トンネル内圧縮波の一次元数値シミュレーション*

渡辺力夫^{*1}, 藤井孝藏^{*2}, 東野文男^{*3}One-dimensional Numerical Simulation of a Compression Wave Induced
by a Train Entering a Tunnel

Rikio WATANABE, Kozo FUJII and Fumio HIGASHINO

One-dimensional unsteady Euler equations are solved for the investigation of the flow field induced by a train entering a tunnel. The effect of the moving train is included in the basic equations as an area change in time. The equations are discretized by the finite difference method, and the calculations are performed for trains with various speeds, cross-sectional areas and nose area gradients. Effects of these parameters on the strength of a compression wave and the maximum pressure gradient are studied. Computed strength of the compression wave shows good agreement with the theoretical 1-D analysis and the axisymmetric numerical simulation. The one-dimensional flow model is validated through the comparison of computed pressure gradient with multidimensional numerical simulations.

Key Words: Numerical Analysis, Compressible Flow, Unsteady Flow, Compression Wave, Train

1. はじめに

列車がトンネルに突入する際、トンネル内には一次元的な圧縮波が誘起される。この圧縮波は、トンネル内をその波面を切り立たせながら伝ばし、トンネル出口に到達する。そして、トンネル出口から出るとき微気圧波と呼ばれるパルス状の圧縮波となって周囲に伝ばし、騒音の原因となる(図1)。この現象は列車の高速化に伴い大きくなっていくので、将来の高速列車の実現のために列車形状やトンネル形状の工夫が必要となる。トンネル内圧縮波の研究としては、いくつかの理論的および実験的な基礎研究⁽¹⁾⁽²⁾があるが、最近では三次元数値シミュレーションによるトンネル突入時の流れ場の解析⁽³⁾も行われており、実際の現象をかなり精度よく再現している。しかし、このような大規模な計算では多大な計算時間とそれにかかわる労力が必要とされる。

そこで著者らは、簡便にトンネル内圧縮波を調べる方法として、一次元の数値計算による方法を提案し

た⁽⁴⁾。一次元で計算を行うことの利点としては、計算手順およびデータ整理の簡略化、格子解像度向上の容易さ、列車形状のパラメトリックな調査が簡単にできる、などが挙げられる。

鹿毛らはすでに、トンネル内の流れ場が一次元的であり、圧縮波が列車の突入によるトンネル断面積の減少によって誘起されるという考えに基づき、特性線の方程式を利用してトンネル内圧縮波について調べている⁽⁵⁾。しかし、理論解析や他の数値計算等との比較が示されておらず、得られた結果についての検証が十分とはいえない。

本論文では列車のトンネル突入を断面積の時間的変化としてとらえ、断面積変化を考慮した一次元の非粘性方程式を解くことでトンネル内に誘起される圧縮波の特性について調べる。鹿毛らは一次元非粘性方程式を特性方程式に変換して解いているが、本計算では直

図1 トンネル内圧縮波

* 原稿受付 1994年12月20日。

^{*1} 学生員, 東京農工大学大学院 (〒184 小金井市中町2-24-26)。^{*2} 正員, 宇宙科学研究所 (〒229 相模原市由野台3-1-1)。^{*3} 正員, 東京農工大学工学部。

接に流体方程式を差分法によって解く⁽⁴⁾⁽⁶⁾。特に数値シミュレーション結果から得られる圧縮波の圧力上昇幅や波面こう配に着目して、理論解析や多次元数値解析との比較を行い、一次元の仮定に基づく予測法の可能性と適用限界について考察する。

2. 基礎方程式

本計算では、列車のトンネル突入をトンネル有効断面積の減少として表現しているため、断面積の時間変化を考慮に入れた方程式を定式化する必要がある。ここでは断面積の空間こう配による運動量の項、および断面積の時間変化(拡大、縮小)によるエネルギーの項をわき出し項として一次元のオイラー方程式に組み込んだ。

$$\frac{\partial(QA)}{\partial t} + \frac{\partial(FA)}{\partial x} = H \dots\dots\dots (1)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ u(e+p) \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ p \frac{\partial A}{\partial x} \\ -p \frac{\partial A}{\partial t} \end{bmatrix}$$

