

# 差分格子ボルツマン法による 自動車のサンルーフバフェティングの直接計算

## DIRECT SIMULATION OF SUNROOF BUFFETING IN A CAR BY THE FINITE DIFFERENCE LATTICE BOLTZMANN METHOD

前田 裕樹<sup>1)</sup>, 栗田 誠<sup>2)</sup>, 葛原 道久<sup>3)</sup>

Yuki MAEDA, Makoto KURITA and Michihisa TSUTAHARA

- 1) 神戸大学大学院工学研究科 (〒 657-8501 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail:094t362t@stu.kobe-u.ac.jp)  
2) 神戸大学大学院工学研究科 (〒 657-8501 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail:kmakoto@d9.dion.ne.jp)  
3) 神戸大学大学院工学研究科 (〒 657-8501 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail:tutahara@mech.kobe-u.ac.jp)

The sunroof buffeting or throb is a phenomenon which happens in a car with open sunroof and generates sounds inside the car cabin and also outside the car. A two-dimensional direct simulation of sound emitted by the open sunroof of a car has been performed by the finite difference lattice Boltzmann method. The D2Q21 model is employed. First, the case of a cabin with a overhang roof opening in a horizontal plane is simulated and the effects of opening width and the deflector are clarified. Second, the case of a cabin opening in a car shaped body is treated and the interaction between the cabin opening and the car body is shown.

**Key Words:** Sunroof Buffeting, Computational Fluid Dynamics, Finite Difference Lattice Boltzmann Method, Cavity Flow, Deflector

### 1. 緒言

乗用車がサンルーフを空けて走行した場合に、ある特定の流速においてサンルーフバフェティング(サンルーフスロブ音)と呼ばれる空力騒音が発生し、しばしば問題となる。これはサンルーフなどの開口部で生じる周期的な渦放出と、車内共鳴箱として作用するヘルムホルツ共鳴とが連成して発生する流体共鳴音であると考えられる<sup>(1, 2)</sup>。このような現象は流体機械をはじめとする工学のさまざまな分野でしばしばみられる現象であり、誘起された共鳴現象の影響で非常に大きな騒音となる。CFDによる流体音の解析手法において、流体共鳴音を予測する場合、音波の発生、伝播、反射、および放射を捉えなければならない。一般に非圧縮流れの解析手法を用いれば周期的な渦放出を捉えることができるが、ヘルムホルツ共鳴は微弱ながらも密度変動を伴う流れであるため捉えることができず、両者が連成した流体共鳴音を捉えることは原理的には不可能である。一方で圧縮性流れの解析手法によれば、理論的にはこのような共鳴を含んだ現象を捉えることが可能なはずであるが、自動車のような低マッハ数の速度領域においては問題が stiff となり、計算精度・収束性が悪

化するといった問題が生じる<sup>(1)</sup>。

そこで本研究では低マッハ数流れにおいて発生する流体音を精度良く捉えることを目的として、差分格子ボルツマン法(以下 FDLBM)による流体音の直接計算を行なう。これまでの研究により FDLBM が空力音の直接計算に対して有効であることが示されてきた<sup>(3, 4, 5)</sup>。まずこの手法の説明を行なうとともに、本手法を用いて 2 次元平面上において上部に覆いの付いたキャビティ流れにおいて発生する空力音の直接計算を行い、キャビティ上部の開口部の広さを変化させてその影響について考察を行った。次にデフレクターとよばれるデバイスを設置し、そのデバイスによる空力騒音抑制効果を確認する。最後に実際の自動車形状に類似させた格子を作成し、その解析を行い、騒音が発生するメカニズムを数値計算により検証した。

### 2. 計算手法

#### 2.1. 差分格子ボルツマン法 (FDLBM)

FDLBM は流体の運動方程式であるナビエ・ストークス方程式系を何らかの方法で離散化する従来の方法とは異なり、流体を衝突と並進を繰り返す多数の離散的粒子の集合体と考え、これらの規則的な粒子運動を計算することによって連続

