

DOI: 10.11779/CJGE201509006

饱和半空间中隧道衬砌对平面 SV 波的散射 IBIEM 求解

刘中宪^{1, 2}, 琚 鑫¹, 梁建文³

(1. 天津城建大学土木工程学院, 天津 300384; 2. 天津市软土特性与工程环境重点实验室, 天津 300384; 3. 天津大学土木工程系, 天津 300072)

摘 要: 基于 Biot 两相介质理论, 采用一种高精度的间接边界积分方程法 (IBIEM), 研究了平面 SV 波在饱和半空间中隧道衬砌周围散射的基本规律, 并给出了不同参数下地表位移幅值、衬砌动应力集中因子及表面孔隙水压分布图和相应的频谱结果。数值分析表明: 饱和半空间隧道衬砌对 SV 波的散射特征取决于围岩介质孔隙率、入射波的频率和角度、隧道埋深等因素; 隧道外壁透水状态对地表位移和隧道应力影响不大; 不同角度 SV 波入射下, 隧道应力集中部位有很大差别, 且随半空间介质孔隙率增大, 应力集中越发显著; 衬砌外壁孔隙水压峰值可达到入射波应力幅值的 4 倍, 且 30° 斜入射下幅值明显大于 0° 垂直入射情况; 衬砌上方附近不同点位移频谱特征差异显著, 斜入射情况位移放大效应明显; 随埋深增大, 地表位移幅值和衬砌表面动应力谱振荡更为剧烈, 但幅值会有所降低。另外, 按波速比等效的单相介质模型可以近似计算 SV 波入射下隧道-饱和围岩的位移场和应力场。

关键词: 饱和半空间; 隧道衬砌; 地震波散射; 动应力集中; 间接边界积分方程法

中图分类号: U45; P315.3

文献标识码: A

文章编号: 1000-4548(2015)09-1599-14

作者简介: 刘中宪(1982-), 男, 河南泌阳人, 博士后, 副教授, 研究生导师, 主要从事地震工程、工程波动领域的研究和教学工作。E-mail: zhongxian1212@163.com。

IBIEM solution to scattering of plane SV waves by tunnel lining in saturated poroelastic half-space

LIU Zhong-xian^{1, 2}, JU Xin¹, LIANG Jian-wen³

(1. School of Civil Engineering, Tianjin Chengjian University, Tianjin 300384, China; 2. Key Laboratory of Soft Soils and Engineering Environment of Tianjin, Tianjin 300384, China; 3. Department of Civil Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Based on the Biot's theory of two-phase medium, a high-precision indirect boundary integral equation method (IBIEM) is proposed to solve the scattering of SV waves by a two-dimensional tunnel lining in saturated poroelastic half-space. The ground displacement amplitudes, dynamic stress concentration of the tunnel and pore pressure on the outer surface of the tunnel are investigated under different circumstances, and the frequency spectrum analysis is also made. Numerical analysis shows that the propagation and scattering characteristics of seismic waves depend on the porosity of the surrounding medium, frequency and angle of the incident waves, tunnel depth, etc. The drainage state of tunnel outer surface has little impact on the ground displacement amplitudes and dynamic stress concentration of the tunnel. The features of the dynamic stress concentration in the tunnel strongly depend on the incident angle and medium porosity; as the porosity increases, the dynamic stress concentration becomes more significant. The pore pressure on the outer surface of the tunnel can reach four times the peak stress amplitude of the incident waves, and that for incidence waves of 30° is significantly greater than that of the vertically incident case. The spectral characteristics at displacement of different points on ground surface may change within a small distance, and the amplification effect seems more obvious in the case of oblique incidence. With the increase of embedded depth, the spectral curves of ground displacement and dynamic stress concentration of the tunnel oscillate more rapidly, but the amplitude will decrease. In addition, according to equivalence of velocity ratio, the single-phase medium model can approximately simulate the displacement and stress fields of tunnel - saturated medium system for SV wave incidence.

Key words: saturated poroelastic half-space; tunnel; seismic wave scattering; dynamic stress concentration; indirect boundary integral equation method

0 引 言

神户地震(1995)、汶川地震等多次震害调查表明:

基金项目: 天津市应用基础研究与前沿研究计划项目(14JCYBJC21900);
国家自然科学基金项目(51278327); 滨海土木工程结构与安全教育部
重点实验室项目(2014-01)
收稿日期: 2014-10-16

地下结构在强震中可能会发生严重破坏。近年来,随着城市地铁、公路和铁路隧道的大规模建设,大型隧道工程的地震安全性也日益成为业界关注的问题。隧道结构地震反应计算方法包括响应位移法、整体分析法等。其中整体分析法可采用解析法^[1-3]、有限元法^[4]、边界元^[5-6]或混合法^[7]等。

需指出的是上述文献均基于单相介质模型,而现实当中在地下水位以下,岩土体通常以含液饱和状态出现。基于 Biot 理论,饱和两相介质中地震波的传播特征和单相介质具有较大差别,并且一些特殊波动现象已多次得到试验验证^[8]。基于两相介质模型进行隧道结构地震反应分析在工程应用和理论拓展方面均是必要的。陆建飞等采用复变函数法求解了饱和土中任意形状孔洞对弹性波的二维散射问题^[9]; Kattis 等采用 Mei 方法求解了饱和全空间中衬砌和无衬砌洞室对弹性波的散射^[10]; 王建华等采用复变函数结合多极坐标法,研究了双椭圆孔洞周围平面波的散射规律^[11]; 李伟华等研究了饱和土中深埋圆柱形衬砌洞室对瞬态平面波的散射^[12]。

考虑到一般隧道多为浅埋,地表面反射波对隧道的影响需要予以考虑。饱和半空间模型方面,李伟华等采用波函数展开法研究了地下圆形衬砌洞室对平面 SV 波的散射^[13]。姜领发等采用复变函数法求解了饱和隧道衬砌对弹性波的散射^[14-15]。需指出的是这些文献为便于处理地表直边界,均采用一大半径圆弧近似模拟半空间表面,但由于利用 Graf 加法公式进行坐标转换中大宗量 Bessel 函数高波数下的慢收敛特性,地表边界条件并没有得到完全精确满足^[16-17]。据笔者所知,即便是单相弹性半空间中孔洞对平面 P、SV 波的二维散射,这一经典问题目前也尚未有完全精确的封闭解析解。在现阶段,对该问题给出完全精确的解析解或数值解仍然是一颇具挑战性的研究课题。

考虑到解析解的难度,本文拟采用一种半解析的间接边界积分方程法 (IBIEM) 求解饱和半空间中隧道衬砌对平面 SV 波的二维散射问题。同一般有限元法、有限差分法相比,本方法可精确满足无限远辐射条件,而无需引入人工边界;离散仅限于边界面,前处理简单;对应力和位移具有同阶高精度,且无高频数值弥散问题。梁建文等基于 IBIEM,发展了两相介质波动分析 IBIEM 方法,并研究了饱和半空间中无衬砌孔洞对平面 SV 波的散射^[18]。但该计算模型尚未考虑衬砌结构和饱和围岩的动力相互作用。本文工作是对该研究的进一步拓展应用,由于该算法利用了饱和半空间膨胀波源和剪切波源的格林函数,半空间自由地表边界条件、透水或不透水边界条件均可以得到精确满足。在精度检验基础上,针对一典型算例,详细

探讨了入射波角度和频率、半空间介质孔隙率、边界透水条件等因素对隧道上方位移幅值、衬砌内部应力集中因子和表面孔隙水压的影响规律。

1 模型及求解

1.1 计算模型及方法

如图 1 所示,饱和半空间中埋置一个无限长圆形隧道衬砌。假设半空间中为饱和均匀各向同性介质,衬砌中为各向同性均匀弹性单相介质(饱和两相介质同样可以考虑)。衬砌内外半径分别为 a 和 a_2 ,圆心位于 o_1 ,埋深为 d 。平面 SV 波以 θ_β 角从半空间中入射。IBIEM 方法是基于单层位势理论,在边界附近设定虚拟波源面,散射波由虚拟波源的作用叠加而得,继而由边界条件建立方程求解得到虚拟波源密度。针对本文研究对象,将整体模型分为饱和半空间域 D_1 和隧道衬砌域 D_2 。在衬砌内外引入 3 个虚拟波源面,其中 $S_1(R_{S1} < a_2)$ 构造半空间中散射波, $S_2(R_{S2} > a_2)$ 和 $S_3(R_{S3} < a)$ 构造衬砌中散射波,注意虚拟面均放置在其所构造散射场区域外部以避免奇异性。设行波方向垂直于隧道纵轴,待求问题即为饱和半空间中衬砌对平面 SV 波的二维散射问题(平面应变)。为节省篇幅考虑,本文仅限于频域分析,另外未考虑隧道形状变化的影响。需指出的是,本方法严格基于弹性波动理论,通过衬砌内外波动方程及边界条件的逼近满足实现精确求解,避免了梁、壳模型的简化假设,可适用于任意厚度衬砌结构。

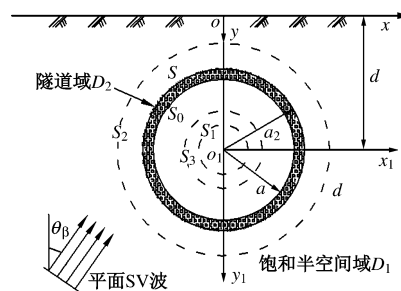


图 1 计算模型

Fig. 1 Computational model

1.2 Biot 饱和两相介质理论

设饱和介质中土骨架位移和流体相对于骨架的位移分别为 u_i 和 w_i ($i = x, y$), 均匀饱和介质的本构关系可以表达如下:

$$\sigma_{ij} = \lambda e \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} - \delta_{ij} \alpha P \quad (i, j = x, y), \quad (1)$$

$$P = -\alpha M u_{i,i} - M w_{i,i}. \quad (2)$$

式中 P , σ_{ij} 分别为孔隙水压和土体的总应力分量; ε_{ij} 和 e 分别为土骨架的应变分量和体积应变; μ 和 λ 是土骨架的 Lamé 常数; α 和 M 为表征土颗粒和孔隙

流体压缩性的参数($0 \leq \alpha \leq 1$, $0 \leq M < \infty$)。与 u , w 相关的土体运动方程可表达为

$$\mu u_{i,jj} + (\lambda + \alpha^2 M + \mu) u_{j,ji} + \alpha M w_{j,ji} = \rho \ddot{u}_i + \rho_f \ddot{w}_i, \quad (3a)$$

$$\alpha M u_{j,ji} + M w_{j,ji} = \rho_f \ddot{u}_i + m \ddot{w}_i + b \dot{w}_i. \quad (3b)$$

式中 P 为孔隙水压力, $\rho = (1-n)\rho_s + n\rho_f$ 为土体总密度; ρ_s 和 ρ_f 分别表示土颗粒和流体的质量密度, n 为孔隙率; b 是反映固液黏性耦合的黏性耗散系数, 如果忽略内部摩擦则 $b=0$; m 是类似质量的参数, 由流体密度、孔隙率和孔隙几何特征决定, $m = (n\rho_f + \rho_a)/n^2$, ρ_a 为固、液两相耦合质量密度。

