

基于 IBEM-DEM 耦合方法的近断层边坡动力响应模拟

刘中宪¹, 孙文哲¹, 黄振恩², 贺维国³

(1. 天津城建大学 天津市软土特性与工程环境重点实验室, 天津 300384; 2. 天津大学 建筑工程学院, 天津 300354;

3. 中铁第六勘察设计院集团有限公司, 天津 300133)

摘 要: 为揭示近断层地震动作用下岩质边坡的动态响应规律与灾变机制, 提出了一种间接边界元法(indirect boundary element method, 简称 IBEM)与离散元法(discrete element method, 简称 DEM)耦合的时域分析体系, 建立了考虑岩土体非连续变形特征的近断层-边坡系统非线性动力响应模拟方法。首先基于 IBEM 构建半无限域千米级近断层地震波场高精度数值模型; 其次, 结合格林函数理论与 IBEM 求解波场, 推导 DEM 计算域边界等效地震荷载的显式表达, 进而实现 IBEM-DEM 耦合系统的跨尺度能量传递; 最终通过 DEM 求解米级岩质边坡的非线性动力响应, 实现了从千米级断层到米级边坡的多尺度非线性地震动模拟方法体系。数值模拟与动态监测结果表明: IBEM-DEM 耦合算法可精准表征近场地震波传播的频散特性与能量衰减规律; 近断层地震荷载作用下, 软弱夹层首先发生渐进式剪切破坏, 其强度劣化导致贯通性破裂面的形成, 并引致滑体沿剪切面加速失稳, 产生显著位移与速度响应, 最终在坡脚形成典型碎屑堆积体; 滑体表层速度显著高于底层, 表层平均速度达到底层平均速度的 3.6 倍, 其中滑体表层 X 向和 Z 向的速度分量峰值分别达到 4.98 m/s 和 5.92 m/s, 呈现出明显的趋表效应; 滑体监测点从初始坡面位置到最终堆积体位置的 X 向和 Z 向最大位移分别可达 41 m 和 35 m, 时程表现出典型阶跃式增长特征, 反映出滑体在动能与势能交替转换中的突跃式滑移行为。IBEM-DEM 耦合方法构建了从岩体破裂到滑坡成灾的全过程演化序列, 为近断层地震动诱发滑坡的动力灾变分析提供了创新性分析方法体系, 并为复杂地质条件下滑坡机制的识别及地震灾害的防控提供了理论依据与技术支持。

关 键 词: IBEM-DEM 耦合方法; 近断层地震动; 边坡; 动力响应分析

中图分类号: TU435

文献标识码: A

文章编号: 1000-7598 (2025) 12-3944-15

Dynamic response simulation of near-fault slopes based on the coupled IBEM-DEM approach

LIU Zhong-xian¹, SUN Wen-zhe¹, HUANG Zhen-en², HE Wei-guo³

(1. Tianjin Key Laboratory of Soft Soil Characteristics and Engineering Environment, Tianjin Chengjian University, Tianjin 300384, China;

2. School of Civil Engineering, Tianjin University, Tianjin 300354, China;

3. China Railway Sixth Survey and Design Institute Group Co., Ltd., Tianjin 300133, China)

Abstract: We develop a time-domain analysis framework that couples the indirect boundary element method (IBEM) with the discrete element method (DEM) to investigate the dynamic response patterns and failure mechanisms of rock slopes subjected to near-fault ground motions. This framework enables a nonlinear dynamic simulation approach for near-fault slope systems, capturing the discontinuous deformation characteristics of rock and soil masses. Firstly, we construct a high-precision numerical model of the kilometer-scale, semi-infinite near-fault seismic wavefield using IBEM. Subsequently, based on Green's function theory and the IBEM solution of the wavefield, we derive an explicit formulation of the equivalent seismic loads on the boundaries of the DEM computational domain. This enables cross-scale energy transfer within the IBEM-DEM coupled system. Finally, the DEM resolves the nonlinear dynamic response of meter-scale rock slopes, yielding a multi-scale nonlinear seismic simulation framework that spans from kilometer-scale faults to meter-scale slopes. Numerical simulations combined with dynamic monitoring results demonstrate that

收稿日期: 2025-08-14

录用日期: 2025-10-16

基金项目: 国家自然科学基金 (No.52278516); 中铁第六勘察设计院集团有限公司开放基金课题 (No.2022-重点-12-01)。

This work was supported by National Natural Science Foundation of China (52278516) and the Open Fund Project of China Railway Sixth Survey and Design Institute Group Co., Ltd. (2022-Key-12-01).

第一作者简介: 刘中宪, 男, 1982 年生, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事地震工程、工程波动方面的研究。E-mail: zhongxian1212@163.com

通讯作者: 黄振恩, 男, 1994 年生, 博士研究生, 主要从事工程抗震方面的研究。E-mail: huangzhenenv587@163.com

the IBEM-DEM coupling algorithm can accurately capture the dispersion characteristics and energy attenuation patterns of near-field seismic wave propagation. Under near-fault seismic loading, progressive shear failure first occurs within weak interlayers, leading to strength degradation, the formation of through-going rupture surfaces, and subsequent accelerated instability of the sliding mass along the shear plane. This process induces significant displacement and velocity responses, ultimately forming a typical debris accumulation at the slope toe. The surface velocity of the sliding mass is markedly greater than that at the base, with the mean surface velocity reaching 3.6 times that of the base, and peak X - and Z -direction velocity components of 4.98 m/s and 5.92 m/s, respectively, exhibiting a pronounced surface-acceleration effect. The monitoring points of the sliding mass exhibit maximum displacements of up to 41 m in the X -direction and 35 m in the Z -direction from the initial slope surface to the final accumulation position, with the displacement-time history showing a distinct step-like growth pattern, indicative of abrupt sliding behavior during the alternating transformation of kinetic and potential energy. The IBEM-DEM coupled method developed in this study reconstructs the full evolutionary sequence from rock mass rupture to landslide formation, providing an innovative analytical framework for the dynamic failure analysis of landslides induced by near-fault ground motions, as well as theoretical and technical support for identifying landslide mechanisms and mitigating seismic hazards in complex geological settings.

Keywords: IBEM-DEM coupling method; near-fault ground motion; slope; dynamic response analysis

1 引言

地震诱发型滑坡作为典型次生地质灾害, 具有致灾范围广、破坏强度大及链式效应显著等特征, 往往导致重大人员伤亡、基础设施损毁及社会经济损失^[1-2]。作为全球滑坡灾害最活跃地区之一, 我国受控于独特的地质构造格局: 一方面, 青藏高原隆升区与东部盆岭体系构成阶梯状地貌单元; 另一方面, 环太平洋地震带与欧亚地震带的复合作用形成了复杂的孕震环境, 致使我国山地丘陵区域呈现出高频次、高密度滑坡灾害特征^[3]。典型例证包括: 2008 年汶川地震 (Ms 8.0) 诱发 60 104 处山体滑坡, 直接导致超过 2 万人死亡^[4]; 2017 年九寨沟地震 (Ms 7.0) 触发 179 处山体滑坡灾害, 显著增加了灾后重建的技术难度与经济损失^[5]。因此, 系统揭示地震动作用下边坡灾变演化规律, 对完善区域地质灾害预警体系、制定地震活跃区工程防灾韧性设计准则具有重要理论与工程实践意义。

地震诱发滑坡的灾变过程本质上是典型的多物理场耦合动力响应问题, 涉及地震波-岩耦合能量传递、地质体非连续变形响应、边坡渐进式破坏机制及颗粒流态化效应等多维度非线性相互作用^[6-7]。这些多物理场耦合作用从根本上制约着边坡灾变的时空演化路径。而边坡动力响应研究主要集中在边坡变形位移量、放大效应及其影响因素^[8]等方面, 边坡失稳机制的研究则主要在失稳破坏模式、失稳破坏机制及判定准则、影响边坡失稳的外因 (地震、降雨、人类活动等) 和内因 (岩体形态、结构构造) 等方面^[9]。目前动力响应和失稳机制的研究主要有物理试验、理论分析和数值模拟等 3 种方法。

早期对边坡动力响应和失稳机制的研究主要依赖物理试验, 例如, 王思敬^[10]通过振动模拟试验

探索了块体运动时滑动面摩擦特性的变化, 指出由静止到运动时启动摩擦力与加载波形曲线有关。

Chen 等^[11]考虑地震和强降雨下边坡失稳破坏机制, 认为地震加速度在顶部被迅速放大, 产生瞬间拉应力导致岩体结构开裂。董金玉等^[12]通过系列模型试验揭示了顺层岩质边坡在振动荷载作用下坡面水平加速度存在显著非线性高程放大效应, 体现边坡动力响应的复杂性。物理试验在捕捉复杂破坏过程、验证理论模型及揭示真实力学行为方面具有显著优势, 但其周期长、成本高、干扰因素多且重复性差, 制约了其在大规模和参数化研究中的推广应用。为弥补试验研究的不足, 学者们采用了理论分析方法如拟静力法、极限平衡法、概率分析法等。拟静力法早期被用于估算地震边坡位移, 将地震力简化为恒定静力荷载并结合极限平衡法分析, Chang 等^[13]基于拟静力法结合摩尔-库仑破坏准则, 提出地震边坡失稳新理论, 指出峰值及残余剪切强度是主要控制因素。Rollo 等^[14]采用概率方法评估地震引发的永久边坡位移, 证明概率法能有效评估边坡抗震性能。理论方法能高效推导关键参数、揭示致灾机制, 但因简化假设和非物理机制限制, 难以全面反映复杂地质及非线性破坏。近年来, 随着计算力学和数值模拟技术发展, 有限元法 (finite element method, 简称 FEM)、有限差分法 (finite difference method, 简称 FDM)、边界元法 (boundary element method, 简称 BEM) 等方法被广泛应用于模拟边坡地震动力响应和失稳过程。夏坤等^[15]基于 FEM 模拟边坡实测地震动特征, 发现坡度增加引发放大效应增强。郑颖人等^[16]采用 FDM 分析了地震边坡失稳的破裂面性质及位置。Nie^[17]、Wu^[18]等基于 BEM 与变分不等式理论, 构建滑坡接触模型并开展斜坡稳定性分析。尽管这些传统的数值模拟方法在各自

