

格子ボルツマン法による物体周りの流れの数値計算

Numerical Simulation of Incompressible Flows around a Body Using Lattice Boltzmann Method

○ 石川 裕, 京工繊大 大学院, 〒 606-8585 京都市左京区松ヶ崎御所海道町, Email: ishikawa@fe.mech.kit.ac.jp

里深 信行, 京工繊大 工学学部, 〒 606-8585 京都市左京区松ヶ崎御所海道町, Email: satofuka@ipc.kit.ac.jp

Yutaka ISHIKAWA, Dept. of Mech. and Syst. Eng., Kyoto Inst. Tech., Matsugasaki, Kyoto 606-8585, JAPAN

Nobuyuki SATOFUKA, Dept. of Mech. and Syst. Eng., Kyoto Inst. Tech., Matsugasaki, Kyoto 606-8585, JAPAN

Lattice Boltzmann Method (LBM) is applied for numerical simulations of the incompressible flows around a circular cylinder and a sphere. To treat curved boundary accurately, the boundary technique proposed by Filippova and Hänel are used. In the computation of flows around a circular cylinder, the characteristic quantities and grid convergence are investigated. If the number of lattice points are increased, agreements with others' results become excellent. Reasonable distributions of the enstrophy are observed in the computation of flows around a sphere.

1. 序論

計算機の急速な発達に伴い、それを用いて流体の挙動を数値的にシミュレーションを行い解析することを目的とする学問である数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics; CFD) が注目されているが、従来用いられてきた方法では、理論的に流体力学を構築する根本的な仮定のひとつである連続体の仮定に基づき、質量、運動量、エネルギーに関する保存則を元に導出された微分方程式を離散化して計算コードを作成する。この方法の一般的な手法が、流体の運動を支配するナビエ・ストークス方程式を有限差分法 (Finite Difference Method; FDM) 等を用いて計算する方法である。

それに対して、最近流体を微視的にとらえて粒子の集まりとみなし、各粒子の移流と衝突の運動を支配するボルツマン方程式を応用し、流れ場の解析に適用しようとする試みがされるようになった⁽¹⁾。当初用いられた代表的な方法は、格子点上に粒子が存在するかどうかを (0, 1) で表わすブール変数を用いた格子気体オートマトン (Lattice Gas Automata; LGA) であった。ブール変数を用いて格子点上の情報を表現できる点は、実数演算を行う従来の計算法に比べ圧倒的に計算効率が高く、丸め誤差および打ち切り誤差を生じないという大きな利点であった。

しかしこの方法にはガリレイの不変性を満足しないことや、非物理的な速度に依存する圧力の存在、さらに巨視的な物理量を得るために空間あるいは集合平均するため格子点が増大し結果的に記憶容量が増大すること、その平均化のために誤差を含んでしまう等の問題点があった。これらの問題により LGA は、CFD の従来の方法に代えて流体のシミュレーションに用いられる有力な方法となり得なかったが、その粒子の運動に着目するというコンセプトを引き継いだ、格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann Method; LBM) が LGA に修正を加える形で発展してきた。現在一般的に LBM として用いられているモデルは主に次の点が LGA と異なる。

- (1) 格子点上の変数に粒子の存在確率を用いる。
- (2) 衝突項に Bhatnager, Gross, Krook によって提唱された単一緩和時間近似を施すモデルを用いる。
- (3) 平衡分布関数にマクスウェルの平衡分布関数を用いる。

このモデルは特に格子ボルツマン BGK モデル (LBGK) と呼ばれ、最近では正方空洞内流れ⁽²⁾、混相流、非ニュートン流体、O-grid を用いた円柱周りの流れ⁽³⁾などの計算に用いられて、それぞれ有効な結果が報告されている。

しかしこれらの成果にもかかわらず、LBM を用いた研究の成果の報告例の総数はまだまだ少ないのが現状である。そこで本研究においては、従来の FDM による計算例が豊富にある典型的な CFD の問題に LBM を適用して、特に関心のある計算効率や計算精度を比較検討することで LBM の優位性を立証することを最終的な目的としている。

一方最近、格子ボルツマン法において曲面境界を取り扱う境界条件が、Filippova と Hänel⁽⁴⁾ によって提案された。境界条件は、LBM においても関心のある問題であり様々な境界条件の設定法があるが、曲面境界を正確に計算しようとする試みは、これまで報告例が見られなかった。

