

正方形角柱まわりの複雑乱流場における LES の フィルタ幅と数値粘性の影響

野澤 剛二郎¹・田村 哲郎²

¹正会員 工修 清水建設株式会社 和泉研究室 (〒100-0011 東京都千代田区内幸町 2-2-2)

²正会員 工博 東京工業大学助教授 大学院総合理工学研究科 (〒226-8502 神奈川県横浜市緑区長津田町 4259)

高次精度風上差分法の数値粘性が SGS 乱流粘性に卓越することを防ぐ方法として提案されている large-eddy simulation の手法を、一様流中の正方形角柱まわりの複雑乱流場の計算に適用した。角柱に働く空気力係数を実験値と比較することで、この手法のパラメータである数値粘性項の係数とフィルタ幅を変化させることによる予測値への影響を検討している。また、角柱まわりの風速の変動成分について、カルマン渦の放出に伴う周期的成分とランダム成分に分けて実験値と詳細な比較を行っている。特に角柱側方の剥離剪断層内におけるランダム成分の発達の場合はパラメータの変化に強く影響を受けており、これが正しく再現されるようにパラメータを設定することで空気力係数や流れ場全体の解が改善されることを確かめた。

Key Words : large-eddy simulation, 3rd-order upwind scheme, dynamic subgrid-scale model, numerical viscosity, square cylinder

1. 緒論

高レイノルズ数で、しかも剥離を伴う鈍い断面形状を持つ物体のまわりの流れの非定常数値シミュレーションが、近年盛んに行われるようになってきている。しかし、このように複雑な流れ場を対象とする場合、格子平均された流れを求める large-eddy simulation (LES) を用いても、数値的不安定や数値振動を抑制するのに十分に細かい格子を設定することは、計算機の能力を考えると現実的ではない。そこで、比較的粗い格子を用いた LES においては、対流項に高次精度風上差分法を用いることにより数値的不安定や数値振動を回避する必要がある。しかし、高次精度風上差分法の数値粘性項が付加されることで数値的には安定するものの、過剰な拡散や、数値粘性項が風速の高階微分であることによる解の歪みが問題となる¹⁾⁻³⁾可能性がある。

乱流場のシミュレーションに良く用いられる手法のひとつに、アンサンブル平均モデルによる $k-\epsilon$ モデルがあるが、数値的な安定性の確保や数値振動の抑制のために風上差分法が対流項に組み入れられることがある。 $k-\epsilon$ モデルでは乱流域における乱流粘性が数値粘性に卓越するため、数値粘性の影響を懸念する必要は一般的でない。それに対して、LES における乱流域では、用いられる風上差分法次第で数値粘性が乱流粘性に対して卓越、あるいは無視できない大きさとなる。このため、LES と風上差分法を併用する場合には、乱流域における数値粘性の影響をなるべく小さくする必要

がある。

その方法のひとつとして、数値的な障害が発生する要因となりそうな物体の前方など、特定の領域にのみ高次精度風上差分法を用いる方法がある⁴⁾。しかしながら、時間的にも空間的にも変動する流れ場では風上差分法を適用すべき領域を特定することは困難であり、複雑乱流場に対する一般的な解決法とはならない。

著者ら^{5),6)}は風上差分法における数値粘性の係数および LES のフィルタ幅を調整するという方法で複雑乱流場に対する LES を確立することを目的に、様々な問題での適用性を検討してきた。たとえば、チャネル乱流 (チャネル半幅と摩擦速度で定義されるレイノルズ数 $Re_\tau = 180$) では、風上差分法の数値粘性による影響を DNS データと比較することで調べ、LES のフィルタ幅を格子幅より大きくするとともに、風上差分法の数値粘性項の係数を小さくすることで、チャネル乱流の平均流速分布や乱流強度等の統計量が改善されることを確認している。また、一様流中の正方形角柱まわりの複雑流れ場に対して、領域分割法のもとで上記手法による計算を行い、層流域と乱流域が混在する複雑流れ場への適用の可能性を検討するとともに、風上差分法を LES と併用することによる問題点について、実験結果との比較に基づき論じている

本研究では、これらの結果を踏まえて $Re = 22,000$ の正方形角柱まわりの流れの LES に対して、対流項に 3 次精度風上差分法を用い、その数値粘性項の係数と LES のフィルタ幅をパラメータとした計算を行う。つ

まり、数値粘性項の係数を0.5~3.0、フィルタ幅を格子幅の1~4倍に変化させた計算を行い、流れ場・空力特性の実験との詳細な比較をすることで、これらのパラメータが解に与える影響を調べ、正方形角柱まわりの複雑流れ場に対する適切なパラメータについて考察する。

正方形角柱に対する平均抗力等の空気力係数は、数多くの実験により調べられている。その実験値も幾らかのばらつきが見られるものの、LESに風上差分法を併用した計算では、一般的に平均抗力係数と変動揚力係数が実験値よりも大きくなる傾向がある^{1),2)}。ただし、空気力係数は角柱のアスペクト比や閉塞率の影響を強く受けるため、本研究ではこれらを考慮したうえで既往の実験結果⁷⁾⁻¹³⁾と比較することとする。

また、正方形角柱まわりの流れにおいては、前縁から剥離した剪断層、および周期的に放出される渦(Karman vortex)が支配的である。たとえば、角柱の空力特性は辺長比や隅角部の変化の影響を鋭敏に受けることが指摘されており^{14),15)}、そのような点を考慮すると、角柱側方の剥離剪断層の不安定化、あるいはその挙動が後流での渦形成に影響し、その結果基本的空力特性が決められているものと判断される。このため、数値計算では側方における剥離剪断層の挙動を正しく捉えることが、角柱まわりの流れ場を再現する原点であり、重要であると考えられる。そこで、本研究では角柱側方における流れの諸統計量を中心に、Lyn and Rodi¹⁶⁾による詳細な実験結果と比較を行う。特に、周期的な渦の影響を考慮して、流れの変動成分を周期的成分とランダム成分に分離し、剥離剪断層や角柱まわりでパラメータの変化がそれぞれの成分にどのような影響を与えるか、その詳細を明らかにする。

2. LESの複雑乱流場における適用

LESによる連続の式ならびにNavier-Stokesの式を示す。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + Re^{-1} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (2)$$

変数 u_i 、 p はいずれも幅 Δ のグリッドフィルタにより空間平均されたGS(grid-scale)の値である。SGS(subgrid-scale)応力である τ_{ij} は次式で求められる。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2C\Delta^2 |S| S_{ij} \quad (3)$$

ただし、

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

$$|S| = \sqrt{2S_{mn}S_{mn}} \quad (5)$$

である。LESのSGSモデルとして、Smagorinskyモデルに基づく(dynamic SGS¹⁷⁾)を用い、モデル係数 C はLilly¹⁸⁾の提案する最小自乗法により求める。

$$C = -\frac{L_{ij}M_{ij}}{2M_{ij}M_{ij}} \quad (6)$$

ここで、 M_{ij}, L_{ij} は次式であらわされる。

$$M_{ij} = \hat{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} - \Delta^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} \quad (7)$$

$$L_{ij} + \frac{1}{3} L_{kk} \delta_{ij} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (8)$$

dynamic SGSモデルではフィルタ幅が Δ のグリッドフィルタと $\hat{\Delta}$ ($\hat{\Delta} = \hat{\Delta}^2 - \Delta^2$)のテストフィルタの二種類の空間フィルタを用いており、“ $\hat{\cdot}$ ”はテストフィルタにより空間平均された変数であることを示している。本研究では、グリッドフィルタの幅(Δ)とテストフィルタの幅($\hat{\Delta}$)の比をすべての計算ケースで一定としている($\hat{\Delta}/\Delta = \sqrt{3}$)。Smagorinskyモデルに基づくdynamic SGSモデルの問題点として、過剰なbackscatterを生成することが知られており¹⁹⁾、これに起因する数値的な不安定性を排除する必要がある。このため、本研究では乱流粘性($\nu_e = C\Delta^2 |S|$)と分子粘性に基づく動粘性係数(ν)の和に対して非負の条件($\nu + \nu_e > 0$)を課している¹⁹⁾。