适用范围内能够有效模拟地质体的变形与波动行为,但均难以捕捉非连续介质的滑移和断裂等破坏过程。鉴于此,学者们开始采用适用于非连续介质模拟的离散元法(discrete element method,简称DEM),以更准确地刻画滑体的滑移、断裂与块体运动行为。Cundall等^[19]提出了基于牛顿第二定律及力-位移定律处理节理岩体力学行为的离散元方法,其通过模拟块体间的相互作用,能有效捕捉岩体的滑移、碰撞与断裂过程,被广泛用于滑坡动力演化过程模拟。Zhou等^[20]基于离散元软件PFC^{3D}模拟地震诱发节理岩质边坡楔形体滑动破坏。Jin等^[21]研究了地震引发的土质边坡弥散性破坏机制,指出颗粒滚动行为及应力诱发的各向异性在失效发展中起关键作用。Song等^[22]研究了连续地震作用下节理类型对边坡动力响应与累积损伤演化的影响,揭示了层状节理边坡放大效应和破坏规模均最大。

值得注意的是,现有基于离散元方法的研究大多采用远场地震波作为输入条件,而未能充分考虑断层动态破裂过程及其导致的地震动空间变异性,这一简化可能影响对近断层区域(即靠近发震断层的区域)滑坡动力响应机制的准确理解。为弥补现有研究在近断层动力荷载建模方面的不足,本文提出了一种基于间接边界元法(indirect boundary element method,简称IBEM)与离散元法的耦合数值模拟方法(IBEM-DEM),旨在通过更精细的模型设置,捕捉近断层边坡的动力响应及其失稳机制。该方法充分发挥IBEM在无限域地震波传播模拟中的高效和高精度优势,同时利用DEM在非连续介质破坏行为建模中的独特能力,实现了从近断层地震动输入到滑坡失稳全过程的精细化模拟。具体实施路径为:首先采用IBEM构建千米级近断层地震波场,精确模拟地震波在复杂地形中的三维散射特性与局部场地放大效应;继而结合格林函数理论与IBEM求解的波场,推导DEM计算域边界等效地震荷载的显式表达,将其转化为DEM计算域的动力输入边界条件;最终通过DEM显式求解岩土体颗粒系统的接触非线性响应,动态追踪裂隙网络演化、块体转动滑移的相互碰撞效应及堆积体形成等灾变全过程。该耦合方法通过严格保证波传播的物理守恒性与介质变形的运动学相容性,显著提升了滑坡动力响应模拟的时空分辨率与物理真实性。该方法在作者前期构建的IBEM理论体系^[23]基础上进行架构创新,实现了千米级近断层地震波场高精度重构与米级边坡非连续介质灾变过程的跨尺度数值模拟。

2 IBEM-DEM 模拟方法

本文基于IBEM和DEM耦合的核心思想,构建了一套从震源动态破裂至边坡地震响应全过程的数值模拟框架,其整体流程如图1所示。该耦合方法首先在整体计算模型中设置人工截断边界,将模型划分为外部区域和内部区域(如图2所示)。其中,外部区域涵盖震源区的上盘、下盘及断层构造;内部区域则包含目标边坡及其邻近地层。此高效耦合数值模拟方法主要包含以下3个步骤:

(1) 内域动力模型构建与边界离散化:根据实际工程地质条件与研究目标,建立用于地震响应分析的内域模型,并提取截断边界上的空间节点信息,为后续地震动输入提供精确的边界条件基础。

(2) 外域地震波场模拟与边界地震动求解:采用IBEM构建外部区域的地震波场模型,模拟断层动态破裂过程中产生的复杂地震波传播行为,并求解内域模型截断边界处的地震动时程响应。

(3) 地震荷载输入与边界条件设置:将步骤(2)所得的地震动时程转化为等效节点应力时程,并施加于内域模型的截断边界,实现地震荷载的动态输入。同时,在边界处设置自由场边界与黏性人工边界条件,以吸收向外辐射的散射波,从而实现边坡地震响应的高精度模拟。

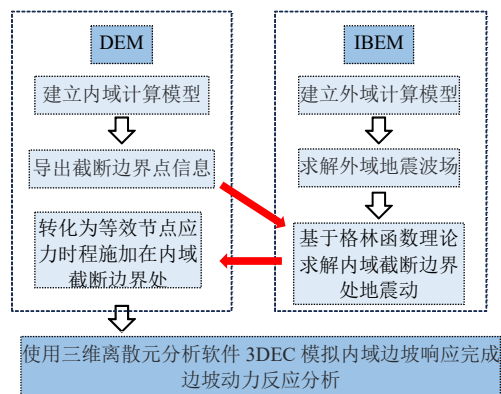


图1 IBEM-DEM 耦合方法实施框架

Fig.1 Implementation framework of the IBEM-DEM coupling method

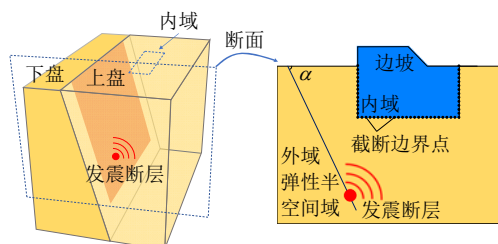


图2 计算模型

Fig.2 Computational model

2.1 间接边界元方法原理

假设在三维欧氏空间中存在一个记为 Ω 的各向同性弹性固体, Ω 所占据的区域可以是有限的也可以是无限的, 其中 S 表示 Ω 的边界。当受简谐荷载作用时, 基于单层位势理论, 边界处位移场 $u_i(\mathbf{x})$ 可以表示为^[24]

$$u_i(\mathbf{x}) = \int_S \mathbf{G}_{ij}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) \varphi_j(\boldsymbol{\xi}) dS_{\boldsymbol{\xi}} \quad (1)$$

式中: $\mathbf{x}$ 和 $\boldsymbol{\xi}$ 分别表示场点和源点; 下标 $i, j=1, 2, 3$, 分别对应于三维坐标系中 X, Y, Z 方向; $\mathbf{G}_{ij}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$ 为全空间位移格林函数; $\varphi_j(\boldsymbol{\xi})$ 表示在 $\boldsymbol{\xi}$ 处 j 方向的牵引力密度。

在式 (1) 基础上使用虎克定律可得到牵引力场 $t_i(\mathbf{x})$:

$$t_i(\mathbf{x}) = \int_S \mathbf{T}_{ij}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) \varphi_j(\boldsymbol{\xi}) dS_{\boldsymbol{\xi}} \pm 0.5 \varphi_i(\mathbf{x}) \quad (2)$$

式中: $\mathbf{T}_{ij}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$ 为全空间牵引力格林函数; $\pm 0.5 \varphi_i(\mathbf{x})$ 是对 $\boldsymbol{\xi}$ 趋于 $\mathbf{x}$ 时积分奇异性的处理。

单位集中载荷在全空间中产生的位移和牵引力格林函数的具体计算公式为

$$\mathbf{G}_{ij}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) = \frac{1}{4\pi\mu} \mathbf{g} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (f(k, |\mathbf{x}\boldsymbol{\xi}|) - f(h, |\mathbf{x}\boldsymbol{\xi}|) - \delta_{ij} f(k, |\mathbf{x}\boldsymbol{\xi}|)) \right] \quad (3)$$

$$\mathbf{T}_{ij}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) = \lambda \left(\frac{\partial \mathbf{G}_{1j}}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{G}_{2j}}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathbf{G}_{3j}}{\partial x_3} \right) \mathbf{n}_g + \mu \left(\frac{\partial \mathbf{G}_{ij}}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{G}_{1j}}{\partial x_i} \right) \mathbf{n}_1 + \mu \left(\frac{\partial \mathbf{G}_{ij}}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathbf{G}_{2j}}{\partial x_i} \right) \mathbf{n}_2 + \mu \left(\frac{\partial \mathbf{G}_{ij}}{\partial x_3} + \frac{\partial \mathbf{G}_{3j}}{\partial x_i} \right) \mathbf{n}_3 \quad (4)$$

式中: 下标 $i, j, g=1, 2, 3$, 表示三维坐标系中 X, Y, Z 轴的方向; k 和 h 分别表示剪切波和压缩波的波数; $\mathbf{n}_g$ 为场点 $\mathbf{x}$ 处单位法向量在 g 方向上的分量; $\mathbf{n}_1$ 、 $\mathbf{n}_2$ 、 $\mathbf{n}_3$ 分别表示场点 $\mathbf{x}$ 处单位法向量在 X, Y 和 Z 方向上的分量; λ 、 μ 为 Ω 的拉梅常数; δ_{ij} 为克罗内克函数。

式 (1)、(2) 即为本文所采用 IBEM 的基础公式。基于这两个公式, 可以构造出简谐波入射下每个计算域在频域内的散射波场。结合断层面的运动学边界条件、不同计算域间的连续性边界条件和地表零牵引力条件, 可以建立起以波源点虚拟荷载 $\varphi_j(\boldsymbol{\xi})$ 为未知量的边界积分方程。求解该方程后, 根据式 (1)、(2) 即可求解模型内任意位置的地震响应。上述求解均在频域内进行, 根据傅里叶变换的时移性质, 断层的动态破裂是通过控制频域内的相位变化进行考虑的。结合断层破裂的时间函数和

