

孔边裂纹对 SH 波的散射及其 动应力强度因子¹⁾

刘殿魁 刘宏伟

(哈尔滨工程大学建筑工程系, 哈尔滨 150001)

摘要 采用 Green 函数法研究任意有限长度的孔边裂纹对 SH 波的散射和裂纹尖端场动应力强度因子的求解. 取含有半圆形缺口的弹性半空间水平表面上任意一点承受时间谐和的出平面线源荷载作用时位移函数的基本解作为 Green 函数, 采用裂纹“切割”方法并根据连接条件建立起问题的定解积分方程, 得到动应力强度因子的封闭解答. 最后给出了孔边裂纹动应力强度因子的算例和结果, 并讨论了圆孔的存在对动应力强度因子的影响.

关键词 孔边裂纹, Green 函数, SH 波散射, 动应力强度因子 (DSIF), 积分方程

引 言

断裂力学的研究模型一般要包含一条主裂纹(可见的或假定的), 并且在以往的研究中这条裂纹总是以直线或圆弧的形式出现^[1~3]. 而材料在生产、加工和使用中可能产生多种形式的缺陷, 如空穴、缺口等. 裂纹也是缺陷的一种, 只是由于其特殊性而常常被单独指出. 含有非裂纹初始缺陷的材料在外荷载作用下会产生应力集中现象, 并在一定条件下开裂, 从而形成了非裂纹缺陷与裂纹组合而成的复合缺陷. 在以往的有关断裂的研究中, 这类复合缺陷被简化为单一的 Griffith 直线裂纹, 并被认为是偏于安全的简化^[5]. 实际上, 含有这类复合缺陷的材料在受力时, 非裂纹缺陷必然要影响由其边缘萌生的裂纹尖端场的特性. 关于这方面的理论研究很少见到, 只有 G. C. Sih^[4]采用复变函数方法给出了对称的孔边径向共线裂纹的 II 型静态应力强度因子的解析解.

本文在线弹性断裂动力学的范畴内, 采用 Green 函数方法研究任意有限长度的孔边径向共线裂纹对 SH 波的散射和裂纹尖端场动应力强度因子的求解. 取含有半圆形缺口的弹性半空间水平表面上任意一点承受时间谐和的出平面线源荷载作用时的位移函数基本解作为 Green 函数, 并从圆孔对 SH 波散射问题出发, 沿 x 轴将材料分为两部分, 利用裂纹“切割”方法在孔边构造裂纹, 即在剖面上欲出现孔边裂纹区域加置与圆孔对 SH 波散射产生应力相对应的大小相等、方向相反的出平面荷载, 从而构造出孔边裂纹. 在剖面其余区域上加置未知的出平面荷载并根据裂纹面以外区域的连接条件建立起问题的定解积分方程组, 并将其离散为含 II 型动应力强度因子的线性代数方程组. 最后给出了孔边裂纹动应力强度因子的计算结果, 讨论了圆孔的存在对动应力强度因子的影响, 指出在动力问题中将复合缺陷中的非裂纹部分简化为 Griffith 直线裂纹的一部分并不总是偏于安全的.

1998 - 03 - 20 收到第一稿, 1998 - 08 - 03 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金和国家教委博士点基金资助项目.

1 Green 函数

1.1 Green 函数的控制方程和边界条件

本文所采用的 Green 函数是一个具有半圆形缺口的弹性半空间在其水平表面上任意一点承受时间谐和的出平面线源荷载作用时位移函数的基本解. 位移函数 G 与时间的依赖关系为 $e^{-i\omega t}$, 在极坐标系中满足控制方程

$$\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial G}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} + K^2 G = \delta(r - r_0) \quad (1.1)$$

其中 $K = \omega C_s$, $C_s = \sqrt{\mu/\rho}$ 为介质的剪切波速, ω 为位移函数的圆频率, μ, ρ 分别为介质的剪切弹性模量和密度. $\delta(\cdot)$ 为 Dirac-Delta 函数, r_0, r 分别代表源点和像点的位置矢量. 应力由下式决定

$$\tau_{rz} = \mu \frac{\partial G}{\partial r}, \quad \tau_{\theta z} = \frac{\mu}{r} \cdot \frac{\partial G}{\partial \theta} \quad (1.2)$$

