

ねじれフラッター振動の発生機構に関する研究

松本 勝・白石 成人・白土 博通
平井 滋登・伊藤 裕一・重高 浩一

TORSIONAL FLUTTER MECHANISM

By Masaru MATSUMOTO, Naruhito SHIRAISHI, Hiromichi SHIRATO,
Shigeto HIRAI, Yuichi ITOH and Kouichi SHIGETAKA

Synopsis

This study aims the clarification of torsional flutter characteristics of H-section with various slenderness ratio B/D . Its dynamic response is classified into three types in dependence on slenderness ratio, that is, restricted oscillation type, divergent oscillation type and stable type. Effect of turbulence is drastically affected by slenderness ratio. For example the restricted oscillation tends to change to divergent one. In the case of divergent oscillation, flutter onset velocity increases with turbulence.

1. はじめに

一般に長大橋梁においては、桁や塔あるいは個々の構造部材が風を受けて振動を起こすという空力不安定振動がしばしば重大な問題となる。有名な1940年の Tacoma Narrows 橋（米国）の落橋事故以来、この問題の重要性が認識され、研究も幅広く行われることとなった。その結果、渦励振やフラッターといった各種の空力振動現象の存在が明らかにされてきた。実際、長大橋梁の設計にあたっては、あらかじめ空力安全性の照査が風洞実験により行われ、場合によっては、断面変更や基本断面にフラップやフェアリング等の形状変化を施すことにより、風に対する安全性が確保されている。一方、超長大吊橋においては、固有振動数が低下することから、特に桁断面の高い耐フラッター性能を得ることがますます重大な問題になってくる。

このような橋梁における風工学上の問題の解決にあたっては、経験的に得られている各種の耐風対策工から、試行錯誤的に有効なものを風洞実験により探すという手法のみでは、必ずしも十分ではないものと思われる。そこで、有効な解決策を得るためには、まずその発現機構というフラッターの本質を探ることから始め、有効な解決策を見いだすという立場に立つことが重要であると思われる。

本研究は、このような状況を考慮し、橋梁桁断面にしばしば生じる可能性のある各種のフラッターの中から、特にねじれフラッターを取り上げ、その発現機構を解明することを目的とする。ここでは、対象断面としてH型構造断面をとりあげたが、これは、矩形断面や円形断面同様、構造物を形作る際の基本形状の一つであると共に、断面辺長比によっては、ねじれフラッターの他、曲げ及びねじれの渦励振やギャロッピング、曲げねじれフラッター等の種々の空力振動が発生する可能性を有している断面である。落橋事故を起こ

した Tacoma Narrows 橋もこのH型断面に類似したプレートガーダー型式の桁断面を有していたことが知られている。

本研究では、まず過去の研究を踏まえ、辺長比をパラメータとして形状の違いに着目しつつ、基本的な応答特性を検討する。その際、乱流の及ぼす影響についても調べる。また、応答特性の差異を考慮し、断面側面の非定常圧力特性、あるいは静的空気力特性との対応をみる。以上の測定結果を基に、H型断面のねじれフラッターの振動機構を考察する。

2. 従 来 の 研 究

ねじれフラッターは、通常いったん発生すれば風速と共に振幅が限りなく増大するという発散型の振動とされ、構造物においては、発生がすぐ破壊につながりかねない危険な現象であるため、一般に、ある想定された風速以下で発生することが許されない。前述の Tacoma Narrows 橋においては、20 m/s にも満たない風速で振動が発生したと報告されている¹⁾。落橋時の状況と後に行われた風洞実験の結果を対比することにより、たわみの渦励振が発生した後、ねじれフラッターに移行したものと考えられている²⁾。国内においても、断面比が約1:1のH型橋梁吊材のねじり振動現象が確認され、風洞実験結果との比較によりねじりフラッタが発現したものと結論付けられている³⁾。矩形断面のねじれフラッターに関し、種々の辺長比や迎角に応じた不安定域を調べた研究例では、その模様は相当に複雑で、風速増加に伴い、振動が生じた後再び安定化する特性がみられる場合もあるとされている⁴⁾。

従来、ねじれフラッターは、失速フラッターあるいは剝離流フラッターとも称され、迎角を有する翼に発生するフラッターとして研究が始まった。研究の進展により、流れが剝離することに起因し、「物体の姿勢および速度が変化するとき、流れは瞬間的に変化せず、主流により剝離流の変化が後方まで伝えられるまで定常状態に達し得ない」という流れの遅れの効果が発生の一因として指適されている。しかしながら、各断面の特性の違いを考慮した詳細に関してはまだ不明な点が多い。

宮田、岡内⁵⁾は、吊橋の吊構造部に発生するフラッターのうち失速フラッター型の発振風速は、非定常翼理論を応用した Bleich の理論によって計算される値より大幅に下回ることが一般的であるとした。さらに、ピッチングモーメント係数曲線が負の勾配を有する範囲と、振動の発生する迎角の範囲が類似することを示し、ある代表点における相対迎角を用い、ピッチングモーメント係数の非線形性を考慮して応答特性を予測しようとし、Steinman⁶⁾は、ねじれ振動に準定常理論を適用するために Camber を有する断面を考え、さらに流れの遅れを表す Phase Correction Factor を導入し、発現風速を推定した。しかし、この手法は Camber を有する断面による実験を必要とする点で実際的ではないと考えられる。

このような準定常的な考えに基づいた手法に対し、数式上で諸要因を分離しようとする手法では、中村、溝田⁷⁾が、ねじり振動の非定常空力ダンピングを準定常的な成分と流れの遅れよりなる成分の和として捉えている。さらに、振動実験および可視化実験の結果より、再付着型の細長い矩形断面柱に関し、前縁にねじれ軸を有する場合のねじりフラッタには、流れの遅れの効果が支配的であることを示した。吉村、中村⁸⁾は吊橋断面等に生じるねじりフラッタの発生機構について、インディシャル応答を用い、ねじりフラッタ発生と関連付けた。また、有効迎角運動と角速度運動の寄与をインディシャル応答により比較し、ねじりフラッタの発生には有効迎角運動の寄与が圧倒的に大きいとした。以上の数式上で線形和を考えるという方法については、非線形性の強い流れのパターンについてどこまで適用できるのかという点で疑問が残るものである。

この他、振動時の非定常圧力分布を調べることにより、断面周囲の流れのパターンを推定するという手法も用いられており、著者ら⁹⁾は、他のフラッターとともに辺長比が5の矩形断面のねじれフラッターを対象に実験を行い、姿勢変化に伴う剝離バブルの発達と Vorticity-patch の形成が励振力になっていることを指

摘している。久保, 加藤¹⁰⁾も, 同様にH型断面を対象に非定常圧力の測定を行い, 流下渦の分布状況を推定し, 非定常圧力の定式化を試みている。

また, ねじれフラッターに及ぼす乱流効果に関しては, 著者らが, 脈流中における2次元断面で求められた剥離せん断層の不安定性増幅特性¹¹⁾を基本として, 辺長比を変えたH型断面を対象に検討を行っている¹²⁾。その結果, 断面比によって乱れの周波数効果が異なり, 特に扁平な断面において大きな安定化効果がみられたことを報告している。

