

特集 「自然災害にそなえる」

強風時における陸屋根上の風圧特性を予測する流体計算手法の開発

小野 佳之

Development of Computational Method for Predicting Wind Pressures
on a Flat Roof in Strong Wind

Yoshiyuki Ono

Abstract

This paper demonstrates the applicability of a computational method to flow around a flat roof in uniform and boundary-layer turbulence flows. In order to get a fine resolution near the roof, over set grids were used. First, the present method is validated for prediction of pressure characteristics on the roof through comparison with previous experimental data. Next, the flow characteristics associated with the large level of the negative pressure near the leading corner is investigated using a computational visualization technique when the flow is oblique to the flat roof.

概 要

低層構造物の屋根などの風圧力の評価において、流体計算は膨大な数の風速、圧力のデータが得られるため、強風被害の一要因となる屋根端部のピーク負圧の特性などを詳細に検討できるという利点がある。また、今後の計算機性能の向上により、従来の風洞実験による評価と比べて、作業の効率化も期待できる。しかし、屋根面まわりの流れに関しては、これまでの流体計算では十分な予測精度が得られていないという問題があった。そこで、本研究では、屋根面の風圧を精度良く予測する流体計算手法を構築し、風洞実験結果との比較により適用性を示した。さらに、解析で得られた流れ場から屋根端部に生じるピーク負圧の発生要因を考察した。

1. はじめに

近年、大型の台風の襲来により構造物の屋根の被害をはじめ多くの風災害が報告されており、外装材用風荷重への配慮がより強く求められるようになってきている。強風時における屋根の風圧特性に関しては、陸屋根を中心として多くの研究が行われており^{1)~4)}、斜めから風が作用したときに円錐型の渦の発生に関連して屋根の端部付近に大きなピーク負圧が発生することが知られている。そのため、構造物の計画に際しては、このピーク負圧の発生位置や負圧の強さおよび発生頻度などを事前に予測するとともに、対策法を検討しておくことは耐風設計上重要である。これまで、屋根面の風圧特性に関しては、風洞実験により評価されてきた。しかし、屋根面まわりの流れは非常に複雑であり、特に端部のピーク負圧の発生要因に関しては十分には明らかとはなっていない。このような流れの詳細を予測する手法として近年急速に発展している流体計算法が挙げられるが、屋根面の風圧特性に関しては、十分な予測精度が得られていないのが現状である⁵⁾。

そこで、本研究では、強風時の屋根面上の風圧特性を予測する流体解析手法を構築し、既往の風洞実験結果との比較により予測精度の検証を行うとともに、風が斜めから当たった時に生じる大きな負圧のピークの発生要因について考察した。

2. 流体計算手法

流体の支配方程式は一般座標で表された非圧縮性の Navier・Stokes 方程式と連続の式である。計算アルゴリズムは、フラクショナル・ステップ法に基づく。空間微分は二次精度の中心差分とし、対流項には高精度の補間法を用いた。さらに、剥離点付近の数値不安定性を除去する為に小さな数値粘性(4階微分の数値粘性項に1/5を掛けたもの)を加える。本計算では格子解像度以下の高周波成分(SGS成分)をモデル化した Large eddy simulation (LES) を用いて解析を行う。解析手法の詳細は文献6を参照されたい。境界層乱流の生成には片岡の方法⁷⁾を用いた。

さらに本研究では、屋根面付近に格子点を集中させることを目的とし、複数の格子を重ね合わせる重合格子を用いた解析コードに改良した。

概要を以下に示す。

まず、本計算を実施する前に、1) ~3) の計算を行う。

- 1) 格子が重なる領域における格子点を、計算する点、他の格子から補間によりデータを受け取る境界点、何も行わない点に分類する。
- 2) 境界点 x_{ip} へデータを受け渡す格子の番号、格子点の番号を検索する。
- 3) データをやりとりする格子点の座標値を(1)式に入力し、ニュートン法を用いて補間パラメータ α, β, γ を算出する。

