

利用内聚力模型(CZM)模拟弹粘 塑性多晶体的裂纹扩展*

吴艳青^{1,2}, 张克实^{1,3}

- (1. 西北工业大学 工程力学系, 西安 710072;
2. 清华大学 工程力学系, 断裂力学国家重点实验室, 北京 100084;
3. 广西大学 土木工程学院, 南宁 530004)

(王银邦推荐)

摘要: 采用内聚力模型(CZM), 模拟多晶体中起裂于晶界的二维平面应变裂纹扩展. 结果表明, 弹粘塑性体中, 初始裂纹尖端不会最先开裂. 晶体本构的率敏感指数表征了塑性变形和内聚力区耗散两种机制的相互竞争. 率敏感指数越大, 塑性耗散能越大, 内聚力区粘着能越小, 使材料的塑性变形越容易, 内聚力区诱发的破坏越不易; 率敏感指数越小, 材料响应越接近弹塑性性质, 塑性耗散能减小, 粘着能增大, 外力功易转化为内聚力区的粘着能, 使内聚力单元更易分离. 增大内聚力区结合强度或临界张开位移使晶内和晶界的三轴应力度减小, 即提高内聚力区韧性也使基体材料抗孔洞损伤能力提高.

关键词: 裂纹扩展; 弹粘塑性; 内聚力模型; 多晶体; 晶界

中图分类号: O346.1 **文献标识码:** A

引 言

传统断裂力学把临界应力强度因子 (K_{IC} , K_{IIIC} , K_{IIIIC})、临界能量释放率作为线弹性体中裂纹起裂的判据^[1, 2]. 当裂尖区发生不可忽略的塑性变形, 路径无关的 J 积分作为起裂准则并对非线性弹性体严格成立^[3]. 但是, 对于塑性区尺寸相当大的裂尖前缘, 起裂后裂纹的扩展过程常常是我们感兴趣的阶段.

近年来, 内聚力模型(CZM)被应用到各种场合的裂纹扩展研究上^[4, 5]. CZM 是由 Dugdale 和 Barenblatt^[6, 7] 首先提出, Needleman 对内聚力区从初始分离到完全断开演化过程的理论框架作了完整描述^[8]. 与 Griffith 模型相比, CZM 似乎更受欢迎, 因为 CZM 相当于把裂纹问题归结为一个非线性边值问题, 不需要起裂扩展准则, 还能在一定程度上减轻甚至消除应力奇异性. 内聚力模型的驱动应力/位移 (T_δ) 特征曲线包含了内聚力单元的基本性质. 该特征曲线与基体材料的性质共同决定了断裂过程能量耗散的分配.

CZM 把微裂纹的萌生和扩展以一种显式形式表示, 同时符合材料原子间力的作用规律

* 收稿日期: 2003_01_21; 修订日期: 2005_10_24

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19972055); 博士后科学基金资助项目(20040350031)

作者简介: 吴艳青(1974—), 女, 山西大同人, 博士(联系人. Tel: + 86_10_62771817;

Fax: + 86_10_62781824; E_mail: wuyqing@mail. tsinghua. edu. cn).

. CZM 既可反映裂尖前缘 (forward region) 阻碍裂纹起裂的过程, 还可描述起裂后弱化区 (wake region) 阻碍裂纹长大的过程^[9]. 尤其对弹粘塑性材料, 应力达到最大值后破坏并不是瞬间发生, 利用 CZM 来反映连续渐进的断裂过程在物理上是合理的.

在宏观弹塑性或脆性连续体中, 利用内聚力模型模拟裂纹扩展行为^[10-12], 并未充分发挥 CZM 对微观断裂机制描述能力. 裂纹扩展过程中包括两种耗散机制^[13]: 一是提供生成新表面所需的能量; 二是为裂尖发射位错和位错的运动提供能量.

本研究针对细观尺度的韧性多晶材料, 把晶体模型与 CZM 相结合, 并采用包含晶界的多晶模型, 裂纹前缘设置相应的内聚力单元, 晶界和晶内在裂纹扩展中起着不同的作用. 模拟利用了商用有限元软件 ABAQUS 中的 UMAT(用户材料接口) 和 UEL(用户单元) 的功能.