饱和介质中传播的波包含两类膨胀波 (P_1 波和 P_2 波, 其中 P_1 波速较大) 及剪切波, 设 3 种波的波数分别为 h_1 , h_2 和 k_β 。饱和土中的两类膨胀波波数分别由下式确定:

$$\left. \begin{aligned} h_1^2 &= \frac{\beta_1 - \sqrt{\beta_1^2 - 4\beta_2}}{2}, \\ h_2^2 &= \frac{\beta_1 + \sqrt{\beta_1^2 - 4\beta_2}}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

其中:

$$\beta_1 = \frac{(m^* \delta^2 - ib^* \delta)(\lambda_c + 2) + M^* \delta^2 - 2\alpha M^* \rho^* \delta^2}{(\lambda^* + 2)M^*}, \quad (4b)$$

$$\beta_2 = \frac{(m^* \delta^2 - ib^* \delta)\delta^2 - (\rho^*)^2 \delta^4}{(\lambda^* + 2)M^*}. \quad (4c)$$

另外, 饱和土中的剪切波波数为

$$k_\beta = \sqrt{(\rho^* \chi_3 + 1)\delta^2}, \quad (4d)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \chi_i &= \frac{(\lambda_c + 2)h_i^2 - \delta^2}{\rho^* \delta^2 - \alpha M^* h_i^2} \quad (i=1,2), \\ \chi_3 &= \frac{\rho^* \delta^2}{ib^* \delta - m^* \delta^2}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中, 无量纲参数 λ_c , M^* , ρ^* , m^* , b^* 和无量纲频率 δ 定义如下:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_c &= \lambda^* + \alpha^2 M^*, \\ \lambda^* &= \frac{\lambda}{\mu}, \\ M^* &= \frac{M}{\mu}. \end{aligned} \right\} \quad (6a)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho^* &= \frac{\rho_f}{\rho}, \\ m^* &= \frac{m}{\rho}, \\ b^* &= \frac{ab}{\sqrt{\rho\mu}}, \\ \delta &= \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \omega a. \end{aligned} \right\} \quad (6b)$$

1.3 波场构造

半空间中总的位移场和应力场由自由场和半空间中的散射场叠加而得, 衬砌内部反应则全部由衬砌内的散射场产生。

首先考虑自由场 (不存在隧道衬砌), 设一圆频率为 ω 的平面 SV 波以 θ_β 角从半空间入射, 在直角坐标系中其波势函数可以表示为

$$\psi^{(i)}(x, y) = \exp[-ik_\beta(x \sin \theta_\beta - y \cos \theta_\beta)] \quad (7)$$

为简化书写, 时间因子 $\exp(i\omega t)$ 已略去, 下同。

入射 SV 波将仅在饱和半空间地表产生反射 P_1 波、反射 P_2 波和反射 SV 波, 三者的波势函数可分别表示如下^[17]:

$$\phi_1^{(r)}(x, y) = a_1 \exp[-ih_1(x \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)] \quad (8a)$$

$$\phi_2^{(r)}(x, y) = a_2 \exp[-ih_2(x \sin \theta_2 + y \cos \theta_2)] \quad (8b)$$

$$\psi^{(r)}(x, y) = b \exp[-ik_\beta(x \sin \theta_\beta + y \cos \theta_\beta)] \quad (8c)$$

式中, a_1 , a_2 和 b 分别为 3 种反射波的系数。自由波场引起的应力为 $\sigma_{ij}^f(i, j = x, y)$, 固相位移 u_i^f , 流体相对位移 w_i^f , 孔隙水压 $p^f(i = x, y)$, 各自的具体表达式见参考文献[19]。

由于隧道衬砌的存在, 入射的 SV 波将会在饱和半空间和衬砌内部产生散射波。假设半空间中散射场由虚拟波源面 S_1 上分布的虚拟波源构造, 由单层位势理论, 饱和半空间中散射场土骨架位移、流体相对骨架位移、总应力和孔隙水压力可以表达为

$$u_i^{s_1}(x) = \int_{S_1} [b(x_1)G_{i,1}^{(u)}(x, x_1) + c(x_1)G_{i,2}^{(u)}(x, x_1) + d(x_1)G_{i,3}^{(u)}(x, x_1)] dS_1 \quad (9a)$$

$$w_i^{s_1}(x) = \int_{S_1} [b(x_1)G_{i,1}^{(w)}(x, x_1) + c(x_1)G_{i,2}^{(w)}(x, x_1) + d(x_1)G_{i,3}^{(w)}(x, x_1)] dS_1 \quad (9b)$$

$$\sigma_{ij}^{s_1}(x) = \int_{S_1} [b(x_1)T_{ij,1}^{(\sigma)}(x, x_1) + c(x_1)T_{ij,2}^{(\sigma)}(x, x_1) + d(x_1)T_{ij,3}^{(\sigma)}(x, x_1)] dS_1 \quad (9c)$$

$$P^{s_1}(x) = \int_{S_1} [b(x_1)T_1^{(p)}(x, x_1) + c(x_1)T_2^{(p)}(x, x_1) + d(x_1)T_3^{(p)}(x, x_1)] dS_1 \quad (9d)$$

式中, $x \in D_1$, $x_1 \in S_1$ 。 $b(x_1)$, $c(x_1)$ 和 $d(x_1)$ 分别对应虚拟波源面上 x_1 位置处 P_1 , P_2 和 SV 波源的密度; $G_{i,l}^{(u)}(x, x_1)$, $G_{i,l}^{(w)}(x, x_1)$, $T_{ij,l}^{(\sigma)}(x, x_1)$ 和 $T_l^{(p)}(x, x_1)$ 分别表示饱和半空间内固相位移、流体相对位移、总应力和孔隙水压的格林函数 (角标 $l=1, 2, 3$ 分别对应 P_1 , P_2 和 SV 波源), 该函数自动满足运动方程和地表的边界条件。具体表达式可参考文献[18]。

设衬砌内部为单相介质, 其散射场则可由虚拟波源面 S_2 , S_3 上所有膨胀波源和剪切波源的作用叠加而得:

$$u_i^{s_{23}}(x) = \int_{S_2} [e(x_2)G_{i,1}^{(i)}(x, x_2) + f(x_2)G_{i,2}^{(i)}(x, x_2)] dS_2 +$$

$$\int_b [g(x_3)G_{i,1}^{(i)}(x, x_3) + h(x_3)G_{i,2}^{(i)}(x, x_3)]dS_3, \quad (10a)$$

$$\sigma_{ij}^{s_{23}}(x) = \int_b [e(x_2)T_{ij,1}^{(i)}(x, x_2) + f(x_2)T_{ij,2}^{(i)}(x, x_2)]dS_2 + \int_b [g(x_3)T_{ij,1}^{(i)}(x, x_3) + h(x_3)T_{ij,2}^{(i)}(x, x_3)]dS_3. \quad (10b)$$

式(10)及下文式(13)、(14)是在文献[20]单相公式的基础上推广到两相介质而来。式(10)中, $x \in D_2$, $x_2 \in S_2$, $x_3 \in S_3$ 。 $e(x_2)$, $f(x_2)$ 分别对应虚拟波源面 S_2 上 x_2 位置处 P、SV 波源的密度, $g(x_3)$, $h(x_3)$ 分别对应虚拟波源面 S_3 上 x_3 位置处 P、SV 波源的密度; $G_{i,l}^{(i)}$, $T_{ij,l}^{(i)}$ 分别表示衬砌中位移、应力格林函数(角标 $l=1, 2$ 分别对应 P 和 SV 波源)。

这里需指出的是, 由于衬砌内散射波无需满足半空间地表边界条件, 故其格林函数可采用全空间基本解, 该部分无需积分可显著提高计算速度。

1.4 边界条件及求解

由于本文采用半空间格林函数, 地表的边界条件自动满足。故只需考虑隧道衬砌表面的边界条件。根据饱和半空间和衬砌结构接触面的连续性条件和衬砌结构内表面的应力自由条件, 可知隧道衬砌内外壁边界条件为

$$u_x^{s_1} + u_x^f = u_x^{s_2} + u_x^{s_3} \quad (r=a_2), \quad (11a)$$

$$u_y^{s_1} + u_y^f = u_y^{s_2} + u_y^{s_3} \quad (r=a_2), \quad (11b)$$

$$\sigma_{nn}^{s_1} + \sigma_{nn}^f = \sigma_{nn}^{s_2} + \sigma_{nn}^{s_3} \quad (r=a_2), \quad (11c)$$

$$\sigma_{nr}^{s_1} + \sigma_{nr}^f = \sigma_{nr}^{s_2} + \sigma_{nr}^{s_3} \quad (r=a_2), \quad (11d)$$

$$\sigma_{nn}^{s_2} + \sigma_{nn}^{s_3} = 0 \quad (r=a), \quad (11e)$$

$$\sigma_{nr}^{s_2} + \sigma_{nr}^{s_3} = 0 \quad (r=a). \quad (11f)$$

围岩和衬砌交界面透水状态主要取决于围岩本身的渗透性、防水施工措施和衬砌材料特性。简化考虑, 假设围岩和隧道衬砌交界面分别为不透水和透水两种极限情况, 对应的边界条件为

$$w_n^{s_1} + w_n^f = 0 \quad (r=a_2) \text{ (不透水情况)}, \quad (12a)$$

$$p^{s_1} + p^f = 0 \quad (r=a_2) \text{ (透水情况)}. \quad (12b)$$

式中, 上标 f 表示半空间自由场, S_1 表示由该面上虚拟波源构造的散射场, 其它类似。为便于问题数值求解, 首先分别对衬砌内外壁和虚拟波源面 S_1 , S_2 , S_3 进行离散。衬砌表面和虚拟波源面的离散情况如图 1 所示。设衬砌内外壁离散点数为 N , 虚拟波源面 S_1 , S_2 和 S_3 离散点数均为 N_1 。半空间中散射位移场、应力场和孔隙水压分布场可分别表示为

$$u_i^{s_1}(x_n) = b_{n1}G_{i,1}^{(u)}(x_n, x_{n1}) + c_{n1}G_{i,2}^{(u)}(x_n, x_{n1}) + d_{n1}G_{i,3}^{(u)}(x_n, x_{n1}), \quad (13a)$$

$$w_i^{s_1}(x_n) = b_{n1}G_{i,1}^{(w)}(x_n, x_{n1}) + c_{n1}G_{i,2}^{(w)}(x_n, x_{n1}) + d_{n1}G_{i,3}^{(w)}(x_n, x_{n1}), \quad (13b)$$

$$\sigma_{ij}^{s_1}(x_n) = b_{n1}T_{ij,1}^{(\sigma)}(x_n, x_{n1}) + c_{n1}T_{ij,2}^{(\sigma)}(x_n, x_{n1}) + d_{n1}T_{ij,3}^{(\sigma)}(x_n, x_{n1}), \quad (13c)$$

