

DOI: 10.11835/j.issn.2096-6717.2025.098



开放科学(资源服务)标识码 OSID:



硬场地强地震动下半圆凹陷散射稳定影响场的凹体界限半径及地表放大系数

陈芑正, 袁晓铭

(中国地震局工程力学研究所; 地震工程与工程振动重点实验室, 哈尔滨 150080)

摘要:解析解在揭示地形条件对地震动的影响规律方面具备独特优势,但现有研究多局限于频域求解与单一频率稳态响应分析。采用解析方法,结合大量实测强震记录开展时域分析,研究硬场地半圆凹陷地表放大系数的超越概率,明确凹体界限半径及地表放大系数的分布规律。采用波函数展开法推导得出平面波散射场下半圆凹陷地形地表峰值加速度放大系数的解析解。从重点强震台网选取 100 条强震记录构建输入地震动,通过时频变换计算半圆凹陷地表加速度放大系数的超越概率。结果表明:半圆凹陷地形存在界限半径,当半圆凹陷地形半径超过界限半径时,其地表加速度放大系数将达到工程意义上的稳定收敛,计算结果趋于一致;当凹陷半径大于界限半径时,地表加速度放大系数随入射波角度、观测点位变化,取值介于 0.3~2.0。

关键词:半圆凹陷地形;影响场;界限半径;地表加速度放大系数

中图分类号:P315.9 **文献标志码:**A **文章编号:**2096-6717(2026)05-0090-11

Concave bounding radius and surface amplification coefficient of the scattering stability influence field of semicircular terrain under strong ground motion in hard field

CHEN Shanzheng, YUAN Xiaoming

(Institute of Engineering Mechanics; Key Laboratory of Earthquake Engineering and Engineering Vibration, China Earthquake Administration, Harbin 150080, P. R. China)

Abstract: The analytical solution offers distinct advantages in comprehending the impact of terrain conditions on ground motion; however, extant research is predominantly constrained to a single frequency steady-state response and frequency domain solution. In this paper, the probability of exceeding the surface amplification coefficient of the semicircular terrain in a hard field is studied by using the analytical method and the time domain analysis of a large number of measured strong earthquake records, and the distribution law of the concave boundary radius and the surface amplification coefficient is proposed. The wave function expansion method is utilized to derive the analytical solution of the peak acceleration amplification coefficient of the surface plane

收稿日期:2025-03-05

基金项目:中国地震局工程力学研究所基本科研业务费(2024A03)

作者简介:陈芑正(1999-),男,主要从事土动力学研究, E-mail: 1425498637@qq.com。

袁晓铭(通信作者),博士,研究员, E-mail: yxmiem@163.com。

Received: 2025-03-05

Foundation item: Basic Scientific Research Operating Expenses of Institute of Engineering Mechanics, China Earthquake Administration (No. 2024A03)

Author brief: CHEN Shanzheng (1999-), main research interest: soil dynamics, E-mail: 1425498637@qq.com.

YUAN Xiaoming (corresponding author), PhD, researcher, E-mail: yxmiem@163.com.

wave scattering field in the semicircular terrain. A total of 100 earthquake records were extracted from the important strong earthquake network at home and abroad to form the input ground motion. According to the specification, a typical hard field was taken, and the excess probability of the surface amplification coefficient of the semicircular terrain was calculated by time-frequency transformation. The results show that the boundary radius of the concave body exists, that is, for any semi-circular sag terrain that exceeds the boundary radius, the surface acceleration amplification coefficient will achieve a stable convergence and consistent result in the engineering sense. The boundary radius of the semicircular terrain on a hard field is proportional to the shear wave velocity of the site. In the case of depressions that exceed the boundary radius, the surface acceleration amplification factor exhibits a variation between 0.3 and 2.0, contingent on the angle of the incident wave and different observation points.

Keywords: semicircular concave terrain; influence field; boundary radius; surface acceleration amplification coefficient

作为破坏性极强的自然灾害,地震严重威胁人们的生命财产安全。局部不规则地形对地震动和震害均存在显著影响,该规律已被大量震害调查证实。因此,近年来,研究局部不规则地形对地震动的影响一直是工程抗震领域备受关注的课题之一。

众多学者围绕局部不规则地形对地震动的影响规律开展理论研究并取得大量成果,研究手段主要分为数值模拟与解析解两类。数值模拟方法包含有限差分法^[1]、有限元法^[2]、谱元法^[3]、边界元法^[4]以及混合方法^[5]、间接边界元法^[6],其可适配任意局部不规则地形,可直接应用于具体工程问题,但计算结果的准确性需通过解析解对比验证,此外,由于计算复杂,该方法在总结相关变化规律方面受到一定限制。现有解析解涵盖半圆形凹陷地形^[7]、半椭圆形峡谷^[8]、圆弧形峡谷^[9]、圆弧形饱和土峡谷^[10]、圆弧形层状峡谷^[11]、圆弧形层状沉积谷^[12]、去底半圆形峡谷^[13]、U形峡谷^[14]、径向非均质半圆形峡谷^[15]、含峭壁V型峡谷^[16]、等腰梯形山-峡谷复合地形^[17]、陡坎地形^[18]等工况的求解成果。上述研究成果为探究局部不规则地形对地震动的影响规律提供了重要支撑。

以往的解析研究多在频域内围绕单一频率稳态响应展开分析,较少开展实际地震波的时域研究。同时,现有研究尚未探讨一个关键问题:实际强震动的频率成分处于有限变化范围,而同类型局部地形的特征尺寸存在较大差异,理论上应当存在临界界限值。当同类局部地形的特征尺寸超过该界限值后,其对任意输入强震动的放大效应均趋于一致。该界限值对揭示局部不规则地形的地震动响应规律具有重要意义,同时可为工程实践提供参考依据,但目前相关研究仍处于空白状态。笔者以半圆凹陷地形的出平面散射问题为例,首先推导地表加速度放大系数的理论解答,再基于大量实际强

