

充腹構造断面の空力振動現象に関する研究

松本 勝・白石 成人・白土 博通
真下 義章・湯川 雅之・平井 滋登

AERODYNAMIC OSCILLATION OF BLUFF BODY

By Masaru MATSUMOTO, Naruhito SHIRAISHI, Hiromichi SHIRATO,
Yoshiaki MASHIMO, Masayuki YUKAWA, Shigeto HIRAI

Synopsis

In this study, the effects of turbulence on galloping were investigated from the frequency effect of turbulence point of view. Two 2-D rectangular cylinders with slenderness ratios 1 ($B/D=1$, B: chord length, D: height of section) and 2 ($B/D=2$) were used and the steady lift force and an aerodynamic response were measured in grid-turbulent flow and a pulsating sinusoidal flow. As a result, it is suggested that the higher frequency fluctuating components of turbulence intensifies the entrainment effect of separated shear layer around the body, and the comparatively low frequency fluctuating components of turbulence which is corresponding to "shear layer instability enhancement frequency region" which would generate a vortices on a body side surface which sometimes interact with Karman vortices, have few significant effect on steady lift force and galloping response.

1. ま え が き

近年、瀬戸内海を中心に橋梁構造物の建設が盛んに行われている。また、これらの橋梁は土木技術の向上とともに吊橋や斜張橋を中心として長径間化が可能となってきており、今後も世界の各所で、径間長の大きな橋梁が建設されていくものと思われる。しかし、このような長大橋梁は、可撓性の増大や捻れ剛性の低下を招くため、静的風荷重による影響とともに空力振動現象に対する安全性の評価が重要なものとなっていることは周知のところである。そこで、風洞実験を通じギャロッピングやフラッター、渦励振等の各種空力振動現象に関する発現機構やその応答特性が明らかにされてきた。ところが、実際の構造物に作用する自然風は、地表面の影響を受けて時間的・空間的に乱れを有する境界層乱流を形成しており、その気流の乱れが各種空力現象に及ぼす影響（乱流効果）を明らかにすることが、安全性に富みかつ経済的な構造物を建設する上で重要なことと思われる。

これまでの乱流効果に対する研究では、乱流特性を表すパラメータとしておもに乱れの強さや乱れのスケールに着目した研究が多く行われている。乱れの強さについては、二次元角柱の時間平均流れ¹⁾や剥離バブル内の平均圧力分布²⁾などに対して大きく影響を及ぼしていることが認められている。また、乱れのスケール効果については、三次元ディスクにおいて、乱れのスケールがある範囲内では、乱れのスケールの増加にともなってディスクの背圧が低下することが報告されている³⁾。さらに、乱れのスケール効果を物体の大きさと同程度の大スケール乱れと剥離せん断層厚さと同程度の小スケール乱れに大別し、大スケール乱れは、物体後流の放出渦に大きな影響を与えること、小スケール乱れは剥離せん断層の連行作用を強め、その

再付着を促進するを明らかにした報告もある⁴⁾。また、乱流効果は、対象とする断面形状によっても大きく変化する。一般には、乱流中においてギャロッピングや渦励振の応答振幅は、安定化することが指摘されているが、その場合は断面形状により大きく異なっている。特に、偏平六角形断面の渦励振では逆に不安定化すると報告されている⁵⁾⁶⁾。このように、乱流効果に関して様々な特性が明らかにされてきているが、その全貌は複雑であり未だ不明な点も数多く残されているのが現状である。

一方、充腹断面の各種空力振動現象の発生は、断面周りに形成される剥離せん断層の挙動に起因していることが知られている。また、この剥離せん断層は、ある周波数領域の自己刺激（物体の振動）あるいは外的刺激（Pulsating flow, Applied sound, など）により、その不安定性が容易に増幅される。Fig. 1に示す図⁷⁾は、種々の断面偏長比を有する矩形断面を脈流（主流方向にわずかな周期変動成分 ($u_0/U=1\%$ 程度, u_0 : 変動風速振幅, U : 平均風速) を有する流れ) 中に固定し、断面側面の前縁近傍における変動圧力の脈流周波数に対する同期特性を、脈流周波数と断面偏長比の関係として示したものである。図中、丸印の大きさが脈流周波数との同期の大きさを表しており、それぞれの矩形断面において断面特有の同期領域が存在することが明らかにされている。

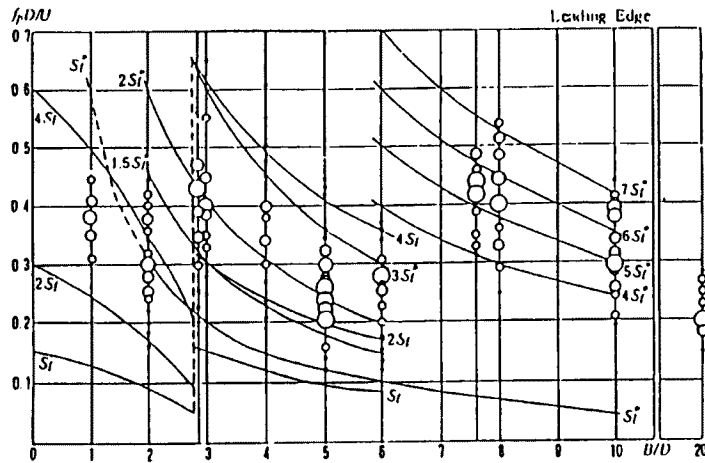


Fig. 1. Unsteady pressure characteristics on the side surface of bodies in pulsating flow.

そこで本研究では、空力振動現象の一つであるギャロッピングを対象に、乱流効果をあまり受けないとされている、断面偏長比 B/D (B : 幅員, D : 桁高) が1.0の矩形断面及び、乱流効果を強く受けるとされている断面偏長比 B/D が2.0の矩形断面を用い、以上のような剥離せん断層の外的刺激に対する同期特性（剥離せん断層の不安定性増幅特性）を念頭に置き、乱流を様々な周波数成分を有するある種の外的刺激として捉え、乱流効果を乱流の持つ周波数特性という側面より検討しようとするものである。

2. 風洞実験概要

2.1 実験対象断面および気流

本実験で対象とした断面は、断面偏長比 B/D (B : 幅員, D : 桁高) が1.0の矩形断面（以下 $B/D=1.0$ 断面と呼ぶ。）及び2.0の矩形断面（以下 $B/D=2.0$ 断面と呼ぶ。）である。模型は檜製で、表面には圧力測定のための圧力孔が設けてあり、端部には気流の二次元性を確保するために端板が取り付けられている。スパン長は600 mmである。模型断面を Fig. 2に示す。

これらの矩形断面の剥離特性は、完全剥離型に属するものでありギャロッピング振動を生じる典型的な断面である。また、乱流効果については、 $B/D=1$ 断面はあまり影響を受けないとされており、 $B/D=2$ 断面

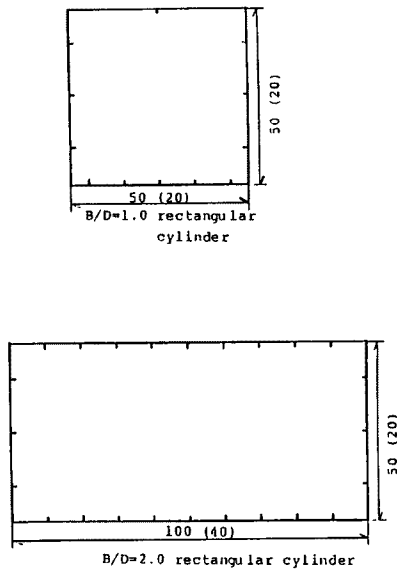


Fig. 2. Cross section of model (unit in mm).

