

文章编号: 1000-7598(2009)11-3469-07

三维黏弹性介质人工边界研究

张波^{1,2}, 李术才^{1,2}, 杨学英³, 孙国富¹, 葛颜慧¹

(1. 山东大学 岩土与结构工程研究中心, 济南 250061; 2. 山东大学 土建与水利学院, 济南 250061; 3. 山东城市建设职业学院, 济南 250014)

摘要: 为了得到适于分析非线性结构-地基相互作用问题的人工边界, 结合弹性波理论与黏弹性理论, 推导出了适于模拟三维黏弹性远场介质辐射阻尼的人工边界, 并对其模拟远场地基辐射阻尼的性能及相应地震波动输入方法进行了研究。结果表明: 在结构-地基动力相互作用问题中, 得到的黏弹性人工边界模拟计算域外远场黏弹性介质的辐射阻尼具有理想精度; 不论是简谐波还是非简谐波, 地震波动输入都取得了理想结果; 在黏弹性介质条件下自由地表处的总场位移幅值 n 是输入波幅值的 $2e^{-\alpha x}$ 倍。

关键词: 结构-地基动力相互作用; 黏弹性人工边界; 黏弹性介质; 地震波动输入

中图分类号: TU 435

文献标识码: A

Study of three dimensional viscoelastic medium artificial boundary

ZHANG Bo^{1,2}, LI Shu-cai^{1,2}, YANG Xue-ying³, SUN Guo-fu¹, GE Yan-hui¹

(1. Research Center of Geotechnical and Structural Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China;

2. School of Civil and Hydraulic Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China;

3. Shandong Urban Construction Vocational College, Jinan 250014, China)

Abstract: In order to get the artificial boundary that suits to analyze nonlinear structure-foundation interaction problems, the viscoelastic artificial boundary simulating radiation damping of the far field medium was obtained from the elastic wave theory and viscoelasticity theory. The ability of viscoelastic artificial boundary to simulate radiation damping and methods of seismic wave motion input were studied. The results show good precision when simulating radiation damping of far fields with the viscoelastic artificial boundary obtained from this paper in solving structure-foundation interaction problems. Precise results can be obtained through seismic wave motion input methods obtained in this paper whether the input wave is simple harmonic one or simple nonharmonic one. The displacement peak value at the free earth surface is $n = 2e^{-\alpha x}$ times as high as that of input wave in viscoelastic medium.

Key words: structure-foundation interaction; viscoelastic artificial boundary; viscoelastic medium; seismic wave motion input

1 引言

半个世纪以前, 当相对柔性和轻型的结构建于硬度较大的地基上时, 往往假定地基为刚性材料, 不考虑地基-结构的相互作用。自 20 世纪 50 年代以来, 大型结构工程相继修建, 这类结构具有刚度、重量、跨度都很大, 而其地基则相对柔软的特点, 这时越来越多的研究发现刚性地基假设不再合理, 须考虑结构-地基动力相互作用的影响^[1]。在研究结构-地基动力相互作用时, 要从半无限的地球介质中切取有限计算域, 在切取的计算域边界上应建立人工边界, 用于模拟远场介质的辐射阻尼效应(见

图 1)。人工边界的本质在于允许来自结构与近场地基的外行散射波穿过人工边界进入无限域^[2], 以此为出发点, 多种人工边界得到了研究, 如黏性边界^[3]、旁轴近似边界^[4]、透射边界^[5]、黏弹性边界^[2, 6-7]等。

目前, 对于人工边界研究集中于远场介质为完全线弹性波动的情况。从实际情况来看, 除了极其微小振动情况外, 远场介质中波动的传播均伴着能量的耗散和转化; 尤其是在地震荷载作用下, 远场介质均表现出某种程度上的非线性特征(包括黏弹性)^[8]。因此, 在均匀线弹性介质条件下建立的人工边界不完全适用于存在非线性特征的动力反应分

收稿日期: 2008-10-23

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (No. 50574053); 国家自然科学基金委重点项目 (No. 50539080)。

第一作者简介: 张波, 男, 1977 年生, 博士, 主要从事大跨度桥梁与地基相互作用方面的研究。E-mail: zhangbosdchina@163.com

析,文献[8]将远场介质考虑为具有黏弹性特性的材料,通过等效线性化方法考虑其非线性效应。但是,文献[8]讨论的适于非线性的人工边界,仅在一维与二维范围内进行分析,对三维情况未予研究。本文结合弹性波理论与黏弹性理论,建立了适于模拟三维黏弹性介质远场辐射阻尼的黏弹性人工边界,数值算例证明:本文得到的人工边界,无论是模拟远场辐射阻尼性能,还是地震波动输入,都具有理想精度。