ただし、

ρ : 密度

u : 速度

e : 単位体積あたりの全エネルギー

p : 圧力

A : 断面積

x : 距離

t : 時間

Q : 保存量のベクトル

F : 流束

H : わき出し項

で、 $p(\partial A/\partial x)$ は断面積の空間こう配による運動量の項、 $-p(\partial A/\partial t)$ は断面積の時間変化によるエネルギーの項である。

図2 流れ場モデル

3. 計算方法

図2に計算モデルを示す。 x 方向にトンネル断面積分布を与え、列車の突入をトンネル断面積が減少することで表現している。計算領域の長さは、トンネル入口を原点として x 方向に10とした。なお、基準長はトンネル等価直径(円筒形のトンネルの断面積が1となるとき直径)とした。図3にトンネルに突入させる列車を模した物体の形状を示す。ここで、

A_{TN} : トンネル断面積

A_{TR} : 列車断面積

L : 列車先頭部長さ

である。列車の全長は5で先頭部は断面積が直線的に変化するものとした。すなわち、列車先頭部では $(\partial A_{TR}/\partial x)$ が零でない一定値であり、円筒形の物体を考えると、 $[\partial(\pi r_{TR}^2)/\partial x]$ が一定であることに相当するので(r_{TR} : 列車半径)、これは、先頭形状が放物形の円筒形物体に対応する。物体は時刻 $t=0$ において先端部が $x=0$ に位置し、ここから突入速度 U_{in} でトンネルに突入する。数値計算上では、列車に相当する断面積の減少部分が時間的に移動することになる。格子点数は6000点、クーラン数は0.5で一定とした。流束項の離散化には、RoeのFlux Difference Splitting⁽⁷⁾を用い、MUSCL法⁽⁸⁾⁽⁹⁾による高次精度化を行った。時間積分は図4に示すような検査領域を考え、以下のような二段階の陽積分を行った。

(1st step)

$$Q_j^{n+1/2} V_j^{n+1/2} - Q_j^n V_j^n \\ = -\frac{\Delta t}{2} (A_{j+1/2}^n \bar{F}_{j+1/2}^n - A_{j-1/2}^n \bar{F}_{j-1/2}^n)$$

図3 列車モデル

図4 検査領域

(2nd step)

$$Q_j^{n+1} V_j^{n+1} - Q_j^n V_j^n \\ = -\Delta t (A_{j+1/2}^{n+1/2} \bar{F}_{j+1/2}^{n+1/2} - A_{j-1/2}^{n+1/2} \bar{F}_{j-1/2}^{n+1/2})$$

ここで、 Q は保存量、 $\bar{F}$ は数値流束、 V は検査領域の体積、 A は断面積、 Δt は時間増分、 n は時間レベルを示す。用いたのは差分法ではあるが、実質的には $j-1/2, j+1/2$ の位置に定義された仮想セル境界に対する有限体積法といってもよい。わき出し項は 2nd step で求められた Q_j^{n+1} の各項に対して次のように計算する。

(運動量の項)

$$(\rho u)_j^{n+1} = (\rho u)_j^n + p_j^{n+1/2} \Delta t (A_{j+1/2}^{n+1/2} - A_{j-1/2}^{n+1/2}) / V_j^{n+1}$$

(エネルギー項)

$$e_j^{n+1} = e_j^n + p_j^{n+1/2} \Delta x (A_{j+1/2}^{n+1/2} - A_{j-1/2}^{n+1/2}) / V_j^{n+1}$$

ここで、 p は圧力、 Δx は検査領域の x 方向の距離である。

次に、境界条件を考える。まず、トンネル入口での条件は圧力を大気圧固定にして、密度と速度を外挿した。列車先頭部がトンネルに突入する際、トンネル入口では出口方向に流れが誘起され、ある程度の圧力変動が生ずるが、その変動量は大気圧に比してかなり小さいことから⁽¹⁰⁾、このような条件とした。

本研究では圧縮波の生成過程を調査対象としているので、トンネル出口を考慮していない。よって、計算領域終端での境界条件を、トンネルが無限に続いていることに相当する無反射境界条件とした⁽¹⁰⁾。具体的には、リーマン不変量を用いて次のような手順で境界の物理量を求める。まず、境界面に垂直な方向に特性量の伝播を考え、特性線 $u_n + c$, $u_n - c$ に沿って伝ばする特性量 R^+ , R^- を R^+ については計算領域内部の値を、 R^- については静止流の値を用い、等エントロピー流れの仮定のもとで次式のように求める。ただし、 u_n は境界面に垂直な流速成分である。

$$R_B^+ = u_{ni} + \frac{2c_i}{\gamma - 1}, \quad R_B^- = u_{n\infty} - \frac{2c_\infty}{\gamma - 1}$$