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_{ip} = & (1.0-\alpha)(1.0-\beta)(1.0-\gamma)\mathbf{x}_{i,j,k} + \alpha(1.0-\beta)(1.0-\gamma)\mathbf{x}_{i+1,j,k} \\ & + (1.0-\alpha)\beta(1.0-\gamma)\mathbf{x}_{i,j+1,k} + \alpha\beta(1.0-\gamma)\mathbf{x}_{i+1,j+1,k} \\ & + (1.0-\alpha)(1.0-\beta)\gamma\mathbf{x}_{i,j,k+1} + \alpha(1.0-\beta)\gamma\mathbf{x}_{i+1,j,k+1} \\ & + (1.0-\alpha)\beta\gamma\mathbf{x}_{i+1,j+1,k+1} + \alpha\beta\gamma\mathbf{x}_{i+1,j+1,k+1} \end{aligned} \quad (1)$$

\mathbf{x}_{ip} ($=x_{ip}, y_{ip}, z_{ip}$) は境界点の座標, \mathbf{x}_{ijk} ($x_{ijk}, y_{ijk}, z_{ijk}$) は他の格子で \mathbf{x}_{ip} を取り囲む六面体の頂点座標 (Fig. 1を参照)。

本計算において以下の操作を行う。

- 4) 速度および圧力の反復計算を行う際に(2)式を用いてデータをやり取りする。

$$\begin{aligned} f_{ip} = & (1.0-\alpha)(1.0-\beta)(1.0-\gamma)f_{i,j,k} + \alpha(1.0-\beta)(1.0-\gamma)f_{i+1,j,k} \\ & + (1.0-\alpha)\beta(1.0-\gamma)f_{i,j+1,k} + \alpha\beta(1.0-\gamma)f_{i+1,j+1,k} \\ & + (1.0-\alpha)(1.0-\beta)\gamma f_{i,j,k+1} + \alpha(1.0-\beta)\gamma f_{i+1,j,k+1} \\ & + (1.0-\alpha)\beta\gamma f_{i+1,j+1,k+1} + \alpha\beta\gamma f_{i+1,j+1,k+1} \end{aligned} \quad (2)$$

ここに, f_{ip} は境界点の速度, 圧力, f_{ijk} は f_{ip} を取り囲む他の格子点の速度, 圧力。

なお, 各格子間の解の接続性を検討した結果, 補間に用いる点は必ず計算する点という条件を課すことで、より滑らかな接続となった。

3. 解析モデルおよび境界条件

解析モデルは, 正方形断面で高さが見附幅の半分の高さとする。風向は, 屋根に斜めから作用する場合であり, 角柱に正対する風向を0度とすると45度である。計算格子はFig. 2 (分割数はTable 1) に示すように3つの格子を重ね合わせた重合格子とした。角柱の見附幅 B と頂部高さの風速 U_H を用いて算出したレイノルズ数は, 一様流の場合は100,000, 境界層乱流中のケースでは20,000とした。境界条件は格子1の側面および上面はFree-slip条件, 出口は流出境界条件で, 格子2および格子3の角柱表面ではNo-slip条件である。格子1の流入部では, 一様流中の解析では $u=1.0, v=w=0.0$ (u : 風方向風速, v : 風直交方向風速, w : 鉛直方向風速), 境界層乱流中の解析では1/4勾配流をターゲットとし, 本計算とは別途作成した。本計算で用いる変動流入風をFig. 3に示す。上部で乱れの強さが小さくなっているものの, 角柱の高さまでは実験結果⁵⁾のばらつきの範囲にあることが確認できる。

4. 本LES手法の屋根面風圧予測に対する適用性

本計算で得られた一様流中および境界層乱流中の屋根面上の風圧特性を実験結果⁵⁾と比較する。Fig. 4, Fig. 5に平均風圧係数および変動風圧係数のコンター図の本計算結果と実験結果⁵⁾の比較を示す。まず一様流中の結果を見てみると, 軒先風上で平均風圧係数の最小値が-2.0程度, 変動風圧係数が0.25程度となっており, 実験結果⁵⁾とほぼ一致している。また, 風下に向かって平均風圧

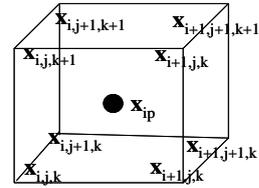


Fig. 1 境界で補間される格子点 Interpolated Point in Boundary Region

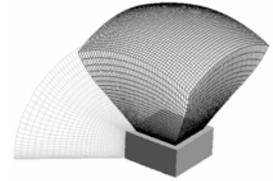
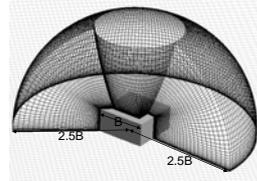
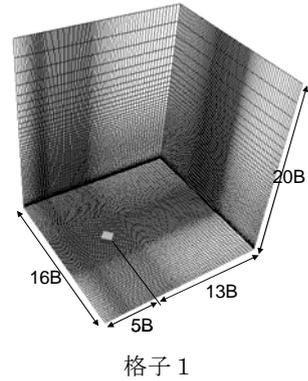


