

暴雨诱发滑坡的高效无网格大变形数值模拟

王东东¹ 李凌^{1,2}

(厦门大学 361005 厦门)¹ (广东省水利水电科学研究院 510610 广州)²

摘要: 渗流与土体的大变形耦合损伤破坏问题是暴雨诱发滑坡数值模拟的重要内容, 目前对滑坡的全过程大变形非线性损伤破坏的仿真分析仍是一个难点。本文基于稳定节点积分再生核质点伽辽金无网格法和大变形增量型本构关系, 提出了一套能模拟暴雨诱发非饱和土质边坡大变形损伤破坏的高效分析方法。该方法应用拉格朗日稳定节点积分, 保证了数值积分的稳定性和高效性; 同时采用非饱和土的物理力学性质来模拟降雨过程中边坡土体性质的演化, 并以各项同性损伤函数和 Drucker-Prager 屈服准则反映土体的弹塑性损伤状态。该方法的非局部近似特性可以有效地模拟从剪切带起始到发生滑坡的整个大变形损伤破坏过程。通过典型算例验证了方法的有效性, 并研究了滑坡发生时间与降雨强度和初始饱和度的关系。

关键词: 暴雨; 大变形; 滑坡; 无网格法; 稳定节点积分

中图分类号: O242.21 **文献标识码:** A

1 引 言

我国的滑坡灾害频繁发生, 其中多数系暴雨引发, 每年都造成重大的经济损失和人员伤亡^[1-2]。为了有效预防滑坡灾害, 边坡分析设计中采用了实验法、解析法和数值仿真等多种研究方法。实验法和解析法受限于模型的尺寸和流固耦合的复杂性, 无法具备较广泛的适用性; 而数值方法可以模拟丰富的地质条件, 工作量也比实验方法小得多, 近年来得到了广泛应用^[3-7]。文献[8-10]在液相-固相耦合方面开展了系统的研究工作, 文献[11-12]对多孔介质的应变局部化理论进行了深入研究。然而边坡稳定性仿真往往涉及大变形情况下的流固耦合模拟, 受拓扑网格的限制, 对于边坡损伤破坏时材料的大变形非线性分离, 有限元法模拟起来相当困难, 精度相对较低, 也不易进行自适应分析。另一方面, 无网格法 (Meshfree Method, MF) 在过去

的十几年间有了快速的发展, 其近似函数具有不依赖于节点之间的有序连接的特性, 因此能有效地缓解大变形时网格畸变这一问题, 对于传统有限元法求解较困难的问题, 譬如大变形的网格扭曲、动态裂纹扩展和应变局部化的剪切带等多尺度现象, 有着独特的优势^[13-14]。

本文所研究的无网格法是采用移动最小二乘 (Moving Least Square, MLS) 或再生核 (Reproducing Kernel, RK) 近似的伽辽金无网格法, 即 EFG^[15]或 RKPM^[16]。这是目前无网格方法中应用较多的两种方法, 具有稳定性好、精度高等优点, 当采用多项式基函数计算形函数时, 两者是等价的。尽管伽辽金无网格法有着诸多优点, 却还没有得到大规模的工程应用, 一个主要原因是伽辽金无网格法大都基于高阶的高斯积分, 计算效率较低, 并且不能严格满足分片试验的要求, 无法充分发挥无网格法的优势, 因此也没有在岩土类材料的损伤破坏分析中得到很好的发展和应用。为了克服

基金项目: 国家自然科学基金(10972188);福建省自然科学基金(D0710023);教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-09-0678)

来稿日期: 2009-08-03 **修回日期:** 2010-06-25

第一作者简介: 王东东, 男, 1974年生, 博士, 厦门大学土木工程系, 教授; 研究方向——计算力学及结构数值仿真分析。

E-mail: ddwang@xmu.edu.cn

这一缺陷,文献[17-19]提出了稳定节点积分方法 (Stabilized Conforming Nodal Integration, SCNI)。稳定节点积分方法采用了应变的非局部近似,并且满足线性准确条件,大量典型数值算例表明该方法具有稳定、高效和收敛快等优点^{[17]-[19]}。本文提出了分析暴雨渗流与边坡稳定的大变形耦合问题的高效无网格法,该方法基于稳定节点积分构造,边坡土体采用非饱和土的物理力学特性,并用各项同性损伤函数和 Drucker-Prager 屈服准则模拟土坡的损伤破坏。该方法能够有效模拟边坡从剪切带起始到整个边坡失稳的大变形损伤破坏全过程。

