのタイプに分類される。ギャロッピング・ねじれフラッタが発生する構造断面・迎角では一旦準定常方向と逆方向に準定常値より大きな揚力・モーメントが作用し，その後準定常状態に漸近していく。また偏平箱桁断面（Model E）では，作用方向が同一であるものの，その力は準定常値より大きいものである。

(3) 非定常気流による空力インディシャル関数形状は，等価 Wagner 関数・等価 Küssner 関数の形状性質を受け継いでいるものの，その数値的なものは大きく異なり非定常性の強いものとなっている。

(4) 地下鉄東西線の竜巻による車輛転倒事故に対して，実験的に得た空力インディシャル関数を用いて車輛浮上の可能性を検討した結果，迎角 8° 程度，最大風速約 65 m/s 以上であれば有り得るということが知られた。

本研究の一部は，文部省科学研究費の援助を受けて行なわれたものである。風洞実験，データ解析等において，京都大学工学部　白土博通助手，京阪電気鉄道株式会社　松村修一氏，及び平出純一君をはじめとする京都大学工学部土木工学科橋梁工学研究室一同の協力を受け，また，京都大学防災研究所　文字信貴助教授より竜巻に関する情報をいただいたことを記し，謝意を表するものである。

参考文献

1) R. H. Scanlan, J. G. Beliveav and K. S. Budlong: Indicial Aerodynamic Function for Bridge Decks, Proc. of ASCE, EM4, 1974, pp. 657-672

2) H. Ishizaki and Y. Taniike: Structural Damages caused by Tatsumaki, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol. 29, Part 3, No. 265, March 1980, pp. 129-141

3) 光田寧，文字信貴，岩谷祥美，西岡淳一：1978年2月28日に東京地方を襲った竜巻について，京都大学防災研究所年報，第22号 B-1，昭54. 4，pp. 385-406

4) 内田英治，立平良三，多部一郎，大塚和之：東西線列車転覆に関するたつ巻のモデル，日本気象学会機関誌・天気，第26巻，第11号，昭54. 11，pp. 682-687
5) 大塚和之：地下鉄東西線の列車脱線事故について，電気車の科学，昭53. 6，pp. 76-79
6) W. H. Hoecker, JR: Wind Speed and Air Flow Patterns in the Dallas Tornado of April 2, 1957, Monthly Weather Review, Vol. 88, May, 1960, pp. 167-180