

DOI: 10.11779/CJGE201802013

平面 SV 波垂直入射下浅埋双圆隧道复合衬砌 解析解及减震力学机理分析

高 波¹, 王帅帅^{*1, 2}, 申玉生¹, 范凯祥¹

(1. 西南交通大学交通隧道工程教育部重点实验室, 四川 成都 610031; 2. 中交第二公路工程局有限公司, 陕西 西安 710065)

摘要: 基于波函数展开法, 给出了平面 SV 波入射下地下半空间弹性介质中圆形双洞复合式衬砌洞室动应力集中系数解析解, 建立了小净距隧道减震层力学模型, 并深入研究了低频 SV 波入射下洞室间距和减震层对衬砌动应力集中的影响。分析结果表明: 洞室间距对衬砌的动应力有显著影响, 随着洞室之间距离增大, 左右洞室衬砌动应力集中系数降低; 当洞室间距小于 4 倍洞室直径时, 必须考虑双洞的相互影响; 洞室中间部分围岩动应力集中系数较大; 在围岩和衬砌间设置减震层, 由于减震层刚度低, 可以减小围岩对隧道的径向作用力, 减震层可以降低衬砌动应力 20%左右, 但同时围岩切向动应力增大。

关键词: 平面 SV 波; 圆形隧道; 减震层; 衬砌; 动应力集中系数

中图分类号: TU43 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-4548(2018)02-0321-08

作者简介: 高 波(1957-), 男, 黑龙江鸡西人, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事隧道及地下工程研究。E-mail: progaobo@swjtu.edu.cn。

Dynamic stress concentration and damping mechanism of twin cylindrical composite-lined tunnels subjected to vertical incident plane SV waves

GAO Bo¹, WANG Shuai-shuai^{1, 2}, SHEN Yu-sheng¹, FAN Kai-xiang¹

(1. MOE Key Laboratory of Transportation Tunnel Engineering, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China; 2. CCCC Second Harbour Engineering Company Ltd, Xi'an 710065, China)

Abstract: A series of solutions are presented for the dynamic stress concentration factor of the underground twin cylindrical tunnels with composite liners and buffer layers in a half elastic space subjected to vertically incident plane SV waves based on the Fourier-Bessel expansion method, and the mechanical model for the tunnels with small clear distance with soft layer is established. The influences of the factors such as the distance between the tunnels and the damping layer are investigated. It is shown that the distance between the tunnels plays an important role in the dynamic stress concentration factor of the composite-lined tunnels, and the dynamic stress of the liners decreases when the distance of the tunnels increases. The interaction of the two tunnels must be considered when the distance between the centers of the cavities is less than 4 times the diameter of the chamber. The dynamic stress concentration factor of the surrounding rock in the middle part between the tunnels is larger than that at the other parts. With the low shear modulus of the damping layer, the normal force between the wall rock and the liner is weakened, then the dynamic stress of the liners decreases by 20% with the buffer layers set between the surrounding rock and the liner, while the tangential dynamic stress of the surrounding rock increases.

Key words: plane SV wave; cylindrical tunnel; buffer layer; liner; dynamic stress concentration

0 引言

强地震动作用下, 小净距隧道双洞动应力场存在存在明显的相互影响。目前国内外针对双洞弹性波散射问题开展了较多的研究, 但针对强震区小净距隧道的抗减震技术机理研究则较少, 可供强震区小净距隧道抗减震设计借鉴的实例和经验十分有限, 因此, 开展高烈度地震区隧道群抗减震技术研究具有重要的科

研和实际工程意义。

目前, 隧道抗减震理论研究主要包括数值模拟和解析法两种方式, 而解析法是检验数值方法精度的重要手段, 因此, 解析法对科学的研究和实际工程仍然具

基金项目: 国家自然科学基金项目(51678501, 51778540, 51778539, 51178398); 国家重点研发计划项目(2016YFB1200401)

收稿日期: 2016-03-21

有重要的指导意义。自从1970年, Pao等^[1]通过波函数展开法研究了无限空间中单个圆形洞室动应力集中问题后, Davis等^[2]、Lee等^[3-4]和纪晓东等^[5]进一步给出了半空间中单个圆形洞室及单层衬砌洞室动应力集中问题, Balendra等^[6]研究了半空间中衬砌双洞室在SH波作用下的动力响应, 结论表明两个洞室之间存在明显的相互作用, 梁建文等^[7-8]进一步用波函数展开法研究了P波和SV波入射下半无限空间双洞室的弹性波散射问题, 李宁^[9]进一步研究了P波和SV波入射下半无限空间双衬砌洞室对地表位移的影响。

目前关于圆形复合式衬砌洞室动应力集中系数问题的研究还不多见, 文献[10, 11]研究了无限空间内单个圆形组合衬砌隧道动应力集中问题, 王帅帅等^[12-14]分析了平面波入射下设减震层单个圆形复合式衬砌洞室动应力集中问题, 结果表明减震层可以显著降低洞室衬砌动应力集中系数。文献[15]通过数值分析和模型试验, 分析双洞隧道洞口动应力特性, 研究表明在隧道洞口段设置减震层可以降低隧道衬砌动应力。但据笔者所知, 目前针对平面SV波入射下小净距隧道减震机理的研究还很少。

本文推导平面SV波垂直入射下弹性半无限空间双层衬砌双洞圆形洞室动应力集中基数解析解, 建立了小净距隧道减震层力学模型, 分析洞室间距和减震层对衬砌衬砌动应力响应的影响, 研究了平行双洞隧道减震层减震机理, 研究结论也可以为高烈度地震区小净距隧道抗减震设计提供参考。