$$p^{s_1}(x_n) = b_{n1}T_1^{(p)}(x_n, x_{n1}) + c_{n1}T_2^{(p)}(x_n, x_{n1}) + d_{n1}T_3^{(p)}(x_n, x_{n1}). \quad (13d)$$

$$x_n \in S, x_{n1} \in S_1; \quad n=1, \dots, N; n1=1, \dots, N_1.$$

式中, b_{n1} , c_{n1} 和 d_{n1} 分别为虚拟源面 S_1 上第 $n1$ 个离散点处 P_1 、 P_2 和 SV 波源的源密度。同理, 衬砌内部的散射场可由 S_2 , S_3 上离散波源构造。

$$u_i^{s_{23}}(x_n) = e_{n2}G_{i,1}^{(i)}(x_n, x_{n2}) + f_{n2}G_{i,2}^{(i)}(x_n, x_{n2}) + g_{n3}G_{i,1}^{(i)}(x_n, x_{n3}) + h_{n3}G_{i,2}^{(i)}(x_n, x_{n3}), \quad (14a)$$

$$\sigma_{ij}^{s_{23}}(x_n) = e_{n2}T_{ij,1}^{(i)}(x_n, x_{n2}) + f_{n2}T_{ij,2}^{(i)}(x_n, x_{n2}) + g_{n3}T_{ij,1}^{(i)}(x_n, x_{n3}) + h_{n3}T_{ij,2}^{(i)}(x_n, x_{n3})$$

$$x_n \in S, x_{n2} \in S_2, x_{n3} \in S_3,$$

$$n=1, \dots, N; n2=1, \dots, N_1; n3=1, \dots, N_1. \quad (14b)$$

式中, e_{n2} 和 f_{n2} 分别为虚拟波源面 S_2 上第 $n2$ 离散点处 P 和 SV 波源的源密度; g_{n3} 和 h_{n3} 分别为虚拟波源面 S_3 上第 $n3$ 离散点处 P 和 SV 波源的源密度。

综合以上各式, 可以得到一线性方程组:

$$H_1 Y_1 + F = H_2 Y_2 + H_3 Y_3, \quad (15a)$$

$$T_2 Y_2 + T_3 Y_3 = 0. \quad (15b)$$

式中 H_1 为 S_1 上离散波源点对衬砌外壁离散点的格林影响矩阵(位移、应力和孔隙水压力), H_2 , H_3 分别为 S_2 , S_3 上波源点对衬砌外壁离散点的格林影响矩阵(位移和应力), T_2 , T_3 相应为 S_2 , S_3 上波源点对衬砌内表面离散点的格林影响矩阵(应力), Y_1 , Y_2 和 Y_3 分别为 S_1 , S_2 和 S_3 上的虚拟波源密度向量(待求), F 为自由场向量。方程组(15)可以采用最小二乘法求解。求得虚拟波源密度, 便求到散射场。由散射场和自由场叠加可得到总波场, 进而可以计算半空间和衬砌中任意点的位移、应力, 问题从而得到求解。

另外, 本文方法中虚拟波源面的引入, 避免了格林函数作用在隧道边界时会带来的奇异性问题。但本方法弱点在于虚拟源面的位置取值有一定的经验性。参考文献[20, 21]的点配置特征, 结合本文模型, 经过大量数值实验, 研究表明: 一般情况下, 虚拟波源面半径可取值 $0.4R_0 - 0.6R_0$ 之间, 波源点数可取为隧道边界离散点数的一半左右, 即可保证很高的计算精度。而对于高频入射情况, 则应适当增大虚拟波源面半径, 可取值 $0.7R_0 - 0.9R_0$ 之间。关于离散点数, 以往研究表明, 当边界配点数满足每个波长 7~10 个点, 即可收敛为精确解。

2 精度检验

由于饱和半空间中隧道衬砌对弹性波的散射问题至今还没有完全精确的解析解, 只能通过边界条件验算以及退化情况下与现有结果的比较来考察计算精度。

首先定义无量纲频率: $\eta = \frac{2a}{\lambda_\beta} = \frac{\omega a}{\pi c_\beta}$ 。计算表明,

随边界离散点数增加, 边界应力残值逐渐减小。离散点数取 $N = 60$, $N_1 = 40$, 对较高频率 $\eta = 2$, 残值水平(残余应力与入射波场应力比)也能达到 0.01 以下。

现考虑退化情况, 首先考虑将计算衬砌模型退化为饱和半空间孔洞, 令衬砌计算参数和饱和半空间一致。隧道埋深 $d/a = 2$, 无量纲频率 $\eta = 0.5$, 材料泊松比 $\nu = 1/4$ 。如图 2 所示, 本文结果同文献[18]中 Liang 等所给的 SV 波垂直入射下, 地表位移结果吻合, 另外, 考虑退化为单相介质, 令半空间与饱和特性相关的参数: $M^* = \rho^* = m^* = \alpha = 0$, 并取衬砌和饱和半空间的模量与波数均相等。隧道埋深 $d/a = 1.5$ 和 5.0, 滞回阻尼比 $\zeta = 0.001$, 无量纲频率 $\eta = 0.5$, 材料泊松比 $\nu = 1/3$ 。如图 3 所示, 本文结果同文献[21]中 Luco 等所给的 SV 波垂直入射下, 与相应单相介质情况相比, 地表水平位移(由入射波位移标准化)、洞周环向应力都吻合良好, 从而从两个方面验证了本文方法正确性。

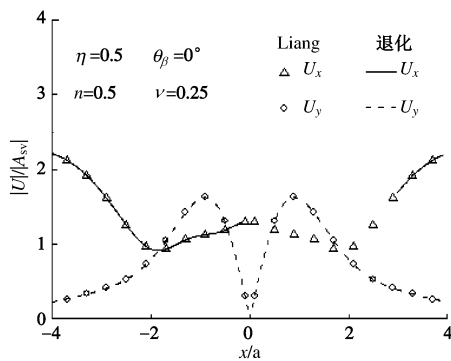


图 2 本文退化结果与文献[18]结果比较

Fig. 2 Degenerated solutions compared with those of Liang

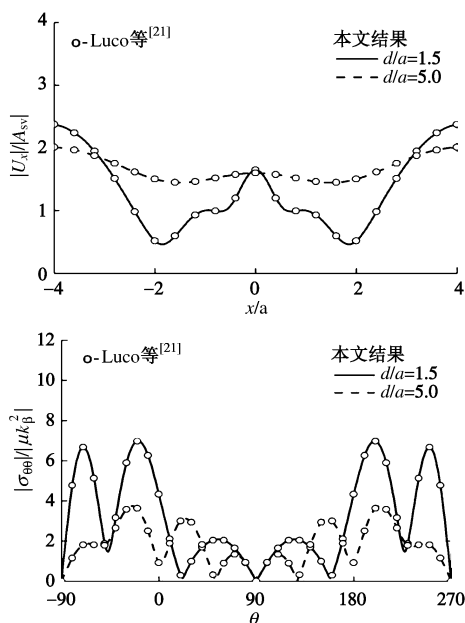


图 3 本文退化结果与文献[21]结果比较

Fig. 3 Degenerated solutions compared with those of Luco and Barros

3 算例分析

假设一隧道衬砌埋置于饱和半空间中, 衬砌内径 a 取为 2.75 m, 外径取为 3.1 m。取饱和半空间介质参数: 泊松比 $\nu = 0.25$, 材料滞回阻尼比取 0.001 (按照复阻尼理论引入, $\bar{\lambda} = \lambda(1 + 2\zeta i)$, $\bar{\mu} = \mu(1 + 2\zeta i)$), 临界孔隙率 $n_{cr} = 0.36$, 临界土体体积模量 $K_{cr} = 200$ MPa, 土颗粒体积模量 $K_g = 36000$ MPa, 流体体积模量 $K_f = 2000$ MPa, 土颗粒密度 $\rho_g = 2650$ kg/m³, 流体密度 $\rho_f = 1000$ kg/m³, 孔隙率 $n = 0.3, 0.34$ 和 0.36。衬砌材料选为 C50 混凝土, 泊松比 $\nu = 0.2$, 弹性模量 $E = 34500$ MP, 混凝土密度 $\rho = 2500$ kg/m³, 纵波和剪切波速分别为 3916 m/s 和 2667 m/s。3 种半空间介质孔隙率情况下, 饱和参数及相应的剪切波和纵波波速见表 1 前 3 行部分。

另外, 为验证下文单相模型的适用性, 在 3.5 节增添饱和砂土半空间情况结果分析, 介质孔隙率取 0.375, 剪切模量取 183 MPa, 固体和流体密度分别为 2650 kg/m³ 和 1000 kg/m³。无量纲参数见表 1 后两行 (由于波速频散, 所给波速对应 $\eta = 1.0$ 情况)。考虑了黏性耗散系数变化, 分别取 $b^* = 1.6, 10.0$ 。

下文分别采用饱和两相介质模型和等效单相介质模型进行计算。其中单相模型的计算目的在于提出一种工程实用模型。本文从工程上常用的宏观波速及阻尼参数等效思路出发, 进行简化分析: 由于式 (4) 中若黏性耗散系数 $b \neq 0$, 则饱和介质波速为复数。因此需基于复阻尼理论, 单相介质纵波速度等于饱和介质快纵波 (P_1) 复速度, 单相剪切波速等于饱和介质中剪切波复速度。对于固体骨架的材料滞回阻尼也可以同样考虑。该等效可以很容易地在频域分析中实现, 线性时域分析可通过傅里叶变换得到。

需注意的是, 这种等效明显忽略了 P_2 波的影响, 以及流相反映的流量及孔压变化。因此其适用性有待检验。

对于饱和半空间隧道衬砌问题, 另外还需保证, 饱和模型和单相模型各自的衬砌和半空间模量比以及波速比均应相同。本文分别对 3 种孔隙率情况下饱和两相介质模型和单相介质简化模型进行了对比分析, 主要目的在于从弹性波散射的角度, 探讨饱和半空间隧道衬砌和围岩的动力相互作用规律, 揭示隧道衬砌动应力集中及界面孔压分布特征, 同时也可考察上述等效单相模型的有效性。

3.1 隧道上方地表位移响应

图 4, 5 分别给出了埋深 d/a 为 3.0 时 SV 波垂直入射和 30° 入射情况下的地表水平位移和竖向位

表 1 饱和半空间介质饱和参数及 P₁、P₂ 和 SV 波速度

Table 1 Poroelastic medium parameters and velocities of P ₁ , P ₂ and SV waves with different porosities										
n	λ^*	M^*	ρ^*	m^*	α	b^*	K_{dy}/MPa	$c_{\alpha 1}/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$c_{\alpha 2}/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$c_{\beta}/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$
0.300	1.00	1.64	0.46	3.35	0.83	0	6167	2670.4+2.7i	805.6+0.8i	1354.6+1.4i
0.340	1.00	4.08	0.48	2.77	0.94	0	2589	2041.4+2i	675.3+0.7i	827.8+0.8i
0.360	1.00	42.2	0.49	2.55	0.99	0	200	1686.7+1.7i	255.8+0.3i	253.6+0.3i
0.375	1.00	30.6	0.49	1.31	0.99	1.6	—	1845.5+60.8i	421.4+81.5i	326.9+12.4i
0.375	1.00	30.6	0.49	1.31	0.99	10	—	1738.5+46.2i	223.8+152.5i	303.8+10.4i

