

トンネル内の圧力波の変形とトンネル出口微気圧波

東京工科大 小澤 智 (Satoru Ozawa)

1. まえがき

列車が高速化すると、空気力学的な問題、特に“列車・トンネル系の空気力学”の問題が厳しくなる。列車がトンネルに突入すると圧力波が形成される。圧力波がトンネル内を往復することによるトンネル内の圧力変動は車両側面に変動荷重を加え、また、車内の乗客が耳に不快感を感じる‘耳つん’の原因にもなる。これらの問題は主として圧力波の大きさに関係する。

昭和 50 年 3 月の山陽新幹線の岡山・博多開業に伴い、トンネル内の圧力波が坑口に到達したとき、坑口から外部に放射される圧力パルス（図 1、以後‘微気圧波’¹⁾と呼ぶ）が環境問題になった。微気圧波は家屋の戸や窓ガラスをがたつかせ、また、放射に際して破裂音を伴うことがある。この問題は従来のバラスト（碎石）軌道に代わって採用されたコンクリート・スラブ軌道の比較的長いトンネルで主として発生した。トンネル入口フードなどの対策が実施され効果も確認されているが、列車の速度向上に対処するため、研究は継続して行われてきている。²⁾ 微気圧波は坑口に到達した圧力波の前面の形に関係する。

本報は、まず線形波動の近似によるトンネル内の圧力変動の解析について述べ、次に‘微気圧波’の問題に関連して、トンネル内を伝播する圧力波の前面の変形に関する非線形波動の解析について述べる。

2. トンネル内の圧力変動（線形波動の近似）

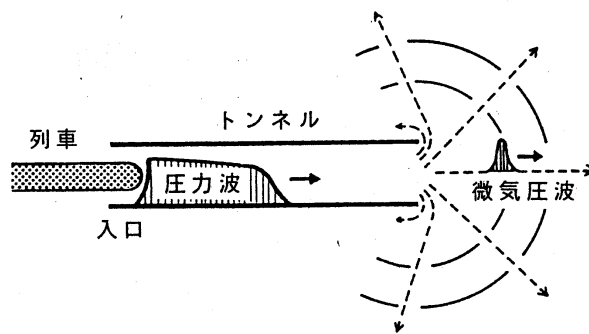


図 1: トンネル内の圧力波とトンネル出口微気圧波

列車がトンネルに突入すると空気の圧縮性と粘性のためにトンネル内の圧力は上昇する。原^{3),4)}は列車先頭部がトンネルに突入したときの圧力上昇・流速に関する理論解析を行い、圧縮性による圧力上昇 Δp に対して

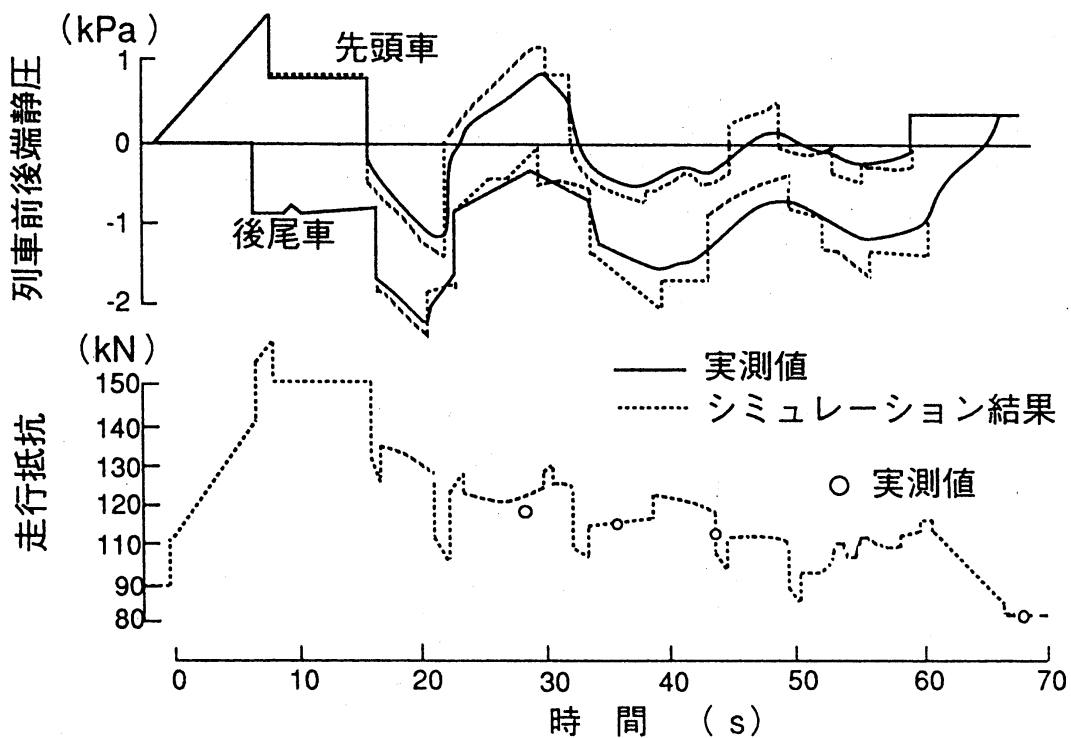
$$\frac{\Delta p}{q} \approx \frac{1 - (1 - R)^2}{(1 - M)\{M + (1 - R)^2\}} \quad (1)$$