本研究における時間進行はMAC法に基づくEulerの1次陽解法とし、空間に関してはレギュラー格子による2次精度の中心差分法を用いるが、対流項は3次精度風上差分法としている。3次精度風上差分法による対流項は次式で表される。

$$\left[c \frac{\partial u}{\partial x} \right]_i = \frac{-u_{i+2} + 8u_{i+1} - 8u_{i-1} + u_{i-2}}{12h} + \alpha |c_i| \frac{u_{i+2} - 4u_{i+1} + 6u_i - 4u_{i-1} + u_{i-2}}{12h} \quad (9)$$

右辺第一項は風速の1階の微係数による4次精度中心差分項で、右辺第二項は4階の微係数に相当する数値粘性項である。式中の c は移流速度、 h は格子幅、 α は数値粘性項の係数であり、Kawamura-Kuwaharaスキーム²⁰⁾では3.0とされる。圧力はSOR(successive over-relaxation method)によりポアソン方程式を解くことで求められる。

本研究で行われた計算ケースは表-1の通りである。表中の α は3次精度風上差分法(式(9))の数値粘性項の係数であり、0.5, 1.0, 3.0の三段階に変化させている。 Δ はLESのグリッドフィルタ幅で、格子幅 h の1, 2, 4倍

表-1 α と Δ をパラメータとする計算ケース.

| | $\alpha = 3$ | $\alpha = 1$ | $\alpha = 0.5$ |
|----------------|--------------|--------------|----------------|
| $\Delta/h = 1$ | K1 | U1 | — |
| $\Delta/h = 2$ | K2 | U2 | H2 |
| $\Delta/h = 4$ | K4 | U4 | H4 |
| no LES | K0 | | |

に設定してある。ただし、本計算では後で述べるように領域分割法⁶⁾を用いており、フィルタ幅を格子幅の4倍としているケースでは、スパン方向、ならびに最も外側に配置されている格子系に関しては、格子幅が十分に細かくないために、フィルタ幅を格子幅の2倍としている。また、対流項に3次精度風上差分法のみを用いて、LESによる乱流の取り扱いを行わないケース(case K0)についても計算を行っている。

3. 計算手法・計算モデル

計算領域は、正方形角柱の一边を D としたときに主流 (x) 方向に $20D$ 、主流直交 (y) 方向に $14D$ 、スパン (z) 方向に $4D$ ^{21),22)}を取っている。また、座標の原点は正方形角柱の中心とする(図-1)。ここで、角柱の直交方向の一边と計算領域の直交方向長さの比で表される閉塞率は約7%となる。流入境界では一様流(流速 U_0)を与えており、角柱の一边 D と動粘性係数 ν で表されるレイノルズ数 ($Re = U_0 D / \nu$) は 22,000 である。時間刻み幅 (Δt) は 0.0008 である。

本計算ではデカルト座標系を用いているが、3格子系による領域分割法を用いることで、大きく歪んだ格子が作られることを回避しつつ、計算格子を形成している⁶⁾。各格子系は不等間隔格子とすることで角柱表面近傍、あるいは剥離剪断層が形成される位置に格子を集中させるとともに、角柱から離れた遠方では比較的粗い格子を用いている。各格子系の配置と格子点数は図-1と表-2に示されている。表中の N_{mi} は、外側から m 番目の格子系の i 方向の格子点数を表している。角柱表面における法線方向の格子解像度は、角柱風上面で $D/200$ 、側面で $D/100$ 、風下面で $D/50$ としている。風上面で形成される層流境界層は非常に薄く、この層流境界層が前縁角部で剥離し、剪断層を形成することから、風上面に対しては他の面に比べて格子解像度を高くしている。これに対して角柱風下面では、側方から交互に放出される渦の影響により、風上面の様な平衡状態のいわゆる境界層が存在していないこと、流れ場への影響は風上面ほど大きくないと予想されることから、角柱表面への解像度を極端に上げずに格子を後流域全体に配分している。

表-2 3格子系の格子点数.

| N_{1x}, N_{1y}, N_{1z} | 121 | 114 | 42 |
|--------------------------|-----|-----|----|
| N_{2x}, N_{2y}, N_{2z} | 89 | 81 | 50 |
| N_{3x}, N_{3y}, N_{3z} | 111 | 109 | 66 |

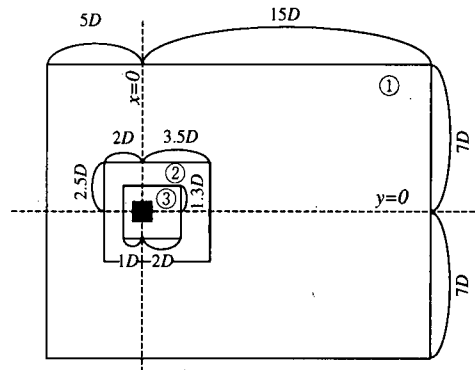


図-1 計算領域と格子系の配置.

スパン方向と主流直交方向に周期境界条件が設けられているが、風速については毎時間ステップ、圧力については繰り返しステップ毎に、周期境界でデータが交換される。また、流入で与える風速を移流速度とする移流型の流出境界条件を設けている ($\partial u / \partial t + U \cdot \partial u / \partial x = 0$)。さらに、圧力についてはレギュラー格子を用いることから流出境界で勾配がゼロとなるように与えている ($\partial p / \partial x = 0$)。角柱の表面では、滑りなしの条件 ($u = v = w = 0$) とし、壁法則等は使用していない。

4. 計算結果に与えるフィルタ幅と数値粘性の影響

本研究では、一様な方向であるスパン方向と時間に対して平均を取ることでアンサンブル平均値を求めている。角柱まわりの流れでは、周期的に放出される渦(カルマン渦)が存在するため、変動成分には周期的な変動による成分が含まれている。周期的な成分とそれ以外の成分を分離するには、フェーズ平均を取る必要があり、ここでは Rodi *et al.*²¹⁾の方法に基づいて行う。つまり、角柱中心 ($y = 0$) における主流直交方向の風速 (v) が負から正に変化する位置は、周期的な渦の放出に伴って下流に移動しており、これが実験²³⁾で得られる平均流線の dividing point である $x = 1.4$ に一致する瞬間 (t_{p01}) を phase01 と決め、一周を 20 等分して