Fig. 2 計算格子 Computational Mesh

Table 1 格子分割数 Computational Grid Points

| 格子1 | 風方向115 | 風直交方向115 | 鉛直方向75 |
|-----|--------------|----------|--------|
| 格子2 | 周方向201 | 半径方向50 | 鉛直方向65 |
| 格子3 | 屋根上方の面を45X45 | | 鉛直方向50 |

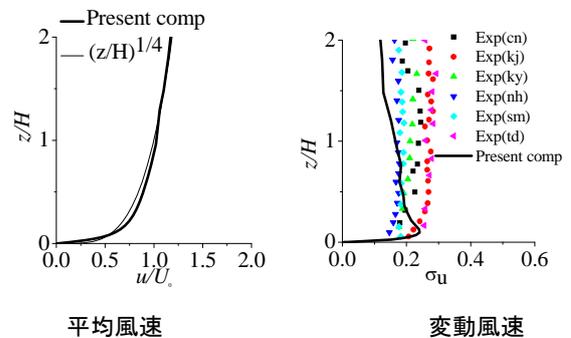


Fig. 3 本計算で用いる変動流入風 Inflow Turbulence in Present Computation

係数の負圧のレベルや変動風圧係数が小さくなる変化の性状に関して計算結果は実験結果⁵⁾と対応している。境界層乱流中の結果に関しても、平均風圧係数の最小値が-1.7、変動の最大が0.5程度など本計算結果は実験結果⁵⁾と対応していることが確認できる。一様流中と乱流中の結果を比較すると、平均風圧係数は、一様流中のほうが負圧のレベルが高く、変動風圧係数は境界層乱流中のほうが大きい。Fig. 6に、軒から0.05B内側のライン上の平均風圧係数の分布の既往の計算結果⁵⁾、実験結果⁵⁾と本計算結果の比較を示す。既往の計算結果⁵⁾では実験結果で認められる $x/B=-0.3$ 付近で円錐渦の作用により負圧レベルが大きくなる現象が再現されていないが、格子解像度を確保した本LES解析から、ほぼ実験結果と対応した分布が得られることが確認できる。

次に、屋根風上先端付近のa~dの点 (Fig. 7) における圧力の時刻歴波形の一樣流中と乱流中の比較をFig.8に示す。一樣流中のケースを見てみると、無次元時間 $tUD=205$ 付近において圧力特性が急激に変化している。すなわち、点aと点d、点bと点cの圧力は位相がほぼ180度ずれており、屋根面の対角線を中心として両サイドの負圧レベルが大きく異なっている。さらに、ある瞬間を境に両サイドでの大きさが入れ替わっていることが判る。また、同じサイドでも軒近傍の点a (点d) と内側の点b (点c) では位相が180度ずれている。このような圧力レベルのスイッチは河井らの実験結果²⁾において観測されている。

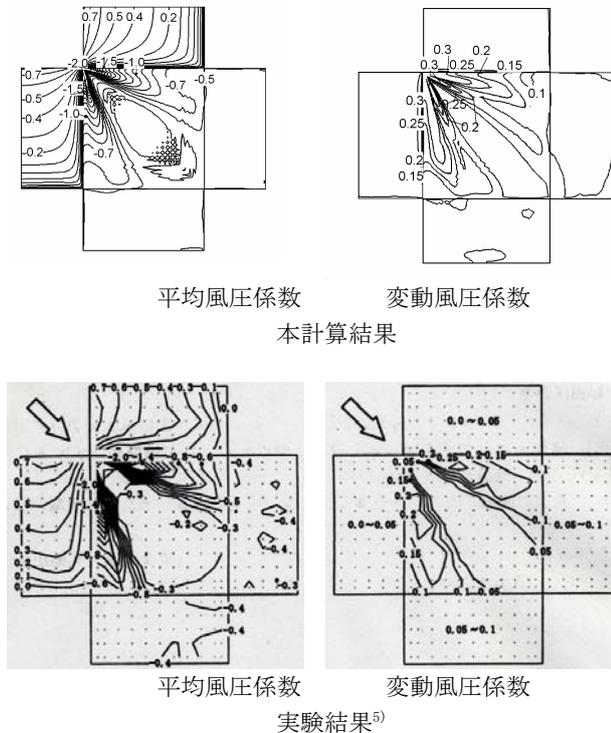


Fig. 4 屋根面上の平均および変動風圧係数のコンター図 (一樣流中)

