角柱のクロスフロー振動に対する後流平板の干渉効果*

川畑 佑介^{*1}, 高橋 勉^{*1}, 萩野谷 剛^{*2}, 白樫 正高^{*1}Interference Effect of Downstream Strip Plate on the Crossflow Vibration
of a Square CylinderYusuke KAWABATA^{*1}, Tsutomu TAKAHASHI, Takeshi HAGINOYA and Masataka SHIRAKASHI^{*1} Nagaoka University of Technology, Kamitomioka 1603-1, Nagaoka, Niigata, Japan.

Wind tunnel experiments are carried out to investigate interference effect of downstream strip plate of width $w=d$ on the crossflow vibration of a square cylinder with a side length $d=26\text{mm}$. While sufficient suppression of Karman vortex induced vibration is not attained by plates with crossflow height less than $l_d=4d$, the galloping is suppressed even by a square plate, i.e. $l_d=d$, when the gap ratio $1<s/d<2.0$. When a plate of $l_d\leq 2d$ is set with a gap ratio $s/d<1\sim 1.4$, a large vibration occurs at $U>5\text{m/s}$ with the maximum amplitude at around $s/d=0.3$. The amplitude at $s/d=0.3$ increases divergently with flow velocity. Measurement of the lift force on the square cylinder and the velocity in the near wake for the corresponding fixed system shows no evidence for periodic change of flow responsible for the vibration. A prediction of this vibration based on the quasi-static hypothesis suggests that the vibration is caused by the fluid-elastic instability but not by a periodic vortex shedding. Hence, the name "Wake Body Interference Fluid Elastic Vibration (WBIFEV)" is proposed for this vibration.

Key Words : Flow Induced Vibration, Fluid Elastic Vibration, Interference Effect, Cruciform Arrangement

1. 緒 言

一様流に対して crossflow 振動が可能のように弾性支持された柱状体は、流れによりカルマン渦励振(Karman Vortex Induced Vibration: KVIV)やギャロッピング等の振動を示すことが知られている。これらの振動の抑制方法についてはこれまでに多くの研究がなされており、下流に柱状物体を振動物体に対してタンデム配置する方法や⁽¹⁻³⁾、別の物体を直接取り付けする方法^(4,6)、物体の上下に2次元翼型をある間隔で取り付けする方法⁽⁶⁾などが提案されている。また、タンデム配置した柱状体の位置によっては元の振動よりも大きな振動が発生する⁽⁵⁾。これらの方法では流れ場に2次元的な影響を与えることにより振動を制御する。これに対して、柱状体の後流に別の柱状物体を十字交差配置することで、振動体に手を加えることなく3次元的な流れの干渉効果で振動が抑制される現象や新たな振動状態が誘起される現象の発生が明らかとなってきた。

Bae ら⁽⁷⁾は、直径 d の円柱の下流に、同径の円柱を隙間 s で十字交差配置することにより KVIV が抑制されることを見出した。また、KVIV よりも高い流速で交差部近傍から流出する縦渦(Longitudinal vortex)による振動(LVIV)が発生することを確認した。その後、この縦渦には隙間比 s/d に依存して、その形状と周波数が異なる Trailing Vortex(TV)と Necklace Vortex(NV)の2種が存在することが示された⁽⁸⁾。小出ら⁽⁹⁾は、干渉効果がより大きいことが期待される下流物体として、幅 w が $w/d=0.5\sim 1.75$ の長い帯状の平板を円柱の下流に十字交差配置し、円柱の振動に対する影響を調べた。その結果、KVIV の抑制効果は円柱の場合よりも大きく、円柱直径の半分の幅の平板により、上流円柱と直径が等しい円柱とほぼ同様の抑制効果が得られること、および $w\leq d$ の平板で s/d のある範囲で KVIV が増加することを報告した。また、LVIV については w/d によって2種の LVIV の発生する s/d の範囲が

* 原稿受付 2010 年 8 月 20 日

^{*1} 正員, 長岡技術科学大学 (〒940-2188 新潟県長岡市上富岡町 1603-1)^{*2} 日産自動車(株) (〒243-0192 神奈川県厚木市岡津古久 560-2)

E-mail: bata@stn.nagaokaut.ac.jp

異なり, $w=d$ の平板では **Trailing** 渦による振動(TVIV)のみが発生することを明らかにした. Koide ら⁽¹⁰⁾は 一辺 d の正方形柱(以後角柱と記す)の下流に, 幅 $w=0.5d \sim d$ の十分に長い平板を十字交差配置し KVIV とギャロッピングに対する影響を調べた. その結果, 下流平板は KVIV とギャロッピングの両者に対して顕著な抑制効果を持つとともに, 円柱の場合と類似の KVIV が増大する現象が発生することを見出した. また, 隙間比 $s/d=1.4$ 付近で縦渦による渦励振が発生する現象を見出し, これが **Trailing** 渦によるものである可能性を指摘した. 筆者ら⁽¹¹⁾は前報で寸法の異なる相似な系について同じ現象が起こることを確認し, さらに, 平板幅 w の影響を調べた. その結果, 系の大きさによらずギャロッピングは抑制され, その効果は w/d が大きいほどより大きな隙間比 s/d で得られることを示した. また角柱表面の流れの観察から上述の縦渦励振が **Trailing** 渦によるものであることを示した.

