リカレント型ビット演算による多様な縦渦挙動の創発

- 縦渦挙動を支配する本質的なパラメータは何か?

松岡 浩 技術士事務所 AI コンピューティングラボ

筆者は、東北大学サイバーサイエンスセンターの共同研究公募制度により、令和3年度からの 3 年計画で「リカレント型ビット演算による縦渦挙動のマルチスケール創発解析」を実施してい る。本稿では、本研究の趣旨とこれまでに得られた知見を概説する。

1. 本研究の趣旨

風力発電ファーム、航空機、船舶などの流体工学設計において、流下方向に回転軸をもつ縦渦 の発生挙動の予測とその制御は、重要な検討課題のひとつである。

本研究では、「流れの中に置かれた物体境界やその直後におけるせん断流の"局所スケール領域" から、「物体から相当離れた後流までの"大規模スケール領域"」までの縦渦挙動を、"格子ガス法 [1,2]"(cf. 図1)の各格子点における仮想粒子挙動の簡単な計算規則から自己組織化的に再現 (創発)できることを示し、この原理を高解像度な流体工学設計の実現に役立てる方法を追求する。

なお、ここで用いる"格子ガス法"は、C. M. Teixeira が考案した「3速さ54速度モデル[3] である。このモデルは、各格子点に存在しうる最大の仮想粒子数を 54 個に制限している。その内 訳は、"6個の静止粒子"と"速度の向きが異なるが速さが小さい 24 個の遅い粒子"と"速度の 向きが異なるが速さが大きい24個の速い粒子"である。なお、本モデルから導かれる応力テンソ ルの等方性を確保するため、4次元面心超立方格子(FCHC)を用いている。なお、本モデルについ ては、これまで本誌への投稿で何回か述べてきたので、詳細はそちらを参照願いたい[4-8]。



(格子点上での衝突散乱 と格子点間の並進移動)



連続体流れ場 (連続体の流動)

格子ガス法流体解析では、流体が存在する 空間中に規則正しく格子点を配置し、特定の 質量と運動量を担う多数の仮想粒子が、 ①格子点上での「質量と運動量を保存する等 方確率的な衝突散乱 ②格子点間での「衝突散乱後の各運動量の向」 きへの並進移動」 を繰り返しながら移動していく様子を疎視 化(平均)して、マクロな流体物理量(密度、運 動量、速度等)の時間発展挙動を得る。

図1.格子ガス法流体解析のイメージ

2. Teixeira による格子ガス法流体解析モデルへの"連行同期過程"の追加

格子ガス法流体解析の一般的な特徴は、仮想粒子の"衝突散乱"及び"並進移動"の計算を「ビ ット演算」で実行できるので、時間発展計算の過程で誤差の蓄積がなく、また、1格子点に関する

演算を1ビット幅で実行できるため、超並列格子点演算が可能なことである。このため、どんな に激しい流れに対しても、安定的かつ効率的に結果を得ることができ、乱流解析に適していると 考えられる。

さらに、Teixeiraによる「3速さ54速度モデル[3]」では、本手法による解析結果を、ナビエ・ ストークス方程式を解く標準的な数値流体力学(非圧縮性流体)の結果と比較した場合、マッハ数 に関する3次の精度まで一致することがTeixeiraの論文において示されている。また、もっとも 重要な特徴は、当該格子ガス法の時間発展計算式は"線型(multi linear)"であり、計算された 運動量のノイズ大きくどんなに変動しても、その平均値は常に正しい結果に収束する("Shot Noise Theorem")ことが同論文において証明されている[3の第6章]。

本研究では、格子ガス法における"並進移動"及び"衝突散乱"の過程に加えて、「連行同期過程」と呼ぶ過程を追加する。(cf. 図2)



