

文章编号: 1000-8055(2009)07-1537-07

镍基单晶合金黏塑性行为的微力学模型

曹 娟, 王延荣, 石多奇

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191)

摘 要: 考虑镍基单晶合金细观两相共格的微组织结构特点, 采用周期性胞元假设, 在胞元不同区域构建其三维应力应变解析模型, 并针对细观胞元中位错的增殖、攀移、切割及恢复等主要机制建立其黏塑性应变模型, 二者结合较全面地模拟了镍基单晶合金 SC16 和 DD3 在 1123 K 和 1033 K 下的单调拉伸、蠕变及循环特性. 根据模拟结果, 对黏塑性应变模型中各个位错机制所起的作用及控制方式进行了具体分析, 通过与试验曲线比较, 得到了较一致的结果.

关 键 词: 镍基单晶; 细观两相胞元结构; 位错滑移本构; 位错运动机制

中图分类号: V231.91

文献标识码: A

Slip model for the plastic behavior of Ni base single crystal based on dual phase microstructure cell

CAO Juan, WANG Yan rong, SHI Duo qi

(School of Jet Propulsion,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: A dislocation slip model based on the periodic dual-phase microstructure cell of Ni base single crystal was established, in which the analytic stress model was set up at different regions of microstructure cell and dislocation slip model was combined with the mechanisms of dislocation filling the matrix channel, climbing along the precipitation, shearing cell and slipping backward when unloading to simulate the tension, creep and cycle behavior of SC16 at 1123 K and DD3 at 1033 K. The results show that the several mechanisms govern the different aspects of the deformation respectively and that the simulation results match well with the tests

Key words: Ni base single crystal; dual phase microstructure cell; dislocation slip model; dislocation movement mechanisms

镍基单晶合金作为航空发动机高压涡轮转子叶片材料, 在高温下具有良好的抗蠕变性能^[1], 其优势很大程度上都得益于材料的细观两相特性, 即基体相和沉淀其中的强化相以及它们之间的错配共格关系. 大量试验观测表明, 这两相不仅弹性性能有异, 其位错运动在变形中也表现出较大差别^[2], 因此在镍基单晶的本构建模中明确区分两相, 可以从细观角度更具体地研究其变形

行为.

对单晶细观两相结构的计算研究最初是从有限元分析入手, 研究其周期性胞元结构的应力分布、错配、筏化和蠕变等行为^[3-5], 也可建立沉淀相 γ 随机分布的两相集合模型, 来考虑 γ 不同尺寸的影响^[6]. 但由于计算量的限制, 对胞元的有限元分析不能直接用于构件的计算.

本文参考胞元的三维有限元分析结果, 对其

收稿日期: 2008-07-02; 修订日期: 2009-03-31

基金项目: 国家自然科学基金(50571004); 凡舟青年科研基金(20060404).

作者简介: 曹娟(1981-), 女, 陕西绥德人, 博士生, 主要从事镍基单晶合金的本构研究.

进行分区^[7-8],建立可任意方向加载的胞元空间应力解析模型,得到胞元各区域的三维应力应变状态方程.而后将此应力模型应用到基于细观位错运动的塑性滑移本构模型^[9]中,取代其原来的宏观应力模型,实现从材料的细观结构出发,在弹性和塑性变形中都充分计入了两相细观尺寸,共格错配和不同区域位错密度的影响,得到细观角度下明确区分 γ/γ' 两相的单晶黏塑性微力学模型.将其用于对单晶材料 SC16 和 DD3 的分析,通过适当的参数拟合,得到与试验较吻合的结果.

1 胞元的应力应变关系

镍基单晶两相细观结构如图 1 所示,取出其中周期性的一部分,参考有限元的分析结果,假设胞元由 1 个沉淀相 γ' 区域和 3 个基体相 γ 区域共 4 部分组成,并认为各区域内部应力和应变均匀分布,各区域之间应变连续.取单晶的 3 个晶轴方向作为胞元的坐标轴 1,2 和 3,与其垂直的三个 γ 基体分别记为 1,2,3,沉淀相 γ' 记为 4,整个胞元记为 5,其应力状态分布如图 2 所示.

