

γ - γ' 双相镍基高温合金蠕变损伤的微观分析*

张克实

郭运强

(广西大学工程防灾与结构安全重点实验室, 南宁 530004) (西北工业大学工程力学系, 西安 710072)

刘林

(西北工业大学凝固技术国家重点实验室, 西安 710072)

摘要 用晶体热粘塑性模型研究了镍基合金中 γ 与 γ' 相的非弹性行为, 进行了在晶体塑性理论上考虑镍基高温合金中的随机分布相结构对其蠕变与损伤过程的数值模拟. 模拟假定合金中 γ' 相的尺寸及分布具有随机性, γ 与 γ' 相在高温下的变形、损伤用温度相关的晶体粘塑性损伤本构关系进行计算, 计算结果与周期胞模型进行了比较. 结果表明: γ' 相随机分布模型能够反映镍基合金微观变形和应力分布不均匀、局部剪切变形和可能的破坏倾向; 该模型的蠕变分析结果较周期胞模型合理.

关键词 镍基两相合金, 晶体塑性, 随机构成模型, 微观蠕变损伤

中图法分类号 V231.91, TG111.8 **文献标识码** A **文章编号** 0412-1961(2007)09-0961-07

MICROSCOPIC ANALYSIS OF CREEP AND DAMAGE OF γ - γ' TWO-PHASE NICKEL BASE SUPERALLOY

ZHANG Keshi

Key Laboratory of Disaster Prevention and Structural Safety, Guangxi University, Nanning 530004

GUO Yunqiang

School of Mechanics, Civil Engineering and Architecture, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072

LIU Lin

State Key Laboratory for Solidification Processing, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072

Correspondent: ZHANG Keshi, professor, Tel: (0771)3235443, E-mail: zhangks@gxu.edu.cn

Supported by National Natural Science Foundation of China (Nos.10472092 and 10662001) and Aviation Science Foundation (No.04C53027)

Manuscript received 2006-11-22, in revised form 2007-04-29

ABSTRACT The microscopic evolution of creep and damage of a nickel base superalloy under elevated temperature tension was analyzed by assuming that the size and distribution of γ' phase in alloy are random. The deformations and damages of γ -matrix phase and γ' precipitate phase under high temperature were calculated by using temperature dependent crystal viscoplastic damage constitutive relation. The calculated results show that the random distribution model of γ' phase can describe non-uniformed microstructure deformation, stress distribution and local shearing band, and can predict the different possible damages in nickel base alloy. The results were compared with those calculated by simplifying period cell model without considering the randomness for the γ' precipitates, which indicated the random distribution model is more reasonable than the simplifying period cell model.

KEY WORDS nickel base two-phase superalloy, crystalline plasticity, randomly aggregated model, microscopic creep and damage

目前航空发动机涡轮叶片所用镍基高温合金主要由

基体 γ 相 (镍基固溶体) 和 γ' 强化相 (Ni_3Al 金属间化合物) 组成. 由于基体相和强化相的组分和性能的差异, 即使制成单晶材料, 在宏观均匀载荷作用下材料内部的细观力学性质也是不均匀的, 合金微观变形具有更为复杂的特殊规律.

基于晶体滑移变形的滑移机制, Hill 和 Rice^[1] 以及 Asaro 和 Rice^[2] 等建立了晶体塑性有限变形的几何

* 国家自然科学基金项目 10472092 和 10662001 以及航空科学基金项目 04C53027 资助

收到初稿日期: 2006-11-22, 收到修改稿日期: 2007-04-29

作者简介: 张克实, 男, 1954 年生, 教授, 博士

学、运动学及本构理论框架. 这种方法后来被用于镍基高温合金 (特别是单晶合金) 一类材料的微观变形和应力分析, 但这种引入未考虑镍基高温合金微观两相结构的不均匀. 例如 MacLachlan 等^[3] 在分析镍基高温合金微观变形时, 仍然将晶粒内部的材料处理为均质的. 这种假设只对材料的宏观力学行为进行了唯象的描述, 若要研究材料微观尺度不均匀结构下的损伤机理和破坏过程, 必须重视微观相结构的影响. 对这种两相合金材料的微观变形进行晶体滑移理论分析, 须进一步考虑微观两相结构及其不均匀性才更为合理.

很多对镍基高温合金力学行为的分析采用简化的方法, 不考虑 γ - γ' 双相合金中基体相与强化相的相结构及其力学性质差异, 而直接用经典的 Hill 各向异性模型或单晶塑性模型来作唯象描述. 一些研究者考虑到这类材料的结构特点, 如: Nouailhas 等^[4,5] 以及 Busso 等^[6] 进行了 γ - γ' 相结构的单晶合金力学行为分析, γ' 相被视为弹性体; Fedelich^[7] 假定在具有高体积分数的 γ' 相的镍基单晶中 γ' 相呈立方体整齐排列, 于是利用 1/8 周期体胞建立了位错在基体与强化相中滑移和攀移的本构模型. 但这些研究似未考虑合金中相结构分布的随机性, 亦未在相结构力学行为的基础上考虑材料的微观损伤演化.