2 渗流与土体的耦合控制方程

2.1 控制方程

考虑一边坡非饱和土体,其所占初始空间区域为 Ω_0 ,边界为 Γ_0 ,对应 t 时刻的当前构形及边界分别为 $\Omega = \varphi(\Omega_0, t)$ 及 $\Gamma = \varphi(\Gamma_0, t)$ (其是 φ 为联系初始与当前构形的映射函数)。定义在当前构形上的土体中渗流与非饱和土的耦合控制方程为^[20]

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}^* + \nabla p_a + \mathbf{b} = \rho \mathbf{a} \\ \frac{\partial(\rho_w n S_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_w \mathbf{v}_w) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中: ∇ 为梯度算子;净应力 $\boldsymbol{\sigma}^*$ 定义为 $\boldsymbol{\sigma}^* = \boldsymbol{\sigma} - p_a \mathbf{I}$, \mathbf{I} 为二阶单位张量; p_a 是土体中的孔隙气压力,一般情况下 $p_a = 0$; \mathbf{b} 为土的体力项; ρ 为土体密度; \mathbf{a} 为土体的加速度; ρ_w 为流体密度; n 为孔隙率; S_r 为饱和度; \mathbf{v}_w 为渗流流速。控制方程相应的边界条件为

$$\begin{cases} \Gamma^g: \mathbf{u} = \mathbf{g}; \Gamma^t: \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{t} \\ \Gamma^p: h = \varphi; \Gamma^q: \mathbf{v}_w \cdot \mathbf{n} = q \end{cases} \quad (2)$$

其中: Γ^g 为土体的位移边界; Γ^t 为土体的力边界; Γ^p 为渗流的水头边界; Γ^q 为渗流的流量边界; \mathbf{n} 为自然边界的外法线方向。通常可以忽略空气质量,非饱和土的密度 ρ 由土颗粒密度 ρ_s 和土中水密度 ρ_w 组成

$$\rho = (1-n)\rho_s + nS_r\rho_w \quad (3)$$

运动方程式(1)对应的虚功方程或等效积分弱形式为

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \delta \mathbf{u} \cdot \rho \mathbf{a} d\Omega &= \int_{\Omega} \delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{b} d\Omega + \int_{\Gamma^t} \delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{t} d\Gamma - \int_{\Omega} \delta \boldsymbol{\varepsilon} : \boldsymbol{\sigma}^* d\Omega, \\ \int_{\Omega} \delta p_w n \frac{\partial S_r}{\partial t} \dot{p}_w d\Omega &= \int_{\Gamma^q} \delta p_w q d\Gamma + \int_{\Omega} \delta p_w \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}) S_r d\Omega - \\ &\int_{\Omega} (\nabla \delta p_w) \cdot \mathbf{v}_w d\Omega \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\delta \mathbf{u}$ 和 δp_w 分别为虚位移和虚孔隙水压力。

2.2 本构关系

一般认为非饱和土体中的渗流仍服从达西定律^[21],即

$$\mathbf{v}_w = -\mathbf{D}_w \nabla h = -\left(\frac{\mathbf{D}_w}{\gamma_w} \nabla p_w + \mathbf{D}_w \nabla z \right) \quad (5)$$

其中: h 为渗流水头; $\mathbf{D}_w = [k, 0; 0, k]$ 为渗透系数矩阵 (这里 k 为渗透系数); p_w 为孔隙水压力 (非饱和土中为负值); γ_w 为流体的重度; z 为高程水头。

基于 Alonso 的小变形本构关系模型^[22],本文采用如下的非饱和土的增量型大变形弹塑性损伤关系。

$$\boldsymbol{\sigma}^{*\nabla} = \mathbf{C}^{epd} : (\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \mathbf{I} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_s) \quad , \quad \boldsymbol{\sigma}^{*\nabla} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}^* - \boldsymbol{\omega} \boldsymbol{\sigma}^* + \boldsymbol{\sigma}^* \boldsymbol{\omega} \quad (6)$$

其中: $\dot{\boldsymbol{\sigma}}^*$ 为实际的净应力率; \mathbf{C}^{epd} 为四阶弹塑性损伤模量^[6, 23], $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_s$ 为与基质吸力有关的变形率; $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}$ 和 $\boldsymbol{\omega}$ 分别为变形率和旋转率张量,且

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = (\nabla \dot{\mathbf{u}} + \dot{\mathbf{u}} \nabla) / 2, \quad \boldsymbol{\omega} = (\nabla \dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{u}} \nabla) / 2 \quad (7)$$