3. 実験概要

本研究で使用した風洞は, 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ル型風洞(測定部高さ 1.0 m, 幅員 0.7 m, 長さ 5.0 m)である。風速は 0 m/sec～約 15 m/sec の範囲で連続的に制御可能であり, 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, 測定部壁面より 3.5 cm の位置に導流壁を設けている。模型設置位置付近ではほぼ一様な風速分布となること, 主流方向平均乱れ強さが平均風速 4 m/sec 付近で 0.5 % 以下となることが確認されている。

本章で用いたH型断面の概略を, Fig. 1 に示す。模型のスパン長は 600 mm であり, 両端部には気流の2次元性を確保するために端板が取り付けられている。模型の断面辺長比 B/D (B : 桁幅, D : 桁高) は, 幅の異なるフランジを取り替え, 2～12.5 の範囲で変化させた。また, 辺長比20の場合に限り, ウェブ厚さの薄い別の模型を用いた。模型は木製を基本とし, 片側面のスパン中央部に表面圧力測定のため, 圧力孔が設けてある。

一様流中の風速測定は, NPL 型ピトー管により風洞内の総圧と静圧を検出し, その差圧をデジタルマノメーター(岡野製作所, DP-20 A)で読み取り, 風速値に換算した。格子乱流中では, 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., MODEL 1011, 1013, 1017, 1008)より変動風速測定を行った。

気流は, 一様流のほか2種類の乱流を格子を用いて発生させた。格子は, 目の荒い方を Grid I, 細かい方を Grid II と呼び, Grid I は模型中心より 137 cm, Grid II は 237 cm 上流側に設置した。発生させた格子乱流は, 文献13)においてそれぞれ乱流 I-4, II-1 と称されているものと同一である。主流方向の乱れの強さと積分スケールは, それぞれ乱流 I-4 が12.0%と 6.1 cm, 乱流 II-1 が4.8%と 6.9 cm となっている。

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(ミネベア K.K., DSA-602 B)を通して, 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(渡辺測器製作所 K.K., MC 6612)に出力した。

振動応答測定時は, 模型の両端部にアームを取り付け, 左右各4本計8本のコイルスプリングで風洞内に水平に支持した。本研究では, 迎角 0° のみを対象としている。模型の変位は, コイルスプリング基部に挿入されたコの字型ピックアップ部上の歪ゲージにより電気的に検出し, ホイトストンブリッジ(新興通信事業部)を通じて, 動歪計(前出)を介し, ローパスフィルタ(前出)を通した後, リニアコーダ(グラフ

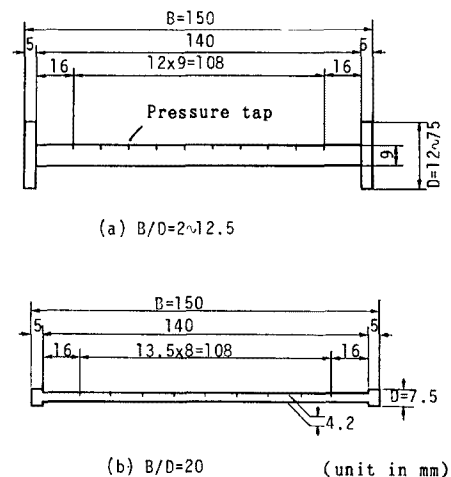


Fig. 1. H-Section Model.

a) $B/D=2\sim12.5$ b) $B/D=20$

Table 1. Properties of Models

Name	B/D		f (Hz)	I (kg·s ⁻²)	δ (5°)	δ (3°)	δ (1°)	Sc (1°)
HD1	3	H - SEC	3.7348	0.000944	0.0067	0.0061	0.0045	0.067
HD2			3.7316	0.000927	0.0310	0.0300	0.0270	0.395
HD3			3.6630	0.000981	0.0870	0.0620	0.0680	1.054
HD4			3.6023	0.000958	0.1090	0.0950	0.0890	1.348
HD5			3.5225	0.001084	0.1770	0.2170	0.1750	2.998
HD6			3.4130	0.001045	0.3180	0.2650	0.2050	3.384
HD7	5		3.6470	0.000983	0.0058	0.0058	0.0052	0.081
HD8			3.6364	0.000986	0.0320	0.0297	0.0265	0.413
HD9			3.5897	0.001064	0.0803	0.0746	0.0612	1.029
HD10			3.3755	0.001054	0.4130	0.2950	0.2580	4.297
HD11	9.4		3.7195	0.000948	0.0056	0.0056	0.0048	0.072
HD12			3.6816	0.000922	0.0590	0.0530	0.0480	0.699
HD13			3.6069	0.000962	0.1480	0.1200	0.1020	1.551
HD14			3.4722	0.000994	0.2630	0.2260	0.2190	3.440
HH1	2	H - SEC	3.5601	0.001005	0.0502	0.0438	0.0327	0.519
HH2	2.5		3.5791	0.001002	0.0498	0.0457	0.0340	0.538
HH3	3.26		3.6603	0.000985	0.0442	0.0418	0.0356	0.554
HH4	3.41		2.0921	0.002420	0.0139	0.0092	0.0074	0.283
HH5			3.6832	0.000932	0.0435	0.0469	0.0365	0.538
HH6			2.0972	0.002564	0.0097	0.0081	0.0073	0.295
HH7	3.57		2.1008	0.002627	0.0120	0.0112	0.0112	0.465
HH8	20		3.4638	0.001089	0.0112	0.0054	0.0051	0.087
HT3	3	H - SEC	3.6040	0.000993	0.0214	0.0197	0.0163	0.256
HT4	5	T - SEC	3.6232	0.001018	0.0218	0.0214	0.0157	0.252
HT5		H - SEC	3.6982	0.000963	0.0210	0.0188	0.0160	0.244
HT6		T - SEC	3.7019	0.000984	0.0217	0.0206	0.0181	0.281
HT7		H - SEC	3.7594	0.000933	0.0219	0.0180	0.0146	0.215
HT8	9.4	T - SEC	3.7700	0.000925	0.0188	0.0165	0.0161	0.235
HT9		H - SEC	3.7825	0.000935	0.0187	0.0154	0.0133	0.196
HT10	12.5	T - SEC	2.7783	0.000926	0.0192	0.0171	0.0149	0.218

テック K.K., WR 3101) に出力した。なお、振動応答測定時の各ケースの物理諸元を **Table 1** に示す。

強制加振時の非定常圧力は、電動起振機を用いて一定振幅でねじれ加振されている模型表面の圧力測定孔での圧力と、ピトー管の静圧の両者をプレッシャーマイク（豊田工機 K.K., DD 101 K）に入力し差圧を検出、直流増幅器（豊田工機 K.K., AA 3004）を通して、ローパスフィルタ（前出）を介し、マルチコーダ（前出）により平均圧力を読み取った。変動圧力の振幅と位相は、バンドパスフィルタ（ローパスフィルタに同じ）を介して、リニアコーダ（前出）で読み取った。

