

I-38 扁平充腹断面に作用する変動揚力の空間相関特性に関する研究

徳島大学工学部 フェロー 宇都宮 英彦 徳島大学工学部 正員 長尾 文明
徳島大学工学部 正員 野田 稔 松尾エンジニアリング(株) 正員 徳谷 孝仁
徳島大学大学院 学生員 ○尾嶋 百合香

1. まえがき

現在, ガスト応答の予測に広く用いられている A.G.Davenport の周波数領域におけるガスト応答解析では, 風速変動に伴って作用するガスト空気力の空間相関は変動風速の空間相関と等しいと仮定することが一般的である. しかし, 木村らによれば, ガスト空気力の相関の方が変動風速の空間相関よりも大きいことが風洞実験によって示されている^{1,2)}. 本研究では, 扁平充腹断面に作用する変動揚力の空間相関特性について考察した.

2. 実験概要

模型は, 図 1 に示すような $B=234\text{mm}$, $D=18\text{mm}$ ($B/D=13$) の矩形断面模型を使用する. 模型表面には基準断面に 26 点と, この断面からスパン方向 (y 軸方向) に $y/D=1.11\sim 18.89$ 離れた 7 つの断面に各 14 点の計 124 個の圧力孔を設けている. 接近流は 4 種類の格子乱流を使用し, 乱れの強さ: $I_u=6.6\sim 10.8\%$ ・ $I_w=5.1\sim 8.2\%$, 乱れのスケール: $L_u/D=1.45\sim 3.53$ ・ $L_w/D=0.57\sim 1.44$ である. 空気力は揚力を対象とし, 表面圧力を積分することで求めた. 模型表面に作用する平均圧力を図 2, 変動圧力を図 3 に示す. 図中の x は模型前縁から主流方向の距離である. 平均圧力係数では最上流点での平均圧力が低く, $x/D=5$ 付近までの間に圧力が徐々に回復していることが分かる. また変動圧力係数では $x/D=2$ 付近で変動が大きく鋭いピークを持つことが分かる.

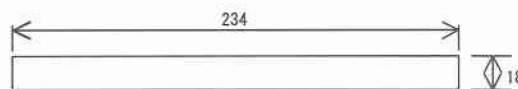


図 1 模型断面図 (単位 mm)

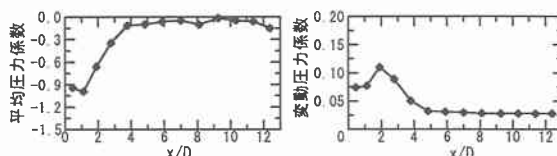
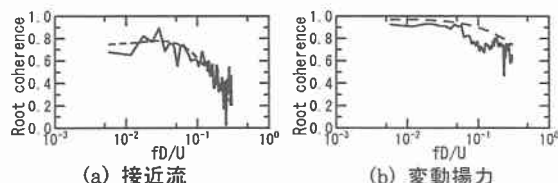


図 2 平均圧力係数

図 3 変動圧力係数

3. 接近流と変動揚力の空間相関特性

規準点から $y/D=1.11$ ($y=20\text{mm}$) 離れた点での接近流と変動揚力のルート・コヒーレンスを図 4 に示す. 図に示している破線は, 等方性理論から導かれる Kármán の式で近似を行ったものである. 変動揚力のルート・コヒーレンスの測定値は, 実測値・近似値ともに接近流のルート・コヒーレンスよりもかなり大きいことが分かる. また, 接近流と変動揚力のスパン方向の空間相関係数を図 5 に示す. 接近流と変動揚力の空間相関を比較すると, 変動揚力の空間相関は接近流の空間相関に比べて, 広い範囲で相関が強いことが分かる.



(a) 接近流

(b) 変動揚力

図 4 ルート・コヒーレンス

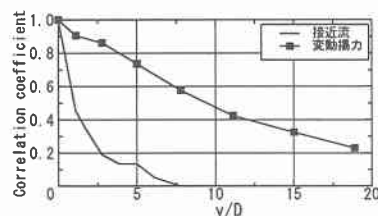


図 5 接近流と変動揚力の空間相関

4. 揚力密度

図 6 はある一点に作用する上下面の圧力差 (以下, 揚力密度) の空間相関係数を示し, 図中の黒点 ($x/D=0.44$, $y/D=0$) における揚力密度を基準に主流方向, スパン方向 ($y/D=0$) の空間相関を示している. スパン中央 ($y/D=0$) の主流方向の相関は, 最上流点 ($x/D=0.44$) から急激に値が落ち, $x/D=3.8$ 付近で負の相関のピークをもち, $x/D=8$ 付近で再び相関が高くなる傾向が見られた.