震波输入开展计算分析,探究凹体半径持续增大过程中地表放大系数的收敛特性,确定凹体半径的界限值,并分析半径超过该界限值后地表放大系数的分布规律。

1 放大系数解析解答

图1所示为半圆凹陷地形计算模型,采用直角坐标系 (x, y, z) 与柱坐标系 (r, θ, z) ,其中 z 轴与纸面垂直。定义水平地表边界为 Γ ,凹陷半圆边界为 L ,凹陷圆心为 O ,凹陷半径为 a 。假设半空间介质均匀、各向同性、完全弹性,介质剪切模量 μ 与剪切波速 c 均为常数。

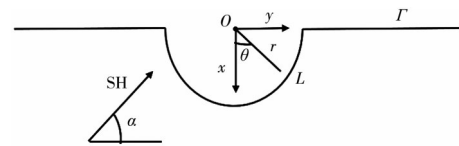


图1 半圆凹陷地形模型

Fig. 1 Semicircular concave terrain model

设入射SH波的位移表达式为

$$u^i = u_0 e^{i\beta r \cos \theta_2} e^{-i\omega t} \quad (1)$$

式中: u_0 为入射波位移幅值; $\beta = \omega/c$, ω 为圆频率, c 为场地剪切波速; $\theta_2 = \theta - (\pi/2 + \alpha)$, α 为SH波入射角; i 为虚数单位。当场地不存在凹陷地形时,入射SH波产生的自由场位移表达式为

$$u^f(r, \theta) = [u_0 e^{i\beta r \cos \theta_2} + u_0 e^{i\beta r \cos \theta_3}] e^{-i\omega t} \quad (2)$$

将式(2)对时间变量 t 求二阶导数,可得无凹陷地形条件下入射SH波对应的自由场加速度

$$a^f(r, \theta) = -\omega^2 [u_0 e^{i\beta r \cos \theta_2} + u_0 e^{i\beta r \cos \theta_3}] e^{-i\omega t} \quad (3)$$

式中: $\theta_3 = \theta - (\pi/2 - \alpha)$ 。利用Jacobi-Anger恒等式

$$e^{i\beta r \cos \theta} = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n J_n(\beta r) \cos(n\theta) \quad (4)$$

式中: ϵ_n 是纽曼因子, $n=0$ 时, $\epsilon_0=1$, $n \neq 0$ 时, $\epsilon_n=2$; $J_n(x)$ 为 n 阶Bessel函数。将式(3)代入式

(2)可得

$$u^i(r, \theta) = \left[2u_0 \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{2n} J_{2n}(\beta r) \cos(2n\alpha) \cos(2n\theta) + 4u_0 i \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\beta r) \cos[(2n+1)\alpha] \sin[(2n+1)\theta] \right] e^{-i\omega t} \quad (5)$$

设 u 为入射波 u^i 经半圆凹陷地形散射后的出平面总位移场, 则 u 在直角坐标系下满足运动方程

$$c^2 \nabla^2 u = \ddot{u}, \quad (6)$$

将式(6)转化为柱坐标, 可得

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \beta^2 u = 0 \quad (7)$$

满足边界条件

$$\tau_{\theta z} = 0, \theta = \pm \frac{\pi}{2} \quad (8)$$

$$\tau_{rz} = 0, r = a, |\theta| < \frac{\pi}{2} \quad (9)$$

$$\tau_{\theta z} = \frac{\mu}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} \quad (10)$$

$$\tau_{rz} = \mu \frac{\partial u}{\partial r} \quad (11)$$

式中: $\tau_{\theta z}$ 、 τ_{rz} 分别为半圆凹陷地形在柱坐标下的环向、径向剪应力。

将式(5)代入式(11), 可得无凹陷地形自由地表柱坐标径向剪应力 $\tau_{rz}^i(r, \theta)$, 其表达式为

$$\tau_{rz}^i(r, \theta) = \frac{2\sigma_0}{\beta r} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{2n} R_{2n}(\beta r) \cos(2n\alpha) \cos(2n\theta) + \frac{4\sigma_0}{\beta r} i \sum_{n=0}^{\infty} R_{2n+1}(\beta r) \cos[(2n+1)\alpha] \sin[(2n+1)\theta] \quad (12)$$

式中: $\sigma_0 = \beta \mu u_0$; $R_n(\beta r) = nJ_n(\beta r) - \beta r J_{n+1}(\beta r)$ 。

$$A_d = \left[\sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_{2n} J_{2n}(\beta r) \cos(2n\alpha) \cos(2n\theta) - \frac{\cos(2n\alpha) \cos(2n\theta)}{1 + C_{2n}^2(\beta a)} (J_{2n}(\beta r) + C_{2n}(\beta a) Y_{2n}(\beta r)) \right]^2 + \left[\sum_{n=0}^{\infty} 2J_{2n+1}(\beta r) \cos[(2n+1)\alpha] \sin[(2n+1)\theta] - \frac{\epsilon_{2n} \cos(2n\alpha) \cos(2n\theta)}{1 + C_{2n}^2(\beta a)} (Y_{2n}(\beta r) + C_{2n}(\beta a) J_{2n}(\beta r)) \right]^2 + \left[\sum_{n=0}^{\infty} 2J_{2n+1}(\beta r) \cos[(2n+1)\alpha] \sin[(2n+1)\theta] - \frac{\epsilon_{2n} \cos(2n\alpha) \cos(2n\theta)}{1 + C_{2n}^2(\beta a)} (Y_{2n}(\beta r) + C_{2n}(\beta a) J_{2n}(\beta r)) \right]^2 + \left[\sum_{n=0}^{\infty} 2J_{2n+1}(\beta r) \cos[(2n+1)\alpha] \sin[(2n+1)\theta] - \frac{\epsilon_{2n} \cos(2n\alpha) \cos(2n\theta)}{1 + C_{2n}^2(\beta a)} (Y_{2n}(\beta r) + C_{2n}(\beta a) J_{2n}(\beta r)) \right]^2 \quad (19)$$

式中: $C_n(\beta r) = \frac{S_n(\beta r)}{R_n(\beta r)}$, 其中 $S_n(\beta r) = nY_n(\beta r) - \beta r Y_{n+1}(\beta r)$, $Y_n(x)$ 为第 2 类 Bessel 函数。