そこで本報告ではこれを適用して従来の CFD の手法でもベンチマークとしてよく研究されており、しかも曲面境界をもつ物体の代表例として二次元円柱周りの流れと、三次元球周りの流れの計算を行う。

本報告の構成は、序論である本章を第 1 章として、全部で 5 章となっている。第 2 章では格子ボルツマン法について簡単に説明して、第 3 章では本報告において採用している Filippova と Hänel による曲面境界の取り扱い方法について解説し、第 4 章では計算結果を示している。最後の第 5 章では結論、考察、今後の課題について書く。

2. 格子ボルツマン法

2.1 格子ボルツマン BGK 方程式

格子ボルツマン法では、流体を多数の微小粒子が集まったものとみなし、それらが移流と衝突を繰り返して巨視的な流れを形成すると考える。空間の離散化はその微小粒子の移流をもとに、一様に規則的な格子で離散化を行う。数種類のモデルが主に使われているが本研究においては、二次元では d2q9 モデル、三次元では d3q15 モデルを用いることとする。d2q9 モデルでは空間を図 1 に示すように正方形格子で分割し、粒子は節点にのみ存在し各格子点のリンクに沿う方向にだけ運動する、つまり粒子は次の三種類のみが存在すると考える。

$$\left\{ \begin{array}{l} 0: \text{節点に静止している粒子} \quad |e_0| = 0 \\ 1: \text{水平、垂直軸に沿って速度 } c \text{ で動く粒子} \\ \quad |e_\alpha| = c \quad \alpha = 1, \dots, 4 \\ 2: \text{対角線方向を速度 } \sqrt{2}c \text{ で動く粒子} \\ \quad |e_\alpha| = \sqrt{2}c \quad \alpha = 5, \dots, 8 \end{array} \right.$$

d3q15 モデルでは空間を図 2 に示すように立方体格子で分割し、d2q9 モデルと同様に粒子は節点にのみ存在し各

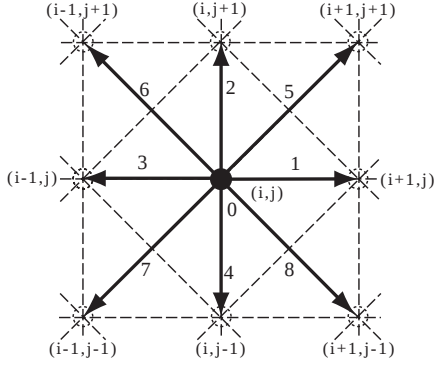


Fig. 1: Nine discrete velocities model.

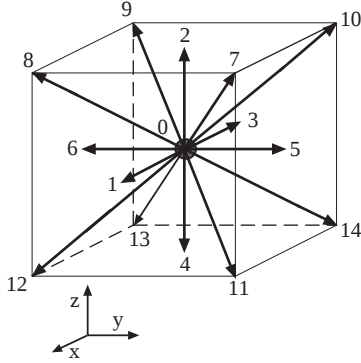


Fig. 2: Fifteen discrete velocities model.

格子点のリンクに沿う方向にだけ運動する、つまり粒子は次の三種類のみが存在すると考える。

$$\begin{cases} 0: \text{節点に静止している粒子} & |\mathbf{e}_0| = 0 \\ 1: x, y, z \text{ 軸に沿って速度 } c \text{ で動く粒子} & |\mathbf{e}_\alpha| = c \quad \alpha = 1, \dots, 6 \\ 3: \text{対角線方向を速度 } \sqrt{3}c \text{ で動く粒子} & |\mathbf{e}_\alpha| = \sqrt{3}c \quad \alpha = 7, \dots, 14 \end{cases}$$

ここで c は、粒子の移流速度で $c = \delta x / \delta t$ で定義され、 δx , δt はそれぞれ空間刻み幅、時間刻み幅である。粒子は格子点上に静止するか、次のタイムステップまでに格子線に沿って別の格子点へちょうど到達する速度で移動し、格子点上での衝突は瞬時に起こると仮定する。速度 $\mathbf{e}_\alpha$ を持つ粒子の存在は分布関数 f_α であらわされる。そして分布関数 f_α は、次に示す離散ボルツマン方程式を満たす。

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{e}_\alpha \cdot \nabla f_\alpha = -\frac{f_\alpha - f_\alpha^{(eq)}}{\tau} \quad (1)$$

