

纵波垂直入射层状非线性节理岩体的半数值时域解

郭力群¹ 俞 缙^{1,2} 张亚洲¹ 蔡燕燕^{1,2} 彭兴黔¹

(1. 华侨大学岩土工程研究所, 福建厦门 361021;

2. 中国科学院武汉岩土力学所岩土力学与工程国家重点实验室, 湖北武汉 430071)

摘要: 基于改进的节理弹性非线性法向变形本构关系, 建立可描述纵波垂直入射层状非线性节理岩体的波传播位移不连续模型, 结合一维波动方程特征线法推导层状非线性节理岩体透射波质点速度半数值时域解。利用该解建立差分格式并编写计算程序, 通过参数研究初步探求弹性纵波在层状非线性节理处的传播过程及特征, 着重分析节理条数 N 、无量纲节理间距 ζ 、变形非线性系数 ξ 、入射波最大振幅 v_{inc} 与频率 f 等因素对透射系数 $|T_{IMP}|$ 、透射波能量比 e_{tra} 、首波波形畸变和时间延迟 T_{del} 产生的影响。研究表明, 随着节理条数增加和变形非线性系数增大, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 减小, T_{del} 增大; 随着节理间距增大, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 、 T_{del} 均先增大后减小并最终稳定。

关键词: 层状岩体; 纵波; 节理间距; 位移不连续模型; 非线性系数; 半数值时域解

中图分类号: TU435 文献标识码: A 文章编号: 1000-431X(2013)S2-0158-08

The semi-numerical time-domain solution of P-wave normally incident layered nonlinear joints rockmass

Guo Liqun¹ Yu Jin^{1,2} Zhang Yazhou¹ Cai Yanyan^{1,2} Peng Xingqian¹

(1. Geotechnical Engineering Institute, Huaqiao University, Xiamen 361021, China; 2. State Key Laboratory of

Geomechanics and Geotechnical Engineering, Institute of Rock and Soil Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

Abstract: Based on the improved elastic nonlinear normal deformational constitutive relationship, a displacement discontinuity model for normally incident P-wave propagation across layered nonlinear joints rockmass was established. Then, combining with the one-dimensional wave equation characteristic method, the semi-numerical time-domain solution of transmitted particle velocity was deduced. Using the solution to establish difference scheme and write calculator program. Parameter studies were conducted to get an insight into the propagation process and the characteristic of elastic P-wave across the layered nonlinear joint rockmass. Mainly analyse the effects of the number of joints N , the nondimensional joint spacing ζ , the extent of nonlinearity ξ , the incident wave maximum amplitude v_{inc} and the frequency f on transmission coefficients $|T_{IMP}|$ and transmission energy ratio e_{tra} , first arrivals distortion and time delay T_{del} . Calculating results show that $|T_{IMP}|$ and e_{tra} reduced and T_{del} increased as the augment of N and ξ ; $|T_{IMP}|$, e_{tra} and T_{del} increased to a certain value at first and then declined and reached a stable value finally.

Keywords: layered rockmass; P-wave; distance of joints; displacement discontinuity model; extent of nonlinearity; semi-numerical time-domain solutions

E-mail: bugyu0717@hqu.edu.cn

引 言

地震、爆破等动载作用下, 岩体结构的破坏准则往往由应力波振幅的门槛值(如质点位移和速度)确定, 而岩体节理对波传播起控制作用, 且规律复

杂^[1-3]。关于含单一节理的岩体内应力波传播理论研究经历了从考虑微裂隙到宏观节理、从位移连续到位移不连续、从线性模型到非线性模型、从模型非线性程度固定到非线性程度可调情况^[4-7]的发展过程。然而天然岩体中节理并非单一存在, 往往是成层分布, 应力波在层状节理间多重反射与透射的叠加与衰减使问题更加复杂^[8]。如何反映层状节理对波振幅的衰减作用和相互影响成为研究应力波在岩体中传播规律的关键课题, 目前的研究还显得很不充分。

在大波长范围内, 层状节理的影响已有许多理论

基金项目: 国家自然科学基金(51109084)、中国科学院武汉岩土力学研究所岩土力学与工程国家重点实验室开放课题(2012002)

作者简介: 郭力群, 硕士, 副教授

收稿日期: 2012-11-25

研究结果。Frazer^[9]用有效介质法对 SH 波传过层状节理时衰减且传播速度减慢的现象进行了理论分析。Pyrak-Nolte 等^[10-11]用位移不连续模型,忽略多重反射现象,近似地研究波传过层状节理的问题,并提出一个波垂直入射刚度相同时的层状节理。Cai 等^[12]、Zhao 等^[13]和 Zhao 等^[14]在考虑多重反射的前提下,将位移不连续模型与特征值方法结合起来,对垂直于层状节理入射的一维波的衰减问题进行了理论研究。然而,上述研究均无法考虑节理变形非线性程度可变的情况,有待进一步完善。

本文针对节理变形非线性程度可变的情况,基于改进的节理弹性非线性法向变形本构关系,建立纵波垂直入射层状非线性节理岩体的波传播位移不连续模型,结合一维波动方程特征线法,推导了层状非线性节理岩体透射波质点速度半数值时域解,初步探求弹性纵波在层状非线性节理处的传播过程及特征,着重分析节理条数 N 、节理间距 ζ 、变形非线性系数 ξ 、入射波最大振幅 v_{inc} 与频率 f 等因素对透射系数 $|T_{IMP}|$ 、透射波能量比 e_{tra} 、首波波畸变和时间延迟 T_{del} 产生的影响。

