

文章编号: 1000-8055(2009)09-1994-07

镍基单晶合金蠕变研究: 试验、机理及材料模型

杨晓光¹, 白露¹, 石多奇¹, 于慧臣²

(1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191;

2. 北京航空材料研究院, 北京 100095)

摘 要: 在镍基单晶合金高温蠕变建模研究工作的第一部分, 通过对 DD6 镍基单晶合金不同中断时间的高温蠕变试验及透射电镜(TEM)观察, 结合单晶合金蠕变机理的研究成果阐明了单晶高温蠕变的机理, 并从 Orowan 方程出发, 在晶体塑性理论框架下建立描述晶体滑移系上位错演化规律的方程, 发展了以位错密度变化表征镍基单晶高温蠕变的材料模型. 该模型考虑了较宽温度与载荷范围内单晶的主要蠕变机理, 可较好地建模 750~1100 °C 范围内镍基单晶的各向异性蠕变行为.

关键词: 镍基单晶合金; 蠕变; 位错密度; 本构模型; 滑移系

中图分类号: V250.3

文献标识码: A

Creep research of Ni-based single crystal superalloy : experiment , mechanism and material model

YANG Xiao-guang¹, BAI Lu¹, SHI Duo-qi¹, YU Hui-chen²

(1. School of Jet Propulsion,

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

2. Beijing Institute of Aeronautical Materials, Beijing 100095, China)

Abstract: A new creep model of Ni-based single crystal superalloy was presented. Differential constitutive equations were based on transmission electron microscope (TEM) observation from creep experiment of single superalloy DD6 and mechanisms of single crystal superalloys generation 1 and 2. The non-linear equation was developed under the framework of crystal plasticity and derived from Orowan equation and evolution of dislocation density developed during the creep deformation process with effect of resolving stress level on slip system and temperature. Typical curve shape obtained by the present approach was calculated with a wide range of temperatures and loads in different orientations to demonstrate the validity of the proposed model.

Key words: Ni-based single crystal superalloy; creep; dislocation density; constitutive model; slip systems

镍基高温单晶合金具有优异的抗高温蠕变能力, 已成为先进航空发动机普遍使用的高压涡轮转子叶片材料, 目前主要为第一和第二代单晶材料, 而国外第四代单晶也正在研制. 我国则研制了以 DD3 和 DD6 为代表的第一、第二代单晶

合金^[1-2].

抗高温蠕变能力是涡轮叶片最重要的设计准则之一, 涡轮技术的发展要求使得叶片材料从镍基等轴晶与定向结晶发展到单晶合金. 由于镍基单晶合金本身特有的微观结构特点, 其蠕变呈现

收稿日期: 2008-09-20; 修订日期: 2008-12-19

作者简介: 杨晓光(1962 -), 男, 上海人, 教授、博导, 主要从事疲劳、本构理论及 CAD/CAE 研究.

出复杂的各向异性.镍基单晶材料的蠕变行为受到多种宏观因素的影响,其中最主要的是温度、应力水平以及晶体取向.温度、载荷与晶体取向的不同组合导致了单晶蠕变从宏观现象到微观机理都远比普通的等轴晶合金复杂多变,因此不能通过对所有可能的载荷条件与取向组合进行试验的方式来建立材料模型,高精度的材料模型应当能够从有限的试验建模一定温度范围内不同载荷与方向上的材料行为.