ここで、添字 B は境界上での値、 i は計算領域内の値を示し、 ∞ は静止流の値を示す。また、 γ は比熱比である。この二つの式から境界面上の速度と音速が次のように求められる。

$$u_{nB} = \frac{R_B^+ + R_B^-}{2}, \quad c_B = (R_B^+ - R_B^-) \frac{\gamma - 1}{4}$$

境界における密度 ρ および圧力 p は、計算領域内の値を用いて等エントロピーの関係より求める。

$$\frac{p_B}{\rho_B^\gamma} = \frac{p_i}{\rho_i^\gamma}$$

この条件の適用により、計算領域終端からの非物理的な反射波の発生を避けることができる。

以下の章では、トンネル内圧縮波に影響を及ぼすパラメータとして、列車突入マッハ数 $M_{in}(=U_{in}/c_0)$ 、 c_0 : 大気音速)、トンネルと列車の断面積比(ブロックage) $R(=A_{TR}/A_{TN})$ 、先頭部長さと列車等価直径の比 $R_N(=L/D_{TR}, D_{TR}=2\sqrt{A_{TR}/\pi})$ の三つを取り、それぞれに対して圧力上昇幅 Δp と波面こう配の最大値 $(\partial p / \partial t)_{\max}$ との関係を調べ、一次元の理論解析⁽¹⁾ や多次元の数値計算⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ と結果を比較する。

4. 計算結果

4.1 圧縮波の圧力上昇幅について 圧縮波の圧力上昇幅、すなわちトンネル内の圧力上昇が大きいと、圧縮波の波面の切立ちが強くなり、それに伴って波面こう配の最大値も大きくなる。トンネル外で観測される微気圧波の最大圧力は、断面積が同じトンネルの場合、トンネル出口に達した圧縮波の波面こう配の最大値に比例するといわれているので⁽²⁾、トンネル内に形成される圧縮波の圧力上昇を予測するのは重要である。ここでは、上述の三つのパラメータ(突入マッハ数、ブロックage、先頭部長さ・列車等価直径比)と圧力上昇幅との関係について得られた結果を示す。

4.1.1 突入マッハ数との関係 図5に突入マッハ数と圧力上昇幅との関係について得られた結果を示す($x=9.5, R=0.2, L/D_{TR}=2.5$)。横軸は突入マッハ数であり、縦軸は大気圧で無次元化された圧力 p と大気圧 p_0 との差圧 Δp である。圧力の測定点は、十分発達した圧縮波の圧力上昇幅を測定するため $x=9.5$ としている。図5中の実線は本計算の結果を、点線は軸対称計算の結果⁽¹⁰⁾ を、一点鎖線は一次元理論解析の結果

図5 突入マッハ数と圧力上昇幅
($x=9.5, R=0.2, L/D_{TR}=2.5$)

果⁽¹⁾を示す。理論解析の結果は、トンネル内の流れを一次元非粘性流とみなし、十分発達して定常的に伝ばしている圧縮波の圧力上昇幅に対して、突入速度とブロックageによって整理された以下のような理論式より求めたものである。

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho U_t^2 \frac{1 - (1 - R_t)^2}{(1 - U_t/c) \{ U_t/c + (1 - R_t)^2 \}} \cdots (2)$$

ここで、 U_t は列車の突入速度、 R_t は列車・トンネル断面積比、 ρ は密度、 c は音速である。また、軸対称計算の結果は、ブロックageおよび先頭断面積分布が等しい物体(放物形物体)が、トンネルに突入する流れ場の非粘性計算より得られたものである。圧力上昇幅の値を見ると、一般的な複線のトンネルのブロックage ($R=0.2$)において、突入マッハ数0.2では大気圧の約1.5%であるものが、0.3となると約3.5%もの圧力上昇となることからわかる。すなわち、圧力上昇幅は突入マッハ数の約二乗に比例して増加する。これは、図5中に示した突入マッハ数の二乗に比例する直線(実線)と比べてもわかる。結果を比較すると、本計算結果は軸対称計算や理論解析とよく一致している。これは、圧縮波の圧力上昇幅については流れの多次元性による影響がなく、一次元解析でも値を予測しうることを意味している。

