

2024（令和6）年度 卒業論文

航空機騒音のための格子ボルツマン法による  
音響計算コードの開発

2025年2月7日

高知工科大学 システム工学群  
航空宇宙工学専攻

1250126 西山 莉名

指導教員 荻野 要介

# 目次

第1章 緒言.....	1
1.1 研究背景.....	1
1.1.1 騒音規制と航空機需要.....	1
1.1.2 航空機の騒音源.....	1
1.1.3 機体騒音の予測.....	3
1.2 格子ボルツマン法.....	3
1.3 研究目的.....	4
第1章 数値計算手法.....	5
2.1 無次元数の定義.....	5
2.2 速度空間の離散化.....	5
2.3 基礎方程式.....	6
2.4 境界条件.....	9
2.5 計算手順.....	9
第3章 2次元円柱周りの音響解析.....	11
3.1 計算対象.....	11
3.2 低レイノルズ数流れ.....	12
3.2.1 円柱表面圧力係数の比較.....	14
3.3 高レイノルズ数流れ.....	15
3.2.1 円柱表面圧力係数の比較.....	18
第4章 結言.....	19
参考文献.....	20

# 第1章 緒言

## 1.1 研究背景

### 1.1.1 騒音規制と航空機需要

航空機の騒音対策への法案は昭和48年に環境省から「航空機騒音に係る環境基準」として初めて告示された。現在では環境基本法と呼ばれており、人の健康の保護に資するうえで維持することが望ましい航空機騒音に係る基準及びその達成期間について明示している<sup>(1)</sup>。地域ごとの基準値や飛行場の区分による達成期間、改善目標が明確に示されている。また日本だけではなく海外でも航空機の騒音に対する法案を設けている。ドイツでは、連邦法である航空機騒音防止法で騒音保護地区を定めている<sup>(2)</sup>。スイスでは、連邦騒音保護条例により騒音基準を設定している<sup>(2)</sup>。

しかしながら今日では、騒音を抑制する動きと相反して航空機の需要は上昇している。成田空港ではインバウンドによる航空機需要に対応するため年間発着回数を現在の30万回から34万回に2025年10月末から引き上げる方向で調整している<sup>(3)</sup>。航空機の騒音は上空で発生することにより長時間、広範囲に及ぶため、離発着が増えることで騒音増加が予想される。また、成田国際空港株式会社が設置している騒音測定局の現在の騒音レベルが表示されるホームページ<sup>(4)</sup>では2秒間の騒音レベルの最大値を示しており空港内では80dBを超える騒音レベルが測定されている。しかし、世界保健機関（World Health Organization：WHO）では屋外騒音に関する値として55dBを上限としている<sup>(5)</sup>。したがって、世界保健機関の騒音基準に基づく騒音レベル以下であることが求められる。

### 1.1.2 航空機の騒音源

航空機による騒音はエンジン騒音と、降着装置や高揚力装置まわりから発生する機体騒音が原因となっている。機体騒音は、機体表面の境界層乱れや後流への渦流出が物体表面に圧力変動をもたらすことによって生じる空力音が音源となっている<sup>[6]</sup>。

図1-1に民間航空機の騒音計測結果をEPN[dB]で示している<sup>(7)</sup>。EPN[dB](Effective Perceived Noise)とは騒音の最大値、持続時間、人の耳に対する聴感を考慮した値である。離着陸の騒音点として離陸時する際は、離陸側方450m線上において騒音が最大となる地点(Lateral)及びブレーキリリースから6500mの航空機が飛行する真下の地点(Flyover)の2地点、進入する際は滑走路端から2000m手前の1地点(Approach)で測定した値を示

している (図 1-2). Lateral 地点や Flyover 地点ではエンジン騒音が支配的になっているが, Approach 地点ではエンジン騒音よりもエンジン以外の騒音の値が大きくなっている. したがって, 着陸時では機体騒音が支配的になっているといえるだろう. 機体騒音は前述したように降着装置や高揚力装置まわりから発生する. JAXA の FQUROH+プロジェクトで 2017 年にのと里山空港における飛行実証実験で得られた騒音源測定実験の結果を図 1-3 に示す<sup>(8)</sup>. 図からも降着装置や高揚力装置部分の SPL が高くなっていることが分かる.

降着装置の低騒音化については様々な対策がなされてきた. 実際に既存の航空機に使用されているものとして, 空力フェアリングがあげられる<sup>(9)</sup>. 降着装置の形を変え騒音を抑える装置になっている. しかし, 新パーツを取り付けることで重量が増加してしまう点や機体に格納する際に体積が増加してしまうなど根本的な解決には至っていない.

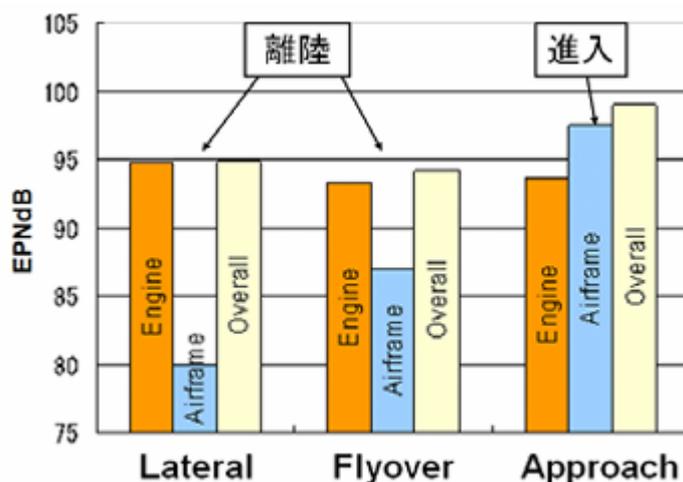


図 1-1 航空機騒音

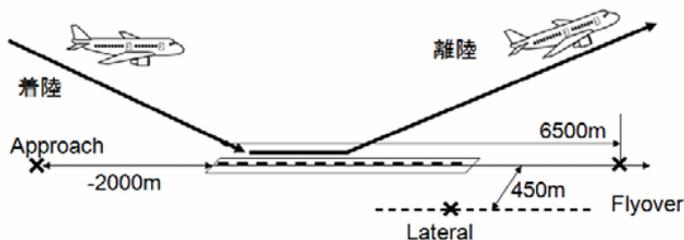


図 1-2 ICAO の規定による離着陸騒音の計測点

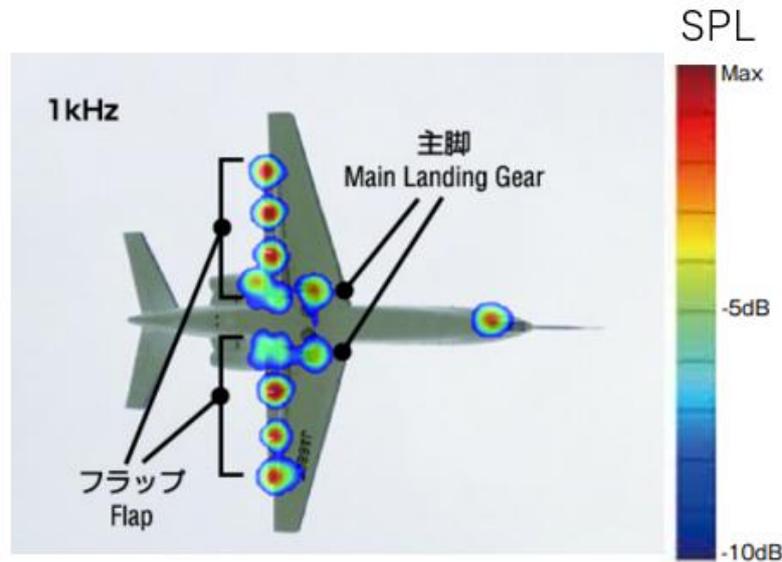


図 1 - 3 機体騒音の発生源

### 1.1.3 機体騒音の予測

航空機開発の分野では数値流体力学(Computational Fluid Dynamics: CFD)と風洞実験のデータが現在用いられている。風洞実験は、大規模な施設で行われるため手間がかかるが、定常的ではないランダムに発生する現象をとらえることができるため信頼性の高いデータを得ることができる。また、CFD 計算は、実験と比較し低コストであり、理論解析が困難な複雑現象のシミュレーションが可能である。直接計算(Direct Navier-Stokes Simulation: DNS)では、音源のモデル化等に伴う近似を含むことなく、微小な乱流渦の挙動を精度よく解くことができる。しかし、必要な格子点数は  $Re$  の  $9/4$  乗個<sup>(10)</sup>となり膨大な計算コストが必要になる。そのため、航空機開発に資する解析手法にするには非現実的である。音の発生と伝播を分離したマルチスケールな分離解法も検討されているが各物理過程のモデル化の正確さには議論の余地がある。