图 1(a) 中平面应变的 I 型裂纹位于多晶体中, 采用了正六边形的晶粒形状, 晶粒被晶界所环绕. 每个晶粒内有 48 个平面应变的三角形单元, 共有 3 734 个单元和 2 022 个结点, 初始裂纹尖端位于晶界内. 放大的裂尖单元如图 1(b), 沿裂纹扩展路径共设置 35 个内聚力单元.

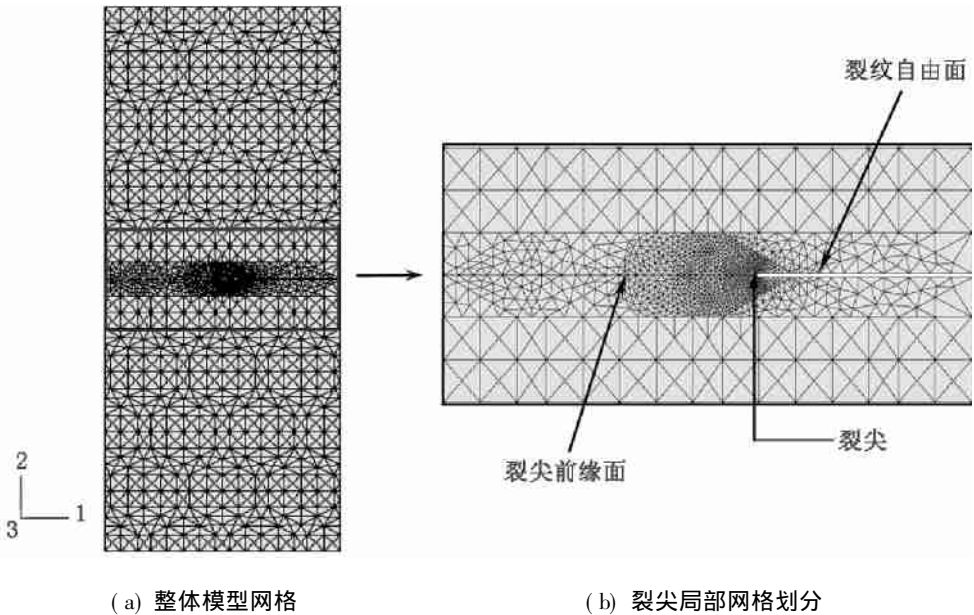


图 1 有限元分析网格

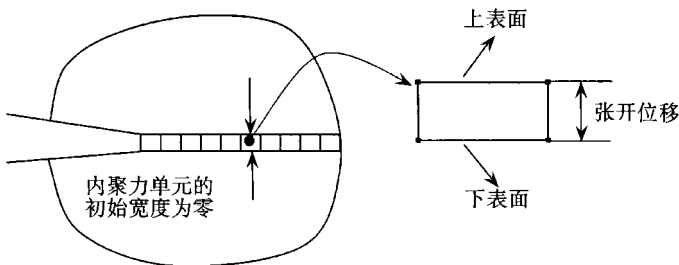


图 2 初始宽度为零的平面内聚力单元

1 内聚力模型(CZM)

如图 2, 四结点的内聚力单元嵌入裂尖前缘的上下表面之间, 本文采用了如下的内聚力本构

描述^[14]:

$$T_n = \alpha_n \left(\frac{27}{4} \right) \sigma_{\max} \left(\frac{[u_n]}{\delta_n^c} \right) (1 - 2\lambda + \lambda^2), \quad (1)$$

$$T_s = \left(\frac{27}{4} \right) \sigma_{\max} \left(\frac{[u_s]}{\delta_s^c} \right) (1 - 2\lambda + \lambda^2), \quad (2)$$