4・1・2 ブロックageとの関係 図6にブロックageと圧力上昇幅との関係について得られた結果を示す($x=9.5$, $M_{in}=0.188$, $L/D_{TR}=2.5$)。4・2節では軸対称計算との比較のため突入マッハ数を0.188としているので、条件を統一するためここでも突入マッハ数を0.188とした。横軸はブロックageを、縦軸は大気圧との無次元圧力差を示している。図6中の実線は本計算の結果を、一点鎖線は一次元の理論解析の結果⁽¹⁾を示す。図6からわかるように、本計算の結果は理論解析

図6 ブロックageと圧力上昇幅
($x=9.5$, $M_{in}=0.188$, $L/D_{TR}=2.5$)

の結果とよい一致を示している。圧力上昇幅はブロックageの約1.3乗に比例しており、トンネル断面積を列車に対して大きくすることによって、圧力上昇幅を低減できることがわかる。

4・1・3 先頭部長さ・列車等価直径比との関係 図7に先頭部長さ・列車等価直径比と圧力上昇幅との関係について得られた結果を示す($x=9.5$, $M_{in}=0.188$, $R=0.116$)。列車断面積を一定にとっているため、 R_N を変えることは先頭部長さを変えることに対応する。横軸は先頭部長さ・列車等価直径比を、縦軸は大気圧との無次元圧力差を示している。図7中の実線は本計算の結果を、一点鎖線は一次元の理論解析の結果⁽¹⁾を示す。図7からわかるように、先頭部長さを変えても圧力上昇幅は変化しない。これは、十分発達して定常的に伝ばしている圧縮波の圧力上昇幅に関する理論解析の結果(一点鎖線)とも一致する。これより、十分発達した圧縮波の圧力上昇幅は、非粘性流の仮定の下では先頭部の形状に影響されず、突入マッハ数とブロックageにのみ影響されることが確認された。図5、6では軸対称計算との比較のため $L/D_{TR}=2.5$ を利用しているが、 L/D_{TR} を変えても圧力上昇幅の値は変化しない。

4・2 圧縮波の波面こう配について 前述のとおりに、トンネル出口で発生する微気圧波の強さは、トンネル内に誘起された圧縮波がトンネル出口に達したときの圧力こう配の最大値に比例するといわれているので、微気圧波を低減するためには、列車形状を工夫するなどして波面こう配の最大値を減少する必要がある。したがって、列車形状等が波面こう配に与える影響を調べることは重要である。しかし、4・1節で調べた圧力上昇幅が、十分発達してトンネル内を伝ばしている圧縮波の波面前後での圧力差という定常的な量であ

図7 先頭部長さ・列車等価直径比と圧力上昇幅
($x=9.5$, $M_{in}=0.188$, $R=0.116$)

るのに対し、波面こう配はトンネル内を伝ばしていくにつれてその値が大きくなる非定常な量であるため、トンネル内のどの場所で波面こう配を測定するかによって値が異なり、得られた結果を統一的に議論するのは難しい。このような理由からこれまでの研究⁽⁴⁾⁽⁶⁾では各パラメータとの定性的な関係しか得られておらず、一次元計算が実際の現象をどの程度とらえているかの検証が不十分であった。そこで本論文では、軸対称計算と圧力測定点や列車先頭部断面積分布などを一致させた一次元計算を行い、それらの結果を比較することによって一次元計算の有効性を詳しく調べた。

4・2・1 突入マッハ数との関係 図8に、突入マッハ数と波面こう配の最大値との関係について得られた結果を示す($x=6.8, R=0.116, L/D_{TR}=2.5$)。圧力の測定点、ブロックage、先頭部断面積分布はすべて軸対称計算に合せている。図8の横軸は突入マッハ数を、縦軸は $x=6.8$ において測定された圧力の時間履歴から求めた波面こう配の最大値を示す。図8中の実線は本計算の結果を、点線は軸対称計算の結果⁽¹⁰⁾を示す。図8からわかるように、本計算の結果は軸対称計算の結果とよい一致を示しており、ブロックageが0.116という実際的な条件下では一次元計算でも波面こう配の最大値を予測することができるといえる。