主要記号一覧

C_D	抗力係数, $=F_D/(1/2 \rho U^2 dL)$
C_L	揚力係数, $=F_L/(1/2 \rho U^2 dL)$
C_Z	Z 方向の流体力係数, $=F_Z/(1/2 \rho U^2 dL)$
d	角柱の 1 辺の長さ [mm]
F_D	抗力 [N]
F_L	揚力 [N]
F_Z	Z 方向の流体力 [N]
f_n	系の固有振動数 [Hz]
f_L	変動揚力のスペクトル S_u のピーク周波数 [Hz]
f_u	角柱後流の速度変動 u のスペクトル S_u のピーク周波数 [Hz]
f_v	渦流出周波数 [Hz]
f_{v0}	固定系での渦流出周波数 [Hz]
f_z	角柱の振動数 [Hz]
l_d	下流平板の有効長さ [mm]
S_C	スクルートン数, $=2m_e \delta / \rho d^2 L$ (m_e : 有効質量)
S_L	変動揚力のリニアスペクトル
St	ストローハル数, $=f_n d / U$
S_u	物体後流における x 方向の速度変動 u のリニアスペクトル
s	角柱と下流平板の間隔 [mm]
U	主流速度 [m/s]
U^*	無次元流速, $=U/f_n d$
u	角柱後流の速度変動 [m/s]
w	下流平板幅 [mm]
w_c	減衰項による 1 周期当りの散逸エネルギー [J]
w_{Fz}	1 周期当りに励振力がなす仕事 [J]
Z	角柱の z 方向(crossflow)の変位 [mm]
α	固定支持した角柱の迎え角 [deg.]
δ	対数減衰率
添え字等	
0	固定系の値
∞	下流平板がない($s/d=\infty$)場合, あるいは $l_d/d=\infty$ (平板長さが測定部全高の場合)の値
—	時間平均値

これらの研究から、後流物体の3次元的な干渉効果により柱状物体の振動制御が可能であることが示された。上述の十字交差系の風洞実験では、下流の円柱、平板は十分長く測定部全高にわたっているが、実用的な観点からは、後流物体はより短く小さい形状であることが求められる。本研究では、この後流物体を振動制御に利用する技術の開発を目的として、幅 $w=d$ で平板長さ l_d が異なる短い下流平板の角柱の crossflow 振動に対する干渉効果を明らかにする。

2. 実験装置, 条件

図1に本研究で用いた風洞測定部の概略と座標系を示す。測定部断面は $\square 320\text{mm}$ である。図1では上下の壁は省略されている。角柱($d=26\text{mm}$, 長さ $L=315\text{mm}$)を, crossflow 振動するように風洞側壁の穴を通して外側で2枚板ばねにより水平に弾性支持した。風洞側壁の穴を通る流れの影響を取り除くため角柱にはエンドプレートが取り付けられている。幅 $w/d=1$ で厚さ 5mm の平板を, L字型のサポートによって固定支持した。前報⁽¹⁾の実験では平板は測定部全高にわたって張られており本報ではこれを $l_d/d=\infty$ とする。隙間比 s/d は風洞下部のトラバース装置により設定した。

主流流速 U は, リング流速計⁽¹²⁾を用いて計測した。後流速度変動 u を測定するI型熱線プローブは縦渦を最も検出しやすい $x/d=1.5$, $y/d=1.25$, $z/d=0.4$ の位置に設置した。速度変動と同時に角柱の変位 Z をレーザー変位計により測定した。変位計は角柱の左右端にそれぞれ設置されており振動モード(並進, 回転)も記録した。また, 固定系で角柱に作用する変動揚力 F_L をロードセルにより測定した。対数減衰率 δ と固有振動数 f_n は $U=0$ における自由減衰振動より算出した。表1に実験条件を示す。角柱の振動数 f_z は全ての条件において s/d , U によらず常に f_n に等しいことを確認した。また, 平板サポートのみ($w/d= l_d/d=0.38$ に相当)では, KVIV とギャロッピングに対して影響を及ぼさないことをあらかじめ確認した。

