

空孔導入によるトンネル発破振動低減効果の解析的検討

VIBRATION REDUCTION BY HOLE ARRANGEMENT FOR TUNNEL BLASTING

齋藤 優¹⁾, 若月和人²⁾, 阿部和久³⁾, 紅露一寛⁴⁾

Yutaka SAITO, Kazuhito WAKATSUKI, Kazuhisa ABE and Kazuhiro KORO

- 1) 新潟大学大学院自然科学研究科 (〒 950-2181 新潟市西区五十嵐二の町 8050, E-mail: f14e017a@mail.cc.niigata-u.ac.jp)
 2)(株) 福田組 (〒 951-8668 新潟市中央区一番堀通町 3-10, E-mail: waka1950@fkd.co.jp)
 3) 新潟大学工学部建設学科 (〒 950-2181 新潟市西区五十嵐二の町 8050, E-mail: abc@eng.niigata-u.ac.jp)
 4) 新潟大学大学院自然科学研究科 (〒 950-2181 新潟市西区五十嵐二の町 8050, E-mail: kouro@eng.niigata-u.ac.jp)

The effect of an array of holes arranged around the tunnel face is investigated in the context of the ground vibration reduction originated from the tunnel blasting. To this end, a finite element analysis method is developed. In the analysis the present problem is modeled by a two-dimensional infinite region in which a number of holes are located around a circular domain. The external infinite homogeneous sub-region is represented by a dynamic equivalent stiffness. The tunnel blasting is given by a concentrated harmonic pressure. The finite element equation is derived for the scattering wave component due to the singular loading. Through numerical examples, the influences of the hole diameter, spacing and number of layers on the wave transmission through the holed region are examined.

Key Words: Tunnel Blasting, Array of Holes, Vibration Reduction, FEM

1. はじめに

トンネル掘削工事では、爆薬を用いた発破掘削方式が広く採用されているが、その際には発破振動が発生するため、周辺環境に及ぼす影響が懸念される⁽¹⁾⁽²⁾。特に、民家等に近接して発破掘削を行う場合は発破振動の低減が必要となってくる。一般的な対策としては、雷管段数を増加して1孔あたりの装薬量を低減する制御発破が採用されているが、掘削面中央の心抜き部にあらかじめスリット状の自由面を設けて発破を行なう「心抜き自由面発破」という方法もある。この方法では、岩盤を破碎する際に最も負荷が大きくなる心抜き発破に対して、自由面の存在によって効率よく岩盤を破碎することが可能となり、結果として地盤振動の原因となる放射波動エネルギーが小さくなることで振動低減を図るものである。石沢ら⁽³⁾は、発破孔から自由面までの距離が破壊領域面積や放射波動エネルギー、および発破により飛散する岩塊の運動エネルギー等に及ぼす影響について議論している。

一方、掘削面の外周に沿って多数の単一孔を連続して削孔することでスリットを形成させる方法も存在し、大幅な振動低減効果が示されている⁽⁴⁾。こちらは、波動が伝搬して行く掘削面の内側と外側とを絶縁し、放射波動の伝搬を遮断することで振動を低減するものである。しかしながら、スリッ

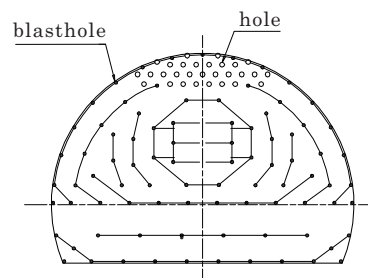


Fig.1 Vibration reduction by hole arrangement

トの形成には特殊な技術が必要であり、大規模なスリット形成は掘削効率の低下や施工コストの増大につながる。

以上のような検討結果や施工上の課題を踏まえ、本研究ではスリットに代わり Fig.1 の様な空孔列導入による振動低減法の可能性について検討する。なお、スリットと比較して大幅に削孔数を低減することでコスト縮減も期待される。

なお、周期構造の波動場に如何なる波動モードをも持たない周波数帯(ストップバンド)が存在し得ることが知られている。この特性を利用することで特定の周波数帯の音や振動⁽⁵⁾のみ遮断する手法や、特定の周波数帯の光を伝播させる導波路の開発などが様々な分野で試みられている。

しかし、例えば花崗岩の岩盤について考えると、発破による地盤振動の主要な周波数は一般に 0.5~200Hz の間に存在する⁽⁶⁾。特に発破振動が問題となるような近接施工では比較的高い周波数が問題となるが、それでも振動の卓越周波数は既往の測定事例⁽¹⁾より 100~200Hz 程度と考えられる。一方、花崗岩の縦波伝搬速度 C_L を約 3000m/s とすると、当該周波数域での波長は 15~30m となり、そのサイズはトンネル径を大幅に超え、空孔配置によるバンド特性を利用した振動低減効果は期待できない。すなわち、本研究で意図しているものは、空孔導入によるスリットでの振動遮蔽に準ずる効果の実現にある。

