



## 超声振动下AZ31B镁合金板热拉伸行为和本构模型

廖娟<sup>1</sup>, 张丽霞<sup>1</sup>, 郑庭坚<sup>1</sup>, 苏华<sup>2</sup>, 郭金泉<sup>1</sup>

(1. 福州大学 机械工程及自动化学院, 福州 350116;  
2. 中冶瑞木新能源科技有限公司, 唐山 063299)

**摘要:** 通过超声振动辅助热拉伸实验, 研究温度和超声振动对AZ31B镁合金板材力学行为的影响。结果表明: 热振联合作用下材料的屈服强度和抗拉强度下降, 伸长率和塑性提高, 动态再结晶延迟发生。随着振幅的增加, 屈服强度和抗拉强度降低的幅度增加, 伸长率先增大后减小。与无振动时的伸长率对比, 当振幅为9.1 μm时, 伸长率增大的幅度最大, 分别为32.3%(150 °C)和23.2%(200 °C)。基于热激活机制和位错密度演化理论构建超声振动下镁合金热拉伸的本构关系模型, 并结合实验验证模型的准确性。该本构模型能有效地预测不同温度和振幅下材料的应力-应变关系, 预测曲线与实验曲线吻合较好。该模型的建立为超声振动下金属热塑性成形的有限元模拟提供了理论基础。

**关键词:** 镁合金; 本构建模; 超声辅助; 拉伸实验; 力学行为

文章编号: 1004-0609(2022)-06-1630-11

中图分类号: TG146.2

文献标志码: A

**引文格式:** 廖娟, 张丽霞, 郑庭坚, 等. 超声振动下AZ31B镁合金板热拉伸行为和本构模型[J]. 中国有色金属学报, 2022, 32(6): 1630-1640. DOI: 10.11817/j.ysxb.1004.0609.2022-42531

LIAO Juan, ZHANG Li-xia, ZHENG Ting-jian, et al. Hot tensile behavior and constitutive model of AZ31B magnesium alloy sheet under ultrasonic vibration[J]. The Chinese Journal of Nonferrous Metals, 2022, 32(6): 1630-1640. DOI: 10.11817/j.ysxb.1004.0609.2022-42531

自从BLAHA和LANGENECKER发现在锌单晶变形过程中叠加超声振动可以降低材料的流动应力以来<sup>[1]</sup>, 引起了人们将超声振动施加于塑性成形技术中的广泛研究<sup>[2]</sup>。在不同的加工过程中, 超声振动对材料性能的影响不尽相同。一般认为, 超声振动能有效地降低成形力和摩擦力<sup>[3]</sup>, 提高材料的成形极限<sup>[4]</sup>和成形件的表面质量<sup>[5]</sup>。超声振动引起的材料软化主要包括应力叠加效应和声软化。应力叠加效应主要是指施加超声振动后流动应力发生振荡, 从而导致平均流动应力降低; 声软化主要是由于材料内部位错吸收超声能, 导致位错密度降低等

情况, 使材料软化。

LANGENECKER<sup>[6]</sup>的研究表明, 声能可以被金属材料内部的局部位错吸收。因此, YAO等<sup>[7]</sup>考虑了软化和残余效应, 提出了一个综合声学模型。考虑到材料强度和硬化指数, WANG等<sup>[8]</sup>提出了一个混合模型来定量描述应力叠加对屈服应力降低的影响。PRABHAKAR等<sup>[9]</sup>提出了一个基于位错理论的动力学模型, 可以表达应变率和振幅之间的关系。

除了软化作用外, 超声振动还可能对材料产生硬化效果<sup>[10-11]</sup>。镁合金为密排六方(HCP)结构, 室

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51805087)

