

文章编号: 1000-7598-(2013)08-2378-07

SH 波上方垂直入射时界面附近 椭圆夹杂与裂纹的动态响应

杨在林, 许华南, 黑宝平

(哈尔滨工程大学 航天与建筑工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 采用 Green 函数、保角映射等方法分析 SH 波上方垂直入射时弹性半空间中椭圆形弹性夹杂与任意方位裂纹的相互作用。首先, 求解含椭圆形弹性夹杂的弹性半空间内任意一点承受时间谐和出平面线源荷载作用时的位移基本解, 即 Green 函数, 再结合裂纹切割法构造裂纹, 得到 SH 波上方垂直入射时椭圆夹杂和裂纹同时存在条件下的位移场与应力场。作为算例, 给出大量的数值结果, 探讨不同参数情况下弹性夹杂周边动应力集中系数 (DSCF)、地表位移及裂纹尖端动应力强度因子 (DSIF) 的分布规律, 结果表明不同参数的变化会对三者的分布带来一定的影响。

关 键 词: SH 波的散射; Green 函数; 保角映射; 夹杂与裂纹

中图分类号: TB 115

文献标识码: A

Dynamic response of elliptical inclusion and crack near interface under vertically incident SH-wave from above

YANG Zai-lin, XU Hua-nan, HEI Bao-ping

(College of Aerospace and Civil Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: Green's function method and "conformal mapping" technology are used to analyze interaction of an elliptical elastic inclusion and a crack at arbitrary position under incident SH-waves from above. The fundamental solution to the displacement field for elastic half space containing an elliptical inclusion while bearing a time harmonic out-plane line source load at any point was firstly constructed, namely the suitable Green's function. Combined with "crack-division" technology, a beeline crack was then created to derive the displacement field and stress field of elastic half-space containing an elliptical elastic inclusion and a crack. Lastly, numerous numerical examples are given to discuss distribution regularities of dynamic stress concentration factor (DSCF) around the elliptical inclusion, the horizontal surface displacement and dynamic stress intensity factor (DSIF) at crack tip under different parameters, and the results demonstrate that variation of different parameters can bring certain effect on them.

Key words: scattering of SH-waves; Green's function; conformal mapping; interaction of inclusion and crack

1 引 言

研究无限弹性介质中弹性波对地下复杂结构和裂纹缺陷的动态响应问题是弹性动力学研究中的基础课题之一, 在现代声学、地球物理学、爆炸力学和材料力学性能研究中都有广泛的应用, 例如, 在石油勘探、地下隧道管道工程、矿产资源勘探及定量无损检测、雷达、声纳和爆炸等领域。近十几年以来, 对地下复合裂纹缺陷的研究, 国内外许多学者已经作了大量研究^[1-13], 主要研究方法有复变函数方法、Green 函数法和裂纹切割技术, 数值解

方法和基于边界积分方程法中的非超奇异牵引法等。

本文在杨在林等^[7-9]研究的基础上, 结合 Green 函数法及裂纹切割技术, 采用保角映射的方法, 将椭圆形弹性夹杂映射为圆形夹杂, 研究了 SH 波从上方垂直入射时半无限空间界面附近椭圆形弹性夹杂及任意位置直线裂纹对 SH 波的散射问题。

2 问题的描述

图 1 为 SH 波上方垂直入射下弹性半空间界面附近椭圆形弹性柱与裂纹的模型。介质 I 和介质 II

收稿日期: 2012-06-11

基金项目: 国家自然科学基金资助 (No. 10972064); 中央高校基本科研业务费专项资金资助 (No. HEUCFZ1125)。

第一作者简介: 杨在林, 男, 1971 年生, 博士, 教授, 主要从事弹性波动理论及应用方面的研究。E-mail: yangzailin00@163.com

材料常数分别为 (ρ_1, μ_1) 和 (ρ_2, μ_2) , ρ_1 、 μ_1 、 ρ_2 、 μ_2 分别为两个介质的质量密度和剪切模量。椭圆夹杂的半长轴和半短轴长分别为 a 和 b , 裂纹长度为 $2A$, 角度为 β 。图中, 3 个坐标系 XOY 、 $X'O'Y'$ 和 $X_1O_1Y_1$ 具有以下关系:

$$\left. \begin{aligned} x' &= x; y' = y - h \\ x_1 &= x \cos \beta + y \sin \beta \\ y_1 &= y \cos \beta - x \sin \beta \\ h_2 &= (h_1 + c \sin \beta) / \cos \beta \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

