

松弛时间对高聚物复合材料界面强度的影响

朱利明, 陈建康*

(宁波大学 机械工程与力学学院, 浙江 宁波 315211)

摘要: 本文探究了基体松弛时间与颗粒填充高聚物复合材料强度的关系. 通过选取球形胞体作为代表体积单元(RVE)进行研究, 分析了颗粒界面开裂所需要的能量. 进一步研究了以刚性球形颗粒填充复合材料的界面开裂机理, 并通过施加位移载荷来引入松弛时间, 探究了基体松弛时间对界面脱粘强度的影响变化规律. 同时, 选取不同参数讨论了颗粒尺寸、粒子体积分数、基体模量和泊松比等参量对界面强度的影响. 研究表明: 当高聚物基体材料为 Maxwell 模型粘弹性材料、夹杂为球形刚体材料时, 松弛时间越长, 基体粘性越小, 界面强度越高.

关键词: 代表体积单元; 界面强度; 松弛时间; 颗粒填充高聚物; 球形夹杂

中图分类号: O631.2+1

文献标志码: A

文章编号: 1001-5132 (2018) 02-0044-06

高聚物复合材料通常由基体和夹杂混合而成以提高材料的力学性能. 在外荷载的作用下, 材料发生的损伤形式大致可分为 3 种, 即夹杂相发生断裂; 夹杂附近基体由于应力集中而开裂; 界面脱粘开裂. 对于颗粒增强高聚物复合材料而言, 由于颗粒的强度和刚度通常远高于基体, 故损伤成核以界面脱粘的形式为主^[1-2]. 因此, 研究界面脱粘机理及其影响因素, 不仅对于材料损伤理论的发展非常重要, 而且对于高聚物复合材料的强韧化设计也是十分必要的.

已有研究^[3-7]表明, 通过对复合材料掺杂不同的夹杂可以明显提升高聚物的刚度、强度和韧性. 因此许多学者探究了复合材料的强韧化机理以及损伤破坏的形式. Tanaka 等^[8]研究了在塑性可变形基体材料中掺杂一些球形夹杂, 针对球形夹杂界面脱粘出现孔洞的现象提出了适合于不同尺寸夹杂界面破坏的能量准则和应力准则, 并发现颗粒尺寸越大, 界面破坏的临界主应变越小的规律. Zheng 等^[9]将有效介质理论和有限元方法结合起来, 研究了界面脱粘对含椭球形夹杂的二相复合材料弹性刚度的影响, 结果表明随着脱粘角度的增大, 复合材料弹性刚度会减小. Bai 等^[10]研究了 PP/PA6/-POE-g-MA 复合材料在循环张力作用下的塑

性损伤行为, 通过实验测得了应力—应变曲线及能量耗散等结果, 发现随着能量耗散的增加, 屈服应力和体积应变会减小, 应变软化逐渐消失, 而应力硬化变得更加重要. Moon 等^[11]利用 SPM 技术研究了丙烯和松香酸正丁酯混合物的动态粘合行为, 并通过对比不同加载过程中的速度变化推测试样脱粘过程中的能量耗散可能主要由分子链伸长导致. Romanowicz^[12]分析了受到横向张力的玻璃增强纤维复合材料失效行为对界面脱粘的影响, 通过建立玻璃纤维、接触界面和环氧树脂基体有限元模型, 分析得到材料的损伤演化规律, 并据此解释了材料的软化机理. Chen 等^[13]研究了以粘弹性材料为基体的弹性颗粒夹杂复合材料的脱粘本构模型, 发现加载速率、颗粒体积分数的增加不仅会增强复合材料的刚度, 还会加速微损伤的演化. Zhang 等^[14]对考虑内聚力的高聚物界面开裂强度进行了分析, 验证了开裂强度具有尺寸效应, 发现了颗粒与基体模量比的增加会减小开裂强度的规律. Somnath、Raghavan 和 Li 等^[15-17]建立了纤维增强复合材料界面脱粘的连续损伤模型和有限元模型. Needleman 等^[18]则分析了界面脱粘对碳纳米管填充增强复合材料夹杂附近区域力学性能的影响.

尽管人们对高聚物复合材料界面强度有了广

收稿日期: 2017-08-30.

宁波大学学报(理工版)网址: <http://journalg.nbu.edu.cn/>

基金项目: 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院“NSAF”联合基金(U13301002); 国家自然科学基金(11472141).