本論文では、上述の振動低減効果の検討を目的として、具体的解法を構成する。まず、本問題を加振点の周囲に多数の空孔が配置された二次元無限動弾性場により表現する。当該領域を空孔を含む有限な部分と、その外部に広がる無限領域とに分け、後者を無限場に等価な動的等価剛性⁽⁷⁾により与える。その下で、有限要素法により定式化を行う。さらに、発破に対応する加振力を無限小円孔内に作用する調和圧力に対する波動解で表現し、応答を求める。なお、当該問題では境界要素法の適用も比較的容易と考えられるが、上述の解法により有限要素法によっても点加振を受ける無限域を表現可能であり、複雑な空孔の配置も容易に扱える。さらに、外部無限場を与える等価剛性行列の構築に、本研究では簡便な方法を適用した。この場合、当該行列の計算負荷が大幅に削減できるため、有限要素解析の手間を大幅に軽減できる。

以下では、まず無限小円孔に作用する調和圧力に対する定常応答解を求めるための有限要素方程式の定式過程を示す。続いて、解析例を通して、空孔径やその間隔、空孔列の層数などが空孔域を透過する波動の低減に及ぼす影響を調べ、当該手法の適用可能性について検討する。

2. 解析手法

2.1. 対象とする問題

トンネル掘削面に対して垂直に発破孔と空孔とが設けられているものとし、掘削面外周近傍に Fig.2 のように空孔を配置する問題を考える。なお、実際には、トンネル側面と先端部の掘削面の 2 つの自由境界が存在しているが、ここでは掘削面に平行な面内に伝搬する発破振動を対象とする。本研究ではトンネル直近で波動透過を評価するので、それを平面ひずみ二次元面内波動場として近似表現する。また、波動透過の基本特性を調べる目的で、単一の加振点と外周に沿って一様に分布した空孔列を設定する。均質な二次元無限場の中に Γ_3 で囲まれた有限領域(掘削面)をとり、空孔の配置された領域を含む Γ_3 内側の領域を Ω_2 とおく。 Ω_2 内におかれた単一発破孔の加振圧は、無限小の円孔内面に作用する振動数 ω の調和圧力で表わす。この加振点を含む要素を Ω_e 、その境界を Γ_1 とおく。なお、 Γ_3 の外部無限領域は、 Ω_2 と同一材料で与えられているものとする。

2.2. 求解方程式の導出

$\Omega_2 - \Omega_e$ における運動方程式は次式で与えられる。

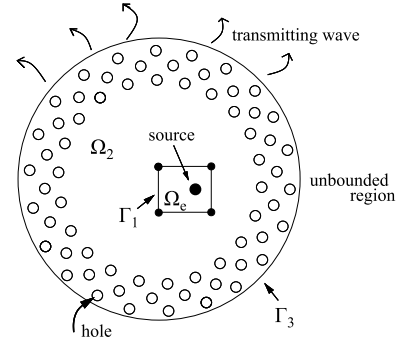


Fig.2 Analysis problem

$$\begin{bmatrix} \hat{\mathbf{K}}_{11} & \hat{\mathbf{K}}_{12} & \hat{\mathbf{K}}_{13} \\ \hat{\mathbf{K}}_{21} & \hat{\mathbf{K}}_{22} & \hat{\mathbf{K}}_{23} \\ \hat{\mathbf{K}}_{31} & \hat{\mathbf{K}}_{32} & \hat{\mathbf{K}}_{33} + \mathbf{K}_B \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{u}_1 \\ \mathbf{u}_2 \\ \mathbf{u}_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{F}_1 \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{Bmatrix} \quad (1)$$

ここで $\hat{\mathbf{K}}_{ij} = \mathbf{K}_{ij} - \omega^2 \mathbf{M}_{ij}$ であり、 \mathbf{K}_{ij} 、 \mathbf{M}_{ij} はそれぞれ剛性行列と質量行列である。 \mathbf{u}_1 、 \mathbf{u}_2 、 \mathbf{u}_3 は、それぞれ Γ_1 、 Ω_2 、 Γ_3 上に関する節点変位ベクトル、 \mathbf{F}_1 は Γ_1 上の内部節点力、 \mathbf{K}_B は外部無限領域を表す Γ_3 上の動的等価剛性である⁽⁷⁾。なお、 \mathbf{K}_B の導出概要については後で述べる。 Γ_1 において、 Ω_e 側の節点変位と節点力は次式で与えられる。

$$\mathbf{u}_e = \mathbf{u}_1^I + \mathbf{u}_1^S, \quad \mathbf{F}_e = \mathbf{F}_1^I + \mathbf{F}_1^S \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{u}_1^I は空孔のない均質な無限場におかれた無限小円孔の加振により放射される波動の Γ_1 上の節点変位、 \mathbf{F}_1^I はその応力から与えられる内部節点力である。また、 \mathbf{u}_1^S 、 \mathbf{F}_1^S は Ω_2 側からの散乱波成分である。 Γ_1 上の変位の適合条件と力のつり合い条件は次式で与えられる。

