

[112] 双滑移取向铜单晶体的 循环应变硬化及饱和*

李小武 王中光 李守新

(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 110015)

摘要 本文在塑性分切应变幅 (γ_{pl}) 为 $1.3 \times 10^{-4} - 7.2 \times 10^{-3}$ 范围内研究了 [112] 双滑移取向铜单晶体的循环变形行为. 当 $\gamma_{pl} < 2 \times 10^{-3}$, [112] 晶体的初始硬化速率 $\theta_{0.2}$ 较低, 几乎与应变幅大小无关. 当 $\gamma_{pl} > 2 \times 10^{-3}$, $\theta_{0.2}$ 随 γ_{pl} 的增加而显著增大. [112] 晶体的循环应力-应变 (CSS) 曲线在 $5.0 \times 10^{-4} < \gamma_{pl} < 4.0 \times 10^{-3}$ 范围内呈现一个明显的平台, 平台区的范围与单滑移晶体相比明显缩短, 但平台区对应的饱和应力相近. [112] 和 [117] 晶体虽然同处于标准取向三角形的 001/ $\bar{1}11$ 边上, 但其循环变形行为存在明显的差异, 可归结为各个滑移系相对于晶体轴的几何位置不同, 从而造成不同的滑移形变特征.

关键词 铜单晶体, 双滑移, 循环硬化与饱和, 循环应力-应变曲线

中图分类号 TG111

CYCLIC STRAIN HARDENING AND SATURATION OF [112] DOUBLE-SLIP-ORIENTED COPPER SINGLE CRYSTALS

LI Xiaowu, WANG Zhongguang, LI Shouxin

State Key Laboratory for Fatigue and Fracture of Materials, Institute of Metal Research, The Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110015

Correspondent: LI Xiaowu, Tel: (024)23843531-55225, Fax: (024)23891320,

E-mail: xwli@imr.ac.cn

Manuscript received 1998-02-11, in revised form 1998-05-05

ABSTRACT Cyclic strain hardening and saturation behavior of [112] double-slip-oriented single crystals were investigated at constant plastic shear strain amplitude (γ_{pl}) in the range of $1.3 \times 10^{-4} - 7.2 \times 10^{-3}$. For $\gamma_{pl} < 2 \times 10^{-3}$, the initial hardening rates $\theta_{0.2}$ are low and almost independent of γ_{pl} . For $\gamma_{pl} > 2 \times 10^{-3}$, $\theta_{0.2}$ increases notably with increasing γ_{pl} . The cyclic stress-strain (CSS) curve of [112] crystal exhibits a clear plateau region over the plastic strain range of $5.0 \times 10^{-4} - 4.0 \times 10^{-3}$, which is shorter than that of the single slip crystal ($6.0 \times 10^{-5} - 7.5 \times 10^{-3}$) although the saturation shear stresses are nearly the same. Even though the orientations of [112] and [117] crystals are on the same 001/ $\bar{1}11$ boundary in the standard stereographic triangle, their cyclic deformation behaviors are quite different, such difference is mainly attributed to the rather different slip deformation characteristics induced by the different geometrical relationships between crystal orientations and corresponding slip systems for these two crystals.

* 国家自然科学基金资助项目 19392300-4

收到初稿日期: 1998-02-11, 收到修改稿日期: 1998-05-05

KEY WORDS copper single crystal, double slip, cyclic strain hardening and saturation, cyclic stress-strain curve

多年来,人们对单滑移取向铜单晶体的循环形变进行了大量的研究^[1,2]。但在多晶材料中,由于双、多滑移现象普遍存在^[3],很难把单滑移取向铜单晶体的循环形变行为直接与多晶行为相联系。因此研究双、多滑移取向单晶体的循环形变行为更具有重要意义,它有助于进一步弄清多晶体的循环形变机制。