第一作者: 朱利明(1993-), 男, 河南焦作人, 在读硕士研究生, 主要研究方向: 复合材料细观力学. E-mail: zhuzhudehua@126.com

*通信作者: 陈建康(1957-), 男, 江苏宿迁人, 教授, 主要研究方向: 损伤力学. E-mail: chenjiankang1957@163.com

泛的研究, 但迄今为止, 高聚物基体材料的粘性是否对界面强度有影响仍不清楚. 鉴于此, 本文开展了材料松弛时间对高聚物复合材料脱粘强度变化规律研究, 并进一步分析了基体和颗粒材料相关参数对脱粘强度的影响, 研究发现, 材料的松弛时间对高聚物复合材料临界脱粘应力有重要影响.

1 脱粘前后应力和应变分析

1.1 脱粘前的分析

取代表体积单元为球形胞体, 即球形基体材料中含同心的球形二相粒子, 如图1所示. 胞体的粒径和外径分别为 a 和 b , 粒子体积分数 $f=a^3/b^3$.

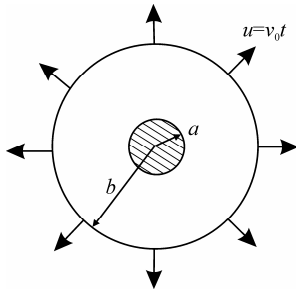


图1 球形胞体示意

对胞体外边界进行加载, 加载的速度通过径向位移进行控制, 即 $u=v_0t$.

通常高聚物基体是粘弹性材料, 假定其本构关系可用 Maxwell 模型表征, 可以得到其本构关系及其 Laplace 变换(本文中以 m 表示基体)分别为:

$$\sigma_m(x, t) = \int_{-\infty}^t L(x, t-\tau) : \frac{\partial \varepsilon_m(x, \tau)}{\partial \tau} d\tau, \quad (1)$$

$$\bar{\sigma}_m(x, s) = s\bar{L}(x, s) : \bar{\varepsilon}_m(x, s), \quad (2)$$

式中: 符号“-”表示 Laplace 变换; s 表示变换参数. 可以看出(2)式在形式上是“线弹性”的. 由于图1所示的问题是球对称的, 因此只需要把线弹性解中的 L 换为 $s\bar{L}$ 便可容易地得到各向同性基体材料中的位移、应变和应力在 Laplace 变换下的解:

$$\bar{u}_{(m)r}(r, s) = \bar{C}_m(s)r/3 + \bar{A}_m(s)/r^2, \quad (3a)$$

$$\bar{\varepsilon}_{(m)rr}(r, s) = \bar{C}_m(s)/3 - 2\bar{A}_m(s)/r^3, \quad (3b)$$

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_{(m)\theta\theta}(r, s) &= \bar{\varepsilon}_{(m)\varphi\varphi}(r, s) = \\ &= \bar{C}_m(s)/3 + \bar{A}_m(s)/r^3, \end{aligned} \quad (3c)$$

$$\bar{\sigma}_{(m)rr}(r, s) = s\bar{k}(s)\bar{C}_m(s) - \frac{4}{r^3}s\bar{\mu}(s)\bar{A}_m(s), \quad (3d)$$

$$\bar{\sigma}_{(m)\theta\theta}(r, s) = \bar{\sigma}_{(m)\varphi\varphi}(r, s) =$$

$$s\bar{k}(s)\bar{C}_m(s) + 2s\bar{\mu}(s)\bar{A}_m(s)/r^3, \quad (3e)$$

式中: $\bar{k}$, $\bar{\mu}$ 分别为基体在 Laplace 变换后的体积模量和剪切模量; $\bar{C}_m(s)$, $\bar{A}_m(s)$ 为待定系数. 它们可以通过边界条件和界面处位移连续条件确定.