半空间内总位移场由自由场与散射场两部分组成, 即

$$u = u^i + u^d \quad (13)$$

式中: u^d 为散射场, 需满足辐射条件。按分离变量法求解式(7), 在所选柱坐标系下设散射场为

$$u^d(r, \theta) = \left\{ u_0 \sum_{n=0}^{\infty} [A_n H_{2n}^{(1)}(\beta r) \cos(2n\theta) + B_n H_{2n+1}^{(1)}(\beta r) \sin[(2n+1)\theta]] \right\} e^{-i\omega t} \quad (14)$$

式中: A_n 、 B_n 为待定系数; $H_n^{(1)}(x)$ 为第 1 类汉克尔函数, 该散射位移场满足辐射条件, 且恒满足边界条件式(10)。将式(14)代入式(11), 可得

$$\tau_{rz}^d(r, \theta) = \frac{\sigma_0}{\beta r} \sum_{n=0}^{\infty} [A_n T_{2n}(\beta r) \cos(2n\theta) + B_n T_{2n+1}(\beta r) \sin[(2n+1)\theta]] \quad (15)$$

式中: $T_n(\beta r) = nH_n^{(1)}(\beta r) - \beta r H_{n+1}^{(1)}(\beta r)$ 。将式(12)、式(15)代入式(9), 可求得待定系数

$$A_n = -2\epsilon_{2n} \frac{R_{2n}(\beta a)}{T_{2n}(\beta a)} \cos(2n\alpha) \quad (16)$$

$$B_n = -4i \frac{R_{2n+1}(\beta a)}{T_{2n+1}(\beta a)} \cos[(2n+1)\alpha] \quad (17)$$

此时, 半圆凹陷地形下入射 SH 波引起的半空间位移场 u 已完全确定。将式(13)对时间求二阶导数, 可得半空间加速度场

$$a(r, \theta) = -\omega^2 u e^{-i\omega t} \quad (18)$$

将存在凹陷地形时的地表峰值位移与水平自由场地地表峰值位移的比值定义为位移放大系数, 记为 U_d ; 将存在凹陷地形时的地表峰值加速度与水平自由场地地表峰值加速度的比值定义为加速度放大系数, 记为 A_d 。推导结果表明, 二者表达一致。其中, A_d 的解答为

2 研究方法

2.1 技术路线

研究的技术路线如图 2 所示。

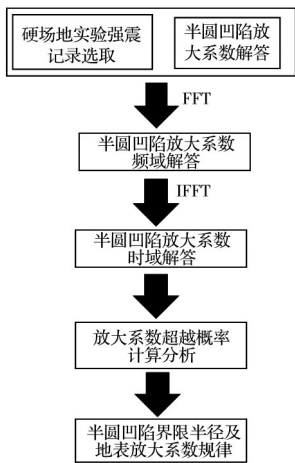


图 2 研究的技术路线

Fig. 2 Technical approach

2.2 计算参数

如表 1 所示,中国根据等效剪切波速与场地覆盖层厚度将场地划分为 4 类,其中硬场地包括 I、II 类场地。主要研究硬场地条件下基于实测强震记录的半圆凹陷地形加速度场散射解析解。由表 1 可知,硬场地等效剪切波速取值为一个范围,为提升研究的广泛性与可靠性,分别选取硬场地内偏软、中等、偏硬 3 种工况对应的剪切波速,即解析解中场地剪切波速 c 分别取 200、300、500 m/s;同时,选取实测强地震动记录代替理论 SH 波作为入射波;半圆凹陷半径取值范围为 0~120 m。

表 1 场地覆盖层厚度

Table 1 Site cover thickness

等效剪切波速/ (m/s)	覆盖层厚度/m				
	I ₀ 类 场地	I ₁ 类 场地	II类 场地	III类 场地	IV类 场地
$v_s > 800$	0				
$500 < v_s \leq 800$		0			
$250 < v_s \leq 500$		<5	≥ 5		
$150 < v_s \leq 250$		<3	3~50	>50	
$v_s \leq 150$		<3	3~15	15~80	>80

2.3 地震动选取

为使强震动下的分析计算具备代表性与广泛性,从中国强震台网、日本 KiK-net 台网、美国 Peer 地震网站及欧洲 ESM 网站搜集整理了峰值地面加速度 $\text{PGA} \geq 0.1g$ 的 100 次地震事件,为保证所选取地震动的独立性与随机性,每次地震各选取 1 条地震记录,总计 100 条地震动记录,其分布情况见表 2。

100 条地震动记录的归一化反应谱如图 3 所示,纵坐标 S_a 为地震动加速度反应谱值, $A_{\max}$ 为对应地震的 PGA。

表 2 地震动记录分布

Table 2 Distribution of ground motion recordings

地区	地震动数	占比/%
中国	8	8
日本	72	72
美国	16	16
欧洲	4	4

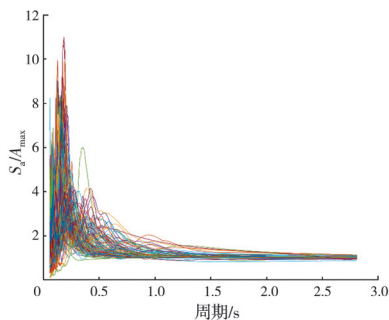


图 3 地震动归一化反应谱

Fig. 3 Ground motion normalized reaction spectrum

从图 3 可知,硬场地强震加速度记录的主频成分主要集中在 0.05~0.3 s 区间,符合现有硬场地相关认知。也就是说,对一系列不同特征尺寸的地形而言,强地震动的频率实际上局限在一个相对狭窄的有限频段内。

3 地形放大效应分析

3.1 工况分析

如图 4 所示,选取入射角度 $\alpha=90^\circ$ 的垂直入射与入射角度 $\alpha=0^\circ$ 的掠入射工况,以迎波面角点、凹陷谷点、背波面角点为典型观测点,计算 100 条地震动记录下不同超越概率对应的 A_d 。