図2. 格子ガス法流体解析の時間発展計算への「連行同期過程」の追加

格子ガス法による時間発展計算をビット演算によって実行する場合、一般的には、仮想粒子が存在する場合を「1」、存在しない場合を「0」に対応させている。しかし、ひとつの仮想粒子が 模擬するスケールは、実際は、多数の分子集団(粒子群)が存在するスケールであり、非圧縮性流 体で近似できる流体挙動を模擬する場合は、「0」に対して"粒子が存在しない空間"というイメ ージを対応させることは適切ではないと考えられる。そこで、ここでは、粒子群が"快走"して いる状態を「1」、粒子群が"渋滞"している状態を「0」に対応するイメージだと理解すること にする。これは、「1」or「0」を、粒子群の質量の存否ではなく、運動量の存否として解釈した ことを意味する。そして、仮想粒子の挙動を疎視化してマクロな流体物理量の時間発展挙動を得 る場合も、"運動量"と"エネルギー"に注目することとする。Teixeiraによる「3速さ54速度 モデル」の場合、すべての仮想粒子は同じ質量をもつと仮定されているので、疎視化によって得 られた"運動量"の挙動は、"流体速度"の挙動に比例するので、特に解析上の不都合は生じない。

"連行同期"の過程は、図2に示すとおり、"衝突散乱"の過程の次に追加する。"衝突散乱" の結果、各格子点にいろいろな向きからやってきた「到着粒子群」の運動量分布が変化する。こ のとき、合計の"運動量"と"エネルギー"が保存されるいくつかの衝突散乱規則が等方確率的 に適用される。この結果、当該格子点からいろいろな向きに飛び去っていく「出発粒子群」の運 動量分布が計算される。計算の結果が「1」であった向きに出発する粒子群は、その前方にある 格子点まで"快走"することができ、計算結果が「0」であった向きに出発する粒子群は"渋滞" して前方にある格子点に到達できない。このような状態をイメージしたとき、その次の時刻ステ ップの"衝突散乱"で生成した「出発粒子群」は、前回の"衝突散乱"で"渋滞"が生じた向きに は前進しにくく、前回"快走"することができた向きに連れていかれる(連行される)効果が生じると想像できる。この効果は、前回の"衝突散乱"によって"快走"の向きが発生するタイミングに"同期"して生じる。すなわち、"衝突散乱"によって等方確率的に決定された「出発粒子群」の向きの分布を、1時刻ステップ前の「出発粒子群」の向きの分布情報をもとに修正するのが、 "連行同期"の過程である。

なお、"連行同期"の過程を導入しても、"運動量保存則"や"エネルギー保存則"を満足する 必要がある。しかし、格子ガス法では疎視化を行うので、この保存則は、疎視化する時空間スケ ールの範囲で、平均的に満足されていれば良いと考えられる。これを実現する簡易な方法として、 本研究では、以下の操作を行うこととした。

「1時刻ステップ前における出発粒子群のある向きの状態が"1(快走)"であるにもかかわら ず、現在の時刻ステップにおける出発粒子群のその向きの状態が"0(渋滞)"である場合、その 状態が出現するタイミングに同期させて、ある確率で状態"0"を強制的に"1"に変える。ま た、1時刻ステップ前における出発粒子群のある向きの状態が"0(渋滞)"であるにもかかわら ず、現在の時刻ステップにおける出発粒子のその向きの状態が"1"である場合、その状態が出 現するタイミングに同期させて、前述の確率と同じ確率で状態"1"を強制的に"0"に変える。 この2つの操作を、同じ方向の反対向きの出発粒子群に対して交互に適用する。」

仮想粒子の状態"0"を強制的に"1"に変える操作は、その向きへ移動する粒子群の運動量 とエネルギーを増加させることを意味している。また、仮想粒子の状態"1"を強制的に"0"に 変える操作は、その向きへ移動する粒子群の運動量とエネルギーを減少させることを意味してい る。この操作を、いろいろな方向ごとに、互いに反対向きに交互に適用することによって、疎視 化する時間スケールでの"運動保存則"と"エネルギー保存則"を同時に満足させることができ る。