1 计算模型

图 1 为纵波垂直入射层状非线性节理岩体计算模型示意图。图中,纵波竖向垂直穿越水平平行等间距分布的 N 条节理。

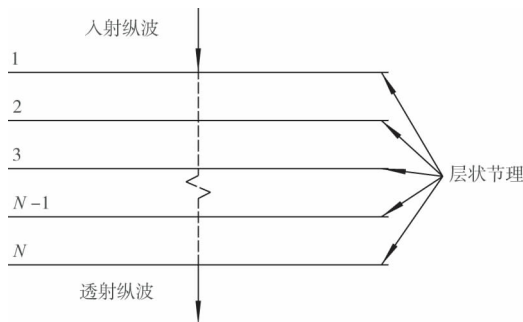


图 1 纵波法向入射层状节理示意图

Fig. 1 Illustration of normally incident wave upon stratified rock mass

用改进的节理弹性非线性法向变形本构关系^[15]建立波传播位移不连续模型,可推导出成组节理透射、反射波质点速度时域数值差分格式并编写计算程序。

2 半数值计算理论

针对节理变形非线性程度可变的情况,对纵波法向入射层状节理进行理论计算研究。由于入射波与

节理面垂直,故不发生波的类型转换现象。

2.1 透射、反射波质点速度数值差分格式

由于波场在节理前后仍是连续线弹性的,因而特征函数方法在波场中是适用的。Cai 等^[12]证实了特征函数方法对于正向入射一维弹性波穿越层状节理的情况下也是适用的,并将 Bedford 等^[16]提出的关联模型改进后得到 $n-j$ 平面上各离散点钻石形关联模型,Zhao^[5]随后又将 Cai 等^[12]提出的关联模型图继续修正,见图 2。

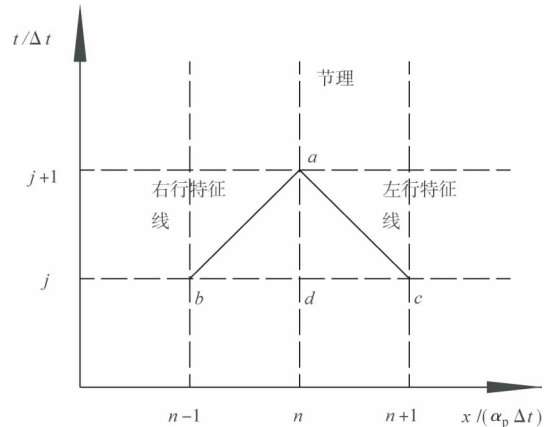


图 2 $n-j$ 平面中左、右行特征线上离散点关联模型图

Fig. 2 Conjunction points of right- and left-running characteristics in the $n-j$ plane

在 $x-t$ 平面上,右行特征线上有:

$$z[v(x,t) - \alpha_p \varepsilon(x,t)] = zv(x,t) + \sigma(x,t) = \text{constant} \quad (1)$$

左行特征线上有:

$$z[v(x,t) + \alpha_p \varepsilon(x,t)] = zv(x,t) - \sigma(x,t) = \text{constant} \quad (2)$$

图 2 上 $x-t$ 平面内,无量纲时间 $j = t/\Delta t$,无量纲距离 $n = x/\Delta x = x/\alpha_p \Delta t$ 。 Δt 为时间间隔,并假设有限个界面位于半无限空间内无量纲距离(为整数)上,其左边界 $n=0$,第一边界 $n=1$,第二边界 $n=2$,最后边界 $n=l$ (l 为整数)。界面可以为节理面或黏结界面(无限刚度),沿着图上右行特征线 ab 和左行特征线 ac 点 a 、 b 、 c 上有质点速度与应力关系式:

$$zv^-(n,j+1) + \sigma^-(n,j+1) = zv^+(n-1,j) + \sigma^+(n-1,j) \quad (3)$$

$$zv^+(n,j+1) - \sigma^+(n,j+1) = zv^-(n+1,j) - \sigma^-(n+1,j) \quad (4)$$

对于 d 点,有:

$$\sigma^-(n,j) = \sigma^+(n,j) = \sigma(n,j) \quad (5)$$

$$u^-(n,j) - u^+(n,j) = \frac{\xi d_{ma} \{ \exp[\psi \sigma(n,j)] - 1 \}}{\exp[\psi \sigma(n,j)] - \xi} \quad (6)$$

式中: $u^-(n, j)$ 、 $u^+(n, j)$ 分别为波场中 j 时刻距离为 n 的节理前后位移, 其中:

$$\psi = (1 - \xi) / (\xi K_{ni} d_{ma}) \tag{7}$$

对式(6)在时间域求导得:

$$v^-(n, j) - v^+(n, j) = \frac{\xi d_{ma} \psi (1 - \xi) \exp[\psi \sigma(n, j)]}{\{\exp[\psi \sigma(n, j)] - \xi\}^2} \frac{\partial \sigma(n, j)}{\partial t} \tag{8}$$

等式 $\partial \sigma(n, j) / \partial t = [\sigma(n, j+1) - \sigma(n, j)] / \Delta t$ 在 Δt 足够小时成立, 则式(8)可写成差分形式:

$$\sigma(n, j+1) = \sigma(n, j) + \frac{\{\exp[\psi \sigma(n, j)] - \xi\}^2 [v^-(n, j) - v^+(n, j)] \Delta t}{\xi d_{ma} \psi (1 - \xi) \exp[\psi \sigma(n, j)]} \tag{9}$$

