

剪切载荷作用下含损伤胶接材料界面 动应力强度因子的研究^{*}

蔡艳红^{1,4}, 陈浩然¹, 唐立强², 闫澄³, 江莞⁴

(1. 大连理工大学 工业装备结构分析国家重点实验室, 辽宁 大连 116024;

2. 哈尔滨工程大学 建筑工程学院, 哈尔滨 150001;

3. 昆士兰理工大学 环境与工程学部, 布里斯班, QLD 4001 澳大利亚;

4. 中国科学院 上海硅酸盐研究所 高性能陶瓷和超微结构国家重点实验室, 上海 200050

(王银邦推荐)

摘要: 主要针对剪切载荷作用下, 胶接材料接合区域界面裂纹尖端动态应力强度因子进行了分析, 其中考虑了裂尖区域的损伤. 通过积分变换, 引入位错密度函数, 奇异积分方程被简化为代数方程, 并采用配点法求解; 最后经过 Laplace 逆变换, 得到动态应力强度因子的时间响应. II 型动应力强度因子随着黏弹性胶层的剪切松弛参量、弹性基底的剪切模量和 Poisson 比的增加而增大; 随肿胀松弛参量的增加而减小. 损伤屏蔽发生在裂纹扩展的起始阶段. 裂纹尖端的奇异性指数(-0.5 是与材料参数、损伤程度和时间无关的, 而振荡指数由黏弹性材料参数控制.

关键词: 动态应力强度因子; 界面裂纹; 胶接材料; 损伤; 奇异积分方程

中图分类号: O346.1 **文献标识码:** A

引 言

胶接材料在设计和制造过程中被广泛应用, 一方面, 航天飞机、卫星、空间站及宇宙飞船等宇宙飞行器的许多部件需要胶接和密封, 另一方面, 与其它结构材料相比, 胶接材料的接合区域应力集中相对较小, 断裂韧性和疲劳损伤的抗力增加. 制造过程的缺陷和环境因素导致胶接材料的失效破坏主要源于界面裂纹, 因此界面裂纹是胶接材料失效的主要机制. 同时, 宇航飞行器在发射、载人飞行和轨道飞行时要经历复杂恶劣的外部环境, 如真空、高低温交变、紫外线辐射、原子氧作用及质子、电子辐照等; 另外, 两相材料的热膨胀系数不匹配产生的残余应力, 会使界面区域发生损伤, 胶接材料界面的损伤破坏也是不容忽视的^[1-5]. 因此, 在研究胶接材料界面裂纹问题中, 需要考虑损伤的影响.

目前为止, 经检索相关的研究工作较少. 采用对偶积分方程方法, Roberta 等^[6] 给出了含

* 收稿日期: 2007-08-17; 修订日期: 2008-09-26

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10672027); 国家重大基础研究计划(973 资助项目(2006CB601205); 国家杰出青年基金资助项目(50625414)

作者简介: 蔡艳红(1969—, 女, 黑龙江人, 讲师, 博士;

陈浩然(1940—, 男, 教授, 博士生导师(联系人, Tel: + 86-411-84706348; E-mail: chenhr@dlut.edu.cn).

损伤胶接材料界面裂纹尖端的应力强度因子和界面张开位移. 采用三维等参元法, Papanikos 等^[7]研究了胶接材料裂纹尖端的应力强度因子和脱胶区域的损伤累积, 并给出了基于应力的失效准则. 采用碳喷涂方法, Naye Hashemi 等^[8]研究了蠕变载荷作用下胶接材料的裂纹扩展问题, 并利用扫描电镜观察其微裂纹区的损伤. Guo 等^[9]采用 Gurson 多孔材料模型, 研究当气压变化时, 胶接材料界面孔洞演化成核, 形成宏观裂纹的过程, 指出孔洞尺寸对损伤区的形成起主要作用. 采用动态光弹和高速摄影技术, Xu 等^[10]研究了冲击载荷下多层胶接材料的失效破坏模式. 然而在上述文献中, 没有同时考虑材料的黏弹性性质和动态破坏的问题.

在断裂力学框架下, 通常认为裂纹前缘是性能完好的介质, 采用连续介质力学的方法, 研究胶接材料的弹性基底和黏弹性胶层间的裂纹扩展. 但实际工程材料存在大量的细观缺陷, 及宏观裂纹尖端高度的应力集中引起的细观损伤, 导致裂纹扩展过程实际上是裂纹尖端区域逐渐损伤劣化及损伤区的移动过程^[11-12]. 因此, 本文将损伤与断裂力学结合起来, 对剪切载荷作用下, 含损伤胶接材料的弹性基底和黏弹性胶层间界面裂纹的动应力强度因子进行了分析.

1 含损伤胶接材料的力学模型

含损伤胶接材料的力学模型如图 1 所示, 假设被胶接材料是弹性的, 胶层是黏弹性的, Griffith 裂纹长度为 $2a$, 胶层的厚度是 h , 裂纹表面施加剪切载荷.

