

何卫平, 周宜红. 2019. 基于地震波叠加模式的空间域划分及质点运动空间差异——以 SV 波入射为例. 地震学报, 41(3): 277–288. doi: 10.11939/jass.20180127.

He W P, Zhou Y H. 2019. Spatial domain division based on superposition pattern of seismic waves and spatial variation of motion: Case of SV wave incidence. *Acta Seismologica Sinica*, 41(3): 277–288. doi: 10.11939/jass.20180127.

基于地震波叠加模式的空间域划分 及质点运动空间差异 ——以 SV 波入射为例^{*}

何卫平^{1,2), †} 周宜红^{1,2)}

1) 中国湖北宜昌 443002 三峡大学水电工程施工与管理湖北省重点实验室

2) 中国湖北宜昌 443002 三峡大学水利与环境学院

摘要 针对地震动空间差异问题, 以半无限空间内平面 SV 波入射为例, 采用波动理论和叠加原理相结合的方法研究地震动的空间特征。首先, 分析入射波和反射波在空间内形成质点运动的叠加模式差异, 并依此对空间域进行划分; 其次, 针对不同泊松比和 SV 波入射角情形研究叠加区与分离区的分界线控制情况; 最后, 对比分析不同空间域内的质点运动在峰值、持时等方面特征。研究结果显示: 当 SV 波入射时, 叠加区与分离区的分界线通常由 z_3 (反射 P 波与反射 SV 波的分离线) 控制; 同时存在两种特殊情况, 当 SV 波垂直入射时, 分界线由 z_1 (入射 SV 波与反射 SV 波的分离线) 控制, 当反射 SV 波幅值为零时, 分界线由 z_2 (入射 SV 波与反射 P 波的分离线) 控制。在入射波和反射波的影响下, 质点运动时程的形状具有水平不变性。三波贡献时段只出现在深度小于 z_1 的质点的运动时程中, 且持时随着深度的增加线性减少; 双波贡献时段出现在位于叠加区内的质点的运动时程中, 持时沿深度先增加后减少; 单波贡献时段随着深度的增加而逐渐加长, 在分离区达到最大值。质点运动总持时随深度逐渐增加, 在分离线 z_2 和 z_3 深度处存在两个拐点。在质点运动峰值方面, 靠近自由面的叠加区质点运动峰值变化较大, 深度较大的叠加区和分离区的质点运动峰值一般不变。

关键词 平面 SV 波 叠加模式 空间域划分 地震波贡献时段 质点运动空间差异

doi: 10.11939/jass.20180127 中图分类号: P315.3⁺¹, P315.9 文献标识码: A

Spatial domain division based on superposition pattern of seismic waves and spatial variation of motion: Case of SV wave incidence

He Weiping^{1,2), †} Zhou Yihong^{1,2)}

1) *Huber Key Laboratory of Construction and Management in Hydropower Engineering,
China Three Gorges University, Hubei Yichang 443002, China*

2) *College of Hydraulic and Environmental Engineering, China Three Gorges University,
Hubei Yichang 443002, China*

* 基金项目 国家自然科学基金(51809152, 51479103)资助。

收稿日期 2018-10-28 收到初稿, 2018-12-26 决定采用修改稿。

† 通信作者 e-mail: heweiping_hwp@126.com



Abstract: For the investigation of spatial variation of seismic motion, the wave theory and superposition principle are used to illustrate the spatial variation of motions caused by seismic waves. And plane SV wave's incidence in semi-infinite space is used as a case in this paper. Firstly the difference in superposition pattern of waves in different position is investigated and the space region is divided into different domains according to superposition pattern. Then the border line between superposition domain and separation domain with different Poisson's ratio and SV wave's incident angle is discussed. Finally the difference in peak value and duration time of particle motion in different domains is investigated. The result shows that, the border line is usually controlled by z_3 (separation line generated by reflected P wave and reflected SV wave). Particularly, there exist two special cases, one is the vertical incidence of SV wave in which the border line is controlled by z_1 (separation line generated by incident SV wave and reflected SV wave), the other is the zero amplitude of reflected SV wave in which the border line is controlled by z_2 (separation line generated by incident SV wave and reflected P wave). The time history of different particle motion in one depth has the same shape with the influence of incident and reflected waves. In time history of particle motion, the period contributed by three waves only exists in depth lower than z_1 and the duration time decreases with depth. The period contributed by two waves exists in all superposition domain and the duration time increases firstly and then decreases with depth. The period contributed by one single wave increases with depth and reaches its maximum in separation domain. The increase of particle motion duration has two slope change in depths of z_2 and z_3 . The peak value of particle motion changes dramatically in superposition domain near free surface and remains constant in deep superposition domain and separation domain.

Key words: plane SV wave; superposition pattern; spatial domain division; period contributed by wave; spatial variation of particle motion

引言

我国位于世界两大地震带之间,是强震发生频率较高的国家之一。自2008年汶川 $M_S 8.0$ 大地震之后,陆续发生了一系列 $M_S \geq 7.0$ 强震,主要有2010年青海玉树 $M_S 7.1$ 地震、2013年四川芦山 $M_S 7.0$ 地震、2014年新疆和田 $M_S 7.3$ 地震以及2017年四川九寨沟 $M_S 7.0$ 地震。这些强震不仅损害着人员安全和经济发展,也严重威胁着高坝、地下结构、桥梁等大跨度结构的安全(陈厚群等, 2008; 张楚汉等, 2016; 林皋, 2017)。