2010 年 10 月 1 日受付, 2010 年 11 月 1 日受理

<sup>†</sup>Dedicated to the memory of Prof. Masataka TANAKA

体としての流体運動を模擬する方法である。FDLBMの基礎方程式は離散化ボルツマン方程式であり、時間 $\hat{t}$ 、位置 $\hat{\mathbf{x}}$ の格子点上で速度 $\hat{\mathbf{c}}_i$ をもつ粒子の密度を表す速度分布関数を $\hat{f}_i(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}})$ とすると無次元の基礎方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{f}_i(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}})}{\partial \hat{t}} + \hat{c}_{i\alpha} \frac{\partial \hat{f}_i(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}})}{\partial \hat{x}_\alpha} - \frac{A \hat{c}_{i\alpha}}{\tau} \frac{\partial [\hat{f}_i(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}}) - \hat{f}_i^{(0)}(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}})]}{\partial \hat{x}_\alpha} \\ = -\frac{1}{\tau} [\hat{f}_i(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}}) - \hat{f}_i^{(0)}(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}})] \end{aligned} \quad (1)$$

ここで添字の $i$ は粒子の種類を表しており、総和規約は適用しない。また添字の $\alpha$ は空間座標を表している。 $\tau$ は緩和時間係数、 $\hat{f}_i^{(0)}(\hat{t}, \hat{\mathbf{x}})$ は局所平衡分布関数で、右辺は粒子が衝突することで粒子分布が平衡状態に向かうことを表している。ここでの左辺第3項の $A(>0)$ は負の粘性を表す項で、この項の効果により高レイノルズ数流れにおいて時間ステップを大きくとることができ計算時間を短縮することができる<sup>(6,7)</sup>。また、(1)式は基準長さ $L$ 、一様流の密度 $\rho_0$ 、基準粒子速度 $c$ を用いてそれぞれ以下の無次元数で無次元化してある。

$$\begin{aligned} \hat{t} = \frac{c}{L}t, \quad \hat{x}_\alpha = \frac{x_\alpha}{L}, \quad \hat{c}_{i\alpha} = \frac{c_{i\alpha}}{c}, \quad \hat{f}_i = \frac{f_i}{\rho_0}, \\ \hat{f}_i^{(0)} = \frac{f_i^{(0)}}{\rho_0}, \quad \hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \hat{u}_\alpha = \frac{u_\alpha}{c}, \quad \hat{e} = \frac{e}{c^2} \end{aligned} \quad (2)$$

なお、以降では簡略化の為に、無次元量を示す $\hat{\cdot}$ は省略する。

## 2.2. 2次元21速度熱流体モデル

空力音の直接計算には流体の圧縮性を考慮することが必要である。そこで本研究では圧縮性流体を回復する粒子モデルとして図1および表1に示すような2次元21速度熱流体モデル(D2Q21モデル)を使用する<sup>(7)</sup>。巨視的変数である密度 $\rho$ 、流速 $u_\alpha$ 、内部エネルギー $e$ は速度分布関数 $f_i$ と粒子速度 $c_{i\alpha}$ のモーメントの和により以下のように定義する。

$$\rho = \sum_i f_i \quad (3)$$

$$\rho u_\alpha = \sum_i f_i c_{i\alpha} \quad (4)$$

$$\frac{1}{2}\rho u^2 + \rho e = \sum_i \frac{1}{2}f_i c_i^2 \quad (5)$$

ここで $\sum$ は各格子点上ですべての粒子に対して和をとることを意味する。

局所平衡分布関数はマクスウェル分布を速度の3次のオーダーまでテイラー展開したものをを用い、次式で表される。

$$\begin{aligned} f_i^{(0)} = F_i \rho [1 - 2B c_{i\alpha} u_\alpha + 2B^2 c_{i\alpha} c_{i\beta} u_\alpha u_\beta + B u^2 \\ - \frac{4}{3} B^3 c_{i\alpha} c_{i\beta} c_{i\gamma} u_\alpha u_\beta u_\gamma - 2B^2 c_{i\alpha} u_\alpha u^2] \end{aligned} \quad (6)$$

$$B = -\frac{1}{2e} \quad (7)$$

ここで $F_i$ および $B$ を決めるための拘束条件は、それぞれ以下の5式が必要となる。

$$\text{Density : } \rho = \sum_i f_i^{(0)} \quad (8)$$

$$\text{Momentum : } \rho u_\alpha = \sum_i f_i^{(0)} c_{i\alpha} \quad (9)$$

$$\text{Energy : } \frac{1}{2}\rho u^2 + \rho e = \sum_i \frac{1}{2}f_i^{(0)} c_i^2 \quad (10)$$

$$\text{Momentum flux : } p \delta_{\alpha\beta} + \rho u_\alpha u_\beta = \sum_i f_i^{(0)} c_{i\alpha} c_{i\beta} \quad (11)$$

$$\text{Energy flux : } \left(\frac{1}{2}\rho u^2 + \rho e\right) u_\alpha = \sum_i \frac{1}{2}f_i^{(0)} c_i^2 c_{i\alpha} \quad (12)$$