由于颗粒的模量远高于基体的模量, 故颗粒可近似地简化为刚体. 因此在界面处, 即 $r=a$ 处, 位移连续条件为:

$$u = 0, \quad (4a)$$

$r=b$ 处给定的位移已知边界条件为:

$$u = v_0t. \quad (4b)$$

把式(3a)进行 Laplace 反变换后得

$$u_{(m)} = C_{(m)}(t)r/3 + A_{(m)}(t)/r^2, \quad (5)$$

将式(4a)、(4b)代入其中可求得待定系数:

$$C_m(t) = \frac{3v_0}{b(1-f)}t, \quad (6a)$$

$$A_m(t) = -\frac{v_0b^2f}{1-f}t, \quad (6b)$$

将(6)式代入(3d)和(3e), 再做 Laplace 逆变换, 即可得到应力分量为:

$$\sigma_{rr}^-(b, t) = (1 - e^{-t/\tau_m}) \frac{3v_0\tau_mk_{m0} + 4v_0\tau_m\mu_{m0}f}{b(1-f)}, \quad (7a)$$

$$\sigma_{rr}^-(a, t) = (1 - e^{-t/\tau_m}) \frac{3v_0\tau_mk_{m0} + 4v_0\tau_m\mu_{m0}}{b(1-f)}. \quad (7b)$$

1.2 脱粘瞬间的分析

在脱粘开裂 t_{cr} 时刻的瞬间, 界面已经成为自由表面, 其上已无应力作用, 粒子内应力迅速衰减至 0. 用符号“ A^- ”和“ A^+ ”分表表示临界开裂前瞬间和开裂后瞬间某物理量 A 的值. 现分析界面从开裂前瞬时 t_{cr}^- 到开裂后瞬时 t_{cr}^+ 的瞬间基体的位移、应变和应力的变化, 此时有:

$$\begin{aligned} u_{(m)i}^+ &= u_{(m)i}^- + \Delta u_{(m)i}, \\ \varepsilon_i^{m+} &= \varepsilon_i^{m-} + \Delta \varepsilon_i^m, \\ \sigma_i^{m+} &= \sigma_i^{m-} + \Delta \sigma_i^m. \end{aligned} \quad (8)$$

利用本构关系、 t_{cr} 瞬间应变及应变率跳跃性质得:

$$\begin{aligned} \Delta \sigma_{(m)ij} &= \sigma_{(m)ij}^+ - \sigma_{(m)ij}^- = L_1 - L_2 = \\ &= L_{ijkl}(0)\Delta \sigma_{(m)kl}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中:

$$L_1 = \int_{-\infty}^{t_{cr}^+} L_{ijkl}(t_{cr}^+ - \tau) \frac{\partial \varepsilon_{(m)kl}}{\partial \tau} d\tau,$$

$$L_2 = \int_{-\infty}^{t_{cr}^-} L_{ijkl}(t_{cr}^- - \tau) \frac{\partial \varepsilon_{(m)kl}}{\partial \tau} d\tau.$$

上式表明,在界面开裂瞬间,基体的增量响应为线弹性响应,且对应的弹性系数为基体在 $t=0$ 时的松弛模量.

根据以上分析,可以求出

$$\Delta u_{(m)r} = C_e r / 3 + A_e / r^2, \quad (10a)$$

$$\Delta \varepsilon_{(m)rr} = C_e / 3 - 2A_e / r^3, \quad (10b)$$

$$\Delta \varepsilon_{(m)\theta\theta} = \Delta \varepsilon_{(m)\varphi\varphi} = C_e / 3 + A_e / r^3, \quad (10c)$$

式中: C_e , A_e 为待定系数. 根据胞体中的连续条件和边界条件

$$\begin{aligned} \Delta \sigma_{(m)rr} &= -\sigma_{(m)rr}(a, t_{cr}), \\ \Delta u_{(m)r}(b) &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

可以解出

$$\begin{aligned} A_e &= \frac{a^3}{3fk_{m0} + 4\mu_{m0}} \sigma_{rr}(a, t_{cr}), \\ C_e &= -\frac{3f}{3fk_{m0} + 4\mu_{m0}} \sigma_{rr}(a, t_{cr}), \end{aligned} \quad (12)$$

将式(12)带入式(10)即可求得脱粘瞬间基体的位移、应变和应力的增量.

