DOI：10.3724/1000-6915.jrme.2025.0541

近断层速度型脉冲波作用下高山峡谷复杂场地地震响应研究

周凤玺[1]，罗 瑞[1]，梁玉旺[2*]，巴振宁[3]

（1. 兰州理工大学 土木与水利工程学院，甘肃 兰州 730050；2. 浙江工业大学 土木工程学院，浙江 杭州 310014；
3. 天津大学 土木系，天津 300072）

摘要：基于比例边界有限元法开展高山峡谷复合地形对近断层速度型脉冲波散射特性的时域分析。将高山峡谷复合场地的半无限区域划分为近场有限区域和远场无限区域。近场区域中的高山峡谷地形由半正弦型曲线表示，并通过四叉树网格技术进行离散；远场中的散射波场由位移－单位脉冲响应函数模拟。利用希尔伯特－黄变换从 San Fernando，Northridge 和 Chi-Chi 地震记录中提取典型脉冲波，并将其转化为近远场交界面上的等效节点荷载实现地震动输入。通过多参数分析研究高山峡谷地形特征和近断层速度型脉冲波特性等因素对场地地震效应的影响规律，结果表明：峡谷切割深度对速度型脉冲波散射影响显著，谷底区域地表峰值加速度降幅达 85%～90%；山体高度变化对非速度型脉冲波响应更为敏感，引起的竖向位移增幅约为速度型脉冲波的 2.4 倍；速度型脉冲波对入射角度变化更为敏感，后侧山体地表峰值加速度增幅较前侧高约 65 %。研究结果可为近断层高山峡谷场地抗震设计与场地地震安全性评估提供理论依据。

关键词：地震工程；地形效应；高山峡谷；复杂场地；近断层速度型脉冲波；比例边界有限元法

中图分类号：P 31 **文献标识码：**A **文章编号：**1000－6915(2026)03－0842－14

第 一 作 者：周凤玺（1979－），现任教授，主要从事岩土力学及特殊土方面的研究工作。E-mail：geolut@163.com

***通信作者：**梁玉旺（1994－），现任助理研究员，主要从事复杂场地地震效应工程波动方面的研究工作。E-mail：liangyw@yeah.net

Seismic response of alpine valley composite site under near-fault velocity pulse waves excitation

ZHOU Fengxi[1], LUO Rui[1], LIANG Yuwang[2*], BA Zhenning[3]

(1. *School of Civil and Hydraulic Engineering*, *Lanzhou University of Technology*, *Lanzhou*, *Gansu* 730050, *China*; 2. *College of Civil Engineering*, *Zhejiang University of Technology*, *Hangzhou*, *Zhejiang* 310014, *China*; 3. *Department of Civil Engineering*, *Tianjin University*, *Tianjin* 300072, *China*)

Abstract: This study investigates the time-domain scattering characteristics of near-fault velocity pulse waves in alpine valley composite sites using the scaled boundary finite element method (SBFEM). A coupled near-field/far-field computational framework has been established, where the finite near-field region, characterized by semi-sinusoidal topography, is discretized using quadtree mesh generation. The unbounded far-field is accurately modeled through displacement unit-impulse response functions. Representative velocity pulses, extracted from the San Fernando, Northridge, and Chi-Chi earthquake records via the Hilbert-Huang transform, are converted into

收稿日期：2025－07－24；**修回日期：**2025－10－20

基金项目：甘肃省联合基金项目（25JRRA1154）；国家资助博士后研究人员计划（GZC20252134）；浙江省自然科学基金资助项目（LQN26E080026）
Supported by the Gansu Provincial Joint Fund Project (Grant No. 25JRRA1154), Postdoctoral Fellowship Program of CPSF (Grant No. GZC20252134) and Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. LQN26E080026)

equivalent nodal loads at the computational interface to ensure physically consistent wave input. Parametric studies reveal that the depth of valley incision significantly influences velocity pulse wave scattering, reducing peak ground acceleration at the valley bottom by 85% – 90% due to wave diffraction and shielding mechanisms. Variations in mountain height substantially amplify vertical displacements under non-velocity pulse waves, producing responses approximately 2.4 times greater than those induced by velocity pulses. The scattering of velocity pulse waves is particularly sensitive to incident angles, with peak ground acceleration amplification on the rear mountain slope exceeding that on the front slope by about 65%, highlighting directional amplification effects. These findings provide a theoretical foundation for evaluating and designing seismic safety in near-fault alpine valley terrain.

Key words: engineering seismology; topographic effects; alpine valley; composite site; near-fault velocity pulse waves; scaled boundary finite element method(SBFEM)

First author: ZHOU Fengxi (1979 –), professor, is engaged in geotechnical engineering and special soil research. E-mail: geolut@163.com

***Corresponding author:** LIANG Yuwang (1994 –), assistant research fellow, is engaged in seismic effects and engineering vibrations in complex sites. E-mail: liangyw@yeah.net

1　引　言

场地放大效应是地震学中被广泛认可的现象，对地震期间建筑物破坏的严重程度及其空间分布有重要影响[1-3]。复杂场地地震波传播模型与散射特性研究一直是地震工程领域的热点研究课题。

目前，关于地震波场地放大效应的研究方法主要包括强震观测和理论分析。场地放大效应的研究始于强震观测，在 1971 年美国 San Fernando 地震中，M. D. Trifunac 和 D. E. Hudson[4]通过对 Pacoima 大坝上的台站观测数据进行分析，发现了地震动放大现象。在 1994 年 Northridge 地震中，山脊处记录到的地表峰值加速度(*PGA*)为 1.58 *g*，而峡谷底部记录到的加速度通常小于 0.50 *g*[5]。在 2008 年汶川 8.0 级地震中，Q. Ma 等[6]基于西山公园地形观测阵列(该阵列自 2007 年起运行，包含 8 个观测站)记录的强震动数据分析表明，位于相对陡峭斜坡上的 7# 观测站的 *PGA* 相比参考站放大了 1.62 倍。在 2022 年青海门源 6.9 级地震中，张世亮等[7]通过对间距 5.5 km 的 GS.H0015 与 GS.H0022 地震烈度仪站点观测数据的对比分析发现，GS.H0015 台站记录到的地表峰值加速度(*PGA*)显著高于 GS.H0022 站，其中竖直分量 *PGA* 差异超过 8 倍，水平分量差异达 3～6 倍。在 2023 年 12 月甘肃积石山 6.2 级地震中，近场区域记录到的地表峰值加速度(*PGA*)最高达 0.91 *g*，而不同地形位置的地面运动响应存在显著差异。根据地形位置指数(*TPI*)的分析结果，相对较高海拔(正 *TPI* 值)的站点倾向于放大短周期地面运动，其地形放大因子在 0.6～1.5 s 范围内达到最大值约 0.74；而相对较低海拔(负 *TPI* 值)的站点则倾向于减弱地面运动，其地形衰减因子在 0.8 和 2.0 s 周期达到最强衰减，约为−0.58[8]。理论研究方法主要包括解析分析和数值模拟，解析解主要以波函数展开法[9-11]和复变函数法[12-13]为代表，适用于散射体简单的线弹性介质问题。数值模拟理论上可以处理任意复杂问题，根据对近远场交界面处理方式可分为域方法、边界方法及其他方法。域方法包括有限差分法[14]、有限元法[15-16]和谱元法[17]等，须借助人工边界条件将无限区域截断为有限区域来减小离散范围，同时需要满足无穷远辐射条件[18-19]。边界方法中使用最广的是边界元法[20]，能够降低研究维度，不需要区域截断，并且自动满足辐射条件，在研究地震波地形效应方面也有独到的优势。比例边界有限元法(scaled boundary finite element method，SBFEM)由 C. M. Song 和 J. P. Wolf[21]于 1997 年提出，是一种求解偏微分方程的新型半解析半数值方法。SBFEM 兼具有限元方法(FEM)和边界元方法(BEM)的优势，与 FEM 相比，其半解析特性使其求解精度高，且容易构造任意形状的多边形单元；与 BEM 相比，不需要基本解即可自动满足无穷远辐射边界条件。SBFEM 在波动散射问题中具有独特的优势。国内方面，G. Lin 等[22]最早将 SBFEM 应用于地下结构对地震波散射问题中。目前 SBFEM 在地震波散射问题中已得到广泛应用[23-26]。

上述关于地震波场地反应的研究忽略了近断层速度型脉冲波的影响。M. D. Trifunac 和 D. E. Hudson[4]通过对 1971 年 San Fernando 地震记录的研究指出，

靠近断层的地震波中包含具有异常大速度幅值和长周期特征的脉冲波，此类脉冲波对结构响应影响显著并常导致严重破坏。直到 1994 年 Northridge 地震之后，脉冲波对长周期结构的危害性才得到充分认识，近断层效应的影响亦开始被纳入考量[27]。然而，当前关于脉冲波散射与放大效应的数值模拟研究主要集中于单一地形方面。例如，D. Assimaki[28]采用谱元法分析了斜坡地形对特定频段内脉冲型地震动的放大特性，发现脉冲波在斜坡山脊、山顶等突出地形处的高频分量(＞1 Hz)会被显著放大，这种放大进一步导致地表峰值加速度(*PGA*)增幅提升20%以上。然而，据笔者所知，目前关于更为符合实际的高山峡谷复合地形对速度型脉冲波的散射特性尚未见报道，其内在的能量传播与分配机制尚不明确。

本文基于比例边界有限元法给出了高山峡谷复合地形对近断层速度型脉冲波散射的半解析解答。首先将高山峡谷复合场地的半无限区域分解为近场有限区域和远场无限区域，并利用四叉树网格技术离散近场有限区域，采用位移－单位脉冲响应函数模拟远场区域中的散射波场。然后借助希尔伯特－黄变换方法识别提取了 San Fernando，Northridge 和 Chi-Chi 地震中脉冲波信息，并将其转换为施加在近远场交界面上的等效荷载来实现脉冲波的输入。最后通过参数化分析研究了高山峡谷地形特征和近断层速度型脉冲波特性对场地地震响应的影响规律，研究结果可为位于复杂场地中的重大工程的抗震设计和场地安全评估提供理论依据。