将式(9)代入式(3)、式(4), 分别得:

$$v^-(n, j+1) = \frac{1}{z} < z v^+(n-1, j) + \sigma^+(n-1, j) - \sigma(n, j) - \frac{\{\exp[\psi \sigma(n, j)] - \xi\}^2 [v^-(n, j) - v^+(n, j)] \Delta t}{\xi d_{ma} \psi (1 - \xi) \exp[\psi \sigma(n, j)]} > \tag{10}$$

$$v^+(n, j+1) = \frac{1}{z} < z v^-(n+1, j) - \sigma(n+1, j) + \sigma(n, j) + \frac{\{\exp[\psi \sigma(n, j)] - \xi\}^2 [v^-(n, j) - v^+(n, j)] \Delta t}{\xi d_{ma} \psi (1 - \xi) \exp[\psi \sigma(n, j)]} > \tag{11}$$

式(12)~式(14)即为完整形式的差分递归方程:

$$\sigma(n, j+1) = \sigma(n, j) + \frac{K_{ni} \left\{ \exp\left[\frac{(1-\xi)\sigma(n, j)}{\xi K_{ni} d_{ma}}\right] - \xi \right\}^2 [v^-(n, j) - v^+(n, j)] \Delta t}{(1-\xi)^2 \exp\left[\frac{(1-\xi)\sigma(n, j)}{\xi K_{ni} d_{ma}}\right]} \tag{12}$$

$$v^-(n, j+1) = \frac{1}{z} < z v^+(n-1, j) + \sigma^+(n-1, j) - \sigma(n, j) - \frac{K_{ni} \left\{ \exp\left[\frac{(1-\xi)\sigma(n, j)}{\xi K_{ni} d_{ma}}\right] - \xi \right\}^2 [v^-(n, j) - v^+(n, j)] \Delta t}{(1-\xi)^2 \exp\left[\frac{(1-\xi)\sigma(n, j)}{\xi K_{ni} d_{ma}}\right]} > \tag{13}$$

$$v^+(n, j+1) = \frac{1}{z} < z v^-(n+1, j) - \sigma(n+1, j) + \sigma(n, j) + \frac{K_{ni} \left\{ \exp\left[\frac{(1-\xi)\sigma(n, j)}{\xi K_{ni} d_{ma}}\right] - \xi \right\}^2 [v^-(n, j) - v^+(n, j)] \Delta t}{(1-\xi)^2 \exp\left[\frac{(1-\xi)\sigma(n, j)}{\xi K_{ni} d_{ma}}\right]} > \tag{14}$$

计算所得的 $v^+(n, j+1)$ 即为距边界 n 距离处节理透射波质点速度, 记作 $v_{tra}(n, j+1)$ 。节理透射系数半数解 $|T_{IMP}|$ 由透射波速度振幅与入射波速度振幅比表示, 见式(15):

$$|T_{IMP}| = \frac{v_{tra}(x_1, t) \Big|_{\max}}{v_{inc}(x_1, t) \Big|_{\max}} \tag{15}$$

要得到较精确的数值解, Δt 必须足够小。可通过对两相邻节理间在空间上细分一定数量等间距层来实现, 层宽为 Δl , 则 $\Delta t = \Delta l / \alpha_p$, 因此 Δl 需要足够小, 即 $\Delta l / \lambda$ 足够小。经过 Cai 等^[12]在线性情况下、Zhao 等^[6]在 BB 模型情况下的分析计算表明, $\Delta l / \lambda$ 为 1/100 可满足计算稳定及精度要求。为检验入射波在节理处的透射和反射过程中是否有能量消耗, 通过对 $v_{tra}(n, j)$ 数值积分, 计算出归一化透射波能量 $e_{tra} = E_{tra} / E_{inc}$, 其中:

$$E_{tra} = \int_{t_{tra}^0}^{t_{tra}^h} z [v_{tra}(n, j)]^2 dt = \sum_{j=t_{tra}^0}^{j=t_{tra}^h} [v_{tra}(n, j)]^2 \Delta t \tag{16}$$

$$E_{inc} = \int_{t_{inc}^0}^{t_{inc}^h} z [v_{inc}(n, j)]^2 dt = \sum_{j=t_{inc}^0}^{j=t_{inc}^h} [v_{inc}(n, j)]^2 \Delta t \tag{17}$$

式中: E_{inc} 、 E_{tra} 分别为入射、透射波能量; t_{inc}^0 、 t_{tra}^0 分别为入射、透射波初始时刻; t_{inc}^h 、 t_{tra}^h 分别为入射、透射波结束时刻; j 为计算步数。

由入射、透射波数据可计算透射系数、能量比、时间延迟及进行频谱分析。由计算结果分析节理条数 N 、无量纲节理间距 ζ (节理间距与入射波波长之比)、变形非线性系数 ξ 、入射波最大振幅 v_{inc} 与频率 f 等因素对透射系数 $|T_{IMP}|$ 、透射波能量比 e_{tra} 、首波波峰畸变和时间延迟 T_{del} 产生的影响。

