

文章编号:1000-1301(2006)05-0001-06

Rayleigh 波入射情形下的断层效应

周正华^{1,2}, 温瑞智¹, 毛国滨¹, 王玉石¹, 王宇欢¹, 杨程¹

(1. 中国地震局工程力学研究所, 黑龙江, 哈尔滨, 150080; 2. 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要: 本文运用数值模拟方法对 Rayleigh 波入射情形下的断层效应进行分析, 结果表明: 断层对 Rayleigh 面波具有隔震作用, 随断层深度的增加其隔震效果更加明显, 且水平向的隔震效果强于竖向。在入射波一侧, 由于断层的作用使接触带附近的反应增强, 随着断层破碎带宽度的增加, 竖向反应变化特征明显不同于水平向反应变化特征。

关键词: Rayleigh 波; 数值模拟; 断层

中图分类号: P315.915

文献标识码: A

Effect of fault on ground motion in the case of incident Rayleigh wave

Zhou Zhenghua^{1,2}, Wen Ruizhi¹, Mao Guobin¹, Wang Yushi¹, Wang Yuhuan¹, Yang Cheng¹

(1. Institute of Engineering Mechanics, China Earthquake Administration, Harbin 150080, China;

2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: In this paper, the effect of a fault on the ground motion in the case of incident Rayleigh wave is analyzed by using the numerical stimulation method. The result shows that the fault can make the intensity of Rayleigh wave rapidly attenuate. The larger the depth of fault is, the more obvious the fault effect will be. The effect of fault on the horizontal component is larger than that on the vertical component. On the side of incident wave, the fault effect strengthens the earthquake responses in the vicinity of the fault interface. The effect of fault width on the vertical response is different from the effect on the horizontal response.

Key words: Rayleigh wave; numerical stimulation method; fault

引言

地震波从震源产生后向四面八方传播, 在分界面上产生反射和折射。因此, 在地表观测到的地震波是多种波的混合。事实上, 地震波的成分中不仅包含了体波——纵波(P波)和横波(S波), 而且包含了面波, 特别是在中远场情况下, 面波往往会成为主要成分。

当面波在传播过程中通过断层或断层破碎带时, 在断层接触带处将产生反射和透射, 使面波特征发生变化。对于这一变化, 从定性的角度分析认为, 断层对面波具有一定的隔震作用。单从定性分析的角度讨论面波入射情形下的断层效应是不能完全了解断层对面波传播的影响, 有必要借助定量分析深入了解面波入射情形下的断层效应。鉴于这一现实, 本文将采用与局部人工边界技术相结合的波动有限元时步数值模拟的解耦方法对 Rayleigh 波入射情形下的断层效应进行分析, 研究 Rayleigh 波通过断层的传播规律, 为断层场地震害预测提供理论依据。

收稿日期: 2006-04-11; 修订日期: 2006-07-21

基金项目: 国家自然科学基金项目(50178065); 973项目(2002CB412706); 国家社会公益研究专项(2002DIB30076); 地震科学联合基金项目(105023)

作者简介: 周正华(1962-), 男, 研究员, 博士, 主要从事工程地震研究。

1 均匀弹性半空间的 Rayleigh 波

设在 $z \geq 0$ 的半空间中有一沿 x 方向传播的单一频率的瑞利波, 其势函数可表示为:

$$\begin{aligned}\varphi &= Ae^{-\bar{m}z} e^{i\omega(t-x/c)} \\ \Psi &= Be^{-\bar{k}z} e^{i\omega(t-x/c)}\end{aligned}\quad (1)$$

式中 A, B 为复常数, c 为相速度, ω 为圆频率, 且 $\bar{m} > 0, \bar{k} > 0$ 。

φ 和 Ψ 符合波动方程

$$\begin{aligned}\nabla^2 \varphi - \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla^2 \Psi - \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} &= 0\end{aligned}\quad (2)$$

将式(1)代入式(2)可得:

$$\begin{aligned}\bar{m}^2 &= \frac{\omega^2}{\alpha^2} \left(\frac{K_1^2}{K_2^2} - 1 \right) \\ \bar{k}^2 &= \frac{\omega^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{K_2^2} - 1 \right)\end{aligned}\quad (3)$$