针对涡轮叶片典型的工作条件,目前国内外对单晶蠕变进行的试验研究主要集中在750~1100℃.载荷从较低温度750℃时的700~850 MPa到较高温度950℃时的150~300 MPa;典型的晶体取向为 $[001]$ 、 $[011]$ 和 $[\bar{1}11]$ ^[3-7].通常在较低的温度区(750℃左右)和较高的载荷下,蠕变有明显的第一和第二阶段,并且应力在低于某一门槛值时,蠕变基本可忽略;而对较高的温度区(950℃左右),在大部分蠕变期内,都明显地显示蠕变第三阶段的特征.此外,这些特点还会受到晶体取向的影响.已有的研究表明,即使是 $[001]$ 取向的微小偏离也会显著地影响蠕变行为^[4,6,8].目前在文献中可见很多对第二代单晶合金CMSX-4的蠕变研究,其对蠕变全过程的详细记录,很好地揭示了前面提到的温度和载荷范围内蠕变率与蠕变应变及时间的关系,为建立和校验材料模型提供了基础,特别是MacLachlan等做的工作^[3-4,6,9-10].蠕变速率的变化,宏观上可用在变形过程所谓的应变软化、硬化及其相互作用来说明,而从微观上看,是材料中的位错运动主导着变形过程.对于高温区(950℃)的蠕变,位错运动主要在 γ 通道中,以 $\{111\} \langle 110 \rangle$ 型滑移系的位错为主,运动方式有攀移、剪切等^[5,9-11].位错运动速度、位错密度及其变化与温度和应力水平密切相关,因此,通过试验对位错在蠕变期间变化规律的理解,可使得描述蠕变规律的数学方程有着更深刻的物理基础.由于单晶合金特殊的微观结构,因此需要在晶体塑性理论框架^[12]下建立模型.这样既可以考虑晶体伸长,也可考虑晶格旋转,并通过变形梯度与滑移系上剪切应变率的关联实现宏观结合.这样,滑移系上材料方程的建立就成为镍基单晶蠕变建模的核心内容.目前主要采用两类方法:一类是由Hutchinson,Asaro^[12-13]等在建立晶体塑性理论时建立的方程,并有很多人在此基础上进行扩展,如MacLachlan等的工作,它引入了各向异性损伤变量,并特别研究了在较低温

度区八面体次滑移系开动的机理等问题;另一类^[14-15]则采用了位错演化所表征的机理及其相关数学方程的方法,也可耦合损伤,但是当分解剪切应力为零或很小时,滑移系上剪切应变率可能不为零.

本文通过对国产第二代单晶合金DD6高温蠕变的试验研究,结合分析国内外对蠕变机理的研究成果,提出了新的基于位错演化规律的单晶蠕变本构模型,并编写成ABAQUS/UMAT用户材料子程序,利用DD3,DD6和CMSX-4等单晶合金的蠕变数据进行了验证.

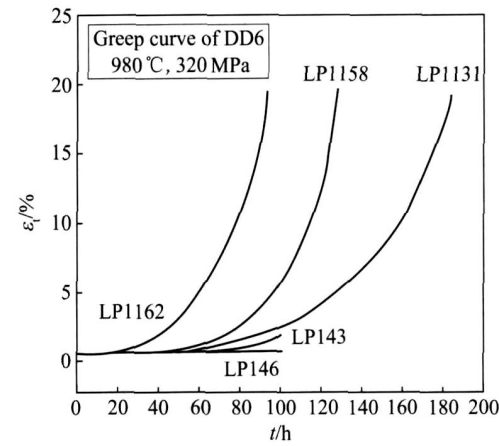
1 高温蠕变试验及位错演化分析

采用MTS-810疲劳试验机,在温度为980℃,压力为320 MPa条件下对单晶合金DD6进行了蠕变试验,试样标距尺寸为 $\phi 5 \times 25$ mm,试验中准确记录蠕变的时间-应变数据及晶体取向,见图1.高温蠕变有中断的蠕变试验在MTI-3T蠕变试验机上进行,温度为980℃,载荷为260 MPa,晶体取向控制在偏离 $[001]$ 方向的5°内.三件试样分别在5,20 h和100 h中断试验,加上最后蠕变断裂的试样,在试样的标距内沿径向和轴向切割,通过磨制、抛光等步骤制备透射电镜(transmission electron microscope,简称TEM)样品,利用JEOL 2000FX电镜对样品进行观测.

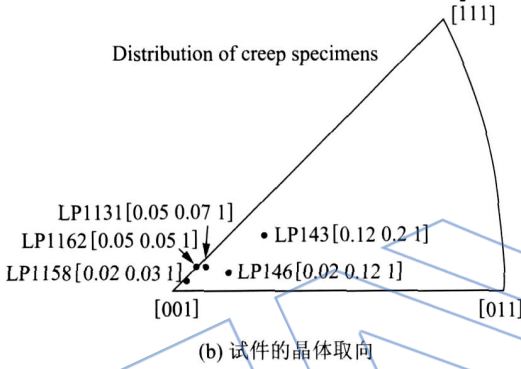
图1中的蠕变曲线与国外的试验结果相似,第二代镍基单晶材料在这样的载荷范围和950℃以上的温度情况下,几乎没有蠕变第一阶段,其主要表现是蠕变应变率随蠕变应变累积不断增大,呈现出蠕变第三阶段的特点.在温度和载荷相同的条件下,晶体取向与 $[001]$ 方向间的偏离,也会导致明显的蠕变变形差异.对比晶体取向可以看到,单纯用晶向与 $[001]$ 方向间的角度并不能反映这种差异,可能需要考虑晶向向 $[011]$ 方向或 $[\bar{1}11]$ 方向的偏离,这一特点有必要在将要提出的蠕变模型中加以反映.