なる式を導いた。ただし、 $q = \rho_0 U^2 / 2$ (ρ_0 : 基準状態における空気密度, U : 列車速度), $M = U/c_0$ (c_0 : 基準状態における音速), R : 列車・トンネル断面積比。

山本^{5),6)}は列車のトンネル突入によって生じた圧力波がトンネル内を往復するときの圧力変動の現象を、線形化した連続の式および運動方程式

$$\begin{cases} c_0^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial t} = (\gamma - 1)\varphi & (2) \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = f & (3) \end{cases}$$

をもとに解析した。ここで、 p : 圧力, u : 流速, f : 摩擦力, x : トンネルに沿った座標, t : 時間, γ : 空気の比熱比, ρ_0 : 基準状態における空気密度, φ : エネルギー散逸。この解析では、トンネルを列車の存在する部分と存在しない部分に分けて f と φ を与え、列車の前後端において接続条件を、また、トンネル両坑口で境界条件を与えて、式(2),(3)を特性曲線法で解いている。数値シミュレーションの結果を現車試験の結果とともに図2に示す。両者はかなり良く一致している。トンネル内の圧力波の大きさに注目する圧力変動の解析では、線形波動の近似がかなりの精度で成立する。トンネル内に対向列車がある場合の圧力変動も上述の方法を用いて解析されている。⁷⁾



高塚山トンネル 3264m 断面積 60.4m² 摩擦係数 $\lambda=0.020$
 新幹線列車 400m 断面積 13.7m² 摩擦係数 $\lambda'=0.018$ 圧力抵抗係数 $C_{Dp}=0.15$
 速度 200→190 km/h 列車質量 869 t

図2: トンネル内を走行する列車の側面の圧力と走行抵抗⁶⁾

3. トンネル出口微気圧波

トンネル内を伝播してきた圧力波がトンネル出口に到達すると、坑口から外部にパルス状の圧力波（微気圧波）が放射される。微気圧波の圧力 P とトンネル出口に到達した圧力波の圧力 p との関係は、低周波・遠方場近似においては

$$P(t) \approx \frac{2\rho_0 A}{\Omega r} \left[\frac{du}{dt} \right] \approx \frac{2A}{\Omega r c_0} \left[\frac{dp}{dt} \right] \quad (4)$$

で与えられる。⁸⁾ ここで、 A : トンネル断面積, Ω : 微気圧波が放射される立体角（トンネル出口の形状）, r : 微気圧波の測点とトンネル出口中心との距離, p : トンネル出口に到達した圧力波の圧力 ($p \approx \rho_0 c_0 u$), また, $[\]$ は時間 $t - r/c_0$ における値を意味する。

式(4)は dp/dt が比較的小さいときに成り立つが, dp/dt が大きい場合にも適用できる P と p との関係は, 無限大バツフル中の振動板が作る圧力場の解析結果を利用して求めることができる。半径 a の円管の中心軸上の点（管端中心からの距離 r ）における微気圧波の圧力 P は

$$P(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{4A(\omega)}{R(2ka) + 1 + iX(2ka)} \cdot \sin\left\{ \frac{ka}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{r}{a}\right)^2 + 1} - \frac{r}{a} \right) \right\} \\ \cdot \exp\left[i \left\{ \frac{\pi}{2} - \frac{ka}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{r}{a}\right)^2 + 1} + \frac{r}{a} \right) \right\} \right] \exp(i\omega t) d\omega \quad (5)$$

で与えられる。¹⁾ ここで, k : 波数, ω : 角振動数, また, $A(\omega)$ はトンネル出口に到達した圧力波前面の圧力波形 $p(t)$ の Fourier 変換

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} p(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (6)$$

であり, 関数 $R(x)$, $X(x)$ は

$$\begin{cases} R(x) = 1 - \frac{2J_1(x)}{x} \\ X(x) = \frac{2S_1(x)}{x} \end{cases} \quad (7)$$

$$\quad (8)$$

である。ただし, $J_1(x)$: Bessel 関数, $S_1(x)$: Struve 関数。式(5)で低周波近似 ($ka \ll 1$) と遠方場近似 ($r/a \gg 1$) を用い, $i\omega \rightarrow d/dt$ の対応を考慮すると, 式(5)は式(4)において $\Omega = 2\pi$, $A = \pi a^2$ とおいたものに等しい。

