

大スパン陸屋根構造物の空力安定性に関する一考察

高舘 祐貴^{*1}
植松 康^{*2}

梗 概

大スパン陸屋根構造物の屋根面の空力安定性に着目し、LES(Large Eddy Simulation)を用いた数値流体解析に基づき屋根面の空力安定性と動的応答の評価を行った。まず、一様流を用いて大スパン建築物の風圧分布を適切に評価できるメッシュ分割の検討を行った。次に、そのメッシュを用いて一様流並びに一様乱流中の静止屋根に作用する風圧分布や変動風圧のパワースペクトルの特性を明らかにした。また、屋根面を逆対称一次モードで強制振動させたとき屋根面に作用する非定常空気力を求め、空力剛性並びに空力減衰として評価し、その結果に基づき屋根面の空力安定性の評価を行った。

1. 研究の目的

近年、新たな構造材料や工法の開発、解析技術の発展によって従来の大空間構造物より軽量かつ大スパン屋根を有する建築物の設計・建設が可能となっている。このような大スパン構造物では屋根面に膜材がしばしば使用されるため、軽量かつ剛性が低くなることから設計時には一般に風荷重が支配的となる。さらに、このような屋根は風による変形・振動が生じやすく、フラッターのような空力不安定振動の発生が懸念されるため、屋根面の空力安定性がしばしば問題となる。

大スパン構造物に風が作用して屋根面が振動すると風による直接的な風力だけでなく、構造物の振動に伴って生じる非定常空気力も作用する。非定常空気力は一般に空力剛性や空力減衰として評価されるが、これらは構造物を空力的に安定化させる方向に作用する場合もあれば不安定化させる方向に作用して空力不安定振動を引き起こす場合もある。

既往の研究¹⁾⁴⁾では、風洞実験や数値流体解析(CFD: Computational Fluid Dynamics)によって大スパン屋根の空力安定性に関する検討は多く行われているものの、空力不安定振動の発生機構については必ずしも明らかになっていない。これは、風洞実験では高次モードの振動を再現させることや相似則を満足させることが困難であり、この困難さが研究例の少ない原因の一つとなっている。そこで、本研究では近年計算機の発展に伴って著しい発達を遂げているLES(Large Eddy Simulation)を用いたCFD解析を用いてこの問題に取り組む。本研究の最終的な目的は大スパン屋根の空力不安定振動の発生機構を解明することにあるが、本報ではまずCFD解析の利点であるパラメータ設定の容易さを活かして、屋根面に作

用する風圧特性を明らかにする。

大スパン構造物の屋根形状には様々なものがあるが、本報では、最も基本的な形状である陸屋根を対象として解析を行う。まず、代表的な形状を有する陸屋根大スパン建築物に対して解析領域およびメッシュ分割を変化させることで屋根面に作用する風圧分布の変化を明らかにする。ここでは屋根面は剛とし、既往の風洞実験データと比較することでCFD解析に用いるべき適切なメッシュ分割を定める。次に、そのメッシュ分割に基づき一様乱流を用いた解析を行い、乱流中における屋根面の風圧分布を明らかにする。さらに、屋根面を強制的に振動させたときに、屋根面の振動が風圧係数分布に与える影響やその変動特性を把握する。なお、強制振動を用いた解析での振動モードは、建物の内部容積変化が小さく、空力不安定振動が発現しやすいと考えられる逆対称一次モードとする。振動に伴う非定常空気力は変位と同位相成分である空力剛性係数および速度と同位相成分である空力減衰係数として評価される。さらに、これらを考慮した動的応答倍率を計算することで屋根の空力安定性や動的応答特性について考察を行う。なお、CFD解析は3次元空間での解析とするが、風圧分布や非定常空気力の評価には対象とする建築物の中心線上の2次元的な風圧係数分布や応答とする。

2. 解析概要

2.1. 解析モデル

解析モデルは最も基本的な形状であり、振動性状が比較的単純である陸屋根建築物を対象とする。陸屋根建築物に関しては、既往の研究²⁾によって空力安定性に関する実験的研究が行われており、本研究で扱うCFD解析の妥当性の検討が

*1・・・東北大学大学院工学研究科 大学院生 日本学術振興会特別研究員 DC

*2・・・東北大学大学院工学研究科 教授

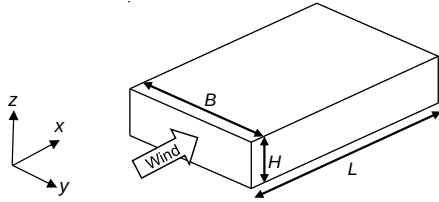


図1 解析対象のモデル

可能である。図1に解析対象とする建築物とそのパラメータを示す。本研究では、風方向のスパンを L 、風直交方向の幅を B 、高さを H とし、実スケールで $L_{\text{fullscale}}=120\text{ m}$ 、 $H_{\text{fullscale}}=20\text{ m}$ とする。CFD 解析は3次元解析とするが、屋根面に作用する風荷重や空力安定性は建築物の中心線上の2次元な流れ場に対して評価を行う。そのため、風直交方向の幅 B は解析モデルと解析領域で同一の幅とし、この幅は解析領域の大きさによって変化する。

2.2. 乱流解析手法

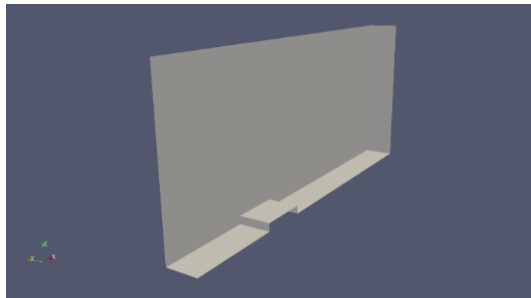
CFD 解析での計算コードには ANSYS Fluent (ver. 17.2) を用いる。支配方程式は式(1)、(2)に示される連続式と3次元の Navier-Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

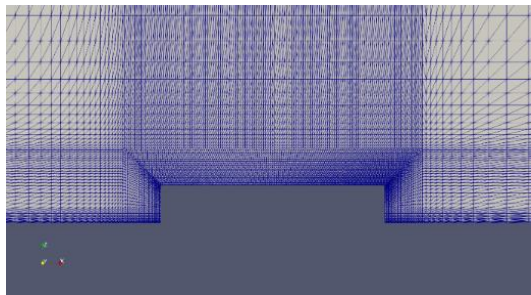
$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

ここで、 $i=1\sim 3$ 、 $j=1\sim 3$ を表し、 x_i は空間座標の3成分、 u_i は風速の x_i 成分、 p は圧力を表す。乱流モデルは LES とし、サブグリッドスケール(SGS)モデルには WALE モデル($C_w=0.325$)を用いる。空間項の離散化は2次精度中心差分を用い、時間項の離散化には2次精度陰解法を用いる。