对大跨度结构进行地震响应分析时,须考虑一定空间范围内的地震动输入。地震台阵监测资料显示,不同空间位置的地面运动具有不可忽略的差异性(Zerva, 2009)。地震动空间差异通常被归因为行波效应、衰减效应、相干效应和局部场地效应等(钟万勰等, 2000; 缪惠全, 李杰, 2018)。目前工程学领域通常采用相干函数模型来描述地震动的空间差异,相干函数模型可分为依实测台阵记录总结得到的经验模型和结合实测台阵记录与理论分析而得到的半经验模型(Luco, Wong, 1986; Loh, Yeh, 1988; Hao *et al*, 1989; Zerva, Harada, 1997)。相干函数模型为描述地面运动空间差异提供了可行途径,然而受计算复杂性的影响,通过相干函数模型获得非一致地震动场在结构地震响应分析中的应用尚不多见。在研究对象方面,相干函数模型通常侧重于地面运动,而大坝、地下结构等的地震响应分析所需地震动输入模型通常不仅注重地面运动,还注重地面以下的运动;在模型机制方面,相干函数模型属于唯象

模型,侧重地震动空间差异的经验性描述,而未就物理过程考察地震动场的特征(金星, 1993)。因此,从地震动形成机制出发研究地震动的空间差异,从而构建空间差异地震动场,成为地震动输入模型的发展方向。从形成机制方面描述地震动场的具体方法有金星和廖振鹏(1994)提出的随机地震动场模型、张翠然等(2011)提出的随机有限断层法以及贺春晖等(2017)通过建立震源—传播介质—坝址峡谷场地数值模型生成坝址区三维地震动场的方法。

研究地震动空间域特征,探索地震动空间差异的形成机理,是描述地震动场和获得准确地震动输入模型的前提。地震动场是由震源产生的地震波经传播介质到达场址后,入射波、反射波叠加而形成的运动场。因此,从波动理论和叠加原理出发开展研究是揭示地震动空间差异形成机理的可行思路。目前,基于波动理论的地震动空间差异研究主要体现在面波研究中,如瑞雷波和勒夫波的质点运动沿深度的变化(Shearer, 2009)。然而,以波动理论解释地震运动空间差异的研究仍不多见,且通常未探讨多波叠加情况。为此,本文拟以半无限介质中 SV 波在临界角以内的入射为例,研究空间内由地震波传播效应和叠加效应形成的质点运动空间特征,从而为研究地震动空间差异的形成机理和非一致地震动场的构建提供依据。首先依据质点运动叠加模式对空间域进行划分,然后以无量纲的叠加区范围系数为基础探讨不同介质内不同入射角情形下空间域分界线的控制情况,最后对不同空间域内的质点运动在持时、峰值和时程形状等方面的差异进行对比分析。

1 地震波叠加模式与质点运动空间差异

地震波在介质内的传播引起质点运动,如平面 P 波引起的质点运动方向与传播方向平行,平面 S 波引起的质点运动方向与传播方向垂直,瑞雷波引起的质点运动轨迹通常为椭圆。当多条地震波在相同空间区域传播时,质点运动由多条地震波运动叠加形成。由于地震波在波阵面形状、波型类别、传播方向、初至时间等方面可能存在差异,不同空间位置的质点运动所对应的地震波叠加方式通常存在差异。

如图 1a 所示,在均匀介质中 S_1 和 S_2 为两条倾斜向上传播的 SV 波,分别以 30° 和 15° 入射,波前同时到达 A 点。依据叠加原理,可得 A 点和 B 点的水平向运动时程如图 1b 所示。在 A 点, S_1 和 S_2 对质点运动的贡献时段相同,质点运动为两条地震波运动的直接叠加;在

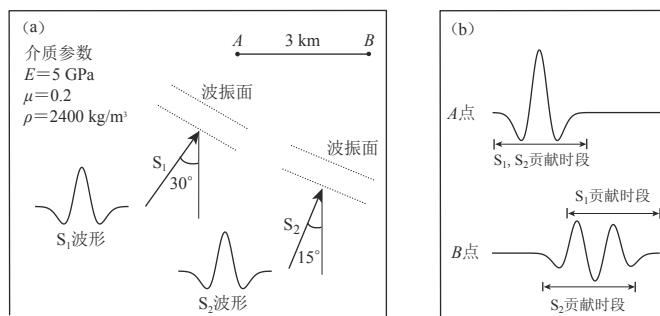


图 1 地震波叠加模式与质点运动空间差异示意图

(a) 问题说明; (b) A 点和 B 点的水平向运动

Fig. 1 Superposition pattern of seismic waves and spatial variation of particle motion at different point

(a) Description of problem; (b) Horizontal motion at points A and B

B点, S_1 和 S_2 对质点运动的贡献时段存在差异, 在叠加模式影响下, B点运动在幅值、持时和时程形状等方面与A点均相差较大。因此, 研究地震波传播效应和叠加模式产生的运动空间差异, 对解释地震动空间差异的形成机理具有重要意义。

2 平面 SV 波倾斜入射时质点运动叠加模式及空间域划分

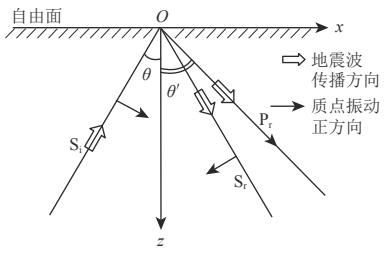


图 2 平面 SV 波倾斜入射示意

Fig. 2 Oblique incident of plane SV wave

2.1 SV 波倾斜入射时的反射系数

SV 波倾斜入射到自由面时, 受到自由面边界条件的限制, 通常会产生反射 P 波和反射 SV 波两类波型。将入射 SV 波记为 S_i , 反射 P 波记为 P_r , 反射 SV 波记为 S_r 。SV 波倾斜入射情形下半无限介质内的地震波情况, 如图 2 所示, 半无限空间内通常存在 S_i , P_r 和 S_r 共 3 条地震波。

