

# 饱和多孔介质散射问题中局部地形影响的 显式数值分析法

李立云, 杜修力

(北京工业大学 城市与工程安全减灾省部共建教育部重点实验室, 北京 100022)

**摘要:** 为了能合理分析局部场地条件对地震波散射波场的影响, 基于饱和多孔介质理论的土力学模型, 提出了一种显式有限元与黏弹性人工边界相结合的数值波动模拟方法. 采用二维模型, 以圆弧形凹陷河谷为例, 分析了局部地形对饱和多孔介质中散射地震波场的影响, 并通过与远置边界结果的对比, 说明了该方法的正确性和适用性.

**关键词:** 饱和多孔介质; 地形效应; 显式有限元法; 黏弹性人工边界

**中图分类号:** P 315

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0254-0037(2008)09-0925-06

饱和土体为一种流固耦合的饱和多孔介质, 因而, 利用饱和多孔介质波动理论求解饱和土体的动力反应比单相理论求解更为合理. 但由于饱和介质波动理论的复杂性及数学处理上的困难, 有关饱和多孔介质动力响应研究的解析分析仅局限于比较简单的不考虑土体骨架非线性性质的情况. 对于几何形状较复杂且存在近域介质非均匀和非线性的复杂情况, 数值分析方法是有效的分析手段.

利用有限模型的数值分析方法进行近场波动分析时, 为反映无约束域能量辐射效应的影响, 需引入虚拟的人工边界条件和计算方法. 虚拟人工边界的处理方式和方法对模拟精度的影响较大, 国内外已对其研究了多年, 提出了全局人工边界以及 Clayton-Engquist 旁轴近似边界、Higdon-Key 边界、透射边界<sup>[1]</sup>和黏弹性边界<sup>[2]</sup>等局部人工边界. 但这些人工边界多是针对单相介质推导的, 由于饱和多孔介质动力问题的复杂性, 这些人工边界方法不能直接应用于饱和多孔介质中. 为此, Gajo 等开发了一种用于饱和多孔介质的静止人工边界<sup>[3]</sup>; 基于 Biot 两相混合物理论和旁轴近似理论, 采用等效 Lamé 常数, Akiyoshi 等提出了一种吸收边界用于饱和多孔介质的动力分析<sup>[4]</sup>; Zerfa 等开发了一种用于饱和多孔介质的时域瞬态分析的吸收边界<sup>[5]</sup>; 杜修力等提出了饱和多孔介质近场波动分析的一种黏弹性人工边界处理方法<sup>[6]</sup>, 算例表明这一方法模拟效果良好, 具有应用方便和计算稳定的优点.

作者基于无约束域饱和多孔介质的黏弹性人工边界<sup>[6]</sup>, 结合显式有限元法, 建立了一种分析局部场地条件对饱和多孔介质中入射地震波场散射影响的近场数值波动分析方法, 并以圆弧形凹陷河谷地形为例, 分析了局部地形对饱和多孔介质近场波动的影响. 与远置边界计算结果比较, 该方法具有较好的适用性.

## 1 饱和多孔介质的场平衡方程及显式积分格式

### 1.1 场平衡方程

#### 1) 动量方程

固相

收稿日期: 2007-03-13.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50325826, 50508002, 90510011); 北京市属市管高校人才强教计划资助项目(05004012200515); 北京市教育委员会科学技术与研究生建设项目资助(4700001401509).

作者简介: 李立云(1973-), 男, 河北宁晋人, 讲师; 杜修力(1963-), 四川广安人, 教授, 博士生导师.

$$\sigma_{ij,t} + (1-n)\sigma_{,i}^f + b_i(V_{i,t} - U_{i,t}) = (1-n)\rho^s U_{i,t} \quad (1)$$

$$\text{液相} \quad n\sigma_{,i}^f - b_i(V_{i,t} - U_{i,t}) = n\rho^f V_{i,t} \quad (2)$$

式中,  $b_i = n^2 \rho^f g / k_i$ ,  $k_i$  为  $i$  方向的渗透系数(m/s),  $g$  为重力加速度(m/s<sup>2</sup>);  $U$  和  $V$  分别为固、液两相位移;  $n$  为孔隙率;  $\rho$  为密度(kg/m<sup>3</sup>); 上标  $s$  和  $f$  分别表示固相和液相;  $\sigma_{ij}$  为固相有效应力(Pa),  $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^s - (1-n)\delta_{ij}\sigma^f$ . 其中,  $\sigma_{ij}^s$  为固相单位面积上的应力;  $\sigma^f$  为液相应力(Pa);  $\delta_{ij}$  为 Kronecker 符号.