边界条件可以表述为

$$\begin{aligned} \tau_{rz} &= 0, & \text{在 } r = R_0 \text{ 上} \\ \tau_{\theta z} &= \delta(r - r_0), & \text{在 } \theta = 0, \pi \text{ 上} \end{aligned} \quad (1.3)$$

1.2 Green 函数的导出

在上述边界条件约束下, 满足控制方程 (1.1) 的基本解, 应包括两部分运动: 水平面线源荷载的扰动和半圆形缺口所激发的散射波. 对于线源荷载 $\delta(r - r_0)$ 在一个完整的弹性半空间中所产生的扰动, 可将其视为入射波 $G^{(i)}$, 它是已知的, 即为半空间问题的基本解

$$G^{(i)} = \frac{i}{2\mu} H_0^{(1)}(K|r - r_0|) e^{-i\omega t} \quad (1.4)$$

其中 $H_0^{(1)}(\cdot)$ 为零阶的第一类 Hankel 函数. 利用 Bessel 函数的加法定理, 并略去时间因子, 则 (1.4) 式可以写成

$$G^{(i)} = \frac{i}{2\mu} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \cos m\theta \cdot \cos m\theta_0 \begin{cases} J_m(Kr_0) H_m^{(1)}(Kr), & r > r_0 \\ J_m(Kr) H_m^{(1)}(Kr_0), & r < r_0 \end{cases} \quad (1.5)$$

其中, 当 $m = 0$ 时, $\varepsilon_m = 1$; 当 $m \geq 1$ 时, $\varepsilon_m = 2$. 对于由半圆形缺口所激发且满足水平界面应力自由条件的散射波, 可将其视为具有如下的形式

$$G^{(s)} = \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(1)}(Kr) \cos m\theta \quad (1.6)$$

其中 A_m 为待定的常数. 则问题的总波场, 即 Green 函数, 应当写成

$$G = G^{(i)} + G^{(s)} \quad (1.7)$$

为了使总波场 G 满足半圆形凹陷表面应力自由的边界条件, 应有

$$\left. \frac{\partial G}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0 \quad (1.8)$$

由此可求出系数 A_m

$$A_m = -\frac{i}{2\mu} \varepsilon_m H_m^{(1)}(Kr_0) \cos m\theta_0 J'_m(KR_0) / H'_m(KR_0) \quad (1.9)$$

再将式(1.5)、(1.6)、(1.9)代入(1.7),可得本问题的 Green 函数

$$G(r, r_0, \theta, \theta_0) = \frac{i}{2\mu} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \cos m\theta \cdot \cos m\theta_0 \begin{cases} H_m^{(1)}(Kr) [J_m(Kr_0) - H_m^{(1)}(Kr_0) J'_m(KR_0) / H'_m(KR_0)] , & r > r_0 \\ H_m^{(1)}(Kr_0) [J_m(Kr) - H_m^{(1)}(Kr) J'_m(KR_0) / H'_m(KR_0)] , & r < r_0 \end{cases} \quad (1.10)$$

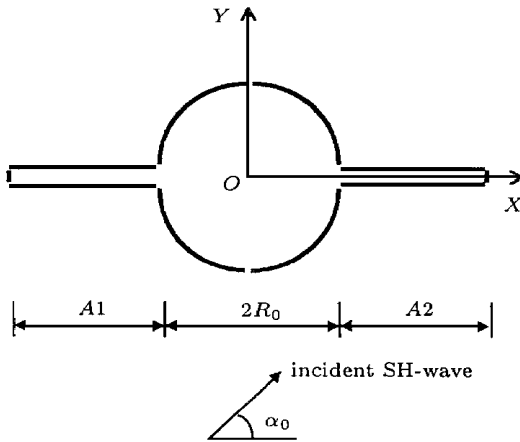


图 1 孔边径向裂纹的模型

Fig. 1 Model of a circular hole with diametrical cracks originating at the hole edge

2 定解积分方程

孔边裂纹对 SH 波散射的模型如图 1 所示.一直角坐标系的原点与半径为 R_0 的圆形孔洞的圆心重合,在 X 轴上含有长度分别为 A_1, A_2 的裂纹,其中 A_1, A_2 均为有限值. r 和 θ 为相应的极坐标系的极径和极角.在出平面问题中,位移分量仅有沿垂直于画面方向的出平面位移 w ,在极坐标系中有关的应力分量为 τ_{rz} 和 $\tau_{\theta z}$.鉴于圆孔和裂纹都要对 SH 波产生散射,现在对其分别考虑,并采用裂纹“切割”的办法,由圆孔对 SH 波散射的结果和求得的 Green 函数构造出圆孔和孔边裂纹对 SH 波散射的解答.

