差分格子ボルツマン法によるトンネル圧縮波の発生と伝播計算*

赤松 克児^{*1}, 蔦原 道久^{*2}

Numerical Simulation of Compression Wave Generation and Distortion in a Tunnel by the Lattice Boltzmann Method

Katsuji AKAMATSU and Michihisa TSUTAHARA^{*3}^{*3} Graduate School of Engineering, Kobe University,
1-1 Rokkodai, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 657-8501 Japan

Direct numerical simulation of compression wave produced when a high-speed train enters a tunnel, distortion of the compression wave front as it travels in the tunnel, radiation of micro-pressure wave from the tunnel exit are performed using the finite difference lattice Boltzmann method. The discrete Boltzmann equation for the 3D39Q thermal BGK model is solved in three-dimensional space using a second-order Runge-Kutta scheme in time and a third-order-upwind finite difference scheme in space. The arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation (ALE) is applied to model the interaction of the moving train nose and the tunnel portal. Detailed numerical calculations were carried out for axisymmetric trains with the blockage of 0.2 and various nose profiles entering a long circular cylindrical tunnel with straight and stepwise flared portals. The predicted compression wave profiles are found to be in good agreement with linear theory predictions obtained from the analytic expression derived by Howe. It is shown that the distortion of the compression wave front is consistent with the time-domain computation of one-dimensional Burgers equation. Longer nose profiles and tunnel entrance with flared portals are confirmed not only to decrease the initial steepness of the compression wave front but also to counteract the effect of nonlinear steepening.

Key Words: Lattice Boltzmann Method, High Speed Train, Compression Wave, Micro-Pressure Wave, Nonlinear Steepening, Aerodynamic Noise, Numerical Simulation

1. 緒 言

新幹線などの高速列車がトンネルに突入するとき、車体のピストン作用により圧縮波が発生しトンネル内を音速で伝播する。この圧縮波はトンネル出口で反射して膨張波として返ってくるが、そのエネルギーの一部は微気圧波と呼ばれるパルス状の音波としてトンネル外に放射され、低周波公害問題の原因になる⁽¹⁾⁽²⁾(図1)。

微気圧波の強度はトンネル出口に到達する圧縮波の立ち上がりの鋭さ、すなわち波面の圧力勾配に比例することが知られている⁽²⁾。圧縮波波面の圧力勾配は列車のノーズ形状、トンネル入口形状、列車速度などによって決まるが、伝播過程での音響的非線形作用によりトンネル内で勾配が増加する。その結果、音響的に滑らかで有限振幅音波の衝撃波形成距離と同程度の長大トンネルでは、圧縮波は衝撃波になり、微気圧波はソニックブームなみの強さの衝撃音となることがある。また、衝撃波形成距離より長いトンネルや音響減

衰作用の大きいスラブ軌道トンネルでは、一度形成された衝撃波がエネルギー逸散によりトンネル出口に到達するまでに消滅し、微気圧波の強度は低減するとの調査報告がある⁽³⁾。

このようにトンネル圧縮波の発生と伝播および微気圧波の放射は流体と音響の要因が関係する複雑な現象であり、現象解明のために現地測定^{(1)~(3)}、模型実験⁽⁴⁾、理論解析^{(5)~(9)}、数値計算⁽³⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾などによる多くの研究が行われている。Howe⁽⁸⁾⁽⁹⁾は列車ノーズの断面積が変化する部分に単極子、双極子音源を分布させてトンネル入口近くの圧縮波を計算する近似線形理論式を導いている。福田⁽³⁾、真下⁽¹⁰⁾、宮地⁽¹¹⁾はトンネル壁の摩擦を考慮した一次元圧縮性流体の運動方程式の数値解析により圧縮波の伝播計算を行っている。しかしな

Fig. 1 Compression wave and radiation of micro-pressure wave

* 原稿受付 2010年4月12日。

^{*1} 正員、神戸大学大学院工学研究科(〒657-0015 神戸市灘区六甲台町1-1)。

^{*2} 正員、フェロー、神戸大学大学院工学研究科。
E-mail: tutahara@mech.kobe-u.ac.jp

がら、これらの研究では圧縮波の発生とトンネル内伝播を個別のテーマとして取り上げており全体として解析した報告はない。本研究では格子ボルツマン法による数値計算を行い、列車ノーズ形状、列車速度、トンネル入口形状、トンネル長さなどの要因と圧縮波の発生と伝播特性の関係を総合的に解明する。

