

一种镍基单晶高温合金压缩蠕变强度的各向异性*

沙玉辉^{1,2)} 左良¹⁾ 张静华²⁾ 徐永波²⁾ 胡壮麒²⁾

1) 东北大学材料与冶金学院, 沈阳 110004

2) 中国科学院金属研究所材料疲劳与断裂国家重点实验室, 沈阳 110016

摘要 研究了镍基单晶高温合金压缩蠕变强度的各向异性。结果表明, 压缩蠕变强度的取向依赖性与温度有关, 其由大到小的排序分别为: 1023 K — [110], [111], [001]; 1123 K — [110], [001], [111], 当蠕变速率小于 $8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 时, [001] 与 [110] 间的各向异性减弱; 1223 K — [110], [001], [111], 但 [001] 与 [110] 间的各向异性变得非常弱。通过蠕变门槛应力分析, 确定了上述取向在不同区域中的蠕变控制机制, 并据此解释了压缩蠕变强度的各向异性。

关键词 镍基单晶高温合金, 压缩蠕变强度, 各向异性, 门槛应力

中图分类号 TG146.1, TG113.25 **文献标识码** A **文章编号** 0412-1961(2001)011-1142-05

ANISOTROPY OF COMPRESSION CREEP STRENGTH IN A NICKEL-BASE SINGLE CRYSTAL SUPERALLOY

SHA Yuhui^{1,2)}, ZUO Liang¹⁾, ZHANG Jinghua²⁾, XU Yongbo²⁾, HU Zhuangqi²⁾

1) School of Materials and Metallurgy, Northeastern University, Shenyang 110004

2) State Key Laboratory for Fatigue and Fracture of Materials, The Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110016

Correspondent: SHA Yuhui, associate professor, Tel: (024)23968655, E-mail: yuhuisa@163.net

Manuscript received 2001-01-04, in revised form 2001-06-04

ABSTRACT The anisotropy of compression creep strength in a nickel-base single crystal superalloy was investigated. The results showed that the anisotropy of compression creep strength depends on temperature, which decreases in the following order: 1023 K—[110], [111], [001]; 1123 K—[110], [001], [111], while the anisotropy between [001] and [110] weakens as creep rate is lower than $8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$; 1223 K—[110], [001], [111], but the anisotropy between [001] and [110] becomes very weak. Through the analysis of creep threshold stress, the controlling creep mechanisms were determined, and by which the anisotropy of compression creep strength was explained.

KEY WORDS nickel-base single crystal superalloy, compression creep strength, anisotropy, threshold stress

镍基单晶高温合金由于具有很高的蠕变、疲劳、氧化及腐蚀抗力而成为新一代发动机叶片材料。尽管 [001] 取向的综合性能最优, 而且叶片基本也是承受 [001] 轴向的离心载荷, 但叶片的复杂形状及各部分的温度梯度仍会产生多轴应力。因此, 为了优化单晶叶片的设计, 充分利用 Ni 基单晶高温合金优异的高温强度, 必须理解其蠕变行为的取向依赖性及相关机制。研究表明^[1-4], 蠕变寿命强烈依赖于加载轴取向, 且 (110) 取向具有最低的拉伸蠕变寿命。Caron 等^[4] 发现, 在中温区域 (1023—1123 K), [001] 和 [111] 取向的相对蠕变强度随 γ' 颗粒尺寸的增

大发生变化, 而 [011] 取向的蠕变强度则保持最低; 在高温区域 (1223—1323 K), 取向及颗粒尺寸对蠕变强度的影响明显减小。Sass 等^[5] 的拉伸蠕变结果表明, 1123 K, [001] 取向蠕变强度最高, [111] 强度最低; 在 1253 K, [001] 与 [011] 取向的各向异性程度显著降低, 而 [111] 取向强度仍然最低。Courbon 等^[6] 研究发现 <110> 取向在 1023 和 1123 K 下的压缩蠕变速率均比 <100> 取向的压缩蠕变速率低。