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_1^I + \mathbf{u}_1^S, \quad \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_1^I + \mathbf{F}_1^S = \mathbf{0} \quad (3)$$

なお、 \mathbf{u}_1^S 、 \mathbf{F}_1^S は Ω_e 内に加振外力を持たない成分であるので、次式が成り立つ。

$$\left[\tilde{\mathbf{K}}_{11} \right] \left\{ \mathbf{u}_1^S \right\} = \left\{ \mathbf{F}_1^S \right\} \quad (4)$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{K}}_{11}$ は有限要素 Ω_e の動的要素剛性行列である。以上の式を整理すると、 \mathbf{F}_1 は次式の様に表わすことができる。

$$\left\{ \mathbf{F}_1 \right\} = \left[\tilde{\mathbf{K}}_{11} \right] \left\{ -\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_1^I \right\} - \left\{ \mathbf{F}_1^I \right\} \quad (5)$$

式(5)を(1)に代入して最終的な求解方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} \hat{\mathbf{K}}_{11} + \tilde{\mathbf{K}}_{11} & \hat{\mathbf{K}}_{12} & \hat{\mathbf{K}}_{13} \\ \hat{\mathbf{K}}_{21} & \hat{\mathbf{K}}_{22} & \hat{\mathbf{K}}_{23} \\ \hat{\mathbf{K}}_{31} & \hat{\mathbf{K}}_{32} & \hat{\mathbf{K}}_{33} + \mathbf{K}_B \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{u}_1 \\ \mathbf{u}_2 \\ \mathbf{u}_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{\mathbf{K}}_{11} \mathbf{u}_1^I - \mathbf{F}_1^I \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (6)$$

2.3. \mathbf{F}_1^I の計算

\mathbf{F}_1^I は \mathbf{u}_1^I に対応する Γ_1 上の表面力 \mathbf{p} より次式で導出する。

$$\begin{aligned} [\delta \bar{\mathbf{u}}^T] \left\{ \mathbf{F}_1^I \right\} &= \int_{\Gamma_1} \mathbf{p} \cdot \delta \bar{\mathbf{u}} d\Gamma \\ &= \sum_i \int_{\Gamma_1} (p_x N_i \delta \bar{u}_i + p_y N_i \delta \bar{v}_i) d\Gamma \end{aligned} \quad (7)$$

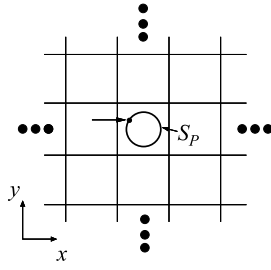


Fig. 3 Harmonic loading of infinite region

ここで N_i は Γ_1 上の補関数である. また, $\delta u_i, \delta v_i$ は仮想節点変位の x, y 成分, $(-)$ は複素共役である. 表面力 p_x, p_y は Γ_1 上応力から求める. なお, 無限小円孔内面に $\lim_{a \rightarrow 0} \pi a^2 p = \frac{4\mu l}{k}$ (a は空孔半径) の調和圧力 p が作用するときの極座標下の応力成分は, 時間因子 $e^{i\omega t}$ の下, 次式で与えられる.

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= -\frac{2\mu}{r} H_1^{(2)}(kr) + (\lambda + 2\mu)kH_0^{(2)}(kr) \\ \sigma_{\theta\theta} &= \lambda kH_0^{(2)}(kr) + \frac{2\mu}{r} H_1^{(2)}(kr)\end{aligned}\quad (8)$$

ただし, $\sigma_{r\theta} = 0$ であり, 変位 u_r^I は次式で与えられる.

$$u_r^I = H_1^{(2)}(kr) \quad (9)$$

ここで r は円孔中心からの距離, μ, λ は Lamé 定数, k は縦波波数, $H_n^{(2)}$ は n 次の第二種 Hankel 関数である.

2.4. 動的等価剛性行列 \mathbf{K}_B 導出の概要 (7)

文献 (7) に示した導出法は無限周期場を対象としているが, ここで対象としている一様場も, 任意の周期場と見なすことができる. Fig.3 のような仮想周期場における代表セルを対象に, Γ_3 に相当する仮想境界 S_P 上の有限要素節点の内の一つを x 方向に調和加振する問題を考える. この時 S_P 上の全節点における外部領域側の内部節点力を求める. これにより, S_P 上の節点変位と内部節点力のペアが得られる.