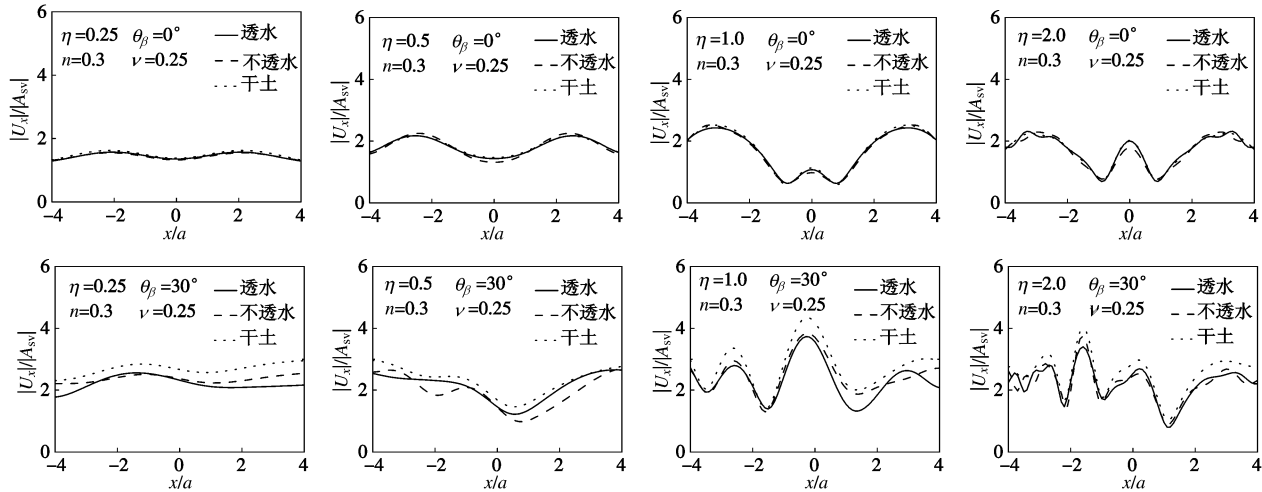


图 4 SV 波垂直入射和 30° 斜入射情况下地表水平位移比较($d/a=3$)

Fig. 4 Comparison between horizontal displacement amplitude on ground surface for vertically incident SV waves and that for incidence of 30° ($d/a=3$)

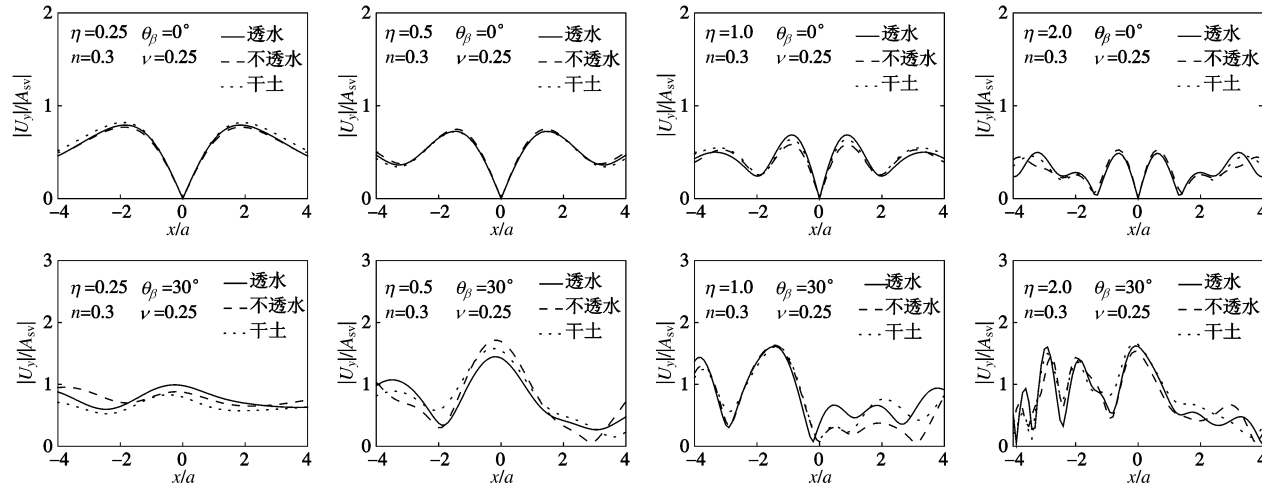


图 5 SV 波垂直入射和 30° 斜入射情况下地表竖向位移比较($d/a=3$)

Fig. 5 Comparison between vertical displacement amplitude on ground surface for vertically incident SV waves and that for incidence of 30° ($d/a=3$)

移。图中的地表位移幅值已由入射波的位移幅值标准化。入射波频率 η 分别取为 0.25, 0.5, 1 和 2。图中标示透水和不透水分别表示饱和两相模型下界面透水和不透水情况(地表均透水),干土表示等效单相模型。以下图均同。从图中可以看出,垂直入射时,饱和半空间中衬砌外壁透水、不透水和单相介质模型位移分布基本一致。表明根据波速比等效的单相介质模型求解位移场时误差不大,隧道衬砌表面透水条件对

位移反应影响较小。而 30° 斜入射时,3 种情况下的位移反应特征有一定差别,且高频情况下单相介质模型和饱和两相介质的差别更为明显。如 $\eta=1.0$ 情况,单相模型水平位移峰值约为 4.4,饱和模型位移峰值约为 3.8,误差近 16%,但位移峰值位置均出现在 $x/a=-0.2$ 附近。另外,同垂直入射相比,斜入射下位移空间分布特征将会发生很大差异。这主要是由于 SV 波 30° 入射接近临界角($\theta_{cr}=30.5^\circ$),地表位移反应特征更

为复杂, 且地表位移幅值较大, 散射场位移相应增大, 整体放大效应比较显著, 最大可达到自由场幅值的 1.5 倍。此时位移放大区域将会移到隧道上方迎波面一侧地表。而背波面地表位移明显受到隧道衬砌的遮挡作用, 位移值偏小且空间振荡较为缓和。考虑频率变化影响, 较低频率 $\eta=0.25$ 情况, 3 种情况下散射波的影响均较弱; 随频率增大, 隧道对波的散射效应增强, 位移空间振荡也更为剧烈, 隧道上方附近不同点位移幅值可能有较大差别。

图 6 和图 7 分别给出了 SV 波垂直入射下, 饱和半空间中衬砌边界透水、不透水和单相介质模型 3 种情况下的地表水平和竖向位移幅值谱, 地表观察点位取 $x/a=0, 1.0$ 和 2.0 , 孔隙率分别为 $n=0.3, 0.34$ 和 0.36 。黏性耗散系数 $b^*=0$ 。从图 6 可以看出, 由于散射波在隧道和半空间表面间不断反射叠加, 地表位移频谱特征比较复杂, 即便在较小的范围内如 $x/a=0.0, 1.0$ 两点的位移频谱特征也会有很大差别。对于较远点 $x/a=2.0$, $\eta > 1.0$ 后由于散射波的衰减特性, 位移谱值在 2.0 上下振荡。考虑孔隙率变化, 孔隙率 $n=0.3$ 时, 同上面单频规律一致, 3 种情况下位移频谱特征差别

较小。隧道对其正上方点位放大效应较小, $x/a=2$ 处位移峰值出现在 $\eta=0.13$ 时, 幅值为 2.42, 比自由场放大近 21%。随围岩介质孔隙率增大, 单相模型和饱和模型的差别逐渐增大。如 $n=0.36$ 情况, $\eta=2.0$ 时饱和和透水和单相模型在隧道正上方点的水平位移幅值分别为 1.2 和 1.7, 相差近 42%。因此对高频、高孔隙率情况, 采用单相简化模型来求隧道地震反应可能会产生较大误差。另外需注意 $n=0.36$ 情况, 隧道正上方点位 $x/a=0.0$ 在个别频率处会产生较大的位移放大效应。如 $\eta=0.43$ 时位移幅值达到 2.4, 放大近 20%。

从图 7 可以看出, 透水、不透水和单相模型竖向位移谱在低频段差别不大 ($\eta < 0.5$), 特别是 $n=0.3$ 情况。另外容易发现随着孔隙率的增加竖向位移峰值呈减小趋势, 这是因为随着孔隙率的增加, 围岩刚度降低, 等效泊松比增大, SV 波入射下转换 P 波所带能量将有所降低。如 $x/a=1$ 处频率 $\eta=0.64$ 时, $n=0.3, 0.34$ 和 0.36 三种情况位移幅值分别为 1.34、0.87 和 0.36。因此对 $n=0.3$ 情况需注意隧道对附近竖向位移的放大效应; 对 $n=0.36$ 高孔隙情况, SV 波入射下地表竖向位移放大效应则相对较弱。