なお、以下、上記の操作を"連行同期操作"と呼び、それを行う確率を"連行同期確率"と呼ぶ ことにする。

3. 円柱後流における流体挙動の計算条件

東北大学サイバーサイエンスセンターのベクトル型スーパーコンピュータ AOBA-A (SX-Aurora TSUBASA)を利用して円柱後流における流体挙動を計算した。約 7.55 億格子点の3次元体系を 76800時刻ステップ計算するのに、8コア×16CPU(128並列)で約8時間40分を要した。256時刻 ステップごとに合計300枚のスナップショットを取得し、ParaViewにより流体運動量分布の時間 変化を動画として観察した。計算体系は、図3に示すとおりであり、"連行同期確率"は、0、1、2、3、4%の5ケースを調べた。



3次元空間中で多数の格子点を直交座標系 (X,Y,Z)の各軸方向に並べ、直方体形状の格子点 配列を作る。各格子点は、その内部に4次元目の 座標としてR=0、1、2、3の位置を識別でき る自由度をもつとする。これが、4次元面心超立 方体格子を3次元空間へ投影した姿である。今回 の数値シミュレーションでは、3次元縮退格子と して、X方向に1280個、Y方向に768個、Z方向 に768個の格子点を配置した。

図3.格子点配置(4次元面心超立方体格子の3次元空間への投影)

[過渡変化シミュレーションの条件]

シミュレーション計算を開始する最初の時刻ステップ0の時点で、各格子点には、そこに存在 できる仮想粒子の最大数の20%の数の仮想粒子をランダムな向きに配置する。この結果、疎視化 して得られるマクロな運動量はゼロであり、流体は、直方体形状の中で静止している。次に、時 刻ステップ1の時点から、+X向きの運動量をもつ仮想粒子をX=0の位置から注入していく。す ると、時刻ステップが進むにつれて、流体全体が+X向きのマクロな運動量をもつようになる。こ のとき、+X側の先にある直方体出口においては、出口直前に存在する格子点上の仮想粒子配置 を、出口直後に存在する格子点の仮想粒子配置にコピーして、出口におけるマクロな運動量勾配 がゼロになるという境界条件を近似的に実現した。また、±Y方向と±Z方向には、周期的境界条 件を適用した。そして、この流れの中の入り口に近い位置に、"Z方向の中心軸をもつ無限大の長 さの円柱"を置き、その後流に生じる流体挙動を計算した。

4. 連行同期確率を変化させた場合の円柱後流における縦渦発生挙動の動画観察

3章で述べた円柱後流の過渡変化について、"連行同期確率"を0、1、2、3、4%の5ケースに分けて、ParaView によって可視化した動画を観察した。以下、その結果を述べる。

(1) 連行同期確率0%ではカルマン渦列も縦渦も発生しない状態で安定定常的な双子渦

図4は、水平に置いた円柱の中央を通り、 円柱軸(Z軸方向)に垂直なXY平面上におけ る流体の運動量分布を示している。図中の 各所に示された小さい黄色矢印が運動量の 向きを表し、青色から赤色までの着色が運 動量の大きさを表している。

"連行同期確率"が0%の状態では、カル マン渦列は発生せず、300ステップある過 渡変化の後半では、図4のように定常状態 を保持している。



図4. 円柱軸に垂直な断面上の流体運動量(連行同期確率0%)

図5は、水平に置いた円柱の円柱軸を含 む水平面 XZ 上における流体運動量の流下向 き成分(+X 向き)の分布を示している。左側 から流入した流体は、はじめ流下向きに大き な運動量(赤色領域)をもつが、円柱背後では、 逆流する運動量をもつ青色領域が現れている。 過渡変化の後半では、図5のように定常状態 を保持している。



図5. 円柱軸を含む水平面上の流下向き運動量(連行同期確率0%)