依据自由面应力和位移边界条件, 反射 P 波和反射 SV 波的幅值系数为

$$A_p = \frac{2v_s v_p \sin 2\theta \cos 2\theta'}{v_s^2 \sin 2\theta \sin 2\theta' + v_p^2 \cos^2 2\theta}, \quad (1)$$

$$A_s = \frac{v_s^2 \sin 2\theta \sin 2\theta' - v_p^2 \cos^2 2\theta}{v_s^2 \sin 2\theta \sin 2\theta' + v_p^2 \cos^2 2\theta}, \quad (2)$$

式中, θ 为 SV 波的入射角和反射角, θ' 为 P 波反射角, v_p 和 v_s 分别代表介质中 P 波和 SV 波的波速, 可表示为:

$$v_p = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}}, \quad (3)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\mu)}}, \quad (4)$$

式中, E , μ 和 ρ 分别为半无限空间内介质的弹性模量、泊松比和密度。

2.2 空间内任意质点的地震波到时和离时

平面 SV 波倾斜入射时, 半无限空间介质中通常存在 3 条地震波, 即 S_i , P_r 和 S_r 。当单一地震波在空间内传播时, 对于任意的空间质点, 波前到达时质点开始运动, 波后离开时质点停止运动。将质点开始运动和停止运动的时间称为地震波的到时和离时。

由于涉及空间内所有质点的到时和离时, 为方便表达需定义时间零点。将地震波到达图 2 中坐标原点 O 的时间定义为时间零点, 此时空间中某些质点的到时或离时可能出现负值, 由于研究仅关注质点运动的相对时间概念, 时间出现负值对结果并无影响。每个质点运动由不同的地震波运动形成, 每条地震波传播经过质点均存在到时和离时。依据地震波传播规律可得到 S_i , P_r 和 S_r 波在任意空间点 (x, z) 的到时分别为

$$t_{S_i}^a = \frac{x \sin \theta - z \cos \theta}{v_s}, \quad (5)$$

$$t_{P_r}^a = \frac{x \sin \theta' + z \cos \theta'}{v_p}, \quad (6)$$

$$t_{S_r}^a = \frac{x \sin \theta + z \cos \theta}{v_s}. \quad (7)$$

假设入射波的持时为 T , 则反射波的持时也为 T , S_i , P_r 和 S_r 波在同一质点的离时可表示为

$$t_{S_i}^l = \frac{x \sin \theta - z \cos \theta}{v_s} + T, \quad (8)$$

$$t_{P_r}^l = \frac{x \sin \theta' + z \cos \theta'}{v_p} + T, \quad (9)$$

$$t_{S_r}^l = \frac{x \sin \theta + z \cos \theta}{v_s} + T. \quad (10)$$

以 S_i 和 S_r 波为例, 对于任意空间点, 入射波 S_i 首先到达, 反射波 S_r 随后到达. 当 $t_{S_i}^l > t_{S_r}^a$ 时, 说明 S_r 的波前先于 S_i 的波后到达质点, 此时两条地震波对质点运动存在重叠贡献时段; 当 $t_{S_i}^l < t_{S_r}^a$ 时, 说明 S_i 的波后先于 S_r 的波前到达质点, 此时两条地震波对质点运动的贡献时段是分离的; $t_{S_i}^l = t_{S_r}^a$ 为临界条件, 此时 S_i 的波后和 S_r 的波前同时到达质点.

2.3 空间区域的分离线和分界线

依据 $t_{S_i}^l = t_{S_r}^a$ 临界条件, 可得到满足临界条件的空间坐标为

$$z_1 = \frac{v_s T}{2 \cos \theta}. \quad (11)$$

当介质和入射波信息已知时, z_1 为确定数值, 被称为分离线. 依据地震波传播规律, 分离线的物理意义为两条地震波对质点运动贡献时段开始分离的空间位置. 当质点坐标大于分离线 z_1 时, S_i 和 S_r 对质点运动的贡献时段在时域内是分离的; 当质点坐标小于分离线 z_1 时, S_i 和 S_r 对质点运动的贡献时段存在重叠. 同样可得到 S_i 与 P_r 、 P_r 与 S_r 的分离线 z_2 和 z_3 分别为

$$z_2 = \frac{v_p v_s T}{v_p \cos \theta + v_s \cos \theta'}, \quad (12)$$

$$z_3 = \frac{v_p v_s T}{v_p \cos \theta - v_s \cos \theta'}. \quad (13)$$

平面 SV 波倾斜入射的情形下, 质点运动通常由 3 条地震波共同贡献而形成, 将质点运动中 3 条地震波贡献时段均不出现重叠的空间区域定义为分离区, 将质点运动存在于任意地震波重叠贡献时段的空间区域定义为叠加区, 将分离区与叠加区的界线称为分界线, 分界线由 z_1 , z_2 , z_3 中的最大值控制.