トンネル出口に到達した圧力波の前面の波形として, 0 から 1 まで直線的に上昇する傾斜関数（上昇時間 T_c ）を仮定して, トンネル内圧力波の圧力勾配と微気圧波最大値との関係を式(5), (6)に対応する FFT を用いて調べた結果, 実物トンネルのスケールにおいて $T_c = \frac{1}{20}$ s 程度までは式(4)の関係が成り立つことがわかった。¹⁾ 微気圧波の放射に関しては, このほかいろいろなアプローチで解析されている。⁹⁾

長いトンネルにおける微気圧波は, 軌道構造がコンクリート・スラブ軌道の場合とバラスト（砕石）軌道の場合とで大きさが非常に異なる。スラブ軌道の長いトンネルでは波前面が非線形効果

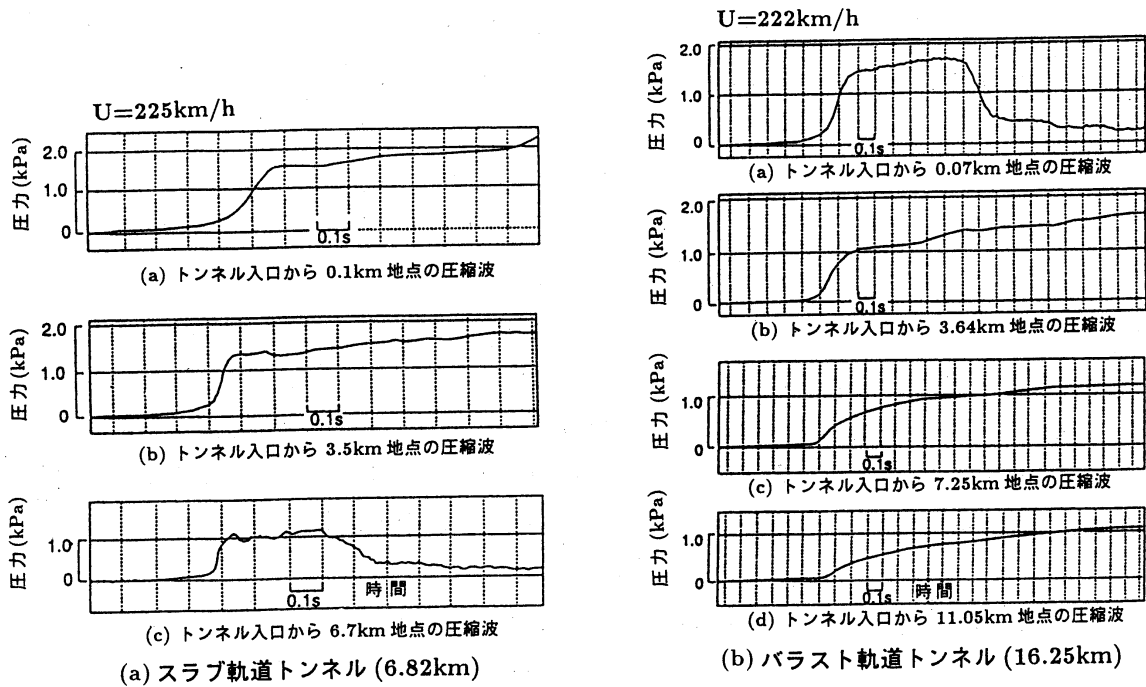


図 3: トンネル内の圧力波の変形²⁾

により切り立ち (図 3(a)) 微気圧波が大きいのに対し, バラスト軌道の長いトンネルでは波面前面は切り立たず (図 3(b)) 微気圧波が小さい。

微気圧波対策の指導原理はトンネル出口に到達する圧力波の前面の圧力勾配を小さくすることである。現在, 列車入坑時に生じる圧縮波の前面の圧力勾配を小さくする入口フード^{1),2)}による対策が主としてとられ, その効果が確認されている。入口フードの効果を, 列車入坑時に生じる圧縮波の前面の圧力勾配低減比および列車入坑速度低減比 (いずれもフードなしの場合を 1 とする) で表して図 4 に示す。