図6左は、水平に置いた円柱の円柱軸を含む水平面 XZ 上における流体運動量の鉛直下向き成分 (+Y 向き)の分布を示している。また、図6右は、同じ水平面 XZ 上における流体運動量の円柱軸 方向の成分(+Z 向き)の分布を示している。ただし、ここで用いた着色は、少しでもプラス側の値 であれば赤色、少しでもマイナス側の値になれば青色になるスケールを用いている。いずれも、 ゼロ付近を中心にして、プラス側やマイナス側に偏る構造的な領域は見当たらない。



図6.円柱軸を含む水平面上の鉛直方向運動量(左)と円柱軸方向運動量(右)(連行同期確率0%)

図7左は、計算体系の中心部(流入側と流出側の中間位置)をとおり、流下方向に垂直な鉛直面 YZ 上における流体運動量の鉛直下向き成分(+Y 向き)の分布を示している。また、図7右は、同 じ鉛直面 YZ 上における流体運動量の円柱軸方向の成分(+Z 向き)の分布を示している。ここでも、 着色は、少しでもプラス側の値であれば赤色、少しでもマイナス側の値になれば青色になるスケ ールを用いている。図7左に示した流体運動量の鉛直下向き成分(+Y 向き)の分布については、 水平円柱の後流における双子渦の下降流(赤色領域)と上昇流(青色領域)が現れている。また、図 7右に示した流体運動量の円柱軸方向の成分(+Z 向き)については、ゼロ付近を中心にして、プ ラス側やマイナス側に偏る構造的な領域は見当たらない。





図7.流下方向に垂直な面上の鉛直方向運動量(左)と円柱軸方向運動量(右)(連行同期確率0%)

(2) 連行同期確率1%ではカルマン渦列が発生するが縦渦は発生せずきれいなカルマン渦

"連行同期確率"を1、2、3、4%にした4ケースでは、静止した流体中に円柱を配置し左 側から流体を注入した後、全ケースで円柱後流にカルマン渦列が発生した。その挙動は、150番 スナップショット以降ほぼ同様な変化の繰り返しとなった。このため、以後、297番から300番 までのスナップショットを示す。

図8は、"連行同期確率"が1%の場合について、水平に置いた円柱の中央を通り、円柱軸(Z 軸方向)に垂直な XY 平面上における流体の運動量分布を示している。図中の各所に示された小さ な黄色矢印が運動量の向きを表し、青色から赤色までの着色が運動量の大きさを表している。同 図からカルマン渦列の発生を確認できるが、4つの連続したスナップショットの時間範囲では、 その流下向きへの移動はわずかである。



図8. 円柱軸に垂直な断面上の流体運動量(連行同期確率1%)

図9は、水平に置いた円柱の円柱軸を含む水平面 XZ 上における流体運動量の鉛直下向き成分 (+Y 向き)の分布を示している。ただし、ここで用いた着色は、少しでもプラス側の値であれば赤 色、少しでもマイナス側の値になれば青色になるスケールを用いている。縦縞の模様に乱れがな いことから、円柱後流の横渦として、きれいなカルマン渦列が生じていることがわかる。



図9. 円柱軸を含む水平面上の鉛直方向運動量(連行同期確率1%)

図10は、水平に置いた円柱の円柱軸を含む水平面 XZ 上における流体運動量の円柱軸方向の成分(+Z向き)の分布を示している。ここでも、着色は、少しでもプラス側の値であれば赤色、少しでもマイナス側の値になれば青色になるスケールを用いている。ゼロ付近を中心にして、プラス側やマイナス側に偏る構造的な領域が見当たらないことから、縦渦が発生していないことがわかる。



図 10. 円柱軸を含む水平面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率1%)

図11は、計算体系の中心部をとおり、流下方向に垂直な鉛直面 YZ 上における流体運動量の円 柱軸方向の成分(+Z 向き)の分布を示している。ここでも、着色は、少しでもプラス側の値であれ ば赤色、少しでもマイナス側の値になれば青色になるスケールを用いている。ゼロ付近を中心に して、プラス側やマイナス側に偏る構造的な領域は見当たらない。



図 11. 流下方向に垂直な面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率 1%)