其中, T_n 、 T_s 分别为驱动力 T 的法向和切向分量, $[u_n]$ 、 $[u_s]$ 分别为上下面张开位移 δ 的法向和切向分量,

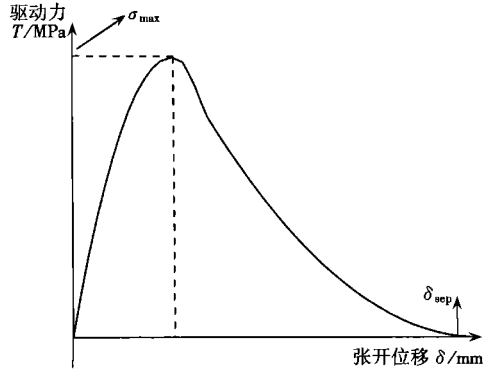


图3 内聚力模型的驱动力 T _张开位移 δ 特征曲线

$$[u_n] = u_u^n - u_b^n, [u_s] = u_u^s - u_b^s. \quad (3)$$

σ_{\max} 是内聚力单元结合强度, δ_n^c 、 δ_s^c 是临界法向和切向张开位移分量, λ 是衡量张开程度的无量纲量, 本研究中, λ 也是用来判断加/卸载的量.

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{[u_n]}{\delta_n^c} \right)^2 + \left(\frac{[u_s]}{\delta_s^c} \right)^2}. \quad (4)$$

图3 为上述本构描述的内聚力模型驱动力 (T)_张开位移 (δ) 一维关系示意图.

根据内聚力模型的假设, $\lambda \geq 1$, 对应于内聚力单元完全失效, 此时 $T_n = T_s = 0$. 在该模型中, 当 $\lambda = 1/3$, 驱动应力可以达到最大值, $\lambda < 0$ 表示

材料处于卸载状态, 当 $\lambda > 1/3$ 且 $\lambda < 0$ 时, 相应的模型描述为^[15]:

$$T_n = \alpha_n \left(\frac{27}{4} \right) \sigma_{\max} \left(\frac{[u_n]}{\delta_n^c} \right) (1 - 2\lambda_{\max} + \lambda_{\max}^2), \quad (5)$$

$$T_s = \left(\frac{27}{4} \right) \sigma_{\max} \left(\frac{[u_s]}{\delta_s^c} \right) (1 - 2\lambda_{\max} + \lambda_{\max}^2), \quad (6)$$

λ_{\max} 是卸载前达到的最大值. 在 CZM 实施过程中, 用户需要定义内聚力单元的刚度矩阵.

2 本构模型

2.1 晶体本构模型

多晶的流动应力和位错相互作用定量关系很难得到, 多晶本构模型一般是建立在单晶塑性滑移理论上. 当前时刻的总变形梯度分解表示为:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^* \cdot \mathbf{F}^p. \quad (7)$$

塑性变形梯度 \mathbf{F}^p 只包括由于沿特定滑移系 (s, m) 的滑移塑性变形, s 是单位滑移方向, m 是滑移面的单位法向量. 弹性伸长和刚性转动则包括在弹性变形梯度 \mathbf{F}^* 中. 在变形过程中, s 和 m 的伸长和转动如下:

$$s^* = \mathbf{F}^* \cdot s, m^* = m \cdot (\mathbf{F}^*)^{-1}. \quad (8)$$

矢量 s^* 和 m^* 用来表征当前构形下的滑移系, 速率梯度可以表示为

$$\mathbf{L} = \dot{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{F}^{-1} = \dot{\mathbf{F}}^* \cdot (\mathbf{F}^*)^{-1} + \mathbf{F}^* \cdot \dot{\mathbf{F}}^p \cdot (\mathbf{F}^p)^{-1} \cdot (\mathbf{F}^*)^{-1}, \quad (9)$$

$\dot{\mathbf{F}}^* \cdot (\mathbf{F}^*)^{-1}$ 为速率梯度的弹性部分, 速率梯度的塑性部分定义为:

$$\mathbf{L}^p = \mathbf{F}^* \cdot \dot{\mathbf{F}}^p \cdot (\mathbf{F}^p)^{-1} \cdot (\mathbf{F}^*)^{-1}. \quad (10)$$

总伸长率和总旋率为

$$D = \frac{1}{2}(L + L^T), \quad W = \frac{1}{2}(L - L^T), \quad (11)$$

而弹性的伸长率张量 D^* 和弹性的旋率张量 Ω^* 是 $F^* \cdot (F^*)^{-1}$ 的对称和反对称部分.