3 参数研究

利用 Matlab 语言编制计算程序,采用半正弦波对节理进行参数研究,探讨节理非线性对应力波传播的影响。研究参数主要包括无量纲节理间距 ζ 、节理数 N 、纵波振幅 A 、角频率 f 、节理非线性系数 ξ 、 K_{ni} 和 d_{max} 的不同组合。计算中,岩石密度^[6] $\rho = 2650\text{kg/m}^3$; 波速^[6] $\alpha_p = 5830\text{m/s}$; 波阻抗 $z = \rho\alpha_p = 1.55 \times 10^7 \text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$; K_{ni} 和 d_{max} 的 2 组参数组合见表 1^[6]; 纵波参数见表 2。入射、透射波波形及频谱见图 3、图 4。

表 1 节理类型

Table 1 Type of joint

节理类型	节理最大允许闭合量 d_{max} (mm)	法向初始刚度 K_{ni} ($\text{GPa} \cdot \text{m}^{-1}$)
I	1.00	3.50
II	1.20	1.25

表 2 纵波参数

Table 2 Type of wave source

纵波类型	幅值 (m/s)	频率 (Hz)
P 波 a	0.001	50
P 波 b	0.05	50
P 波 c	0.1	50
P 波 d	0.2	50
P 波 e	0.2	100

3.1 质点速度

图 3 为传过多条节理时的入射、透射波质点速度波形曲线,图 4 为透射波波谱曲线。由图可见:①随着节理数 N 、波频 f 和变形非线性系数 ξ 的增加,透射波波形也同时发生变化,主要表现为首波振幅减小和波形畸变,表明了节理对波传播具有阻碍作用;但首波振幅的减小量随节理数增加而减小,说明节理数对波传播的阻碍作用不是线性关系。②与入射波相比,透射波的频率降低了。透射波频率的降低可从透射波形的变宽观察得到。③与单节理情况不同的是,多节理情况透射波波峰并不与入射波(虚线为入射波)相交,而是落在其右侧。④频谱分析表明了整体上随着节理数和变形非线性系数的增加,透射波在频域内的幅值下降,且下降速度随波传过节理的增加而减慢,此外 v_{inc} 很大时频谱图显示相对于入射波而言,透射波产生振幅更大的高频分量。

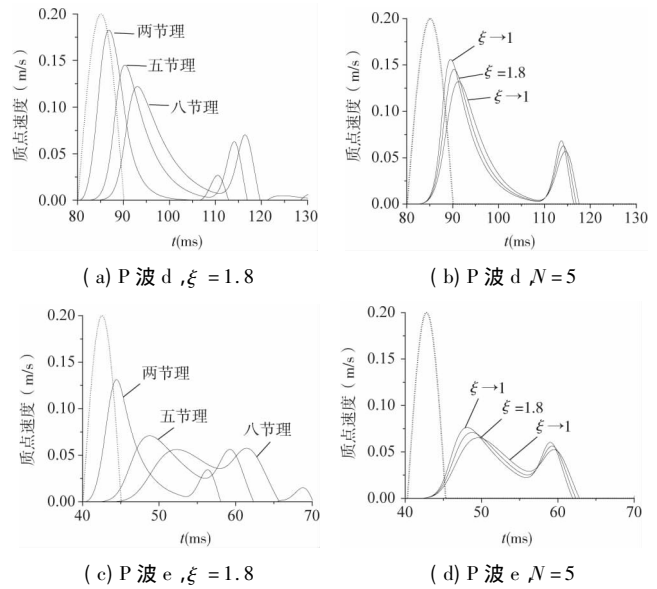


图 3 入射、透射波波形图, $\zeta = 131$
Fig. 3 The waveform of incident P-wave and transmission, $\zeta = 131$

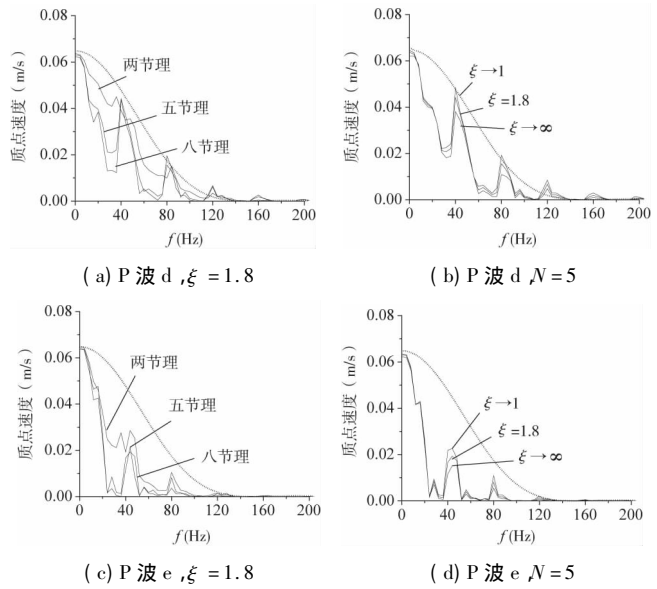


图 4 透射波频谱图, $\zeta = 131$
Fig. 4 The spectra of incident P-wave and transmission, $\zeta = 131$

3.2 节理间距的影响

以下讨论节理非线性固定时($\xi = 1.8$)节理间距对 $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 以及 T_{del} 的影响。图 5(a) 为节理类型 I 情况下,不同入射波振幅传过 5 条非线性节理时的透射系数 $|T_{IMP}|$ 与节理无量纲距离 ζ 关系的计算结果。由图可见:① $|T_{IMP}|$ 随着入射波振幅 v_{inc} 的增大而变大;② 在一些情况下, $|T_{IMP}| > 1$, 而这并不意味着入射波能量完全透过节理,而是表明透射波振幅大于或等于入射波振幅;③

