

トンネルに突入する高速車両によって誘起される流れ場の数値シミュレーション

小川 隆 申
(技術研究所)

§ 1. はじめに

近年、世界的に列車の高速化が進められており、そのスピードは速いもので時速 500 km/h (マッハ数約 0.4) にも及ぶ。このように高速で走行する列車がトンネルなどの閉鎖空間に突入する際、車体抵抗の増加など様々な空力的問題が発生する。その一つにトンネル出口微気圧波¹⁾と呼ばれる現象がある。それは、図-1 に示されるようなメカニズムで発生する。高速で走行する列車がトンネルに突入することによって、列車前面の圧力が上昇し圧縮波が形成される。この圧縮波はトンネル出口に向かって伝播する。圧縮波が出口に到達すると、図に示すようなパルス状の圧力波となり、周囲に広がって行く。このパルス波がトンネル出口微気圧波と呼ばれ、ソニック・ブームに似た騒音源になることが知られており、新幹線などにおいて実際に観測されている¹⁾。列車が速くなるとともに微気圧波は強くなるため、列車の高速化を図るうえで微気圧波を軽減させる必要がある。列車の速さに応じてトンネル断面積を大きくすれば、ある程度微気圧波を緩和することができるが、その場合列車の速度が飛躍的に上昇したときに、トンネル建設にかかるコストは膨大なものになる。そこで、列車の車体形状やトンネルの形状を変化させることによって、トンネル断面積をそれほど増加させることなく、微気圧波を軽減させることが求められている。そのためには、列車が高速でトンネルに突入するときの流れ場を調べる必要がある。

列車がトンネルに突入するような過渡的な流れ場は、境界が時間とともに変化する。そのため、実験的にこの

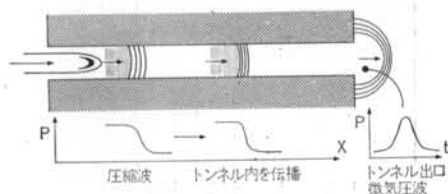


図-1 トンネル出口微気圧波の発生メカニズム

流れ場を再現することは難しいうえに、得られる情報は流れ場の中の局所的な物理量に限られる。また、理論的な解析においても移動境界問題であることが解析上の障害になっており、突入する列車形状も簡単なものに限られる。

近年、計算機のめざましい進歩と解法の発展によって流れ場の数値シミュレーションが盛んに行なわれるようになり、実験や理論的解析と並んで有効な解析手段として用いられている。場合によっては、ある流れ場を実験的に調べるよりも、数値シミュレーションによる解析の方が時間的にもコスト的にも優れている場合がある。さらに、数値シミュレーションによって、実験では再現できないような流れ場を計算機上で再現し解析することができ、しかも流れ場全体の詳細な情報を得ることができる。

本研究では、列車がトンネルに突入する際の流れ場を数値的にシミュレートすることを試みた。移動境界問題の数値的取り扱いの困難さから、この流れ場を数値的にシミュレートした結果は過去に例がない。本研究においては、領域分割法と解強制置換法によって移動境界問題を数値的に取り扱う手法を確立した。従来の研究では列車の突入速度は高々300km/hであったが、この研究では将来的な列車の速度を考慮し、約500km/hとしている。本論文においては二つの流れ場について計算を行なった。初めに、列車のトンネル突入によって誘起される二次元の流れ場を数値的にシミュレートした。これにより、列車のトンネル突入によるトンネル内の圧縮波の形成・伝播やトンネル出口微気圧波の発生について調べる。さらに、本計算手法を応用して圧縮波の伝播を精度良く解くことを試みた。次に、この計算手法を三次元に拡張し、実際の形状の列車がトンネルに突入する流れ場の三次元シミュレーションを行なった。これによって、本計算手法が複雑な形状を有する移動境界問題にも有効であることを示す。

§ 2. 数値計算法

2.1 支配方程式

列車が時速 500 km で走行する場合、その周りの流れは圧縮性流体として取り扱う必要がある。特に、列車がトンネルに突入する場合には、圧縮性の影響が強く現われる。そのため、本研究では支配方程式に圧縮性オイラー方程式を用いた。粘性の影響は今後の研究で取り入れる予定であるが、トンネル内の圧力波の形成・伝播や微気圧波の放射に関しては非粘性計算でも充分有用な結果が得られる。また、粘性の影響を明らかにするためにも、非粘性計算は重要である。圧縮性オイラー方程式は、一般座標系において次のように表わすことができる。

$$\partial_t \hat{Q} + \partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G} = 0 \quad \dots\dots(1)$$

$$\hat{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix}, \quad \hat{E} = \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ \rho w U + \xi_z p \\ (e + p)U - \xi_t p \end{bmatrix}$$

$$\hat{F} = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ \rho w V + \eta_z p \\ (e + p)V - \eta_t p \end{bmatrix}, \quad \hat{G} = \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho u W + \zeta_x p \\ \rho v W + \zeta_y p \\ \rho w W + \zeta_z p \\ (e + p)W - \zeta_t p \end{bmatrix}$$

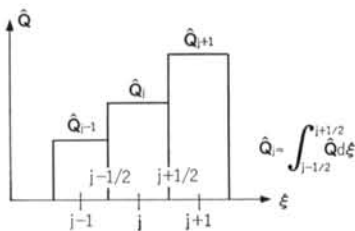
ここで、 ρ は密度、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の速度成分、 e は単位体積当たりのエネルギー、 p は圧力を表わす。圧力は、理想気体の状態方程式

$$\rho = (\gamma - 1) \left\{ e - \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right\} \quad \dots\dots(2)$$

から求める。ここで、 γ は比熱比である。 J は座標変換の Jacobian で、

$$J = \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)} \quad \dots\dots(3)$$