1 理论模型

半空间中地下圆形双洞复合式衬砌洞室如图1所示

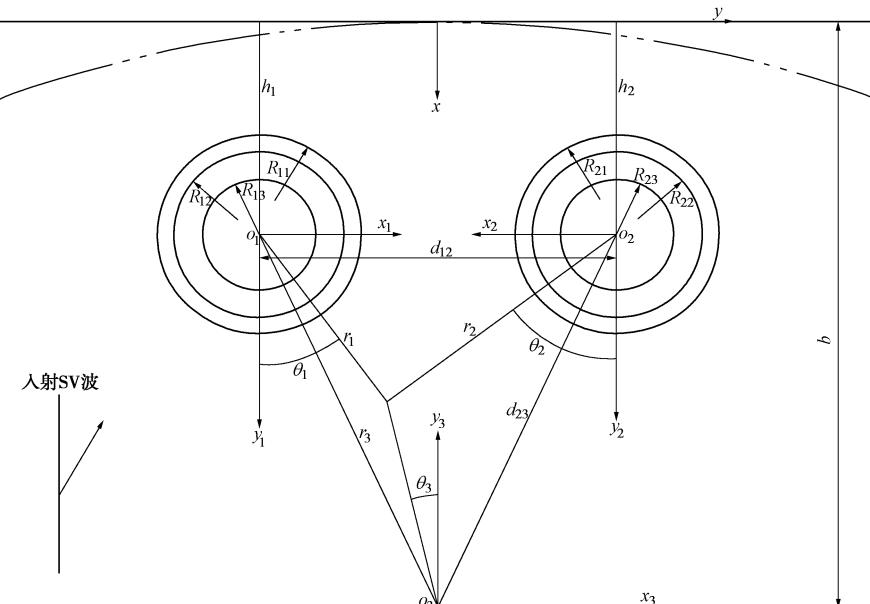


图1 SV波入射下双层双洞衬砌洞室模型图

Fig. 1 Model of twin cylindrical composite-lined tunnels subjected to plane SV waves

示, 为了满足地表自由面 ($y=0$) 零应力边界条件, 用一个半径足够大的圆弧 ($r_3=b$) 近似模拟水平地表自由面^[2]。围岩和衬砌均为各向同性均质弹性介质, 介质力学参数由拉梅常数 λ_i , μ_i 和密度 ρ_i 确定, 介质P波和S波波速分别为 a_i 和 β_i , 其中 $i=s, 1, 2$ 分别代表围岩介质, 一次衬砌 (对应衬砌外径 R_{11} 和 R_{21}) 和二次衬砌 (对应衬砌外径 R_{12} 和 R_{22})。

对于半空间自由场地, 垂直入射平面SV波在地表面将产生反射P波和反射SV波, 利用傅里叶贝塞尔积分可将入射SV波以及反射P波和反射SV波的势函数在 o_1 极坐标系中展开为^[2,4]

$$\psi_{i+r}^{(1)}(r_1, \theta_1) = \sum_{n_1=0}^{\infty} J_n^{(1)}(k_{s\beta} r_1) (G_{01,n_1} \sin n_1 \theta_1 + H_{01,n_1} \cos n_1 \theta_1), \quad (1)$$

$$\phi_r^{(1)}(r_1, \theta_1) = \sum_{n_1=0}^{\infty} J_n^{(1)}(k_{sa} r_1) (E_{01,n_1} \cos n_1 \theta_1 + F_{01,n_1} \sin n_1 \theta_1). \quad (2)$$

式中 $J_n^{(1)}$ 表示第一类 Bessel 函数; k_{sa} , $k_{s\beta}$ 为围岩 P 波波数和 S 波数^[2], 即

$$\left. \begin{aligned} k_{sa} &= \frac{\omega}{a_s} = \omega \sqrt{\frac{\rho_s}{\lambda_s + 2\mu_s}}, \\ k_{s\beta} &= \frac{\omega}{\beta_s} = \omega \sqrt{\frac{\rho_s}{\mu_s}}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \left\{ \begin{aligned} G_{01,n_1} \\ H_{01,n_1} \end{aligned} \right\} &= \varepsilon_{n_1} i^{n_1} \begin{cases} \sin n_1 \theta_\beta \\ \cos n_1 \theta_\beta \end{cases} \left[\mp (-1)^n \exp(-ik_{s\beta} h_1 \cos \theta_\beta) + \right. \\ &\quad \left. k_{12} \exp(ik_{s\beta} h_1 \cos \theta_\beta) \right], \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \left\{ \begin{aligned} E_{01,n_1} \\ F_{01,n_1} \end{aligned} \right\} &= \varepsilon_{n_1} i^{n_1} \begin{cases} \cos n_1 \theta_a \\ \sin n_1 \theta_a \end{cases} k_{11} \exp(ik_{sa} h_1 \cos \theta_a). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中 $\theta_\beta, \theta_\alpha$ 为 SV 波入射角、反射 P 波反射角, 即 $k_{sa} \sin \theta_\alpha = k_{s\beta} \sin \theta_\beta$; 当 $n_1 = 0$ 时, $\varepsilon_{n1} = 1$; $n_1 \geq 1$ 时, $\varepsilon_{n1} = 2$, k_{11} 和 k_{12} 为入射波在自由地表的反射系数, 即

$$\left. \begin{aligned} k_{11} &= \frac{2(\alpha_s / \beta_s)^2 \sin 2\theta_\beta \cos 2\theta_\beta}{\sin 2\theta_\alpha \cos 2\theta_\beta + (\alpha_s / \beta_s)^2 \cos^2(2\theta_\beta)}, \\ k_{12} &= \frac{\sin 2\theta_\alpha \cos 2\theta_\beta - (\alpha_s / \beta_s)^2 \cos^2(2\theta_\beta)}{\sin 2\theta_\alpha \cos 2\theta_\beta + (\alpha_s / \beta_s)^2 \cos^2(2\theta_\beta)}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

同理可得入射 SV 波以及反射 P 波和反射 SV 波的势函数在 o_2 极坐标系中展开为^[2,4]

$$\psi_{i+r}^{(2)}(r_2, \theta_2) = \sum_{n_2=0}^{\infty} J_n^{(1)}(k_{s\beta} r_2) (G_{02, n_2} \sin n_2 \theta_2 + H_{02, n_2} \cos n_2 \theta_2), \quad (7)$$

$$\phi_r^{(2)}(r_2, \theta_2) = \sum_{n_2=0}^{\infty} J_n^{(1)}(k_{sa} r_2) (E_{02, n_2} \cos n_2 \theta_2 + F_{02, n_2} \sin n_2 \theta_2), \quad (8)$$