(3) 連行同期確率2%ではカルマン渦列に弱い縦渦発生が重なるがほぼきれいなカルマン渦

図12は、"連行同期確率"が2%の場合について、水平に置いた円柱の中央を通り、円柱軸(Z 軸方向)に垂直なXY 平面上における流体の運動量分布を示している。連行同期確率が1%の場合 と同様に、カルマン渦列の発生を確認できる。また、4つの連続したスナップショットの時間範 囲内では、その流下向きへの移動はわずかである。



図 12. 円柱軸に垂直な断面上の流体運動量(連行同期確率2%)

図13は、水平に置いた円柱の円柱軸を含む水平面 XZ 上における流体運動量の鉛直下向き成分 (+Y 向き)の分布を示している。縦縞の模様の乱れはほんのわずかであり、円柱後流の横渦とし ては、連行同期確率が1%の場合と同様であり、ほぼきれいなカルマン渦列が生じている。



図 13. 円柱軸を含む水平面上の鉛直方向運動量(連行同期確率2%)

図14は、水平に置いた円柱の円柱軸を含む水平面 XZ 上における流体運動量の円柱軸方向の成分(+Z向き)の分布を示している。ここでも、着色は、少しでもプラス側の値であれば赤色、少しでもマイナス側の値になれば青色になるスケールを用いている。ゼロ付近を中心にして、プラス側やマイナス側に偏る構造的な領域が帯状に現れ、その境界線が流下方向(+X 向き)に伸びていることから、縦渦が発生していることがわかる。ただし、着色スケールを見ると、Z向き運動量のゼロを中心にした変化幅は小さく、縦渦の強度は弱いと推測できる。

また、カルマン渦列がわずかしか流下方向に移動しない間に、縦渦の位置が、円柱軸方向に激 しく揺動していることがわかる。



図 14. 円柱軸を含む水平面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率2%)

図 15 は、計算体系の中心部をとおり、流下方向に垂直な鉛直面 YZ 上における流体運動量の円 柱軸方向の成分(+Z 向き)の分布を示している。ゼロ付近を中心にして、プラス側やマイナス側に 偏る構造的な領域が現れている。そして、上記と同様に、カルマン渦列がわずかしか流下方向に 移動しない間に、縦渦の位置が、円柱軸方向に激しく揺動していることがわかる。



図 15. 流下方向に垂直な面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率2%)

(4) 連行同期確率3%ではカルマン渦列に中強度の縦渦発生が重なり相互に乱しあった乱流

図16は、"連行同期確率"が3%の場合について、水平に置いた円柱の中央を通り、円柱軸(Z 軸方向)に垂直なXY平面上における流体の運動量分布を示している。連行同期確率が2%の場合 と同様にカルマン渦列の発生を確認できるが、その流体挙動が乱れていることがわかる。



図 16. 円柱軸に垂直な断面上の流体運動量(連行同期確率3%)

図17は、水平に置いた円柱の円柱軸を含む水平面XZ上における流体運動量の流下向き成分(+X向き)の分布を示している。縦縞の模様に乱れが生じており、円柱後流の横渦としては、連行同期確率が2%の場合に比べて、乱れたカルマン渦列が生じていることがわかる。



図 17. 円柱軸を含む水平面上の鉛直方向運動量(連行同期確率3%)

図18は、水平に置いた円柱の円柱軸を含む水平面 XZ 上における流体運動量の円柱軸方向の成分(+Z向き)の分布を示している。連行同期確率が2%の場合と同様に、ゼロ付近を中心にして、 プラス側やマイナス側に偏る構造的な領域が帯状に現れ、その境界線が流下方向(+X向き)に伸びていることから、縦渦が発生していることがわかるが、その帯状形状はかなり乱れている。また、着色スケールを見ると、Z向き運動量のゼロを中心にした変化幅は、連行同期確率が2%の場合と比べて大きく、縦渦の強度が比較的強いことがわかる。さらに、カルマン渦列がわずかしか流下方向に移動しない間に、縦渦の位置が、より複雑に揺動していることがわかる。