3 平面 SV 波倾斜入射下叠加区范围系数及分界线控制

3.1 叠加区范围系数

依据斯奈尔(Snell)定律([Shearer, 2009](#))

$$\frac{v_p}{v_s} = \frac{\sin \theta'}{\sin \theta}, \quad (14)$$

将式(12)和式(13)转化为

$$z_2 = \frac{v_s T}{\cos \theta + \frac{\sin \theta \cos \theta'}{\sin \theta'}}, \quad (15)$$

$$z_3 = \frac{v_s T}{\cos \theta - \frac{\sin \theta \cos \theta'}{\sin \theta'}}. \quad (16)$$

对比式(11)、(15)和(16)， z_1 、 z_2 和 z_3 的表达式中除波速 v_s 和持时 T 外均为无量纲量，将这些无量纲部分定义为叠加区范围系数，得到反映分离线位置的3个叠加区范围系数 a_1 、 a_2 和 a_3 分别为

$$a_1 = \frac{1}{2 \cos \theta}, \quad (17)$$

$$a_2 = \frac{\sin \theta'}{\cos \theta \sin \theta' + \sin \theta \cos \theta'}, \quad (18)$$

$$a_3 = \frac{\sin \theta'}{\cos \theta \sin \theta' - \sin \theta \cos \theta'}. \quad (19)$$

由于本文研究的是平面 SV 波入射角小于临界角的情况，因此以上公式须加限制条件

$$\theta < \arcsin \left(\frac{v_s}{v_p} \right) = \arcsin \sqrt{\frac{1-2\mu}{2(1-\mu)}}. \quad (20)$$

由式(17)–(19)可见，3个叠加区范围系数中， a_1 仅与 SV 波的入射角度有关， a_2 和 a_3 受入射角和反射角的共同影响。当入射角已知时，反射角可由泊松比 μ 确定，因此叠加区范围系数仅受入射角和泊松比的影响。考虑到实际介质的泊松比通常在 0.15–0.35 之间，分别选取泊松比为 0.15, 0.25 和 0.35 时研究叠加区范围系数随入射角度的变化情况，结果如图 3 所示。图中仅显示临界角以下的叠加区范围系数情况，泊松比为 0.15, 0.25 和 0.35 时 3 种介质所对应的临界角分别为 39.9°, 35.3° 和 28.7°。

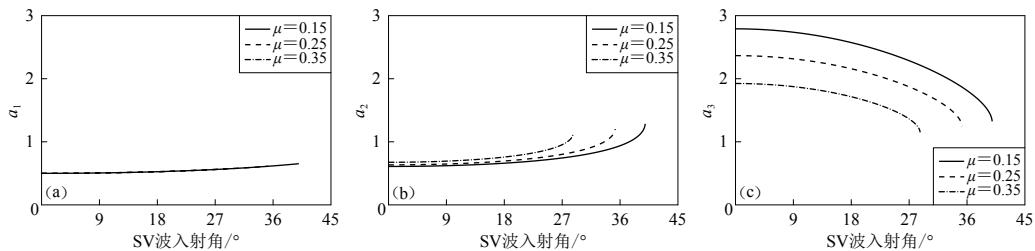


图 3 不同泊松比时叠加区范围系数 a_1 (a)、 a_2 (b)和 a_3 (c)随平面 SV 波入射角的变化

Fig. 3 Variation of superposition range coefficient a_1 (a), a_2 (b) and a_3 (c) with incident angle of SV wave

a_1 在不同泊松比情况下的曲线重合(图 3a)，代表 S_i 与 S_r 的分离线仅受 SV 波入射角的影响，而与介质信息无关； a_2 表现出随泊松比增加而逐渐增大的规律(图 3b)； a_3 表现出随泊松比增加而逐渐减小的规律(图 3c)，说明随着介质变软， P_r 与 S_r 波的叠加区域逐渐减小。

如图 3 所示： a_1 和 a_2 均表现出随入射角的增加而逐渐增大的规律，说明随着入射角的增加， S_i 与 S_r 、 S_i 与 P_r 对应的分离线逐渐变深，叠加区范围逐渐增大； a_3 表现出随入射角度增加而逐渐减小的规律，说明随着入射角的增加， P_r 与 S_r 对应的分离线逐渐变浅，叠加区范围逐渐减小。

3.2 分界线控制情况

叠加区范围系数同时影响了 P_i 、 P_r 和 S_r 在空间域内的叠加模式，因此有必要研究叠加区范围系数之间的大小关系。图 4 给出了泊松比分别为 0.15, 0.25 和 0.35 时，3 个叠加区范围

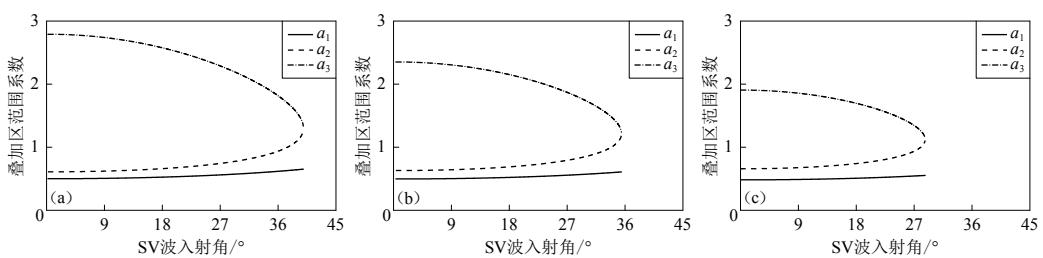


图 4 泊松比为 0.15 (a), 0.25 (b) 和 0.35 (c) 时叠加区范围系数对比

Fig. 4 Comparison of superposition range coefficient with Poisson's ratio of 0.15 (a), 0.25 (b) and 0.35 (c)

系数的对比曲线, 可以看出, 不同泊松比和入射角条件下均满足 $a_3 > a_2 > a_1$, 说明平面 SV 波倾斜入射情形下, 叠加区与分离区的分界线通常由 P_r 与 S_r 的分离线控制.