図2に計算領域とメッシュ分割を示す。解析は風洞実験を模擬した縮小モデルでの解析であり、その幾何学的縮尺率は



(a) 解析領域



(b) 模型近傍のメッシュ分割

図2 計算領域とメッシュ分割

1/400 と仮定する。このとき、モデルの風方向のスパン L は 0.3 m、高さ H は 0.05 m となる。また、解析領域の風方向の長さは 2.8 m、高さは 1.0 m である。解析モデルは解析領域の左右の壁面に接するように配置し、左右の壁面の影響を小さくするために風直交方向には周期境界条件を用いる。解析時間は実スケール10分相当の6秒、時間刻み Δt は 0.0002 秒である。

3. 非振動時の LES 解析

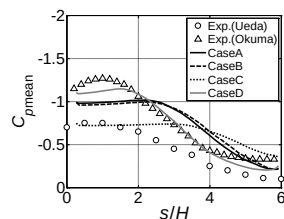
3.1. 解析領域とメッシュ分割

本研究では、建築物の中心線上の2次元な流れ場に注目するが、乱流の場合、2次元な現象を扱う場合でも乱れによる風直交方向(y 方向)の運動量輸送があるため、方程式を2次元として解析することはできない。つまり、風方向の2次元な流れに着目する場合でも、風直交方向の幅とメッシュ解像度を適切に設定する必要がある。ここでは、そのメッシュ分割を定めるために、まず乱れのない一様流での解析に基づき、風方向のメッシュ分割、風直交方向の解析領域の幅およびメッシュ分割数を変化させることによる風圧係数分布の変化を把握する。表1に4種類の解析領域の幅とメッシュ分割(Case A~D)を示す。ここで、 B は解析スケールでの解析領域の幅、 dx および dy はそれぞれ模型近傍の風方向および風直交方向の格子間隔を表す。ここで、風直交方向の解析領域の大きさと解像度は既往の研究⁵⁾で必要条件とされている風直交方向の幅と高さの比が $B/H \geq 1.0$ 、風直交方向の格子間隔と高さの比が $dy/H \leq 0.1$ のいずれの条件も満たすものとしている。なお、一様流の解析では床面での摩擦による乱れが発生しないように床面の境界条件に Slip 条件を用いた。

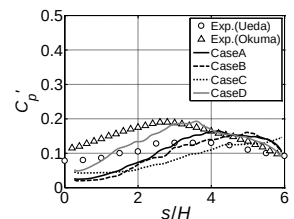
図3に Case A~D を用いて得られた平均風圧係数 $C_{p\text{mean}}$ と RMS 変動風圧係数 C_p' の分布を示す。風圧係数は模型に作用する圧力と模型の直上 0.8 m で得られた静圧の差を軒高 H での速度圧 q_H で除した値としている。ここで、横軸は屋根面に沿った座標 s を風上屋根高さ H で無次元化した値である。なお、図には大熊ら(Δ 印)⁶⁾と上田ら($\circ$ 印)^{7,8)}による風洞実験の結果も併せてプロットしている。

表1 解析領域の幅とメッシュ分割

Case	B [m]	dx [m]	dy [m]
A	0.2	0.002	0.004
B	0.2	0.001	0.004
C	0.1	0.001	0.002
D	0.2	0.002	0.002



(a) 平均風圧係数分布



(b) RMS 変動風圧係数分布

図3 メッシュ分割による風圧係数分布の変化

これらの結果によると、風方向のメッシュの解像度を变化させた Case A, B では両者の風圧係数分布にそれほど大きな差がないことが分かる。一方、風直交方向のメッシュ解像度を变化させた場合、風圧係数分布が大きく変化している。これは、風上端部で剥離した流れが風方向と高さ方向の2次元運動だけでなく、風直交方向にも運動量が輸送されることによる影響と考えられる。Case C では、風直交方向のメッシュ分割だけでなく、解析領域の幅も変化させているが、Case C では風上端部から剥離した流れによる負圧の大きさが小さくなり、その発生領域が風方向に大きくなっている。これは、解析領域の幅が小さいため、風直交方向(y 方向)の運動量を有する風上端部で剥離した渦が左右境界を通じて伝播し、建物の中心線上の流れに影響を与えるためと考えられる。つまり、3次元解析領域に対して周期境界を用いて2次元流場を検討する場合でも、左右壁面までの距離を十分に確保する必要があると考えられる。最後に、Case D に着目すると、平均風圧係数分布は風上端部での負圧がやや小さいものの、全体的な分布は既往の風洞実験結果とよく対応していることが分かる。また、RMS 変動風圧係についても同様によく対応している。したがって、本研究では比較的少ないメッシュ数で風洞実験の結果を十分に再現することができる Case D を採用することとした。

3.2. 一様乱流を用いた場合の流入風のプロファイル

前節で検討したメッシュ分割を用いて一様流および一様乱流を用いた場合の流入風のプロファイルを明らかにする。図4に一様流および流入面での乱れ強さを変化させた一様乱流のプロファイルを示す。なお、これらのプロファイルは模型のない状態で計算したものであり、模型の中心位置から鉛直方向に対する分布である。一様乱流の Flow I~III は乱れ強さを变化させた3種類のプロファイルである。これらの乱れ強さ I_u は $H > 0.1\text{ m}$ でそれぞれ1%, 2.5%, 5%である。また、これらの気流は屋根面高さ H での乱れ強さを十分に確保するため、床面を No-Slip 条件としている。

平均風速のプロファイルに着目すると、Flow I~III についてはいずれの場合でもプロファイルの形状や値にはそれほど大きな差がないことが分かる。一方、気流の乱れ強さ I_u に着目すると、流入面で定義する乱れ強さが変化すると高さ方向でも一様に乱れが大きくなっている。さらに、地表面の境界条件を No-Slip 条件としているため、地面に近い領域では地表面との摩擦によって乱れ強さが大きくなっている。本研究の一様乱流に対する検討では、この3種類の気流を Case D のメッシュに与え、風洞実験の境界層乱流の結果と比較的近い風圧係数分布を得ることのできる気流を用いることとする。

3.3. 平均風圧係数と RMS 変動風圧係数

図5に一様乱流の Flow I~III による平均風圧係数と RMS 変動風圧の流れに平行な屋根中心線上の分布を示す。図には大熊ら(△印)⁶⁾と上田ら(○印)^{7),8)}の境界層乱流中の風洞実験結果も併せてプロットしている。一様乱流中での平均風圧係数分布は、図3に示した一様流中での結果とは形状が大きく異なり、風上端部付近で大きな負圧が発生している。さらに、