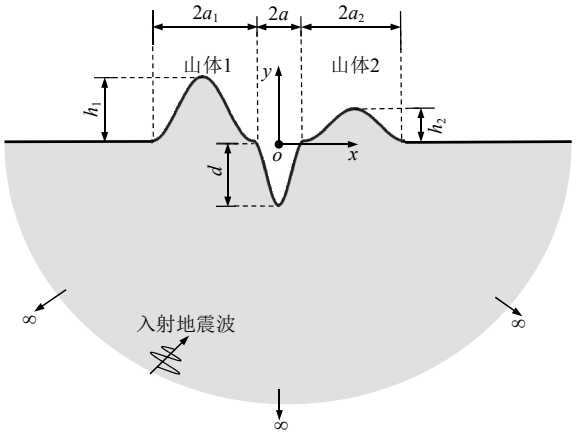
2　数学模型

将高山峡谷复合地形简化为如图 1(a)所示的二维模型，山体 1 的高度为 h_1，宽度为 $2a_1$，山体 2 高度为 h_2，宽度为 $2a_2$，峡谷宽度为 a，深度为 d，其轮廓线均为半正弦型曲线，轮廓线方程为

$$y=\begin{cases}0.5h_1\{1+\cos[\pi(x+a_1+a)/a_1]\} \\ \qquad (-2a_1-a\leqslant x<-a) \\ -0.5d[1+\cos(\pi x/a)] \\ \qquad (-a\leqslant x\leqslant a) \\ 0.5h_2\{1+\cos[\pi(x+a_2+a)/a_2]\} \\ \qquad (a<x\leqslant 2a_2+a)\end{cases} \tag{1}$$

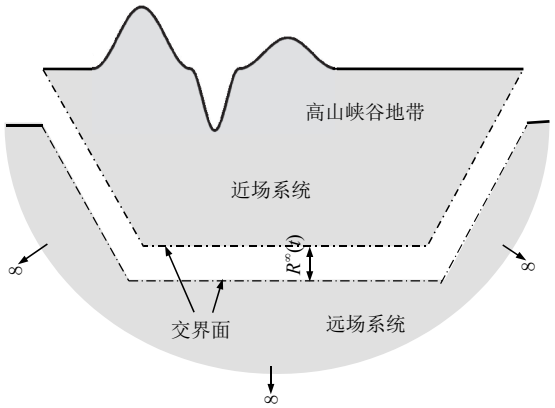
基于 SBFEM 理论将二维半平面划分为近场有限区域和远场无限区域，如图 1(b)所示，近场有限区域的相关材料参数如表 1[26]所示。近场通常被截取为包含复杂地形的矩形区域，由四叉树进行离散。远场区域通常被简化为线弹性介质，只需保证在近/远场边界处满足波动单向传播的辐射条件，由位移单位脉冲响应函数模拟。单位位移脉冲响应函数在 SBFEM 框架中能够自动满足辐射条件。因此，近场区域大小仅需考虑地形对地震动空间分布的影响范围，而无需考虑人工边界距离对地震动的影响。近场与远场通过相互作用力 $R^{\infty}(t)$ 进行耦合，相互作用力需通过逐步积分法来求解。

假设近场有限区域为均匀的、各向同性的线弹



(a) 二维模型

(a) Two-dimensional model



(b) 近场区域与远场区域的划分

(b) Division of Near-Field and Far-Field Regions

图 1　高山峡谷复合地形计算模型

Fig.1　Computational model for complex terrain of alpine valley composite site

表 1　近场有限区域的相关材料参数[26]

Table 1　Relevant material parameters of the near-field finite region[26]

弹性模量 (Young's modulus)/ GPa	泊松比 (Poisson's ratio)	质量密度 (mass density)/ (kg • m^{-3})	横波波速 (shear wave velocity)/ (m • s^{-1})	纵波波速 (compressed wave velocity)/ (m • s^{-1})
25	0.3	2 600	1 923	3 597

性体，其运动方程可表示为

$$L^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\sigma}+\boldsymbol{f}-\rho\frac{\partial^2\boldsymbol{u}}{\partial t^2}=0 \tag{2}$$

式中：$\boldsymbol{L}$ 为偏微分算子，$\boldsymbol{f}$ 为体积力，ρ 为质量密度，$\boldsymbol{u}$ 为位移张量，$\boldsymbol{\sigma}$ 为应力张量。$\boldsymbol{L}$，$\boldsymbol{\sigma}$ 满足胡克定律：

$$\boldsymbol{L}=\begin{bmatrix}\dfrac{\partial}{\partial x} & 0\\ 0 & \dfrac{\partial}{\partial y}\\ \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial x}\end{bmatrix} \tag{3}$$

$$\boldsymbol{\sigma}=\boldsymbol{D}\boldsymbol{\varepsilon} \tag{4}$$

式中：$\boldsymbol{D}$ 为弹性矩阵；$\boldsymbol{\varepsilon}$ 为应变张量，与位移的几何关系：

$$\boldsymbol{\varepsilon}=\boldsymbol{L}\boldsymbol{u} \tag{5}$$

3　比例边界有限元法

近场系统的 SBFEM 位移动力刚度矩阵方程[29-31]可表示为

$$(\boldsymbol{S}(\omega)-\boldsymbol{E}^1)(\boldsymbol{E}^0)^{-1}(\boldsymbol{S}(\omega)-(\boldsymbol{E}^1)^{\mathrm{T}})+\omega\boldsymbol{S}(\omega)_{,\omega}-\boldsymbol{E}^2+\omega^2\boldsymbol{M}^0=0 \tag{6}$$

其中，

$$\boldsymbol{E}^0=\int_{-1}^{+1}(\boldsymbol{B}^1(\eta))^{\mathrm{T}}\boldsymbol{D}(\eta)\boldsymbol{B}^1(\eta)\,|J(\eta)|\,\mathrm{d}\eta \tag{7}$$

$$\boldsymbol{E}^1=\int_{-1}^{+1}(\boldsymbol{B}^2(\eta))^{\mathrm{T}}\boldsymbol{D}(\eta)\boldsymbol{B}^1(\eta)\,|J(\eta)|\,\mathrm{d}\eta \tag{8}$$

$$\boldsymbol{E}^2=\int_{-1}^{+1}(\boldsymbol{B}^2(\eta))^{\mathrm{T}}\boldsymbol{D}(\eta)\boldsymbol{B}^2(\eta)\,|J(\eta)|\,\mathrm{d}\eta \tag{9}$$

$$\boldsymbol{M}^0=\int_{-1}^{+1}(\boldsymbol{N}(\eta))^{\mathrm{T}}\rho(\eta)\boldsymbol{N}(\eta)\,|J(\eta)|\,\mathrm{d}\eta \tag{10}$$

远场系统的 SBFEM 动态刚度矩阵方程[29-31]可类似表示为

$$(\boldsymbol{S}^\infty(\omega)+\boldsymbol{E}^1)(\boldsymbol{E}^0)^{-1}(\boldsymbol{S}^\infty(\omega)+(\boldsymbol{E}^1)^{\mathrm{T}})-\omega\boldsymbol{S}^\infty(\omega)_{,\omega}-\boldsymbol{E}^2+\omega^2\boldsymbol{M}^0=0 \tag{11}$$

近场系统的时域运动方程[29-31]可表示为

$$\begin{bmatrix}\boldsymbol{M}_{ss} & \boldsymbol{M}_{sb}\\ \boldsymbol{M}_{bs} & \boldsymbol{M}_{bb}\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\ddot{\boldsymbol{u}}_s^t(t)\\ \ddot{\boldsymbol{u}}_b^t(t)\end{Bmatrix}+\begin{bmatrix}\boldsymbol{C}_{ss} & \boldsymbol{C}_{sb}\\ \boldsymbol{C}_{bs} & \boldsymbol{C}_{bb}\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\dot{\boldsymbol{u}}_s^t(t)\\ \dot{\boldsymbol{u}}_b^t(t)\end{Bmatrix}+\begin{bmatrix}\boldsymbol{K}_{ss} & \boldsymbol{K}_{sb}\\ \boldsymbol{K}_{bs} & \boldsymbol{K}_{bb}\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\boldsymbol{u}_s^t(t)\\ \boldsymbol{u}_b^t(t)\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}\boldsymbol{F}_s^t(t)\\ \boldsymbol{F}_b^t(t)-\boldsymbol{R}_t^\infty(t)\end{Bmatrix} \tag{12}$$

其中，在近场系统中，质量矩阵、静力刚度矩阵和阻尼矩阵分别用 $\boldsymbol{M}$，$\boldsymbol{K}$ 和 $\boldsymbol{C}$ 表示，下标“s”表示近场域内的节点，下标“b”表示近场与远场交界面上的节点。节点的总位移场 $\boldsymbol{u}^t(t)$ 由散射位移场 $\boldsymbol{u}^s(t)$ 和自由位移场 $\boldsymbol{u}^f(t)$ 两部分组成：

$$\boldsymbol{u}^t(t)=\boldsymbol{u}^f(t)+\boldsymbol{u}^s(t) \tag{13}$$

$$\boldsymbol{F}^t(t)=\boldsymbol{F}^f(t)+\boldsymbol{F}^s(t) \tag{14}$$

其中，节点力由散射位移场引发的部分和自由位移场引发的部分组成，记为 $\boldsymbol{F}^f(t)$ 和 $\boldsymbol{F}^s(t)$，而 $\boldsymbol{F}^t(t)$ 表示作用在节点上的总力。

为了使近场中由场地效应产生的散射波能够辐射到无穷远处，必须考虑远场系统的作用，从而将散射场运动引起的节点力表示为

$$\boldsymbol{F}_b^s(t)=-\int_0^t\boldsymbol{S}^\infty(t)\boldsymbol{u}_b^s(t-\tau)\mathrm{d}\tau \tag{15}$$

将式(15)代入式(14)进一步可得

$$\boldsymbol{F}_b^t(t)=\boldsymbol{F}_b^f(t)-\int_0^t\boldsymbol{S}^\infty(t)\boldsymbol{u}_b^s(t-\tau)\mathrm{d}\tau=\boldsymbol{F}_b^f(t)-\int_0^t\boldsymbol{S}^\infty(\tau)\boldsymbol{u}_b^f(t-\tau)\mathrm{d}\tau-\int_0^t\boldsymbol{S}^\infty(t)\boldsymbol{u}_b^t(t-\tau)\mathrm{d}\tau \tag{16}$$

近/远场交界面上的相互作用力[29-30]可表示为

$$\boldsymbol{R}_b^\infty(t)=\int_0^t\boldsymbol{S}^\infty(\tau)\boldsymbol{u}_b^t(t-\tau)\mathrm{d}\tau \tag{17}$$

4　近断层速度型脉冲波的选取与输入

4.1　地震波的等效节点荷载

为了不失一般性，本文以平面 P 波入射为例，如图 2 所示，平面 P 波以角度 θ_1 入射时，半空间中会产生反射角为 θ_1 的 P 波和反射角为 θ_2 的 SV 波，半空间中的位移场可表达如下：

$$u_x^f(x,\ y,\ t)=u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{in}}(x,\ y,\ t)\sin\theta_1+\frac{A_2}{A_1}u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)\cdot\sin\theta_1+\frac{B_2}{A_1}\frac{c_{\mathrm{P}}}{c_{\mathrm{SV}}}u_{\mathrm{SV}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)\cos\theta_2 \tag{18}$$