Fig. 1 Arrangement of the experimental apparatus and coordinate system

Table 1 Experimental conditions

	Fig.2	Fig.3, Fig.4	Fig.5(1st, 2nd)	Fig.6	Fig.8	Fig.9
d [mm]	26	26	26	26	26	26
l_d/d	2, 4, 6, 10, ∞	1, 2, 3, 4, 6, 10, ∞	2	2	1.5, 2	1, 1.25, 1.5, 1.75, 2, 3, 4, 6
m_e [kg]	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15
k [N/m]	1616	1616	1616, 1618	—	1667	1667
δ	0.03	0.03	0.03	—	0.03	0.03
f_n [Hz]	16.32	16.32	16.32, 16.37	—	16.03 ~16.93	16.03 ~16.93
U [m/s]	3.6	7.8	1.8~16, 2.3~8.4	7.8	2.5~16.5	8.95

3. 実験結果

3・1 隙間 s と角柱の振動の関係に対する平板長さの影響

3・1・1 カルマン渦励振に対する短い下流平板の影響

角柱の KVIV ($U=3.6\text{m/s}$) において $s/d=6.0$ の下流から平板を近づけた場合の結果を図 2 に示す. この図において角柱の振幅 Z_{rms} と角柱後流の速度変動周波数 f_u は, それぞれ単独角柱の振幅 $Z_{rms\infty}$ と固有振動数 f_n で無次元化されている.

全ての平板について, 図領域 ($s/d>4.0$) では下流平板の影響は小さく, $f_u=f_n(=KV$ の流出周波数 $f_v)$, $Z_{rms}\doteq Z_{rms\infty}$ となる KVIV が維持される. さらに平板を近づけると, 図領域 ($4>s/d>2.5\sim 1.5$) では f_u が連続的に滑らかに減少し, これに伴って Z_{rms} も減少する. f_u の減少の程度は l_d/d が小さいほど小さい. 図領域より小さい s/d では, f_u と Z_{rms} の変化は l_d/d によって異なる.

$l_d/d=10, 6$ の平板では, $l_d/d=\infty$ の平板と同様に, 図領域 ($2.5\sim 1.7>s/d>0.4$) で f_u は前報で得られた TV の流出周波数 f_v となり, 図領域 ($s/d<0.4$) では周期的な速度変動は観察されない. 振動については, $l_d/d=10$ では Z_{rms} は図~図領域で十分に抑制されるのに対し, $l_d/d=6$ の場合, 図領域 ($2.5>s/d>0.6$) で再び増加し, $l_d/d=\infty$ の場合よりも大きくなる. この振動は, $s/d\doteq 1.4$ で最大となり, 単独角柱の 1.4 倍程度の大きさに達したのち再び減少し, 図領域では $Z_{rms}/Z_{rms\infty}<0.2$ となり振動が十分に抑制される.

$l_d/d=4, 2$ の場合, $l_d/d=\infty, 6$ とは異なり図領域 ($s/d<1.7$) では $f_u=f_n$ で図領域の KVIV と同様の速度変動が見られる. 一方, Z_{rms} の挙動は $l_d/d=6$ の平板とほぼ同様の傾向を示す. $l_d/d=4$ では, 図領域で振動が大きくなり, さらに平板を近づけると振幅は減少し, $s/d<0.8$ で振動が十分に抑制される. $l_d/d=2$ の平板では, $l_d/d=4$ と比較すると抑制領域が小さくなり, また, 大きな振動の発生する s/d の範囲は小さい方へずれる. そして $s/d<0.8$ のとき, より長い平板とは大きく異なり, KVIV は, 最大でも単独角柱の 30% 程度までしか抑制されず, 反対に, $s/d\doteq 0.3$ 付近で単独角柱の場合より大きな振動が発生した.

これらの結果から, $l_d/d\leq 6$ の平板で $2>s/d>1$ で発生する振動は, 円柱/平板系で見られた "Enhanced Karman Vortex Induced Vibration (EKVIV)" と類似の現象と考えられる. KVIV に対する下流平板の振動抑制効果は, 平板長さが短くなるほど小さくなり, $l_d/d<2$ の平板では十分な抑制効果が得られないことが示された.

3・1・2 ギャロッピングと縦渦励振に対する短い下流平板の影響

図 3 にギャロッピングが発生している流速 ($U=7.8\text{m/s}$) において $s/d=6.0$ の下流から平板を近づけた場合の実験結果を示す. 下流平板の f_u に対する影響は, KVIV の場合 (図 2) とほぼ同様である. すなわち, 図領域 ($s/d>4.0$) では下流平板の影響は小さく, l_d/d によらず $f_u=f_v(KV)$ が維持される. 図領域では下流平板の接近により KV の渦流出周波数 f_v は滑らかに減少し, その程度は l_d/d が小さい方が緩やかである. これより小さい s/d では f_u は平板長さにより異なり, $l_d/d=10\sim 6$ の平板では図領域で f_u が Trailing 渦の流出周波数となり, $f_u=f_n$ となる渦流出が同期する領域が現われる. 一方, $l_d/d=4\sim 1$ の平板では図領域でカルマン渦の流出が確認される.