定义两个重要的节理间距指数,即阈值间距 ζ_{thr} 和临界间距 ζ_{cri} ,此二值将 $|T_{IMP}|-\zeta$ 图划分为三个区段:独立节理区($\zeta \geq \zeta_{thr}$),过渡区($\zeta_{thr} > \zeta > \zeta_{cri}$)以及小间距区($\zeta < \zeta_{cri}$);④在独立节理区, $|T_{IMP}|$ 随 n 的变化保持不变,这表明经多重透反射后在不同时刻到达的透射波的叠加不影响 $|T_{IMP}|$ 值;⑤当 $\zeta < \zeta_{thr}$ 时,波的叠加明显地对 $|T_{IMP}|$ 产生影响,因此将过渡区与小间距区合为叠加区。在过渡区,随着 ζ 的减小, $|T_{IMP}|$ 由常数增加到最大值。在小间距区, $|T_{IMP}|$ 则随着 ζ 的减小而减小;⑥ ζ_{thr} 和 ζ_{cri} 随着 $|v_{inc}|$ 的变化而变化,如图 5(a) 两条实线所示。一般地, ζ_{thr} 随着入射波振幅的增加而减小,而 ζ_{cri} 保持为常数;⑦以上结论与 Zhao^[6] 的结论一致。

图 5(b) ~ 图 5(d) 分别为不同入射波频率、不同节理参数及不同节理数下的 $|T_{IMP}|-\zeta$ 关系曲线。由图可以发现:①入射波频率增大使 $|T_{IMP}|$ 减小,并且 ζ_{thr} 值增大 ζ_{cri} 值减小,表明了节理对高频率波的阻滞作用更大;②节理允许闭合量 d_{max} 增大使 $|T_{IMP}|$ 减小,并且 ζ_{thr} 值增大 ζ_{cri} 值减小;③在图 5(d) 中,在独立节理区, $|T_{IMP}|$ 随 ζ 的变化保持不变,这表明经多重透反射后在不同时刻到达的透射波的叠加不影响 $|T_{IMP}|$ 值。在此区域, $|T_{IMP}|$ 随节理数的增多而减小,且减小速率降低;④当 $\zeta < \zeta_{thr}$ 时,波的叠加明显地对 $|T_{IMP}|$ 产生影响,因此将过渡区与小间距区合为叠加区,在过渡区,随着 ζ 的减小, $|T_{IMP}|$ 由常数增加到最大值,在小间距区, $|T_{IMP}|$ 则随着 ζ 的减小而减小。在过渡区中,当 $\zeta = 25 (= \zeta_{tra})$ 时,不同节理数的 $|T_{IMP}|$ 相同,即此时 N 对 $|T_{IMP}|$ 无影响,当 $\zeta < \zeta_{tra}$ 时, $|T_{IMP}|$ 随 N 的增多而变大,且其变化速率随 N 增多而减小,当 $\zeta_{tra} < \zeta < \zeta_{thr}$

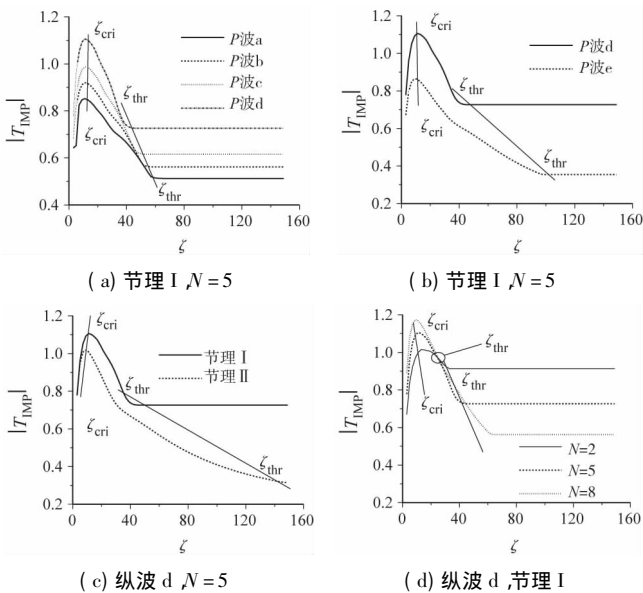


图 5 $|T_{IMP}|$ 与 ζ 关系曲线

Fig. 5 The $|T_{IMP}|-\zeta$ curves

时, $|T_{IMP}|$ 与 N 的关系较混乱,无法归纳其规律;⑤ ζ_{thr} 和 ζ_{cri} 随着 v_{inc} 的变化而变化,如图 5(d) 两条实线所示,一般地, ζ_{thr} 随着 N 的增加而增大,而 ζ_{cri} 则减小。

图 6(a) 为节理类型 I 情况下,不同入射波振幅通过 5 条非线性节理时的能量比 e_{tra} 与节理无量纲距离 ζ 关系的计算结果,由图可见:① e_{tra} 随着 v_{inc} 的增大而变大;② e_{tra} 的增大(减小)并不总是与 $|T_{IMP}|$ 的增大(减小)保持一致,这是因为多重透反射可能使得透射波有较小的幅值而其持续时间更长,这样也会产生较大的 e_{tra} 。