格子ボルツマン法(LBM)は離散的な速度分布をもつ流体粒子の分布関数の時間発展を計算することにより流体の運動をシミュレーションするもので、数値流体音響分野におけるDNSへの適用が有望視されている⁽¹²⁾。葛原らは円柱、角柱、回転翼などの物体と流体の干渉による放射音のDNS計算^{(13)~(15)}や有限振幅音波の非線形伝播特性の計算結果⁽¹⁶⁾を報告している。

本報告では差分格子ボルツマン法にALE法(Arbitrary Lagrangian Eulerian formulation)⁽¹⁷⁾を組み合わせ、一定速度でトンネルに突入する列車から発生する圧縮波の圧力を計算し、トンネル入口付近の初期波形についてHoweの近似線形理論による計算値と比較する。伝播過程での波形の変形については一次元Burgers方程式の数値解により検証する。また、列車ノーズ長の増加やトンネル入口断面の拡大などが初期圧力勾配の低減と伝播過程における波面の急峻化防止に有効であることを示す。

2. 計 算 方 法

2.1 計算式 ALE法は移動境界を有する計算領域に適用される手法で、移動物体を含む格子はラグランジェ的に扱われるが、流れ場はオイラー的に表される。ALEボルツマン方程式は粒子の移流速度を格子の移動速度との相対速度で置き換えた次式で表される⁽¹⁸⁾。

$$\frac{\partial f_i}{\partial t}(c_{ia} - V_a) \frac{\partial f_i}{\partial x_a} - \frac{A}{\phi} c_{ia} \frac{\partial (f_i - f_i^{eq})}{\partial x_a} = -\frac{1}{\phi} (f_i - f_i^{eq}) \dots \dots \dots (1)$$

ここで f_i は速度分布関数、 f_i^{eq} は局所平衡分布関数、 c_{ia} は粒子速度、 V_a は格子移動速度で列車速度 U に対応する。 ϕ は単一時間緩和係数、添字 i は粒子の種類、 a は空間座標(x, y, z)を表す。左辺第3項は計算を高速に行うための付加項で、 A は正の定数である。本研究では図2の粒子速度ベクトルを有する3次元39速度粒子分布モデルを用いて計算を行う。

流体の密度、運動量、エネルギーは次式のように速度分布関数の全粒子に対するモーメント和で与えられる。

$$\rho = \sum_i f_i \dots \dots \dots (2)$$

Fig. 2 Discrete velocity vectors for D3Q39 model⁽¹⁹⁾

$$\rho u_a = \sum_i f_i c_{ia} \dots \dots \dots (3)$$

$$\frac{1}{2} \rho u^2 + \rho e = \sum_i \frac{1}{2} f_i c_{ia}^2 \dots \dots \dots (4)$$

e は内部エネルギーである。局所平衡分布関数は流体が平衡状態に達したときの粒子速度分布で、局所的な流体密度、流速、温度によって一意に決定され、流速の3次まで考慮した次式が用いられる。

$$f_i^{eq} = F_i \rho \left[1 - 2B c_{ia} u_a + 2B^2 (c_{ia} u_a)^2 - \frac{4}{3} B^3 (c_{ia} u_a)^3 + B u_a^2 - 2B^2 c_{ia} u_a u_a^2 \right] \dots (5)$$

$B = -3/(4e)$ 、 F_i は B と粒子速度 c_{ia} の関数として与えられる係数である⁽¹⁹⁾。圧力と音速は次式より求められる。

$$p = \frac{2}{3} \rho e \dots \dots \dots (6)$$

$$c_s = \sqrt{\frac{10}{9}} e \dots \dots \dots (7)$$

2.2 離散化式と計算手順 式(1)の時間微分項に2次のルンゲ・クッタ法を適用すると $n+1/2, n+1$ ステップの速度分布関数は次式で表される。

$$f_i^{n+(1/2)} = f_i^n + \frac{1}{2} \Delta t \left[-(c_{ia} - V_a) \frac{\partial f_i^n}{\partial x_a} + \sigma c_{ia} \frac{\partial (f_i^n - f_i^{n,eq})}{\partial x_a} - \frac{1}{\epsilon} (f_i^n - f_i^{n,eq}) \right] \dots (8)$$

$$f_i^{n+1} = f_i^n + \Delta t \left[-(c_{ia} - V_a) \frac{\partial f_i^{n+(1/2)}}{\partial x_a} + \sigma c_{ia} \frac{\partial (f_i^{n+(1/2)} - f_i^{n+(1/2),eq})}{\partial x_a} - \frac{1}{\epsilon} (f_i^{n+(1/2)} - f_i^{n+(1/2),eq}) \right] \dots \dots \dots (9)$$