其中, $K_1 = \frac{\alpha}{\beta}, K_2 = \frac{c}{\beta}, \alpha$ 为纵波波速、 β 为剪切波速。

复常数 A, B 间的关系及特征值相速度 c 可由自由地表 0 应力边界条件导出, 即当 $z=0$ 时, 有:

$$\begin{aligned}\sigma_{zz} &= \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \tau_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0\end{aligned}\quad (4)$$

其中:

$$\begin{cases} u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \\ w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{cases}\quad (5)$$

将式(1)代入式(5)得:

$$\begin{aligned}u &= -\frac{iA\omega}{c} e^{-\bar{m}z} e^{i\omega(t-\frac{x}{c})} + B\bar{k}e^{-\bar{k}z} e^{i\omega(t-\frac{x}{c})} \\ w &= -A\bar{m}e^{-\bar{m}z} e^{i\omega(t-\frac{x}{c})} - \frac{iB\omega}{c} e^{-\bar{k}z} e^{i\omega(t-\frac{x}{c})}\end{aligned}\quad (6)$$

将式(6)代入式(4)整理得:

$$\left. \begin{aligned}A \left[\bar{m}^2 - \left(1 - 2 \frac{\beta^2}{\alpha^2} \right) \frac{\omega^2}{c^2} \right] + 2iB \frac{\beta^2}{\alpha^2} \frac{\omega}{c} \cdot \bar{k} &= 0 \\ 2iA \frac{\omega}{c} \bar{m} - B \left(\bar{k}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) &= 0\end{aligned} \right\} \quad (7)$$

将 \bar{m}, \bar{k} 代入得:

$$\left. \begin{aligned}A \left(\frac{2\beta^2}{c^2} - 1 \right) + 2iB \frac{\beta}{c} \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha^2} - 1} &= 0 \\ A \frac{2i}{c} \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\alpha^2}} - B \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{2\beta^2}{c^2} - 1 \right) &= 0\end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式(8)是关于 A, B 的线性代数方程组, 若 A, B 有非 0 解, 必有其系数行列式为 0, 即:

$$\begin{vmatrix} \frac{2\beta^2}{c^2} - 1 & 2i \frac{\beta}{c} \sqrt{\frac{\beta^2}{c^2} - 1} \\ \frac{2i}{c} \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{\alpha^2}} & -\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{2\beta^2}{c^2} - 1 \right) \end{vmatrix} = 0 \quad (9)$$

经展开合并得:

$$K_2^6 - 8K_2^4 + \left(24 - \frac{16}{K_1^2} \right) K_2^2 - 16 \left(1 - \frac{1}{K_1^2} \right) = 0 \quad (10)$$

方程式(10)是关于 K_2^2 的 3 次方程, 若令其等于 0, 则方程左端 $= -16 + \frac{16}{K_1^2} < 0$; 若令 $K_2^2 = 1$, 方程左端等于 $1 > 0$ 。这表明在区间 $(0, 1)$ 内至少存在一个实数根, 即 $c < \beta$ 的正实数根, 相应的波称为自由表面的瑞利面波。同时亦保证了 $\bar{m} > 0, \bar{k} > 0$ 。由式(6)可看出, 自由表面的瑞利面波是沿自由表面传播而振幅随深度按指数衰减。

Viktorov 给出了特征方程式(10)的一个近似解^[1], 即 $K_2 = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu}$ 。此外, 亦有^[2] $K_1 = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}}$,

其中 ν 为泊松比, 且 $0 < \nu < 0.5$ 。

经整理, 式(6)可改写为:

$$\begin{cases} u = i \frac{\omega A}{c} (-e^{-\bar{m}z} + \bar{B} \bar{k}' e^{-\bar{k}z}) e^{i\omega(t - \frac{z}{c})} \\ w = \frac{\omega A}{c} (-\bar{m}' e^{-\bar{m}z} + \bar{B} e^{-\bar{k}z}) e^{i\omega(t - \frac{z}{c})} \end{cases} \quad (11)$$