由于以上结论是在单一的温度或应力下获得的, 而蠕变机制与变形条件密切相关, 因此本文选择较宽的温度和应力范围, 旨在获得对 Ni 基单晶高温合金蠕变行为及其取向依赖性的系统认识。

1 实验方法

实验用单晶合金 DD8 成分列于表 1。[001] 取向的

* 国家自然科学基金资助项目 59871052

收到初稿日期: 2001-01-04, 收到修改稿日期: 2001-06-04

作者简介: 沙玉辉, 男, 1969 年生, 博士, 副教授

表 1 DD8 合金及 γ 及 γ' 相成分
Table 1 Compositions of DD8 alloy, γ and γ' phases

Alloy/phase	(mass fraction,%)						
	Ni	Co	Ti	Al	Cr	W	Ta
DD8	59.85	8.21	4.58	8.05	17.17	1.77	0.37
γ'	71.60	2.17	8.78	12.43	2.91	1.47	0.64
γ	47.47	14.52	0.19	3.51	32.10	2.12	0.08

单晶棒经热处理后形成如图 1 所示的显微组织, 边长 250 nm 的立方体形 γ' 颗粒沿 $\{100\}$ 面规则排列于 γ 基体中, γ' 相体积分数约为 60%, 基体通道宽度约为 46 nm. 热处理后的单晶棒经 Laue 背散射法定向后, 用线切割切取轴向分别为 $[001]$ 、 $[110]$ 及 $[111]$ 取向的压缩试样. 实验是在 1023、1123 和 1223 K 下, 以 4×10^{-4} 、 8×10^{-5} 、 8×10^{-5} 及 $8 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ 恒速率变形方式进行, 以获得准确的蠕变速率, 蠕变应力则通过应力应变曲线上的稳态应力来确定. 实验过程中温度波动控制在 $\pm 2 \text{ K}$ 以内, 实验环境为空气, 样品在实验前经过仔细的机械和电解抛光.

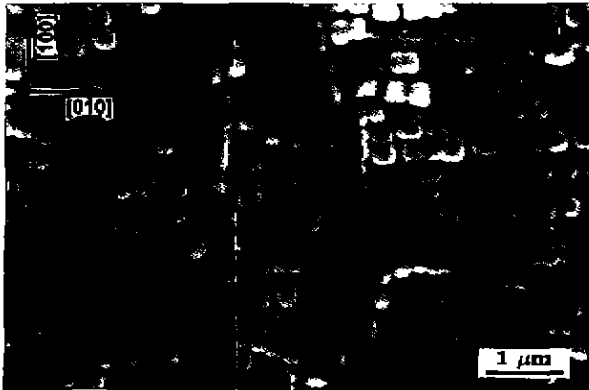


图 1 单晶高温合金 DD8 的显微组织

Fig.1 Microstructure of the single crystal superalloy DD8

2 实验结果

2.1 蠕变速率的应力依赖性

稳态蠕变速率 $\dot{\epsilon}$ 通常可用 Dorn 方程表示:

$$\dot{\epsilon} = A\sigma_a^{n_a} \exp\left(-\frac{Q_a}{RT}\right) \quad (1)$$

式中 σ_a 为实验应力, T 为实验温度, A 为与材料结构有关的常数, R 为气体常数, n_a 、 Q_a 分别为表观应力指数和激活能. 作 $\ln \dot{\epsilon} - \ln \sigma_a$ 曲线, 得到 $[001]$ 、 $[110]$ 及 $[111]$ 取向的蠕变速率应力依赖性, 分别示于图 2a-c 中. 从图中可见, 三个取向具有相似的蠕变速率应力依赖性, 在 1023 和 1123 K, 都可以依据应力指数分为两个区

域, 高应力区内的应力指数高于低应力区; 而在 1223 K, 则都具有单一的应力指数. 综合三个温度, 可将整个实验应力范围分成三个区域: RI、RII 和 RIII, 每个区域具有相近的应力指数.