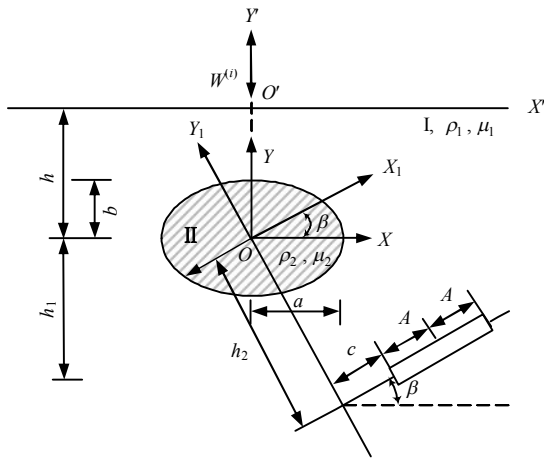


图 1 SH 波上方入射时含有椭圆形弹性夹杂与裂纹的弹性半空间模型

Fig.1 Half-space model of elliptical inclusion and crack under incident SH-wave above

3 Green 函数

3.1 控制方程

如图 2 所示, 本文问题的 Green 函数是含有椭圆夹杂的弹性半空间内任意一点作用出平面线源荷载时产生的位移场的基本解, 用 G_1 来表示, 与时间的依赖关系为 $e^{-i\omega t}$, 在复平面 $(z, \bar{z})$ 平面内, 满足控制方程:

$$\frac{\partial^2 G}{\partial z \partial \bar{z}} + \frac{1}{4} k^2 G = 0 \quad (2)$$

式中: G 为位移函数; k 为波数, $k = \omega/c_s$, ω 为圆频率, $c_s = \sqrt{\mu/\rho}$ 为介质的剪切波速; $\bar{z}$ 为 z 的共轭, 其他符号意义同前。

作保角映射,

$$z = \omega(\eta) = R(\eta + m/\eta), (\eta = Re^{i\theta}) \quad (3)$$

式中: $R = (a+b)/2$; $m = (a-b)/(a+b)$, a 、 b 分别为椭圆的半长轴和半短轴长, 将 Z 平面上的椭圆边界的外域, 保角映射为 η 平面上边界为一个单位圆的外域, 如图 3 所示。

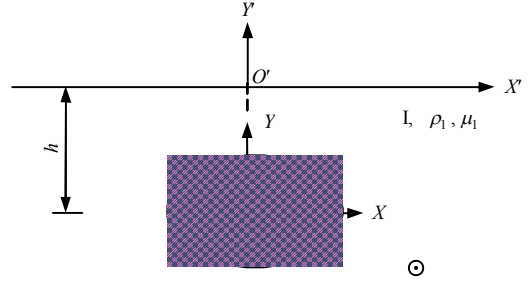


图 2 含椭圆形弹性夹杂的半空间作用与出平面线源荷载的模型

Fig.2 Half-space model of elliptical inclusion and crack impacted by an out-plane line source load

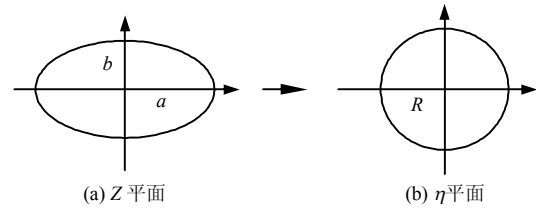


图 3 椭圆形的“保角变换”

Fig.3 “Conformal mapping” of ellipse

将方程式 (2) 转化为变量 η 及其共轭 $\bar{\eta}$ 为未知量的方程:

$$\frac{1}{\omega'(\eta)\bar{\omega}'(\eta)} \frac{\partial^2 G}{\partial \eta \partial \bar{\eta}} + \frac{k^2}{4} G = 0 \quad (4)$$

相应的应力表达式为

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rz} &= \frac{\mu}{R|\omega'(\eta)|} \left(\eta \frac{\partial G}{\partial \eta} + \bar{\eta} \frac{\partial G}{\partial \bar{\eta}} \right) \\ \tau_{\theta z} &= \frac{i\mu}{R|\omega'(\eta)|} \left(\eta \frac{\partial G}{\partial \eta} - \bar{\eta} \frac{\partial G}{\partial \bar{\eta}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

3.2 Green 函数的导出

图 2 模型的边界条件为

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= G_{1I}^t \\ \tau_{rz,1} &= \tau_{rz,II}^t \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

出平面线源荷载 $\delta(z - z_0)$ 作用在一个完整弹性空间内产生的位移场为 $G^{(i)}$, 可视为入射波, 表达式为

$$G_1^{(i)} = \frac{i}{4\mu_1} H_0^{(1)}(k_1 |\omega(\eta) - \omega(\eta_0)|) \quad (7)$$

由水平界面激发产生的反射波场为 $G^{(r)}$, 具有如下表达形式:

$$G_1^{(r)} = \frac{i}{4\mu_1} H_0^{(1)}(k_1 |\omega(\eta) - \overline{\omega(\eta_0)} - 2ih|) \quad (8)$$

在介质 I 中, 由椭圆形弹性夹杂激发的散射波满足控制方程式 (4) 以及水平表面上应力自由的边界条件, 在映射 η 平面内, 具有以下形式:

$$G_1^{(s)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \left\{ H_n^{(1)}[k_1|\omega(\eta)|] \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^n + H_n^{(1)}[k_1|\omega(\eta)-2ih|] \left[\frac{\omega(\eta)-2ih}{|\omega(\eta)-2ih|} \right]^{-n} \right\} \quad (9)$$