式中, $k_{sa}, k_{s\beta}$ 同上, 即

$$\left. \begin{aligned} \left\{ \begin{aligned} G_{02, n_2} \\ H_{02, n_2} \end{aligned} \right\} &= \varepsilon_{n_2} i^{n_2} \left\{ \begin{aligned} \sin n_2 \theta_\beta \\ \cos n_2 \theta_\beta \end{aligned} \right\} [(-1)^{n_2} \exp(-ik_{s\beta} h_2 \cos \theta_\beta) \mp \\ &\quad k_{22} \exp(ik_{s\beta} h_2 \cos \theta_\beta)] \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \left\{ \begin{aligned} E_{02, n_2} \\ F_{02, n_2} \end{aligned} \right\} &= \varepsilon_{n_2} i^{n_2} \left\{ \begin{aligned} \cos n_2 \theta_\alpha \\ \sin n_2 \theta_\alpha \end{aligned} \right\} \pm k_{21} \exp(ik_{sa} h_2 \cos \theta_\alpha) \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

式中 当 $n_2 = 0$ 时, $\varepsilon_{n2} = 1$, $n_2 \geq 1$ 时, $\varepsilon_{n2} = 2$; k_{21} 和 k_{22} 为入射波在自由地表的反射系数, 即

$$k_{21} = \frac{-2(\alpha_s / \beta_s)^2 \sin 2\theta_\beta \cos 2\theta_\beta}{\sin 2\theta_\alpha \cos 2\theta_\beta + (\alpha_s / \beta_s)^2 \cos^2(2\theta_\beta)}, \quad (11)$$

$$k_{22} = \frac{\sin 2\theta_\alpha \cos 2\theta_\beta - (\alpha_s / \beta_s)^2 \cos^2(2\theta_\beta)}{\sin 2\theta_\alpha \cos 2\theta_\beta + (\alpha_s / \beta_s)^2 \cos^2(2\theta_\beta)}. \quad (12)$$

在介质中还存在由地表大圆弧假定产生的散射 P 波 $\phi_{s3}(r_3, \theta_3)$ 和散射 SV 波 $\psi_{s3}(r_3, \theta_3)$, 其级数表达式可表示为

$$\phi_{s3}(r_3, \theta_3) = \sum_{n_3}^{\infty} J_{n_3}(k_{sa} r_3) (E_{s3, n_3} \cos n_3 \theta_3 + F_{s3, n_3} \sin n_3 \theta_3), \quad (13)$$

$$\psi_{s3}(r_3, \theta_3) = \sum_{n_3}^{\infty} J_{n_3}(k_{s\beta} r_3) (G_{s3, n_3} \sin n_3 \theta_3 + H_{s3, n_3} \cos n_3 \theta_3). \quad (14)$$

半空间场地中存在左洞产生的散射 P 波 $\phi_{s1}(r_1, \theta_1)$ 和散射 SV 波 $\psi_{s1}(r_1, \theta_1)$, 其级数表达式为

$$\phi_{s1}(r_1, \theta_1) = \sum_{n_1}^{\infty} H_{n_1}(k_{sa} r_1) (E_{s1, n_1} \cos n_1 \theta_1 + F_{s1, n_1} \sin n_1 \theta_1), \quad (15)$$

$$\psi_{s1}(r_1, \theta_1) = \sum_{n_1}^{\infty} H_{n_1}(k_{s\beta} r_1) (G_{s1, n_1} \sin n_1 \theta_1 + H_{s1, n_1} \cos n_1 \theta_1). \quad (16)$$

半空间场地中右洞产生的散射 P 波和 SV 波可以表示为在 o_2 坐标系中表示为如下级数形式:

$$\phi_{s2}(r_2, \theta_2) = \sum_{n_2}^{\infty} H_{n_2}(k_{sa} r_2) (E_{s2, n_2} \cos n_2 \theta_2 + F_{s2, n_2} \sin n_2 \theta_2), \quad (17)$$

$$\psi_{s2}(r_2, \theta_2) = \sum_{n_2}^{\infty} H_{n_2}(k_{s\beta} r_2) (G_{s2, n_2} \sin n_2 \theta_2 + H_{s2, n_2} \cos n_2 \theta_2). \quad (18)$$

式中 $J_n^{(1)}$ 和 $H_n^{(1)}$ 为第一类 Bessel 函数和第一类 Hankel 函数。上式以及后续衬砌中的波的波函数表达式中 $G_{*n}^{(i)}, H_{*n}^{(i)}, E_{*n}^{(i)}, \dots, F_{*n}^{(i)}, \dots$ 均为待定系数。

左洞一次衬砌中存在由衬砌外表面引起衬砌内的内聚型散射 P 波 $\phi_{l1,1}^{(1)}(r_1, \theta_1)$ 与 SV 波 $\psi_{l1,1}^{(1)}(r_1, \theta_1)$, 以及衬砌内表面引起发散型散射 P 波 $\phi_{l1,2}^{(1)}(r_1, \theta_1)$ 和 SV 波 $\psi_{l1,2}^{(1)}(r_1, \theta_1)$, 其势函数可表示为^[5]

$$\left. \begin{aligned} \phi_{l1,1}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} J_{n_1}^{(1)}(k_{la,1}^{(1)} r_1) (E_{l1, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1 + F_{l1, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1), \\ \psi_{l1,1}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} J_{n_1}^{(1)}(k_{l\beta,1}^{(1)} r_1) (G_{l1, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1 + H_{l1, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1), \\ \phi_{l1,2}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} H_{n_1}^{(1)}(k_{la,1}^{(1)} r_1) (L_{l1, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1 + M_{l1, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1), \\ \psi_{l1,2}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} H_{n_1}^{(1)}(k_{l\beta,1}^{(1)} r_1) (N_{l1, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1 + R_{l1, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1). \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