3.3 特殊情况下的分界线

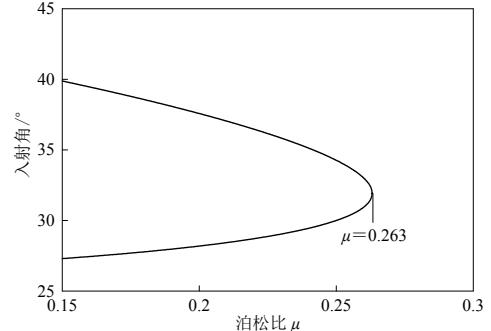
上文讨论了空间内存在 3 条地震波时的分界线控制情况, 此外, 平面 SV 波入射时空间内可能只有 2 条地震波, 分别为 SV 波垂直入射和反射 SV 波幅值为 0 两类特殊情况.

当平面 SV 波垂直入射时, 空间内只存在 S_i 和 S_r 地震波, 分界线由 S_i 与 S_r 的分离线控制, 此时分离线对应的叠加区范围系数为 a_1 , 且 $a_1=0.5$.

当 SV 波幅值系数为 0 时, 空间内只存在 S_i 和 P_r 地震波, 分界线由 S_i 与 P_r 的分离线控制, 此时分离线对应的叠加区范围系数为 a_2 . 由 S_r 幅值系数 $A_S=0$ 得到分离线由系数 a_2 控制时, 入射角、反射角和泊松比须满足

$$\frac{\sin 2\theta \sin 2\theta'}{\cos^2 2\theta} - \frac{2(1-\mu)}{1-2\mu} = 0. \quad (21)$$

由于反射角由入射角 θ 和泊松比 μ 共同确定, 因此式(21)仅包含入射角和泊松比两个未知量. 当介质泊松比已知时, 可依据该式求得满足条件的入射角. 通过 matlab 程序求解式(21), 得到不同泊松比介质分界线由叠加区范围系数 a_2 控制对应的入射角, 如图 5 所示, 可以看出分界线由系数 a_2 控制的入射角数量的规律为: 当 $\mu < 0.263$ 时, 存在 2 个满足条件的入射角; 当 $\mu = 0.263$ 时, 存在 1 个满足条件的入射角; 当 $\mu > 0.263$ 时, 不存在满足条件的入射角.

图 5 分界线由 S_i 与 P_r 分离线控制的对应情况Fig. 5 Border controlled by separation line generated by S_i and P_r

4 平面 SV 波倾斜入射空间内质点运动的水平不变性

4.1 质点运动表达式

半无限空间内, 平面 SV 波的波函数可表示为

$$f(t, x, z) = f\left(t - \frac{x \sin \theta - z \cos \theta}{v_S}\right), \quad (22)$$

反射 P 波和反射 SV 波的波函数可表示为

$$f_P(t, x, z) = A_P f\left(t - \frac{x \sin \theta' + z \cos \theta'}{v_P}\right), \quad (23)$$

$$f_S(t, x, z) = A_S f\left(t - \frac{x \sin \theta + z \cos \theta}{v_S}\right). \quad (24)$$

半无限介质内质点运动的水平分量和竖直分量可依据3条地震波的波函数表示为

$$h(t, x, z) = f(t, x, z) \cos \theta + f_P(t, x, z) \sin \theta' - f_S(t, x, z) \cos \theta, \quad (25)$$

$$v(t, x, z) = f(t, x, z) \sin \theta + f_P(t, x, z) \cos \theta' + f_S(t, x, z) \sin \theta. \quad (26)$$

4.2 质点运动时程形状的水平不变性

假设空间坐标由 (x, z) 变化为 $(x + \Delta x, z)$, 则依据式(22)–(26)和式(14)可得

$$h(t, x + \Delta x, z) = h\left(t - \frac{\Delta x \sin \theta}{v_S}, x, z\right), \quad (27)$$

$$v(t, x + \Delta x, z) = v\left(t - \frac{\Delta x \sin \theta}{v_S}, x, z\right). \quad (28)$$

式(27)和(28)可直接解释为: 在半无限介质内 SV 波倾斜入射情况下, $(x + \Delta x, z)$ 处质点在 t 时刻的运动与 (x, z) 处质点在 $t - \Delta x \sin \theta / v_S$ 时刻的运动相同, 其物理意义可简单描述为质点运动的时程形状不随水平坐标变化, 或称为时程形状的水平不变性.

5 质点运动空间差异

5.1 介质特性与入射地震波选取

采用简单算例对不同空间域的质点运动特征进行对比分析. 假定半无限介质的弹性模量为 15 GPa, 泊松比为 0.22, 密度为 2400 kg/m^3 . 若平面 SV 波以 20° 倾斜入射, 入射地震波选为持时为 2 s, 位移峰值为 1 cm 的雷克子波, 其运动时程如图 6 所示.