在标准取向三角形中,位于三角形三条边上的取向即为不同性质的双滑移取向。目前,人们对于双滑移取向铜单晶体的循环形变行为还缺乏全面的了解。Jin(金能蕴)和 Winter^[4]以及 Jin^[5]在一个塑性应变幅下研究了位于不同边上的 $[012]$ 、 $[\bar{1}12]$ 和 $[\bar{1}22]$ 三种双滑移取向铜单晶体的循环形变行为和饱和位错结构。官波等人^[6,7]系统研究了 $[\bar{1}17]$ 和 $[034]$ 双滑移取向铜单晶体的循环应力-应变响应和表面形变特征。结果表明,由于位错反应模式和强度的不同,位于标准取向三角形不同边上的双滑移单晶体具有明显不同的循环形变行为。本文为了进一步揭示取向位于同一边上不同位置的双滑移晶体的循环形变特征,特选取了位于 $001/\bar{1}11$ 边上的 $[\bar{1}12]$ 双滑移晶体,在一个较宽的塑性应变幅范围内研究了该取向单晶体的循环形变行为,并与处于同一边上的 $[\bar{1}17]$ 晶体的有关实验结果进行了对比。

1 实验方法

实验所用的铜单晶体是用 99.999% 的纯铜,采用 Bridgmen 方法生长得到的。晶体的取向经 X 射线 Laue 像仔细标定,偏差不超过 $\pm 2^\circ$ 。用线切割机沿 $[\bar{1}12]$ 晶体轴向切取疲劳试样,试样总体尺寸为 $7\text{ mm}\times 7\text{ mm}\times 70\text{ mm}$,标距部分尺寸为 $7\text{ mm}\times 5\text{ mm}\times 16\text{ mm}$ 。疲劳试验前,在真空中对试样进行了 800°C , 2 h 的退火,然后电解抛光,消除表面的残余应变,获得光亮的表面便于微观观察。对称拉-压循环形变试验在 5 kN 电液疲劳试验机上,在室温和空气环境中进行,采用恒塑性应变幅控制。应变控制信号为三角波,频率为 0.05-0.4 Hz,滞后环由 X-Y 记录仪记录,始终保持滞后回线在零应力时宽度 ($\Delta\varepsilon_p$) 恒定。分切塑性应变幅按 $\gamma_{pl}=\Delta\varepsilon_p/2\Omega$ 计算, Ω 为主滑移系的 Schmid 因子。分切应力按 $\tau=\sigma\Omega$ 计算, σ 为轴向拉-压应力幅的平均值。所有试验直至试样达到饱和后停止。利用扫描电子显微镜 (SEM) 对循环饱和试样的表面滑移形貌进行了观察。

2 实验结果与讨论

2.1 循环硬化及饱和

图 1 为在各个应变幅下 $[\bar{1}12]$ 铜单晶体的循环硬化曲线。从图 1 中可以看出, $[\bar{1}12]$ 晶体的循环硬化及饱和行为随塑性应变幅的变化呈现不同的特征: (1) 在应变幅 $\gamma_{pl}=1.3\times 10^{-4}$ — 9.0×10^{-4} 范围内,硬化曲线呈现明显的应力过冲 (Overshooting) 现象,且过冲程度随应变幅不同而变化; (2) 在中等应变幅 $\gamma_{pl}=1.4\times 10^{-3}$ — 2.3×10^{-3} 下,试样经初始硬化后直接进入饱和阶段,应力过冲现象消失; (3) 在应变幅 $\gamma_{pl}=3.3\times 10^{-3}$ 下,切应力达到最大值后,硬化曲线呈现轻微的软化后进入饱和阶段; (4) 当应变幅 $\gamma_{pl}\geq 4.9\times 10^{-3}$ 时,试样经初始的快速硬化后,出现明显的循环软化,然后二次硬化,达到准饱和阶段。