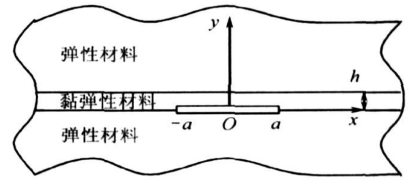


图 1 含损伤胶接材料界面处的 Griffith 裂纹

2 含损伤胶接材料的本构方程

含损伤黏弹性材料的本构关系采用如下的积分松弛型本构方程:

$$\sigma_{ij}(x, t) = \int_{-\infty}^t G_{ijkl}(x, t - \tau) \frac{\partial \varepsilon_{kl}(x, \tau)}{\partial \tau} d\tau, \quad (1)$$

其中, G_{ijkl} 为含损伤黏弹性材料的张量松弛函数, $G_{ijkl} = G_{ijkl}^0(1 - \omega)^n$, ω 为损伤变量, n 为环境因素对材料损伤变形的影响, 假设材料为各向同性的, 对式(1)作 Laplace 变换

$$\sigma_{ij}^* = PG_1^* \varepsilon_{ij}^* + P\varepsilon_{kk}^* \delta_{ij}^* (G_2^* - G_1^*)/3, \quad (2)$$

其中, P 为 Laplace 变换参数, $*$ 为 Laplace 变换符号, G_1^* 和 G_2^* ^[13] 分别为拉氏域中的含损伤黏弹性材料的剪切和膨胀松弛函数.

在时间域中, 含损伤黏弹性材料的剪切和膨胀松弛函数可以表示为

$$G_1(t) = G_{10}(1 - \omega_1)^\alpha e^{-t/t_1}, \quad G_2(t) = G_{20}(1 - \omega_1)^\alpha e^{-t/t_1} \quad (3)$$

其中, G_{10} 、 G_{20} 分别为剪切、膨胀松弛因子, t_1 为松弛时间, α 反映了外界因素对材料损伤变形的影响, ω_1 为基于考虑剪切屈服的 Kachanov-Rabotnov 型损伤本构方程的损伤变量^[14].

含损伤黏弹性材料的损伤演化方程为

$$\omega_1 = 1 - (1 - t/t_{f1})^{\gamma_1} \quad (4)$$

其中, t_{f1} 为材料从损伤到失效所需的时间, γ_1 反映外界因素对材料损伤演化的影响^[14]. 将损伤变量 ω_1 代入到含损伤黏弹性材料的剪切和膨胀松弛函数中, 则

$$G_1(t) = G_{10}(1 - t/t_{f1})^{\alpha/\gamma_1} e^{-t/t_1}, \quad G_2(t) = G_{20}(1 - t/t_{f1})^{\alpha/\gamma_1} e^{-t/t_1}. \quad (5)$$

含损伤弹性材料的本构方程为(在弹性变量的下角标中加 0, 以区别黏弹性材料

$$\sigma_{0ij} = 2\mu\epsilon_{0ij} + \lambda\epsilon_{0kk}\delta_{ij}, \quad (6)$$

其中, μ 和 $\lambda^{[13]}$ 为弹性材料的两个 Lam 参数, $\mu = \mu_0(1 - \omega_2)^{\nu}$, $\lambda = \lambda_0(1 - \omega_2)^{\nu}$, ω_2 为材料损伤变量, μ_0 , λ_0 和 ν 是与环境因素有关的常数.

设损伤演化方程为

$$\omega_2 = 1 - (1 - t/t_{f2})^{\nu_2}, \quad (7)$$

其中, t_{f2} 为材料从损伤到断裂破坏所需的时间, ν_2 为外界因素对材料损伤演化的影响参数^[14].

将损伤变量 ω_2 代入到含损伤弹性材料的 Lam 参数中, 则

$$\mu = \mu_0(1 - t/t_{f2})^{\nu\nu_2}, \quad \lambda = \lambda_0(1 - t/t_{f2})^{\nu\nu_2}. \quad (8)$$

在平面应变和小变形条件下, 由黏弹性材料的本构、几何和运动方程, 推导出拉氏和傅氏域内位移表示的含损伤黏弹性材料的控制方程如下:

$$\begin{cases} -2(2s^2G_1^* + s^2G_2^* + 3\theta P)u_x^* + \\ (2G_2^* + G_1^*)is \frac{\partial u_y^*}{\partial y} + 3G_1^* \frac{\partial^2 u_x^*}{\partial y^2} = 0, \\ -3(s^2G_1^* + 2\theta P)u_y^* + (2G_2^* + G_1^*)is \frac{\partial u_x^*}{\partial y} + \\ 2(G_2^* + 2G_1^*) \frac{\partial^2 u_y^*}{\partial y^2} = 0, \end{cases} \quad (9)$$

其中, u 是位移, u 表示 u 的傅氏变换, s 为傅氏变换参数.

从方程(9)可以推导出拉氏和傅氏域内含未知系数的位移表达式, 由黏弹性材料的几何和本构关系, 可以得到其应力表达式, 经傅氏逆变换, 含未知系数的黏弹性材料的位移和应力表达式^[15]如下:

$$\begin{cases} u_x^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 m_j F_j(P, s) e^{n_j y} e^{-isx} ds, \\ u_y^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 F_j(P, s) e^{n_j y} e^{-isx} ds, \end{cases} \quad (10a)$$

$$\begin{cases} \sigma_{xx}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 A_j(P, s) F_j(P, s) e^{n_j y} e^{-isx} ds, \\ \sigma_{yy}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 B_j(P, s) F_j(P, s) e^{n_j y} e^{-isx} ds, \\ \sigma_{xy}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 C_j(P, s) F_j(P, s) e^{n_j y} e^{-isx} ds, \end{cases} \quad (10b)$$

其中, $F_j(P, s)$ ($j = 1, \dots, 4$) 是未知系数, n_j 、 m_j 、 $A_j(P, s)$ 、 $B_j(P, s)$ 、 $C_j(P, s)$ ($j = 1, \dots, 4$) 见附录 A.