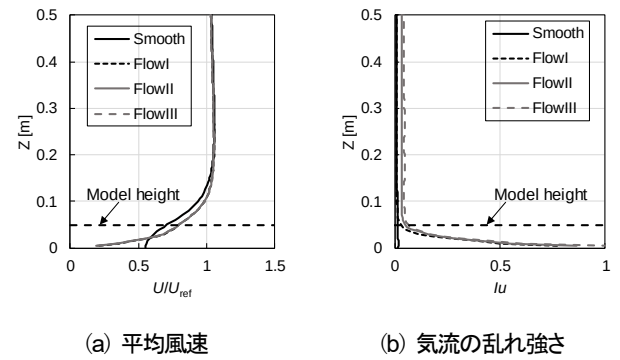


図4 流入気流の鉛直プロファイル

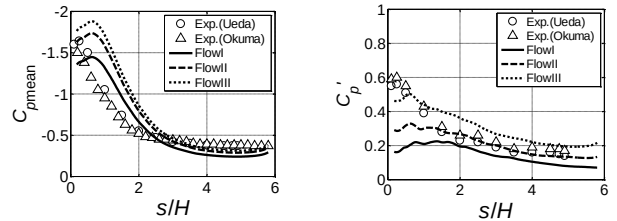


図5 流入気流の違いによる風圧係数分布の変化

風上側での圧力勾配が大きく、風下側ではほぼ一定の負圧が作用していることが分かる。これらの結果は、接近流の乱れによる剥離せん断層の巻き込みが促進されたことによるものと考えられる。Flow I~III の結果を互いに比較すると、全体的な傾向はいずれの気流でも類似しているが、気流の乱れ強さが大きくなるほど風上端での流れの剥離に伴う負圧の値が大きくなっている。これより、平均風圧係数分布は平均風速のプロファイルだけでなく、気流の乱れが大きく影響していると考えられる。

次に、RMS 変動風圧係数分布に着目する。一様乱流では一様流とは異なり、風上側での値の方が風下側の値よりも大きい。Flow I~III の結果を互いに比較すると、流入面での乱れ強さが最も大きい Flow III ほど RMS 変動風圧係数の大きさが大きくなっている。これは、気流の乱れ強さが大きくなるほど流れの変動成分が大きくなり、端部で剥離した流れによる風圧変動が大きくなるためと考えられる。

以上の結果によると、Flow II では風上端部での RMS 変動風圧係数がやや小さいものの、平均風圧係数分布並びに RMS 変動風圧係数分布が既往の風洞実験における境界層乱流中の結果と比較的よく一致している。これは、Flow II における屋根高さでの気流の乱れ強さや流れの構造が比較的類似しているためと考えられる。したがって、以下、一様乱流の解析では、境界層乱流を用いた結果に比較的近い Flow II を用いることとする。

3.4. 変動風速のパワースペクトル

図6に Flow II を用いた時の屋根平均高さ H における変動風速の無次元パワースペクトルをカルマン型と比較して示す。ここで、縦軸はパワースペクトル $S(f)$ を振動数 f と分散 σ^2 で無次元化したもの、横軸は無次元振動数 fH/U_H である。パワースペクトルの形状に着目すると、高周波数領域($fH/U_H > 0.6$)

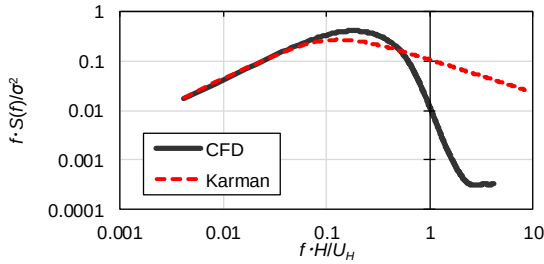


図6 変動風速の無次元パワースペクトル(Flow II)

ではその値がカルマン型のスペクトルに対して減衰していることが分かる。これは LES 解析におけるフィルタ効果によるものである。しかし、低周波数領域でのパワースペクトルはカルマン型のスペクトルとよく一致している。風荷重評価においては比較的低い無次元周波数の範囲が重要となる。今回の解析においては高周波数領域での変動成分はそれほど問題とならないため、この一様乱流を用いて解析を行う。

3.5. 変動風圧のパワースペクトル

図7に変動風圧の無次元パワースペクトルを示す。ここでは模型の風上からの距離 s に対して、図8に示す代表的な6点(No. 1～6と表記)における結果を示している。

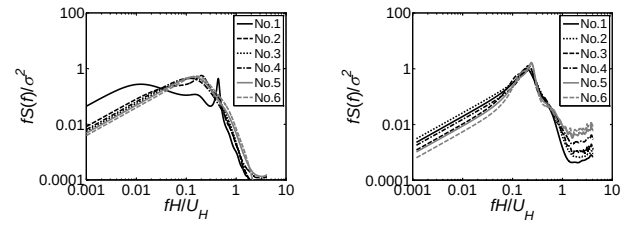
まず、一様流の結果に着目する。図7(a)によると、最も風上側に位置する $s/L=0.5$ (No. 1)では特異な形状を示すことが分かる。これは、風上側端部に近い点ほど剥離した渦による変動風圧の影響が大きく、高周波側でピークをもたらすためと考えられる。それ以外の点では移流的な流れ場の影響でパワースペクトルが低振動数側に遷移したものと考えられる⁹⁾。一方、一様乱流ではいずれの測定位置でもパワースペクトルの形状が類似している。これは、剥離後の再付着長さが短く、いずれの測定点でも移流的な流れ場が支配的になるためと考えられる。また、パワースペクトルのピークは一様流と比べて明確である。そのピークを与える無次元振動数 fH/U_H に着目すると、一様流では $0.1 \sim 0.2$ 、一様乱流では約 0.2 である。このような結果は、既往の大熊ら⁶⁾の研究でも示されている。

4. 強制加振時の LES 解析

4.1. 非定常空気力について

流体中で振動している物体には、流れによる直接的な力だけでなく、構造物の振動に伴って発生する付加的な空気力(非定常空気力)も作用する。これらの非定常空気力は、近似的に運動の減衰に関連する速度比例成分と見かけの剛性力に関連する変位比例成分の和で表される。本研究では、この非定常空気力に基づき空力不安定振動のメカニズムを明らかにするために、図9のように数値流体解析モデルの屋根面を建物内部容積が変化しない振動モードである逆対象一次モードで強制的に振動させることでこれらに関連する成分を求め、速度比例成分と変位比例成分の特性を明らかにする。

CFD 解析におけるメッシュの変形は ANSYS Fluent (Ver. 17.2)の Dynamic Mesh を用い、逆対象一次モードによる変形はユーザー定義関数(Use Define Function)を用いて与える。解析の際に使用したメッシュには前節と同様に Case D を用いる。



(a) 一様流

(b) 一様乱流

図7 変動風圧の無次元パワースペクトル

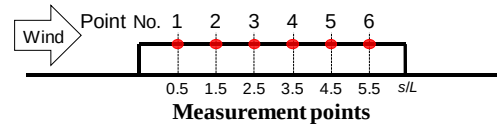


図8 測定点の位置

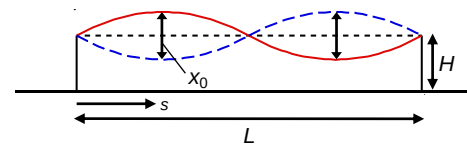


図9 強制振動モデル(逆対象1次モード)

