604 管内の多孔板上を伝播する圧縮波の減衰に関する数値解析

Numerical Analysis on the Attenuation of a Compression Wave Propagating Over a Porous Plate in a Tube

○正 仲尾晋一郎 (長総大) 正 青木 俊之 (九 大) 古屋 洋平 (九 大) 玉井 直哉 (九 大)
松岡 諒 (九 大) 谷野 忠和 (長総大) 正 近藤 信昭 (九 大) 正 松尾 一泰 (北九大)

Shinichiro NAKAO, Nagasaki Institute of Applied Science, 536 Aba-machi, Nagasaki City
Toshiyuki AOKI, Youhei FURUYA, Kyushu University, 6-1 Kasugakouen, Kasuga City
Naoya TAMAI, Ryo MATSUOKA, Kyushu University
Tadakazu TANINO, Nagasaki Institute of Applied Science
Nobuaki KONDOH, Kyushu University
Kazuyasu MATSUO, The University of Kitakyushu, 1-1 Hibikino, Wakamatu-ku, Kitakyushu

Key Words : Compression Wave, High-speed Train, Micro-pressure Wave, Propagation, Tube, Porous, Attenuation, Tunnel

1. 結 論

列車が高速でトンネルに突入すると、列車の前方に圧縮波が形成される。この圧縮波はトンネル内を減衰および変形しながらトンネル出口へと伝播し、大部分は反射するが、一部が微気圧波⁽¹⁾と呼ばれる衝撃音を伴うパルス状の波となって、トンネル出口から放出される。この微気圧波の強さはトンネル出口に伝播してきた圧縮波の最大圧力勾配に比例する⁽¹⁾。スラブ軌道トンネルにおいてはトンネルが長いほど非線形効果により圧縮波の最大圧力勾配が増加するため騒音は非常に大きい。バラスト軌道トンネルでは、線路の下に敷き詰められた砂利の“吸い込み効果”のため伝播波形は減衰変形し、圧縮波の波面の最大圧力勾配が減少し、騒音は小さくなる⁽¹⁾。

本研究では、トンネル内のバラスト軌道と同様に微気圧波の低減効果を持つ多孔板モデルの数値計算を行い、モデル実験と比較した。

2. 数値計算法

2.1 管空洞部 圧縮波がトンネル(管空洞部)内を伝播すると最初静止していた空気は圧縮波の伝播方向に加速され、圧縮波背後の境界層が発達し、流れは伝播する圧縮波の内部及び背後の領域においても非定常である。ここでは空気は完全気体とし、管空洞部内は等価直径 D が一定のまっすぐな管で、その内部を伝播する圧縮波によって誘起される流れは壁面における摩擦によるせん断応力や熱伝達は考慮するが、管空洞部断面にわたる速度や温度分布が一様な一次元非定常圧縮流れと仮定する。また、図 1 のように多孔板下部に流れが流入することを考慮して検査体積を取ると、保存形の連続の式、 x 方向(軸方向)運動量の式およびエネルギー式は

$$\frac{\partial U_T}{\partial t} + \frac{\partial F_T}{\partial x} + G_T = 0 \quad (1)$$

$$U_T = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, F_T = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{bmatrix}, G_T = \begin{bmatrix} 0 \\ -w(t) \\ -q(t) \end{bmatrix} \quad (2)$$

である。 t は時間、 p は圧力、 ρ は密度、 u は流速、 $w(t)$ は軸方向の単位長さ当たりの粘性による圧力損失(流体摩擦項)、 $q(t)$ は流体から管空洞部壁面に伝わる熱量(熱伝達項)、 $q(t)$ は単位体積当たりの粘性による摩擦発熱項、 e は流体の単位体積当たりの内部エネルギーと運動エネルギーの和で、比熱比 γ を用いて次式で与える。

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (3)$$

前述したように最初静止していた空洞部内の空気は圧縮波

によって加速される。この加速過程における壁面摩擦、つまり、非定常摩擦は定常流の摩擦に比べてかなり大きく⁽²⁾、圧縮波面の変形に大きな影響を与える。そこで本解析では、式(2)の流体摩擦項 $w(t)$ を、定常流に対応する項 $w_s(t)$ と非定常項 $w_u(t)$ の和と仮定する。定常項 $w_s(t)$ は、軸方向単位長さ当たりについてであるから、管内の十分発達した乱流に対して次式⁽³⁾で与えられる。

$$w_s = \frac{32 \rho \nu^2}{\text{Re} D} \quad (4)$$

ここで、 Re は管径 D を代表長さとしたレイノルズ数である。一方、非定常項 $w_u(t)$ は、Zielke⁽⁴⁾の管内の非圧縮性非定常流に対する解析を適用し、次式により計算する。

$$w_u(t) = \frac{16 \rho \nu}{D^2} \int_0^t \frac{\partial u}{\partial \tau} \zeta(t - \eta) d\eta \quad (5)$$