4. 実験結果

4.1 ねじれフラッターの応答特性

(1) 3種類の断面（辺長比3, 5, 9.4）の応答特性

断面辺長比 B/D が3, 5, 9.4という3種類のH型断面のねじれフラッター特性について、特にスクルートン数と乱流の及ぼす影響に着目しつつ、比較的高風速域まで応答特性を調べた。なお、スクルートン数 Sc は、 $I\delta/\rho B^4$ で定義した（ただし、 I ：単位長さ当り慣性モーメント、 δ ：無風時の倍振幅1°における対数減衰率、 ρ ：空気密度）。各断面について、スクルートン数による一様流中の応答の変化を **Fig. 2** に示す。また、倍振幅1°における不安定な風速域をスクルートン数に対して示したものが **Fig. 3** である。断面ごとに一様流と乱流2種類にみられる応答の差異を **Fig. 4** に示す。

$B/D=3$ H型断面

一様流中では、高風速になればいったん発生した振動がゼロ発振しなくなる応答性状を有する。振動がおさまる側では、不安定なリミットサイクルが存在している。以後このような応答性状を持つ振動を限定型の

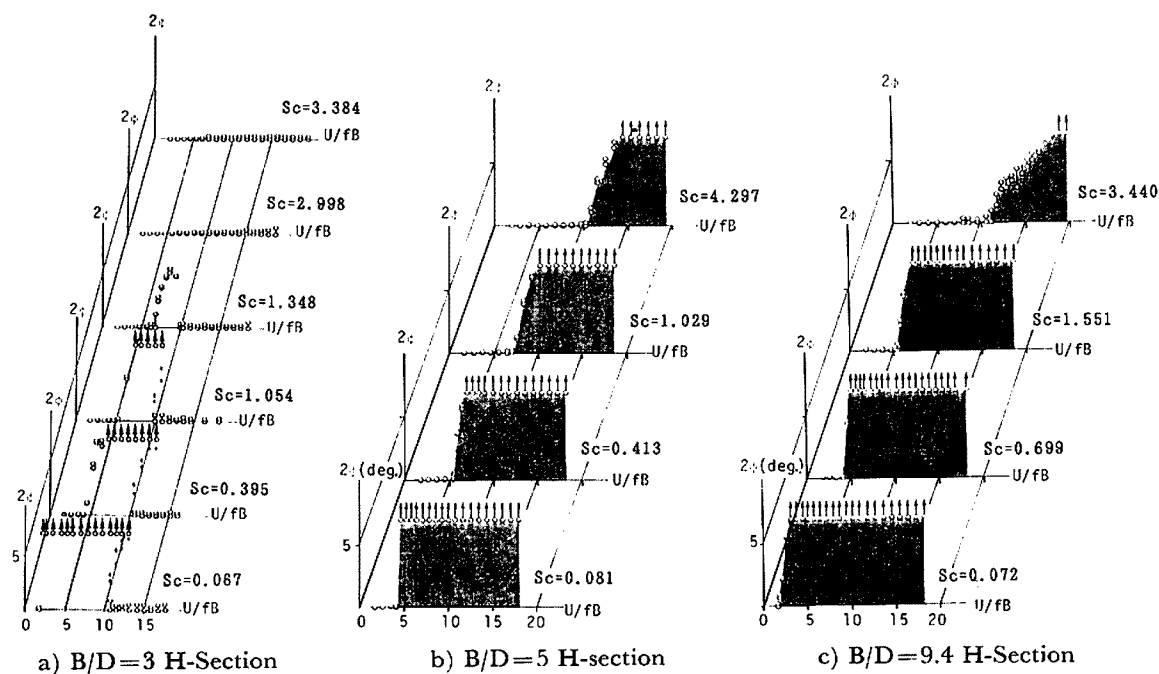
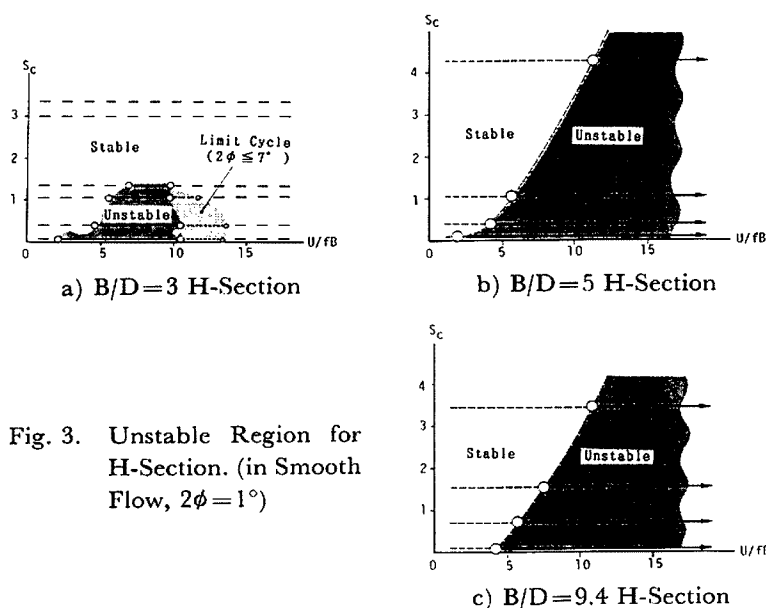


Fig. 2. Effect of Sc Number on Response. (in Smooth Flow)

Fig. 3. Unstable Region for H-Section. (in Smooth Flow, $2\phi=1^\circ$)

振動と呼ぶ。H型断面はねじれフラッターを発生する典型的な断面とみなされ、このように高風速で安定化することに注目した研究例は、辺長比が1及び2の断面に関する実験例³⁾がある他、あまりみられないようである。なお、辺長比2の矩形断面を対象とした測定⁷⁾では、不安定なリミットサイクルが無次元風速 V/fB が100程度まで続いている。

スクルートン数は、振動の収まる風速に対してそれほど大きな影響を与えないようであるが、発現風速はスクルートン数とともに増加する傾向が認められる。スクルートン数が最も小さい場合には、渦励振と考えられる別の振動と一体となり、発現風速が見かけ上大きく下がっている。今回の測定にはみられないが、ス