と表わされる。式(1)の第一式は質量保存則、第二、三、四式はそれぞれ x, y, z 方向の運動量保存則、第五式はエネルギー保存則である。



図一 物理量の外挿

2.2 数値流束

支配方程式を、空間方向に次のように離散化する。

$$\partial_t \hat{Q} + \frac{\tilde{E}_{j+1/2} - \tilde{E}_{j-1/2}}{\Delta \xi} + \frac{\tilde{F}_{k+1/2} - \tilde{F}_{k-1/2}}{\Delta \eta} + \frac{\tilde{G}_{l+1/2} - \tilde{G}_{l-1/2}}{\Delta \zeta} = 0 \quad \dots\dots(4)$$

ここで、 $\tilde{E}_{j+1/2}, \tilde{F}_{k+1/2}, \tilde{G}_{l+1/2}$ はそれぞれ ξ, η, ζ 方向のセル境界での流束であり、通常、数値流束 (numerical flux) と呼ばれる。数値流束はセル内の物理量を一定と考えたとき(図一2)、セル境界において Riemann 問題を解くことによって求める。ここでいう Riemann 問題とは、

$$\left. \begin{aligned} \hat{Q}(\xi, 0) &= \hat{Q}_L & (\xi \leq \xi_{j+1/2}) \\ \hat{Q}(\xi, 0) &= \hat{Q}_R & (\xi > \xi_{j+1/2}) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(5)$$

という初期条件の下で、

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + A \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \xi} = 0 \quad \dots\dots(6)$$

を解くという初期値問題のことである。式(6)を解いて得られた $\hat{Q}(\xi_{j+1/2}, t)$ から $\tilde{E}_{j+1/2}$ を計算する。オイラー方程式は非線形で A は定数でないが、局所的に線形であると仮定すると A が定数となり、式(6)は簡単に解け $\tilde{E}_{j+1/2}$ は次のような形となる。

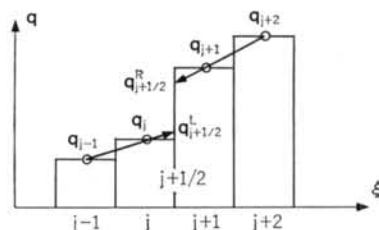
$$\tilde{E}_{j+1/2} = \frac{1}{2} (\tilde{E}_L + \tilde{E}_R) + \frac{1}{2} |A|_{j+1/2} (\hat{Q}_R - \hat{Q}_L) \quad \dots\dots(7)$$

ここで、 A は対角化可能で実数の固有値を持ち、その固有値の絶対値を用いて $|A|$ を定義する。 $A_{j+1/2} = \tilde{A}(\hat{Q}_L, \hat{Q}_R)$ の求め方は幾つかの方法があるが、ここでは Roe の平均²³⁾を用いる。Roe の平均とは次のような条件、

- (1) $\hat{Q} = \hat{Q}_L = \hat{Q}_R$ のとき、 $\tilde{A}(\hat{Q}_L, \hat{Q}_R) = \tilde{A}(\hat{Q})$
- (2) $\tilde{A}(\hat{Q}_L, \hat{Q}_R)(\hat{Q}_L - \hat{Q}_R) = \tilde{E}_L - \tilde{E}_R$
- (3) \tilde{A} の固有ベクトルは線形独立である

を満足するような \tilde{A} である。

数値流束の高次精度化は、MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Law)⁴⁾ によって行なう。この方法では、数値流束を計算する前の段階で、セル境界での物理量(ここでは、primitive variable)を、隣の点の物理量を計算空間内で次のように外挿することによって求める。



図一 物理量の外挿

$$\left. \begin{aligned} (q_L)_{j+1/2} &= q_j + \frac{s}{4} \left[(1-\kappa s) D_- + (1+\kappa s) D_+ \right]_j \\ (q_R)_{j+1/2} &= q_{j+1} - \frac{s}{4} \left[(1-\kappa s) D_+ + (1+\kappa s) D_- \right]_{j+1} \end{aligned} \right\} (8)$$

ここで、

$$q = [\rho, u, v, w, p]^t \quad \dots\dots(9)$$

$$(D_+)_j = q_{j+1} - q_j, (D_-)_j = q_j - q_{j-1} \quad \dots\dots(10)$$

κ は外挿の次数を決めるパラメータで、 $\kappa=1$ のとき二次精度、 $\kappa=1/3$ のとき三次精度となる。物理量の分布が線形であるとした場合、つまり二次精度とした場合、図-3 のようになる。ここで、 s は不連続面での振動を防ぐための制限関数⁵⁾で、

$$s = \frac{2D_+ D_- + \varepsilon}{(D_+)^2 + (D_-)^2 + \varepsilon} \quad \dots\dots(11)$$

のように表わされる。

2.3 移動境界問題の取り扱い

移動境界を有する流れ場を数値的に取り扱うために、本研究では領域分割法と解強制置換法を用いる。解強制置換法は、初め Van Dalsem と Steger⁶⁾ によって開発された。彼らは、ナビエ・ストークス方程式を解く際に、物体表面付近で境界層方程式の解を強制することによって、計算時間の短縮と精度を向上させた。この方法を領域分割法と組み合わせ、領域間の情報の受け渡しの手段として用いることによって高い形状適合性が得られる。Fujii⁷⁾ は、局所的に細かい格子を用いて得られた解を、解強制置換法によって強制することにより、高い空間解像度を得ている。また、Kuroda⁸⁾ らは超音速インテーク内の流れ場のような複雑な形状を、この方法で解くことに成功している。本研究ではこの方法を、分割された領域をそれぞれの移動速度に応じて移動させることによって、移動境界問題に適用する。

解強制置換法を支配方程式(1)に適用すると、

$$\partial_t \hat{Q} + \partial_x \hat{E} + \partial_y \hat{F} + \partial_z \hat{G} = \chi (\hat{Q}_f - \hat{Q}) \quad \dots\dots(12)$$