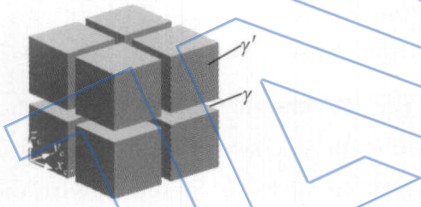


图 1 单晶细观结构示意图

Fig. 1 Microstructure sketch of single crystal

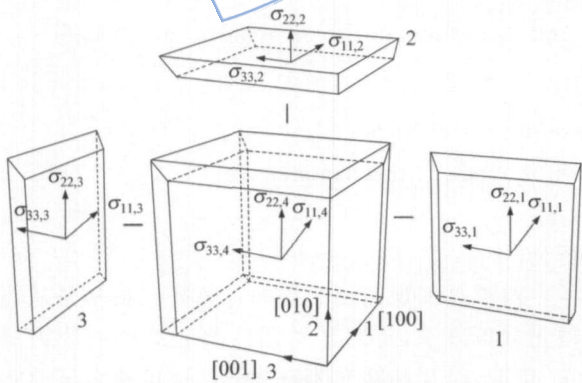


图 2 周期性细观胞元应力状态

Fig. 2 Stress state of periodic microstructure cell

为简化起见,首先设胞元各区域内部应力应变服从 Hook 定律,即

$$\begin{aligned} \alpha_{1,k} &= C_{11} \epsilon_{1,k} + C_{12} (\epsilon_{2,k} + \epsilon_{3,k}) \\ \alpha_{2,k} &= C_{11} \epsilon_{2,k} + C_{12} (\epsilon_{1,k} + \epsilon_{3,k}) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{3,k} &= C_{11} \epsilon_{3,k} + C_{12} (\epsilon_{1,k} + \epsilon_{2,k}) \\ \alpha_{ij,k} &= C_{44} \epsilon_{ij,k} \\ (ij &= 12, 13, 23), k = 1, 2, 3, 4 \end{aligned} \quad (2)$$

式中下标 k 为 1,2 和 3 时,代表胞元对应的各 γ 相通道, k 为 4 时代表沉淀相 γ' ,需用 γ' 的弹性常数 C'_{11}, C'_{12} 和 C'_{44} .

图 3 给出了细观胞元结构的截面示意图.其

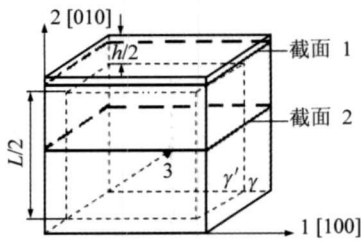


图 3 细观胞元结构的截面

Fig. 3 Microstructure cell's section

中截面 1 和 2 (类似的还有另外两组),由其法向和两个切向的力平衡关系,得平衡方程

$$\begin{aligned} L^2 \alpha_{ij,4} + (L + h/2) h (\alpha_{ij,1} + \alpha_{ij,3}) &= (L + h)^2 \alpha_{ij,app} \\ (ij &= 22, 21, 23) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} L^2 \alpha_{ij,4} + (L + h/2) h (\alpha_{ij,2} + \alpha_{ij,3}) &= (L + h)^2 \alpha_{ij,app} \\ (ij &= 11, 12, 13) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} L^2 \alpha_{ij,4} + (L + h/2) h (\alpha_{ij,1} + \alpha_{ij,2}) &= (L + h)^2 \alpha_{ij,app} \\ (ij &= 33, 31, 32) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\alpha_{ij,2} = \alpha_{ij,4} \quad (ij = 22, 21, 23) \quad (6)$$

$$\alpha_{ij,1} = \alpha_{ij,4} \quad (ij = 11, 12, 13) \quad (7)$$

$$\alpha_{ij,3} = \alpha_{ij,4} \quad (ij = 33, 31, 32) \quad (8)$$

式中 $\alpha_{ij,app}$ 为载荷; L 为 γ' 的边长, h 为 γ 通道的宽度.再根据 3 个 γ/γ' 界面接触的应变连续条件,得到方程组

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij,4} + \delta_{ij} &= \epsilon_{ij,1} + \sum_{g=1}^{24} \lambda_{g,1} P_{g,ij} b \\ (\ddot{ij} &= 22, 33, 23) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij,4} + \delta_{ij} &= \epsilon_{ij,2} + \sum_{g=1}^{24} \lambda_{g,2} P_{g,ij} b \\ (\ddot{ij} &= 11, 33, 13) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij,4} + \delta_{ij} &= \epsilon_{ij,3} + \sum_{g=1}^{24} \lambda_{g,3} P_{g,ij} b \\ (\ddot{ij} &= 11, 22, 12) \end{aligned} \quad (11)$$