2.1 圆孔对 SH 波的散射

首先考虑 SH 波入射到含圆孔的无限大线弹性均匀介质.关于时间谐和的出平面入射位移场 $w^{(i)}$ 可以写成(以下省略时间因子 $e^{-i\omega t}$)

$$W^{(i)} = W_0 \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n \cos n(\theta - \alpha_0) J_n(Kr) \quad (2.1)$$

其中, α_0 为入射角, $K = \omega / C_s$, $C_s = \sqrt{\mu / \rho}$ 为介质的剪切波速.由于介质开孔,入射波作用于圆孔产生散射波场 $w^{(s)}$

$$W^{(s)} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n H_n(Kr) \cos n(\theta - \alpha_0) \quad (2.2)$$

其中,系数可由孔边应力自由的边界条件求出,即由

$$\tau_{rz}^{(i)} = \tau_{rz}^{(i)} + \tau_{rz}^{(s)} = 0 \quad (2.3)$$

得 $A_n = -\varepsilon_n i^n W_0 J'_n(KR_0) / H'_n(KR_0)$. X 轴上的总应力可以写成

$$\tau_{\theta z}^{(i)} = \tau_{\theta z}^{(i)} + \tau_{\theta z}^{(s)} = \frac{-2\mu W_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} n i^n \sin[n(\theta - \alpha_0)] \left[J_n(Kr) - H_n(Kr) \frac{J'_n(Kr)}{H'_n(Kr)} \right] \quad (2.4)$$

2.2 孔边裂纹对 SH 波的散射

现在考虑孔边裂纹对 SH 波的散射. 根据已经得到的仅含圆孔的无限大介质中 SH 波的入射波场和散射波场, 我们可以按裂纹“切割”的方式构造出含有长度分别为 A_1 和 A_2 的孔边径向共线裂纹的材料对 SH 波散射的模型. 其构造过程是: 沿 x 轴将材料剖开, 在欲出现裂纹的区间段的上下剖面施加一对出平面反力, 其大小为 $[\tau_{\theta_k}^{(i)} + \tau_{\theta_k}^{(s)}]$, 则这些区间段的上(或下)剖面的合应力均为零, 即可看作裂纹; 同时为了满足剖面上裂纹以外区域的应力和位移的连续条件, 在其上下剖面的相应区域施加一对待求的出平面外力系 f^- 和 f^+ . 显然, 剖面上的应力连续条件是自然满足的, 即

$$\tau_{\theta_k}^{(i)+} + f^+(r_0, \theta_0) = \tau_{\theta_k}^{(i)-} + f^-(r_0, \theta_0) \quad \text{在 } \theta_0 = 0, \pi \text{ 上} \quad (2.5)$$

根据本问题的 Green 函数, 并注意到上下剖面的位移分量及应力分量有对等关系, 则可以得到以剖面上位移分段连续条件为约束, 求解未知外力系 $f(r_0, \theta_0)$ 的定解积分方程组

$$\begin{aligned} & \int_1 f(r_0, \pi) \cdot G(r, r_0, \pi, \pi) dr_0 + \int_2 f(r_0, 0) \cdot G(r, r_0, \pi, 0) dr_0 = \\ & \int_1 \tau_{\theta_k}^{(i)} \cdot G(r, r_0, \pi, \pi) dr_0 + \int_2 \tau_{\theta_k}^{(i)} \cdot G(r, r_0, \pi, 0) dr_0 \\ & \int_1 f(r_0, \pi) \cdot G(r, r_0, 0, \pi) dr_0 + \int_2 f(r_0, 0) \cdot G(r, r_0, 0, 0) dr_0 = \\ & \int_1 \tau_{\theta_k}^{(i)} \cdot G(r, r_0, 0, \pi) dr_0 + \int_2 \tau_{\theta_k}^{(i)} \cdot G(r, r_0, 0, 0) dr_0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中, f 代表待求的附加外力系, G 代表 Green 函数, $\tau_{\theta_k}^{(i)}$ 由式(2.4)给出, 各个积分区间是: $I_1 = [R_0 + A_1, \infty]$, $I_2 = [R_0 + A_2, \infty]$, $C_1 = [R_0, R_0 + A_1]$, $C_2 = [R_0, R_0 + A_2]$.