ここで $\sigma = A/\phi$ 、 $\epsilon = A/\sigma$ である。式(1)左辺第2項の空間微分には4次の中心差分に3次の数値粘性項を加えた次式による離散化を行う。

$$(c_a - V_a) \frac{\partial f}{\partial x_a} \Big|_j = (c_a - V_a)$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{f_{j-2} - 8f_{j-1} + 8f_{j+1} - f_{j+2}}{12\Delta x_a} \\ & + \kappa |c_a - V_a| \frac{f_{j-2} - 4f_{j-1} + 6f_j - 4f_{j+1} + f_{j+2}}{12\Delta x_a} \\ & \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

j は格子番号, κ は数値粘性係数である.

軸対称計算領域の断面を図3に示す. 計算領域は右からトンネル入口空間, トンネル内部, トンネル出口空間で構成され, 図3中にトンネル半径で基準化した各部分の寸法を示す. 空間の寸法は境界からの反射波が解析対象の現象に影響しない大きさである. 列車は図の右から左に一定速度 U で進行する. 太い破線は移動格子と静止格子の境界を示し, 列車を含むトンネル内とその延長部分に移動格子を適用し, トンネル壁から上の部分は静止格子とする. 図4に移動格子と静止格子の接合を示す. 実線は移動格子, 破線は静止格子を表し, 中間に接合部がある. 列車の進行とともに図4(a)から(b)のように接合部が変形するが, 変形量が格子間隔の1/2になると(c)のように接合点がスイッチされ, 同時に全ての情報が進行方向に順送りされる. 移動格子は時間ステップ毎にオイラー座標上で書き換えられるが, 並進のみで変形はないのでメトリックスの計算は最初の1回のみ行われる. 接合部のメトリックスは毎回計算されるが, 接合部での流れの不連続, 音波の反射, 屈折, 散乱等は見られない.

列車およびトンネル壁面上の速度分布関数は非平衡量外挿方式で求める. この方式は境界面上の速度分布関数を平衡成分と非平衡成分に分け, 平衡成分である局所平衡分布関数を流れに対する境界条件から求め, 非平衡成分を近接流体の非平衡成分から外挿するもの

Fig. 3 Cross section of axisymmetric computational domain

Fig. 4 Schematic diagram of grid connection

である⁽²⁰⁾. 流れの境界条件は列車に対して粘着条件, トンネル壁には音響的に滑らかな境界を想定してすべり条件, 入口空間と出口空間の外側境界には自由流出条件, 周方向は周期条件を適用する. 温度に対しては断熱条件である.

3. 計算結果

図5に示す円錐, 放物面, 楕円面の3種類の列車ノーズ形状および直線と拡大の3種類のトンネル入口形状について計算を行った. Flaredと表示したトンネル入口形状は断面を段階的に変化させたもので, 楕円面ノーズについて計算を行った. 列車とトンネルの断面積比 A_0/A は0.2, 列車ノーズ部分のアスペクト比 h/L は0.2である. 円錐形ノーズに対しては A_0/A は一定で L を変えることによりアスペクト比を変化させた形状についても計算を行った. 列車速度のマッハ数は0.25であるが, 速度の影響を円錐形ノーズについて調べた.

計算結果は領域全体の一断面の流速と圧力を一定時間間隔ごとに出力し, 圧力の時間変化をトンネル壁面上5箇所とトンネル出口断面中心から45°方向 $r/R=10$ の距離の出口空間内で記録した. 圧力上昇 Δp は大気圧との差を大気圧で割った無次元圧力, 流速はマッハ数, 距離 x と時間 t はトンネル半径 R と音速 c_0 を基準とする無次元数で表示する. x の原点はトンネル入口, 時間の基準は列車先頭がトンネル入口に達したときに $t=0$ である. なお式(1)の ϕ は無次元数で 0.25×10^{-2} , $A=0.99\phi$, 式(10)の κ は1である.

