# 再付着断面に与えた微弱な周期撹乱の圧力変動への伝達特性

Transmission of a weak periodical disturbance to fluctuating pressure on thin plates

野田 稔\*・長尾文明\*\*・宇都宮英彦\*\*\*・中出敦士\*\*\*\*・岡村美世<sup>†</sup>

Minoru NODA, Fumiaki NAGAO, Hidehiko UTSUNOMIYA, Atsushi NAKADE and Haruyo OKAMURA

\*正会員 工博 徳島大学助教授 大学院ソシオテクノサイエンス研究部(〒770-8506 徳島市南常三島町2-1) \*\*正会員 工博 徳島大学教授 大学院ソシオテクノサイエンス研究部(〒770-8506 徳島市南常三島町2-1) \*\*\*フェロー 工博 徳島大学名誉教授(〒770-8506 徳島市南常三島町2-1) \*\*\*\*ソラン(〒541-0059 大阪市中央区博労町4-2-15) \*学生会員 徳島大学大学院 先端技術科学教育部(〒770-8506 徳島市南常三島町2-1)

The spatial correlation of fluctuating lift forces plays an important role in the buffeting resonse analysis for horizontally long structures. Some recent researchers have pointed out that the spatial correlation scale of the fluctuating lift force acting on bluff bodies is much larger than that of the fluctuating velocity of the approaching flow. To investigate the forming process of the spatial correlation of fluctuating lift forces, the transmission of the weak periodic disturbance generated artifically near the stagnation point of thin plates was examined through the measurements of the surface pressure. As a result of this study, it was clarified that the strength and the frequency of the disturbance did not affect the size of the area including the pressure fluctuation caused by the disturbance, and the width of the area propagated the disturbance changes in proportion to the length of the separation bubble.

*Key Words*: Buffeting response analysis, Spatial correlation, Unsteady pressure キーワード: ガスト応答解析, 空間相関, 非定常圧力

# 1. はじめに

橋梁をはじめとする水平方向に長い構造物のバフェッ ティング応答を周波数領域で解析する際には,構造物 に作用する変動空気力の空間相関特性(コヒーレンス 特性)が重要な役割を担うことは良く知られている.変 動空気力の空間相関特性を計測するためには多点同時 圧力計測等を行わねばならないため,より容易に得ら れる接近流の変動風速の空間相関特性をストリップ理 論によって適用することが一般的である<sup>1)</sup>.

抗力成分については,接近流の変動風速の空間相関 特性は変動抗力の空間相関特性に良く一致しており,変 動抗力の空間相関特性の代わりに接近流の空間相関特 性を用いても,抗力方向のバフェッティング応答につ いて十分な応答推定精度を確保することができている. しかし,揚力成分については,接近流の空間相関にく らべて変動揚力の空間相関の方が高くなることが指摘 されており<sup>2),3)</sup>,空間相関スケールで比べると,変動揚 力の空間相関スケールは接近流の空間相関スケールの 10倍程度にまで拡大されていることが示された例も存 在する<sup>4)</sup>.

そのため, 揚力成分のバフェッティング応答解析にお いてはストリップ理論を適用することで変動揚力の空 間相関特性の代わりに接近流の空間相関特性を用いる と応答推定値の過小評価につながり, 耐風設計におい て問題である.つまり,揚力方向のバフェッティング応 答解析の精度を向上させるためには,変動揚力の空間 相関特性を精度良く求めることが不可欠であり,その ためには接近流の風速変動が変動揚力に伝達されるメ カニズムを明らかにすることが必要である.この問題 については,格子乱流を用いた検討<sup>5)</sup>や可動翼を用い た検討<sup>6)</sup>などが行われているが,未だに変動揚力の空 間相関の形成プロセスは明らかになっていない.

ここで,なぜ抗力成分については変動風速の空間相 関特性が変動抗力にそのまま伝達され,揚力成分では そうならないのかについて考えてみよう.抗力成分の 場合,変動抗力は接近流の流線が直接接する上流側の 面で主に生成されるため,流速変動の空間相関特性は 直接上流側の面の圧力変動に伝達され,その結果,変 動抗力の空間相関特性は接近流の空間相関特性とほぼ 一致すると考えられる.