となり、式(1)の右辺に湧き出し項として強制項が付け加えられた形となる。 χ は解を強制的に置換するかどうかを表わすパラメータで、必要な領域、例えば領域が重なり合っている部分で χ の値を大きくすることによって、そこでの解を強制解 \hat{Q}_f に束縛することができる。逆

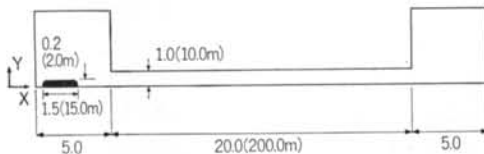


図-4 計算領域

に、 χ を 0 とすれば元の支配方程式に戻る。この計算では \hat{Q}_f として、他の領域における解を用いる。

時間積分として 2 段階陽積分を用いると、式(12)は次のように書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} \hat{Q}^* &= \hat{Q}^n + R(\hat{Q}^n) \\ \hat{Q}^{n+1} &= \hat{Q}^n + \frac{1}{2} \left\{ R(\hat{Q}^n) + R(\hat{Q}^*) \right\} \\ &\quad + \frac{h\chi}{(1+h\chi)} (\hat{Q}_f - \hat{Q}^n) \end{aligned} \right\} \dots\dots(13)$$

ただし、 $R(\hat{Q}^n) = \frac{h}{(1+h\chi)} (\partial_x \hat{E} + \partial_y \hat{F} + \partial_z \hat{G})^n$ である。

ここで、 χ の充分大きい領域では $R(\hat{Q}^n) = 0$ となり、常に $\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}_f$ となる。また、逆に χ を 0 にすれば、元のオイラー方程式となる。したがって、格子間の情報の受け渡しには強制項を湧き出し項として付加し、パラメータとして χ の分布だけを決めるだけでよく、プログラム上の特別な処理を必要としない。

§ 3. 列車のトンネル突入によって誘起される流れ場の二次元数値シミュレーション

列車がトンネルに突入するときの流れ場の二次元数値計算を行なった。列車がトンネルに突入し、圧縮波が形成され、トンネル内を伝播してトンネル出口通過後、微気圧波となって周辺に広がるまでの一連の現象をシミュレートした。微気圧波の大きさは、トンネル内の圧縮波の波面勾配に比例することが知られている¹⁾。その波面勾配は、トンネル内を伝播する間に流体運動の非線形性によって切り立ってくる。したがって、微気圧波の定量的な予測には、トンネル内の圧縮波の伝播を精度良く解くことが不可欠となる。そのため、この計算ではトンネル内を伝播する圧縮波の解像度を上げるために、圧縮波をより細かい格子で解くことによって、局所的な空間解像度を高めることを試みた。

3.1 計算領域

図-4 に計算を行なった計算領域を示す。長さはすべてトンネルの高さで無次元化してある。計算領域は二次

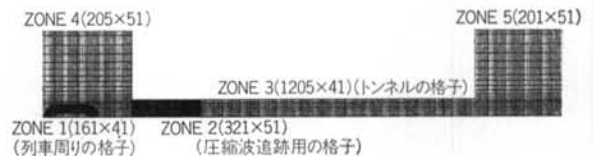


図-5 計算格子

元で、長さ20.0のトンネルとその出入り口の領域からなる。突入する列車は、高さ0.2、長さ1.5の長方形の角を丸めた形で、初め左端に位置し、 $t=0.0$ においてマッハ数0.4で移動し始める。このような計算領域を図-5に示すように領域分割し、それぞれの領域で格子生成する。トンネルとその出入り口は、入口、トンネル、出口の3領域(ZONE 3, 4, 5)に分割され、それぞれの格子点数は 205×51 、 1205×41 、 201×51 である。二次精度の数値流束を計算するためには、少なくとも片側2点必要である。したがって、データのやりとりの行なわれる領域同士の境界において高次精度を保つため、それぞれの領域はその境界において4点ずつ重なり合わせた。列車の格子は 161×41 で(ZONE 1)、流れ場の格子に重なっている。この格子は列車と同じ速度で移動する。格子は領域ごとにそれぞれ独立に生成することができる。したがって、例えば別の形状の列車を用いて計算を行なう場合、列車周りの格子だけを取り替えればよく、設計を行なう場合のように幾つかの列車について計算を行なうとき非常に有効な手段となる。

以上の4つの格子によって、列車がトンネルに突入す

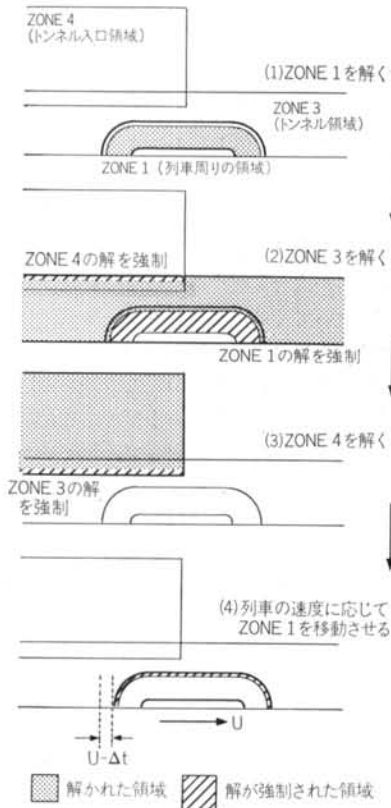


図-6 計算の手順

る流れ場をシミュレートすることができるが、ここではさらに、トンネル内の圧縮波の解像度を上げるために、より細かい格子幅をもった格子をトンネル内部に設ける(ZONE 2)。格子点数は 321×51 で、他の格子の半分ほどの格子幅となっている。この格子は、初めトンネルの入口に位置し、列車の先端が $x=5.5$ に達したときに移動し始め、圧縮波を追跡する。予備的な計算結果⁹⁾¹⁰⁾から、トンネル内の圧縮波の伝播速度は、ほぼ音速に等しいことが分かっているので、格子は音速で移動させ、加減速しない。この方法によって、特別な処理を施すことなく局所的な解像度を増加することができる。比較のため、圧縮波追跡用の格子のある場合とない場合の両方について計算を行なった。