3.1 トンネル内の流速および圧力

円錐形ノーズの列車が進入するときのトンネル入口付近の圧力分布および渦度分布の濃淡図を図6に示す. 図6(a)圧力の表示範囲は0~0.03, (b)渦度の表示範囲は-1~1である. 圧力分布では列車前方の圧力が次第に上昇する様子, 渦度分布では車体表面とトンネル入口で流れのはく離による渦の形成が観測される.

Fig. 5 Configuration of train nose profiles and tunnel portals

(a) Pressure rise shading

(b) Vorticity shading

Fig. 6 Flow visualization in the vicinity of tunnel entrance (cone)

図7にトンネル内の圧力分布の数値データを示す。図7(a)は壁面上の長さ方向、(b)は列車の0.5R前方断面、(c)は先頭から5R後方断面の半径方向の変化である。横軸の $x-x_0$ は列車先頭からの相対距離、 r は中心軸からの距離、パラメータの x_0 は列車の先頭位置である。図7(c)の $r < 0.45$ は車体内になるので計算値は存在しない。

トンネル内の流速分布を図8に示す。図7と同様図8(a)は長さ方向、(b)(c)は半径方向の変化である。図7, 8からトンネル内の圧力と流速は半径方向に一樣であり、圧縮波は平面波として伝播していることが分かる。ノーズ先端から圧縮波の波面までの距離は列車の進行とともに増加する。圧力の変化は波面先端から急速に上昇する部分とその後の徐々に増加する部分が観測される。前者はノーズの断面積変化部がトンネル入口断面を通過するときが発生する圧力上昇で、後者はトンネル内走行時の車体表面摩擦による圧力上昇である。トンネル内の流れは車体の平行部で方向が反転する。これはノーズがトンネルに突入するときの平均流速の変化を示した図9からも明らかである。このことから列車によって押し込まれた空気の一部はトンネル入口から流出することが分かる。

3.2 圧縮波の発生 列車がトンネルに突入するときに発生する圧縮波の圧力を Howe の近似線形理論式(4.1節参照)の適用条件 $|x| \gg \sqrt{\pi}$ を考慮して $x = -10$ の位置で計算した [図10(a)]。実線、破線、

Fig. 7 Axial and radial variation of pressure rise (cone)

Fig. 8 Axial and radial variation of flow velocity (cone)

Fig. 9 Mean axial flow velocity vs. nose position (cone)

Fig. 10 Compressive wave pressure rise and pressure gradient

点線は LBM の計算結果で記号は理論式による計算値である。円錐、楕円、放物線型のノーズ形状について両者を比較している。出口空間の微気圧波の圧力はトンネル出口に到達した圧縮波の圧力勾配に比例するので、上記圧力の差分から求めた圧力勾配を図 10(b)に示す。ノーズ形状によってピークの位置と大きさが変化している。

円錐型ノーズ形状について、アスペクト比は 0.2 で列車速度を変化させた場合と、列車速度は 0.25 で傾斜部分の長さを変えてアスペクト比を変化させた場合の圧力上昇、圧力勾配を図 11, 12 に示す。観測位置は $x = -20$ である。列車速度の減少とノーズ長の増加によって波長が長くなり(波面の切立ちが緩慢になる)、圧力勾配が減少している。

トンネル入口断面を図 5 のように 2 段階、4 段階に拡大したものと直線トンネルの比較を図 13 に示す。ノーズ形状は楕円型で観測位置は $x = -20$ である。段階的に拡大したトンネルの圧力は小さな波打ちはあ

Fig. 11 Comparison of pressure rise and pressure gradient for different train speeds (cone)

Fig. 12 Comparison of pressure rise and pressure gradient for different nose lengths (cone)