实际工程应用中, 镍基高温合金在高温服役期间会因长期蠕变导致材质发生变化: (1) 材料中的冶金缺陷造成的微孔洞聚集使材料变得不均匀, 导致材料局部变形和破坏抗力下降; (2) 析出相 γ' 会发生定向粗化而形成筏状组织, 这种细观组织的变化使得材料细观力学行为随着服役时间增长而改变.

为了探讨镍基高温合金的细观损伤过程及 γ' 相定向粗化对材料细观力学行为的影响, 本研究尝试采用晶体塑性理论结合数值分析的方法对镍基高温合金的材质演化开展初步的数值分析, 而研究对象材料的基体 γ 相和 γ' 强化相都具有面心立方 (fcc) 的晶格结构. 主要研究内容有: (1) 温度相关的晶体粘塑性计算方法; (2) 考虑镍基单晶高温合金 γ - γ' 相结构随机分布的代表性单元体胞模型; (3) 包含 γ - γ' 相结构的代表性单元在高温蠕变与损伤演化的初步分析.

1 温度相关的晶体粘塑性变形和损伤描述

考虑变温和热变形, 参照乘法分解^[1,2] 定义热弹性速度梯度张量 $\vec{L}^{e\theta}$ 和塑性速度梯度张量 \vec{L}^p 如下:

$$\vec{L}^{e\theta} = \dot{\vec{F}}^{e\theta} \cdot \vec{F}^{e\theta^{-1}} \quad (1a)$$

$$\vec{L}^p = \dot{\vec{F}}^p \cdot \vec{F}^p \cdot \vec{F}^{p^{-1}} \cdot \vec{F}^{e\theta^{-1}} \quad (1b)$$

式中, \vec{F} 为变形梯度张量, 于是当前构形的速度梯度张量 \vec{L} 可分为热弹性和塑性两个部分.

$$\vec{L} = \vec{L}^{e\theta} + \vec{L}^p \quad (2a)$$

式中

$$\vec{L}^p = \vec{F}^{e\theta} \cdot \left[\sum_{\alpha=1}^n (\vec{m}^{(\alpha)} \otimes \vec{n}^{(\alpha)}) \dot{\gamma}^{(\alpha)} \right] \cdot \vec{F}^{e\theta^{-1}} \quad (2b)$$

式中, $\dot{\gamma}^{(\alpha)}$ 为第 α 滑移系的剪应变的率, $\vec{m}^{(\alpha)}$ 和 $\vec{n}^{(\alpha)}$ 分别为第 α 滑移系滑移方向的单位向量和滑移面法线的单位向量, n 为晶体滑移系的数目 (对 fcc 晶体, $n=12$).

利用速度梯度张量对称部分 (称为变形率) 的分解, 通过对变形率作时间增量积分可得到对数应变增量张量 $\Delta \vec{\epsilon}$, 它由热弹性应变增量和塑性应变增量组成.

$$\Delta \vec{\epsilon} = \Delta \vec{\epsilon}^{e\theta} + \Delta \vec{\epsilon}^p \quad (3a)$$

式中

$$\Delta \vec{\epsilon}^{e\theta} = \Delta \vec{\epsilon}^e + \Delta \vec{\epsilon}^\theta \quad (3b)$$

$$\Delta \vec{\epsilon}^p = \sum_{\alpha=1}^n P^{(\alpha)*} \Delta \gamma^{(\alpha)} \quad (3c)$$

式中, $P^{(\alpha)*}$ 为变形后的 Schmid 指向因子张量 ($P^{(\alpha)*} = \frac{1}{2}(\vec{m}^{(\alpha)*} \otimes \vec{n}^{(\alpha)*} + \vec{n}^{(\alpha)*} \otimes \vec{m}^{(\alpha)*}$, $\vec{m}^{(\alpha)*} = \vec{F}^{e\theta} \cdot \vec{m}^{(\alpha)}$, $\vec{n}^{(\alpha)*} = \vec{n}^{(\alpha)} \cdot \vec{F}^{e\theta^{-1}}$), 它表明变形后滑移面方向和滑移方向由于受热弹性变形的影响会有所变化. 于是, 利用变形梯度的极分解可以分别计算材料微元在有限变形下的刚性旋转和晶格旋转. 对于材料相对转动小和热弹性应变小的情形, 由于晶格旋转 $\vec{R}^e \approx \vec{R}$ (即材料的刚体旋转近似等于晶格的刚体旋转)、热弹性应变 $|\vec{\epsilon}^{e\theta}| \ll 1$, 有

$$P^{(\alpha)*} \approx P^{(\alpha)'} = \vec{R} \cdot P^{(\alpha)} \cdot \vec{R}^T \quad (4)$$

若采用与材料刚体转动共旋的坐标系, 则因局部坐标系的旋转与材料刚体旋转同步, 有 $\vec{R} = \vec{I}$. 利用这一条件可以简化计算过程, 从而提高计算效率.