3.2 境界条件および計算手順

境界条件は、地面、トンネル内壁および出入り口において壁面境界条件を施す。壁面境界条件は、境界上で壁面(ここでは、 ξ 平面を壁面とする)に垂直な方向の運動量に関する式、

$$Ap\xi + Bp\eta + p\xi = C \quad \dots\dots(14)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{D}(\xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z) \\ B &= \frac{1}{D}(\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z) \\ C &= -\frac{1}{D} \left\{ \rho U (\xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z) \right. \\ &\quad \left. + \rho V (\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z) \right\} \\ D &= \zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots(15)$$

を解くことによって、壁面上の圧力分布を求める。それ以外の境界では、圧力を大気圧に固定し、密度、速度を計算領域内部から外挿する。

具体的な計算の手段を図-6を用いて説明する。列車周りのZONE 1を初めに解く。このときZONE 1の境界における値を1ステップ前でのトンネルの領域(ZONE 3)の解に設定する。そして、ZONE 1がZONE 3を覆っている部分でZONE 3の χ に大きな値を代入し、ZONE 1の解をZONE 3の \hat{Q}_f とする。次にZONE 3が解かれ、このときZONE 1が覆っている部分では、 \hat{Q}_f を通してZONE 1の解に置換される。ZONE 4の解も領域の境界部分を通してZONE 3に受け渡される。今度は、ZONE 3の解を境界での値として、ZONE 4を解く。最後に、ZONE 1の格子を列車の速度に応じて移動させる。以上の手続きによって計算が一時間刻み進んだことになる。この手順を繰り返すことによって、計算は進められる。

各領域の格子点同士は必ずしも一致していない。その

場合、物理量はその点を取り囲む3点（三次元の場合は4点）から線形内挿によって求めた。

3.3 計算結果

まず、圧縮波追跡用の格子を用いない場合の結果の等圧力線図を図-7に示す。 $t=8.0$ において、列車がトンネルに突入したことによって、列車前面に圧縮波が形成されているのが分かる。この圧縮波は、ほぼ音速で出口に向かって伝播する。列車全体が突入した $t=20.0$ では、出口付近まで伝播した圧縮波の後から別の波がついてくるのが分かるが、これは列車の後端がトンネル入口を通過した際に生ずる膨張波である。 $t=27.0$ の図を見ると、圧縮波がトンネル出口を通過して、微気圧波となって出口周辺に伝播してゆく様子が分かる。また、 $t=50.0$ の図を見ると、今度は逆に出口から入口に向けて波が伝播し、入口方向に伝播しているのが分かる。これは圧縮波が出口を通過する際、音響インピーダンスが急激に変化することにより、反射波として膨張波が生じ、それが入口方向に伝播するためである。これらの圧力波の

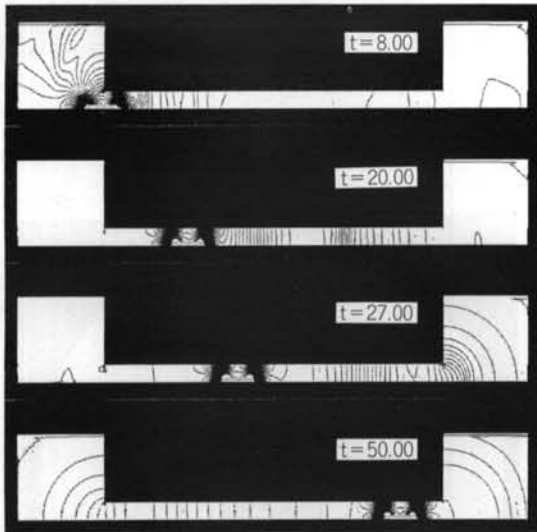


図-7 各時刻での等圧力線図（圧縮波追跡用の格子を用いない結果、コンターピッチ $=2.0 \times 10^{-3}$ ）

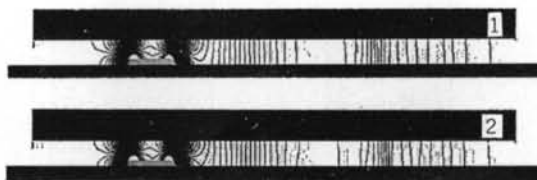


図-8 圧縮波追跡用格子を用いた場合との比較（等圧力線図、1：圧縮波追跡用格子なし、2：あり）

挙動は、微気圧波の原因という理由で重要なばかりでなく、車体にかかる抵抗の増減、車体周りの圧力変化にも影響するため、例えば車体の形状設計やベンチレーション用の換気孔の配置などにとっても非常に重要なデータとなる。