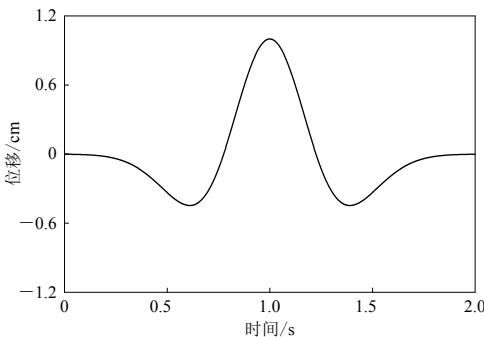


图 6 入射平面 SV 波的位移时程

Fig. 6 Displacement time history of incident SV wave

度为 3 km 的质点 D_4 ; 分离区选取深度 9 km 的质点 D_5 . 5 个特征质点的水平向运动时程如图 7 所示, 为便于显示, 图中时间零点选为第 1 个贡献地震波的到时. 每个质点的运动时程都标识了 3 条地震波对其运动时程的贡献时段, 可以看出: 在叠加区质点运动时程中, 存在不同程度的地震波重叠贡献时段; 在分离区质点运动时程中, 3 条地震波的贡献时段是分离的.

对于质点 D_1 和 D_2 , 深度小于分离线 z_1 , S_i 、 P_r 和 S_r 中任意两条地震波均存在叠加贡献时

依据给定参数, 可得到 3 个分离线深度分别为 $z_1 = 1.70 \text{ km}$, $z_2 = 2.24 \text{ km}$, $z_3 = 7.15 \text{ km}$. 给定介质参数和地震波持时下, S_i 和 S_r 在深度 1.70 km 处开始分离, S_i 和 P_r 在深度 2.24 km 处开始分离, P_r 和 S_r 在深度 7.15 km 开始分离. 叠加区与分离区的分界线深度为 7.15 km .

5.2 不同空间域质点运动时程

分别在自由面、叠加区和分离区选择特征点, 研究其运动时程特征. 自由面选取深度为 0 km 的质点 D_1 ; 叠加区分别选取深度为 1 km 的质点 D_2 ; 深度为 1.8 km 的质点 D_3 ; 深

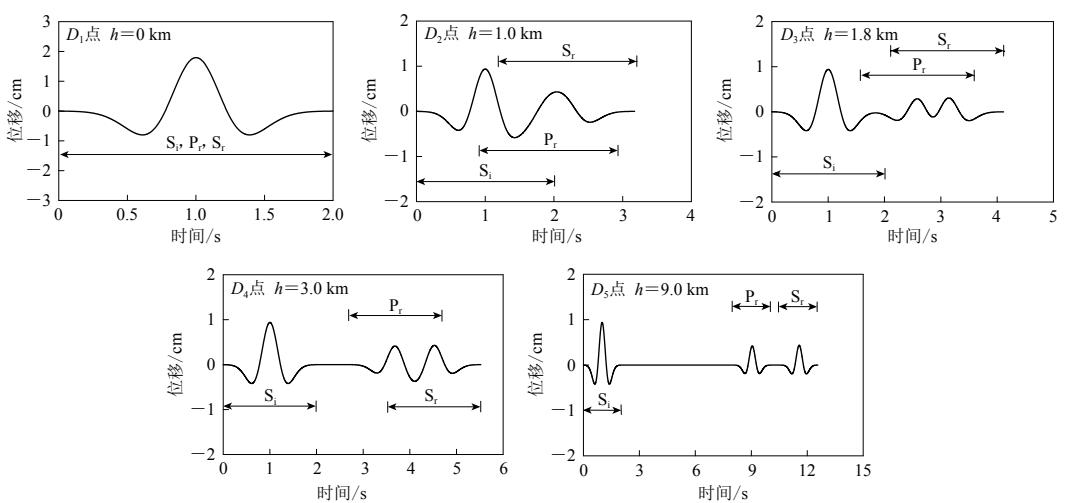
图 7 不同深度 h 下特征位置质点的水平向运动时程Fig. 7 Time history of horizontal particle motions in different depth h

表 1 不同深度质点地震波贡献时段

Table 1 Contribution time interval of waves on particle motion at different depth

质点	深度/km	单波贡献时段/s			双波贡献时段/s		三波贡献时段	
		S_i	P_r	S_r	(S_i, P_r)	(P_r, S_r)	(S_i, P_r, S_r)	
D_1	0							0—2.00
D_2	1.0	0—0.89		2.89—3.17	0.89—1.17	2.00—2.89		1.17—2.00
D_3	1.8	0—1.61	2.00—2.11	3.61—4.11	1.61—2.00	2.11—3.61		
D_4	3.0	0—2.00	2.68—3.52	4.68—5.52			3.52—4.68	
D_5	9.0	0—2.00	8.05—10.05	10.57—12.57				

段；对于质点 D_3 ，深度大于 z_1 且小于 z_2 和 z_3 ， S_i 和 S_r 开始分离， S_i 和 P_r 、 P_r 和 S_r 仍然存在叠加贡献时段；对于质点 D_4 ，深度大于 z_1 和 z_2 ，小于 z_3 ， S_i 和 S_r 、 S_i 和 P_r 在时域内呈现分离状态， P_r 和 S_r 仍存在叠加贡献时段；对于质点 D_5 ，深度大于 z_3 ，3 条地震波在时域内均呈现分离状态。

5.3 地震波贡献时段

为研究不同质点运动时程中地震波的贡献情况，在表 1 中列出了 5 个质点运动时程中单波、双波和三波贡献时段的起止时间。可以看出：质点 D_1 的运动时程中，3 条地震波的贡献时段完全重叠，仅存在三波贡献时段，持时为 2 s；质点 D_2 的运动时程中，存在单波、双波和三波贡献时段；质点 D_3 和 D_4 的运动时程中，存在单波和双波贡献时段；质点 D_5 的运动时程中，仅存在单波贡献时段， S_i 、 P_r 和 S_r 的贡献时段在时域分离。