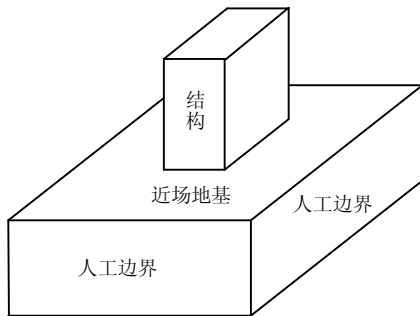


图1 结构-地基系统计算模型

Fig.1 Computational model for structure-foundation system

2 三维黏弹性介质法向人工边界

2.1 弹性介质法向边界方程

弹性介质球坐标系中球面膨胀波(P波)的波动方程为

$$\frac{\partial^2(R\phi)}{\partial R^2} = \frac{1}{c_p^2} \frac{\partial^2(R\phi)}{\partial t^2} \quad (1)$$

式中: ϕ 为位移势函数; R 为径向坐标; c_p 为介质的P波波速; t 为波动传播的时间。由方程(1)可得

$$\phi(R, t) = f(R - c_p t)/R + g(R + c_p t)/R \quad (2)$$

式中: $f(\cdot)$ 和 $g(\cdot)$ 为任意函数,可分别看作外行扩散波和内行汇聚波^[2]。

考虑外行扩散波,垂直于波阵面的位移可写为

$$u_p(R, t) = \frac{\partial \phi}{\partial R} = f'(R - c_p t)/R - f(R - c_p t)/R^2 \quad (3)$$

当波为简谐波时, $f(R - c_p t) = e^{i(k_p R - \omega t)}$, k_p 为简谐波圆波数, ω 为简谐波角频率,式(3)表示为

$$u_p(R, t) = \frac{k_p i}{R} e^{i(k_p R - \omega t)} - \frac{1}{R^2} e^{i(k_p R - \omega t)} \quad (4)$$

P波波速 $c_p = \omega/k_p$, 又 $c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}$, λ 、 G

均为弹性介质的拉梅常数, ρ 为弹性介质密度,所以得

$$k_p = \omega/c_p = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2G}} \quad (5)$$

将式(5)代入式(4)得

$$u_p(R, t) = u_{(R)} e^{-i\omega t} = \left[\frac{1}{R} i\omega \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2G}} e^{i\omega R \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2G}}} - \frac{1}{R^2} e^{i\omega R \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2G}}} \right] e^{-i\omega t} \quad (6)$$

2.2 黏弹性介质法向边界方程

本文推导黏弹性介质边界方程时作如下假定:

(1) 波动传播介质为均匀、各向同性的黏弹性材料。

(2) 边界条件(边界力和边界位移)随时间 t 作角频率为 ω 的简谐变化。

(3) 仅研究波的传播问题,而不考虑波源问题,所以不考虑体力。

考虑介质材料为具有 Kelvin 本构模型的黏弹性介质,其微分型本构关系为

$$\begin{cases} P' S_{ij} = Q' e_{ij} \\ P'' \sigma = Q'' e \end{cases} \quad (7)$$

式中: $P' = 1$, $Q' = 2G_k - 2\eta_k i\omega$; $P'' = 1$, $Q'' = 3K_k$; S_{ij} 为应力偏张量; e_{ij} 为应变偏张量; σ 为应力球张量; e 为应变球张量。

根据黏弹性材料简谐波问题的对应原理可得^[9]

$$G^*(-i\omega) = \frac{1}{2} \frac{Q'}{P'} = G_k - \eta_k i\omega \quad (8)$$

$$\lambda^*(-i\omega) = \frac{1}{3} \left[\frac{Q''}{P''} - \frac{Q'}{P'} \right] = K_k - \frac{2}{3} G_k + \frac{2}{3} \eta_k i\omega \quad (9)$$