図 18. 円柱軸を含む水平面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率3%)

図19は、計算体系の中心部をとおり、流下方向に垂直な鉛直面 YZ 上における流体運動量の円 柱軸方向の成分(+Z 向き)の分布を示している。連行同期確率が2%の場合と同様に、ゼロ付近を 中心にして、プラス側やマイナス側に偏る構造的な領域が現れている。そして、上記と同様に、 カルマン渦列がわずかしか流下方向に移動しない間に、縦渦の位置が、複雑に揺動していること がわかる。



図 19. 流下方向に垂直な面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率3%)

(5) <u>連行同期確率4%</u>ではカルマン渦列に強い縦渦発生が重なり複雑に激しく変動する乱流

図 20 は、"連行同期確率"が4%の場合について、水平に置いた円柱の中央を通り、円柱軸(Z 軸方向)に垂直な XY 平面上における流体の運動量分布を示している。連行同期確率が3%の場合 と同様にカルマン渦列の発生を確認できるが、流体挙動がより一層複雑化していることがわかる。



図 20. 円柱軸に垂直な断面上の流体運動量(連行同期確率4%)

図 21 は、これまでと同様に水平面 XZ 上における流体運動量の鉛直下向き成分(+Y 向き)の分 布である。連行同期確率が3%の場合より一層乱れたカルマン渦列が生じていることがわかる。



図 21. 円柱軸を含む水平面上の鉛直方向運動量(連行同期確率4%)

図 22 は、これまでと同様に水平面 XZ 上における流体運動量の円柱軸方向の成分(+Z 向き)の 分布を示している。連行同期確率が3%の場合と同様に、ゼロ付近を中心にして、プラス側やマ イナス側に偏る構造的な領域が帯状に現れ、その境界線が流下方向(+X 向き)に伸びていること から、縦渦が発生していることがわかるが、その帯状形状は一層乱れている。また、着色スケー ルを見ると、Z 向き運動量のゼロを中心にした変化幅は、赤色青色領域の幅から黄色空色領域の幅 まで広がっており、連行同期確率が3%の場合と比べて縦渦の強度が一層強いことがわかる。



図 22. 円柱軸を含む水平面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率4%)

図23は、計算体系の中心部をとおり、流下方向に垂直な鉛直面 YZ 上における流体運動量の円 柱軸方向の成分(+Z 向き)の分布を示している。連行同期確率が3%の場合と同様に、ゼロ付近を 中心にして、プラス側やマイナス側に偏る構造的な領域が現れている。そして、上記と同様に、 着色スケールを見ると、Z 向き運動量のゼロを中心にした変化幅は、赤色青色領域の幅から黄色空 色領域の幅まで広がっており、連行同期確率が3%の場合と比べて縦渦の強度が一層強いことが わかる。



図 23. 流下方向に垂直な面上の円柱軸方向運動量(連行同期確率4%)

図24は、上記と同じく、流下方向に垂直な鉛直面YZ上における流体運動量に関する分布であるが、円柱軸方向の成分(+Z向き)の分布ではなく、運動量の大きさの分布を示している。図中の各所に示された小さな黄色矢印が運動量の向きを表し、暗赤色から明黄色までの着色が運動量の大きさを表している。複雑な渦構造をしていることがわかる。



図 24. 流下方向に垂直な面上の流体運動量(連行同期確率4%)