式中 δ_{ij} 为错配度; $P_{ij} = \frac{1}{2} (m_i \otimes n_j + n_j \otimes m_i)$ 为八面体滑移系 $\{111\} \langle 110 \rangle$ 的 schmid 分量.由于滑移系在其正反两个滑移方向上都可以运动,因此一并计入了与其滑移方向相反的另外 12 个八

面体滑移系 $\{111\} \langle 110 \rangle$ 作为研究对象, 则 $\lambda_{g,k}$ 代表 $g = 1, 2, \dots, 24$ 个滑移系在基体 1, 2 和 3 中的位错密度. 可见, 应变连续方程在基体相中计入了位错导致的塑性变形, 而错配变形则被计入沉淀相中. 联解上述方程组可得到图 2 中三维胞元各区域的正应力及剪应力值.

2 内变量演化方程

由大量试验观测可以得到, 上述胞元模型的区域在变形过程中位错的运动方式和状态有所不同. 位错首先在基体通道中增殖并充满, 期间大量位错落在两相的界面上, 产生对错配应力的缓解和在界面上的攀移, 当不同方向的位错在攀移中相遇时会产生钉扎或湮灭等反应. 当达到一定条件时, 位错会切割 γ' , 形成一系列超晶堆垛层错. 卸载时, 部分位错会发生恢复滑移. 通过这些主要的位错运动机制针对胞元不同区域进行建模, 叠加后可以得到材料整体的塑性变形过程.

此细观滑移模型的主要内变量有 3 个, 即塑性应变 ϵ^p , 基体中可动位错环数量 ρ_{gk} 和 γ/γ' 界面上的位错密度 λ_{gk} . 通过 4 种不同机制对这 3 个内变量进行更新, 这 4 种机制相互独立, 可以根据不同载荷情况选择应用.

本文在原有塑性滑移模型^[9] 的基础上, 结合不同的细观应力模型, 给部分位错运动机制加入了位错密度及时间的影响, 使其不仅更好地符合单晶细观变形细节, 同时也适用于更多材料的变形特征.

2.1 位错填充基体通道及卸载后的反向滑移

单晶材料加载后位错首先出现在基体通道 1, 2 和 3 中. 当基体中的应力达到位错开动的门槛应力值时, 位错开始在 γ 中移动, 或在两个 γ' 之间弯曲, 并在 γ/γ' 界面上留下螺型位错或混合位错片段, 使 γ 产生塑性应变, 位错密度增加.

卸载后基体中的位错环会不稳定, 如果没有发生锁定或消耗等降低能量的反应, 则会产生恢复滑移, 即位错沿原运动轨迹反向滑移, 此恢复滑移使 γ 塑性应变减小, 位错密度减小. 这里基体中可动位错环数量 ρ_{gk} ($g = 1, 2, \dots, 24; k = 1, 2, 3$) 的初值为 ρ_0 .

门槛应力

$$\tau_{gk}^{\alpha \text{ row an}} = \alpha \cdot \frac{\mu b}{h} (1 + \beta \cdot \lambda_{gk}) \tag{12}$$

式中 μ 为剪切模量. 引入位错密度对门槛应力的

影响, 当密度越大时, 位错开动越困难, 用 α 和 β 来描述可以达到不同材料时参数取值仍基本相同的目的. 总应变率为

$$\dot{\epsilon}_k^p = \frac{1}{2} \sum_{g=1}^{24} (m_g \otimes n_g + n_g \otimes m_g) (\dot{\gamma}_{gk}^{\text{filling}} + \dot{\gamma}_{gk}^{\text{back}}) \tag{13}$$

式中滑移剪切应变率和恢复应变率分别为

$$\dot{\gamma}_{gk}^{\text{filling}} = \frac{1}{V_{\text{channel}}} b w (\rho_{gk}^{\text{filling}} - \rho_{gk}) \dot{u}_{gk}^{\text{filling}} \tag{14}$$

$$\dot{\gamma}_{gk}^{\text{back}} = \frac{1}{V_{\text{channel}}} b w \rho_{gk} \dot{u}_{gk}^{\text{back}} \tag{15}$$

式中 V_{channel} 为基体通道的总体积; w 为 $[111]$ 平面上基体通道的宽度. 分切剪应力为

$$\tau_{gk} = m_g \cdot \sigma_k \cdot n_g, \quad \tau_{gk} > \tau_{gk}^{\text{row an}} \tag{16}$$