与饱和土不同,非饱和土中孔隙比 e 、渗透系数 k_w 、饱和度 S_r 等不再是常数,而是基质吸力 s 的函数。基质吸力定义为

$$s = p_a - p_w \quad (8)$$

Fredlund 考虑了非饱和土中基质吸力对抗剪强度的有利影响,提出延伸的 Mohr-Coulomb 公式^[21]。

$$\tau_f = c + (\sigma_n - p_a) \tan \phi', \quad c = c' + s \cdot \tan \phi^b \quad (9)$$

其中: c 为总粘聚力; c' 为有效粘聚力; ϕ' 为有效内摩擦角; σ_n 为破坏面上的法向应力; ϕ^b 表示抗剪强度随基质吸力增加而增大的曲线的倾角,近似可取 $\phi^b = \phi' / 2$ 。

土体的塑性行为采用经典的 Drucker-Prager 准则,即

$$f(\bar{\boldsymbol{\sigma}}^*) = \|\bar{\mathbf{s}}\| + \alpha \bar{I}_1 - \beta \leq 0 \quad (10)$$

其中: $\bar{\boldsymbol{\sigma}}^*$ 为有效净应力, $\bar{\mathbf{s}} = \text{dev}(\bar{\boldsymbol{\sigma}}^*)$; $\bar{I}_1 = \text{tr}(\bar{\boldsymbol{\sigma}}^*)$;

A 与 Y 是材料常数; 在平面应变状态下, α 和 β 与非饱和土的总粘聚力和有效内摩擦角的关系为

$$\alpha = \frac{\sqrt{2} \sin \phi'}{\sqrt{9 + 3 \sin^2 \phi'}}, \quad \beta = \frac{\sqrt{6} c \cos \phi'}{\sqrt{3 + \sin^2 \phi'}} \quad (11)$$

有效净应力 $\bar{\sigma}^*$ 与净应力 σ^* 可以通过损伤因子 ξ 联系起来^[23], 即

$$\bar{\sigma}^* = (1 - \xi)^{-1} \sigma^* \quad (12)$$

其中损伤因子 ξ 的定义为

$$\xi = \begin{cases} [r_c(r_i - r_i)]/[r_i(r_c - r_i)], & r_i < r_i < r_c \\ 1, & r_i > r_c \\ 0, & r_i < r_i \end{cases} \quad (13)$$

其中: r_i 和 r_c 分别为损伤起始和最终的临界等效应变: $r_i = \int_0^t \sqrt{\dot{\varepsilon} : \dot{\varepsilon}} dt$ 为当前时刻的损伤扩展临界等效应变。

3 稳定节点积分无网格离散方程

采用拉格朗日无网格近似, 耦合方程的求解区域 $\bar{\Omega}_0 = \Omega_0 \cup \Gamma_0$ 被离散为一系列节点 X_I (其中: $I = 1, 2, \dots, NP$; NP 为节点总数)。将虚功方程中的土体位移 \mathbf{u} 和孔隙水压力 p_w 作为基本未知量离散, 土体的速度 $\dot{\mathbf{u}}$ 、加速度 $\ddot{\mathbf{u}}$ 和孔隙水压力及其对时间的导数 \dot{p}_w 可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^h(\mathbf{X}, t) &= \sum_{I=1}^{NP} \mathbf{I} \Psi_I(\mathbf{X}) d_I(t) = \mathbf{\Psi} \mathbf{d}, \\ \dot{\mathbf{u}}^h(\mathbf{X}, t) &= \sum_{I=1}^{NP} \mathbf{I} \Psi_I(\mathbf{X}) \dot{d}_I(t) = \mathbf{\Psi} \dot{\mathbf{d}}, \\ \ddot{\mathbf{u}}^h(\mathbf{X}, t) &= \sum_{I=1}^{NP} \mathbf{I} \Psi_I(\mathbf{X}) \ddot{d}_I(t) = \mathbf{\Psi} \ddot{\mathbf{d}}, \\ p_w^h(\mathbf{X}, t) &= \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{X}) d_{wI}(t) = \mathbf{\Psi} \mathbf{d}_w, \\ \dot{p}_w^h(\mathbf{X}, t) &= \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{X}) \dot{d}_{wI}(t) = \mathbf{\Psi} \dot{\mathbf{d}}_w \end{aligned} \quad (14)$$

其中: $\mathbf{d}(t)$ 为节点系数; $\mathbf{\Psi}$ 为无网格的拉格朗日形函数, 且

$$\begin{aligned} \Psi_I(\mathbf{X}) &= \mathbf{p}^T(\boldsymbol{\theta}) \mathbf{M}^{-1}(\mathbf{X}) \mathbf{p}(\mathbf{X} - \mathbf{X}_I) k_a(\mathbf{X} - \mathbf{X}_I), \\ \mathbf{M}(\mathbf{X}) &= \sum_{I=1}^{NP} \mathbf{p}^T(\mathbf{X} - \mathbf{X}_I) \mathbf{p}(\mathbf{X} - \mathbf{X}_I) k_a(\mathbf{X} - \mathbf{X}_I) \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$\mathbf{p}^T(\mathbf{X} - \mathbf{X}_I) = \{1, X - X_I, Y - Y_I, \dots, (X - X_I)^n, (Y - Y_I)^n\}$$