根据 Rice 定义的塑性变形梯度^[16], 速率梯度的塑性部分为

$$L^p = \sum_{\alpha} \dot{\gamma}^{(\alpha)} s^{*(\alpha)} \otimes m^{*(\alpha)}, \quad (12)$$

式中 $\dot{\gamma}^{(\alpha)}$ 是 α 滑移系的剪应变速率, 在率相关模型中, 求和是对所有的滑移系进行的. $\dot{\gamma}^{(\alpha)}$ 由下式描述:

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)} = \dot{\gamma}_0 \text{sgn}(\tau^{(\alpha)}) \left| \frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}(\gamma)} \right|^{1/m}, \quad (13)$$

$\dot{\gamma}_0$ 为参考剪应变速率, $\tau^{(\alpha)}$ 是 α 滑移系分解剪应力, m 是率敏感指数, $g^{(\alpha)}(\gamma)$ 是硬化函数. 硬化函数 $g^{(\alpha)}(\gamma)$ 取如下形式:

$$g^{(\alpha)}(\gamma) = \sum_{\beta=1}^N H_{\alpha\beta} |\dot{\gamma}^{(\beta)}|, \quad (14)$$

其中, $H_{\alpha\beta}$ 是硬化矩阵 H 的分量, 取如下的硬化规律:

$$H_{\alpha\beta}(\gamma) = h(\gamma)[q + (1-q)\delta_{\alpha\beta}], \quad (15)$$

$$h(\gamma) = h_0 \text{sech}^2\left(\frac{h_0 \gamma}{\tau_s - \tau_0}\right), \quad (16)$$

$$\gamma = \sum_{\alpha=1}^N |\dot{\gamma}^{(\alpha)}|. \quad (17)$$

式(15)中的 q 代表潜硬化和滑移系的自硬化比值, 式(16)中 τ_0 和 τ_s 是所有滑移系的临界剪应力和饱和剪应力. $\alpha = \beta$ 时, $\delta_{\alpha\beta} = 1.0$; $\alpha \neq \beta$ 时, $\delta_{\alpha\beta} = 0.0$.

在晶体弹性行为不受塑性滑移变形假设的前提下, 则 Kirchhoff 应力的 Jaumann 率与弹性伸长率张量的关系为^[17]:

$$\dot{\tau}^* = C : D^*. \quad (18)$$

2.2 晶界粘塑性本构模型

本文利用各向同性的 Chaboche 模型模拟率相关的晶界的行为. 在此采用如下形式^[17]:

$$f = \left[\left\langle \frac{J_2(\sigma - X) - R - k_0}{K} \right\rangle \right]^{1/m'} = \begin{cases} \left[\frac{J_2(\sigma - X) - R - k_0}{K} \right]^{1/m'}, & J_2 > k_0 + R, \\ 0, & J_2 < k_0 + R, \end{cases} \quad (19)$$

J_2 是应力偏量的第二不变量,

$$J_2(\sigma - X) = \sqrt{\frac{3}{2}(\sigma' - X') : (\sigma' - X')}. \quad (20)$$

粘塑性应变速率为

$$D^{vp} = \frac{3}{2} \frac{(\sigma - X)}{J_2(\sigma - X)} \left[\left\langle \frac{J_2(\sigma - X) - R - k_0}{K} \right\rangle \right]^{1/m'}. \quad (21)$$

大变形中, 背应力张量 X 的客观率为:

$$\dot{X} = c \left[\left\langle \frac{J_2(\sigma - X) - R - k_0}{K} \right\rangle \right]^{1/m'} \cdot \left[a(p) \frac{S - X}{J_2(\sigma - X)} - \Phi(p) X \right] -$$

$$d \frac{X}{J_2(X)} \left[\frac{J_2(X)}{a(p)} \right]^r, \quad (22)$$

S 为应力张量的偏量, $\Phi(p)$ 称为松弛函数, R 用于描述材料各向同性硬化能力的变化, 称为各向同性硬化函数, k_0 是对应于零塑性应变时的屈服应力. K 和 m' 是描述率敏感特性的材料常数. X 、 R 对于描述动态静态回复及各向同性硬化非常重要. 其中,