るが、ほぼ直線的に上昇している。これに対応して圧力勾配の顕著なピークがなくなっている。

3.3 圧縮波のトンネル内伝播と微気圧波の放射

圧縮波の伝播過程での変化を調べるためにトンネル内の各点で観測した圧力上昇と圧力勾配を図 14 に示す。ノーズ形状は円錐形である。各観測点の Δp は時間経過とともに増加するが、 $x = -10$ の $t > 40$ で低下するのは列車の到達によるものである。また、 $x = -90$ の低下はトンネル出口からの反射波の影響による。

dp/dt の最大値はトンネル入口からの距離とともに増加しており、波面が切立っていることが分かる。

圧力勾配の最大値に対する列車速度とノーズのアスペクト比の影響を調べた結果を図 15 に示す。図 15(a) は速度、(b) はアスペクト比を変えた場合である。両ケースともトンネル入口での最大勾配が大きい程、その後の増加割合が大きくなっている。このことから初期の圧縮波が急峻であればあるほど、より短い距離で衝撃波になると推察される。

トンネル入口を 2 段階に拡大した場合について圧力

Fig. 13 Comparison of pressure rise and pressure gradient for different tunnel portals (ellipsoid)

Fig. 14 Pressure rises and pressure gradients along the tunnel (cone)

勾配の最大値の変化を図 16 に示す。この場合、初期波の勾配が小さいので伝播過程での変化は見られない。

トンネル出口から放射される微気圧波の圧力を 45° 方向 $r=10$ の位置で観測した結果を図 17 に示す。実線は観測値で破線はトンネル出口 $x=-90$ における圧縮波の圧力勾配から求めた値 (4.3 節参照) である。

Fig. 15 Pressure gradients as functions of distance for various train speed and nose lengths (cone)

Fig. 16 Pressure gradients as a function of distance from tunnel entrance for unflared and flared portals (ellipsoid)

Fig. 17 Comparison of micro-pressure waveform (cone)

4. 考 察

4.1 近似線形理論との比較 円筒形トンネルに軸対称の列車が進入するときに発生する圧縮波の近似線形理論式が Howe によって導かれている。圧力は車体表面に分布した単極子, 双極子音源とトンネルの伝播特性を表すグリーン関数から求められ, トンネル入口近くの圧力上昇が次式より計算される⁽⁹⁾。

$$p \approx \frac{\rho_0 U^2}{A(1-M^2)} \left(1 + \frac{A_0}{A} \right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_r}{\partial x} (x+U[t]) \frac{\partial \varphi^*}{\partial x} (x) dx \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで ρ_0 , U , M , A はそれぞれ大気密度, 列車速度, マッハ数, トンネル断面積である。 A_r , A_0 は車体のノーズと平行部分の断面積で, A_r は先端からの距離の関数である。 $[t]$ は遅れ時間 $t-l/c$, l はトンネル入口から観測点までの開口端補正を含む距離である。 $\varphi^*(x)$ はトンネル入口から流出する単位速度渦なし流れの速度ポテンシャルで, フランジなし円筒ダクトに対して次の理論式が示されている⁽⁸⁾。

$$\frac{\partial \varphi^*}{\partial x} (x) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty I_0 \left(\frac{\xi r}{R} \right) \left[\frac{2K_1(\xi)}{I_1(\xi)} \right]^{1/2} \times \sin \left\{ \xi \left[\frac{x}{R} + Z(\xi) \right] \right\} d\xi \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$Z(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \ln \left[\frac{K_1(\mu) I_1(\mu)}{K_1(\xi) I_1(\xi)} \right] \frac{d\mu}{\mu^2 - \xi^2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

r は中心軸からの距離, I_0 , I_1 , K_1 は変形ベッセル関数⁽²¹⁾である。

図 10 に記号で示したデータは上式を無次元化した式による計算結果である。 $t < 20$ では LBM と線形理論の値はよく一致している。 $t > 20$ の LBM の結果では車体表面摩擦の影響により Δp は徐々に増加するが, 線形理論では摩擦の影響は考慮されていないので両者は一致しない。 図 10 に示した圧力勾配 dp/dt の値も放物面ノーズの最大値付近を除いて両者はほぼ一致している。

次にトンネル入口断面を段階的に拡大した場合について LBM と線形理論の計算値を比較する。 式(12)の速度ポテンシャル $\varphi^*(x)$ にはラプラス方程式の数値解を用いる。 トンネル入口形状 flared 2 に対する数値解のトンネル中心軸上の $\partial \varphi^* / \partial x$ の値を図 18 に, 楕円ノーズ形状について計算した $x = -10$ における圧力上昇の比較を図 19 に示す。 この場合も LBM と線形理論の計算値はよく一致している。