f_u に対する影響とは対照的に、制振効果は l_d/d により大きく異なる。 $l_d/d=10$ では $l_d/d=\infty$ とほぼ同様に、 $s/d \div 6$ で振幅が減少し始め、 $s/d \leq 5.0$ で振動は十分に抑制される。ここで注目すべき点は、この制振効果が f_u には影響が見られない回領域で現われること、および、この効果の開始から振動が十分に抑制されるまでの s/d の幅が小さく、下流平板の接近により「突然に」振動が停止することである。この制振効果の現われる s/d は平板が短くなるにつれ小さくなるが、正方形平板である $l_d/d=1$ でも $2.0 > s/d > 1.0$ で十分な抑制効果が得られる。

Trailing 渦による縦渦励振(TVIV)は $l_d/d=10$ では $l_d/d=\infty$ の場合とほぼ同じ s/d の領域で発生するが、 $l_d/d=6$ では振幅が小さくなり、その発生の確認ができる程度となる。そして $l_d/d=4$ より短い平板では、前述のように Trailing 渦に相当する速度変動が確認できず、図 3 において TVIV の発生は見られない。

$s/d < 1.0$ で、 $l_d/d=2$ では単独角柱の 3 倍、 $l_d/d=1$ では 1.8 倍近い振動が発生する。この振動は、これまでの長い平板では見られなかった新しい振動である。図 3 の測定と同時に得られた $l_d/d=2, 1$ の速度変動スペクトル S_u を図 4 に示す。この図において、 $s/d \geq 1.0$ では $f_u \div f_n (\gg f_n)$ に相当するピークが確認される。 $s/d < 1.0$ では、 $l_d/d=1$ の場合、 $s/d \geq 1.0$ と同様に f_n にはピークがなく、固定系の f_v に相当すると思われる周波数にピークが見られる。一方、 $l_d/d=2$ では固定系の f_v と $f_u \div f_n$ に相当するピークが確認される。図 4 の結果は、 $l_d/d=1, 2$ の短い平板を角柱の後流に近接して置いたときに発生する図 3 の回領域に見られる振動は、渦励振ではないことを示している。本論文では、以下、この振動を後流物体干渉振動(WBIV: Wake Body Interference Vibration)と呼ぶ。この WBIV については 3・2 節で検討する。

Fig. 2 Influence of the downstream plate length l_d on KVIV ($U=3.6\text{m/s}$)

Fig. 3 Influence of the downstream plate length l_d on galloping ($U=7.8\text{m/s}$)

Fig. 4 Influence of downstream strip plate on S_u (a) $l_d/d=2$, (b) $l_d/d=1$ ($U=7.8\text{m/s}$)

3・2 短い平板により誘起される振動(WBIV)の検討

3・2・1 流速に対する振動挙動

以上のように、短い平板($l_d/d=2$)を後流に設置した場合の振動に対する影響は s/d により大きく異なる。そこで、 $l_d/d=2$ の平板を、KVIV 流速で大きな振動(EKVIV)が発生した $s/d=0.9$ (図 2)と、ギャロッピング流速で WBIV が最大となる $s/d=0.3$ (図 3)、十分なギャロッピング抑制効果が現われる $s/d=2.0$ に設置し、流速 U を変化させ速度変動 u と角柱の変位 Z を測定した。これらの実験中、 $s/d=0.3$ と $s/d=0.9$ については 2 回ずつ測定を行った。結果を、図 5 に単独角柱の結果と併せて示す。

$s/d=0.9$ では単独角柱と同様に $3.4 \leq U \leq 4.0\text{m/s} \sim 4.4\text{m/s}$ の範囲で $f_u (=f_v: \text{KV}) = f_n$ となり KVIV が発生するが、その流速範囲、最大値ともに単独角柱の場合よりかなり大きい。これ以上の流速では、1 回目と 2 回目で振幅の大きさは異なるが、 $U > 5.3\text{m/s} \sim 6.0\text{m/s}$ で振動が再発生する。この振動は流速の増加に伴い急激に増加したのち減少し、 $U > 9.0\text{m/s}$ でほぼ一定となる。 f_u は振幅が大きい領域では $f_u = f_n$ となり、 $U > 9.0\text{m/s}$ の振幅が小さい領域では、 f_u は固定系からのカルマン渦流出周波数 f_{v0} とほぼ等しくなる。したがって、 $U > 5.3\text{m/s} \sim 6.0\text{m/s}$ の振動において f_u と f_{v0} の相違が大きいことから KVIV と考えにくく、このような高速流の限られた範囲での振動再発生の原因は不明である。