結局、D2Q21モデルにおける係数 $F_i$ はそれぞれ次式となる。

$$F_i = 1 + \frac{5}{4B} \left( \frac{17}{96B^2} + \frac{35}{48B} + \frac{49}{45} \right) \quad (i=1) \quad (13)$$

$$F_i = -\frac{1}{8B} \left( \frac{13}{16B^2} + \frac{71}{24B} + 3 \right) \quad (i=2, \dots, 5) \quad (14)$$

$$F_i = \frac{1}{16B} \left( \frac{5}{16B^2} + \frac{25}{24B} + \frac{3}{5} \right) \quad (i=6, \dots, 9) \quad (15)$$

$$F_i = -\frac{1}{24B} \left( \frac{1}{16B^2} + \frac{1}{8B} + \frac{1}{15} \right) \quad (i=10, \dots, 13) \quad (16)$$

$$F_i = \frac{1}{4B^3} \left( \frac{B}{3} + \frac{1}{8} \right) \quad (i=14, \dots, 17) \quad (17)$$

$$F_i = -\frac{1}{1536B^3} (2B + 3) \quad (i=18, \dots, 21) \quad (18)$$

また、D2Q21モデルはチャップマン・エンスコグ展開により圧縮性ナビエ・ストークス方程式系が得られることが理論的に確認されている<sup>(7)</sup>。D2Q21モデルにおいて、圧力 $p$ 、粘性係数 $\mu$ 、第2粘性係数 $\lambda$ 、熱伝導係数 $\kappa'$ 、音速 $c_s$ はそれぞれ次の関係式から求められる。

$$p = \rho e \quad (19)$$

$$\mu = \rho e (\tau - A) \quad (20)$$

$$\lambda = -\rho e (\tau - A) \quad (21)$$

$$\kappa' = 2\rho e (\tau - A) \quad (22)$$

$$c_s = \sqrt{2e} \quad (23)$$

また代表速度 $U_0$ 、基準内部エネルギー $e_0$ を用いてレイノルズ数 $Re$ とマッハ数 $Ma$ を定義しておくこと以下ようになる。

$$Re = \frac{\rho_0 L U_0}{\mu_0} \quad (24)$$

$$Ma = \frac{U_0}{c_s} = \frac{U_0}{\sqrt{2e_0}} \quad (25)$$

D2Q21モデルでは(1)式を計算するために $\tau$ を導出することが必要になる。緩和時間係数 $\tau$ を求めるためには、まず(24)式よりレイノルズ数を定め、その後に粘性係数 $\mu$ の値を求め、(20)式より緩和時間係数 $\tau$ を導出する。

基礎方程式(1)の離散化に関しては、時間積分には2次精度ルンゲ・クッタ法を用い、空間微分項の離散化に関しては3次精度風上差分を用いた。

## 3. 問題設定

まず自動車のサンルーフの単純なモデルとして、図2(図2の単位はメートル)に示すような2次元平面上で、上部に覆いの付いたキャビティを設置し、平面に水平な流れにおいて発生する空力音を対象に数値計算を行なった。表2に計算パラメータを示す。またキャビティ内の変動圧力の時間履

Table 1 Velocity set in D2Q21 model

$i$	Velocity vector $(c_{ix}, c_{iy})$	$ c_i $
1	(0,0)	0
2, ..., 5	(1,0),(0,1),(-1,0),(0,-1)	1
6, ..., 9	(2,0),(0,2),(-2,0),(0,-2)	2
10, ..., 13	(3,0),(0,3),(-3,0),(0,-3)	3
14, ..., 17	(1,1),(-1,1),(-1,-1),(1,-1)	$\sqrt{2}$
18, ..., 21	(2,2),(-2,2),(-2,-2),(2,-2)	$2\sqrt{2}$