次節ではより計算コストを削減するために、本研究での流体解析手法として用いた格子ボルツマン法(Lattice Boltzmann Method: LBM)の特徴について述べる。

## 1.2 格子ボルツマン法

まず LBM の背景について述べる。LBM は、1960 年代に Von Neumann らにより研究されたセルラオートマトン(Cellular Automaton : CA)<sup>[11]</sup>を流体解析に適用した格子ガスオートマトン(Lattice Gas Automaton)から発展し、1988 年に McNamara と Zanetti によって提案され<sup>[12]</sup>、近年 CFD の一手法として様々な分野で用いられるようになってきている計算手法

である。LBM の概念は流体を有限個の離散速度を持つ仮想的な粒子の集合体として近似を行い、格子点を仮想的な粒子群が並進・衝突し、粒子の存在割合(速度分布関数 $f_i$ )の時間発展を解くことで流体の巨視的変数を求める数値計算法である。

LBM の利点として、流体を考える際に物理空間、速度空間、時間の 7 次元を考える必要があるが速度を整数個に限定することで考慮すべき次元数を 4 次元に減らすことができ計算機の負荷を低減できることにある。また、Navier-Stokes 方程式だと非線形連立偏微分方程式を解く必要があるが LBM では粒子ごとの線形波動方程式を解くので非常に簡単な計算になる。一方欠点として挙げられるのが速度を離散化するため、離散化した数だけの速度分布関数を用意する必要があり使用メモリが増えてしまう点である。

現在航空機の音響分野でも LBM は使用されている。そのうちの 1 つとして、中低レイノルズ数での翼から出る騒音のための空力音響計算<sup>(13)</sup>が行われている。しかし、実際の航空機の巡航時のレイノルズ数には達していないことや、計算対象の物体形状を簡単なモデルに置き換えて計算しているため、複雑形状などには対応できていないことも現状である。

### 1.3 研究目的

LBM を用いて、機体騒音が支配的となる着陸時における流れ場を計算対象とする空力音響計算コードの開発を最終的な目的とする。本研究では、この目的を達成するための第一歩として、一様な流れの中に置かれた円柱周りの流動解析結果が N-S 方程式を回復できているか確認をする。そして、放射される音を計算し、実験との比較を行う。

# 第1章 数値計算手法

## 2.1 無次元数の定義

本研究では無次元数を用いて数値計算を行うため、以下のように定義する。ここで $L$ は基準長さ、 $\rho$ は基準密度、 $c_{s0} (= \frac{1}{\sqrt{3}})$ はLBMによる基準音速である。

$$\begin{aligned}
 t^* &= \frac{c_{s0}}{L_0} t, & x_\alpha^* &= \frac{x_\alpha}{L_0}, & c_{i\alpha}^* &= \frac{c_{i\alpha}}{c_{s0}}, & f_i^* &= \frac{f_i}{\rho_0}, & f_i^{eq*} &= \frac{f_i^{eq}}{\rho_0} \\
 \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_0}, & u_\alpha^* &= \frac{u_\alpha}{c_{s0}}, & p^* &= \frac{p}{\rho_0 c_{s0}^2}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで、 $t, x_\alpha$ は時間、空間座標であり、添字 $\alpha$ は座標の方向を表している。 $C$ は粒子の速度、 $f, f^{eq}$ は速度分布関数および局所平衡分布関数である。 $\rho, u, p$ は密度、流速、圧力である。これより以降の本文では特に記述がない限り無次元変数はアスタリスク(\*)を省略している。

## 2.2 速度空間の離散化

LBMは空間を規則的な格子で離散化し、粒子の運動はその格子に沿って有限な方向に制限する。速度や密度などの物理量は各格子点上によって定義する。計算するN-S方程式の次元やエネルギー保存式を考慮するかによって粒子の速度分布関数の離散点が異なる。本研究では、2次元で速度ベクトルを9方向に離散化した非熱流体モデルであるD2Q9 modelを用いた。D2Q9 modelの離散粒子速度を表2.1に示す値で定義し、図2.1のように速度空間を離散化する。

表 2.1 D2Q9 model の離散粒子速度

$i$	Velocity vector $c_{i\alpha} = (c_{ix}, c_{iy})$	$ c $
0	(0,0)	0
1~4	(1, 0), (0, 1), (-1, 0), (0, -1)	1
5~8	(1,1), (-1, 1), (-1, -1), (1, -1)	$\sqrt{2}$

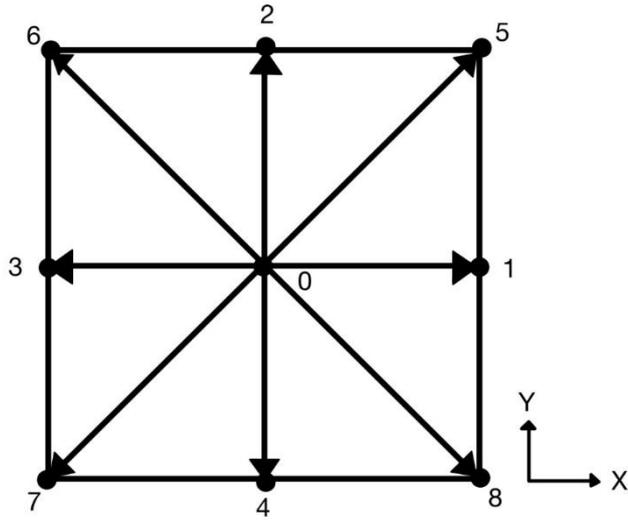


図 2.1 D2Q9 model

## 2.3 基礎方程式

LBM は、分子気体力学における Boltzmann 方程式を速度空間で離散近似して得られる離散化 BGK 方程式を、時間幅 $\Delta t$ 、格子間隔 $\Delta x$ として差分近似をする。ここで、 $c_i \Delta t / \Delta x = 1$ とし、次式を用いて粒子の存在割合を表す速度分布関数 $f$ の時間発展を解く。

$$f_i(x + c_{i\alpha} \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) + \frac{1}{\tau} [f_i^{eq}(x, t) - f_i(x, t)] \quad (2.2)$$

ここで、 $f_i^{eq}$ は Boltzmann 方程式を Taylor 展開して得られた粒子の局所平衡分布関数で密度 $\rho$ 、流速 $u$ 、粒子の離散速度 $c_{i\alpha}$ を用いて以下の式で表される。

$$f_i^{eq} = E_i \rho \left[ 1 + 3c_{i\alpha} \cdot u + \frac{9}{2} (c_{i\alpha} \cdot u)^2 - \frac{3}{2} u \cdot u \right] \quad (2.3)$$