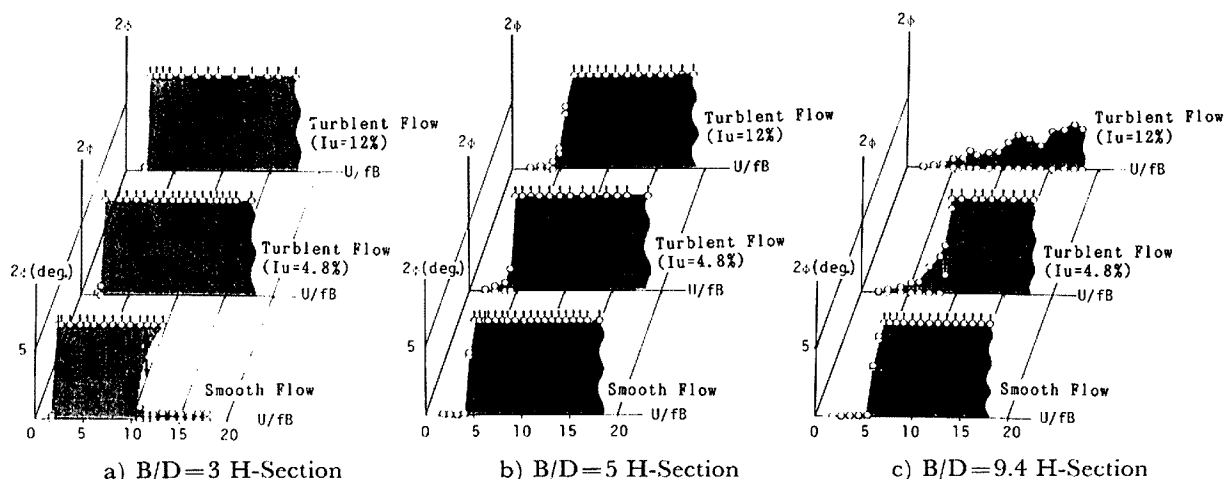


Fig. 4. Turbulence Effect on Response.

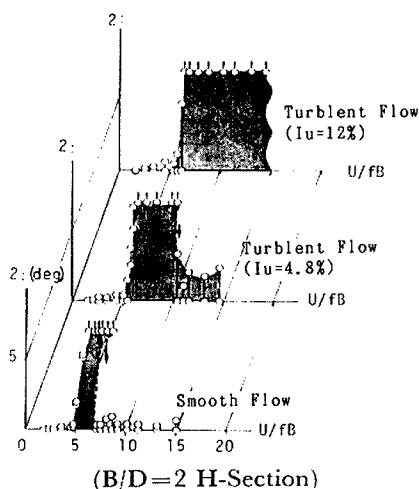


Fig. 5. Turbulence Effect on Response.

クルートン数を適当な値にとれば2つの振動は分離されるようである¹³⁾。Fig. 3の低風速域における不安定振動発現領域決定においてはこのことも考慮している。一方、乱流中では2種類共、限定型となることはなく、いずれの場合も高風速まで振動が続いている。また、スクルートン数の増加により、一樣流中で定常振動がすべてみられなくなった後も、乱れ強さが大きな乱流 ($I_u=12\%$) 中では振動が生じている。このことから、 $B/D=3$ H型断面は、乱れの強度が大きいほど不安定化効果が大きいと結論づけられる。

$B/D=5$ H型断面

この辺長比では、一樣流中で発散型の応答を示す。発現風速はスクルートン数につれて増加する傾向がみられ、特にスクルートン数の小さい範囲で、発現風速

が大きく変化するようである。また、一樣流と2種類の乱流中において大きな応答の差は認めず、乱流による効果が小さい断面であるといえる。

落橋した Tacoma Narrows 橋は辺長比が約4.9であり、H型断面に類似した桁断面を有していた。桁断面のスクルートン数は、ねじれの対数減衰率を0.01と仮定すれば、0.074である²⁾。また、落橋時の無次元風速 U/fB は6.8と報告されている。今回の実験結果を当てはめると、これは不安定領域に入っており、ねじれフラッターが発生した可能性は十分に考えられる。

$B/D=9.4$ H型断面

一樣流中では、辺長比が5の場合と同様、発散型の応答を示し、スクルートン数に応じて発現風速も増加するが、スクルートン数の小さな領域で発現風速の変化がより少ない傾向がみられる。乱流中では、大きな安定化傾向がみられ、乱れの強さの大きい乱流 ($I_u=12\%$) 程、安定化の度合いが大きい。

(2) 辺長比と空力不安定風速域の関係

Fig 5に、辺長比が3よりもさらに小さい $B/D=2$ H型断面で、一樣流と乱流中での応答を調べた結果を示す。この断面では、一樣流中の他、乱れの強さの弱い乱流 ($I_u=4.8\%$) 中でも限定型の応答となった。このことから限定型となる特性は、一樣流中に限られたものではなく、限定型と発散型の境界となる辺長比

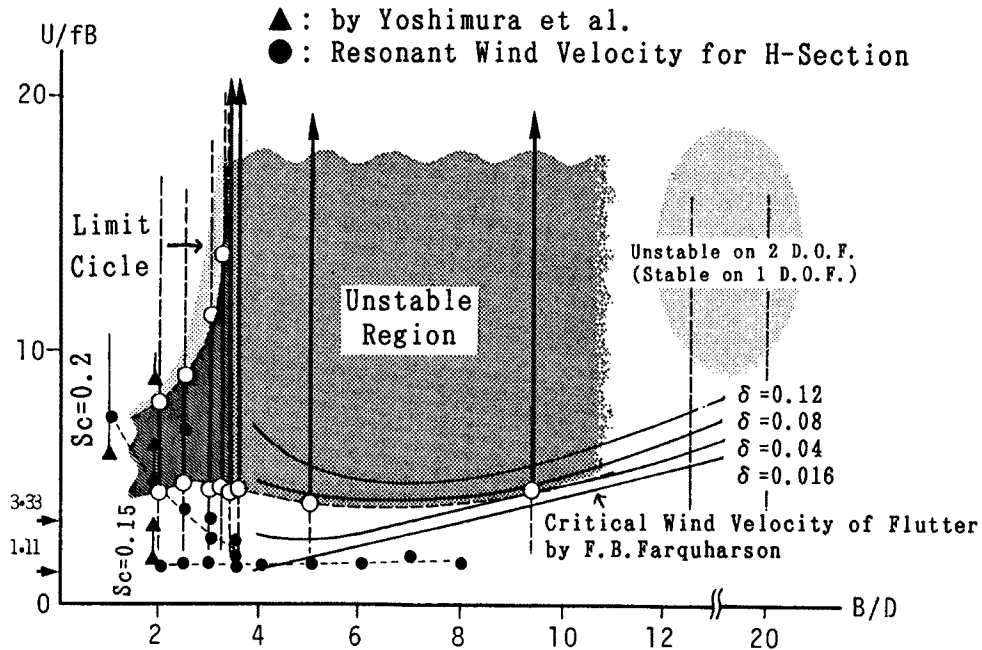


Fig. 6. Unstable region for H-section. (in Smooth Flow, $2\phi=1^\circ$, $Sc=0.20\sim0.54$)

が風の乱れによって、より鈍い側へ移行したものと考えられる。

次に、断面辺長比を細かく変化させ、一様流中で振動の発生する風速域を調べた結果を Fig. 6 に示す。同時に、過去の研究例¹³⁾にみられる実験結果とストロハル数 St から計算された、カルマン渦による共振風速¹⁴⁾も併せて示す。