由速度梯度张量对称部分 (变形率) 的时间增量积分定义的对数应变增量按下式计算:

$$\Delta \vec{\epsilon} = \sum_{i=1}^3 \ln(\Delta \lambda_i) \vec{n}_i \otimes \vec{n}_i \quad (5)$$

式中, $\Delta \lambda_i$ 为增量变形的主伸长, 有 $\Delta \lambda_i > 0$, 增量应变为零时 $\Delta \lambda_i = 1$; \vec{n}_i 为 $t + \Delta t$ 时刻当前主伸长 λ_i 的方向矢量. 当已知 t 和 $t + \Delta t$ 时刻的变形梯度 \vec{F} 时, $\Delta \lambda_i$ 和 \vec{n}_i 可求. 在一维情形, 式 (5) 退化为一维的对数应变 $\Delta \epsilon = \ln(\Delta \lambda) = \ln(1 + \Delta l/l)$, 其中 l 和 Δl 分别为参考线段长度和该线段的长度增量; 在三维情形, 须先算出主伸长增量和主方向, 然后可计算出所参照的坐标系下的对数应变增量张量.

1.1 晶体粘塑性滑移和损伤

为方便起见, 以下讨论相对于晶轴坐标系进行. 在第 α 滑移系上的分解剪应力 τ^α 按下式计算:

$$\tau^{(\alpha)} = P^{(\alpha)'} : \sigma^{crys} \quad (6)$$

式中, $\vec{\sigma}^{\text{crys}}$ 为相对于晶轴坐标系的 Cauchy 应力。

在给定温度下, 滑移系剪应变的演化规律可以由率相关的表达式描述如下:

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)} = \dot{\gamma}_0 \operatorname{sgn}(\tau^{(\alpha)}) \left| \frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}} \right|^k \quad (7)$$

式中, $\dot{\gamma}_0$ 为参考剪应变率, 是与温度有关的待定常数; k 亦为与温度相关的材料常数, 反映了材料的率相关性 (粘塑性); $g^{(\alpha)}$ 为临界分解剪应力 (CRSS), 是材料单元的非弹性滑移 $\gamma^{(\beta)}$ 和温度 θ 有关的硬化函数. 长时间的高温 and 机械载荷会造成晶体材料的损伤或材质变化, 从而降低 $g^{(\alpha)}$ 的数值, 使得粘塑性变形更容易进行. 参照文献 [8] 的方法, $g^{(\alpha)}$ 的演化由以下 3 方面构成: (1) 滑移导致的硬化作用; (2) 变温导致的硬化性能改变; (3) 损伤或材质劣化造成的软化. 于是其增量

$$\Delta g^{(\alpha)}(\gamma, \dot{\gamma}^{(\beta)}, \theta) = \Delta g_{\gamma}^{(\alpha)} + \Delta g_{\theta}^{(\alpha)} - \Delta g_{\text{D}}^{(\alpha)} \quad (8)$$

式中, 等号右端第 1 项是滑移的硬化, 一般采用以下两式描述:

$$\Delta g_{\gamma}^{(\alpha)} = \int_t^{t+\Delta t} \sum_{\beta} h_{\alpha\beta}(\gamma, \theta) |\dot{\gamma}^{(\beta)}| d\tau \quad (9)$$

$$\gamma = \int \sum_{\beta} |d\gamma^{(\beta)}| \quad (10)$$

式 (8) 等号右端第 2 项是热对硬化的影响, 本研究采用下式计算:

$$\Delta g_{\theta}^{(\alpha)} = \Delta g^{(t+\Delta t, \gamma, \theta)} - \Delta g^{(t, \gamma, \theta)} \quad (11)$$

式中, $\Delta g(\gamma, \theta)$ 为无量纲参量, 利用单轴拉伸实验确定 (对于具有 $\{111\}\{011\}$ 滑移系的 fcc 晶体, 可由 $[001]$ 方向单轴拉伸实验确定).

式 (8) 等号右端第 3 项是损伤造成的影响, 考虑到应力、变形历史和三轴应力状态的共同作用, 可以对滑移系硬化能力变化作唯象的描述. 通常, 蠕变损伤的微观机理与微孔洞的演化有关, 而微孔洞演化与三轴应力状态有关 [8,9].

$$\Delta g_{\text{D}}^{(\alpha)} = \tau_0 \int_t^{t+\Delta t} \left[1 + \exp\left(\frac{\sigma_{kk}}{2\sigma_{\text{eq}}}\right) \right] \left(\frac{t'}{A_{\text{D}}}\right)^{n_{\text{D}}} \dot{\epsilon}_{\text{eq}}^{\text{p}} dt' \quad (12)$$