式 (1) の右辺は、ボルツマン方程式の衝突項に相当し本来積分項を含んだ非常に複雑な式であるが、Bhatnager, Gross, Krook (BGK) による単一緩和時間近似モデルを用いるのが現在では一般的である。ここで τ は緩和時間で、粒子が平衡状態に近づく割合を示す変数である。平衡分布関数 $f_\alpha^{(eq)}$ は次式で与えられる。

$$f_\alpha^{(eq)} = w_\alpha \rho \left[1 + \frac{3(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3\mathbf{u}^2}{2c^2} \right] \quad (2)$$

ここで、式 (2) の係数 w_α は d2q9 モデルでは $w_0 = \frac{4}{9}$, $w_\alpha = \frac{1}{9}$ ($\alpha = 1, \dots, 4$), $w_\alpha = \frac{1}{36}$ ($\alpha = 5, \dots, 8$) である。d3q15 モデルでは $w_0 = \frac{4}{9}$, $w_\alpha = \frac{1}{9}$ ($\alpha = 1, \dots, 6$), $w_\alpha = \frac{1}{72}$ ($\alpha = 7, \dots, 14$) である。

巨視的な密度は式 (3) より、巨視的な運動量は式 (4) より、 f_α を足し合わせて求める。

$$\rho = \sum_{\alpha} f_\alpha \quad (3)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_{\alpha} \mathbf{e}_\alpha f_\alpha \quad (4)$$

格子ボルツマン法を用いた研究では、式 (1) を離散化した式と式 (2) をよく用いているが、これらは式 (2) から明らかなように、圧縮性の定式である。本研究においては非圧縮性の流れ場を研究対象とするので、これらの定式をそのまま用いることは行わない。そこで He らによる非圧縮性の定式を用いる。詳しい説明は参考文献 5. を参照することを推奨するが、簡単に説明すると式 (2) における密度 ρ を $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$ のように分解する。ここで ρ_0 は密度の初期値で、 $\Delta\rho$ は密度の微小変分をあらわす。非圧縮性流れ場では $\Delta\rho$ は微小値であり、式 (2) の ρ をこれで置き換え、高次の微小項を無視すると、次に示す非圧縮性の圧力の平衡分布関数を得ることができる。

$$p_\alpha^{(eq)} = w_\alpha \left[p + \rho_0 (\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}) + \frac{3}{2} \frac{(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{c^2} - \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right] \quad (5)$$

ここで p_α は圧力の離散分布関数であり、式 (6) を用いて密度の分布関数を変換して得る。

$$p_\alpha = c_s^2 f_\alpha \quad (6)$$

ここで c_s は音速で、d2q9 モデル、d3q15 モデルいずれも $c_s = c/\sqrt{3}$ で与える。したがって、位置 $\mathbf{x}$, 時間 t における、圧力の分布関数 p_α による非圧縮性離散ボルツマン方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_\alpha(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \mathbf{e}_\alpha \cdot \nabla p_\alpha(\mathbf{x}, t) \\ = -\frac{1}{\tau} \{ p_\alpha(\mathbf{x}, t) - p_\alpha^{(eq)}(\mathbf{x}, t) \} \end{aligned} \quad (7)$$

本研究で用いている格子ボルツマン BGK 方程式である式 (8) は、式 (7) において左辺を時間段階 $t + \Delta t$ で時間微分項には後退オイラー法を用い、空間微分項には一次精度風上差分法を用いて離散化し、時間段階 t の衝突項を用いて導出することもできる。

$$\begin{aligned} p_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \Delta t, t + \Delta t) - p_\alpha(\mathbf{x}, t) \\ = -\frac{1}{\tau} \{ p_\alpha(\mathbf{x}, t) - p_\alpha^{(eq)}(\mathbf{x}, t) \} \end{aligned} \quad (8)$$

巨視圧力 p 、速度 $\mathbf{u}$ はそれぞれ次式でもとまる。

$$p = \sum_{\alpha} p_\alpha \quad (9)$$

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho_0 c_s^2} \sum_{\alpha} p_\alpha \mathbf{e}_\alpha \quad (10)$$

また緩和時間 τ は動粘性係数 ν と次のような関係がある。

$$\tau = \frac{3\nu}{c\delta x} + \frac{1}{2} \quad (11)$$

したがって、適当な圧力と速度の初期条件を与え、式 (5) より平衡分布関数 $p_{\alpha}^{(eq)}$ を求める。分布関数 p_{α} は、初期状態では、 $p_{\alpha}^{(eq)}$ に等しいと仮定して、レイノルズ数 Re を与え、式 (11) より緩和時間 τ を求めて、式 (8) を用いて次の時間段階の分布関数 p_{α} を求める。これより、式 (9) および式 (10) を用いると、次の時間段階の巨視圧力 p 、巨視速度 u が求まる。これを用いて式 (5) より平衡分布関数 $p_{\alpha}^{(eq)}$ を求める。という手順を繰り返すことで時間発展的に式 (7) を解くことができる。