图 6(b) ~ 图 6(d) 分别为不同入射波频率、不同节理参数及不同节理数下的 $e_{tra}-\zeta$ 关系曲线。由图可见:①入射波频率增大使 e_{tra} 减小,表明了节理对高频率波的阻滞作用更大;②节理允许闭合量 d_{max} 增大使 e_{tra} 减小;③在节理间距较小的一个区段里,出现了 e_{tra} 值随节理数的增多而增大,产生这一现象的原因可能是节理非线性与多重透反射叠加的共同影响。在这个区段里,节理越多,多重透反射越强烈,同时入射波能量大,节理硬化现象也最强烈,则透射波能量就越大。随着节理间距的增大 e_{tra} 趋于稳定,此时的 e_{tra} 值随着节理数的增多而减小,且其减小量降低。

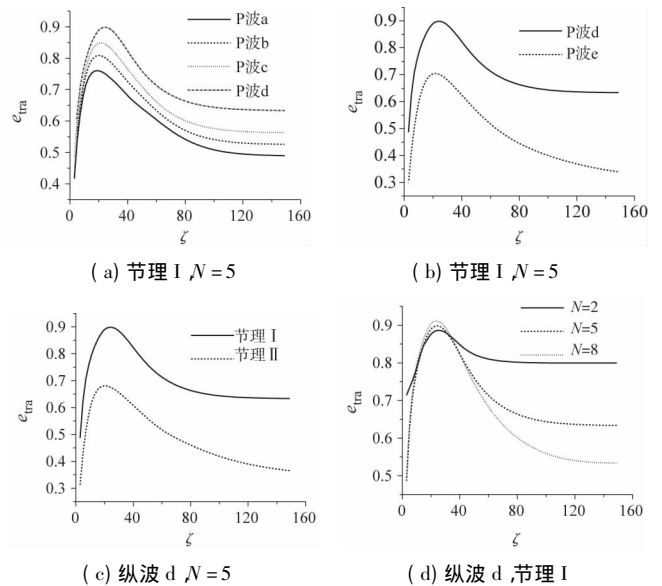


图 6 e_{tra} 与 ζ 关系曲线

Fig. 6 The $e_{tra}-\zeta$ curves

纵波传过节理除了振幅下降和能量衰减外还会出现时间延迟现象。时间延迟 T_{del} 定义为入射、透射波波峰时刻差, $T_{del}-\zeta$ 关系计算结果见图 7。由图 7(a) 可见:① T_{del} 随着 v_{inc} 的增大而减小,这说明较小的入射波幅值其透射波波形畸变较大;②与 e_{tra} 类似, T_{del} 的增大(减小)并不总是与 $|T_{IMP}|$ 的增大(减小)保持一致,其原因与 e_{tra} 类似,多重透反射可能使得透射波有较小

的幅值而其持续时间更长,这使得 T_{del} 更大; ③定义两个重要的节理间距指数,即阈值间距 ζ_{thr} 和临界间距 ζ_{cri} ,此二值将 $T_{del}-\zeta$ 图划分为三个区段:独立节理区 ($\zeta \geq \zeta_{thr}$)、过渡区 ($\zeta_{thr} > \zeta > \zeta_{cri}$) 以及小间距区 ($\zeta < \zeta_{cri}$); ④在独立节理区, T_{del} 随 ζ 的变化保持不变,这表明经多重透反射后在不同时刻到达的透射波的叠加不影响 T_{del} 值; ⑤当 $\zeta < \zeta_{thr}$ 时,波的叠加明显地对 T_{del} 产生影响,因此将过渡区与小间距区合为叠加区,在过渡区随着 ζ 的减小, T_{del} 由常数增加到最大值,在小间距区, T_{del} 则随着 ζ 的减小而减小; ⑥ ζ_{thr} 和 ζ_{cri} 随着 v_{inc} 的变化而变化,如图 7(a) 的两条斜实线所示, ζ_{thr} 和 ζ_{cri} 均随着入射波振幅的增加而减小。

图 7(b) ~ 图 7(d) 分别为不同频率、不同节理类型和不同节理数下的 $T_{del}-\zeta$ 关系。由图可见: ① T_{del} 随入射波频率增大而增加,说明频率高的波透过节理时的速度更慢; ② T_{del} 随 d_{max} 增大而增加; ③ T_{del} 随节理数增多而增加,这也进一步验证了节理对波的阻碍作用。

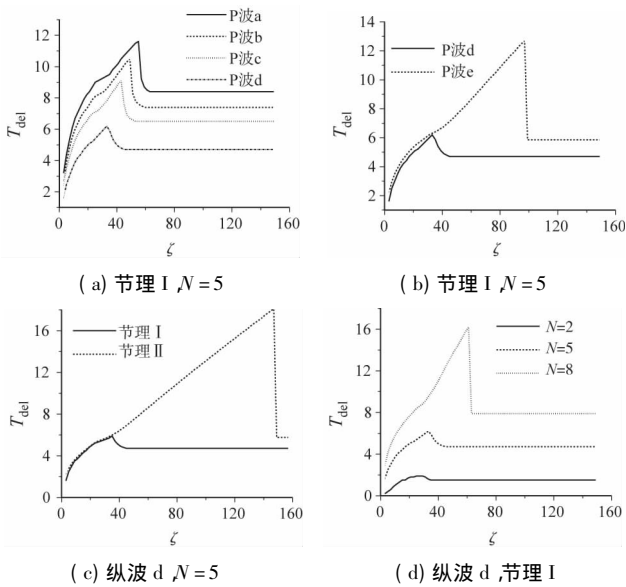


图 7 T_{del} 与 ζ 关系曲线
Fig. 7 The $T_{del}-\zeta$ curves

3.3 节理非线性系数的影响

以下在大节理间距 ($\zeta = 150$) 的情况下讨论节理变形非线性系数对 $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 以及 T_{del} 的影响。