式中, $\bar{m}' = \sqrt{1 - \left(\frac{K_2}{K_1}\right)^2}$, $\bar{k}' = \sqrt{1 - (K_2)^2}$, $\bar{B} = \frac{2 - (K_2)^2}{2\sqrt{1 - (K_2)^2}}$ 或 $\bar{B} = \frac{2\sqrt{1 - \left(\frac{K_2}{K_1}\right)^2}}{2 - (K_2)^2}$ 。

式(11)为均匀弹性半空间 Rayleigh 波位移计算公式, 将作为下节断层效应数值模拟分析入射波的确方法。

2 断层效应数值模拟分析

本节将运用波动数值模拟的解耦方法^[3~8], 即多次透射公式 (Multi-Transmitting, Formula, 简记为 MTF) 与集中质量显式有限元结合的方法, 分析 Rayleigh 波入射情形下的垂直断层效应。这一数值模拟方法在空间上是解耦的, 在时间上是显式的, 相对于其它方法计算效率高, 占用计算机内存小, 极大地提高了有限元的求解能力。

数值分析在一长方形区域内进行, 如图 1 所示。图中阴影部分表示断层破碎带, 其介质匀质、各向同性, 介质参数分别为: 横波波速 $c_s = 200\text{m/s}$ 、密度 $\rho = 1700\text{kg/m}^3$ 、泊松比 $\nu = 1/3$ 。断层破碎带周围介质亦是匀质、各向同性的, 其介质参数分别为: 横波波速 $c_s = 500\text{m/s}$ 、密度 $\rho = 2100\text{kg/m}^3$ 、泊松比 $\nu = 0.25$ 。由于这一求解问题为一无限域问题, 为实现其数值模拟分析, 需引入人工边界以获得有限模型。在这一问题中, 人工边界分别位于计算区域的两侧及底边。Rayleigh 波由图 1 所示的左侧边界入射, 且入射 Rayleigh 波位移场由式(11)确定, 其振幅随深度按指数衰减。首先, 对计算区采用均匀四边形有限单元进行离散, 四边形有限单元的几何尺寸为 $\Delta x, \Delta y$, 其中 $\Delta x = 1\text{m}$ 或 5m 、 $\Delta y = 1\text{m}$ 或 5m , $\Delta x, \Delta y$ 的取值依

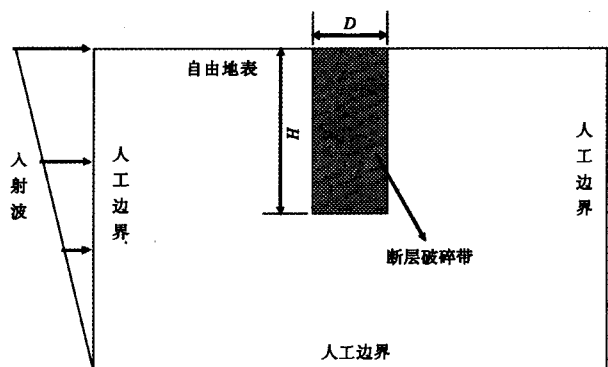


图 1 数值分析计算区及入射波示意图

Fig. 1 Schematic drawing of numerical analysis region and incident wave

据波动有限元模拟的精度要求确定^[8]。由此根据有限元方法形成内节点的常微分方程组。继而,采用中心差分法完成这一方程组的数值积分,积分时间步长 Δt 按此方程组数值积分的稳定性准则确定,取 $\Delta t = 0.001\text{s}$ 。人工边界节点的离散方程为二阶多次透射公式,由于其计算点($x = -jc_a\Delta t, c_a = 500\text{m/s}$ 为人工波速)的位置与有限元节点的位置不一致,因而需由节点位移内插计算点的位移,插值方法采用具有二阶精度的三点插值方法(文献[5]式(29)和式(31))。