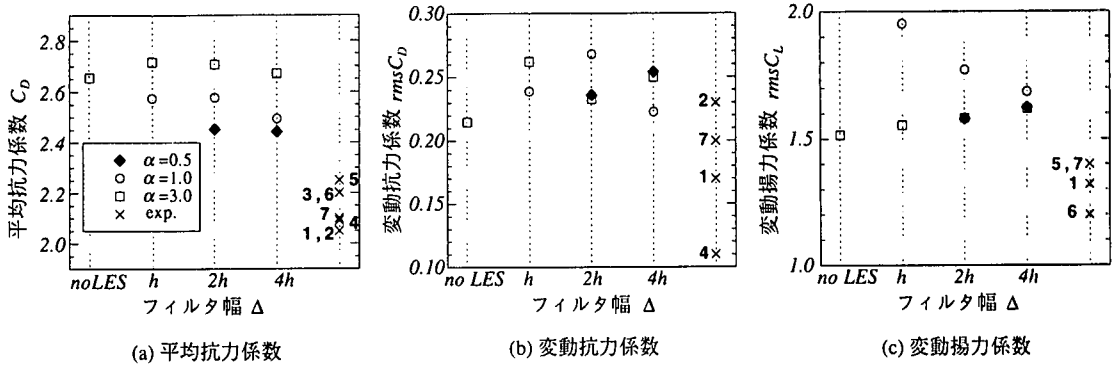


図-2 平均抗力係数 C_D 、変動抗力係数 $rmsC_D$ 、変動揚力係数 $rmsC_L$ に対する α と Δ の影響: \times , 実験値 (1, Vickery⁷); 2, Lee⁸); 3, Laneville et al.⁹); 4, 大築ら¹⁰); 5, 溝田, 岡島¹¹); 6, Bearman and Obasaju¹²); 7, McLean and Gartshore¹³).

いる。この結果、一周期を T とした場合に $phaseN$ は $t_{pN} = t_{p01} + (N - 1) \times T/20$ で与えられる。これらの統計量 (アンサンブル平均, フェーズ平均) は 0.1 無次元時間 (tU_0/D) 毎に取得され, すべての計算ケースで最低 10 周期分の平均が取られている。

瞬間的な風速 $u(t)$ はフェーズ平均によって求められる周期的な変動 ($\langle u(t) \rangle$) とランダム成分 $u^r(t)$ とに分けられる¹⁶⁾ ($u = \langle u \rangle + u^r$)。さらに, 周期的な変動 ($\langle u(t) \rangle$) はアンサンブル平均値 $U (= \bar{u})$ と, 時間平均がゼロとなる周期的な成分 $\tilde{u}(t)$ とに分解できる ($u = \bar{u} + \tilde{u} + u^r$)。正方形角柱まわりの流れでは渦放出の周期は一定ではなく, その位相もフェーズ平均に対するずれも小さくない。このため, ランダム成分にはスパン方向への 3 次元の変動, 高波数成分に加えてフェーズ平均に対する位相ずれが含まれることになる。

(1) 平均・変動抗力

数値粘性の係数 α とフィルタ幅 Δ をパラメータとしたときの平均抗力係数 (C_D) の変化を実験値と比較したものを図-2(a) に示す。抗力係数はアスペクト比や閉塞率の影響を受けるが⁷⁾, 閉塞率が 7% で, かつ, アスペクト比も小さい今回の計算条件では一般的に大きい値ができることは予想される。本計算による抗力係数は 2.44~2.72 とばらついており, 実験値 (2.0~2.25) と比較すると大分大きめに評価している。閉塞率の影響を考慮した場合⁷⁾, 本計算による結果は 2.20~2.47 となるが, 依然として大きめの値となっている。また, 角柱の背圧係数 ($-C_{pb}$) は抗力係数の増減に強く結びついており, したがって本計算の結果は実験で得られる値 (1.35~1.64) よりもかなり大きくなっている (表-3)。計算が行われた各ケースの抗力係数, あるいは背圧係数を比較すると, α が小さく, かつ, Δ を大きく取ることで抗力係数, 背圧係数 ($-C_{pb}$) が小さくなる傾向にある。ただし, α を 3.0 から 1.0 とすることで, 抗力係数が 0.13

表-3 角柱の背圧係数 ($-C_{pb}$) に対する α と Δ の影響。

| | $\alpha = 3$ | $\alpha = 1$ | $\alpha = 0.5$ |
|----------------|--------------|--------------|----------------|
| $\Delta/h = 1$ | 2.11 | 1.96 | — |
| $\Delta/h = 2$ | 2.12 | 1.98 | 1.85 |
| $\Delta/h = 4$ | 2.03 | 1.83 | 1.77 |
| no LES | 2.01 | | |

~0.18 小さくなるのに対して, Δ を倍にした場合には 0.0~0.09 しか改善されない。

一方, 変動抗力係数 ($rmsC_D$) と変動揚力係数 ($rmsC_L$) についても, α と Δ の変化に対する影響を示す (図-2(b),(c))。変動抗力係数については実験値が 0.11~0.23 と大きくばらついてはいるが, 本計算の結果は 0.22~0.27 と大きめの評価をしている。また, 平均抗力係数で見られたような α と Δ に対する相関は, 変動抗力係数には明確には見られない。変動揚力係数は Δ の増加に伴い, 1.62~1.69 に収斂している。しかし, 実験値は 0.82~1.4 の範囲にあり, 本計算による結果は変動揚力係数に対しても過大評価する傾向にある。このように変動揚力係数が大きくなる原因として, 側面におけるスパン方向の圧力相関が実験値よりも高いことがあげられる⁶⁾。本計算ではアスペクト比が小さい上に, スパン方向に周期境界条件を設けていることが, スパン方向の圧力相関を高くし, 変動揚力係数を大きくする原因のひとつである。しかし, 計算ケース間の違いからも推察されるように, 風上差分法等の数値スキームの影響は小さくないものと考えられる。

(2) 角柱後流の平均風速分布

図-3 は中央断面 ($y = 0.0$) における主流方向の平均風速分布を実験値と比較して示したものである。角柱背後には循環流に伴う逆流域が形成されるが, 高精度風上差分法を併用した LES では, 実験と比べて循環

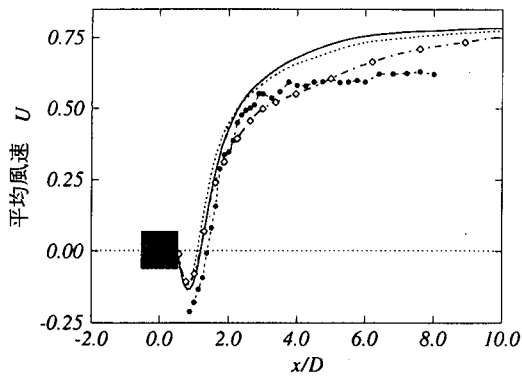


図-3 中央断面 ($y = 0$) における平均主流方向風速分布の比較: $-\circ-$, case K2; $-\cdot-$, case U2; $—$, case H2; $-\bullet-$, 実験値 (Lyn²³).