式中: A_n 为未知系数, 由边界条件 (6) 来确定。

在区域 II 内, 存在一驻波, 可以写为

$$G_{II}^t = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_n J_n(k_2|\omega(\eta)|) \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^n \quad (10)$$

式中: B_n 为待求的未知数, 由边界条件 (6) 决定。

在区域 I 内, 线源产生的总位移场即本文研究的 Green 函数 G_1 为

$$G_1 = G_1^{(i)} + G_1^{(r)} + G_1^{(s)} \quad (11)$$

将式 (7)~(10) 分别代入式 (5), 可推导出相应的应力表达式。

将相应的位移表达式及应力表达式代入边界条件 (6), 可得

$$\left. \begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (A_n \zeta_n^{(11)} + B_n \zeta_n^{(12)}) &= \zeta^{(1)} \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (A_n \zeta_n^{(21)} + B_n \zeta_n^{(22)}) &= \zeta^{(2)} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中:

$$\begin{aligned} \zeta_n^{(11)} &= -H_n^{(1)}[k_1|\omega(\eta)|] \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^n + H_n^{(1)}[k_1|\omega(\eta)-2ih|] \left[\frac{\omega(\eta)-2ih}{|\omega(\eta)-2ih|} \right]^{-n} \\ \zeta_n^{(12)} &= J_n(k_2|\omega(\eta)|) \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^n \\ \zeta^{(1)} &= \frac{i}{4\mu_1} H_0^{(1)}(k_1|\omega(\eta)-\omega(\eta_0)|) + \frac{i}{4\mu_1} H_0^{(1)}(k_1|\omega(\eta)-\overline{\omega(\eta_0)}-2ih|) \\ \zeta_n^{(21)} &= -\frac{\mu k_1}{2} \left\{ H_{n-1}^{(1)}(k_1|\omega(\eta)|) \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^{n-1} - H_{n+1}^{(1)} \cdot \right. \\ &\quad \left. (k_1|\omega(\eta)-2ih|) \left[\frac{\omega(\eta)-2ih}{|\omega(\eta)-2ih|} \right]^{-(n+1)} \right\} \frac{\eta \omega'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} - \\ &\quad \left\{ H_{n+1}^{(1)}(k_1|\omega(\eta)|) \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^{n+1} \right\} - H_{n-1}^{(1)} \cdot \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (k_1|\omega(\eta)-2ih|) \left[\frac{\omega(\eta)-2ih}{|\omega(\eta)-2ih|} \right]^{-(n-1)} \left\{ \frac{\eta \overline{\omega}'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} \right\} \\ \zeta_n^{(22)} &= \frac{k_2 \mu_2}{2} \left\{ J_{n-1}(k_2|\omega(\eta)|) \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^{n-1} \frac{\eta \omega'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} - \right. \\ & \quad \left. J_{n+1}(k_2|\omega(\eta)|) \left[\frac{\omega(\eta)}{|\omega(\eta)|} \right]^{n+1} \frac{\eta \overline{\omega}'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} \right\} \\ \zeta^{(2)} &= -\frac{ik_1}{8} H_1^{(1)}(k_1|\omega(\eta)-\omega(\eta_0)|) \left[\frac{\overline{\omega}(\eta)-\overline{\omega}(\eta_0)}{|\omega(\eta)-\omega(\eta_0)|} \right] \cdot \\ & \quad \frac{\eta \omega'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} + \frac{\omega(\eta)-\omega(\eta_0)}{|\omega(\eta)-\omega(\eta_0)|} \frac{\eta \overline{\omega}'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} \left] - \frac{ik_1}{8} H_1^{(1)} \cdot \right. \\ & \quad \left. (k_1|\omega(\eta)-\overline{\omega}(\eta_0)-2ih|) \left[\frac{\overline{\omega}(\eta)-\omega(\eta_0)+2ih}{|\omega(\eta)-\overline{\omega}(\eta_0)-2ih|} \right] \cdot \right. \\ & \quad \left. \frac{\eta \omega'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} + \frac{\omega(\eta)-\overline{\omega}(\eta_0)-2ih}{|\omega(\eta)-\overline{\omega}(\eta_0)-2ih|} \frac{\eta \overline{\omega}'(\eta)}{R|\omega'(\eta)|} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

用 $e^{-im\theta}$ 乘以方程组式 (12) 两边, 并在区间 $(-\pi, \pi)$ 上积分, 则得

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} \zeta_{mn}^{(11)} & \zeta_{mn}^{(12)} \\ \zeta_{mn}^{(21)} & \zeta_{mn}^{(22)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \zeta_m^{(1)} \\ \zeta_m^{(2)} \end{bmatrix}, \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (14)$$