收稿日期: 2021-10-13; 修訂日期: 2021-12-17

通信作者: 郭金泉, 副教授, 博士; 电话: 13950287987; E-mail: megjq@fzu.edu.cn

温下滑移系少, 塑性差。WEN等<sup>[10]</sup>在室温下对AZ31镁合金棒材进行了超声辅助拉伸试验, 发现当施加较低的振幅时, 软化作用占主导, 许多孪晶被观察到; 相反, 在较高的振幅下, 硬化作用占主导, 只有少量的孪晶生成, 试样伸长率降低。XIE等<sup>[11]</sup>进行了与WEN等<sup>[10]</sup>类似的实验, 发现高超声振动能量抑制了孪晶的产生, AZ31镁合金的塑性变差。

之前的镁合金超声辅助试验主要在室温下进行, 此条件下高振幅超声振动的硬化作用较明显, 抑制孪晶产生, 使材料塑性降低<sup>[10-11]</sup>。而在温热条件下, 镁合金中更多的滑移系被激活<sup>[12]</sup>, 塑性变形机制不再以孪生为主, 超声振动的硬化效果可能被减弱。因此, 研究温热环境中施加超声振动对材料的影响具有重要意义<sup>[13]</sup>。

本文针对AZ31B镁合金板材进行不同振幅和温度的超声振动辅助热拉伸试验, 分析热振联合对镁合金板材力学性能的影响。建立基于热激活机制和位错密度演化理论的混合本构模型, 描述超声振动和温度对材料软化的耦合作用, 为超声振动应用于镁合金热塑性成形工艺提供相关依据。

## 1 实验

### 1.1 实验方法

基于Shimadzu AG-X-Plus万能试验机设计了一套超声振动辅助热拉伸实验装置, 如图1所示。超声振动系统包括超声波发生器、换能器和变幅杆。变幅杆端部加工出1.0 mm的凹槽, 并在侧面加工d 13.0 mm的孔, 采用螺栓连接试样。试样的另一端则由螺栓固定在下夹具上。

实验材料选用厚度为1 mm的商用轧制AZ31B镁合金板材, 采用线切割沿着板材轧制方向加工出试样。拉伸试样根据美国的ASTM标准(E8M-09)设计, 标距为50 mm, 具体形状尺寸如图2所示。拉伸实验的应变速率设置为 $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 。通过调节超声波电源功率的输出来获得不同的振幅, 分别为0(无振动)、6.5、9.1和11.2  $\mu\text{m}$ 。通过温箱将试样加热到实验温度(150 °C和200 °C), 并保温20 min。实验开始时施加超声振动并在拉伸过程中一直保