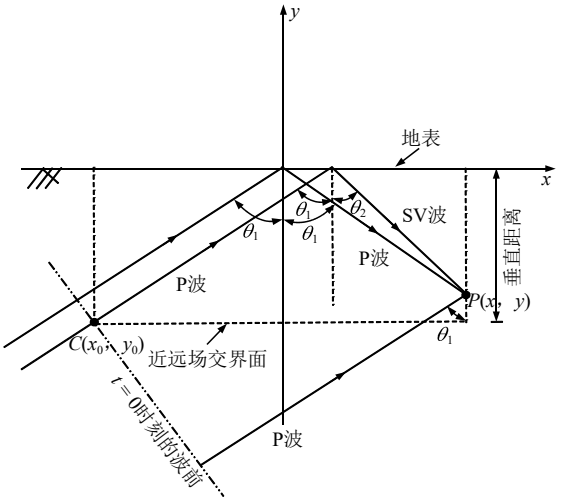


图 2　平面 P 波的入射与反射

Fig.2　Incidence and reflection of a plane P-wave

$$u_y^f(x,\ y,\ t)=u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{in}}(x,\ y,\ t)\cos\theta_1-\frac{A_2}{A_1}u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)\cdot\cos\theta_1+\frac{B_2}{A_1}\frac{c_{\mathrm{P}}}{c_{\mathrm{SV}}}u_{\mathrm{SV}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)\sin\theta_2 \tag{19}$$

式中：$u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{in}}(x,\ y,\ t)$，$u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)$和$u_{\mathrm{SV}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)$，分别为入射 P 波，反射 P 波和反射 SV 波在观测点的分量；c_{P}，c_{SV}分别为 P 波和 SV 波波速。

反射 P 波的相对位移幅值为

$$\frac{A_2}{A_1}=\frac{\sin(2\theta_1)\sin(2\theta_2)-k^2\cos^2(2\theta_2)}{\sin(2\theta_1)\sin(2\theta_2)+k^2\cos^2(2\theta_2)} \tag{20}$$

反射 SV 波的相对位移幅值为

$$\frac{B_2}{A_1}=\frac{\sin(2\theta_1)\cos(2\theta_2)}{\sin(2\theta_1)\sin(2\theta_2)+k^2\cos^2(2\theta_2)} \tag{21}$$

其中，

$$k=\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2}=\frac{c_{\mathrm{P}}}{c_{\mathrm{SV}}}=2\left[\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}\right]^{1/2} \tag{22}$$

$$\theta_2=\arcsin\left(\frac{\sin\theta_1}{k}\right) \tag{23}$$

如图 2 所示，假定 $t=0$ 为入射平面 P 波波前到达点 $C(x_0,\ y_0)$的时刻。基于此计算交界面上任意观测点$(x,\ y)$处的分量$u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{in}}(x,\ y,\ t)$，$u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)$和$u_{\mathrm{SV}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)$，进而求解得到时程响应 $g(t)$的激励函数：

$$u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{in}}(x,\ y,\ t)=g(t-\Delta t_1) \tag{24}$$

$$u_{\mathrm{P}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)=g(t-\Delta t_2) \tag{25}$$

$$u_{\mathrm{SV}}^{\mathrm{re}}(x,\ y,\ t)=g(t-\Delta t_3) \tag{26}$$

式中：Δt_i为入射波或反射波到达点$(x,\ y)$的延迟响应时间，具体可表示为

$$\Delta t_1=\frac{(x-x_0)\sin\theta_1+(y-y_0)\cos\theta_1}{c_{\mathrm{P}}} \tag{27}$$

$$\Delta t_2=\Delta t_1+\frac{2(R-y-y_0)\cos\theta_1}{c_{\mathrm{P}}} \tag{28}$$

$$\Delta t_3=\Delta t_1+\frac{\cos(\theta_1+\theta_2)}{c_{\mathrm{SV}}\cos\theta_2}(R-y-y_0)+\frac{R-y-y_0}{c_{\mathrm{P}}\cos\theta_2} \tag{29}$$

由弹性力学中的胡克定律和几何方程，可得到应力－位移的关系：

$$\begin{Bmatrix}\sigma_x\\ \sigma_y\\ \tau_{xy}\end{Bmatrix}=\frac{E}{1+\nu}\begin{bmatrix}\dfrac{1-\nu}{1-2\nu} & \dfrac{1-\nu}{1-2\nu} & 0\\ \dfrac{1-\nu}{1-2\nu} & \dfrac{1-\nu}{1-2\nu} & 0\\ 0 & 0 & \dfrac{1-\nu}{1-2\nu}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\dfrac{\partial}{\partial x} & 0\\ 0 & \dfrac{\partial}{\partial y}\\ \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial x}\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}u_x\\ u_y\end{Bmatrix} \tag{30}$$

等效节点力由形函数和交界面上单元表面牵引力确定[29-30]：

$$\boldsymbol{F}_b^f(t)=\int\boldsymbol{N}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{t}_b^f\,\mathrm{d}s \tag{31}$$

4.2　近断层速度型脉冲波的选取

通过引入临界区域特征参数修正模型[32]，并结合谢俊举等[33]的框架，构建了多维度的全向旋转分解技术体系，即在水平面内建立 0°～360°连续方位坐标系，借助希尔伯特－黄变换(HHT)对每个方向的速度时程进行时频联合分析，同步提取能量累积率与波形相似度两类关键参数。以 1971 年的 San Fernando 地震、1994 年的 Northridge 地震和 1999 年的 Chi-Chi 地震作为研究对象，具体参数详见表 2[34]，提取到的近断层速度型脉冲波如图 3 所示，将图 3 所示速度时程通过积分转换为位移时程，并利用节 4.1 中的地震波等效荷载法实现近断层速度型脉冲波的输入。

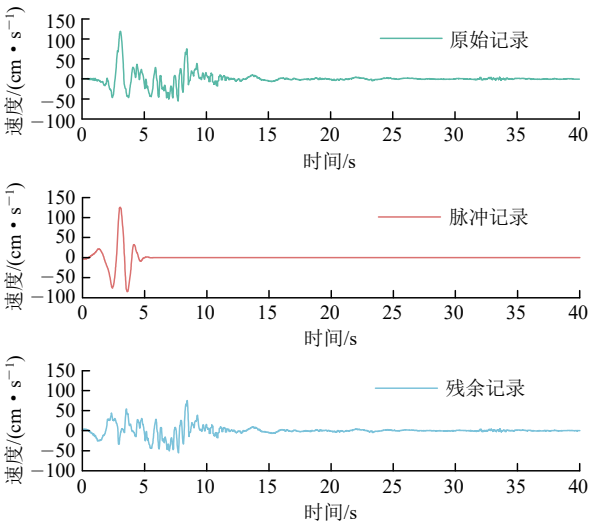
5　数值验证

为了验证本文方法正确性，本节计算了平面 P 波入射下半圆形峡谷和山体地形地表位移幅值，计算模型网格离散图如图 4 所示，半圆形峡谷和山体的半径为 a = 200 m，半空间的 P 波波速c_{p} = 1 600 m/s；SV 波波速 c_{S} = 800 m/s，泊松比 ν = 1/3。采用位移函数 Ricker 子波 $A[1-2(\pi f(t-t_0))^2]\mathrm{e}^{-[\pi f(t-t_0)]^2}$ 用于地震波的输入，其中 Ricker 子波幅值 A = 0.001 m；初始响应时间 t_0 = 0.5 s；中心频率 f=1 和 2 Hz 两种情况，

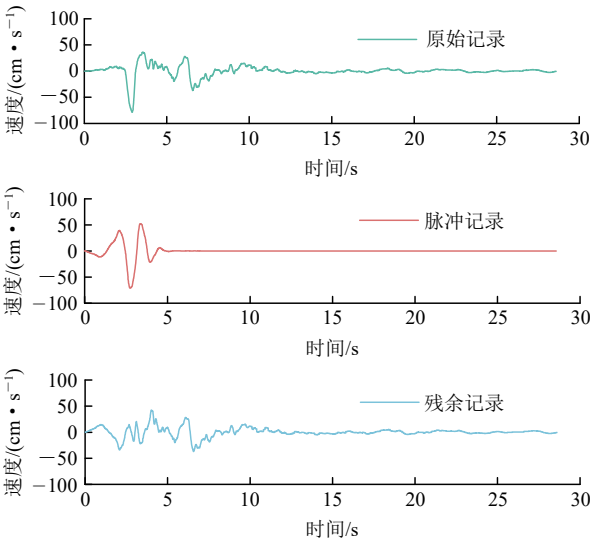
表 2　脉冲信息的主要参数[34]

Table 2　Key parameters of near-fault velocity pulses[34]

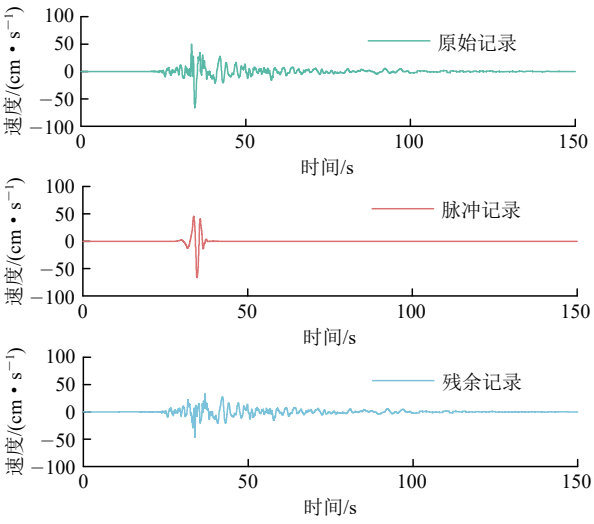
地震波 (event)	年份 (year)	观测站点 (station)	T_{P}/s	PGV/ (cm • s^{-1})	PGA/g	M_{w}^*	距离(distance)/km	
							最近断层距 (closest)	震源 (epicentral)
San Fernando	1971	Pacoima Dam(upper left abut)	1.6	116.5	1.250	6.6	1.8	11.9
Northridge-01	1994	LA Dam	1.7	77.1	0.895	6.7	5.9	11.8
Chi-Chi	1999	CHY006	2.6	64.7	0.512	7.6	9.8	40.5