傅里叶逆变换, 可得到断层动态破裂引起的时域内地震动。

2.2 近断层场地地震动求解

本文采用运动学有限断层模型, 将正断层上盘和下盘的滑移作为近场地震波源输入, 通过两步计算获得离散元模型截断边界节点的地震响应: ①根据 2.1 节所述方法, 求解模型外部区域的牵引力密度分布; ②基于式 (1)、(2), 计算内部区域截断边界节点在频域内的地震动响应, 并通过傅里叶逆变换将其转换为时域地震响应。

根据第 2.1 节所述理论基础, 模型外部区域中的位移和牵引力可以表示为

$$u_i^E(\mathbf{x}) = \int_S \mathbf{G}_{ij}^E(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) \varphi_j^E(\boldsymbol{\xi}) dS_{\boldsymbol{\xi}} \quad (5)$$

$$t_i^E(\mathbf{x}) = \int_S \mathbf{T}_{ij}^E(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) \varphi_j^E(\boldsymbol{\xi}) dS_{\boldsymbol{\xi}} \pm 0.5 \varphi_i^E(\mathbf{x}) \quad (6)$$

式中: $E=1, 2$ 分别表示断层下盘计算域或者断层上盘计算域。

在弹性半空间中, 有限断层滑移位错所激发的地震波场需满足以下边界条件: ①半空间自由表面(地面)的牵引力为 0; ②上盘与下盘断层面之间的牵引力连续; ③上盘与下盘断层面上未破裂部分的位移连续; ④在有限断层破裂面上, 上盘与下盘断层面之间存在给定的相对滑移位移 d_0 。将断层上盘和断层下盘的边界离散化, 分别记为 S_{h1} 、 S_{h2} 、 S_{h3} 和 S_{f1} 、 S_{f2} 、 S_{f3} , 如图 3 所示。于是模型的边界条件可以表示为

$$\left. \begin{aligned} t_j^{S_{f1}}(\mathbf{x}) &= 0 \\ t_j^{S_{h1}}(\mathbf{x}) &= 0 \\ t_j^{S_{f2}}(\mathbf{x}) - t_j^{S_{h2}}(\mathbf{x}) &= 0 \\ t_j^{S_{f3}}(\mathbf{x}) - t_j^{S_{h3}}(\mathbf{x}) &= 0 \\ u_j^{S_{f2}}(\mathbf{x}) - u_j^{S_{h2}}(\mathbf{x}) &= 0 \\ u_X^{S_{f2}}(\mathbf{x}) - u_X^{S_{h2}}(\mathbf{x}) &= -d_0 \sin \alpha \cos \delta e^{-i\omega t_0} \\ u_Y^{S_{f2}}(\mathbf{x}) - u_Y^{S_{h2}}(\mathbf{x}) &= d_0 \cos \alpha e^{-i\omega t_0} \\ u_Z^{S_{f2}}(\mathbf{x}) - u_Z^{S_{h2}}(\mathbf{x}) &= d_0 \sin \alpha \sin \delta e^{-i\omega t_0} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

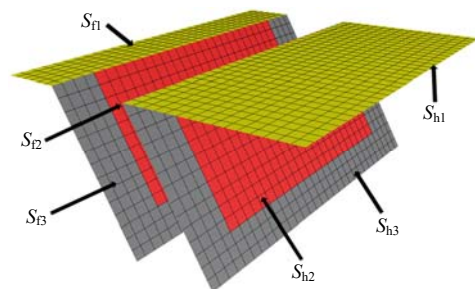


图 3 单元离散示意图

Fig.3 Schematic diagram of element discretization

式中: $t_j^S(\mathbf{x})$ 为边界 S 上场点 $\mathbf{x}$ 处 j 方向的牵引力; $u_j^S(\mathbf{x})$ 为边界 S 上场点 $\mathbf{x}$ 处 j 方向的位移; δ 和 α 分别为断层的倾角和滑移角 (本文分析模型中断层走向与 Y 轴平行); t_0 为场点 $\mathbf{x}$ 位置处的破裂时刻; ω 为地震波的角频率; 下标 $j = 1, 2, 3$ 分别对应于 X 、 Y 、 Z 方向; 上标 i 表示虚数单位。

根据式 (5) ~ (7), 在实际的离散化计算中, 可以得到如下表达式:

$$\left. \begin{aligned} & -0.5\varphi_j^{S_n}(\mathbf{x}) + \sum_{n=1}^{N_{sf1}} t_{ij}^{S_n}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_n}(\xi_n) = 0, \\ & -0.5\varphi_j^{S_{h1}}(\mathbf{x}) + \sum_{n=1}^{N_{sh1}} t_{ij}^{S_{h1}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{h1}}(\xi_n) = 0, \\ & -0.5(\varphi_j^{S_{f2}}(\mathbf{x}) - \varphi_j^{S_{h2}}(\mathbf{x})) + \sum_{n=1}^{N_{sf2}} t_{ij}^{S_{f2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{f2}}(\xi_n) - \\ & \quad \sum_{n=1}^{N_{sh2}} t_{ij}^{S_{h2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{h2}}(\xi_n) = 0, \\ & -0.5(\varphi_j^{S_{f3}}(\mathbf{x}) - \varphi_j^{S_{h3}}(\mathbf{x})) + \sum_{n=1}^{N_{sf3}} t_{ij}^{S_{f3}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{f3}}(\xi_n) - \\ & \quad \sum_{n=1}^{N_{sh3}} t_{ij}^{S_{h3}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{h3}}(\xi_n) = 0, \\ & \sum_{n=1}^{N_{sf3}} g_{ij}^{S_{f3}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{f3}}(\xi_n) - \sum_{n=1}^{N_{sh3}} g_{ij}^{S_{h3}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{h3}}(\xi_n) = 0, \\ & \sum_{n=1}^{N_{sf2}} g_{1j}^{S_{f2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{f2}}(\xi_n) - \sum_{n=1}^{N_{sh2}} g_{1j}^{S_{h2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{h2}}(\xi_n) = \\ & \quad -d_0 \sin \alpha \cos \delta e^{-i\omega t_0}, \\ & \sum_{n=1}^{N_{sf2}} g_{2j}^{S_{f2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{f2}}(\xi_n) - \\ & \quad \sum_{n=1}^{N_{sh2}} g_{2j}^{S_{h2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{h2}}(\xi_n) = d_0 \cos \alpha e^{-i\omega t_0}, \\ & \sum_{n=1}^{N_{sf2}} g_{3j}^{S_{f2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{f2}}(\xi_n) - \\ & \quad \sum_{n=1}^{N_{sh2}} g_{3j}^{S_{h2}}(\mathbf{x}, \xi_n) \varphi_j^{S_{h2}}(\xi_n) = d_0 \sin \alpha \sin \delta e^{-i\omega t_0} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中: N_{sf1} 、 N_{sf2} 、 N_{sf3} 分别为计算域断层下盘 S_{f1} 、 S_{f2} 、 S_{f3} 边界离散单元的数量; N_{sh1} 、 N_{sh2} 、 N_{sh3} 分别为计算域断层上盘 S_{h1} 、 S_{h2} 、 S_{h3} 边界离散单元的数量。

$t_{ij}(\mathbf{x}, \xi_n)$ 和 $g_{ij}(\mathbf{x}, \xi_n)$ 的具体表达式如下:

$$t_{ij}(\mathbf{x}, \xi_n) = T_{ij}(\mathbf{x}, \xi_n) \Delta S_{\xi_n} \quad (9)$$

$$g_{ij}(\mathbf{x}, \xi_n) = G_{ij}(\mathbf{x}, \xi_n) \Delta S_{\xi_n} \quad (10)$$

式中: ΔS_{ξ_n} 表示 ξ_n 的面积。

为避免计算中积分奇异性, 用解析公式求解单元对自身的作用, 表达式在参考文献[25]中给出。

2.3 离散元方法原理

3DEC 基于离散元法, 适用于模拟非连续介质的数值模拟, 其基本思想是将非连续介质视为由大量离散块体构成的集合系统, 在每一时间步内, 通过应用牛顿运动定律和接触本构关系, 建立接触力与相对位移之间的力学响应模型。通过积分运动方程求解块体在新时间步的位置与速度, 从而获得接触点的位移增量。结合接触力-位移关系, 可进一步更新各接触的受力状态。这些更新后的接触力将作为作用力施加于相应块体之上, 用于下一步的动力学计算。

接触力的更新过程中, 需对块体间接触关系所涉及的几何参数进行动态调整。为此, 引入“公共面”概念 (如图 4 所示), 用于识别并定义相邻块体间的接触界面。该公共面设于两块体质心连线的中点处, 其单位法向量由一块体质心指向另一块体质心, 用以表征接触方向。在此基础上, 定义垂直于公共面的单位向量为接触法线方向。同时, 假设所有接触具有相同的力学特性, 以简化接触行为的建模过程。对于刚性块体, 其求运动方程的求解可归纳为如下归纳如下 5 个步骤^[26]:

(1) 由刚体运动方程求得接触速度, 计算如下:

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{x}_i^B + e_{ijk} \omega_j^B (\mathbf{C}_k - \mathbf{B}_k) - \mathbf{x}_i^A - e_{ijk} \omega_j^A (\mathbf{C}_k - \mathbf{A}_k) \quad (11)$$

式中: $\mathbf{A}_k$ 和 $\mathbf{B}_k$ 为块体 A 和 B 质心的位置向量; $\mathbf{x}_i^A$ 和 $\mathbf{x}_i^B$ 为块体 A 和 B 的平动速度; ω_j^A 和 ω_j^B 为对应的转动速度; e_{ijk} 为表示方向转换的置换张量; 下标 i, j, k 取值 1~3, 表示张量在三维笛卡尔坐标系中的分量索引。