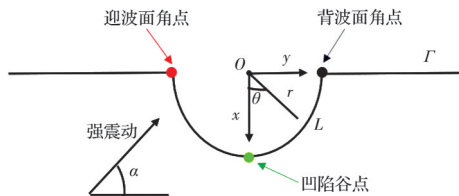


图 4 典型点示意图

Fig. 4 Diagram of typical points

针对每种剪切波速,将选取的地震动输入计算模型,对每一确定半圆凹陷半径下的典型观测点均可得到 100 个加速度幅值放大系数。将所得数据从小到大排列,提取最小值、25% 分位数、50% 分位数、75% 分位数、最大值。选取某一判定标准后,若凹陷半径增大至某一数值时加速度放大系数达到

工程意义上的稳定收敛,该半径即为界限半径。

3.2 场地剪切波速 $c=200$ m/s 的工况

图 5~图 7 分别为剪切波速 $c=200$ m/s 工况下半圆凹陷地形迎波面角点、凹陷谷点、背波面角点的加速度幅值放大系数结果,各图均包含垂直入射与掠入射两种工况。

从图 5~图 7 可知,无论是垂直入射还是掠入射,当凹陷半径为 0,即地形不存在凹陷时,3 个典型观测点的加速度幅值放大系数均为 1,与自由地表的放大效果一致。当凹陷半径大于 0 时,半圆凹陷迎波面角点的加速度幅值放大系数均大于 1,表明该位置处于放大状态;放大系数随凹陷半径的增大而逐渐增大,最终趋于稳定。其中,凹陷半径在 0~40 m 时放大系数明显增长;半径超过 40 m 后增长明显放缓,此时放大系数的最大值和最小值较为接近。对于背波面角点,垂直入射工况下加速度幅值放大系数变化规律与迎波面角点一致;掠入射工况下放大系数均小于 1,说明该处地震响应处于缩小状态,凹陷半径在 0~40 m 时放大系数缩小速度十分迅速,半径超过 40 m 后缩小速度减缓。对于凹陷谷点,垂直入射工况下,凹陷半径为 0~40 m 时加速度幅值放大系数在 1 附近大幅振荡,随着凹陷半径的不断增大,其数值逐渐趋近于 1;掠入射工况下加

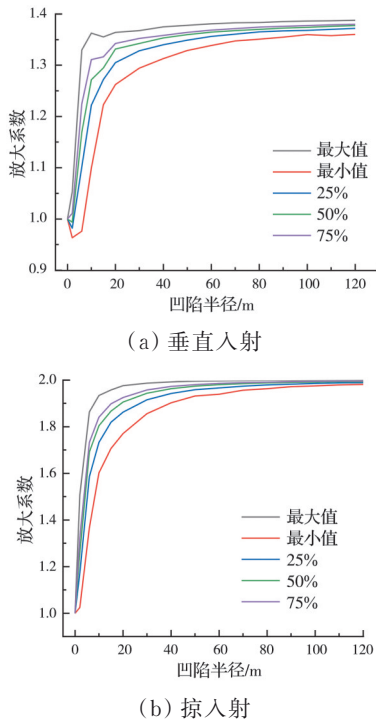


图 5 迎波面凹陷角点放大系数与凹陷半径的关系

Fig. 5 Relationship between amplification coefficient of angle point of depression on frontal surface and radius of the depression

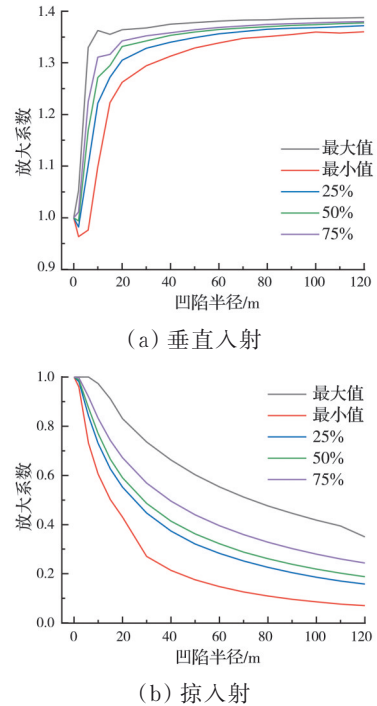


图 6 背波面凹陷角点放大系数与凹陷半径的关系

Fig. 6 Relationship between amplification coefficient of angle point of depression on the back wave surface and radius of the depression

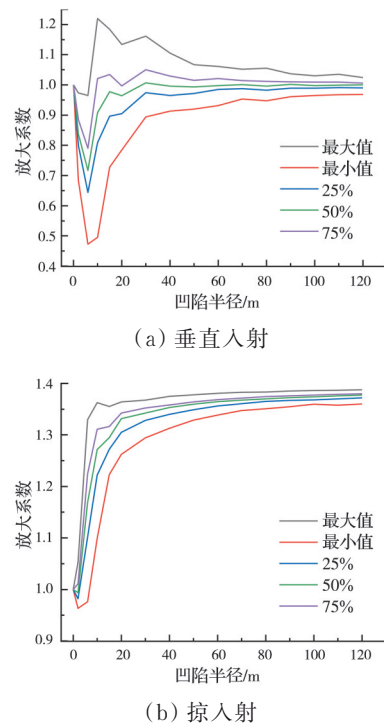


图 7 凹陷谷点放大系数与凹陷半径的关系

Fig. 7 Relationship between amplification coefficient of valley point and radius of the depression

速度幅值放大系数变化规律与垂直入射工况一致,说明凹陷谷点处加速度幅值并非始终处于缩小状态。为进一步确定迎波面凹陷角点加速度幅值放大系数收敛对应的凹陷半径,以放大系数最大值、

最小值的最值相对差为5%作为收敛判定标准,二者相差较小,即认为放大系数实现收敛。将界限半径 R_0 定义为放大系数最值相对差控制在5%时对应的凹陷半径。图8为最值相对差随凹陷半径的变化曲线,纵坐标表示最值相对差,即

$$\Delta A = A_{\text{dmax}} - A_{\text{dmin}} \quad (20)$$

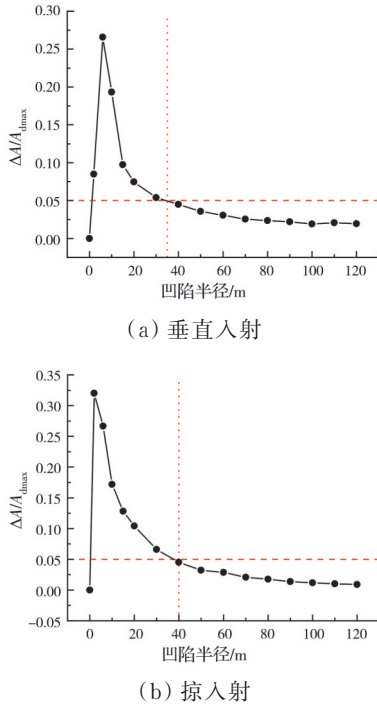


图8 迎波面凹陷角点放大系数最值相对差曲线
Fig. 8 Relative differences curves of the maximum and minimum values of the amplification coefficient of concave corner point on the frontal surface