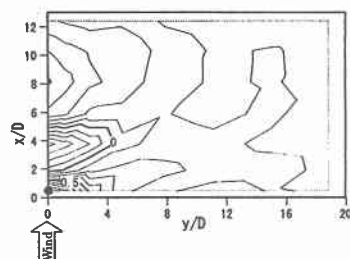


図 6 揚力密度の空間相関係数

5. 分解値の定義

ここで、より詳細に検討するために空間相関の分解値を定義する。変動揚力の空間相関係数 R_{L0Lk} は基準断面の変動揚力 (L_0) とスパン方向に離れた k 断面の変動揚力 (L_k) の時刻歴波形より以下のように求めることができる。

$$R_{L0Lk} = \frac{C_{L0Lk}}{\sqrt{C_{L0L0}} \cdot \sqrt{C_{LkLk}}} \quad (1)$$

$$= \frac{\overline{L_0 \cdot L_k} - \overline{L_0} \cdot \overline{L_k}}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} \quad (2)$$

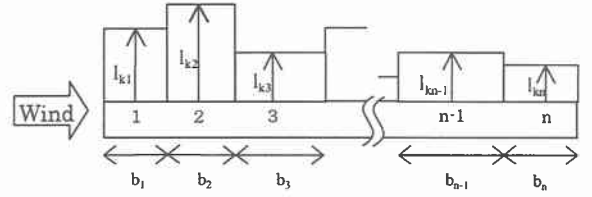


図7 揚力密度積分

ここで、 L_k は図7に示すように各測点での揚力密度 l_{kn} を幅員方向に積分したものである。そのため、式(2)は、

$$= \frac{\overline{L_0 \cdot (b_1 l_{k1} + b_2 l_{k2} + b_3 l_{k3} + \dots + b_n l_{kn})} - \overline{L_0} \cdot (\overline{b_1 l_{k1}} + \overline{b_2 l_{k2}} + \overline{b_3 l_{k3}} + \dots + \overline{b_n l_{kn}})}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} \quad (3)$$

$$= \frac{\overline{L_0 \cdot (b_1 l_{k1})} - \overline{L_0} \cdot \overline{(b_1 l_{k1})}}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} + \frac{\overline{L_0 \cdot (b_2 l_{k2})} - \overline{L_0} \cdot \overline{(b_2 l_{k2})}}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} + \dots + \frac{\overline{L_0 \cdot (b_n l_{kn})} - \overline{L_0} \cdot \overline{(b_n l_{kn})}}{\sqrt{\overline{L_0^2} - \overline{L_0}^2} \cdot \sqrt{\overline{L_k^2} - \overline{L_k}^2}} \quad (4)$$

$$= \sum_n R_{div,n} \quad (5)$$

と表すことができる。

したがって、空間相関係数は式(4)、式(5)で示されるように各圧力孔ごとの $R_{div,n}$ を幅員方向に足し合わせることで求められることを示している。この各測点ごとの $R_{div,n}$ を変動揚力の空間相関係数の分解値と定義する。これにより、いかなる断面位置が変動揚力の空間相関係数に寄与しているかを知ることができる。

この分解値を用いて変動揚力の空間相関係数の分解値特性を図8に表す。 $x/D=2$ 付近で値のピークが見られ、その後幅員方向に急激に値が低くなることを確認できる。

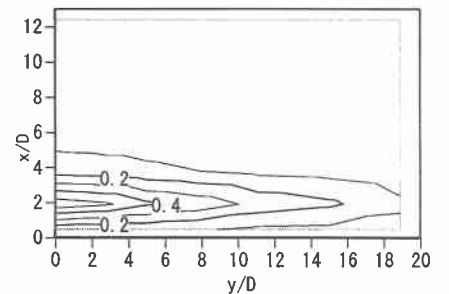


図8 変動揚力の分解値特性

6. まとめ

変動揚力の空間相関は接近流の空間相関よりもスパン方向に離れた2点間での相関が大きいことが確認できた。また、分解値を用いることにより変動揚力の空間相関が $x/D=2$ 付近に作用する空気力に影響されていると考えられる。今後は断面形状を変化させて剥離形態の違いによる空間相関特性の挙動などを検討していくことが必要と考えられる。

参考文献：

- 1) 木村吉朗, 藤野陽三：パフエティンング応答解析におけるストリップ理論の仮定について，構造工学論文集，Vol.40A，pp1049-1058，1994。
- 2) 中藤誠二, 田村 央, 木村吉朗, 藤野陽三：矩形断面柱に作用するガスト空気力の特性，土木学会第50回年次学術講演会講演概要集，pp1482-1483，1995。