2 界面脱粘的能量分析

2.1 脱粘前能量计算

假设粒子和基体之间的界面在 t_{cr} 时刻瞬间脱粘开裂, 由于颗粒为刚体, 脱粘前应变能为 0, 只需计算基体的应变能. 为书写方便略去下标 m ,

$$U^- = \int_0^{t_{cr}} \int_{\Omega} \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} d\Omega dt. \quad (13)$$

先对体积进行积分

$$\int_{\Omega} \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} d\Omega \xRightarrow{\text{散度定理}} \int_S \sigma_{ij} n_j \dot{u}_i dS - \int_{\Omega} \sigma_{ij,j} \dot{u}_i d\Omega,$$

其中, 根据几何关系为 $\varepsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i}) / 2$ 及应力平衡 $\sigma_{ij,j} = 0$, 可得

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} d\Omega &= \int_S \sigma_{ij} n_j \dot{u}_i dS = \sigma_{rr}^-(b, t) \dot{u}^-(b, t) 4\pi b^2 + \\ &\sigma_{rr}^-(a, t) \dot{u}^-(a, t) 4\pi a^2 = \sigma_{rr}^-(b, t) \dot{u}^-(b, t) 4\pi b^2. \end{aligned}$$

将上式代入(13)式积分得到:

$$\begin{aligned} U^- &= \int_0^{t_{cr}} \sigma_{rr}^-(b, t) \dot{u}_m^-(b, t) 4\pi b^2 dt = \\ &4\pi b^2 v_0 M (t_{cr}^- + \tau_m (e^{-t_{cr}^-/\tau_m} - 1)), \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $u_m(b, t) = v_0 t$, $M = \frac{3v_0 \tau_m k_{m0} + 4v_0 \tau_m \mu_{m0} f}{b(1-f)}$.

2.2 脱粘后能量计算

根据计算脱粘前应变能的方法, 同样来计算脱粘后应变能 U^+ :

$$U^+ = \int_0^{t_{cr}^+} \int_{\Omega} \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} d\Omega dt, \quad (15)$$

其中

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} d\Omega &= \int_S \sigma_{ij} n_j \dot{u}_i dS = \sigma_{rr}^+(b, t) \dot{u}^+(b, t) 4\pi b^2 + \\ &\sigma_{rr}^+(a, t) \dot{u}^+(a, t) 4\pi a^2. \end{aligned}$$

代入(15)式积分得到

$$U^+ = \int_0^{t_{cr}^+} N_1 4\pi a^2 dt + \int_0^{t_{cr}^+} N_2 4\pi b^2 dt. \quad (16)$$

其中

$$\begin{aligned} N_1 &= \sigma_{rr}^+(a, t) \dot{u}^+(a, t), \\ N_2 &= \sigma_{rr}^+(b, t) \dot{u}^+(b, t), \\ \sigma_{rr}^+(a, t) &= \sigma_{rr}^-(a, t) + \Delta \sigma_{rr}(a), \\ u^+(a, t) &= (u_{rr}^-(a, t) + \Delta u(a)) H(t - t_{cr}), \\ H(t - t_{cr}) &= \begin{cases} 0, & t < t_{cr}, \\ 1, & t \geq t_{cr}, \end{cases} \\ \sigma_{rr}^+(b, t) &= \sigma_{rr}^-(b, t) + \Delta \sigma_{rr}(b), \\ u^+(b, t) &= u_{rr}^-(b, t) + \Delta u(b). \end{aligned}$$

把上式分别代入式(16)就可得到

$$\begin{aligned} \int_0^{t_{cr}^+} \sigma_{rr}^+(a, t) \dot{u}^+(a, t) 4\pi a^2 dt &= 4\pi a^2 \Delta u(a) \cdot \\ &\int_0^{t_{cr}^+} (\sigma_{rr}^-(a, t) - \sigma_{rr}^-(a, t_{cr})) \delta(t - t_{cr}) dt = \\ &4\pi a^2 \Delta u(a) (\sigma_{rr}^-(a, t_{cr}) - \sigma_{rr}^-(a, t_{cr})) = 0, \\ \int_0^{t_{cr}^+} \sigma_{rr}^+(b, t) \dot{u}^+(b, t) 4\pi b^2 dt &= 4\pi a^2 v_0 \int_0^{t_{cr}^+} (\sigma_{rr}^-(a, \\ &t) - \Delta \sigma_{rr}(b)) dt = U^- - 4\pi b^2 v_0 P \sigma_{rr}^-(a, t_{cr}) t_{cr}, \end{aligned}$$

其中

$$P = \frac{3fk_{m0}}{3fk_{m0} + 4\mu_{m0}} + \frac{3f\mu_{m0}}{3fk_{m0} + 4\mu_{m0}},$$

即

$$U^+ = U^- - 4\pi b^2 v_0 P \sigma_{rr}^-(a, t_{cr}) t_{cr}. \quad (17)$$

2.3 界面脱粘的能量准则

在界面脱粘瞬间, 系统的能量以及外力对系统所作的功可能发生以下几种变化: (1)基体的弹性应变能变化 ΔU ; (2)界面粘结能的耗散 Ag ; (3)动能的变化 ΔK ; (4)外力功变化 ΔW .