ここで、 $E_i$ は各離散方向に存在する粒子の配分を表す重み関数であり、速度の離散化モデルにより値が決定される係数であり、D2Q9 model では次の値を用いる。

$$E_i = \begin{cases} \frac{4}{9} & (i = 0) \\ \frac{1}{9} & (i = 2 \sim 5) \\ \frac{1}{36} & (i = 6 \sim 9) \end{cases} \quad (2.4)$$

また流体力学変数である密度、流速は速度分布関数と離散粒子速度を用いて次のように定義する。

$$\rho = \sum_{i=1}^N f_i \quad (2.5)$$

$$\rho u = \sum_{i=1}^N f_i c_{i\alpha} \quad (2.6)$$

次に衝突項について記述する．基礎方程式の右辺は衝突則 $\Omega_i$ と呼ばれており，衝突則のモデル化によって様々な種類がある．式(2.2)の右辺は単一緩和時間(Single-Relaxation-Time: SRT) 衝突則と呼ばれるモデルである．SRT 衝突則は速度分布関数 $f_i$ と局所平衡分布関数 $f_i^{eq}$ との差を単一緩和係数 $\tau$ で割ったものを平衡状態までの緩和として解いている．以下にSRT 衝突則を示す．

$$\Omega_i = \frac{1}{\tau} (f_i^{eq}(x, t) - f_i(x, t)) \quad (2.7)$$

SRT 衝突則は全ての離散粒子が局所平衡状態まで単一緩和時間係数 $\tau$ の同一な近づき方をしている． $\tau$ は流体の粘性と比例しており， $\tau$ が大きければ平衡状態に近づくまでに時間がかかる．動粘性係数 $\nu$ と以下のような関係が成り立つ．

$$\nu = \frac{c_{so}^2 \Delta t}{3} \left( \tau - \frac{1}{2} \right) \quad (2.8)$$

航空機の着陸時のような高レイノルズ数の流れを計算対象とする場合，単一緩和時間係数 $\tau$ が $1/2$ 近傍になる．しかし，SRT 衝突則を用いた計算では $1/2$ 近傍で計算が不安定となりN-S方程式を回復しない可能性がある．そのため，高レイノルズ数の流れを安定に計算するために衝突則の改良が行われている．安定性を向上させる衝突則として，複数の緩和時間係数を用いるMRT 衝突則<sup>[14]</sup>が提案された．次にMRT 衝突則を示す．

$$M^{-1} S M (f_i^{eq}(x, t) - f_i(x, t)) \quad (2.9)$$

ここで， $Q$ を速度ベクトルの数とすると行列 $M$ は $Q \times Q$ の行列で，中身は離散粒子速度 $c_i$ で構成されており，粒子の速度分布関数 $f_i$ に行列 $M$ をかけてモーメント $\bar{m}_i = f_i c_{ix}^m c_{iy}^n$ に変換する．つまり行列 $M$ に分布関数 $f_i$ をかけることで密度や運動量，エネルギーなどの物理量に変換する．モーメント $f_i c_{ix}^m c_{iy}^n$ はローモーメントと呼ばれており，添字 $m, n$ は0を含む整数であり離散粒子速度に対する乗数を表す．行列 $M^{-1}$ はモーメントから分布関数に戻す逆変換行列である．行列 $S$ は各モーメントに適切な緩和時間かける緩和時間行列であり，緩和時間行列 $S = (S_0, S_1, \dots, S_{q-1})^T$ となる．この緩和時間行列の値は各物理量によって異なり，密度，運動量は保存されるため0に設定し，動粘性係数，体積粘性係数に対応する物理量には $\tau$ を設定する．それ以外の緩和時間係数には任意の値を設定することができ，推奨値が研究されている<sup>[15]</sup>．

例として，2次元で速度ベクトルを9方向に離散化したD2Q9 modelは，分布関数 $f_i$ に行列 $M$ をかけることで物理量 $m = f_i c_{ix}^m c_{iy}^n$ に変換し， $\bar{m}_i = (\bar{m}_0, \bar{m}_1, \dots, \bar{m}_8)^T$ となる．Luoら<sup>[16]</sup>

に倣い、物理量 $\tilde{m}_i$ を以下のように示す.

$$\cdot \text{密度} \quad \tilde{m}_0 = \rho = \sum_0^8 |C_i|^0 = 1 \quad (2.10)$$

$$\cdot \text{エネルギー} \quad \tilde{m}_1 = e = \sum_0^8 -4|C_i|^0 + 3(C_{ix}^2 + C_{iy}^2) \quad (2.11)$$

$$\cdot \text{エネルギーの2乗} \quad \tilde{m}_2 = \sum_0^8 4|C_i|^0 - \frac{21}{2}(C_{ix}^2 + C_{iy}^2) + \frac{9}{2}(C_{ix}^2 + C_{iy}^2)^2 \quad (2.12)$$

$$\cdot \text{運動量 (x方向)} \quad \tilde{m}_3 = \sum_0^8 C_{ix} \quad (2.13)$$

$$\cdot \text{エネルギー流速 (x方向)} \quad \tilde{m}_4 = \sum_0^8 [-5|C_i|^0 + 3(C_{ix}^2 + C_{iy}^2)]e_{ix} \quad (2.14)$$

$$\cdot \text{運動量 (y方向)} \quad \tilde{m}_5 = \sum_0^8 C_{iy} \quad (2.15)$$

$$\cdot \text{エネルギー流速 (y方向)} \quad \tilde{m}_6 = \sum_0^8 [-5|C_i|^0 + 3(C_{ix}^2 + C_{iy}^2)]e_{iy} \quad (2.16)$$

$$\cdot \text{応力テンソルの対角成分} \quad \tilde{m}_7 = p_{xx} = \sum_0^8 C_{ix}^2 - C_{iy}^2 \quad (2.17)$$

$$\cdot \text{応力テンソルの対角成分} \quad \tilde{m}_8 = p_{xy} = \sum_0^8 C_{ix}C_{iy} \quad (2.18)$$

MRT 衝突則を用いた計算では、高レイノルズ数流れの計算に対して安定化することは可能となったが、渦の乱流エネルギーと波数との関係がコルモゴロフのマイナス 3 分の 5 乗則に従わず、定量的に正しいことが確認されていない<sup>[17]</sup>. この原因として、MRT 衝突則は各モーメントに異なる緩和時間係数を設定することで計算を安定化していたが、それにより SRT 衝突則では満たされていたガリレイ不変性が 3 次以上のモーメントで満たされず誤差が生じてしまうためである<sup>[18],[19]</sup>. そこで、数値安定性を向上させた Cascaded 衝突則を式(2.2)右辺の衝突則として変更した次式を用いる.

$$\Omega_i = M^{-1}N^{-1}SNM[f_i^{eq}(x, t) - f_i(x, t)] \quad (2.19)$$

ここで、行列 $N$ ,  $N^{-1}$ はガリレイ不変性を満たすためにガリレイ変換/逆変換する行列である. ローモーメント $f_i c_{ix}^m c_{iy}^n$ ではなく、セントラルモーメント $f_i (C_{ix} - u_x)^m (C_{iy} - u_y)^n$ に変換して各モーメントに対応した緩和時間係数をかけ、平衡状態までの緩和を解く.

本研究では、この Cascaded 衝突則を式(2.2)の右辺に代入した以下の式を基礎方程式とし、分布関数の時間発展を解いている.