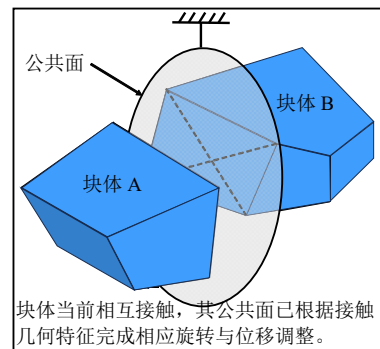


图 4 块体的公共面

Fig.4 Common plane positioning between blocks

(2) 根据时间步长, 由接触速度 $\mathbf{V}_i$ 更新接触相对位移, 计算如下:

$$\Delta \mathbf{U}_i = \mathbf{V}_i \Delta t \quad (12)$$

式中： ΔU_i 为相对位移增量； Δt 为时间步长。

(3) 接触相对位移可以沿公共面分解为法向分量和切向分量，计算如下：

$$\Delta U^n = \Delta U_i n_i \quad (13)$$

$$\Delta U_i^s = \Delta U_i - \Delta U_j n_j n_j \quad (14)$$

式中： ΔU^n 为法向相对位移增量； ΔU_i^s 为切向相对位移增量向量； n_i 、 n_j 为单位方向向量。

依据法向与切向的本构关系分别计算接触力增量，并将其与上一时间步的接触力总值进行累加，从而获得当前时间步的法向接触力与切向接触力，计算如下：

$$\mathbf{F}^n := \mathbf{F}^n + K_n \Delta U^n A_c \quad (15)$$

$$\mathbf{F}_i^s := \mathbf{F}_i^s + K_s \Delta U_i^s A_c \quad (16)$$

式中： $\mathbf{F}^n$ 和 $\mathbf{F}_i^s$ 分别为接触力法向分量和接触力切向分量；符号“:”表示增量计算中的下一步； K_n 和 K_s 分别为公共面的法向刚度与切向刚度； A_c 为公共面积。

然后，根据接触本构关系进行调整，将更新后的法向接触力与切向接触力叠加，得到当前时间步的接触力矢量，计算如下：

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}^n n_i + \mathbf{F}_i^s \quad (17)$$

(4) 将块体周围公共面上的力转化为作用于两个块体质心的力与力矩。块体的力和力矩总和更新为

$$\mathbf{F}_i^A := \mathbf{F}_i^A + \mathbf{F}_i \quad (18)$$

$$\mathbf{M}_i^A := \mathbf{M}_i^A - e_{ijk} (c_j - A_j) \mathbf{F}_k \quad (19)$$

式中： $\mathbf{F}_i^A$ 和 $\mathbf{M}_i^A$ 分别为块体 A 的力和力矩； c_j 为接触的位置向量； A_j 为公共面面积； $\mathbf{F}_k$ 为公共面上接触力矢量。

(5) 按照力与力矩更新块体的速度与转动速度，将更新后的速度与转动速度代入步骤(1)开始新一轮循环计算。

在非连续介质建模中，除需考虑块体本身力学响应外还需计算非连续面（如节理）之间的相互作用，块体间的相互作用示意图如图 5 所示，节理的力学性质由库仑滑移模型进行描述，模型参数包括法向刚度 k_n 、剪切刚度 k_s 、内摩擦角 φ 、黏聚力 c 、剪切强度 S_s 以及抗拉强度 S_t 。该模型以线性形式表征节理的刚度与屈服强度。

离散块之间的法向弹簧刚度和切向弹簧刚度，计算如下^[26]：

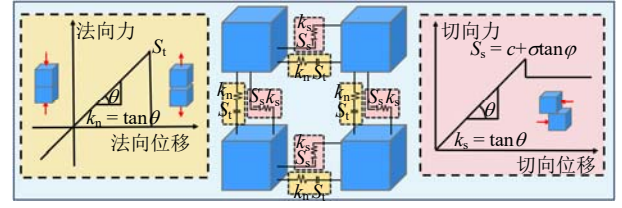


图 5 块体间的相互作用示意图

Fig.5 Schematic diagram of the interaction between blocks

$$k_n = k_s \leq 10 \left[\max \left(\frac{3K + 4G}{3\Delta z_{\min}} \right) \right] \quad (20)$$

式中： K 和 G 分别是块体的体积模量和剪切模量。 $\Delta z_{\min}$ 表示在接触表面处的法线方向上相邻网格的最小厚度。

当块体之间的相对运动增加且法向应力超过抗拉强度时，法向刚度降为 0，导致块体分离。在剪切方向上，当剪切应力达到峰值强度时，剪切强度瞬间下降到残余剪切强度。

峰值剪切应力 S_s 和残余强度 S_{res} 分别为

$$S_s = c + \sigma \tan \varphi \quad (21)$$

$$S_{\text{res}} = c_{\text{res}} + \sigma \tan \varphi_{\text{res}} \quad (22)$$

式中： c_{res} 为残余黏聚力； φ_{res} 为残余摩擦角。默认情况下， $c_{\text{res}} = 0$ ， $\varphi_{\text{res}} = 0$ 。

2.4 内域离散元求解

在半无限空间地震波传播问题的数值模拟中，为在有限计算域内进行离散化建模，不可避免地引入人工截断边界。为合理模拟地震波在无限介质中的辐射行为，必须有效抑制边界处的波动反射。为此，3DEC 引入了一种高效的边界处理方案：在模型四周采用自由场边界条件，底部则施加黏性人工边界。如图 6 所示，自由场边界由模型侧边界上的四个平面自由场网格和角落处的 4 个柱状自由场网格组成。平面自由场网格的布置与主网格区域相匹配，从而确保自由场节点与主网格节点之间形成一一对应关系；角落处的柱状自由场网格则作为平面自由场网格的边界扩展，进一步增强边界吸收性能。通过自由场边界与底部黏性边界的协同作用，该方案可有效吸收外行散射波能量，从而近似模拟无限介质中的自由辐射边界条件。具体而言，主网格侧边界通过黏性阻尼器与自由场网格实现动力耦合，模拟波动能量的耗散过程；同时，自由场网格中因波动传播产生的不平衡力通过反馈机制传递至主网格边界，以确保主网格与自由场网格之间的应力连续性，从而有效抑制人工边界引起的波动反射。3

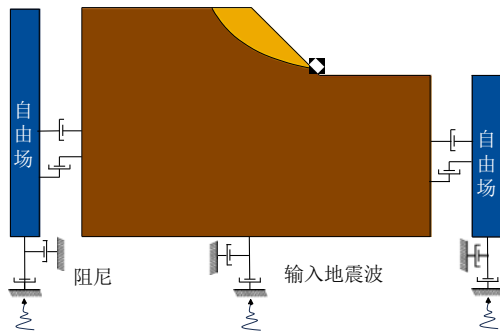
个坐标方向上的反馈力如下:

$$F_X = -\rho C_p (v_X^m - v_X^f) A + F_X^f \quad (23)$$

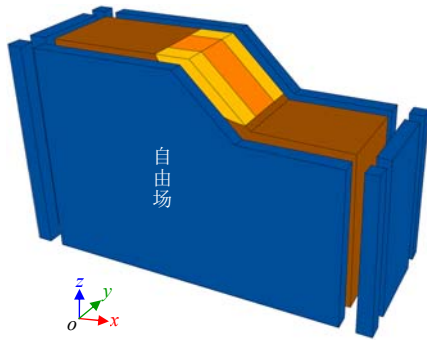
$$F_Y = -\rho C_s (v_Y^m - v_Y^f) A + F_Y^f \quad (24)$$

$$F_Z = -\rho C_s (v_Z^m - v_Z^f) A + F_Z^f \quad (25)$$

式中: ρ 为质量密度; C_p 和 C_s 为介质 P 波波速和 S 波波速; v_X^m 、 v_Y^m 、 v_Z^m 为主网格节点 X、Y、Z 方向速度; v_X^f 、 v_Y^f 、 v_Z^f 为自由场网格节点 X、Y、Z 方向速度; A 为自由场边界节点影响面积; F_X^f 、 F_Y^f 、 F_Z^f 为由于自由场网格波动而提供给主网格节点的 X、Y、Z 方向外力。



(a) 数值模型边界条件



(b) 边坡与自由场边界耦合模型

图 6 边界条件

Fig.6 Boundary conditions

值得注意的是,应在自由场边界配置完成后,再施加模型底部的动态边界条件,而底部设置的黏性边界分别由作用于法向与切向的独立阻尼器构成,其所产生的黏滞牵引力可直接施加于边界节点的运动方程中,从而在每一时间步实现法向与切向牵引力的计算,可分别通过以下表达式求得:

$$\sigma = -\rho C_p V_n \quad (26)$$

$$\tau = -\rho C_s V_s \quad (27)$$

式中: σ 和 τ 为施加在边界上的法向黏结力和切向

黏结力; V_n 和 V_s 为法向速度和切向速度。

最后将 IBEM 求得的时域地震动转化为等效节点应力时程施加在内域截断边界处完成地震荷载的输入,其转化公式如下:

$$\sigma_n = 2(\rho C_p) v_n \quad (28)$$

$$\sigma_s = 2(\rho C_s) v_s \quad (29)$$

式中: σ_n 为施加的法向应力; σ_s 为施加的切向应力; v_n 为输入的法向速度; v_s 为输入的切向速度。

3 算例分析

3.1 建立计算模型

在地震动作用下,岩质边坡表层的松散堆积体易与下伏基岩发生界面分离,继而经历倾覆、塌落及滚动等非连续体破坏过程,最终在坡脚区域形成滑坡堆积体。为深入探究地震激励下岩质边坡的动力稳定性及动态响应特性,本文将结构面模拟为库仑滑移模型,其余岩土体则采用摩尔-库仑本构模型进行表征。