2.3 动应力强度因子(DSIF)

上述定解积分方程组属于半无限域上含弱奇异性的第一类 Fredholm 积分方程组, 其奇异性表现为 Green 函数的像点与源点重合时, 被积核函数呈对数奇异性. 此外在裂纹尖端点, 应力场有平方根奇异性, 考察本文工作可以推知附加外力系 f 在裂纹尖端点也具有平方根奇异性. 当引入动态应力强度因子 k_{III} , 可得关系式

$$k_{III} = f \cdot \sqrt{2(r - R_0 - A)}, \quad A = A_1, A_2 \quad (2.7)$$

为在定解积分方程组中直接包含动应力强度因子 k_{III} , 对式(2.5)中的被积函数作如下的代换

$$f \cdot G = \left[f \cdot \sqrt{2(r - R_0 - A)} \right] \cdot \left[G / \sqrt{2(r - R_0 - A)} \right] \quad (2.8)$$

至此, 通过代换后的定解积分方程组可以直接给出 k_{III} 的数值结果. 具体求解积分方程组的方法很多, 本文采用弱奇异积分方程组直接离散法, 结合散射波的衰减特性, 把积分方程组转化为线性代数方程组, 用 Gauss 消元法求解出在一系列离散点上的待求函数值, 裂纹尖端点对应的值即为动应力强度因子 k_{III} .

沿 α_0 方向入射的谐和波 $w^{(i)}$ 在入射方向产生的应力为

$$\tau_{rz}^{(i)} = \mu K W_0 e^{i(K r \cos(\theta - \alpha_0) - \omega t + \pi/2)} \quad (2.9)$$

其最大幅值为 $\tau_0 = |\tau_{rz}^{(i)}| = \mu K W_0$, 当波数 K 趋于零时, 此幅值保持为有限值. 在应用中, 通常定义一个无量纲的动应力强度因子 k_3 [5]

$$k_3 = |k_{III}/(\tau_0 Q)| \quad (2.10)$$

它是动应力强度因子 k_{III} 与相应的静态应力强度因子 $k_{III}^{(s)} = \tau_0 Q$ 的比值. 其中, Q 是一个特征尺寸, 具有长度的平方根的量纲. 通常许多动力问题对应的静态问题的应力强度因子难以给出显式表达, 本文建议, 对于直裂纹, Q 可取为裂纹长度 A 的平方根; 对于孔边径向共线裂纹, Q 可取为圆孔半径的平方根; 但对于对称的孔边径向共线裂纹, Q 可取 G. C. Sih [4] 在研究此类裂纹受无穷远出平面静力剪切荷载作用时给出的一个解析的表达式

$$Q = \sqrt{(A + R_0)^4 - R_0^4} / \sqrt{(A + R_0)^3} \quad (2.11)$$

3 算例和分析

本节给出了在不同的孔边裂纹时, 动应力强度因子 (以位于 x 轴正向的裂尖点为例) 对无量纲波数的变化, 与已有解答进行了比较说明, 并加以分析. 结果如下:

(1) 图 2 和图 3 给出的是圆孔半径趋于零, 而孔边裂纹 ($A_1 = A_2 = A$) 退化为长度为 $2A$ 的直线型裂纹时的分析结果. J. F. Loeber 和 G. C. Sih [6] 曾采用积分变换转求对偶方程的办法, 给出了此时问题的解答. 本文给出这两组结果意在与其对照, 并互相验证. 图 2 给出 SH 波垂直入射含有长度为 $2A$ 的直线型裂纹的均匀介质时, 无量纲 DSIF 随无量纲波数 KA 的变化. 图示数据表明: $KA = 0.95$ 时, DSIF 出现峰值, 约为 1.27. 这与文 [5] 中 Fig. 2 十分吻合. 图 3 给出 $KA = 0.5$, SH 波以不同角度入射到含有长度为 $2A$ 的直线型裂纹的介质时, 角度的变化对无量纲 DSIF 的影响. 值得注意的是, 当 SH 波水平入射孔边裂纹时 (沿 x 轴正向或负向), 从定解积分方程组可以直接推导出来 DSIF 的值为零. 文 [4] 中定义了一个不同于本文的无量纲动应力强度因子 (其中, $\tau_0 = \mu K W_0 \sin \alpha_0$), 并得到两个大于 1 的无量纲动应力强度因子的

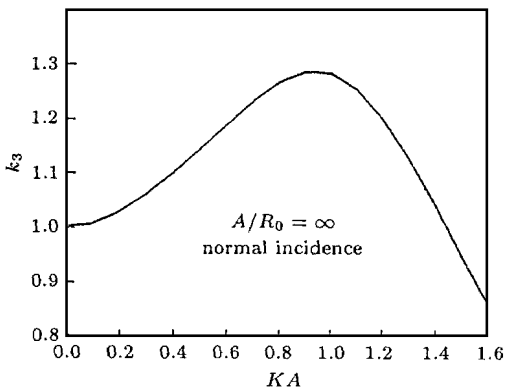


图 2 SH 波垂直入射含有长度为 $2A$ 的直线裂纹的介质时, 无量纲 DSIF 随 KA 的变化

Fig. 2 Variation of DSIF in homogenous medium with line crack disturbed by SH-wave vertically

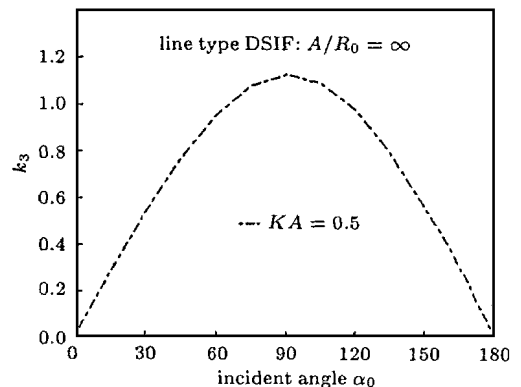


图 3 SH 波以不同角度入射到含有长度为 $2A$ 的直线裂纹的均匀介质时, 无量纲 DSIF 的变化

Fig. 3 Variation of DSIF in homogenous medium with line crack vs. incident angle of SH-wave

值.对于直线型裂纹,由本文的定解积分方程组也可以提取入射角的正弦项;但对于孔边裂纹,则无法提取入射角的正弦项.

(2)图 4 表示入射角 $\alpha_0 = \pi/2$ 时,SH 波作用于对称的孔边裂纹,DSIF 的准静力值 ($KA = 0.02$) 对特征尺寸比率 A/R_0 的变化规律,如图中实线所示.图中所示点划线为 G. C. Sih 给出的解析静力解,二者基本一致.同时也给出了将圆孔看作直线型裂纹的一部分而得到的长度为 $2(R_0 + A)$ 的直线型裂纹的静态应力强度因子,如图中虚点线所示,其定义为:

$$k_{III}^{(s)}/\sqrt{R_0} = \sqrt{R_0 + A}/\sqrt{R_0} = \sqrt{1 + A/R_0}.$$
 为便于比较,纵坐标给出的不是标准的无量纲 DSIF.由图可见,圆孔的存在使孔边裂纹的应力强度因子降低,这在 $A/R_0 \leq 1$ 时尤为显著;但随着裂纹长度的相对增加,圆孔的影响越来越小,以至可以忽略.即准静力时的结果与“将非裂纹缺陷简化为 Griffith 裂纹是偏于安全的”的假设并不矛盾.