Contours of Mean and Fluctuating Pressure Coefficients on Roof (Uniform Flow)

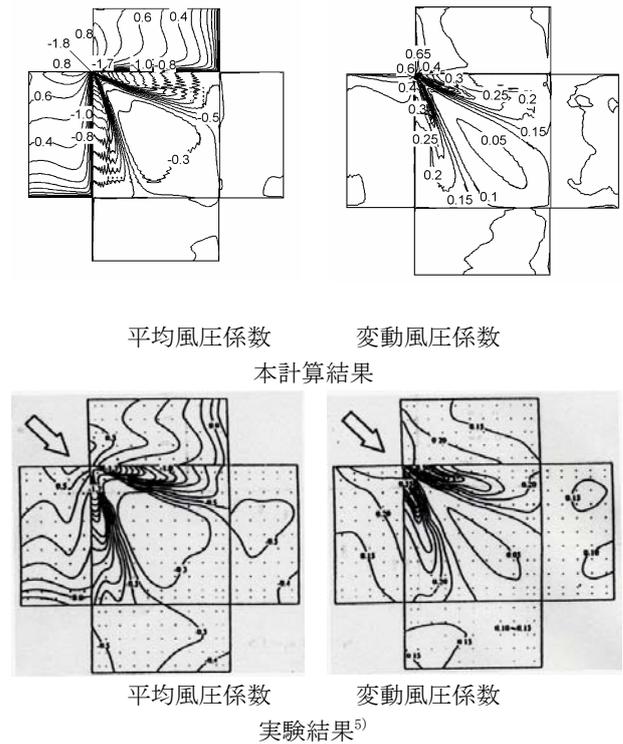
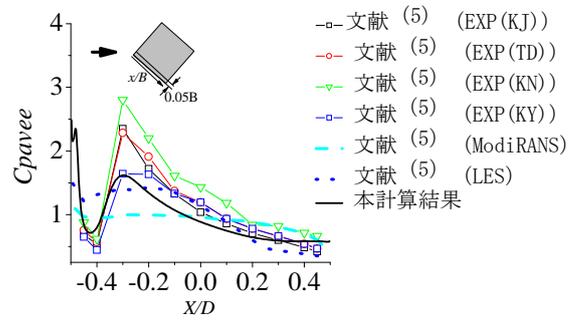
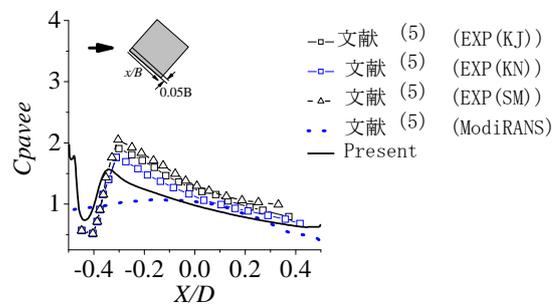


Fig. 5 屋根面上の平均および変動風圧係数のコンター図 (境界層乱流中)

Contours of Mean and Fluctuating Pressure Coefficients on Roof (Boundary-layer Turbulence Flow)



一樣流中



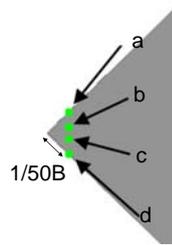
境界層乱流中

Fig. 6 軒から0.05B内側のライン上の平均風圧係数の分布

Distribution of Mean Pressure Coefficient

一方、境界層乱流中では、既往の実験結果と同様に、圧力レベルのスイッチ認められず、瞬間的で強い負圧のピークが生じている。Fig. 9 (1)に示す軒から約 $0.05B$ 内側のラインの点e~hにおける圧力の時刻歴波形をFig. 9 (2)に示す。風上の点eでは、平均的な負圧のレベルは小さく、そして頻度は少ないものの負圧のピークが認められる。風下に若干離れるに従い点f, gではピークが頻発し、点gでは平均的な負圧のレベルも大きくなる傾向にある。そして、さらに風下の点hでは大きな負圧のピークはほとんど認められなくなっている。これらの e→f→g→hの風圧特性は、Fig. 9(3)に示すKawai⁴⁾の実験結果(1→2→3→4)と対応している。