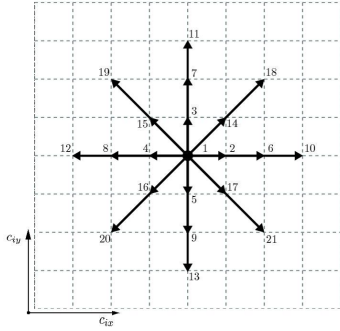


Fig. 1 Velocity set in D2Q21 model

Table 2 Computational parameter

Particle model	D2Q21
Grid (i×j)	501 × 451
Uniform flow velocity	$U_0 = 60$ (m/s)
Unifrom flow density	$\rho_0 = 1.184$ (kg/m <sup>3</sup> )
Characteristic length	$L = 4$ (m)
Coefficient of viscosity	$\mu_0 = 1.846 \times 10^{-5}$ (Pa·s)
Characteristic particle velocity	$c = 346.18$ (m/s)
Characteristic internal energy	$e_0 = 5.992 \times 10^4$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )
Courant number	0.25
Negative viscosity	$A = 0.5$

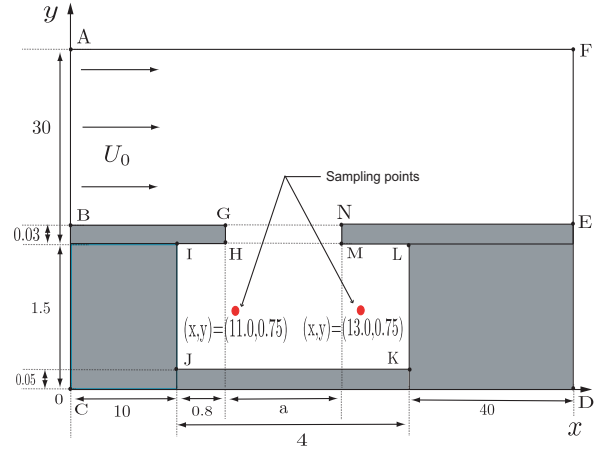


Fig. 2 Schematic diagram

歴を観測する為に  $(x,y)=(11,0.75)$ ,  $(x,y)=(13,0.75)$  の位置にサンプリング点を設けた。計算に使用する格子は  $501 \times 451$  とし、図 3 に格子の形状を示す。グリッドシステムを分かりやすく表示するために、格子間隔表示は 5 分の 1 に間引いて表示した。キャビティ内は等間隔格子 ( $\Delta x = 0.016$ ,  $\Delta y = 0.006$ ), それ以外の領域は不等間隔格子 (最小格子幅は  $\Delta x_{min} = 0.016$ ,  $\Delta y_{min} = 0.006$ , 最大格子幅は  $\Delta x_{max} = 0.946$ ,  $\Delta y_{max} = 0.835$ ) とした。クーラン数は最小格子幅で定義した。初期条件として、物体表面以外の流体では  $x$  軸方向のみ  $U_0$  を与え、密度および内部エネルギーを定数で与えた。境界条件に関しては、(AB,AF,FE) の区間では一様流を与え、(BC,CD,DE,BG,GH,HI,IJ,JK,KL,LM,MN,NE) の区間の物体上における境界条件は、流速に対して粘着条件  $u_{\alpha,w} = 0$ , 温度に対しての断熱の条件  $\partial e_w / \partial n = 0$  を用いた。ここで  $n$  は単位法線ベクトルであり、添字  $w$  は物体表面を表す。具体的には物体上の粒子の局所平衡分布関数  $f_{i,w}^{(0)}$  を以下のように決定する。 $f_{i,w}^{(0)}$  はマクロ量  $\rho_w, u_{\alpha,w}, e_w$  から局所平衡分布関数の定義式から求めることができる。流速は粘着条件から  $u_{\alpha,w} = 0$  であるが、このままでは無視できないすべりが生じるので、分布関数の非平衡成分を 2 次の外挿により加える。密度も同様に 2 次の外挿により決定する。内部エネルギーについては、境界の外側最近接点の値をそのまま用いることにより断熱条件が満たされるとする<sup>(8)</sup>。