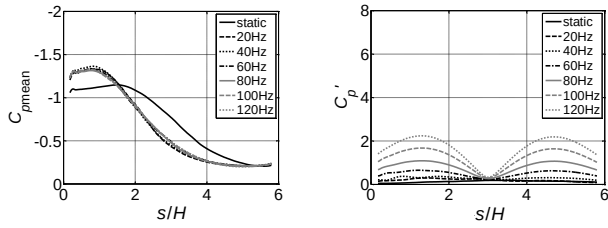
4.2. 一様流中の風圧係数分布

一様流中において、屋根面を強制加振させる振動数と振幅を変化させることで風圧係数分布に及ぼすそれらの影響を明らかにする。強制加振振動数 f_m は模型スケールで 20 Hz から 120 Hz まで 20 Hz 刻みで変化させる。これは実スケールでは、 0.25 Hz から 1.5 Hz 程度に相当する。屋根面の加振振幅 x_0 は模型スケールで 1 mm 、 3 mm 、 6 mm の3種類とする。なお、本研究では振幅の大きさを風方向のスパン長さで基準化した x_0/L を用い、 $x_0/L=3.3 \times 10^{-3}$ 、 0.01 、 0.02 として表す。図10に一様流中で加振振幅と加振振動数を変化させた場合の平均風圧係数と RMS 変動風圧係数の分布の変化を示す。これらの図には非振動時(static)の屋根面の風圧係数分布も併せて示している。これらの結果によると、屋根面を加振すると平均風圧係数分布の性状は変化するが、加振振幅が小さい場合には、加振振動数が風圧係数分布に及ぼす影響は小さいことが分かる。しかし、振幅が大きくなると風圧係数分布は加振振動数の影響を受けて大きく変化している。

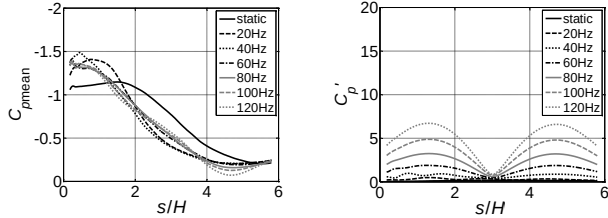
次に、RMS 変動風圧係数分布に着目すると、振動変位のない $s/H=3$ (振動の節)で極小値をとり、加振振動数が大きくなるほど明確に左右対称な分布となっている。その極大値は逆対象一次モードでの振幅が最大となる $s/H=1.5, 4.5$ (振動の腹)で生じている。また、屋根の加振振動数や振幅が大きくなるほど変動風圧係数の大きさが大きくなっている。

4.3. 一様乱流中の風圧係数分布

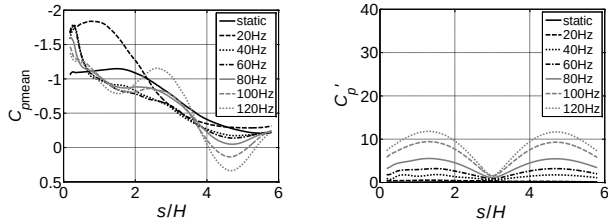
図11に一様乱流(Flow II)中で強制加振した場合の平均風圧係数と RMS 変動風圧係数の分布を示す。ここでは屋根面の振幅は $3 \text{ mm}(x_0/L=0.01)$ である。これらの結果によると、一様流中での結果と異なり、加振振動数が大きくなると、やや分布に変化が生じるが、強制加振時の平均風圧係数分布は静止時の分布とほぼ同様の形状を示している。



(a) 平均風圧係数分布 (b) RMS 変動風圧係数分布
($x_0/L=3.3 \times 10^{-3}$) ($x_0/L=3.3 \times 10^{-3}$)

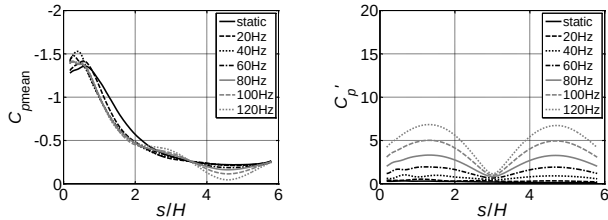


(c) 平均風圧係数分布 (d) RMS 変動風圧係数分布
($x_0/L=0.01$) ($x_0/L=0.01$)



(e) 平均風圧係数分布 (f) RMS 変動風圧係数分布
($x_0/L=0.02$) ($x_0/L=0.02$)

図 10 加振振幅の変化に伴う風圧係数分布(一様流)



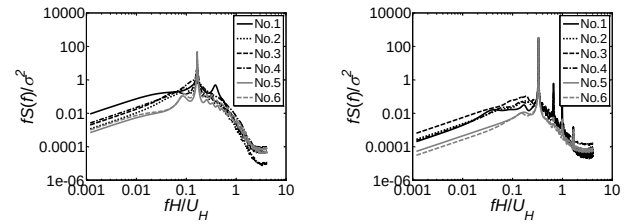
(a) 平均風圧係数分布 (b) RMS 変動風圧係数分布

図 11 振動時の風圧係数分布(一様乱流)

RMS 変動風圧係数分布に着目すると、一様流の場合と同様に $s/H=3$ で極小となり、 $s/H=1.5$, 4.5 で極大となっている。RMS 変動風圧係数の大きさに着目すると、加振振動数が大きくなるにつれて一様流の結果と類似した分布となっていることが分かる。つまり、屋根面が振動している場合、接近流だけでなく、屋根面の振動によって生じる変動風圧の影響も大きいと考えられる。

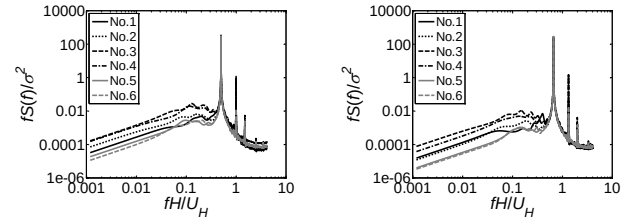
4.4. 変動風圧のパワースペクトル

図 12 および図 13 に屋根面を強制加振させた場合における変動風圧の無次元パワースペクトルを示す。強制加振時のパワースペクトルは、いずれの気流においても、全体的には屋根面が剛の場合と類似した形状となっている。つまり、変動風圧のパワースペクトルは屋根面の振動にはそれほど依存せ



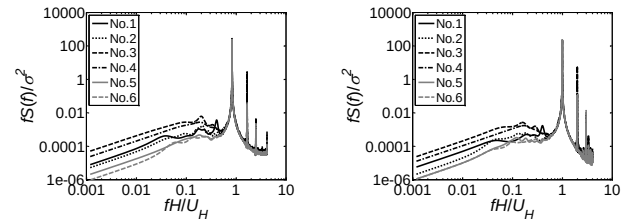
(a) $f_m=20$ Hz

(b) $f_m=40$ Hz



(c) $f_m=60$ Hz

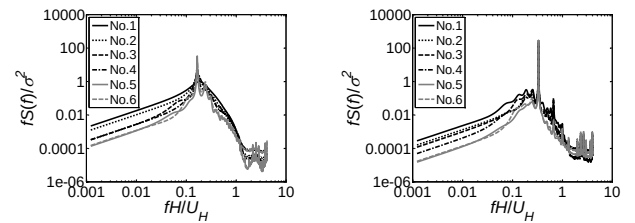
(d) $f_m=80$ Hz



(e) $f_m=100$ Hz

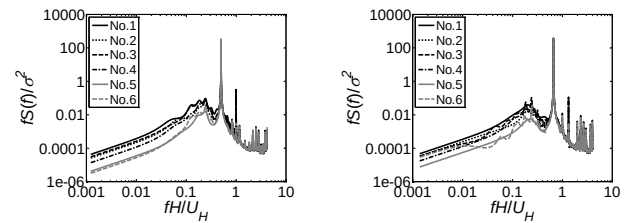
(f) $f_m=120$ Hz

図 12 変動風圧の無次元パワースペクトル(一様流)