しかし, 揚力成分の場合には, 一度剥離した流れが 再付着するため, 流線は構造物の表面に接しておらず, 接近流の風速変動は構造物の表面圧力に直接伝わって いない. 変動揚力の主因である剥離点付近の圧力変動 は,物体自身が引き起こす周辺流れの乱れや物体の存 在による流れの変形, そして接近流に含まれる乱れの 作用によって生じたものであり,構造物表面のある点 に生じた圧力変動が何によって発生したものかを明確 にすることは困難であると考えられる. 仮に,接近流の外乱による圧力変動のみが抽出でき たとしても,接近流のどこの風速変動が注目している 構造物表面上の点の圧力変動にどれだけ伝わったのか を明確にすることは困難である.なぜならば,接近流 の乱れが空間領域,周波数領域に連続に分布しており, その外乱の集成として物体表面の圧力変動が生じてい るためである.

そこで,筆者らは,空間的,時間的に連続した乱流 中ではなく,乱れのほとんどない一様流中に設置され た2次元扁平断面模型の上流側よどみ点に,平均流れ 場にほとんど影響を与えない程度の非常に微弱な周期 的撹乱をパルス状の噴流によって与え,この周期的撹 乱が模型表面の変動圧力や模型周りの流れにどのよう に伝達されているのかを検討してきた<sup>7)</sup>.ここでは,周 期的撹乱の強さや周波数を変化させた場合,模型上流 面にフェアリングを設置することで剥離の強さを変化 させた場合の撹乱の伝達範囲の変化について得られた 結果を述べることとする.

### 2. 実験概要

### 2.1 供試模型と圧力計測

図-1から3に本研究で用いた供試模型の基本断面と 圧力孔の配置状況を示す.ここで用いた基本断面はい ずれも辺長比 B/D = 13のものである.図-1は,撹乱 の強さおよび剥離の強さを変化させるケースで使用し た模型であり,高さD = 50mm,幅B = 650mm,長 さL = 1000mmの2次元模型である.圧力孔列は模 型のスパン中央の断面に配置されており,次節に述べ る撹乱付加位置をスパン方向に移動させることによっ て撹乱付加位置と圧力孔の相対位置を変化させ,撹乱 付加位置を中心とした撹乱の変動圧力への伝達状況を 計測した.この模型については,図-2に示すような2 種類のフェアリングを断面上流面に取り付けることで, 剥離の強さの異なった状態における変動圧力の伝達状 況の計測も同時に行った.

一方,図-3は,撹乱周波数を変化させたケースで使用した模型であり,D = 27mm,B = 351mm,長さ L = 900mmの扁平矩形柱に端板を取り付けた2次元 模型である.この模型では,圧力孔はスパン中央から 255mm離れた位置に設置しており,上と同様の方法で 撹乱付加位置を中心とした撹乱の変動圧力への伝達状 況を計測した.

圧力計測は多点同時微風圧計測システムを用いて行った.サンプリング周波数は1kHz,1回の計測を60,000 サンプル(60秒分)として時刻歴データを取得し,現 象の時間経過の基準として周期撹乱の導圧管内の圧力 変動を同時に記録した.記録された圧力は,実験風速 の動圧で無次元化され,

$$C_p = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho U^2} \tag{1}$$

として, 圧力係数の形で評価した.ここで, p は表面 圧力,  $\rho$  は空気密度, U は風洞風速である.以後に示 される圧力値は全て圧力係数  $C_p$  の値である.実験は, 幅 1.5m,高さ 1.5m,長さ 4mの測定胴を有する徳島大 学の多目的風洞で実施したが,模型 A については,測 定胴内部に隔壁を設け,幅を 1m にした状態で実験を 実施した.実験風速は全てのケースについて 6m/s と した.







図-3 模型 B の断面と圧力孔配置

## 2.2 微弱周期撹乱の生成と付加

周期撹乱は,コンプレッサーで生成された高圧空気を 減圧弁で 0.5MPa まで減圧した上で高速電磁バルブに 導き,電磁バルブを周期的に開閉することで生成した. 電磁バルブの開閉で生み出されたパルス状の噴流は直 径 3mm の真鍮管に導かれ,図-4 に示すように模型上流 側のよどみ点付近に設置された真鍮管に直径 1.5mmの 噴出口を設け,ここから生じる脈動的な噴流によって、 よどみ点に微弱な周期撹乱を与えた.なお,撹乱の強 さについては非常に弱く,熱線風速計による撹乱の強 さの直接的な計測はできなかったため,平均的な流量 によって評価することとした. 撹乱の強さの影響を評 価する際には,平均流量を3 cm<sup>3</sup>/s,6cm<sup>3</sup>/s,10cm<sup>3</sup>/s の3段階に変化させ, 撹乱周波数および剥離の強さを 変化させた際には平均流量を10cm<sup>3</sup>/sとした. 撹乱周 波数については, 撹乱強さおよび剥離の強さを変化さ せる際には16Hzに固定して実験を行い, 撹乱周波数 の影響を検討する際には1,4,8,16Hzの4段階に変化 させた.