4.2 非線形波動伝播理論との比較 3.3 節に示した圧縮波の非線形性による波形の変形を管内一次元波動に対する Burgers 方程式の解で検証する。 Bur-

Fig. 18 Derivative of velocity potential for flared portal

Fig. 19 Numerical predictions for flared portal (ellipsoid)

gers 方程式は初期波形が正弦波の場合は級数形で表される理論解が存在するが⁽¹⁶⁾, 任意の初期波形の場合は数値的に解を求める必要がある⁽²²⁾。 この数値解法は無次元化 Burgers 方程式

$$\frac{\partial P}{\partial \sigma} = AP \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \quad \dots\dots\dots (14)$$

に $P(\sigma=0, \theta)$ の初期値を与えて $P(\sigma+\Delta\sigma, \theta+\Delta\theta)$ を順次計算するものである。 ここで $P = p/p_0$, $\sigma = x/\bar{x}$, $\bar{x}$: 衝撃波形成距離, $\theta = \omega\tau$, τ : 遅れ時間, Γ : Gold'burg 数, A : 係数である。 詳細は省略するが計算には非線形項と拡散項を分離して計算する部分ステップ法のアルゴリズム⁽²²⁾を用いる。 近似線形理論との比較(3.2 節)に用いた $x = -10$ における LBM の波形を基点の値として $x = -50$, -90 における波形を計算した結果と LBM 計算値との比較を図 20 に示す。 $x = -90$ までの範囲で LBM と Burgers 方程式の計算結果は一致している。 なお, 基点の選び方が LBM 妥当性の検証に影響することはない。 詳しくは文献(16)を参照されたい。

4.3 トンネル微気圧波の放射 微気圧波の音圧はトンネル出口に到達した圧縮波の圧力勾配に比例する単極子音源からの放射音圧として次式から求められる⁽⁸⁾。

$$p_{\text{micro}} \approx \frac{\alpha A}{2\pi c_s r} \frac{\partial p}{\partial t} \left(t - \frac{r}{c_s} \right) \quad \dots\dots\dots (15)$$

Fig. 20 Comparison of LBM and Burgers predictions

ここで A はトンネル断面積, α は出口開口端の透過係数を表し $O(1)$ の定数である. 図 17 の圧力勾配からの推定値は式 (15) において $\alpha \approx 0.8$ として計算した値である. パルスの立下りの部分を除いて観測波形とほぼ一致している.

5. 結 語

本研究では高速列車がトンネルに突入するときが発生する圧縮波と微気圧波の計算に差分格子ボルツマン法を適用することを提案し, 円筒型トンネルに突入する種々のノーズ形状の列車について詳細な計算を行った. その結果, トンネル入口付近の初期波形はノーズの断面が変化する部分に単極子, 双極子音源を分布させる近似線形理論による計算値とほぼ一致することが分かった. また, トンネル内波動の非線形作用による波形の切り立ち現象は Burgers 方程式の数値解と一致することを示した. この波形の切り立ちは初期波の圧力勾配によって変わり, ノーズ形状とトンネル入口形状の改善による初期波圧力勾配の低減はトンネル出口の微気圧波放射に対して初期圧力勾配の低減と非線形作用による急峻化の緩和の相乗効果がある.

このように格子ボルツマン法はトンネル圧縮波の発生と伝播を同時に精度よく計算することができ, 複雑な現象の解明に有効であることが分かった.

謝 辞

本研究の内容について財団法人鉄道総合技術研究所の前田達夫博士および関係者の皆様から多くの助言を頂いたことに感謝の意を表す.