流が角柱背面に接近することで逆流域は狭くなり、それと同時に逆流域における風速のピーク値の絶対値も小さくなる傾向がある²⁾。そして、渦中心が角柱背面に寄ることによって角柱の背圧係数 C_{pb} が下がり、平均風圧係数が過大に評価されている。本計算においても、同じ傾向が見られ、実験と比べて全てのケースで逆流域は狭く、逆流域における風速のピーク値の絶対値も小さくなっている。しかし、各ケース間で比較した場合には、逆流域の大きさの差異は小さく、逆流域の大きさと背圧係数には相関が見られなかった。これは、本計算においては角柱背後における渦の形成位置だけでなく、渦中心の圧力低下の程度が背圧係数に強く関係しているためであると考えられる。

角柱下流の流速分布に計算ケース間の差が出てくるのは $x > 1.5D$ で、case K2の風速は他の二ケースならびに実験値を下回るようになる。その後 $x = 5D$ 付近で急激に風速を回復し、実験値を上回るようになる。同様な風速分布は $\alpha = 3.0$ である他のケース (case K1, K4, K0) にも見られるが、このような風速分布になる原因については明らかではない。ただし、風速の回復具合については、実験の間でも同様なばらつきが見られる^{23), 24)}。

(3) 角柱後流の変動成分

次に角柱後流における風速の変動成分について、周期的成分 (\bar{u}, \bar{v}) とランダム成分 (u', v') に分けて見ていく。ここでは、風速変動の周期的成分、ランダム成分ともに、各成分をすべてのフェーズに対して平均した値である。図-4に、中央断面 ($y = 0.0$) における変動風速の周期的成分の分布を代表的な二ケース (case K1, H2) について示す。主流方向の周期的成分 $\bar{u}\bar{u}$ は、実験と計算のいずれのケースでも直交方向成分 $\bar{v}\bar{v}$ に比べると非常に小さい (ピーク値で約 0.02)。直交方向成分についてみると、case K1ではピーク位置が角柱側に寄ると

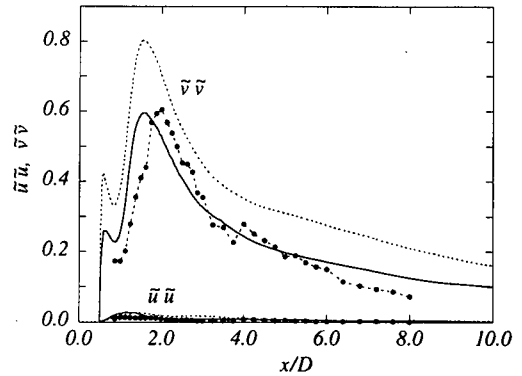


図-4 中央断面 ($y = 0$) における主流直交方向の周期的成分の分布 $\bar{u}\bar{u}, \bar{v}\bar{v}$: $—$, case H2; $-\cdot-$, case K1; $-\bullet-$, 実験値 (Lyn²³).

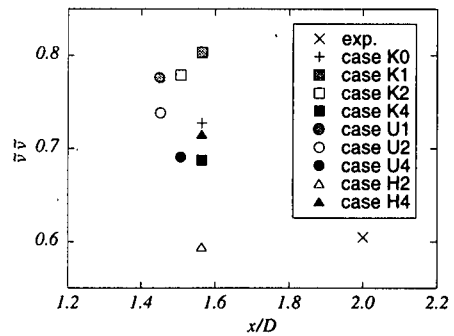


図-5 中央断面 ($y = 0$) における主流直交方向の変動風速の周期的成分 ($\bar{v}\bar{v}$) のピーク値およびピーク値が得られる位置に対する α と Δ の影響: \times , 実験値 (Lyn²³).

もに、全域で Lyn¹⁶⁾ による実験値を大きく上回っており、ピーク値も実験値の 0.6 に対して 0.8 と 33% も大きくなっている。これに対して case H2 では、case K1 同様にピーク位置が角柱側に寄るものの、ピーク値ならびに $x > 3D$ で定量的にも良く実験値と一致している。他のケースについても、 $x = 2D$ 付近にみられる $\bar{v}\bar{v}$ のピーク値とその位置の関係を図-5に示す。case H2を除くとほとんどのケースで $\bar{v}\bar{v}$ のピーク値を実験値よりも大きく見積もっているものの、フィルタ幅 Δ が大きいものほどピーク値が実験値に近づく傾向が見られる。

次に、角柱後流のランダム成分について調べる (図-6)。このランダム成分には LES の SGS 成分は含まれていないが、ピーク位置での乱流粘性 ν_e の時間平均値は $\Delta = 4h$ の case H4 においても 0.001 であり、SGS のエネルギー $k (= \nu_e^2 / (C_\nu \Delta)^2)$; C_ν は比例係数で 0.094) は 0.01 程度と見積もられるため、GS による変動量と比べるとかなり小さく無視できる。主流方向成分 $u'u'$ については、ピーク値で 0.04 程度の違いはあるものの、図-6 にプロットされていないケースも含めて比較的よく実験値と一致している。これに対して主流直交成分

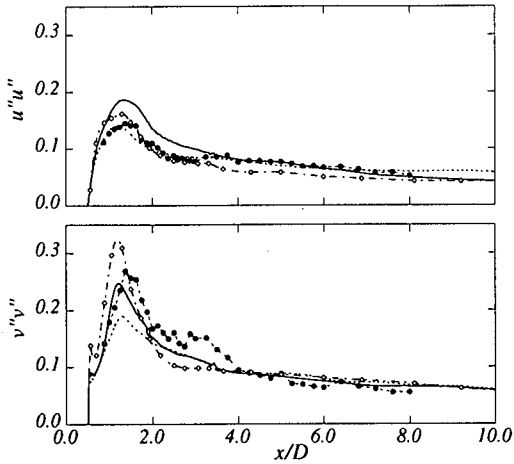


図-6 中央断面 ($y = 0$) における変動風速のランダム成分の比較:---○---, case K1; ----, case H4; —, case H2; -●-, 実験値 (Lyn²³).

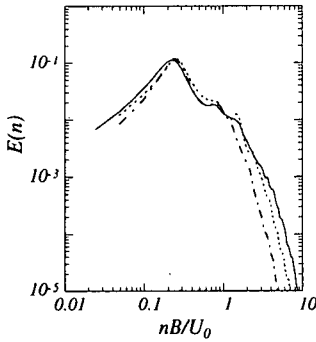


図-7 角柱下流 ($x = 1.5D, y = 0.0$) の主流方向の風速のパワースペクトルの比較:---, case K2; ----, case U2; —, case H2.

$v'v''$ では、計算結果は大きく三パターンに分けられる。ひとつは、case K1 に代表され、ピーク値が実験値よりもかなり大きく評価されるもので、他には $\alpha = 3.0$ の case K2, K4, K0 が含まれる。上記以外のケースで、フィルタ幅 $\Delta = 4h$ である case U4, H4 はピーク値を大きく下回る。これに対して、残りの case U1, U2, K2 はピーク位置が他のケース同様に角柱側に寄っているものの、ピーク値は実験値とほぼ一致している。しかし、いずれのケースも角柱から十分に離れた領域 ($x > 4D$) では、実験値と良く一致している。つまり、本計算では主流直交成分に関しては、 α は小さく取り ($\alpha \leq 1.0$)、 Δ が大きすぎない ($\Delta \leq 2h$) 場合に比較的良い解が得られていることになる。

角柱背後の $v'v''$ のピーク値で、case K1 が大きくなる原因として、主流直交成分がスパン方向に一様でなくなることが考えられる。乱流域では、数値拡散の働きより α が大きいケースで風速の高波数成分における減

衰が大きくなる (図-7)。このため、風速の高波数成分の変動が風速変動のランダム成分に当たると考えた場合、 α の大きい case K1 は他のケースと比較して、ランダム成分の風速変動が小さくなるはずである。ところが、本計算におけるフェーズ平均はスパン方向にも平均を取っており、スパン方向の空間的歪みがランダム成分に含まれることから、この変動が case K1 の $v'v''$ の過大評価に寄与しているものと考えられる。

