

# 考虑剪切滑移效应时节理岩体中剪切 S 波的传播特性探析

宋 林<sup>1</sup>, 邵珠山<sup>1,2</sup>, 吴敏哲<sup>1,2</sup>, 王新宇<sup>1</sup>

(1. 西安建筑科技大学土木工程学院, 陕西 西安 710055; 2. 西部建筑科技国家重点实验室(筹), 陕西 西安 710055)

**摘 要:**基于一种优化时域算法, 考虑岩石节理面剪切滑移效应, 对弹性剪切 S 波在岩石节理中的传播特性进行理论分析. 通过建立节理面剪切滑移理论模型, 推导并获得了剪切 S 波斜入射岩体节理时波的传播方程, 并对剪切 S 波斜入射岩石节理面时的数值解进行了参数研究. 结果表明, 在研究节理的剪切滑移效应对应力波传播规律的影响时, 该时域方法避免了复杂的数学运算, 如傅立叶变换和傅立叶逆变换, 通过迭代计算即可方便求出透射波和反射波的数值解; 参数研究表明节理面剪切滑移效应影响着波的传播规律以及能量的变化规律. 在工程实际问题分析时, 本文的理论模型可更有效的应用于岩体中应力波传播特性方面的研究.

**关键词:**时域算法; 剪切滑移; 岩石节理; 剪切 S 波

中图分类号: TU452

文献标志码: A

文章编号: 1006-7930(2011)04-0494-07

近几年来, 地下工程的蓬勃建设和不断发展, 给岩体方面的研究提出了许多挑战性的课题. 地下结构工程中, 围岩的力学性能变化与地下结构的受力特征息息相关. 当地下结构遭受地震波或爆炸波等外载荷时, 只有准确分析波在岩体中的传播规律, 才能更精确、更有效的获得地下结构(硐室、隧道等)的动力响应. 众所周知, 节理裂隙广泛存在于地下岩体之中, 软弱节理结构面对岩体强度有着不同程度的影响<sup>[1]</sup>, 因此, 当地震或爆炸荷载等以应力波的形式在岩体中传播时, 岩体软弱结构面的力学响应规律是研究岩体变形和强度的重点所在. 在工程实际中, 由于岩石节理、粘结滑移、波反射、折射以及节理非线性等问题的存在, 应力波在节理岩体中的传播规律非常复杂.

剪切应力波在节理中的传播规律已得到广泛深入的研究, 主要研究方法以数值和实验分析为主. 剪切滑移现象广泛存在于岩石工程领域<sup>[2-3]</sup>, 并且对波的传播规律有较大的影响. 当爆炸波或地震波幅值很大时, 软弱节理面上的剪应力将会达到抗剪强度而导致节理面上产生剪切滑移效应, 加速应力波能量的衰减. Lee<sup>[4]</sup>通过剪切实验研究了岩体节理在循环荷载作用下的力学特性. Park<sup>[5]</sup>系统研究了几何特征和节理的微观特性对剪切性能的影响. 通过直剪试验和数值分析, Zhang<sup>[6]</sup>分析了不同几何参数下包含多条节理裂隙岩体的剪切性能. 当剪切波垂直入射时, 赵晓豹系统研究了考虑节理法向非线性和剪切滑移的影响时波在节理中的传播规律. Miller<sup>[7]</sup>通过理论研究了 S 波垂直入射单个节理时波的传播规律, 节理考虑了非线性剪切滑移的影响. KANA<sup>[8]</sup>提出了一种研究天然节理岩体动力剪切效应时的摩擦模型. 目前, 大多数理论方法同时考虑剪切滑移效应、入射角和节理非线性等问题时, 避免不了复杂的数学分析方法, 增大了问题难度, 并且当考虑剪切滑移效应时应力波在节理中传播方面的理论分析方法也很少.

基于文献[9]一种时域分析方法, 提出了一种考虑剪切滑移效应时应力波在岩体节理中的传播理论模型, 获得了当考虑剪切滑移效应时剪切 S 波斜入射节理面时的波动传播方程. 与已有的研究方法相比, 所建立的时域理论分析模型避免了复杂的数学运算, 如傅立叶变换和傅立叶逆变换, 通过迭代运算即可方便求出透射波和反射波的数值结果. 通过数值解进一步分析了剪切 S 波在斜入射岩石节理时相关参数的影响规律, 参数研究包括岩体节理刚度、入射波幅值与入射角等.