音圧の評価に関しては次式で定義される変動圧力を用いる。

$$\Delta p = \frac{p - p_0}{p_0} \quad (26)$$

ここで  $p_0$  は一様流の基準圧力である。

## 4. 計算結果と考察

### 4.1. 開口部が狭い場合

まず、キャビティ上方の開口部の広さの影響を考察するために開口部の広さ  $a$  を変化させて計算を行なった。開口部広さ  $a=1.6$ (m), 基準流速  $U_0=60$ (m/s) としたときのそれぞれ  $t=1.23$ (s),  $t=1.25$ (s) における変動圧力分布を図 4 に、サンプリング点における変動圧力の時間履歴を図 5 に示す。また

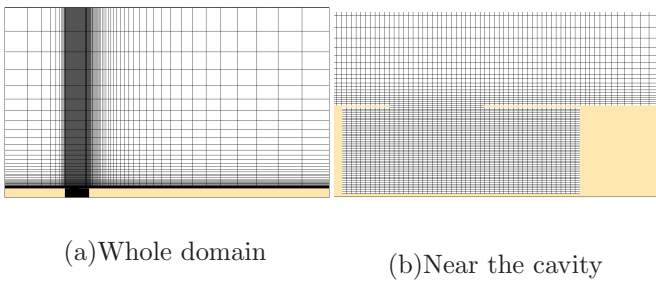


Fig. 3 Grid system

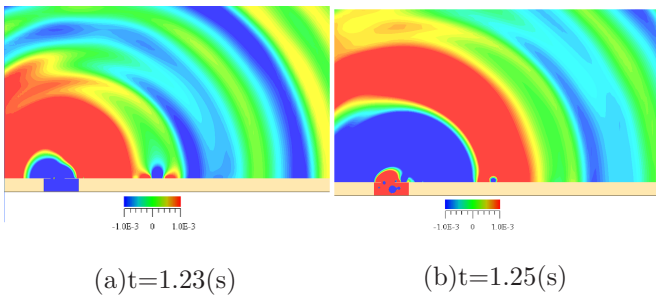


Fig. 4 Pressure fluctuation for narrow opening case

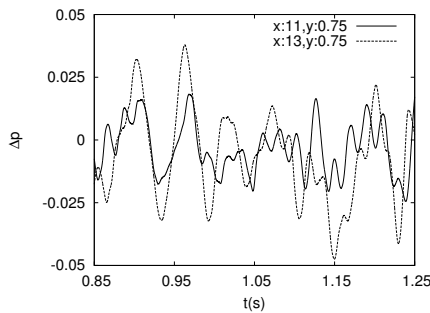


Fig. 5 Time history of pressure fluctuation for narrow opening case at  $(x,y)=(11.0,0.75)$  and  $(x,y)=(13.0,0.75)$

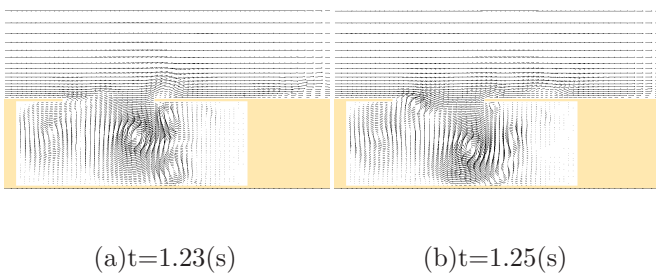


Fig. 6 Flow velocity field for narrow opening case

流速ベクトルを図6に示す. 図4, 5より, キャビティ内全体は同じ位相で圧力変動が起こっており, ヘルムホルツ型の振動が起こっていることが確認できる. また, 圧力変動の図をみるとキャビティ外部へは単極的に音波が放出されていることが分かる. 図6をみるとどちらもキャビティ内中央に大きな渦が形成されており, この中央の大きな渦が原因となり渦上方の流れを変動させて, 渦上方の空気が振動してそれが音源となり, 単極的に音波がキャビティ外へ放出されていると考えられる.

#### 4.2. 開口部が広い場合

図7に開口部の広さ  $a=2.4(\text{m})$ , 基準流速  $U_0=60(\text{m/s})$  のときのそれぞれ  $t=1.19(\text{s})$ ,  $t=1.25(\text{s})$  における変動圧力分布を, サンプルング点における変動圧力の時間履歴を図8に示す. また図9に流速ベクトルを示す.