由图2不同蠕变时间的TEM图可以看出 γ' 粒子的形状在逐渐改变,出现筏化的特征.对比图2(a)和图2(b),可见筏化的 γ' 是平行于试样的横断面的板状结构,而且在蠕变断裂阶段的筏化特征更为明显,这表明DD6在980℃的使用条件下,可能需要考虑微结构的变化对蠕变性能的影响.但是从图中也可看到,在蠕变早期并没有出现明显的筏形化特性(5 h中断试样),而在1150℃条件下筏化过程在蠕变很早阶段就已经完成^[5],

这表明了温度对材料微观组织演化的决定性影响.



(a) 蠕变的ε-t曲线



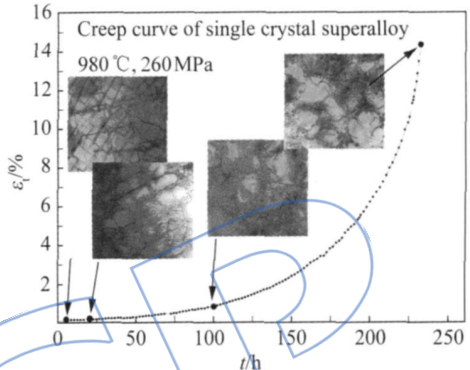
(b) 试件的晶体取向

图 1 DD6, 980 °C, 320 MPa 的蠕变曲线

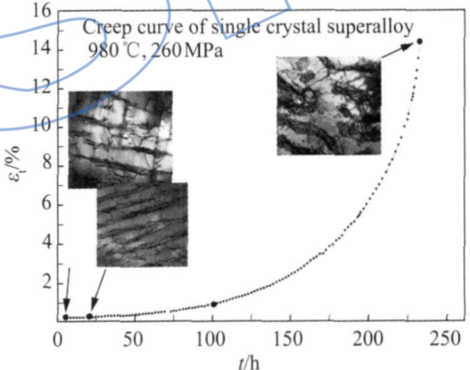
Fig. 1 Creep curves of DD6 at 980 °C and 320 MPa

从 DD6 不同时间的位错组织看(见图 2),蠕变早期位错就发展得较为充分,趋于饱和(20 h 中断的 TEM 图),表明在 980 °C 下,与第一和第二蠕变阶段对应的变形机制已经快速完成,蠕变很早就进入第三阶段,而且其后有 γ 筏形化特征出现.在该蠕变阶段中,存在两种粗化(筏化)的过程:非定向的 γ 粗化,这是由趋于降低系统的整个 γ/γ 界面能的驱动力驱动的;定向的 γ 粗化,由趋于补偿晶格错配的驱动力驱动.由于存在非定向的 γ 粗化,因此 γ 粒子趋于溶解或扩散它们具有较大比表面积的部分,诸如粒子的边或角部分,以补偿如立方体的面部分,其结果是 γ 粒子从立方形逐渐变为椭球形形状.另一方面,通过定向 γ 粗化, γ 粒子在垂直于应力轴方向上生长并逐渐连接形成板状结构.随着这种筏形化过程的进行,所有的 γ 粒子逐渐组合成连续体,而 γ 基体通道被 γ 相连续体隔开形成非连续体. γ 相和 γ 相以及连续体和非连续体的相互转换对于合金的蠕变抗力十分重要,由于 γ 相由于具有超晶格

结构而难以被位错切割,通常 γ 相容纳了变形过程中的大部分位错的萌生和积聚过程,因此 γ 相的连续结构会在蠕变过程中对在其中运动的位错产生很大的阻力.而从图 2 中蠕变断裂时的微观组织可以看到,DD6 在试验条件下主要发生的是非定向的 γ 粗化,图中可见 γ 从立方形逐渐向椭球形变化.如果 γ 完全定向筏化成板状的微结构,就需要微结构力学建模技术来反映这种转变造成的宏观蠕变性能变化.