式中:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_{mn}^{(11)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \zeta_n^{(11)} e^{-im\theta} d\theta; \quad \zeta_{mn}^{(12)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \zeta_n^{(12)} e^{-im\theta} d\theta \\ \zeta_m^{(1)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \zeta^{(1)} e^{-im\theta} d\theta; \quad \zeta_{mn}^{(21)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \zeta_n^{(21)} e^{-im\theta} d\theta \\ \zeta_{mn}^{(22)} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \zeta_n^{(22)} e^{-im\theta} d\theta; \quad \zeta_m^{(2)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \zeta^{(2)} e^{-im\theta} d\theta \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

即为决定未知系数 A_n 和 B_n 的复系数代数方程组, 通过对其控制精度截断有限项即可求解未知系数。

4 椭圆形弹性夹杂与裂纹对界面上垂直入射 SH 波的散射

分析模型如图 1 所示, 该问题被视为抗爆问题。稳态 SH 波沿 y 轴负方向入射, 并透过界面在弹性半空间中传播, 它具有以下形式:

$$W^{(i)} = W_0 e^{-i(k_1 y' + \omega t)} \quad (16)$$

式中: W_0 为入射波的波幅。

引入映射函数 $z = \omega(\eta)$, 在映射平面 η 上, 入射波 $W^{(i)}$ 可写成

$$W^{(i)} = W_0 e^{-\frac{ik_1}{2}[(\omega(\eta)-ih)-(\overline{\omega(\eta)+ih})]} e^{-i(\omega t + \pi/2)} \quad (17)$$

将式 (17) 代入式 (5) 可求得相应的应力表达式。

弹性半空间内椭圆夹杂激发的散射波 $W_1^{(s)}$ 及椭圆夹杂内产生的驻波 W_{II}^t 可分别具有式 (9)、(10) 的表达形式, 其中 A_n 和 B_n 均为待解系数, 它们的求解方法与 Green 函数未知系数的求解一样, 这里不再赘述。

求解未知系数之后, 就可以得到区域 I 中的总波场为

$$W_I = W^{(i)} + W_I^{(s)} \quad (18)$$

区域 II 中的总波场为

$$W_{II} = W_{II}^t \quad (19)$$

求出入射波和散射波在弹性半空间内任意一点产生的应力之后, 在该点施加与之大小相等、方向相反的应力, 则此处的总应力为 0。同理, 在欲出现裂纹的区域施加相应的等值反向的出平面荷载便可构造出裂纹, 则区域 I 的总波场便可得到

$$W_I^{(t)} = W^{(i)} + W_I^{(s)} - \int_{(c, -h_2)}^{(2A+c, -h_2)} \tau_{\theta z, I} G_1 dz_1 \quad (20)$$

式中: G_1 为 Green 函数式 (11); $\tau_{\theta z, I}$ 为欲出现裂纹区域施加的与 W_I 在该处所产生的应力反向的切向应力。

5 动应力集中系数

弹性夹杂周边的动应力集中系数(DSCF) $\tau_{\theta z}^*$ 定义为

$$\tau_{\theta z}^* = \left| \tau_{\theta z, I}^{(i)} / \tau_0 \right| \quad (21)$$

式中: $\tau_{\theta z}^{(i)}$ 为夹杂外周边的应力; $\tau_0 = W_0 \mu_1 k_1$ 为入射波产生应力的最大幅值。

6 裂纹尖端的动应力强度因子

裂纹尖端的动应力强度因子(DSIF) k_3 可以定义为

$$k_3 = \left| \frac{\tau_{rz} \big|_{\vec{r}=\vec{r}_0}}{\tau_0 Q} \right| \quad (22)$$

式中: $\tau_{rz} \big|_{\vec{r}=\vec{r}_0}$ 取裂纹附近区域内微小距离处的名义应力; Q 为特征参数, 具有长度的平方根量纲。 τ_0 为入射波 $W^{(i)}$ 在入射方向产生的应力最大幅值, 即 $\tau_0 = W_0 \mu_1 k_1$ 。

7 算例分析与讨论

根据以上理论推导, 计算了 SH 波界面上方垂

直入射情况半空间中椭圆形夹杂与裂纹相互作用的数据结果, 讨论不同波数 $k_1 a$, 基体与夹杂的波数比 $k^* = k_1 / k_2$ 和剪切模量比 $\mu^* = \mu_2 / \mu_1$, 夹杂中心到水平界面的距离与椭圆半长轴长的比值 h/a , 裂纹到夹杂中心的垂直距离与椭圆半长轴长的比值 h_1/a , 裂纹的长度 $2A$ 及方位角 β , 不同形状夹杂 (b/a) 等参数对夹杂周边的动应力集中系数 $\tau_{\theta z}^*$ 、水平地表位移 $|W|$ 和裂纹尖端的动应力强度因子 k_3 的影响。夹杂周边的动应力集中系数 $\tau_{\theta z}^*$ 、水平地表位移 $|W|$ 和裂纹尖端的动应力强度因子 k_3 的表达式分别为式 (21)~(22)。