図7, 8より開口部が広い場合は, キャビティ内の前後で圧力変動の位相が異なっていることが確認できる. これは開口部が狭いときよりキャビティ内へ流れ込む流量が大きく, その結果キャビティ内部の流れが複雑になり, 流れ場全体の構造の時間的変化が大きくなっているためであると考えられる. キャビティ外部へ放出している音波は単極的というよりむしろ二重極的である. またキャビティ外部への音波の放出は, 周期的でなく不規則に放出されていることが確認できる.

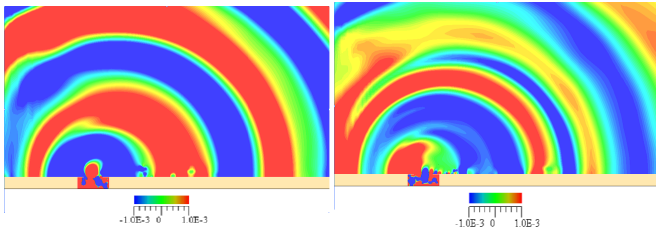
#### 4.3. デフレクターの影響

乗用車においてサンルーフから発生する騒音を抑制するための方法として, 開口部の渦放出周波数と車室内空間の共鳴周波数を離す, 開口部後端からの帰還じょう乱を無くす, 開口部前端からの渦放出形態の2次元性を弱める, 車室内の隙間を多くする, などが挙げられる. 一般的にはサンルーフ開口部前端に設置されるデフレクターにより流れを飛ばし, 開口部後端に流れが当たらないようにして帰還じょう乱の影響を弱める手法がある. そこでデフレクターの影響を確認するために, 図10に示すように, 2次元キャビティの開口部前方にデフレクターを模擬した物体を付加して計算を行なった. 開口部広さ  $a=1.6(\text{m})$ , 基準流速  $U_0=60(\text{m/s})$  としたときのそれぞれ  $t=1.21(\text{s})$ ,  $t=1.25(\text{s})$  における変動圧力分布を図11に示し, 図12にサンプルング点における変動圧力分布の時間履歴を示す, また流速ベクトルを図13に示す.

図11, 12をみると, キャビティ内部の圧力変動はほとんど負圧である. この原因はデフレクター後縁から剥離した流れが開口部後縁へと衝突するが, そのときの流量がデフレクターがないときより少ないため, 結果的にキャビティ内部の共鳴現象の誘起が少なくなった為であると推察できる.

#### 4.4. 車体の影響

次に実際の自動車形状に類似させた格子を作成し, その解析を行い, 車体形状が全体の流れ場や音場にどのような影響を及ぼすかを調べるための計算を行なった. 図14に概念図を示す(図14の単位はメートル). また図15に計算に用いた格子を示す. グリッドシステムを分かりやすく表示するために, 格子間隔表示は5分の1に間引いて表示した. 計算に使用する格子は  $551 \times 561$  とし, キャビティ内は等間隔格



(a)  $t=1.19(s)$  (b)  $t=1.25(s)$   
 Fig. 7 Pressure fluctuation for wide opening case

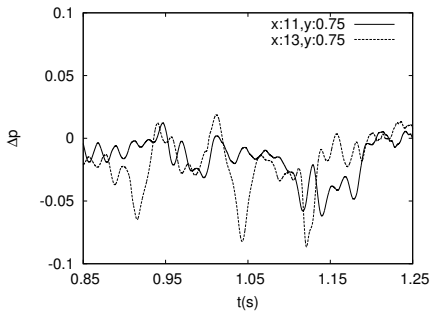
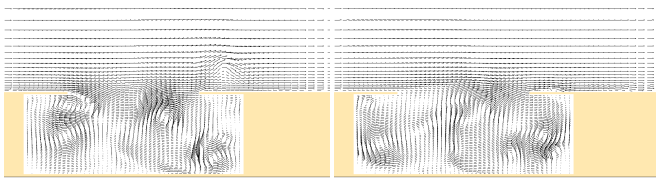


Fig. 8 Time history of pressure fluctuation for wide opening case at  $(x,y)=(11.0,0.75)$  and  $(x,y)=(13.0,0.75)$



(a)  $t=1.19(s)$  (b)  $t=1.25(s)$   
 Fig. 9 Flow velocity field for wide opening case