(a) San Fernando



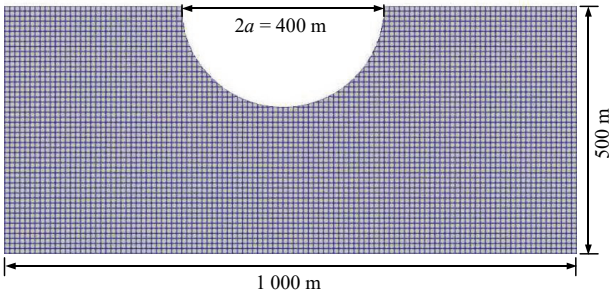
(b) Northridge - 01



(c) Chi-Chi

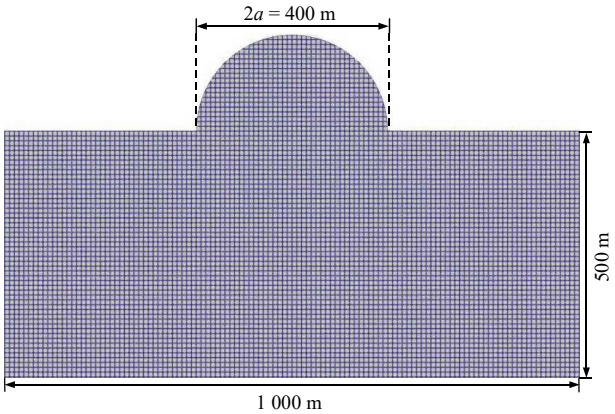
图 3　近断层脉冲型地震动时程曲线

Fig.3　Time-series curves of near-fault pulse-like ground motion



(a) 半圆形峡谷

(a) Mesh discretization of the semi-circular canyon



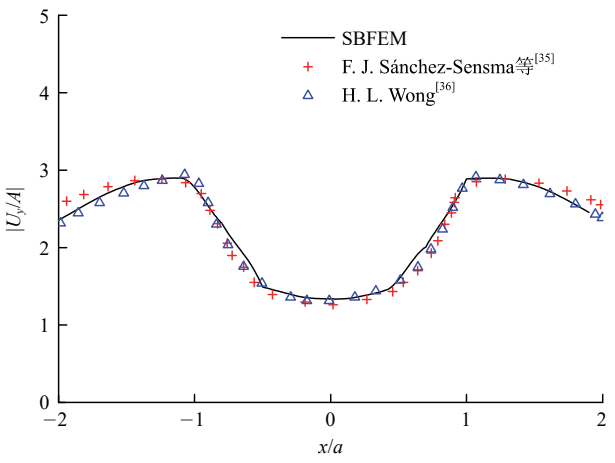
(b) 半圆形山体

(b) Mesh discretization of the semi-circular hill

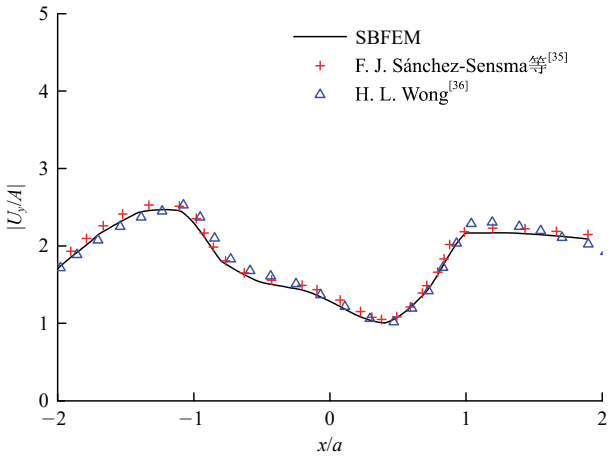
图 4　半圆形峡谷和山体计算模型及网格离散图

Fig.4　Mesh discretization of numerical verification

对应的峡谷和山体直径与剪切波波长比值分别为 0.5 和 1。图 5 给出了 Ricker 子波中心频率取值为 f= 1 Hz，对应量纲一的频率 $\eta = 2a / \lambda_s = 0.5$ 时半圆形峡谷对平面 P 波散射的 SBFEM 与 F. J. Sánchez-Sesma 等[35-36]比较结果；图 6 给出了 f=1 Hz，对应量纲一的频率 η=1 时半圆形山体对平面 P 波散射的 SBFEM 与 M. Kamalian 等[37]的比较结果，从图 5 和 6 中可以看出，本文计算结果与文献结果非常吻合，表明了本文计算方法的正确性。



(a) $\theta_1 = 0°$



(b) $\theta_1 = 30°$

图 5　半圆形峡谷地表位移幅值分布曲线

Fig.5　Semicircular canyon surface displacement amplitude distribution curve

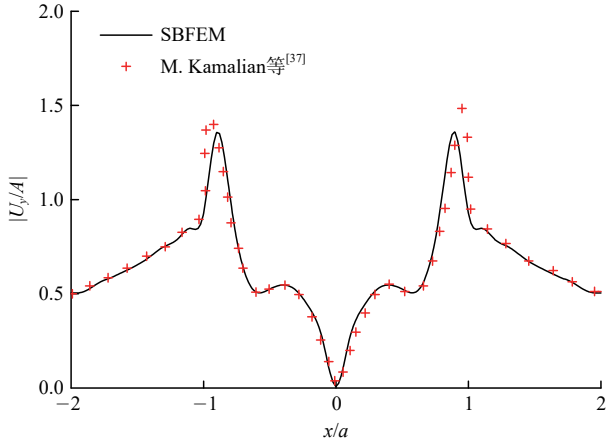


图 6　半圆形山体地表位移幅值分布曲线

Fig.6　Semicircular hill surface displacement amplitude distribution curve

6　算例分析

图 7 给出了高山峡谷复合地形的网格离散图。为了量化评估地形对地震响应的影响，引入地表峰值加速度(*PGA*)的放大因子 R_f 作为评价指标：

$$R_f = \frac{PGA(m)}{PGA(0)} \tag{32}$$

式中：$PGA(m)$，$PGA(0)$分别为山体与峡谷表面观测点的 *PGA* 和自由场的 *PGA*。

选取 1971 年 San Fernando 地震、1994 年 Northridge 地震和 1999 年 Chi-Chi 地震 3 次近断层脉冲型地震，进行参数化分析。San Fernando 地震中，Pacoima Dam 台站首次记录到 1.25 *g* 的低频脉冲型地震动(历史首次突破 1 *g* 记录)，震源深度 11.9 km。Northridge 地震中，LA Dam 台站记录到间隔

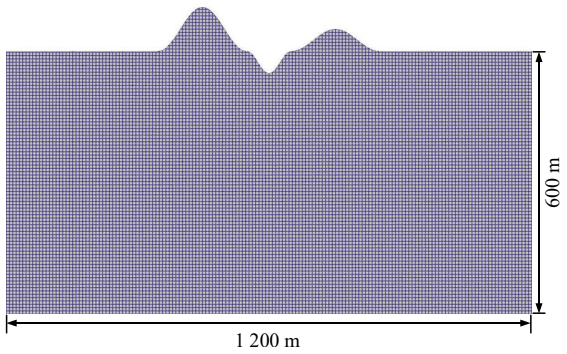


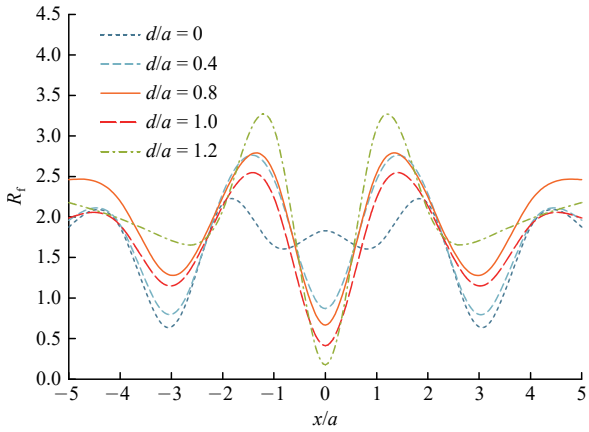
图 7　高山峡谷复合地形网格离散图

Fig.7　Mesh discretization of alpine valley composite site

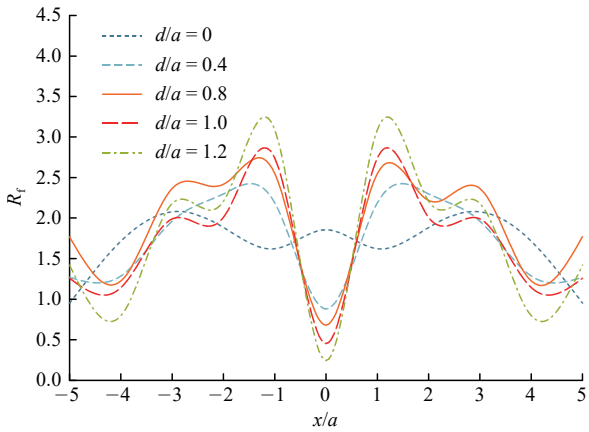
1.7 s 的双脉冲型速度时程，峰值加速度达 0.895 *g*，其脉冲周期与中短周期建筑(T_b = 1.2～1.8 s)的自振周期接近。Chi-Chi 地震中，CHY006 台站测得峰值加速度 0.512 *g*，脉冲周期为 2.6 s，与 10～15 层建筑的自振周期匹配，致使该类建筑倒塌率激增。以上 3 次近断层速度型脉冲波具有典型性，为近断层速度型脉冲波的研究提供了参考方案。

6.1　峡谷切割深度对地震放大效应的影响

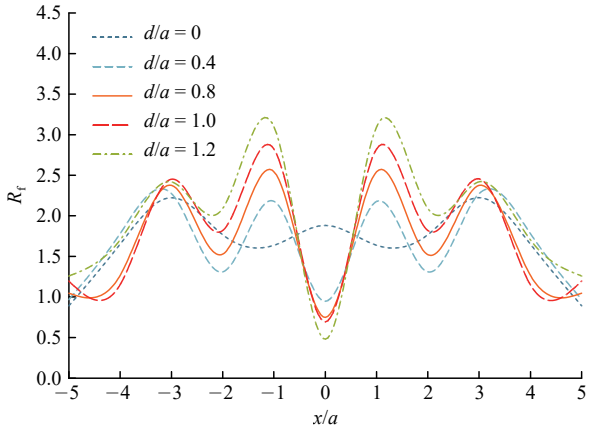
设定左侧山体几何参数为 $h_1/a = 0.4$，$a_1/a = 2$；右侧山体几何参数为 $h_2/a = 0.4$，$a_2/a = 2$，图 8 给出了速度型脉冲波入射时 R_f 的分布特性，峡谷切割