在深度 9 km 以内，质点运动时程中单波、双波和三波贡献时段的持时随深度的变化，如

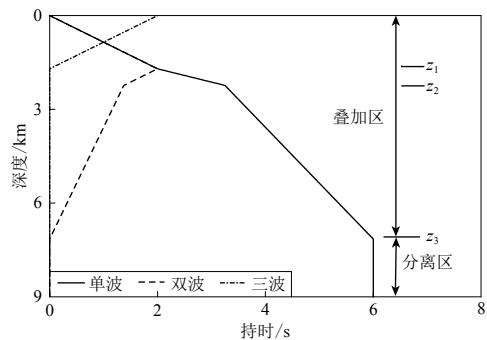


图 8 不同地震波叠加类型下持时沿深度分布

Fig. 8 Duration of different superposition pattern of particle motion in different depth

图 8 所示, 可见: 三波贡献时段只在深度小于 z_1 区域出现, 且三波贡献持时随着深度的增加而线性减少; 双波贡献时段在整个叠加区域出现, 在深度小于 z_1 的坐标区域随深度线性增加, 在深度大于 z_1 的坐标区域随深度的增加而逐渐减少; 单波贡献持时随着深度的增加而逐渐增多, 在达到分离区时单波贡献持时达到最大值, 即 3 倍入射波持时.

5.4 介质参数对强叠加区质点运动空间差异的影响

介质参数对地震波传播速度产生影响, 从而对质点运动空间差异产生影响. 为研究不同计算条件下质点运动持时、峰值随深度的变化, 计算工况中半无限介质密度取 2400 kg/m^3 , 泊松比取 0.22, 弹性模量分别取 10 GPa 和 20 GPa, SV 波入射角取 20° 和 30° , 通过组合得到 4 种计算工况.

4 种工况的质点运动持时随深度的变化如图 9 所示. 可以看出: 受叠加模式的影响, 质点运动持时随深度逐渐增加; 运动持时沿深度增加的过程中出现了两个拐点, 第 1 个拐点在 z_2 深度处, 第 2 个拐点在 z_3 深度处. 这两处出现拐点的主要原因是分别出现了无地震波贡献时段: 从 z_2 深度开始, 在 S_i 波与 P_r 波之间出现无地震波贡献时段; 从 z_3 深度开始, 在 P_r 波与 S_r 波之间出现无地震波贡献时段. 不同工况下, 持时沿深度增加的规律存在差异, 一方面体现在拐点出现的深度上, 即分离线深度的不同, 另一方面则体现在持时变化速率的差异上.

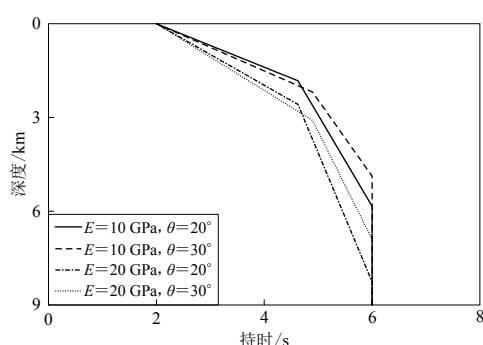


图 9 质点运动持时沿深度变化

Fig. 9 Duration time of particle motion along depth

质点运动位移峰值沿深度的分布如图 10 所示, 可以看出: 在靠近自由面时, 位移峰值变化较大; 当深度增加到一定程度后, 水平向和垂直向位移峰值均不再变化. 从范围上看, 峰值变化区域的范围小于叠加区范围, 主要原因是在深度较大的叠加区, 对质点运动产生贡献的地震波虽然存在重叠时段, 但并未影响到峰值. 因此可将叠加区内峰值受到地震波叠加模式影响的区域称为强叠加区, 将峰值不受地震波叠加模式影响的区域称为弱叠加区.

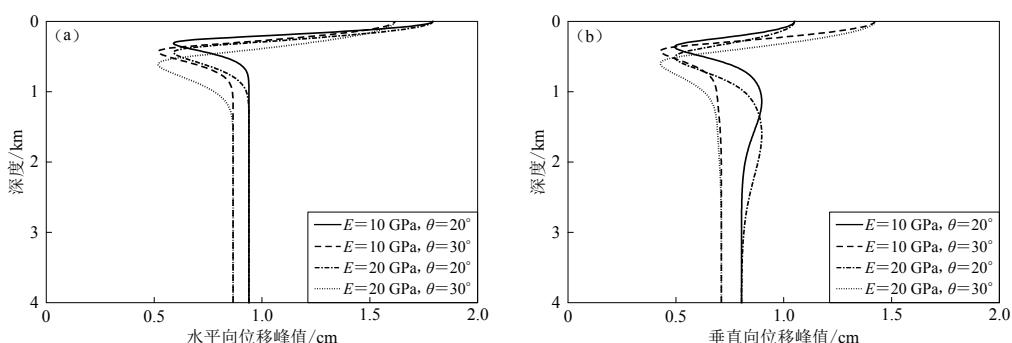


图 10 质点运动水平向(a)、垂直向(b)峰值沿深度变化

Fig. 10 Peak displacement of particle motion in horizontal (a) and vertical (b) displacement along depth