这里 $k_a(\mathbf{X} - \mathbf{X}_I)$ 为节点 I 的三阶 B 样条拉格朗日核函数, 影响域大小为 a 。拉格朗日核函数和欧拉核函数如图 1 所示, 拉格朗日核函数与欧拉核函数的区别在于拉格朗日核函数覆盖域在整个变形过程中始终包含相同的物质点; 而欧拉核函数的覆盖域形状固定不变, 包含的节点可能发生改变。因而拉格朗日核函数只需在初始构形上构造一次, 有较高的计算效率。

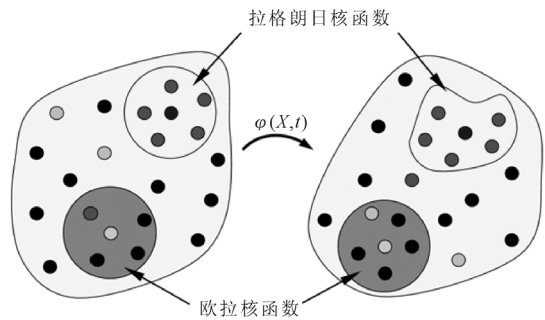


图1 无网格离散的拉格朗日核函数与欧拉核函数示意图

本文采用稳定节点积分(SCNI)^[17]对弱形式进行区域积分, 其基本思想是将待求的形函数梯度在节点光滑域内平均化, 如图 2 所示。节点 K 的形函数物质光滑梯度 $\tilde{\nabla}_J \Psi_I(\mathbf{X}_K)$ 定义为

$$\begin{aligned} \tilde{\nabla}_J \Psi_I(\mathbf{X}_K) &\equiv \frac{1}{A_0^K} \int_{A_0^K} \frac{\partial \Psi_I(\mathbf{X})}{\partial X_J} d\Omega \\ &= \frac{1}{A_0^K} \int_{\Gamma_0^K} \Psi_I(\mathbf{X}) N_J(\mathbf{X}) d\Gamma \end{aligned} \quad (16)$$

其中: A_0^K 为节点 K 光滑域在初始构形下的面积; Γ_0^K 为光滑域的边界; \mathbf{N} 为区域边界的外法线方向。同理光滑变形梯度定义为

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{F}}_{iJ}(\mathbf{X}_K, t) &= \frac{1}{A_0^K} \int_{A_0^K} \mathbf{F}_{iJ} d\Omega = \frac{1}{A_0^K} \int_{A_0^K} (\delta_{iJ} + \mathbf{u}_{i,J}^h) d\Omega \\ &= \delta_{iJ} + \sum_{K=1}^{NP} \tilde{\nabla}_J \Psi_I(\mathbf{X}_K) d_{iI}(t) \end{aligned} \quad (17)$$

其中 \mathbf{F}_{iJ} 为变形梯度。形函数的空间光滑梯度 $\tilde{\Psi}_{I,i}$ 与物质光滑梯度 $\tilde{\Psi}_{I,J}$ 存在变换关系

$$\tilde{\nabla}_i \Psi_I = (\tilde{\nabla}_J \Psi_I) \tilde{\mathbf{F}}_{Ji}^{-1} \quad (18)$$

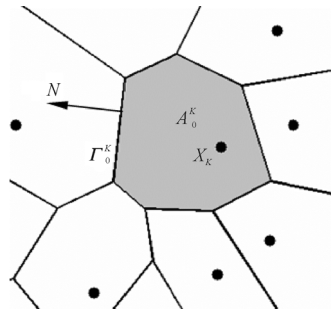


图2 节点K的光滑域示意图

将无网格近似公式和光滑形函数梯度代入虚功方程，最终可以得到土体和渗流耦合的拉格朗日无网格离散方程，即

$$\begin{aligned} M\ddot{d} &= f^{ext} - f^{int}, \\ T_w \dot{d}_w &= f_w^{ext} + f_h + S_w d_w \end{aligned} \quad (19)$$