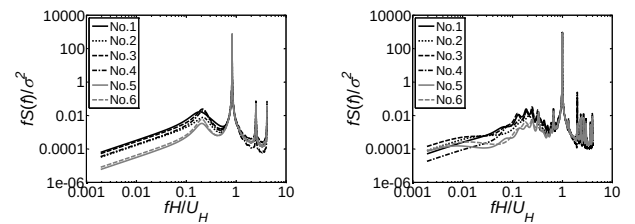
(a) $f_m=20$ Hz

(b) $f_m=40$ Hz



(c) $f_m=60$ Hz

(d) $f_m=80$ Hz



(e) $f_m=100$ Hz

(f) $f_m=120$ Hz

図 13 変動風圧の無次元パワースペクトル(一様乱流)

ず、接近流の性状変化に伴う建物前縁で生じる剥離渦の影響によるものと考えられる。この基本的なパワースペクトルの形状に加えて、これらのパワースペクトルには加振振動数 f_m 付近で鋭いピークが表れている。ピーク値の大きさに着目すると、加振振動数が大きくなるほど大きくなり、その整数倍の振動数でもピークが見られる。

4.5. 加振振動成分の特性

変動風圧の加振振動数成分について、変位比例成分を C_{PR} 、速度比例成分を C_{PI} 、変位に対する位相差を β と表すと、それらは次式によって算定される。

ここで、 T は平均化時間、 $C_p(s,t)$ は屋根面の位置 s での風圧係

$$C_{PR}(s) = \frac{2}{T} \int_0^T C_p(s,t) \frac{z(s,t)}{z_0} dt \quad (4)$$

$$C_{PI}(s) = \frac{2}{T} \int_0^T C_p(s,t) \frac{\dot{z}(s,t)}{\dot{z}_0} dt \quad (5)$$

$$\beta(s) = \tan^{-1} \frac{C_{PI}(s)}{C_{PR}(s)} \quad (6)$$

数の時刻歴、 $z(s,t)$ は屋根面の位置 s での加振変位、 $\dot{z}(s,t)$ は屋根面の位置 s での加振速度、 z_0 は変位の振幅、 $\dot{z}_0$ は速度の振幅を表す。

図14に $s/H=1.5$ および 4.5 における速度比例成分 C_{PR} 、変位比例成分 C_{PI} 、位相差 β と無次元加振振動数 $f_m H/U_H$ の関係を示す。なお、これらの結果は一樣流並びに一樣乱流中で逆対称一次モードで強制加振させた時の結果であり、図には大熊ら²⁾の境界層乱流中における強制加振実験の結果($s/H=1.5, 4.5$)もプロットしている。これらの結果によると、CFD解析によって得られた C_{PR} 、 C_{PI} は大熊らの結果とよく一致していることが分かる。 C_{PR} に着目すると、無次元加振振動数 $f_m H/U_H$ が増大するほど値が大きくなり、その大きさは加振変位が最も大きい $s/H=1.5$ および $s/H=4.5$ においては気流に関係なくほぼ同様の値となっている。 C_{PI} に着目すると、いずれの気流を用いた場合でも無次元振動数が小さい範囲($f_m H/U_H \leq 0.2$)では、風上側の $s/H=1.5$ の位置で C_{PI} が正となっている。一方、風下側の $s/H=4.5$ の位置では、その値が負となっている。 $f_m H/U_H > 0.2$ の範囲に着目すると、 $f_m H/U_H$ の増大に伴い、 C_{PI} は負でその絶対値は大きくなっている。また、風上側の $s/H=1.5$ の方が風下側の $s/H=4.5$ の位置よりも C_{PI} の絶対値が大きくなっている。さらに、 $f_m H/U_H > 0.8$ の範囲では、一樣乱流の方が一樣流より C_{PI} の絶対値がいくらか大きくなっていることが分かる。大熊らの研究によると、 $f_m H/U_H < 0.2$ の範囲における C_{PI} の値は $f_m H/U_H \approx 0.15$ で風上側では正の極大値、風下側では負の極大値を示しているが、本解析結果ではそれほど明確ではない。この傾向についてはさらに屋根面を低振動数で加振した解析を行って詳細に把握する必要があるが、いずれの測定位置や無次元振動数による C_{PR} 、 C_{PI} の変化の全体的な傾向は大熊らの結果と概ね一致しているといえる。

最後に C_{PR} と C_{PI} の位相差 β に着目する。位相差は用いた気流や測定位置に関わらず $f_m H/U_H$ が増大するにつれてほぼ一定値に収束している。しかし、 $f_m H/U_H \leq 0.2$ の範囲に着目す

ると、風上側では正、風下側では負の位相差が得られており、風上側と風下側で流れの定性的な傾向が変化していることが分かる。

4.6. 非定常空気力の定義

前節では屋根面のある点での速度比例成分と変位比例成分に着目したが、ここでは屋根面全体の挙動に着目して非定常空気力(空力剛性および空力減衰)を評価する。

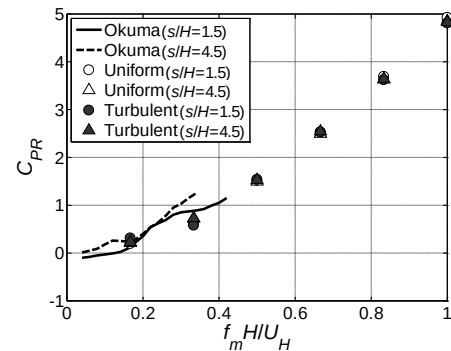
k 次モードにおける屋根面の変位 z_k は次の式(7)で表される。

$$z_k(s,t) = x_k(t) \phi_k(s) \quad (7)$$

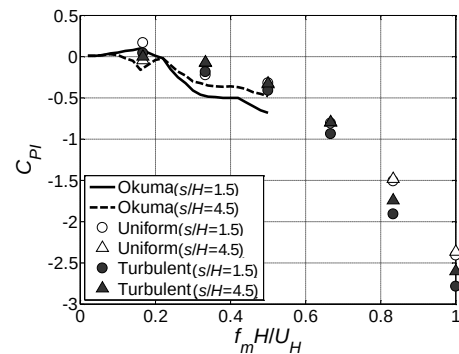
ここで、 ϕ_k は k 次モードの形状、 x_k は k 次モードの一般化変位を表す。この時、 k 次モードの一般化変位の運動方程式は次の式(8)で表される。

$$M_{Sk} \ddot{x}_k(t) + C_{Sk} \dot{x}_k(t) + K_{Sk} x_k(t) = F_{Wk}(t) + F_{Ak}(x, \dot{x}, \ddot{x}, \dots, t) \quad (8)$$