また、一般的にフィルタ幅が大きく取られるケースでは、その分だけ SGS 成分の変動が大きく、そして、ランダム成分が小さくなるが、今回の $\Delta = 4h$ のケースでは上述したように GS のランダム成分に比較してピーク位置の SGS 成分は小さく、ピーク値の極端な過小評価の原因とはならない。このケースでは、フィルタ幅を格子幅の 4 倍としたことによって、本来は GS として扱われなければならないスケールの変動 (エネルギー保有領域) に対してフィルタリングが行われた結果、GS の変動のランダム成分が減衰したのではないかと考えられる。

5. 剥離剪断層の挙動とその予測精度

正方形角柱の問題に限れば、前縁から剥離した剪断層は角柱側面で再付着することなく後流まで伸長してからその不安定化により渦を形成するため、側方における剥離剪断層の挙動を正しく捉えることが、工学的な最終目標である抗力等の積分量を正しく求める上で重要であると考えられる。剥離剪断層流れでは、流れの不安定化により渦が巻き込んだ後、非線形干渉により風速の変動成分 (主流、直交成分) は急激に増加する²⁵⁾。変動の増加はその後止まるものの、主流直交方向に変動域が拡がり、平均風速分布に影響を与える。

このような剥離剪断層の発達過程がシミュレーションにより正しく捉えられているかどうか確認するためには、平均風速分布や変動成分の流下方向への変化の様子を実験と比較する必要がある。しかし、正方形角柱まわりの流れでは、周期的なカルマン渦の放出のために、平均風速分布や変動風速分布にはフラッピングも含めた周期的な変動の影響が含まれてしまい、剥離剪断層の発達過程に対する評価を正しく行えない。そこで、剥離剪断層の流れについても前章と同様にフェーズ平均を行ない、さらに平均風速分布の空間的な変化については渦度厚さを求めることで評価を行う。また、本計算のような高レイノルズ数の流れでは、剥離剪断層は乱流化により 3 次元化し、スパン方向の変動成分が増加する。スパン方向の変動量には、フラッピングによる後流の 3 次元化の影響も含まれ、乱流成分との分離が困難であることから、風速のスパン方向のパワー

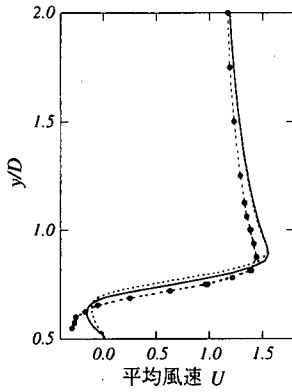


図-8 角柱側面 ($x = 0$) における主流方向の流速の分布: —, case H2; ----, case K1; -●-, Lyn²³).

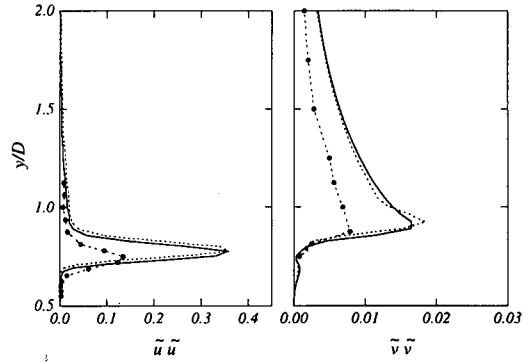


図-9 角柱側面 ($x = 0$) における変動流速の周期的成分の比較: —, case H2; ----, case K1; -●-, 実験値 (Lyn²³).

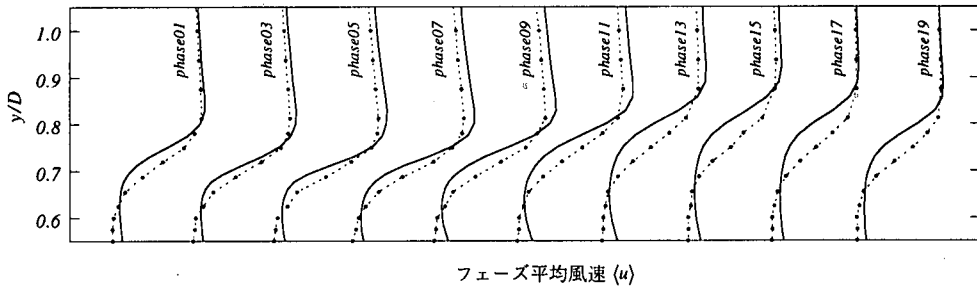


図-10 角柱側面 ($x = 0$) におけるフェーズ平均 $\langle u \rangle$ された主流方向の流速分布の周期的な変動: —, case H2; -●-, Lyn²³).

表-4 角柱側面 ($x = 0$) における変動流速の周期的成分 ($\tilde{u}\tilde{u}$, $\tilde{v}\tilde{v}$) のピーク値の比較. 上段: $\tilde{u}\tilde{u}$, 下段: $\tilde{v}\tilde{v}$ (Lyn の実験値²³) $\tilde{u}\tilde{u} = 0.135$, $\tilde{v}\tilde{v} = 0.0078$).

| | $\alpha = 3$ | $\alpha = 1$ | $\alpha = 0.5$ |
|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $\Delta/h = 1$ | 0.359 0.0185 | 0.468 0.0223 | — — |
| $\Delta/h = 2$ | 0.396 0.0202 | 0.456 0.0223 | 0.358 0.0165 |
| $\Delta/h = 4$ | 0.370 0.0216 | 0.429 0.0201 | 0.411 0.0143 |
| noLES | 0.422 0.0208 | | |

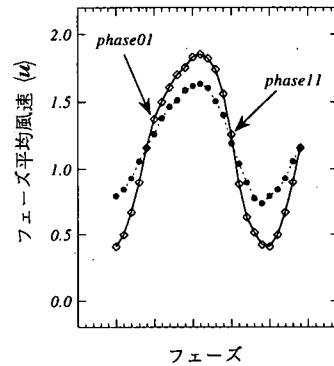


図-11 主流方向の流速のフェーズ平均 $\langle u \rangle$ のピーク位置付近 ($x = 0, y = 0.8D$) の周期的な変動: —○—, case H2; -●-, 実験値 (Lyn²³).

スペクトルの高波数成分を調べることで、乱流化の進み具合を比較することができる。

(1) 平均流速と周期的変動成分の分布

角柱側方における主流方向の平均流速 U の分布をみると (図-8), 剥離剪断層の形成位置は本計算による結果の方が若干角柱から離れる傾向にある。これは、図に示されていない他のケースについても同様であり、各

計算ケースの間の差は小さい。角柱側方の変動流速のうち、周期的成分を取り出したのが図-9である。本計算では、 $\tilde{u}\tilde{u}$, $\tilde{v}\tilde{v}$ のいずれの成分においても実験値を大きく上回っている。また、各ケースのピーク値を実験値と比較すると、 $\tilde{u}\tilde{u}$ で 2.7~3.6 倍、 $\tilde{v}\tilde{v}$ で 1.8~2.9 倍となっている (表-4)。そこで、角柱側方 ($x = 0$) における主流方向の流速のアンサンブル平均 ($\langle u \rangle = \tilde{u} + U$) の分