分别取 3 种情况作为算例: 第 1 种情况, $\mu^* = 0.25$, $k^* = 0.5$; 第 2 种情况, $\mu^* = 4.0$, $k^* = 2.0$; 第 3 种情况, $\mu^* = 16.0$, $k^* = 4.0$, 分别代表夹杂与基体相对较硬、较软、更软。算例中, 假设 $W_0 = 1.0$, $a = 1.0$ 。

(1) 椭圆夹杂周边的动应力集中系数 $\tau_{\theta z}^*$ 的分布

如图 4~7 所示, $\tau_{\theta z}^*$ 基本上呈对称分布。图 4 表明, 基体夹杂比的增高即夹杂较基体越软时, $\tau_{\theta z}^*$ 越大, 基体夹杂比为 $k^* = 4.0$, $\mu^* = 16.0$ 时, 最大值约为 2.33, 比 $k^* = 0.5$, $\mu^* = 0.25$ 的情况提高了 109%。图 5 显示, 随着波数 $k_1 a$ 的增加, 椭圆夹杂周围的动应力集中系数很快地集中在椭圆夹杂的两侧, 且大小越来越小。如图 6 所示, 裂纹角度 β 的变化对椭圆夹杂周边的 $\tau_{\theta z}^*$ 影响也很小。图 7 说明, 椭圆夹杂形状不同, 对椭圆夹杂边缘的 DSCF 也有一定的影响, 特别当 $b/a = 1.5$ 即扁椭圆夹杂时, $\theta = 9^\circ$ 处及相应的对称点出现极值, 大小约为 $\tau_{\theta z}^* = 1.19$ 。

(2) 水平地表位移 $|W|$ 随不同参数的变化

如图 8 所示, 基体夹杂比对水平地表位移 $|W|$ 的影响比较大, 随着 k^* 和 μ^* 的增加, $-4.0 \leq x_2 \leq 4.0$

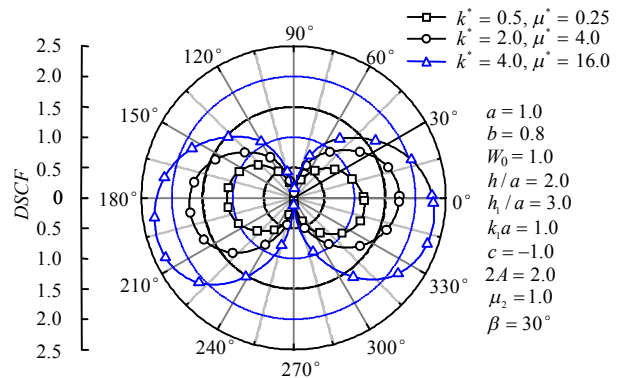
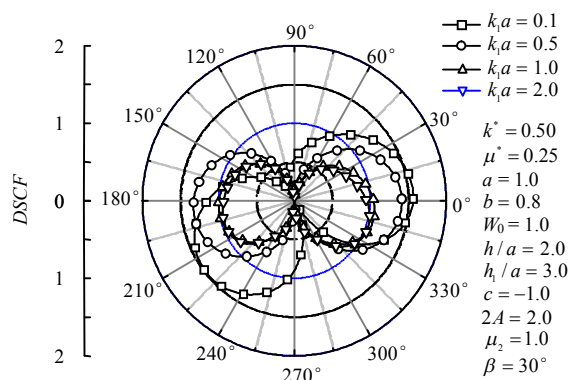
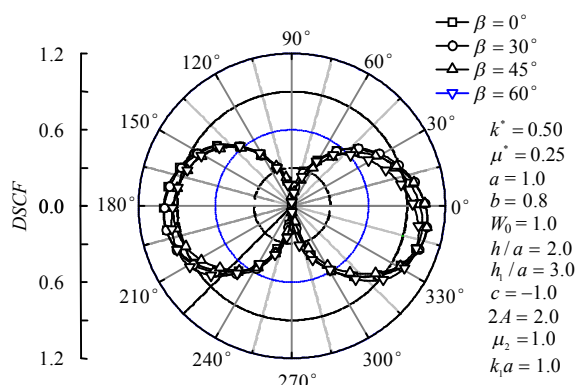
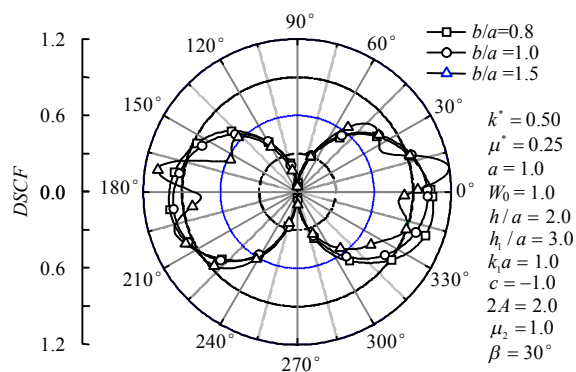
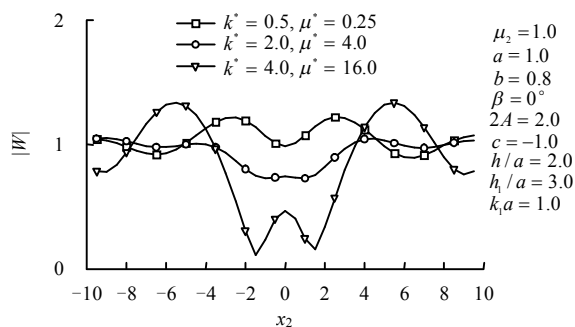
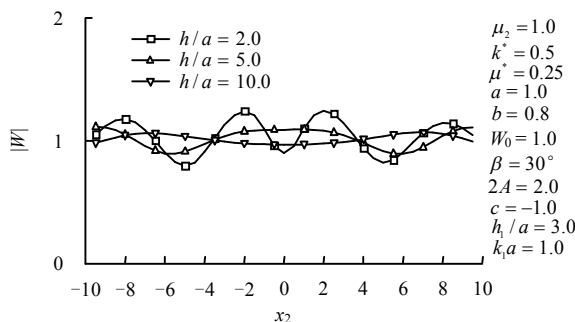
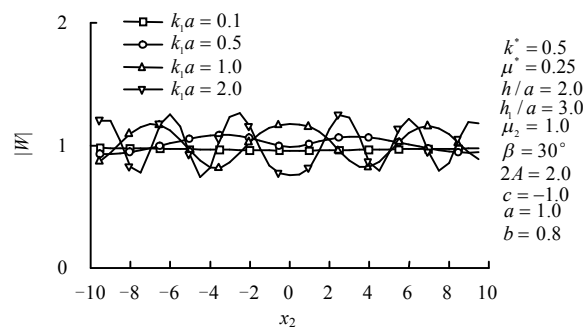
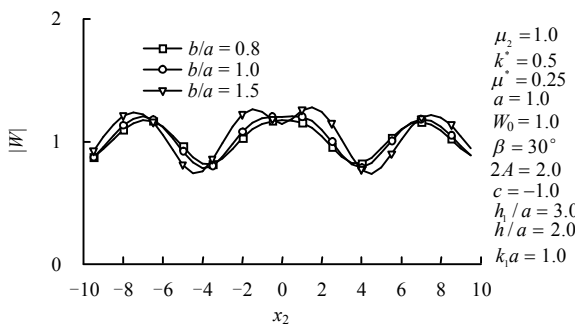