从图8可知,当凹陷半径为40 m时,迎波面凹陷角点处加速度幅值放大系数的最值相对差达到收敛标准,对应界限半径 $R_0=40$ m。

3.3 场地剪切波速 $c=300$ m/s的工况

图9~图11分别为剪切波速 $c=300$ m/s工况下半圆凹陷地形迎波面角点、凹陷谷点、背波面角点处对应的加速度幅值放大系数结果。图12为迎波面凹陷角点处加速度幅值放大系数最大值、最小值的最值相对差随凹陷半径变化曲线。各图均包含垂直入射和掠入射两种工况。

由图9~图11可知,当地形不存在凹陷时,3个典型观测点的加速度幅值放大系数均与自由地表一致;当凹陷半径大于0后,迎波面角点、垂直入射工况下背波面角点、掠入射工况下凹陷谷点均呈现放大效应,其中掠入射迎波面角点放大效果最为显著;掠入射背波面角点放大系数随凹陷半径的增大而逐步降低;垂直入射凹陷谷点放大系数在1附近

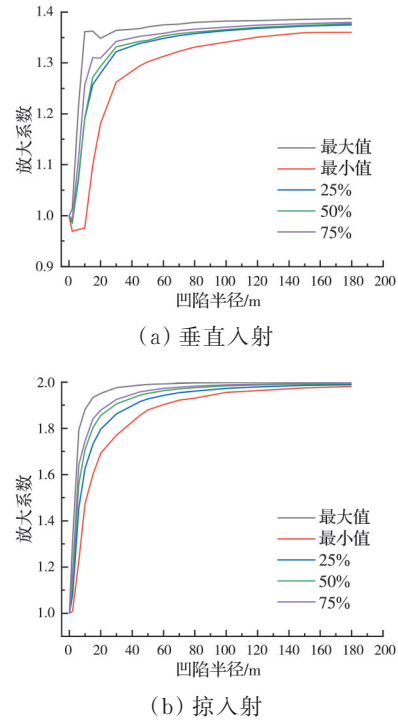


图9 迎波面凹陷角点放大系数与凹陷半径的关系
Fig. 9 Relationship between amplification coefficient of angle point of depression on frontal surface and radius of the depression

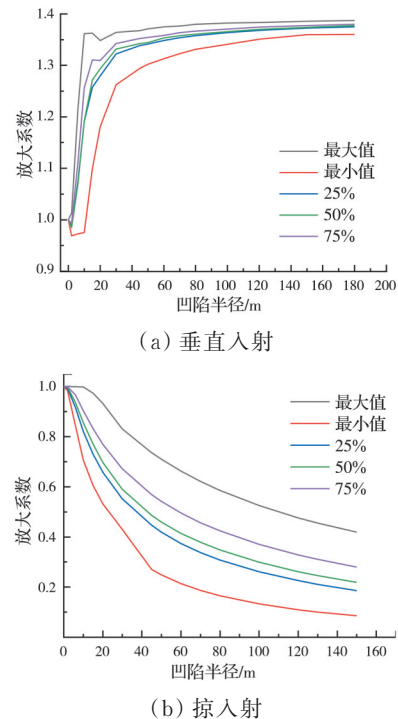
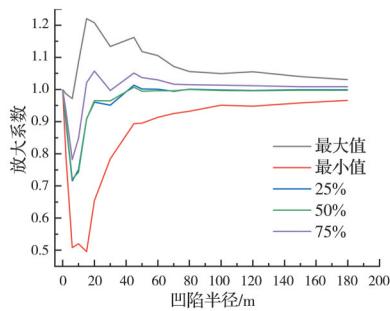
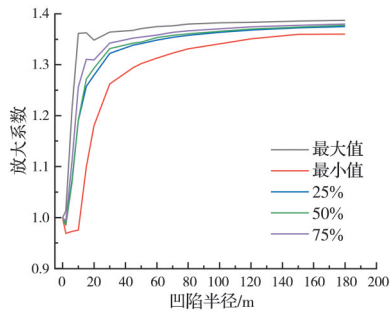


图10 背波面凹陷角点放大系数与凹陷半径的关系
Fig. 10 Relationship between amplification coefficient of angle point of depression on the back wave surface and radius of the depression

震荡,且随着凹陷半径的增大,震荡幅度不断减小。在不同入射角度下,各典型测点放大系数的变化幅



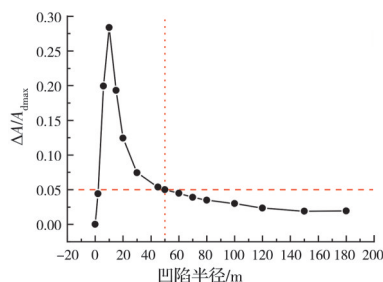
(a) 垂直入射



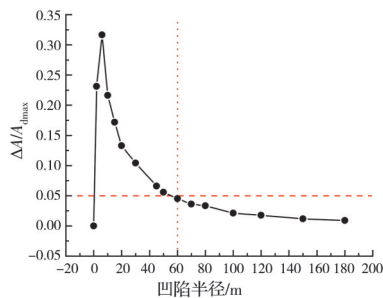
(b) 掠入射

图 11 凹陷谷点放大系数与凹陷半径的关系

Fig. 11 Relationship between amplification coefficient of valley point and radius of the depression