圧縮波追跡用の格子を用いた場合と用いない場合の結果の違いを、 $t=20.0$ における等圧力線図で比較すると

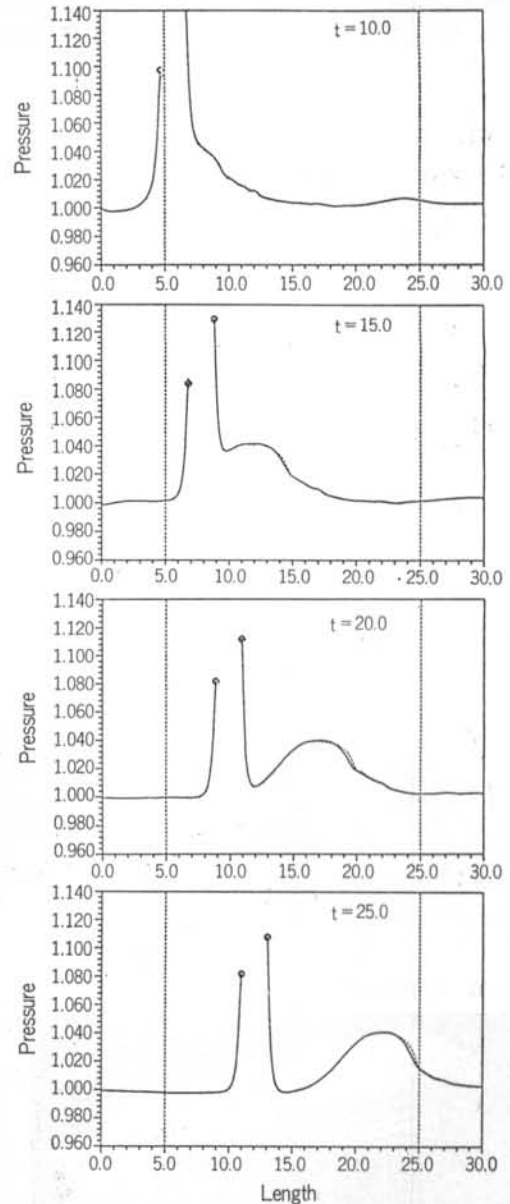


図-9 $y=0.0$ （地面）上の各時刻における圧力分布（実線：圧縮波追跡用格子なし、破線：あり）

(図-8), 追跡用格子を用いた場合の方が等圧力線の間隔が密になっているのが分かる。この2つの違いを明らかにするとともに、圧力波の伝播を分かり易くプロットしたのが図-9である。 $x=5.0, 25.0$ における破線はそれぞれトンネルの入口と出口の位置を、また2つのマーカーは列車前端、後端における圧力の値を示す。圧縮波が出口の方へ伝播するにつれて、両方の結果ともその波面勾配が急になっていく様子が分かる。列車突入直後では、2つの計算結果の差は見られないが、圧縮波が出口に近づくにつれて、圧縮波追跡用の格子を用いた方が用いない場合に比べて、圧縮波の波面勾配が大きくなっている。図-10はトンネル出口における圧力の時間変動をプロットした図である。最初のピークが微気圧波であ

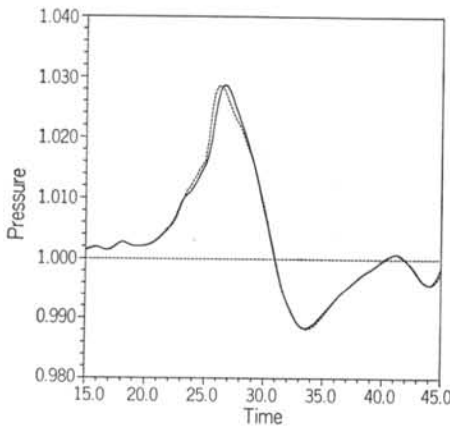


図-10 トンネル出口 ($x=25.0, y=0.0$) での圧力の時間的变化 (実線: 圧縮波追跡用格子なし, 破線: あり)

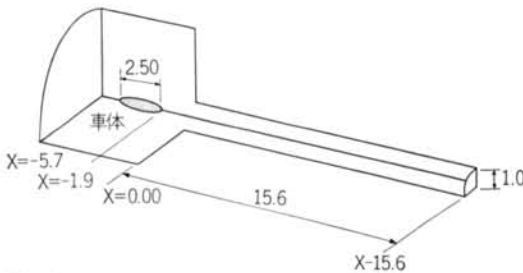


図-11 計算領域

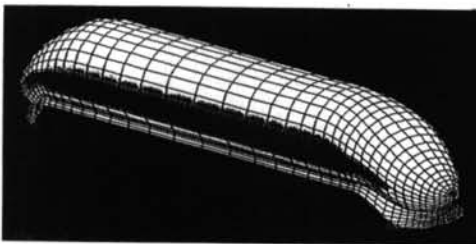


図-12 車体形状

る。微気圧波の後に続く圧力変動は、圧力波がトンネルの入口を通過した際に生ずる反射波がトンネル内を行き交うために生ずるもので、新幹線のトンネルにおいて実際に観測されている¹⁾。2つの結果を比較すると、微気圧波の大きさにはそれほど違いが現われなかった。これは、トンネルの長さが短く、非線形効果がそれほど大きく現われなかったためで、トンネルがもっと長くなった場合に顕著になると思われる。

§ 4. 実形状を有する列車のトンネル突入によって誘起される流れ場の三次元数値シミュレーション

実際的な形状の列車がトンネルに突入するときの流れ場を調べるには、実測か数値計算によらなければならない。しかし、現在のところ高速車両の走行する路線が未開通のため、実測は行なわれていない。また、数値計算による例も非構造格子による Aita ら¹¹⁾の計算例があるだけで、殆ど行なわれていない。ここでは、§3. で用いた手法を三次元に拡張し、実形状を有する列車がトンネルに突入する流れ場を三次元的にシミュレートし、そのときのトンネル内の流れや車体にかかる力の変化を調べる。