$s/d=0.3$ では、 $3.4 \leq U \leq 4.0\text{m/s}$ で $f_u = f_n$ となりこの範囲の Z_{rms} と U の関係も単独角柱と同様であることから図 2 の $l_d/d=2$ 、 $s/d=0.3$ に見られる大きな振動は KVIV と判断される。これを除く $U \leq 5.0\text{m/s}$ では、振幅は小さく f_u は f_{v0} に等しい。 $U > 5.0\text{m/s} \sim 5.6\text{m/s}$ で、 U に対して発散的に増加する振動が発生する。この振幅が大きい範囲では $f_u = f_n$ となる。また、振動の発生する下限流速は単独角柱のギャロッピングよりも低い。

$s/d=2.0$ では $3.4 \leq U \leq 4.2\text{m/s}$ で KVIV が発生するが、他の 2 つの s/d と比べて振幅は小さい。 $4.2 < U < 10.3\text{m/s}$ では振動は発生せず、 $U > 4.2\text{m/s}$ で f_u は f_{v0} よりやや小さい値となる。 $U > 10.3\text{m/s}$ では振幅が徐々に増加し、 $14.9 < U < 15.6\text{m/s}$ では $s/d=0.9$ とほぼ同様の値に達する。これ以上の流速で振幅は再び減少する。この結果から、 $l_d/d=2$ 、 $s/d=2.0$ のとき KVIV とギャロッピングがともに抑制されることが確認される。

これらの結果から、 $l_d/d=2$ の平板によって KVIV 流速の $s/d=0.9$ で発生した大きな振動は KVIV が強化された振動(EKVIV)であることが確認される。これに対して、ギャロッピング流速での $s/d=0.3$ で発生した大きな振動(WBIV)は流力弾性振動(Fluid Elastic Vibration: FEV)的な挙動を示すが、この段階では渦励振かギャロッピングであるかの判断は困難である。

Fig. 5 Variation of Z_{rms} and f_u with U at $s/d=0.3, 0.9$ and 2.0 for the plate $l_d/d=2$

3・2・2 固定角柱に作用する変動揚力

図3の $l_d/d=2$, $s/d=0.3$ で発生したWBIVが渦励振であるか否かを調べるため、角柱を固定した場合にこれに作用する揚力 F_L と速度変動 u を測定した。流速 $U=7.8\text{m/s}$ として $l_d/d=2$ の平板を $s/d=6.0$ の下流から近づけた場合の u と F_L のリニアスペクトル S_u と S_L を図6に示す。

図6(a)において、 s/d によらず S_u にはある周波数 f_u における明瞭なピークと $2f_u$ におけるより鈍いピークが見られる。一方、図6(b)の揚力のスペクトル S_L は、上述の f_u と等しい周波数 f_L でより明瞭な単一のピークを持つ。これら f_u , f_L のストローハル数 St_u , St_L は、 $s/d>2.7$, および $s/d<1.6$ において固定角柱からのカルマン渦流出周波数の $St_0=0.13$ にほぼ等しいことから、図2, 図3の図3領域の f_u がカルマン渦によるものであることが再確認される。一方、図3, 図4の図4領域の f_n に相当するピークは観察されない。この結果から、弾性支持角柱の場合の図4(a)で $0.1<s/d<0.6$ において見られる f_n での鋭いピークは渦流出によるものではなく角柱の振動によるものであると考えられる。そして、図3の $s/d<1.0$ の領域で発生した振動は、渦流出によるものではなく流力弾性振動である可能性が示された。

Fig. 6 Spectra of u and F_L for fixed system with $l_d/d=2$ strip plate ($U=7.8\text{m/s}$): (a) S_u and (b) S_L

3・3 WBIV の流力弾性振動の可能性の検証

3・3・1 角柱と平板の相対的位置の効果について

流力弾性振動の本質は、変位あるいは振動に対する不安定性にある。したがって、3・2節で示された WBIV は角柱と短い下流平板の相対的位置の変化が変位方向の流体力を発生させて不安定性の原因となっている可能性がある。そこで、図7のように平板を隙間 s に相当する長さのブラケットを用いて角柱に固定した T 型フィンがギャロッピングに与える影響を調べた。平板とブラケットは幅 $w=d$ で厚さ 5mm のバルサ材製である。平板には、振動の抑制と WBIV の誘起が顕著に見られた $l_d/d=2$ と $l_d/d=1.5$ の 2 枚を用いた。ブラケット長さを $s/d=0.2\sim6.0$ とし、速度変動 u と角柱の変位 Z を測定した。流速はギャロッピングが発生する $U=8.95\text{m/s}$ で一定とした。あらかじめ行ったブラケットのみを角柱に取り付けて流速を変化させた実験により、ブラケットは、角柱の振動と渦流出にほとんど影響がないことを確認した。