在等温过程中由能量守恒条件可得:

$$\Delta W = \Delta U + \Delta K + Ag. \quad (18)$$

由于应力波传播刚出行, 传播速度为有限值, 传播体积为 0 所以动能变化 $\Delta K = 0$. 且由于加载条件由位移控制, 故在此瞬间外力做功为零, 即:

$$\Delta W = 4\pi b^2 \Delta u(b) \cdot \Sigma = 4\pi b^2 \Sigma \cdot (u(b, t_{cr}^+) - u(b, t_{cr}^-)) = 4\pi b^2 v_0 (t_{cr}^+ - t_{cr}^-) \Sigma = 0,$$

式(18)可化为

$$\Delta U + Ag = 0, \quad (19)$$

其中 $\Delta U = U^+ - U^-$, $A = 4\pi a^2$ (g 为粘结能面密度).

式(19)化简得到

$$(1 - e^{-\frac{t_{cr}}{\tau_m}}) t_{cr} = \frac{b(3k_{m0}f + \mu_{m0})(1-f)g}{f^{1/3}v_0^2(3k_{m0} + 4\mu_{m0})^2\tau_m}, \quad (20)$$

$$\sigma_{rr}^-(a, t) = (1 - e^{-\frac{t}{\tau_m}}) \frac{3v_0\tau_mk_{m0} + 4v_0\tau_m\mu_{m0}}{b(1-f)}. \quad (21)$$

联立式(20)和(21)即可得到临界脱粘应力 $\sigma_{rr}(a, t_{cr})$ 与基体材料松弛时间 τ_m 等各个参数的关系. 需要指出的是, 临界脱粘应力就是界面强度.

3 数值计算结果及讨论

结合式(7b)和(19), 对界面强度等参量进行数值计算, 可得到临界脱粘应力 $\sigma_{rr}(a, t_{cr})$ 随基体材料松弛时间 τ_m 的变化规律. 选取不同的参数范围同样可以得到粒径 a 、体积分数 f 等因素对临界脱粘应力的影响, 数值计算结果分别绘于图 2~8.

当 $f=0.1$, $a=2 \mu\text{m}$, 基体材料初始模量 $E(0)=2.0 \text{ GPa}$, 基体泊松比 $\nu=0.35$, 粘结能密度 $g=0.07 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$, 加载速度 $v_0=3 \times 10^{-9} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 图 2 显示界面强度随着松弛时间的增大而增大. 当松弛时间大于 100 s 时, 界面强度变化很小或基本不发生变化, 说明材料趋于线弹性; 松弛时间小于 100 s 时, 界面强度会随着松弛时间的增大单调递增.

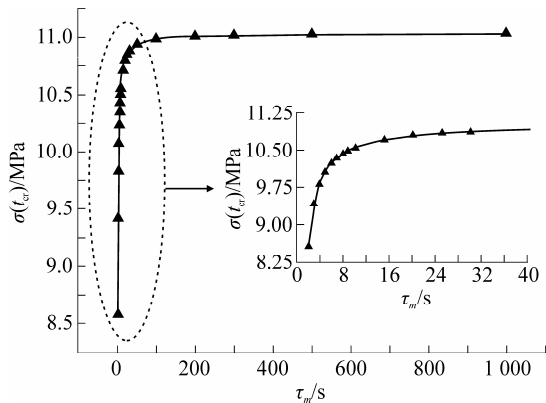


图 2 界面强度与松弛时间的关系

图 3 给出 $a=2 \mu\text{m}$, $E(0)=2.0 \text{ GPa}$, $\nu=0.35$, $g=0.07 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$, $v_0=3 \times 10^{-9} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 不同体积分数下松弛时间对临界脱粘应力的影响, 体积分数越大, 界面强度越高, 越不容易发生脱粘.