式中, 材料损伤的定义为滑移系临界分解剪应力 (CRSS) 的下降量 (作为初步研究, 假设损伤造成各滑移系 CRSS 的下降量相同, 即 $\Delta g_{\text{D}}^{(\alpha)} = \Delta g_{\text{D}}$; $\alpha=1, 2, \dots, n$). 式 (12) 中, A_{D} 和 n_{D} 均为与温度相关的材料常数; σ_{eq} 和 $\epsilon_{\text{eq}}^{\text{p}}$ 分别为 Mises 等效应力和等效塑性应变; $h_{\alpha\beta}$ 为硬化模量, 反映了第 α 滑移系自硬化和潜硬化 (用于描述第 β 滑移系硬化对第 α 滑移系产生的交叉硬化) 的比例, 且用下式描述:

$$h_{\alpha\beta}(\gamma, \theta) = h(\gamma, \theta)[\varphi(\theta) + (1 - \varphi(\theta))\delta_{\alpha\beta}] \quad (13)$$

式中, φ 为与温度相关的潜硬化系数; 在给定温度下 $h(\gamma, \theta)$ 可由下式确定:

$$h(\gamma, \theta) = h_0(\theta) \operatorname{sech}^2\left(\frac{h_0(\theta)\gamma}{\tau_{\text{s}}(\theta) - \tau_0(\theta)}\right) \quad (14)$$

式中, h_0 为初始硬化率, τ_0 为初始剪切屈服应力, τ_{s} 为剪切屈服应力的饱和值. 三者均与温度有关.

1.2 非线性本构关系计算

考虑到材料的刚体旋转, 应力的累积可以在当前构形下按照下式进行:

$${}^{t+\Delta t}\vec{\sigma} = {}^t\vec{\sigma} + \Delta\vec{\sigma}(\Delta\vec{\epsilon}) \quad (15a)$$

式中, 等号右端第 1 项 ${}^t\vec{\sigma}$ 为 t 时刻的应力, 但经历了从 t 到 $t+\Delta t$ 的构形变换 (考虑了局部刚体旋转的影响); 等号右端第 2 项则表示扣除旋转影响后由增量本构关系确定的应力增量. 在材料相对小转动和热弹性应变 $|\epsilon^{\text{e}\theta}| \ll 1$ 的情形, 采用与材料固结的共旋坐标系, 则上式可以写为

$${}^{t+\Delta t}\vec{\sigma}^{\text{crys}} = {}^t\vec{\sigma}^{\text{crys}} + \Delta\vec{\sigma}^{\text{crys}} \quad (15b)$$

式中, 上标 “crys” 表示相对于晶轴坐标系. 由于弹性应变很小, 晶轴坐标系下对应于当前构形的 Cauchy 应力增量可以依照广义 Hooke 定律求得如下:

$$\Delta\vec{\sigma}^{\text{crys}} = \overset{\langle 4 \rangle}{\vec{C}} : \Delta\epsilon^{\text{crys}^{\text{e}}} \quad (16)$$

式中, $\overset{\langle 4 \rangle}{\vec{C}}$ 为晶轴坐标系下的四阶弹性本构张量. 利用增量应变和的分解式 (3), 式 (16) 可以写为

$$\Delta\vec{\sigma}^{\text{crys}} = \overset{\langle 4 \rangle}{\vec{C}} : (\Delta\epsilon^{\text{crys}} - \Delta\epsilon^{\text{crys}^{\theta}} - \Delta\epsilon^{\text{crys}^{\text{p}}}) \quad (17)$$

式中, $\Delta\epsilon^{\text{crys}^{\theta}}$ 和 $\Delta\epsilon^{\text{crys}^{\text{p}}}$ 分别为晶轴坐标系下的增量热应变和塑性应变, 且

$$\Delta\epsilon^{\text{crys}^{\theta}} = \alpha^{\text{crys}} \Delta\theta \quad (18a)$$

$$\Delta\epsilon^{\text{crys}^{\text{p}}} = \sum_{\alpha=1}^n P^{(\alpha)'} \Delta\gamma^{(\alpha)} \quad (18b)$$

式中, α^{crys} 由 $\alpha_{ij}^{\text{crys}} = \tilde{\alpha} \delta_{ij}$ 确定 ($\tilde{\alpha}$ 为晶轴方向的线膨胀系数). 则

$${}^{t+\Delta t}\vec{\sigma}^{\text{crys}} = {}^t\vec{\sigma}^{\text{crys}} + \overset{\langle 4 \rangle}{\vec{C}} : (\Delta\epsilon^{\text{crys}} - \Delta\epsilon^{\text{crys}^{\theta}}) - \overset{\langle 4 \rangle}{\vec{C}} : \left(\sum_{\beta=1}^n P^{(\beta)'} \Delta\gamma^{(\beta)} \right) \quad (19)$$

将增量分解剪应变表示为增量步初和增量步末的变化率线性组合, 则

$$\Delta\gamma^{(\alpha)} = [(1-\eta) \dot{\gamma}^{(\alpha)} + \eta \dot{\gamma}^{(\alpha)}(t+\Delta t)]\Delta t \quad (20)$$