同样, 可以得到拉氏域内弹性基底材料的位移和应力^[15]

$$\begin{cases} u_{0x}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 m_{0j} F_{0j}(P, s) e^{n_{0j} y} e^{-isx} ds, \\ u_{0y}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 F_{0j}(P, s) e^{n_{0j} y} e^{-isx} ds, \end{cases} \quad (11a)$$

$$\begin{cases} \sigma_{0xx}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 A_{0j}(P, s) F_{0j}(P, s) e^{n_{0j}y} e^{-isx} ds, \\ \sigma_{0yy}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 B_{0j}(P, s) F_{0j}(P, s) e^{n_{0j}y} e^{-isx} ds, \\ \sigma_{0xy}^* = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{j=1}^4 C_{0j}(P, s) F_{0j}(P, s) e^{n_{0j}y} e^{-isx} ds, \end{cases} \quad (11b)$$

其中, $F_{0j}(P, s) (j = 1, \dots, 4)$ 是未知系数, $n_{0j}, m_{0j}, A_{0j}(P, s), B_{0j}(P, s), C_{0j}(P, s) (j = 1, \dots, 4)$ 见附录 B.

3 边界条件和界面连接条件

在边界 $y \rightarrow \pm \infty$ 处, 正应力和剪应力为 0

$$\sigma_{0yy} |_{y \rightarrow \pm \infty} = 0, \quad \sigma_{0xy} |_{y \rightarrow \pm \infty} = 0; \quad (12a)$$

在界面 $y = h$ 上, 正应力、剪应力及位移是连续的

$$\begin{cases} \sigma_{yy} |_{y=h} = \sigma_{0yy} |_{y=h}, \quad \sigma_{xy} |_{y=h} = \sigma_{0xy} |_{y=h}, \\ u_x |_{y=h} = u_{0x} |_{y=h}, \quad u_y |_{y=h} = u_{0y} |_{y=h}; \end{cases} \quad (12b)$$

裂纹所在平面的混合边界条件为

$$u_x(x, +0) = u_{0x}(x, -0), \quad u_y(x, +0) = u_{0y}(x, -0), \quad |x| > a, \quad (12c)$$

$$\sigma_{yy}(x, \pm 0) = 0, \quad \sigma_{xy}(x, \pm 0) = p_0 H(t), \quad |x| < a. \quad (12d)$$

4 胶接材料界面裂纹尖端的奇异性

引入位错密度函数 $f_i^*(x) (i = 1, 2)$, 并结合位移、应力、边界条件和界面连接条件, 推导出剪切载荷作用下, 含损伤胶接材料界面裂纹尖端的奇异积分方程组^[15]:

$$\begin{cases} \int_{-1}^1 \left[\frac{i}{\pi} \left(\frac{A_{11} f_1^*(x)}{x-r_1} + \frac{A_{12} f_2^*(x)}{x-r_1} \right) + \right. \\ \left. L_{11}(r_1, 0, x) f_1^*(x) + L_{12}(r_1, 0, x) f_2^*(x) \right] dx = 0, \\ \int_{-1}^1 \left[\frac{i}{\pi} \left(\frac{A_{21} f_1^*(x)}{x-r_1} + \frac{A_{22} f_2^*(x)}{x-r_1} \right) + \right. \\ \left. L_{21}(r_1, 0, x) f_1^*(x) + L_{22}(r_1, 0, x) f_2^*(x) \right] dx = \frac{p_0}{P}, \end{cases} \quad (13)$$

其中, $f_i^*(x) (i = 1, 2)$ 是 $F_j(P, s) (j = 1, \dots, 4)$ 和 $F_{0j}(P, s) (j = 1, \dots, 4)$ 的函数, $f_i^*(x)$ 和 $L_{ij}(r_1, 0, x) (i, j = 1, 2)$ 在 $(-1, 1)$ 内满足 Hilder 条件, r_1 为插值点, $A_{ij}, L_{ij}(r_1, 0, x) (i, j = 1, 2)$ 见附录 C.

奇异积分方程解的单值条件为

$$\int_{-1}^1 f_j^*(x) dx = 0 \quad (j = 1, 2). \quad (14)$$

采用 Gauss 求积公式法^[16], 奇异积分方程组中的未知函数可定义为

$$f_1^*(x) = F_1^*(x) \omega^*(x), \quad f_2^*(x) = F_2^*(x) \omega^*(x), \quad (15)$$

其中, $\omega^*(x) = (1-x)^{\eta_1^*} (1+x)^{\eta_2^*}$ 为奇异积分方程的基本解, $\eta_{1,2}^* = \delta^* \pm i\varepsilon^*$ 由

$$\delta^* = -\frac{1}{2\pi} \arg\left(\frac{\beta^* - 1}{\beta^* + 1}\right) \text{ 和 } \varepsilon^* = -\frac{1}{2\pi} \ln\left|\frac{\beta^* - 1}{\beta^* + 1}\right|$$