式中, $k_{la,1}^{(1)}, k_{l\beta,1}^{(1)}$ 为左洞一次衬砌中的 P 波波数和 S 波波数。

左洞二次衬砌中存在由衬砌外表面引起衬砌内的内聚型散射 P 波 $\phi_{l2,1}^{(1)}(r_1, \theta_1)$ 与 SV 波 $\psi_{l2,1}^{(1)}(r_1, \theta_1)$, 以及衬砌内表面引起发散型散射 P 波 $\phi_{l2,2}^{(1)}(r_1, \theta_1)$ 和 SV 波 $\psi_{l2,2}^{(1)}(r_1, \theta_1)$, 其势函数可表示为^[5]

$$\left. \begin{aligned} \phi_{l2,1}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} J_{n_1}^{(1)}(k_{la,2}^{(1)} r_1) (E_{l2, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1 + F_{l2, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1), \\ \psi_{l2,1}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} J_{n_1}^{(1)}(k_{l\beta,2}^{(1)} r_1) (G_{l2, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1 + H_{l2, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1), \\ \phi_{l2,2}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} H_{n_1}^{(1)}(k_{la,2}^{(1)} r_1) (L_{l2, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1 + M_{l2, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1), \\ \psi_{l2,2}^{(1)}(r_1, \theta_1) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} H_{n_1}^{(1)}(k_{l\beta,2}^{(1)} r_1) (N_{l2, n_1}^{(1)} \cos n_1 \theta_1 + R_{l2, n_1}^{(1)} \sin n_1 \theta_1). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

式中, $k_{la,2}^{(1)}, k_{l\beta,2}^{(1)}$ 为左洞二次衬砌中的 P 波波数和 S 波波数。

同理, 右洞一次衬砌中存在由衬砌外表面引起衬砌内的内聚型散射 P 波 $\phi_{l1,1}^{(2)}(r_2, \theta_2)$ 与 SV 波 $\psi_{l1,1}^{(2)}(r_2, \theta_2)$, 以及衬砌内表面引起发散型散射 P 波 $\phi_{l1,2}^{(2)}(r_2, \theta_2)$ 和 SV 波 $\psi_{l1,2}^{(2)}(r_2, \theta_2)$, 其势函数可表示为^[5]

$$\left. \begin{aligned} \phi_{l1,1}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} J_{n_2}^{(1)}(k_{la,1}^{(2)} r_2) (E_{l1,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2 + F_{l1,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2), \\ \psi_{l1,1}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} J_{n_2}^{(1)}(k_{l\beta,1}^{(2)} r_2) (G_{l1,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2 + H_{l1,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2), \\ \phi_{l1,2}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} H_{n_2}^{(1)}(k_{la,1}^{(2)} r_2) (L_{l1,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2 + M_{l1,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2), \\ \psi_{l1,2}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} H_{n_2}^{(1)}(k_{l\beta,1}^{(2)} r_2) (N_{l1,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2 + R_{l1,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

式中, $k_{la,1}^{(2)}$, $k_{l\beta,1}^{(2)}$ 为右洞一次衬砌中的 P 波波数和 S 波波数。

右洞二次衬砌中存在由衬砌外表面引起衬砌内的内聚型散射 P 波 $\phi_{l2,1}^{(2)}(r_2, \theta_2)$ 与 SV 波 $\psi_{l2,1}^{(2)}(r_2, \theta_2)$, 以及衬砌内表面引起发散型散射 P 波 $\phi_{l2,2}^{(2)}(r_2, \theta_2)$ 和 SV 波 $\psi_{l2,2}^{(2)}(r_2, \theta_2)$, 其势函数可表示为^[5]

$$\left. \begin{aligned} \phi_{l2,1}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} J_{n_2}^{(1)}(k_{la,2}^{(2)} r_2) (E_{l2,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2 + F_{l2,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2), \\ \psi_{l2,1}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} J_{n_2}^{(1)}(k_{l\beta,2}^{(2)} r_2) (G_{l2,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2 + H_{l2,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2), \\ \phi_{l2,2}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} H_{n_2}^{(1)}(k_{la,2}^{(2)} r_2) (L_{l2,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2 + M_{l2,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2), \\ \psi_{l2,2}^{(2)}(r_2, \theta_2) &= \sum_{n_2=0}^{\infty} H_{n_2}^{(1)}(k_{l\beta,2}^{(2)} r_2) (N_{l2,n_2}^{(2)} \cos n_2 \theta_2 + R_{l2,n_2}^{(2)} \sin n_2 \theta_2). \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式中, $k_{la,2}^{(2)}$, $k_{l\beta,2}^{(2)}$ 为右洞一次衬砌中的 P 波波数和 S 波波数。

引入模型应力和位移边界条件可得

(1) 半无限空间表面应力零条件

$$\tau_{rr,s} = 0, \tau_{r\theta,s} = 0 \quad (r_3 = b_2) \quad . \quad (23)$$

(2) 左右洞室二次衬砌内表面应力零条件

左洞室:

$$\tau_{rr,11} = 0, \tau_{r\theta,11} = 0 \quad (r_1 = R_{13}) \quad , \quad (24)$$

右洞室:

$$\tau_{rr,21} = 0, \tau_{r\theta,21} = 0 \quad (r_2 = R_{23}) \quad . \quad (25)$$

(3) 衬砌 1 与衬砌 2 应力和位移连续条件

左洞室:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rr,11} &= \tau_{rr,12}, \tau_{r\theta,11} = \tau_{r\theta,12} \quad (r_1 = R_{12}) \quad , \\ u_{r,11} &= u_{r,12}, u_{\theta,11} = u_{\theta,12} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

右洞室:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rr,21} &= \tau_{rr,22}, \tau_{r\theta,21} = \tau_{r\theta,22} \quad (r_2 = R_{22}) \quad . \\ u_{r,21} &= u_{r,22}, u_{\theta,21} = u_{\theta,22} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

(4) 衬砌 1 和围岩介质界面应力和位移连续条件

左洞室:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rr,11} &= \tau_{rr,s}, \tau_{r\theta,11} = \tau_{r\theta,s} \quad (r_1 = R_{11}) \quad , \\ u_{r,s} &= u_{r,11}, u_{\theta,s} = u_{\theta,11} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

右洞室:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rr,21} &= \tau_{rr,s}, \tau_{r\theta,21} = \tau_{r\theta,s} \quad (r_2 = R_{21}) \quad . \\ u_{r,s} &= u_{r,21}, u_{\theta,s} = u_{\theta,21} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