図8に Z_{rms} と s/d の関係を角柱/平板の結果(図中の”D-plate”)と併せて示す。 $l_d/d=1.5$ の T 型フィンの場合、 $1.4 \leq s/d \leq 2.0$ でギャロッピングが抑制され、 $s/d < 1.4$ で大きな振動(WBIV)が発生する。これは、角柱/平板系とほぼ同じ s/d の範囲で起こることが分かる。ただし、T 型フィンによる $s/d < 1.4$ の振動振幅は、対応する角柱/平板の場合の 1.5 倍程度となる。 $l_d/d=2$ の T 型フィンの場合、ギャロッピングの抑制効果は角柱/平板系と同じであるが、 $s/d < 1.4$ では振動が発生しなかった。

この結果をもとに、ブラケット長さ $s/d=0.3$ 、流速 $U=8.94\text{m/s}$ として、平板長さを $l_d/d=1\sim6$ で変化させ、角柱の変位 Z を測定した。結果を角柱/平板系の結果と併せて図9に示す。ただし、表1のような実験条件の相違を考慮して、スクルートン数 S_c により振幅を正規化した。この図から、どちらの系においても $l_d/d > 3$ では振動が発生せず、T 型フィンにより角柱/平板系と定性的にほぼ同じギャロッピング抑制効果が得られることが分かる。しかし、平板が短いときに誘起される WBIV については角柱/平板系では $l_d/d=2.0$ で振幅が最大となるのに対し、T 型フィンでは $l_d/d=1.5$ で最大振幅が得られた。これらの結果において、T 型フィンでも $s/d < 1.4$ で WBIV が誘起されることから、角柱/平板の相対的位置の変化は、WBIV の誘起に不可欠な要因ではないことが分かる。

Fig. 7 Arrangement of the T-shape fin

Fig. 8 Interference of the T-shape fin on galloping ($U=8.95\text{m/s}$)

Fig. 9 Relationship between l_d/d and WBIV ($s/d=0.3$, $U=8.95\text{m/s}$)

3・3・2 短い平板により誘起される振動の予測

振動物体に作用する流体力を $F_z(t)$ 求め振動を予測することは一般に困難である。しかし、代表的な流力弾性振動(FEV)であるギャロッピングに対しては、同じ形の物体が式(1)で与えられる迎え角 α で一様流中に静止している場合の時間平均の揚力 $\overline{F_L}$ と抗力 $\overline{F_D}$ の合力である流体力 $\overline{F_z}$ に等しいとする準定常の仮定⁽¹³⁾に基づく予測法が確立されている。

$$\alpha = \tan^{-1}(-\dot{Z}/U) \quad (1)$$

$\overline{F_L}$ と $\overline{F_D}$ は実験的、あるいは数値計算により求められ、その合力 $\overline{F_z}$ を振動速度 $\dot{Z}$ の 3 次～7 次の高次多項式で近似することにより運動方程式から解析的に、あるいは数値計算により Z_A が求められる。しかし、一般にはこの近似は適用できないので、エネルギーに基づく新たな予測法を提案し、WBIV の予測を行う。

角柱が周期 T の振動をしているとき励振力 F_z が 1 周期の間になす仕事 w_{F_z} は、

$$w_{F_z} = \int_0^T F_z \dot{Z} dt \quad (2)$$

また、減衰係数 C_e の減衰項による散逸エネルギー w_c は、

$$w_c = C_e \int_0^T \dot{Z}^2 dt \quad (3)$$

角柱が定常的に振動している場合、

$$w_{F_z} = w_c \quad (4)$$

を満足する振幅 Z_A が実現する。振動が、

$$Z = Z_A \sin(2\pi f_n t) \quad (5)$$

で表わされるとき、散逸エネルギー w_c は式(6)のように Z_A の 2 乗に比例する。

$$w_c = 2\pi^2 C_e Z_A^2 f_n \quad (6)$$

次に、 w_{F_z} を Z_A の関数として表すために、ギャロッピング理論と同様に準定常の仮定を適用して、1 周期中のある位相 $\theta = 2\pi f_n t$ における $\overline{F_z}$ を次の手順で求める。

- ① Z_A を仮定し、(5)式からある位相 $\theta = 2\pi f_n t$ の Z と $\dot{Z}$ を求める。
- ② (1)式より α を求める。
- ③ 風洞実験より、①、②で求めた Z 、 α における $\overline{F_L}(\alpha)$ と $\overline{F_D}(\alpha)$ を測定し、その合力 $\overline{F_z}(\alpha)$ を算出する。
- ④ $\theta = 0 \sim 2\pi$ について $\overline{F_z}$ を求め、式(2)において $F_z = \overline{F_z}$ として w_{F_z} を算出する。
- ⑤ Z_A の適当な範囲で①～④を行えば、 $w_{F_z}(Z_A)$ を得るので、式(4)の条件から Z_A を決定する。