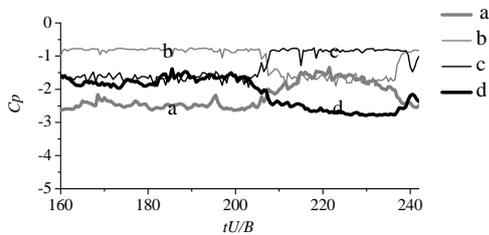
以上のように、重合格子を採用し格子解像度を向上させた本計算手法により、既往の実験で得られている斜めから風が作用した場合の屋根面の風圧特性が再現できるものと判断できる。



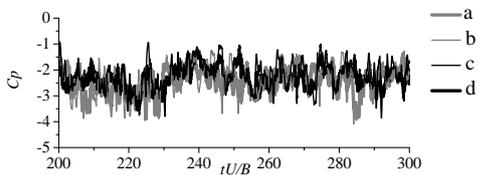
風上先端近傍

Fig. 7 圧力の参照点

Reference Points of Pressure

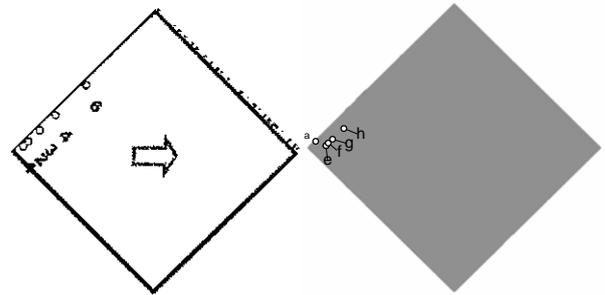


一様流中



境界層乱流中

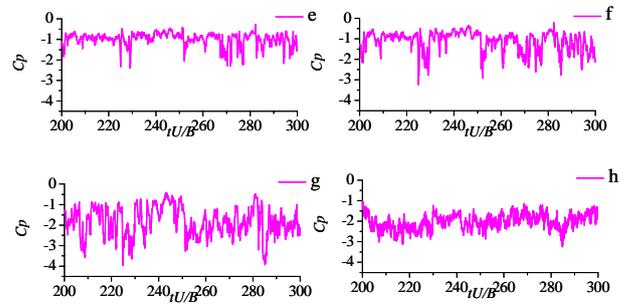
Fig. 8 風上先端近傍の点a~dの風圧係数の時刻歴波形
Time histories of Pressure Coefficient of Points a~d near
Upstream Corner



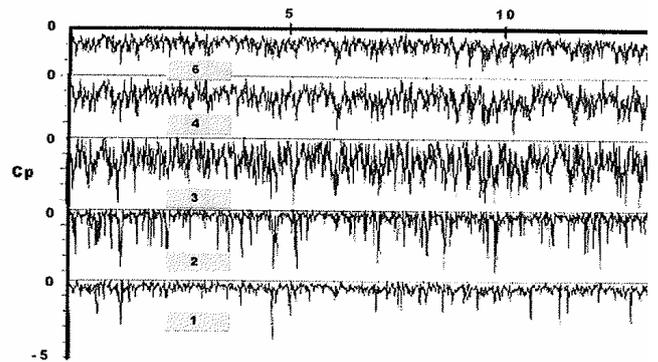
実験結果⁷⁾

本計算

(1) 参照点



(2) 本計算結果



(3) 実験結果⁴⁾

Fig. 9 圧力の時刻歴波形の比較
Comparison of Time Histories of Pressure

5. 強い負圧の発生要因の考察

Fig. 8, Fig. 9に示したように、境界層乱流中において既往の研究で得られている大きな負圧のピークが再現された。ここでは、このピーク負圧をもたらす要因について考察する。そこで、まず、本計算により得られた風速、圧力の空間分布の時刻歴データにおいて、Fig. 7に示す点aの圧力が-3.5以下のピークを示す瞬間（23回）の風速および圧力を平均し、条件付き流れ場を求めた。Fig. 10(1)に条件付き平均圧力の等値面図(-2.0)を示す。軒先の風上近傍領域では円錐渦の中心付近ならびに剥離領域において強い負圧が認められる。また、Fig. 10(2)に示すように軒先風上近傍においてKawai⁴⁾が報告するように、ピーク負圧が生じるサイドで剥離速度が増加し、円錐渦のサイズが大きくなっていることが確認できる。