(a) 垂直[001]截面



(b) 平行[001]截面

图 2 DD6 不同蠕变中断时间的位错组织 TEM 观察

Fig. 2 Typical TEM microstruction of DD6 at various interrupt time

2 基于位错密度演化的镍基单晶蠕变模型

对于单晶材料,可以在晶体塑性理论的框架下建立本构模型.这一理论通过变形梯度和速度梯度关联晶体滑移系上的行为和材料宏观变形,其理论研究已较为完备^[12].而在本节中,我们将根据试验观察以及对单晶高温合金蠕变机理的总结,建立起描述其蠕变过程的模型方程.

2.1 基于位错密度演化规律的蠕变基本方程

非弹性应变率 $\dot{\epsilon}^{\text{in}}$ 与可动位错密度 ρ 最基本的

关系式是 Orowan 方程^[3,7]

$$\dot{\epsilon}^{\text{in}} = \rho b v \quad (1)$$

式中 b 为位错的 Burgers 矢量, v 为位错的运动速度. 随着非弹性应变的累积, 位错密度会增加, Talytor 给出了位错形成速率 $\dot{\rho}$ 与 ρ 和 v 的关系

$$\dot{\rho} = k \rho v \quad (2)$$

这里的 k 为常数, 将式 (1) 代入可以得到 $\dot{\rho} = \frac{k}{b} \dot{\epsilon}^{\text{in}}$; 积分可得到

$$\rho = \rho_0 + M \epsilon^{\text{in}} \quad (3)$$

这里的 ρ_0 为初始位错密度, M 表示位错密度与累积非弹性应变间的系数. 根据式 (1), (3) 可以得到

$$\dot{\epsilon}^{\text{in}} = \dot{\epsilon}_i + \phi \dot{\epsilon}^{\text{in}} \quad (4)$$

其中的 $\dot{\epsilon}_i$ 表示来自 ρ_0 的初始应变速率, 而 ϕ 为应变速率与累计应变之间的系数.

显然式 (3) 并未考虑可能存在的阻碍位错运动的过程, 但根据我们前面的论述, 随着材料中位错密度的增加, 位错之间交互作用的增强将引起可动位错增加率下降. 对 DD6 的观察表明位错的结构确实较快地趋于饱和. 因此, 位错密度的演化规律需要同时引入软化和强化机制的影响, 式 (3) 可以表示位错随非弹性应变增加的过程, 而另一方面则用一个指数的规律表示随着位错总数的增加而发生的可动位错增长率降低. 再考虑到其后蠕变大部分阶段可动位错密度变化不大的现象, 引入一个常数与这个指数函数结合, 因此可动位错密度与非弹性应变的关系改写为

$$\rho_m = (\rho_0 + M \epsilon^{\text{in}}) [\exp(-\phi \epsilon^{\text{in}}) + \kappa] \quad (5)$$

相应地非弹性应变速率为

$$\dot{\epsilon}^{\text{in}} = (\dot{\Gamma} + \Omega \dot{\epsilon}^{\text{in}}) [\exp(-\phi \epsilon^{\text{in}}) + \lambda] \quad (6)$$

这里的 $\dot{\Gamma}$, Ω , ϕ 和 λ 为材料常数, 分别表示初始位错密度、位错增殖、变形硬化以及稳态位错组织的影响. 由文献[6], 通过式 (7) 把这些参数与与温度和应力水平相关, 引入温度和应力对蠕变的影响.

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma} &= a_1 \exp \left\{ b_1 \sigma - \frac{Q_1}{RT} \right\} \\ \Omega &= a_2 \exp \left\{ b_2 \sigma - \frac{Q_2}{RT} \right\} \\ \phi &= a_3 \exp \left\{ b_3 \sigma - \frac{Q_3}{RT} \right\} \\ \lambda &= a_4 \exp \left\{ b_4 \sigma - \frac{Q_4}{RT} \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

这里的 a_i , b_i 和 Q_i 为材料参数.