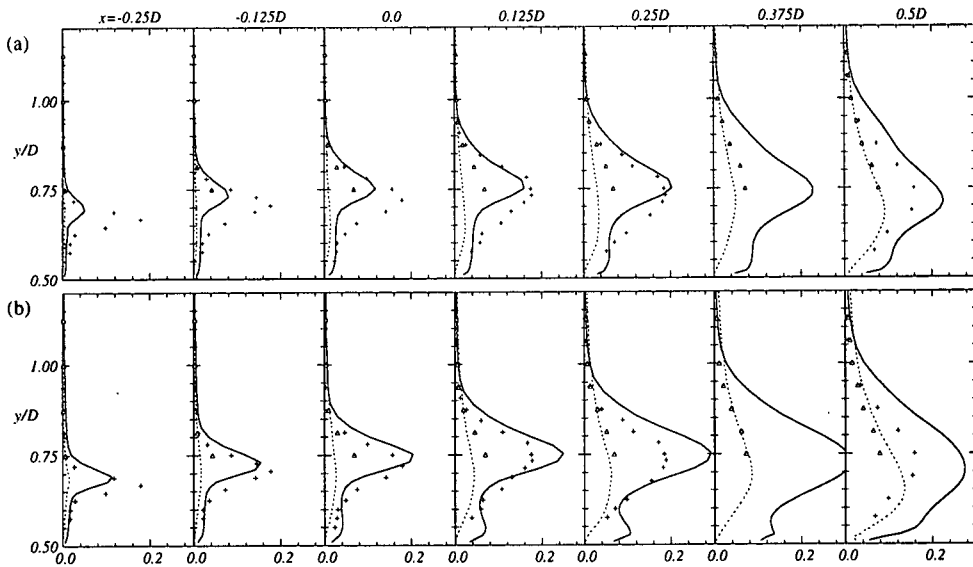


図-12 角柱側面における変動風速のランダム成分の分布の遷移。(a) case K1; (b) case H2: ライン, 本計算 (—, $u'u'$; ----, $v'v'$); シンボル, 実験値 (Lyn²³) (+, $u'u'$; Δ , $v'v'$)。

布と、 $\hat{u}\hat{u}$ のピーク位置に近い一点 ($x = 0.0, y = 0.8D$) における変動を一周期に亘って調べてみる (図-10,11)。角柱の両側方の剥離剪断層は渦を交互に周期的に放出し、それに伴ってフラッピング運動を行うが、角柱の片側について考えると、phase07~15で流れは減速され、剥離剪断層の形成位置が角柱表面から離れる方向に動く。その後、流れは加速されて、剥離剪断層は角柱に接近していく。本計算による剥離剪断層の形成位置はすべてのフェーズで、実験値と比べて角柱表面から離れる方向に位置している。特に、流れの減速時に実験との差が大きくなっており、その結果、 $\langle u \rangle$ の変動幅が大きくなっている。つまり、本計算ではカルマン渦の生成放出に伴う剥離剪断層のフラッピング運動が実験と比べると大きく、その結果周期的な変動成分が大きく評価されると考えられる。また、本計算の剥離剪断層の風速勾配 ($\partial\langle u \rangle/\partial y$) は下流に行くに従って小さくなるものの、実験と比べると大きく、強い剪断が維持されている。剥離剪断層等の自由剪断流では、乱流遷移の過程で大きな風速勾配は維持されず下流に行くに従って風速勾配は緩やかになっていく。このことから、本計算は実験と比べて剥離剪断層の発達が遅れている可能性があると考えられる。

(2) 風速変動のランダム成分

次に角柱側面におけるランダム成分の主流方向への変化の様子を調べる (図-12)。ただし、Lyn¹⁶)の実験では、主流直交成分 $v'v'$ については $y \geq 0.75D$ しか測定されておらず、主流方向成分 $u'u'$ では $x = 0.375D$ の

データが無い。実験では、 $x = -0.25D$ で見られた $u'u'$ の鋭いピークは下流に行くにしたがって緩やかになり、広い範囲で大きな値を持つようになる。これは、下流に行くにしたがって変動成分が直交方向に拡がっていくという性状と同時に、フラッピングにより剥離剪断層自体が大きく移動するためである。実験におけるピーク値は $x = -0.25D \sim 0.25D$ でほとんど変わらず、 $x = 0.5D$ では逆に小さくなっている。これに対して case H2 では、 $x = -0.25D \sim 0.375D$ で下流に行くにしたがってピーク値が増加している。このため、 $x = -0.25D$ でピーク値が実験よりも大きく下回っていたのが、 $x = 0.125D$ で上回るようになっていく (図-12(b))。また、 $x = 0.375D \sim 0.5D$ で始めて成長の鈍化が見られ、実験同様にピーク値が下がってきている。本計算では $v'v'$ のピーク値は増加し続けており、 $x = 0.5D$ でも成長の鈍化は見られない。このように、剥離剪断層の発達過程が実験とは一致しておらず、渦形成・空力特性の違いに影響を与えているものと考えられる。数値粘性項の係数 α の大きい case K1 は、case H2 と比べると $x = -0.25D$ の段階から両方向成分の変動が小さく、以後常に case H2 を下回っている。 α の大きさが変動のピーク値に与える影響は大きく、表-5にあるように、 α が小さいほど $x = 0$ における $v'v'$ のピーク値が大きくなる傾向にある。

(3) 渦度厚さの空間的発達

剥離剪断層の発達に伴って変動成分が主流直交方向に空間的に拡がっていくことを前節で見たが、ここでは変動成分の空間的な拡がり平均風速分布に与える

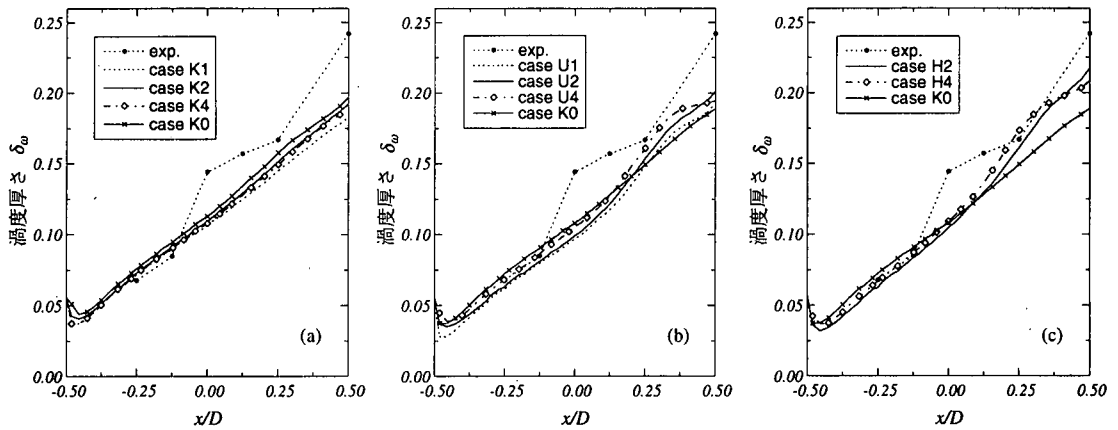


図-13 角柱側面における渦度厚さ δ_w の主流方向への変化の比較(実験値,Lyn¹⁶⁾). (a) $\alpha = 3.0$ のケース; (b) $\alpha = 1.0$ のケース; (c) $\alpha = 0.5$ のケース.