2.2 蠕变门槛应力

对于两相合金, 通常在式 (1) 中引入有效应力 σ_e : $\sigma_e = \sigma_a - \sigma_{th}$, σ_{th} 称为门槛应力. Dorn 方程变成以下的形式 [7,8]:

$$\dot{\epsilon} = A'(\sigma_a - \sigma_{th})^n \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (2)$$

式中 A' 为材料常数, n 和 Q 分别为真应力指数和激活能. 以 $\dot{\epsilon}^{1/n} - \sigma$ 作图, 并将曲线外推至 $\dot{\epsilon} = 0$, 此时对应的应力值即为门槛应力 σ_{th} . 由于高温合金的 n 值在 3—5 之间 [9—11], 经过对 $n=3, 4, 5$ 分别进行尝试, 发现 $\dot{\epsilon}^{1/5} - \sigma$ 线性最好 (见图 3). 以此获得的门槛应力值列于表 2 中. 从图 4 和表 2 可以看出, 门槛应力大致分为三组: (A, F, K), (B, C, G, H, L, M), (D, E, I, J, N, O), 分别对应图 2 中的 RI, RII 和 RIII 三个区域.

2.3 蠕变速率的取向依赖性

为了明确显示出应力轴取向的影响, 将图 2 中 1023、1123 及 1223 K 下的数据分别作图, 示于图 4 中. 蠕变强度表现出明显的各向异性, 在 1023 K, $[110]$ 取向蠕变强度最高, $[111]$ 取向居中, $[001]$ 取向最低; 在 1123 K, $[110]$ 取向蠕变强度最高, $[001]$ 取向次之, $[111]$ 取向最低, 不过当蠕变速率小于 $8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 时, $[001]$ 与 $[110]$ 取向的蠕变强度各向异性减弱; 在 1223 K, $[001]$ 与 $[110]$ 取向的各向异性程度进一步减弱, 而 $[111]$ 取向仍然最低.

3 讨论

3.1 变形机制

在析出相强化的合金中, 基体位错可以通过三种机制克服析出相颗粒, 即 Orowan 机制、剪切机制和攀移机制. 而门槛应力是与一定温度和应力下的变形机制直接相关的, 它由两部分组成: 一是由颗粒本身产生的 (称为 σ_p), 二是由基体产生的 (称为 σ_m), 即 $\sigma_{th} = \sigma_p + \sigma_m$.

下面对 Orowan 机制和剪切机制所对应的 σ_p 进行估算:

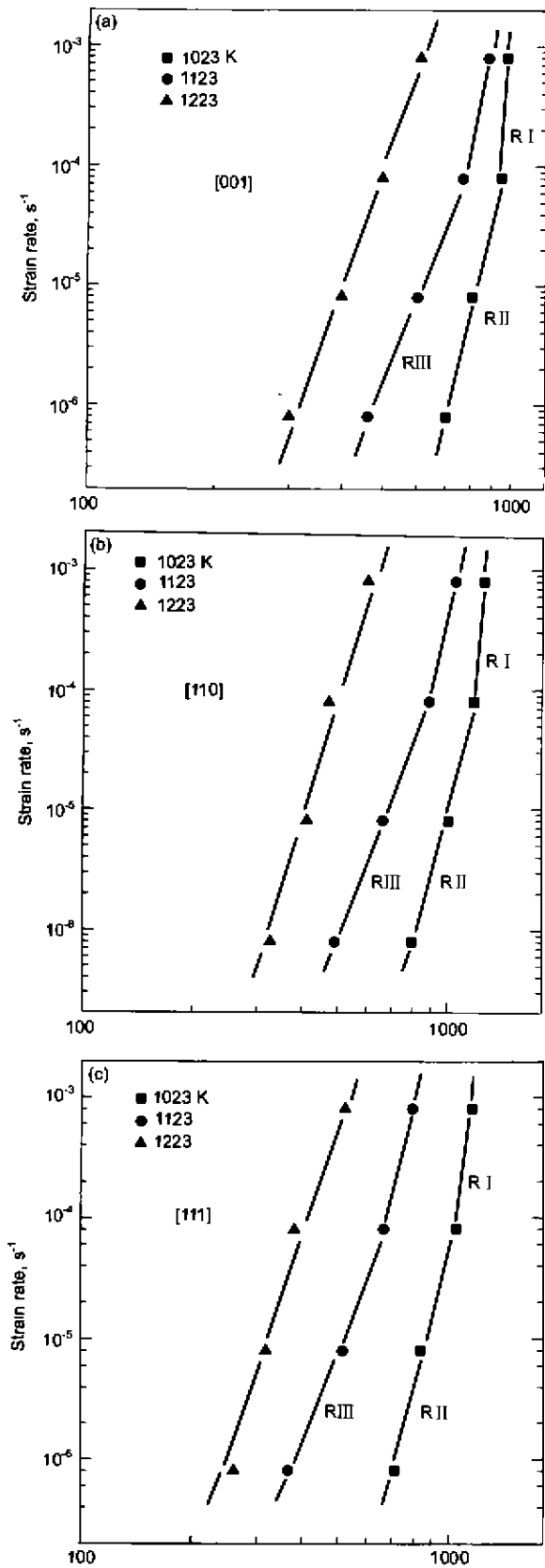


图2 蠕变速率的应力依赖关系
Fig.2 Stress dependence of creep rate
(a) [001] (b) [110] (c) [111]

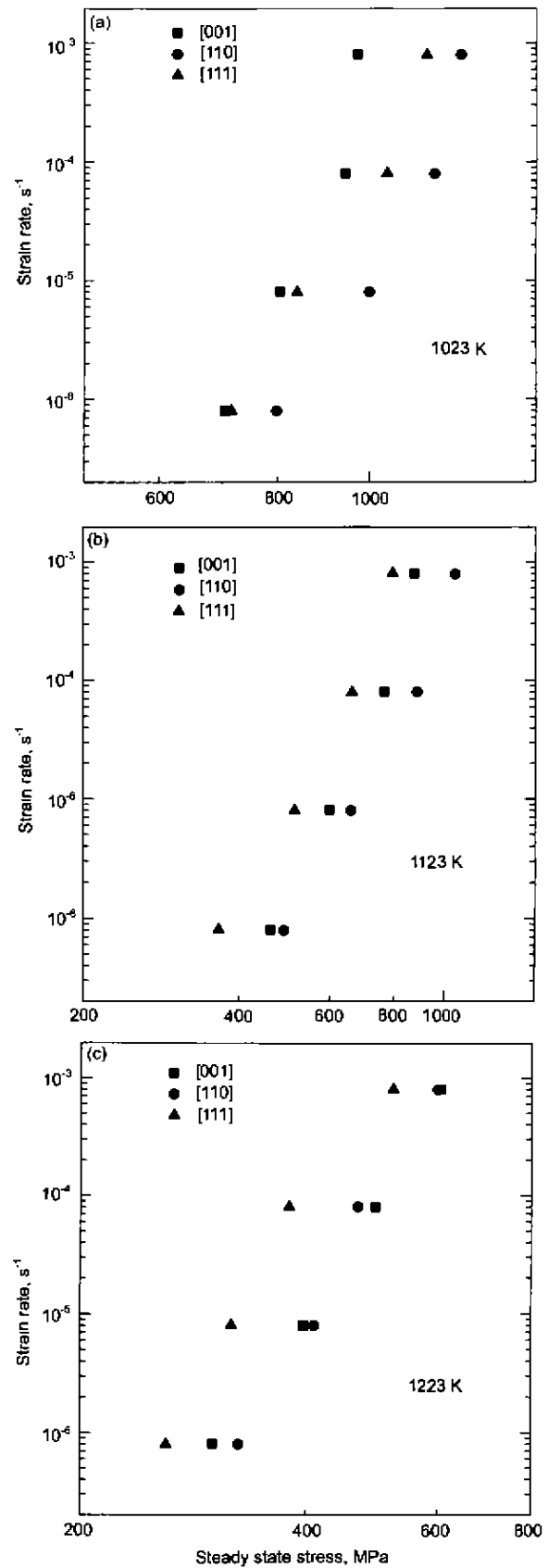


图3 蠕变速率的取向依赖关系
Fig.3 Orientation dependence of creep rate
(a) 1023 K (b) 1123 K (c) 1223 K