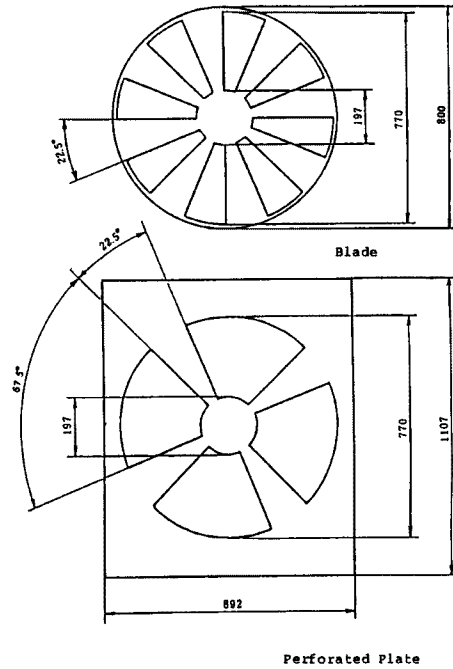


Fig. 3. Pulsating flow generator (unit in mm).

は強い影響を受けるとされている。

使用した風洞は、京都大学工学部土木工学教室に設置された吹き出し式エッフェル型風洞（測定部高さ 1.0 m，幅員 0.7 m，長さ 1.0 m）である。風速は 0 m～15 m の範囲で連続的に制御可能となっている。また、側面境界層及び模型支持アームによる気流の攪乱を防止するために、風洞壁より 3.5 cm の位置に導流壁を設けてある。模型設置位置付近ではほぼ一様な風速分布となること、主流方向平均乱れの強さが時間平均風速 4 m/s 付近で 0.5% 以下となることが確認されている。脈流は、Fig. 3 に示すように perforated plate と回転ブレードからなる脈流発生装置を風洞吹き出し口に設置することにより発生させた。ブレードを回転数制御可能なモーターでプーリー、Vベルトを介して回転させることにより、風洞下流端の閉塞周波数を調整できる。ブレード回転数はユニバーサル・カウンタ（日置電気 K.K.，3601）により検出し、脈流周波数を設定した。

乱流は、2種類の乱流格子を用いるとともにその設置場所を変化させて、乱れの強さ (I_u)，乱れのスケール (L_u/D) および周波数特性の異なる計 9 種類の乱流（乱流 (I-1)～(I-4) および乱流 (II-1)～(II-5)）を発生させた。それぞれの乱流の乱れの強さおよび乱れのスケールを Table 1 に示す。ここで、周波数特性という観点からは、目の荒い格子（格子 I）を用いて発生させた乱流 (I-1)～(I-4) が相対的に低周波数成分のパワーが大きく、目の細かい格子（格子 II）を用いて発生させた乱流 (II-1)～(II-5) は、相対的に高周波数成分のパワーが大きいという特性を示している。

風速設定は、NPL 型ピトー管により、風洞内の総圧・静圧を検出し、その差圧をデジタル・マノメーター（岡野製作所，DP-20 A）で読み取った。ピトー管は、先端を導

Table 1. Characteristics of turbulent flow (4 m/sec)

TURBULENT FLOW	$I_u(\%)$	L_u/D
I-1	7.0	2.04
I-2	7.8	1.94
I-3	8.5	1.40
I-4	12.0	1.21
II-1	4.8	1.38
II-2	5.6	1.30
II-3	7.5	1.20
II-4	7.9	1.00
II-5	9.8	0.88

流壁の前縁に合わせて設置した。脈流及び乱流中では、ピトー管に平行して熱線プローブを設置し、熱線風速計（日本科学工業 K.K., CTA (MODEL 1017), 電源指数可変型リニアライザ (MODEL 1013), 加減算器 (MODEL 1017), 電源ケースモニタ (MODEL 1008)) にピトー管による風速でキャリブレーションを入れ、風速設定を行った。風速データは、データレコーダ (TEAC, R-280) に記録するとともに、スペクトルアナライザ (三栄測器 K.K., Signal Processor 7T16) により解析を加えた。また、風速変動の R.M.S. 値は熱線風速計から R.M.S. 計 (日本科学工業 K.K., MODEL 1015) に入力、マルチコーダー (渡辺測器製作所 K.K., MC 6612) で出力して読み取った。

2.2 測定方法

静的空気力測定実験

模型に働く静的空気力は、模型をロードセル型 AC 天秤 (日章電機 K.K., LMC 3501-2) によって固定支持し、動ひずみ計 (新興通信 K.K., DSA-602B) を通して、データレコーダ (前出) で記録した後、ローパスフィルタ (NF 回路設計ブロック K.K., E 3201) を介し、マルチコーダ (前出) に出力した。なお、本研究では、構造軸をもとに空気力を定義している。

表面圧力測定実験

表面圧力は、固定支持した模型表面の圧力測定孔で取り出した圧力をアルミ製の導圧管により端板まで導き、ビニール製の導圧管により差圧計に総圧として入力した。一方、ピトー管の静圧を取り出して、差圧計に入力、両者の差圧をプレッシャーマイク (豊田工機 K.K., DD 101K) により検出、直流増幅器 (豊田工機 K.K., AA 3004) を通して、データレコーダ (前出) で記録した。さらに、ローパスフィルタ (前出) を介して、マルチコーダ (前出) により平均圧力を読み取った。変動圧力 R.M.S. 値は、同じくデータレコーダ (前出) から R.M.S. 計 (前出) に入力、ローパスフィルタ (前出) を介して、マルチコーダ (前出) で読み取った。

振動応答測定実験

模型を弾性支持するため、両端板にアームを取り付け、左右 4 本計 8 本のコイルスプリングで風洞内に水平支持した。振動モードは、曲げ 1 自由度に固定し、ピアノ線を用い捻れ変位を拘束した。模型の変位は、コの字型ピックアップをコイルスプリングに続けて取り付け、その上に歪みゲージを貼り付け電気的に検出した。ひずみゲージからホイットストンブリッジ (新興通信 K.K.), 導ひずみ計 (前出), ローパスフィルタ (前出) を通して、リニアコーダ (グラフテック K.K., WR 3101) に出力した。なお、動的实验における模型の構造諸元を Table 2 に示す。