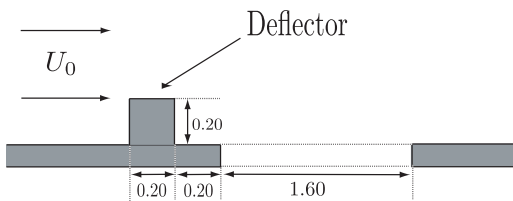
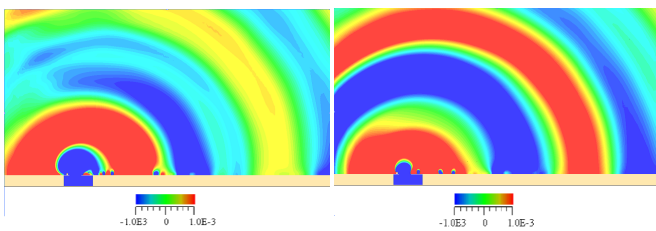


Fig. 10 Shape of deflector



(a)  $t=1.21(s)$  (b)  $t=1.25(s)$   
 Fig. 11 Pressure fluctuation for deflector case

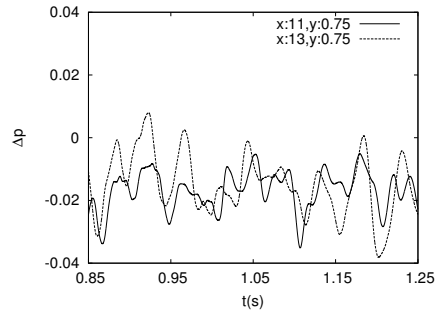
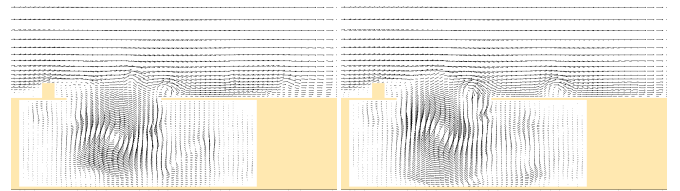


Fig. 12 Time history of pressure fluctuation for deflector case at  $(x,y)=(11.0,0.75)$  and  $(x,y)=(13.0,0.75)$



(a)  $t=1.21(s)$  (b)  $t=1.25(s)$   
 Fig. 13 Flow velocity field for deflector case

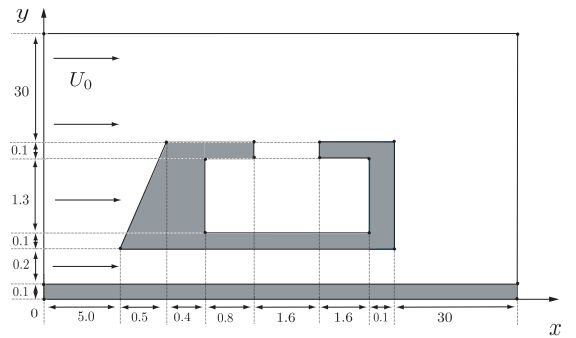
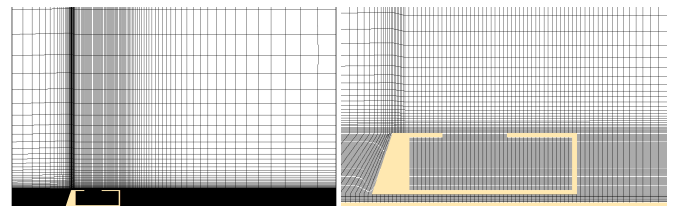
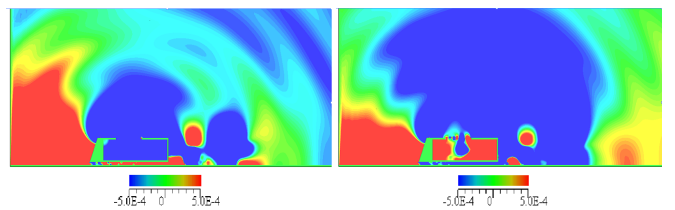


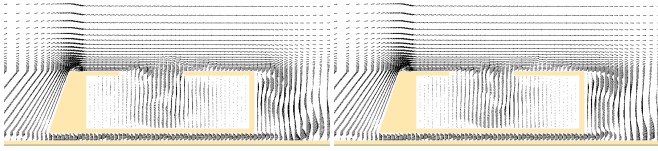
Fig. 14 Schematic diagram of car-body shape