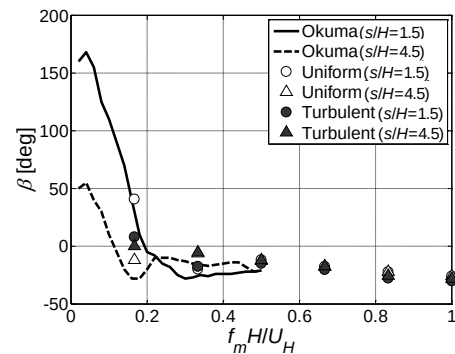
ここで、 M_{Sk} は一般化質量、 C_{Sk} は一般化減衰係数、 K_{Sk} は一般



(a) 速度比例成分



(b) 変位比例成分



(c) 位相差

図14 加振時の特性

化剛性係数、 F_{wk} は接近流による変動風力、 F_{Ak} は非定常空気力、添え字の k はモード次数を表す。非定常空気力 F_{Ak} は振動の変位 x_k 、速度 $\dot{x}_k$ 、加速度 $\ddot{x}_k$ および高次微分項によって表される。ここでは、非定常空気力を速度に比例する成分 K_{ak} と変位に比例する成分 C_{ak} を用いて式(9)のように表す。

$$F_{Ak}(t) = K_{ak}x_k + C_{ak}\dot{x}_k \quad (9)$$

これを式(8)に代入し、変形すると次の式(10)のように表される。

$$M_{sk}\ddot{x}_k(t) + (C_{sk} - C_{ak})\dot{x}_k(t) + (K_{sk} - K_{ak})x_k(t) = F_{wk}(t) \quad (10)$$

ここで、 $K_{ak}x_k(t)$ は空力剛性力であり、 $C_{ak}\dot{x}_k(t)$ は空力減衰力である。これらの非定常空気力が作用することで構造物の見かけの剛性や減衰が変化し、屋根の動的応答が大きく変化する可能性がある。

非定常空気力の評価にあたっては、まず振動時の屋根面に作用する風圧の時刻歴データを用いて k 次モードの一般化外力 $F_k(t)$ を評価する。

$$F_k(t) = \int_0^L P(s, t) \phi_k(s) ds \quad (11)$$

ここで、 $P(s, t)$ は屋根面に作用する風圧を表す。次に、得られた一般化風力 $F_k(t)$ を強制振動数 f_m でフーリエ級数展開し、一般化外力の強制振動成分を抽出すると次の式(12)あるいは(13)のようになる。

$$F_{Ak}(t) = F_{Rk} \cos 2\pi f_m t - F_{Lk} \sin 2\pi f_m t \quad (12)$$

$$= |F_{Lk}| \cos(2\pi f_m t + \beta) \quad (13)$$

$$|F_{Lk}| = \sqrt{F_{Rk}^2 + F_{Lk}^2}$$

$$F_{Rk} = |F_{Lk}| \cos \beta_k, \quad F_{Lk} = |F_{Lk}| \sin \beta_k, \quad \beta_k = \tan^{-1} \left(\frac{F_{Lk}}{F_{Rk}} \right)$$

ここで、 F_{Rk} は変位と同位相の空力剛性力、 F_{Lk} は速度と同位相の空力減衰力を表す。 k 次モードで振動する構造物の空力剛性力 F_{Rk} と空力減衰力 F_{Lk} は次の式(14)、(15)で表される。

$$F_{Rk} = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F_k(t) \cos 2\pi f_m t dt \quad (14)$$

$$F_{Lk} = \frac{1}{T} \int_{-T}^T F_k(t) \sin 2\pi f_m t dt \quad (15)$$

得られた k 次モードにおける空力剛性力や空力減衰力は、速度圧 q_H 、屋根の面積 A_s を用いて無次元化し、式(16)、(17)に示されるような空力剛性係数 a_{Kk} 並びに空力減衰係数 a_{Ck} として表される。

$$a_{Kk} = \frac{F_{Rk}}{q_H A_s (x_0/L)} \quad (16)$$

$$a_{Ck} = \frac{F_{Lk}}{q_H A_s (x_0/L)} \quad (17)$$

なお、実際の屋根面は様々なモード形状で変形するが、空力剛性および空力減衰を評価する場合は、前節までと同様、建物の

内部容積の変化が小さく、空力不安定振動が発現しやすいと考えられる逆対称一次モード($k=1$)を対象とする。

4.7. 空力剛性と空力減衰

図 15 に式(16)および(17)を用いて得られる空力剛性係数 a_K と空力減衰係数 a_C の無次元強制力加振振動数 $f_m H/U_H$ による変化を示す。空力剛性係数に着目すると、 $f_m H/U_H > 0.4$ の範囲では正で、 $f_m H/U_H$ が大きくなるほどその値が大きくなっている。この場合、見かけの固有振動数が低下しているため、系全体としての見かけの剛性が低下する方向に働く。しかし、 $f_m H/U_H < 0.4$ の範囲では負となっており、構造物の見かけの剛性が大きくなる方向に働く。つまり、屋根面が周期の長い振動をしている場合、見かけの剛性が大きくなるため空力的に安定する方向に働くと考えられる。用いた 2 つの気流に着目すると、 $f_m H/U_H > 0.4$ の範囲では一様乱流の方が一様流よりも空力剛性係数の大きさが大きいことが分かる。

空力減衰係数に着目すると、空力剛性係数とは異なり、負で $f_m H/U_H$ が大きくなるにつれて徐々に絶対値が大きくなっている。屋根面全体に作用する一般化風力として空力減衰係数を評価すると、気流の変化に伴う空力減衰係数への影響は小さいといえる。

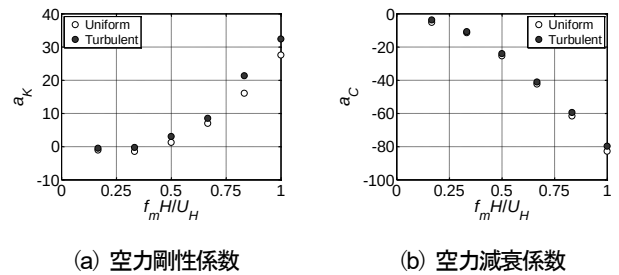


図 15 非定常空気力の評価

4.8. 動的応答特性

ここでは、実際の大スパン陸屋根構造物を想定し、数値流体解析によって得られた空力剛性係数 a_K と空力減衰係数 a_C を用いて動的応答特性を評価する。非定常空気力を考慮した動的応答倍率は式(18)で与えられる。

$$|\chi(f)|^2 = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{f}{f_s} \right)^2 + \frac{K_a(f)}{K_s} \right]^2 + 4(\zeta_s + \zeta_a(f))^2 \left(\frac{f}{f_s} \right)^2} \quad (18)$$