同様に他の S_P 上の節点についても, x 方向と y 方向の加振問題を順次解く. 各加振問題に対する節点変位と節点力ベクトルを各列成分に持つ正方行列を作成し, それぞれ $[\mathbf{U}_P]$, $[\mathbf{F}_P]$ とおく. すると, Γ_3 上の外部領域に対する動的等価剛性行列 \mathbf{K}_B は次式により与えられる.

$$[\mathbf{K}_B] = [\mathbf{F}_P \mathbf{U}_P^{-1}] \quad (10)$$

以上より, \mathbf{K}_B の導出は, 無限仮想周期場の加振応答を解くことに帰着する. なお, 当該加振問題の具体的な解法については文献 (7) を参照されたい.

2.5. 簡便法による \mathbf{K}_B の作成

本問題における Γ_3 は円形境界で与えられるため, \mathbf{K}_B 作成の際に求める Γ_3 上 i 番節点加振による j 番節点の応答は, それらの相対位置にのみ依存する. よって, Γ_3 上の何れか一点の x, y 方向加振問題を解くことで, 動的等価剛性行列を作成できる. 以下にその具体的手順を示す. なお, Fig.1 の様にトンネル断面形状が円形でなくとも, Γ_3 はそれを包含する円形境界で設定すれば良い.

Γ_3 上の i 番節点 x 方向を単位加振した場合の Γ_3 上の内部節点力ベクトルを $\{\mathbf{F}_{ix}\}$ とおく. 同様に, i 番節点の y 方向

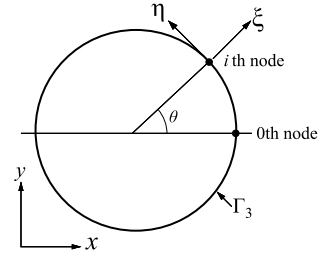


Fig. 4 Local coordinate of (ξ, η)

を単位加振した時の内部節点力ベクトルを $\{\mathbf{F}_{iy}\}$ とおく. なお, Γ_3 中心点より x 軸方向に位置する節点を 0 番節点とし, 反時計回りに節点番号を付けるものとする.

さらに, i 番節点を単位水平加振したときの j 番節点の内部節点力を $\{\mathbf{F}_{ijx}\}$, 鉛直加振に対するものを $\{\mathbf{F}_{ijy}\}$ と表しておく. このとき $\{\mathbf{F}_{ix}\}$, $\{\mathbf{F}_{iy}\}$ はそれぞれ次式で与えられる.

$$\begin{aligned}\{\mathbf{F}_{ix}\} &= \{\mathbf{F}_{i0x}, \mathbf{F}_{i1x}, \dots, \mathbf{F}_{iN_x}\}, \\ \{\mathbf{F}_{iy}\} &= \{\mathbf{F}_{i0y}, \mathbf{F}_{i1y}, \dots, \mathbf{F}_{iN_y}\}\end{aligned}\quad (11)$$

節点 i に関して局所座標系 (ξ, η) を Fig.4 のように定義する. このとき, 節点 i の ξ 方向に単位加振したときの j 番節点における内部節点力は, (ξ, η) 系において次式のように 0 番節点加振の節点力ベクトルにより与えられる.

$$\{\hat{\mathbf{F}}_{ij\xi}\} = \{\mathbf{F}_{0, j-i, x}\} \quad (12)$$

同様に, η 方向の単位加振に対して次式が成り立つ.

$$\{\hat{\mathbf{F}}_{ij\eta}\} = \{\mathbf{F}_{0, j-i, y}\} \quad (13)$$

$\{\hat{\mathbf{F}}_{ij\xi}\}$, $\{\hat{\mathbf{F}}_{ij\eta}\}$ の成分は (ξ, η) 系で与えられているので, これを (x, y) 座標系に変換すると次式を得る.

$$\begin{aligned}\{\mathbf{F}_{ij\xi}\} &= [\mathbf{T}]\{\hat{\mathbf{F}}_{ij\xi}\}, \\ \{\mathbf{F}_{ij\eta}\} &= [\mathbf{T}]\{\hat{\mathbf{F}}_{ij\eta}\}\end{aligned}\quad (14)$$

ここで $\{\mathbf{F}_{ij\xi}\}$, $\{\mathbf{F}_{ij\eta}\}$ は (x, y) 座標系成分であり, $[\mathbf{T}]$ は Fig.4 の θ に対して与えられる次の座標変換行列である.

$$[\mathbf{T}] = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (15)$$

また $\{\mathbf{F}_{ij\xi}\}$, $\{\mathbf{F}_{ij\eta}\}$ は, ξ, η 方向加振に対する節点力であるので, x, y 方向加振に対する節点力 $\{\mathbf{F}_{ijx}\}$, $\{\mathbf{F}_{ijy}\}$ は次式により与えられる.