Table 2. Test conditions for 2-D model

Section	fo(Hz)	M(kg · sec ² /m ²)	δ(20mm)	δ(15mm)	δ(10mm)	δ(5mm)	Sc(10mm)
B/D=1 Rectangular Cylinder	2.07192	0.31838	0.02960	0.02579	0.02308	0.01962	7.39
B/D=2 Rectangular Cylinder	2.32500	0.08519	0.03549	0.02924	0.02403	0.01921	6.55

流れの可視化実験

流れを可視化するために、模型の片側を支持アームに固定し、反対側をピアノ線で支持した。流れを見やすくするため、ピアノ線側の導流壁は外してあり、また、模型の端板も透明アクリル樹脂製としている。模型前縁より約 5 cm の位置に鉛直に直径 0.5 mm のニクロム線を張り、風洞上流からアルミニウム粉末を含ませた流動パラフィンを連続的に供給した。ニクロム線に加える電圧はスライダック（東芝 K.K., SD 130）により 120 V まで連続的に変化させることが可能で、本研究では、約 15 V の電圧によって煙を発生させた。煙には、上下流両側からスリット光線を当て、背景とのコントラストにより見やすくした。流れの様子は、ピアノ線支持側よりモータードライブ付き 35 mm カメラ（日本光学 K.K., F3, MD-4）によって連続撮影した。

3. 静的特性に及ぼす乱流効果

3.1 概 説

ギャロッピング振動現象の発生要因としては準定常理論を適用し迎角-揚力係数曲線が負勾配になることより説明されている。一様流中の矩形断面においては、抗力係数がピーク値を示し背圧が最も低下する断面偏長比 $B/D=0.6$ 矩形断面から、剥離せん断層が再付着する $B/D=2.8$ 矩形断面に至るまでの範囲で揚力係数曲線の負勾配が認められギャロッピング振動が発生するとされている。そこで、本章では $B/D=1.0$ 断面および $B/D=2.0$ 断面を対象に、一様流中および種々の乱流中における迎角-揚力係数曲線を測定すると共に揚力係数勾配を算出し、それぞれの断面の静的特性に及ぼす乱流効果について検討を加えた。また、乱流効果を周波数特性という観点から検討を加えるため、様々な周波数の脈流中において脈流周波数に対する揚力係数勾配の変化を測定しその特性を調べた。また、これらの静的特性から、ギャロッピング応答特性に及ぼす影響の予測を行った。さらに、一様流中および脈流中において断面表示の平均圧力および変動圧力を測定することにより、断面周りの流れのパターンおよび剥離せん断層の挙動に対し、脈流という外的刺激がどのような影響を与えているかを調べた。最後に、可視化実験を行い風洞実験より得られた結果を確かめた。

3.2 実験結果および考察

3.2.1 静的空気力測定実験

Fig. 4~Fig. 5 に一様流及び 9 種類の乱流（乱流 (I-1) ~ (I-4), 乱流 (II-1) ~ (II-5)）

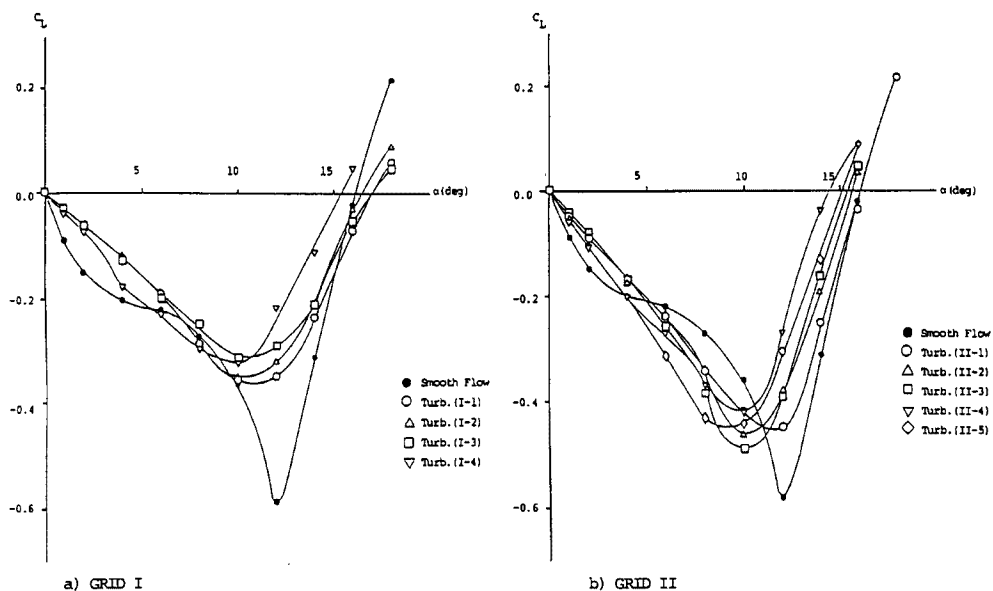


Fig. 4. Mean lift coefficient v. s. incidence for $B/D=1.0$ rectangular cylinder.

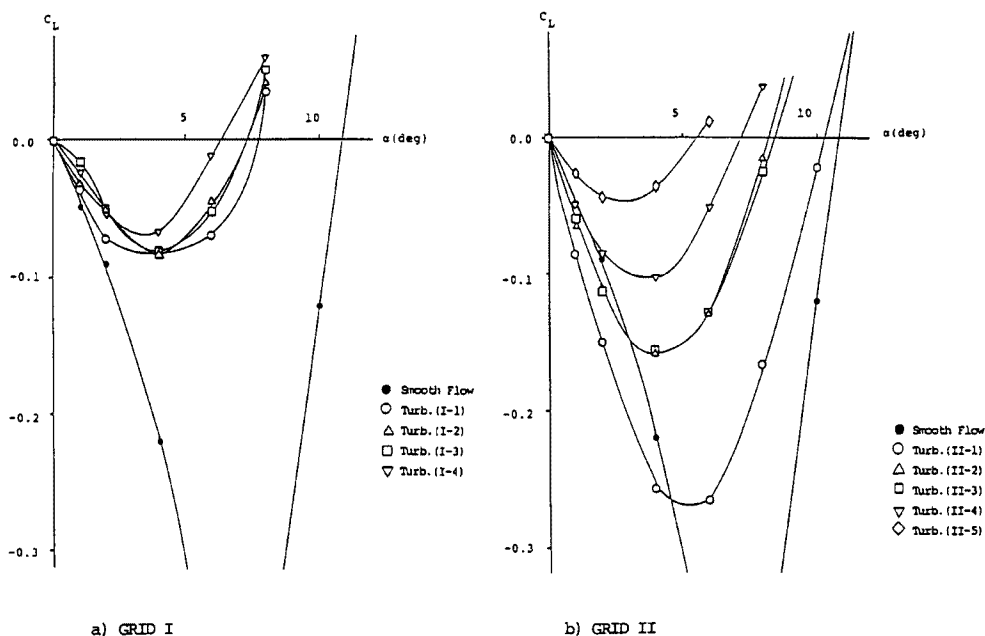


Fig. 5. Mean lift coefficient v. s. incidence for $B/D=2.0$ rectangular cylinder.