2.2 滑移系上的方程

晶体塑性理论认为材料的非弹性变形来自参与变形的滑移系上发生的位错活动, 在滑移面上用分解剪切应变率 $\dot{\gamma}$ 表示. 由于同一类型的滑移系在空间上具有对等关系, 假设在晶体中所有有位错运动的滑移系, 其位错密度的演化规律均与其宏观规律相似. 因此, 根据式 (6), 第 α 个滑移系上剪切变形速率 $\dot{\gamma}^{\alpha}$ 随累积剪切变形 γ^{α} 变化的方程为

$$\dot{\gamma}^{\alpha} = (\dot{\Gamma} + \Omega \dot{\gamma}^{\alpha}) [\exp(-\phi \gamma^{\alpha}) + \lambda] \quad (8)$$

同样地 $\dot{\Gamma}$, Ω , ϕ 和 λ 为材料常数, 与温度和滑移系上的分切应力水平 τ^{α} 有以下关系:

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma} &= A_1 \exp \left\{ B_1 \tau^{\alpha} - \frac{Q_1}{RT} \right\} \\ \Omega &= A_2 \exp \left\{ B_2 \tau^{\alpha} - \frac{Q_2}{RT} \right\} \\ \phi &= A_3 \exp \left\{ B_3 \tau^{\alpha} - \frac{Q_3}{RT} \right\} \\ \lambda &= A_4 \exp \left\{ B_4 \tau^{\alpha} - \frac{Q_4}{RT} \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

这里的 A_i , B_i 和 Q_i 同样为材料参数. 应注意到, 式 (9) 描述的是当前滑移系上某一滑移的剪切应变率与自身滑移累积剪切应变的关系. 事实上位错运动的过程中会遇到其他滑移系上的“林”位错, 由于位错之间相互作用的存在, “林”位错会阻碍当前位错的运动从而引起交互硬化现象. 这里假设这种交互强化的程度由作用在各个滑移上的应力水平决定. 根据我们对二代单晶蠕变变形机理的研究和总结, 在式 (8) 的模型引入一个量 ψ 表示滑移系之间的交互作用, 则模型的形式改写成式 (10). 对来自其它同类型滑移系上滑移对当前滑移的作用, 只认为被激活的滑移系才对该滑移起作用, ψ 按式 (11) 计算. 从式中可看出, 当两个相互影响的滑移上的分解剪切应力相等时, 相互作用最大.

$$\dot{\gamma}^{\alpha} = (\dot{\Gamma} + \Omega \dot{\gamma}^{\alpha}) \cdot [\exp(-\phi \gamma^{\alpha} - \psi) + \lambda] \quad (10)$$

$$\psi = k \sum_{\beta \neq \alpha}^i \left| \frac{\tau^{\beta}}{m + \tau_{\max} - \tau^{\beta}} \right| \quad (11)$$

其中 $\tau_{\max}$ 是当前类型的滑移系上分解剪切应力的最大值, 参数 m 在双滑移的两个滑移系的应力水平具有相等数值时表示交互作用最强的状态, k 为系数, 这里的 k 和 m 为经验数值.

3 模型的分析与讨论

为了表明所建立的材料模型能表征镍基单晶合金在涡轮叶片主要的温度和载荷范围,以及典型的晶体取向时蠕变的特征,本节根据蠕变在高温的低温度区域(750 °C左右)和高温度区域(950 °C左右)的典型蠕变率与蠕变和时间的关系,对材料模型的表征能力进行分析.二代单晶在此温度范围内的蠕变曲线特征参见 MacLachlan 和 Knowles 等人的工作^[3-6,10].

对于高温度区域较低应力水平的蠕变,计及了 $\{111\} \langle 110 \rangle$ 型和 $\{100\} \langle 110 \rangle$ 型滑移的作用,这时这两组滑移系上的位错活动所要求的门槛应力不需考虑.图3给出了这样的条件下,在温

度、应力及三个典型取向方向变化时的蠕变曲线表征示意图.从图中可见,模型反映出几种条件对蠕变的影响,即温度升高和应力升高导致的蠕变速率增大以及在 $[001]$ 、 $[011]$ 和 $[111]$ 取向上存在的方向性差异,这些特点都与试验结果一致,体现出这一温度区域主要为蠕变第三阶段的特征.

当蠕变发生在相对温度较低的高温区域(760 °C左右),计算中对激活滑移系选择需要考虑到应力水平的影响,即在分切应力低于位错剪切过 γ 所要求的门槛应力时变形主要来自 $\{111\} \langle 110 \rangle$ 型滑移系,而在分切应力水平高于门槛应力时由 $\{111\} \langle 112 \rangle$ 型滑移系上的位错起主导作用,计算得到的该温度区域典型蠕变特征如图4所示.