为了定量表达晶体的初始循环硬化率, 一个被普遍采纳的初始循环硬化系数 $\theta_{0.2}$, 定义如下^[8]

$$\theta_{0.2} = \Delta\tau / \Delta\gamma_{pl,cum}$$

式中, $\Delta\gamma_{pl,cum}$ 为初始循环时累积应变变量 $\gamma_{pl,cum}$ 的差值, 定为 0.2. $\Delta\tau$ 为相应的剪切应力之差. 对于单滑移取向铜单晶体, Mughrabi^[8] 将 $\theta_{0.2} - \gamma_{pl}$ 曲线划分为两个阶段: $\gamma_{pl} < 10^{-3}$ 为第 I 阶段, $\theta_{0.2}$ 较低, 无明显变化, 硬化机制主要是主滑移位错的增殖及其相互之间的作用; $\gamma_{pl} > 10^{-3}$ 为第 II 阶段, $\theta_{0.2}$ 随 γ_{pl} 的增大而显著增加, 此时主滑移系大量位错开动, 并伴随有长程内应力的产生和次滑移的开动. 图 2 给出了 $[\bar{1}12]$ 晶体的 $\theta_{0.2} - \gamma_{pl}$ 曲线. 图中包括 $[\bar{1}17]$ 双滑移和 $[001]$ 多滑移单晶体的结果^[6,9]. 从图 2 可以看出, $[\bar{1}12]$ 晶体的 $\theta_{0.2} - \gamma_{pl}$ 曲线与单滑移晶体一样呈现两个阶段. 当 $\gamma_{pl} < 2.0 \times 10^{-3}$, $\theta_{0.2}$ 较低, 几乎与应变幅无关, 表明此时共轭滑移系与主滑移系间的交互作用并不强烈, 硬化过程主要是以主滑移系的位错增殖及其交互作用为主. 当 $\gamma_{pl} > 2 \times 10^{-3}$, $\theta_{0.2}$ 随 γ_{pl} 的增加而快速增大, 表明此时共轭滑移系已大量开动, 与主滑移系发生大量的交互作用. $[001]$ 和 $[\bar{1}17]$ 晶体的 $\theta_{0.2}$ 随 γ_{pl} 的增加而增大, 无明显的两阶段. $[\bar{1}12]$ 晶体的 $\theta_{0.2} - \gamma_{pl}$ 曲线低于 $[001]$ 和 $[\bar{1}17]$ 晶体.

宫波等人^[6,9] 把 $[\bar{1}17]$ 和 $[001]$ 具有较高的 $\theta_{0.2}$ 值主要归因于主滑移位错与共轭滑移位错反应而导致的 Lomer-Cottrell 锁的形成. 对于 $[\bar{1}12]$ 晶体, 位错反应同样形成 Lomer-Cottrell 锁, 它的 $\theta_{0.2}$ 值却较低, 尤其是在低应变幅下. 实际上, 在低应变幅下, 在循环硬化的初始阶段, 在试样表面往往只能观察到一个滑移系的开动, 由此可以判断此时次滑移系与主滑移系的交互作用很弱, 位错反应对 $\theta_{0.2}$ 值的影响较小. 晶体通过双交滑移产生大量的刃型位错偶极子, 形成偶极子网络, 它们对滑移面上的位错运动起阻碍作用, 引起疲劳早期的快速硬化. 由晶体几何学分析可知, $[001]$ 和 $[\bar{1}17]$ 晶体比 $[\bar{1}12]$ 晶体产生交滑移的机会多, 因此形成的偶极子网络中的位错密度更高, 对位错运动的阻碍更显著, 从而导致了更高的 $\theta_{0.2}$ 值, 而 $[\bar{1}12]$ 晶体在低应变幅下的 $\theta_{0.2}$ 值较低, 接近单滑移晶体. 在较高应变幅下, 伴随次滑移的大量开动, 此时位错反应和交滑移的产生均对 $\theta_{0.2}$ 值的影响加剧, 三种晶体的 $\theta_{0.2}$ 值都明显增大, 但 $[\bar{1}12]$ 晶体的 $\theta_{0.2}$ 值仍然低于 $[\bar{1}17]$ 和 $[001]$ 晶体. 总之, 对于同处在 $001/\bar{1}11$ 边上的 $[\bar{1}12]$ 、 $[\bar{1}17]$ 和 $[001]$ 晶体, 它们的循环硬化行为存在差异, 不仅与它们的位错反应特点有关, 更主要的是与其各个滑移系相对晶体轴向的几何位置有关.