$$J_2(X) = \sqrt{\frac{3}{2} X' : X'}, \quad (23)$$

$$\Phi(p) = \Phi_\infty + (1 - \Phi_\infty) e^{-\omega p}, \quad (24)$$

$$a(p) = a_0 + a_1 e^{-\omega_1 p}, \quad (25)$$

$$\dot{X} = X - W \cdot X + X \cdot W, \quad (26)$$

$$\dot{R} = b(Q - R)p \dot{\gamma} \quad (27)$$

式(27)中 Q 、 b 是材料常数, 其中,

$$p \dot{\gamma} = \left[\left\langle \frac{f(\sigma, X, R)}{K} \right\rangle \right]^{1/m'}, \quad (28)$$

$$p = \int \left[\left\langle \frac{f(\sigma, X, R)}{K} \right\rangle \right]^{1/m'} dt. \quad (29)$$

弹性变形相对塑性变形很小, 当前构形下, Kirchhoff 应力张量 τ 的客观率 (Jaumann 率) 为

$$\dot{\tau} = \tau - W \cdot \tau + \tau \cdot W, \quad (30)$$

其中

$$\dot{\tau} = 2GD^e + \lambda \text{tr}(D^e)I, \quad (31)$$

其中, D^e 是变形率张量 D 的弹性部分, λ 是 Lam 常数, G 是剪切模量,

$$D^e = D - D^{vp}. \quad (32)$$

ABAQUS 的接口程序 UMAT 算法的实施, 接口提供 t 时刻单元的变形梯度 F' 和 $t + \Delta t$ 时刻的 $F'^{t+\Delta t}$, 用户须计算该时间增量中的应力增量. 需要提供当前构形下, 应变增量 $\Delta \epsilon$ 、内部状态变量增量和上一步的应力场.

3 结果分析

3.1 裂纹扩展特点

对裂纹前缘的内聚力模型, 模拟结果可以直接输出裂纹前缘生成新的自由面而扩展的情况. 根据驱动力-张开位移 ($T-\delta$) 关系曲线, 驱动力随着张开位移的值增大而减小到零. 随着加载过程的进行, 内聚力单元的刚度矩阵降到零.

由图 4 的位移云图可以看到裂纹扩展特征, 即初始裂纹尖端不会最先开裂, 在初始裂尖的一定距离处最先张开, 随后向两边扩展. 当然, 扩展的裂纹与主裂纹能否相连, 主要还取决于材料性能等因素.

图 5 是 Mises 等效应力 σ_{eq} 云图, 反映了晶内和晶界等效应力非常不均匀. 晶界的形状可以分辨尽管不很清楚. 其中晶内 Mises 等效应力的分布比晶界应力不均匀性更明显. 可以推断, 在弹粘塑性裂纹体中, 起裂于晶界的裂纹和起裂于晶内的裂纹其扩展过程会完全不同, 该方面有待于进一步研究.

3.2 内聚力单元结合强度 (σ_{max}) 及临界位移分量 (δ_n, δ_s) 对基体响应的影响

韧性材料中, 初始裂纹不一定是惟一容易诱发破坏的位置, 由晶内或晶界上的孔洞损伤引起的破坏可能与裂纹长大同时发生, 裂尖前缘与晶体结构演化(晶界及晶内)相互影响.

应力三轴度用来度量基体材料孔洞形核长大的难易程度. 应力三轴度定义为 $R_\sigma = \sigma_m / \sigma_{eq}$, 其中平均应力 $\sigma_m = (1/3)(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$, σ_{eq} 是 Mises 等效应力.