对于 IBEM-DEM 耦合方法,为了确保发震断层设定的合理性,我们借鉴了 Liu 等^[27]研究中对发震断层滑移量和空间分布的设定。IBEM 模型中有限断层的几何参数见图 7 和表 1,用于模型的土壤参数为: $C_s = 3\,000\text{ m/s}$, $\rho = 2\,700\text{ kg/m}^3$, $\mu = 0.25$ 。模拟的地震动频带为 $0.01 \sim 5.00\text{ Hz}$ 。

本文采用 DEM 模拟的边坡模型如图 8(a)所示。该边坡模型底部长 390 m ,顶边长 190 m ,宽度为 105 m ,坡顶垂直高度为 75 m ,坡角为 45° 。为确保模型尺寸的合理性,本研究参照郑颖人等^[28]提出的边坡稳定性分析尺寸要求控制标准:坡脚至右边界的距离应不少于坡高的 1.5 倍,坡肩到左边界的距离应不少于坡高的 2.5 倍,上下边界的总高度应不少于坡高的 2.0 倍。此外,为准确反映揭示滑体与基岩在地震波作用下的动力响应差异及运动特征,在边坡模型中布设了多个监测点,位置如图 8(b)所示。滑体、下伏基岩和节理面的物理力学指标参考《工程岩体分级标准》(GB/T 50218—2014)^[29]和前人经验,如表 2 所示。

3.2 方法验证

由于目前关于近断层边坡动力响应的研究相对较少,为确保所建立的 IBEM-DEM 耦合方法在近断层边坡动力响应模拟的准确性,本研究从两个层面进行验证。

首先,为验证 IBEM-DEM 耦合方法在地震波

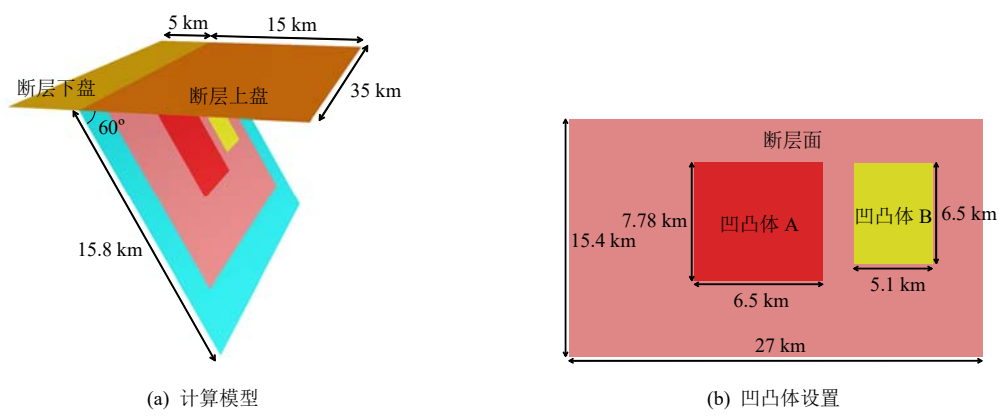


图 7 外域模型
Fig.7 Outer domain model

表 1 有限断层的几何参数
Table 1 Geometrical parameters of the finite faults

长/km	宽/km	倾角/(°)	成核坐标/m	破裂传播速度/(m · s ⁻¹)	非凹凸体滑移量/m	凹凸体 A 滑移量/m	凹凸体 B 滑移量/m
35	20	60	(1 040, -1 710, -6 997.5)	2 400	0.96	2.26	1.92

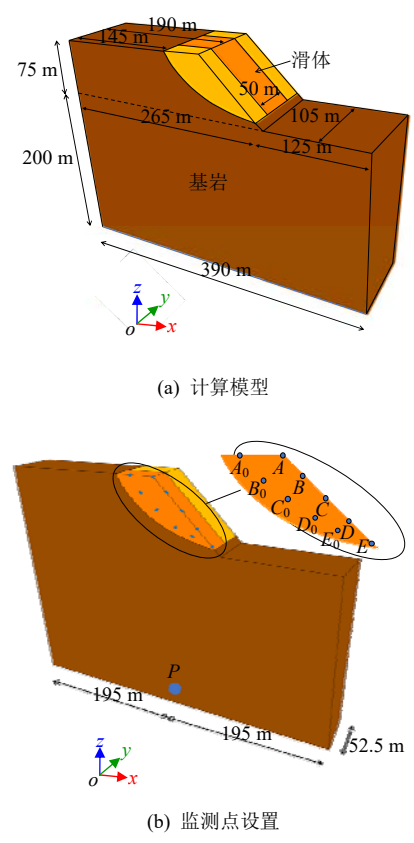


图 8 内域模型
Fig.8 Inner domain model

表 2 内域模型参数取值
Table 2 Inner domain model parameters

位置	密度 (/kg · m ⁻³)	体积 模量 /GPa	剪切 模量 /GPa	黏聚力 /MPa	内摩 擦角 /(°)	抗拉 强度 /MPa	泊松比
基岩	2 700	40.500	24.300	11.63	60	1.68	0.25
滑体	2 350	1.428	0.984	6.52	35	1.32	0.22
节理面	—	—	—	0.24	25	0.80	—

传播过程中的波动连续，本文在紧邻内域离散元模型截断边界处布设了监测点 P ，记录该位置的速度时程响应，并将其与 IBEM 外域计算所得的理论地震波输入进行对比。对比结果如图 9 所示，截断边界处的速度响应与相邻网格的波形特征高度一致，表明地震波从 IBEM 区域向 DEM 区域的传递过程稳定且准确，验证了所提耦合方法在边界设置和地震动输入实现上的合理性与可行性。

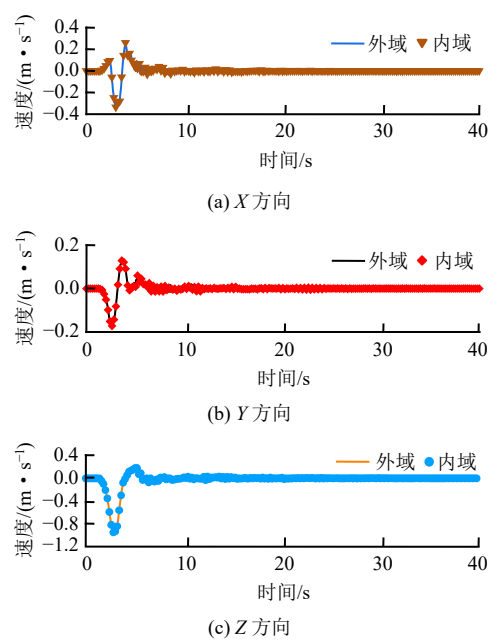
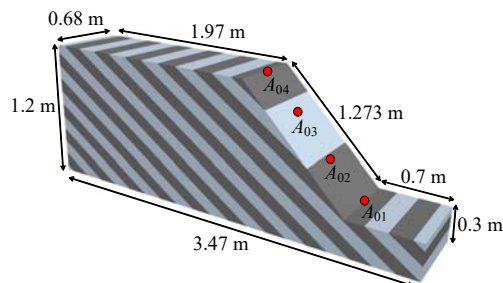


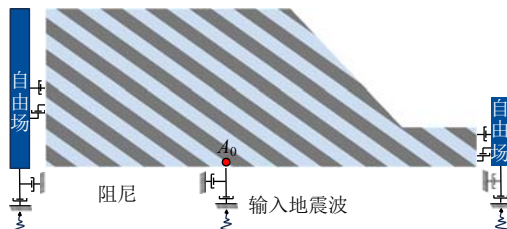
图 9 监测点速度
Fig.9 Monitoring point velocity

其次，通过与 Tai 等^[30]对节理岩质边坡坡面动力放大效应的数值结果进行比较以进一步验证本文

所采用的 DEM 在边坡动力响应模拟中的可靠性。所采用的计算模型长为 3.47 m, 宽为 0.68 m, 高为 1.2 m, 坡度为 45° , 节理倾角为 34° , 间距取为 0.1 m。具体参数和监测点设置如图 10 所示, 岩体及节理的力学参数见表 3。本文将 X 方向的加速度放大系数定义为 A_{02} 、 A_{03} 、 A_{04} 记录的峰值加速度与坡脚 A_{01} 处的峰值加速度之比用以表征坡面不同位置的动力放大程度。图 11(a)显示了监测点速度时程对比结果, 图 11(b)展示了 X 方向加速度放大系数随高程的变化曲线对比结果。可见本文模拟结果均与 Tai 等^[30]计算结果表现出较好一致性。综合两个层面的验证, 可以确保本文 IBEM-DEM 耦合方法在近断层边坡动力响应模拟的可靠性。



(a) 计算模型和监测点设置



(b) 边界设置

图 10 验证模型图

Fig.10 Schematic of the validation model

表 3 物理力学参数

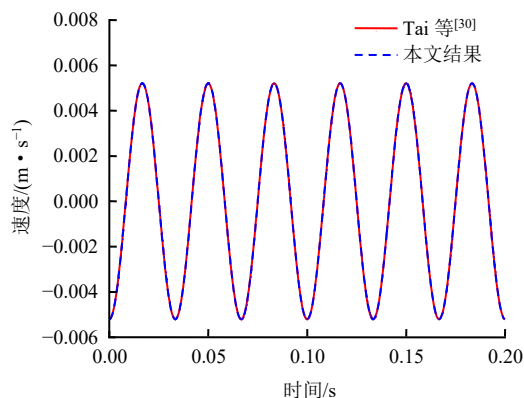
Table 3 Physical and mechanical parameters