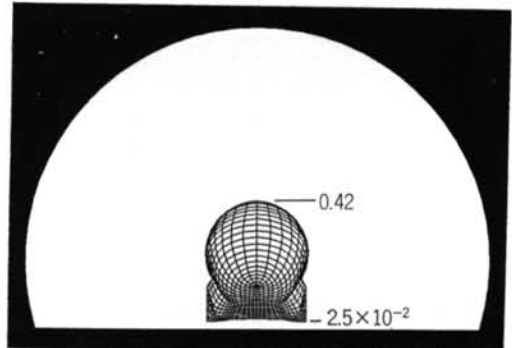


図-13 トンネルと車体の位置関係

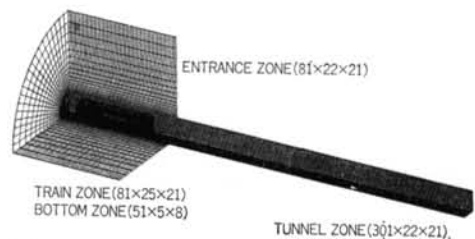


図-14 格子形状

4.1 計算領域および境界条件

計算領域はトンネル入口の領域とトンネルとからなる(図-11)。今回の計算では特に車体のトンネル突入時の流れだけに注目しているため、トンネル出口側は考慮しない。長さはすべてトンネル高さで無次元化しており、トンネル長さは15.6で、車体はトンネル入口から1.86離れた場所に位置し、その長さは2.50で、 $t=0.0$ にマッハ数0.4で移動し始める。実際の形状では、車体の長さが22m、トンネル高さが約9m、長さが約140mとなる。図-12にトンネルに突入する車体形状を示す。トンネルと車体の断面積比は0.12で、トンネルと車体の位置関係を正面から見た図が図-13である。このような流れ場を、トンネル入口、トンネル、車体周り、さらに車体は浮上して走行するため、車体底面と地表面の間にも計算領域を設け、合計4つの領域に分割する(図-14)。格子点数は、トンネル入口の格子が $81 \times 22 \times 21$ 、トンネルは $301 \times 22 \times 21$ 、車体周りの格子はC-H型で、格子点数は $81 \times 25 \times 21$ (図-15)、車体底部に設けた格子(図-15, BOTTOM ZONE)は $51 \times 5 \times 8$ である。車体周りの格子と車体底部の格子がともにマッハ数0.4で移動する。

境界条件としては、トンネル入口手前の領域の外側境界では圧力を固定して密度、速度を外挿する。地表面、トンネル内壁、トンネル入口の壁、車体表面で壁面境界

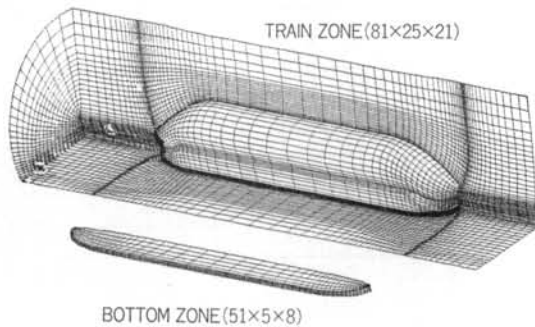


図-15 車体周りの格子

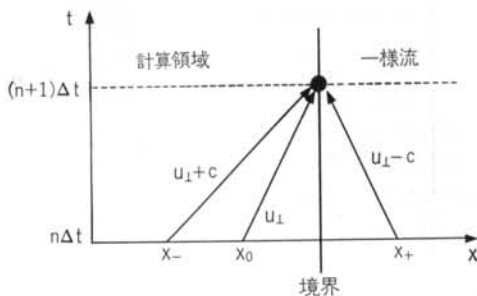


図-16 无反射境界条件

条件を、対称面では対称条件を課す。また、トンネルの出口においては、この境界に入ってくる擾乱を非物理的な反射波を生じさせることなく計算領域外部に通過させる无反射境界条件を用いた¹²⁾¹³⁾。以下に、无反射境界条件について説明する。図-16は亜音速流出境界における $x-t$ ダイアグラムを表わす。3本の特性曲線が $t=n\Delta t$ 、 $x=x_+$ 、 x_0 、 x_- から出発し、 $t=(n+1)\Delta t$ で境界上に到達する場合について考える。流れが等エントロピーであるとすると、特性量 R^+ 、 R^- は次のように書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} R^+ &= u_{\perp} + \frac{2c}{\gamma-1} \\ R^- &= u_{\perp} - \frac{2c}{\gamma-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots(10)$$

ここで、添え字“+”、“-”は $x=x_+$ と $x=x_-$ における値を表わす。 $x=x_+$ における値は、 $t=n\Delta t$ での流れ場の解として求められ、 $x=x_-$ での値は境界条件として与えられる。 $t=(n+1)\Delta t$ での境界における特性量 R_n^+ 、 R_n^- は R^+ 、 R^- に等しくなる。境界での $t=(n+1)\Delta t$ における速度と音速は、 R_n^+ と R_n^- から

$$u_{\perp n} = \frac{R_n^+ + R_n^-}{2} \dots\dots(11)$$

$$c_n = (R_n^+ - R_n^-) \frac{\gamma-1}{4} \dots\dots(12)$$

のように求められる。さらに、等エントロピーの関係、

$$\frac{p_n}{\rho_n} = \frac{p_0}{\rho_0} \dots\dots(13)$$

を用いて密度と圧力が決められ、境界上ですべての物理量が求められる。

計算は本来、静止流体中を充分遠く離れた場所から車体が移動し始めるところから始めるべきであるが、その場合車体がトンネルに近づくまでの間に多大な計算時間を必要とするうえ、トンネルから車体が離れている間は変化も微小であるので重要でない。そこで、本計算ではトンネルの存在しない計算領域をマッハ数0.4で走行する車体周りの流れの定常解を求め、その解を $t=0.0$ に

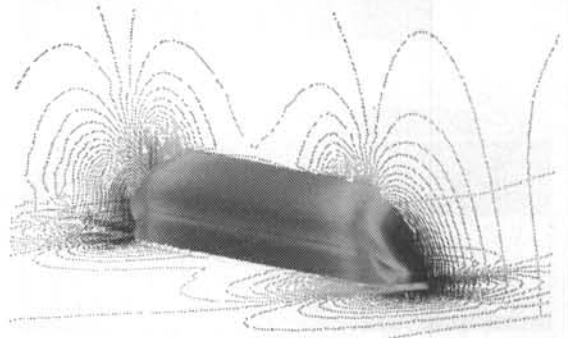


図-17 $t=0.0$ における圧力分布

おける初期条件とした。

4.2 計算結果

$t=0.0$ における車体表面の圧力分布、および地表面、対称面上の等圧力線図を図-17に示す。この流れは定常なオイラー方程式の解であり、かつ車体形状が前後対称であるので、流れもほぼ前後対称となっている。流れは前後端の淀み点付近で圧力が高く、前後端から胴体にかけて流れは加速し、圧力が下がり、胴体の端において圧力が極小値をもつような流れ場となっている。離散化に伴う数値粘性による散逸の分、後端における静圧は若干小さくなっているものの、車体表面上において剝離している領域は見られなかった。車体先端の底面の流れは、流路が急激に狭くなるため大きく圧力降下する。