式中, 常数 η 在 $(0, 1]$ 范围之内取值. 利用如下 Schmid 定律:

$$\tau^{(\alpha)} = P^{(\alpha)'} : \sigma^{\text{crlys}} \quad (21)$$

$$t+\Delta t \dot{\sigma}^{\text{crlys}} = t\dot{\sigma}^{\text{crlys}} + \overset{(4)}{C} : (\Delta\epsilon^{\text{crlys}} - \Delta\epsilon^{\text{crlys}\theta}) -$$

$$(1-\eta)\Delta t \overset{(4)}{C} : \left(\sum_{\beta=1}^n P^{(\beta)'} : \dot{\gamma}^{(\beta)} \right) - \eta\Delta t \overset{(4)}{C} :$$

$$\left[\sum_{\beta=1}^n P^{(\beta)'} \text{sgn}(t+\Delta t \tau^{(\beta)}) \left(\frac{|P^{(\beta)'} : t+\Delta t \dot{\sigma}^{\text{crlys}}|}{t+\Delta t g^{(\beta)}} \right)^k \right] \quad (22)$$

上式可视为以 $t+\Delta t \dot{\sigma}^{\text{crlys}}$ 为基本未知量的非线性方程组, 且可用 Newton-Raphson 迭代方法求解. 利用 Taylor 展开, 可以写出 Newton-Raphson 迭代方程. 迭代过程中先取 $t+\Delta t g^{(\alpha)} \approx t g^{(\alpha)} + \Delta g_{\theta}^{(\alpha)}$, 然后可以根据迭代预报的结果计算如下:

$$t+\Delta t g^{(\alpha)} = t g^{(\alpha)} + \Delta g_{\gamma}^{(\alpha)} + \Delta g_{\theta}^{(\alpha)} - \Delta g_{\text{D}}^{(\alpha)} \quad (23)$$

再对应力计算结果进行修正. 为了加速有限元平衡迭代, 在计算中更新 Jacobian 矩阵并且按文献 [10] 建议的方法计算. 需要指出, 如前所述由于晶格旋转 $\vec{R}^e \approx \vec{R}$, 因此晶轴坐标系的旋转近似与材料坐标系的旋转同步.

2 镍基高温合金 γ 与 γ' 两相晶体模型

在细观尺度上观察, 即使是单晶合金, 由两相构成的镍基高温合金也不是均质材料. γ' 相的尺寸在 20—500 nm 之间, 当 γ' 相体积分数较高时其形状接近小方块状. 在研究镍基高温合金材料在微小尺度下的力学行为时, 暂不考虑晶界的作用, 先考察基体相与强化相结合的物质 (单晶合金). 这种集合物质可以从镍基定向凝固合金或镍基定向凝固单晶合金中切割出来. 基于这种考虑, 本研究采用随机生成的 γ 与 γ' 相集合体作为材料代表性单元来近似描述具有较高强化相含量的镍基合金的两相结构. 作为初步分析, 图 1 给出该代表性单元的有限元模型图 (图中小立方体是六面体单元, 模型共有 27×10^3 个这样的单元). 其中, 图 1a 示出代表性单元中基体相 γ 的分布, 图 1b 示出 γ' 强化相的分布. 在该代表性单元中, γ' 相的

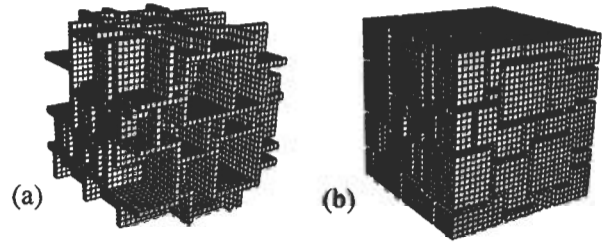


图 1 两相镍基高温合金的代表性单元及有限元网格

Fig.1 Representative volume element (RVE) of dual phase nickel base superalloy and FEM mesh

(a) γ -matrix phase
(b) 79 γ' particles

不规则块状颗粒有 79 个, 体积分数为 68%, 每个强化相颗粒均为基体相所包围.

该代表性单元中的 γ 基体相和 γ' 强化相 [100] 方向的 Youngs 模量、剪切模量和 Poisson 比 (950 °C) 值均取自文献 [3] (见表 1); γ 基体相和 γ' 强化相的粘塑性参数及损伤参数参照镍基定向凝固合金 DZ125L 在 980 °C 的蠕变实验数据通过试算拟合得到 (假定 γ' 强化相的分解剪应力 CRSS 是 γ 基体相的 2 倍), 亦见表 1. γ 基体相和 γ' 强化相共格, 因此有相同的八面体滑移系. 需要指出的是, 镍基合金的 γ 基体相和 γ' 强化相的微观分布实际上非常复杂, 作为针对机理的初步分析, 对参数选择的主要考虑是上述方法用于材料力学性质描述原理上的合理性.

3 γ - γ' 两相合金的蠕变损伤模拟分析及讨论

图 1 示出两相集合体包含有较多的强化相颗粒, 可以认为该集合体的变形和应力的平均效应与均匀变形下的宏观材料的变形和应力响应相同. 在计算时通过边界条件的设置使得该集合体的外表面保持均匀变形, 以模拟宏观材料的均匀变形过程.