(3)图 5 给出 SH 波垂直入射孔边裂纹,取两组不同的入射频率时,无量纲 DSIF 对比率 A/R_0 的变化.同时也给出了将圆孔看作直线型裂纹的一部分而得到的长度为 $2(R_0 + A)$ 的直线型裂纹的动应力强度因子.由图可见,尽管随着裂纹长度的相对增加圆孔的影响越来越小,但是孔边裂纹动应力强度因子既可能大于又可能小于简化后的直线型裂纹的动应力强度因子.此时,“将非裂纹缺陷简化为 Griffith 裂纹是偏于安全的”的假设并不成立.

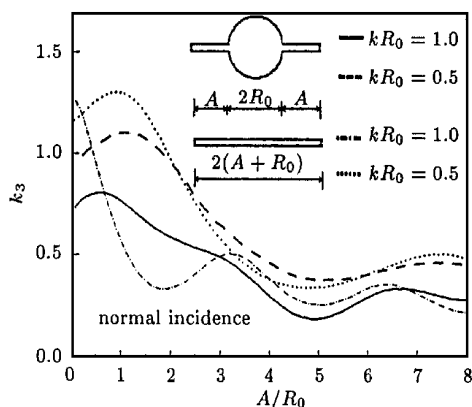


图 5 SH 波垂直入射含有孔边裂纹的介质时,无量纲 DSIF 随裂纹与孔径比 A/R_0 的变化

Fig.5 Variation of normalized DSIF vs. A/R_0 in medium with collinear cracks originating diametrically at the edge of circular hole disturbed by SH-wave vertically

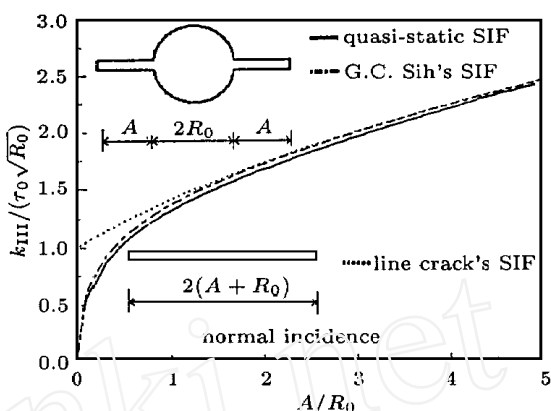


图 4 SH 波垂直入射含孔边裂纹的均匀介质时,不同的单侧裂纹长度 A 与圆孔半径 R_0 之比对应的准静力解以及 G. C. Sih 的解析静力解的比较
 Fig.4 Variation of quasi-static SIF vs. the ratio of crack length of single side to radius of circle in homogenous medium with circular hole and collinear cracks disturbed by SH-wave vertically. The comparison between quasi-static results and G. C. Sih's analytic static solution is also illustrated

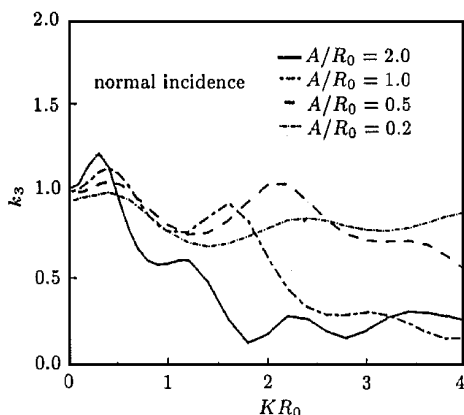


图 6 SH 波垂直入射含孔边裂纹的均匀介质时,无量纲 DSIF 随无量纲波数 KR_0 的变化

Fig.6 Variation of normalized DSIF vs. KR_0 in homogenous medium with circular hole and collinear cracks disturbed by SH-wave vertically

(4) 图 6 给出 SH 波垂直入射含对称孔边裂纹的介质时,无量纲 DSIF 随无量纲波数 KR_0 的变化. 容易看出,无量纲 DSIF 一般随无量纲波数的增大而呈波动性地减小,且其峰值随比率 A/R_0 的减小而向后推迟,即裂纹尺寸相对于孔径尺寸越小,其峰值就相对于无量纲波数出现得越晚.