文 献

- (1) Ozawa, S., Morimoto, Y., Maeda, T. and Kinoshita, M., Investigation of the Pressure Wave Radiated from a Tunnel Exit (in Japanese), *Railway Technical Research Report*, No. 1023 (1976).
- (2) Ozawa, S., Studies of Micro-Pressure Wave Radiated from a Tunnel Exit (in Japanese), *Railway Technical Research Report*, No. 1121 (1979).
- (3) Fukuda, T., Ozawa, S., Iida, M., Takasaki, T. and Wakabayashi, Y., Distortion of Compression Wave Propagation through Very Long Tunnel with Slab Tracks, *JSME International Journal, Ser. B*, Vol. 49, No. 4 (2006), pp. 1156-1164.
- (4) Aoki, T., Matsuo, K., Hidaka, H., Noguchi, Y. and Morihara, S., Attenuation and Distortion of Propagating Compression Wave in a High-Speed Railway Model and Real Tunnels, *Proceedings of the International Symposium on Shock Waves*, (1995), pp. 347-352.
- (5) Sugimoto, N., Propagation of Non-Linear Acoustic Waves in a Tunnel with an Array of Helmholtz Resonators, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 244 (1992), pp. 55-78.
- (6) Sugimoto, N., Sound Field in a Tunnel Generated by a Traveling High Speed Train, *Theoretical Computational Acoustics*, No. 1 (1994), pp. 45-56.
- (7) Sugimoto, N. and Ogawa, T., Acoustic Analysis of the Pressure Field in a Tunnel, Generated by Entry of a Train, *Proceedings of the Royal Society of London*, A 454 (1998), pp. 2083-2112.
- (8) Howe, M. S., The Compression Wave Produced by a High-Speed Train Entering a Tunnel, *Proceedings of the Royal Society of London*, A 454 (1998), pp. 1523-1534.
- (9) Howe, M. S., Iida, M., Fukuda, T. and Maeda, T., Theoretical and Experimental Investigation of the Compression Wave Generated by a Train Entering a Tunnel with a Flared Portal, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 425 (2000), pp. 111-132.
- (10) Mashimo, S., Nakatsu, E., Aoki, T. and Matsuo, K., Attenuation and Distortion of Compression Wave Propagating in a High-Speed Railway Tunnel, *JSME International Journal, Ser. B*, Vol. 40, No. 1 (1997), pp. 51-57.
- (11) Miyachi, T., Fukuda, T. and Ozawa, S., Numerical Simulation of Distortion of Compression Wave Propagating Through a Tunnel with Ballasted Track (in Japanese), *RTRI REP*, Vol. 21, No. 3 (2007), pp. 29-34.
- (12) Chen, S. and Doolen, G. D., Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 30 (1998), pp. 329-364.
- (13) Tsutahara, M., Kataoka, T., Shikata, K. and Takada, N., New Model and Scheme for Compressible Fluids of the Finite Difference Lattice Boltzmann Method and Direct Simulation of Aerodynamic Sound, *Computers and Fluids*, No. 37 (2008), pp. 79-89.
- (14) Tamura, A., Tsutahara, M., Kataoka, T., Aoyama, T. and Yang, C., Numerical Simulation of Two-Dimensional Blade-Vortex Interactions Using Finite Difference Lattice Boltzmann Method, *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 9 (2008), pp. 2235-2247.
- (15) Kang, H. and Tsutahara, M., An Application of the Finite Difference-Based Lattice Boltzmann Model to

- Simulating Flow-Induced Noise, *International Journal for Numerical Method in Fluids*, Vol. 53 (2007), pp. 629-650.
- (16) Akamatsu, K., Tamura, A., Kataoka, T. and Tsutahara, M., A Numerical Simulation for Finite Amplitude Sound Waves Using Finite Difference Lattice Boltzmann Method (in Japanese), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 75, No. 752 (2009), pp. 718-723.
- (17) Hirt, C. W., Amsden, A. A. and Cook, J. L., An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds, *Journal of Computational Physics*, Vol. 14 (1974), pp. 227-253.
- (18) Tamura, A. and Tsutahara, M., Direct Simulation of Acoustic Waves Emitted from Moving Bodies by the Finite Difference Lattice Boltzmann Method, *AIAA Paper*, 2006-2489 (2006).
- (19) Tsutahara, M., Takada, N. and Kataoka, T., *Lattice gas and Lattice Boltzmann Methods* (in Japanese), (1999), pp. 99-108, Corona-sha.
- (20) Guo, Z. L. et al., Non-Equilibrium Extrapolation Method for Velocity and Pressure Boundary Conditions in the Lattice Boltzmann Method, *Chinese Physics*, Vol. 11, No. 4 (2002), pp. 366-374.
- (21) Moriguchi, S., Udagawa, K. and Hitotsumatsu, S., *Mathematical formula III* (in Japanese), (1960), p. 170, Iwanami.
- (22) Cleveland, R. O. et al., Time-Domain Modeling of Finite-Amplitude Sound in Relaxing Fluids, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 99, No. 6 (1996), pp. 3312-3318.