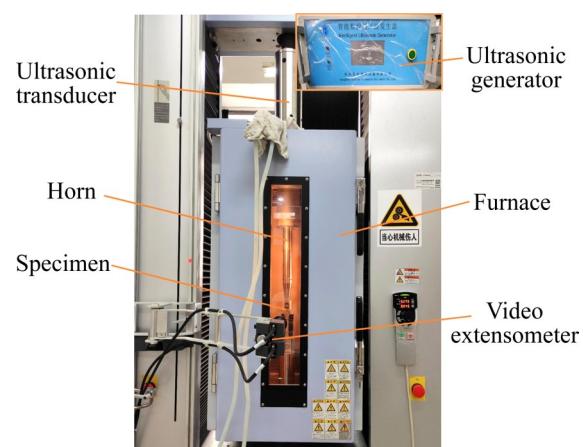


图1 超声振动辅助热拉伸实验系统

Fig. 1 Ultrasonic vibration-assisted hot tensile test system

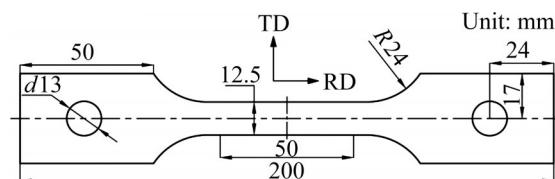


图2 拉伸试样尺寸

Fig. 2 Dimensions of tensile specimen

持。每个参数下至少进行四组试验, 以确保实验结果的可重复性。

### 1.2 力学行为分析

图3所示为AZ31B镁合金在150 °C和200 °C下常规热拉伸和超声辅助热拉伸的真实应力-应变曲线。由图3可以看出, 施加超声振动后, 材料的流

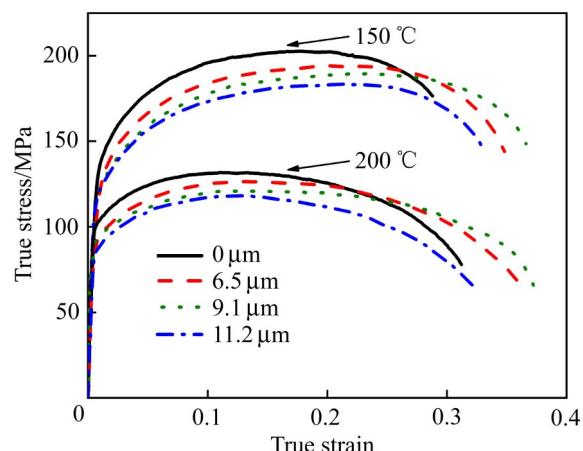


图3 AZ31B镁合金在不同温度和振幅下的应力-应变曲线

Fig. 3 Stress-strain curves of AZ31B magnesium alloy at different temperatures and amplitudes

动应力降低, 伸长率提高。然而, 无论是否施加超声振动, 力学曲线的弹性区域都是重合的, 表明超声振动对材料弹性变形阶段的影响不大。

图4所示为不同温度、振幅下材料的伸长率、屈服强度和抗拉强度。由图4可知, 在温热条件下施加超声振动对AZ31镁合金板的伸长率有着显著的影响。随着振幅的增加, 材料的伸长率先增大后减小, 在振幅为9.1  $\mu\text{m}$ 时达到最大。与无振动时的伸长率对比, 施加振幅为9.1  $\mu\text{m}$ 的超声时, 伸长率增大的幅度分别为32.3%(150  $^{\circ}\text{C}$ )和23.2%(200  $^{\circ}\text{C}$ )。施加振幅为11.2  $\mu\text{m}$ 的超声时, 伸长率下降, 但与无振动时比较, 伸长率的增幅仍有16.8%(150  $^{\circ}\text{C}$ )和4.9%(200  $^{\circ}\text{C}$ )。与室温下高振幅振动使镁合金塑性降低的硬化作用<sup>[10-11]</sup>相比, 温热条件下超声振动的硬化作用明显减弱。以上结果表明, 在镁合金热变形过程中施加适当的超声振动能显著提高材料的伸长率和塑性变形能力, 但较大的超声能量会抑制

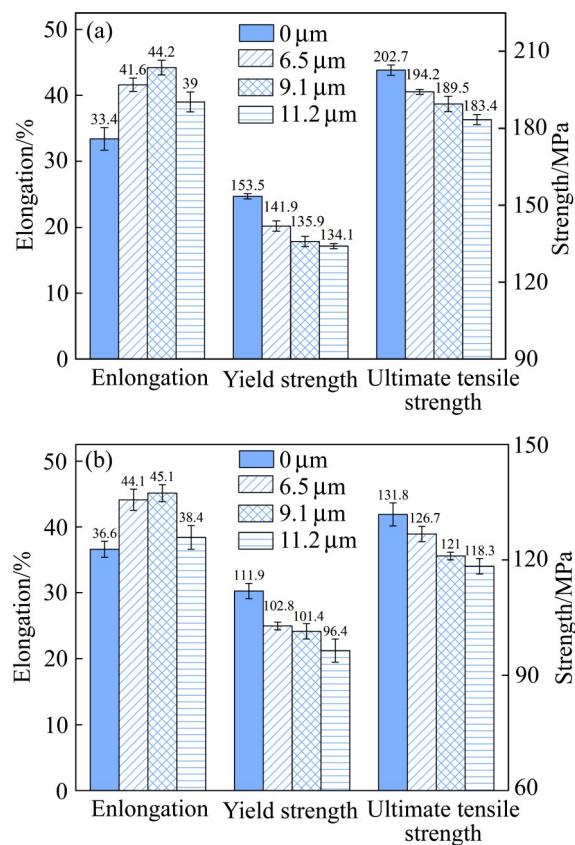


图4 AZ31B镁合金在不同温度和振幅下的伸长率、屈服强度和抗拉强度

**Fig. 4** Elongation, yield strength and tensile strength of AZ31B magnesium alloy at different temperatures and amplitudes: (a) 150  $^{\circ}\text{C}$ ; (b) 200  $^{\circ}\text{C}$