2.2 循环应力 - 应变 (CSS) 曲线

图 3 中给出了三种晶体的 CSS 曲线, 其中虚线表示典型的单滑移取向铜单晶体的 CSS 曲线^[8]. 单滑移晶体的 CSS 曲线可分为三个区, 在中等应变幅区 ($6.0 \times 10^{-5} \leq \gamma_{pl} \leq 7.5 \times 10^{-3}$), 饱和应力与应变幅无关, 呈现一个明显的平台, 对应的平均饱和应力约为 28 MPa. 在低应变

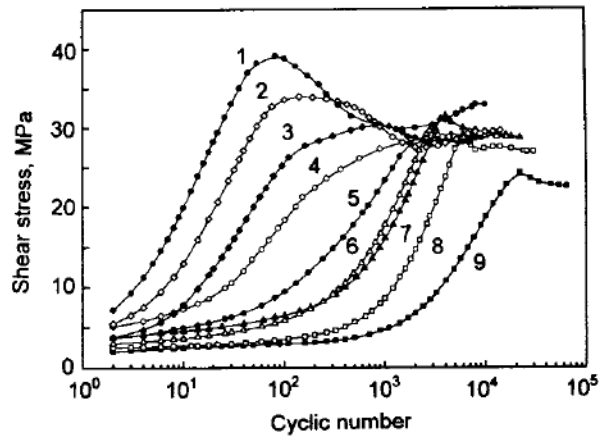


图 1 不同应变幅下 $[\bar{1}12]$ 晶体的循环硬化曲线

Fig.1 The cyclic hardening curves of the $[\bar{1}12]$ crystals at different strain amplitudes

- | | |
|--------------------------|--------------------------|
| 1 — 7.2×10^{-3} | 2 — 4.9×10^{-3} |
| 3 — 3.3×10^{-3} | 4 — 2.3×10^{-3} |
| 5 — 1.4×10^{-3} | 6 — 9.0×10^{-4} |
| 7 — 7.1×10^{-4} | 8 — 3.7×10^{-4} |
| 9 — 1.3×10^{-4} | |

幅 ($\gamma_{pl} \leq 6.0 \times 10^{-5}$) 和高应变幅 ($\gamma_{pl} \geq 7.5 \times 10^{-3}$) 区, 饱和应力均为应变幅的单调升函数. 如图 3 所示, $[\bar{1}12]$ 晶体呈现出非常类似单滑移晶体的 CSS 行为, 同样可将 CSS 曲线化分为三个区, 只是三个区的范围与单滑移晶体的结果相比发生了变化. $[\bar{1}12]$ 晶体的 CSS 曲线在 $5 \times 10^{-4} < \gamma_{pl} < 4 \times 10^{-3}$ 范围内呈现明显的平台区, 平台区对应的平均饱和应力约为 28.6 MPa, 接近单滑移晶体的结果. 对于 $[\bar{1}17]$ 和 $[001]$ 晶体, 其饱和应力明显随 γ_{pl} 的增加而增加, 与多晶体的结果相似 [6,9].

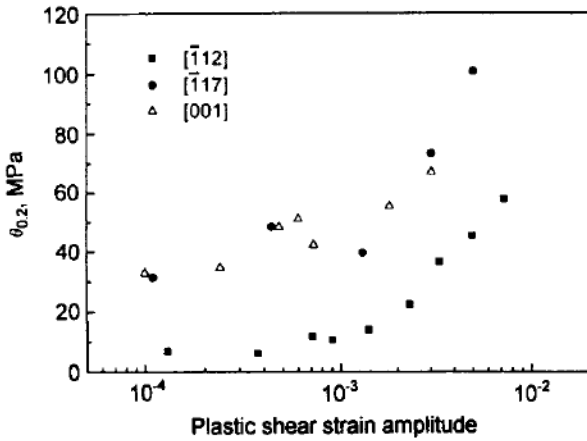


图 2 初始循环硬化率 ($\theta_{0.2}$) 与塑性切应变幅 (γ_{pl}) 的关系

Fig.2 Initial cyclic hardening rate ($\theta_{0.2}$) vs plastic shear strain amplitude (γ_{pl})