図-18は各時刻の対称面における等圧力線図、図-19は同じく対称面の地表面上(実線)とトンネル上壁面上(破線)での圧力分布のプロットである。トンネル入口は $x=0.0$ に位置する。 $t=0.0$ においては、前に述べたように前後対称の流れのパターンとなっている。同じ時刻における圧力分布(図-19(a))の中の2つの圧力の極大値は、車体の前後端の位置にほぼ相当し、その極大値に挟まれている圧力の低い部分は車体底面での圧力分布で

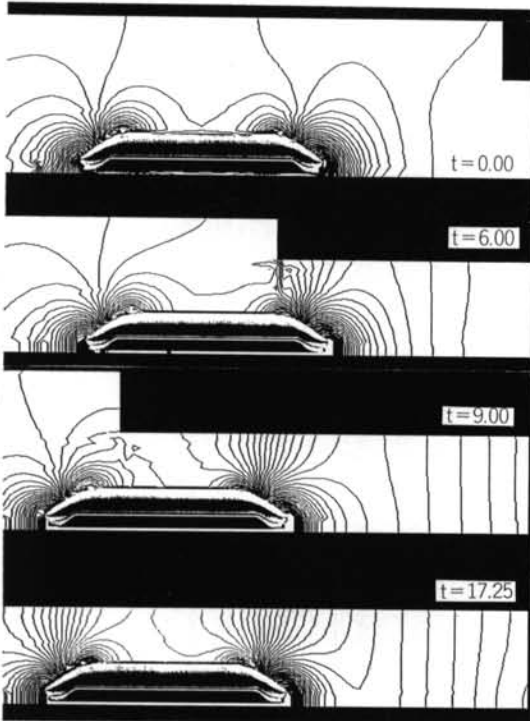
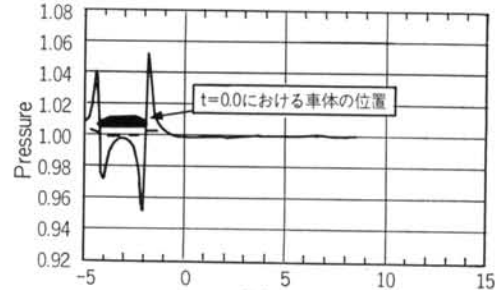
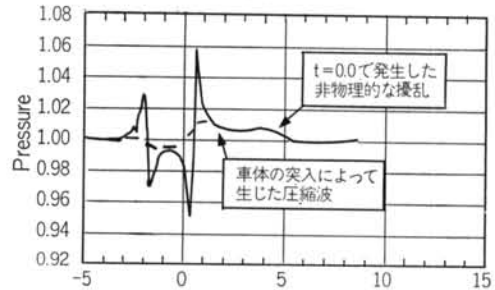


図-18 各時刻における等圧力線図

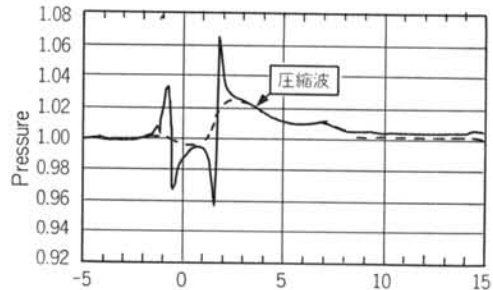
ある。 $t=6.00$ では車体の先端部がトンネルに入る。それによって車体先端の圧力が上昇し、車体前方に一次元的な圧縮波ができ始めているのが分かる。この圧縮波はトンネル出口に向けて、ほぼ音速に近い速度で伝播する。このときの圧力分布(図-19(b))を見てみると、図中に示



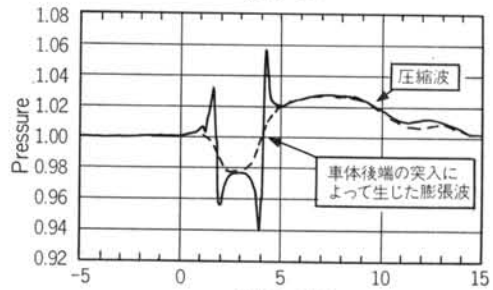
(a) $t=0.0$



(b) $t=6.0$



(c) $t=9.0$



(d) $t=15.0$

図-19 各時刻における圧力分布(実線:地表面上、破線:トンネル上壁面上の圧力分布)

した $x=2.0$ 付近にある前述の圧縮波の他に、 $x=4.0$ 付近に圧力波が存在しているが、この波は車体の突入によって生じた波ではない。これは、トンネルがなく、無限に広い領域を走行する車体周りの流れの解を初期条件とし、 $t=0.0$ で突如としてトンネルが前方にあるものとして計算を始めたために生じた攪乱であり、この流れ場においては本来ないはずのものである。解決方法として、初期条件として用いる定常解を求める際、車体と同じ速度で移動するが車体との距離が変化しないようなトンネル入口の壁を設定して定常解を求める方法を検討している。二次元でこの方法を試したところ、非物理的な擾乱は発生せず、良好な結果が得られることが分かった¹⁾。 $t=9.00$ では車体はさらにトンネル内に進み、図-19(c)の圧力分布を見ると、車体前面の圧力はさらに上昇し、トンネル内に形成されつつある圧縮波の圧力増分も大きくなるとともに、トンネル出口に向けて移動している。この時点での車体先端周りの等圧力線図と速度ベクトル図が図-20である。車体前方では、圧縮波の存在によって進行方向に流れが誘起されている。一方、車体の側面では、車体前面とトンネル入口との圧力差によってトン