伸长率的进一步增大。

由图4还可知, 施加超声振动后, 材料的屈服强度和抗拉强度降低, 且两者降低的幅度随着振幅的增大而增大。当温度为150  $^{\circ}\text{C}$ , 振幅为6.5、9.1和11.2  $\mu\text{m}$ 时, 与无振动时相比, 镁合金屈服强度降低的幅度分别为7.6%、11.5%和12.6%; 在200  $^{\circ}\text{C}$ 下, 材料屈服强度降低的幅度分别为8.1%、9.4%和13.9%。施加振幅为6.5、9.1和11.2  $\mu\text{m}$ 的超声振动时, 材料抗拉强度的降低幅度分别为4.2%、6.5%和9.5%(150  $^{\circ}\text{C}$ )以及3.9%、8.2%和10.2%(200  $^{\circ}\text{C}$ )。结果表明, 在不同温度下施加同一振幅的超声振动时, AZ31B镁合金的屈服强度和抗拉强度降低的幅度接近。

与镁合金常规热拉伸相比, 在镁合金超声辅助热拉伸中, 超声振动和温度的共同作用能够进一步降低材料的强度, 使材料软化, 提高其塑性变形能力。提高变形温度有利于镁合金位错滑移系的启动, 而超声振动同样影响着材料内部的位错运动<sup>[14-15]</sup>。热振联合对AZ31镁合金力学性能的影响是温度与超声振动对材料内部位错运动影响的耦合。

### 1.3 动态再结晶行为分析

镁合金易于在热变形过程中发生动态再结晶(DRX)<sup>[16]</sup>, 这是因为镁合金独立滑移系少, 变形时易发生位错塞积, 容易达到动态再结晶发生所需的临界位错密度; 同时, 由于镁合金具有较低的层错能, 扩展位错难聚集, 相对较难发生动态回复。由图3可知, 材料的流动应力在达到峰值后有一个逐渐下降的过程。这与文献[17-18]描述的镁合金发生动态再结晶时应力-应变曲线呈现出的软化特征相似。当材料实际变形程度达到临界应变(位错密度积累到临界值)后, 动态再结晶机制被激活<sup>[16]</sup>。峰值应变(峰值应力所对应的应变)之后由动态再结晶引起的软化超过了加工硬化, 使得材料的流动应力开始逐渐下降<sup>[18]</sup>。临界应变与峰值应变之间存在线性关系<sup>[19]</sup>, MOMENI等<sup>[20]</sup>通过比较峰值应变的位置是否往应变增大的方向移动, 判断材料的动态再结晶进程是否减慢。因此, 本文通过比较峰值应变, 从而比较材料动态再结晶发生的时间, 峰值应变越大, 对应的临界应变也就越大, 说明动态再

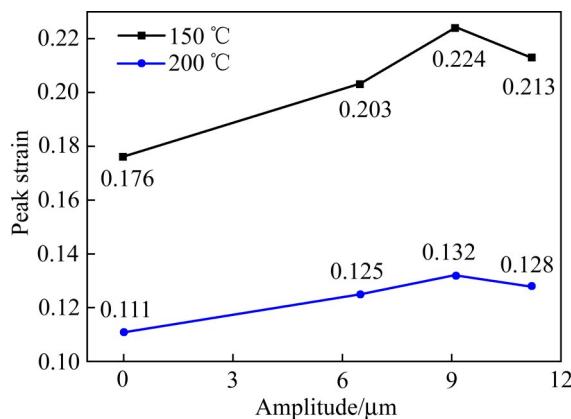


图5 AZ31B镁合金在不同温度和振幅下的峰值应变

Fig. 5 Peak strain of AZ31B magnesium alloy at different temperatures and amplitudes