位置	密度 /($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	体积模量 /MPa	剪切模量 /MPa	黏聚力 /kPa	内摩擦角 /($^\circ$)	抗拉强度 /MPa
岩体	2 450	31	23.25	138.000	53.0	0.4
节理面	—	—	—	0.902	27.8	—

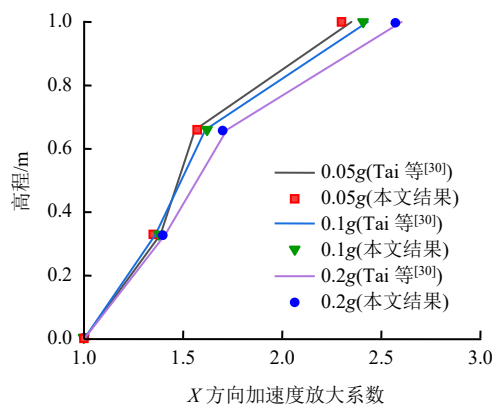
4 数值模拟结果分析

4.1 边坡的破坏机制

图 12 以模型的位移场快照展示了近断层地震动作用下边坡滑体的破坏演化过程, 包括失稳、滑动与堆积 3 个典型阶段, 分别以整体视图和剖面视图呈现。在地震动和重力共同作用下, 坡体结构逐渐破坏, 滑体沿主滑动面发生运动, 并最终在坡脚



(a) 速度时程对比图



(b) X 向加速度放大系数对比图

图 11 验证结果对比图

Fig.11 Comparison of validation results

区域形成堆积体。3 个阶段的具体表现如下:

(1) 失稳阶段 (0~12 s): 在地震加载初期 (0~4 s), 仅局部松散岩块发生剥落, 边坡仍维持稳定状态, 未表现出明显滑动趋势。至 8 s 时, 岩体表层裂缝逐步形成并扩展, 部分松散块体沿节理面发生初步滑移。至 10 s 时, 裂缝进一步贯通至岩体内部, 坡体抗剪强度显著下降, 边坡逐步进入整体失稳状态。

(2) 滑动阶段 (12~28 s): 随着抗剪强度的持续下降, 坡体在惯性作用下开始高速滑移。在 12~20 s 期间, 滑坡前缘推进显著, 大量破碎的滑块快速滑动至坡脚区域。滑坡运动过程中, 岩体在重力与惯性作用下持续碰撞和破碎, 滑体速度显著提升。之后滑体的运动速度逐渐降低, 坡脚区域开始形成初步堆积, 滑坡主体的滑移过程接近结束。

(3) 堆积阶段 (28~40 s): 滑体运动逐步趋缓, 大量滑块堆积在坡脚区域。至 28 s 时, 滑体前缘基本完成滑移, 但后缘部分滑块仍处于蠕动状态, 受重力作用持续缓慢滑移。至 36 s 时堆积体内部块体的运动特征已不显著, 此后滑移过程基本停止, 堆

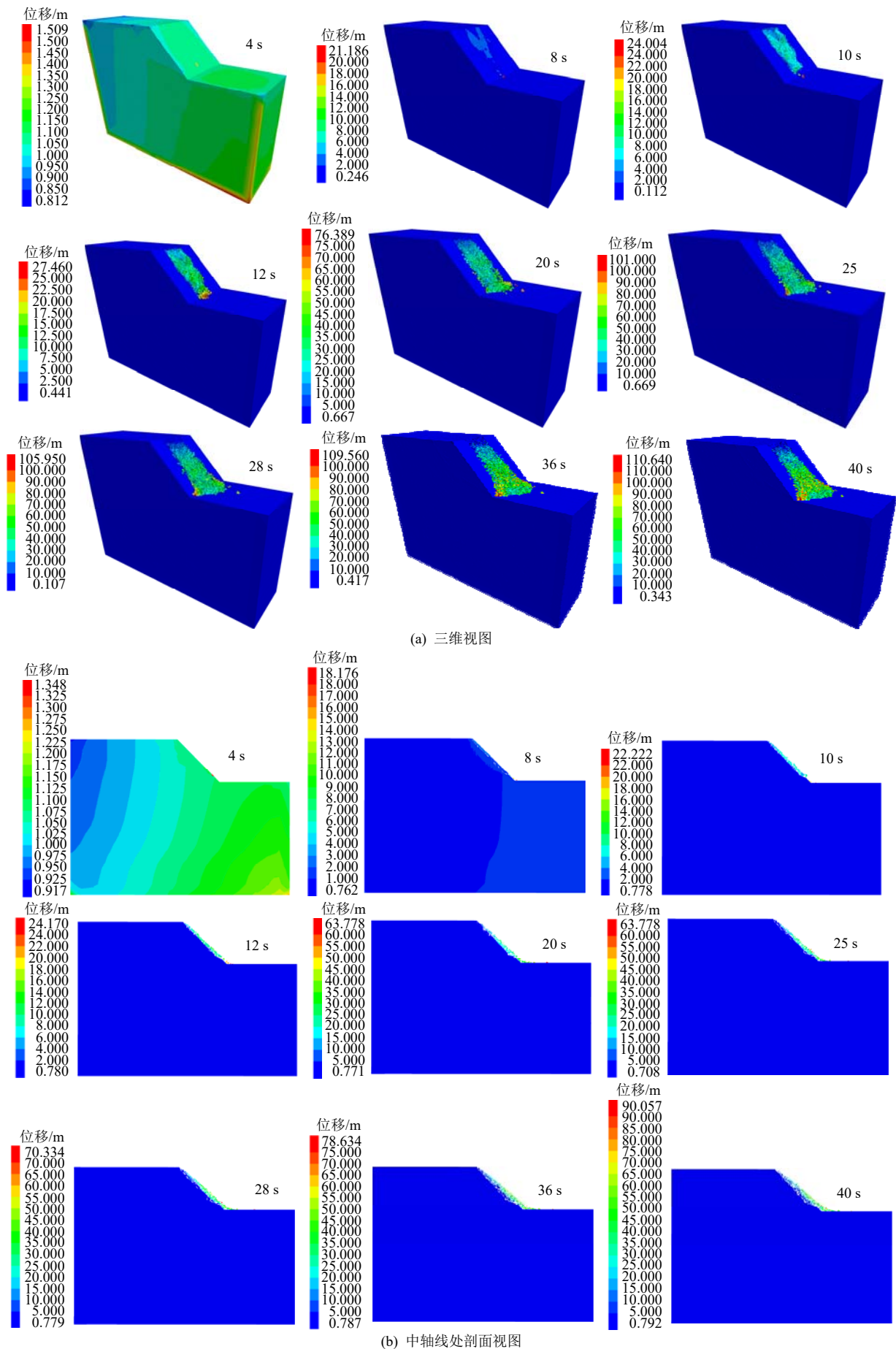


图 12 滑坡破坏行为

Fig.12 Failure behavior of the landslide

积体趋于稳定。

4.2 动力响应分析

图 13 展示了滑体部分关键监测点的三向速度时程曲线。结果表明,在地震初始阶段(5 s 前),滑体整体处于相对稳定状态,岩体尚未发生显著破裂,仍可视为连续介质。此时,其运动响应主要受控于近断层地震动的激励作用,速度时程曲线呈现出典型的速度大脉冲特征。该类脉冲具有能量高度集中、持续时间短、幅值大等特点,能够在瞬时对边坡施加强烈的动力冲击,显著提升边坡失稳的风险,其破坏潜力显著高于远场地震动。近断层地震中的速度大脉冲通常由滑冲效应和方向性效应控制,其中滑冲效应对平行于断层滑移方向的地震动影响最大,且脉冲多为平滑的单向脉冲,而方向性

效应对垂直于断层滑移方向的地震动影响更大,其脉冲通常是较为尖锐的双向脉冲。由于本文的发震断层为倾角 60° 的正断层,故 Z 方向和 X 方向的大脉冲方便受滑冲效应和方向性效应主导(如图 13 所示)。

在速度大脉冲作用之后,滑体底层因处于较高围压环境,岩体完整性得以维持,未发生明显破碎,其运动行为仍主要受输入地震动控制,速度响应呈现出典型的衰减趋势,符合地震波传播过程中能量耗散的基本规律。相比之下,边坡表层受大脉冲引发的强烈冲击作用,率先发生拉裂、剪切破坏并逐步碎裂,进入失稳演化阶段。此时,监测点 $A \sim D$ 所在区域的运动主导机制由外部地震动激励转变为块体自身的惯性运动与块体间高频碰撞,其速度响