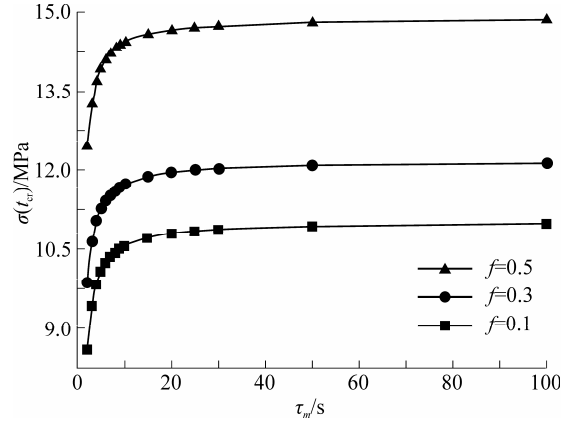


图 3 不同体积分数下界面强度与松弛时间的关系

当 $f=0.1$, $E(0)=2.0 \text{ GPa}$, $\nu=0.35$, $g=0.07 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$, $v_0=3 \times 10^{-9} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 图 4 显示颗粒尺寸对脱粘强度有较大影响, 并且会随着粒径的增大而减小, 表明大粒子会比小粒子更容易发生脱粘. 其机理来自于(19)式, 界面开裂产生新表面所需要的能量来自于基体的弹性应变能的释放. 然而能量释放是来自于靠近颗粒的局部基体区域, 当颗粒很小时, 比表面积增大, 局部区域不能释放足够的应变能以满足产生新表面所需要的能量, 表现为小颗粒界面的强度比较高.

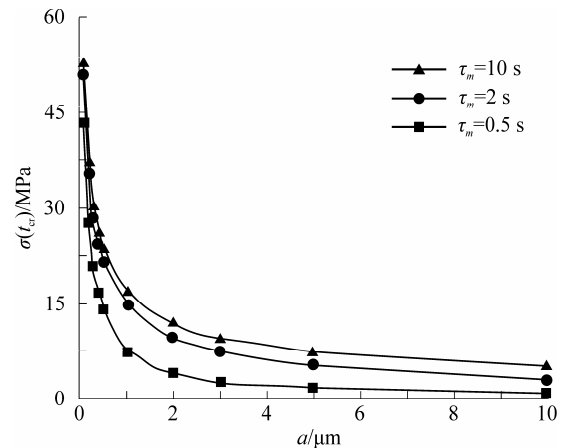


图 4 不同松弛时间下界面强度与颗粒尺寸的关系

图 5 显示 $a=2 \mu\text{m}$, $E(0)=2.0 \text{ GPa}$, $g=0.07 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$, $v_0=3 \times 10^{-9} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\tau_m=20 \text{ s}$ 时, 不同泊松比的条件下体积分数对界面强度的影响. 与松弛时间对脱粘强度的影响相比, 体积分数对脱粘强度的影响较

缓慢,虽然都会随着其参数的增大而增大,但松弛时间在大于 100 s 之后对界面强度几乎没有影响。

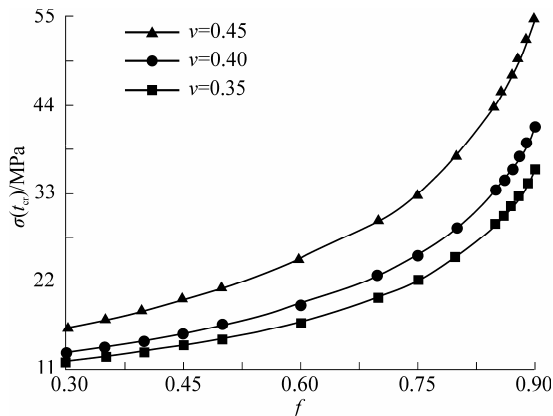


图 5 不同泊松比下界面强度与体积分数的关系

图 6 显示 $a=2\ \mu\text{m}$, $E(0)=2.0\ \text{GPa}$, $g=0.07\ \text{J}\cdot\text{m}^{-2}$, $\nu_0=3\times 10^{-9}\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\tau_m=20\ \text{s}$ 时,不同体积分数下基体材料泊松比对界面强度的影响。当泊松比小于 0.35 时,界面强度变化较小,当泊松比在 0.35~0.50 范围内时,界面强度会随着泊松比的增大单调递增。