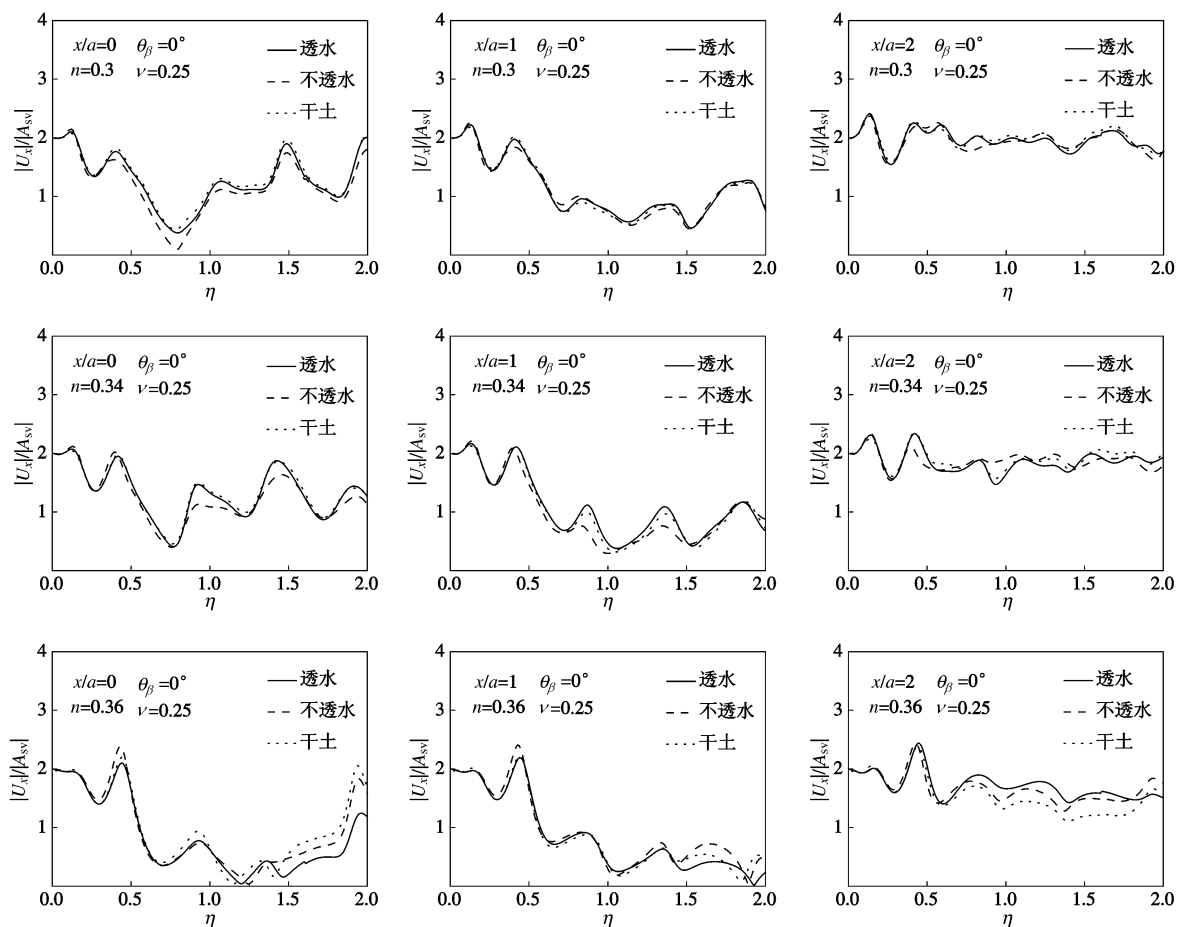


图 6 SV 波垂直入射情况下地表水平位移谱($n=0.3, 0.34, 0.36$)

Fig. 6 Amplitude spectra of horizontal displacement on ground surface for vertically incident SV waves ($n=0.3, 0.34, 0.36$)

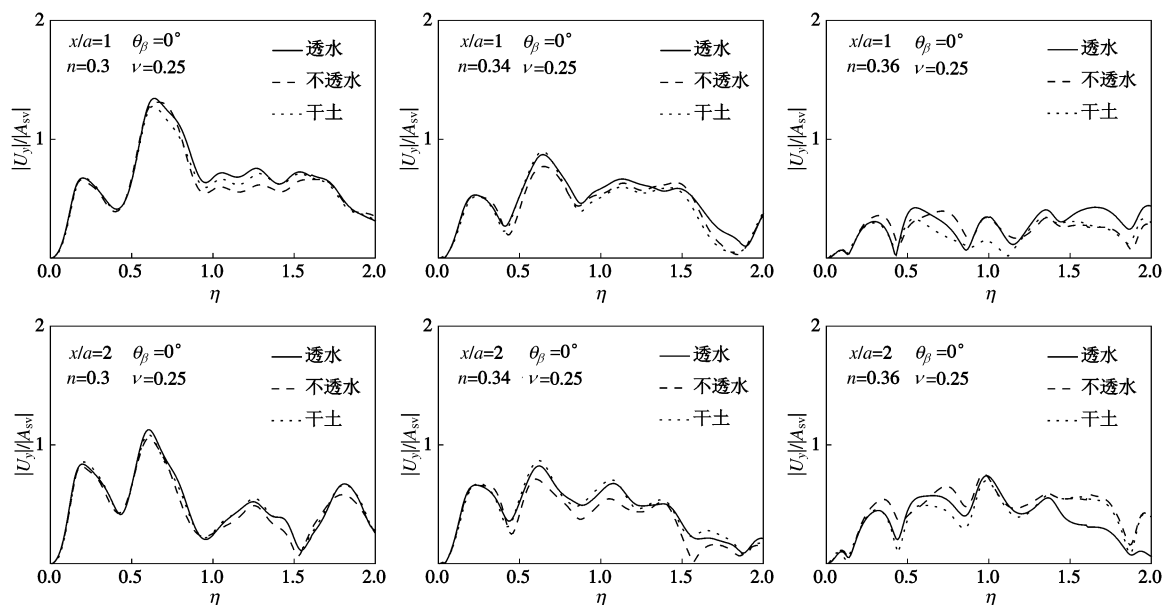


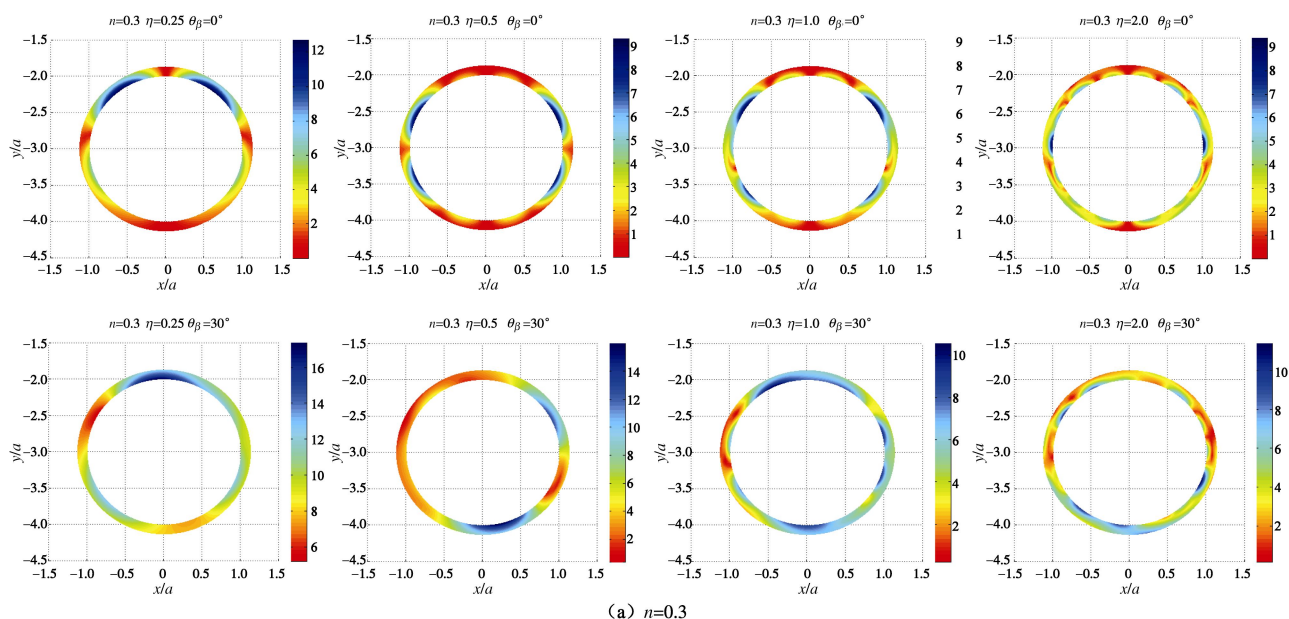
图 7 SV 波垂直入射情况下地表竖向位移谱($n=0.3, 0.34, 0.36$)

Fig. 7 Amplitude spectra of vertical displacement on ground surface for vertically incident SV waves ($n=0.3, 0.34, 0.36$)

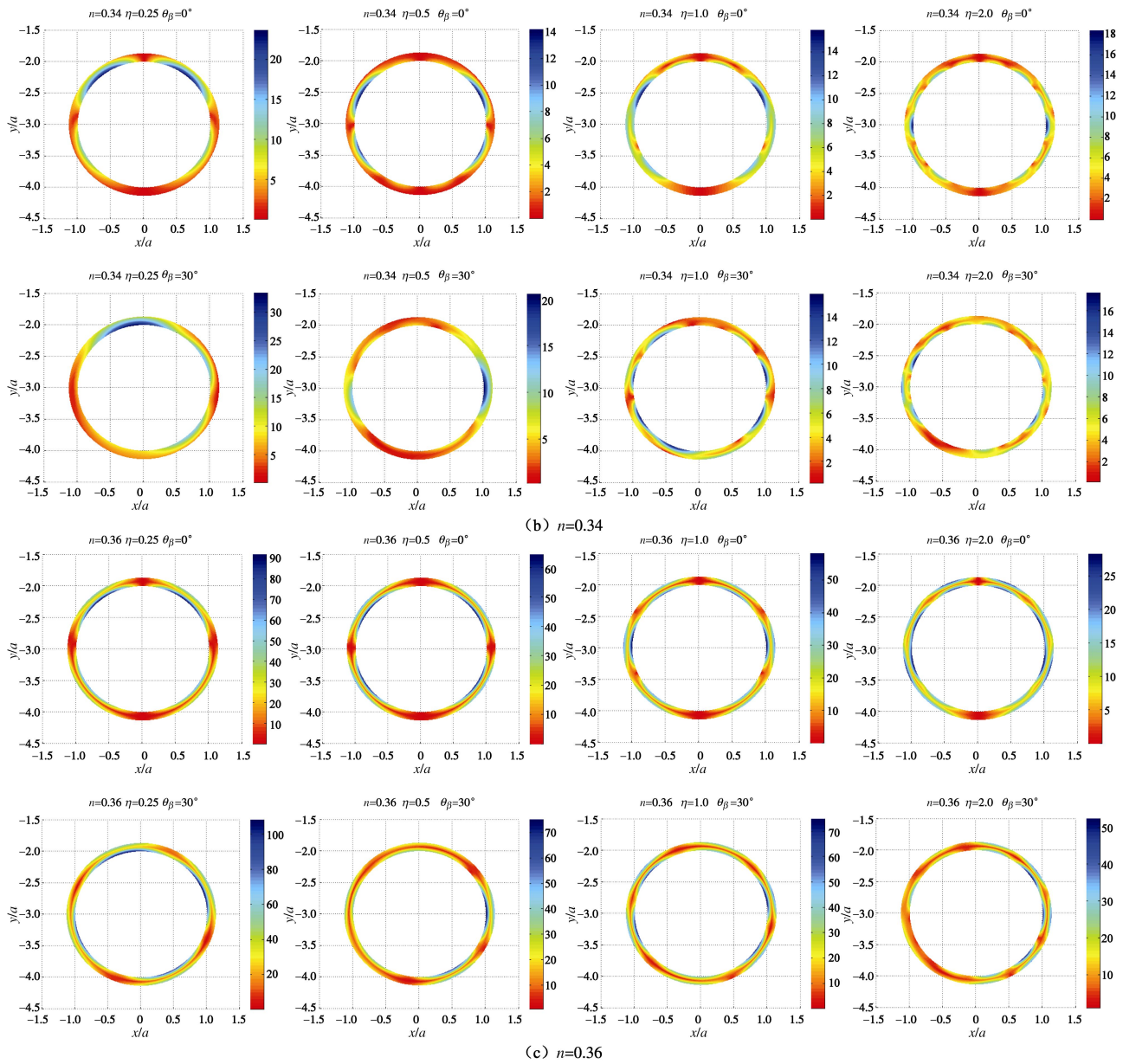
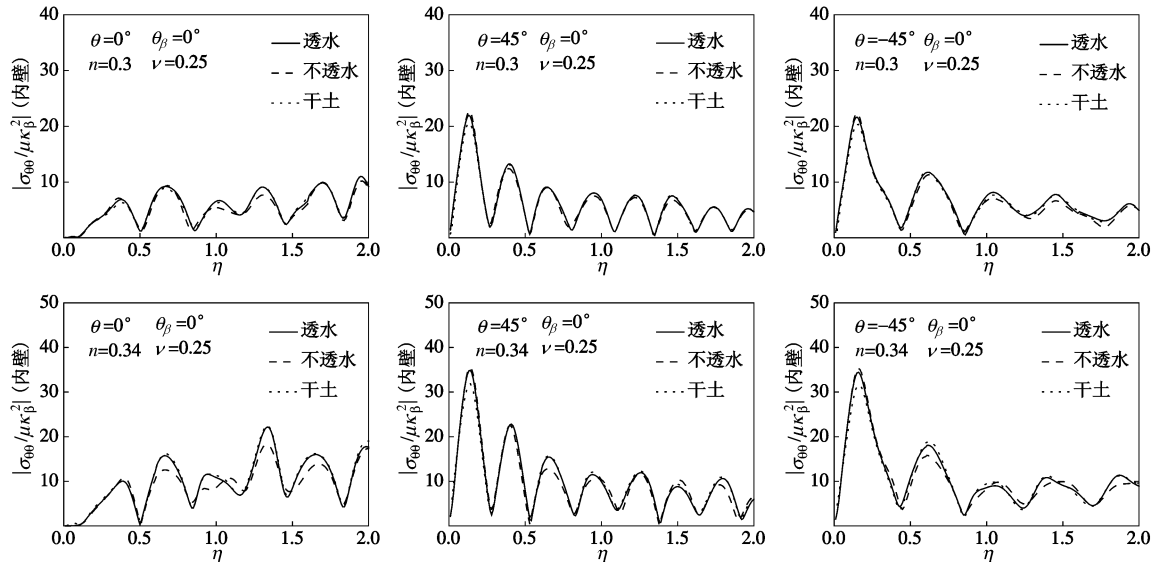
3.2 隧道衬砌内动应力集中