中における迎角-揚力係数曲線を示す。図より明らかなように、 $B/D=1.0$ 断面では一様流および乱流の気流の変化に伴う相違は、比較的小さいことが伺える。また、乱れの強さの大小による影響も小さく乱れの影響が及びにくい断面であることが理解できる。一方、 $B/D=2.0$ 断面では乱流中でピークの絶対値が顕著に低下し、またピークを示す迎角も一様流中よりも早く現れている。また、格子Ⅱを用いて発生させた乱流(Ⅱ-1)～(Ⅱ-5)では、乱れの強さが増加するに従いピークの絶対値およびピークを示す迎角の出現が徐々に低下しており、乱れの強さによる影響を強く受けていることが示されている。以上のような $B/D=1.0$ 断面と $B/D=2.0$ 断面の特性の相違は、剝離せん断層の再付着化傾向の違いを示すものであると考えられる。つまり、 $B/D=1.0$ 断面では、剝離せん断層は断面からかなり離れた位置にあるため乱流による連行作用促進の影響をあまり受けなかったのに対し、 $B/D=2.0$ 断面では、一様流中においてすでに断面側面に接近しており、乱流の連行作用促進効果の影響を受け、見かけ上 after body が長くなったような効果をもたらし、断面周りの流れのパターンが再付着型に変位した結果、揚力の絶対値の低下をもたらしたものと考えられる。

次に、これら9種類の乱流中において迎角 $\alpha=0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$ の揚力を測定することにより計算した揚力係数勾配 $|dC_L/d\alpha|$ (C_L :揚力係数)の計算結果をFig. 6～Fig. 7に示す。この図においても $B/D=1.0$ 断面は、それぞれの乱流中であまり大きな変化は現れていないことがわかる。これに対し $B/D=2.0$ 断面は、乱れの強さの増加にともない揚力係数勾配の絶対値が顕著に低下している。また、格子Ⅱを用いた乱流(図中○印)では、乱れの強さが小さいところで揚力係数勾配の絶対値が、一様流中の値(図中●印)よりも大きくなっている。これは、揚力係数曲線のピークが現れる(再付着が始まる)迎角が低下することにより、迎角の小さなどころでの揚力係数の絶対値が増加したことに起因している。つまり、乱流の連行作用促進効果により下方の剝離せん断層が断面に近づいたため、見かけ上、迎角が大きくなったような現象が現れたものと考えられる。また、この現象が格子Ⅰを用いた乱流よりも格子Ⅱを用いた乱流中で顕著に現れたことは、高周波数成分の乱れには、おもに連行作用を促進する働きがある可能性を秘めており、その効果が、弱い乱流中においてクローズアップされたものと思われる。つまり、乱れの強さがある程度大きくなると、スパン軸方向の相関性の低下などにより、揚力係数の絶対値自体が小さくなるため、このような現象は現れなくなっ

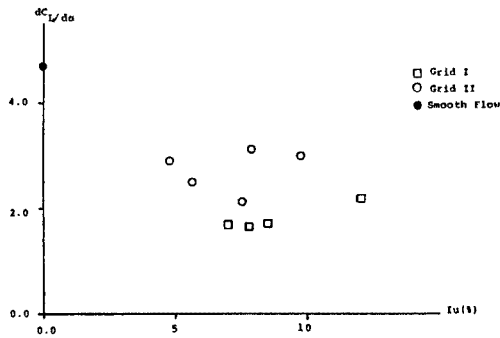


Fig. 6. Gradient of lift coefficient v. s. intensity of turbulent flow for $B/D=1.0$ rectangular cylinder.

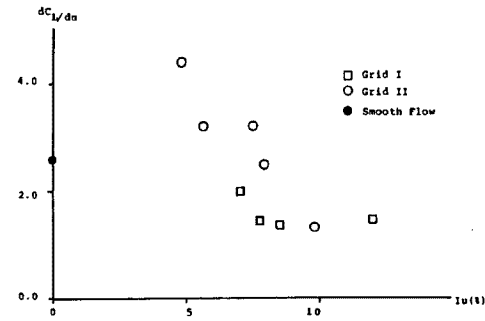


Fig. 7. Gradient of lift coefficient v. s. intensity of turbulent flow for $B/D=2.0$ rectangular cylinder.

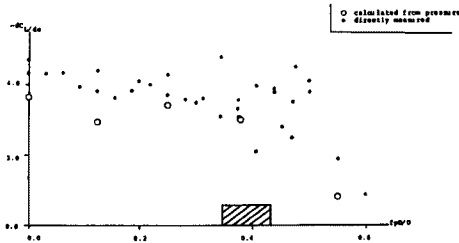


Fig. 8. Gradient of lift coefficient v. s. pulsating frequency for $B/D=1.0$ rectangular cylinder.

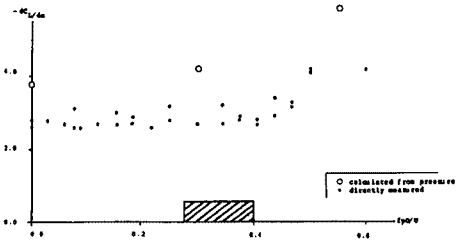


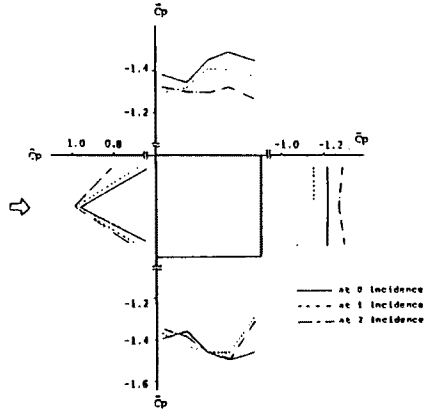
Fig. 9. Gradient of lift coefficient v. s. pulsating frequency for $B/D=2.0$ rectangular cylinder.