6 讨论与结论

本文以波动理论和叠加原理为基础, 针对平面 SV 波在临界角以下的入射情况, 研究半无限介质内空间域划分及质点运动的空间差异。与平面 P 波情况类似(何卫平等, 2019), 平面 SV 波倾斜入射时, 空间域可依据地震波叠加模式划分为叠加区和分离区, 但平面 SV 波入射情况下分界线的控制情况较为简单。在质点运动空间差异方面, 平面 SV 波倾斜入射时由入射波和反射波叠加形成的质点运动空间差异主要体现在沿深度方向的变化。沿深度方向的质点运动不仅具有峰值差异, 在运动持时和时程形状方面也存在差异。本文研究在揭示场址区域地震动空间差异的形成机理方面具有基础作用, 对非一致地震响应分析中地震动场的构建具有借鉴意义。

研究基于平面 SV 波在临界角以下的倾斜入射, 采用的地震波为雷克子波, 考虑因素较简单。实际地震发生时, 受震源破裂机制和传播路径的复杂性的影响, 场址的入射地震波数量可能更多、波型构成和波函数可能更复杂。总结实际地震在场址形成的人射地震波规律, 研究复杂入射地震波影响下场址地震动的空间特征, 是可以继续推进的研究工作。

参 考 文 献

- 陈厚群, 徐泽平, 李敏. 2008. 汶川大地震和大坝抗震安全[J]. *水利学报*, **39**(10): 1158–1167.
- Chen H Q, Xu Z P, Li M. 2008. Wenchuan earthquake and seismic safety of large dams[J]. *Journal of Hydraulic Engineering*, **39**(10): 1158–1167 (in Chinese).
- 贺春晖, 王进廷, 张楚汉. 2017. 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*, **60**(2): 585–592.
- He C H, Wang J T, Zhang C H. 2017. Determination of seismic parameters for dam sites by numerical simulation of the rupture-canyon wave field[J]. *Chinese Journal of Geophysics*, **60**(2): 585–592 (in Chinese).
- 何卫平, 周宜红, 赵春菊. 2019. 平面 P 波入射半无限介质空间域划分及运动偏振特征[J]. *岩石力学与工程学报*, **38**(2): 321–331.
- He W P, Zhou Y H, Zhao C J. 2019. Spatial division of semi-infinite space and polarization characteristics of particle motion for incident plane primary wave[J]. *Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering*, **38**(2): 321–331 (in Chinese).
- 金星. 1993. 地震动场研究状况简介[J]. *世界地震工程*, (3): 19–22, 52.
- Jin X. 1993. Introduction of research on earthquake motion field[J]. *World Earthquake Engineering*, (3): 19–22, 52 (in Chinese).
- 金星, 廖振鹏. 1994. 地震动随机场的物理模拟[J]. *地震工程与工程振动*, **14**(3): 11–19.
- Jin X, Liao Z P. 1994. Physical simulation on the random field of seismic motion[J]. *Earthquake Engineering and Engineering Vibration*, **14**(3): 11–19 (in Chinese).
- 林皋. 2017. 地下结构地震响应的计算模型[J]. *力学学报*, **49**(3): 528–542.
- Lin G. 2017. A computational model for seismic response analysis of underground structures[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, **49**(3): 528–542 (in Chinese).
- 缪惠全, 李杰. 2018. 基于物理机制的工程场地地震动相干函数模型[J]. *中国科学: 技术科学*, **48**(2): 209–216.
- Miao H Q, Li J. 2018. The coherence function model of ground motion in engineering sites based on physical mechanism[J]. *Scientia Sinica: Technologica*, **48**(2): 209–216 (in Chinese).
- 张楚汉, 金峰, 王进廷, 徐艳杰, 潘坚文. 2016. 高混凝土坝抗震安全评价的关键问题与研究进展[J]. *水利学报*, **47**(3): 253–264.
- Zhang C H, Jin F, Wang J T, Xu Y J, Pan J W. 2016. Key issues and developments on seismic safety evaluation of high concrete dams[J]. *Journal of Hydraulic Engineering*, **47**(3): 253–264 (in Chinese).
- 张翠然, 陈厚群, 李敏. 2011. 采用随机有限断层法生成最大可信地震[J]. *水利学报*, **42**(6): 721–728.

- Zhang C R, Chen H Q, Li M. 2011. Generation of the maximum credible earthquake by using the stochastic finite fault method[J]. *Journal of Hydraulic Engineering*, **42**(6): 721–728 (in Chinese).
- 钟万勰, 林家浩, 吴志刚, 孙东科, 张亚辉. 2000. 大跨度桥梁分析方法的一些进展[J]. *大连理工大学学报*, **40**(2): 127–135.
- Zhong W X, Lin J H, Wu Z G, Sun D K, Zhang Y H. 2000. Development of analytical method for long-span bridges[J]. *Journal of Dalian University of Technology*, **40**(2): 127–135 (in Chinese).
- Hao H, Oliveira C S, Penzien J. 1989. Multiple-station ground motion processing and simulation based on SMART-1 array data[J]. *Nucl Eng Des*, **111**(3): 293–310.
- Loh C H, Yeh Y T. 1988. Spatial variation and stochastic modelling of seismic differential ground movement[J]. *Earthq Eng Struct Dyn*, **16**(4): 583–596.
- Luco J E, Wong H L. 1986. Response of a rigid foundation to a spatially random ground motion[J]. *Earthq Eng Struct Dyn*, **14**(6): 891–908.
- Shearer P M. 2009. *Introduction to Seismology*[M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press: 215–240.
- Zerva A. 2009. *Spatial Variation of Seismic Ground Motions: Modeling and Engineering Applications*[M]. Boca Raton: CRC Press: 1–64.
- Zerva A, Harada T. 1997. Effect of surface layer stochasticity on seismic ground motion coherence and strain estimates[J]. *Soil Dyn Earthq Eng*, **16**(7/8): 445–457.