表-5 角柱側面 ($x = 0$) における主流直交方向の変動風速のランダム成分 (v^*v^*) のピーク値の比較.

| | $\alpha = 3$ | $\alpha = 1$ | $\alpha = 0.5$ |
|----------------|--------------|--------------|----------------|
| $\Delta/h = 1$ | 0.0140 | 0.0227 | — |
| $\Delta/h = 2$ | 0.0185 | 0.0216 | 0.0257 |
| $\Delta/h = 4$ | 0.0172 | 0.0211 | 0.0261 |
| no LES | 0.0224 | | |

影響について調べる。ただし、上述したように剥離剪断層はフラッピングにより大きく移動するため、剥離剪断層の発達に伴う変化を平均風速分布から直接調べることはできない。そこで、剥離剪断層の運動量厚さに比例する渦度厚さの下流方向への変化を比較する。渦度厚さ δ_w は次式で定義される²⁶⁾。

$$\delta_w = \left[\frac{\partial \langle u \rangle / \Delta u}{\partial y} \right]_{max}^{-1} \quad (10)$$

本研究では、各フェーズ平均に対して渦度厚さを求め、さらにフェーズ間で平均を取っている。ここで、 $\langle u \rangle$ は主流方向のフェーズ平均風速、 Δu はフェーズ平均における剥離剪断層の最大風速と最小風速の差である。平均渦度厚さの流れ方向への変化を示したのが図-13である。Lynの実験¹⁶⁾では $x = 0$ 以降急激に渦度厚さが大きくなり、その後増加率が下がるものの、 $x = 0.25D \sim 0.5D$ では再び増加率が大きくなっている。数値粘性項の係数 α の値が最も大きい case K1, K2, K4(図-13(a))では、いずれもほぼ一定の増加率で $x = 0.5D$ まで変化しており、フィルタ幅 Δ が大きいものほど若干渦度厚さが大きくなっている。 $\alpha = 1.0$ の case U1, U2, U4(図-13(b))では、 $\alpha = 3.0$ のケース同様に前縁($x = -0.5D$)よりほぼ一定の増加率で渦度厚さが増加しているが、 $x = 0.125D$ 付近で渦度厚さが急激に増している。その

後、 $x = 0.35D$ 付近から増加率が下がる。また、 Δ による渦度厚さの大小関係は $\alpha = 3.0$ のケースと同様であるが、case U4の増加率が $x > 0.35D$ で case U2と比べて低く、 $x = 0.5D$ では case U2の方が渦度厚さが大きくなっている。 $\alpha = 0.5$ の二ケース(図-13(c))についても $\alpha = 1.0$ のケースと同様に、 $x = 0.0$ 付近で渦度厚さが急激に増加し、その後 $\Delta = 4h$ の case H4の増加率が下がり、 $x = 0.5D$ では case H2の方が渦度厚さが大きくなる。また、前縁部から急激に値が大きくなる位置までは、 $\alpha = 3.0$ のケースの方が渦度厚さは大きくなっている。

$x = 0.375D$ における渦度厚さを比較したものが図-14である。いずれのケースも実験値と比べると小さくなっているが、 α の値が小さいほど渦度厚さが大きくなる傾向にある。 $\Delta = 4h$ のケース(case U4, H4)では、 $x = 0.5D$ 付近での渦度厚さの増加率が $\Delta = 2h$ よりも小さいため、 $x = 0.5D$ における渦度厚さが抑えられてしまうが、その上流の $x = 0.375D$ 付近における渦度厚さを見る限り、 Δ の増加が渦度厚さの改善に寄与していると考えられる。このことは、抗力係数の改善具合と一致しており(図-2(a))、 α の減少と Δ の増加による渦度厚さの改善と、過大評価していた抗力係数の改善の間に強い相関があると考えられる。つまり、正方形角柱を対象とした場合、渦度厚さで示される角柱側方の剥離剪断層の発達過程を正しく再現することで、積分量である抗力係数について正しい解が求められると考えられる。

(4) スパン方向の変動

剥離剪断層の発達の仕方に本計算のケース間で違いが生ずる原因として、剥離剪断層におけるスパン方向の変動に差異があると考えられる。角柱側方における

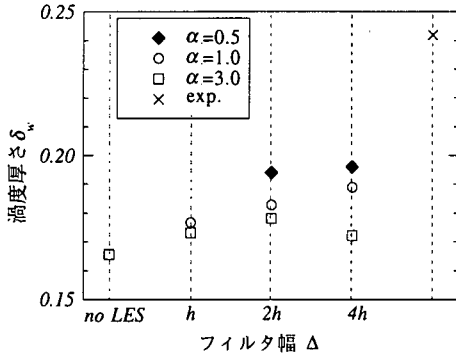


図-14 角柱側面 ($x = 0.375D$) における渦度厚さ δ_w に対する α と Δ の影響: \times , 実験値 (Lyn¹⁶).

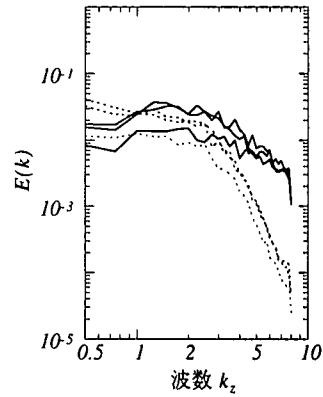


図-15 角柱側面における ($x = 0.0, 0.25D, 0.44D, y = 0.75D$) における主流方向風速のスペン方向のエネルギースペクトル: —, case H2; ----, case K1.

風速変動のランダム成分の比較では、後流の3次元的な流れの影響によるスペン方向の攪乱が含まれてしまうために、正しく評価することはできない。そこで、剥離剪断層内のある点における主流方向風速のスペン方向のエネルギースペクトルを渦度厚さの増加率に差が見られた case K1 と H2 の間で比較してみる (図-15)。明らかに $k_z > 3$ の高波数域で case K1 の方が大きく減衰しており、スペン方向の変動が比較的緩やかであることがわかる。剥離剪断層の乱流化に伴う3次元の変動は高波数成分でのエネルギーが指標となることから、高波数成分が小さい case K1 では剥離剪断層の発達が遅れているものと考えられる。

6. 結論

本研究では、正方形角柱まわりの LES において必ずしも十分とは言えない格子解像度を用いざるを得ない計算環境の現状を踏まえ、LES のフィルタ幅と3次精度風上差分法の数値粘性項の係数をパラメータとした計算を行い、パラメータの変化が流れ、空力特性に及ぼす影響について検討した。以下に得られた結論を示す。

(1) 風上差分法による数値粘性項の係数 α をより小さく、LES のフィルタ幅 Δ をより大きく取ることにより、角柱の背圧係数が $-C_{pb}$ が改善され、過大評価していた平均抗力係数 C_D が 2.72 から 2.44 まで低減された。ただし、変動抗力係数 $rms C_D$ については、上記のようにパラメータの変化に伴う総合的な解の改善は見られなかった。

(2) 角柱側面におけるスペン方向の圧力差の相関が高いために変動揚力係数 $rms C_L$ は過大に評価され、 α をより小さく、 Δ をより大きく取ることにより 1.62~1.69 に収斂した。

(3) 角柱下流の平均風速分布には、 $\alpha = 3.0$ とそれ以外のケースで $x > 2.0D$ における風速の回復具合に差が見られた。また、変動風速の周期的成分 $\bar{v}v$ については、 Δ が大きいものほどピーク値が実験値に近づく傾向にある。