\*收稿日期: 2010-12-27 修改稿日期: 2011-06-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10772143); 西安建筑科技大学基金资助项目(RC0826)

作者简介: 宋 林(1984-), 男, 河南三门峡人, 博士研究生, 主要从事地下工程方面的工作.

# 1 理论公式

## 1.1 入射 S 波

当平面 S 波斜入射节理界面上时,存在一临界角,当入射角度小于临界角时,同时产生反射纵波、反射横波、透射纵波和透射横波,本文着重研究入射角在临界角范围以内的情况,临界角可以通过 Snell 定理得出. 当一 S 波从节理的左界面入射时,节理面上的透射波和反射波如图 1 所示,图中  $I_s$ 、 $T_s$  和  $R_s$  分别表示入射 S 波、透射 S 波和反射 S 波,  $R_p$  和  $T_p$  分别表示透射 P 波和反射 P 波. 图 2 和图 3 为不考虑体力的影响,节理两侧微元面上的应力状态,以图 2(a) 中微元面 ABC 为例, AB 表示节理的左界面, AC 表示波前, BC 代表入射波. 同理, BD 和 BE 表示反射 P 波和反射 S 波的波前, BF 和 BG 表示透射 P 波和透射 S 波的波前. 本文二维问题归属于平面应变问题,理论推导时以压应力为正,  $\tau_{ls}$  表示入射 S 波前的切应力,  $\sigma_1$  和  $\tau_1$  分别表示左节理面上的正应力和切应力,  $\nu$  表示完整岩体的泊松比,可建立图 2(a) 中单元 ABC 上的应力平衡方程:

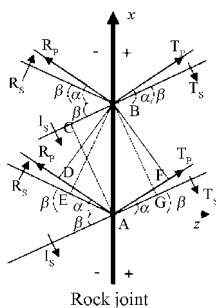
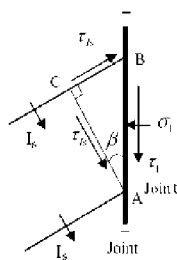
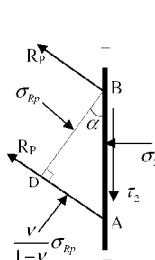


图 1 入射 S 波在节理处的传播

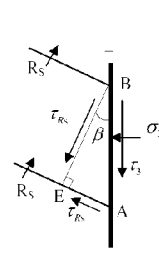
Fig. 1 Propagation of S-wave across a single fracture



(a) Incident S-wave



(b) Reflected P-wave



(c) Reflected S-wave

图 2 入射 S 波波前和节理左侧应力

Fig. 2 Stress on the wave-front and rock left joint for incident S-wave

$$\sigma_1 + \tau_{ls} \cos \beta \sin \beta + \tau_{ls} \sin \beta \cos \beta = 0, (\text{沿 } z \text{ 方向}) \quad (1)$$

$$\tau_1 - \tau_{ls} \cos^2 \beta + \tau_{ls} \sin^2 \beta = 0, (\text{沿 } x \text{ 方向}) \quad (2)$$

根据 Snell 定理:

$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{c_s}{c_p} = \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}} \quad (3)$$

$c_p$  和  $c_s$  分别是纵波和横波在岩体中的传播波速. 将公式

(3)代入式(1)和式(2)可得:

$$\sigma_1 = -\tau_{ls} \sin 2\beta, \tau_1 = \tau_{ls} \cos 2\beta \quad (4)$$

同理,对于图 2 和图 3 中其它微元面 ABD, ABE, ABF 和 ABG,节理两界面处的应力  $\sigma_i$  和  $\tau_i$  ( $i=2 \sim 5$ ) 可表示为:

$$\sigma_2 = \sigma_{Rp} \cos 2\beta, \tau_2 = -\sigma_{Rp} \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \quad (5)$$

$$\sigma_3 = -\tau_{Rs} \sin 2\beta, \tau_3 = -\tau_{Rs} \cos 2\beta \quad (6)$$

$$\sigma_4 = \sigma_{Tp} \cos 2\beta, \tau_4 = \sigma_{Tp} \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \quad (7)$$

$$\sigma_5 = -\tau_{Ts} \sin 2\beta, \tau_5 = \tau_{Ts} \cos 2\beta \quad (8)$$

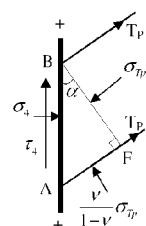
波在介质中传播产生辐射阻尼效应,对于确定的介质,波通过介质振动来辐射能量,通过波前上动量守恒原理即可建立应力和波速之间的关系<sup>[10]</sup>.