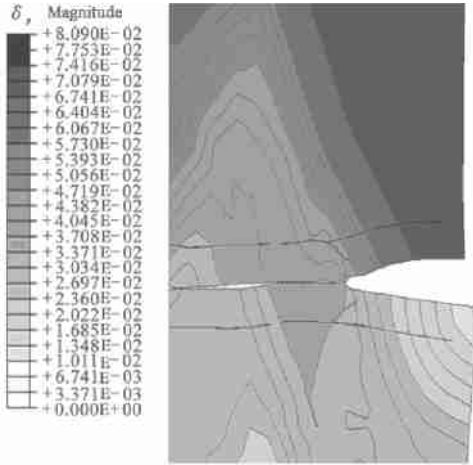


图 4 位移云图和裂纹扩展特征

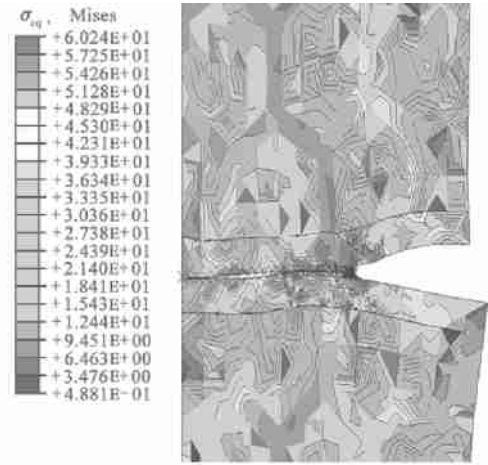
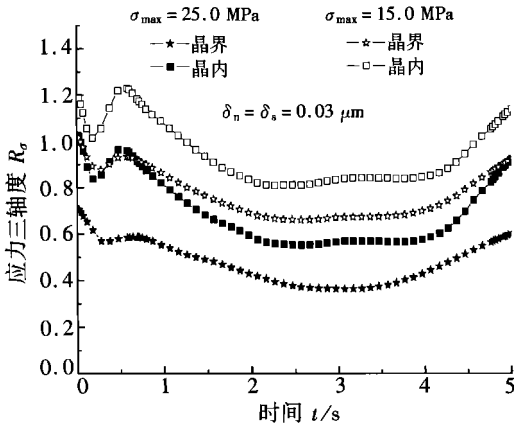
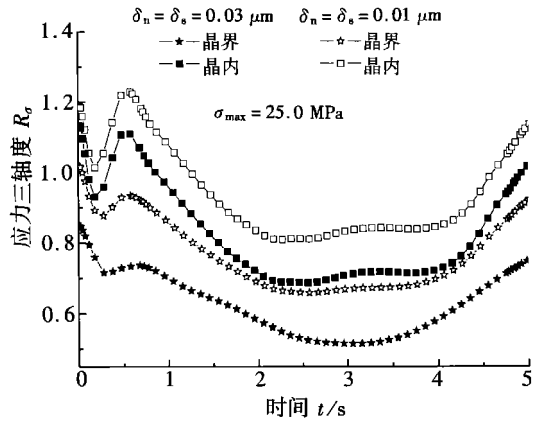


图 5 von Mises 等效应力云图



(a) 界面结合强度 σ_{max}



(b) 临界张开位移 δ_n, δ_s

图 6 内聚力单元特性参数对基体应力三轴度 R_σ 的影响

裂尖前缘的内聚力单元随着裂纹的扩展逐渐失效的过程, 受内聚力模型的结合强度 σ_{max} 、法向和切向位移临界值(δ_n, δ_s)的影响. 图6比较了晶界和晶内的应力三轴度. 由图6(a)可以得到, 当 $\delta_n = \delta_s = 0.03 \mu\text{m}$, 晶界及晶内体积平均的应力三轴度随内聚力单元结合强度 σ_{max} 增大而减小; 图6(b)结果表明, 当 $\sigma_{max} = 25.0 \text{ MPa}$, δ_n, δ_s 取不同的值时, 体积平均晶内和晶界的应力三轴度值随 δ_n, δ_s 增大而减小.

很明显, 增大 σ_{max} 或 δ_{seq} 不仅意味着内聚力单元完全失效需要外部提供的能量越多, 而且使基体材料的晶内或晶界的抗孔洞损伤能力增大. 断裂过程是材料变形无法相互协调进行的行为, 尤其对弹粘塑性韧性材料来说. 晶内的应力三轴度比晶界大, 因此, 如果不考虑具体材

料缺陷,在弹粘塑性多晶体中,孔洞在晶内比在晶界更易形核长大.