たと考えられる。

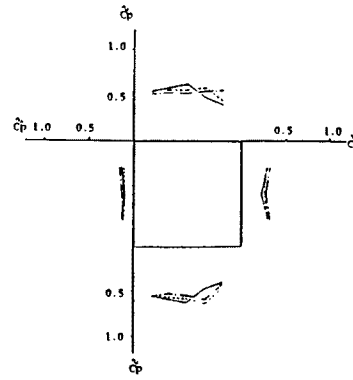
Fig. 8~Fig. 9 に一樣流中および様々な周波数の脈流中における揚力係数勾配の値を示す。図中の○印は、それぞれの迎角における表面圧力を測定することにより揚力を求め算出した揚力係数勾配の値である。また、斜線で示されている周波数領域は、文献7)により脈流中において各種矩形断面の表面圧力に剝離せん断層の不安定性増幅効果が顕著に現れることが明らかにされている領域である。まず、 $B/D=1.0$ 断面では、脈流の無次元周波数 $f_p D/U$ (f_p : 脈流周波数, D : 桁高, U : 平均風速) が斜線部を越える高周波数領域で、揚力係数勾配の絶対値が、極端に減少しており安定化する傾向が認められる。これに対し $B/D=2.0$ 断面では、斜線部の周波数領域を越えた高周波数領域において、揚力係数勾配の絶対値が徐々に大きくなる傾向が認められる。この結果は、格子IIを用いて発生させた乱流中における揚力係数勾配測定実験の結果と同じ現象が現れたものと思われる。すなわち $B/D=2$ 断面では、高周波数成分の乱れにより連行作用促進効果が促され、乱れの強さがある程度弱い範囲内では、小さい迎角において揚力係数の絶対値が、大きくなることによるものと思われる。

3.2.2 表面圧力測定実験

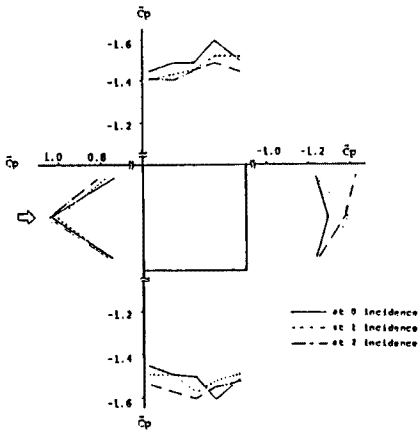
$B/D=1.0$ 断面および $B/D=2.0$ 断面において一樣流中と脈流中 ($B/D=1.0$ 断面では $f_p D/U=0.3$ と $f_p D/U=0.55$, $B/D=2.0$ 断面では $f_p D/U=0.33$ と $f_p D/U=0.55$)における断面表面の平均圧力係数と変動圧力係数を測定し、気流の相違による比較を試みた。実験結果を Fig. 10~Fig. 13 に示す。 $B/D=1.0$ 断面では、平均圧力分布より明らかなように、揚力係数勾配の絶対値に安定化傾向をもたらした脈流 ($f_p D/U=0.55$)中で、他の気流に比べ断面後縁および断面背面の圧力回復が若干認められる。この結果より、脈流 ($f_p D/U=0.55$)中では剝離せん断層の再付着化が促進されるとともに、揚力係数曲線に影響を及ぼすカルマン渦⁸⁾に影響を及ぼした結果、揚力係数勾配の絶対値が小さくなったものと考えられる。変動圧力分布に



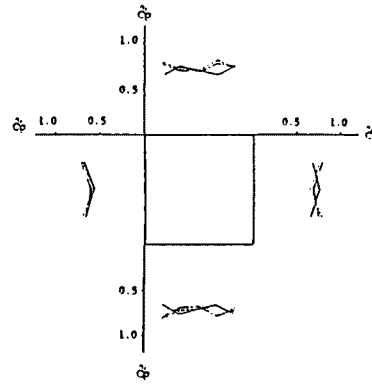
a) in Smooth Flow



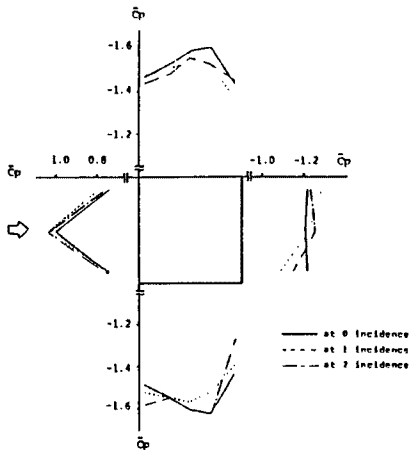
a) in Smooth Flow



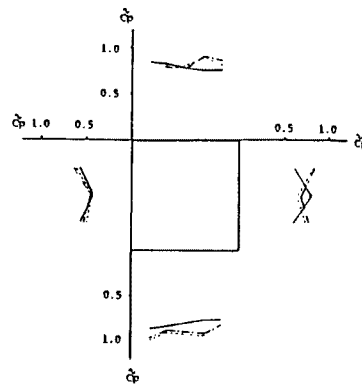
b) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.38$)



b) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.33$)



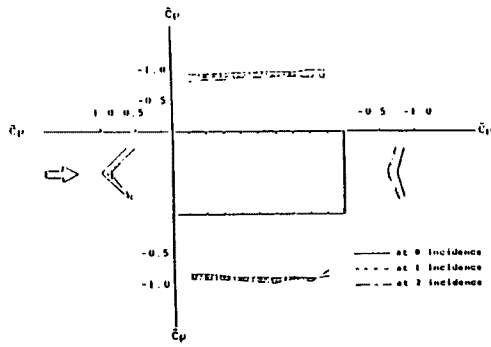
c) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.55$)



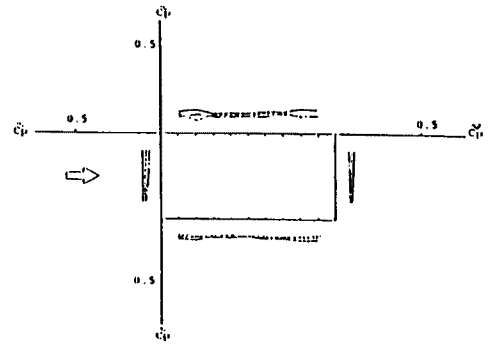
c) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.55$)

Fig. 10. Distribution of mean pressure around $B/D=1.0$ rectangular cylinder.

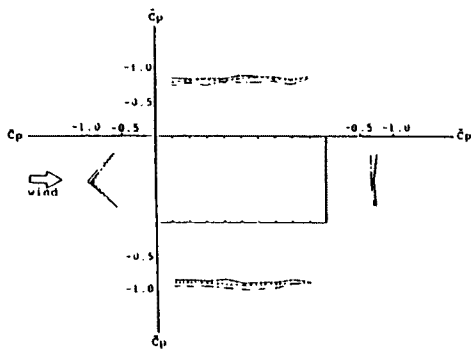
Fig. 11. Distribution of fluctuating pressure around $B/D=1.0$ rectangular cylinder.