(a) 垂直入射



(b) 掠入射

图 12 迎波面凹陷角点放大系数最大、最小值相对差曲线

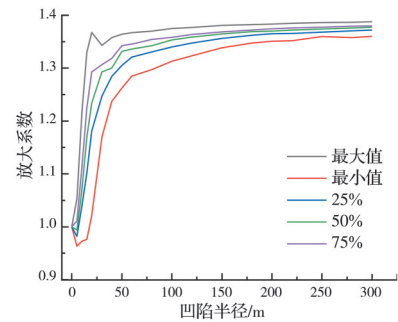
Fig. 12 Relative difference curves of the maximum and minimum values of the amplification coefficient of concave corner point on the frontal surface

度均随凹陷半径的增大由剧烈趋于平缓,凹陷半径超过 60 m 后,该特征尤为突出。由图 12 可知,凹陷半径为 60 m 时,放大系数最大值与最小值的最值相对差满足收敛条件。因此,剪切波速 $c=300$ m/s 工

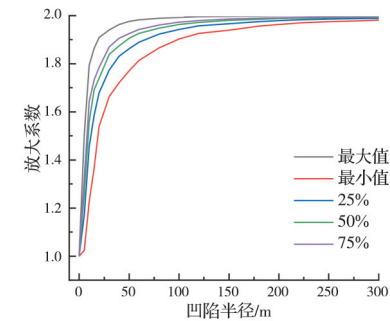
况下,界限半径 $R_0=60$ m。

3.4 场地剪切波速 $c=500$ m/s 的工况

图 13~图 15 分别为剪切波速 $c=500$ m/s 工况下半圆凹陷地形迎波面角点、凹陷谷点、背波面角点处对应的加速度幅值放大系数结果。图 16 为迎波面凹陷角点处加速度幅值放大系数最大值、最小值的最值相对差随凹陷半径变化曲线。各图均包含垂直入射和掠入射两种工况。



(a) 垂直入射



(b) 掠入射

图 13 迎波面凹陷角点放大系数与凹陷半径的关系

Fig. 13 Relationship between amplification coefficient of angle point of depression on the frontal surface and radius of the depression

由图 13~图 15 可知,剪切波速 $c=500$ m/s 工况下,两种入射方式中 3 个典型观测点的地表放大系数变化规律与 $c=200$ m/s、 $c=300$ m/s 工况一致。即各测点放大系数的变化幅度均随凹陷半径的增大而逐步衰减,仅界限半径存在差异。由图 16 可知,该工况下界限半径 $R_0=100$ m。

4 界限半径及放大系数

对于一系列不同半径的半圆凹陷地形,强地震动的频率实际局限在相对狭窄的有限频段内,因此界限半径的存在可以理解。

界限半径 R_0 客观存在,且与剪切波速 c 呈现明显变化规律,界限半径与剪切波速的对应关系如表 3 所示。图 17 进一步给出了不同超越概率下界限半径随剪切波速的变化关系。

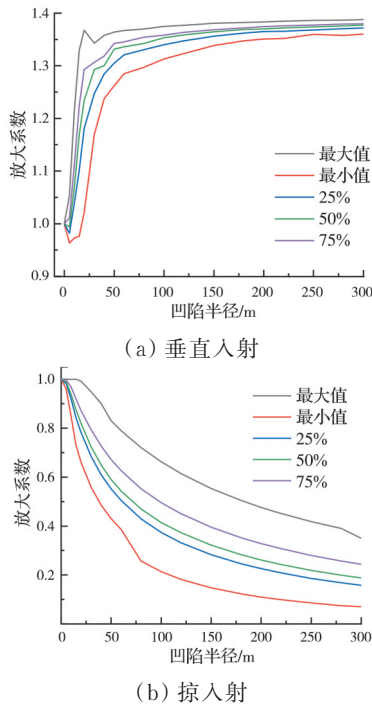


图 14 背波面凹陷角点放大系数与凹陷半径的关系

Fig. 14 Relationship between amplification coefficient of angle point of depression on the back wave surface and radius of the depression

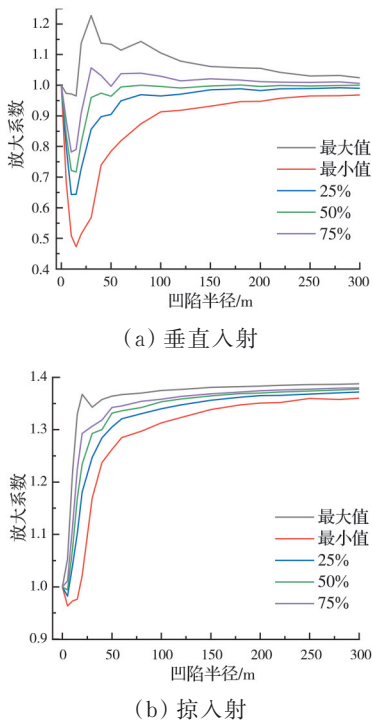


图 15 凹陷谷点放大系数与凹陷半径的关系

Fig. 15 Relationship between amplification coefficient of the valley point and radius of the depression

从表 3、图 17 可知,在超越概率为 25%、50%、75%、100% 四种条件下,界限半径与剪切波速均呈正比例关系,对应表达式为

$$R_0 = 0.05c \quad (21a)$$

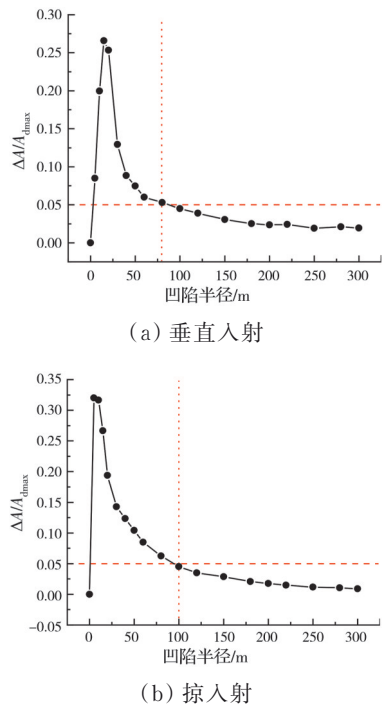


图 16 迎波面凹陷角点放大系数最大值、最小值相对差曲线

Fig. 16 Relative difference curves of the maximum and minimum values of the amplification coefficient of concave corner point on the frontal surface