式 (8) の右辺は衝突を表す項であり、左辺は移流を表す項である。この方法では全領域で、ある格子点から隣の格子点上に粒子がひとつの時間段階で一度に移流するのでクーラン数が常に 1、すなわち時間的誤差がないという利点があるが、その特別な離散化のために空間精度を上げたり (本法は空間二次精度)、デカルト格子以外の格子、例えば O-Grid といった格子を用いて直接適用し計算することはできず、He らによる報告⁽³⁾ のように補間法により格子点上の値を求めるといった工夫が必要になる。

3. 曲面境界の計算法

本章では、前章の最後の部分で言及した曲面境界の取り扱いに関して最近提案された境界条件について解説する。LBM の境界条件といえば、跳ね返り則によって与えるのが一番簡単な方法であり多くの文献で適用例が見られる。しかし壁面の滑りなし条件を満足するようにするには τ を十分大きくとる必要があり、その結果計算効率を落とすことになる。

そのためいろいろな境界条件が提案されてきたが、今までに提案された境界条件は、格子点と格子点を結ぶ格子線上にある境界に対する境界条件であった。しかし今度、Filippova と Hänel⁽⁴⁾ によって提案された境界条件は図 3 に示すような曲面境界を取り扱うものである。Filippova らの論文に続いて、Mei ら⁽⁶⁾ によって前者の論文を修正した境界条件が提出されているが、本研究において両方の境界条件を適用したが明らかな改善点が見当たらなかったため、よりシンプルな Filippova らの境界条件を適用するものとした。しかし Mei らによる論文において見られる表記のほうがよりわかりやすいので、以下でその表記に倣うことにする。

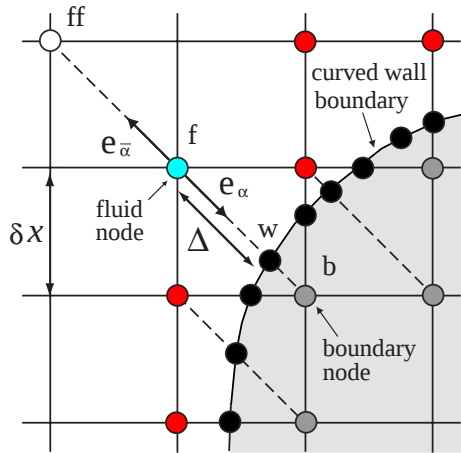


Fig. 3: Layout of the lattices and curved boundary.

図中の点 b は物体内部の格子点で、点 f は壁面に最も近い流体 (物体の外部) の格子点である。それらの位置をそれぞれ x_b と x_f とする。図中の黒く塗りつぶされた点 w (位置 x_w) は、 x_b と x_f を結ぶ線路上にある壁面上の点で、 x_w での速度を u_w とする。次のような値 Δ を導

入して壁面からの距離を表す。

$$\Delta = \frac{|x_f - x_w|}{|x_f - x_b|} \quad (12)$$

x_f から x_b へ移動する粒子の速度を e_{α} として、逆の x_b から x_f へ移動する粒子の速度を $e_{\bar{\alpha}}$ とあらわすとする。すべての計算領域の格子点で移流を完成させるためには $p_{\bar{\alpha}}(x_f, t + \delta t)$ を求める必要があるが、Filippova らによると周囲の既知の情報からテーラー展開と線形内挿を用いることで次のように求めることができる。

$$p_{\bar{\alpha}}(x_f, t + \delta t) = (1 - \chi)p_{\alpha}(x_b, t + \delta t) + \chi p_{\alpha}^{(*)}(x_b, t) + 2w_{\alpha} \cdot \rho_0 \cdot \frac{3}{c^2}(e_{\alpha} \cdot u_w) \quad (13)$$