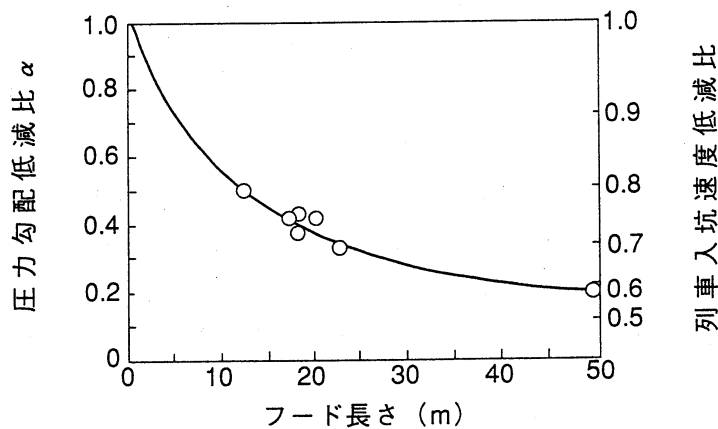


図 4: 入口フードの効果²⁾

4. トンネル内の圧力波前面の変形¹⁰⁾

4.1 バラスト軌道の効果¹¹⁾

4.1.1 基礎方程式

1次元モデルによりトンネル内の圧力波の前面の変形の問題を扱う。バラスト軌道を多孔質性の材料と考える。

トンネル内の空気に対する質量保存の式は

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u A) = \dot{m} \quad (9)$$

である。ここで、 ρ : 空気密度, u : 空気の流速, A : トンネルの断面積, \dot{m} : トンネル内からバラスト軌道へ侵入する空気の質量流量 (トンネル単位長さ当たり) ($\dot{m} < 0$ はトンネルからバラスト軌道内への侵入を示す)。

空気の圧力 p と密度 ρ に対して

$$p \propto \rho^\gamma \exp(\gamma s/c_p) \quad (10)$$

の関係を用いると、式(9)は

$$\rho c^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{Dp}{Dt} = \rho(\gamma - 1)\Phi + \left\{ \frac{\dot{m}}{A} - \frac{\rho}{A} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\rho u}{A} \frac{\partial A}{\partial x} \right\} c^2 \quad (11)$$

となる。ここで、 γ : 空気の比熱比, s : エントロピー, c_p : 空気の定圧比熱, $D/Dt = \partial/\partial t + u \cdot \partial/\partial x$, c : 音速 ($= (\gamma p/\rho)^{1/2}$), また、 Φ はエネルギー散逸でエントロピーの変化との間には

$$T \frac{Ds}{Dt} = \Phi \quad (12)$$

の関係がある。ここで、 T : 絶対温度。

トンネル内空気の運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f - \frac{\dot{m}u}{\rho A} \quad (13)$$

である。ここで、 f : トンネル壁面の摩擦力。

式(11),(13)から

$$\frac{D_\pm}{Dt} (\tilde{u} \pm u) = \frac{(\gamma - 1)\Phi}{c} \pm f + \frac{\dot{m}}{\rho A} (c \mp u) - \frac{c}{A} \left(\frac{\partial A}{\partial t} + u \frac{\partial A}{\partial x} \right) \quad (14)$$

が得られる。ここで

$$\frac{D_\pm}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial}{\partial x} \quad (15)$$

であり、また

$$\tilde{u} = \int \frac{dp}{\rho c} \quad (16)$$

である。トンネル断面積 A が空間的・時間的に変化しない ($\partial A/\partial x = 0, \partial A/\partial t = 0$) と仮定し、また、 $u \ll c$ とすると、式(14)は

$$\frac{D_\pm}{Dt} (\tilde{u} \pm u) \approx \pm f + \frac{\dot{m}c_0}{\rho_0 A} \quad (17)$$

となる。ここで、等エントロピーの近似をすると、式(16)は

$$\tilde{u} = \int \frac{dp}{\rho c} \approx \frac{2}{\gamma - 1} \int dc \quad (18)$$

となる。式(18)を式(17)に代入すると

$$\frac{D_{\pm}}{Dt} \left(\frac{2}{\gamma - 1} c \pm u \right) = \pm f + \frac{\dot{m} c_0}{\rho_0 A} \quad (19)$$

となる。式(19)の D_-/Dt に対して

$$\frac{2c}{\gamma - 1} - u \approx \frac{2c_0}{\gamma - 1} = \text{const.} \quad (20)$$

なる近似を用いると、式(19)の D_+/Dt は

$$\frac{D_+ u}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \left(c_0 + \frac{\gamma + 1}{2} u \right) \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{2} \left\{ f + \frac{\dot{m} c_0}{\rho_0 A} \right\} \quad (21)$$

となる。ここで、質量流量は \dot{m} は

$$\dot{m} = \begin{cases} 0 & (\text{スラブ軌道トンネル}) \\ -\rho_0 v b_B & (\text{バラスト軌道トンネル}) \end{cases} \quad (22)$$