数值计算将分别就不同破碎带宽度和深度进行分析,确定破碎带的宽度(D)和深度(H)对 Rayleigh 波传播的影响,以了解 Rayleigh 波入射情形下的断层效应,相关计算结果示于图 2 ~ 图 13 中。由图可以看出,当 $D = 4\text{m}$ 时,随着断层深度的增加,水平向位移反应在断层的人射波一侧变大,而另一侧反应则减小。对于竖向位移反应,其特征与水平向位移反应特征基本相似,但断层内的位移反应普遍减小,且断层内右侧的反应减小更明显。然而,无论是水平向位移反应还是竖向位移反应,相对于断层中点曲线形态基本相似。当 $D = 10\text{m}$ 时随断层深度的变化位移反应特征与 $D = 4\text{m}$ 时基本相似,但位移反应形态相对于断层中点完全不相似。当 $D = 20\text{m}$ 时,其位移反应特征与前两种情形存在本质的差别。在断层深度较浅时,竖向位移反应相对于断层中点基本对称,且断层内的位移反应大于断层两侧的位移反应。随着断层深度的增加,竖向位移反应相对于断层中点则不对称,并且断层内左侧位移反应大于其右侧位移反应。水平向位移反应在断层深度较浅时相对于断层中点亦基本对称,但断层两侧的位移反应较中间大,且随着断层深度的进一步增加,断层左侧的反应增大,而左侧的反应则越来越小。

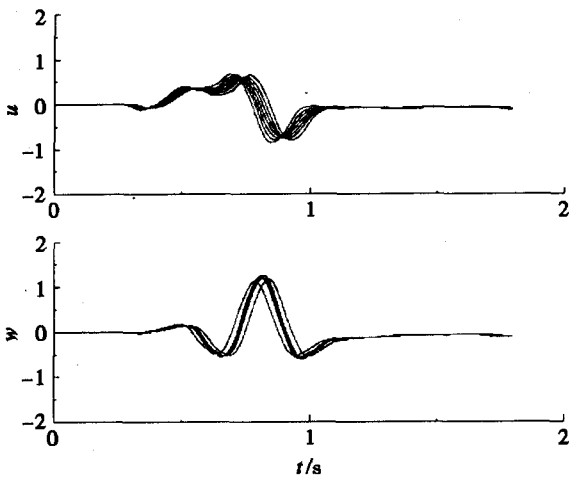


图 2 位移反应时程曲线($D = 4\text{m}, H = 10\text{m}$)
Fig. 2 Displacement histories($D = 4\text{m}, H = 10\text{m}$)

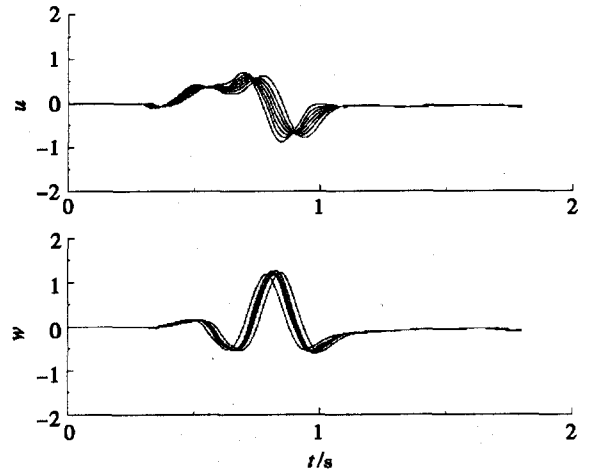


图 3 位移反应时程曲线($D = 4\text{m}, H = 20\text{m}$)
Fig. 3 Displacement histories($D = 4\text{m}, H = 20\text{m}$)

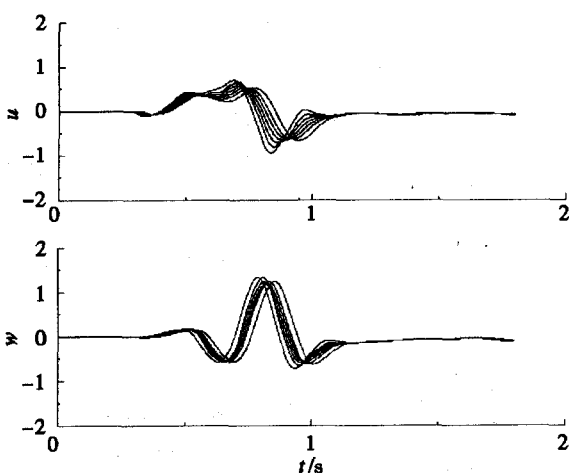


图 4 位移反应时程曲线($D = 4\text{m}, H = 50\text{m}$)
Fig. 4 Displacement histories($D = 4\text{m}, H = 50\text{m}$)