## 2) 连续性方程

$$(1-n)\text{div}\dot{U} + n\text{div}\dot{V} - \frac{n}{E_f}\sigma_{,t}^f = 0 \quad (3)$$

式中  $E_f$  为液相的体积压缩模量(Pa).

## 3) 本构方程

饱和多孔介质中, 固相应力不仅与应变有关, 还与孔隙流体压力有关<sup>[7]</sup>. 假定  $\alpha$  为孔隙流体压力对固相应力的影响系数, 有

$$\sigma_{ij}^s = (\lambda\epsilon + \alpha\sigma^f)\delta_{ij} + 2G\epsilon_{ij} \quad (4)$$

式中,  $\lambda$  和  $G$  为固相材料的 Lamé 常数;  $\alpha = -(1-n)E_k/E_s$ . 其中,  $E_k$  为固相骨架的体积压缩模量(Pa);  $E_s$  为固相颗粒的体积压缩模量(Pa).

对于液相, 由式(3)可以得出

$$\sigma^f = \frac{1-n}{n}E_f\text{div}U + E_f\text{div}V \quad (5)$$

## 4) 边界条件

应力边界条件

$$\sigma_{ij}^s n_j = T_i^s, \quad \sigma_{ij}^f = T_i^f$$

$$T^s = \begin{bmatrix} T_{sx} + (1-n)\sigma_0^f \\ T_{sy} + (1-n)\sigma_0^f \\ T_{sz} + (1-n)\sigma_0^f \end{bmatrix}, \quad T^f = \begin{bmatrix} n\sigma_0^f \\ n\sigma_0^f \\ n\sigma_0^f \end{bmatrix}$$

位移边界条件

$$U_i = \bar{U}_i, \quad V_i = \bar{V}_i$$

## 1.2 显式积分格式

对式(4)~(5)进行有限元离散并解耦<sup>[8]</sup>后, 得到离散系统内部任一结点  $i$  的动力平衡方程

$$M_{si}\ddot{U}_i + \sum_L \sum_j (C_{ssk(i)j}^L \dot{U}_j^L - C_{stk(i)j}^L \dot{V}_j^L + K_{ssk(i)j}^L U_j^L + K_{stk(i)j}^L V_j^L) = P_{si} \quad (6)$$

$$M_{fi}\ddot{V}_i + \sum_L \sum_j (-C_{fsk(i)j}^L \dot{U}_j^L + C_{fik(i)j}^L \dot{V}_j^L + K_{fsk(i)j}^L U_j^L + K_{fik(i)j}^L V_j^L) = P_{fi} \quad (7)$$

采用文献[9]提出的一种基于时域有限元概念的逐步积分格式, 求解式(6)、(7)组成的方程组, 可得位移和速度表达式为

$$U_i^{p+1} = U_i^p + \dot{U}_i^p \Delta t - \frac{\Delta t}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j C_{ssk(i)j}^L [2(\dot{U}_j^p)^L \Delta t + (U_j^{p-1})^L - (U_j^p)^L] +$$

$$\frac{\Delta t}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j C_{stk(i)j}^L [2(\dot{V}_j^p)^L \Delta t + (V_j^{p-1})^L - (V_j^p)^L] -$$

$$\frac{\Delta t^2}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j K_{ssk(i)j}^L (U_j^p)^L - \frac{\Delta t^2}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j K_{stk(i)j}^L (V_j^p)^L + \frac{\Delta t^2}{2} M_{si}^{-1} P_{si} \quad (8)$$

$$V_i^{p+1} = V_i^p + \dot{V}_i^p \Delta t - \frac{\Delta t}{2} M_{fi}^{-1} \sum_L \sum_j C_{fik(i)j}^L [2(\dot{V}_j^p)^L \Delta t + (V_j^{p-1})^L - (V_j^p)^L] +$$

$$\frac{\Delta t}{2} M_{fi}^{-1} \sum_L \sum_j C_{fsk(i)j}^L [2(\dot{U}_j^p)^L \Delta t + (U_j^{p-1})^L - (U_j^p)^L] -$$