$$\begin{aligned}\{\mathbf{F}_{ijx}\} &= \cos \theta \{\mathbf{F}_{ij\xi}\} - \sin \theta \{\mathbf{F}_{ij\eta}\}, \\ \{\mathbf{F}_{ijy}\} &= \sin \theta \{\mathbf{F}_{ij\xi}\} + \cos \theta \{\mathbf{F}_{ij\eta}\}\end{aligned}\quad (16)$$

式 (16) に式 (12), (13), (14) を代入して次式を得る.

$$\begin{aligned}\{\mathbf{F}_{ijx}\} &= \cos \theta [\mathbf{T}]\{\mathbf{F}_{0, j-i, x}\} - \sin \theta [\mathbf{T}]\{\mathbf{F}_{0, j-i, y}\}, \\ \{\mathbf{F}_{ijy}\} &= \sin \theta [\mathbf{T}]\{\mathbf{F}_{0, j-i, x}\} + \cos \theta [\mathbf{T}]\{\mathbf{F}_{0, j-i, y}\}\end{aligned}\quad (17)$$

以上のようにして, 式 (11) の各部分ベクトル $\{\mathbf{F}_{ijx}\}$, $\{\mathbf{F}_{ijy}\}$ は, $\{\mathbf{F}_{0ix}\}$, $\{\mathbf{F}_{0iy}\}$, すなわち 0 番節点の加振問題の解から

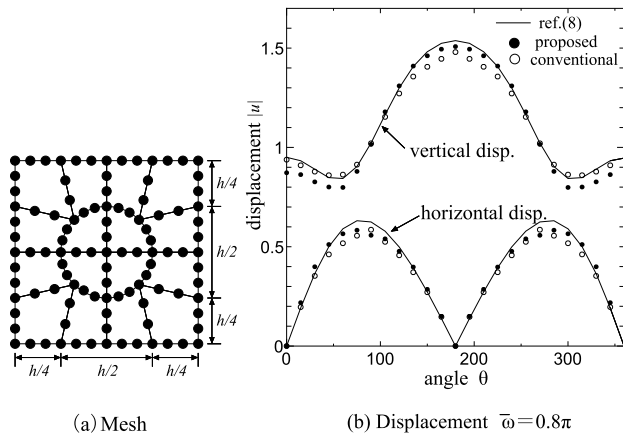


Fig. 5 Scattering of SV wave by cavity

作成可能である。各单位加振に対する節点変位も同様にして求めることができる。

3. 簡便法による \mathbf{K}_B の評価の妥当性の確認

理論的には、式 (17) より等価剛性行列 \mathbf{K}_B を求めることが可能である。しかし、実際の解析では、仮想周期場のユニットセル内を離散化して、加振問題の有限要素解を求めることとなり、ここには離散化誤差等が混入する。よって、数値解は加振節点と評価節点の相対位置関係のみならず、加振位置にも多少依存すると思われる。そこで、簡便法により得られた動的等価剛性行列の妥当性を確認するために、等方均質な無限弾性体中の単一円形空洞に SV 平面波が入射する問題に本手法を適用し、理論値と比較した。なお、弾性場のポアソン比を 0.3 とした。

この問題では円形境界内部が空洞で与えられているため、円形境界上の応答は次式を解いて求めることができる。

$$[\mathbf{K}_B]\{\mathbf{U}^D\} = \{-\mathbf{F}^I + \mathbf{K}_B\mathbf{U}^I\} \quad (18)$$

ここで、 \mathbf{U}^D は円形境界上の節点変位ベクトルであり、 $\mathbf{U}^I, \mathbf{F}^I$ は、空洞が存在しない場合の、波動入射による円形境界上での節点変位および内部節点力である。

動的等価剛性行列の計算に当たり、ユニットセルを Fig.5(a) のように一辺 h の正方形で与え、空洞半径を $0.25h$ とし、3 次元セル要素により離散化した。水平右方向に進行する単位振幅の SV 平面波を入射する場合の結果を Fig.5(b) に示す。なお、図には無次元周波数 $\bar{\omega} = h\omega/C_T = 0.8\pi$ に対する結果を示した。ここで、 C_T は横波伝搬速度である。図より各節点を順次加振して \mathbf{K}_B を求めた場合も、本簡便法による場合も理論解⁽⁸⁾と概ね一致しており、簡便法による評価の妥当性を確かめることができる。なお、 $\bar{\omega} = 0.8\pi$ の時の波長は $2.5h$ であり、同程度の精度確保には、波長の概ね 1/10 以下の要素サイズに設定する必要がある事が分かる。