3.1 受损伤影响的材料宏观蠕变

图 2 给出了 980 °C, 拉伸名义应力保持在 196 MPa 时, 对图 1 所示的代表性单元考虑损伤后计算和实验的 [001] 方向的蠕变曲线. 从图可见, 与实验结果 [11] 比较, 考虑 γ 基体相和 γ' 强化相非均匀分布的代表性单元对蠕变过程的 3 个阶段都能做出较合理的描述. 需要指出, 代表性单元不考虑两相非均匀分布, 而只是当作单一晶体, 也可以得到类似结果 (如文献 [8], 该文献图 3 中 900 和 980 °C 的蠕变曲线应对调). 若当作单一晶体, 材料参数容易得到, 但不能对材料内两相不均匀分布造成的应力和变

表 1 γ 基体相和 γ' 强化相的弹性常数、滑移系粘塑性性质参数以及损伤模型参数

Table 1 Elasticities, crystalline viscoplasticities and damage parameters of γ -matrix and γ' precipitate

Phase	E_{100} [3] GPa	G_{100} [3] GPa	ν_{100} [3]	τ_0 MPa	τ_s MPa	h_0 MPa	$\dot{\gamma}_0$ 10^{-8}	k	q	$A_{\text{D}}(s)$ 10^3	n_{D}
γ	86.3	96.67	0.4	41.5	49.8	5600	1	12.2	1	3.6	0.3
γ'	95.1	100.11	0.4	83.0	99.6	5600	1	12.2	1	360.0	0.3

形不均匀进行分析。

3.2 宏观均匀拉伸下两相合金中的应力和蠕变应变分布

从定向凝固合金中切割出来的不包含晶界的代表性单元，是力学性质不同的 γ 基体相和 γ' 强化相组成的集合体，尽管具有相同的晶体取向它实际是非均质材料。在宏观均匀变形下，该单元内的应力和应变分布必然是不均匀的。

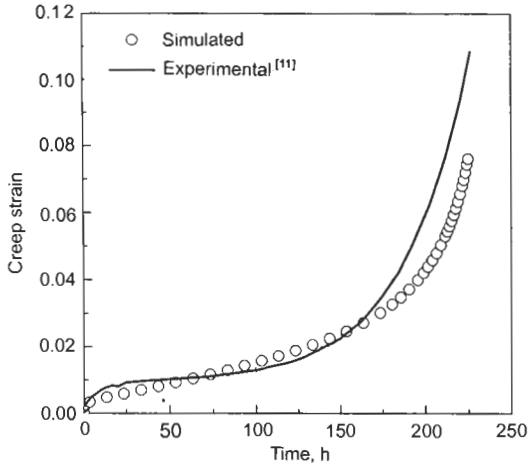


图 2 980 ℃，196 MPa 两相代表性单元 [001] 方向计算和实验的蠕变曲线

Fig.2 Creep curves along [001] calculated with Fig.1 model and measured at 980 ℃ and 196 MPa

经 225 h 拉伸 (980 ℃，196 MPa，下同) 蠕变变形后的等效应力分布见图 3a。从图可见，经长时间的蠕变变形后基体相中的等效应力远低于强化相的等效应力，强化相的等效应力约为基体相的 2 倍。在两相界面上具有非常大的应力梯度。两相材料的应力及应变分布并非根据组成相所占比例进行平均分配，而多与其刚度有关。“硬”相 (强化相) 屈服应力高、弹性模量较大，可以承担较多份额的载荷；而“软”相 (基体相)，则承受较大的应变。

图 3b 为代表性单元中纵向应力 (沿拉伸方向 [001] 的应力分量) 的分布云图。从图可见，纵向应力在单元中沿纵向是连续变化的，沿横向则不然。这说明单元内部存在应力间断现象，间断出现在两相之间的界面区域。

图 3c 示出代表性单元中因蠕变造成的塑性等效应变的分布。从图可见，尽管在同一晶粒内是宏观均匀变形，由于两相结构造成材质不均匀，导致材料微观塑性变形极不均匀。这种不均匀塑性变形有很强的局部化倾向，以致表面出现了明显的与拉伸方向成 45° 角的局部剪切带。

3.3 宏观均匀拉伸下两相合金的损伤及破断趋势

在不均匀的应力场和应变场中，局部集中的应力和应变可以加速局部材质的损伤演化。图 3d 示出经 225 h 拉伸蠕变后代表性单元的损伤应力 (即临界分解剪应力的下降量) 分布。从图可见，具有 γ - γ' 相结构的镍基高温合金中损伤的分布有如下特点：(1) 损伤分布于局部剪切带中；(2) 损伤分布于一些垂直于拉伸方向的基体相中。这