组成. 考虑到弹性和黏弹性材料的本构方程在拉氏域内具有相似性, Dundurs 参数被用来描述弹性和黏弹性材料界面的失配, 在拉氏域内 Dundurs 参数为

$$\beta^* = \frac{\mu_1^* (k_2^* - 1) - \mu_2^* (k_1^* - 1)}{\mu_1^* (k_2^* + 1) + \mu_2^* (k_1^* + 1)}$$

其中, $\mu_i^* (i = 1, 2)$ 是剪切模量, 平面应变条件下 $k_i^* = 3 - 4\nu^* (i = 1, 2)$, 下标 1 和 2 分别表示弹性和黏弹性材料. 在拉氏域内,

$$\mu_1^* = \mu^*, \mu_2^* = \frac{PG_1^*}{2}, k_1^* = \frac{\lambda^* + 3\mu^*}{\lambda^* + \mu^*}, k_2^* = \frac{7G_1^* + 2G_2^*}{G_1^* + 2G_2^*}.$$

因此

$$\beta^* = \frac{6G_1^* \mu^* (\lambda^* + \mu^*) - PG_1^* \mu^* (G_1^* + 2G_2^*)}{4\mu^* (2G_1^* + G_2^*) (\lambda^* + \mu^*) + PG_1^* (G_1^* + 2G_2^*) (\lambda^* + 2\mu^*)}$$

由两种材料的弹性常数决定.

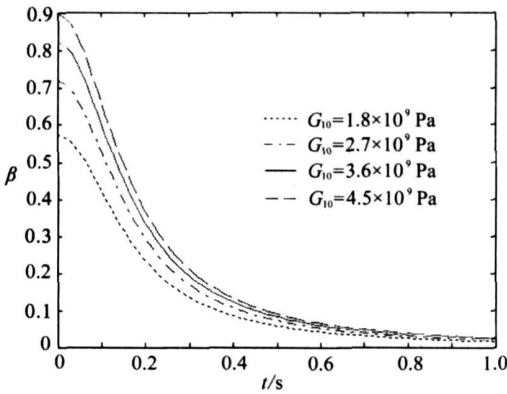


图 2 黏弹性材料剪切松弛因子对 Dundurs 参数的影响

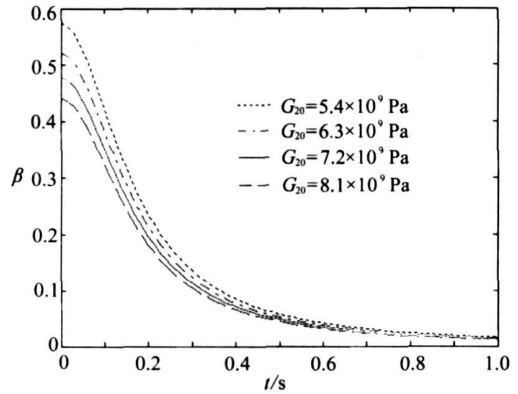


图 3 黏弹性材料膨胀松弛因子对 Dundurs 参数的影响

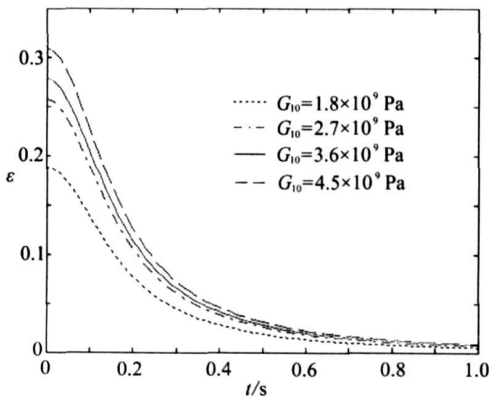


图 4 黏弹性材料剪切松弛因子对振荡指数的影响

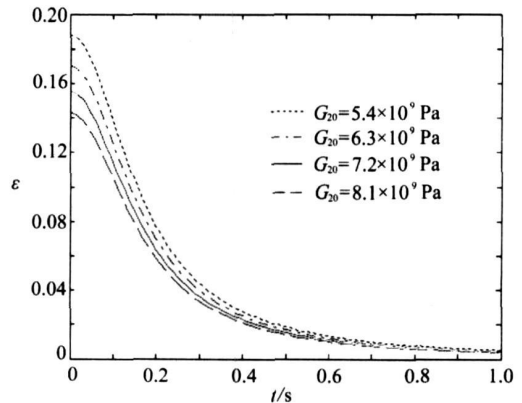


图 5 黏弹性材料膨胀松弛因子对振荡指数的影响

图2~图7给出了 β 、 ε 和 δ 随黏弹性材料的弹性常数的变化。图2和图3是剪切和膨胀松弛因子对 Dundurs 参数 β 的影响, β 随剪切松弛因子 G_{10} 的增加而增加, 随膨胀松弛因子 G_{20} 的增加而降低, 即 G_{10} 和 G_{20} 显著影响界面失配。图4和图5是剪切和膨胀松弛因子对振荡指数 ε 的影响, 振荡指数 ε 随 G_{10} 和 G_{20} 的变化与 Dundurs 参数相似。图6和图7是剪切和膨胀松弛因子对奇异指数 δ 的影响, 结果显示奇异指数(-0.5, 与剪切和膨胀松弛因子、时间和材料损伤程度无关, 这与文献[17]的结果一致, 即在低频或高频简谐载荷作用下, 两种黏弹性材料界面裂纹尖端的奇异性与弹性材料的相同。