図より明らかなように、限定型と発散型の境界となる断面辺長比は 3.5 付近である。また、扁平な断面では、辺長比が 10 前後で急にねじれフラッターの発生がみられなくなっている。このように、H 型断面のねじれフラッターの特性は、辺長比により、限定型、発散型、安定型の 3 種に分けることができる。

また、今回の実験では、発現風速が断面辺長比によらずほぼ一定となっているが、従来の例では辺長比が 4 以上で辺長比と共に発現風速が増加する傾向がみられる。前述のように、辺長比が 5 付近では、スクルーション数により比較的敏感に発現風速が変化するのに比べ、辺長比が 9.4 付近では、スクルーション数の影響をやや受けにくくなり、今回の実験における振動系のスクルーション数がやや大きいため、このような結果が得られたものと思われる。また、ねじれフラッターの発生がみられなくなる辺長比にもやや相違がみられるようである。

前縁剝離型のねじれ渦励振は、前縁剝離渦が後縁に達するまでの時間が 0.5 周期、1.5 周期…の場合、すなわち後縁近傍の圧力の位相遅れが 180° 、 540° …の場合に発現の可能性があることが知られており、発現風速は 180° 位相の場合には無次元風速 U/fB で 3.33、 540° 位相の場合に 1.11 となる¹⁵⁾が、これらはどれも今回の発現風速を下回っている。辺長比 1 及び 2 の励振については、カルマン渦による渦励振であるとした報告例があるが³⁾、辺長比が 2 以下になると、図中の不安定領域と共振風速（高風速側の分枝）が重なるようであるが、不安定領域が辺長比 $B/D=2$ 以上でも、連続的に変化していることからみて、本研究では限定型のねじれフラッターとしてとらえている。より扁平な H 型断面については、渦励振とフラッターが渦の流下による本質的に同一の振動現象であるという考え方も見られる¹⁶⁾。辺長比が 3 付近の鈍い断面では、次節で述べるように非定常圧力特性も異なっており、この考え方がそのまま適用できるわけではない。しかし、従来の応答特性に基づいた渦励振とねじれフラッターという分類ではなく、発現機構を考慮しつつ柔軟性を

もたせて分類を行う必要があるのではないかと思います。また、辺長比2付近の矩形断面を対象とした実験において、カルマン渦による共振風速付近で発生する振動がスプリッター板を設置しても発生し、Impinging-shear-layer-Instabilityに基づく分数調波共振の可能性があるという研究例もある¹⁷⁾。今後より詳細にデータを集めた上で、検討を行う必要がある。

(3) 下流側のフランジの有無と応答特性の関係

$B/D=3.5$ H型断面で、下流側フランジを取り外しT型断面とした際の応答の変化を調べた。H型断面とT型断面の風速—応答振幅図の比較を Fig. 7 に示す。なお、T型断面の場合も幅員 B は 150 mm で変化しないとして辺長比と無次元風速を求めている。H型で応答が限定型となった辺長比が3の場合は、T型断面でも限定型の応答性状を有している。発現風速はやや低下し、また、不安定なリミットサイクルが消えて振動風速域が狭くなり、振幅が大きいほどH型とT型の違いが大きいという傾向が認められた。一方、H型で発散型の応答が生じる辺長比5及び別途計測した9.4の場合は、T型でも発散型の振動が発生したが、発現風速はやや上昇する傾向を見せた。さらに扁平な辺長比12.5の場合は、H型とT型共にねじれフラッターは生じなかった。

限定型の振動を生じる鈍い断面では、剥離せん断層と後縁フランジの干渉の度合いが振幅に大きく依存するため、特に大振幅で差が大きくなることが考えられる。

4.2 静的空力特性からの考察

辺長比が3, 5, 9.4, 12.5の各H型断面で一様流中の静的空力モーメント係数を風軸を基準にして求めた。無次元化は次式によった。

$$C_M = M / ((1/2) \rho U^2 B^2 l) \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 M ：ピッチングモーメント（上流側頭上げの向きを正）、 l ：模型スパン長である。

各H型断面の比較を Fig. 8 に示す。迎角 0° における勾配 ($dC_M/d\alpha$) は、辺長比12.5のみ正の値となり、他の断面では負の値となった。一方、別途測定された各断面の揚力係数 C_L に着目してみれば、辺長比3の断面のみ揚力係数勾配が負で、他の3種は正となった。矩形断面では、辺長比2.8付近において揚力係数勾配が負から正の値に変化し、断面回りの流れが完全剥離型から非定常再付着型へ移行することと対応付けられているが、H型断面では、この臨界辺長比がやや大きく、3と5の間にあるようである。

4.3 圧力特性からの考察

$B/D=3, 5, 9.4, 20$ の4断面につき、強制加振実験により非定常圧力の特性を測定した。Fig. 9 に、風

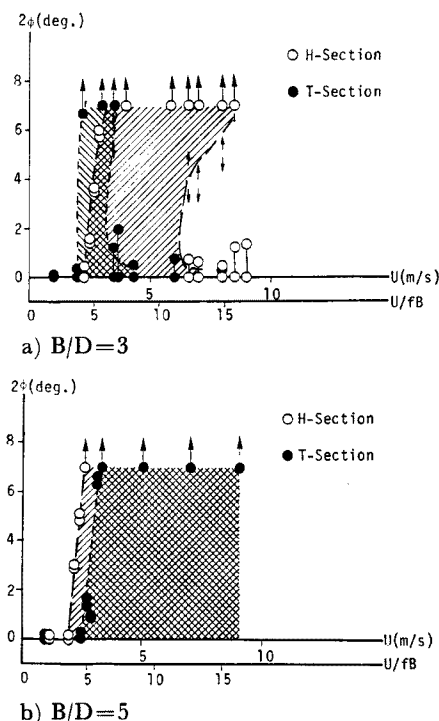


Fig. 7. Comparison of Velocity-Amplitude Diagram between T-section and H-Section.

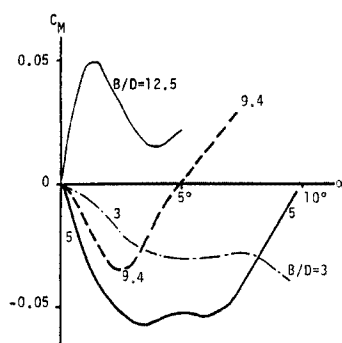


Fig. 8. Comparison of α - C_m curve for H-Section.