式中: G_k 、 η_k 和 K_k 分别为 Kelvin 材料的刚性模量、黏性系数和体积模量^[9-10]。

根据对应原理,以式(8)、(9)中的 $G^*(-i\omega)$ 、 $\lambda^*(-i\omega)$ 分别替换式(6)中的 G 、 λ ,可得

$$u_p(R, t) = \tilde{u}_{(R)} e^{-i\omega t} = \left[\frac{1}{R} i \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{K_k + \frac{4}{3} G_k - \frac{4}{3} \eta_k i\omega}} e^{iR \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{K_k + \frac{4}{3} G_k - \frac{4}{3} \eta_k i\omega}}} - \frac{1}{R^2} e^{iR \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{K_k + \frac{4}{3} G_k - \frac{4}{3} \eta_k i\omega}}} \right] e^{-i\omega t} \quad (10)$$

令 $K_1 = \sqrt{\frac{\rho \omega^2}{K_k + \frac{4}{3} G_k - \frac{4}{3} \eta_k i\omega}}$, 则有:

$$K_1^2 = \frac{\rho\omega^2}{K_k + \frac{4}{3}G_k - \frac{4}{3}\eta_k i\omega} = \frac{\rho\omega^2 \left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)}{\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2 + \left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2} + \frac{\frac{4}{3}\rho\eta_k\omega^3}{\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2 + \left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2} i \quad (11)$$

设 $K_1 = k_1' + a_1 i$ 则, 有:

$$K_1^2 = k_1'^2 - a_1^2 + 2k_1'a_1 i \quad (12)$$

由式 (11)、(13) 联立, 可得

$$\left. \begin{aligned} k_1'^2 - a_1^2 &= \frac{\rho\omega^2 \left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)}{\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2 + \left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2} \\ 2k_1'a_1 &= \frac{\frac{4}{3}\rho\eta_k\omega^3}{\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2 + \left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

由式 (13) 可解得

$$\left. \begin{aligned} k_1'^2 &= \frac{\rho\omega^2 \left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)}{2 \left[\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2 + \left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2 \right]} \left[\sqrt{1 + \frac{\left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2}{\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2}} + 1 \right] \\ a_1^2 &= \frac{\rho\omega^2 \left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)}{2 \left[\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2 + \left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2 \right]} \left[\sqrt{1 + \frac{\left(\frac{4}{3}\eta_k\omega \right)^2}{\left(K_k + \frac{4}{3}G_k \right)^2}} - 1 \right] \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

将 $K_1 = k_1' + a_1 i$ 代入式 (10), 得

$$u_p(R, t) = \left[\frac{1}{R}(-a_1 + k_1' i) - \frac{1}{R^2} \right] e^{(-a_1 + k_1' i)R} e^{-i\omega t} \quad (15)$$

由式 (15) 可得

$$\dot{u}_p(R, t) = \left[\frac{1}{R} k_1' \omega + \left(\frac{1}{R} a_1 \omega + \frac{\omega}{R^2} \right) i \right] e^{(-a_1 + k_1' i)R} e^{-i\omega t} \quad (16)$$

具有 Kelvin 本构模型黏弹性材料的法向应力为

$$\sigma = (\lambda^*(i\omega) + 2G^*(i\omega)) \frac{\partial u_p(R, t)}{\partial R} + 2\lambda^*(i\omega) \frac{u_p(R, t)}{R} \quad (17)$$

将式 (8)、(9)、(15) 代入式 (17), 得

$$\sigma = K_N \left[\frac{1}{R}(-a_1 + k_1' i) - \frac{1}{R^2} \right] e^{(-a_1 + k_1' i)R} e^{-i\omega t} + C_N \left[\frac{1}{R} k_1' \omega + \left(\frac{1}{R} a_1 \omega + \frac{\omega}{R^2} \right) i \right] e^{(-a_1 + k_1' i)R} e^{-i\omega t} = K_N u(R, t) + C_N \dot{u}(R, t) \quad (18)$$

其中:

$$K_N = -K_k \frac{k_1'^2(a_1 - 1/R) + a_1^2(a_1 + 1/R)}{(a_1 + 1/R)^2 + k_1'^2} - \frac{4}{3}G_k \left[\frac{3}{R} + \frac{k_1'^2(a_1 - 1/R) + a_1^2(a_1 + 1/R)}{(a_1 + 1/R)^2 + k_1'^2} \right] + \frac{4}{3}\eta_k k_1' \omega \left[1 - \frac{1}{R^2} \frac{1}{(a_1 + 1/R)^2 + k_1'^2} \right] \quad (19)$$

$$C_N = -K_k k_1' \left[1 - \frac{1}{R^2} \frac{1}{(a_1 + 1/R)^2 + k_1'^2} \right] - \frac{4}{3}G_k k_1' \left[1 - \frac{1}{R^2} \frac{1}{(a_1 + 1/R)^2 + k_1'^2} \right] - \frac{4}{3}\eta_k \left[\frac{3}{R} + \frac{k_1'^2(a_1 - 1/R) + a_1^2(a_1 + 1/R)}{(a_1 + 1/R)^2 + k_1'^2} \right] \quad (20)$$