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) - M^{-1}N^{-1}SNM[f_i^{eq}(x, t) - f_i(x, t)] \quad (2.20)$$

## 2.4 境界条件

LBM では物体適合格子を用いていないため、物体表面に対しての滑りなし境界条件を適切に実装する必要がある。一般的によく用いられている方法が bounce-back 条件と呼ばれる方法で、境界面でぶつかった粒子をそのまま跳ね返すというシンプルなアルゴリズムであり使用しやすいが、境界にかかる流体力に非物理的な振動が生じてしまうという欠点がある。<sup>(26)</sup> そこで、本研究では埋め込み境界法を用いた。この方法では、体積力を使用し補正することで滑りなし条件を満たすものである。

計算手順として、物体付近の格子点の流速 $u^*$ を求め、円上に設定した物体格子点 $X_k$ の流速を距離から重みづけをし、境界面で満たすべき流速との差を取り格子幅で割ることで境界での体積力を解いている。

$$G_0(X_k, t + \Delta t) = \frac{U_k - u^*(X_k, t + \Delta t)}{\Delta x} \quad (2.21)$$

ここで、 $G_0$ は境界上の初期の体積力であり、 $U_k$ は流体が満たすべき流速でゼロである。次に式(2.21)で求めた物体格子点での体積力を使用し格子点上の体積力を計算する。

$$G(x, t + \Delta t) = \sum_{k=1}^{N_b} G_0(X_k, t + \Delta t) W(x - X_k) \Delta V \quad (2.22)$$

ここで、 $W$ は物体格子点と格子点の重み関数であり、 $\Delta V$ は円周を整数個で割った数 $N_b$ に格子幅をかけた体積力を作用させる微小体積である。格子点上での体積力が求まるため格子点上での流速を式(2.23)のように修正する。

$$u(x, t + \Delta t) = u^*(x, t + \Delta t) + \Delta x G(x, t + \Delta t) \quad (2.23)$$

式(2.23)で求めた格子点での流速より物体格子点での流速を内挿する。

$$u(X_k, t + \Delta t) = u(x, t + \Delta t) W(x - X_k) (\Delta x)^2 \quad (2.24)$$

ここで、滑りなし条件からの誤差が十分小さい場合格子点上の体積力が決定される。誤差が大きい場合には式(2.22)へ戻り値を修正する。求めた体積力を用いて分布関数を補正することで物体の滑りなし条件を満たした。

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) + 3 \Delta x E_i c_i G(x, t + \Delta t) \quad (2.25)$$

## 2.5 計算手順

LBM の計算手順は図 2.2 の通りである。はじめに、初期条件として各物理量を計算領域全体に与える。次に、分布関数をセントラルモーメントに変換して異なる緩和時間係数を用いて衝突項をとり、基礎方程式(2.2)の時間発展を解く。その後、境界条件を計算し、流体力学変数を求める流れである。

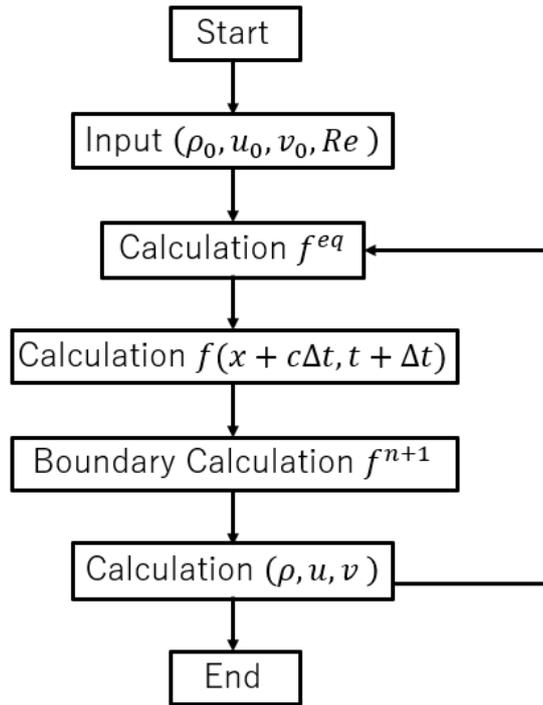


図 2.2 計算手順

## 第3章 2次元円柱周りの音響解析

### 3.1 計算対象

構築した計算コード検証のため、一様流中に置かれた直径 $D$ の円柱から放射される流体音の予測を行う<sup>(20)(21)</sup>。図3.1に計算対象の模式図を示す。計算は、(a)レイノルズ数 $Re = 150$ の主流条件による圧力係数をDNS<sup>(22)</sup>と比較、(b)レイノルズ数 $Re = 1.0 \times 10^5$ の主流条件における流れ場の再現 (c)レイノルズ数 $Re = 1.4 \times 10^5$ の主流条件による圧力係数を実験値<sup>(24)</sup>と比較、この3ケースを行った。上流から反時計回りの角度を $\theta$ と定義し、淀み点を $\theta = 0^\circ$ とする。計算格子は、(a)格子点数 $(i, j) = (800, 800)$ で、総格子点数は64万点である。(b)格子点数 $(i, j) = (2000, 1500)$ で、総格子点数は300万点である。(c)格子点数 $(i, j) = (2500, 2500)$ で、総格子点数は625万点である。境界条件は円柱表面をすべり無し壁、遠方境界を一様流条件とした。格子幅 $dx$ は1である。粒子モデルは2章で説明したD2Q9 modelを用いた。図3.2に低レイノルズ数場における計算領域の全体図を示す。