式中 σ_k 为由胞元应力模型得到的各部分应力状态; $\dot{u}_{gk}^{\text{filling}}$ 和 $\dot{u}_{gk}^{\text{back}}$ 分别为位错填充和恢复的滑移速率, 代表单位时间内位错在基体中滑过的距离

$$\dot{u}_{gk}^{\text{filling}} = \dot{u}_0^{\text{filling}} \sinh \left[\frac{(\tau_{gk} - \tau_{gk}^{\text{row an}}) V^{\text{filling}}}{kT} \right] \tag{17}$$

$$\dot{u}_{gk}^{\text{back}} = \dot{u}_0^{\text{back}} \exp \left[-\frac{q \lambda_{gk}}{kT} \right] \sinh \left[\frac{(\tau_{gk} - \tau_{gk}^{\text{row an}}) V^{\text{filling}}}{kT} \right] < 0 \tag{18}$$

式中 $\dot{u}_0^{\text{filling}}$ 和 $\dot{u}_0^{\text{back}}$ 为初始速率; V^{filling} 为激活体积;

$\lambda_{gk} = \sum_{i=1}^{24} \epsilon_{gi} \sin(\xi_{gk}, \xi_{gi}) \lambda_{ki}$ 代表可能产生反应的位错密度数, 当 $b_g \cdot b_i < 0$, $\epsilon_{gi} = 1$, 当 $b_g \cdot b_i \geq 0$, $\epsilon_{gi} = 0$. 基体中八面体滑移系可动位错环的增长率和恢复率分别为

$$\dot{\rho}_{gk}^{\text{filling}} = \frac{\dot{\gamma}_{gi}^{\text{filling}} \rho_{gi}}{\sqrt{2} L} + \frac{\dot{\gamma}_{gj}^{\text{filling}} \rho_{gj}}{\sqrt{2} L} - 2 \frac{\dot{\gamma}_{gk}^{\text{filling}} d w \rho_{gk}^2}{V_{\text{channel}}} \tag{19}$$

$$\dot{\rho}_{gk}^r = \frac{2 \dot{\gamma}_{gk}^{\text{back}} \rho_{gk}}{\sqrt{2} L} + 2 \frac{\dot{\gamma}_{gk}^{\text{back}} d w (\rho_{gk})^2}{V_{\text{channel}}} \tag{20}$$

式中 $d = \frac{b \mu}{4 \pi (\tau_{gk} - \tau_{gk}^{\text{row an}})}$, γ/γ' 界面上的位错密度增长率及恢复率为

$$\dot{\lambda}_{gk}^{\text{filling}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{V_{\text{channel}}} w \rho_{gk} \dot{u}_{gk}^{\text{filling}} \tag{21}$$

$$\dot{\lambda}_{gk}^{\text{back}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{V_{\text{channel}}} w \rho_{gk} \dot{u}_{gk}^{\text{back}} \tag{22}$$

当 $\lambda_{gk} \leq 0$ 时, 恢复中止. λ_{gk} 是位错密度的主要组成, 这里所说的位错密度都指这一项.

2.2 位错切割基体和沉淀相

当 γ' 的分切应力做功达到切割 其所需的反

向畴界面能时, $\dot{\gamma}$ 被基体中的位错对剪切, 使整个胞元产生塑性变形, 此过程 $k=5$, 位错密度不变, 建模思路与上述机制相同.

总应变率

$$\dot{\epsilon}_5^p = \frac{1}{2} \sum_{g=1}^{24} (m_g \otimes n_g + n_g \otimes m_g) \dot{\gamma}_{gk}^{shear} \quad (23)$$

此时的分切剪应力由 $\dot{\gamma}$ 的应力得到

$$\tau_{gk}^{shear} = m_g \cdot \sigma_4 \cdot n_g \quad (24)$$

滑移剪切应变率

$$\dot{\gamma}_{gk}^{shear} = \sqrt{\frac{3}{2}} b f_{gk}^{shear} (\lambda_{g1} + \lambda_{g2} + \lambda_{g3}) \quad (25)$$

式中 $f_{gk}^{shear} = \frac{U_k^{shear}}{\sqrt{\langle S_{\dot{\gamma}} \rangle}}$ 为剪切频率, $\langle S_{\dot{\gamma}} \rangle = \frac{4L^2}{\sqrt{3}}$

为 [111] 平面上剪切 $\dot{\gamma}$ 的平均面积.