4 结 论

本文采用 Green 函数方法求解孔边裂纹对 SH 波散射引起的动应力强度因子,与已有的结果尽可能做了比较,并给出了孔边裂纹 DSIF 的图示结果. 综合上述结果可以看出,入射波频率、入射角、裂纹尺寸、圆孔尺寸等因素都影响孔边裂纹尖端场的动应力强度因子. 与长度为 $2(R_0 + A)$ 的直线型裂纹对比,圆孔的存在确实影响孔边裂纹 DSIF 的大小,其影响程度与两个无量纲数 A/R_0 和 KR_0 有关. 当 $A/R_0 \leq 1$ 时,孔边裂纹准静力应力强度因子明显小于将圆孔作为直线型裂纹的一部分而得到的结果;当 $A/R_0 > 3$ 时,将圆孔看作直线型裂纹的一部分所得到的较低频率时 DSIF 与用本文方法所得结果相差不超过 1%. 但是随着无量纲波数 KR_0 的增加,孔边裂纹 DSIF 呈现出不同于静态时的特性,它并不总是小于将圆孔看作直线型裂纹的一部分而得到的长度为 $2(R_0 + A)$ 的直线型裂纹的动态应力强度因子,而是围绕直线型裂纹 DSIF 值呈现出波动性. 这表明,在动力分析中,当孔边裂纹长度与孔径尺寸同为一个数量级时,将孔状缺陷看作直线型裂纹的一部分会引起一定的偏差,将材料内部的缺陷一律简化为直线型裂纹并不总是偏于安全的.

参 考 文 献

- 1 Sih GC, ed. Mechanics of Fracture. Leyden: Noordhoff, 1973, 1
- 2 Sih GC, ed. Mechanics of Fracture. Leyden: Noordhoff, 1977, 4
- 3 王铎,汪越胜. 界面动力学研究近况. 上海力学, 1993, 14(4): 1~15 (Wang D, Wang YS. Recent progress in dynamics of interface. Shanghai Journal of Mechanics, 1993, 14(4): 1~15 (in Chinese))
- 4 Sih GC. Stress distribution near internal crack tips for longitudinal shear problems. ASME Jour of Applied Mechanics, 1965, 32(1): 51~58
- 5 沈成康等编著. 断裂力学. 上海: 同济大学出版社, 1996 (Shen CK, ed. Fracture Mechanics. Shanghai: Tongji University Publisher, 1996 (in Chinese))
- 6 Loeber JF, Sih GC. Diffraction of Anti-plane Shear Waves by a Finite Crack. Journal of the Acoustical Society of America, 1968, 44(1): 90~98

SCATTERING OF SH-WAVE BY CRACKS ORIGINATING AT A CIRCULAR HOLE EDGE AND DYNAMIC STRESS INTENSITY FACTOR¹⁾

Liu Diankui Liu Hongwei

(Department of Civil Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract In the category of elastodynamic fracture, the present paper investigates the problem of SH-wave scattering by cracks of any limited lengths originating at the boundary of a cylindrical hole, and gives the solutions of dynamic stress intensify factor at the crack tip. The Green's Function method is used. That means a special Green's function, which is a fundamental solution of displacement field for an elastic half space possessing a half cylindrical gap while bearing out-of-plane harmonic line source force at any point of its horizontal boundary, is constructed for the present problem. In terms of the solution of SH-wave scattering by a cylindrical hole, the material is divided into two parts along X-axis and cracks can be made out with crack-division technique. There are two important steps in the technique of crack-division. On one hand, anti-plane stresses, which are the same in quantity but opposite in direction to those produced by SH-waves mentioned before, are loaded at the region where cracks will appear. If the region begins at hole edge and extends to a limited distance, the composite crack is made out in the medium. On the other hand, anti-plane stresses that are unknown must be applied in the non-crack region of division interface in order to satisfy the continuity conditions at division plane. Then, integral equations for solution of the unknown stresses, which is connected with crack-tip DSIF, can be established, and the solution of dynamic stress intensity factor in mode III can be obtained. Finally, some examples and results for dynamic stress intensity factor are given, and the influence of circular hole to dynamic stress intensity factor at crack tip is discussed. It is indicated that the traditional opinion about composite crack simplification is not right in dynamic case. Simplifying composite crack to Griffith linear crack is not always safety in dynamic fracture.

Key words composite cracks, Green's function, SH-wave scattering, integral equation, dynamic stress intensity factor (DSIF)

Received 20 March 1998, revised 3 August 1998.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China and the State Education Commission of China.