采用 Gauss-Jacobi 求积公式^[18], 即

$$\begin{cases} \int_{-1}^1 F_1^*(x) \omega(x) dx = \sum_{n=1}^N F_1^*(x_n) a_n^* \\ \int_{-1}^1 F_2^*(x) \omega(x) dx = \sum_{n=1}^N F_2^*(x_n) a_n^* \end{cases} \quad (16)$$

其中, 积分点 x_n 为 Jacobi 多项式 $P_N^{\zeta_1, \zeta_2}(x_n)$ ($n = 1, 2, \dots, N$) 的零点。Gauss-Jacobi 求积公式的奇异积分形式为^[18]

$$\begin{cases} \int_{-1}^1 \frac{F_1^*(x) \omega(x)}{x-r_1} dx = \sum_{n=1}^N \frac{F_1^*(x_n) a_n^*}{x_n-r_1} \\ \int_{-1}^1 \frac{F_2^*(x) \omega(x)}{x-r_1} dx = \sum_{n=1}^N \frac{F_2^*(x_n) a_n^*}{x_n-r_1} \end{cases} \quad (17)$$

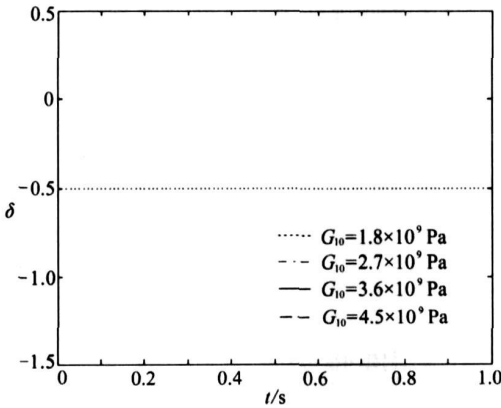


图6 黏弹性材料剪切松弛因子对奇异指数的影响

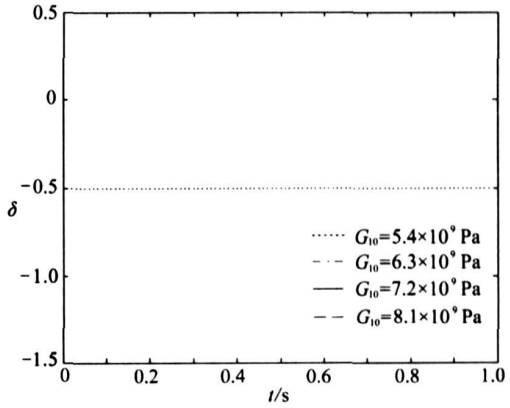


图7 黏弹性材料膨胀松弛因子对奇异指数的影响

基于式(16)和(17), 奇异积分方程组(13)可以表示为关于积分点函数值 $F_1^*(x_n)$ 、 $F_2^*(x_n)$ 的线性代数方程组:

$$\begin{cases} \sum_{n=1}^N \left[\frac{ia_n^*}{\pi} \left[\frac{A_{11}F_1^*(x_n) + A_{12}F_2^*(x_n)}{x_n-r_1} \right] + a_n^* [L_{11}(r_1, 0, x_n)F_1^*(x_n) + L_{12}(r_1, 0, x_n)F_2^*(x_n)] \right] = 0 \\ \sum_{n=1}^N \left[\frac{ia_n^*}{\pi} \left[\frac{A_{21}F_1^*(x_n) + A_{22}F_2^*(x_n)}{x_n-r_1} \right] + a_n^* [L_{21}(r_1, 0, x_n)F_1^*(x_n) + L_{22}(r_1, 0, x_n)F_2^*(x_n)] \right] = \frac{p_0}{P} \end{cases} \quad (18)$$

方程组(18)中的未知系数 $F_1^*(x_n)$ 和 $F_2^*(x_n)$, 可以结合单值条件(14), 利用配点法^[19]求

解.

5 含损伤胶接材料的 II 型动应力强度因子

在剪切载荷作用下, 尽管裂纹前缘为复合型应力状态, 但 II 型占主导. 基于此, 本文研究了裂纹尖端 II 型动应力强度因子的时间响应, 并讨论了弹性和黏弹性材料的材料参数对动应力强度因子的影响.

在小范围屈服情况下, 界面裂纹前缘接触表面的作用力为^[20]

$$\sigma_y + i\tau_{xy} |_{\theta=0} = \frac{K_I + iK_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \left(\frac{r}{l} \right)^{i\varepsilon}, \quad (19)$$

其中, r 和 θ 为以裂纹尖端为坐标原点的极坐标, l 为界面裂纹的特征长度.

在拉氏域内, 裂纹尖端的 II 型动应力强度因子可以表示为

$$K_{II}^*(a, P) = -\frac{\sqrt{2\pi a}}{2} PG_1^* \left[\sum_{n=1}^N F_1^*(x_n) + i \sum_{n=1}^N F_2^*(x_n) \right] \times \\ \left[-\sin \left(\varepsilon^* \ln \frac{l}{a} \right) + 2\varepsilon^* \cos \left(\varepsilon^* \ln \frac{l}{a} \right) \right]. \quad (20)$$

假设 $l = a$, 动应力强度因子简化为

$$K_{II}^*(a, P) = -\sqrt{2\pi a} \varepsilon^* PG_1^* \left[\sum_{n=1}^N F_1^*(x_n) + i \sum_{n=1}^N F_2^*(x_n) \right]. \quad (21)$$

通过对式(21)进行拉氏逆变换, 可以得到时间域内的 II 型动应力强度因子, 它是与弹性、黏弹性材料参数及时间相关的物理量.