(a) San Fernando Pacoima Dam(upper left abut)



(b) Northridge - 01 LA Dam

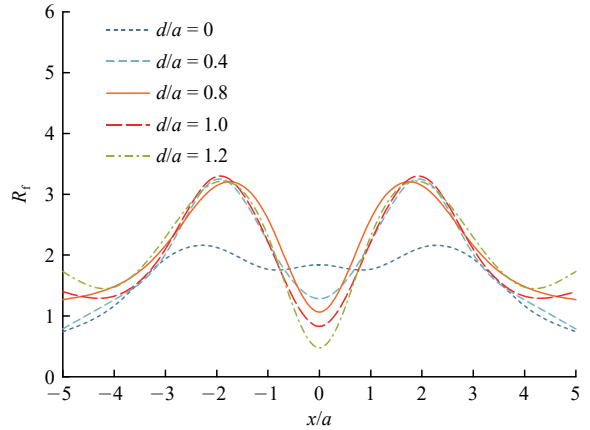


(c) Chi-Chi CHY006

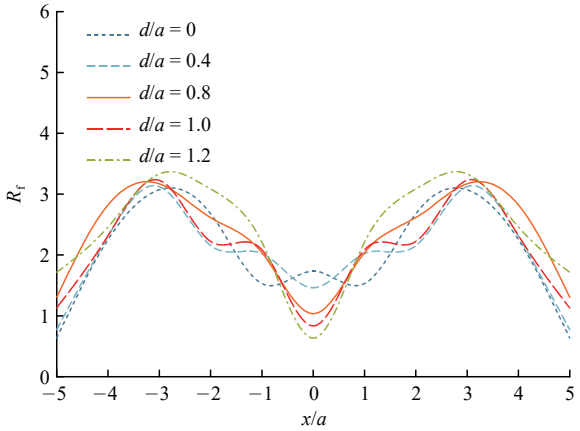
图 8　近断层速度型脉冲波入射时峡谷切割深度对 *PGA* 放大因子的影响

Fig.8　Influence of canyon depth on peak ground acceleration amplification for near-fault velocity pulse waves

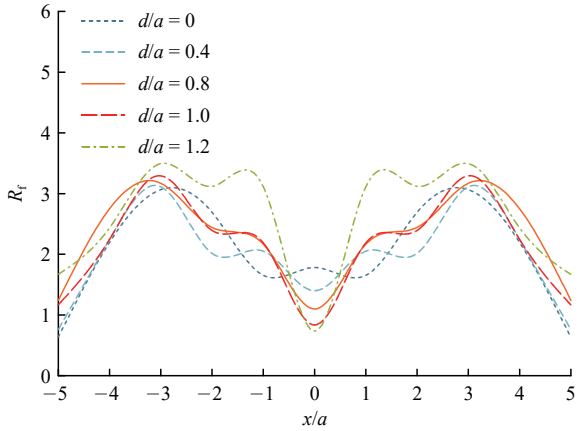
深度增加时，谷底区域的响应因子 R_f 相对于平坦地区显著降低，降幅达到 85%～90%，同时，峡谷侧山体斜坡面因波场聚焦效应呈现显著放大，该放大效应随切割深度增大而增强，当切割深度 d/a = 1.2 时，$R_f \geqslant 3.09$，该值显著高于山顶处的 R_f，超出幅度可达 42%。图 9 给出了非速度型脉冲波入射下，峡谷侧山体斜坡面的 R_f 受峡谷切割深度变化影响较小，其放大效应整体低于速度型脉冲波作用下的结果，谷底区域的 R_f 虽也随峡谷切割深度增加而减小，但降幅仅约 65%。综上，峡谷切割深度增加对速度型脉冲波的散射效应显著强于对非速度型脉冲波的影响。速度型脉冲波以低频能量为主，峡谷切割深度增加增强了地形的波散射效应。低频波在谷底因几何地形而显著衰减，在斜坡则因波场聚焦而放大。非速度型脉冲波频谱较宽，高频成分更易散射，整体对峡谷深度变化的敏感度低于集中的低频能量，故变化相对平缓。



(a) San Fernando Pacoima Dam(upper left abut)



(b) Northridge-01 LA Dam

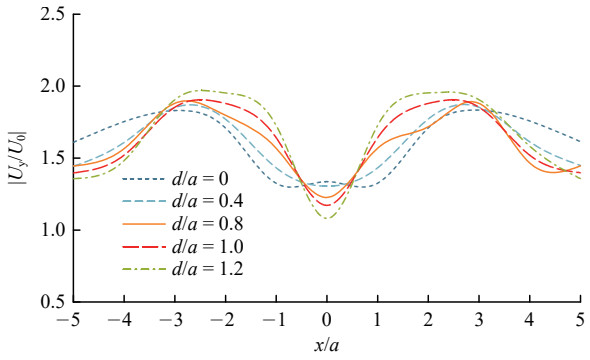


(c) Chi-Chi CHY006

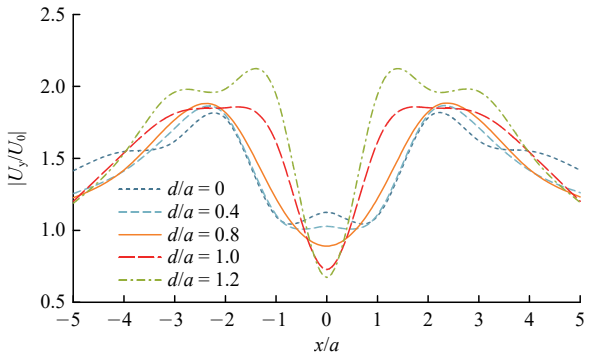
图 9　近断层非速度型脉冲波入射时峡谷切割深度对 *PGA* 放大因子的影响

Fig.9　Influence of canyon depth on peak ground acceleration amplification for near fault non-velocity pulse waves

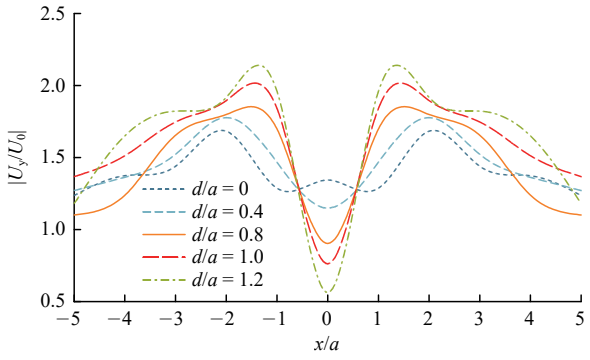
为了揭示高山峡谷场地效应对地表位移分布的影响，图 10 和 11 绘制了不同峡谷切割深度下竖直方向量纲一的位移幅值$|U_y/U_0|$的变化曲线(其中，U_y 为竖直方向的最大位移响应幅值，U_0 为入射波位移幅值)。图 10 呈现了近断层速度型脉冲波垂直入射时的结果，峡谷切割深度增加时，靠近峡谷侧的山体斜坡面竖向位移显著增大，其值相对于平坦地区的位移增幅达 53.3%，谷底区域竖向位移则明显减小，平均降幅为 39.2%，这符合峡谷基底阻抗匹配引发的竖向共振机制。图 11 则呈现了近断层非速度型脉冲波入射的情况，峡谷切割深度增加时，靠近峡谷侧的山体斜坡面竖向位移同样呈现增大趋势(平均增幅 25%)。综上所述，峡谷切割深度的增加对速度型脉冲波地表位移的散射影响更为显著，导致其位移幅值整体呈增大趋势；非速度型脉冲波的地表位移受此影响变化较小，相对较弱。



(a) San Fernando Pacoima Dam(upper left abut)



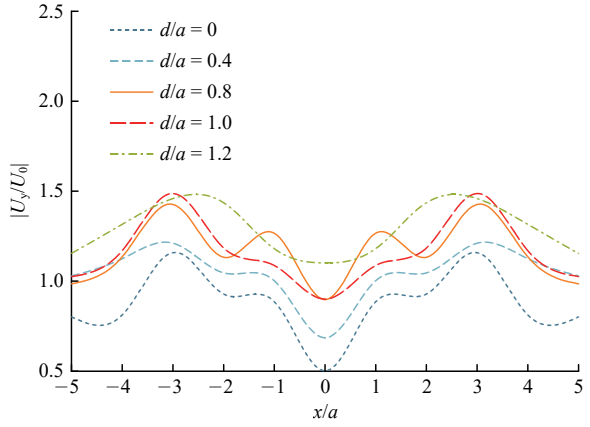
(b) Northridge－01 LA Dam



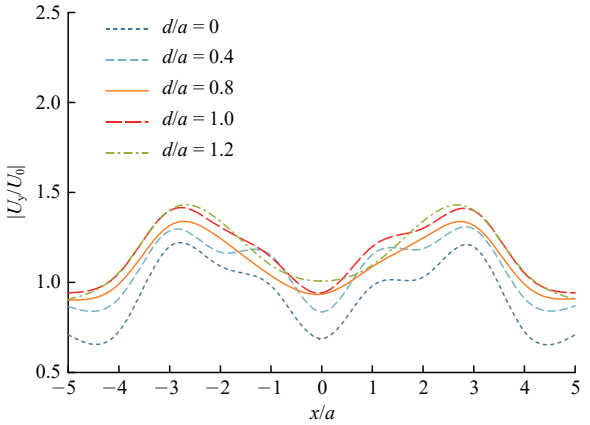
(c) Chi-Chi CHY006

图 10　近断层速度型脉冲波入射时峡谷切割深度对竖直位移的影响

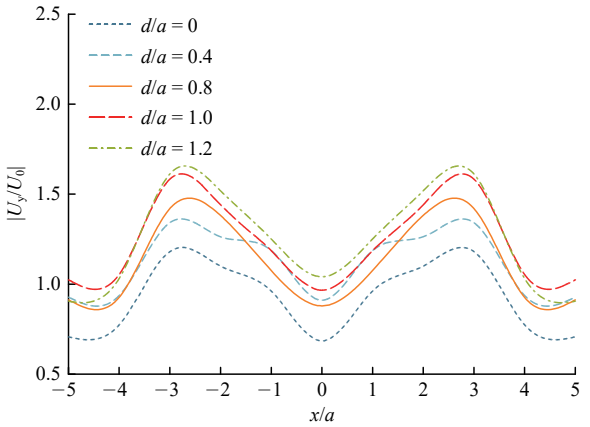
Fig.10　Influence of canyon depth on vertical displacement for near-fault velocity-pulse waves



(a) San Fernando Pacoima Dam(upper left abut)