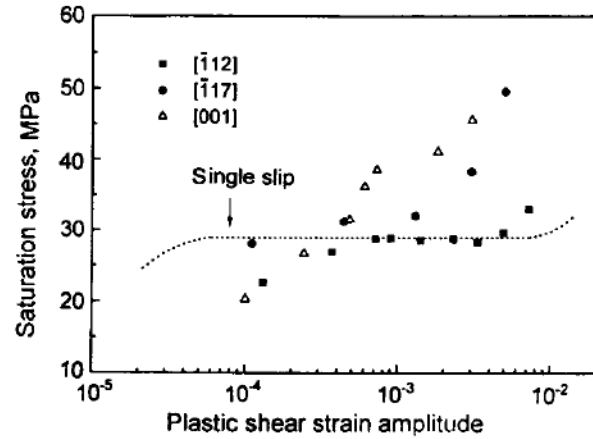


图 3 不同取向晶体的循环应力 - 应变 (CSS) 曲线

Fig.3 The cyclic stress-strain curves of differently oriented crystals

Winter^[10] 曾提出“双相”模型来解释单滑移晶体的 CSS 曲线平台的存在, 认为驻留滑移带 (PSBs) 的形成是平台区存在的根本原因. Jin(金能蕴) 和 Winter^[4] 在一个应变幅 ($\gamma_{pl} = 3.0 \times 10^{-3}$) 下研究了 $[\bar{1}12]$ 晶体的循环饱和位错结构发现, 分别在主滑移区和共轭滑移区形成类似单滑移晶体中的 PSBs 的位错结构, PSBs 的位错楼梯各自沿着本滑移系统的 Burgers 矢量方向. Jin 和 Winter 所采用的这个应变幅正好落在 $[\bar{1}12]$ 晶体 CSS 曲线中的平台区内 (见图 3). 这种两套 PSBs 的位错楼梯结构的形成是导致 $[\bar{1}12]$ 晶体平台区存在的根本原因. 对于 $[\bar{1}17]$ 晶体, 在低应变幅下, 其饱和位错结构为类似多晶铜中发现的脉络结构, 随应变幅的增大, 位错结构发展成类迷宫结构和胞结构, 没有观察到两套 PSBs 的楼梯结构, 因此 $[\bar{1}17]$ 晶体的 CSS 曲线无明显的平台区 [11].

以前的工作 [6,12] 表明, 铜单晶体的循环形变特征主要由晶体内各个滑移系之间的位错反应模式和强度所决定. 对于 $[\bar{1}12]$ 和 $[\bar{1}17]$ 这两种取向位于 $001/\bar{1}11$ 边上的共轭双滑移晶体, 共轭次滑移系与主滑移系都是非共面、非共线, 且相对于 $\{110\}$ 面对称, 其位错反应均形成极为稳定的、不可滑移的 Lomer-Cottrell 锁, 但循环形变呈现明显不同的特征. 对于 $[\bar{1}12]$ 晶体, 从图 4 表面双滑移形貌的观察可以发现: (1) 在低应变幅下 ($\gamma_{pl} < 4 \times 10^{-4}$), 次滑移系只在试样边缘的非常局部的区域出现, 如图 4a 所示. 此时次滑移与主滑移的反应较弱, 两组滑移线无明显的交互作用. (2) 当应变幅增大到 CSS 曲线的平台区时, 主滑移带和次滑移带在各自被分隔的区域内发展 (见图 4b), 这与 Jin 和 Winter 观察到的两套 PSBs 位错楼梯正好相应. 这是由于形成的 Lomer-Cottrell 锁对后续位错的运动造成严重的阻碍, 促使不同系统的位错

在各自的区域中运动、增殖,形成了各自独立的与单滑移晶体类似的滑移特点和位错结构,从而导致了平台区的出现。(3)当应变幅增大到平台区以上,主滑移带与次滑移带在大范围内发生了剧烈的交互作用(见图4c),表面的滑移带因此而呈现出波浪形,两套分隔的PSBs滑移形貌消失。