ネル内から入口に向かって流れが誘起され、そのため圧力が下がることになる。また、流れが三次元的であるのは車体の前後端の近傍に限られ、その他の部分の流れは一次元的な流れとなっている。さらに時間が進むと、車体後端がトンネルに突入し、トンネル入口付近で圧力が下がり、膨張波となってトンネル出口に伝播する。図-18の $t=17.25$ の車体前方に見える等圧力線図が、膨張波を示している。 $t=15.0$ の圧力分布(図-19(d))を見ると、膨張波が圧縮波の後ろを追うような形で伝播しているのが分かる。膨張波の通過によって、車体前面の圧力は下がり、それ以降圧力は上昇しない。この流れ場の場合、圧縮波の圧力上昇 ΔP は基準圧の約2.8%となった。

図-21に、トンネル突入前($t=0.0$)と突入後($t=13.8$)における車体表面上の圧力分布を比較する。 $t=13.8$ では、トンネル内の圧縮波が充分発達した状態となっている。突入後、車体の先端部では圧力が上昇し、圧力の高い領域が広がっているのに対し、車体側面では先に説明したように圧力が低くなっている。このため、車体にかかる抵抗が増加する。

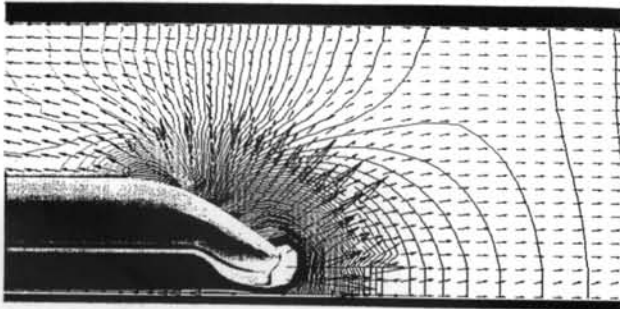


図-20 $t=9.00$ における等圧力線図と速度ベクトル図

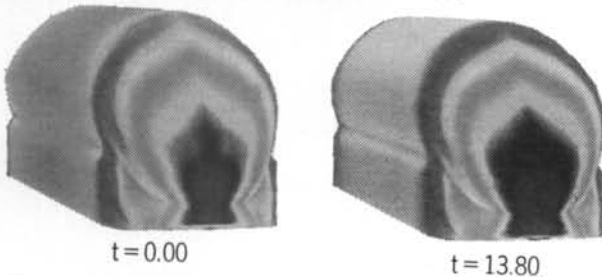


図-21 トンネル突入前と突入後の車体表面上の圧力分布

§ 5. まとめ

領域分割法と解強制置換法を用いて、移動境界を含む流れ場を数値的に解く手法を開発し、高速で走行する列車がトンネルに突入するときの流れ場を、数値的にシミュレートした。二次元の計算では、列車のトンネル突入によるトンネル内の圧縮波の形成・伝播、そしてトンネル出口での微気圧波の放射などの一連の現象を捉えることができた。また、実形状を有する列車がトンネルに突入する流れ場の三次元シミュレーションも行なった。それにより、列車の突入による圧縮波の形成、列車周りの詳細な流れ場、トンネル突入後の車体表面上の圧力分布の変化を知ることができた。また、これらの計算結果によって、本計算手法が移動境界問題に対して有効であることが示された。

なお、本研究は文部省宇宙科学研究所 藤井孝蔵助教授との共同研究によって行なわれた。

<参考文献>

- 1) 小沢智：“トンネル出口微気圧波の研究” 鉄道技術研究報告 No. 1121 (1979年)
- 2) P.L. Roe：“Approximate Riemann Solvers, Vectors, and Difference Schemes” Journal of Computational

Physics, Vol. 43 (1981) pp. 357~372

- 3) P.L. Roe : "Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations" Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 18 (1986) pp. 337~365
- 4) B. Van Leer, P.L. Roe & R.W. Newsome : "Comparison of Numerical Flux Formulas for the Euler and Navier-Equations" AIAA Paper, 87-1104 (1987)
- 5) K. Fujii & S. Obayashi : "High-Resolution Upwind Scheme for Vortical Flow Simulation" Journal of Aircraft, Vol. 26, No. 12 (1989) pp. 1123~1129
- 6) W.R. Van Dalsem & J.L. Steger : "Using the Boundary-Layer Equations in Three-Dimensional Viscous Flow Simulation" Proceedings of AGARD Fluid Dynamics Panel Symposium on Application of CFD in Aeronautics (1986)
- 7) K. Fujii : "A Method to Increase the Accuracy of Vortical Flow Simulations" AIAA Paper, 88-2562 (1988)
- 8) S. Kuroda & K. Fujii : "Supersonic Inlet Flow Computations using Fortified Navier-Stokes Approach" AIAA Paper, 91-1730 (1991)
- 9) 小川隆申, 藤井孝藏, 田村善昭 : "ダクト内に突入する物体に誘起される流れ場の数値計算" 日本航空宇宙学会第22期年会講演会講演集 (1991年)
- 10) T. Ogawa, K. Fujii & Y. Tamura : "Numerical Simulation of Compressible Flows Induced by an Object Moving into a Duct" Proceedings of 4th ISCFD, Davis (1991)
- 11) S. Aita et al. : "CFD Aerodynamics of the French High-Speed Train" Vehicle Aerodynamics (1992)
- 12) C. Hirsch : "Numerical Computation of Internal and External Flows, Vol. 2" Wiley (1990) pp. 377~379
- 13) 小川隆申, 藤井孝藏, 田村善昭 : "三次元ダクトに突入する物体に誘起される流れ場の数値計算" 第5回数値流体力学シンポジウム論文集 (1991年)
- 14) 小川隆申, 藤井孝藏 : "物体のダクト突入によって生じる圧縮波, 物体長さおよび先頭形状の影響" 第24回流体力学講演会論文集 (1992年)