$$\frac{\Delta t^2}{2} M_{ii}^{-1} \sum_L \sum_j K_{fkk(i)j}^L (\mathbf{V}_j^p)^L - \frac{\Delta t^2}{2} M_{fi}^{-1} \sum_L \sum_j K_{fsk(i)j}^L (\mathbf{U}_j^p)^L + \frac{\Delta t^2}{2} M_{fi}^{-1} \mathbf{P}_{fi}^p \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{U}}_i^{p+1} = & -\frac{1}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j C_{ssk(i)j}^L [(U_j^{p+1})^L - (U_j^p)^L] + \frac{1}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j C_{stk(i)j}^L [(\mathbf{V}_j^{p+1})^L - \\ & (\mathbf{V}_j^p)^L] - \frac{\Delta t}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j K_{ssk(i)j}^L (U_j^{p+1})^L - \frac{\Delta t}{2} M_{si}^{-1} \sum_L \sum_j K_{stk(i)j}^L (\mathbf{V}_j^{p+1})^L + \\ & \frac{1}{\Delta t} [U_i^{p+1} - U_i^p] + \frac{\Delta t}{2} M_{si}^{-1} \mathbf{P}_{si}^{p+1} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{V}}_i^{p+1} = & -\frac{1}{2} M_{fi}^{-1} \sum_L \sum_j C_{fkk(i)j}^L [(\mathbf{V}_j^{p+1})^L - (\mathbf{V}_j^p)^L] + \\ & \frac{1}{2} M_{fi}^{-1} \sum_L \sum_j C_{fsk(i)j}^L [(U_j^{p+1})^L - (U_j^p)^L] - \frac{\Delta t}{2} M_{fi}^{-1} \sum_L \sum_j K_{fkk(i)j}^L (\mathbf{V}_j^{p+1})^L - \\ & \frac{\Delta t}{2} M_{fi}^{-1} \sum_L \sum_j K_{fsk(i)j}^L (U_j^{p+1})^L + \frac{1}{\Delta t} [\mathbf{V}_i^{p+1} - \mathbf{V}_i^p] + \frac{\Delta t}{2} M_{fi}^{-1} \mathbf{P}_{fi}^{p+1} \end{aligned} \quad (11)$$

式(8)~(11)与边界条件结合即为求解近场波动问题的显式有限元方法。

## 2 饱和多孔介质波动分析的黏弹性人工边界

文献[6]推导出了无约束域饱和多孔介质黏弹性人工边界条件,统一表示为

$$\sigma_{li}^s = -K_{li}^{ss} U_{li} - C_{li}^{ss} \dot{U}_{li} - K_{li}^{sf} V_{li} - C_{li}^{sf} \dot{V}_{li} \quad (12a)$$

$$\sigma_{li}^f = -K_{li}^{fs} U_{li} - C_{li}^{fs} \dot{U}_{li} - K_{li}^{ff} V_{li} - C_{li}^{ff} \dot{V}_{li} \quad (12b)$$

式中,下标  $l$  为人工边界结点号;下标  $i$  代表分量方向;  $K_{li}^{ss}$ 、 $K_{li}^{sf}$ 、 $C_{li}^{ss}$ 、 $C_{li}^{sf}$  为固相中结点  $l$ 、方向  $i$  对应的人工边界弹簧和阻尼参数;  $K_{li}^{fs}$ 、 $K_{li}^{ff}$ 、 $C_{li}^{fs}$ 、 $C_{li}^{ff}$  为液相中结点  $l$ 、方向  $i$  对应的人工边界弹簧和阻尼参数。

1) 二维出平面波动情况

$$K_{li}^{ss} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{G}{2r}, \quad C_{li}^{ss} = B \frac{G}{c_s}, \quad K_{li}^{sf} = 0, \quad C_{li}^{sf} = 0 \quad (13)$$

2) 二维平面内波动情况

法向 
$$K_{li}^{ss} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{\lambda_s + 2G}{2r}, \quad C_{li}^{ss} = B \frac{\lambda_s + 2G}{c_p} \quad (14a)$$

$$K_{li}^{sf} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{\alpha E_f}{2r}, \quad C_{li}^{sf} = B \frac{\alpha E_f}{c_p} \quad (14b)$$

$$K_{li}^{fs} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{(1-n)E_f}{2rn}, \quad C_{li}^{fs} = B \frac{(1-n)E_f}{n} \cdot \frac{1}{c_p} \quad (14c)$$

$$K_{li}^{ff} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{E_f}{2r}, \quad C_{li}^{ff} = B \frac{E_f}{c_p} \quad (14d)$$