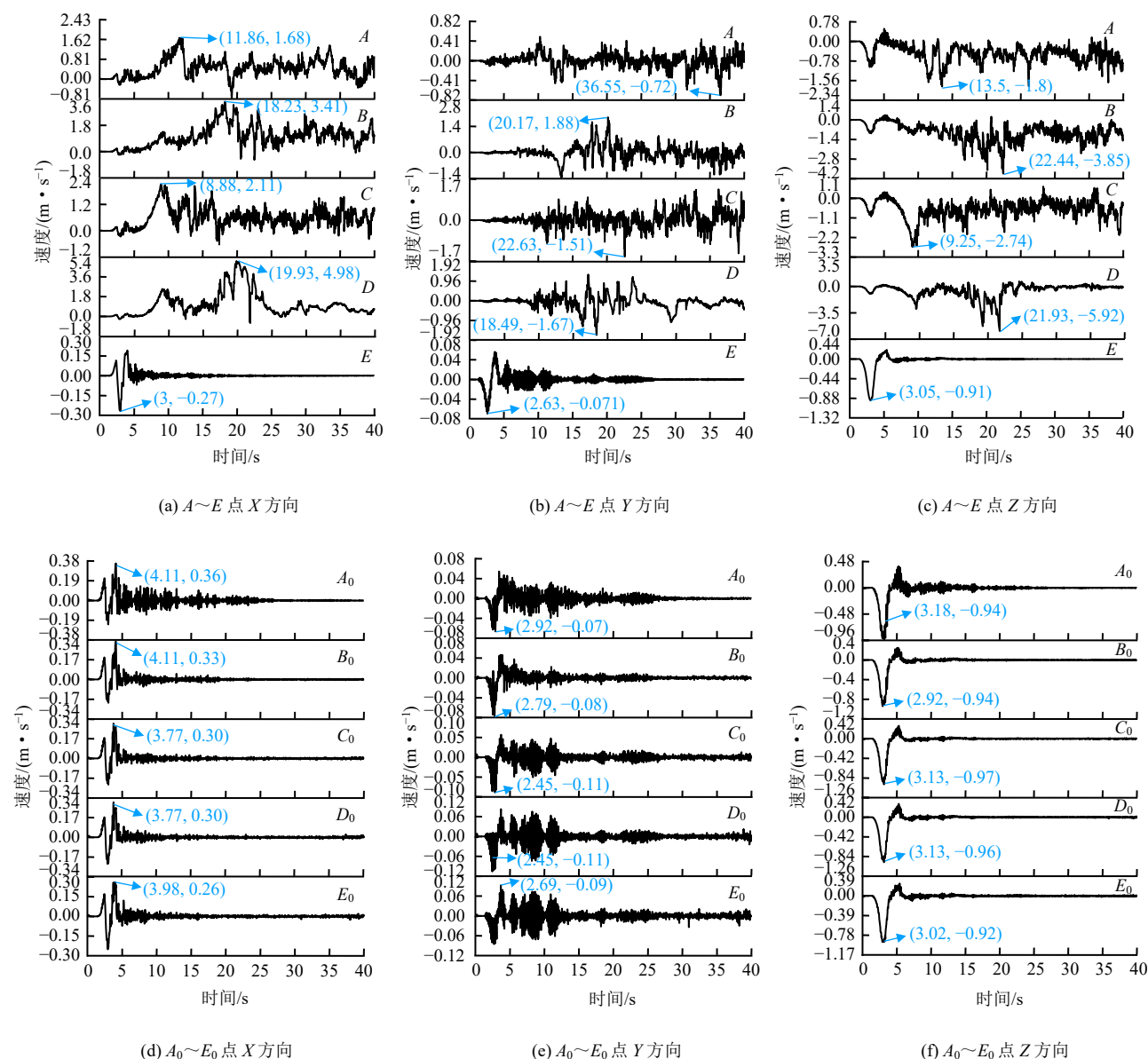


图 13 监测点速度曲线

Fig.13 Temporal velocity responses at monitoring points

应不再遵循地震动的衰减规律，反而在重力与惯性力的耦合作用下持续加速，实现从振动向整体滑移的转变。

统计结果显示，表层滑体的平均速度超过底层的 3.6 倍，清晰呈现出“表快底慢”的分层动力响应特征。鉴于本研究所设定的发震断层为正断层，地震动在 X （顺坡向）与 Z （竖向）方向的分量占主导地位，导致滑体在这两个方向的动力响应尤为剧烈。其中，监测点 D 记录到最为显著的速度变化， X 向与 Z 向速度峰值分别达 4.98 m/s 和 5.92 m/s，远超常规地震在连续介质中所能激发的速度响应水平，实为非连续介质中岩块剧烈碰撞与高速滑移的典型表现。

进一步分析表明，表层观测点的速度时程曲线波动剧烈，其标准差高达 4.96 m/s，反映出运动过程中的高度不稳定性与冲击性。而底层观测点的速度时程曲线则相对平缓，波动幅度显著减弱，呈现出由表层向深层逐步衰减的动力传递趋势，揭示了滑坡体在动力扰动下从表层失稳向深层稳定的渐进演化机制。

图 14 展示了滑坡体关键监测点在 3 个方向（顺坡向、垂向和横向）上的位移时程曲线，用于系统解析滑体在三维空间中的位移演化规律。下文将针

对不同方向的位移响应特征进行深入分析。

顺坡向（ X 方向）作为滑体的主要滑移方向，主导了整体位移的累积过程。滑体表层监测点从初始坡面位置到最终堆积体位置的 X 向位移时程曲线呈现明显的阶梯式增长特征，表明滑体运动并非连续匀速推进，而是在外部激励与内部结构破坏的共同作用下，经历多次突跃式滑动。其中，表层监测点 D 的 X 向最大位移达 41 m，较坡脚位置监测点 E 增加约 35 m，反映出坡表上部区域滑移程度更为剧烈，滑体沿坡面发生显著的重分布。该阶跃式增长特征表明滑体动力学响应主要受控于重力势能向动能的非线性转化机制。在滑移过程中，岩块间频繁发生碰撞、接触关系重构及能量耗散，导致部分动能迅速衰减，从而形成阶段性停滞与突发性加速交替的动力行为，体现出典型的非连续介质动态失稳特征。

垂向（ Z 方向）受近断层地震动的竖向放大效应和滑体自身重力影响显著，最大位移达 35 m，诱发了岩体内部张拉裂缝的快速扩展。此外，在岩块剧烈碰撞过程中， Z 向位移出现明显的突跳现象（单次增量大于 0.5 m），反映出下部滑体内部结构的瞬时破坏与局部应力场的快速重分布。此类突发性变形行为易触发链式失稳机制，进一步加速滑体向下

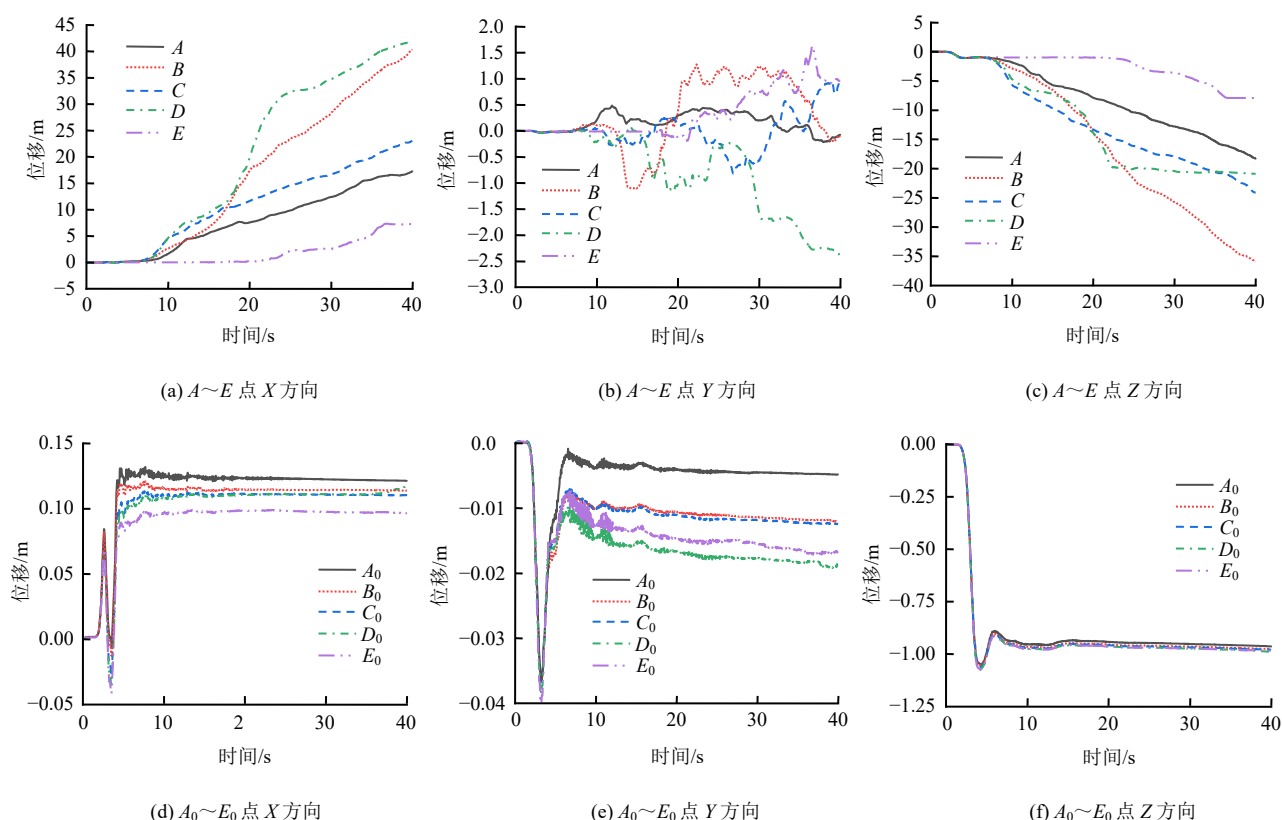


图 14 监测点位移曲线

Fig.14 Temporal displacement responses at monitoring points

传递的破坏进程,对整体滑坡的演化具有重要推动作用。

横向(Y 方向)的动力响应相对较弱,其位移幅值显著低于 X 和 Z 方向。造成这一差异的主要原因有二:其一,本研究所施加的地震动来源于正断层破裂,其能量主要集中在 X 与 Z 分量,导致 Y 向激励较弱;其二,该方向与重力作用方向垂直,滑动驱动力主要依赖于块体间的侧向碰撞。然而,由于本模型在 Y 方向具有几何与地质条件的对称性,块体在该方向的碰撞动量易于相互抵消,难以形成持续的净位移积累,从而抑制了横向变形的发展。这一现象也从侧面印证了滑坡运动为顺坡主导、垂向响应显著、横向受限的三维非对称演化格局。