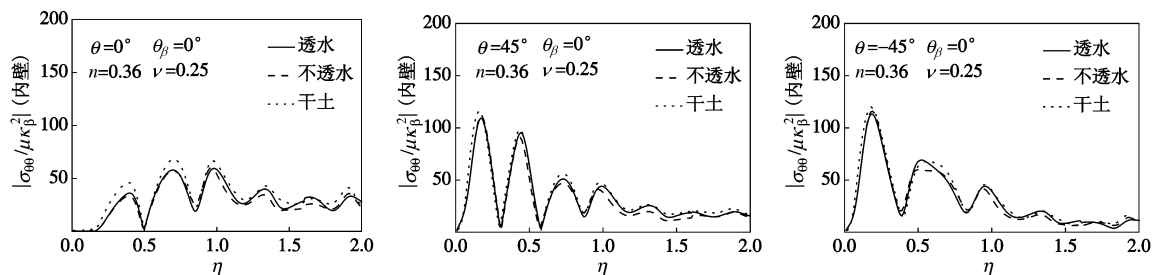
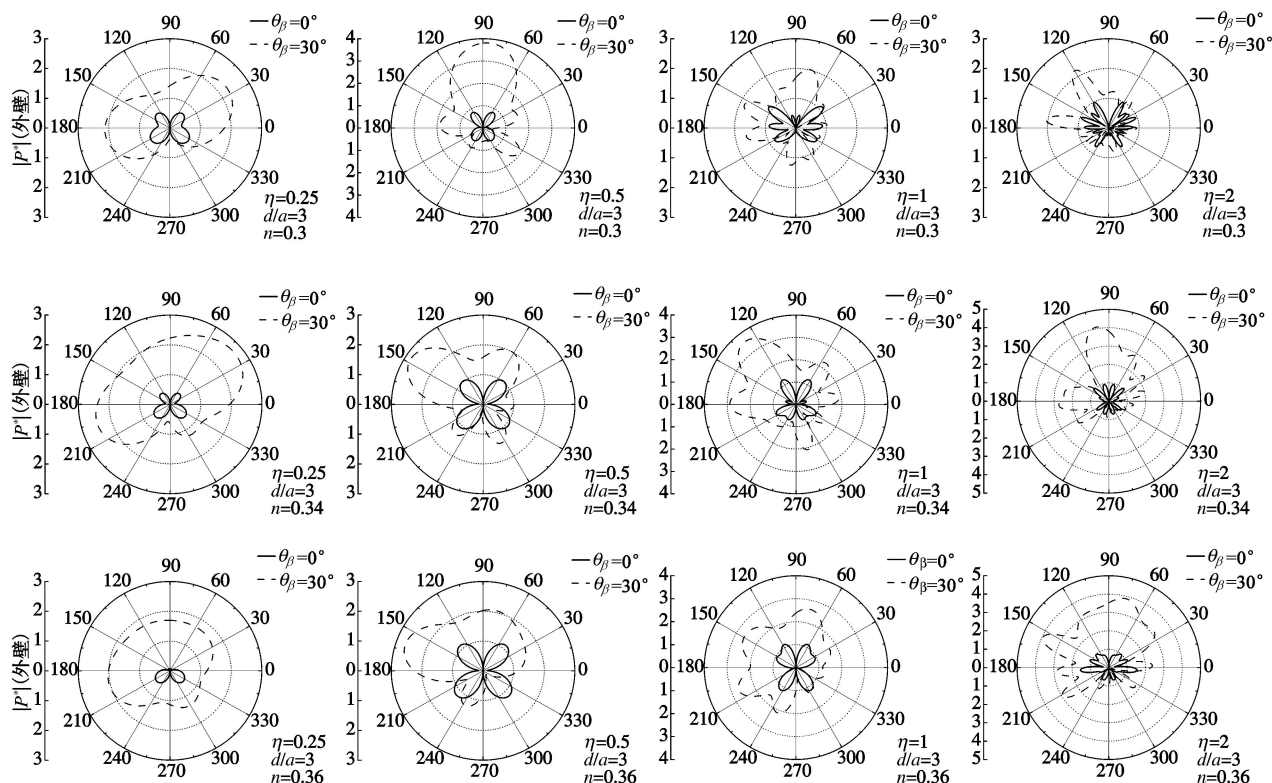
图 8 给出了半空间介质孔隙率 $n=0.3$, 衬砌外壁不透水, SV 波垂直入射和 30° 斜入射情况下埋深 $d/a=3$ 时的衬砌内部动应力因子分布云图。首先定义无量纲动应力集中因子: $\sigma_{\theta\theta}^* = \sigma_{\theta\theta} / \sigma_0 = |\sigma_{\theta\theta} / \mu k_\beta^2|$, 表示衬砌环向应力同半空间中入射波应力幅值的比值。入射波频率 η 分别取为 0.25, 0.5, 1 和 2。半空间介质孔隙率取 $n=0.3, 0.34$ 和 0.36。可以看出, 入射波频率和入射角度对衬砌内部动应力幅值和空间分布状态具有重要影响。垂直入射情况下, $\eta=0.25$ 时, 环向应力最大值出现在衬砌上半拱左右两侧与竖向夹角约为 60° 位置; $\eta=0.5, 1.0$ 时, 环向应力最大值出现在衬砌上下拱与竖向夹角约为 45° 位置; $\eta=2$ 时环向

应力峰值则出现在衬砌左右两侧。 30° 斜入射情况下, 动应力集中比垂直入射时更为显著, 且集中区域主要分布在隧道顶部和底部。如 $\eta=0.25$ 时, 隧道顶部环向应力集中因子达到 16.8。故而实际隧道工程中应该特别注意 SV 波斜入射的应力分析, 特别是近场情况。另外需要注意的是, 在低频波入射情况 ($\eta=0.25$), 应力集中更为显著。随着入射频率的增加, 环向应力在衬砌中分布更为复杂, 出现多个集中区域, 且动应力峰值整体上呈衰减趋势。该结论和文献[13]得出的关于动应力随频率变化的规律以及动应力空间分布的结论一致, 且均表明入射频率对衬砌动应力分布具有重要影响。随围岩孔隙率增大, 隧道衬砌内部应力集中更为显著, 且衬砌变形模式会发生很大变化。如



(a) $n=0.3$

图 8 SV 波垂直入射和 30° 斜入射情况下衬砌内部环向应力云图比较($n=0.3, 0.34, 0.36$)Fig. 8 Comparison between dynamic stress concentration on tunnel inner surface for vertically incident SV waves and that for incidence of 30° ($n=0.3, 0.34, 0.36$)

图9 SV波垂直入射饱和半空间衬砌内壁动应力幅值谱($n=0.3, 0.34, 0.36$)Fig. 9 Amplitude spectra of dynamic stress on tunnel inner surface for vertically incident SV waves ($n=0.3, 0.34, 0.36$)图10 SV波垂直入射和30°斜入射情况下孔隙水压力比较($n=0.3, 0.34, 0.36$)Fig. 10 Comparison between pore pressure on tunnel outer surface for vertically incident SV waves and that for incidence of 30° ($n=0.3, 0.34, 0.36$)

$n=0.3$ 时(围岩衬砌剪切波速比接近于1:2),从内力状态分析衬砌和围岩更倾向于整体受力(无中性面)。而高孔隙情况下($n=0.36$),由于围岩抗力较弱,隧道衬砌更接近于梁式弯曲变形,且SV波垂直入射上下半拱的反应特征比较接近。

图9给出了SV波垂直入射下,饱和半空间中衬砌外壁透水、不透水和单相介质模型3种情况下的衬砌内表面环向应力幅值谱图,计算位置分别取 $\theta=0^\circ$ (衬砌最右端,角度以顺时针为正)、 45° 和 -45° ,孔隙率分别为 $n=0.3, 0.34$ 和 0.36 。从图中可以看出不同点位应力频谱特性有很大差别, 45° 和 -45° 位置在低频段放大尤为显著,且衬砌下方 45° 处谱曲线比衬砌上方 45° 处振荡更为剧烈,这可能是由于下半拱所受围岩约束更强导致整体刚度增大所致。从计算模

型方面比较,饱和介质模型和单相模型的动应力谱 $n=0.3$ 和 0.34 时相差不大。但 $n=0.36$ 时, $\theta=0^\circ$ 处单相介质模型的环向动应力明显高于饱和介质模型。如 $\eta=0.7$ 时,透水情况和单相模型下的动应力分别为57.9和68.2。考虑孔隙率变化,环向动应力谱峰值随着孔隙率的增加而显著增大。如透水情况下 $\theta=45^\circ$ 处 $n=0.3, 0.34$ 和 0.36 情况对应的频谱峰值分别为21.9, 34.7和109.3。这是由于孔隙率越大,土骨架越软,由于围岩和衬砌之间的动力相互作用,衬砌中动应力集中相对更为显著。因此对于饱和松散围岩中的刚性衬砌,有必要在交界面上考虑设置隔震层,以避免衬砌结构在个别入射频率处过大的应力集中效应。