由于上述介质中波势函数为在不同极坐标系中给出, 在引入边界条件之前, 应进行进行坐标变换 (Graf 加法坐标变换公式详见文献[8])。

对于平面 SV 波垂直入射作用下半无限空间双洞衬砌洞室动应力求解问题属于平面应变问题, 按弹性介质中的位移和应力的势函数表达式分别^[1]为

$$\left. \begin{aligned} u_r &= \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad , \\ u_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad , \\ \tau_{rr} &= \lambda \nabla^2 \phi + 2\mu \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \right] \quad , \\ \tau_{\theta\theta} &= \lambda \nabla^2 \phi + 2\mu \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right) + \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial \theta} \right) \right] \quad , \\ \tau_{r\theta} &= 2\mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) + \mu \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right] \quad , \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

$$\text{式中, } \nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} \quad . \quad (32)$$

将介质势函数代入式 (30)、(31) 可得围岩和衬砌介质应力和位移, 然后由边界条件可联立求解线性方程组, 在 MATLAB 中通过编程求解, 可以得到待定系数 $G_{*n}^{(i)}, H_{*n}^{(i)}, E_{*n}^{(i)}, F_{*n}^{(i)}, \dots$, 最后可得介质中应力和位移的级数解析解。

在分析中, 通过改变衬砌的参数, 建立了小净距隧道减震层力学模型, 可以进一步分析减震层对小净距隧道动应力的影响, 揭示小净距隧道减震层减震机理。

2 数值结果分析

引入动应力集中系数 DSCF^[9]: $\sigma_{\theta\theta}^* = \sigma_{\theta\theta,i}^* / \sigma_{\theta\theta}^0$ 为衬砌最大动应力和根据简单原理得到的半无限介质局部应力的比值, 平面剪切波波入射下介质中的标准局部应力: $\sigma_{\theta\theta}^0 = -k_{s\beta}^2 u_s$ 。

定义入射波无量纲频率 η 为圆形衬砌洞室内净空直径与入射波波长的比值^[1-2]:

$$\eta = \frac{2R_{11}}{\lambda_{s\beta}} \quad .$$

按实际工程中隧道简化, 洞室净空直径 D 取 10 m, 地表自由面到隧道中心距离取 $2D$, 按刚度等效准则, 取初衬厚度为 0.3 m, 二次衬砌厚度为 0.4 m, 其他各层介质物理参数列于表 1。

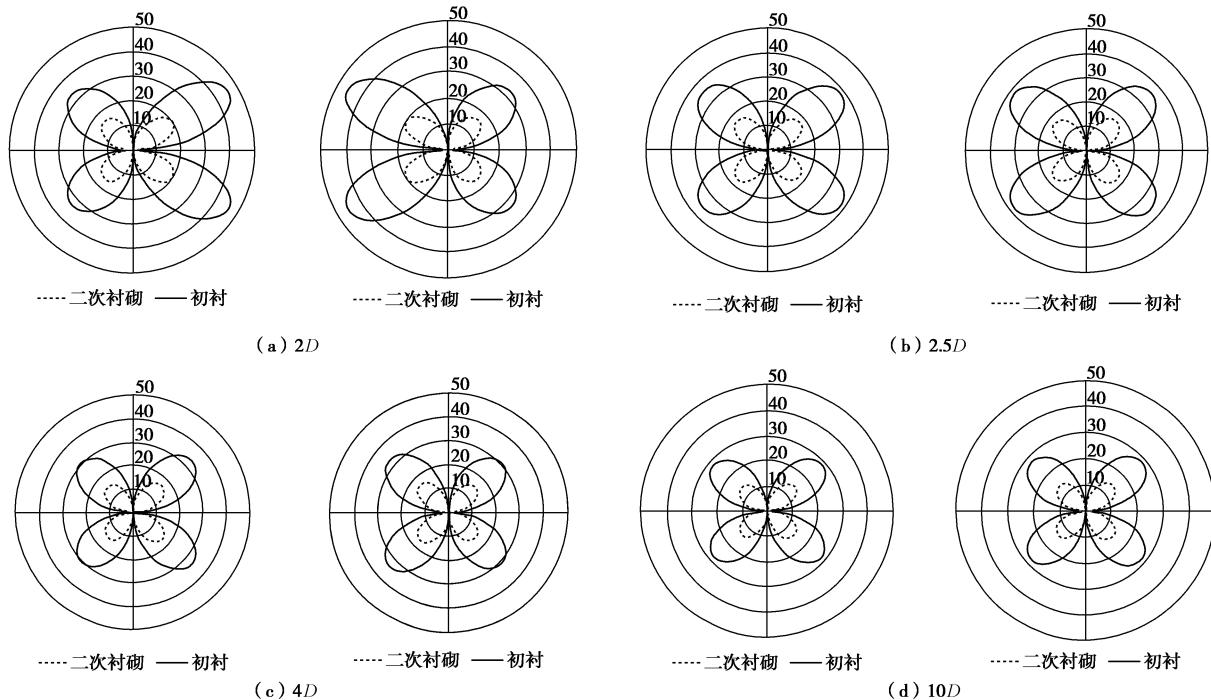
图 2 双层衬砌双洞隧道动应力集中系数 ($\eta = 0.25$)

Fig. 2 Dynamic stress concentration factors of cylindrical tunnels with double liners

表 1 各层介质物理力学参数

Table 1 Physical and mechanical parameters of layers

材料	弹性模量 E/MPa	密度 ρ /(kg·m ⁻³)	泊松比 ν
围岩	2500	2000	0.25
减震层	100	1200	0.25
初衬	29500	2500	0.25
二次衬砌	31000	2500	0.25

2.1 双层衬砌双洞洞室 DSCF 分布规律

考虑到实际工程中, 对于位于远场的隧道而言低频波对其受力影响为主, 参考既有文献研究^[2,4], 本文拟对 $\eta = 0.25$ 的垂直入射 SV 波下双层衬砌双洞小净距隧道动应力问题进行研究。不同净距下左洞和右洞双层衬砌洞室动应力集中系数分布如图 2 所示。

从图中可以发现, 两洞室之间距离对洞室动应力有显著影响, 随着洞室之间间距增大, 洞室衬砌动应力明显减小, 当洞室中心间距离为 $2D$ (文中 D 为隧道内净空直径) 时, 左右洞室二次衬砌最大动应力集中系数为 46.2, 出现在左右洞室中间部分, 而当洞室间距增大为 $10D$ 时, 左右洞室二次衬砌最大动应力集中系数则减小到 29.1, 出现在左右洞室共轭 45° 方向, 对比文献[5]单个洞室计算结果, 此时左右洞室受力状态接近于单个洞室情况, 说明本文推导结果正确。