3.3 率敏感指数对耗散能分配的影响

当裂纹体模型中包含了内聚力单元,耗散机制就不仅包括塑性耗散能 E_p ,而且包括粘着能 E_c .粘着能 E_c 定义为^[9]:

$$E_c = \int_0^t \left[\int_S \left(T_n \frac{[u_n^c]}{\delta_n^c} + T_s \frac{[u_s^c]}{\delta_s^c} \right) dS \right] dt. \quad (33)$$

积分下标“S”代表内聚力单元的结合面, T_n 、 T_s 代表驱动力的法向和切向分量, $[u_n^c]$ 、 $[u_s^c]$ 代表张开位移速率的法向和切向分量.

事实上,晶内滑移本构的率敏感指数强烈影响着塑性能和粘着能在总耗散机制中的贡献.如图7,当外力功一定,率敏感指数 m 增大,基体材料的塑性耗散能增大,而内聚力区的粘着能减小.率敏感指数越大,塑性变形能力越好,外力功不易转化为断裂区的粘着能,使裂纹前缘的内聚力单元破坏得到延缓.

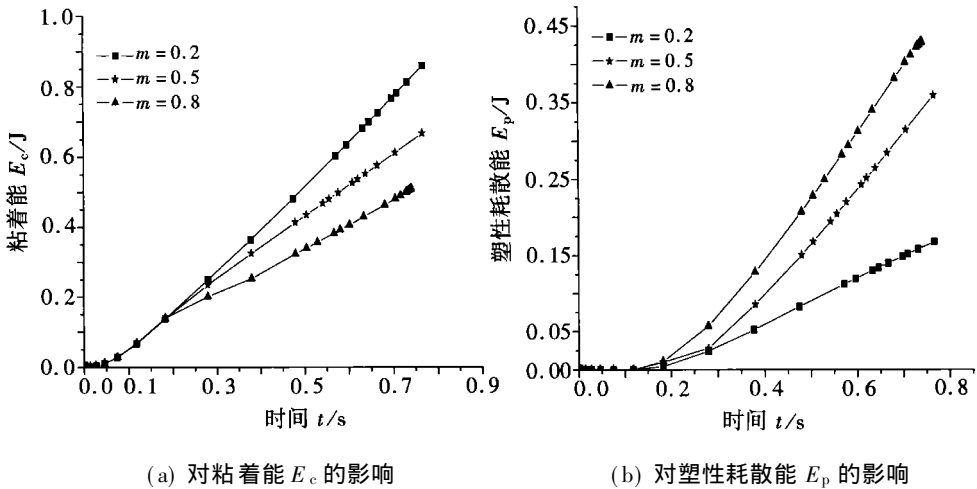


图7 晶内应变速率敏感指数对粘作能和塑性耗散能的影响

率敏感指数越小,材料响应越接近于弹塑性材料,塑性耗散能减小,粘着能增大,外力功越易转化为粘着能,使内聚力区更易发生分离.因此,率敏感指数影响到外力功转变为塑性耗散能或粘着能的难易程度.

4 结 论

利用内聚力模型(CZM)模拟二维多晶弹粘塑性的裂纹扩展过程,可以很好地捕捉到裂纹扩展特征,即初始裂纹尖端不会最先开裂.并从能量耗散的角度揭示裂纹扩展内聚力区与基体的相互影响.

内聚力单元结合强度 σ_{max} 和临界张开位移 δ_{sep} 增大,使晶粒和晶界应力三轴度降低,内聚力单元韧性的提高使基体材料也不易发生损伤,可见断裂破坏过程是材料变形无法相互协调进行的行为.晶内本构的率敏感指数越大,材料塑性耗散能越大,粘着能较小,塑性变形能力越好,外力功不易转化为断裂区的粘着能,从而延缓内聚力单元的断裂破坏;率敏感指数小,塑性耗散能越小,内聚力区的粘着能越大,外力功越易转化为粘着能,使内聚力区易发生分离.率敏感指数影响到外力功转变为塑性耗散能和粘着能的难易程度.