图 4 夹杂周围的 DSCF 随 k^* 和 μ^* 的分布
Fig.4 Distribution of DSCF around inclusion with k^* and μ^*

图5 夹杂周边 DSCF 随 k_1a 的变化Fig.5 Distribution of DSCF around inclusion with k_1a 图6 夹杂周边 DSCF 随 β 的变化Fig.6 Distribution of DSCF around inclusion with β 图7 夹杂周边 DSCF 随 b/a 的分布Fig.7 Distribution of DSCF around inclusion with b/a

及 $|x_2| \geq 8.0$ 段的地表位移 $|W|$ 越来越小, 而其他段则越来越大, 且在 $|x_2| = 5.5$ 处达到极值, 约为 1.34。由图 9 可以看出, 随着 h/a 的增加, 水平地表位移 $|W|$ 的变化越来越小, 最后趋于平缓, 保持在 1.0 左右。在图 10 中, 当 $k_1a = 0.1$ 即准静态时, $|W|$ 变化微小, 值约为 1.0, 而当 $k_1a = 0.5$ 、1.0 和 2.0 时, 水平地表位移 $|W|$ 呈现出越来越明显的振荡特征, 并沿着 x_2 呈周期性变化。从图 11 可知, 不同形状椭圆夹杂 (b/a) 对 $|W|$ 影响很小。

图8 地表位移 $|W|$ 随 k^* 和 μ^* 的变化Fig.8 Variation of surface displacement $|W|$ with k^* and μ^* 图9 地表位移 $|W|$ 随 h/a 的变化Fig.9 Variation of surface displacement $|W|$ with h/a 图10 地表位移 $|W|$ 随 k_1a 的变化Fig.10 Variation of surface displacement $|W|$ with k_1a 图11 地表位移 $|W|$ 随 b/a 的变化Fig.11 Variation of surface displacement $|W|$ with b/a