図-4 模型上流面における撹乱生成位置

# 3. 実験結果及び考察

## 3.1 撹乱の強さが変動圧力への伝達に及ぼす影響

ここでは,模型 A において撹乱周波数を 16Hz,実 験風速を 6m/s に固定し,撹乱の強さを  $3 \text{cm}^3/\text{s}$  から  $10 \text{cm}^3/\text{s}$  に変化させた場合の撹乱の伝達状況の変化に ついて検討する.図 5 から図 7 に圧力変動のパワース ペクトルより求めた撹乱周波数成分の圧力振幅の分布 状況を示す.これらの結果より,全体的に主流方向に はx/D = 4 付近を中心に圧力変動が大きくなってお り,スパン方向には撹乱を与えているy/D = 0を中心 に圧力変動の高い範囲がほぼ左右対称の形で現れてい る.圧力変動が最も高くなる位置は,y/D = 0断面内 のx/D = 4 付近であり,その位置は撹乱の強さにはほ とんど影響を受けていない.また,圧力変動の大きさ については,撹乱強さの増加に従って強まっている.

ここで,図8に撹乱を与えない状態で計測された模型近傍の平均流速ベクトル場と平均風圧係数 $C_p$ ,変動風圧係数 $C'_p$ の分布を示す.この図より,x/D = 4付近というのは,平均流速ベクトルが水平に回復している点,平均風圧係数がほぼ静圧レベルに落ち着いている点,変動風圧係数 $C'_p$ が高くなっている点から判断して,剥離流れが再付着している領域であると考えることが出来る.すなわち,図5から図7に現れているx/D = 4付近の圧力変動には再付着によって発生している成分も含まれており,すべての圧力変動が撹乱によって発生したものではないと考えることができる.そして,撹乱によって生じた圧力変動がどこまで伝わっているのかをこの図から読み取ることは困難である.

そこで, 撹乱によって生じた圧力変動を抽出するために, ここでは与えた撹乱の周期を基準としたアンサンブル平均を施すことにした.これは, 与えている撹乱が機械的にきわめて安定して連続的に同じ周波数で与えられていることを利用して, 撹乱の周期をサンプリング周期  $T_s$  として圧力変動の時系列データを分割し, 撹乱1周期に対応するアンサンブル平均を施すことで, 撹乱に完全に同期している変動成分のみを抽出するものである.この方法であれば, 周波数解析では難しい正弦波的でない変動に対しても撹乱に同期している周期的な変動を抽出できるはずである.実際の抽出では, サンプリング周波数  $f_s$  で離散化された時系列データの i 番目の時刻  $t_i = (i/f_s)$  がサンプリング周期

 $T_s$ の間のどこに位置するかを  $t_i/T_s$ の小数部分 a で求め,  $T_s$ を N 分割した中のどの区間に相当するのかを int $(a \times N)$ として厳密に求めることでサンプリング周 波数  $f_s$ とサンプリング周期  $T_s$ の関係に左右されない アンサンブル平均を実施した.

その結果を図9から図11に示す.この図では,アン サンブル平均で求められた撹乱1周期に相当する圧力 変動波形より標準偏差を求め, $\sqrt{2}$ 倍して振幅相当に換 算している.これらの結果では,x/D = 4付近に生じ ていたスパン方向に一様に生じていた再付着による不 規則性の高い圧力変動は除去され,撹乱に同期した圧 力変動のみが評価されている.これらの結果では,撹乱 強さの増加に対しては圧力変動の大きさも大きくなっ ていることは認められるが,撹乱の伝達範囲について はあまり大きな差は認められず,スパン方向には概ね 6D 程度の幅で伝わっていると考えることができる.