4. 解析結果

4.1. 解析条件の設定

通常、掘削時の空孔径は大きくても 0.1m 程度であるが、これ以上小さい空孔では、以下に示す様に十分な振動低減効

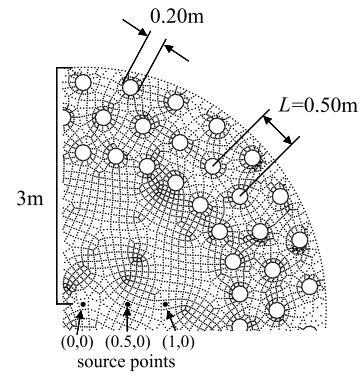


Fig. 6 Analytical conditions (1/4 of section)

果を得るために必要な孔数がかかなり多くなると考えられる。そのため空孔径を 0.1m~0.25m の範囲で設定し解析を行う。

また、空孔列の層数を極端に多くすることは施工効率の低下につながる。そのため、ここでは 1~4 層と比較的少ない層数に設定する。さらに、道路および鉄道トンネルの最小掘削幅は 6~7m 程度であり、例えば 3 層の下で外周近傍に空孔列を配置するものとする、空孔間隔を 0.5m 以下とするのが妥当と考えられる。空孔配置パターンは、その違いによる効果を確認するために、直交格子と三角形ハニカム状配置の 2 ケースを用いる。

以上の条件に基づき本解析では、空孔径を 0.10m, 0.15m, 0.20m, 0.25m と変化させた場合、空孔間隔 L を 0.50m および 0.25m と変化させた場合、層数を 1~4 層と変化させた場合、直交格子およびハニカム状配置とした場合について解析を行う。なお以降の解析例では、空孔間隔 $0.5m \cdot$ 空孔径 $0.2m$ の空孔を三角形ハニカム状に 3 層配置した場合を基本設定として、各条件を変化させたことによる影響について調べる。

解析領域 Ω_2 は無限場内におかれた半径 3m の円形領域とし、**3.** で述べた要素サイズの条件を満たすように、 Ω_2 内を約 5000 要素に分割した (Fig.6)。また、 \mathbf{K}_B 作成の際に、ユニットセルを 1 辺 12m の正方形で与え、円形境界 Γ_3 を 150 要素、450 節点で離散化した。

Γ_3 上の節点変位 \mathbf{u}_3 から放射波動エネルギーの時間平均 \bar{E}_R を次式により求める。

$$\bar{E}_R = \frac{\omega}{2} \text{Im}(\mathbf{u}_3^* \mathbf{K}_B \mathbf{u}_3) \quad (19)$$

ここで、 $(\)^*$ は共役転置であり、 $\text{Im}(\)$ は虚部を表す。発破に伴う周辺岩盤の緩み範囲はあまり広くないと想定し⁽⁹⁾、岩盤の物性は均一と仮定する。ここでは、岩盤は花崗岩を想定し ($C_L = 3000m/s$)、ポアソン比は 0.25 と設定する。発破振動により発生する地盤振動の主要周波数は 100~200Hz であるが、これに対する無次元周波数は基本空孔間隔 $L = 0.5m$ の下で $\bar{\omega} = L\omega/C_T = 0.175 \sim 0.35$ となる。なお、以降長さに関する無次元化は、 $L = 0.5m$ に基づくこととする。この範囲の周波数を十分に包含するように、解析する周波数の上限はその 10 倍程度までとし、無次元周波数 0~3 までの範囲を対象に解析を行う。Fig.6 中の圧力加振位置 (0,0)m, (0.5,0)m, (1,0)m にそれぞれ調和圧力を入力し、以下のエネルギー透

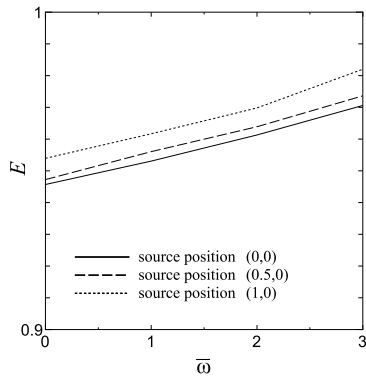


Fig. 7 Energy ratio (basic condition)