(3) SH 波从上方垂直入射时裂纹尖端 DSIF 的变化

图 12 为不同基体夹杂比 ($k^* = 0.5, \mu^* = 0.25$; $k^* = 2.0, \mu^* = 4.0$; $k^* = 4.0, \mu^* = 16.0$) 情况下 k_3 随入射波数 $k_1 a$ 的变化规律。随着 $k_1 a$ 的增加, 裂纹尖端的 k_3 呈逐渐增大的周期变化, $k^* = 0.5, \mu^* = 0.25$ 夹杂较基体更硬的情况 k_3 要比其他两种情况小一些, 但不太大。图 13 表明, $k_1 a = 0.1$ 即准静态时, k_3 随着 h/a 的变化平稳, 趋于一个稳定值, 约为 0.71, 而当 $k_1 a = 0.5, 1.0, 2.0$ 时, k_3 沿 h/a 的变化越来越强烈, 幅值也越来越大, 并呈稳定的周期性变化, 最大值 $|k_3|_{\max} \approx 1.23$ 。 h_1/a 对裂纹尖端的 $DSIF$ 有非常大的影响, 随着 h_1/a 越来越大, k_3 的值先是急剧下降, 从 $h_1/a = 4.7$ 开始趋于平缓的周期性衰减, 如图 14 所示。

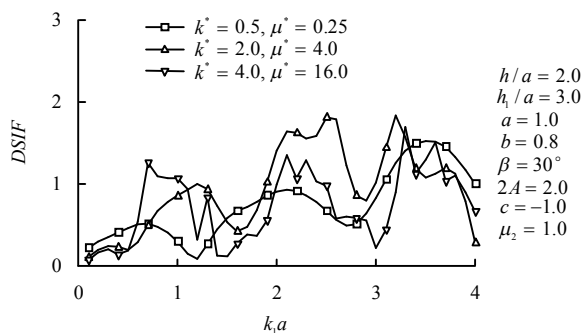


图 12 $DSIF$ 随 $k_1 a$ 的变化
Fig.12 Variation of $DSIF$ with $k_1 a$

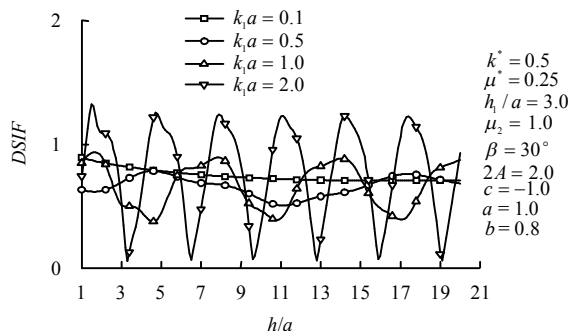


图 13 $DSIF$ 随 h/a 的变化
Fig.13 Variation of $DSIF$ with h/a

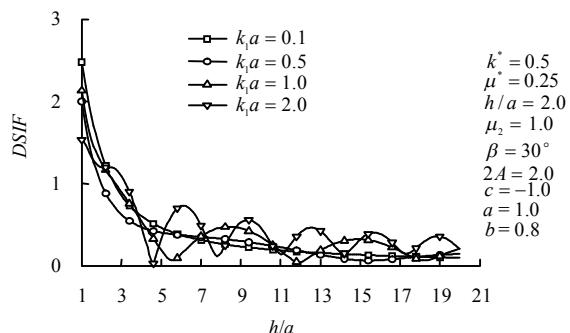


图 14 不同 $k_1 a$ 时 $DSIF$ 随 h_1/a 的变化
Fig.14 Variation of $DSIF$ with h_1/a under different $k_1 a$

8 结 语

采用保角映射方法将椭圆形弹性夹杂映射为圆形夹杂, 再结合 Green 函数法求解椭圆形弹性夹杂与附近裂纹同时存在的情况下对 SH 波的散射问题, 通过验证边界精度能达到 10^{-5} , 并取得了大量精确的数据, 可以为工程实际提供数据参考。在本文的基础上, 用同样的方法, 可进行多个任意形夹杂与多个裂纹存在时对 SH 波的散射问题的拓展研究。

椭圆夹杂周围 $\tau_{\theta z}^*$ 的分布、水平地表位移 $|W|$ 和裂纹尖端的动应力强度因子 $DSIF$ 与不同基体夹杂比 k^* 和 μ^* 、 $k_1 a$ 、 h/a 、 h_1/a 以及椭圆夹杂形状的变化等参数有很大关系, 特别是波数 $k_1 a$ 带来的影响较大, 而裂纹角度 β 的变化则影响则很小。当波数 $k_1 a$ 越大时, 水平地表位移 $|W|$ 的分布表现出了越明显的振荡特征。