図-5 平均流量 3 cm<sup>3</sup>/s の撹乱における変動圧力分布



図-6 平均流量 6 cm<sup>3</sup>/s の撹乱における変動圧力分布

# 3.2 撹乱周波数の変化が変動圧力への伝達に及ぼす 影響

ここでは,模型 B において撹乱の平均流量を 10cm<sup>3</sup>/s,実験風速を 6m/s に固定し,撹乱周波数を 1Hz から 16Hz まで変化させた場合の変動圧力への撹 乱伝達範囲の変化について検討するが,撹乱周波数の

Wind,



図-7 平均流量 10 cm<sup>3</sup>/s の撹乱における変動圧力分布



図-8 撹乱のない状態における平均流速・平均圧力・変動圧 力分布



図-9 平均流量 3 cm<sup>3</sup>/s の撹乱における変動圧力分布

変化を噴流の噴出間隔によって変化させているため,撹 乱一周期あたりに対する圧力変動は図-12に示すように 周期の長いものほど実際の撹乱によって起こる圧力変 動の起こる時間は相対的に短くなっている.このため, 前節と同様に撹乱1周期あたりの標準偏差によって圧 力変動を評価すると周期が長いものほど圧力変動振幅 が過小評価となってしまう.そこで,本節では1周期 における最大圧力と最小圧力の差を求め,その圧力変 動幅によって圧力変動の大きさを評価することとする.

図-13から図-16に模型Bに対して撹乱周波数の異な る撹乱を与えた際に得られた圧力変動幅の分布を示す. 図-13,図-14の場合,完全に圧力変動が消失する範囲



図-10 平均流量 6 cm<sup>3</sup>/s の撹乱における変動圧力分布



図-11 平均流量 10 cm<sup>3</sup>/s の撹乱における変動圧力分布

Wind

が確認できないが,これは図-12に示した圧力変動の 時刻歴波形からも分かるように, 撹乱によらない圧力 変動が含まれているためである.このようなノイズに 近い圧力変動の存在を考慮してこれら結果を比較する と, 圧力変動が最大となる点は x/D = 3.5 から 4 付近 に現れており, 撹乱の伝わるスパン方向の幅は 6D か ら 7D 程度であることが分かる.図-16 に示した撹乱周 波数 16Hz の圧力変動幅は小さくなっているが, 撹乱 生成装置が連続して噴流を与えることのできる最大の 周波数であり,他の周波数に比べて1噴流あたりの撹 乱の強さが相対的に弱くなっているためと考えられる。 そこで, 撹乱周波数 16Hz のケースについて, 計測さ れた最大圧力変動幅で圧力変動幅を基準化した結果を 図-17 に示すが, 撹乱による圧力変動は 6D から 7D 程 度の幅で伝達されていることが分かる.これらの結果 から,ここで与えた撹乱周波数の範囲では,撹乱周波 数は撹乱の圧力への伝達範囲に対して大きな影響を及 ぼさないことが分かる.

## 3.3 剥離の強さと撹乱伝達範囲の関係

ここでは,模型Aにおいて撹乱周波数を16Hz,平均 流量を10cm<sup>3</sup>/s,実験風速を6m/sに固定し,図-2に 示したフェアリングを模型Aの上流面に取り付け,剥



図-12 アンサンブル平均 1 周期における圧力変動の例 (y/D = 0 断面における x/D = 2.1 の点)



図-13 撹乱周波数 1Hz における圧力変動の分布



図-14 撹乱周波数 4Hz における圧力変動の分布



図-15 撹乱周波数 8Hz における圧力変動の分布

離の強さを変化させた場合の撹乱の伝達状況の変化に ついて検討する.フェアリングを付けた際の撹乱の与 え方については,フェアリング先端部に直径3mmの真 鍮管が収まる切り欠きを設け,真鍮管とフェアリング の間に不連続な段ができないようにして撹乱付加用の



図-16 撹乱周波数 16Hz における圧力変動の分布



図-17 最大圧力変動幅で基準化した撹乱周波数 16Hz にお ける圧力変動の分布

真鍮管を取り付けた.図-18,19にフェアリングの角度 が30度および90度の時のアンサンブル平均によって 求められた撹乱に同期した圧力変動のRMS振幅の分 布を示す.また,図-11はフェアリングの角度が180度 と見なすこともできる.ここで示すx座標は流れが剥 離すると考えられるフェアリングと模型側面との境を 原点としたものであり、フェアリング表面ではx座標 は負の値をとっている.また,結果を見やすくするた め,座標軸のスケールが異なっていることを予め断っ ておく.