[参 考 文 献]

- [1] Xie W D, Sitaraman S K. An experimental technique to determine critical stress intensity factors for delamination initiation[J]. *Engineering Fracture Mechanics*, 2003, **70**(9): 1193—1201.
- [2] Dunn M L, Suwito W, Cunningham S. Stress intensities at notch singularities[J]. *Engineering Fracture Mechanics*, 1997, **57**(4): 417—430.
- [3] Meith W A, Hill M R. Domain-independent values of the J-integral for cracks in three-dimensional residual stress bearing bodies[J]. *Engineering Fracture Mechanics*, 2002, **69**(12): 1301—1314.
- [4] Espinosa H D, Zavattieri P D. A grain level model for the study of failure initiation and evolution in polycrystalline brittle materials—Part II Numerical examples[J]. *Mechanics of Materials*, 2003, **35**(3/6): 365—394.
- [5] Bjerke T W, Lambros J. Theoretical development and experimental validation of a thermally dissipative cohesive zone model for dynamic fracture of amorphous polymers[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2003, **51**(6): 1147—1170.
- [6] Dugdale D S. Yielding of steel sheets containing slits[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1960, **8**: 100—108.
- [7] Barenblatt G I. The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture[J]. *Advances in Applied Mechanics*, 1962, **7**: 55—125.
- [8] Needleman A. A continuum model for void nucleation by inclusion debonding[J]. *J Appl Mech*, 1987, **54**: 525—531.
- [9] Li H, Chandra N. Analysis of crack growth and crack tip plasticity in ductile materials using cohesive zone models[J]. *International Journal of Plasticity*, 2003, **19**(6): 849—882.
- [10] Chandra N, Li H, Shet C, et al. Some issues in the application of cohesive zone models for metal-ceramic interfaces[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2002, **39**(10): 2827—2855.
- [11] Madhusudhana K S, Narasimhan R. Experimental and numerical investigations of mixed mode crack growth resistance of a ductile adhesive joint[J]. *Engineering Fracture Mechanics*, 2002, **69**(7): 865—883.
- [12] Tvergaard V. Crack growth predictions by cohesive zone model for ductile fracture[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2001, **49**(9): 2191—2207.
- [13] Kysar J W. Energy dissipation mechanisms in ductile fracture[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2003, **51**(5): 795—824.
- [14] Foulk J W, Allen D H, Helms K L E. Formulation of a three-dimensional cohesive zone model for application to a finite element algorithm[J]. *Compute Methods in Applied Mechanics Engineering*, 2000, **183**(1/2): 51—66.
- [15] Tvergaard V. Effect of fiber debonding in a whisker-reinforced metal[J]. *Materials Science Engineering A*, 1990, **125**(2): 203—213.
- [16] Rice J R. Inelastic constitutive relations for solids: an internal variable theory and its application to metal plasticity[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 1971, **19**: 433—455.
- [17] Lemaitre J, Chaboche J L. *Mechanics of Solids Materials* [M]. U K: Cambridge University Press, 1994.

Materials Using Cohesive Zone Models

WU Yan_qing^{1,2}, ZHANG Ke_shi^{1,3}

(1. Department of Engineering Mechanics of Northw estern Polytechnical University ,
Xi' an 710072, P. R. China ;

2. State Key Laboratory of Failure Mechanics ; Department of Engineering Mechanics ,
Tsinghua University , Beijing 100084, P. R. China ;

3. College of Civil and Architectural Engineering, Guangxi University ,
Nan ning 530004, P. R. China)

Abstract: Cohesive zone model was used to simulate two_dimensional plane strain crack propagation at the grain level model including grain boundary zones. Simulated results show that the original crack_tip may not be separated firstly in an elastic_viscoplastic polycrystals. The grain interior' s material properties (e. g. strain rate sensitivity) characterize the competitions between plastic and cohesive energy dissipation mechanisms. The higher the strain rate sensitivity is, the larger amount of the external work is transformed into plastic dissipation energy than into cohesive energy, which delays the cohesive zone rupturing. With the strain rate sensitivity decreased, the material property tends to approach the elastic_plastic responses. In this case, the plastic dissipation energy decreases and the cohesive dissipation energy increases which accelerates the cohesive zones debonding. Increasing the cohesive strength or the critical separation displacement will reduce the stress triaxiality at grain interiors and grain boundaries. Enhancing the cohesive zones ductility can improve the matrix materials resistance to void damage.

Key words: crack propagation; elasto_viscoplastic; cohesive zone model; polycrystal; grain boundary