由式 (18) 可见, 若将无限连续黏弹性介质截断, 在截断处, 即人工边界上施加相应的弹簧 K_N 和黏性阻尼器 C_N , 即可保持人工边界上力和位移的条件与原连续介质的完全相同, 对应物理元件的参数见式 (19)、(20)。

3 三维黏弹性介质切向人工边界

3.1 弹性介质切向边界方程

弹性介质球坐标系中球面剪切波 (S 波) 位移的近似解为^[2, 11]

$$u_s(R, t) = \frac{1}{R} f(R - c_s t) + \frac{1}{R} g(R + c_s t) \quad (21)$$

式中: c_s 为弹性介质剪切波 (S 波) 波速; $f(\cdot)$ 和 $g(\cdot)$ 为任意函数, 分别表示外行扩散波和内行汇聚波。

考虑扩散的球面剪切波, 且波动为简谐波时, 波阵面的切向位移为

$$u_s(R, t) = \frac{1}{R} f(R - c_s t) = \frac{1}{R} e^{i(k_s R - \omega t)} \quad (22)$$

S 波波速 $c_s = \omega / k_s$, 又 $c_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$, 得

$$k_s = \omega / c_s = \omega \sqrt{\rho / G} \quad (23)$$

将式 (23) 代入式 (22), 得

$$u_s(R, t) = \frac{1}{R} e^{i\omega R \sqrt{\rho/G}} e^{-i\omega t} \quad (24)$$

3.2 黏弹性介质切向边界方程

当介质为具有 Kelvin 模型的黏弹性材料时, 根据对应原理将式 (8) 代入式 (24), 得

$$u_s(R, t) = \tilde{u}_s(R) e^{-i\omega t} = \frac{1}{R} e^{iR \sqrt{\frac{\rho\omega^2}{G_k - \eta_k i \omega}}} e^{-i\omega t} \quad (25)$$

令 $K_2 = \sqrt{\frac{\rho\omega^2}{G_k - \eta_k i \omega}}$, 则有:

$$K_2^2 = \frac{\rho\omega^2}{G_k - \eta_k i \omega} = \frac{\rho\omega^2 G_k}{G_k^2 + (\eta_k \omega)^2} + \frac{\rho\eta_k \omega^3}{G_k^2 + (\eta_k \omega)^2} i \quad (26)$$

设 $K_2 = k_2' + a_2 i$, 则有:

$$K_2^2 = k_2'^2 - a_2^2 + 2k_2' a_2 i \quad (27)$$

由式 (26)、(27) 联立可得

$$\left. \begin{aligned} k_2'^2 - a_2^2 &= \frac{\rho\omega^2 G_k}{G_k^2 + (\eta_k \omega)^2} \\ 2k_2' a_2 &= \frac{\rho\eta_k \omega^3}{G_k^2 + (\eta_k \omega)^2} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

由式 (28) 可解得

$$\left. \begin{aligned} k_2'^2 &= \frac{\rho\omega^2 G_k}{2[G_k^2 + (\eta_k \omega)^2]} \left(\sqrt{1 + \frac{(\eta_k \omega)^2}{G_k^2}} + 1 \right) \\ a_2^2 &= \frac{\rho\omega^2 G_k}{2[G_k^2 + (\eta_k \omega)^2]} \left(\sqrt{1 + \frac{(\eta_k \omega)^2}{G_k^2}} - 1 \right) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

将 $K_2 = k_2' + a_2 i$ 代入式 (25), 可得

$$u_s(R, t) = \frac{1}{R} e^{(-a_2 + k_2' i)R} e^{-i\omega t} \quad (30)$$

由式 (30) 得

$$\dot{u}_s(R, t) = \frac{-i\omega}{R} e^{(-a_2 + k_2' i)R} e^{-i\omega t} \quad (31)$$