此外,从图 14 可以看出,边坡上未失稳的观测点的位移也并未回归到初始状态,而是形成了永久位移,这是近断层地震动的典型特征之一。

5 结 论

本研究基于 IBEM-DEM 耦合理论,提出一种用于分析近断层地震动作用下边坡动力响应的新型数值模拟框架,实现了从断层动态破裂、场地地震动放大效应到边坡失稳-滑动-堆积全过程的高效模拟。在该方法中,边坡及临近地层作为内域采用 DEM 进行精细化建模,以捕捉岩体非连续性、裂纹演化与块体运动行为;而外域半无限空间的地震波场则由 IBEM 构建,用于模拟断层破裂过程中地震波的辐射与传播。通过求解内域模型截断边界处的理论地震动响应,并将其转化为等效节点动力应力时程施加于离散元模型边界,实现了内外域之间的高效耦合,显著提升了近断层强震环境下边坡动力响应模拟的精度与计算效率。研究表明,该方法能够准确地捕捉地震诱发滑坡的关键动力学特征,有效揭示滑坡从失稳启动、高速滑移至最终堆积的全过程演化机制。主要结论如下:

(1) 通过开展波传播验证试验,对比紧邻内域离散元模型截断边界处的监测速度时程与 IBEM 外域计算所得理论地震动输入,二者波形特征高度一致,充分验证了该耦合方法在模拟地震波能量传递与边界动力响应方面的可靠性与精度。

(2) 近断层地震特有的速度大脉冲对边坡失稳具有显著触发作用。数值结果表明,边坡整体失稳通常紧随速度大脉冲之后发生,表明该类高能短历时脉冲通过瞬时施加强烈动力冲击,显著削弱岩体结构完整性,是诱发滑坡启动的关键动力因素。

(3) 滑坡运动全过程可划分为失稳、滑动与堆

积 3 个阶段。在地震动作用下,首先在滑体表层上部诱发裂缝产生并扩展,导致局部岩块塌落,撞击下部岩体,进而触发深层滑体的整体失稳;随后,在重力和惯性力的共同驱动下,滑体进入高速滑移阶段,形成大量运动剧烈的破碎岩块,其速度和位移显著大于基岩;最终,当滑体前缘抵达坡脚区域后,运动动能逐步耗散,滑移速率减缓,岩块逐渐堆积并趋于稳定。

(4) 滑坡动力响应表现出显著的方向性与分层性特征。表层滑体平均速度达底层的 3.6 倍,表层 X 向和 Z 向的速度峰值分别达到 4.98 m/s 和 5.92 m/s,表现出明显的“趋表效应”。位移响应方面, X 向和 Z 向作为滑体主要滑移方向,控制着整体滑动过程,最大位移分别可达 41 m 和 35 m。

参 考 文 献

- [1] HUANG Y, SUN J, MORIGUCHI S J. Preface to the special issue on “Seismic performance-based design for resilient and sustainable slope engineering”[J]. **Engineering Geology**, 2020, 272: 105643.
- [2] FAN X M, SCARINGI G, KORUP O, et al. Earthquake-induced chains of geologic hazards: patterns, mechanisms, and impacts[J]. **Reviews of geophysics**, 2019, 57(2): 421-503.
- [3] 黄润秋. 20 世纪以来中国的大型滑坡及其发生机制[J]. 岩石力学与工程学报, 2007, 26(3): 433-454.
HUANG Run-qiu. Large-scale landslides and their sliding mechanisms in China since the 20th century[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2007, 26(3): 433-454.
- [4] YIN Y P, WANG F W, SUN P. Landslide hazards triggered by the 2008 Wenchuan earthquake, Sichuan, China[J]. **Landslides**, 2009, 6: 139-152.
- [5] ZHOU X T, WEI P F, FU X D, et al. Dynamic process and mechanism of the catastrophic Taihongcun landslide triggered by the 2008 Wenchuan Earthquake based on field investigations and Discrete Element Method simulations[J]. **Frontiers in Earth Science**, 2021, 9: 710031.
- [6] WANG W Z, WANG J Z, DAI K S, et al. Seismic fragility analysis of near-fault mountainous wind turbines considering source-path-site effects[J]. **Renewable Energy**, 2025, 254: 123706.
- [7] ZHAO B, WANG Y S, LI W L, et al. Insights into the geohazards triggered by the 2017 Ms 6.9 Nyingchi earthquake in the east Himalayan syntaxis, China[J]. **Catena**, 2021, 205: 105467.

- [8] 张卫杰, 陈洪鑫, 陈宇, 等. 内摩擦角空间变异性对大型滑坡滑动距离的影响[J]. 岩土力学, 2024, 45(11): 3388-3398.
ZHANG Wei-jie, CHEN Hong-xin, CHEN Yu, et al. Influence of spatial variability of the internal friction angle on the run-out distance of large-scale landslides[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2024, 45(11): 3388-3398.
- [9] 董建华, 杨博, 田文通, 等. 新型防液化抗滑桩研发与地震响应振动台模型试验研究[J]. 岩土力学, 2025, 46(4): 1084-1094.
DONG Jian-hua, YANG Bo, TIAN Wen-tong, et al. Research and development of novel anti-slide pile to prevent liquefaction and shaking table model test of seismic response[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2025, 46(4): 1084-1094.
- [10] 王思敬. 岩石边坡动态稳定性的初步探讨[J]. 地质科学, 1977, 12(4): 372-376.
WANG Si-jing. Preliminary notes on the dynamic stability of rock slopes[J]. **Scientia Geologica Sinica**, 1977, 12(4): 372-376.
- [11] CHEN Z, SONG D Q. Numerical investigation of the recent Chenheacun landslide (Gansu, China) using the discrete element method[J]. **Natural Hazards**, 2020, 105(1): 717-733.
- [12] 董金玉, 杨国香, 伍法权, 等. 地震作用下顺层岩质边坡动力响应和破坏模式大型振动台试验研究[J]. 岩土力学, 2011, 32(10): 2977-2982, 2988.
DONG Jin-yu, YANG Guo-xiang, WU Fa-quan, et al. The large-scale shaking table test study of dynamic response and failure mode of bedding rock slope under earthquake[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2011, 32(10): 2977-2982, 2988.
- [13] CHANG K J, TABOADA A, LIN M L, et al. Analysis of landsliding by earthquake shaking using a block-on-slope thermo-mechanical model: example of Jiufengershan landslide, central Taiwan[J]. **Engineering Geology**, 2005, 80(1-2): 151-163.
- [14] ROLLO F, RAMPELLO S. Probabilistic assessment of seismic-induced slope displacements: an application in Italy[J]. **Bulletin of Earthquake Engineering**, 2021, 19(11): 4261-4288.
- [15] 夏坤, 董林, 李璐. 黄土斜坡动力响应特征分析[J]. 地震工程学报, 2019, 41(3): 694-701.
XIA Kun, DONG Lin, LI Lu. Dynamic response characteristics of loess slope[J]. **China Earthquake Engineering Journal**, 2019, 41(3): 694-701.
- [16] 郑颖人, 叶海林, 黄润秋. 地震边坡破坏机制及其破裂面的分析探讨[J]. 岩石力学与工程学报, 2009, 28(8): 1714-1723.
ZHENG Ying-ren, YE Hai-lin, HUANG Run-qiu. Analysis and discussion of failure mechanism and fracture surface of slope under earthquake[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2009, 28(8): 1714-1723.
- [17] NIE Z B, ZHANG Z H, ZHENG H, et al. Stability analysis of landslides using BEM and variational inequality based contact model[J]. **Computers and Geotechnics**, 2020, 123: 103575.
- [18] WU M T, LIU F C, YANG J. Seismic response of stratified rock slopes due to incident P and SV waves using a semi-analytical approach[J]. **Engineering Geology**, 2022, 301: 106594.
- [19] CUNDALL P A, STRACK O D L. A discrete numerical model for granular assemblies[J]. **Geotechnique**, 1979, 29(1): 47-65.
- [20] ZHOU J W, HUANG K X, SHI C, et al. Discrete element modeling of the mass movement and loose material supplying the gully process of a debris avalanche in the Bayi Gully, Southwest China[J]. **Journal of Asian Earth Sciences**, 2015, 99: 95-111.
- [21] JIN X Y, LI X Y, HUANG Y. DEM analysis on diffuse failure of soil slope triggered by earthquakes[J]. **Engineering Geology**, 2024, 339: 107640.
- [22] SONG D Q, ZHANG S, LIU C, et al. Cumulative damage evolution of jointed slopes subject to continuous earthquakes: Influence of joint type on dynamic amplification effect and failure mode of slopes[J]. **Computers and Geotechnics**, 2024, 166: 106016.
- [23] LIU Z X, HUANG Z E, HE W G, et al. Three-dimensional broadband simulation of near-fault seismic ground motion considering complete source-path-site effect: Modeled by fast multipole indirect boundary element method[J]. **Computers & Structures**, 2024, 297: 107319.
- [24] SANCHEZ-SESMA F J, LUZON F. Seismic response of three-dimensional alluvial valleys for incident P, S, and Rayleigh waves[J]. **Bulletin of the Seismological Society of America**, 1995, 85(1): 269-284.
- [25] 刘中宪, 刘佳乔, 黄磊. 近断层场地中衬砌隧道对平面 SH 波的散射[J]. 防灾减灾工程学报, 2020, 40(4): 556-565, 605.
LIU Zhong-xian, LIU Jia-qiao, HUANG Lei. Scattering of plane SH wave by lining tunnel in near fault site[J]. **Journal of Disaster Prevention and Mitigation Engineering**, 2020, 40(4): 556-565, 605.
- [26] Itasca Consulting Group. 3DEC user's manual[M]. [S. l.]: Itasca Consulting Group, 2022.