其中

$$\begin{aligned} M_{IJ} &= \sum_{K=1}^{NP} (\Psi_I \Psi_J \rho I J)(X_K) \cdot A_0^K, \\ f_I^{ext} &= \sum_{L=1}^{NP} (\Psi_I t)(X_L) \cdot \Gamma^L + \sum_{K=1}^{NP} (\Psi_I b J)(X_K) \cdot A_0^K, \\ f_I^{int} &= \sum_{K=1}^{NP} (\tilde{B}_I^T \sigma^* J)(X_K) \cdot A_0^K \end{aligned} \quad (20)$$

$$T_{wIJ} = \sum_{K=1}^{NP} (\Psi_I n \frac{\partial S_r}{\partial S} \Psi_J J)(X_K) \cdot A_0^K,$$

$$S_{wIJ} = \sum_{K=1}^{NP} [(\tilde{\nabla} \Psi_I)^T \frac{D_w}{\gamma_w} (\tilde{\nabla} \Psi_J) J](X_K) \cdot A_0^K,$$

$$\begin{aligned} f_{wl}^{ext} &= \sum_{K=1}^{NP} [(\tilde{\nabla} \Psi_I)^T D_w \nabla z J](X_K) \cdot A_0^K + \\ &\quad \sum_{L=1}^{NP} (\Psi_I q)(X_L) \cdot \Gamma^L, \\ f_{hl} &= \sum_{K=1}^{NP} (\Psi_I \text{tr}(\epsilon) S_r J)(X_K) \cdot A_0^K \end{aligned} \quad (21)$$

这里： $J = \det(\tilde{F})$ ； $\tilde{B}_I(X_K)$ 为形函数的空间光滑梯度 $\tilde{\nabla}_i \Psi_I$ 构成的矩阵，分别采用时间中心差分 and 向前欧拉差分方法计算离散方程的时间积分。

4 算例

考虑图3所示的梯形边坡，坡高5m，坡顶5m，坡底8m，坡角59°。该问题为平面应变问题，其中边坡的左边界和下边界给定为不透水的固定边界，坡顶及坡面为降雨边界 q ，如图中箭头所示。土的弹性模量 $E = 25\text{MPa}$ ，泊松比 $\nu = 0.35$ ，土颗粒比

重2.74，初始孔隙比 $e_0 = 0.7$ ，损伤起始等效应变 $r_i = 0.05$ ，临界等效应变 $r_c = 50$ 。取非饱和土的有效粘聚力 $c' = 7\text{kPa}$ ，有效内摩擦角 $\phi' = 22^\circ$ ，饱和渗透系数 $k_{ws} = 5 \times 10^{-5} \text{m/s}$ ，初始基质吸力 $s_0 = 20\text{kPa}$ ，初始饱和度 $S_{r0} = 54.0\%$ ，降雨强度 $q = 80\text{mm/h}$ 。坡体离散成1006个无网格节点，图中实线围成的区域为各节点的稳定节点积分域，核函数的相对影响域半径取1.5，时间积分步长取0.002s。

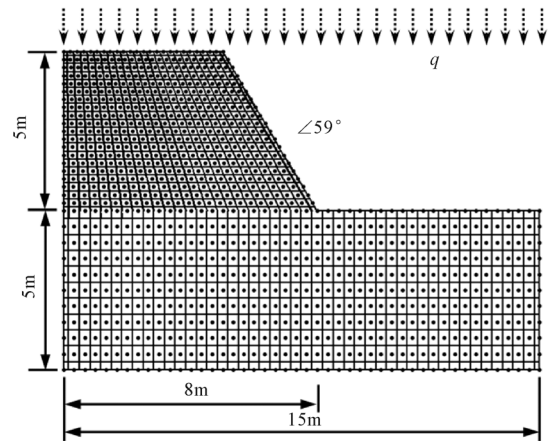


图3 算例的无网格节点离散、节点积分域及边界条件示意图

图4给出了几个代表时刻边坡土体的损伤情况，模拟从剪切带起始到发生滑坡的整个大变形损伤破坏过程。图5所示对应时刻的饱和度等值线图直观地表现出了边坡的降雨入渗过程。该算例揭示了非饱和土中基质吸力对边坡稳定的重要作用，暴雨诱发边坡失稳的一个主要原因就是雨水渗入坡体导致基质吸力减小、孔隙水压力升高、土体的抗剪强度降低，当抗剪强度低于土体的下滑力时，便发生滑动破坏。采用经典的Bishop方法计算该滑动面的安全系数，结果为0.96，即该滑动面为合理滑动面。算例结果表明本文所提的方法能方便地计算出失稳剪切带的位置，能有效地模拟滑坡大变形破坏的全过程。此外，图6还给出了剪切带贯穿时间与降雨量和初始饱和度的关系曲线。可以看出，在暴雨作用下，通常在几个小时内就可能发生滑坡，降雨量和初始饱和度对滑坡发生时间有重要影响，降雨强度越大、初始饱和度越高，则滑坡发生就越快。