位错切割 $\dot{\gamma}$ 的阻力为

$$\tau^{apb} = \frac{E^{apb}}{b} + \varphi \quad (26)$$

式中 E^{apb} 为反向畴界面能. 在切割机制中, 由于随着时间的推移和持续变形的过程, $\forall \dot{\gamma}$ 界面会逐渐丧失共格, 发生粗化和阻力弱化的现象, 因此给反向畴界面阻力加入时间 t 的效应, φ 取负值时, 表明随着变形持续, 界面的阻力作用在不断减小.

当 $\tau_{gk}^{shear} \geq \tau^{apb}$ 时, 切割速率

$$U_k^{shear} = U^{shear} \sinh \left[\frac{(\tau_{gk}^{shear} - \tau^{apb}) V^{shear}}{kT} \right] \quad (27)$$

当 $\tau_{gk}^{shear} \leq \tau^{apb}$ 时

$$U_k^{shear} = U^{shear} \sinh \left[\frac{(\tau_{gk}^{shear} + \tau^{apb}) V^{shear}}{kT} \right] \quad (28)$$

当 $-\tau^{apb} < \tau_{gk}^{shear} < \tau^{apb}$ 时

$$U_k^{shear} = 0 \quad (29)$$

式中 U^{shear} 为初始速率; V^{shear} 为激活体积.

2.3 位错沿 $\forall \dot{\gamma}$ 界面攀移

落在 $\forall \dot{\gamma}$ 界面上的位错会在 $\dot{\gamma}$ 应力的作用下沿着界面发生攀移, 假设当周围的基体通道中布满位错, 形成闭环时发生攀移. 此时位错环经过长程攀移, 在 $\dot{\gamma}$ 尖角处湮灭, 使 $\dot{\gamma}$ 产生塑性变形, 导致位错密度减小, 属于恢复机制. 此时 $k=4$, 总应变率

$$\dot{\epsilon}_4^p = \frac{1}{2} \sum_{g=1}^{24} (m_g \otimes n_g + n_g \otimes m_g) \dot{\gamma}_{gk}^{climb} \quad (30)$$

分切剪应力同样由 $\dot{\gamma}$ 的应力得到

$$\tau_{gk}^{climb} = m_g \cdot \sigma_4 \cdot n_g \geq 0 \quad (31)$$

滑移剪切应变率

$$\dot{\gamma}_{gk}^{climb} = \sqrt{\frac{3}{2}} b f_{gk}^{climb} \lambda_{(g)}, \lambda_{(g)} = \min_{k=1,2,3} \lambda_{gk} \quad (32)$$

式中 f_{gk}^{climb} 为攀移频率, $\lambda_{(g)}$ 为三个通道中位错密度最小的值, 即可形成闭环湮灭的最大位错密度. 给攀移速率加入时间 t 的效应, 表明温度相对较低时, 攀移在初始有大量位错出现时表现活跃, 而后随着基体位错的饱和而运动逐渐减少; 但温度较高时, 随着持续的高温激活, 攀移会不断升级

$$U_k^{climb} = D(\tau_{gk}^{climb} + \theta t) \quad (33)$$

$\forall \dot{\gamma}$ 界面上的位错密度减小率

$$\dot{\lambda}_{gk}^{climb} = -f_{gk}^{climb} \lambda_{(g)} \quad (34)$$

式中攀移频率 $f_{gk}^{climb} = \frac{U_k^{climb}}{H_{\dot{\gamma}}/4}$; $H_{\dot{\gamma}} = 2\sqrt{3}L$ 为垂直于 [111] 的 $\dot{\gamma}$ 高度.

3 模型参数及算例分析

3.1 模型参数

SC16 在 1123 K 下的弹性常数和 DD3 在 1033 K 下的弹性常数分别取参考文献 [9-10] 中的值, 这里 $\forall$ 和 $\dot{\gamma}$ 的弹性常数取值相同, 见表 1.