である。ここで、 b_B : バラスト軌道トンネルの幅、 v : バラスト軌道の表面に垂直な速度 ($v > 0$ はバラスト軌道内への空気の侵入を示す)、また、 v はバラスト軌道の音響インピーダンスをとおしてトンネル内の圧力 p と関係付けられる。

4.1.2 バラスト軌道の音響学的モデル

バラスト軌道を多孔質性の吸音材とみなす。厚さ h の吸音材の底に剛体がある場合の垂直入射波に対する p (バラスト軌道表面における圧力) と v (吸音材表面に垂直な流速) との関係は低周波近似において

$$p = \left(i\omega \frac{1}{3} \frac{\xi \rho_0}{\varepsilon} h + \frac{1}{3} r h + \frac{\rho_0 c_0^2}{i\omega \gamma h \varepsilon} \right) v \quad (23)$$

である。¹²⁾ ここで、 r : 流れ抵抗係数、 ξ : 質量係数、 h : バラスト軌道の厚さ、 ε : 空隙率。この式が表すバラスト音響学的モデルを図5に示す。図5に示したモデルでは、 p と v との関係は

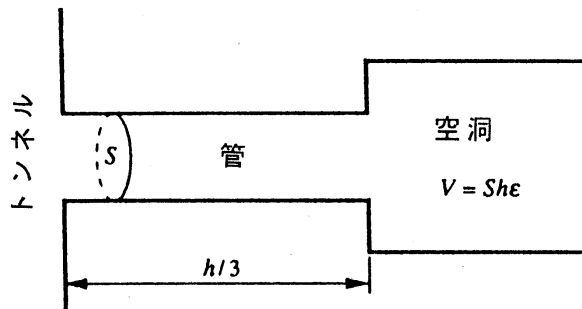


図5: バラスト軌道の音響学的モデル

$$p = \rho_0 c_0 \left(A_L \frac{\partial v}{\partial t} + A_R v + A_C \int_0^t v d\tau \right) \quad (24)$$

と表される. ここで, A_R, A_L, A_C は

$$\left\{ \begin{array}{l} A_R = (1/3)\{rh/(\rho_0 c_0)\} \\ A_L = (1/3)\{\xi h/(\varepsilon c_0)\} \\ A_C = c_0/(\gamma h \varepsilon) \end{array} \right. \quad (25)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_R = (1/3)\{rh/(\rho_0 c_0)\} \\ A_L = (1/3)\{\xi h/(\varepsilon c_0)\} \end{array} \right. \quad (26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_R = (1/3)\{rh/(\rho_0 c_0)\} \\ A_L = (1/3)\{\xi h/(\varepsilon c_0)\} \\ A_C = c_0/(\gamma h \varepsilon) \end{array} \right. \quad (27)$$

4.1.3 バラスト軌道の効果

式(21)において, バラスト軌道の効果を表す項は

$$\frac{\dot{m}c_0}{\rho_0 A} = \frac{-\rho_0 v b_B c_0}{\rho_0 A} = \frac{-b_B}{\rho_0 A} (\rho_0 c_0 v) \quad (28)$$

である. 式(24)を条件 $v(0)=0$, $p(0)=0$ の条件で解くと

$$\rho_0 c_0 v(t) = \int_0^t \frac{\partial p}{\partial t}(\tau) g(t-\tau) d\tau \quad (29)$$

となる. ここで, $g(t)$ は $n > k$ のとき

$$g(t) = \frac{1}{A_L} \frac{1}{\sqrt{n^2 - k^2}} \exp(-kt) \sin \sqrt{n^2 - k^2} t \quad (30)$$

である. ただし

$$\left\{ \begin{array}{l} 2k = A_R/A_L \\ n^2 = A_C/A_L \end{array} \right. \quad (31)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 2k = A_R/A_L \\ n^2 = A_C/A_L \end{array} \right. \quad (32)$$

である. ここで, 式(29)に代わる簡単な表現を求めてみる. 式(24)を t に関して 1, 2, ... 回微分した一連の式を用いて, $(A_R/A_C) \cdot \partial/\partial t \ll 1$ の仮定のもとに, $\rho_0 c_0 v$ を $\partial p/\partial t, \partial^2 p/\partial t^2, \partial^3 p/\partial t^3, \dots$ で表すと

$$\rho_0 c_0 v \approx \frac{1}{A_C} \left[\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{A_R}{A_C} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \left\{ \left(\frac{A_R}{A_C} \right)^2 - \frac{A_L}{A_C} \right\} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \dots \right] \quad (33)$$

となる. 式(33)を式(28)に代入すると

$$\frac{\dot{m}c_0}{\rho_0 A} \approx \frac{b_B}{\rho_0 A} \cdot \frac{1}{A_C} \left[-\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{A_R}{A_C} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \left\{ \frac{A_L}{A_C} - \left(\frac{A_R}{A_C} \right)^2 \right\} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3} + \dots \right] \quad (34)$$

となる.