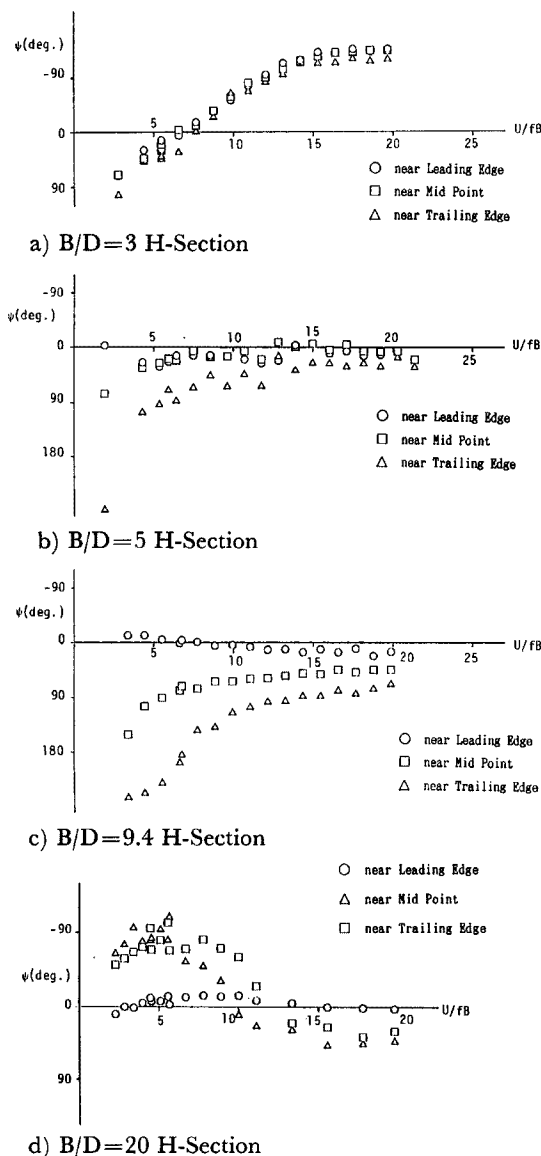


Fig. 9. Characteristics of Unsteady Surface Pressure v.s. Wind Velocity in Force Vibration. (in Smooth Flow, $2\phi=3^\circ$)

断面側面の分布形状は、平均圧力・位相差の他、別途測定された変動圧力など、すべてが断面側面ではほぼ一定に近い形状をしている。これは、断面全体が剝離せん断層の内側に位置するためと思われる。しかし、後縁近傍では、やや変動が小さくしかも遅れているような傾向がみられるようである。乱流中においては、時間平均圧力が全体的に回復し、その度合は、乱れの強さの大きい乱流 ($I_u=12\%$) で著しい。

B/D=5 H型断面

位相差は風速の上昇とともに、 0° に漸近していると思われる。これは辺長比3の場合とは異なり、静止時に正の迎角で上面側の負圧が大きくなることに対応するものと考えられる。

B/D=9.4 H型断面

位相差は風速の上昇とともに、 0° に漸近していると思われる。しかし、辺長比が5の場合、前縁に比べて

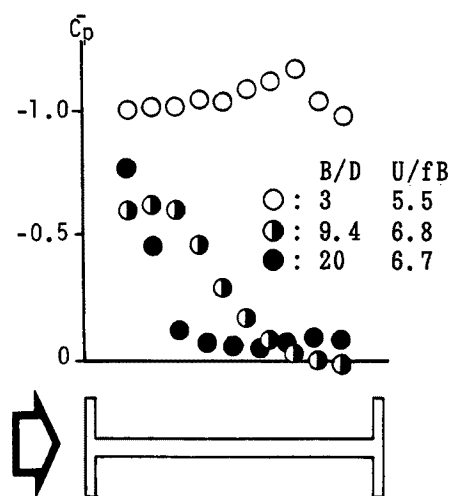


Fig. 10. Characteristic of Unsteady Surface Pressure Distribution in Forced Vibration. (in Smooth Flow, $2\phi=3^\circ$)

速を連続的に変化させ、各断面から最も前縁よりの圧力孔、断面中央近く（断面中央あるいは後縁側で最も断面中央に近い圧力孔）、最も後縁よりの圧力孔の3点を選んで、物体振動変位に対する圧力変動の位相差 ψ を測定した結果を示す。また、Fig. 10 に $B/D=3, 9.4, 20$ の3断面で、風速を固定し、各断面周りの時間平均圧力 $\bar{C}_p$ 分布を測定した結果を示す。ここで、圧力と変位の位相差 ψ は、模型の最大頭上げ変位と上面の負圧のピークを対応させ、変位に対する圧力の位相の遅れを正の値とした。

B/D=3 H型断面

位相差は風速の上昇とともに少しずつ遅れが小さくなり、高風速で -180° に漸近していると思われる。これは、断面の動きを無視した場合に正の迎角で下面側の負圧が大きくなることに対応しているものと思われる。

後縁だけ位相が遅れていた事とはやや異なり、前縁に比べて断面中央点、後縁と徐々に位相が遅れていく。これは、断面側面を渦が流下する事に伴うものと判断される。高風速では、断面の動きが主流流速に比べて相対的にゆっくりしたものとなるため、位相の遅れが縮まったものと思われる。

平均圧力分布形状からは、剝離せん断層が断面中心よりやや下流側で再付着していることが認められる。

B/D=20 H型断面

この断面はねじれフラッターの発生がみられない断面である。その原因としては、別途測定された、後縁付近での圧力変動の大きさが0に近いこと、あるいは辺長比9.4の場合にみられた後縁ほど位相が遅れる現象が見られないことにより、断面側面で、振動に同期した明確な渦放出というものが起こっていないためと考えられる。従って、辺長比9.4断面の励振の主要因と思われる流下渦が発生せず、ねじれフラッターが発生しなくなったものと思われる。

4.4 非定常空気力係数 A_2^* 特性

本項では、Scanlan¹⁸⁾ の提案した非定常空気力係数 A_2^* を用いて検討を行う。この値は、ねじれ振動の励振力の大きさを表し、正の場合に励振力、負の場合には減衰力が働くことを意味する。ここでは、ねじれ1自由度で有風時に模型を自由振動させ、その対数減衰率 δ から次式により求めた。

$$A_2^* = I / \pi \rho B^4 (\delta_0 - \delta) \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 δ_0 ：無風時におけるねじれ対数減衰率である。なお、この値は振幅に依存するため、倍振幅 $2\phi = 3^\circ$ における値を用いた。

B/D=3 H型断面

Fig. 11 に一樣流と2種類の乱流中で測定した非定常空気力係数 A_2^* と風速の関係を示す。一樣流中では無次元風速 U/fB が9付近で最も A_2^* の値が大きく、ねじれフラッターの励振力が働く。風速がより大きくなると A_2^* の値が減少し負になり減衰力が作用するようになる。

2種類の乱流の場合は風速の上昇につれ、 A_2^* の値が単調に上昇している。従って、この断面では、高風速域では乱流中のみで励振力が作用するという極めて強い乱流の不安定効果が存在する。また、乱れ強さの大きな乱流 ($I_u=12\%$) の方が、より大きな不安定効果を示している。これは、連行作用の促進が乱れ強さによっても異なり、不安定化の程度も違うためと思われる。