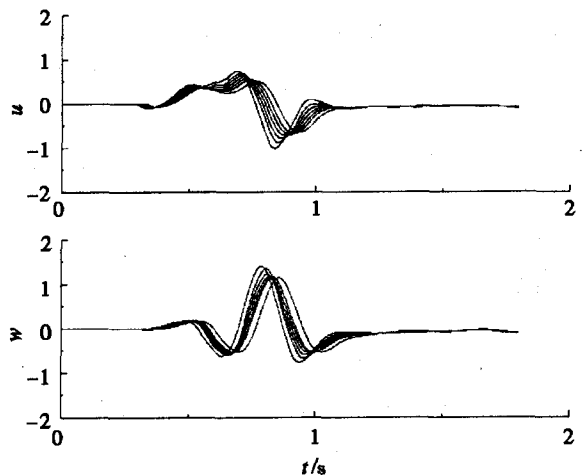


图 5 位移反应时程曲线($D = 4\text{m}, H = 100\text{m}$)
Fig. 5 Displacement histories($D = 4\text{m}, H = 100\text{m}$)

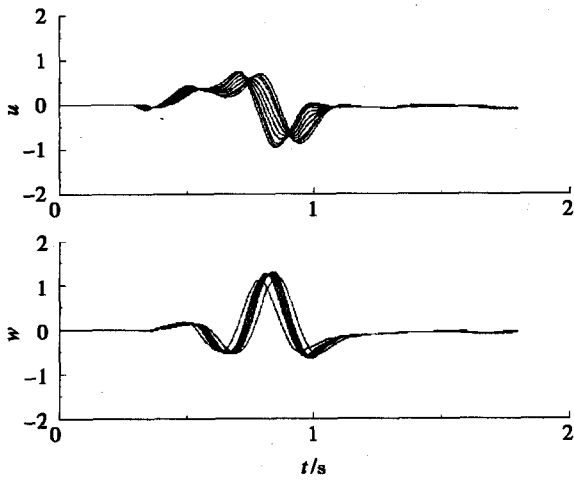


图 6 位移反应时程曲线 ($D=10\text{m}, H=10\text{m}$)
Fig. 6 Displacement histories ($D=10\text{m}, H=10\text{m}$)

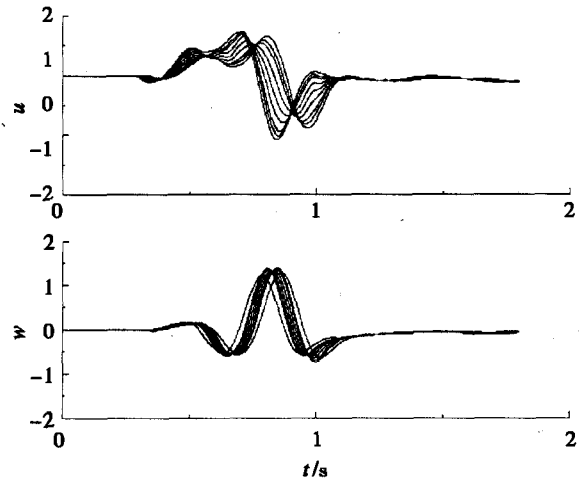


图 7 位移反应时程曲线 ($D=10\text{m}, H=20\text{m}$)
Fig. 7 Displacement histories ($D=10\text{m}, H=20\text{m}$)