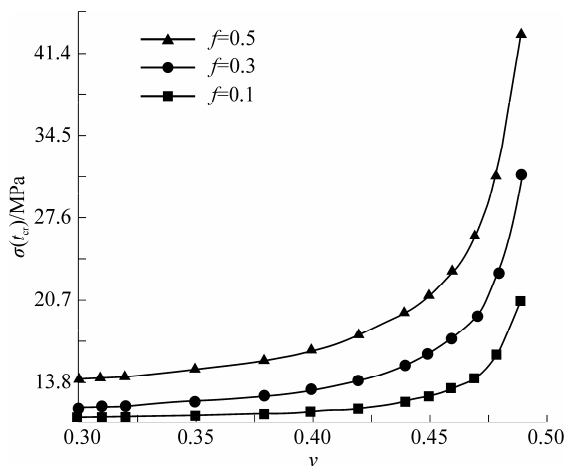


图 6 不同体积比下界面强度与基体材料泊松比的关系

图 7 表明 $f=0.1$, $\nu=0.35$, $g=0.07\ \text{J}\cdot\text{m}^{-2}$, $\nu_0=3\times 10^{-9}\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\tau_m=20\ \text{s}$ 时,不同颗粒尺寸下的基体初始模量对界面强度的影响,模量越大,界面强度越高,越不容易发生脱粘,并且界面强度对模量的一阶导数大于零且数值越来越小,说明模量越大,界面强度增加的越少。

图 8 所示为 $f=0.1$, $E(0)=2.0\ \text{GPa}$, $\nu=0.35$, $\nu_0=3\times 10^{-9}\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\tau_m=20\ \text{s}$ 时,不同颗粒尺寸下粘能密度对界面强度的影响。发现粘能密度对界面强度的影响较大,界面强度随着粘能密度单调递增,并且增幅较大。

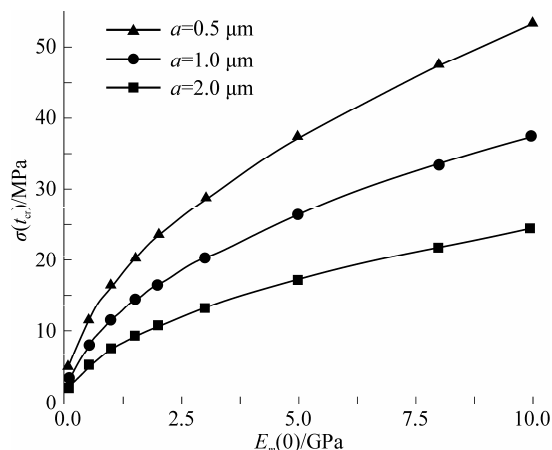


图 7 不同颗粒大小下界面强度与基体材料模量的关系

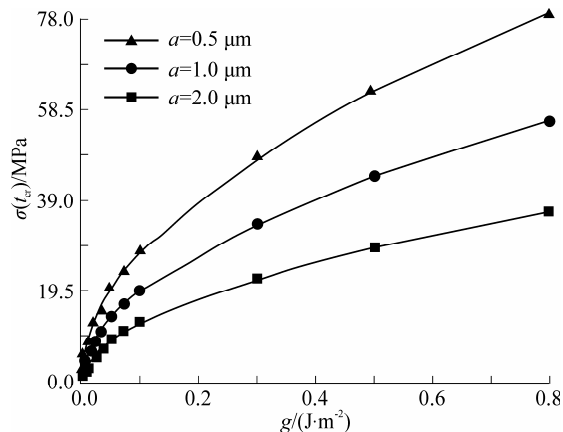


图 8 不同颗粒大小下界面强度与粘能密度的关系

4 结论

(1)基体材料的松弛时间越长,界面强度越高;反之则越低。这是因为松弛时间长,基体材料的模量松弛缓慢,有利于界面的粘结。并且在松弛时间趋于无穷时看出,界面临界应力不发生变化,材料接近于线弹性材料。(2)粒子尺寸对界面开裂影响显著,粒径越大,脱粘强度越低,表明大粒子比小粒子更容易发生界面脱粘。(3)粒子体积分、粘能、基体材料模量和泊松比越大,脱粘强度越大。

参考文献:

- [1] 陈建康,黄筑平,白树林,等.微粒填充流变材料界面开裂的局部临界应力及尺寸效应的理论分析[J].固体力学学报,1999,20(1):1-8.
- [2] Huang N C, Korobeinik K V. Interfacial debonding of a spherical inclusion embedded in an infinite medium under remote stress[J]. International Journal of Fracture, 2001, 107:11-30.