B/D=5 H型断面

測定結果を Fig. 12 に示す。一樣流と2種類の乱流中で A_2^* はほぼ同程度の値を示した。これは、この断面辺長比が乱流効果が不安定化から安定化へ逆転する付近であることに対応したものと思われる。

B/D=9.4 H型断面

測定結果を Fig. 13 に示す。乱流中では、一樣流中に比べて、 A_2^* の正の値が小さくなっている。その傾向は、乱れの強さの大きい乱流 ($I_u=12\%$) においてより顕著であった。従って、乱れの強さに応じて安定化される断面であるといえる。

辺長比に対する変化

辺長比が2~12.5の範囲で、無次元風速 U/fB を15に固定し、一樣流中と2種類の乱流中で、非定常空気力係数 A_2^* の値を測定した結果を Fig. 14 に示す。一樣流中においては、 $B/D=7.5$ で A_2^* がピークの値を示した。無次元風速が7.5、倍振幅 0.15 rad、(約 8.6°) で測定された著者ら¹³⁾ の実験結果では、ピークを示す断面辺長比は5.5であり、この差は、スクルートン数の影響を調べた際に認められたように、ねじれフラッターの励振力の風速に対する増加率が辺長比によって異なることによる可能性が考えられる。

一方、乱流が及ぼす影響が辺長比5.5付近を境として異なるという特性は風速に関わらず一致しているようである。これより鈍い断面では、乱流中で A_2^* の値が大きくなり不安定化効果を、逆にこれより扁平な断面では、 A_2^* の値が乱流中で小さくなり安定化効果をそれぞれもたらす。これは、乱流中で A_2^* がピーク

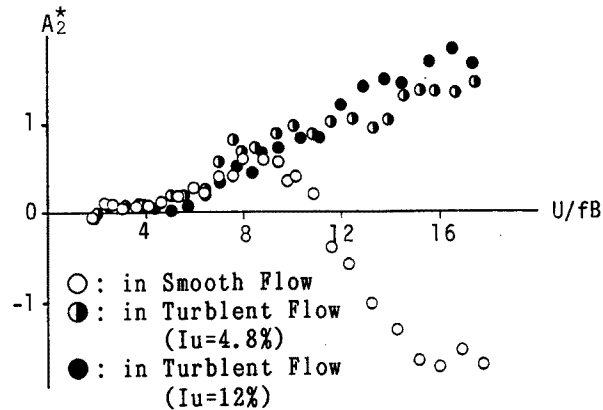


Fig. 11. Aerodynamic derivative A_2^* v.s. Wind Velocity for $B/D=3$ H-Section.
($2\phi=3^\circ, f=3.73$ Hz)

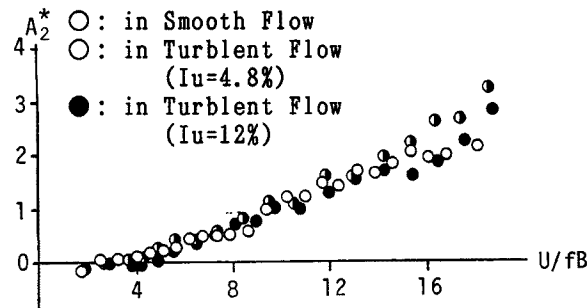


Fig. 12. Aerodynamic derivative A_2^* v.s. Wind Velocity for $B/D=5$ H-Section.
($2\phi=3^\circ, f=3.63$ Hz)

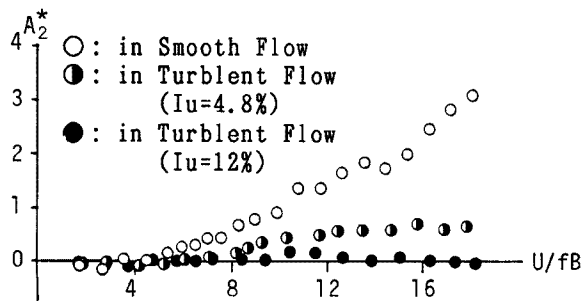


Fig. 13. Aerodynamic derivative A_2^* v.s. Wind Velocity for $B/D=9.4$ H-Section.
($2\phi=3^\circ, f=3.68$ Hz)

となる辺長比が、一様流中でピークとなる 7.5 より小さくなることと併せて、連行作用の促進により見かけ上断面辺長比が長くなったということで説明できる。

5. 結論及び今後の課題

本研究では、H型断面のねじれ 1 自由度フラッター取り上げ、振動発現機構を実験的に検討した。以下、まず始めにごく簡単な要点を示した後、本研究で得られた結論について述べる。

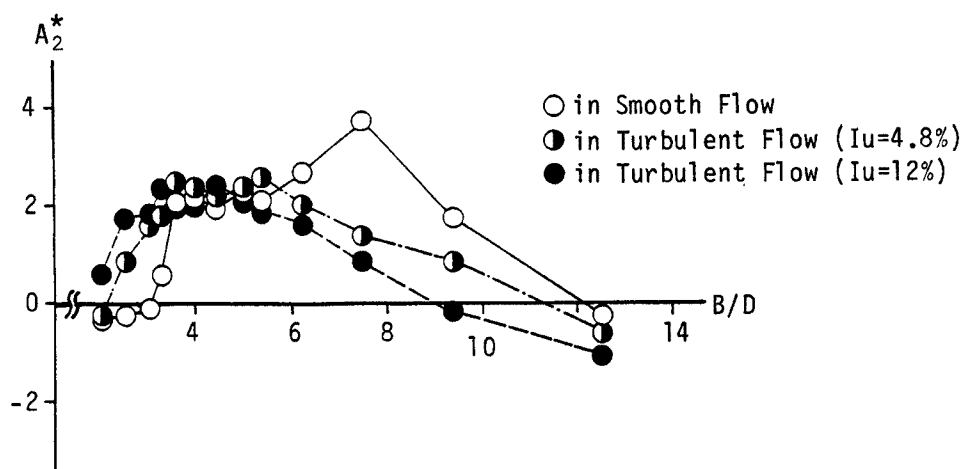


Fig. 14. Aerodynamic derivative A_2^* v.s. Slenderness Ratio B/D for H-Section.
($U/fB=15$, $2\phi=3^\circ$, $f=2.1$ Hz)

・H型断面のねじれフラッター特性は、3.4と10付近という2種の辺長比を境界として、**限定型**、**発散型**、**安定型**というように分類される。

・非定常圧力測定より、上記の分類は、完全剝離するタイプ、渦が側面を流下するタイプ、渦の流下がみられないタイプの3種に対応していると考えられる。

・乱れが及ぼす影響は辺長比5.5付近を境として異なる。

(1) 一様流中での基本的な応答特性

H型構造断面におけるねじれ1自由度フラッターは、無次元風速 U/fB が20程度までの範囲で調べた結果、断面辺長比 B/D が2から3.5付近までの鈍い断面において、高風速で振動がおさまる限定型の応答を示した。また、偏平な断面においては辺長比が10を超える付近を境界として、ねじれフラッターの発生が迎角 0° ではみられなくなった。