依据应力与波速的关系式,得出以下关系:

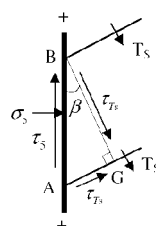
$$\tau_{ls} = -z_s \cdot V_{ls}, \sigma_{Rp} = z_p \cdot V_{Rp}, \tau_{Rs} = z_s \cdot V_{Rs}, \sigma_{Tp} = z_p \cdot V_{Tp}, \tau_{Ts} = -z_s \cdot V_{Ts} \quad (9)$$

式中  $V_{Rp}$  和  $V_{Tp}$  分别是反射和透射 P 波的质点速度,  $V_{ls}$ ,  $V_{Rs}$  和  $V_{Ts}$  分别是入射、反射和透射 S 波的质点速度,纵波波阻抗  $z_p = \rho c_p$ ,横波波阻抗  $z_s = \rho c_s$ ,其中  $c_p$  和  $c_s$  分别为 P 波和 S 波在完整岩体中的传播速度.

结合式(9),岩体节理左界面上的应力可表示为:



(a) Transmitted P-wave



(b) Transmitted S-wave

图 3 入射 S 波波前和节理右侧应力

Fig. 3 Stress on the wave-front and rock right joint for incident S-wave

$$\sigma^- = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = z_s \sin 2\beta \cdot V_{Is} + z_p \cos 2\beta \cdot V_{Rp} - z_s \sin 2\beta \cdot V_{Rs} \quad (10)$$

$$\tau^- = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = -z_s \cos 2\beta \cdot V_{Is} - z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \cdot V_{Rp} - z_s \cos 2\beta \cdot V_{Rs} \quad (11)$$

右界面上的应力可表示为:

$$\sigma^+ = \sigma_4 + \sigma_5 = z_p \cos 2\beta \cdot V_{Tp} + z_s \sin 2\beta \cdot V_{Ts} \quad (12)$$

$$\tau^+ = \tau_4 + \tau_5 = z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \cdot V_{Tp} - z_s \cos 2\beta \cdot V_{Ts} \quad (13)$$

如图 1 所示,节理左界面上的法向和切向质点速度可表示为:

$$V_n^- = \sin \beta \cdot V_{Is} - \cos \alpha \cdot V_{Rp} + \sin \beta \cdot V_{Rs} \quad (14)$$

$$V_\tau^- = -\cos \beta \cdot V_{Is} + \sin \alpha \cdot V_{Rp} + \cos \beta \cdot V_{Rs} \quad (15)$$

同理可得节理右界面上的法向和切向质点速度为:

$$V_n^+ = \cos \alpha \cdot V_{Tp} + \sin \beta \cdot V_{Ts} \quad (16)$$

$$V_\tau^+ = \sin \alpha \cdot V_{Tp} - \cos \beta \cdot V_{Ts} \quad (17)$$

## 1.2 波动传播方程

节理左右界面的连接如图 4 所示,在节理界面上,应力和位移满足不连续边界条件.

当  $|\tau| < |\tau_s|$  时,节理面上的剪应力未超过节理抗剪强度,因此不考虑节理剪切滑移效应,可建立节理的位移不连续边界条件:

$$\sigma^- = \sigma^+ = \sigma, \tau^- = \tau^+ = \tau \quad (18)$$

$$u_n^- - u_n^+ = \frac{\sigma}{k_n}, u_\tau^- - u_\tau^+ = \frac{\tau}{k_s} \quad (19)$$

式中  $u_n^-$  和  $u_n^+$  为节理左右界面上的法向位移,  $u_\tau^-$  和  $u_\tau^+$  为节理左右界面上的切向位移,  $k_n$  为法向刚度,分析时为定值.  $k_s$  为切向刚度,进而对式(19)求导可得式(20):

$$V_{n(i)}^- - V_{n(i)}^+ = \frac{1}{k_n} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{1}{k_n} \frac{\sigma_{(i+1)} - \sigma_{(i)}}{\Delta t},$$

$$V_{\tau(i)}^- - V_{\tau(i)}^+ = \frac{1}{k_s} \frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{1}{k_s} \frac{\tau_{(i+1)} - \tau_{(i)}}{\Delta t} \quad (20)$$