5. 観察結果のまとめと考察

 (1) 4章に述べた「各連行同期確率を与えた場合の円柱後流の挙動変化」の観察結果は、その 節のサブタイトルにも記載したとおりであり、以下のように要約できる。
連行同期確率=0%:カルマン渦列も縦渦も発生しない状態で安定定常的な双子渦。
連行同期確率=1%:カルマン渦列が発生するが縦渦は発生せずきれいなカルマン渦。
連行同期確率=2%:カルマン渦列に弱い縦渦発生が重なるがほぼきれいなカルマン渦。
連行同期確率=3%:カルマン渦列に中強度の縦渦発生が重なり相互に乱しあった乱流。
連行同期確率=4%:カルマン渦列に強い縦渦発生が重なり複雑に激しく変動する乱流。 (2)流体を"粒子群"というイメージではなく、"連続体"というイメージでとらえる通常の流体力学では、物体境界近傍や隣り合うカルマン渦の間などのせん断流が発生する領域において流管の伸長領域が存在し、この伸長軸に垂直な面内に多少の流れがあれば、その流れが強調されて縦渦が発生する(注:詳しくは、AモードとBモードの2種類の縦渦発生機構があり、両者はせん断流発生の源が異なる。)という趣旨の説明がなされている[9]。また、先行研究[10]によれば、レイノルズ数が50<Re<90の範囲でカルマン渦は2次元的で縦渦は発生せず、レイノルズ数が190を超えるあたりから、後流が乱流になり縦渦が発生することが知られている。従って、「連行同期確率=1%」の場合の流体挙動は、50<Re<90の領域に対応するものと考えられる。

(3)「連行同期確率=2、3、4%」の場合、カルマン渦が強くなるほど、発生する縦渦の強度 が強くなっている。これは、カルマン渦が激しくなるほど、「局所的なせん断流における速度勾 配が大きくなり、上記の流管の伸長が大きくなって、角運動量保存則により縦渦の強度の増加が 顕著になる」という通常の流体力学の説明に整合している。また、連行同期確率がある程度以上 大きくなると、発生する縦渦の強度が、カルマン渦列の大きな振幅を乱すほどまでの大きさにな る。この2つの渦(カルマン渦列と縦渦)の相互干渉が複雑な流動を生みだしていると解釈できる。

(4)「連行同期確率=2、3、4%」の場合、円柱後流において発生している縦渦の様子を動画 で観察すると、縦渦の発生場所は、円柱の背後において、円柱軸方向に激しく位置を変えて振動 しているのがわかる。この揺動は、円柱後流におけるカルマン渦自体の振動に比べて桁違いに速 い。このような「縦渦位置の激しい揺動を生じさせるメカニズム」を調査するため、連行同期確 率が3%の場合の、298 番及び299 番スナップショットをより詳細に分析した。

図25(a)(b)は、連行同期確率が3%の場合に前掲した「円柱軸を含む水平面 XZ 上における流体 運動量の円柱軸方向の成分(+Z 向き)の分布」を再び示しているが、各所における運動量の向きを 示す小さな緑色矢印を重ねて表示したものである。円柱の位置は、左側からほぼ 1/4 の位置にあ る縦に細長い紺色長方形で示している。これらを観察すると、「円柱背後の運動量ベクトルの発 散位置が1点から広がるように見える位置」と「円柱背後における2つの逆回転している縦渦が 接する位置(上側に赤色帯状領域、下側に青色帯上領域が存在する境界の位置)」が一致しながら、 円柱軸方向に揺動していることがわかる。図では、この位置を黄色破線の円周で示している。



図 25(a). 連行同期確率が3%のときの円柱背後における流れの発散(スナップショット298)



図 25(b). 連行同期確率が3%のときの円柱背後における流れの発散(スナップショット299)

以上のことから、円柱背面における剥離泡の崩壊によって生じる微小領域内の流れのうち円柱 軸方向(Z 軸方向)の成分をもつ流れが、せん断流によって伸長する流管の中で強調され縦渦発生 の源になっていると想像できる。なお、剥離泡の崩壊位置が円柱軸方向に激しく揺動することは、 先行研究のLES 解析[11]によっても知られている。ただし、図 25(a)(b)からもわかるように、縦 渦の発生領域は、粘性の効果によって円柱の上流側にも及んでいる。従って、"剥離泡の円柱軸 方向の揺動"と"縦渦の円柱軸方向の揺動"は、前者が後者の要因になっているという単純なも のではなく、両者の相互作用によるものであろう。なお、この揺動は、対になって発生する2つ の縦渦の強度の時間変動に起因するとの説明[12]もある。