続いて、どのような風が作用したときにピーク負圧が生じるのかを考察する。Fig. 11に $z/B=0.51$ および $z/B=0.46$ における条件付き平均速度ベクトル図を示す。ただし、黒矢印は45度より小さな風向（図中下向き）、白が45度より大きな風向（図中上向き）を示している。負圧レベルが大きくなっているA-C側の軒先風上領域を見てみると、速度ベクトルは黒色を示している。すなわち、点aに大きな負圧が作用するときには、A-C側の軒先の風上の広い領域に45度以下（図中下向き）の風向をもつ風が作用していることが判る。

このピーク負圧発生時の風向特性や軒先の広い領域に安定した風が作用する現象は、Kawai⁴⁾が示している風上の参照点の流れ特性、すなわちスケールが大きい乱れが斜め25度付近から作用する特性と対応している。

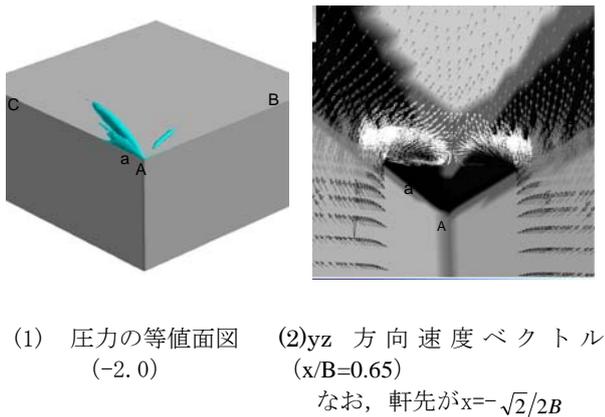
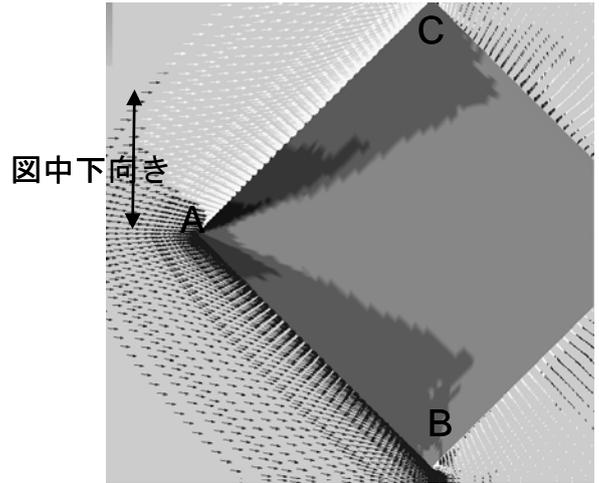


Fig. 10 条件付き圧力場および流れ場
 Conditional Averaged Pressure and Flow



$z/B=0.46$

黒矢印は図中下向き、白矢印は上向きを意味する

Fig. 11 条件付平均速度ベクトル図
 Conditional Averaged Velocity Vectors

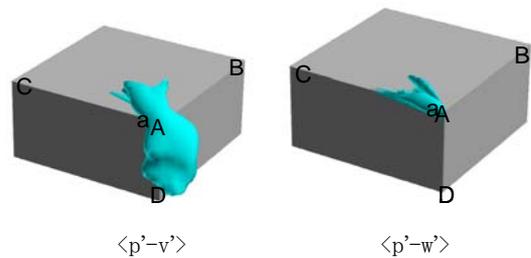


Fig. 12 点aの圧力変動と周辺の風速変動の相互相関係数の等値面図（相互相関係数が0.5）
 Iso-surface of Cross Correlation Coefficient between Fluctuations of Velocities around Roof and Pressure Fluctuation at Point a