切向 
$$K_{li}^{ss} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{G}{2r}, \quad C_{li}^{ss} = B \frac{G}{c_s}, \quad K_{li}^{sf} = 0, \quad C_{li}^{sf} = 0 \quad (14e)$$

3) 三维波动情况

法向 
$$K_{li}^{ss} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{\lambda_s + 2G}{r}, \quad C_{li}^{ss} = B \frac{\lambda_s + 2G}{c_p} \quad (15a)$$

$$K_{li}^{sf} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{\alpha E_f}{r}, \quad C_{li}^{sf} = B \frac{\alpha E_f}{c_p} \quad (15b)$$

$$K_{li}^{fs} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{(1-n)E_f}{rn}, \quad C_{li}^{fs} = B \frac{(1-n)E_f}{n} \cdot \frac{1}{c_p} \quad (15c)$$

$$K_{li}^{ff} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{E_f}{r}, \quad C_{li}^{ff} = B \frac{E_f}{c_p} \quad (15d)$$

切向

$$K_{li}^{ss} = \frac{1}{1+A} \cdot \frac{G}{r}, \quad C_{li}^{ss} = B \frac{G}{c_s}, \quad K_{li}^{sf} = 0, \quad C_{li}^{sf} = 0 \quad (15e)$$

式中,  $r$  通常取为近场结构几何中心到人工边界点的距离; 量纲一参数  $A = b\sqrt{r}/(al)$  或  $A = br/(al)$  反映人工边界外行透射波的传播特性; 参数  $B$  反映不同角度透射多子波的平均波速特性, 表示物理波速与视波速的关系;  $c_p$  和  $c_s$  分别为饱和多孔介质中的纵波和剪切波的视波速, 与液、固两相的材料属性有关<sup>[6]</sup>.

### 3 饱和多孔介质波动分析的外源输入边界处波场分解

对于外源输入的散射波动问题, 把人工边界上的运动分解为已知的自由场和结构基础产生的散射波场, 外行波由人工边界吸收. 将自由场和散射波分开后, 得到类似式(6)、(7)的边界点的动力平衡方程

$$M_{si} \ddot{U}_i + \sum_L \sum_j (C_{ssk(i)j}^L \dot{U}_j^L - C_{sfk(i)j}^L \dot{V}_j^L + K_{ssk(i)j}^L U_j^L + K_{sfk(i)j}^L V_j^L) = f_{si}^F(t) + f_{si}^S(t) \quad (16)$$

$$M_{fi} \ddot{V}_i + \sum_L \sum_j (-C_{fks(i)j}^L \dot{U}_j^L + C_{ffk(i)j}^L \dot{V}_j^L + K_{fks(i)j}^L U_j^L + K_{ffk(i)j}^L V_j^L) = f_{fi}^F(t) + f_{fi}^S(t) \quad (17)$$

式中, 上标 S 和 F 表示散射场和自由场;  $f_{si}^S(t)$  和  $f_{fi}^S(t)$  为弹簧-阻尼元件施加的反力增量, 满足关系

$$f_{si}^S(t) = -(\bar{K}_{si} U_i^S + \bar{C}_{si} \dot{U}_i^S) S_i^L$$

$$f_{fi}^S(t) = -(\bar{K}_{fi} V_i^S + \bar{C}_{fi} \dot{V}_i^S) S_i^L$$

且有

$$U_i = U_i^F + U_i^S, \quad V_i = V_i^F + V_i^S$$

代入式(16)、(17), 并整理得

$$M_{si} \ddot{U}_i + \sum_L \sum_j (C_{ssk(i)j}^L \dot{U}_j^L - C_{sfk(i)j}^L \dot{V}_j^L) + \sum_L \sum_j (K_{ssk(i)j}^L U_j^L + K_{sfk(i)j}^L V_j^L) + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{K}_{ssk(i)k(i)}^L U_{k(i)}^L + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{C}_{ssk(i)k(i)}^L \dot{U}_{k(i)}^L = f_{si}^F(t) + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{K}_{ssk(i)k(i)}^L U_{k(i)}^F + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{C}_{ssk(i)k(i)}^L \dot{U}_{k(i)}^F \quad (18)$$

$$M_{fi} \ddot{V}_i + \sum_L \sum_j (-C_{fks(i)j}^L \dot{U}_j^L + C_{ffk(i)j}^L \dot{V}_j^L) + \sum_L \sum_j (K_{fks(i)j}^L U_j^L + K_{ffk(i)j}^L V_j^L) + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{K}_{ffk(i)k(i)}^L V_{k(i)}^L + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{C}_{ffk(i)k(i)}^L \dot{V}_{k(i)}^L = f_{fi}^F(t) + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{K}_{ffk(i)k(i)}^L V_{k(i)}^F + \sum_L S_{k(i)}^L \bar{C}_{ffk(i)k(i)}^L \dot{V}_{k(i)}^F \quad (19)$$

式(18)、(19)右侧为已知量, 同样可以得到类似式(8)~(11)的积分格式.