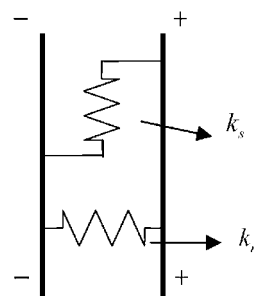


图 4 节理非线性连接

Fig. 4 Scheme for a nonlinear joint

入射波为剪切 S 波时,结合式(10)~(13),式(18)可化为以下形式:

$$z_s \sin 2\beta \cdot V_{Is} + z_p \cos 2\beta \cdot V_{Rp} - z_s \sin 2\beta \cdot V_{Rs} = z_p \cos 2\beta \cdot V_{Tp} + z_s \sin 2\beta \cdot V_{Ts} \quad (21)$$

$$-z_s \cos 2\beta \cdot V_{Is} - z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \cdot V_{Rp} - z_s \cos 2\beta \cdot V_{Rs} = z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \cdot V_{Tp} - z_s \cos 2\beta \cdot V_{Ts} \quad (22)$$

当时间步长  $\Delta t$  很小时即可满足精度要求<sup>[9]</sup>,将式(10)~(17)代入式(20)可得:

$$k_n \Delta t \sin \beta \cdot V_{Is(i)} - k_n \Delta t \cos \alpha \cdot V_{Rp(i)} + k_n \Delta t \sin \beta \cdot V_{Rs(i)} + (-k_n \Delta t \cos \alpha + z_p \cos 2\beta) \cdot V_{Tp(i)} + (-k_n \Delta t \sin \beta + z_s \sin 2\beta) \cdot V_{Ts(i)} = z_p \cos 2\beta \cdot V_{Tp(i+1)} + z_s \sin 2\beta \cdot V_{Ts(i+1)} \quad (23)$$

$$-k_s \Delta t \cos \beta \cdot V_{Is(i)} + k_s \Delta t \sin \alpha \cdot V_{Rp(i)} + k_s \Delta t \cos \beta \cdot V_{Rs(i)} + (-k_s \Delta t \sin \alpha + z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha) \cdot V_{Tp(i)} + (k_s \Delta t \cos \beta - z_s \cos 2\beta) \cdot V_{Ts(i)} + \xi_{(i)} = z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \cdot V_{Tp(i+1)} - z_s \cos 2\beta \cdot V_{Ts(i+1)} \quad (24)$$

将式(23)~(24)用矩阵形式表示为:

$$\begin{bmatrix} V_{Rp(i)} \\ V_{Rs(i)} \end{bmatrix} = -B^{-1} A V_{Is(i)} + B^{-1} C \begin{bmatrix} V_{Tp(i)} \\ V_{Ts(i)} \end{bmatrix} \quad (25)$$

$$\begin{bmatrix} V_{Tp(i+1)} \\ V_{Ts(i+1)} \end{bmatrix} = G^{-1} D V_{Is(i)} + G^{-1} E \begin{bmatrix} V_{Rp(i)} \\ V_{Rs(i)} \end{bmatrix} + G^{-1} F \begin{bmatrix} V_{Tp(i)} \\ V_{Ts(i)} \end{bmatrix} \quad (26)$$

式中

$$A = \begin{bmatrix} z_s \sin 2\beta \\ -z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$B = \begin{bmatrix} z_p \cos 2\beta & -z_s \sin 2\beta \\ -z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha & -z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (28)$$

$$C = \begin{bmatrix} z_p \cos 2\beta & z_s \sin 2\beta \\ z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha & -z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (29)$$

$$D = \begin{bmatrix} k_n \Delta t \sin \beta \\ -k_s \Delta t \cos \beta \end{bmatrix} \quad (30)$$

$$E = \begin{bmatrix} -k_n \Delta t \cos \alpha & k_n \Delta t \sin \beta \\ k_s \Delta t \sin \alpha & k_s \Delta t \cos \beta \end{bmatrix} \quad (31)$$

$$F = \begin{bmatrix} -k_n \Delta t \cos \alpha + z_p \cos 2\beta & -k_n \Delta t \sin \beta + z_s \sin 2\beta \\ (-k_s \Delta t \sin \alpha + z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha) & k_s \Delta t \cos \beta - z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (32)$$

$$G = \begin{bmatrix} z_p \cos 2\beta & z_s \sin 2\beta \\ z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha & -z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (33)$$