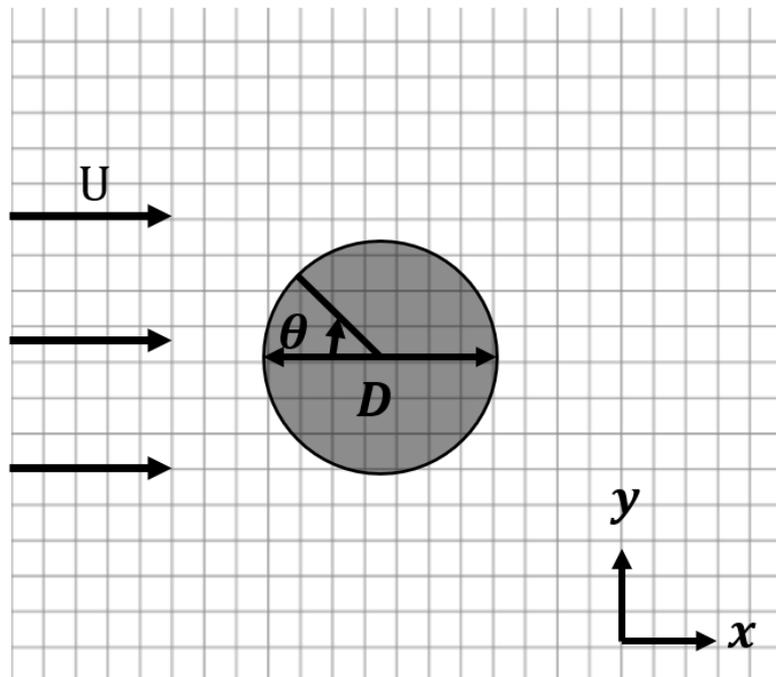


図 3.1 計算対象の模式図

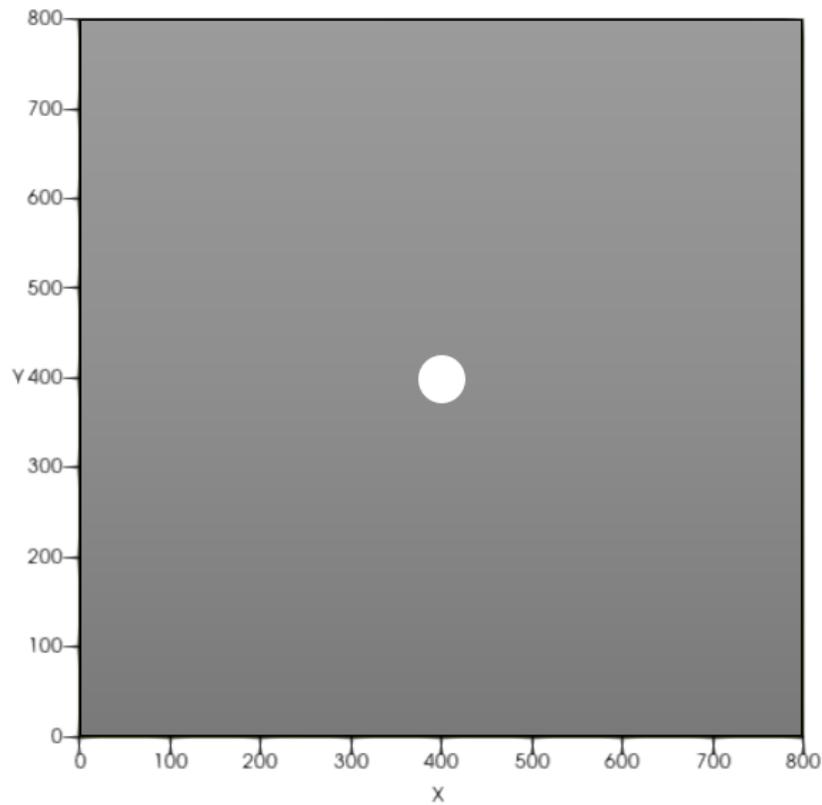
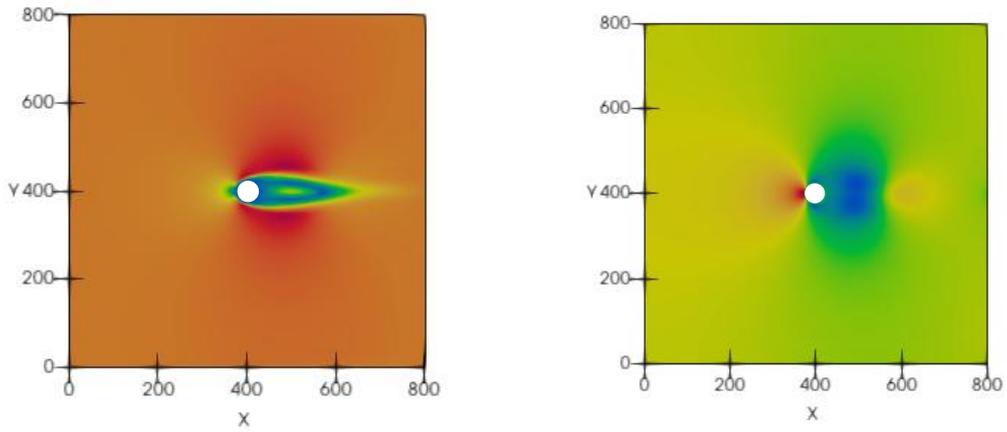


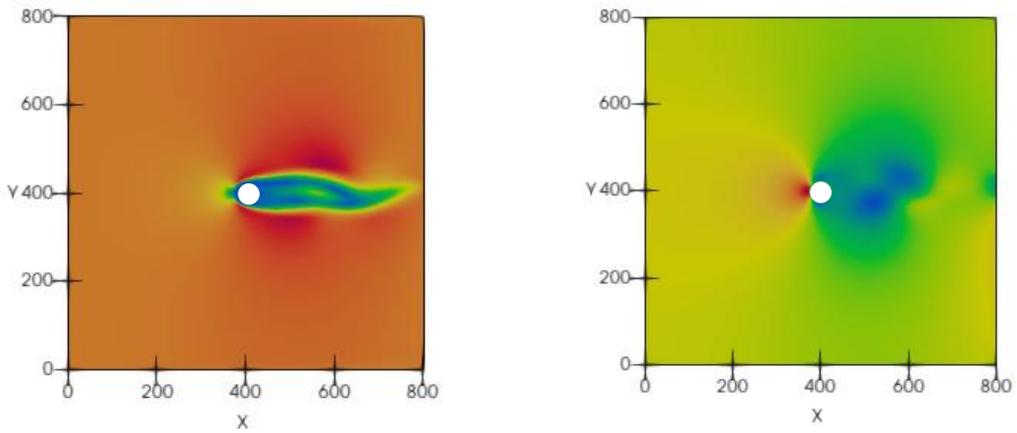
図 3.2 計算対象の全体図( $Re = 150$ )

### 3.2 低レイノルズ数流れ

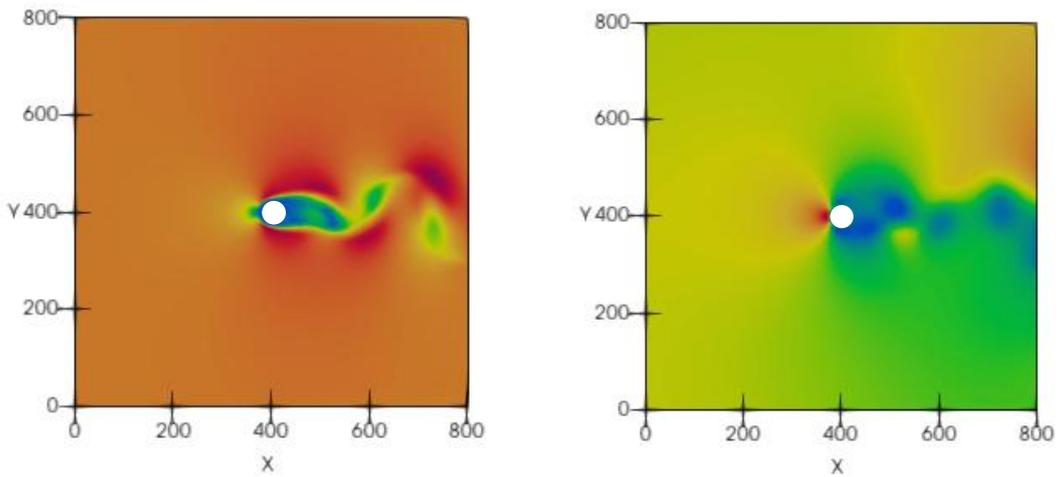
図 3.3 に、計算ケース(a)における円柱周りの速度と圧力変動の時間変化を示す。(1)  $t = 10000$ では主流と円柱が干渉して形成された流れ場が準安定な解に到達している。円柱前面では、流体の速度が減速してよどんでいる。また、境界層が存在しているため流体の粘性を表現できており、円柱表面の境界条件が物理法則に基づき成り立っていることが分かる。(2)  $t = 20000$ では、流れは層流を維持できなくなり、双子渦の対称性がなくなっていることが分かる。不均衡の原因になるわずかな流れの変動を正しく解像できている。(3)  $t = 30000$ では、カルマン渦を形成していることが分かる。図 3.3(3)右図にカルマン渦が発生時の圧力分布を示す。よどみ点で圧力が最も高い値を取っている。



(1)  $t=10000$



(2)  $t=20000$



(3)  $t=30000$



図 3.3 速度(左図)と微小圧力(右図)の時間変化 ( $Re = 150$ )

### 3.2.1 円柱表面圧力係数の比較

計算ケース(a)による圧力係数を SRT-LBM を用いて計算した. DNS と比較した結果を図 3.3 に示す. 円柱の表面圧力係数は以下の式により求めている. 円柱から放射されたカルマン渦の周期で時間平均している.

$$C_{\bar{p}} = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho_0 U^2} \quad (3.1)$$