### 4 算例分析

算例取图 1 所示的圆弧形凹陷河谷场地, 圆弧半径 25 m, 河谷半宽 20 m, 深 10 m. 计算取值范围为 200 m × 50 m 区域, 整个场地为饱和多孔介质, 介质参数为<sup>[10]</sup>: 固相颗粒的压缩模量  $E_s = 36$  GPa; 固相骨架的剪切模量  $G = 125$  MPa, 密度  $\rho_s = 2.01$  t/m<sup>3</sup>, 泊松比  $\nu = 0.26$ , 孔隙率  $n = 0.26$ ; 孔隙流体的密度  $\rho_f = 1.0$  t/m<sup>3</sup>, 体积压缩模量  $E_f = 270.1$  MPa; 文献[10]解析求解圆弧凹陷问题时不考虑液固两相之间黏性, 取  $b = 0$ , 在本文数值求解中, 此种情况难以很好地求解, 因此, 取渗透系数  $k_x = k_y = 8.0$  mm/s.

计算区域的空间坐标取向为  $X$  轴的正方向, 向上为  $Y$  轴的正方向. 底部输入图 2 所示的脉冲  $P$  波荷载. 有限元计算时, 域内采用四结点四边形等参元离散, 空间步距 2.0 m, 时间步长 0.1 ms.

边界处理中, 采用黏弹性边界以消除边界的影响. 为了验证该方法的可行性, 同时选取远置边界模型

作为参考,设置原则是避开人工边界设置对计算的影响,得到相对精确的解.在远置边界模型计算中,将选取的计算范围水平向扩展2倍,竖向不变.

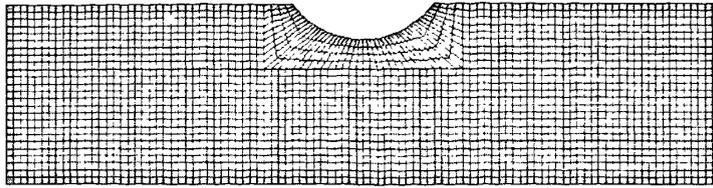


图1 河谷地形场地有限元模型

Fig.1 FE model of valley site

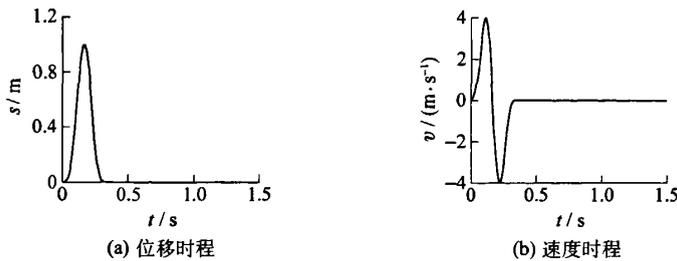


图2 输入位移和速度时程

Fig.2 Time history of the input wave

图3、图4为入射频率<sup>[10]</sup> $\eta = 2a/\lambda_i = 0.487$ ( $a$ 为圆弧形凹陷的半宽度, $\lambda_i$ 为入射P波的波长)时地表各结点固、液两相位移放大系数随结点位置的变化曲线.图中虚线为远置边界的计算结果,实线为本文方法所得的数值结果.从图中可以看出,采用本文黏弹性边界与远置边界时所得的结果比较吻合,说明本文方法是可行且适用的.

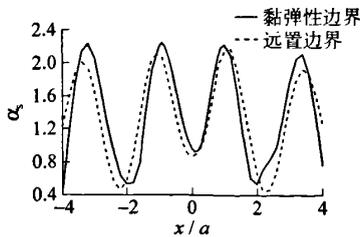


图3 表面结点固相位移放大系数

Fig.3 Amplification coefficient of solids displacement on earth surface

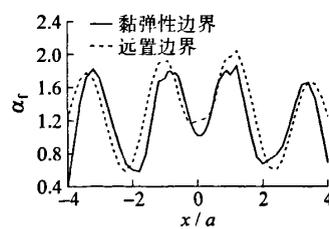


图4 表面结点液相位移放大系数

Fig.4 Amplification coefficient of fluid displacement on earth surface

### 5 结束语

基于饱和多孔介质理论的土力学模型,作者建立了求解局部场地条件对饱和多孔介质中散射地震波场影响的一种显式数值波动分析方法,并分析了圆弧形凹陷河谷饱和场地的动力响应的算例.结果表明,作者所给方法是可行且适用的.