実際に、この手順により $w_{F_z}(Z_A)$ を求めるには膨大な実験が必要となる。しかし、前節の T 型フィンの実験から WBIV の Z に対する依存性は低いと考えられるので、これを無視すれば、適当に選んだ Z_A に対して③の風洞実験で求めた流体力を無次元化して得た次式(7)は、 Z_A によらず適用できると考えられる。

$$\overline{C_z} = \overline{C_L} \cos \alpha + \overline{C_D} \sin \alpha \quad (7)$$

ここでは、図5の結果を参照して $Z_A=7\text{mm}$ として風洞実験を行い $\overline{F_z}$ を得た。この $\overline{F_z}$ から(7)式より $\overline{C_z}$ を算出した結果を図10に示す。この図のAの領域では流体力 $\overline{F_z}$ が運動方向に作用し、エネルギーを物体に与えているので、これにより定常的振動が発生していると考えられる。この実験結果を図中の曲線で近似し、上述の方法により求めた、流速 U に対する振動振幅 Z_A を実験結果と比較して図11に示す。ただし、 $Z_A = \sqrt{2}Z_{rms}$ を用いている。 $5 \leq U \leq 10.7\text{m/s}$ では予測値と実験値がほぼ一致している。これ以上の流速で計算値は、 $Z_A > (l_d - d)/2$ となり、これは角柱が平板外側に渡って振動することを意味している。この場合、 Z の影響を無視できないものと考えられ、計算値の測定結果からのずれが大きくなる。図11に見られる実験結果と予測の一致は、WBIV が流体力弾性振動の一つであることを示しており、これを後流物体干渉流体力弾性振動(Wake Body Interference Fluid Elastic Vibration: WBIFEV)と呼ぶことが妥当であることを示している。

Fig. 10 Fluid force coefficient and displacement vs. $2\pi f_n t$

Fig. 11 WBIFEV prediction compared with experiment ($l_d/d=2, s/d=0.3$)

3・4 振動に対する平板の影響の $l_d/d \sim s/d$ 面上の分類

以上に述べたカルマン渦励振およびギャロッピングに対する後流平板の影響を、 $l_d/d \sim s/d$ 面上の領域で表した結果を、図12、図13に示す。これらの図において $[s/d]_{0.8}$ 、 $[s/d]_{0.2}$ はそれぞれ振幅 Z_{rms} が単独角柱の振幅 $Z_{rms\infty}$ の0.8倍、0.2倍のときの s/d の値である。 $[s/d]_{0.8}$ は平板を下流から近づけたときにカルマン渦励振あるいはギャロッピングの抑制が始まる s/d を表し、 $[s/d]_{0.2}$ は振動が十分に抑制される s/d の上限値とみなされる。EKVIVについては、単独角柱よりも振動が大きい領域を塗りつぶして示した。WBIFEVは、 $s/d \leq 1$ で単独角柱の0.2倍以上の振動とした。

図12に示すように、カルマン渦励振の抑制が始まる隙間比 $[s/d]_{0.8}$ は、あまり平板長さの影響を受けず、 $l_d/d = \infty$ では $[s/d]_{0.8} \approx 3.8$ であるのに対し、 $l_d/d=2$ では $[s/d]_{0.8} \approx 3$ に減少する程度である。一方、振動が十分に抑制される $[s/d]_{0.2}$ は、 $[s/d]_{0.8}$ に比べ小さい l_d/d に対して s/d が減少する傾向が強い。EKVIVは、 $s/d < 0.8 \sim 2.6$ 、 $l_d/d = 2 \sim 6$ の領域で発生し、単独角柱よりも振動が大きい領域は l_d/d が小さくなるにつれ、 s/d の小さな領域に移動する傾向がみられる。

図13に見られるように、ギャロッピングの場合も、平板が短くなるにつれて $[s/d]_{0.8}$ と $[s/d]_{0.2}$ は小さくなるが最も短い $l_d/d=1$ の平板でも十分な抑制効果が得られ、また、 $[s/d]_{0.8}$ と $[s/d]_{0.2}$ の差が小さく、下流平板を僅かに近づけると振動が急激に小さくなる。KVIVおよびギャロッピングとは異なった振動が誘起される現象として、 $l_d/d \geq 10$ 、 $s/d \approx 1 \sim 1.7$ の領域では縦渦励振が、 $l_d/d < 1 \sim 2$ 、 $s/d < 1$ の領域ではWBIFEVが発生する。

Fig. 12 Vibration map of square cylinder on l_d/d - s/d plane under KVIV ($w/d=1.0$, $Re=6200$)

Fig. 13 Vibration map of square cylinder on l_d/d - s/d plane under Galloping ($w/d=1.0$, $Re=13400$)

4. 結言

前報で見出した、角柱の近接後流に十字交差配置した幅 $w=d$ の無限に長い平板の振動に対する影響を振動制御に利用することを目的として、平板長さが有限の場合にどのようなになるかを風洞実験により調べ、以下の結果を得た。