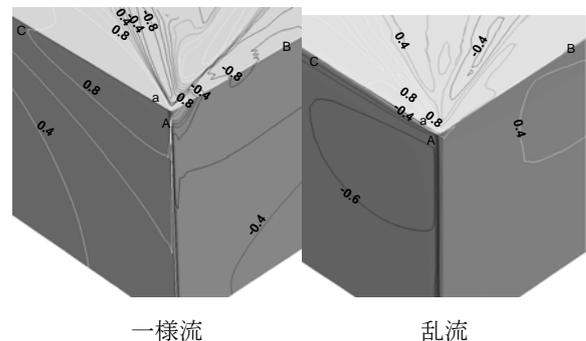


Fig. 13 点aと角柱表面の風圧変動の相互相関係数
 Cross Correlation of Pressure Fluctuation

次に、本計算結果に基づきピーク負圧発生時の屋根近傍における流れ場を見てみる。Fig. 12, Fig. 13に点aの圧力変動 p' と風直交方向の風速変動 v' および鉛直方向の風速変動 w' の相互相関係数が0.5の等値面図および表面の変動圧力との相互相関係数を示す。稜線A-DおよびA-C側の軒先の風上の広い領域で風直交方向の風速変動と点aの圧力変動が高い相関を示している。鉛直方向の風速変動に関しては、A-C側の軒先の剥離領域での相関が高くなっている。Fig. 13に示すように点aと同じサイド(A-C側)の側面の圧力変動の相関は負の相関となっている。すなわち、ピーク負圧発生時に側面の正圧が上昇し、屋根面との圧力差が大きくなり、剥離領域での速度が増加している現象が確認できる。このようにKawai⁴⁾が報告している、ピーク負圧発生時に大きなスケールの乱れが軒先に対して、より正対する風向から当たり、側面の正圧が上昇し、屋根面上への剥離速度が増加する現象が、本計算結果から確認できる。また、本計算結果による空間構造 (Fig.12) から、ピーク負圧発生時には軒先はかなり広い範囲で剥離速度の増加が認められる。そのため、Fig. 10(1)を見てみるとピーク負圧発生時には円錐渦の中心の負圧レベルの増加が軒先風上付近ばかりではなく後方まで生じている。この円錐渦の影響を受け風上軒先から下流に向けて、ピーク負圧が同時に作用するものと考えられる。

6. まとめ

本研究では、強風時の屋根面上の風圧特性を精度よく予測するために重合格子を採用した流体解析手法を構築し、既往の風洞実験結果との比較により予測精度の検証を行うとともに、風が斜めから当たった時に生じる強い負圧の発生要因について考察した。

得られた知見を以下に示す。

- 1) 一様流中および境界層乱流中における1:1:0.5の角柱屋根面の風圧係数に関して、本計算結果と既往の実験結果⁵⁾と比較を行ったところ、平均風圧係数、変動風圧係数ともに対応することを確認した。また、参照点ごとの圧力の時刻歴を既往の実験結果⁴⁾と比較したところ、本計算によりピークの性状が再現できることを確認した。
- 2) ピーク負圧が生じる要因について考察した結果、ピーク負圧発生時には軒先はかなり広い範囲で剥離速度が増加し、円錐渦の中心の負圧レベルの増加が軒先風上付近ばかりではなく後方まで生じた。この円錐渦の影響を受け風上軒先から下流に向けて、ピーク負圧が同時に作用するものと考えられる。
- 3) 以上より陸屋根の風圧特性を予測する上での本流体計算手法の適用性および有効性を示した。今後、さらに屋根の形状を変化させた場合の検証により適用範囲を拡張し、耐風設計への展開を進めていく予定である

参考文献

- 1) 河井宏允: 西村元吾, 草柳拓人, 陸屋根上の円錐渦と風圧変動について, 第13回風工学シンポジウム, 149-154, (1994).
- 2) H. Kawai: Structure of conical vortices related with suction fluctuation on a flat roof in oblique smooth and turbulent flows, J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn., Vol.69-71, pp579-588, (1997).
- 3) 河井宏允: 陸屋根に作用する風圧変動特性について-風圧変動の同時測定結果-, 第14回風工学シンポジウム, 557-562, (1996).
- 4) H. Kawai: Local peak pressure and conical vortex on building, J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn., Vol.90, pp251-263, (2002).
- 5) 日本建築学会耐風設計資料小委員会: 流体計算と風荷重評価, (1994).
- 6) Y. Ono, T. Tamura: Large eddy simulation using a curvilinear coordinate system for the flow around a square cylinder, Wind & Structure, Vol5, No2, pp369-378, (2002).
- 7) 片岡 浩人, 水野 稔: 流入変動風を用いた三次元角柱周り流れの計算—平均速度分布を与条件とした流入変動風の作成方法について—, 第12回 数値流体力学シンポジウム, pp.173-174, (1998).