ここで、 ν は動粘性係数、 $\zeta_u(t)$ はある瞬間の速度変化に対する重み関数である。上式を計算するに当たり、Triakha⁽⁵⁾の方法による近似式を用いた。

次に、熱伝達項 $q(t)$ については、Mirels⁽⁶⁾の衝撃波背後の非定常層流境界層についての解析より、次式を用いた。

$$q(t) = -\frac{4c_p}{\text{Pr} D} s'(0)(T_w - T_r) \sqrt{\frac{u_e \rho_w \mu_w}{2x}} \quad (6)$$

$$s'(0) = -0.489 \sqrt{1 + 1.644 \frac{u_w}{u_e} \text{Pr}^{0.48 + 0.022(u_w/u_e)}} \quad (7)$$

ここで、 c_p は定圧比熱、 u_e は主流速度、 u_w は壁面速度、 T_w は壁面温度、 T_r は主流温度、 Pr はプラントル数である。

2.2 多孔板下部 多孔板下部も管空洞部と同様の流れを仮定する。保存形の連続の式、 x 方向(軸方向)運動量の式およびエネルギー式は

$$\frac{\partial U_p}{\partial t} + \frac{\partial F_p}{\partial x} + G_p = 0 \quad (8)$$

$$U_p = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, F_p = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{bmatrix}, G_p = \begin{bmatrix} 0 \\ -w(t) \\ -q(t) \end{bmatrix} \quad (9)$$

である。 t は時間、 p は圧力、 ρ は密度、 u は流速、 $w(t)$ は軸方向の単位長さ当たりの粘性による圧力損失(流体摩擦項)、 $q(t)$ は流体から管壁に伝わる熱量(熱伝達項)、 e は上述の式(3)で表される。

多孔板下部の流れにおいて流体摩擦項 $w(t)$ 、熱伝達項 $q(t)$ については、管空洞部分の場合と同様に上述の式(4)～(7)を用いる。

2.3 管空洞部から多孔板下部への流入速度 v 高圧力を p_4 、低圧力を p_1 としてリーマン問題を考える(図 2)。音響インピーダンスを用いると、

$$I_1 = \rho_1 a_1, \quad I_4 = \rho_4 a_4, \quad \Delta p_2 = I_1 u_2, \quad (10)$$

$$\Delta p_3 = I_4 u_3, \quad u_2 = u_3$$

これらを使って u_2 について解くと、

$$u_2 = u_3 = \frac{(p_4 - p_1)}{(\rho_1 a_1 + \rho_4 a_4)} \quad (11)$$

が得られ、ここで p_4 を管空洞部の圧力 p_T 、 p_1 を多孔板下部の圧力 p_p とする、さらに多孔板下部へ流れ込む際の抵抗を考慮した係数 c を用いると管空洞部から多孔板下部への流入速度 v は、以下のように表すことができる。

$$v = \frac{(p_T - p_p)}{(\rho_p a_p + \rho_T a_T)} \cdot c \quad (12)$$

2.4 管空洞部と多孔板下部の圧力補正 リーマン問題を応用した上述の式(12)により管空洞部から多孔板下部への流入速度が求まると、空洞部を伝播する波動は弱められ、伝播速度が減少する。また、多孔板下部では物理量の流入のため、伝播する波動は強められ、伝播速度が増加する。よって図1のように多孔板下部内に物理量が流入することを考慮して検査体積を取り、連続の式、運動量の式およびエネルギー式を解き、空洞部と多孔板下部に対し、拡散項 B を入れて補正を行った。管空洞部に対しては、

$$\frac{\partial U_T}{\partial t} + \frac{\partial F_T}{\partial x} + B_T = 0 \quad (13)$$

$$U_T = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, F_T = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{bmatrix}, B_T = \begin{bmatrix} -\rho_p v \frac{b_p}{A} \\ -\rho_p v u_T \frac{b_p}{A} \\ -\rho_p v \frac{b_p}{A} \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_T}{\rho_T} + \frac{u_T^2}{2} \right) \end{bmatrix} \quad (14)$$