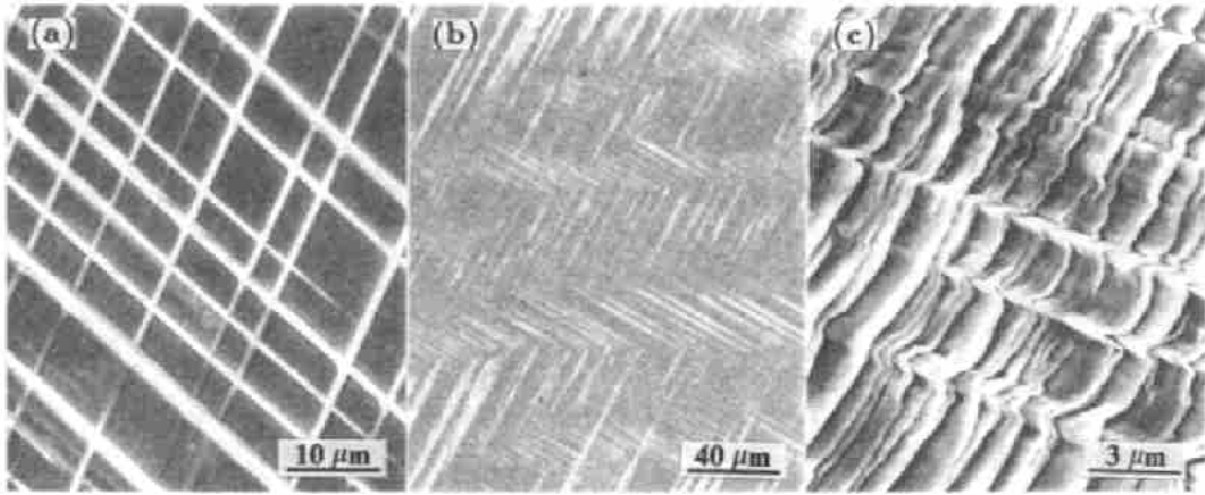


图4 $[\bar{1}12]$ 晶体的表面滑移形貌

Fig.4 Surface slip features of the $[\bar{1}12]$ crystals cyclically deformed at different strain amplitudes

(a) $\gamma_{pl}=3.7 \times 10^{-4}$ (b) $\gamma_{pl}=9.0 \times 10^{-4}$ (c) $\gamma_{pl}=7.2 \times 10^{-3}$

由 $[\bar{1}12]$ 晶体这种独特的表面滑移特征可以很好地解释CSS曲线所对应的三个区。对于 $[\bar{1}17]$ 晶体,未曾观察到类似 $[\bar{1}12]$ 晶体呈现的与平台区对应的两套分隔的PSBs滑移形貌^[11]。导致如此大的差异,可能与这两种晶体的各个滑移系相对于晶体轴向的几何位置不同有关。图5为晶体轴向与其滑移系的相对几何位置关系图。对于 $[\bar{1}12]$ 这种特殊取向的晶体,其主滑移方向 $[\bar{1}01]$ 和次滑移方向 $[011]$ 的合矢量方向正好是 $[\bar{1}12]$ 晶体轴向,三者均处于交滑移面 $(1\bar{1}1)$ 上。该取向晶体更趋于均匀形变,从而导致上述观察到的独特的滑移形变特征。对于 $[\bar{1}17]$ 晶体,主滑移方向与次滑移方向的合矢量方向明显偏离晶体轴向,滑移形变趋于偏离轴向进行,由于试样两端被夹持在试验机上,这样必然在滑移面上垂直于加载轴方向会引起额外的切应力,造成晶体的进一步强化,导致更高的饱和应力。当然, $[\bar{1}17]$ 晶体更接近 $[001]$ 多滑移取向,在高应变幅下,其它次滑移系(如临界滑移系)可能开动,这也是导致两种晶体呈现不同的循环形变特征的原因之一。