晶发生越迟。实验结果表明,超声振动对镁合金的动态再结晶行为有一定的影响。如图5所示,随着振幅增大,峰值应变先增大后减小(均大于无振动时的数值),这说明超声振动延迟了动态再结晶的发生。

为验证上述推测,对试样进行了透射电镜(TEM)测试,以探究超声振动对材料内部位错分布的影响。如图6所示,高密度的位错在不施加振动的样品中清晰可见,位错分布随机且杂乱;而在超声振动条件下,试样内部的位错趋于平行分布且缠结减少,这与此前蒋少松等<sup>[21]</sup>在钛箔拉伸试验中的发现类似。晶界处位错的缠结、塞积有利于动态再结晶形核<sup>[22]</sup>。由此可见,在镁合金塑性变形前期(位错密度未达到临界值前),超声振动的施加减少了位错的缠结、塞积,这可能是动态再结晶推迟发生的原因。

此外,超声能量容易集中在局部位错或空位上<sup>[14]</sup>。随着材料对超声能量的吸收,更多的位错能够移动,平均位错运动速度增大,从而导致偶极位错(由一对异号的平行位错所组成)相遇的可能性增大,促进偶极位错湮灭<sup>[15]</sup>,降低材料位错密度。因此,推测在镁合金超声辅助热拉伸实验过程中,由于超声振动减少了位错的缠结、塞积以及促进了偶极位错湮灭,使得达到动态再结晶形核所需临界位错密度的时间延长,从而推迟了动态再结晶的发生。

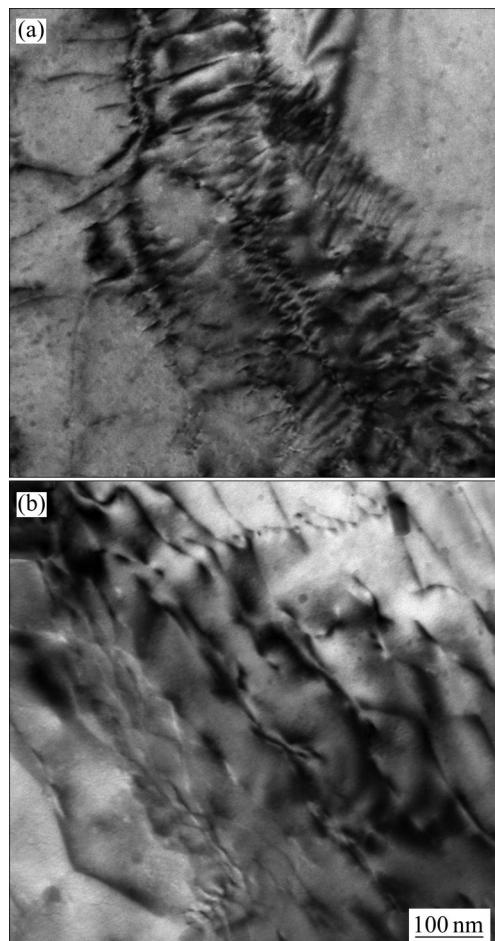


图6 拉伸试样的位错分布

Fig. 6 Dislocation distribution of tensile specimens: (a) Without ultrasonic vibration applied; (b) With ultrasonic vibration applied

## 2 本构建模

为了描述超声振动辅助条件下金属材料的热拉伸力学行为,本文采用基于热激活机制和位错密度演化理论来构建对应的本构模型,以此反映金属材料在塑性变形过程中的物理变化,准确地描述材料的应力-应变关系。