(b) Northridge－01 LA Dam



(c) Chi-Chi CHY006

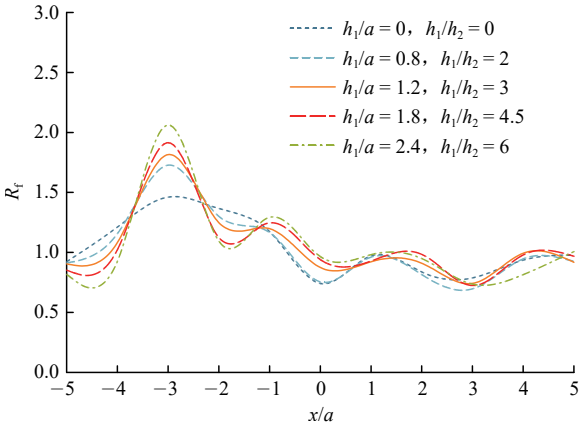
图 11　近断层非速度型脉冲波入射时峡谷切割深度对竖直位移的影响

Fig.11　Influence of canyon depth on vertical displacement for near-fault non-velocity pulse waves

对比图 8 和 9 及图 10 和 11 结果可知，San Fernando，Northridge 和 Chi-Chi 地震波虽然在脉冲特性上存在差异(见表 2)，但峡谷切割深度对地震响应的影响规律表现出显著共性：速度型脉冲波入射下，谷底放大因子随峡谷切割深度增大剧烈衰减，降幅达 85 %～90 %，且峡谷侧山体斜坡面因波场聚焦显著放大($R_f \geqslant 3.09$)；非速度型脉冲波入射下，谷底衰减幅度明显较低(约 65%)，山体斜坡面响应受深度影响微弱。这种一致性印证了地形几何形态对波散射能量的主导作用。其次分析 San Fernando，Northridge 和 Chi-Chi 地震在具体数值上存在的差异，可知差异幅度(＜15%)远小于参数变化(d/a 从 0 增至 1.2)引发的响应变化量级(＞65%)，这种差异可通过脉冲周期与场地特征周期的匹配程度解释，不影响核心物理规律的普适性。鉴于 San Fernando，Northridge 和 Chi-Chi 地震响应趋势的一致性，后续参数分析选用其中一种地震波作为输入，以突出地形参数与动力响应的内在关联。

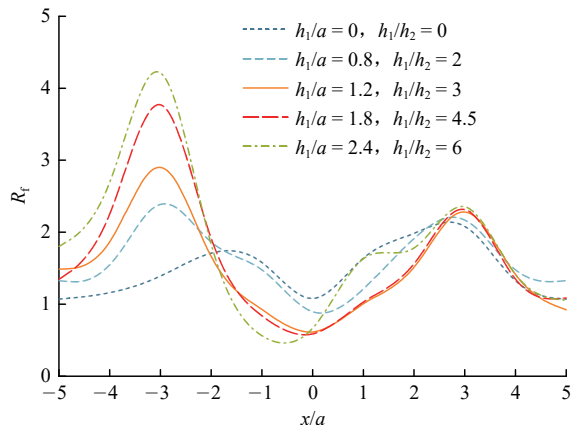
6.2　山体高度对地震响应的影响

为了分析单一山体对地震动的影响，设定右侧山体几何参数为 $h_2/a=0.4$，$a_2/a=2$；峡谷深度为 $d/a=0.4$；左侧山体宽度为 $a_1/a=2$。本节采用 San Fernando Pacoima Dam(upper left abut)，其短周期特性(脉冲周期为 1.6 s)可有效激发地形曲率对波场的再分配机制，并覆盖中低层建筑的最不利工况。图 12 给出了左侧山体高度变化对近断层地震动峰值加速度放大因子的影响规律。图 12(a)显示，近断层速度型脉冲波入射下，山脊区域的 R_f 随左侧山体高度增加而显著增大，当 h_1/a 增至 2.4 时，较平坦地形提升约 41.1%(R_f 从 $h_1/a=0.0$ 时的 1.461 增至 $h_1/a=2.4$ 时的 2.062)，山坡区域的 R_f 则随山体高度增加而减小，从 $h_1/a=0.0$ 时的 1.366 降至 $h_1/a=2.4$ 时的 1.094(降幅 19.9 %)，表明地形曲率的空间再分配效应起主导作用，当左侧山体从无到有，即 $h_1/h_2=2$($h_1/a=0.8$)时，山脊处的放大因子 R_f 已从平坦地形的 1.461 升至 1.726。当 h_1/h_2 增至 3($h_1/a=1.2$)时，R_f 进一步增加至 1.815。图 12(b)则呈现了非速度型脉冲波入射的结果，山脊区域的 R_f 主要受高程控制，随左侧山体高度增加急剧增长，即 h_1/h_2 为 6 时，增幅高达 301.8 %(约为速度型脉冲波增幅的 7.3 倍)，峡谷区域的 R_f 波动较小，但对地形高度变化表现出敏感性(降幅 45.8%)。当 $h_1/h_2=2$($h_1/a=0.8$)时，山脊处的 R_f 已从平坦地形的 1.355 进一步增加至 2.846。综上所述，速度型脉冲波的地震动放大主要受地形曲率空间再分配主导，山体高度增加对非速度型脉冲波的散射影响更为剧烈，导致其响应幅值抬升更显著。非速度型脉冲波频谱丰富，其高频成分对地形高程变化极为敏感，导致山体高度增加时 R_f 显著放大。速度型脉冲波的能量集中于低频，受高程变化影响较小，其 R_f 主要受地形整体形态调控，能量被重新分配而非单纯放大，增幅较弱。



(a)　近断层速度型脉冲波入射

(a) Incidence of near-fault velocity pulse wave



(b)　近断层非速度型脉冲波入射

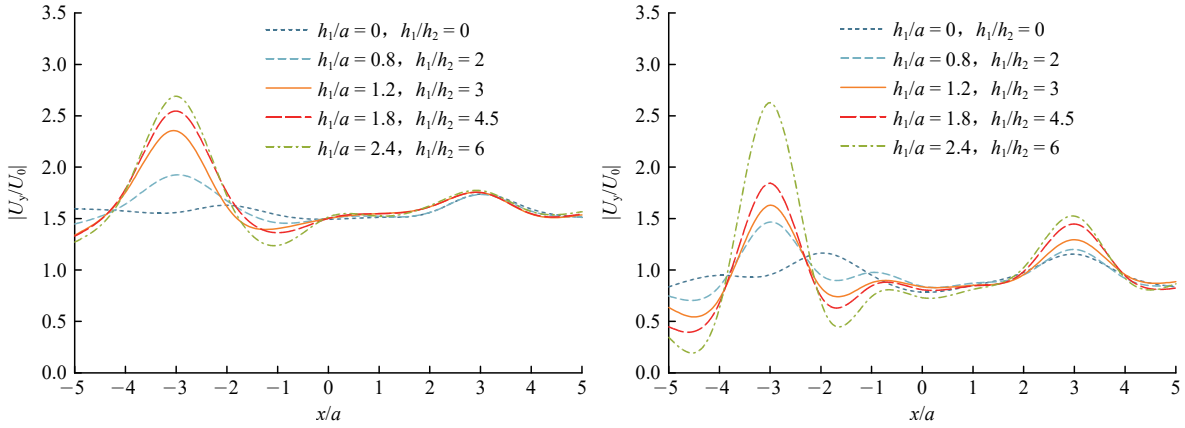
(b) Incidence of near-fault non-velocity pulse wave

图 12　左侧山体高度变化对 *PGA* 放大因子的影响

Fig.12　Influence of height variation of left mountain on peak ground acceleration amplification factor

左侧山体高度增加时，近断层区域竖直方向的无量纲位移发生显著变化。图 13(a)给出了近断层速度型脉冲波垂直入射时的结果，山脊区域的竖直位移随左侧山体高度增加而增大，从 $h_1/a=0.0$ 时的 1.558 增至 $h_1/a=2.4$ 时的 2.690，增幅达 72.7%，从 $h_1/h_2=0$ 时的 1.558 增至 $h_1/h_2=2$ 时的 1.926，展示左侧山体从无到有的变化情况。图 13(b)则为非速度型脉冲波入射下的结果，山脊区域的竖直位移随山体高度增加持续增大，从 $h_1/a=0.0$ 时的 0.954 增至 $h_1/a=2.4$ 时的 2.628，增幅高达 175.4%，约为速度型脉冲波增幅的 2.4 倍，在此情况下 h_1/h_2 也从 0 增长至 6。

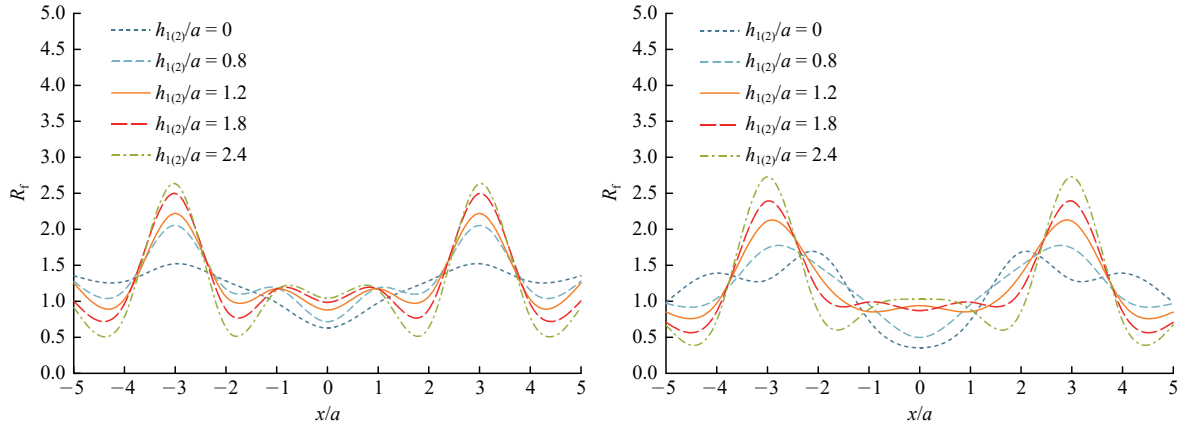
设定左侧山体宽度为 $a_1/a=2$，峡谷深度为 $d/a=0.4$，右侧山体宽度为 $a_2/a=2$，研究两侧山体高度同时变化对近断层速度型脉冲波的影响。图 14 绘制了两侧山体高度同时变化对近断层地震动放大因子 R_f 的调控规律。图 14(a)显示，近断层速度型脉冲波垂直入射下，当 $h_{1(2)}/a=2.4$ 时，山脊区域的 R_f 峰值为 2.63，较 $h_{1(2)}/a=0.0$ 时提升 73.3%，表明放大效应随山体高度增加而增强，谷底区域的 R_f 则随山体高度增加而增大，从 $h_{1(2)}/a=0.0$ 时的 0.627 增至 $h_{1(2)}/a=2.4$ 时的 1.040，增幅达 65.8 %，但在 $h_{1(2)}/a\geqslant 1.8$ 后增速明显放缓($h_{1(2)}/a=1.8$ 到 $h_{1(2)}/a=2.4$ 仅增 5.7%)。图 14(b)呈现了非速度型脉冲波入射的结果，山脊区域的 R_f 随两侧山体高度增加呈非线性增长，从 $h_{1(2)}/a=0.0$ 时的 1.297 增至