当  $|\tau| \geq \tau_s$  时,即软弱节理面界面上的剪应力超过节理的抗剪强度,产生剪切滑移现象.此时法向应力为定值,对应于节理面上的剪应力达到剪切强度时所产生的应力.进而可建立节理的剪切滑移边界条件:

$$\sigma^- = \sigma^+ = \sigma_1, \tau^- = \tau^+ = \pm \tau_s \quad (34)$$

入射波为剪切S波,结合式(10)~(13),式(34)可化为以下形式:

$$z_s \sin 2\beta \cdot V_{Is} + z_p \cos 2\beta \cdot V_{Rp} - z_s \sin 2\beta \cdot V_{Rs} = \pm \sigma_1 \quad (35)$$

$$z_p \cos 2\beta \cdot V_{Tp} + z_s \sin 2\beta \cdot V_{Ts} = \pm \sigma_1 \quad (36)$$

$$z_s \cos 2\beta \cdot V_{Is} + z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \cdot V_{Rp} + z_s \cos 2\beta \cdot V_{Rs} = \mp \tau_s \quad (37)$$

$$z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha \cdot V_{Tp} - z_s \cos 2\beta \cdot V_{Ts} = \pm \tau_s \quad (38)$$

将式(35)~(38)用矩阵形式表示为:

$$\begin{bmatrix} V_{Tp(i)} \\ V_{Ts(i)} \end{bmatrix} = H^{-1} \begin{bmatrix} \pm \sigma_1 \\ \pm \tau_s \end{bmatrix} \quad (39)$$

$$\begin{bmatrix} V_{Rp(i)} \\ V_{Rs(i)} \end{bmatrix} = -L^{-1} I V_{Is(i)} + L^{-1} \begin{bmatrix} \pm \sigma_1 \\ \mp \tau_s \end{bmatrix} \quad (40)$$

式中

$$H = \begin{bmatrix} z_p \cos 2\beta & z_s \sin 2\beta \\ z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha & -z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (41)$$

$$L = \begin{bmatrix} z_p \cos 2\beta & -z_s \sin 2\beta \\ z_p \sin 2\beta \tan \beta \cot \alpha & z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (42)$$

$$I = \begin{bmatrix} z_s \sin 2\beta \\ z_s \cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (43)$$

当节理左界面处入射波的质点速度波形和初始条件已知时,反射波和透射波的质点速度通过递归方程式(25)~(26)和式(39)~(40)迭代计算即可求得.为了更清晰的描述波在岩石节理中的传播,定义应力波在节理中传播时的反射系数  $T_{pc}$  和透射系数  $R_{pc}$  分别为

$$T_{kc} = \frac{\max |V_{Tk}|}{\max |V_{Is}|}, R_{kc} = \frac{\max |V_{Rk}|}{\max |V_{Is}|}, (k=p, s) \quad (44)$$

#### 1.4 垂直入射剪切波

当S波(横波)垂直入射节理界面时,  $\beta=0$ ,通过文中所推导的方法,当  $|\tau| < |\tau_s|$  时,

$$V_{Ts(i+1)} = \frac{2K_s \Delta t}{z_s} (V_{Is(i)} - V_{Ts(i)}) + V_{Ts(i)}, V_{Is(i)} + V_{Rs(i)} = V_{Ts(i)}, V_{Rp(i)} = V_{Tp(i)} = 0 \quad (45)$$

当  $|\tau| \geq \tau_s$  时,

$$z_s \cos 2\beta \cdot V_{Is} + z_s \cos 2\beta \cdot V_{Rs} = \mp \tau_s, -z_s \cos 2\beta \cdot V_{Ts} = \pm \tau_s, V_{Rp(i)} = V_{Tp(i)} = 0 \quad (46)$$

当剪切S波垂直入射时,通过式(45)和式(46)即可得到考虑剪切滑移效应时波的传播规律.

## 2 参数研究

参数研究包括以下几个方面:节理刚度、入射角度和入射波幅值等.数值分析时,岩石密度  $\rho$  取  $2\,650 \text{ kg/m}^3$ ,横波传播速度  $c_s$  取  $2\,940 \text{ m/s}$ ,纵波传播速度  $c_p$  取  $5\,830 \text{ m/s}$ .为保证稳定的差分计算和高效的分析速度,一个周期内的时间段取为  $1\,000$ .

入射波强度以速度幅值表示,入射波形选取一单周期正弦波如图 5 所示,针对某一节理面,节理的剪切强度为定值。

为方便分析,选取一速度幅值为  $A$  的入射波为基准波,此基准波所产生的节理面最大剪应力正好达到抗剪强度,利用本文方法,可容易得到幅值为  $A$  的入射波。进一步定义幅值比  $\lambda = A_i/A$ ,  $A_i$  取为不同入射波所对应的波幅值。