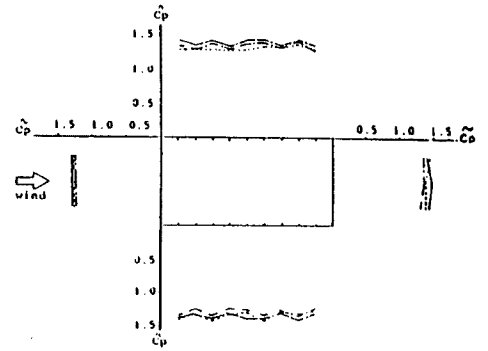
a) in Smooth Flow



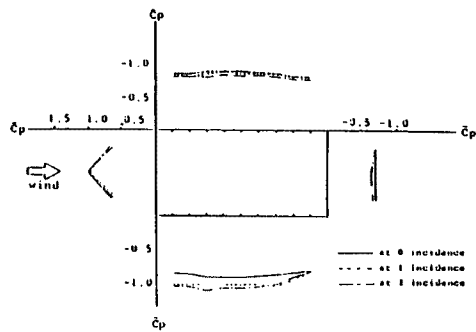
a) in Smooth Flow



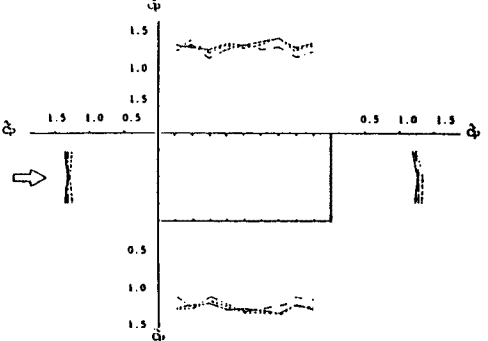
b) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.33$)



b) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.33$)



c) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.55$)



c) in Pulsating Flow ($f_p D/U=0.55$)

Fig. 12. Distribution of mean pressure around $B/D=2.0$ rectangular cylinder.

Fig. 13. Distribution of fluctuating pressure around $B/D=2.0$ rectangular cylinder.

おいても脈流 ($f_p D/U=0.55$) 中では、他の気流中よりも大きな値を示しており、剥離せん断層が高周波数領域の刺激に対し強く影響されていることが伺われる。 $B/D=2.0$ 断面では、もともとカルマン渦の放出が弱いため3種類の気流を通じて背面の圧力にあまり顕著な変化は認められていない。一方、側面の圧力に関しては脈流 ($f_p D/U=0.55$) 中において再付着化の傾向が認められ、乱れの連行作用促進効果に対する高周波数成分の乱れの影響を示唆している。

3.2.3 可視化実験

静的実験において、 $B/D=1.0$ 断面は乱れの影響が小さく、 $B/D=2.0$ 断面では乱れの影響が大きいことが明らかになった。そこで一様流と乱流の断面周りの流れの様子を観察するため可視化実験を行った。一様流及び乱流（I-1）中の迎角 $\alpha=0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$ における写真を**Photo. 1**～**Photo. 12**に示す。乱流中において $B/D=1.0$ 断面および $B/D=2.0$ 断面双方ともに剥離せん断層が断面に近づいていることが伺える。しかし、 $B/D=1.0$ 断面では、剥離せん断層が再付着するまでには至っておらず、また断面背後にカルマン渦の放出も、若干弱いながらも観察することができ、比較的一様流とよく似た流れを形成していることが確認できる。一方、 $B/D=2.0$ 断面では、連行作用の促進効果が著しく、断面後縁部において再付着している傾向が認められ、乱流の影響を大きく受けていることが確認できる。



Photo. 1. $B/D=1.0$, $\alpha=0^\circ$, in smooth flow.

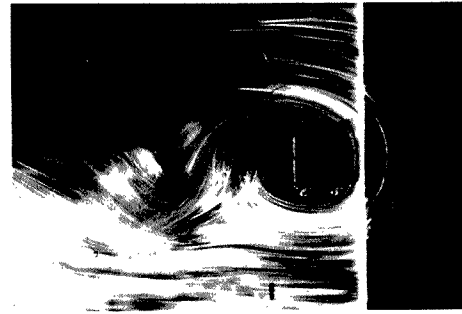


Photo. 4. $B/D=1.0$, $\alpha=0^\circ$, in turbulent flow (I-1).



Photo. 2. $B/D=1.0$, $\alpha=1^\circ$, in smooth flow.



Photo. 5. $B/D=1.0$, $\alpha=1^\circ$, in turbulent flow (I-1).



Photo. 3. $B/D=1.0$, $\alpha=2^\circ$, in smooth flow.

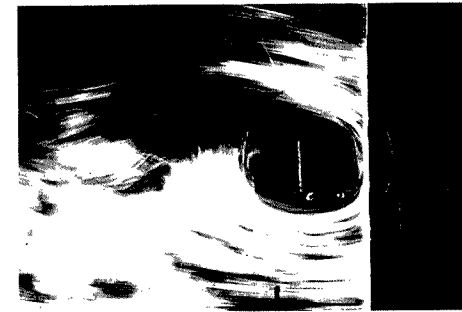


Photo. 6. $B/D=1.0$, $\alpha=2^\circ$, in turbulent flow (I-1).

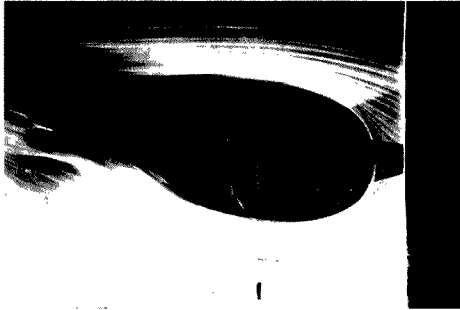


Photo. 7. $B/D=2.0$, $\alpha=0^\circ$, in smooth flow.

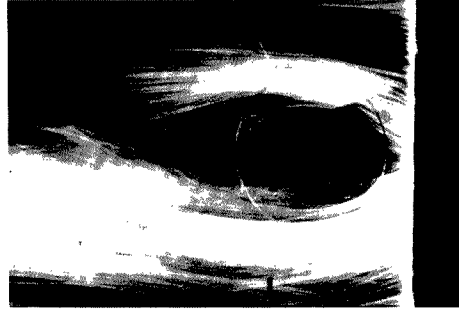


Photo. 10. $B/D=2.0$, $\alpha=0^\circ$, in turbulent flow (I-1).