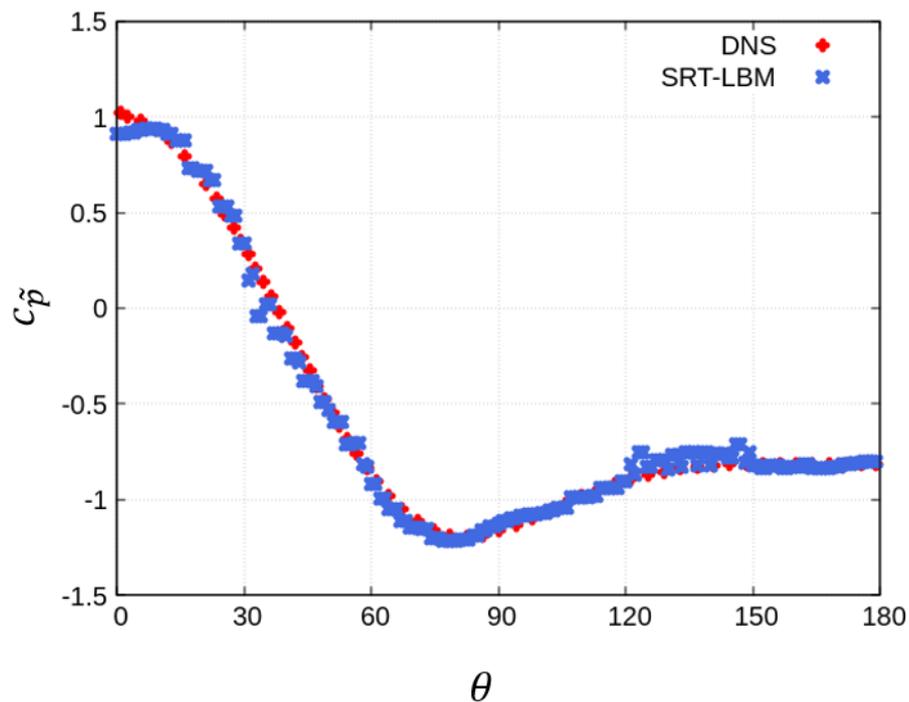
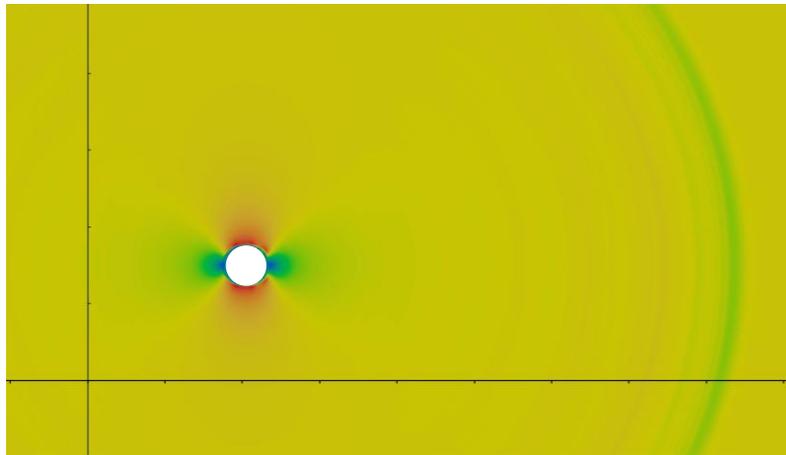


図 3.3 円柱表面における圧力係数 $C_{\bar{p}}$  ( $Re = 150$ )

SRT-LBM の結果は円柱表面に最寄りの格子点データをプロットしている.  $\theta = 0^\circ$  のよどみ圧は DNS では 1 に対し 0.93 となっている. 円柱表面に沿って  $\theta = 40^\circ$  付近まではよどみ域が広がっており, 極小を迎える  $\theta = 80^\circ$  付近で流れの剥離が発生する. これは DNS と同様な結果である. 直行格子を用いる LBM であっても IBM が適切に機能していることが分かる.  $\theta = 120^\circ \sim 150^\circ$  付近では値が上振れているものの DNS の値に対し 10% 程の誤差となった. SRT-LBM を用いて解いた流れが DNS の値に沿ったことより, N-S 方程式を回復できていることが分かる.

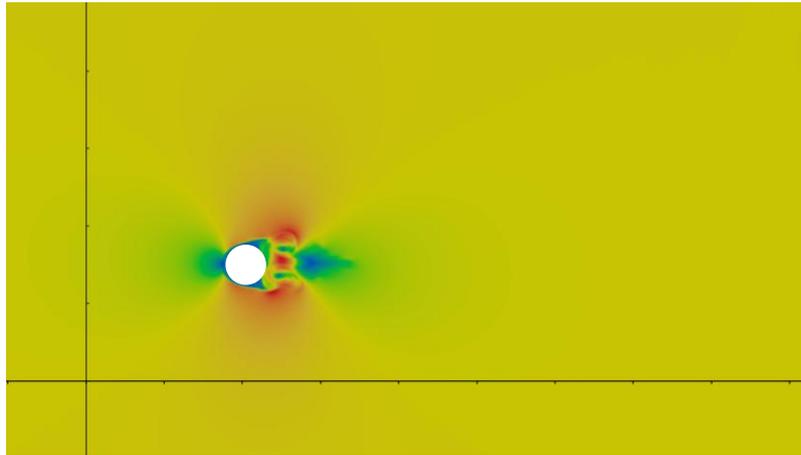
### 3.3 高レイノルズ数流れ

図 3.4 に、計算ケース(b)の場合における円柱周りの速度の時間変化を示す。(1)  $t = 1000$  では主流が円柱に沿って流れている。(2)  $t = 4000$ では、流れに対して対称な双子渦が発生している。(3)  $t = 10000$ では、流れの対称性が崩れている。また、円柱後方ではカルマン渦を形成していることが分かる。(4)  $t = 18000$ では、(3)と比較し後方に乱れた流れが広がっているため、時間経過により徐々に流れが成長していることがわかる。低レイノルズ数である  $Re = 150$ と比較すると、流れが乱れていることが分かる。乱流状態にあるため低レイノルズ数の際と比べ様々な渦が発生している。また、物体表面の流速を低レイノルズ数と比較すると、物体表面は粘性の影響で速度がないところは同じだが、物体表面から少し離れた個所では高レイノルズ数では急激に速度が増加していることが読み取れる。剥離点は、円柱の背面に後退しているため抗力が小さくなっていることが分かる。図 3.5 に、円柱周りの微小圧力の時間変化を示す。(1)  $t=1000$ では円柱前面のよどみ点で最も圧力が高くなっている。また、流れが円柱上下で対照的にはがれている様子が分かる。(2)  $t=4000$ では、円背面で圧力が低い2つの渦が生まれている。(3)  $t=18000$ では低レイノルズ数ではほぼ同じ大きさの渦列だったが、大小さまざまな渦が生まれており流れが複雑になっていることが読み取れる。