ここで、 f_s は構造物の固有振動数、 K_a/K_s は空力剛性比、 ζ_s は構造減衰定数、 ζ_a は空力減衰比を表す。空力剛性比 K_a/K_s と空力減衰比 ζ_a は、次の式(19)、(20)を用いて算定される。

$$\frac{K_a(f)}{K_s} = -\frac{1}{8\pi^2} \frac{\rho_a}{\rho_s} \left(\frac{U_H}{f_s H} \right)^2 \frac{H}{L} a_K(f) \quad (19)$$

$$\zeta_a(f) = -\frac{1}{16\pi^2} \frac{\rho_a}{\rho_s} \left(\frac{U_H}{f_s H} \right)^2 \frac{H}{L} a_C(f) \quad (20)$$

ここで、 ρ_a は流体の密度、 ρ_s は構造物の密度を表す。図 15 に示したように空力剛性係数 a_K 並びに空力減衰係数 a_C には一定の傾向があるため、図 15 の結果を振動数 f の関数として近

似的に評価することが可能である。そこで、式(19)、(20)の a_K 、 a_c を関数で近似することで任意の振動数 f に対する K_a/K_s 、 ζ_a を求める。なお、実際の建築物では規模や構造物の大きさや構造形式などによって建物の減衰定数 ζ_s は異なるが、ここで ζ_s は 1% と仮定する。そして、構造物の固有振動数 f_s 、屋根面の密度 ρ_s 、軒高での風速 U_H を変化させることでそれらのパラメータが構造物の安定性にどのような影響を及ぼすか、その定性的な傾向を把握する。

図 16 に空力剛性比と空力減衰比の振動数 f による変化を示す。なお、図 16(a)、(b) では建築物の固有振動数 f_s 、図 16(c)、(d) では屋根面の単位面積当たりの質量 W_s 、図 16(e)、(f) では軒高での風速 U_H をそれぞれ変数としている。これらの図によると、空力剛性比 K_a/K_s は負、空力減衰比 ζ_a は正でそれらの絶対値は振動数 f が大きいほど大きくなっている。

まず、建築物の固有振動数 f_s の変化に着目すると、空力剛性比は負で f_s が大きくなるほどその絶対値が小さくなっている。一方、空力減衰比は正で f_s の増加に伴い大きくなっている。空力剛性比および空力減衰比の大きさに着目すると、いずれの値も f_s の影響を強く受けていることが分かる。次に、屋根面の単位面積あたりの質量 W に着目すると、 W が小さくなるほど空力剛性比の絶対値が大きくなっており、空力減衰比の絶対値も大きくなっている。軒高での風速 U_H の変化

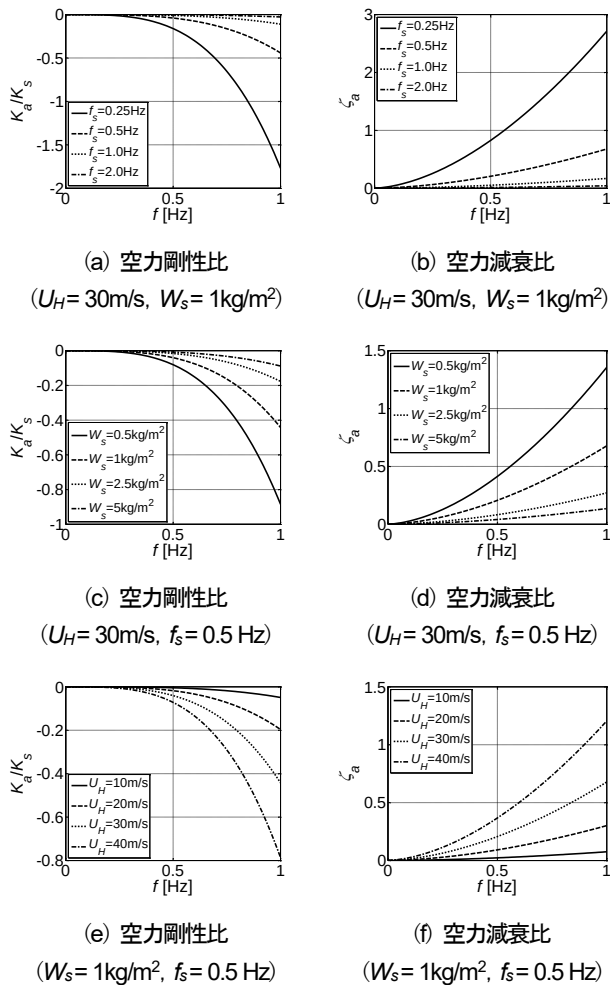


図 16 空力剛性比と空力減衰比

に着目すると、 U_H が増大するほど空力剛性比は負でその絶対値が大きくなるが、空力減衰比は U_H が増大するほど正に大きくなる。つまり、高風速時には屋根面は比較的安定的な挙動を示すと考えられる。したがって、今回対象とする陸屋根建築物における動的応答は低風速時の影響を十分に考える必要があると考えられる。

図 17 に式(18)を用いて得られる動的応答倍率を示す。なお、縦軸に動的応答倍率 $|X(f)|$ 、横軸に屋根面の振動数 $f[\text{Hz}]$ をとり、両対数表示としている。建築物の固有振動数 f_s の変化に着目すると、 f_s が大きくなるにつれて動的応答倍率のピーク値は高振動数側にシフトしており、その大きさは徐々に大きくなっている。次に、屋根面の密度 ρ_s に着目すると、屋根が重くなるほど動的応答倍率のピーク値が大きくなる。これは屋根の密度が大きくなったことに伴い、空力減衰効果が小さくなるが、その一方で固有振動数が増加し、屋根面の動的応答が大きくなったものと考えられる。また、屋根が軽量になるにつれて、得られる動的応答倍率のピークがなだらかになりピーク値は低振動数側に移動していることが分かる。最後に風速の変化に着目すると、風速が大きくなるにつれて