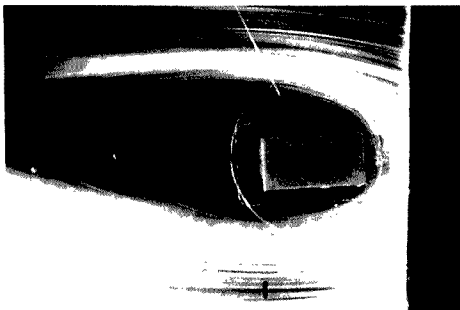


Photo. 8. $B/D=2.0$, $\alpha=1^\circ$, in smooth flow.



Photo. 11. $B/D=2.0$, $\alpha=1^\circ$, in turbulent flow (I-1).

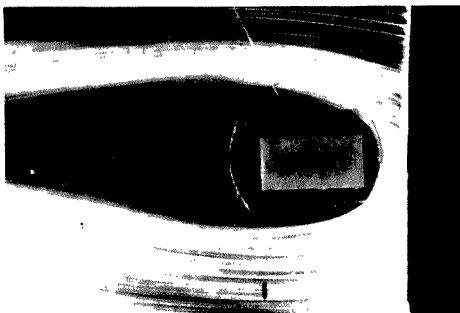


Photo. 9. $B/D=2.0$, $\alpha=2^\circ$, in smooth flow.

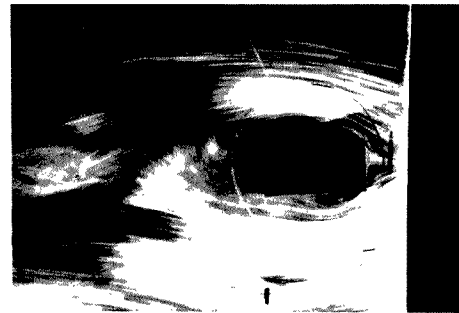


Photo. 12. $B/D=2.0$, $\alpha=2^\circ$, in turbulent flow (I-1).

4. ギャロッピング応答特性に及ぼす乱流効果

4.1 概 説

この章では、前章の静的実験結果より得られた各断面の静的特性をもとに、ギャロッピング振動に関する動的特性に与える乱流効果について検討を加えた。まず、乱れの強さがほぼ等しい乱流（Ⅰ-1）と乱流（Ⅱ-3）において風速-応答振幅測定実験を行うことにより、乱れのスケールおよび周波数特性の違いによる影響を調べた。また、平均風速を一定に保った様々な周波数の脈流中において、ギャロッピング応答振幅がどのように変化するかを測定し、周波数特性の観点から検討を加えた。

4.2 実験結果および考察

$B/D=1.0$ 断面および $B/D=2.0$ 断面の二様流中、乱流（Ⅰ-1）中、乱流（Ⅱ-3）中における風速-

応答振幅測定実験の結果を Fig. 14~Fig. 15 に示す。図中の応答振幅は、最大振幅と最小振幅の中間値で表している。まず、B/D=1.0 断面では、乱流中の応答振幅において若干の安定化がみられるが、発現風速には大差は認められずあまり乱れの影響を受けていないことがわかる。2種類の乱流間では、ギャロッピング振動発現直後の応答振幅に相違がみられ、揚力係数勾配の絶対値が比較的大きかった乱流(Ⅱ-3)の方が大きな応答振幅を示していることから、準定常理論に従った結果が得られたものと思われる。一方、B/D=2.0 断面では、一様流中と乱流中との間でその応答振幅や発現風速に乱流による大きな安定化効果がみられ、静的特性同様、乱れの影響を強く受ける断面であることがわかる。また、乱流(Ⅰ-1)と乱流(Ⅱ-3)を比較すると応答振幅において乱流(Ⅰ-1)の方が安定化する傾向がみられ、揚力係数曲線において得られた特性と対応がとられている。

次に、様々な周波数の脈流中において、ギャロッピングの応答振幅がどのような変化を示すかを調べた。実験結果を Fig. 16~Fig. 17 に示す。B/D=1.0 断面では、脈流無次元周波数が $f_p D/U=0.48$ 付近において、応答振幅が大きくなる傾向を示している。これは、この周波数領域が B/D=1.0 断面のストロハル数の4倍、あるいは剝離せん断層不安定性増幅域近傍に相当することより、ギャロッピング現象とカルマン渦との関連性、あるいは剝離せん断層不安定性増幅による渦とカルマン渦の相互干渉によるギャロッピングへの影響が示唆されているものと考えられる。また、静的実験と同様に高周波数の脈流中において、若干安定化の傾向が示されている。B/D=2.0 断面では、脈流周波数により若干応答振幅に変化が現れるものの大きな変化には至っていない。また、静的実験より予測された、高周波数領域における不安定化は認められなかった。これは、物体振動による自己刺激が十分に大きいため、脈流によるわずかな刺激が打ち消されてしまったものと思われる。

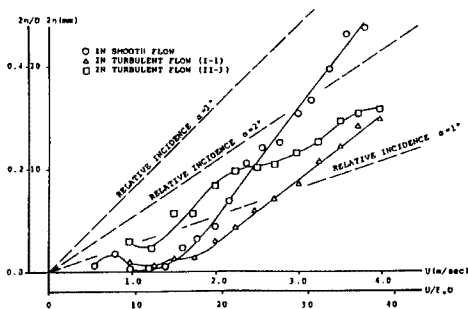


Fig. 14. Response amplitude v.s. wind velocity for B/D=1.0 rectangular cylinder.

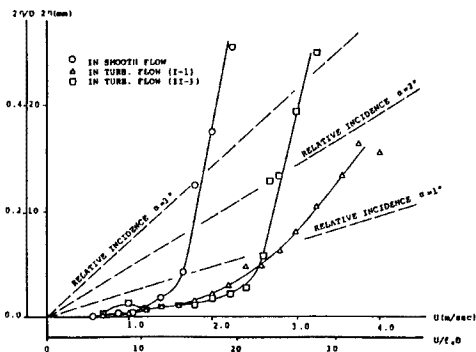


Fig. 15. Response amplitude v.s. wind velocity for B/D=2.0 rectangular cylinder.

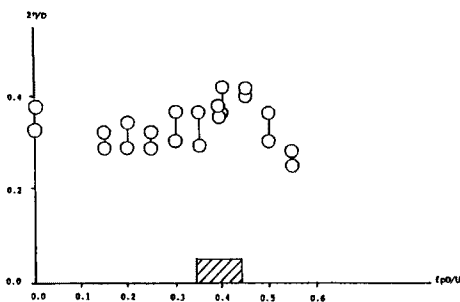


Fig. 16. Response amplitude v.s. pulsating frequency for B/D=1.0 rectangular cylinder.

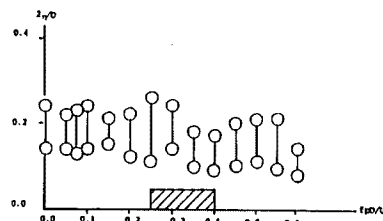


Fig. 17. Response amplitude v.s. pulsating frequency for B/D=2.0 rectangular cylinder.