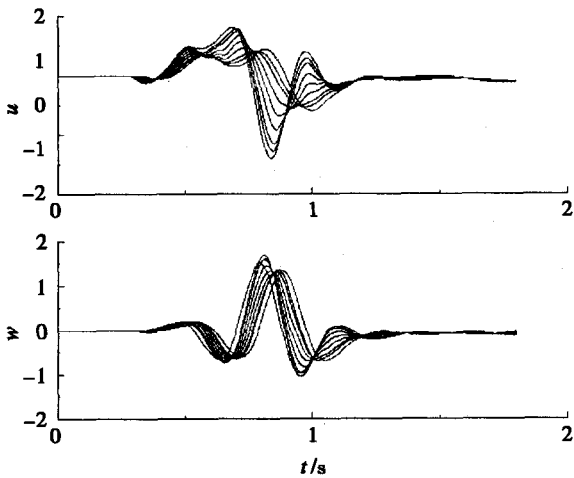


图 8 位移反应时程曲线 ($D=10\text{m}, H=50\text{m}$)
Fig. 8 Displacement histories ($D=10\text{m}, H=50\text{m}$)

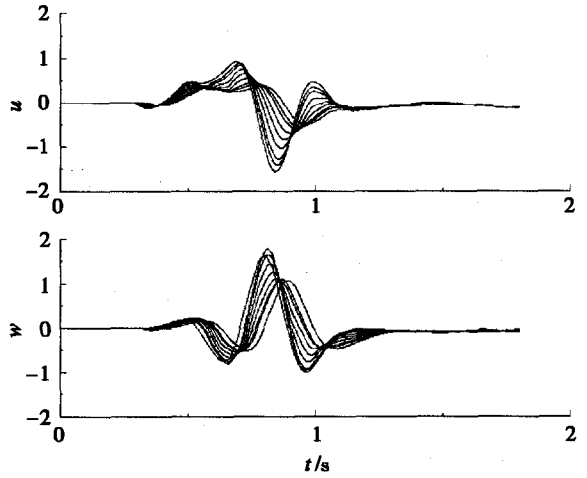


图 9 位移反应时程曲线 ($D=10\text{m}, H=100\text{m}$)
Fig. 9 Displacement histories ($D=10\text{m}, H=100\text{m}$)

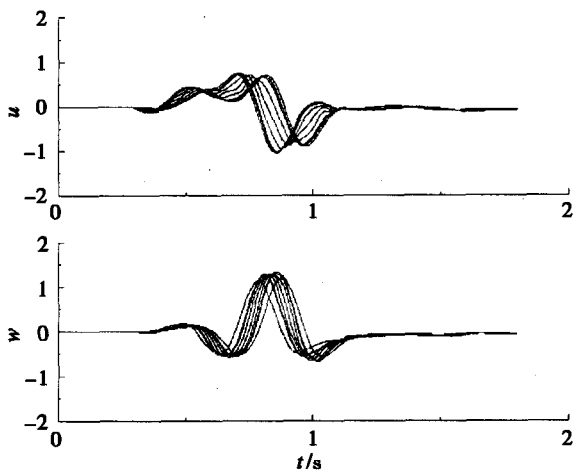


图 10 位移反应时程曲线 ($D=20\text{m}, H=10\text{m}$)
Fig. 10 Displacement histories ($D=20\text{m}, H=10\text{m}$)