3.3 围岩-衬砌交界面孔隙水压

图10给出了SV波垂直和30°斜入射情况下,

围岩-衬砌交界面孔隙水压力分布图。首先定义无量纲孔隙水压: $|p^*| = |p/\mu k_\beta^2|$, 表示孔隙水压同半空间中入射波应力幅值的比值。可以看出随频率增大, 孔隙水压空间振荡更为剧烈。斜入射下孔压幅值明显大于垂直入射情况, 最大孔压值接近 5 倍的入射波应力幅值。还可以发现, 斜入射下隧道上半拱表面的孔压较大。这可能由于在该部位受地表反射的 P_1 波影响较大所致。图 11 则给出了 SV 波垂直入射下, 不同半空间介质孔隙率情况围岩-衬砌交界面孔隙水压力谱图, 计算位置分别取 $\theta=0^\circ$, 45° 和 -45° 。从图 11 中可以看出, 孔隙水压峰值略大于入射波应力幅值, 围岩介质孔隙率对孔隙水压的频谱特性具有显著影响。如衬砌最右端端点 $n=0.3$ 时孔压峰值为 1.17 对应的频率 $\eta=0.72$, $n=0.36$ 时孔压峰值为 1.26 对应的频率为 1.7。另外, 容易发现, 衬砌下方 45° 点位的放大效应弱于衬砌上方 45° 点位, 但谱曲线震荡更为剧烈。

3.4 隧道埋深对动应力反应的影响

图 12 考虑隧道埋深影响, 给出了 SV 波垂直入射下, 衬砌外边界不透水情况下地表位移谱图, 埋深 d/a

分别取 3.0(浅埋), 5.0(中埋), 8.0(深埋)。半空间介质孔隙率 $n=0.3$, 计算位置取 $x/a=0, 1.0$ 和 2.0 。从图中可以看出, 随着埋深的增加, 水平位移谱幅值逐渐逼近自由场, 但位移谱曲线震荡越来越剧烈, 出现更多的峰值频率。这是由于随着埋深的增大, 衬砌上方的覆土刚度增大, 其各阶自振频率间隔减小。竖向位移谱则表现为随着埋深的增加幅值逐渐减小的趋势, 如 $x/a=1$ 处频率 $\eta=0.66$ 情况下当 $d/a=3, 5$ 和 8 时, 位移幅值分别为 1.31, 0.20 和 0.16。表明埋深为 8 倍隧道半径时, 隧道周围散射波能量随着距离衰减, 在地表引起竖向位移基本可以忽略。

图 13 给出了半空间介质孔隙率 $n=0.3$ 时, 衬砌外边界不透水情况下 SV 波垂直入射, 隧道埋深 $d/a=3, 5$ 和 8 时的动应力谱图, 计算位置分别取 $\theta=0^\circ, 45^\circ$ 和 -45° 。可以看出, 隧道埋深对其应力频谱特性具有显著影响。整体上看, 随着埋深增大, 应力集中因子会有所降低。但应力频谱曲线随埋深增大, 震荡更为剧烈, 这一点同地表位移频谱曲线类似。图 14 给出了交界面不透水情况下围岩-衬砌交界面孔隙水压力

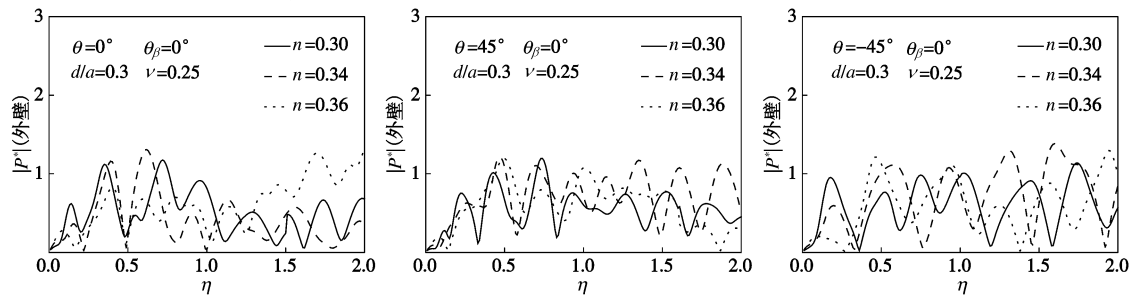


图 11 SV 波垂直入射情况下孔隙水压力谱

Fig. 11 Amplitude spectra of pore pressure on tunnel outer surface for vertically incident SV waves

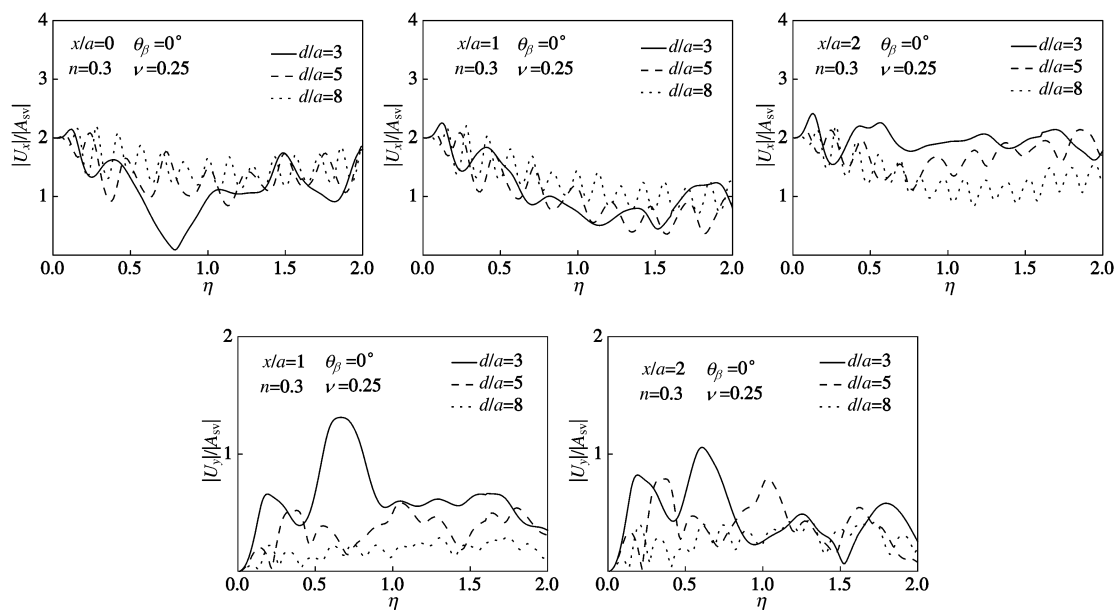


图 12 SV 波垂直入射衬砌不同埋深时地表位移谱

Fig. 12 Spectra of displacement amplitude on ground surface for vertically incident SV waves at different depths

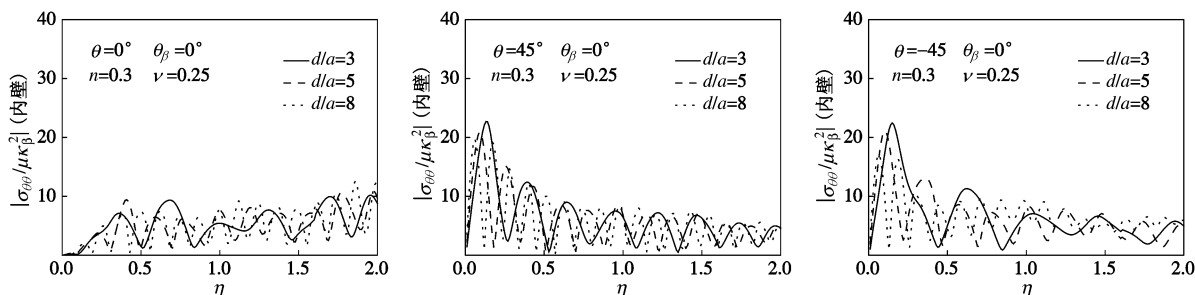


图 13 SV 波垂直入射衬砌不同埋深时动应力谱

Fig. 13 Amplitude spectra of dynamic stress on tunnel inner surface for vertically incident SV waves at different depths

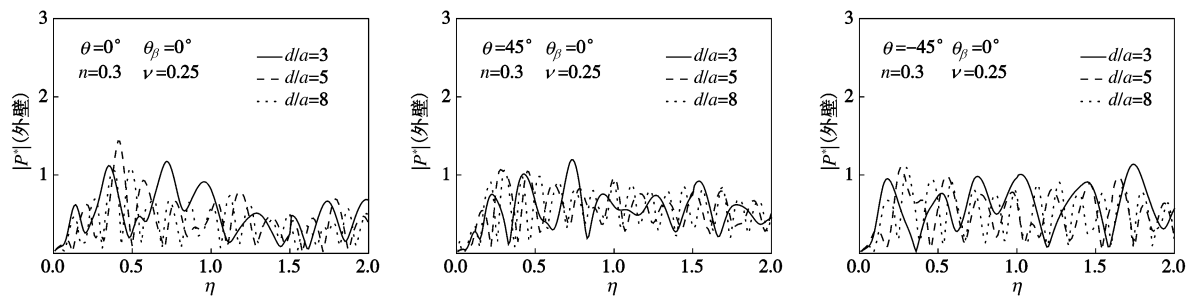


图 14 SV 波垂直入射衬砌不同埋深时围岩-衬砌交界面孔隙水压幅值谱

Fig. 14 Amplitude spectra of pore pressure on interface for vertically incident SV waves at different depths

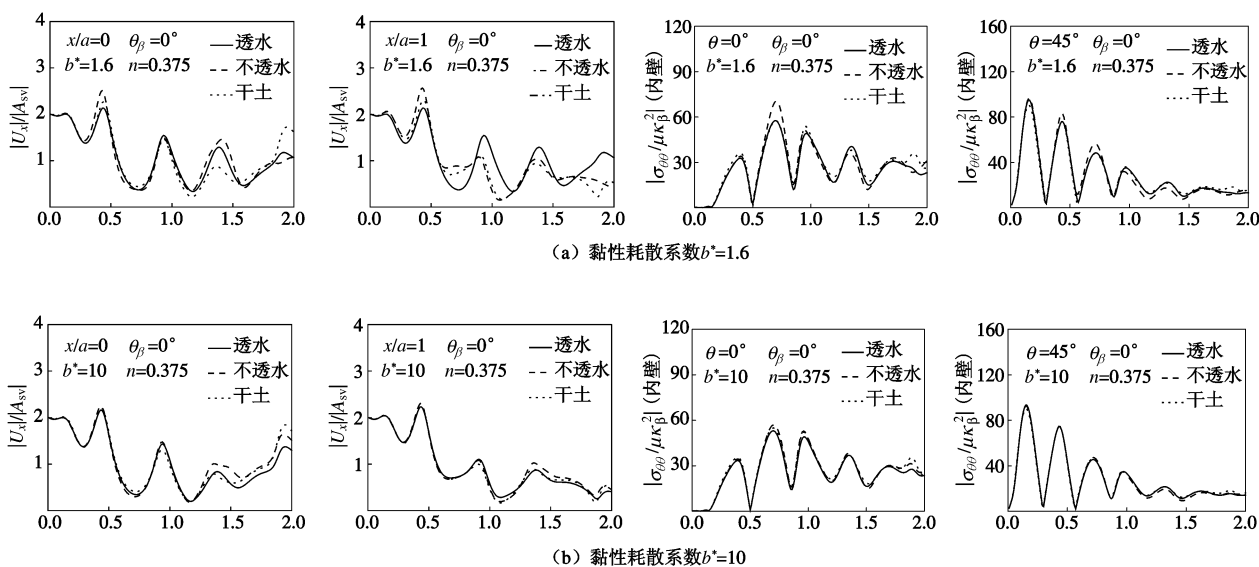


图 15 SV 波垂直入射三种模型的地表水平位移谱和动应力谱 (饱和密实砂土情况)