ここで χ は重み因子で、 $p_{\alpha}^{(*)}$ は仮想平衡分布関数で次のように与える。

$$p_{\alpha}^{(*)} = w_{\alpha} \left[p(x_f, t) + \rho_0 \left((e_{\alpha} \cdot u_{bf}) + \frac{3}{2} \frac{(e_{\alpha} \cdot u_f)^2}{c^2} - \frac{1}{2} u_f^2 \right) \right] \quad (14)$$

u_{bf} の定め方は一通りではないが本モデルでは次のように与える。

$$u_{bf} = u(x_f + e_{\bar{\alpha}} \delta t, t) \quad \chi = (2\Delta - 1)/(\tau - 1) \quad (\Delta < \frac{1}{2})$$

$$= \frac{\Delta - 1}{\Delta} u(x_f, t) + \frac{u_w}{\Delta} \quad \chi = (2\Delta - 1)/\tau \quad (\Delta \geq \frac{1}{2}) \quad (15)$$

よって曲面境界を有する物体を取り巻く格子点、およびその上で境界条件を用いて求める必要がある分布関数の方向、物体表面と最近接格子点との距離 Δ を求めれば任意形状を有する物体にまで適用することができる。さらに三次元の境界においても、式 (12) ~ 式 (15) は、変数を三次元におけるそれに読み替える事によりそのまま三次元における境界条件とすることができる。

4. 計算結果

格子ボルツマン法において、Filippova らによって提案された境界条件を用いて曲面境界を有する物体周りの数値計算を行った。

4.1 二次元円柱周りの流れ

4.1.1 計算条件 曲面境界を有する代表的形状であり他者の計算例も多い、二次元円柱周りの流れ場を対象と

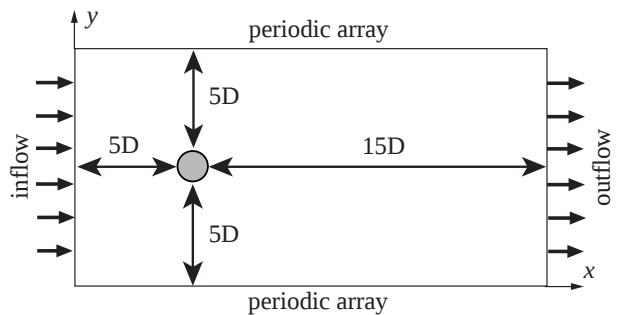


Fig. 4: Computational domain around a circular cylinder.

して数値計算を行った。円柱周りに一様等間隔格子をきり、格子点の増加に対して特性量がどのように変化するかを調べた。今後円柱周りに流れ場に応じた解像度をもつ LMR を施した計算格子を導入するつもりであるが、そのための基礎的なデータの蓄積として計算時間などのデータも同時に収集した。計算に用いた流れ場の概略図を図 4 に示す。初期条件は全格子点に一様流 $u = 0.1$ 、圧力 $p = \frac{1}{3}$ を与える衝撃出発とする。流入境界は一様流を固定して、流出境界は速度を外挿し、それより分布関数を求め、側方境界は周期境界とする。

4.1.2 定常流の計算結果 定常流となるレイノルズ数 $Re = 40$ として数値計算をおこなった。計算格子は、円柱直径 D 当り格子を 10, 20, 40, 60 配置した、直交一様格子を用いた。全計算領域で格子点はそれぞれ 211×111 , 421×221 , 841×441 , 1261×661 である。定常判定基準には、分布関数の平均二乗残差を式 (16) を用いて計算し、初期残差から 6 桁落ちた時点で収束したと判定する。

$$L2_{residual} = \sqrt{\frac{\sum_{\alpha} \sum_{ij} [p_{\alpha}^{n+1}(i, j) - p_{\alpha}^n(i, j)]^2}{\alpha \times N_i \times N_j}} \quad (16)$$

ここで、 N_i, N_j は、 x 方向、 y 方向の格子点数である。

まず速度から求めた渦度を図 5 に示し、円柱表面における圧力係数分布を図 6 に示す。次に計算結果から求めた特性量を表 1 にまとめる。

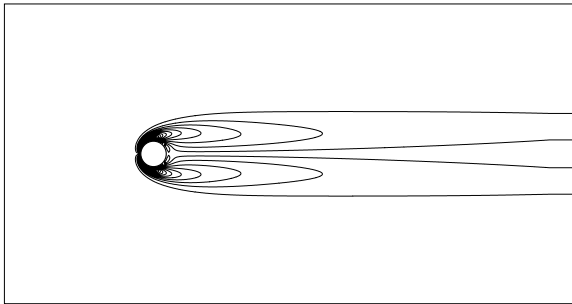


Fig. 5: Vorticity distribution ($Re = 40$).