(a) 近断层速度型脉冲波入射
(a) Incidence of near-fault velocity pulse wave

(b) 近断层非速度型脉冲波入射
(b) Incidence of near-fault non-velocity pulse wave

图 13　左侧山体高度变化对竖直位移的影响
Fig.13　Influence of height variation of left mountain on vertical displacement



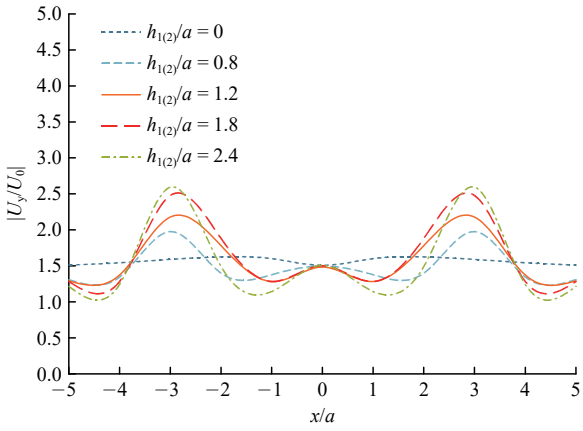
(a) 近断层速度型脉冲波入射
(a) Incidence of near-fault velocity pulse wave

(b) 近断层非速度型脉冲波入射
(b) Incidence of near-fault non-velocity pulse wave

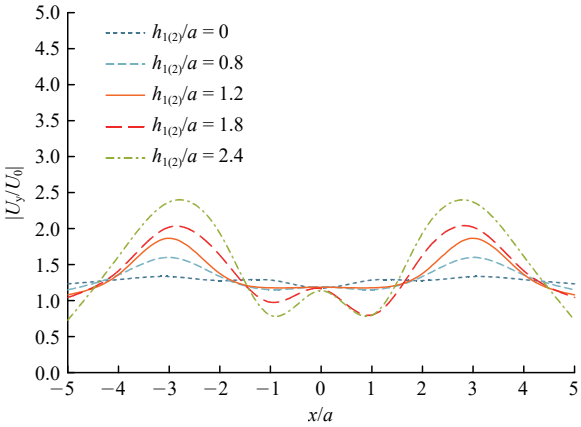
图 14　两侧山体高度同时变化对 *PGA* 放大因子的影响
Fig.14　Influence of simultaneous variation of heights of both sides of mountains on peak ground acceleration amplification factor

$h_{1(2)}/a=2.4$ 时的 2.729，增幅达 110.4 %，高于速度型脉冲波的增幅，峡谷区域 R_f 整体波动较小但呈现放大趋势，且放大趋势随山体高度增加而增强。综上，非速度型脉冲波的 R_f 对山体高度变化更为敏感，抬升幅度显著大于速度型脉冲波。

两侧山体高度增加显著改变地震动传播特性。如图 15 所示，当两侧山体高度同时变化时，地表的竖直位移分布呈现出不同的特征。图 15(a)给出了近断层速度型脉冲波垂直入射的结果，位移响应表现出明显的对称性，峡谷区域的竖直位移随山体高度增加而减小，降幅达 28.6%。图 15(b)则呈现了非速度型脉冲波入射下的结果，山脊区域的竖直位移随两



(a) 近断层速度型脉冲波入射
(a) Incidence of near-fault velocity pulse wave



(b) 近断层非速度型脉冲波入射

(b) Incidence of near-fault non-velocity pulse wave

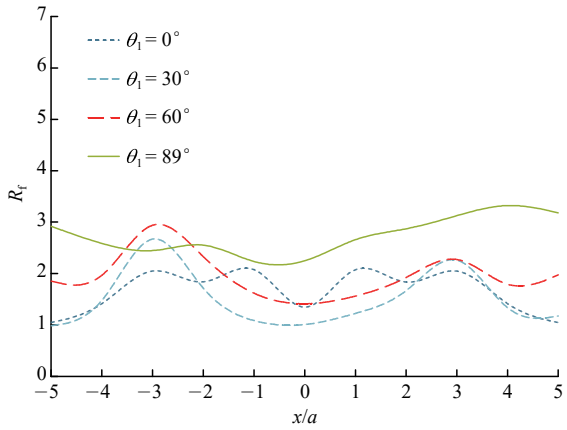
图 15　两侧山体高度同时变化对竖直位移的影响

Fig.15　Influence of simultaneous variation of heights of both sides of mountains on vertical displacement

侧山体高度增加持续累积，从 $h_{1(2)}/a=0.0$ 时的 1.333 增至 $h_{1(2)}/a=2.4$ 时的 2.369，增幅达 77.7%。综上所述，相较于速度型脉冲波，非速度型脉冲波的地表位移受山体高度变化引发的散射影响更为显著。

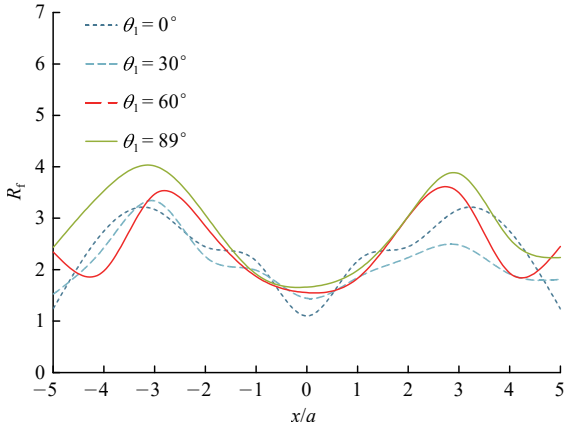
6.3　入射角对地震响应的影响

设定左侧山体几何参数为 $h_1/a=0.4$，$a_1/a=2$；右侧山体几何参数为 $h_2/a=0.4$，$a_2/a=2$；峡谷深度为 $d/a=0.8$，研究入射角对地震动放大效应的影响。本节采用 Chi-Chi CHY006，其长周期(脉冲周期为 2.6 s)与大震源距特性(40.5 km)更符合平面波入射假设，且对方向性变化响应显著。图 16 给出了近断层速度型脉冲波不同入射角下放大因子的显著差异。图 16(a)显示，在近断层速度型脉冲波入射下，R_f 的空间分布显著受入射角影响，随着 θ_1 从垂直入射逐渐增大至近水平入射，能量向峡谷后侧迁移，导致分布不对称性增强，后侧山体的 R_f 增幅比前侧山体高约 65%，当 $\theta_1=89°$(近水平入射)时，能量集中现象进一步加剧。图 16(b)则呈现了非速度型脉冲波入射的结果，无论 θ_1 在 0°至 89°范围内如何变化，山脊区域的 R_f 受地形影响出现极值，从 $\theta_1=0°$时的 3.170 增至 $\theta_1=89°$时的 4.016，增幅达 26.7%，谷底区域的 R_f 则因低频能量散射维持放大状态，从 $\theta_1=0°$时的 1.099 增至 $\theta_1=89°$时的 1.661，增幅达 51.1%，整体受地形影响显著。综上所述，入射角从垂直入射逐渐增大至近水平入射对速度型脉冲波散射效应的影响强于对非速度型脉冲波的影响。速度型脉冲波具有强相干性，入射角改变会系统地调整其与地形的相互作用，导致波能量明确地向传播方向的后侧山体迁移聚集。非速度型脉冲波相干性弱，其传播



(a) 近断层速度型脉冲波入射

(a) Incidence of near-fault velocity pulse wave



(b) 近断层非速度型脉冲波入射

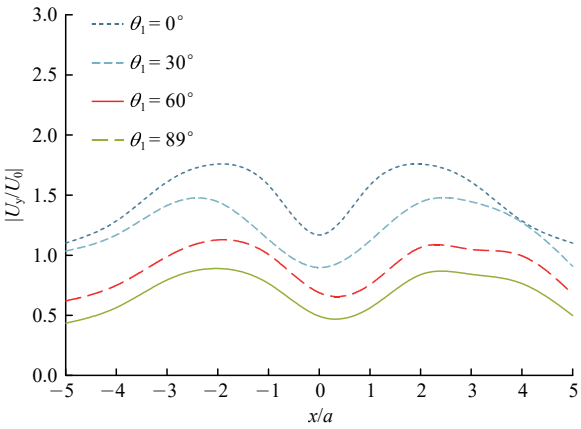
(b) Incidence of near-fault non-velocity pulse wave

图 16　入射角变化对 *PGA* 放大因子的影响

Fig.16　Influence of incident angle variation on peak ground acceleration amplification factor

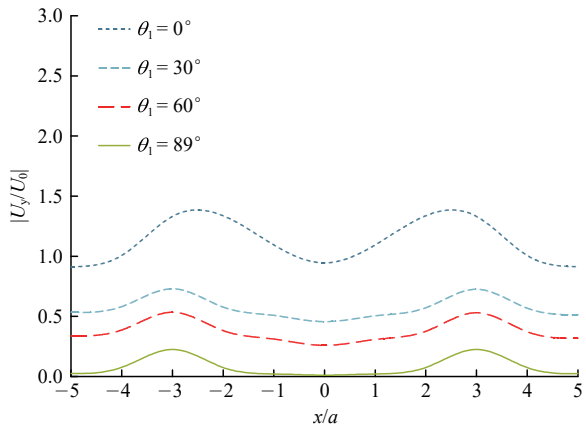
方向性不明显，响应主要受局部地形控制，对入射角变化的敏感度较低。

图 17 给出了地震波入射角度对近断层地震动无量纲位移的影响规律。图 17(a)显示，在近断层速度型脉冲波入射下，竖直位移随入射角度增大而显著减小，平均降幅达 64.2%。图 17(b)则表明，非速