表 3 不同超越概率下界限半径值

Table 3 Boundary radius values under different probabilities of exceeding

剪切波速 c / (m/s)	超越概率 25% 时的 R_0 / m	超越概率 50% 时的 R_0 / m	超越概率 75% 时的 R_0 / m	超越概率 100% 时的 R_0 / m
200	10	20	30	40
300	15	30	40	60
400	20	45	60	80
500	25	50	75	100
600	30	60	90	120

$$R_0 = 0.1c \quad (21b)$$

$$R_0 = 0.15c \quad (21c)$$

$$R_0 = 0.2c \quad (21d)$$

对超越概率与式内比例系数开展线性插值计算,可得任意超越概率 p 下界限半径与剪切波速的关系式

$$R_0 = 0.2pc \quad (22)$$

式中: p 为超越概率。

当凹陷半径大于界限半径时,放大系数收敛。图 18 分别给出了掠入射、30°入射、60°入射、垂直入射工况下半圆凹陷地表及周边区域放大系数超越概率 100% 对应的稳定影响场; y/a 的取值范围为 $-4 \sim 4$, 具体数据见表 4。

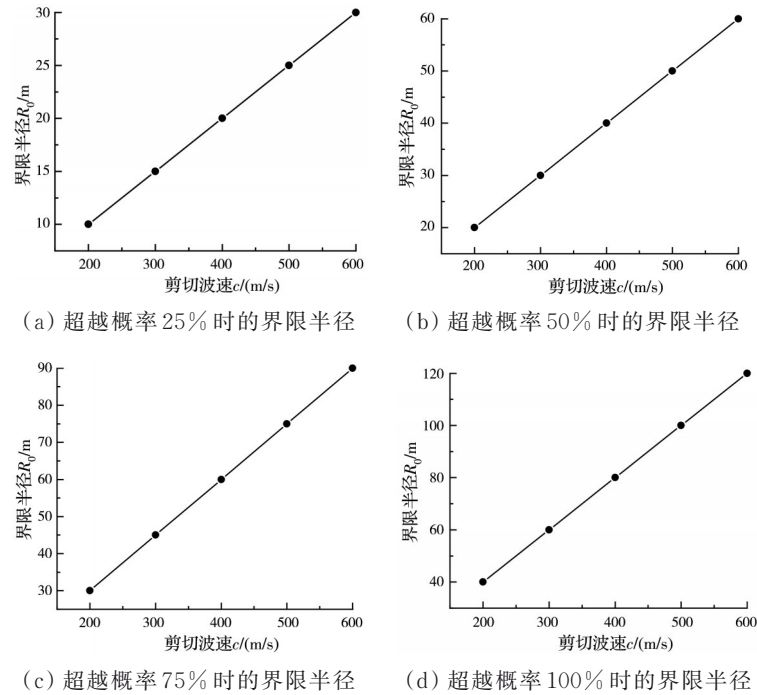


图 17 界限半径与剪切波速的关系

Fig. 17 Plot of the boundary radius versus shear wave velocity

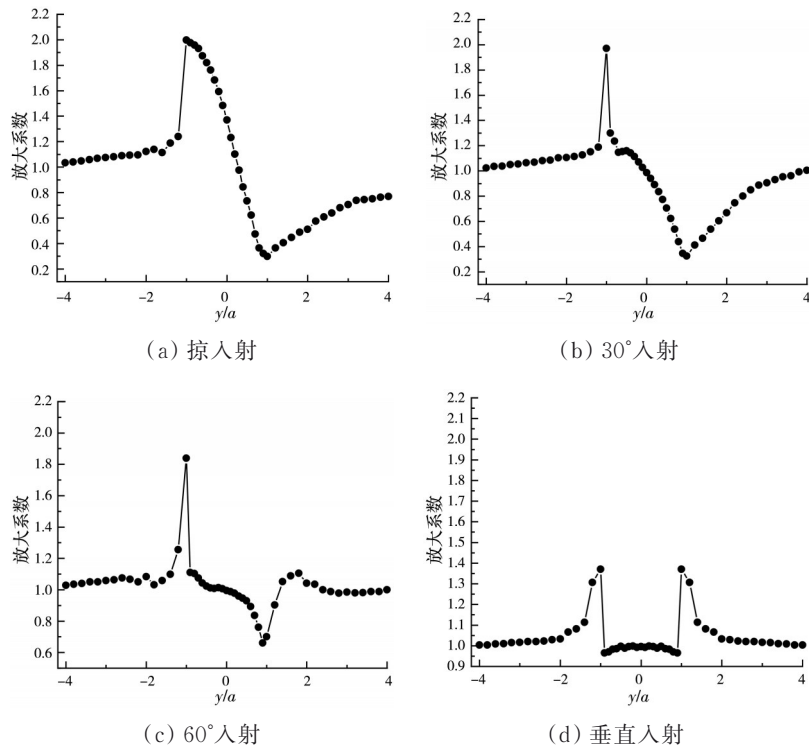


图 18 圆凹陷地表及周边区域放大系数稳定影响场

Fig. 18 Stable influence field of the amplification coefficient for the circular depression surface and its vicinity

从图 18、表 4 可知,当凹陷半径大于界限半径时,不同地震波输入在凹陷地形不同观察点呈现稳定的影响;但放大系数随观测点位、入射波角度的改变存在差异,数值分布区间为 0.3~2.0。当凹陷半径大于界限半径时,迎波面凹陷角点附近放大系

数最大,该数值随地震波由掠入射转为垂直入射而逐步减小,由 2.0 降至 1.4。当凹陷半径大于界限半径时,除近垂直入射工况外,背波面凹陷角点附近削弱效应最显著,该削弱效果随地震波由垂直入射转为掠入射而持续增强,最小放大系数为 0.3。