Table1 : Comparison of characteristics.

Authors	C_d	L_v/r	θ_s
Dennis et al.(1970)	1.522	4.69	53.8
Nieuwstadt et al.(1973)	1.550	4.357	53.34
Coutanceau(1977)	—	4.26	53.5
Fornberg(1980)	1.498	4.48	—
He et al.(1997)	1.499	4.490	52.84
Mei and Shyy(1998)	—	4.38	50.1
FDLBM (257×257)	1.502	4.318	53.78
Present (D=10)	1.418	4.146	52.16
(D=20)	1.491	4.191	53.20
(D=40)	1.638	4.269	53.17
(D=60)	1.640	4.291	53.17

C_d :抵抗係数 θ_s :剥離点角度

L_v/r :円柱半径に対する双子渦長さ

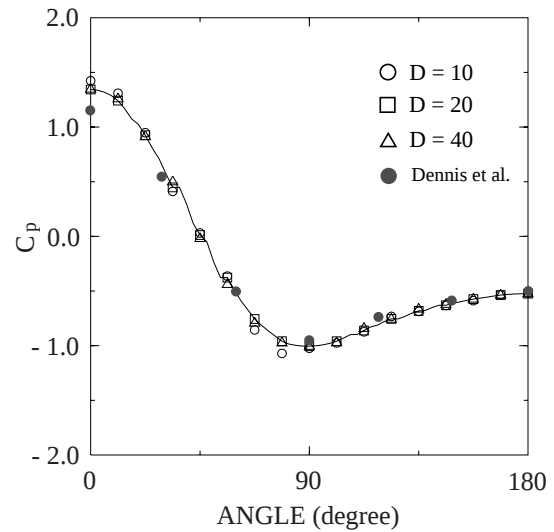


Fig. 6: Pressure coefficient ($Re = 40$).

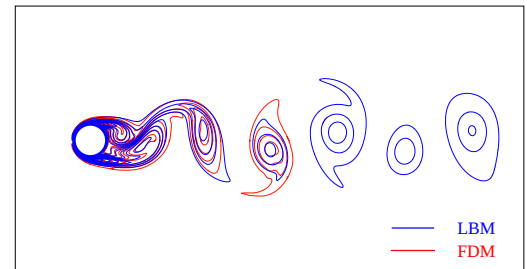


Fig. 7: Vorticity distribution ($Re = 200$).

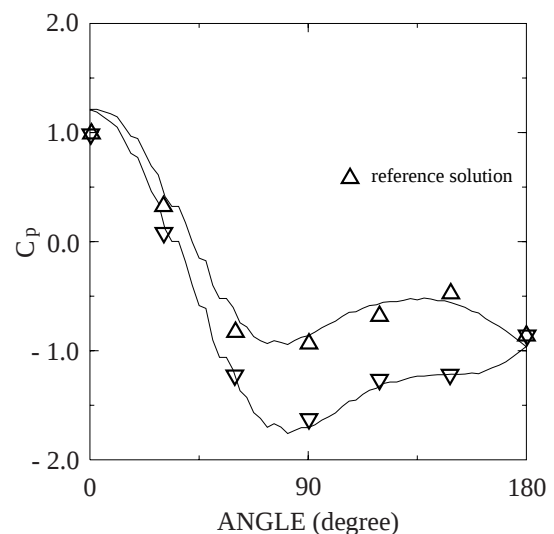


Fig. 8: Pressure coefficient ($Re = 200$).

4.1.3 非定常流の計算結果 レイノルズ数を非定常流となる $Re = 100$, $Re = 200$, $Re = 500$ として、前項において妥当とみなせる格子解像度が得られた直径当りに 40 格子を配置した計算格子上で数値計算をおこなった。
一例としてレイノルズ数 ($Re = 200$) の場合について、速度から求めた渦度を図 7、円柱表面における圧力係数分布を図 8 に示す。図 7 と図 8 における比較解⁽⁷⁾ は有限差分法による解である。図 7 において、比較解は右から三番目の渦から下流の渦は示されていないが、下流の計算領域は本研究におけるそれと一致している。次に揚力係数と抵抗係数を図 9 に示す。最後にすべての計算結果について特性量を表 2 にまとめる。