## 2.1 考虑剪切滑移时入射角度对应力波传播的影响

研究入射角度的影响时,波入射频率  $f$  取 50 Hz,剪切刚度  $k_s$  取 3.0 GPa,幅值比  $\lambda$  取 1/2。剪切 S 波斜入射节理面时,通过 Snell 定理由式(3)可方便求得入射临界角,入射角度在临界角范围以内变化时,图 6(a)为不考虑剪切滑移时透射系数、反射系数与入射角度的变化规律;图 6(b)为利用本文的方法,考虑剪切滑移时透射系数、反射系数与入射角度的变化规律。图 7 表示能量系数随入射角度的变化规律,图中透射能量系数  $E_T$ ,反射能量系数  $E_R$  和耗散能量系数  $E_A$  分别为:

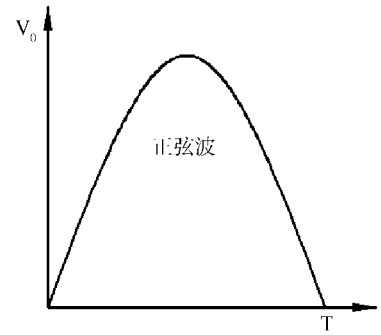


图 5 入射 S 波

Fig. 5 Wave form of the incident S-wave

$$E_T = \sqrt{\frac{E_i}{E_1}} = \frac{\sqrt{\int_0^t z_p [V_{tp}(x, t)]^2 dt + \int_0^t z_s [V_{ts}(x, t)]^2 dt}}{\sqrt{\int_0^t z_s [V_{ls}(x, t)]^2 dt}} \quad (47)$$

$$E_R = \sqrt{\frac{E_r}{E_1}} = \frac{\sqrt{\int_0^t z_p [V_{rp}(x, t)]^2 dt + \int_0^t z_s [V_{rs}(x, t)]^2 dt}}{\sqrt{\int_0^t z_s [V_{ls}(x, t)]^2 dt}} \quad (48)$$

$$E_A = \sqrt{1 - E_T^2 - E_R^2} \quad (49)$$

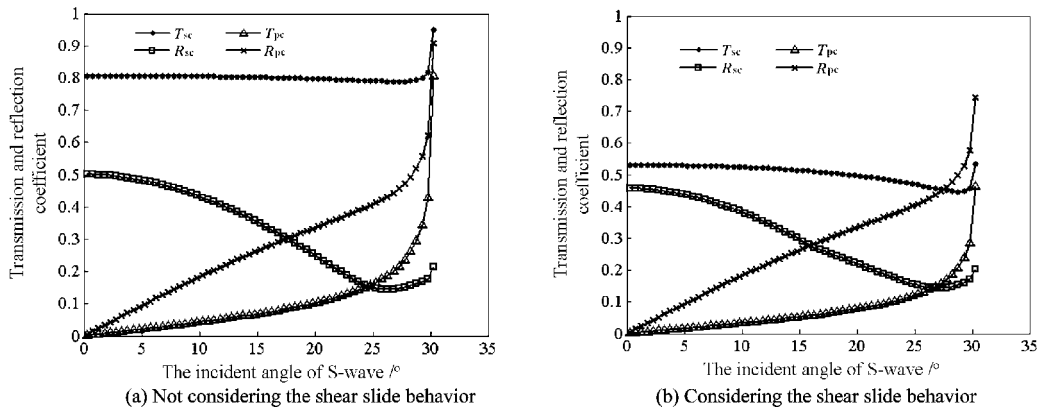


图 6 不同入射角度下,透射和反射系数的变化曲线

Fig. 6 The curves of transmission coefficients and reflection coefficients at different incident angles

由图 6 分析可知,未考虑剪切滑移影响时,透射 S 波系数随着入射角度的增大变化平缓,数值逐渐减小,当临近临界角时,突然增大。反射 S 波系数随着角度的增大而减小,当临近临界角时,数值变化平缓。透射 P 波系数和反射 P 波系数随着入射角度的增大而增加,反射 P 波系数增长较快,而透射 P 波系数增长较慢。本文的分析结果与文献[9]中结果的变化趋势相同,吻合较好。

由图 6(a)和(b)可以看出,考虑剪切滑移影响时,透射波和反射波的变化趋势与未考虑滑移影响时的变化趋势基本一致。当考虑剪切滑移时,透射 S 波受影响最大,透射系数明显降低,更多的 S 波由于剪切滑移作用而被吸收耗散。

由图 7 可得,考虑剪切滑移影响时,随着入射角度的增加,反射能量系数逐渐增加;透射能量系数缓慢减小,临近临界角时,值有所增大。耗散能量系数在入射角小于某一值时变化较缓,基本为定值,当入射角超过此角度值时,耗散能量系数逐渐减小。