波面こう配の最大値が突入マッハ数の三乗に比例するという関係が山本の理論解析⁽¹²⁾によって示されているので、突入マッハ数の三乗に比例する値を一点鎖線で示すと、マッハ数が0.3程度まではこの関係が成立することがわかる。このことは実験による検証⁽²⁾⁽¹²⁾でも確認されている。しかし、図8を見るとわかるように、マッハ数が0.4や0.5の高速突入の場合には本計算の結果、軸対称計算の結果ともこの三乗則で示される値より大きな値を示している。その理由として、

この三乗則というのは、圧縮波の圧力上昇幅 Δp が突入速度の二乗に比例し、圧縮波形成の時間スケール(圧力が Δp 上昇するのに要する時間)が突入速度の逆数に比例することから、波面こう配は突入速度の三乗に比例するという考え方に基づいているが、実際には図5からわかるように、突入マッハ数が大きくなるにつれて Δp の傾きが突入マッハ数の二乗に比例する直線の傾きより大きくなっていくためであると考えられる。

4・2・2 ブロックageとの関係 図9に、ブロックageと波面こう配の最大値との関係について得られた結果を示す($x=6.8, M_{in}=0.188, L/D_{TR}=2.5$)。図9中の実線は本計算の結果を、点線は軸対称計算の結果⁽¹⁰⁾を示す。圧力の測定点、突入マッハ数、先頭部断面積分布は軸対称計算に合せている。

結果を見ると、両計算結果とも波面こう配の最大値はブロックageの約一乗程度に比例しており、一次元計算でもかなり正確に波面こう配の最大値を予測できることがわかる。詳しく見ると、ブロックageが大きくなるにつれて、一次元計算の結果がわずかに軸対称

図9 ブロックageと波面こう配の最大値
($x=6.8, M_{in}=0.188, L/D_{TR}=2.5$)

図8 突入マッハ数と波面こう配の最大値
($x=6.8, R=0.116, L/D_{TR}=2.5$)

図10 圧力履歴の比較($x=6.8, M_{in}=0.188$)

図 11 先頭部長さ・列車等価直径比と波面こう配の
最大値(実験との比較)
($x=6.8$, $M_{in}=0.188$, $R=0.116$)

計算の結果より大きくなり、ブロックageに対する傾きも大きくなっている。これは、一次元計算においては流れに垂直方向への変化が許されないため、ブロックageが大きくなるにつれて波面の切立ちに与える影響が多次元計算よりも強く表れるためであると考えられる。しかし、ここでも実用的なブロックage範囲(0.1~0.2程度)ではかなりよい一致を示しており、一次元計算が有効であることがわかる。

さらに相違を詳しく調べるために、トンネル内のある点において測定された圧力の時間履歴を他の軸対称計算⁽¹¹⁾と比較した。その結果を図10に示す。横軸は列車先端部がトンネル入口に到達したときの時間を零とした無次元時間を、縦軸は大気圧 p_0 で無次元化した圧力を示す。圧力の測定点はトンネル入口から6.8の位置で、突入マッハ数および先頭部断面分布は軸対称計算と合せてある。計算は軸対称計算と同様に四つのブロックage(0.03, 0.06, 0.116, 0.25)に対して行ったが、実際の列車のブロックageは0.1から0.2程度である。実線は本計算の結果を、破線は軸対称計算の結果を示している。結果を見ると、軸対称の結果は列車が突入する以前からトンネル外を走行している列車からのじょう乱の影響で緩やかに立ち上がっているのに対し、本計算の結果は列車先端部がトンネル入口に突入したときから圧力上昇が始まるので、圧力波形は急に立ち上がる。圧力上昇幅はブロックageが0.116まではよく一致しているが、0.25の場合は軸対称計算より少し大きめになっている。一方、波面こう配はブロックageが0.116と0.25の場合はかなりよく一致しているが、ブロックageが小さい場合(0.03, 0.06)は一致していない。この結果から、実用的な範囲のブロックage(0.1~0.2程度)に対しては一次元計算が有効

であることがわかる。しかしながら、断面積の変化が生じて初めて列車によるじょう乱が起こる準一次元流れの性質から、 $\partial p / \partial t$ の時間履歴を正しく評価できないこともわかる。