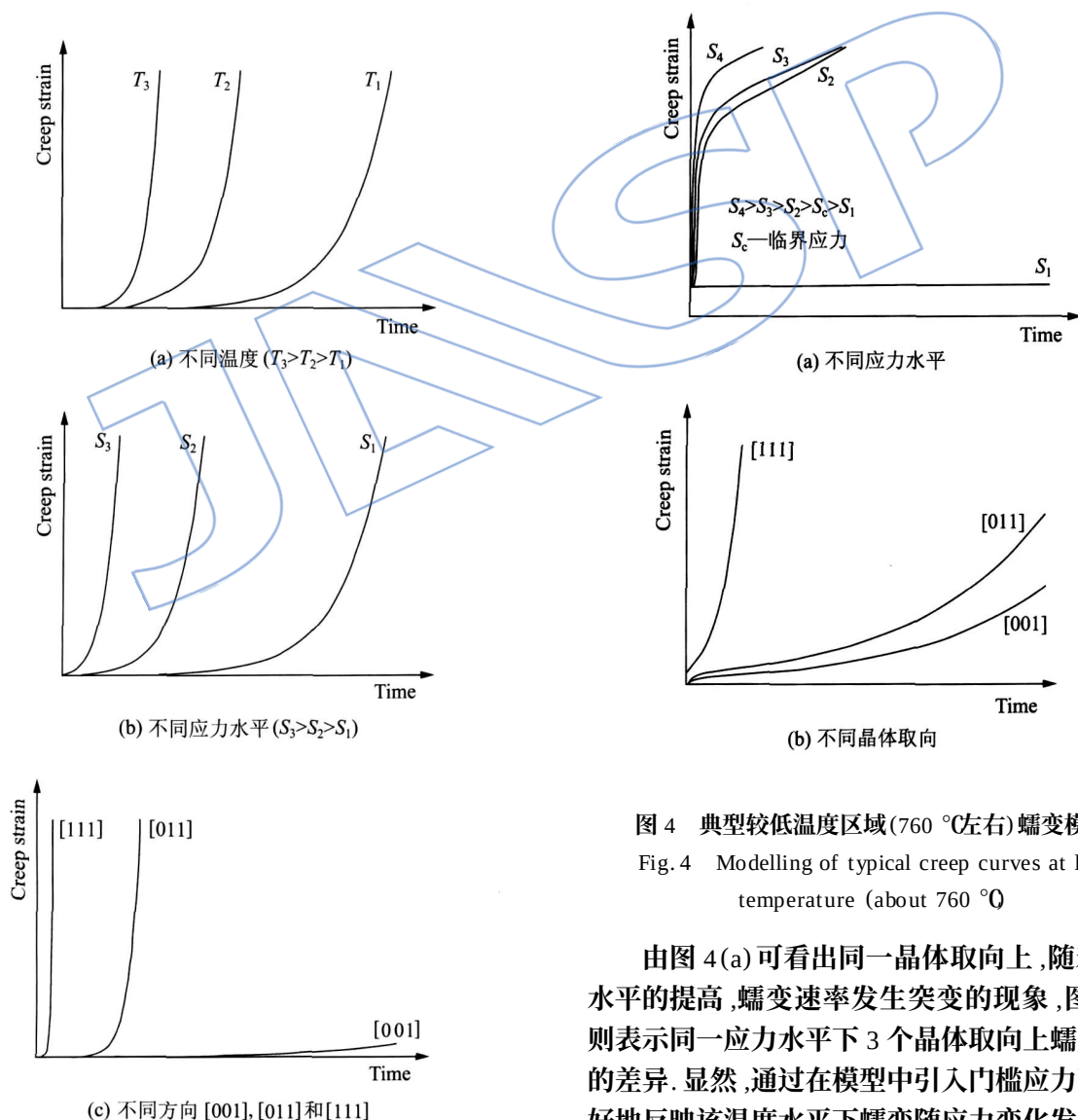


图3 高温度区域(950 °C左右)典型蠕变模拟
Fig.3 Modelling of typical creep curves at high temperature (about 950 °C)