## 2.2 考虑剪切滑移时节理刚度和入射波幅值对应力波传播的影响

S波斜入射至某一节理界面时,抗剪强度 $\tau_s$ 为定值,通过改变入射波幅值 $A$ 的大小,获得入射波幅值变化与入射、反射和耗散能量之间的关系曲线.分析时幅值比 $\lambda$ 取1~12,能量系数 $E_T$ 、 $E_R$ 和 $E_A$ 与2.1节中的意义相同,波频率 $f$ 取50 Hz,分析时剪切刚度 $k_s$ 取1.0 GPa、2.0 GPa、3.0 GPa、4.5 GPa、6.0 GPa,研究不同节理刚度下,透射能量、反射能量和耗散能量与入射波幅值的关系.

由透射能量图8(a)可以看出,随着入射波幅值的增大,透射能量系数减小很快.在不同刚度情况下,透射能量系数变化较小.

由反射能量图8(b)分析可得,随着入射波幅值的增大,反射能量系数缓慢减小.随着节理刚度增大,反射能量系数减小,当节理刚度越小时,反射能量曲线变化越趋于平缓.

由耗散能量图8(c)分析可得,随着入射波幅值的增大,耗散能量系数迅速增大,即节理的剪切滑移效应增强,入射能量被大量耗散.当幅值比超过4时,耗散能量系数增长变缓,逐渐趋于能量全部被耗散的情况.另一方面,随着刚度的增加,耗散能量系数随之增大.

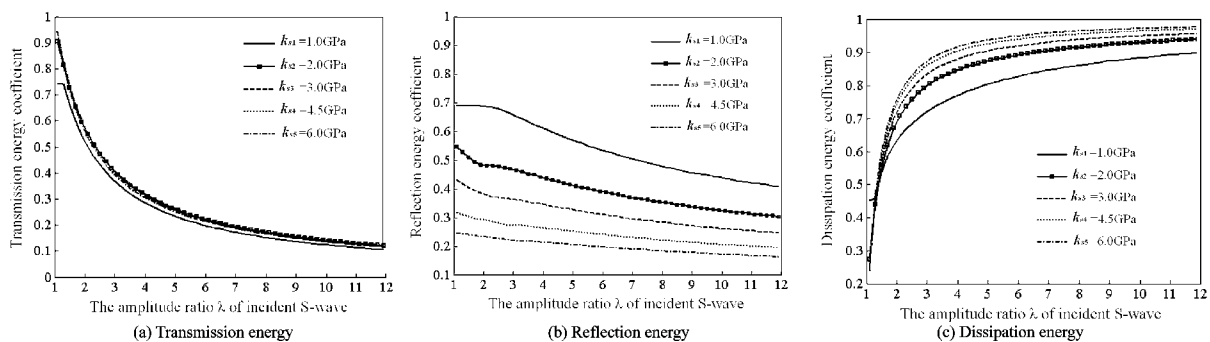


图8 不同幅值比时,透射、反射和耗散能量系数的变化曲线

Fig. 8 The energy coefficient curves of transmitted wave, reflected wave and dissipative wave at different amplitude ratio of incident S-wave

考虑剪切滑移效应时,节理刚度的变化对反射能量系数和耗散能量系数影响较大,入射波幅值的变化对透射能量系数和耗散能量系数影响较大.

## 3 结 论

考虑节理面剪切滑移影响时,剪切应力波在岩石单个节理中的传播过程非常复杂.本文基于一种时域方法,引入节理面的剪切滑移条件,理论分析了剪切波在岩石节理中的传播过程,本文方法采用的是时域算法,避免了复杂的数学运算,如傅立叶变换和傅立叶逆变换,通过迭代计算即可方便求出透射波和反射波的数值解.为更深入了解节理剪切滑移效应对应力波的影响规律,进而对本文结果进行了参数研究,从透射系数和能量方面探讨了剪切S波在斜向入射考虑剪切滑移效应的岩石节理面时,不同节理刚度、入射角度和入射波幅值对波传播过程的影响规律.

考虑剪切滑移效应时,随着入射角度的变化,透射波和反射波系数变化趋势与未考虑滑移影响时的变化趋势基本一致,但透射S波系数大幅度减小;能量角度方面,随着入射角的增大,反射能量系数增加;透射能量变化缓慢,临近入射临界角时,值有所增大;耗散能量系数在入射角小于某一值时变化较缓,基本为定值,当入射角超过此角度值时,耗散能量系数逐渐减小.