図-18 では , y/D = 0 断面内の x/D = 0.2 - 0.3 く らいの位置に圧力変動の最大値が生じている.また, 撹乱の伝達範囲はスパン方向には, 0.6D から 0.8D 程 度の幅を有していることが分かる.一方,図-19では, u/D = 0断面内のx/D = 2 - 2.2付近で圧力変動は最 大となっており、伝達範囲の幅は、3D 程度となってい る.そして,フェアリングのない図-11では,圧力変動 が最大となるのはy/D = 4付近,伝達範囲の幅は6D程度となっている.また,圧力変動の大きさは,フェア リングの角度が大きくなるにつれて増大する傾向を示 している.フェアリングの角度による流れへの影響は 基本的に剥離の強さに現れていることを考えれば,フェ アリングの設置による伝達範囲の縮小,変動圧力の低 下は,剥離の強さが弱まったことを反映していると判 断できる.ここで,再付着位置に関連して圧力変動の 最大値が生じている位置  $x_{\max}/D$  を剥離の強さを表す

パラメータと考えて, 撹乱伝達範囲の幅 W/D ととも にフェアリングの角度との関係をまとめると図-20 の ようになる.この結果より,フェアリングの角度の増 加に合わせて剥離規模を表す xmax と撹乱伝達範囲の 幅 W はどちらもほぼ線形的に増加しており,その比 W/xmax は1.5~3 程度となっている.両者の間にも密 接な関係が存在すると想像されるが,両者の関係を決 定づけるにはより詳細な検討が必要と思われる.



図-18 φ = 30°のフェアリングを設置した場合の撹乱伝達
範囲



図-19  $\phi = 90^{\circ}$ のフェアリングを設置した場合の撹乱伝達 範囲



図-20 剥離規模と撹乱伝達範囲の関係

## 4. まとめ

本研究では,人工的に発生させた微弱な周期撹乱を 扁平断面上流側のよどみ点付近に与え,模型側面に生 じる圧力変動に撹乱がどのように伝わっているのかに 注目して,その圧力変動の大きさやスパン方向への撹 乱伝達範囲に対する撹乱の強さ,撹乱周波数,剥離強 さの影響について検討した.その結果,以下のような 結果を得ることができた.

- (1) 撹乱の強さは,主に圧力変動の強さに対して影響しており,スパン方向への撹乱伝達範囲にはほとんど影響しない.
- (2) 撹乱周波数は,圧力変動の強さ,スパン方向への 撹乱伝達範囲のいずれにもほとんど影響しない.
- (3) フェアリングの設置によって生じた剥離の変化は, 圧力変動の強さ,スパン方向への撹乱伝達範囲の いずれにも大きく影響しており,剥離が強くなれ ばそれに応じて撹乱伝達範囲も広がるという傾向 を示した.

これらの結果より, 撹乱の圧力変動に対する伝達に対 しては, 基本的に剥離強さのみに影響を受けているも のと考えられ, フェアリングによる剥離強さの変化に 加えて, 今後は乱流中における検討も行うことが必要 であるものと考えられる.また, 一方で, 撹乱伝達範 囲の定量的評価方法の検討が必要である.

### 参考文献

- A.G.Davenport: A Statistical Approach to the Treatment of Wind Loading of Tall Masts and Suspension Bridges, *PhD Dissertation*, University of Bristol, 1961.
- 木村吉郎,藤野陽三:バフェッティング応答解析における ストリップ理論の過程について,構造工学論文集, Vol.40, pp.1049–1058, 1994.
- 宇都宮英彦,長尾文明,野田稔,徳谷孝仁,尾嶋百合香: 剥離形態の違いによる変動揚力の空間相関特性について, 第16回風工学シンポジウム論文集,pp.219-224,2000.
- 4) Noda, M., Utsunomiya, H., Nagao, F., Oshima, Y. and Nakade, A.: Study on formation of spatial correlation of fluctuating lift forces acting on rectangular cylinder under weak periodic disturbance, *Proceedings of 11th International Conference on Wind Engineering*, pp.1945–1952, 2003.
- 5) 宇都宮英彦,長尾文明,野田稔,尾嶋百合香:扁平矩形断 面に作用する変動空気力の空間相関形成機構に関する一 考察,第17回風工学シンポジウム論文集,pp.255-260, 2002.
- 6) 松本勝,白土博通,原村高志,小田原有作,松浦裕助:変 動気流中における2次元断面周りの表面圧力の空間相 関に関する研究,第17回風工学シンポジウム論文集, pp.243-248,2002.
- 7)野田稔,宇都宮英彦,長尾文明,中出敦士:扁平矩形断面 における微小撹乱の変動空気力への伝達,構造工学論文 集,Vol.51A, pp.951–958, 2005.

(2006年9月11日受付)