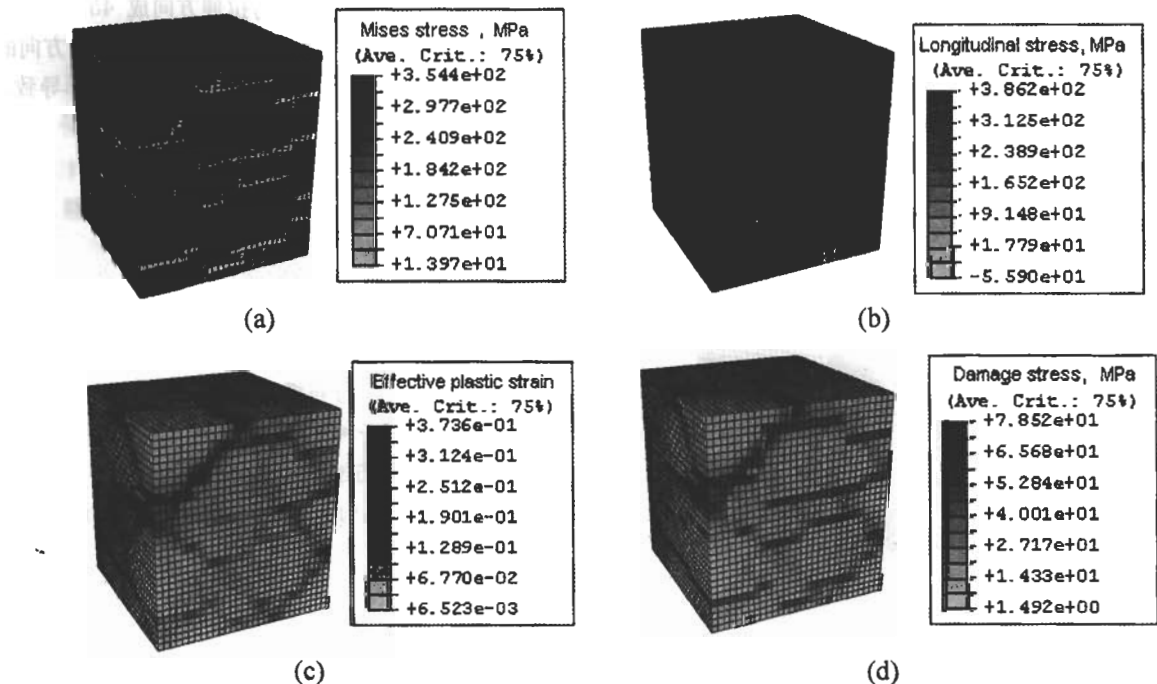


图 3 经 225 h(980 ℃，196 MPa) 拉伸蠕变后，两相合金的等效应力、纵向拉伸应力、等效塑性应变及损伤应力 (临界分解剪应力的下降量) 的分布

Fig.3 Contours simulated for dual phase alloy in Fig.1 tension-crept at 980 ℃，196 MPa for 225 h (a) Mises effective stress (b) longitudinal tension stress (c) effective plastic strain (d) damage stress (drop of CRSS caused by damage)

表明在拉伸蠕变的情形下,材料同时具有正断和剪断两种倾向.

3.4 与周期体胞模型分析的比较

先前学者^[4-7]对 γ 与 γ' 相镍基高温合金的分析多采用周期分布的体胞模型,这种模型假定镍基晶体中 γ' 相颗粒形状、尺寸一致且在基体相中呈周期分布,在远场均匀变形条件下可以利用对称性截取出两相周期体胞为材料的代表性单元.为比较图1形式的代表性单元与周期单元对材料力学行为描述的差异,以下对周期体胞代表性单元的拉伸蠕变响应进行分析.取两种形式的周期体胞:(1)无粗化. γ' 相颗粒为立方体(如图4a所示),可利用周期性假设取1/8体胞计算.(2)有(条状)定向粗化,即拉伸蠕变期间 γ' 相沿垂直于外载荷方向粗化^[12],使得部分 γ 相扩散到体胞顶部(如图4b所示).在这一过程中, γ' 相的体积分数不变.设图4两个模型中各独立相的材料参数(包括损伤模型参数)分别与图1随机分布模型各相相同.

图5示出以上两种周期分布模型和本研究的强化相随机分布(RVE)模型经225h拉伸蠕变(980℃,196MPa)后的蠕变曲线.从图可见,本研究建议的 γ' 相颗粒随机分布模型的蠕变变形经较长时间拉伸蠕变后明显高于周期体胞模型;而立方体 γ' 相模型(图4a)与反映了定向粗化的模型(图4b)两者的响应差别很小,有定向粗化时材料的蠕变变形稍有提高.这一结果表明,强化相的分布形式对于材料的蠕变过程有很大的影响,特别在蠕变的第3阶段,考虑强化相随机分布的RVE模型由于体现了高的应力三轴度加速了微孔洞的演化,所以能够较好地预测单晶合金以损伤演化为主的蠕变第3阶段.