随着入射波幅值的增大,能量耗散系数迅速增大,当入射波幅值超过某一值时,能量耗散系数增长速度变

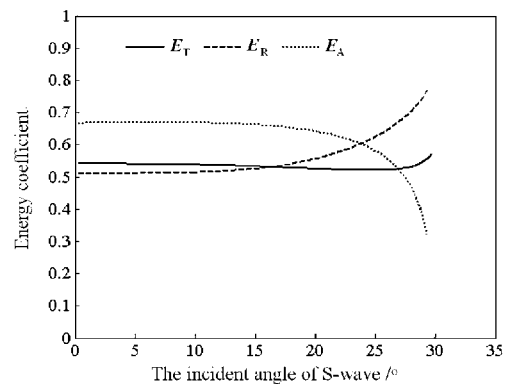


图7 不同入射角度下,透射、反射和耗散能量系数的变化曲线

Fig. 7 For different incident angle, the energy coefficient curves of transmitted wave, reflected wave and dissipative wave

缓,并逐渐趋于能量全部被耗散的情况.入射波幅值的变化对透射能量系数和耗散能量系数影响较大.

随着节理刚度增大,透射能量系数变化较小,反射能量系数减小,耗散能量系数增大.节理刚度的变化对反射能量系数和耗散能量系数影响较大.

#### 参考文献 References

- [1] TANG C A, YANG W T, FU Y F, et al. A new approach to numerical method of modelling geological processes and rock engineering problems-continuum to discontinuum and linearity to nonlinearity[J]. *Engineering Geology*, 1998, 49(3/4): 207-214.
- [2] SONMEZ H, ULUSAY R, GOKCEOGLU C. A practical procedure for the back analysis of slope failures in closely jointed rock[J]. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 1998, 35(2): 219-233.
- [3] ZHANG H Q, ZHAO Z Y, TANG C A, et al. Numerical study of shear behavior of intermittent rock joints with different geometrical parameters[J]. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2006, 43(5): 802-816.
- [4] LEE H S, PARK Y J, CHO T F, et al. Influence of asperity degradation on the mechanical behavior of rough rock joints under cyclic shear loading[J]. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2001, 38(7): 967-980.
- [5] PARK J W, SONG J J. Numerical simulation of a direct shear test on a rock joint using a bonded-particle model [J]. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 2009, 46(8): 1315-1328.
- [6] ZHAO X B. Theoretical and numerical studies of wave attenuation across parallel fractures[D]. Singapore: Nan-yang Technological University, 2004.
- [7] MILLER R K. An approximate method of analysis of the transmission of elastic waves through a frictional boundary[J]. *Journal of Applied Mechanics*, 1977, 44(4): 652-656.
- [8] KANA D D, FOX D J, HSIUNG S M. Interlock/Friction model for dynamic shear response in natural jointed rock [J]. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 1996, 33(4): 371-386.
- [9] LI J C, MA G W. Analysis of blast wave interaction with a rock joint[J]. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 2010, 43(6): 777-787.
- [10] WOLF J P, SONG C M. Finite-element modeling of unbounded media[M]. England: John Wiley & Sons Inc, 1996.

## Theoretical analysis on the propagation characteristic of S-wave across single fracture with consideration of shear slide behavior

SONG Lin<sup>1</sup>, SHAO Zhu-shan<sup>1,2</sup>, WU Min-zhe<sup>1,2</sup>, WANG Xin-yu<sup>1</sup>

(1. School of Civil Engineering, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an 710055, China;

2. State Key Laboratory of Architecture Science and Technology in West China(XAUAT), Xi'an 710055, China)

**Abstract:** Theoretical investigation on incident S-wave propagating across single rock joint with consideration of shear slide behavior is presented by using a full time-domain algorithm. Shear slip model is established in the paper, and then the wave propagation equations are deduced when the rock joint is subjected to obliquely incident S-wave. Based on the numerical results deduced from the suggested method, parametric studies for oblique incident S-wave are carried out. The results indicated that the wave propagation equations derived in the present study have the virtue of convenience to consider the shear slide behavior of rock joint without complicated mathematical methods such as Fourier and inverse Fourier transforms. By parametric studies, it is found that the propagation rule and the energy-transmitted rule are greatly influenced by shear slide behavior. To solve the practical rock engineering problem, theoretical models proposed will be an effective approach in analyzing the propagation characteristic of stress wave in jointed rock.

**Key words:** A full time-domain algorithm; Shear slide behavior; Rock joint; Wave propagation

---

\*Biography: SONG Lin, Candidate for Ph. D., Xi'an 710055, P. R. China, Tel: 0086-15991615551, E-mail: songlin710055@163.com