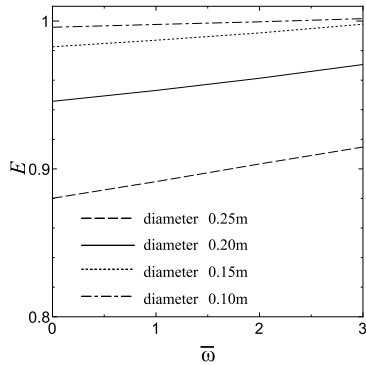


Fig. 8 Influence of hole diameter

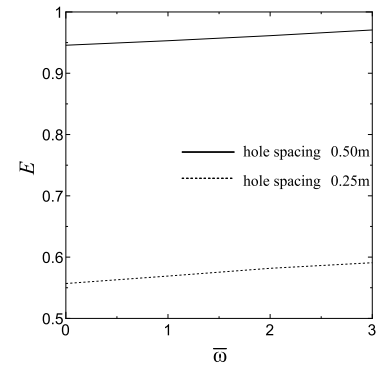


Fig. 9 Influence of hole spacing

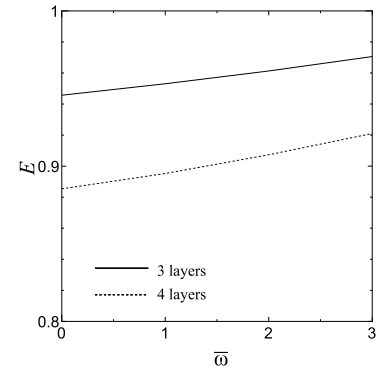


Fig. 10 Influence of number of hole layers

過比 E を求める。

$$E = \frac{\text{空孔がある場合の}\bar{E}_R}{\text{空孔がない場合の}\bar{E}_R}$$

4.2. 各種条件がエネルギー透過比に及ぼす影響

直径 0.2m の空孔を間隔 0.5m で三角形ハニカム状に均等に配置した基本設定の場合の、各圧力加振位置に対する解析結果を Fig.7 に示す。加振位置によらず、無次元周波数 $\bar{\omega} = 0 \sim 3$ の範囲で、 $\bar{\omega}$ の減少と共にエネルギー透過比が一様に減少している。発破による地盤振動の主な周波数帯に相当する $\bar{\omega} = 0.175 \sim 0.35$ の範囲では、エネルギー透過比が 0.95 程度に低下しており、わずかながらも本手法による振動低減効果が確認できる。

以降に Fig.7 の圧力加振位置 (0,0)m の結果を基準として、各解析条件の変化がエネルギー透過比に及ぼす影響を確認する。まず、空孔径を 0.1m, 0.15m および 0.25m と変化させた解析結果を Fig.8 に示す。空孔径を基準値 (0.2m) より 0.05m 大きくすることにより、エネルギー透過比がさらに 0.06 程度減少している。一方、空孔径を基準値より 0.05m 小さくすると、エネルギー透過比は 0.98 以上に止まっており、空孔径 0.1m ではほとんど低減効果が確認できず、空孔径を大きくとる程振動低減効果が顕著になることがわかる。

空孔間隔を基準値の $1/2(0.25\text{m})$ にした場合の結果を Fig.9 に示す。空孔間隔を半分にする事で空孔数は単純に 2 倍になるが、エネルギー透過比は 0.4 程度減少しており、空孔総面積を基準に考えると、空孔径を変化させた場合よりも大きな低減効果が得られることがわかる。なお、この空孔間隔が

及ぼす効果については、4.3 で詳しく述べる。

層数を基準値の 3 層から 4 層に変化させた場合の結果を Fig.10 に示す。層数を 1 層増加させることで空孔を 0.25m に拡大した場合と同程度の低減効果が得られている。

なお、直交格子と三角形ハニカム格子との差はほとんど認められず、空孔配置パターンは他の条件に比べ重要でないことがわかった。

4.3. 空孔配置がエネルギー透過比に及ぼす影響

先の結果で、空孔間隔を狭めた場合に、エネルギー透過比が著しく減少したことを踏まえ、空孔間隔が透過エネルギー低減に与える効果をより詳細に検討する。

なお、4.2 より、層数の増加によってもエネルギー透過比が減少することが示された。しかし実際に掘削面に空孔層を形成する場合、空孔径を大きくしたり、3 層以上にして空孔総数を多くしたりすることはコスト面や施工面で現実的ではないと考えられる。よって本節では、直径 0.15m の空孔を使用し、1 層および 2 層のハニカム配置で解析する。なお、層数が減ることで低減効果が小さくなることが予想されるが、その分空孔間隔を狭めることでエネルギー透過比の減少が見込める。

以下では、健全な岩盤を対象として空孔間が自立すると仮定し、空孔間隔を 0.50m から 0.17m まで変化させて解析を行った。2 層で空孔間隔 0.17m の時の空孔配置の様子を Fig.11 に示す。図より、各層の空孔どうしが接触まではしていないものの、ほぼ最密に近い状態となっていることがわかる。解析結果を Fig.12 に示す。横軸に空孔間隔、縦軸にエネルギー透過比 E をとっている。発破振動の主な周波数帯が

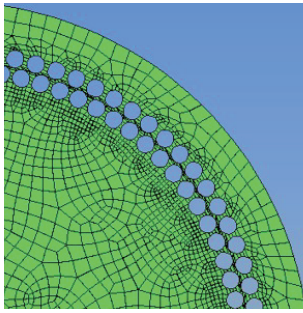


Fig. 11 Hole arrangement with hole spacing of 0.17m

$\bar{\omega} = 0.175 \sim 0.35$ の範囲であり比較的小さく、その範囲で E はほぼ同じ値となっているため、プロット点は $\bar{\omega} = 0$ での外挿値を代表値として示している。図より、空孔間隔を狭めることでエネルギー透過比が激減しており、内側と外側の空孔間の厚みが小さくなり、スリットを設けた状態に近い低減効果が得られている様子が窺える。