(4) 角柱下流の変動風速の主流方向ランダム成分 $u'u'$ は、パラメータの変化による影響は小さく、実験値と比べるとピーク値で最大 0.04 程度の差が見られるものの、後流では比較的良く一致している。主流直交方向のランダム成分 $v'v'$ は、 $\alpha = 3.0$ としたケースでピーク値が過大に、それ以外のケースで $\Delta = 4D$ とした場合にピーク値が過小評価されている。

(5) 角柱側方では、パラメータの値によらず全てのケースで剥離剪断層が大きくフラッピングしているため、周期的な成分が実験値よりも大きくなっている。また、剥離剪断層の発達の初期の段階 ($x < 0.0$) で、 α が小さいものほど $v'v'$ の発達が早く、実験値に近い値となっている。ただし、実験では $u'u'$ 、 $v'v'$ とともにピーク値は $-0.25D \leq x \leq 0.25D$ で変わらないのに対して、計算では下流に行くにしたがい大きくなる傾向にある。

(6) 角柱側方の剥離剪断層の渦度厚さによりその発達の具合を比較すると、 α を小さく取り、 Δ を大きく取ったケースの方が $x = 0.375D$ において実験値に近くなる傾向が見られた。この原因として本計算のパラメータが乱流化に伴う3次元的な変動に影響を与えているためであると考えられる。また、このことから、正方形角柱を対象とした計算では、渦度厚さによって見積もられる剥離剪断層の乱流への発達過程を正しく再現することが、平均抗力係数の算定に重要であると考えられる。

以上、本計算では数値粘性項の係数と LES のフィルタ幅の変化が解に与える影響を調べるとともに、適切

な値を用いることで空力特性、あるいは流れ場が改善されることを示した。ただし、数値粘性項の係数に関しては小さい値であるほど解が改善されたものの、数値安定性の面から下限があると考えられる。また、フィルタ幅に関して格子幅に対して大きく取った方がよい結果が得られているが、流れ場に強く影響する渦のスケールにより上限が決められる。したがって、適切な数値粘性項の係数とLESのフィルタ幅を決定するには、対象とする流れ場やその格子解像度の依存性に関する配慮は不可欠である。

参考文献

- 1) 野澤剛二郎, 田村哲郎, 高桑章浩: 剥離乱流へのLESの適用性—角柱まわりの流れ。第14回風工学シンポジウム論文集, pp. 239-244, 1996.
- 2) Rodi, W., Ferziger, J. H., Breuer, M., and Pourquie, M.: Status of large eddy simulation results of a workshop. *J. Fluids Eng.*, Vol.119, pp.248-262, 1997.
- 3) 小林敏雄, 森西洋平: 2次元正方形キャビティ内流れの数値解析における対流項差分の影響。生産研究, 40-1, pp.9-15, 1988.
- 4) 朴南瑩, 小林敏雄, 谷口伸行: チャンネル内立方体障害物周辺の流れのLESとQUICKの影響について。第10回数値流体力学シンポジウム講演論文集, pp. 172-173, 1996.
- 5) 野澤剛二郎, 田村哲郎, 高桑章浩: 対流項に高精度の風上差分法を用いたチャネル流のLarge Eddy Simulation。日本機学会論文集B編, 63-609, pp.1635-1641, 1997.
- 6) 野澤剛二郎, 田村哲郎: 正方形角柱まわりの複雑乱流場のLES-フィルタ幅と数値粘性の影響。日本風工学会誌, No.71, pp.195-196, 1997.
- 7) Vickery, B. J.: Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream. *J. Fluid Mech.*, Vol.25, pp.481-494, 1966.
- 8) Lee, B. E.: The effect of turbulence on the surface pressure field. *J. Fluid Mech.*, Vol.69, pp.263-282, 1975.
- 9) Laneville, A., Gartshore, I. S., and Parkinson, G. V.: An explanation of some effects of turbulence on bluff bodies. *Proc. 4th Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures*. Cambridge Univ. Press, London, 1975.
- 10) 大築志夫, 藤井邦雄, 鷺津久一郎, 大屋昭男: 一様流中におかれた2次元静止矩形柱の空力3分力特性と圧力分布について。第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, pp. 169-175, 1978.
- 11) 溝田武人, 岡島厚: 角柱まわりの時間平均流れに関する実験的研究。土木学会論文報告集, No.312, pp.39-47, 1981.
- 12) Bearman, P. W. and Obasaju, E. D.: An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square cylinders. *J. Fluid Mech.*, Vol.119, pp.297-312, 1982.
- 13) McLean, I. and Gartshore, I.: Spanwise correlations of pressure on a rigid square section cylinder. *J. Wind Eng. Ind. Aero.*, Vol.41, No.44, pp.797-808, 1992.
- 14) 田村哲郎, 伊藤嘉晃: 角柱まわりの流れと空力特性の辺長比による変化。日本建築学会構造系論文集, 第486号, pp.153-162, 1996.
- 15) 宮城哲矢, 田村哲郎: 2次元角柱の風圧力特性におよぼす隅切, 隅丸の効果。日本風工学会誌, 第71号, pp.177-178, 1997.
- 16) Lyn, D. A. and Rodi, W.: The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder. *J. Fluid Mech.*, Vol.267, pp.353-376, 1994.
- 17) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W. H.: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. of Fluids*, Vol.A 3, No.7, pp.1760-1765, 1991.
- 18) Lilly, D. K.: A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Phys. of Fluids*, Vol.A 4, No.3, pp.633-635, 1992.
- 19) Ghosal, S., Lund, T., Moin, P., and Akselvoll, K.: A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, Vol.286, pp.229-255, 1995.
- 20) Kawamura, K. and Kuwahara, K.: Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness. *AIAA*, Vol.84, No.0340, 1984.
- 21) Rodi, W., Ferziger, J. H., Beruer, M., and Pourquie, M.: *Workshop on Large Eddy Simulation of Flows past Bluff Bodies*, 1995.
- 22) Rodi, W.: Large-eddy simulation of the flow past bluff bodies: State-of-the-art. *JSME ICFE97*, pp. 3-13, 1997.
- 23) Lyn, D. A.: *ERC OFTAC Database*, Case 43, 1992.
- 24) Durao, D., Heitor, M., and Pereira, J.: Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder. *Exp. Fluids*, pp. 298-304, 1988.
- 25) 谷一郎: 流体力学の進歩 乱流。丸善, pp.60-65, 1980.
- 26) Castro, I. and Haque, A.: The structure of a shear layer bounding a separation region. Part 2. Effects of free-stream turbulence. *J. Fluid Mech.*, Vol.192, pp.577-595, 1988.

(1997. 8. 11 受付)

EFFECT OF FILTER WIDTH AND NUMERICAL VISCOSITY FOR LARGE-EDDY SIMULATION AROUND A SQUARE CYLINDER

Kojiro NOZAWA and Tetsuro TAMURA

In this paper we applied new methodology, which can reduce the influence of numerical viscosity due to the higher-order upwind scheme in large eddy simulation(LES), to the flow around a square cylinder. Here we focus on two parameters, the filter width of LES and the coefficient of numerical diffusion terms of the third order upwind scheme, and their effects on computed turbulent flows and aerodynamics were studied in comparison with experimental data. It is shown that two appropriate parameters can improve computational results such as the reducing of overestimated drag coefficient. The accuracy of simulating the development of the shear layer of the sides has strong correlation with the improvement of the drag coefficient.