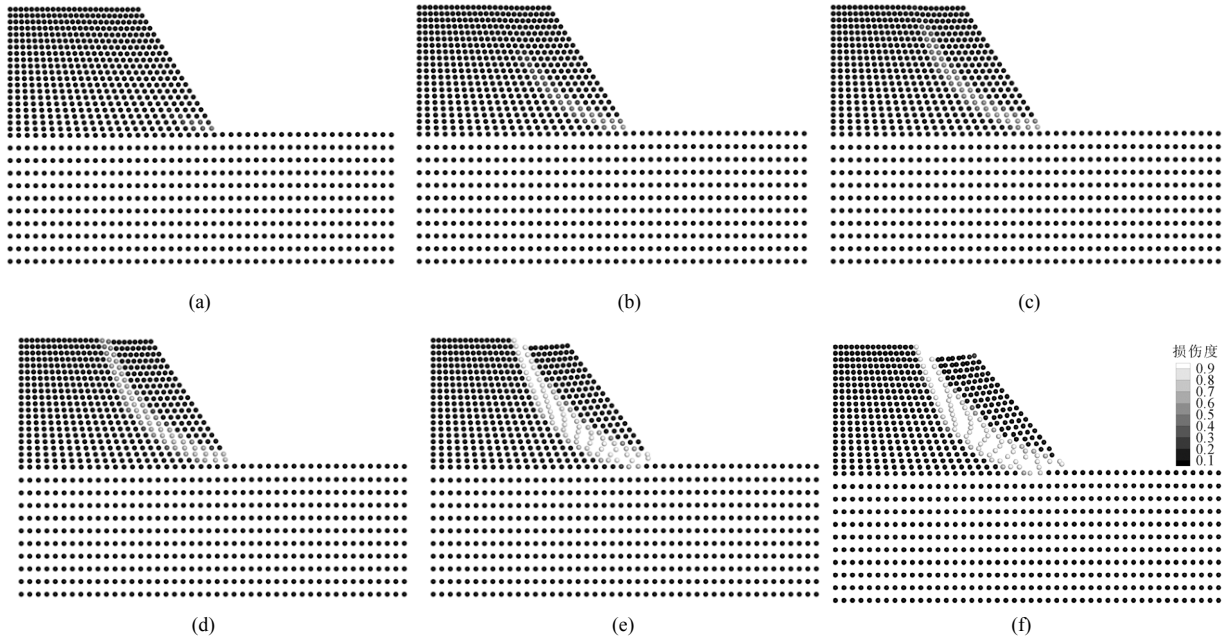


图 4 土体损伤与剪切带的演变过程

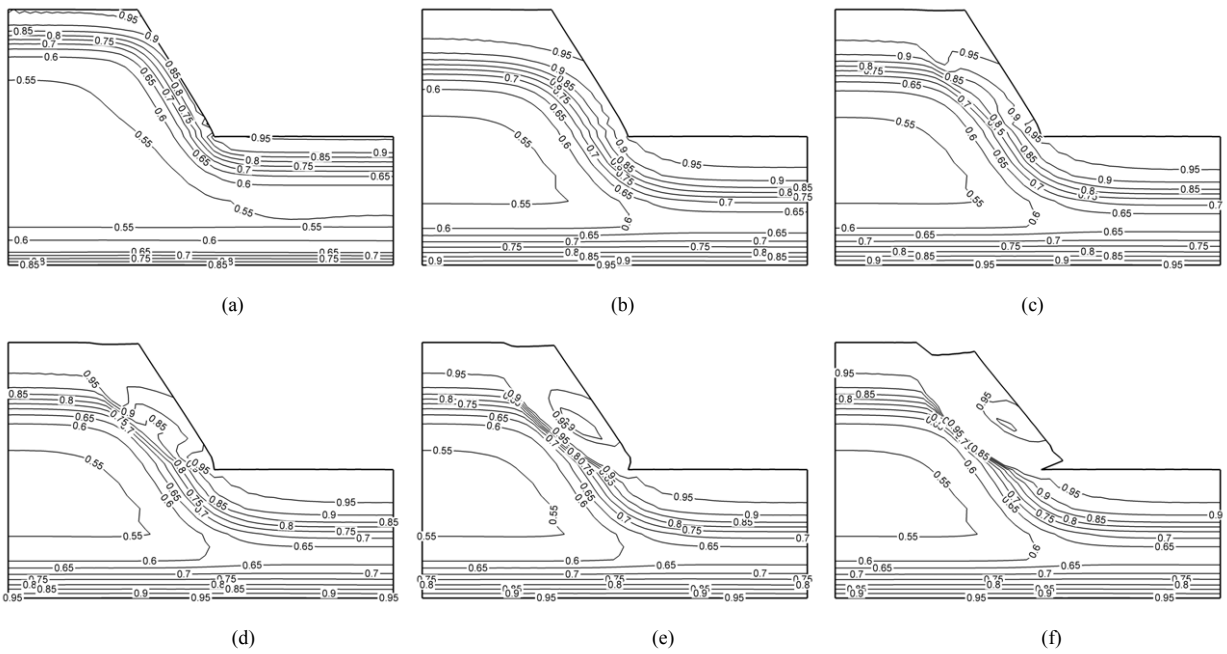


图 5 土体饱和度等值线的演变过程

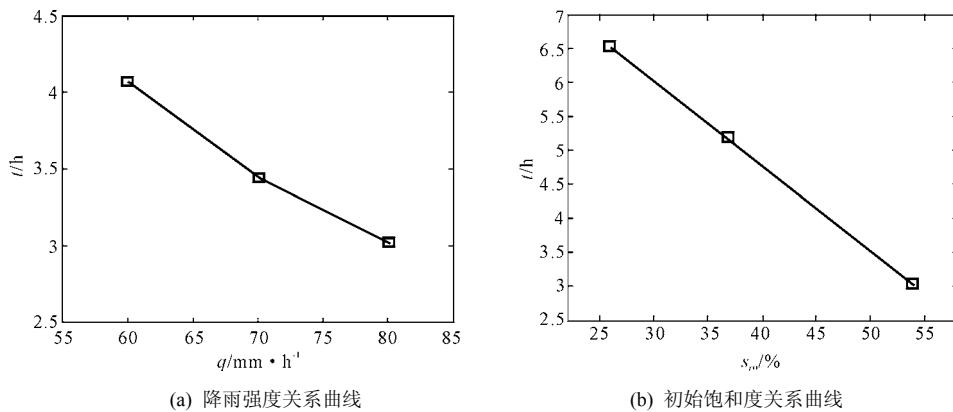


图 6 剪切带贯穿时间的影响因素曲线

5 结 论

本文建立了一套能模拟暴雨诱发非饱和土质边坡大变形损伤破坏的高效无网格方法。该方法将稳定节点积分应用于伽辽金无网格法,并引入非饱和土的物理力学性质,进而采用渗流和大变形弹塑性损伤耦合方程模拟非饱和土质边坡动态破坏的开始与发展过程,具有稳定、高效的特点,能方便地模拟滑坡过程中材料的损伤、分离以及剪切带起始到滑动破坏的全过程。同时以此为基础对暴雨条件下土质边坡的突发破坏过程进行了仿真分析,研究了滑坡发生时间与降雨强度、初始饱和度的关系,为预防预报降雨诱发滑坡灾害提供了有力的理论支持。