表4 半圆凹陷及其地表附近放大系数稳定影响场数据

Table 4 Data of the stable influence field of the amplification coefficient of semicircular depression and its vicinity

y/a	掠入射	30°入射	60°入射	垂直入射
-4.0	1.03	1.02	1.03	1.00
-3.4	1.06	1.05	1.06	1.01
-2.8	1.08	1.07	1.06	1.02
-2.2	1.09	1.10	1.05	1.03
-1.6	1.11	1.13	1.06	1.08
-1.0	1.99	1.97	1.84	1.37
-0.4	1.76	1.14	1.01	0.99
0	1.37	0.99	1.00	1.00
0.4	0.84	0.77	0.95	0.99
1.0	0.30	0.32	0.70	1.37
1.6	0.45	0.54	1.09	1.08
2.2	0.57	0.75	1.03	1.03
2.8	0.68	0.89	0.98	1.02
3.4	0.74	0.95	0.99	1.01
4.0	0.77	1.00	1.00	1.00

5 结论

针对硬场地半圆凹陷地形出平面散射问题,通过理论分析讨论凹体界限半径与地表放大系数的相关规律,得到以下主要结论:

1)凹陷地形存在界限半径,对于半径不同的半圆凹陷,只要凹陷半径大于界限半径,地表加速度放大系数即可实现工程意义上的稳定收敛,计算结果趋于一致。

2)不同地震动超越概率下,硬场地半圆凹陷的界限半径均与场地剪切波速成正比,比例系数随超越概率的降低而减小。

3)对于半径大于界限半径的凹陷地形,地表加速度放大系数分布规律基本稳定;放大系数随观测点位与入射波角度变化,取值介于0.3~2.0之间。

参考文献

[1] Boore D. Finite difference methods for seismic wave propagation in heterogeneous materials[J]. Methods in Computational Physics: advances in Research and Applications, 1972, 11: 1-37.

[2] 章小龙,李小军,周正华,等.三维复杂山谷地形SV波垂直输入地震反应分析[J].地球物理学报,2017,60(7): 2779-2790.

Zhang X L, Li X J, Zhou Z H, et al. The seismic response analysis of three-dimensional Canyon complex topography under incident SV seismic waves[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2017, 60(7): 2779-2790. (in

Chinese)

[3] 贺春晖,王进廷,张楚汉.基于震源-河谷波场数值模拟的坝址地震动参数确定方法[J].地球物理学报,2017,60(2): 585-592.

He C H, Wang J T, Zhang C H. Determination of seismic parameters for dam sites by numerical simulation of the rupture-canyon wave field[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2017, 60(2): 585-592. (in Chinese)

[4] Liu Z X, Wang D, Liang J W, et al. The fast multi-pole indirect BEM for solving high-frequency seismic wave scattering by three-dimensional superficial irregularities [J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2018, 90: 86-99.

[5] Zhou H, Chen X F. A new approach to simulate scattering of SH waves by an irregular topography[J]. Geophysical Journal International, 2006, 164(2): 449-459.

[6] 梁建文,吴孟桃,巴振宁.流体饱和半空间二维地形三分量弹性波散射间接边界元模拟[J].地球物理学报,2021,64(8): 2766-2779.

Liang J W, Wu M T, Ba Z N. IBEM simulation of three-component scattering of elastic waves in a fluid-saturated half-space with 2D topography[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2021, 64(8): 2766-2779. (in Chinese)

[7] Trifunac M D. Scattering of plane SH waves by a semi-cylindrical canyon[J]. Earthquake Engineering & Structural Dynamics, 1972, 1(3): 267-281.

[8] Wong H L, Trifunac M D. Scattering of plane SH waves by a semi-elliptical canyon[J]. Earthquake Engineering & Structural Dynamics, 1974, 3(2): 157-169.

[9] Yuan X M, Liao Z P. Scattering of plane SH waves by a cylindrical canyon of circular-arc cross-section[J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 1994, 13(6): 407-412.

[10] 李伟华,赵成刚.圆弧形凹陷饱和土场地对平面P波散射问题的解析解[J].地球物理学报,2003,46(4): 539-546.

Li W H, Zhao C G. 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)

[11] 梁建文,张郁山,顾晓鲁,等.圆弧形层状凹陷地形对平面SH波的散射[J].振动工程学报,2003,16(2): 158-165.

Liang J W, Zhang Y S, Gu X L, et al. Scattering of plane SH waves by a circular-arc layered canyon[J]. Journal of Vibration Engineering, 2003, 16(2): 158-165. (in Chinese)

- [12] 张郁山. 圆弧状多层沉积谷地在 Rayleigh 波入射下动力响应的解析解[J]. 地球物理学报, 2010, 53(9): 2129-2143.
- Zhang Y S. Analytical solution to dynamic response of circular-arc-shaped multi-layered valley due to incidence of Rayleigh wave[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2010, 53(9): 2129-2143. (in Chinese)
- [13] Tsaur D H, Chang K H. Scattering of SH waves by truncated semicircular canyon[J]. Journal of Engineering Mechanics, 2009, 135(8): 862-870.
- [14] Gao Y, Zhang N, Li D, et al. Effects of topographic amplification induced by a U-shaped canyon on seismic waves[J]. Bulletin of the Seismological Society of America, 2012, 102(4): 1748-1763.
- [15] Zhang N, Gao Y F, Pak R Y S. Soil and topographic effects on ground motion of a surficially inhomogeneous semi-cylindrical canyon under oblique incident SH waves [J]. Soil Dynamics and Earthquake Engineering, 2017, 95: 17-28.
- [16] 张宁, 潘家琐, 代登辉, 等. 含峭壁 V 形峡谷对地震 SH 波散射的解析解[J]. 地球物理学报, 2021, 64(3): 896-906.
- Zhang N, Pan J S, Dai D H, et al. An analytical solution to the scattering of plane SH waves by a V-shaped canyon with cliffs[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2021, 64(3): 896-906. (in Chinese)
- [17] 安霞. SH 波入射下等腰梯形山—峡谷复合地形的地震动[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2023.
- An X. Ground motion of isosceles trapezoidal hill-canyon combined topography under SH-waves[D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2023. (in Chinese)
- [18] 王振东. 考虑坡角、介质参数与地震波入射角度的陡坎地形场地效应研究[D]. 太原: 太原理工大学, 2023.
- Wang Z D. Study on the site effect of steep slope terrain considering slope angle, medium parameters, and seismic wave incidence angle[D]. Taiyuan: Taiyuan University of Technology, 2023. (in Chinese)

(编辑 朱备)