具有 Kelvin 本构模型黏弹性材料的剪应力为

$$\begin{aligned} \tau(R, t) &= G^*(i\omega) \gamma(R, t) = G^*(i\omega) \left(\frac{\partial u_s(R, t)}{\partial R} - \frac{u_s(R, t)}{R} \right) = \\ &= - \left[G_k \left(a_2 + \frac{2}{R} \right) - \eta_k \omega k_2' \right] u_s(R, t) - \\ &\quad \left[\eta_k \left(a_2 + \frac{2}{R} \right) + G_k k_2' / \omega \right] \dot{u}_s(R, t) \end{aligned} \quad (32)$$

由式 (32) 可见, 若将无限连续黏弹性介质截断, 在截断处, 即人工边界上施加相应的弹簧 K_T 和黏性阻尼器 C_T , 即可保持人工边界上力和位移的

条件与原连续介质的完全相同。对应物理元件的参数为

$$K_T = G_k \left(a_2 + \frac{2}{R} \right) - \eta_k \omega k_2' \quad (33)$$

$$C_T = \eta_k \left(a_2 + \frac{2}{R} \right) + G_k k_2' / \omega \quad (34)$$

在有限元实现过程中, 法向与切向边界物理元件参数的实际取值等于式 (19)、(20)、(33)、(34) 给出的量值与对应有限元节点所代表网格面积的乘积。

上述式 (19)、(20)、(33)、(34) 得到的适于黏弹性介质的人工边界是基于边界条件 (边界力和边界位移) 随时间 t 作角频率为 ω 的简谐变化的假设得到的, 本文尝试将上述得到的人工边界应用于边界条件为任意地震动输入时的情况, 数值算例证明也取得了理想的结果。

当本文所得人工边界应用于边界条件为任意地震动输入时的情况时, 式 (19)、(20)、(33)、(34) 中含频率 ω , 在对工程有效的频段范围内^[12], 本文取了大量的地质材料参数计算, 计算结果显示公式 (19)、(20)、(33)、(34) 中的 C_N 、 C_T 的变化值随 ω 的变化不超过 0.1%, K_N 、 K_T 的变化值随 ω 的变化不超过 0.5%, 可见式 (19)、(20)、(33)、(34) 中 ω 对人工边界参数的影响并不大, 本文在将式 (19)、(20)、(33)、(34) 中的人工边界应用于任意地震动输入时的情况时, 式 (19)、(20)、(33)、(34) 中的 ω 取为一阶固有频率的 0.5 倍。

4 波动输入方法

文献[7]提出了将波动输入问题转化为波源问题的方法, 本文将其应用到三维情况。设 $u_i(x, y, z, t)$ 为已知输入波场, 对于人工边界上任一点 $B(x_B, y_B, z_B)$, 准确实现波动输入的条件是在人工边界上施加的等效荷载应使人工边界上的位移和应力与原波场相同, 即

$$u(x_B, y_B, z_B, t) = u_i(x_B, y_B, z_B, t) \quad (35)$$

$$\sigma(x_B, y_B, z_B, t) = \sigma_i(x_B, y_B, z_B, t) \quad (36)$$

为实现波动输入, 设在人工边界节点 B 上施加的应力为 $F_B(t)$ 。采用力学分析中的脱离体概念 (见图2), 将人工边界与附加其上的物理元件 (弹簧和阻尼器) 脱离, 则人工边界节点的应力为

$$\sigma(x_B, y_B, z_B, t) = F_B(t) - f_B(t) \quad (37)$$

由弹簧和阻尼器构成的物理元件的运动方程为

$$f_B(t) = C\dot{u}_i(x_B, y_B, z_B, t) + Ku_i(x_B, y_B, z_B, t) \quad (38)$$

将式 (36)、(38) 代入式 (37), 并整理得

$$F_B(t) = \sigma_i(x_B, y_B, z_B, t) + C\dot{u}_i(x_B, y_B, z_B, t) + Ku_i(x_B, y_B, z_B, t) \quad (39)$$

式中: σ_i 为在原连续介质中由位移 u_i 产生的应力; C 、 K 在边界法向取为 C_N 、 K_N , 在边界切向取为 C_T 、 K_T , $\sigma_i(x_i, y_i, z_i, t)$ 在边界切向时为 $\tau_i(x_B, y_B, z_B, t)$ 。由式 (39) 就可得到施加于人工边界上的总荷载 $F_B(t)$, 从而在人工边界上实现波动输入。