- ① 下流平板が短くなると角柱のカルマン渦励振(KVIV)の抑制効果は小さくなり、 $l_d/d < 2$ の平板では十分な抑制効果が得られない。また $l_d/d < 6$ の平板では、その干渉により振幅が大きくなる現象(EKVIV)が発生する。
- ② 短い平板でも十分なギャロッピング抑制効果が得られる。例えば $l_d/d=1$ の正方形平板でも $1.0 \leq s/d \leq 2.0$ でギャロッピングは効果的に抑制される。
- ③ Trailing 渦による励振(TVIV)は平板が短くなると小さくなり、 $l_d/d < 4$ では発生しない。
- ④ $l_d/d \leq 2$ の平板を $s/d \leq 1.0$ に設置すると、非常に大きな振動が発生する。この振動は、これまで知られていない流体力学振動と判断されることから、これを「後流物体干渉流体力学振動 (WBIFEV)」と呼ぶことを提案する。

これらの現象は、角柱のアスペクト比や平板の取り付け位置に大きく影響されることが予想される。また、WBIFEV はギャロッピングとは異なるこれまで知られていなかった振動であり、流体力学的観点からの興味とともに、事故防止、および、振動の積極的利用の観点から工学的、工業的に重要であることから、その発生機構、発生条件とその大きさの予測について今後、他の研究らによる後流干渉に関する研究の展開が望まれる。

文 献

- (1) G.V. Papaioannou, D.K.P. Yue, M.S. Triantafyllou, and G.E. Karniadakis, "On the effect of spacing on the vortex-induced vibrations of two tandem cylinders", *Journal of Fluids and Structures*, Vol.24, Issue 6 (2008), pp. 833-854.
- (2) Sangil Kim, Md. Mahbub Alam, Hiroshi Sakamoto, and Yu Zhou, "Flow-induced vibration of two circular cylinders in tandem arrangement. Part 1: Characteristics of vibration", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.97, Issue 5-6 (2009), pp. 304-311.
- (3) Sangil Kim, Md. Mahbub Alam, Hiroshi Sakamoto, and Yu Zhou, "Flow-induced vibration of two circular cylinders in tandem arrangement. Part 2: Suppression of vibrations", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.97, Issue 5-6 (2009), pp. 312-319.

- (4) I. Korkischko, and J.R. Meneghin, “*Experimental investigation of flow-induced vibration on isolated and tandem circular cylinders fitted with strakes*”, Journal of Fluids and Structures, Vol.26, Issue 4 (2010), pp. 611-625.
 - (5) B.H.L. Gowda, and R. Ajith Kumar, “*Flow-induced oscillations of a square cylinder due to interference effects*”, Journal of Sound and Vibration, Vol.297, Issues 3-5, (2006), pp. 842-864.
 - (6) R. Galvao, E. Lee, D. Farrell, F. Hover, M. Triantafyllou, N. Kitney, and P. Beynet, “*Flow control in flow-structure interaction*”, Journal of Fluids and Structures, Vol.24, Issue 8 (2008), pp. 1216-1226.
 - (7) M. Shirakashi, K. Mizuguchi, and H.M. Bae, “*Flow-induced excitation of an elastically-supported cylinder caused by another located downstream in cruciform arrangement*”, Journal of Fluids and Structures, Vol.3, Issue 6 (1989), pp. 595-607.
 - (8) M. Shirakashi, T. Takahashi, I. Kumagai, and T. Matsumoto, “*Vortex-induced vibration of the upstream cylinder of a two-cylinder system in cruciform arrangement*”, Journal of Computational and Applied Mechanics, Vol.2, No.1 (2001), pp.103-122.
 - (9) 小出瑞康, 加藤直人, 高橋勉, 白樫正高, “円柱の下流に十字交差配置された帯状の平板による振動制御 : 第2報, 帯状平板による渦励振の励起と抑制”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.75, No.752, (2009), pp. 691-669.
 - (10) M. Koide, N. Kato, S. Yamada, Y. Kawabata, T. Takahashi, and M. Shirakashi, “*Influence of a cruciform arrangement downstream strip plate on crossflow vibration of a square cylinder*”, Journal of Computational and Applied mechanics, Vol.8, No.2 (2007), pp.135-148.
 - (11) 川畑佑介, 高橋勉, 白樫正高, “角柱のギャロッピングに対する下流平板の影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.75, No.754 (2009), pp. 1304-1309.
 - (12) 小出瑞康, 高橋勉, 白樫正高, “風洞実験における低流速測定を目的としたリング流速計の試作”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.67, No.657 (2001), pp. 1105-1111.
 - (13) R.D. Blevins, *Flow-Induced Vibration (second edition)*, (1990), pp.104-120., Van Nostrand reinhold.
-