为便于分析, 引入无量纲参数

$$\alpha_1 = a/a_0, \alpha_2 = h/h_0, s_1 = t_1/t_{f1}, s_2 = t_2/t_{f2}, \eta_1 = G_{10}/G_0 \\ \eta_2 = G_{20}/G_0, \gamma_1 = \mu/\mu_0, \gamma_2 = M/\lambda_0,$$

损伤变量

$$\beta_1 = \alpha/\gamma_1, \beta_2 = \nu/\gamma_2,$$

固定的材料参数取值为

$$a_0 = 1 \times 10^{-3} \text{ m}, h_0 = 1 \times 10^{-5} \text{ m}, G_0 = 1.8 \times 10^9 \text{ Pa}, \lambda_0 = 2.5 \times 10^9 \text{ Pa} \\ \mu_0 = 2.5 \times 10^9 \text{ Pa}, \rho = \rho_0 = 1200 \text{ kg/m}^3.$$

图 8~ 图 11 给出了材料常数 $\eta_1, \eta_2, \gamma_1, \gamma_2$ 对 II 型动应力强度因子时间响应曲线的影响.

黏弹性材料的剪切、膨胀松弛因子和弹性材料的两个 Lamé 参数的物理机制是由原子和分子间的相互作用力决定, 相互作用力越大, 对变形的抵抗作用越大, 材料参数越大. 当材料参数不变时, 在裂纹扩展的起始阶段, 动应力强度因子的增幅很小, 但当达到某一临界状态, 可以通过实验确定, 动应力强度因子的增幅显著变大, 直至材料破坏. 原因可能是裂纹扩展起始阶段的损伤屏蔽和界面裂尖奇异性的振荡特征, 增加了材料的韧性, 随着裂纹的进一步扩展, 损伤将加速材料的劣化和失效, 因此, 动应力强度因子显著增加.

在图 8、图 9 中, II 型动应力强度因子随着黏弹性材料的剪切松弛参量的增加而逐渐增大, 随着膨胀松弛参量的增加而减小. 随着剪切松弛变量的增加, 材料抵抗剪切变形的抗力提高, II 型动应力强度因子增大. 膨胀松弛参量对断裂韧性的影响机制相反, 随着膨胀松弛变量的增加, 材料抵抗剪切变形的抗力减弱, II 型动应力强度因子减小. 在图 10 中, 随着弹性材料

的剪切模量的增加,材料对剪切变形的抗力增大,II型动应力强度因子增大.在图11中,II型动应力强度因子随着弹性材料的Lam常数 λ 的增加而逐渐增大,当剪切模量不变时,Poisson比随着Lam常数 λ 的增加而增大,而Poisson比反映了材料的横向变形程度.