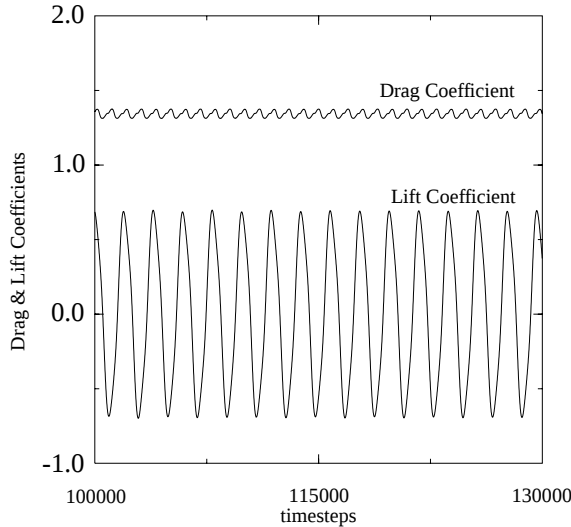


Fig. 9: Drag & lift coefficients ($Re = 200$).

Table2 : Comparison of characteristics.

Authors	$C_d(mean)$	$C_l(amp.)$	St
$(Re = 100)$			
Kawakami	1.41	0.399	0.169
Bear	1.42	0.405	0.174
Engelman	1.41	0.364	0.173
FDLBM	1.425	0.510	0.161
Present	1.385	0.446	0.167
$(Re = 200)$			
Rosenfeld	1.329	0.674	0.197
Rogers	1.230	0.650	0.185
Horii	1.341	0.674	0.201
Present	1.344	0.691	0.195
$(Re = 500)$			
Present	1.279	0.493	0.210

$C_d(mean)$:抵抗係数の平均値

$C_l(amp.)$:揚力係数の振幅

St :ストローハル数

4.2 三次元球周りの流れ

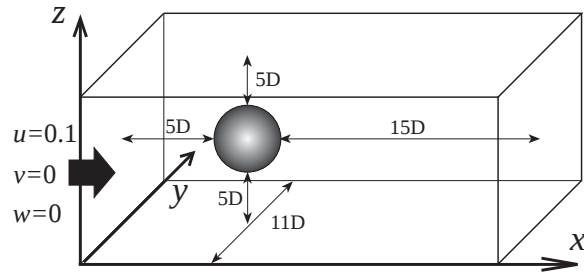


Fig. 10: Computational domain around a sphere.

次に三次元における曲面境界を有する物体の周りの代表的な流れとして、三次元球周りの数値計算を行う。流れ場の概略図を図 10 に示す。初期条件は全格子点に一樣流 $u = 0.1$ 、圧力 $p = \frac{1}{3}$ を与える衝撃出発とする。流入境界は一樣流を固定して、流出境界は速度を外挿しそれから分布関数を求め、側方境界は周期境界とする。球の直径当たり 10 格子を配置して、レイノルズ数 $Re = 100$ および $Re = 300$ として数値計算を行った。エンストロフィの等値面をそれぞれ図 11、図 12 に示す。

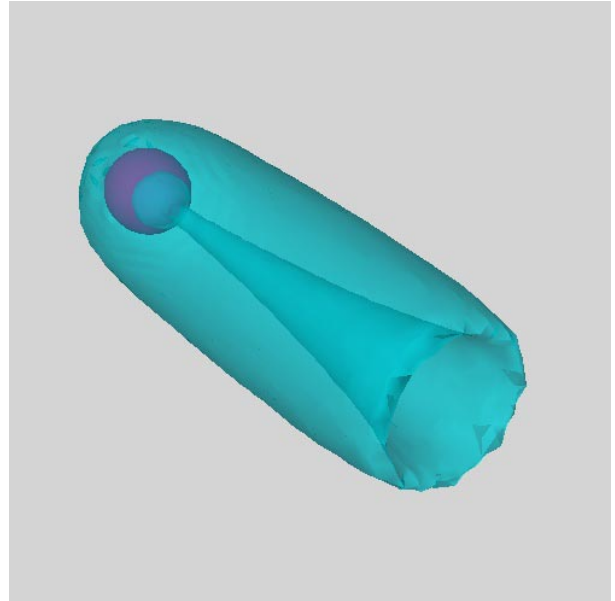


Fig. 11: Isosurface of the enstrophy $Re = 100$.