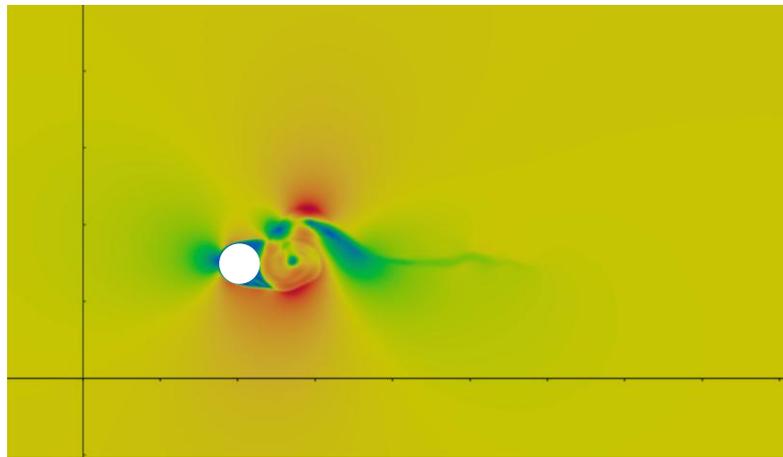


(1)  $t=1000$

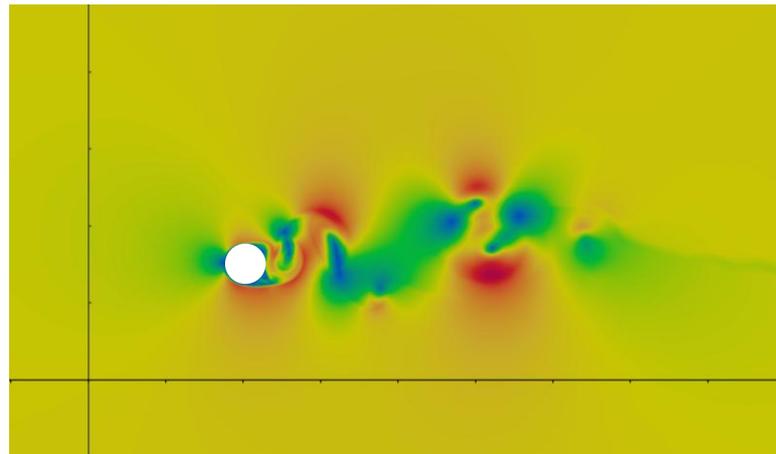
次ページに続く



(2)  $t=4000$



(3)  $t=10000$



(4)  $t=18000$

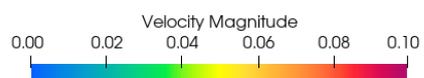
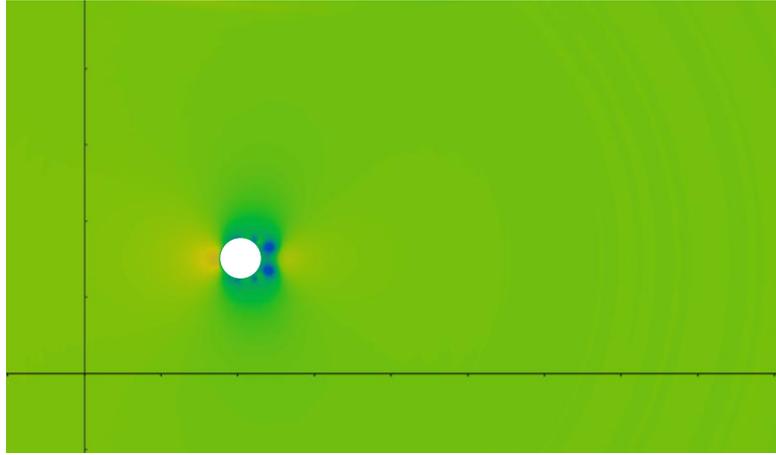
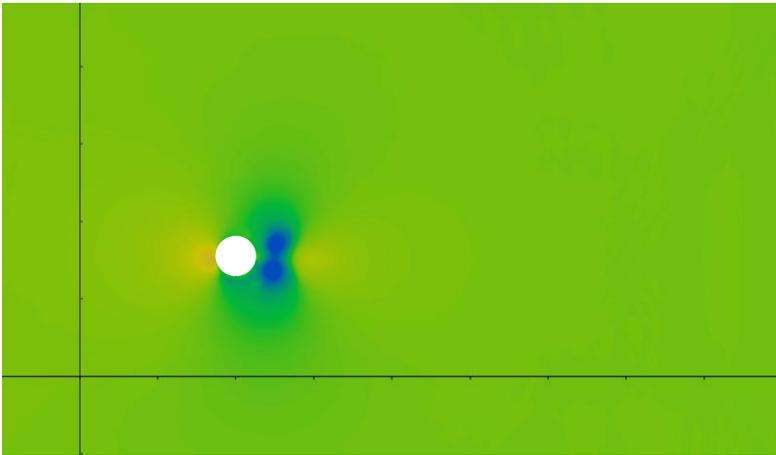


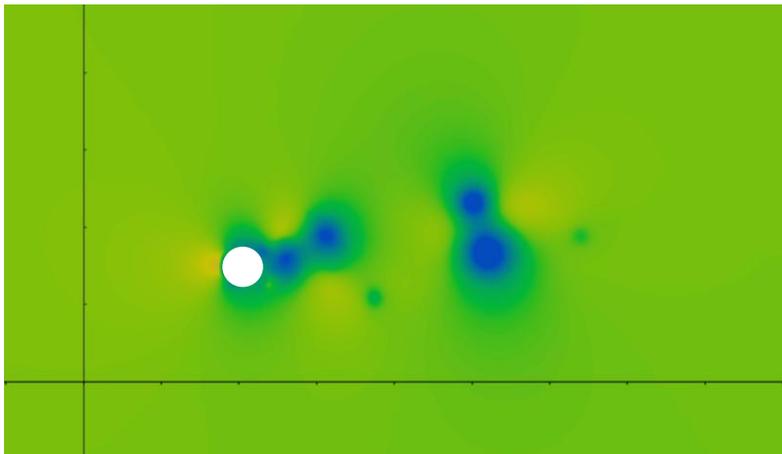
図 3.4 速度の時間変化 ( $Re = 1.0 \times 10^5$ )



(1)  $t=1000$



(2)  $t=4000$



(3)  $t=18000$

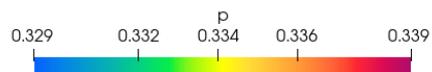


図 3.5 圧力の時間変化 ( $Re = 1.0 \times 10^5$ )

### 3.2.1 円柱表面圧力係数の比較

図 3.6 では、計算ケース(c)における円柱表面圧力係数 $c_p$ の比較を、Cascaded 衝突項を用いた LBM で行った。実験値と比較し円柱背面側での圧力を過大評価する結果となった。円柱背面では、複雑な流れになっており値をとらえきることができなかつたためだと考えられる。

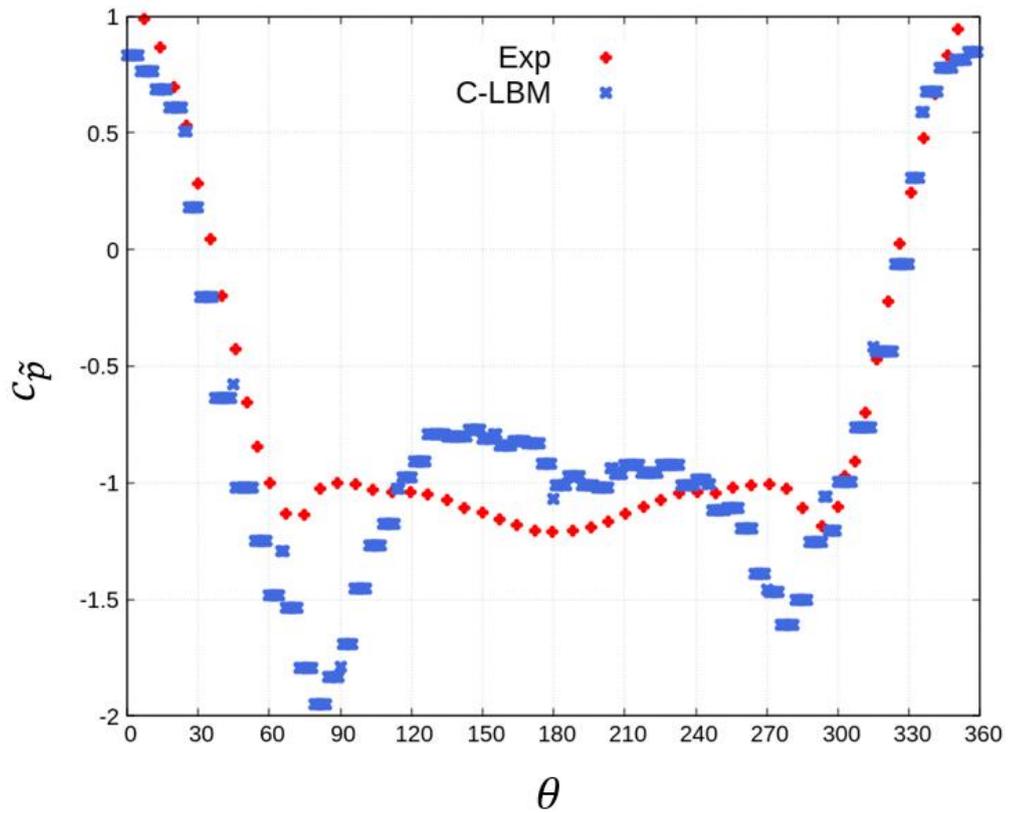


図 3.6 円柱表面における圧力係数 $c_p$  ( $Re = 1.4 \times 10^5$ )