このように辺長比をパラメータとしてみれば、H型構造断面のねじれフラッター特性は辺長比とともに大きく変化し、それほど鈍くも逆に偏平でもない中間の断面比で最も不安定となることが明らかとなった。

(2) 下流側フランジの存在が応答に及ぼす効果

下流側フランジを撤去したT型断面のねじれ1自由度応答を比較した結果、H型断面で限定型の応答特性を有する偏平な断面においては、振動の収まる側で、不安定なリミットサイクルが消え、大振幅になるほどH型とT型の差異が大きくなった。これは、完全剝離型のフローパターンを持つH型断面において、剝離せん断層と後縁フランジ間の干渉が、特に大振幅時の不安定性の一因となっていたためとも考えられる。

一方、高風速まで応答の生じる断面比 ($B/D=5, 9.4$) においては、やや発現風速が高風速側に移行する傾向を示すにとどまった。さらに偏平な断面 ($B/D=12.5$) では、ねじれ1自由度の応答はH型同様に生じなくなった。これより、偏平な断面においては、後縁側フランジは励振機構にそれほど重要なものではなく、前縁からの剝離が大きな役割を果たしていることが考えられた。

(3) 応答特性に及ぼす乱流効果

一様流中の特性は風の乱れによって、次のように変化した。辺長比3.5付近という高風速域の振動発生の有無を決める限界断面辺長比は、乱れの存在により容易に移動した。このことは、乱れの存在が剝離せん断層の曲率を大きくし、見かけ上の辺長比が長くなるかのような効果が生じたとして説明できる。

また、無次元風速 U/fB が15という高風速で測定された非定常空気力係数 A_2^* の値がピークとなる辺長比は一様流中で7.5となっているのに対し、2種類の乱流中では、およそ4から5付近に鈍いピークを有し

ていた。

さらに、個々の辺長比についてみれば、過去の研究にも報告されている通り、辺長比が3の鈍い断面の場合には乱流中で非定常空気力係数 A_2^* の値が大きくなり不安定化、偏平な辺長比9.4の場合に乱れの強さに従って大きく安定化、両者の中間である辺長比5の場合には一様流と乱流で大きな変化はないという結果が得られた。このように、乱れの効果は辺長比によって大きく左右された。

(4) 非定常圧力特性よりの考察

強制加振時に断面側面に作用する非定常圧力特性と振動応答の対比より、次のようなことが考えられる。辺長比3の鈍い断面では、側面全体が剝離せん断層の内側に入り、断面に作用する変動圧力及びその変位に対する位相差は側面全体ではほぼ一様に近い分布をする。しかしながら、断面後縁近くでは変動圧力がやや変化する傾向がみられ、前縁付近と後縁付近の振動に対する寄与の度合が等しくないことから、ねじれの励振力が作用し得るものと思われる。

辺長比9.4の偏平な断面においては、剝離せん断層が再付着することにより、前縁側に剝離バブルが形成されている。断面が振動することにより、振動に同期して剝離バブルが揺動し、断面側面に渦が放出されて行くものと考えられる。その渦の移動に対応して、前縁から後縁に向かって圧力変動の位相差が遅れているものと思われる。渦が負圧のピークに対応しているものとする、この断面は渦の流下により励振力が作用するものと言える。

辺長比が5の断面は、前縁と断面中央点の位相に差がほとんどなく、後縁ではそれよりも位相が遅れている。このことから、上の2種類の断面の中間に位置するものと考えられる。

迎角 0° において、ねじれ1自由度フラッターの発生が認められなかった辺長比20の断面では、後縁付近での圧力変動が小さくなることから、剝離バブルは形成されているものの、断面側面に、振動に同期した明確な渦流下は生じていないものと思われる。このため、辺長比9.4断面とは異なり、ねじれ1自由度のフラッターは安定化したものと判断される。

このように、応答の変化と同じく辺長比によって断面周りの流れの様相自体も異なっていることが認められた。

参 考 文 献

- 1) F.B. Farquharson: Aerodynamic Stability of Suspension Bridges. Part I, Investigations Prior to October 1941, 1950.
- 2) 京都大学工学部土木工学科橋梁工学研究室：長大吊橋の自然強風に対する応答特性に関する研究，昭和50年度研究成果報告書，1974.
- 3) 吉村虎蔵・中村泰治・吉村 健・水田洋司：細長い橋梁吊材の耐風安定性について，土木学会論文報告集第230号，1974.
- 4) Y. Otsuki, K. Washizu, et al.: Experiments on the Aeroelastic Instability of Prismatic Bars with Rectangular Sections, Proc. 3rd Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures 菜根出版（東京），1971, pp. 891-898.
- 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，土木学会論文報告集第173号，1970, pp. 19-14.
- 6) D.B. Steinman: Aerodynamic Theory of Bridge Oscillations, Trans. of A.S.C.E., Vol. 115, 1950.
- 7) 中村泰治・溝田武人：矩形断面柱のねじりフラッタについて，土木学会論文報告集第216号，1973, pp. 1-7.
- 8) 中村泰治・吉村 健：吊橋断面の2自由度フラッタについて，土木学会論文報告集第226号，1974,

pp. 13-20.

- 9) 白石成人・松本 勝・白土博通・目見田哲：構造断面のフラッター特性に関する基礎的研究，第9回風工学シンポジウム論文集，1986，pp. 205-210.
- 10) 久保喜延・加藤九州男：偏平構造断面柱の発振風速推定式について 第9回風工学シンポジウム論文集，1986，pp. 169-174.
- 11) 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，pp. 174-180.
- 12) 松本 勝・白石成人・湯川雅之・伊藤裕一：振れフラッターに対する乱れの周波数効果に関する考察，土木学会論文報告集第416号，1990，pp. 235-244.
- 13) 湯川雅之：構造断面のフラッター振動に対する乱流効果に関する基礎的研究，京都大学修士学位論文，1989.
- 14) 中村泰治・中島正道・渡辺公彦：偏平な構造断面柱の渦励振一曲げ振動一，九州大学応用力学研究所所報第59号，1983，pp. 67-78.
- 15) 白石成人・松本 勝：允復構造断面の渦励振応答特性に関する研究，土木学会論文報告集第322号，1982，pp. 37-50.
- 16) 久保喜延・加藤九州男・宮地真一：偏平H一型断面柱の非定常表面圧力分布特性，第8回風工学シンポジウム論文集，1984，pp. 291-296.
- 17) 吉村 健・三宅昭春・平山智良・赤松輝雄：偏平矩形断面柱のねじれの渦励振，第8回風工学シンポジウム論文集，1984，pp. 157-162.
- 18) R.H. Scanlan: Modern Approaches to Solution of the Wind Problems of Long Span Bridges, Engineering Journal/American Institute of Steel Construction, Second Quarter, 1976, pp. 26-34.