(a) 近断层速度型脉冲波入射

(a) Incidence of near-fault velocity pulse wave



(b) 近断层非速度型脉冲波入射

(b) Incidence of near-fault non-velocity pulse wave

图 17　入射角变化对竖直位移的影响

Fig.17　Influence of incident angle variation on vertical displacement

度型脉冲波入射时，竖直位移随入射角增大持续减小，呈现与速度型脉冲波相同的趋势。综上，速度型脉冲波产生的竖直位移幅值整体大于非速度型脉冲波。

7　结　论

本文基于比例边界有限元法(SBFEM)构建二维动力学模型，分析了近断层速度型脉冲波与非速度型脉冲波作用下高山峡谷复杂场地的地震响应特征，通过基于半正弦型高山峡谷模型建立、数值验证以及多参数分析，得到以下结论：

(1) 峡谷切割深度对速度型脉冲波的散射效应具有显著影响。速度型脉冲波作用下，靠近峡谷的山体斜坡面因波场聚焦效应呈现显著放大(d/a = 1.2 时 $R_f \geqslant 3.09$)，谷底区域的 R_f 相对于平坦地区降幅可达 85%～90%；非速度型脉冲波在谷底的 R_f 降幅约 65%，斜坡面响应受切割深度变化的影响微弱。

(2) 山体高度对非速度型脉冲波散射的调控作用更为显著。非速度型脉冲波在山脊区域的放大因子增幅高达 301.8%(约为速度型脉冲波增幅的 7.3 倍)，其引起的竖直位移增幅是速度型脉冲波引起的 2.4 倍，山脊区域响应显著抬升；虽然山体高度增加对速度型脉冲波也存在放大效应，但增幅相对较弱。

(3) 速度型脉冲波的散射效应对地震波入射角度的变化高度敏感。入射角增大导致速度型脉冲波能量向峡谷后侧迁移，致使后侧山体 R_f 增幅较前侧高出约 65%；非速度型脉冲波对入射角变化的敏感性较低，山脊区域 R_f 随入射角变化仅增长 26.7%。

本文将 SBFEM 应用于近断层速度型脉冲波与高山峡谷复合地形散射特性的时域分析，系统分析了近断层震源和高山峡谷地形特性对地震动空间分布的影响机制，为位于复杂场地中的重大工程的抗震设计和场地安全评估提供理论依据。然而，本文方法基于二维线弹性理论，无法考虑土体非线性等特性对地震动的影响。今后工作中，将进一步丰富非线性 SBFEM 理论，并开发更真实的三维模型来研究复杂地形的地震效应。

参考文献(References)：

[1] JONGMANS D，CAMPILLO M. The 1983 Liege earthquake：Damage distribution and site effects[J]. Earthquake Spectra，1990，6(4)：713－737.

[2] WANG H Y，XIE L L，WANG S Y，et al. Site response in the Qionghai Basin in the Wenchuan earthquake[J]. Earthquake Engineering and Engineering Vibration，2013，12(2)：195－199.

[3] DIF H，ZENDAGUI D，BARD P Y. Implementing effects of site conditions in damage estimated at urban scale[J]. Bulletin of Earthquake Engineering，2018，17(3)：1 185－1 219.

[4] TRIFUNAC M D，HUDSON D E. Analysis of the Pacoima dam accelerogram—San Fernando，California，earthquake of 1971[J]. Bulletin of the Seismological Society of America，1971，61(5)：1 393－1 411.

[5] SEPÚLVEDA S A，MURPHY W，JIBSON R W，et al. Seismically induced rock slope failures resulting from topographic amplification of strong ground motions：The case of Pacoima canyon，California[J]. Engineering Geology，2005，80(3/4)：336－348.

[6] MA Q，WANG F C，TAO D W，et al. Topographic site effects of Xishan Park ridge in Zigong city，Sichuan considering epicentral distance[J]. Journal of Seismology，2021，25(6)：1 537－1 555.

[7] 张世亮，马　强，陶冬旺，等. 应用邻近强震动站点主余震记录的场地及地形效应分析[J]. 振动与冲击，2023，42(21)：200－210. (ZHANG Shiliang，MA Qiang，TAO Dongwang，et al. Analysis of site and topography effects using strong motion records of the mainshock and aftershocks from nearby stations[J]. Journal of Vibration And Shock，2023，42(21)：200－210.(in Chinese))

[8] HOU R B，LIU J H，XIE J J，et al. Regional ground motion characteristics and topographic effect in the 2023 December *M*s 6.2 Jishishan earthquake and its implication for ground motion model development in Northwestern China[J]. Bulletin of Earthquake Engineering，2025，23(6)：2 489－2 514.

[9] TRIFUNAC M D. Scattering of plane sh waves by a semi-cylindrical canyon[J]. Earthquake Engineering and Structural Dynamics，1972，1(3)：267－281.

[10] LEE V W，KARL J. Diffraction of SV waves by underground，circular，cylindrical cavities[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering，1992，11(8)：445－456.

[11] LIANG J W，BA Z N，LEE V W. Diffraction of plane SV waves by a shallow circular-arc canyon in a saturated poroelastic half-space[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering，2006，26(6/7)：582－610.

[12] STRACK O E，VERRUIJT A. A complex variable solution for a deforming buoyant tunnel in a heavy elastic half-plane[J]. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics，2002，26(12)：1 235－1 252.

[13] LIANG Y W，ZHOU F X，CAO X L，et al. Scattering of plane SH waves by a circular tunnel in nonlocal fractional-order viscoelastic half-space[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering，2023，170：107934.

[14] NARAYAN J P，KUMAR D，SAHAR D. Effects of complex interaction of Rayleigh waves with tunnel on the free surface ground motion and the strain across the tunnel-lining[J]. Natural Hazards，2015，79(1)：479－495.

[15] GAO Z D，ZHAO M，DU X L，et al. A generalized response spectrum method for seismic response analysis of underground structure combined with viscous-spring artificial boundary[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering，2021，140：106451.

[16] SHYU W S，TENG T J，CHOU C S. Anti-plane responses induced by circular cavity beneath semi-circular canyon[J]. Journal of Earthquake Engineering，2020，26(5)：2 353－2 380.

[17] PAOLUCCI R. Amplification of earthquake ground motion by steep topographic irregularities[J]. Earthquake Engineering and Structural Dynamics，2002，31(10)：1 831－1 853.

[18] ZHANG G L，ZHAO M，ZHANG J Q，et al. Scaled boundary perfectly matched layer (SBPML)：A novel 3D time-domain artificial boundary method for wave problem in general-shaped and heterogeneous infinite domain[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering，2023，403：115738.

[19] ZHANG G L，ZHAO M，DU X L，et al. Time-domain scaled boundary perfectly matched layer for elastic wave propagation[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering，2023，124(18)：3 906－3 934.

[20] LIU Z X，LIANG J W，HUANG Y H. The IBIEM solution to the scattering of plane SV waves around a canyon in saturated poroelastic half-space[J]. Journal of Earthquake Engineering，2015，19(6)：956－977.

[21] SONG C M，WOLF J P. The scaled boundary finite-element method—alias consistent infinitesimal finite-element cell method—for elastodynamics[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering，1997，147(3/4)：329－355.

[22] LIN G，LI Z Y，LI J B. A substructure replacement technique for the numerical solution of wave scattering problem[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering，2018，111：87－97.

[23] LI Y P，LI Z Y，HU Z Q，et al. Coupled FEM/SBFEM investigation on the characteristic analysis of seismic motions of a trapezoidal canyon in a layered half-space[J]. Engineering Analysis with Boundary Elements，2021，132：248－262.

[24] BIRK C，GRAVENKAMP H，BAZYAR M H. Elastic wave radiation and scattering in heterogeneous soil using the scaled boundary finite element method[J]. PAMM，2017，17(1)：671－672.

[25] LIANG Y W，ZHOU F X，CAO X L，et al. Time-domain analysis for the scattering of plane elastic waves in half-space with an open trench[J]. Journal of Vibration and Control，2022，30(1/2)：354－365.

[26] LIANG Y W，ZHOU F X，MA Q，et al. Semi-analytical solution of seismic wave scattering by composite topography of the alpine valley[J]. Engineering Analysis with Boundary Elements，2023，157：522－540.

[27] NAEIM F. Implications of the 1994 northridge earthquake ground motions for the seismic design of tall buildings[J]. The Structural Design of Tall Buildings，1994，3(4)：247－267.

[28] ASSIMAKI D. Effects of local soil conditions on the topographic aggravation of seismic motion：Parametric investigation and recorded field evidence from the 1999 Athens earthquake[J]. Bulletin of the Seismological Society of America，2005，95(3)：1 059－1 089.

[29] BAZYAR M H，SONG C M. Analysis of transient wave scattering and its applications to site response analysis using the scaled boundary finite-element method[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering，2017，98：191－205.

[30] QU Y L，CHEN D H，LIU L，et al. A direct time-domain procedure for the seismic analysis of dam-foundation-reservoir systems using the scaled boundary finite element method[J]. Computers and Geotechnics，2021，138：104 364.

[31] LIANG Y W，ZHOU F X，QU Y L. Semi-analytical solution for seismic response of circular lined tunnel in alpine valley composite site[J]. Computers and Geotechnics，2024，172：106475.

[32] 曲　哲，师　骁. 汶川地震和鲁甸地震的脉冲型地震动比较研究[J]. 工程力学，2016，33(8)：150－157.(QU Zhe，SHI Xiao. Comparative study on the pulse-like ground motions in the Wenchuan and the Ludian earthouakes[J]. Engineering Mechanics，2016，33(8)：150－157.(in Chinese))

[33] 谢俊举，李小军，温增平. 近断层速度大脉冲对反应谱的放大作用[J]. 工程力学，2017，34(8)：194－211.(XIE Junju，LI Xiaojun，WEN Zengping. The amplification effects of near-fault distinctvelocity pulses on response spectra[J]. Engineering Mechanics，2017，34(8)：194－211.(in Chinese))

[34] BAKER J W. Quantitative classification of near-fault ground motions using wavelet analysis[J]. Bulletin of the Seismological Society of America，2007，97(5)：1 486－1 501.

[35] SÁNCHEZ-SESMA F J，BRAVO M A，HERRERA I. Surface motion of topographical irregularities for incident P，SV，and Rayleigh waves[J]. Bulletin of the Seismological Society of America，1985，75(1)：263－269.

[36] WONG H L. Effect of surface topography on the diffraction of P，SV，and Rayleigh waves[J]. Bulletin of the Seismological Society of America，1982，72(4)：1 167－1 183.

[37] KAMALIAN M，JAFARI M K，SOHRABI-BIDAR A，et al. Time-domain two-dimensional site response analysis of non-homogeneous topographic structures by a hybrid BE/FE Method[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering，2006，26(8)：753－765.