多孔板下部に対しては、

$$\frac{\partial U_p}{\partial t} + \frac{\partial F_p}{\partial x} + B_p = 0 \quad (15)$$

$$U_p = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, F_p = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{bmatrix}, B_p = \begin{bmatrix} \rho_p v \frac{b_p}{A} \\ \rho_p v u_T \frac{b_p}{A} \\ \rho_p v \frac{b_p}{A} \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_T}{\rho_T} + \frac{u_T^2}{2} \right) \end{bmatrix} \quad (16)$$

ここで、 A は管空洞部の断面積、 ρ_T は管空洞部の密度、 p_T は管空洞部の圧力、 ρ_p は多孔板下部の密度、 b_p は多孔板下部の幅、 v は管空洞部から多孔板下部への流入速度である。 e は上述の式(3)で表される。

本数値計算では、式(8)、(9)より求まる多孔板下部の圧力 p_p を用いて、式(1)、(2)と式(12)より管空洞部から多孔板下部への流入速度 v を求め、計算の空間ステップ Δx ごとに、空洞部は式(13)、(14)を、多孔板下部は式(15)、(16)を用いて圧力を補正して計算した。また計算は2次精度の陽的 TVD 法と、空間と時間に関する演算子分割法を組み合わせ使用した。

3. 計算結果

図3に計算結果を示す。横軸は式(12)における c と関連する多孔板の面積に対する穴の割合である開口率 ξ である。縦軸は圧縮波の波面における最大圧力勾配 $(d\Delta p/dt)_{\max}$ の変化割合を表し、 $(d\Delta p/dt)_{\max}/(d\Delta p/dt)_{\max,1}$ が伝播距離 x とともに指数関数的に変化するとした $(d\Delta p/dt)_{\max}/(d\Delta p/dt)_{\max,1} = \exp(-\alpha x/D)$ を使用して、計算結果(及びモデル実験)の波形から最小二乗法求めた。この α は勾配係数と呼び、正の値なら伝播しながら $(d\Delta p/dt)_{\max}$ が増加し、負の値なら減少していることを示す。図中の□印は金属製の多孔板⁽⁷⁾、○印は樹脂製の多孔板を用いたモデル実験⁽⁸⁾のより求めた値を示す。図3より、開口率の値を高くしていくと、 α は急激に減少する($(d\Delta p/dt)_{\max}$ の減少率が高くなる)が、ある程度大きな値

になると α はあまり変化せず、漸近するようになる。実験においても同様であり、傾向が一致する。

4. 結論

本研究では、多孔板下部の流れを考慮し、管空洞部との間に、リーマン問題を用いることで、管空洞部から多孔板下部への流入速度 v を計算する多孔板モデルの数値計算を行い、モデル実験と比較した。その結果、微気圧波騒音が比例する圧縮波の波面における最大圧力勾配 $(d\Delta p/dt)_{\max}$ の抑制傾向(勾配係数 α の変化)及び抑制が漸近する傾向を捕らえることができた。

参考文献

- (1)小沢, 鉄道技術研究報告, No.1121(1979), 1-92.
- (2)Schultz, M. and Sockel, H., Proc. 6th Int. Symp. Aerodyn.Ventilat.Vehicle Tunnels, (1988),123-135
- (3)古屋善正,ほか2名,改定新版流体工学,(1982),107-111, 121-124, 朝倉書店
- (4)Zielke, W., Trans. ASME, J. Basic Eng.,90-1,(1968),109-115
- (5)Tripathi, A.K., Trans, ASME, J. Fluids Eng., 97,(1975),97-105
- (6)H.Mirels, Boundary Layer Behind Shock or Thin Expansion Wave Moving into Stationary Fluid, NACA, TN3712,(1956).
- (7)仲尾,青木,谷野,松尾,日本機械学会 機械力学・計測制御部門講演会,No.03-7,(2003),313
- (8)古屋,玉井,松岡,青木,九州支部第57期総会・講演会,講演番号 605,(2004)

Fig.1 Analysis Model for a Compression Wave Propagating Over a Porous Plate in a Tube

Fig.2 Flow Speed v Between Hollow Part and Cavity

Fig.3 Comparison Between Calculation and Experiments