3.5 讨论

当分析两相单晶合金的力学行为时,材料的非均匀性

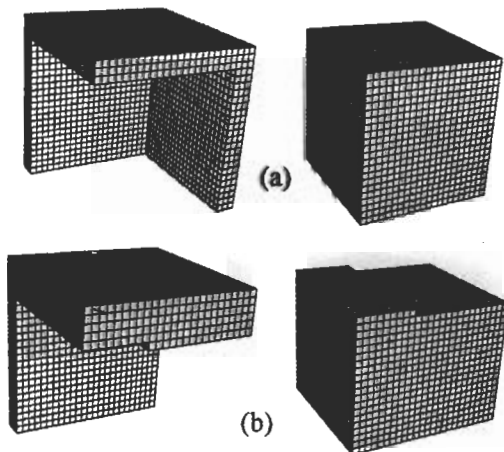


图4 两种不同类型的简化周期性体胞模型

Fig.4 Two kinds of simplified periodic cell model
(a) no γ' phase particle in the cell model rifted
(b) γ' phase particle in the cell model rifted

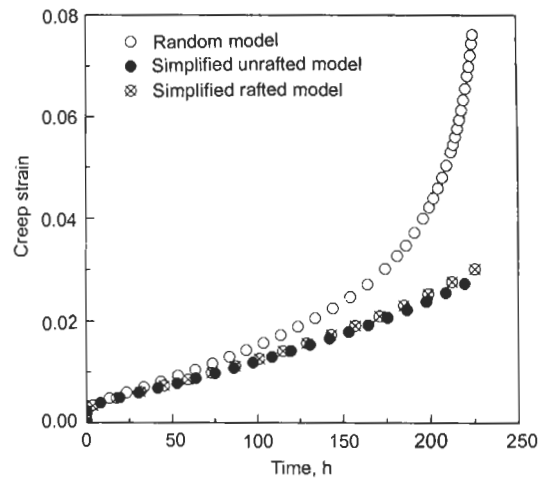


图5 强化相随机分布模型与强化相周期分布模型计算的蠕变曲线

Fig.5 Creep curves (980℃, 196 MPa) calculated by randomly aggregated model and two simplified periodic models

已变得非常突出,由于微观尺度上的非均匀性,宏观均匀载荷下材料的应变与应力都不会是均匀的.因此本研究建议的RVE模型(见图1)和本构模型更能体现两相合金在蠕变过程中的变形特点.可以考虑应力三轴度对微孔洞演化的促进作用:孔洞演化促使材料的硬化模量下降,进而使得基体与强化相的滑移更易于进行.同时根据本研究分析可以预测材料中会出现与拉伸方向成45°角的剪切带,而损伤主要集中在局部剪切带和正交于拉伸方向的基体相当中.局部剪切带中的变形主要是塑性变形导致,而基体相中的损伤则主要由较高的应力三轴度所导致.

需要指出的是,涉及材料定向粗化的问题比较复杂.这种情形下用周期体胞假设做近似处理似过于勉强,因其不能描述定向粗化过程中可能发生的材质微观损伤演化.对于这一问题,还有待于进一步的研究.

4 结论

采用强化相随机分布模型和晶体热粘塑性理论,通过数值模拟,研究了一种具有 γ - γ' 两相结构的镍基高温合金的高温蠕变和损伤过程.结论如下:

(1) 所采用的模型和晶体塑性计算方法反映了镍基两相材料的不均匀变形特点,描述了材料中可能存在的局部剪切(带)变形.

(2) 在高温蠕变过程中,镍基两相合金中基体相等效力明显低于强化相的等效力,因此基体相中会有较大的应力三轴度.

(3) 经较长时间的拉伸蠕变后,强化相颗粒随机分布模型计算的蠕变变形明显高于周期体胞模型计算的蠕变变形.考虑到实际微观结构的随机性,本模型结果似更合理,且更接近实验结果.

参考文献

- [1] Hill R, Rice J R. *J Mech Phys Solids*, 1972; 20: 401
- [2] Asaro R J, Rice J R. *J Mech Phys Solids*, 1977; 25: 309
- [3] MacLachlan D W, Wright L W, Gunturi S, Knowles D M. *Int J Plast*, 2001; 17: 441
- [4] Nouailhas D, Cailletaud G. *Scr Mater*, 1996; 34: 565
- [5] Nouailhas D, Lhuillier S. *Compt Mater Sci*, 1997; 9: 177
- [6] Busso E P, Meissonnier F T, O'Dowd N P. *J Mech Phys Solids*, 2000; 48: 2333
- [7] Fedelich B. *Int J Plas*, 2002; 18: 1
- [8] Zhang K S, Yang S J, Zhou B Z. *J Aerosp Power*, 2004; 19: 762
(张克实, 杨士杰, 周柏卓. 航空动力学报, 2004; 19: 762)
- [9] Zhang K S, Zheng C Q. *Eng Fract Mech*, 1990; 37: 621
- [10] Zhang K S, Wu M S, Feng R. *Int J Plast*, 2005; 21: 801
- [11] Group Editor of Materials Properties for Aeronautical Engine Designing. *Loose-life Handbook of Materials Properties for Aeronautical Engine Designing*. Beijing: Beijing Institute of Aeronautical Materials, 2004
(发动机设计用材料数据编辑组. 航空发动机设计用材料性能数据活页手册. 北京: 航空材料研究院, 2004)
- [12] Zhou L, Li S X, Chen C R, Wang Y C, Zang Q S, Lu K. *Mater Sci Eng*, 2003; A352: 300