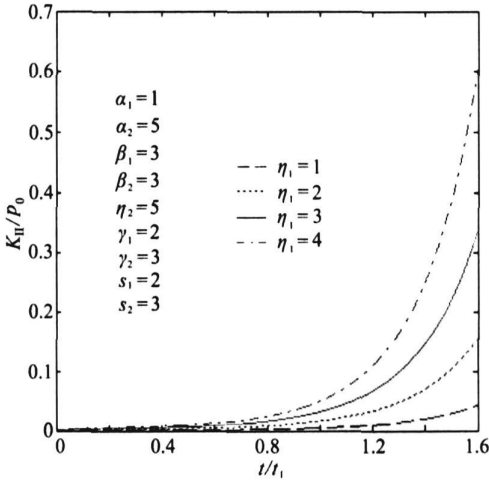


图8 对于不同的 η_1 ,界面裂纹尖端处 K_{II-P_0} 的时间响应曲线

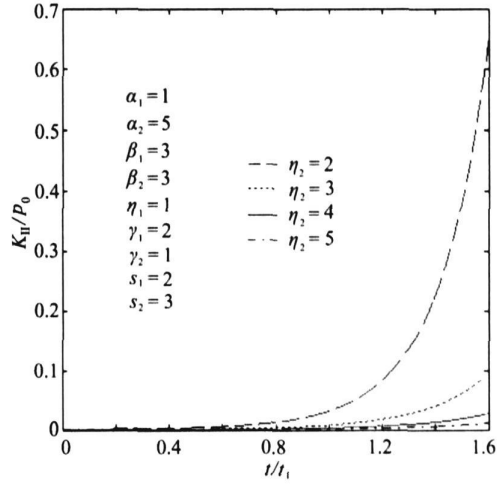


图9 对于不同的 η_2 ,界面裂纹尖端处 K_{II-P_0} 的时间响应曲线

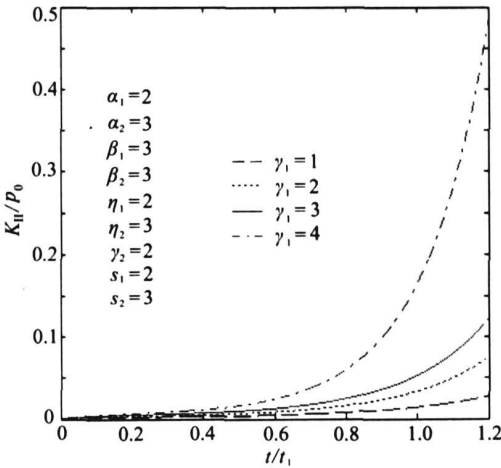


图10 对于不同的 γ_1 ,界面裂纹尖端处 K_{II-P_0} 的时间响应曲线

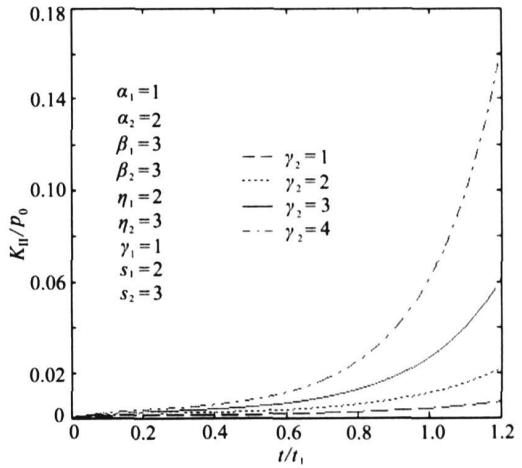


图11 对于不同的 γ_2 ,界面裂纹尖端处 K_{II-P_0} 的时间响应曲线

6 结 论

本文研究了在剪切载荷作用下,含损伤胶接材料的材料参数对II型动应力强度因子的影响,指出损伤对动应力强度因子的影响显著,结论如下:

- 1 奇异指数(-0.5)与材料的参数、损伤程度和时间无关,振荡指数由黏弹性材料的材料参数控制.
- 2 在裂纹扩展的起始阶段,动应力强度因子的增幅有限,但随着裂纹的进一步扩展,动应

力强度因子显著增加.

3 II型动应力强度因子随黏弹性材料剪切松弛变量的增加而逐渐增大,随膨胀松弛变量的增加而减小.

4 II型动应力强度因子随弹性材料剪切模量和 Poisson 比的增加而逐渐增大.

基于材料参数对动应力强度因子的影响,通过调整弹性基底和黏弹性胶层的材料,以期降低含损伤胶接材料界面裂纹尖端的动应力强度因子,延长材料的使用寿命.

附 录 A

$$\begin{cases} n_{1,2} = \pm \sqrt{(G_1^* s^2 + 2\rho P)/G_1^*}, \\ n_{3,4} = \pm \sqrt{[(2G_1^* + G_2^*)s^2 + 3\rho P]/(2G_1^* + G_2^*)}, \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{cases} m_{1,2} = \pm i \sqrt{(G_1^* s^2 + 2\rho P)/(G_1^* s^2)}, \\ m_{3,4} = \pm i \sqrt{[(2G_1^* + G_2^*)s^2]/(s^2 + 3\rho P)}, \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{cases} A_j(P, s) = P[n_j(G_2^* - G_1^*) - ism_j(2G_1^* + G_2^*)]/3, \\ B_j(P, s) = P[n_j(2G_1^* + G_2^*) - ism_j(G_2^* - G_1^*)]/3, \\ C_j(P, s) = PG_1^*(n_jm_j - is)/2 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

附 录 B

$$\begin{cases} n_{01,2} = \pm \sqrt{(\mu s^2 + \rho_0 P^2)/\mu}, \\ n_{03,4} = \pm \sqrt{[(\lambda + 2\mu)s^2 + \rho_0 P^2]/(\lambda + 2\mu)}, \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{cases} m_{01,2} = \pm i \sqrt{(\mu s^2 + \rho_0 P^2)/(\mu s^2)}, \\ m_{03,4} = \pm i \sqrt{(\lambda + 2\mu)s^2/[(\lambda + 2\mu)s^2 + \rho_0 P^2]}, \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{cases} A_{0j}(P, s) = n_{0j}\lambda - ism_{0j}(\lambda + 2\mu), \\ B_{0j}(P, s) = n_{0j}(\lambda + 2\mu) - ism_{0j}\lambda, \\ C_{0j}(P, s) = \mu(n_{0j}m_{0j} - is), \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

附 录 C

$$\begin{cases} A_{11} = P(G_2^* - G_1^*)/3, \\ A_{12} = iP(2G_1^* + G_2^*)[6(\lambda + \mu) + P(G_1^* + 2G_2^*)]/[3P(G_1^* + 2G_2^*) - 18(\lambda + \mu)], \\ A_{21} = -iPG_1^*/2, \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

$$\begin{cases} A_{22} = PG_1^*/2, \\ L_{11} = 2(G_1^* - G_2^*)Ph/\left\{3\pi a^2[4(h/a)^2 + (x - r_1)^2]\right\}, \\ L_{12} = -2i(2G_1^* + G_2^*)Ph/\left\{3\pi a^2[4(h/a)^2 + (x - r_1)^2]\right\}, \\ L_{21} = -iG_1^*Ph/\left\{2\pi a^2[4(h/a)^2 + (x - r_1)^2]\right\}, \\ L_{22} = -G_1^*Ph/\left\{\pi a^2[4(h/a)^2 + (x - r_1)^2]\right\}. \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

[参 考 文 献]

- [1] 张丽新, 杨士勤, 何世禹, 等. 在空间环境因素作用下胶接材料的损伤行为[J]. 中国胶粘剂, 2001, 10(4): 42-48.