参 考 文 献

- [1] 陆建飞, 王建华, 沈为平. 曲线裂纹和反平面圆形夹杂相交问题[J]. 固体力学学报, 2000, 21(3): 205—210.
LU Jian-fei, WANG Jian-hua, SHEN Wei-ping. Antiplane circular inclusion with a curved crack crossing the boundary[J]. Acta Mechanica Sinica, 2000, 21(3): 205—210.
- [2] 刘殿魁, 刘宏伟. 孔边裂纹对 SH 波散射及其动应力强度因子[J]. 力学学报, 1999, 31(3): 292—299.
LIU Dian-kui, LIU Hong-wei. Scattering of SH-wave by cracks originating at a circular hole edge and dynamic stress intensity factor[J]. Acta Mechanica Sinica, 1999, 31(3): 292—299.
- [3] 史守峡, 刘殿魁, 杨庆山. SH 波对内含裂纹衬砌结构的散射与动应力集中[J]. 爆炸与冲击, 2000, 20(3): 228—234.
SHI Shou-xia, LIU Dian-kui, YANG Qing-shan. Dynamic stress concentration and scattering of SH-wave by lining with crack and its interaction[J]. Explosion and Shock Waves, 2000, 20(3): 228—234.
- [4] LIU Dian-kui, CHEN Zhi-gang. Scattering of SH-wave by cracks originating at an elliptic hole and dynamic stress intensity factor[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2004, 25(9): 1047—1056.
- [5] YANG Z L, LIU D K. Scattering far field solution of

- SH-wave by movable rigid cylindrical interface[J]. **Acta Mechanica Solida Sinica**, 2002, 15(3): 214—220.
- [6] 周香莲, 周光明, 王建华. 饱和土中圆形衬砌结构对弹性波的散射[J]. 岩石力学与工程学报, 2005, 24(9): 1572—1576.
- ZHOU Xiang-lian, ZHOU Guang-ming, WANG Jian-hua. Scattering of elastic wave by circular cavity with lining in saturated soil[J]. **Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering**, 2005, 24(9): 1572—1576.
- [7] 杨在林, 闫培雷, 刘殿魁. SH 波对浅埋弹性圆夹杂及裂纹的散射与地震动[J]. 力学学报, 2009, 42(2): 229—235.
- YANG Zai-lin, YAN Pei-li, LIU Dian-kui. Scattering of SH-waves and ground motion by an elastic cylindrical inclusion and a crack in half space[J]. **Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics**, 2009, 42(2): 229—235.
- [8] YANG Z L, XU H N, XU M J, et al. Scattering of out-of-plane line source load by shallow-embedded circular lining structure and crack in half space[J]. **Key Engineering Materials**, 2010, 9: 329—332, 452—453.
- [9] YANG Z L, XU H N, SUN B T. Interaction of SH-wave on multiple linear cracks near shallow-embedded structure[C]//The 14th International Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics. Xi'an: [s. n.], 2009.
- [10] LIANG J W, BA Z N, LEE V W. Diffraction of plane SV waves by an underground circular cavity in a saturated poroelastic half-space[J]. **Journal of Earthquake Technology**, 2007, 44(2): 341—344.
- [11] MYKHAS'KIV V V, KHAY O M. Interaction between rigid-disc inclusion and penny-shaped crack under elastic time-harmonic wave incidence[J]. **International Journal of Solids and Structures**, 2009, 46(3-4): 602—616.
- [12] SUNG J C, WONG D C. Effect of an inclusion on the interaction of plane shear wave with a crack[C]//Proceedings of the International Conference on Boundary Element Methods (BEM XV). Southampton, United Kingdom: Computational Mechanics Publ., 1993: 275—289.
- [13] MÜLLER R, DINEVA P, RANGELOV T, et al. Anti-plane dynamic hole-crack interaction in a functionally graded piezoelectric media[J]. **Archive of Applied Mechanics**, 2011, 82(1): 1—14.

国家公路网规划为路网建设带来重大机遇

经国务院批准, 国家发改委于 5 月份印发《国家公路网规划(2013—2030 年)》(简称《规划》), 系统谋划了我国公路网络的顶层架构, 对浙江省进一步优化资源配置、推动交通发展带来重大机遇。根据《规划》, 国家公路网总规模约 40×10^4 km, 其中国家高速公路共 36 条, 计 11.8×10^4 km; 普通国道共 200 条, 计 26.5×10^4 km。到 2030 年将建成布局合理、功能完善、覆盖广泛、安全可靠的国家干线公路网, 实现首都辐射省会、省际多线连通、地市高速通达、县县国道覆盖。其中, 全省新增国家高速公路 5 条, 新增里程约 1 024 km, 总规划里程约 3 738 公里; 新增普通国道 9 条, 延伸 2 条, 新增里程约 3 300 km, 普通国道总里程达到约 5 000 km。《规划》确定了全国公路运输骨架网络, 对提高全省国家高速公路和普通国道规模, 提升公路网络化水平, 推动交通运输事业发展带来巨大机遇: 一是《规划》布局重点考虑了对全省四大国家战略发展的支持, 区域范围内主要对外交通通道都布设了多条国家公路, 为实施国家战略的地区开拓经济腹地、打通交通走廊、发挥国家战略的引领作用奠定了坚实基础。二是全省可根据《规划》布局, 在满足路线控制点要求的基础上, 尽可能地将对全省经济发展有利的公路待建项目纳入国家公路网中, 争取国家在资金、土地以及项目审批等方面最大限度的支持。

(信息来源: 中国公路网)