表 2 [001], [110] 和 [111] 取向在 1023, 1123 及 1223 K 下的蠕变门槛值

Table 2 The creep threshold stress values of [001], [110] and [111] at 1023, 1123 and 1223 K

Orientation	(MPa)				
	1023K	1123 K	1123 K	1223 K	1223 K
[001]	877(A)	555(B)	581(C)	285(D)	251(E)
[110]	1020(F)	548(G)	598(H)	227(I)	228(J)
[111]	861(K)	511(L)	441(M)	202(N)	167(O)

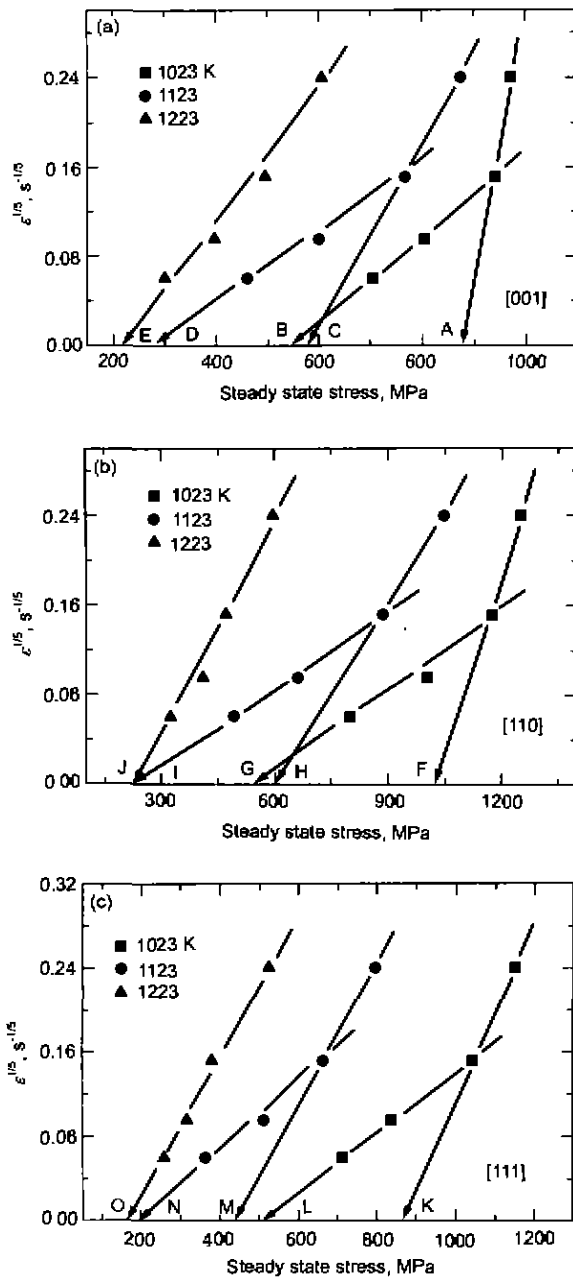


图 4 $\dot{\epsilon}^{1/5} \sim \sigma$ 关系曲线

Fig.4 $\dot{\epsilon}^{1/5} \sim \sigma$ curves

(a) [001] (b) [110] (c) [111]