5. 結論・考察・今後の課題

本報告では Filippova と Hänel による新しい境界条件を用いて格子ボルツマン法で曲面境界がある二次元円柱周りの流れ及び三次元球周りの流れの数値計算を行った。本研究は継続中で今後さらに十分な検討を重ねるつもりであるが、これまでのところ次のような結論を得た。

まず二次元円柱周りの定常流れについては、円柱直径当りに格子を 60 配置すると、格子を 40 配置した場合に比べて、双子渦の長さの差が 0.5% 以下になり格子収束性が確認できた。抵抗係数についても同様な傾向が得られているが、O-Grid 等の物体表面上に格子点が載っている計算法と異なり、表面以外の点から値を計算するので特性値を評価する方法により若干異なる結果になる。評価計算方法については、慎重に検討する必要がある。

次に二次元円柱周りの非定常流れでは、定常流での結果をふまえ円柱直径当り 40 格子を配置し計算を行った。

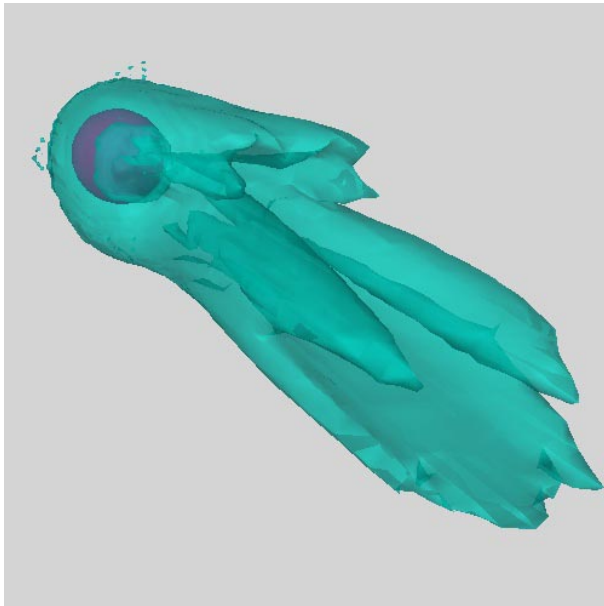


Fig. 12: Isosurface of the enstrophy $Re = 300$.

抵抗係数、揚力係数及びストローハル数は $Re = 100$ 、 $Re = 200$ の計算結果はおおむね良好な一致が得られた。 $Re = 500$ では、揚力係数の振幅が $Re = 200$ の結果に比べて小さくなっている。これは格子解像度の不足であると考えている。

最後に三次元球周りの計算結果については、一様等間隔格子を用いていることと、計算機のメモリの制約から、直径あたり 10 格子しか配置しておらず、球面を十分表現できていないことも考えられるが、レイノルズ数 $Re = 100$

および $Re = 300$ として数値計算を行い、 $Re = 100$ では軸対称な定常解、 $Re = 300$ (定常解と非定常解の臨界レイノルズ数は $Re = 280$) では非定常解が得られた。得られた結果に対する定量的な評価は今後の課題となるが、現在は並列計算機においてさらに高いレイノルズ数のシミュレーションを継続している。

今後の課題は、曲面境界を有する物体の周りの流れを計算するだけでなく、物体の近傍や航跡等、局所的な流れ場の変化に応じた格子解像度を有する効率的な階層状の格子を導入し、さらに精密で定量的な評価を行いたい。

なお本研究の計算には、本学流体力学研究室所有の計算機 Compaq 社の DEC Alpha 21264A 667Mhz MPU を搭載した tempest4 (Concurrent Systems 社製) を使用した。

参考文献

1. Chen, S. et al., "Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows," Annu.Rev.Fluid Mech., **30**(1998), pp. 329-364.
2. Hou, S. et al., "Simulation of Cavity Flow by the Lattice Boltzmann Method," J.Comput.Phys., **118** (1995), pp. 329-347.
3. He, X. et al., "Lattice Boltzmann Method on Curvilinear Coordinates System: Flow around a Circular Cylinder," J.Comput.Phys., **134**(1997), pp. 306-315.
4. Filippova, O. & Hänel, D., "Grid Refinement for Lattice-BGK Models," J.Comput.Phys., **147**(1998) pp. 219-228.
5. He, X. & Luo, L. S., "Lattice Boltzmann Model for the Incompressible Navier-Stokes Equation," J.Stat.Phys., **88**(1997), pp. 927-944.
6. Mei, R. et.al., "An Accurate Curved Boundary Treatment in the Lattice Boltzmann Method," J.Comput.Phys., **155**(1999), pp. 307-330.
7. 堀井克則, 里深信行, "仮想境界デカルト格子法による物体周りの直接数値シミュレーション," 京都工芸繊維大学修士論文, (2000).