最後に、 $B/D=1.0$ 断面を対象にギャロッピング応答発生中における脈流の効果を調べるために一様流中と $f_p D/U=0.55$ の脈流中で非定常空気力係数 H_1^* を求めた。 H_1^* は各々の風速において自由振動波形の減衰比を求めて次式で計算された。

$$H_1^* = m(\delta_0 - \delta) / \pi \rho b^2$$

(但し、 m : 単位長さ当りの質量、 δ_0 : 無風時におけるたわみ対数減衰率、 δ : 各風速におけるたわみ対数減衰率、 ρ : 空気密度、 b : 断面半弦長)

また、準定常理論に基づくと、

$$H_1^* = -(dC_L/d\alpha)k$$

($k=U/b\omega$, ω : 固有角振動数)

となる。実験結果を Fig. 18~Fig. 19 に示す。図中、破線で一様流中の $dC_L/d\alpha$ から求めた準定常値を、一点鎖線で脈流中の $dC_L/d\alpha$ から求めた準定常値を示してある。これらの図より、一様流中の結果は高風速に達すると準定常値に近づいていることがわかる。これに対し、脈流の結果は、脈流中の準定常値ではなく一様流中の準定常値に近づくことが示されている。従って、ギャロッピング発現中の断面には脈流の影響が及びにくいことが伺われる。つまり、剥離せん断層に対して物体の振動による自己刺激が強く影響を及ぼすため、脈流による微小な外的刺激の効果が現れにくくなったものと思われる。

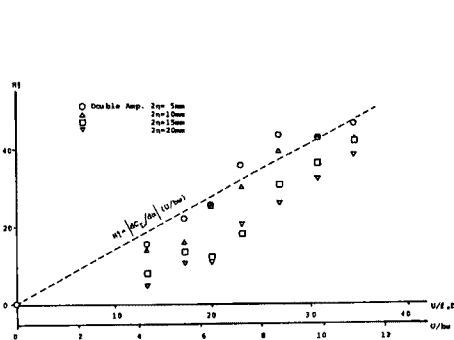


Fig. 18. Unsteady airforce coefficient for $B/D=1.0$ rectangular cylinder in smooth flow.

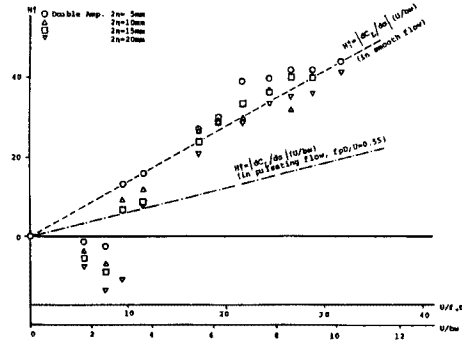


Fig. 19. Unsteady airforce coefficient for $B/D=1.0$ rectangular cylinder in pulsating flow ($f_p D/U=0.55$).

5. 結 論

本研究では、ギャロッピング振動が発生する断面辺長比 $B/D=1.0$ 矩形断面および断面辺長比 $B/D=2.0$ 矩形断面を対象に、格子乱流および脈流を用いることにより、断面それぞれの乱流効果について検討を加えた。得られた結果を以下に列挙する。

(1) 静的特性に及ぼす乱流効果

(a) $B/D=1.0$ 矩形断面: 様々な乱流中の静的揚力係数に対して、乱流の及ぼす影響は比較的小さいことが確認された。一方、脈流中においては揚力係数勾配の絶対値が、高周波数領域で低下する傾向が認められた。

(b) $B/D=2.0$ 矩形断面: 様々な乱流中の静的揚力係数は、乱れの強さや乱れのスケールの変化に対し敏感に反応し、乱流による安定化効果が著しい断面であることが確認された。また、比較的乱れの強さが弱い乱流中において、高周波数成分の外的刺激が、主に連行作用促進効果に寄与しているものと思われる現象が

みられた。この現象は、脈流中においても確認された。

(2) 動的特性に及ぼす乱流効果

(a) 乱流中において $B/D=1.0$ 矩形断面では、ギャロッピング応答振幅にあまり安定化傾向はみられなかった。また、ギャロッピング振動発現直後の応答振幅において、準定常理論に従った結果が得られた。一方、 $B/D=2.0$ 矩形断面では、その応答振幅や発現風速に乱流による大きな安定化効果がみられ、乱れの影響を強く受ける断面であることがわかった。

(b) 様々な周波数の脈流中において、 $B/D=1.0$ 矩形断面ではストロハル数の4倍付近、あるいは剥離せん断層不安定性増幅域近傍の脈流周波数で応答振幅が大きくなる傾向が示され、ギャロッピング現象とカルマン渦との関連性、あるいは剥離せん断層不安定性増幅域による渦とカルマン渦の相互干渉によるギャロッピングへの影響が示唆された。また、高周波数領域の脈流刺激により応答振幅が若干安定化する傾向が認められ、周波数効果の存在が伺われた。一方、 $B/D=2.0$ 矩形断面では応答振幅にあまり大きな変化が認められなかった。

ここで、全般にギャロッピング応答発現中の断面では、脈流の影響が小さくあまり顕著な変化がみられなかった。これは、非定常空気力係数測定実験によれば物体の振動による自己刺激が、脈流による外的刺激よりも断面周りの流れのパターンに、より効果的に作用し、その結果、脈流の影響が現れにくくなったものと思われた。

参 考 文 献

- 1) A. Laneville, I. S. Gartshore & G. V. Parkinson; An explanation of some effects of turbulence on bluff bodies, In proc. 4th Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures, pp. 333-341, London Cambridge University Press, 1975
- 2) R. Hillier & N. J. Cherry; The effects of stream turbulence on separation bubbles, J. Wind Engng. Indust. Aero., 8, 1981
- 3) P. W. Bearman; An investigation of the forces on flat plates normal to a turbulent flow, J. Fluid Mech. 46, 177-198, 1971
- 4) 中村泰治・大屋裕二・渡辺公彦：矩形断面柱空力特性に及ぼす乱れの影響，第8回風工学シンポジウム論文集，1984
- 5) 鈴木利彦・樋上琇一：乱流特性と渦励振応答振幅の関係について，第40回土木工学会年次学術講演会，1985
- 6) 武田勝昭・園部好洋：気流の乱れ強度と渦励振応答振幅，第39回土木工学会年次学術講演会，1984
- 7) 松本勝・白石成人・白土博通：主流方向脈動流中における Bluff Body の空力特性，第9回風工学シンポジウム論文集，1986
- 8) 岡南博夫：矩形断面の空気力係数に及ぼす乱流効果，日本風工学会誌 第32号昭和62年5月