如图 3 所示, 当隧道间距大于 $4D$ 时, 随着左右洞室间距离增大, 洞室衬砌最大动应力集中系数减小趋势降低, 并接近单个洞室受力状态, 因此, 可以认

为小净距隧道中心间距大于 $4D$ 时, 可以按单个洞室考虑。例如, 当洞室中心间距为 $4D$ 时, 隧道衬砌最大动应力集中系数为 33.2, 而当洞室中心间距为 $10D$ 时, 隧道衬砌最大动应力集中系数为 29.1, 此时, 隧道动应力状态接近单个洞室受力情况。

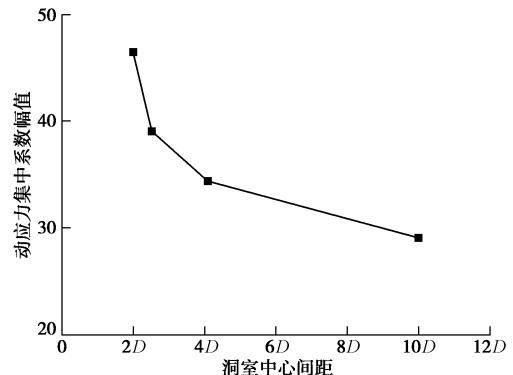


图 3 衬砌最大动应力集中系数随间距变化图

Fig. 3 Variation of maximum dynamic stress concentration factors with distance between two tunnels

2.2 设置减震层后隧道 DSCF 分布规律

为简化问题, 在分析中将初衬和二次衬砌按刚度等效成一层衬砌, 在洞室围岩和衬砌之间设置减震层, 计算参数见上节, 本文减震层弹性模量取 100 MPa, 减震层厚度为 0.2 m, 衬砌等效厚度取 0.7 m, “围岩-减震层-衬砌”减震结构动应力集中系数见图 4 所示。

对比图 2, 4, 可以发现设置减震层后, 左右洞室衬砌最大动应力集中系数明显降低, 当洞室距离为 $2D$

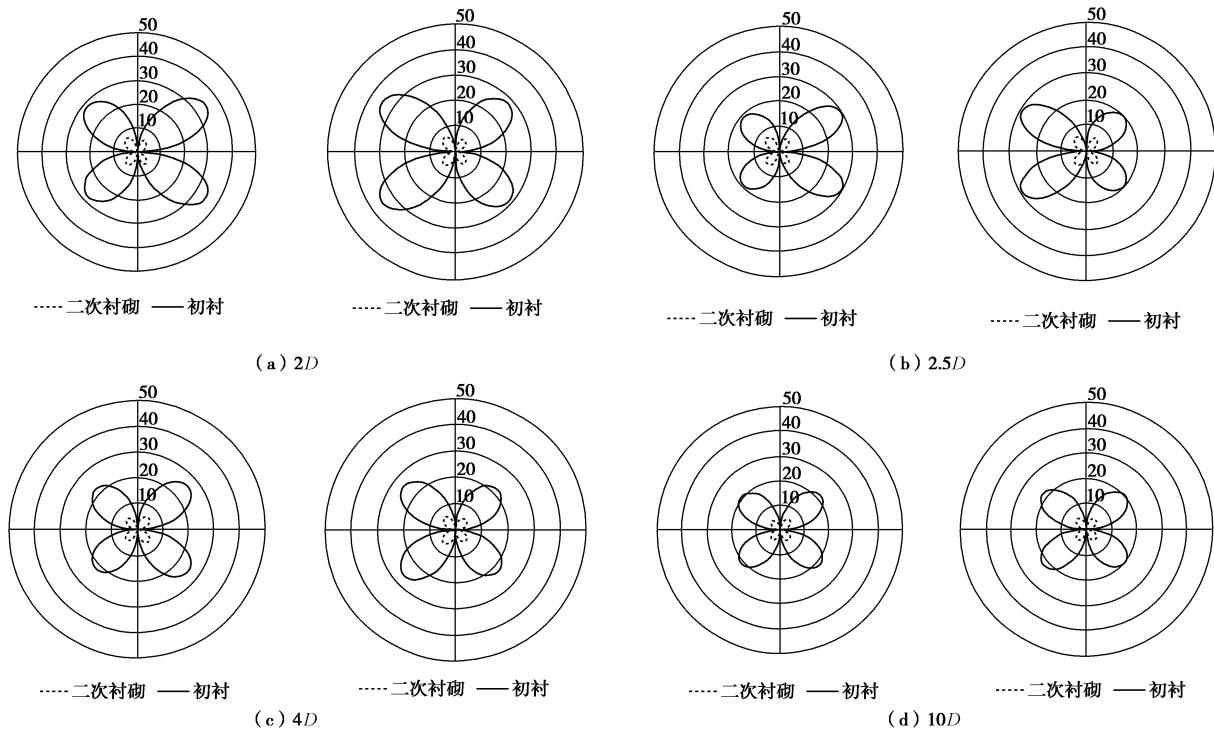
图 4 减震结构双洞隧道动应力集中系数 ($\eta = 0.25$)

Fig. 4 Dynamic stress concentration factors of cylindrical tunnels with buffer layers

时, 设减震层隧道衬砌最大动应力集中系数为 35.1, 而无减震层洞室响应值则为 46.2, 说明在围岩和衬砌间设置减震层可以减小衬砌动应力。同时对比图 2 和图 4 中衬砌动应力集中系数分布规律, 可以发现在低频 $\eta = 0.25$ 处置 SV 波入射下, 减震层并不改变衬砌受力特性, 如当洞室距离为 2D 时, 设置减震层前后左右洞室最大动力集中系数均出现在中间部分。不同间距条件下, 双洞隧道衬砌动应力集中系数幅值如表 2 所示, 可以发现, 设置减震层后, 双洞衬砌动应力幅值可以减小 20% 左右。