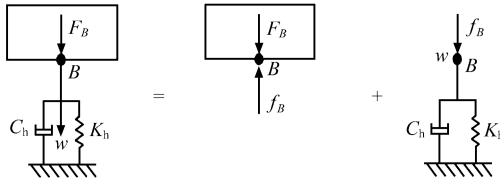


图2 黏弹性人工边界及其脱离体示意图

Fig.2 Schematic plan of viscoelastic artificial boundary and separated form

5 数值算例

5.1 人工边界模拟辐射阻尼性能验证

为验证本文三维人工边界的边界吸收性能, 本文分析了三维空间的 P 波动问题。计算模型如图 3 所示(参考文献[7]的方法, 本计算模型对材料参数及模型尺寸进行无量纲化处理)。本文算例采用有限元计算软件 ANSYS 来分析。介质的剪切模量 $G=1$, 泊松比 $\nu=0.25$, 密度 $\rho=1$, 黏滞系数 $\eta=20$, 计算区为 $|x| \leq 2$, $|z| \leq 2$, $-2 \leq y \leq 0$ 。波源为沿 y 方向作用弹性半空间表面的分布荷载 $F(t, x, z) = T(t)S(x, z)$, $F(t, x, z)$ 分为两种情况作用于计算空间表面, 一种是简谐荷载, 一种是非简谐荷载作用。

简谐荷载时, 有:

$$T(t) = -\sin(3.14t), S(x, z) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1, |z| \leq 2 \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (40)$$

非简谐荷载时

$$T(t) = \begin{cases} -t, & 0 \leq t \leq 1 \\ -(2-t), & 1 < t \leq 2 \\ 0, & \text{其他} \end{cases}, S(x, z) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1, |z| \leq 2 \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (41)$$

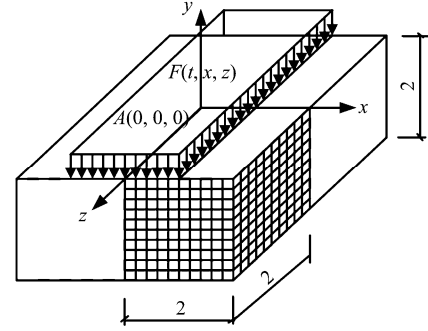


图3 辐射阻尼模拟计算模型

Fig.3 Computational model for simulating radiation damping

当人工至广义结构的距离足够大(即远置边界)时, 则在给定的计算时间长度 T 内, 在广义结构动力反应的时空四维数值模拟中可以不考虑人工边界的影响^[13], 在进行人工边界研究时, 当问题不容易得到解析解时, 目前都是以远置边界的值作为问题验证的精确解^[2-4, 7-8]。

由图 4、5 可以看出, 无论在简谐荷载还是在非简谐荷载下, 固定边界的效果不够好, 本文人工边界与精确解非常接近, 证明本文得到的黏弹性人工边界模拟黏弹性半无限介质的辐射阻尼的效果是理想的。

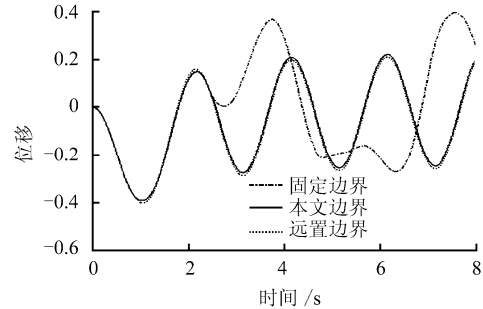


图4 简谐荷载下观测点位移响应比较

Fig.4 Comparison of the response at observation point under simple harmonic load

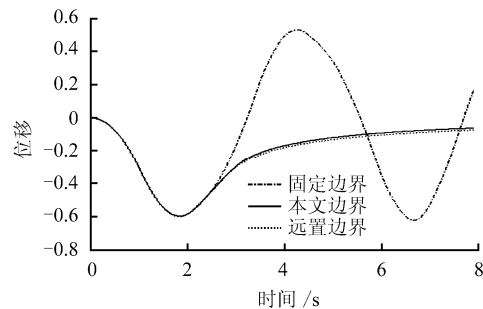


图5 非简谐荷载下观测点位移响应比较

Fig.5 Comparison of the response at observation point under simple non-harmonic load