表 1 材料及细观几何常数

Table 1 Material and geometry constants		
变 量	SC16(1123K)	DD3(1033K)
b/nm	0.25	0.14
C_{11}/MPa	190000	141768
C_{12}/MPa	125000	68258
C_{44}/MPa	95000	117000
L/nm	450	440
h/nm	150	68
δ	0.002	-0.001

模型参数涉及加载和卸载两部分, 加载部分有 11 个参数, 确定它们需要的试验曲线包括晶体 [001] 方向的 1 条单调拉伸曲线和 1 条蠕变曲线. 这部分参数确定后保持不变, 再用 1 条循环曲线得到卸载部分的 2 个参数. 实际拟合的过程中, 对于 SC16 来说, 拉伸和蠕变的参数基本吻合, 为了使曲线拟合得更好, 只有初始的剪切速率需要调整, 但对于 DD3 来说拉伸和蠕变的参数有部分不一致, 见表 2 所注.

表 2 模型参数
Table 2 Slip model parameters

变 量	SC16(1123K)	DD3(1033K)
α	2/3	2/3
$\beta/10^{-9}$	2.2	2.2
ρ_0	0.01	0.01
$v_0^{\text{slip}}/(nm/s)$	5.53×10^{-2}	3.0×10^{-3} (蠕变) 1.9×10^{-3} (拉伸)
$V^{\text{filling}}(b^3)$	61.4	48.4
$D/(nm/s \cdot MPa)$	2.93×10^{-5}	2.55×10^{-4} (蠕变) 1.85×10^{-5} (拉伸)
θ	-4.1×10^4	-4.1×10^4
$v_0^{\text{shear}}/(nm/s)$	3.19×10^{-3} (蠕变) 3.19×10^{-2} (拉伸)	1.47×10^{-6} (蠕变) 1.59×10^{-4} (拉伸)
$V^{\text{shear}}(b^3)$	24.8	20.3 (蠕变) 53.0 (拉伸)
$E^{\text{apb}}/(J/m^2)$	0.0703	0.055
φ	-4.0×10^2	-4.0×10^2
$(q/\sqrt{2}L)/eV$	1.24×10^{-2}	1.24×10^{-2}
$v_0^{\text{back}}/(nm/s)$	6.31×10^{-4}	3.31×10^{-2}

3.2 算例分析

SC16 在 1123 K 的拉伸曲线如图 4 所示,可以看出这种材料的拉伸曲线大致表现出 3 个主要阶段,且在达到应力最大值后会有应力下降发生,这种现象在应变率越高时越突出.拉伸时的塑性应变主要由位错在基体中的填充和位错剪切机制产生,如图将参数 v_0^{shear} 减小一个数量级,即取 3.19×10^{-3} 时,得到不同应变速率下的拉伸曲线都比试验曲线略偏高.

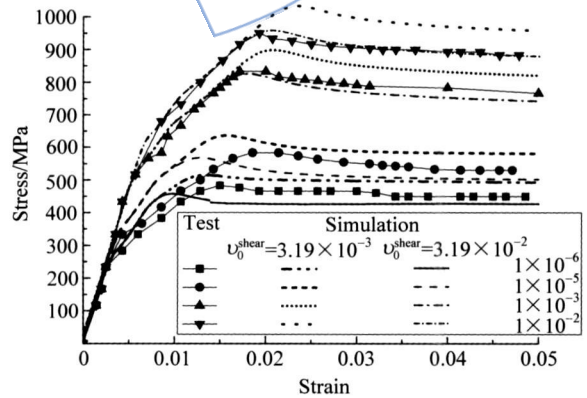


图 4 SC16 在 1123 K 下的拉伸曲线
Fig. 4 Tension of SC16 at 1123 K

DD3 在 1033 K 的拉伸曲线如图 5 所示,从几个不同的应变速率可以看出,在 1033 K 下,屈服应力对应变率不是很敏感.

不同应力下,SC16 在 1123 K 和 DD3 在 1033 K

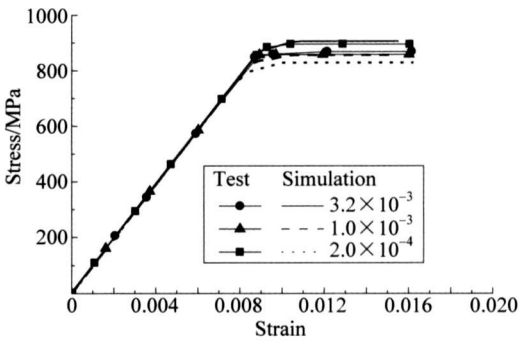


图 5 DD3 在 1033 K 下的拉伸曲线
Fig. 5 Tension of DD3 at 1033 K

下的蠕变曲线分别如图 6 和图 7 所示,可以看出,蠕变一阶段的应变 DD3 的值高于 SC16 的值,蠕变一阶段的应变主要由位错填充和攀移机制产生,在温度相对较低的情况下,给攀移加入时间影响,当填充机制饱和,攀移运动也随时间缓解时,蠕变进入第二(稳定)阶段.可以看到模型计算出的蠕变曲线相对试验曲线在稳定阶段的曲率较大,但最终趋势相近.