图 8 ~ 图 10 分别为不同入射波质点振幅、不同入射波频率、不同节理类型及不同节理数下节理变形非线性系数对 $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 以及 T_{del} 的影响。由图 8 ~ 图 10 可知: ① $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 随 v_{inc} 的增加而增大, T_{del} 减小,表明振幅大的波更容易透过节理; ② $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 总体上随 ξ 的增加而降低, T_{del} 增大,随着 ξ 的增大, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 和 T_{del} 的值迅速趋于稳定; ③ v_{inc} 很小 ($v_{inc} = 0.001\text{m/s}$) 时, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 和 T_{del} 与 ξ 的关系均为一水平直线,表明

$|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 和 T_{del} 与 ξ 无关,这是因为此时的质点振幅小,不足以引起节理的非线性变形,节理的应力应变关系接近线性情况; ④波频率增大, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 减小, T_{del} 增大; ⑤ d_{max} 增大, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 减小, T_{del} 增大,表明波更不容易透过厚度较大的节理; ⑥随着节理数增多, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 均减小, T_{del} 增大,但其衰减量随节理增加而减小。

4 结论

本文采用特征线法与位移不连续模型相结合的方式,推导了非线性系数影响下纵波垂直入射层状节理

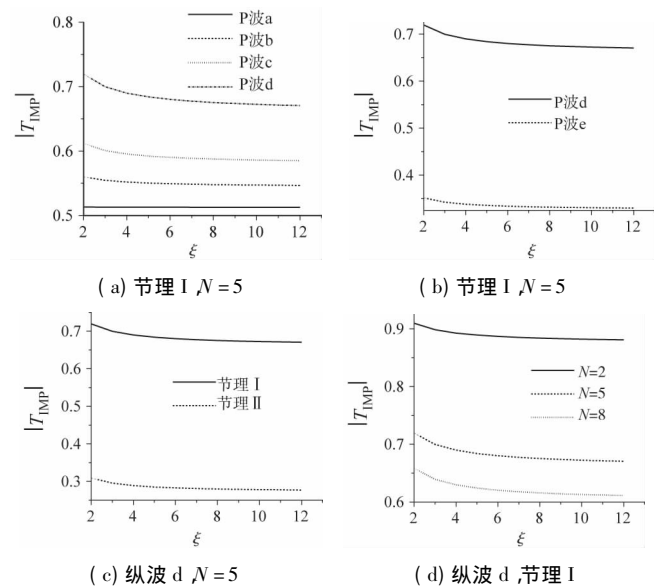


图 8 $|T_{IMP}|$ 与 ζ 关系曲线 ($\zeta = 150$)
Fig. 8 The $|T_{IMP}|-\zeta$ curves ($\zeta = 150$)

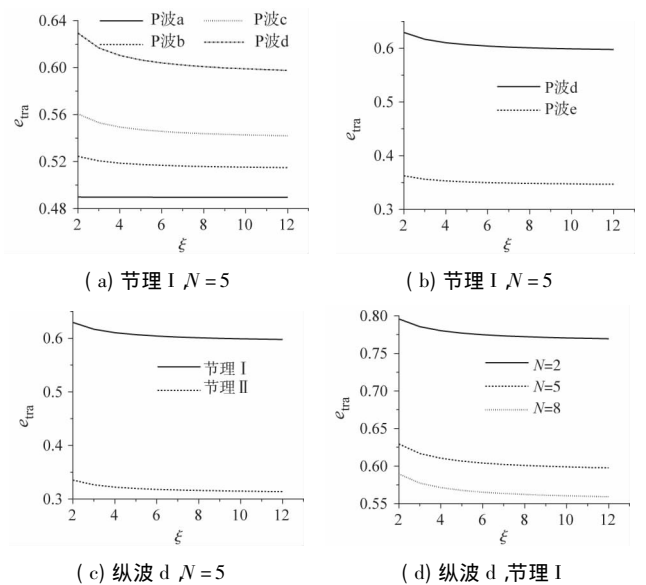


图 9 e_{tra} 与 ζ 关系曲线 ($\zeta = 150$)
Fig. 9 The $e_{tra}-\zeta$ curves ($\zeta = 150$)

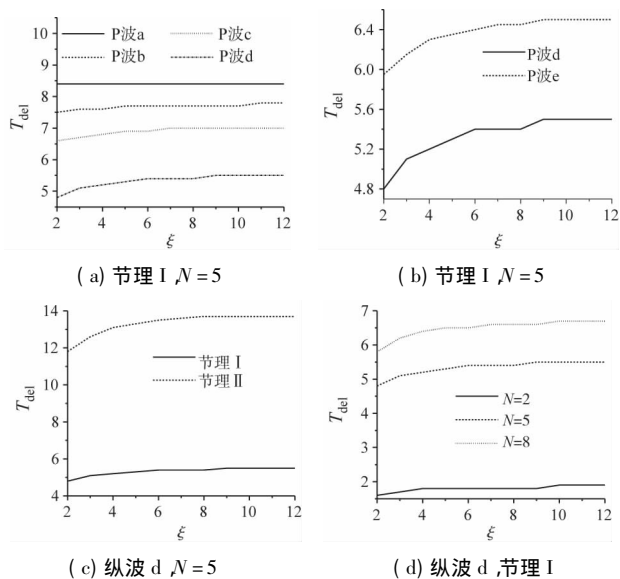


图 10 T_{del} 与 ξ 关系曲线 ($\zeta = 150$)