いま, x の正の方向に伝わる単一圧縮波を考える. このとき, $p \approx \rho_0 c_0 u$, $\partial/\partial t \approx -c_0 \cdot \partial/\partial x$, $\partial^2/\partial t^2 \approx -c_0^2 \cdot \partial^2/\partial x^2$, $\partial^3/\partial t^3 \approx -c_0^3 \cdot \partial^3/\partial x^3 \dots$ の近似を用いることができ, 式(34)は

$$\frac{\dot{m}c_0}{\rho_0 A} \approx \alpha c_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \nu^* \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} \quad (35)$$

となる。ここで、 α, ν^*, β は

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = (b_B c_0 / A) / A_C \\ \nu^* = (b_B c_0^3 / A) (A_R / A_C^2) \\ \beta = (b_B c_0^4 / A) \{ (A_L / A_C) - (A_R / A_C)^2 \} / A_C \end{array} \right. \quad (36)$$

$$\nu^* = (b_B c_0^3 / A) (A_R / A_C^2) \quad (37)$$

$$\beta = (b_B c_0^4 / A) \{ (A_L / A_C) - (A_R / A_C)^2 \} / A_C \quad (38)$$

式(35)を式(21)に代入すると、バラスト軌道トンネル内の正の方向に伝わる単一圧縮波に関して

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (c_0 + \frac{\gamma + 1}{2} u) \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{2} \{ f + \alpha c_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \nu^* \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} \} \quad (39)$$

なる方程式を得る。

なお、ヘルムホルツ共鳴器を壁面に沿ってトンネルの軸方向に一定間隔で連続的に配置した場合の解析もなされ、ある近似における基礎方程式として K-dV-Burgers 方程式が得られている。¹³⁾

4.2 枝坑の効果

圧力波の前面の変形に影響を与える因子にトンネル内の枝坑がある。角振動数 ω の平面波が枝坑を通過するとき、波長がトンネル直径に比べて大きい場合、枝坑通過後の平面波の圧力 p_2 と通過前の平面波の圧力 p_1 との関係は

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{Z_b}{\rho_0 c_0 / (2A) + Z_b} \quad (40)$$

である。ここで、 A : トンネル断面積, Z_b : 枝坑の音響インピーダンス (= 圧力/流量)。

ここでは、比較的長い新幹線のトンネルに標準的に配置されている器材坑の効果について述べる。I型器材坑(断面積 7.1m^2 , 奥行き 2m), II型器材坑(断面積 7.1m^2 , 奥行き 5m)の配置を図6に示す。

まず、I型器材坑を無視し、II型器材坑のみの効果を考える。器材坑内の機器の影響を無視すると、器材坑の音響インピーダンスは Z_b は

$$Z_b = -i(\rho_0 c_0 / A_b) \cot kl, \quad (41)$$

である。ここで、 A_b : 器材坑の断面積, l : 開口端補正した器材坑の長さ (= $l_b + 0.85a$, l_b : 器材坑の幾何学的長さ, a : 断面積が A_b に等しい円の半径)。式(41)を式(40)に代入し、 $s = i\omega$ とおくと

$$\frac{p_2(s)}{p_1(s)} = \frac{1}{1 + (n/2) \tanh sT} = \frac{2}{2+n} \{1 + \exp(-2sT)\} \{1 + \frac{2-n}{2+n} \exp(-2sT)\}^{-1} \quad (42)$$

となる。¹⁾ここで、 $n = A_b / A$, $T = l / c_0$ 。式(42)を $\exp(-2sT)$ で展開し、逆ラプラス変換をとると

$$\begin{aligned} p_2(t) = & \frac{2}{2+n} p_1(t) + \frac{4n}{(2+n)^2} p_1(t-2T) - \frac{4n}{(2+n)^2} \left(\frac{2-n}{2+n}\right) p_1(t-4T) \\ & + \frac{4n}{(2+n)^2} \left(\frac{2-n}{2+n}\right)^2 p_1(t-6T) - \dots \end{aligned} \quad (43)$$