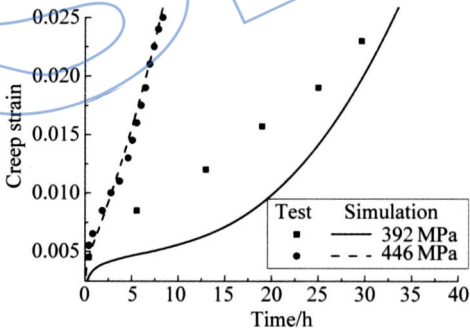


图 6 SC16 在 1123 K 下的蠕变曲线
Fig. 6 Creep of SC16 at 1123 K

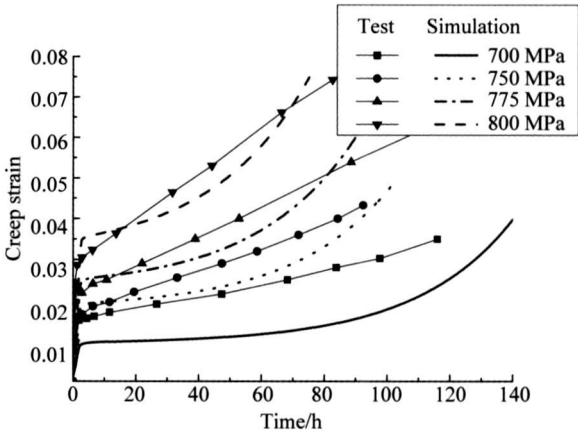


图 7 DD3 在 1033 K 下的蠕变曲线
Fig. 7 Creep of DD3 at 1033 K

DD3 在 1033 K 的对称循环曲线如图 8 和图 9 所示, 可以看到, 第一个循环基本拉压对称. 如果不加入恢复机制, 则其循环曲线在压缩即将进入塑性时会有应力软化出现, 并在蠕变量上也稍偏大, 如图 10 所示的虚线即为无恢复机制时的循环曲线, 与图 9 相比较, 加入恢复机制的曲线更加平滑, 这种恢复机制的作用温度越高时越明显.

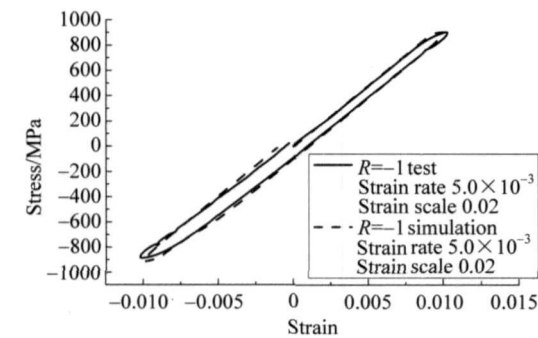


图 8 DD3 在 1033 K 下, 应变范围 0.02 的对称循环曲线
Fig. 8 Fully-reversed cycle of DD3 at 1033 K, strain range 0.02

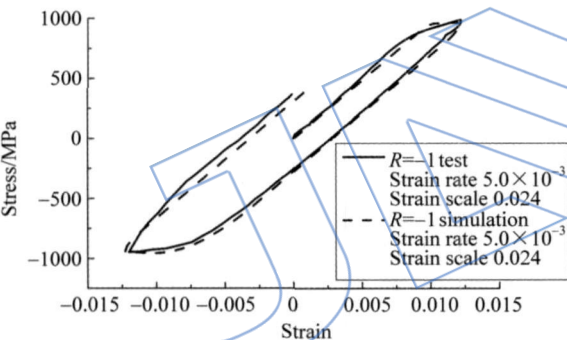


图 9 DD3 在 1033 K 下, 应变范围 0.024 的对称循环曲线
Fig. 9 Fully-reversed cycle of DD3 at 1033 K, strain range 0.024