(1) Orowan 机制。位错绕过 γ' 颗粒必须克服的 Orowan 阻力可以表示为： $\tau_{Or} = \mu b/d = \sqrt{\frac{2}{3}} \mu b/l$ ，式中 μ 为剪切模量， b 为 Burgers 矢量模， d 为 $\langle 110 \rangle$ 方向基体通道宽度， l 为 $\langle 100 \rangle$ 方向基体通道宽度。以 $l = 46 \text{ nm}$ ， $d = 46/\sqrt{\frac{2}{3}} = 56.4 \text{ nm}$ ， $b = |a/2\langle 110 \rangle| = 0.254 \text{ nm}$ ， $\mu \approx 50 \text{ GPa}$ ^[6,12-15] 代入得： $\tau_{Or} = 225 \text{ MPa}$ 。 τ_{Or} 除以各取向的 Schmid 因子，可得轴向应力： $\sigma_{Or}^{[001]} = 551 \text{ MPa}$ ， $\sigma_{Or}^{[110]} = 551 \text{ MPa}$ ， $\sigma_{Or}^{[111]} = 827 \text{ MPa}$ 。

(2) 剪切机制。剪切机制包括层错及超位错两种形式。对于超位错剪切， σ_p 源于形成反相畴界 (APB) 所增加的能量，因此对应的剪切应力为 $\tau_{APB} = E_{APB}^{[111]} / 2|a/2\langle 110 \rangle|$ ，以 $E_{APB}^{[111]} = 184 \text{ mJ/m}^2$ 和 $a = 0.359 \text{ nm}$ ^[16] 代入，得 $\tau_{APB} = 362 \text{ MPa}$ ，同样将 τ_{APB} 转化为轴向应力： $\sigma_{APB}^{[001]} = 887 \text{ MPa}$ ， $\sigma_{APB}^{[110]} = 887 \text{ MPa}$ ， $\sigma_{APB}^{[111]} = 1330 \text{ MPa}$ 。对于以层错剪切的情况，因为没有层错能的数据无法计算，但根据超位错和层错通常同时出现的 TEM 观察结果^[17,18]，层错剪切产生的 σ_{SF} 应与 σ_{APB} 相近。

将计算得到的 σ_p (σ_{APB} , σ_{Or}) 与实验得到的 σ_{th} 进行比较可以发现，对于 [001] 和 [110] 取向，在 RI 区， σ_{th} 接近 σ_{APB} ，表明 γ' 剪切机制控制变形；在 RII 区， σ_{th} 接近 σ_{Or} ，表明 Orowan 机制起主导作用，尽管在该区域同时也观察到剪切机制的存在；在 RIII 区， σ_{th} 低于 σ_{Or} 和 σ_{APB} ，位错只能以攀移机制克服 γ' 颗粒。对于 [111] 取向，由于 σ_{APB} 高达 1330 MPa，剪切机制实际上很难发生，在 RI 区，Orowan 机制控制变形，而在 RII 和 RIII 区，位错必须借助攀移机制越过颗粒。

3.2 蠕变强度的各向异性

门槛应力代表材料抵抗变形的能力，因此，其取向依赖性决定了蠕变强度的各向异性，而门槛应力的取向依赖性取决于 σ_p 和 σ_m 对 σ_{th} 的相对贡献以及各自的取向依赖性。

在 RI 区，对于 [001] 和 [110] 取向，位错以剪切机制克服 γ' 颗粒，由于此时 [110] 取向的屈服应力高于 [001] 取向^[19]，使前者具有较高的门槛应力和蠕变强度。对于 [111] 取向，由于 Orowan 机制仍能提供较高的门槛应力，所以 [111] 取向也具有相当高的蠕变强度。

在 RII 区，对于 [001] 和 [110] 取向，Orowan 机制控制变形，同时也存在剪切机制。由于 Orowan 应力在这两个取向之间并不会产生各向异性，所以 [001] 和 [110] 取向门槛应力的各向异性仍是由剪切机制引起的，即 [110] 取向具有较高的蠕变强度。对于 [111] 取向，攀移机制逐渐起主要作用，使 [111] 取向的门槛应力迅速减小，蠕变强度也随之显著降低，到 1123 K 时，已经成为强度最低的取向。