#### 参考文献:

[1] 廖振鹏. 工程波动理论导论[M]. 第2版. 北京: 科学出版社, 2002.  
 [2] 杜修力, 赵密, 王进廷. 近场波动模拟的人工应力边界条件[J]. 力学学报, 2006, 38(1): 49-56.

- DU Xiu-li, ZHAO Mi, WANG Jin-ting. A stress artificial boundary in FEA for near-field wave problem[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2006, 38(1): 49-56. (in Chinese)
- [3] GAJO A, SAETTA A, VITALIANI R. Silent boundary conditions for wave propagation in saturated porous media[J]. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 1996, 20: 253-273.
- [4] AKIYOSHI T, SUN X, FUCHIDA K. General absorbing boundary conditions for dynamic analysis of fluid-saturated porous media[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 1998, 17: 397-406.
- [5] ZERFA Zohra, LORET Benjamin. A viscous boundary for transient analyses of saturated porous media[J]. Earthquake Engineering and Structural Dynamics, 2002, 33: 89-110.
- [6] 杜修力, 李立云. 饱和多孔介质近场波动分析的一种黏弹性人工边界[J]. 地球物理学报, 2008, 51(2): 575-581.  
DU Xiu-li, LI Li-yun. A viscous-spring artificial boundary for near-field wave analysis in saturated porous media[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2008, 51(2): 575-581. (in Chinese)
- [7] 崔杰. 含水土层中的波传播及土壤液化[D]. 哈尔滨: 中国地震局工程力学研究所, 2002.  
CUI Jie. The wave propagation in saturated soil layer and sand liquefaction[D]. Harbin: Institute of Engineering Mechanics, China Seismological Bureau, 2002. (in Chinese)
- [8] 李亮, 杜修力, 赵成刚, 等. 两相多孔介质弹塑性动力反应计算分析的显式有限元方法[J]. 北京工业大学学报, 2006, 32(9): 784-790.  
LI Liang, DU Xiu-li, ZHAO Cheng-gang, et al. Explicit finite element method for calculation and analysis of the elasto-plastic dynamic response of fluid-saturated porous media[J]. Journal of Beijing University of Technology, 2006, 32(9): 784-790. (in Chinese)
- [9] 王进廷. 高混凝土坝-可压缩库水-淤砂-地基系统地震反应分析研究[D]. 北京: 中国水利水电科学研究院, 2001.  
WANG Jin-ting. The analyses of seismic response of high concrete dam-compressible water-sediment-foundation systems[D]. Beijing: China Institute of Water Resources and Hydropower Research, 2001. (in Chinese)
- [10] 李伟华, 赵成刚. 圆弧形凹陷饱和土地对平面P波散射问题的解析解[J]. 地球物理学报, 2003, 46(4): 539-546.  
LI Wei-hua, ZHAO Cheng-gang. An analytical solution for the diffraction of plane P-waves by circular cylindrical canyons in a fluid-saturated porous media half space[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2003, 46(4): 539-546. (in Chinese)

## Explicit Numerical Wave Method of Analyzing the Topographical Effect on Near-field Wave Diffraction in Saturated Porous Media

LI Li-yun, DU Xiu-li

(The Key Laboratory of Urban Security and Disaster Engineering, Ministry of Education, Beijing University of Technology, Beijing 100022, China)

**Abstract:** Based on the soil mechanic model in saturated porous media, by combining viscous-spring artificial boundary with the 2-D explicit finite element method, an explicit numerical wave method is proposed to analyze the effect of the local terrain on the dynamic response of saturated site under diffracting earthquake wave field. Then, a 2-D semicircular valley model is used to analyze the topographical effect on the diffracting earthquake wave field in the saturated site. A comparison is made between the numerical solution and the far boundary solution. And the result indicates that the proposed method is correct and applicable.

**Key words:** saturated porous media; topographical effect; explicit finite element method; viscous-spring artificial boundary

(责任编辑 梁洁)