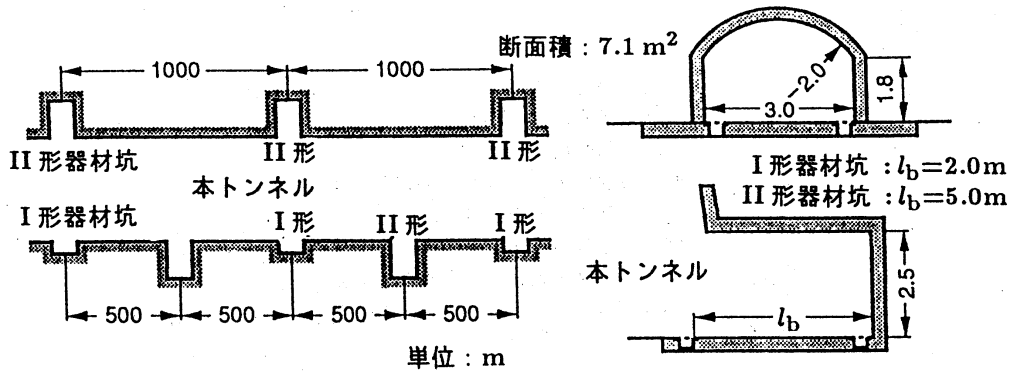


図 6: 新幹線トンネル内の器材坑

となる。

新幹線の長いトンネルでは、トンネル内 1000m おきの地点に I 形器材坑と II 形器材坑は本坑をはさんで対面している。この場合、式 (42) に対応する式は

$$\begin{aligned} \frac{p_2(s)}{p_1(s)} &= \frac{1}{1 + (n_1/2) \tanh sT_1 + (n_2/2) \tanh sT_2} \\ &= \frac{2}{2 + n_1 + n_2} \cdot \frac{1 + x + y + xy}{1 + \frac{2 - n_1 + n_2}{2 + n_1 + n_2} x + \frac{2 + n_1 - n_2}{2 + n_1 + n_2} y + \frac{2 - n_1 - n_2}{2 + n_1 + n_2} xy} \end{aligned} \quad (44)$$

となる。ただし、 $n_1 = A_{b1}/A$, $n_2 = A_{b2}/A$, $x = \exp(-2sT_1)$, $y = \exp(-2sT_2)$, また、添字 1, 2 はそれぞれ I 形, II 形器材坑を表す。式 (44) の右辺を $\sum_{i,j} C_{i,j} x^i y^j$ (i, j は自然数) の形に展開すると、式 (43) に対応する式が得られる。以上の結果は器材坑間の相互作用を無視したものである。

4.3 トンネル壁面の摩擦力

式 (21) 右辺のトンネル壁面の摩擦力 f は

$$f = -\left\{ \frac{\lambda}{2d_H} u |u| + \frac{4\tau_1}{\rho d_H} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{P_r}}\right) \right\} \quad (45)$$

と表される。第 1 項は定常摩擦力 (λ : 水力的表面摩擦抵抗係数, d_H : トンネルの水力直径), また、第 2 項は非定常摩擦力で τ_1 は

$$\tau_1 = \frac{\rho\sqrt{\nu}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^t \frac{\partial u}{\partial t}(\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (46)$$

である。^{14),15),16)} 式 (46) は層流の場合に対して適用されるが、 $4\nu t/d_H^2 < 10^{-6}$ の条件が満たされる場合には、乱流の場合にも適用できることが報告されている。¹⁷⁾ 式 (45) における係数 $(1 + (\gamma - 1)/(\sqrt{P_r}))$ (P_r : プラントル数) はトンネル壁面における熱伝達を考慮した結果である。^{18),19)}

5. 波面前面を緩やかにする諸因子の比較

トンネル内を伝播する圧力波の前面は非線形効果によって切り立ち、バラスト軌道、トンネル内の器材坑、トンネル壁面の摩擦などによって緩やかになる。式 (21) を用いて、これら諸因子の効果