图4 典型较低温度区域(760 °C左右)蠕变模拟

Fig.4 Modelling of typical creep curves at low temperature (about 760 °C)

由图4(a)可看出同一晶体取向上,随着应力水平的提高,蠕变速率发生突变的现象,图4(b)则表示同一应力水平下3个晶体取向上蠕变行为的差异.显然,通过在模型中引入门槛应力可以很好地反映该温度水平下蠕变随应力变化发生的复杂现象以及不同方向上的力学性能差异.图4(b)中出现了 $[111]$ 方向上的快速变形,计算分析表明这一方向上门槛应力的数值非常高,使得缺乏硬

化的{100} < 110 > 型滑移系主导了变形,文献中也提到即使温度较低时该方向的材料试验中也未

观察到明显的门槛应力^[16]. 通过改变参数,本文提出的模型可以模拟不同的蠕变变形-时间以及蠕变应变率-蠕变变形的变化规律,图 5 中给出了两种典型的模式.

由上面的计算分析可见,本文所建立的材料模型较符合镍基单晶材料中发生的物理过程,能够反映出各种因素包括温度、应力水平以及晶体取向对蠕变的复杂影响. 从材料模型的形式看,可以使用同一个方程实现对几种温度和应力条件下不同特点的蠕变行为进行模拟,并反映出变形的各向异性. 考虑到使用单晶高温合金的实际部件往往具有复杂的温度分布和较大的载荷,晶体的方向即使控制在限定的范围内也会有一定的分布区间,上述特点将有利于模型在设计分析中的实际应用.

4 结 论

本文在镍基单晶的蠕变现象和微观变形机制的研究基础上,建立起滑移系上基于位错密度演化规律的高温蠕变模型,并实现了对不同温度、应力条件以及各个方向的蠕变行为的计算模拟. 对模型的分析表明,本文所建立的镍基单晶高温蠕变模型能够通过模拟材料蠕变过程中发生的变形机制来描述其宏观变形,具有良好的适应能力,可以用于描述较大的温度和应力范围以及任意方向的材料蠕变特性. 论文的第二部分利用晶体塑性理论将模型编写成 ABAQUS/ UMAT 子程序以进行结构的有限元分析,实现用模型对 DD3, DD6 和 CMSX-4 等材料进行蠕变计算.

参考文献:

[1] 陈荣章. 单晶高温合金发展现状[J]. 材料工程, 1995, (8) : 3-12.
CHEN Rongzhang. Development status of single crystal superalloys[J]. Journal of Material Engineering, 1995, (8) :3-12. (in Chinese)
[2] 王开国,李嘉荣,曹春晓. 单晶高温合金蠕变行为研究现状[J]. 材料工程. 2004, (1) : 3-7.
WANG Kaiguo, LI Jiarong, CAO Chunxiao. Present situation of study on creep behavior of single crystal superalloys[J]. Journal of Material Engineering, 2004, (1) :3-7. (in Chinese)
[3] Maclachlan D W, Gunturi G S, Knowles D M. Modelling the uniaxial creep anisotropy of nickel base single crystal superalloys CMSX-4 and RR2000 at 1023 K using a slip system based finite element approach[J]. Computational Materials Science, 2002, 25 (1-2) : 129-141.