## 第4章 結言

機体騒音が支配的となる着陸時における流れ場を計算対象とする空力音響計算コードの開発を最終的な目的として LBM による円柱周りの流れ場計算を行った。

円柱周りの圧力分布では低レイノルズ数においては DNS 値をほぼ再現することができたため、N-S 方程式を回復できたといえるだろう。また、衝突項を SRT 衝突項から Cascaded 型に変更したことで、高レイノルズ数での流れ場を完成させることができた。高レイノルズ数かにおいて可視化を行った結果流体の物理法則を満たした流れ場も再現することができた。しかし、背面の圧力分布をとらえきれていなかったため、今後の課題である。

今後は、音響解析のため SPL の計測や計算時間削減のための GPU 並列化、マルチプロセッサ化などを導入していきたいと考えている。

## 参考文献

- [1] 環境省, “航空機騒音に係る環境基準について”  
<https://www.env.go.jp/kijun/oto2.html>, (参照日 2025 年 01 月 25 日)
- [2] 航空環境センター, “海外空港の航空機騒音対策に関する総合的分析”, pp5, 2020
- [3] 読売新聞, “成田空港、年間発着回数上限を 30 万回から 34 万回に引き上げへ...インバウンド需要に対応”, <https://www.yomiuri.co.jp/economy/20250107>, (参照日 2025 年 1 月 25 日)
- [4] 成田空港, “環境こみゆにてい”, <http://airport-community.naa.jp/noise/>, (参照日 2025 年 1 月 25 日)
- [5] Birgitta Berglund, and Thomas Lindvall, and Dietrich H Sehwele, “GUIDELINES FOR COMMUNITY NOISE”,WHO, pp17 (1999)
- [6] 小林紘, “航空機の空力騒音とその制御技術について”, 日本航空宇宙学会誌, 第 43 巻, 第 493 号, (1995).
- [7] 今村太郎, “えあろすべーす ABC 【基礎・応用編】 航空機機体空力騒音”, 日本航空宇宙学会誌, (2010)
- [8] JAXA, “機体騒音低減技術の研究開発”  
<https://www.aero.jaxa.jp/research/ecat/fquroh/>(参照日 2025 年 01 月 25 日)
- [9] 飛行機国際共同開発基金, “機体空力騒音低減化の研究動向”, pp3, (2022)
- [10] 飯塚悟, “DNS”, 日本気象学会, (2013)
- [11] J. von Neumann, “Theory of Self-reproducing Automata”, University of Illinois Press (1967).
- [12] Guy R. McNamara, and Gianluigi Zanetti, “Use of the Boltzmann Equation to Simulate Lattice Gas Automata”, Physical Review Letters, Vol. 61, No. 20, pp. 2332-2335, 1988.
- [13] Qi Jia, Jin Zhang, Wen-zhi Liang, Pei-qing Liu, Qiu-Lin Qu, “A mathematical-boundary-recognition domain-decomposition Lattice Boltzmann method combined with large eddy simulation applied to airfoil aeroacoustics simulation”, (2024)
- [14] Dominipue D'Humières, Irina Ginzburg, Manfred Krafczyk, Pierre Lallemand, and Li-shi Luo, - 30 - “Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann models in three dimensions”, Philosophical Transactions of the Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences, Vol. 360, pp. 437-451, 2002.
- [15] K. Suga, Y. Kuwata, K. Takashima, R. Chikasue, “A D3Q27 multiple-relaxation-time lattice Boltzmann method for turbulent flows”, Computers and Mathematics with Applications, Vol. 69, (2015), pp. 518-529.
- [16] P. Lallemand, L.-S. Luo, “Theory of the lattice Boltzmann method: Dispersion, dissipation, isotropy, Galilean invariance, and stability”, Physical Review E, Vol. 61, 6546, 2000.

- [17] 瀬田剛, “格子ボルツマン法”, 森北出版, pp. 90-100, 2021.
- [18] Martin Geier, Andreas Greiner, and Jan G. Korvink, “Cascaded digital lattice Boltzmann automata for high Reynolds number flow”, *Physical Review E*, Vol. 73, 066705, 2006.
- [19] Paul. J.D, “Lattice Boltzmann algorithms without cubic defects in Galilean invariance on standard lattices”, *Journal of Computational physics*, 256, (2014), 270-283.
- [20] M. Geier, A. Greiner, J. G. Korvink, “Cascaded digital lattice Boltzmann atomata for high Reynolds number flow”, *Phys. Rev. E*, 73, 066705 (2006).
- [21] 細谷浩之等, “円柱まわりの流れにより発生する音の直接数値計算”, 第14回数値流体力学シンポジウム, A09-1, 2000.
- [22] 廣原和希, “実機形状適用を目指した線形オイラー方程式を用いた音響計算コードの開発”, 高知工科大学大学院, 修士論文 (2019).
- [23] 飯田明由, 藤田 肇, 加藤千幸, 大田黒 俊夫, “空力音の発生機構に関する実験解析 (第2報, 表面圧力変動空力音の相互相関について)”, *日本機械学会論文集 (B編)*, 62巻 604号 (1996-12).
- [24] Cantwell, B. and Coles, D., “An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder”, *J. Fluid mech.* (1983). Vol. 136, pp.321 374
- [25] Curle, N., “The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound”, *Proceedings of the Royal Society. London. A.* Vol. 231, pp. 504-514, (1955).
- [26] 稲室隆二, 吉野正人, 鈴木康祐, “格子ボルツマン法入門”, pp54 (2020)

## 謝辞

本研究を行うにあたり、高知工科大学の荻野 要介 講師には研究に対して大変多くのご指導やご支援をしていただきました。大変多くの時間を割いていただき、研究について深く学ぶとともに視野を広げることができました誠に感謝を申し上げます。

本研究を行うにあたり、先行研究を引き継がせていただいた久保田 佑弥 様には基本的な知識から、行き詰った際にアドバイスをいただき大変お世話になりました。研究を私に引き継がせていただき、教えていただいたこと心より感謝申し上げます。

また、航空エンジン超音速流研究室の皆様には研究や、全体報告会など様々な場面で一緒に活動していただき感謝申し上げます。特に、百瀬 晴菜さんには散歩など幾度となく話を聞いていただき助けられました。ありがとうございます。

大学生活を一緒に送ってくれた材料強度学研究室の金尾 瑞穂さん。きっと、1人では研究生を送ることはできなかったと思います。一緒にいてくれてありがとうございます。

4年間私の心の支えであった浦島坂田船の志麻さんには何度も前を向く気力を与えてくださいました。ありがとうございます。

最後に、大学生活を支え見守ってくれた両親と妹には深く感謝申し上げます。