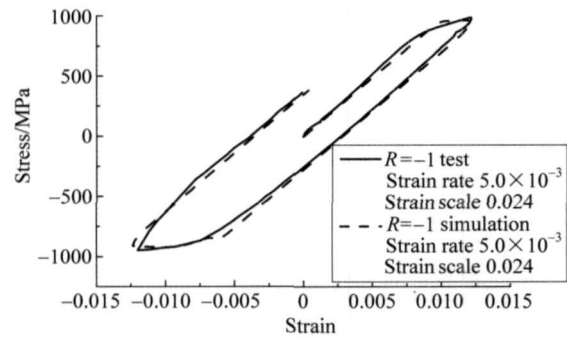


图 10 DD3 在 1033 K 下, 应变范围 0.024 的对称循环曲线(无恢复机制)
Fig. 10 Fully-reversed cycle of DD3 at 1033 K, strain range 0.024 (without backward slip)

4 结 论

本文建立了基于镍基单晶细观两相结构的蠕变模型. 首先, 采用周期性胞元假设, 建立了其上分区的三维应力应变解析模型, 计入了材料细观尺寸、错配及位错密度对其细观应力分布的影响. 其次, 分别针对各区域不同的位错运动机制, 建立了细观的塑性滑移本构模型. 根据不同材料塑性变形的特点, 给出了 Orowan 应力的变化及位错密度的影响, 并给位错的攀移和剪切机制加入时间效应, 使之更符合实际变化过程.

模型可实现对多种材料的拉伸, 蠕变及循环等黏塑性行为的模拟, 与试验曲线比较得到较好的结果. 通过改变不同机制的模型参数, 具体分析了位错填充、攀移、剪切及恢复机制对塑性变形结果的影响, 结合试验观测, 加深了对镍基单晶细观变形的理解.

参考文献:

[1] 任英磊. 一种镍基单晶高温合金的组织演化及高温力学性能[D]. 沈阳: 中国科学院金属研究所, 2002
REN Yinglei Microstructure evolution and mechanical performance at high temperature of a Ni base single crystal [D]. Shenyang: Institute of Metal Research Chinese Academy of Sciences, 2002 (in Chinese)
[2] 刘金来. 一种镍基单晶高温合金的拉伸、持久性能及组织演化[D]. 沈阳: 中国科学院金属研究所, 2002
LIU Jinlai Tension, stress rupture property and microstructure evolution of a Ni base single crystal[D]. Shenyang: Institute of Metal Research Chinese Academy of Sciences, 2002 (in Chinese)
[3] Ganghoffer J F, Hazott A, Denis S Finite element calculation of internal mismatch stresses in a single crystal Nickel base superalloy [J]. Scripta Metallurgica et Materialia, 1991, 25: 2491-2496
[4] Glatzel U, Feller-Kniepmeier M. Calculations of internal stresses in the γ/γ' microstructure of a Nickel base superalloy with high volume fraction of γ' phase [J]. Scripta Metallurgica, 1989, 23: 1839-1844
[5] Muller L, Glatzel U, Feller-Kniepmeier M. Modeling thermal Misfit stresses in Nickel base superalloys containing high volume fraction of γ' phase [J]. Acta Metal Mater, 1992, 40(6): 1321-1327
[6] 郭运强, 张克实, 耿小亮. 细观非均质对镍基单晶双相合金塑性行为的影响 [J]. 稀有金属材料与工程, 2007, 36 (8): 1331-1335
GUO Yunqiang, ZHANG Keshi, GENG Xiaoliang Influence of heterogeneous microstructure on the plastic behavior of single crystal dual phase Ni base superalloy [J]. Rare Metal Materials and Engineering, 2007, 36 (8):

1331-1335 (in Chinese)

[7] Svoboda J, Lukas P. Modelling of recovery controlled creep in Nickel base superalloy single crystals [J]. Acta Mater. , 1997, 45: 125-135

[8] Svoboda J, Lukas P. Creep deformation modelling of superalloy single crystal [J]. Acta Mater. , 2000, 48: 2519-2528

[9] Fedelich B. A microstructural model for the monotonic and the cyclic mechanical behavior of single crystals of superalloys at high temperatures [J]. International Journal of Plasticity, 2002, 18: 1-49

[10] 尹泽勇, 岳珠峰, 杨治国. 各向异性单晶合金结构强度与寿命[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003

YIN Zeyong, YU E Zhufeng, YANG Zhiguo. Anisotropy of structure strength and life of Ni base single crystal[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2003 (in Chinese)