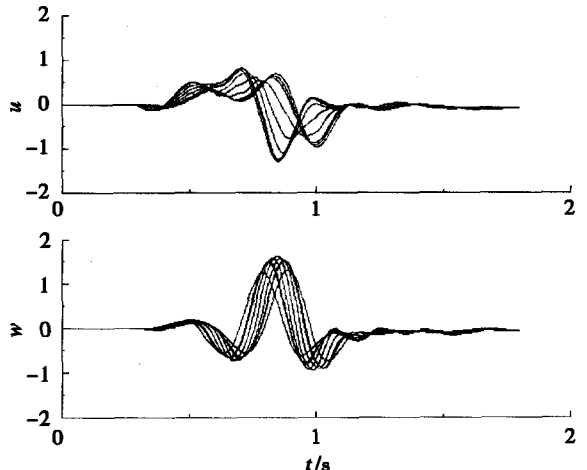
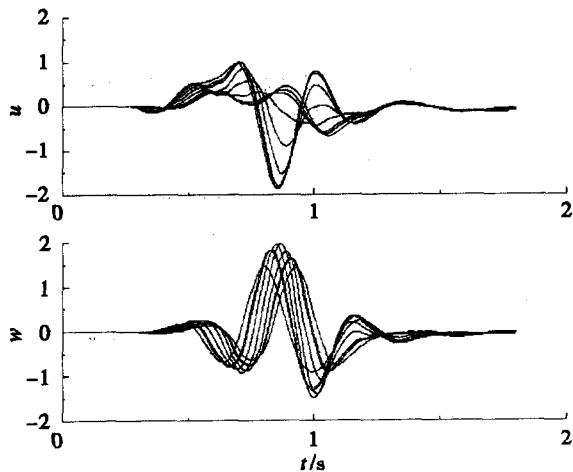
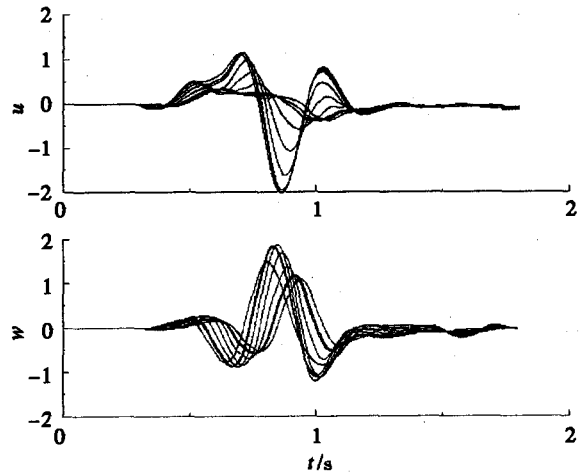


图 11 位移反应时程曲线 ($D=20\text{m}, H=20\text{m}$)
Fig. 11 Displacement histories ($D=20\text{m}, H=20\text{m}$)

图 12 位移反应时程曲线 ($D = 20\text{m}, H = 50\text{m}$)Fig. 12 Displacement histories ($D = 20\text{m}, H = 50\text{m}$)图 13 位移反应时程曲线 ($D = 20\text{m}, H = 100\text{m}$)Fig. 13 Displacement histories ($D = 20\text{m}, H = 100\text{m}$)

3 结语

断层是抗震防灾规划和重大工程项目建设中经常遇到的一个重要问题,本文希望通过 Rayleigh 面波入射下的断层效应的分析,获得一些对工程建设有意义的结论。本文分析结果表明,断层对 Rayleigh 面波具有隔震作用,随断层深度的增加其隔震效果更为明显,且水平向的隔震效果强于竖向。然而,对于入射波一侧,由于断层的作用使接触带附近的反应增强。随着断层破碎带宽度的增加,竖向反应特征与水平向反应特征明显不同,如在断层破碎带内,竖向反应逐渐变大,而水平向反应逐渐变小。

参考文献:

- [1] Viktorov I A. Rayleigh and Lamb Waves: physical theory and applications[M]. New York:Plenum Press, 1967.
- [2] 傅淑芳,刘宝诚.地震学教程[M].北京:地震出版社,1991.
- [3] Liao Z P. A decoupling numerical simulation of wave motion[M]. Elsevier: Amsterdam, Dynamic Soil-Structure Interaction, 1998:125~140.
- [4] 廖振鹏.近场波动问题的有限元解法[J].地震工程与工程振动,1984,4(2):1~14.
- [5] 周正华,廖振鹏.多次透射公式的一种稳定实现措施[J].地震工程与工程振动,2001,21(1):9~14.
- [6] 廖振鹏,周正华,张艳红.波动数值模拟中透射边界的稳定实现[J].地球物理学报,2002,45(4):533~545.
- [7] 李山有,廖振鹏,周正华.大型结构地震反应数值模拟中的波动输入[J].地震工程与工程振动,2001,21(2):1~5.
- [8] 廖振鹏.工程波动理论导引[M].北京:科学出版社,1996.