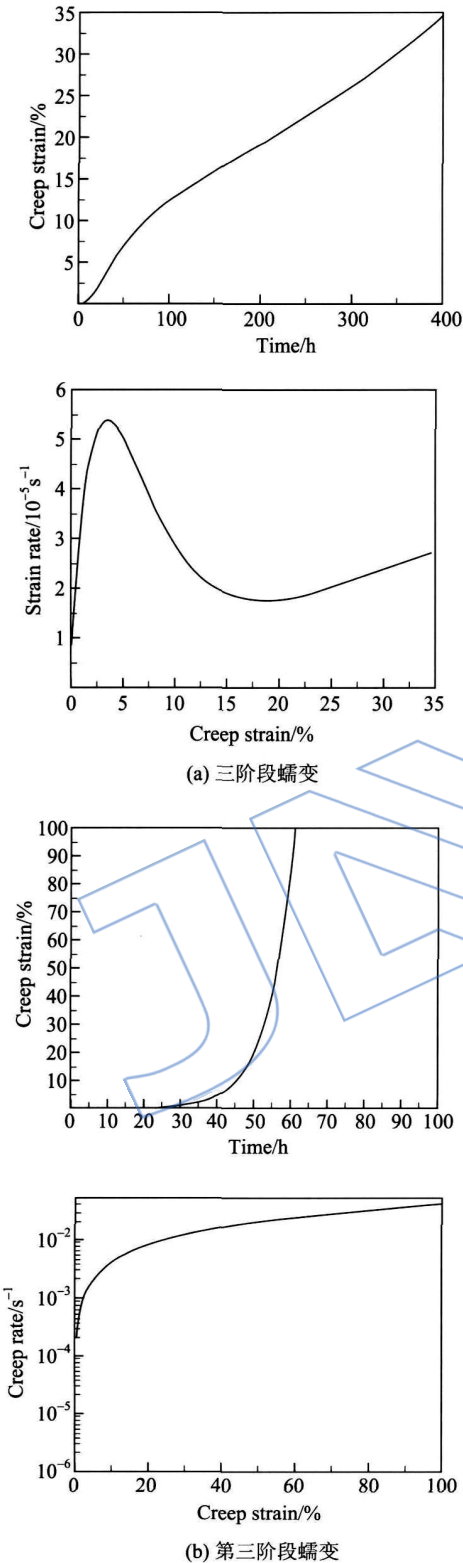


图5 方程(11)在不同参数下给出的蠕变 ϵ_t 和 $\dot{\epsilon}\epsilon$ 曲线
Fig. 5 Creep ϵ_t and $\dot{\epsilon}\epsilon$ curves of eq. (1) with various parameters

- [4] Maclachlan D W, Wright L W, Gunturi S, et al. Constitutive modelling of anisotropic creep deformation in single crystal blade alloys SRR99 and CMSX-4[J]. International Journal of Plasticity, 2001, 17(4): 441-467.
- [5] Reed R C, Matan N, Cox D C, et al. Creep of CMSX-4 superalloy single crystals: effects of rafting at high temperature[J]. Acta Materialia, 1999, 47(12): 3367-3381.
- [6] Matan N, Cox D C, Carter P, et al. Creep of CMSX-4 superalloy single crystals: effects of misorientation and temperature[J]. Acta Materialia, 1999, 47(5): 1549-1563.
- [7] Sass V, Glatzel U, Feller-kniepmeier M. Anisotropic creep properties of the nickel-base superalloy CMSX-4[J]. Acta Materialia, 1996, 44(5): 1967-1977.
- [8] Gunturi S S, Maclachlan D W, Knowles D M. Anisotropic creep in CMSX-4 in orientations distant from $\langle 001 \rangle$ [J]. Materials Science and Engineering A, 2000, 289(1-2): 289-298.
- [9] Chen Q Z, Knowles D M. Mechanism of $\langle 112 \rangle / 3$ slip initiation and anisotropy of γ' phase in CMSX-4 during creep at 750 °C and 750 MPa[J]. Materials Science and Engineering A, 2003, 356(1-2): 352-367.
- [10] Knowles D M, Gunturi S. The role of $\langle 112 \rangle \{111\}$ slip in the asymmetric nature of creep of single crystal superalloy CMSX-4[J]. Materials Science and Engineering A, 2002, 328(1-2): 223-237.
- [11] Sass V, Feller-kniepmeier M. Orientation dependence of dislocation structures and deformation mechanisms in creep deformed CMSX-4 single crystals[J]. Materials Science and Engineering A, 1998, 245(1): 19-28.
- [12] Asaro R J, Lubarda V A. Mechanics of solids and materials[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
- [13] Hutchinson J W. Bounds and self-consistent estimates for creep of polycrystalline materials[J]. Proc. Roy. Soc. Series, A, 1976, 348: 101-127.
- [14] Ghosh R N, Curtis R V, Mclean M. Creep deformation of single crystal superalloys-modelling the crystallographic anisotropy[J]. Acta Metallurgica et Materialia, 1990, 38(10): 1977-1992.
- [15] Ghosh R N, Mclean M. Modelling the orientation dependence of tertiary creep in single crystal superalloys [J]. Scripta Metallurgica, 1989, 23(8): 1301-1306.
- [16] Qi W, Brocks W, Bertram A. An FE-analysis of anisotropic creep damage and deformation in the single crystal SRR99 under multiaxial loads[J]. Computational Materials Science, 2000, 19: 292-297.