5.2 地震波动输入验证

为验证本文的人工边界,分析了一均匀黏弹性介质半空间底面受到一 P 波竖直射入时的响应。力学模型如图 6 所示,介质参数为:剪切模量 $G=5\,292$ MPa,泊松比 $\nu=0.25$,密度 $\rho=2.7\text{ g/cm}^3$,黏滞系数 $\eta=100\,000\text{ MPa}\cdot\text{s}$,黏弹性介质采用 Kelvin 本构模型。计算区的范围为 $|x|\leq 381\text{ m}$, $|z|\leq 381\text{ m}$, $y\leq 381\text{ m}$,有限元单元尺寸为 $\Delta x=\Delta y=\Delta z=38.1\text{ m}$,观测点为 $A(0,0,0)$ 为计算模型上表面中心点。入射波分简谐波(见图 7)、非简谐波(见图 8)两种情况。

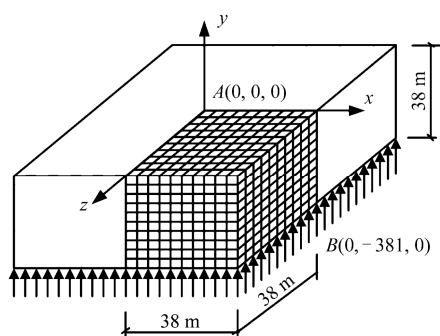


图 6 地震波动输入计算模型

Fig.6 Computational model for input seismic wave

图 9 中在简谐波入射情况下在自由表面观测点的位移时程解析解见文献[9],图 10 中在非简谐波入射情况下自由表面观测点的位移-时程精确解是在远置边界的条件下得到的。在弹性介质的条件下,自由地表处的总场位移幅值是输入波幅值的两倍,在黏弹性介质中由于材料的阻尼作用,波在传播过程中其幅值随传播的距离增加而呈指数衰减,简谐波的衰减因子为 α (在 Kelvin 模型中见式(14)、(29)),所以在黏弹性介质条件下自由地表处的总场位移幅值 n 是输入波幅值的 $2e^{-\alpha x}$ 倍(α 为衰减因子, x 为入射波到自由表面的距离)。由图 9、10 可以看出,由本文方法得到的计算结果与解析解、精确解符合得非常好。作者对采用本文得到的人工边界用于 S 波时的情况也作了大量计算,结果与 P 波时的情况相同,与解析解及精确解符合得较好。限于篇幅,本文不予列出,这些都说明本文的地震波动输入方法是理想的。

6 结 论

结合弹性波理论与黏弹性理论,对适于模拟三维黏弹性介质远场辐射阻尼的人工边界及相应地震波动输入方法进行了研究,得到如下结论:

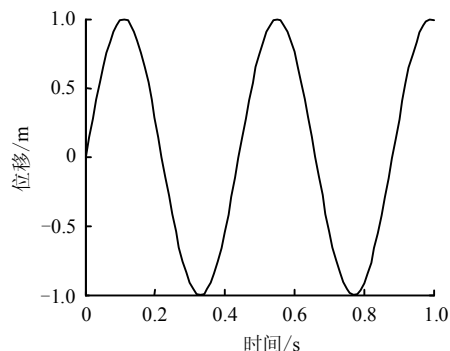


图 7 简谐入射波位移-时程

Fig.7 Displacement time-history of simple harmonic input wave

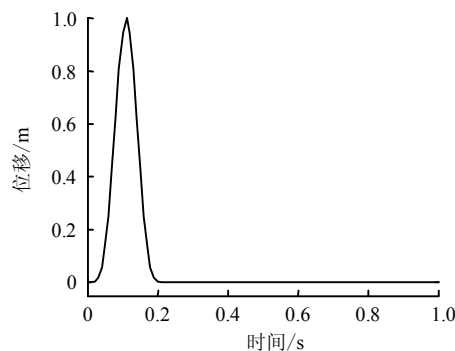


图 8 非简谐入射波位移-时程

Fig.8 Displacement time-history of nonharmonic wave

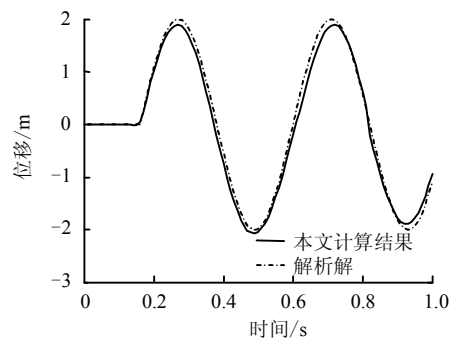


图 9 简谐入射波 A 点位移-时程

Fig.9 Displacement time-history of simple harmonic input wave

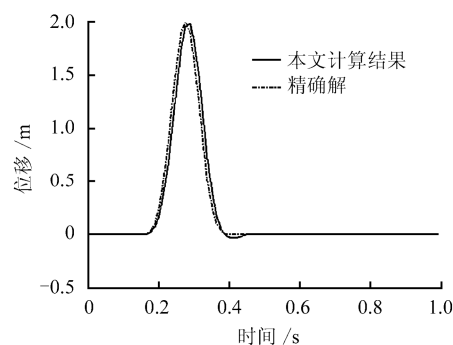


图 10 非简谐入射波时 A 点位移-时程

Fig.10 Displacement time-history of nonharmonic input wave

(1) 在结构-地基动力相互作用问题中, 本文得到的黏弹性人工边界模拟计算域外黏弹性介质的辐射阻尼具有理想精度。

(2) 不论是简谐波还是非简谐波, 本文的地震波动输入都取得了理想结果。

(3) 在弹性介质的条件下, 自由地表处的总场位移幅值是输入波幅值的 2 倍; 在黏弹性介质条件下, 自由地表处的总场位移幅值 n 是输入波幅值的 $2e^{-\alpha x}$ 倍。

参 考 文 献

- [1] 邱流潮, 金峰. 地震分析中人工边界处理与地震动输入方法研究[J]. 岩土力学, 2006, 27(9): 1501—1504.
QIU Liu-chao, JIN Feng. Study on method of earthquake input and artificial boundary conditions for seismic soil-structure interaction analysis[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2006, 27(9): 1501—1504.
- [2] 刘晶波, 王振宇, 杜修力, 等. 波动问题中的三维时域黏弹性人工边界[J]. 工程力学, 2005, 22(6): 46—51.
LIU Jing-bo, WANG Zhen-yu, DU Xiu-li, et al. Three-dimensional visco-elastic artificial boundaries in time domain for wave motion problems[J]. **Engineering Mechanics**, 2005, 22 (6): 46—51.
- [3] LYSMER J, KULEMEYER R L. Finite dynamic model for infinite media[J]. **Journal of Engineering Mechanics Division (ASCE)**, 1969, 95(4): 859—877.
- [4] CLAYTON R, ENGQUIST B. Absorbing boundary conditions for acoustic and elastic wave equations[J]. **Bulletin of the Seismological Society of America**, 1977, 76(2): 1529—1540.
- [5] 廖振鹏, 黄孔亮, 杨柏坡, 等. 暂态波透射边界[J]. 中国科学(A 辑), 1984, 26(6): 50—56.
LIAO Zhen-peng, HUANG Kong-liang, YANG Bai-po, et al. Transient wave transmitting boundary[J]. **Science in China (Ser. A)**, 1984, 26(6): 50—56.
- [6] DEEKS A J, RANDOLPH M F. Axisymmetric time-domain transmitting boundaries[J]. **Journal of Engineering Mechanics**, 1994, 120(1): 25—42.
- [7] 刘晶波, 吕彦东. 结构-地基动力相互作用问题分析的一种直接方法[J]. 土木工程学报, 1998, 31(3): 55—64.
LIU Jing-bo, LÜ Yan-dong. A direct method for analysis of dynamic soil-structure interaction[J]. **China Civil Engineering Journal**, 1998, 31(3): 55—64.
- [8] 王振宇, 刘晶波. 成层地基非线性波动问题人工边界与波动输入研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2004, 23(7): 1169—1173.
WANG Zhen-yu, LIU Jing-bo. Study on wave motion input and artificial boundary for problem of nonlinear wave motion in layered soil[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2004, 23(7): 1169—1173.
- [9] 周光泉, 刘孝敏. 黏弹性理论[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1996.
- [10] 刘汉龙, 高玉峰, 朱伟, 等. 边界条件对土层黏弹性地震反应的影响[J]. 岩土力学, 2001, 22(4): 408—412.
LIU Han-long, GAO Yu-feng, ZHU Wei, et al. Influences of boundary condition on the visco-elastic seismic response of soil layer[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2001, 22(4): 408—412.
- [11] AKI K, RICHARDS P G. Quantitative seismology theory and methods[M]. San Francisco: W H Freeman and Company, 1980.
- [12] 张相庭. 结构振动力学[M]. 上海: 同济大学出版社, 2005.
- [13] 廖振鹏. 工程波动理论导论[M]. 北京: 科学出版社, 2003.