4・2・3 先頭部長さ・列車等価直径比との関係 先頭部長さ・列車等価直径比と波面こう配の最大値との関係については、軸対称物体を筒に突入させる模型実験⁽¹³⁾によって得られた結果と比較する。図11にその結果を示す。図11の実線は本計算の結果を、三角点は実験結果を示している。実験では、断面積が等しく先頭部長さが異なるいくつかの物体を筒に突入させ、筒内のある点での圧力履歴から波面こう配の最大値を求め、先頭部形状が波面こう配に与える影響を調べている。結果の整理方法は実験に合わせて、縦軸を得られた波面こう配の最大値を L/D_{TR} が1.5のときの値を基準にした比としている。圧力測定点等の計算条件は模型実験に合せている($x=6.8$, $M_{in}=0.188$, $R=0.116$)。横軸の L/D_{TR} を大きくするということは、列車先頭部を長くして先頭部のこう配を緩くすることに相当する。直感的に理解できるように、両結果とも先頭部分のこう配をゆるやかにするにつれて波面こう配の最大値が小さくなっていく。一次元計算では直線の傾きが約-1乗となっており、列車先頭部の断面積分布がほぼそのまま圧縮波の波面形状に表れている結果となったが、実験結果はその傾きが約-1/2乗程度になり、一次元計算の結果は先頭部分を長くすることによる波面こう配の低減効果が実験結果より強くなった。これは、一次元計算が実際の現象に見られる多次元的な圧縮波波面の形成過程を、十分に表していないからであると考えられる。つまり、圧縮波の波面こう配の最大値は列車先頭部断面積の軸方向の分布から一意に決まる量ではないことになる。なお、列車の先頭部の断面積形状だけで圧縮波面のこう配が議論できないことはすでに明らかになっており⁽¹⁴⁾、またそれを予測するための手法⁽¹⁵⁾もすでに開発されている。

5. 結 論

断面積が時間的に変化することで物体が移動する現象を近似的に記述する一次元方程式を定式化し、列車のトンネル突入時の流れ場に適用した。特に、トンネル内に誘起される圧縮波の圧力上昇幅や波面こう配について着目し、理論や他の計算結果との比較を行った。

圧力上昇幅については、理論解析や多次元計算とも定量的な一致が得られた。これは、圧力上昇幅が流れ場の多次元的な影響がない量であり、一次元的な解析

でも十分予測できることを示している。

一方、波面こう配については、実用的な範囲内の突入速度やブロックageに対して大略的(対数軸レベル)には定量的な予測ができるが、先頭部長さを変えて先頭部の断面積こう配を変化させた場合の影響は、十分予測しきれないことが明らかになった。

文 献

- (1) 原, 鉄道技術研究報告書, No. 153(1960).
- (2) 小沢, 鉄道技術研究報告書, No. 1121(1979).
- (3) Ogawa, T. and Fujii, K., *AIAA Paper*, 93-2951(1993).
- (4) 渡辺・藤井・東野, 第7回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (1993), 63.
- (5) 鹿毛・川越・松尾, 機論, **58**-547, B(1992), 173.
- (6) 渡辺・藤井・東野, 機講論, No. 940-10(1994), 283.
- (7) Roe, P. L., *J. Comput. Phys.*, **43**(1981), 357.
- (8) van Leer, B., *J. Comput. Phys.*, **23**(1977), 276.
- (9) van Leer, B., *J. Comput. Phys.*, **32**(1979), 101.
- (10) Ogawa, T. and Fujii, K., *Comput. Fluid Dyn. J.*, **2**-4(1994), 63.
- (11) Ogawa, T. and Fujii, K., *Proc. Shock Wave Symp.*, (1994).
- (12) 山本, 日本物理学会春の分科会—応用数学・力学・流体物理予稿集, (1977).
- (13) 松村・前田・飯田・中谷, 機講論, No. 930-49(1993), 492.
- (14) Maeda, T., Matsumura, T., Iida, M., Nakatani, K. and Uchida, K., *Proc. Int. Conf. Speed Up Technol. Railway MAGLEV Vehicles*, (1993), 315.
- (15) 小川・藤井, 機論, **61**-586, B(1995), 170.