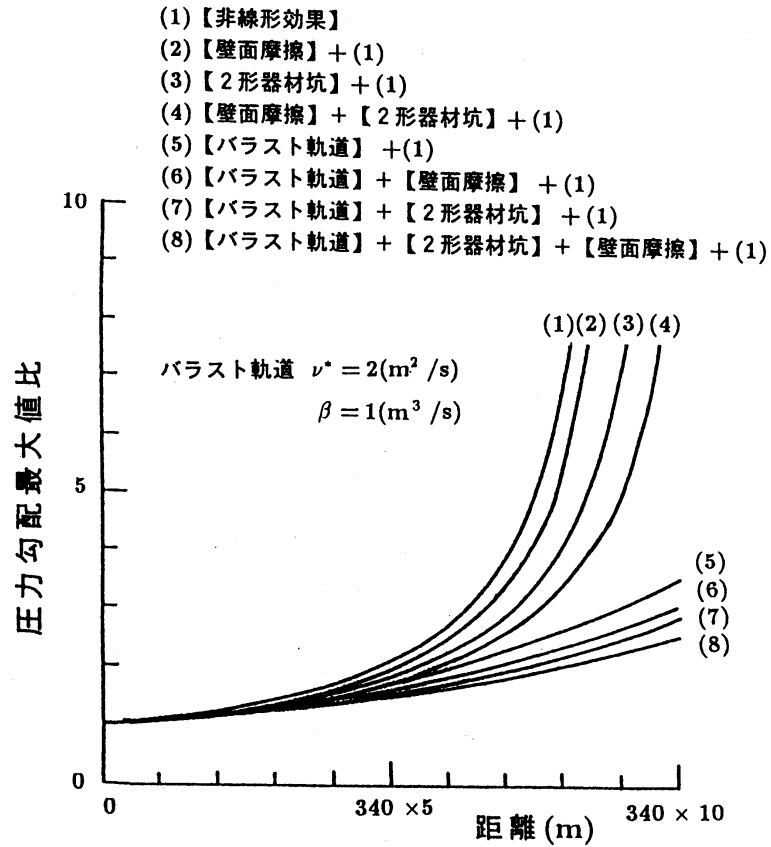


図 7: 圧力波の前面の変形に関する因子の効果¹¹⁾

を比較してみる。ただし、器材坑として II 形器材坑のみを考慮することにし、列車入坑時に生ずる圧力波前面の形として

$$p = \Delta p \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \frac{Ut}{0.3d} \right) \quad (47)$$

を用いることにする。ただし、 Δp は式 (1) で与えられる圧力、 d : トンネル直径、 U : 列車速度。

ここでは、バラスト軌道に関する定数として、 $\alpha=0$ 、 $\nu^*=2\text{m}^2/\text{s}$ 、 $\beta=1\text{m}^3/\text{s}$ を用い、壁面摩擦として式 (45) を用いる。列車速度が 240km/h の場合の圧力波前面の圧力勾配最大値の変化を図 7 に示す。図 7 より、圧力波の前面を緩やかにする効果に関して、バラスト軌道の効果が顕著であり、[バラスト軌道] > [II 型器材坑] > [トンネル壁面摩擦] であることがわかる。

6. まとめ

圧力波の前面を緩やかにする効果として、バラスト軌道の効果が卓越していることがわかった。今後、バラスト軌道をはじめ各因子の効果に関して、モデルの改良・精密化などにより、さらに詳しく検討する必要がある。

文献

1. 小澤 智：鉄道技術研究所報告 No.1121 (1979).
2. S. Ozawa, T. Maeda, T. Matsumura, K. Uchida, H. Kajiyama, K. Tanemoto: Proc. 7th Int. Symp. on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, ed. A. Haerter, Elsevier Science Publishers Ltd. (1991) 253-266.
3. 原 朝茂：鉄道技術研究所報告 No.153 (1960).
4. 原 朝茂：日本機械学会論文集 Vol.26 No.171 (1960).
5. 山本彬也：鉄道技術研究所報告 No.871 (1973).
6. 山本彬也：鉄道技術研究所報告 No.1230 (1983).
7. 飯田雅宣, 前田達夫：鉄道総研報告, Vol.4 No.7 (1990) 54-62.
8. 山本彬也：日本物理学会春の分科会 応用数学, 力学, 流体物理予稿集 4p-H-4 (1977).
9. K. Matsuo, T. Aoki, H. Kashimura, T. Yasunobu, S. Mashimo: Proc. 8th Int. Symp. on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, ed. I. Cockram, Mechanical Engineering Publications Ltd. (1994) 199-209.
10. S. Ozawa, T. Maeda, T. Matsumura, K. Nakatani, K. Uchida: Proc. 8th Int. Symp. on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, ed. I. Cockram, Mechanical Engineering Publications Ltd. (1994) 211-226.
11. S. Ozawa, T. Maeda, T. Matsumura, K. Uchida: Proc. Int. Conf. Speedup Technology for Railway and Maglev Vehicles, Vol.2 (1993) 299-304.
12. 荒井昌昭：日本音響学会誌, Vol.19 No.1 (1963) 9-16.
13. N. Sugimoto: J. Fluid Mech., Vol.244 (1992) 55-78.
14. W. Zielke: Journal of Basic Engineering, Trans. ASME. Ser.D, Vol.90 No.1 (1968) 109-115.
15. W. Chester: J. Fluid Mech. Vol.18 (1964) 44-64.
16. J.L. Archard and G.M. Lespinard: J. Fluid Mech. Vol.113 (1981) 283-298.
17. F.T. Brown, G. Knebel, D. Margolis: Report No. FRA-RT-72-22, prepared for the U.S. Dept. of Transportation by Engineering Project Laboratory, M.I.T (1971).
18. S. Temkin: J. Acous. Soc. Amer., Vol.46 No.1 Part2 (1969) 267-271.
19. L.D. Landau and E. M. Lifshitz: *Fluid Mechanics*, Pergamon Press (1969).