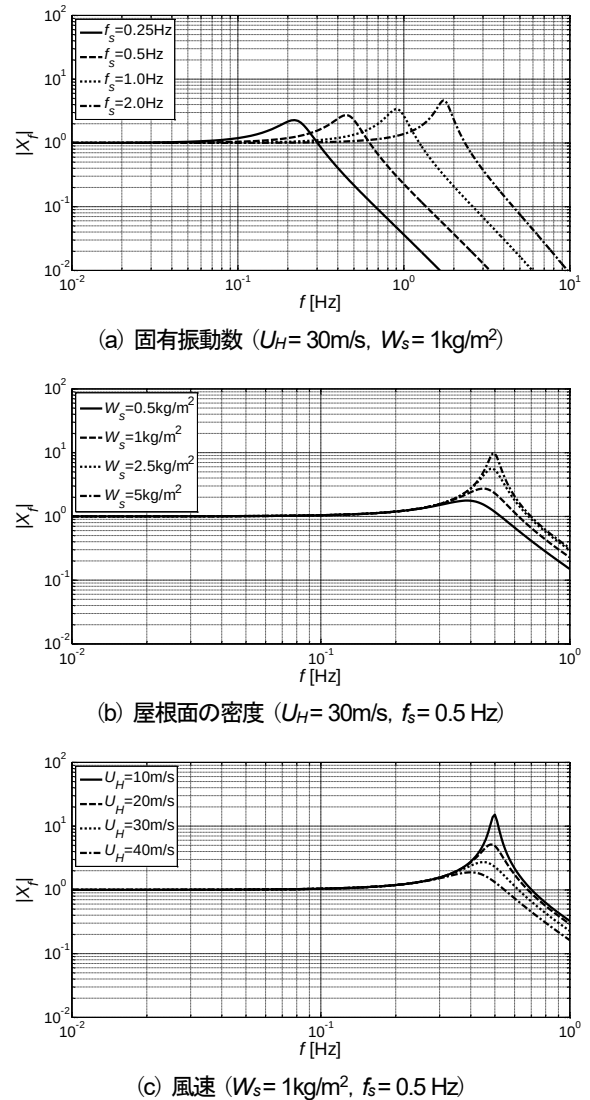


図 17 動的応答倍率

動的応答倍率のピーク値が小さくなり、そのピーク値は低振動数側に移動していることが分かる。これは、高風速時に建築物の空力剛性の影響が強くなるためと考えられる。Daw ら¹⁰⁾は半円形のドームに対して強制加振実験を行うことで動的応答倍率を求めているが、その結果では高風速時に動的応答倍率が小さくなっており、今回解析を行った陸屋根建築物でも定性的には同様の結果が得られている。

以上の結果より、屋根面の動的応答を小さくするためには、個々のパラメータによる応答倍率の変化に着目だけでなく、振動数によって屋根面の応答が変化することから、これらのパラメータを複合的に考えることが重要である。また、大空間構造物の空力不安定振動の発生を抑制し、空力安定化させるためには屋根面の固有振動数と質量を適切に設定することが重要であると考えられる。また、共振応答を考える際は、低風速時の挙動に着目する必要があると考えられる。

5. まとめ

大スパン陸屋根構造物の空力安定性に着目し、屋根面の振動の発生に関する考察を行った。まず、一様流と一様乱流中で剛な屋根に作用する風圧性状を解析することで屋根面に働く風圧分布や変動風圧の基本的特性を明らかにした。次に、屋根面を逆対称一次モードで強制振動させることによって静止時と振動時に作用する屋根面の風圧分布の違いを明らかにした。そして、屋根面に作用する非定常空気力を空力剛性と空力減衰として評価し、強制加振振動数の変化によって得られるこれらの値を用いることで動的応答倍率を求めた。本解析の範囲では、軽量で剛性の低い大スパンを有する屋根は比較的低い風速が作用した場合、空力不安定振動が励起される可能性が高いことが示された。今後は他の屋根形状に対する検討や流体構造連成解析を行うことで屋根面の発振メカニズムを明らかにしていく。

謝辞

本研究は JSPS 科研費(課題番号：16J01789)および公益財団法人能村膜構造技術振興財団平成 29 年度助成金(研究題目：「膜構造等軽量大スパン屋根に働く非定常空気量の評価と耐風設計への応用」、研究代表者：植松康)による助成を受けたものである。

参考文献

- 1) Uematsu Y. and Uchiyama K.: Wind-induced dynamic behavior of suspended roofs, Technology Reports, Tohoku Univ., Vol 47, No. 2, pp. 243 – 261, 1982.
- 2) 大熊武司, 丸川比左夫: 大スパン屋根の空力不安定振動の発生機構について, 日本風工学会誌, No. 42, pp. 35 – 42, 1990.
- 3) 杉山貞人, 田村哲郎: 大スパン構造物の空力不安定振動に関する数値的考察, 第 16 回風工学シンポジウム論文集, pp. 243 – 248, 2000.
- 4) Ding, W., Uematsu, Y., Nakamura, M. and Tanaka, S.: Unsteady aerodynamic forces on a vibrating long-span curved roof. Wind

and Structures, Vol. 19, No. 6, pp. 649 – 663, 2014.

- 5) 田村哲郎, 伊藤嘉晃, 和田章: 扁平角柱まわりの流れと風圧力の三次元解析, 日本建築学会構造系論文集, Vol. 60, No. 474, pp. 41 – 48, 1995.
- 6) 大熊武司, 丸川比左夫, 風間弘晴, 新堀喜則, 加藤信男: 大スパン構造物の屋根面に作用する風圧力に関する基礎的研究, 第 9 回風工学シンポジウム論文集, pp. 97 – 102, 1986.
- 7) 上田宏, 田村幸雄, 藤井邦雄: 陸屋根の平均風圧性状に対する気流の乱れの影響(陸屋根の風圧性状に関する研究: その 1), 日本建築学会構造系論文報告集, No. 425, pp. 91 – 99, 1991.
- 8) 上田宏, 田村幸雄, 藤井邦雄, 勝村章: 陸屋根の変動風圧性状に対する気流の乱れの影響(陸屋根の風圧性状に関する研究: その 2), 日本建築学会構造系論文報告集, No. 447, pp. 17 – 30, 1993.
- 9) 高舘祐貴, 植松康: 一様流中における大スパン陸屋根建築物の屋根面まわりの流れ場, 平成 29 年度日本風工学会誌, Vol. 42, No. 2, pp. 153 – 154, 2017.
- 10) Daw, D. J. and Davenport, A. G.: Aerodynamic damping and stiffness of a semi-circular roof in turbulent wind, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 32, No.1 – 2, pp. 83 – 92, 1989.

SYNOPSIS

The present paper discusses the unsteady aerodynamic forces acting on a large-span flat roof based on a CFD (Computational Fluid Dynamics) analysis with LES (Large Eddy Simulation). First, mean wind pressures and RMS fluctuating wind pressures are computed in a smooth uniform flow with four kinds of domain size and grid divisions. Based on the results, the most appropriate computational domain and mesh division are made clear. Then, the distributions of mean wind pressure coefficients and RMS fluctuating pressure coefficients on a rigid flat roof are investigated both in the smooth uniform flow and the turbulent flow. Next, a forced vibration test is carried out, in which the roof is vibrated in the first anti-symmetric mode. In the simulation in the smooth uniform flow, the vibrating amplitude and frequencies are varied over a wide range to understand the characteristics of the wind pressure acting on the roof and the influence of roof vibration on the aerodynamic forces, represented by the aerodynamic stiffness and damping. The simulations in the turbulent flow are also carried out for some typical amplitudes and frequencies. Based on the result, the aerodynamic stiffness and coefficients at the location of anti-node vibration are computed. These results are compared to the previous experimental results. Finally, the dynamic behavior of large span flat roof is investigated using the aerodynamic stiffness and damping coefficients predicted from the results of the forced vibration test. The results indicate that the natural frequency and density of the roof are important for evaluating the dynamic response. In addition, we should focus on the dynamic response of roof surface in low wind speed range for future works.

*1) Graduate Student, Department of Architecture and Building Science, Tohoku University.
Research Fellow of Japan Society for the Promotion of Science.

*2) Professor, Department of Architecture and Building Science, Tohoku University.