また、空孔間隔および層数の影響を空孔総面積で統一し、エネルギー透過比 E との関係を図13に示した。ここでは空孔総面積 A を $L^2 (L=0.5\text{m})$ で割り無次元化している。空孔総面積は施工コストと密接に関係しており、層数増加よりも空孔間隔を狭める方がより効果的であることがわかる。

5. おわりに

トンネルの発破掘削を対象に、空孔配置による地盤振動低減法の可能性を検討した。解析に当たり、空孔を含む有限領域を有限要素により離散化し、無限小円孔に作用する調和圧力に対する定常応答を求めた。解析を通し、トンネル掘削面の外周近傍に空孔を配置することにより、外部へ透過する波動が低減可能であることが確認できた。なお、空孔径の増加、空孔間隔の減少、空孔層の増加のいずれによっても振動低減効果の向上が認められたが、空孔径や空孔間隔に比べ入射波長がはるかに大きいことから、これは空孔が配置された領域の空隙率の増加による巨視的剛性の低下など、スリット導入に近い状態が得られることによるものと考えられる。また、施工効率の観点から、空孔総面積とエネルギー透過比との関係に統一して比較した結果、空孔層数を増すより空孔間隔を狭めて密に配置する方が、スリットに近い状態が得られ、より効果的であることがわかった。なお、本研究では円周に沿って一様に空孔を配置したが、実際にはFig.1の様部分配置で十分と考えられる。

実用化までには、施工精度や費用の面でさらなる検討が必要であるが、本研究を通して空孔配置による地盤振動低減法の適用可能性を示すことができたと考えている。また、より詳細な議論には3次元解析が望まれるが、その場合は本手法を適用できず、有限域解析とせざるを得ない。

参考文献

- (1) 高村浩彰, 石田能康, 若月和人, 三宅拓也, 小林真人:

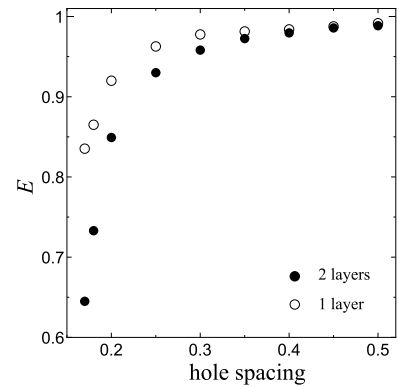


Fig. 12 Relation between hole spacing and E

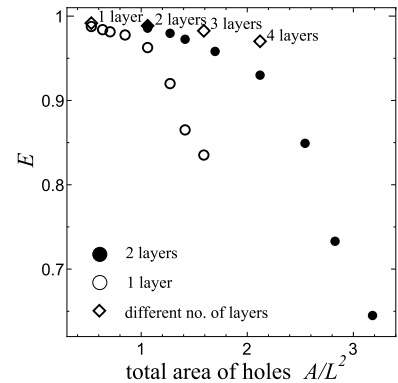


Fig. 13 Relation between total hole area and E

発破振動に起因する固体伝播音について、土木学会論文集 F1(トンネル工学), **68**(2012), pp. I. 81-I. 89.

- (2) 火薬学会発破専門部会編: 発破ハンドブック 第8章「発破の安全対策と環境対策」, (2001), 共立出版.
- (3) 石沢浩太, 若月和人, 阿部和久, 紅露一寛: 自由面発破による岩盤破壊過程の個別要素解析, 計算数理工学論文集 **13**(2013), pp.61-66.
- (4) 野間達也, 土屋敏郎: 外周スリットと電子雷管を用いた制御発破の試験施工, 土木学会学術講演解説講演概要集 **55**(2000), VI-67, pp.134-135.
- (5) 阿部和久, 中山 悠, 紅露一寛: 中間層を有する周期複合材の弾性波動解析, 応用力学論文集 **13**(2010), pp.1041-1048.
- (6) チャールズ H. ダウディン: 発破振動の測定と対策, p.18, (1995), 山海堂
- (7) 阿部和久, 本間広紀, 紅露一寛: 一部に欠陥を有する二次元周期場の動弾性解析, 土木学会論文集 A2(応用力学) **68**(2012), No.2, I.823-I.831.
- (8) Eringen, A.C. and Şuhubi, E.: Elastodynamics, Vol. II, (1975), Academic Press, Inc., p.903.
- (9) 手塚昌信, 蓮井昭則, 工藤洋三, 中川浩二: 発破による爆破店近傍岩盤の損傷に関する一考察, 土木学会論文集, No.602(1998), pp.139-144.