表 2 衬砌最大动应力集中系数

Table 2 Maximum dynamic stress concentration factors of liners

净距	无减震层	有减震层	减震率/%
2D	46.2	35.1	22
2.5D	39.2	29.9	24
4D	33.2	26.7	20
10D	29.1	21.6	25

3 减震层减震机理研究

从上述分析可见, 在隧道外敷设一层刚度较低的减震层可以显著降低平行双洞隧道衬砌最大动应力集中系数, 由于在垂直 SV 波入射下, 左右双洞隧道呈对称受力状态, 因此, 本节只分析右洞隧道围岩 3 个方向动应力集中系数, 如图 5, 6 所示。

对比分析图 5 中隧道围岩动应力集中系数分布规律, 可以发现洞室中间部分围岩 ($0^\circ \sim 180^\circ$) 动应力集中系数较大, 说明洞室之间存在明显的相互影响, 在实际工程中中间部分围岩受力状态较差, 应重点关注。同时分析 3 个方向动应力集中系数曲线, $\tau_{r\theta}^*$ 幅值最大, 出现在洞室中间部分岩体 (90°), 而切向动应力集中系数 $\tau_{\theta\theta}^*$ 最小。

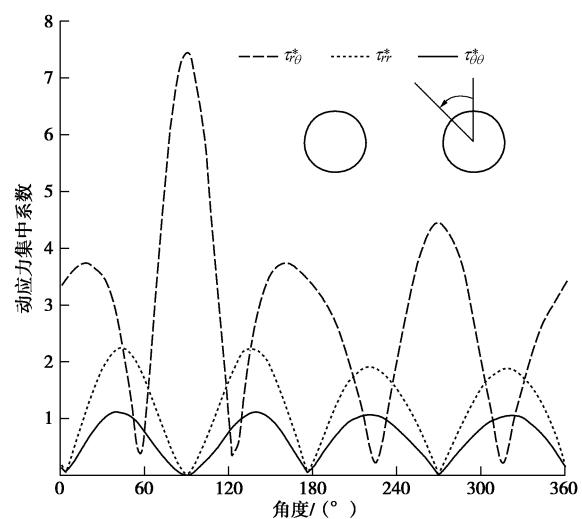


图 5 右洞围岩动应力集中系数分布图

Fig. 5 Dynamic stress concentration factors of surrounding rock of right tunnel

如图 6 所示, 设置减震层后, 围岩切向动应力集

中系数 $\tau_{\theta\theta}^*$ 明显增大, 径向动应力集中系数 τ_{rr}^* 和 $\tau_{r\theta}^*$ 减小。例如, 对于未设减震层隧道, 其切向动应力集中系数 $\tau_{\theta\theta}^*$ 幅值为 1.1, 而设置减震层后, 围岩切向动应力集中系数 $\tau_{\theta\theta}^*$ 幅值增大为 5.6, 同时, 围岩径向的应力集中系数 τ_{rr}^* 幅值从 2.2 减小为 1.6, 围岩 $\tau_{r\theta}^*$ 幅值从 7.5 减小为 3.1。说明在垂直入射 SV 波作用下, 围岩和隧道发生相互作用, 围岩以法向受力为主, 当在隧道外敷设减震层后, 由于减震层剪切刚度低, 减小了衬砌和围岩之间的法向相互作用, 而切向动应力集中系数幅值 $\tau_{\theta\theta}^*$ 则从 1.6 增大为 4.9。

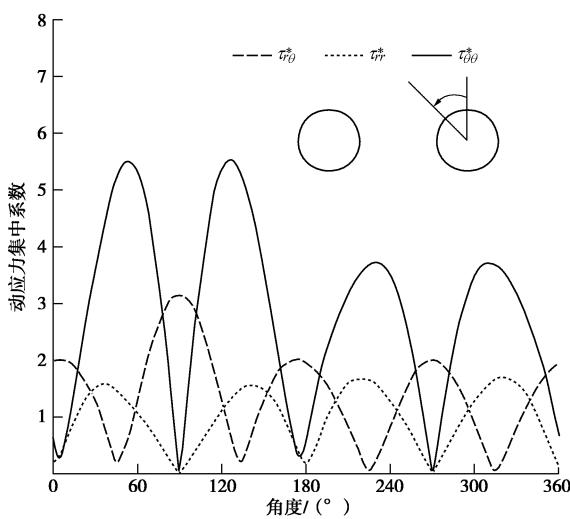


图 6 右洞围岩动应力集中系数分布图

Fig. 6 Dynamic stress concentration factors of surrounding rock of right tunnel

4 结 论

基于波函数展开法, 本文推导了低频平面 SV 波垂直入射下双洞圆形复合式衬砌洞室及“围岩-减震层-衬砌”减震结构的动应力集中系数基数解, 并分析了洞室间距离、减震层对洞室动应力集中系数的影响, 得出了以下 3 点结论。

(1) 随着左右洞室之间距离增大, 衬砌动应力集中系数显著减小, 洞室中心间距 $4D$ 可以作为动力条件下双洞洞室临界净距。

(2) 在围岩和衬砌间设置具有一定厚度和刚度的减震层可以降低衬砌动应力集中系数 20%左右。

(3) 由于减震层剪切刚度较低, 减小了围岩对隧道的法向作用力, 但围岩的切向动应力增大。

本文研究结论不仅可以为高烈度地震区圆形双洞平行交通隧道减震设计提供参考, 也可以为强震去城市地下管廊、输水洞等隧道群设计提供借鉴。

参考文献:

- [1] PAO Y H, MAO C C. The diffraction of elastic waves and dynamic stress concentrations[M]. New York: Crane, Russak & Company Inc, 1972.
- [2] DAVIS C A, LEE V W, BARDET J. Transverse response of underground cavities and pipes to incident SV waves[J]. Earthquake Engineering and Structural Dynamics, 2001, 30(3): 383 - 410.
- [3] LEE V W, T RIFUNAC M D. Response of tunnels to incident SH waves[J]. Journal of Engineering Mechanics, ASCE, 1979, 105: 643 - 659.
- [4] LEE V W, KARL J. Diffraction of SV waves by underground, circular, cylindrical cavities[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 1992, 11: 445 - 456.
- [5] 纪晓东, 梁建文, 杨建江. 地下圆形衬砌洞室在平面 P 波和 SV 波入射下动应力集中问题的级数解[J]. 天津大学学报, 2006, 39(5): 511 - 517. (JI Xiao-dong, LIANG Jian-wen, YANG Jian-jiang. On dynamic stress concentration of an underground cylindricallined cavity subjected to incident plane P and SV waves[J]. Journal of Tianjin University, 2006, 39(5): 511 - 517. (in Chinese))
- [6] THAMBIRAJAH B, THAMBIRATNAM D P, CHAN G K, et al. Dynamic response of twin circular tunnels due to incident SH-wave[J]. Earthquake Eng Struct Dyn, 1984, 12: 181 - 201
- [7] 梁建文, 张 浩, LEE V W. 平面 P 波入射下地下洞室群动应力集中问题解析解[J]. 岩土工程学报, 2004, 26(6): 815 - 819. (LIANG Jian-wen, ZHANG Hao, LEE V W. An analytical solution for dynamic stress concentration of underground cavities under incident plane P waves[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2004, 26(6): 815 - 819. (in Chinese))
- [8] 梁建文, 张 浩, LEE V W. 地下双洞室在 SV 波入射下动力响应问题解析解[J]. 振动工程学报, 2004, 17(2): 132 - 140. (LIANG Jian-wen, ZHANG Hao, LEE V W. An analytical solution for dynamic stress concentration of underground twin cavities due to incident SV waves[J]. Journal of Vibration Engineering, 2004, 17(2): 132 - 140. (in Chinese))
- [9] 李 宁. 半空间中圆形衬砌洞室群对平面 P 波和 SV 波的散射[D]. 天津: 天津大学, 2006. (LI Ning. Scattering an diffraction of cylindrical lined cavities in half-space subjected to P & SV waves[D]. Tianjin: Tianjin University, 2006. (in Chinese))

- Chinese))
- [10] 王明年, 关宝树. 高烈度地震区地下结构减震原理研究[J]. 工程力学, 2000, 3(A03): 295 - 299. (WANG Ming-nian, GUAN Bao-shu. Study of the mechanism of shock absorption layer of underground structure in highly seismic zone[J]. Engineering Mechanics, 2000, 3(A03): 295 - 299. (in Chinese))
- [11] 钟启凯. 地下圆形组合衬砌洞室在地震波下的动力反应分析[D]. 长沙: 湖南大学, 2009. (ZHONG Qi-kai. Dynamic response analysis of underground cylindrical composite-lining cavern subjected to seismic waves[D]. Changsha: Hunan University, 2009. (in Chinese))
- [12] 王帅帅, 高 波, 申玉生, 等. 平面 SH 波入射下深埋软岩隧道抗减震机理研究[J]. 土木工程学报, 2014, 47(增刊 1): 280 - 286. (WANG Shuai-shuai, GAO Bo, SHEN Yu-sheng, et al. Study on the mechanism of resistance and damping technology of deep soft rock tunnels subjected to incident plane SH waves[J]. China Civil Engineering Journal,
- 2014, 47(S1): 280 - 286. (in Chinese))
- [13] 王帅帅, 高 波, 隋传毅, 等. 减震层减震原理及跨断层隧道减震技术振动台试验研究[J]. 岩土工程学报, 2015, 37(6): 1086 - 1092. (WANG Shuai-shuai, GAO BO, SUI Chuan-yi, et al. Mechanism of shock absorption layer and shaking table tests on shaking absorption technology of tunnel across fault[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2015, 37(6): 1086 - 1092. (in Chinese))
- [14] 王帅帅, 高 波. 隧道设置减震层减震机制研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2016, 35(3): 592 - 603. (WANG Shuai-shuai, GAO BO. Damping mechanism and shaking table test on mountaintunnel liners with buffer layers [J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2016, 35(3): 592 - 603. (in Chinese))
- [15] 皇 民. 浅埋双洞隧道地震动力响应研究[D]. 成都: 西南交通大学, 2009. (HUANG Min. Study on seismic dynamic response of shallow double-hole tunnels[D]. Chengdu: Southwest Jiaotong University, 2009. (in Chinese))

《岩土工程学报》征订启事

《岩土工程学报》创刊于 1979 年, 是我国水利、土木、力学、建筑、水电、振动等六个全国性学会联合主办的学术性科技期刊。由南京水利科学研究院承办, 国内外公开发行。主要刊登土力学、岩石力学领域中能代表当今先进理论和实践水平的科学的研究和工程实践成果等。报道新理论、新技术、新仪器、新材料的研究和应用。欢迎国家自然科学基金项目及其他重要项目的研究成果向本刊投稿, 倡导和鼓励有实践经验的作者撰稿, 并优先刊用这些稿件。主要栏目有黄文熙讲座、综述、论文、短文、工程实录、焦点论坛、讨论和简讯等。

本刊被《中文核心期刊要目总览》连续多年确认为核心期刊, 并在建筑类核心期刊中位于前列; 本刊被科技部“中国科技论文统计源期刊”(中国科技核心期刊)及“中国科技论文与引文数据库”收录; 本刊被中国科学院“中国科学引文数据库”收录; 本刊被“中国知网”全文收录及“中国学术期刊综合评价数据库”收录; 本刊被“工程索引 Ei Compendex 数据

库”和“日本科学技术振兴机构数据库 JST”等国际数据库收录。本刊网址 (www.cgejournal.com) 全文发布本刊所有刊载文章。

本刊读者对象为土木建筑、水利电力、交通运输、矿山冶金、工程地质等领域中从事岩土工程及相关专业的科研人员、设计人员、施工人员、监理人员和大专院校师生。

本刊为月刊, A4 开, 双栏排版, 192 页, 每月中旬出版, 每期定价 40 元, 全年定价 480 元。

本刊国际标准刊号 ISSN 1000 - 4548, 国内统一刊号 CN 32 - 1124/TU, 国内发行代号 28 - 62, 国外发行代号 MO 0520。欢迎广大读者在全国各地邮局订购, 也可在编辑部订购(不另收邮费)。编辑部订购地址: 南京虎踞关 34 号《岩土工程学报》编辑部; 邮编: 210024; 联系电话: 025-85829534, 85829543, 85829553, 85829556; 传真: 025-85829555; E-mail: ge@nhri.cn。

(本刊编辑部)