Fig. 15 Amplitude spectra of vertical displacement on ground surface and dynamic stress on tunnel inner surface for vertically incident SV waves by three models (saturated dense sand)

谱图, 参数同图 13。整体上看, 随着埋深增大, 观察点上孔压峰值有所降低, 同样地, 孔压谱曲线随埋深增大振荡加剧。

3.5 关于等效单相介质模型的讨论

为进一步验证本文采用的等效单相介质模型的适用性, 考虑围岩介质为饱和密实砂土, 介质参数按见表 1 中 4, 5 行。设 SV 波垂直入射, 图 15 给出了饱和半空间模型 (分为透水和不透水边界) 和等效单相介质模型地表水平位移幅值谱和衬砌内壁的动应力幅

值谱。地表观察点位取 $x/a=0$ 和 1.0; 衬砌观察点分别取 $\theta=0^\circ$ 和 45° 。从图 15 中可以看出不同黏性耗散系数下, 3 种模型的地表水平位移随频率的增加变化趋势基本相同, 尤其低频段位移谱结果更为接近。整体上看, 黏性耗散系数 b 越大, 饱和和等效单相介质模型计算结果愈发接近。如 $\eta=0.44$ 时, $b^*=1.6$ 情况下的透水边界位移, 不透水边界位移和单相等效模型位移分别为 2.13, 2.47, 2.27。单相等效模型相对透水边界和不透水边界分别扩大 6.6%和缩小 8.1%; 而

$\eta = 0.44$ 时, $b^* = 10$ 情况下的透水边界位移, 不透水边界位移和单相等效模型位移分别为 2.16, 2.27, 2.20。单相等效模型相对透水边界和不透水边界分别增大 1.85% 和缩小 1.78%。其原因可能在于黏性耗散系数对 P_2 的衰减作用最为显著, 降低了其对饱和介质模型计算结果的影响。另外还可以看出, 黏性耗散系数增大对位移和应力幅值有一定的消减作用。

综上所述, 对于高孔隙率、高频波情况, 等效单相介质模型和饱和介质模型之间的差别较大; 黏性耗散系数 b 较高情况, 会降低这种模型误差。最后需指出的是, 文献[22]结合 kelvin-voigt 黏弹性模型, 提出了一种等效单相介质模型。本文则考虑工程上常用的宏观波速和滞回阻尼系数, 利用复阻尼理论进行等效, 本质上和 Bardet 模型是接近的, 但具体实现上更为简便直观。两者相同之处在于均忽略慢纵波的作用, 进而引入了波速等效的思路。关于两种简化模型在应用上的具体差别, 还有待进一步深入研究。

4 结 论

本文基于 Biot 饱和土模型, 采用间接边界积分方程法对饱和半空间中隧道衬砌对平面 SV 波的二维散射问题进行求解分析。数值分析表明:

(1) 饱和半空间隧道衬砌对 SV 波的散射特征取决于入射波角度和频率、半空间介质孔隙率、边界透水条件等因素。其中透水条件对地表位移和衬砌内部应力幅值影响较小。

(2) 对本文饱和土模型和混凝土衬砌, 隧道上方地表位移幅值在部分频率处表现出较大的放大效应, 水平位移放大幅度可达到自由场的 50%。竖向位移放大效应同样不可忽略, 但随着孔隙率增大, 其放大程度逐渐减小。

(3) 随饱和半空间介质孔隙率增大, 混凝土衬砌内部应力集中变得更为显著, 且更接近于梁式弯曲变形。随入射角变化, 应力集中区域会发生很大偏移, 对倾斜入射情况, 隧道顶部和底部应力集中十分严重, 抗震设计中需予以注意。

(4) 斜入射 SV 波引起的衬砌表面孔隙水压远大于垂直入射情况, 幅值可达到入射波应力幅值的 4 倍, 且一般在隧道上半拱部分放大显著。

(5) 整体上看, 随隧道埋深增大, 地表位移谱、隧道表面应力和孔隙水压谱幅值会逐渐减低, 但谱曲线振荡加剧, 峰值频率增多。

(6) 从本文算例结果来看, 采用本文提出的等效单相介质模型能够近似计算 SV 波入射下隧道-饱和围岩的位移场和应力场。虽然对于高孔隙率和高频波

情况会有一定的误差, 但误差基本在 10% 以内。因此若不很关注衬砌表面的动力孔隙水压分布, 建议可采用按波速比等效的单相介质模型进行计算。

参考文献:

- [1] LEE V W, TRIFUNAC M D. Response of tunnels to incident SH-waves[J]. Journal of Engineering Mechanics, ASCE, 1979, **105**(4): 643 - 659.
- [2] 梁建文, 纪晓东, LEE V W. 地下圆形隧道衬砌对沿线地震动的影响: (II) 数值结果[J]. 岩土力学, 2005, **26**(5): 687 - 692. (LIANG Jian-wen, JI Xiao-dong, LEE V W. Effects of an underground lined tunnel on ground motion (II): numerical results[J]. Rock and Soil Mechanics, 2005, **26**(5): 687 - 692. (in Chinese))
- [3] LIU Q J, WANG R Y. Dynamic response of twin closely-spaced circular tunnels to harmonic plane waves in a full space[J]. Tunnelling and Underground Space Technology, 2012, **32**(6): 212 - 220.
- [4] HWANG R N, LYSMER J. Response of buried structures to traveling waves[J]. Journal of Geotechnical Engineering, ASCE, 1981, **107**(2): 183 - 200.
- [5] STAMOS A A, BESKOS D E. 3-D seismic response analysis of long lined tunnels in half-space[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 1996, **15**(2): 111 - 118.
- [6] 刘中宪, 梁建文, 张 贺. 弹性半空间衬砌洞室对平面 P 波和 SV 波的散射(II): 数值结果[J]. 自然灾害学报, 2010, **4**: 77 - 88. (LIU Zhong-xian, LIANG Jian-wen, ZHANG He. Scattering of plane P and SV waves by a lined tunnel in elastic half space(II): numerical results[J]. Journal of Natural Disasters, 2010, **4**: 77 - 88. (in Chinese))
- [7] ESMAEILI M, VAHDANI S, NOORZAD A. Dynamic response of lined circular tunnel to plane harmonic waves[J]. Tunnelling and Underground Space Technology, 2006, **21**(5): 511 - 519.
- [8] BOUZIDI Y, SCHMITT D R. Measurement of the speed and attenuation of the Biot slow wave using a large ultrasonic transmitter[J]. Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978-2012), 2009, **114**(B8): 101 - 106.
- [9] 陆建飞, 王建华. 饱和土中的任意形状孔洞对弹性波的散射[J]. 力学学报, 2002, **34**(6): 904 - 913. (LU Jian-fei, WANG Jian-hua. Scattering of elastic waves by a cavity of arbitrary shape in saturated soil[J]. Acta Mechanica Sinica, 2002, **34**(6): 904 - 913. (in Chinese))
- [10] KATTIS S E, BESKOS D E, CHENG A H D. 2D dynamic response of unlined and lined tunnels in poroelastic soil to

- harmonic body waves[J]. *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, 2003, **32**(1): 97 – 110.
- [11] WANG J H, ZHOU X L, LU J F. Dynamic stress concentration around elliptic cavities in saturated poroelastic soil under harmonic plane waves[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2005, **42**: 4295 – 4310.
- [12] 李伟华, 张 钊. 饱和土中深埋圆柱形衬砌洞室对瞬态平面波的散射[J]. *地球物理学报*, 2013(1): 325 – 334. (LI Wei-hua, ZHANG Zhao. Scattering of transient plane waves by deep buried cylindrical lining cavity in saturated soil[J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2013(1): 325 – 334. (in Chinese))
- [13] 李伟华, 申齐豪, 赵成刚. 饱和土半空间中地下圆形衬砌洞室对平面 SV 波的散射[J]. *防灾减灾工程学报*, 2009, **29**(2): 172 – 178. (LI Wei-hua, SHEN Qi-hao, ZHAO Cheng-gang. Scattering of plane SV waves by a underground circular lined tunnel in half space saturated soil[J]. *Journal of Disaster Prevention and Mitigation Engineering*, 2009, **29**(2): 172 – 178. (in Chinese))
- [14] 姜领发, 王建华, 周香莲. 半空间饱和土中圆形衬砌对弹性压缩波的散射[J]. *岩土力学*, 2008, **29**(2): 315 – 320. (JIANG Ling-fa, WANG Jian-hua, ZHOU Xiang-lian. Scattering around a circular lining in saturated poroelastic half-space under dilatational waves[J]. *Rock and Soil Mechanics*, 2008, **29**(2): 315 – 320. (in Chinese))
- [15] JIANG L F, ZHOU X L, WANG J H. Scattering of a plane wave by a lined cylindrical cavity in a poroelastic half-plane[J]. *Computers and Geotechnics*, 2009, **36**(5): 773 – 786.
- [16] LEE V W, LIANG J. Free-field (elastic or poroelastic) half-space zero-stress or related boundary conditions[C]// *Proceedings of 14th World Conference on Earthquake Engineering*. Beijing, 2008.
- [17] LIN C H, LEE V W, TODOROVSKA M I, et al. Zero-stress, cylindrical wave functions around a circular underground tunnel in a flat, elastic half-space: incident P-waves[J]. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 2010, **30**(10): 879 – 894.
- [18] LIANG J, LIU Z. Diffraction of plane SV waves by a cavity in poroelastic half-space[J]. *Earthq Eng Eng Vib*, 2009, **8**(1): 29 – 46.
- [19] LIN C H, LEE V W, TRIFUNAC M D. The reflection of plane waves in a poroelastic half-space fluid saturated with inviscid fluid[J]. *Soil Dynamic and Earthquake Engineering*, 2005, **25**(3): 205 – 223.
- [20] WONG H L. Diffraction of P, SV, and Rayleigh waves by surface topography[M]. California: University of California, Department of Civil Engineering, 1979.
- [21] LUCO J E, DE BARROS F C P. Dynamic displacements and stresses in the vicinity of a cylindrical cavity embedded in a half-space[J]. *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, 1994, **23**(3): 321 – 340.
- [22] BARDET J P. A viscoelastic model for the dynamic behavior of saturated poroelastic soils[J]. *Trans ASME*, 1992, **59**(1): 128 – 135.