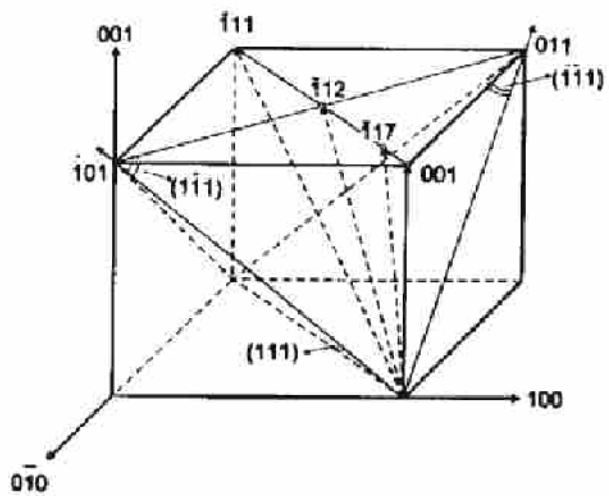


图5 晶体轴向与其相应的滑移系的相对几何位置关系图

Fig.5 Crystal orientations and corresponding slip systems

由以上分析可知,位于标准取向三角形同一条边上不同位置的双滑移取向晶体的CSS曲

线呈现出不同的平台行为. $[\bar{1}12]$ 晶体的平台区缩短 ($5 \times 10^{-4} - 4 \times 10^{-3}$), $[\bar{1}17]$ 晶体不存在平台区. 这种明显不同的循环形变行为, 主要是由于各个滑移系相对于晶体轴向的几何位置不同, 从而造成不同的滑移形变特征所致.

结 论

1. 与单滑移取向单晶体类似, $[\bar{1}12]$ 双滑移取向铜单晶体的初始硬化速率 $\theta_{0.2}$ 随应变幅 γ_{pl} 变化的关系曲线呈现两个阶段. 当 $\gamma_{pl} < 10^{-3}$, $\theta_{0.2}$ 较低, 几乎与应变幅大小无关. 当 $\gamma_{pl} > 10^{-3}$, $\theta_{0.2}$ 随 γ_{pl} 的增加而显著增大.

2. 与 $[\bar{1}17]$ 双滑移晶体明显不同, $[\bar{1}12]$ 晶体更类似于单滑移晶体, 其循环应力-应变 (CSS) 曲线也可分为三个区, 在 $5 \times 10^{-4} < \gamma_{pl} < 4 \times 10^{-3}$ 范围内呈现明显的饱和应力平台, 平台应力约为 28.6 MPa.

3. 同处于标准取向三角形的 001/ $\bar{1}11$ 边上的 $[\bar{1}12]$ 和 $[\bar{1}17]$ 晶体有着明显不同的循环形变行为, 可归结为各个滑移系相对于晶体轴向的几何位置不同, 从而造成不同的滑移形变特征.

参 考 文 献

- 1 Laird C, Charsley P, Mughrabi H. *Mater Sci Eng*, 1986; 81: 433
- 2 Basinski Z S, Basinski S J. *Prog Mater Sci*, 1992; 36: 89
- 3 Chung Y D, Margolin H. *Metall Trans*, 1973; 4: 1905
- 4 Jin N Y, Winter A T. *Acta Metall*, 1984; 32: 989
- 5 Jin N Y. *Phil Mag*, 1983; 48A: L33
- 6 官 波, 王中光, 张轶伟, 李广义, 张天宜. 金属学报, 1994; 30: A431
(Gong B, Wang Z G, Zhang Y W, Li G Y, Zhang T Y. *Acta Metall Sin*, 1994; 30: A431)
- 7 官 波, 王中光, 张轶伟, 李广义, 张天宜. 金属学报, 1994; 30: A439
(Gong B, Wang Z G, Zhang Y W, Li G Y, Zhang T Y. *Acta Metall Sin*, 1994; 30: A439)
- 8 Mughrabi H, *Mater Sci Engng*, 1978; 33: 207
- 9 Gong B, Wang Z R, Wang Z G. *Acta Mater*, 1997; 45: 1365
- 10 Winter A T. *Phil Mag*, 1974; 29: 719
- 11 张轶伟. 硕士学位论文, 中国科学院金属研究所, 1995
(Zhang Y W. *Master Dissertation*, Institute of Metal Research, The Chinese Academy of Sciences, 1995)
- 12 金能蕴. 金属学报, 1988; 24: A311
(Jin N Y. *Acta Metall Sin*, 1988; 24: A311)