(5)本研究の観察結果全体から、流体挙動を粒子群のイメージでとらえる場合、縦渦挙動を支 配する本質的なパラメータとして"連行同期確率"が有力候補になると考える。また、"連行同期 確率"は、流体を連続体としてとられる場合の"動粘性係数"に似たパラメータである。従って、 格子ガス法によって流体シミュレーションを行う場合、"連行同期確率"の値を調整することによ って、流体挙動を支配するレイノルズ数を、格子点数を増加させることなく自由に変化させられ るというメリットを期待できる。

本研究では、格子ガス法に"連行同期過程"を導入することによって、各格子点における仮想 粒子挙動の簡単な計算規則から自己組織化的に多様な縦渦挙動を再現(創発)できる可能性を示し た。今後とも、この原理を高解像度な流体工学設計の実現に役立てる具体的な方法を追求してい くこととしたい。

謝辞

本研究で実行したシミュレーション計算には、本文にも述べたとおり、すべて、東北大学サイ バーサイエンスセンターのベクトル型スーパーコンピュータ AOBA-A(SX-Aurora TSUBASA)の「8 コア×16CPU」を利用した。8コアという比較的小規模な計算機利用であっても、約7.55 億格子 点規模の3次元体系で76800時刻ステップの時間発展計算を実行し、256時刻ステップごとに300 枚のスナップショットを得ることによって過渡変化挙動を十分観察できる動画ファイルを約8時 間 40 分で作成することができた。また、利用にあたって同センター関係各位のご親切なご指導と ご協力をいただき、心から感謝する次第である。今後とも、このような使い勝手のよいベクトル 型スーパーコンピュータのさらなる開発導入と同センターの有意義な活動の継続を期待している。

参考文献

[1] Brosl. Haaslacher, U. Frisch, Yves. Pomeau, "Lattice Gas Automata for the Navier-Stokes Equation", Physical Review Letters Vol. 56, No. 14, pp. 1505-1508, 1986 [2] Uriel Frisch, Dominique d'Humières, Brosl Hasslacher, Pierre Lallemand, Yves Pomeau, Jean-Pierre Rivet, "Lattice Gas Hydrodynamics in Two and Three Dimensions", Complex Systems, 1 (1987), pp. 649-707, 1987 [3] Christopher M. Teixeira, "Continuum Limit of Lattice Gas Fluid Dynamics", Ph.D. Thesis, MIT, 1993 [4] 松岡, 菊池, "多速さ格子ガス法実用化展開への手がかり", SENAC Vol.49 No.4, pp.1-15, 2016 [5] 松岡, 菊池, "コンパクトな計算機によるリアルタイム流体解析の実現に向けて", SENAC Vol. 51 No. 2, pp. 1-10, 2018 [6] 松岡, 菊池, "仮想粒子の並進移動過程に干渉効果を加味した流体解析の可能性", SENAC Vol. 52 No. 2, pp. 18-27, 2019 [7] 松岡, 菊池, "リカレントニューラルネットワークによる実世界流れ場解析用時間発展計算 モデルの探求", SENAC Vol.53 No.1, pp.25-33, 2020 [8] 松岡, "格子ガス法流体解析モデルとニューラルネットワークの融合", SENAC Vol.54 No. 1, pp. 39-49, 2021 [9]日野,"乱流の科学", pp617-624, 2020, 朝倉書店 (ISBN 978-4-254-20161-1) [10] C. H. K. Williamson, "Three-dimensional wake transition", 1996a, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 328, pp345-407 [11] 小野, 田村, "超臨界域における円柱まわりの流れに関する LES 解析", 第 20 回風工学シ ンポジウム論文集,2008 [12] 松田, 佐賀, "一様流中における円柱後流の3次元構造",徳山工業高等専門学校紀要, No. 27, pp. 67-76, 2003