- [2] Choupani Naghdali. Interfacial mixed mode fracture characterization of adhesively bonded joints[J]. International Journal of Adhesion & Adhesives, 2008, **28**(6): 267-282.
- [3] Goyal Vinay K, Johnson Eric R, Goyal Vijay K. Predictive strength-fracture model for composite bonded joints[J]. Composite Structures, 2008, **82**(3): 434-446.
- [4] Liljedahl C D M, Crocombe A D, Wahab M A, et al. Modelling the environmental degradation of adhesively bonded aluminium and composite joints using a CZM approach[J]. International Journal of Adhesion & Adhesives, 2007, **27**(6): 505-518.
- [5] Casas-Rodriguez J P, Ashcroft I A, Silberschmidt V V. Damage in adhesively bonded CFRP joints: Sinusoidal and impact-fatigue[J]. Composites Science and Technology, 2008, DOI: 10.1016/j.compscitech.2008.04.030.
- [6] Roberta Rizza, Kevinb Meade. No-slip crack model for damaged bone/cement interface[J]. Engineering Fracture Mechanics, 2003, **70**(6): 757-773.
- [7] Papanikos P, Tserpes K I, Labeas G, et al. Progressive damage modelling of bonded composite repairs[J]. Theoretical and Applied Fracture Mechanics, 2005, **43**(2): 189-198.
- [8] Nayeb-Hashemi H, Swet D, Vaziri A. New electrical potential method for measuring crack growth in nonconductive materials[J]. Measurement, 2004, **36**(2): 121-129.
- [9] Guo T F, Cheng L. Vapor pressure and void size effects on failure of a constrained ductile film [J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2003, **51**(6): 993-1014.
- [10] Xu L Roy, Rosakis Ares J. An experimental study of impact-induced failure events in homogeneous layered materials using dynamic photoelasticity and high-speed photography[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2003, **40**(4): 263-288.
- [11] 张凤鹏, 黄宝宗. 复合材料层板分层尖端微裂纹损伤演变分析[J]. 高压物理学报. 1999, **13**(增刊): 349-352.
- [12] 刘忠. 考虑裂尖损伤的黏弹性裂纹扩展规律[J]. 湘潭大学自然科学学报, 1997, **19**(2): 38-42.
- [13] 黄西成. 聚合物材料损伤理论[J]. 应用数学和力学, 1999, **19**(3): 325-329.
- [14] 樊建平, 沈为, 彭立华. 树脂基复合材料蠕变损伤本构方程[J]. 华中理工大学学报, 1996, **24**(增刊(II)): 100-102.
- [15] 蔡艳红, 陈浩然, 王灿. 无限长条板中弹性与黏弹性界面裂纹尖端场[J]. 复合材料学报, 2005, **22**(6): 156-164.
- [16] Erdogan F. Mixed boundary value problems[J]. Mechanics Today, 1978, **6**(4): 1-86.
- [17] Wwi P J, Zhang S Y. Singularity of dynamic stress fields around an interface crack between viscoelastic bodies [J]. International Journal of Fracture, 2004, **126**(2): 165-177.
- [18] Erdogan F, Gupta G D, Cook T S. Numerical solution of singular integral equation[A]. In: G C Sih, Ed. Mechanics of Fracture 1, Methods of Analysis and Solutions of Crack Problems [C]. Noordhoff, Leyden: International Publishing, 1973, 368-425.
- [19] Erdogan F, Wu B H. Crack problem in FGM layers under thermal stresses[J]. J Thermal Stresses, 1996, **19**(3): 237-265.
- [20] Rice J. Elastic fracture mechanics concepts for interfacial cracks[J]. J Appl Mech, 1988, **55**(1): 98-103.

Dynamic Stress Intensity Factor Analysis of Adhesively Bonded Material Interface With Damage Under Shear Loading

CAI Yan-hong^{1,4}, CHEN Hao-ran¹, TANG Li-qiang²,
YAN Cheng³, JIANG Wan⁴

(1. State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian, Liaoning 116024, P. R. China;

2. College of Civil Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, P. R. China;

3. School of Engineering Systems, Faculty of Built Environment and Engineering, Queensland University of Technology, Brisbane, QLD 4001, Australia;

4. State Key Laboratory of High Performance Ceramics and Superfine Microstructure, Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Science, Shanghai 200050, P. R. China

Abstract: The dynamic stress intensity factor (DSIF) at the interface in an adhesive joint under shear loading is investigated. The material damage was considered. By introducing dislocation density function and using integral transform, the problem was reduced to algebraic equations and could be solved with collocation dots method in the Laplace domain. Finally, the time response of DSIF was calculated with the inverse Laplace integral transform. The conclusions show that the mode II DSIF increases with the shear relaxation parameter, shear module and Poisson ratio, but decreases with swell relaxation parameter. Damage shielding only occurs at the initial stage of crack propagation. The singular index of crack tip is -0.5 and independent of the material parameters and damage conditions of materials and time. The oscillatory index is controlled by viscoelastic material parameters.

Key words: dynamic stress intensity factor; interface crack; adhesively bonded material; damage; singular integral equation