(a) Whole domain (b) Near the cavity  
 Fig. 15 Grid system for car-body shape



(a)  $t=0.57(s)$  (b)  $t=0.60(s)$   
 Fig. 16 Pressure fluctuation for car-body shape case



(a)t=0.57(s) (b)t=0.60(s)  
Fig. 17 Flow velocity field for car-body shape case

子 ( $\Delta x = 0.02, \Delta y = 0.006$ ), それ以外の領域は不等間隔格子 (最小格子幅は  $\Delta x = 0.0075, \Delta y = 0.006$ , 最大格子幅は  $\Delta x = 0.613, \Delta y = 0.835$ ) とした. 計算パラメータは表 2 と同じであるが, 実際の自動車の流速領域に近づけるために基準流速を  $U_0=20(\text{m/s})$  として計算した. 図 16 に  $t=0.57(\text{s})$ ,  $t=0.60(\text{s})$  における変動圧力分布を, 図 17 に速度ベクトルを示す.

図 16 をみると, キャビティ内の中央部や中央部の上方は常に負圧であるが, キャビティ前方と後方では圧力は変動していることが分かる. また車体前方では圧力は常に正圧である. 2次元平面上で覆いの付いたキャビティ流れのときと比べると音場全体の様子が異なり, 両者では音源が違うことが確認できる. 図 17 より, キャビティ内の速度場は大きく変動せずキャビティ内中央部にある渦も変動しない. また, 車外に放出される音波は車体後方より発生する渦による影響が支配的であるということが確認できた.

## 5. 結言

本研究では, 差分格子ボルツマン法による自動車のサンルーフバフェティングの2次元直接計算を行い, その流れ場および音場について考察を行なった. 結論として以下の3つが挙げられる

1. 2次元平面上で覆いの付いたキャビティ流れを計算して, 開口部が狭いときと広いときの場合を比較し, 流れ場や音場の違いをみることを確認できた. 開口部が広いときでは, キャビティ内の圧力変動や流れの変動が大きくカオス的な流れとなり, キャビティ内や外側へ出る音圧も大きい.

2. デフレクターによるキャビティ内での騒音抑制効果を定性的に確認することができた. デフレクターがある場合には, キャビティ内の圧力変動が小さく, 外部へ放出される音圧も小さい.
3. 実際の車体に類似させた格子形状で計算を行った結果, 2次元平面上で覆いの付いたキャビティ流れのときとは音源の違いや流れ場全体の相違がみられた. 車外に放出される音波は車体後方より発生する渦による音源が支配的であり, キャビティ内の圧力変動は小さい.

今後はより詳細に車体形状が流れ場や音場に与える影響について調べる予定である.

## 参考文献

- (1) 稲垣昌英, 村田收, 安倍賢一, 近藤継男: 低マッハ数流れにおける流体共鳴音の数値解析法, 機論, **66**(2000), pp.2274-2281.
- (2) 望月修, 丸田 芳幸: 流体音工学入門, (1996), 朝倉書店, pp.1-115.
- (3) 葛原道久, 栗田誠, 片岡武: 差分格子ボルツマン法による音波の直接計算, 機論, **69**(2003), pp.841-847.
- (4) M.Tsutahara, T.Kataoka, K.Shikata and N.Takata: New Model and Scheme for Compressible Fluids of the Finite Difference Lattice Boltzmann method and Direct Simulations of Aerodynamic Sound, Computers and Fluids, **37**(2008), pp.79-89.
- (5) 田村明紀, 葛原道久: 差分格子ボルツマン法におけるALE法を用いた移動境界周りの流れおよび音場のシミュレーション, (2005), 機論, **71**(2005) pp. 2240-2247.
- (6) 葛原道久, 栗田誠, 岩上武善: 差分格子ボルツマン法における新しいモデル, 機論, **68**(2002), pp.15-21.
- (7) 日本機械学会(編): CFD 最前線, (2007), 共立出版, pp.1-80.
- (8) 渡利實, 葛原道久: 差分格子ボルツマン法の境界条件, 機論, **68**(2002), pp.3229-3237.