参 考 文 献

- [1] 中华人民共和国国家环境保护总局. 2005年中国环境状况公报[Z]. 2006.
- [2] 中华人民共和国国家环境保护总局. 2006年中国地质环境公报[Z]. 2007.
- [3] 吴宏伟, 陈守义, 庞宇威. 雨水入渗对非饱和土坡稳定性影响的参数研究[J]. 岩土力学, 1999, 20(1): 1-14.
- [4] 朱文彬, 刘宝琛. 降雨条件下土体滑坡的有限元数值分析[J]. 岩石力学与工程学报, 2002, 21(4): 509-512.
- [5] 毛昶熙, 李吉庆, 段祥宝. 渗流作用下土坡圆弧滑动有限元计算[J]. 岩土工程学报, 2001, 23(6): 746-752.
- [6] 王东东. 边坡大变形损伤破坏的高效无网格模拟[J]. 岩土力学, 2007, 28(21): 348-353.
- [7] 张延军, 张延诘. 非饱和和渗流作用下土坡的数值计算分析[J]. 地球与环境, 2005, 33(3): 121-124.
- [8] 刘泽佳, 李锡夔. 非饱和和多孔介质中混合元法的化学-热-渗流-力学耦合的本构模拟[J]. 计算力学学报, 2007, 24(4): 397-402.
- [9] 武文华, 李锡夔. 饱和和多孔介质中水力-力学-传质耦合过程的混合有限元法[J]. 岩土力学, 2009, 30(5): 1477-1482.
- [10] Thomas H R, Missoum H. Three-dimensional coupled heat, moisture, and air transfer in a deformable unsaturated soil[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1999, 44: 919-943.
- [11] 张洪武, 周雷, 黄辉. 含液各向异性多孔介质应变局部化分析[J]. 岩土力学, 2004, 25(5): 675-680.
- [12] 张洪武, 秦建敏, 刘国震. 基于梯度塑性模型的多孔介质应变局部化分析的基本理论[J]. 岩土力学, 2006, 27(1): 1-6.
- [13] Li S, Liu W K. Meshfree particle methods[M]. New York: Springer-Verlag, 2004.
- [14] Wu C T, Chen J S, Chi L, et al. Lagrangian meshfree formulation for analysis of geotechnical materials[J]. ASCE Journal of Engineering Mechanics, 2001, 127: 440-449.
- [15] Belytschko T, Lu Y Y, Gu L. Element-free Galerkin methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1994, 37: 229-256.
- [16] Liu W K, Jun S, Zhang Y F. Reproducing kernel particle methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1995, 20(8-9): 1081-1106.
- [17] Chen J S, Wu C T, Yoon S, et al. A stabilized conforming nodal integration for Galerkin meshfree methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2001, 50(2): 435-466.
- [18] Wang D D, Chen J S. Locking free stabilized conforming nodal integration for meshfree Mindlin-Reissner plate formulation[J]. Computer Method in Applied Mechanics and Engineering, 2004, 193(12-14): 1065-1083.
- [19] Wang D D, Wu Y. An efficient Galerkin meshfree analysis of shear deformable cylindrical panels[J]. Interaction and Multiscale Mechanics, 2008, 1(3): 339-355.
- [20] Alonso E E. Effect of rain infiltration on the stability of slopes[C]// Proceeding of 1995 1st International Conference on Unsaturated Soils, 1995, 1: 241-249.
- [21] Fredlund D G, Rahardjo H. 非饱和土土力学[M]. 陈仲颐, 译. 北京: 中国建筑工业出版社, 1997.
- [22] Alonso E E, Gens A, Josa A. A constitutive model for partially saturated soils[J]. Geotechnique, 1990, 40(3): 405-430.
- [23] Simo J C, Ju J W. Strain and stress-based continuum damage models-I formulation[J]. International Journal of Solids and Structures, 1987, 23(7): 821-840.

Numerical simulation of large deformation rainfall-induced slope failure using an accelerated meshfree method

Wang Dongdong¹ Li Ling^{1,2}

(Department of Civil Engineering, Xiamen University, 361005, Xiamen, China)¹

(Guangdong Research Institute of Water Resources and Hydropower, 510610, Guangzhou, China)²

Abstract: Numerical simulation of the rainfall-induced large deformation nonlinear slope failure process has remained as a challenging problem due to its coupled seepage-soil interaction nature. In the work based on the reproducing kernel Galerkin meshfree approach formulated with stabilized conforming nodal integration (SCNI) and rate formulation, an accelerated meshfree method is presented to accurately simulate the initiation and evolution of unsaturated rainfall-induced failure. The stability and efficiency of the present method is ensured by the Lagrangian SCNI methodology. This method employs the evolving unsaturated soil properties to capture the practical varying slope behavior during rainfall. Meanwhile the coupled constitutive equations of isotropic damage and Drucker-Prager pressure-dependent plasticity are used to capture the failure mechanism. The non-local feature of the present approach makes it capable of effectively modelling the shear band formulation and development. The proposed method is validated by simulating a typical slope failure process where the relationships between the slope failure time and the rainfall intensity as well as the initial degree of saturation of the slope are also investigated.

Keywords: rainfall, large deformation, slope failure, meshfree method, SCNI.

Numerical simulation of de-icing on transmission lines under shock load

Chen Kequan¹ Yan Bo¹ Zhang Hongyan² Zhou Song³

(Department of Engineering Mechanics, Chongqing University, 400030, Chongqing, China)¹

(Sichuan Electric Power Test & Research Institute, 610071, Chengdu, China)²

(Sichuan Electric Power Industry Commission & Test Institute, 610016, Chengdu, China)³

Abstract: Numerical models of transmission lines are set up in ABAQUS software, and the processes of de-icing on a single span of transmission line under shock loading are numerically simulated. Tensile failure criterion is used in the simulation of the failure of the ice. User material subroutine VUMAT of ABAQUS software is developed for the introduction of constitutive relation of the ice and the deletion of the broken ice elements. Several de-icing scenarios are studied with the variables including different amplitudes of shock loads, span of the transmission line and thickness of the ice. The obtained results can provide a reference for the design of mechanical de-icing equipment.

Keywords: iced conductor, shock load, de-icing, numerical simulation.