在 RIII 区，攀移机制成为控制机制，此时基体中的

应变硬化起重要作用, 变形分布的不均匀性以及大量的滑移系开动将有利于位错交互作用, 从而产生较高的应变硬化。对于 [001] 取向, 变形主要集中于四个平行于应力轴的基体通道即 2/3 基体, 有 8 个等效的滑移系; 对于 [110] 取向, 变形主要集中于两个平行于应力轴的基体通道即 1/3 基体, 有四个等效的滑移系; 对于 [111] 取向, 变形在所有基体通道均匀分布即 3/3 基体, 有四个等效的滑移系。可见, [001] 取向和 [110] 取向分别在滑移系的数量及变形分布的不均匀性上各具优势, 使二者门槛应力相当, 因此 [001] 和 [110] 取向蠕变强度的各向异性变得很弱, [111] 取向由于滑移系数量少且变形分布均匀, 从而具有最差的应变硬化能力, 使 [111] 取向的蠕变强度最低。

4 结论

(1) [001], [110] 和 [111] 取向的压缩蠕变速率应力依赖性, 可以根据应力指数分成三个区域。[001] 和 [110] 取向在三个区域中的蠕变控制机制分别为剪切、Orowan 和攀移机制, 而 [111] 取向只出现 Orowan 和攀移机制。

(2) 压缩蠕变强度的各向异性与温度有关。压缩蠕变强度由大到小的排序为: 1023 K—[110], [111], [001]; 1123 K—[110], [001], [111], 当蠕变速率小于 $8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 时, [001] 与 [110] 的压缩蠕变强度各向异性减弱; 1223 K—[110], [001], [111], 但此时 [001] 与 [110] 的压缩蠕变强度各向异性已变得非常弱。

参考文献

[1] Kear B H, Piercey B J. *Trans AIME*, 1967; 239: 1209

- [2] Mackay R, Maier R D. *Metall Trans*, 1982; 13A: 1747
- [3] Caron P, Khan T, Nakagawa Y G. *Scr Metall*, 1986; 20: 499
- [4] Caron P, Ohta Y, Nakagawa Y G, Khan T. In: Reichman S, Duhal D N, Maurer G, Antolovich S, Lund C eds, *Superalloys 1988*, PA: Metall Soc AIME, 1988: 215
- [5] Sass V, Glatzel U, Feller-Kniepmeier M. *Acta Mater*, 1996; 44: 1967
- [6] Courbon J, Ignat M, Louchet F. *Acta Metall Mater*, 1990; 38: 663
- [7] Williams K R and Wilshire B. *Metall Sci J*, 1973; 7: 176
- [8] Park J D, Wilshire B. *Metal Sci*, 1975; 9: 248
- [9] Feller-Kniepmeier M, Link T, Catena V, Wortmann J. *Z Metallk*, 1989; 80: 152
- [10] Carry C, Strudel J L. *Acta Metall*, 1977; 25: 767
- [11] Lagneborg R, Bergman B. *Metal Sci J*, 1976; 10: 20
- [12] Mukherji D, Wahi R P. *Acta Mater*, 1996; 44: 1529
- [13] Pollock T M, Argon A S. *Acta Metall Mater*, 1992; 40: 1
- [14] Pollock T M, Argon A S. *Acta Metall Mater*, 1994; 42: 1859
- [15] Dollar M, Bernstein I M. In: Reichman S, Duhal D N, Maurer G, Antolovich S, Lund C eds., *Superalloys 1988*, PA: Metall Soc AIME, 1988: 275
- [16] Scheunemann-Frerker G, Gabrisch H, Feller-Kniepmeier M. *Phil Mag*, 1992; A65: 1353
- [17] Feller-Kniepmeier M, Link T, Poschmann I, Scheunemann-Frerker G, Schulze C. *Acta Mater*, 1996; 44: 2397
- [18] Rouault-Rogez H, Dupeux M, Ignat M. *Acta Metall Mater*, 1994; 42: 3137
- [19] Sha Y H, Zhang J H, Jin T, Xu Y B, Hu Z Q. *Acta Metall Sin*, 1999; 35: 495
(沙玉辉, 张静华, 金涛, 徐永波, 胡壮麒. 金属学报, 1999; 35: 495)