Fig. 10 The T_{del} - ξ curves ($\zeta = 150$)

的透射波质点速度的差分格式并自编了计算程序, 获得考虑节理间纵波的多重透射与叠加作用的透射波质点速度半数值时域解, 并进行参数研究, 结论如下:

(1) 分析了节理间距对透射系数 $|T_{IMP}|$ 、透射波能量 e_{tra} 及时间延迟 T_{del} 的影响。结果显示当节理间距较小时, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 及 T_{del} 均对节理间距有很强的依赖性, 表现为 $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 及 T_{del} 随节理间距的增大先增加后减小, 因为此时节理间距与入射波波长大小相当, 更易受到节理间距的影响。

(2) 在不考虑节理间距影响情况下, 分析了节理数 N 、入射波最大振幅 v_{inc} 及频率对透射系数 $|T_{IMP}|$ 、透射波能量 e_{tra} 及时间延迟 T_{del} 与节理变形非线性系数 ξ 依赖性的影响。在 ξ 较小时, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 及 T_{del} 变化明显, 随着 ξ 的增大, $|T_{IMP}|$ 、 e_{tra} 和 T_{del} 的值迅速趋于稳定。相对于单节理分析, 纵波在层状非线性节理岩体中传播时所受影响更为复杂和显著。

参 考 文 献

[1] Mohanty B. Physics of exploration hazard [M]. London: Taylor and Francis Group, 1998

[2] Schoenberger M, Kevin F K. Apparent attenuation due to intrabed multiples [J]. Geophysics, 1974, 39(3): 278-291

[3] Spencer T W, Edwards C M, Sonnad J R. Seismic wave attenuation in nonresolvable cyclic stratification [J]. Geophysics, 1977, 42(5): 939-949

[4] Hudson J A. Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks [J]. Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society, 1981, 64(1): 133-150

[5] Zhao J, Cai J G. Transmission of elastic P-waves across single fractures with a nonlinear normal deformational

behavior [J]. Rock Mechanics and Rock Engineering, 2001, 34(1): 3-22

[6] Zhao X B. Theoretical and numerical studies of wave attenuation across parallel fractures [D]. Singapore: Nanyang Technological University, 2004

[7] 俞缙, 钱七虎, 林从谋, 等. 纵波在改进的弹性非线性法向变形行为单节理处的传播特性研究 [J]. 岩土工程学报, 2009, 31(8): 1156-1164 (Yu Jin, Qian Qihu, Lin Congmou, et al. Transmission of elastic P-wave across one fracture with improved nonlinear normal deformation behaviors [J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2009, 31(8): 1156-1164 (in Chinese))

[8] 田振农, 李世海, 肖南, 等. 应力波在一维节理岩体中传播规律的试验研究与数值模拟 [J]. 岩石力学与工程学报, 2008, 27(增1): 2687-2693 (Tian Zhenrong, Li Shihai, Xiao Nan, et al. Experimental studies and numerical simulation of stress wave propagation in one-dimensional rock mass [J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2008, 27(S1): 2687-2693 (in Chinese))

[9] Frazer L N. SH propagation in rocks with planar fractures—I. Excess slowness [J]. Geophysical Journal International, 1995, 122(1): 33-62

[10] Pyrak-Nolte L J, Myer L R, Cook N G W. Transmission of seismic waves across single natural fractures [J]. Journal of Geophysical Research, 1990, 95(6): 8617-8638

[11] Pyrak-Nolte L J, Myer L R, Cook N G W. Anisotropy in seismic velocities and amplitudes from multiple parallel fractures [J]. Journal of Geophysical Research, 1990, 95(7): 11345-11358

[12] Cai J G, Zhao J. Effects of multiple parallel fractures on apparent attenuation of stress waves in rock masses [J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2000, 37Z(4): 661-682

[13] Zhao J, Zhao X B, Cai J G. A further study of P-wave attenuation across parallel fractures with linear deformational behaviour [J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2006, 43(5): 776-788

[14] Zhao X B, Zhao J, Cai J G, et al. UDEC modelling on wave propagation across fractured rock masses [J]. Computers and Geotechnics, 2008, 35(1): 97-104

[15] 俞缙, 赵晓豹, 赵维炳, 等. 改进的岩石节理弹性非线性法向变形本构模型研究 [J]. 岩土工程学报, 2008, 30(9): 1316-1321 (Yu Jin, Zhao Xiaobao, Zhao Weibing, et al. Improved nonlinear elastic constitutive model for normal deformation of rock fractures [J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2008, 30(9): 1316-1321 (in Chinese))

[16] Bedford A, Drumheller D S. Introduction to elastic wave propagation [M]. 3rd Edition. New York: John Wiley &

Sons , 1994

郭力群(1970-) 男, 硕士, 副教授。主要从事土力学与地基基础方面的研究。

俞 缙(1978-) 男, 博士, 副教授。主要从事岩土动力学方面的研究。

张亚洲(1990-) 男, 硕士研究生。主要从事岩土力学方面的研究。

蔡燕燕(1982-) 女, 博士, 讲师。主要从事土力学与基础工程方面的研究。

彭兴黔(1959-) 男, 博士, 教授。主要从事结构稳定与优化方面的研究。