- [3] 沈观林, 胡更开. 复合材料力学[M]. 北京: 清华大学出版社, 2006.
- [4] 叶列平, 冯鹏. FRP 在工程结构中的应用与发展[J]. 土木工程学报, 2006, 39(3):24-34.
- [5] Kolařík J. Evaluation of the extent of interfacial debonding in polymer blends[J]. Polymer, 1996, 37:887-891.
- [6] Charoensirisomboon P, Chiba T, Torikai K, et al. Morphology-interface-toughness relationship in polyamide/polysulfone blends by reactive processing[J]. Polymer, 1999, 40:6965-6975.
- [7] Móczó J, Pukánszky B. Polymer micro and nanocomposites: Structure, interactions, properties[J]. Journal of Industrial and Engineering Chemistry, 2008, 14:535-563.
- [8] Tanaka K, Mori T, Nakamura T. Cavity formation at the interface of a spherical inclusion in a plastically deformed matrix[J]. Philosophical Magazine, 1970, 21(170):267-279.
- [9] Zheng S F, Denda M, Weng G J. Interfacial partial debonding and its influence on the elasticity of a two-phase composite[J]. Mechanics of Materials, 2000, 32:695-709.
- [10] Bai S L, Wang M. Plastic damage mechanisms of polypropylene/polyamide 6/polyetheleneoctene elastomer blends under cyclic tension[J]. Polymer, 2003, 44:6537-6547.
- [11] Moon S, Swearingen S, Foster M D. Scanning probe microscopy study of dynamic adhesion behavior of polymer adhesive blends[J]. Polymer, 2004, 45:5951-5959.
- [12] Romanowicz M. Effect of interfacial debonding on the failure behavior in a fiber-reinforced composite subjected to transverse tension[J]. Computational Materials Science, 2009, 47:225-231.
- [13] Chen J K, Huang Z P, Yuan M. A constitutive theory of particulate-reinforced viscoelastic materials with partially debonded microvoids[J]. Computational Materials Science, 2008, 41:334-343.
- [14] Zhang M H, Chen J K. Analysis of interfacial fracture strength of an inclusion in a polymeric composite considering cohesive force[J]. Computational Materials Science, 2008, 41:334-343.
- [15] Somnath G, Ling Y, Majumdar B, et al. Interfacial debonding analysis in multiple fiber reinforced composites[J]. Mechanics of Materials, 2000, 32:561-591.
- [16] Raghavan P, Ghosh S. A continuum damage mechanics model for unidirectional composites undergoing interfacial debonding[J]. Mechanics of Materials, 2005, 37:955-979.
- [17] Li S, Ghosh S. Modeling interfacial debonding and matrix cracking in fiber reinforced composites by the extended Voronoi cell FEM[J]. Finite Elements in Analysis and Design, 2007, 43:397-410.
- [18] Needleman A, Borders T L, Brinson L C, et al. Effect of an interphase region on debonding of a CNT reinforced polymer composite[J]. Composites Science and Technology, 2010, 70:2207-2215.

Effect of relaxation time on interfacial debonding strength in a polymeric composite

ZHU Li-ming, CHEN Jian-kang*

(Faculty of Mechanical Engineering & Mechanics, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract: The relationship between relaxation time of matrix and interface strength of polymer filled particles is investigated in this study. The energy required to interfacial debonding is analyzed by studying on spherical cell body in which the representative volume element (RVE) is selected. Next, the interfacial cracking mechanism of rigid spherical particles filled with composites is probed. Further investigation is conducted on the influences of relaxation time of matrix on interfacial strength. In addition, the effect of the particles size, the modulus and Poisson's ratio of matrix, particle volume fraction on the interfacial strength are also discussed. The conclusion can be reached that the interfacial debonding strength decreases with the relaxation time, and particle turns out to be less prone to interfacial debonding when the matrix is conformed to the Maxwell model with inclusions of spherical and rigid material.

Key words: representative volume element (RVE); debonding strength; relaxation time; particles filled polymeric composite; spherical inclusions

(责任编辑 韩超)