对于HCP结构的金属材料,当应变速率范围为 $1 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ 时,金属材料塑性加工过程中的流动应力实际上反映了金属材料对位错运动的阻碍能力。位错运动需要克服不同势垒的阻碍。势垒一般分为长程势垒和短程势垒,相对应的,流动应力可以分解为长程势垒引起的非热应力项和短程势垒引起的热应力项<sup>[23]</sup>。

$$\sigma = \sigma_i + f(\dot{\varepsilon}, T) \sigma_e \quad (1)$$

式中:  $\sigma$  为流动应力;  $\sigma_i$  为非热应力项;  $f(\dot{\varepsilon}, T)$  为与应变速率和温度有关的影响因子;  $\sigma_e$  为热应力项。

## 2.1 非热应力项

在塑性变形过程中, 材料内部的位错在外界载荷的作用下运动, 有着长程势垒的林位错(Dislocation forest)是位错滑移运动的主要障碍。采用泰勒模型可以建立材料剪切应力-应变与宏观应力-应变之间的关系。流动应力的非热应力项  $\sigma_i$  可表示为<sup>[24]</sup>:

$$\sigma_i = MaGb \sqrt{\rho} \quad (2)$$

式中:  $M$  为泰勒因子;  $a$  为系数;  $b$  为柏式矢量的长度, nm;  $G$  为剪切模量;  $\rho$  为位错密度。

根据ESTRIN所提出的理论, 描述塑性应变速率的Arrhenius方程可以简化为幂指数函数关系<sup>[25]</sup>:

$$\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} = \left( \frac{\sigma_a}{\sigma_i} \right)^m \quad (3)$$

位错密度的演化包括导致热硬化的位错储存项和解释动态回复的位错湮没项。基于该理论, 位错密度演化规律可表示为<sup>[26]</sup>:

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = M(k_1 \sqrt{\rho} - k_2 \rho) \quad (4)$$

式中:  $k_1$  和  $k_2$  分别为位错存储和位错湮灭的回复系数,  $k_1$  为常数,  $k_2$  与温度和应变速率有关。

材料内部位错密度在超声能的激励下将发生变化, 超声振动引起的软化效应是由位错密度的变化所引起的。由于声场的变化,  $k_1$  和  $k_2$  将发生变化, 最终导致内部位错密度演化的变化。因此, 声场中位错密度的演化可以表示为:

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = M[k_1(1 + \eta_1) \sqrt{\rho} - k_2(1 + \eta_2)\rho] \quad (5)$$

式中:  $\eta_1$  和  $\eta_2$  为无量纲参数, 表示  $k_1$  和  $k_2$  在超声波场加载中产生的变化比。在物理意义上,  $\eta_1$  与超声振动引起的附加位错增殖有关,  $\eta_2$  与超声振动引起的位错湮灭有关。

对式(5)进行积分并整理得:

$$\sqrt{\rho} = \frac{M}{k_2(1 + \eta_2)} \left[ k_1(1 + \eta_1) - C \exp \left( -\frac{k_2(1 + \eta_2)}{2} \varepsilon \right) \right] \quad (6)$$

式中:  $C$  为材料常数。联立式(2)和式(3)可得非热应

力项的方程为:

$$\sigma_a = \frac{M^2 \alpha G b}{k_2(1 + \eta_2)} \left[ k_1(1 + \eta_1) - C \exp \left( -\frac{k_2(1 + \eta_2)}{2} \varepsilon \right) \right] \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{1/m} \quad (7)$$

由式(7)可以看出,  $\eta_1$  代表超声振动引起的软化效应,  $\eta_1$  越小, 应力初始值就越小, 表示软化效应越明显;  $\eta_2$  代表超声振动引起的硬化效应,  $\eta_2$  越小, 硬化效应越不明显。

## 2.2 热激活分析

材料内部位错在运动的过程受外在载荷和温度热激活的作用。当温度处于绝对零度时, 材料没有受到温度的作用, 此时长程势垒的高度最小。而在温度的作用下, 原子受到热激活的影响产生振动, 使得短程势垒的阻碍减小, 位错更容易越过势垒而发生运动, 热应力项也随之减小。定义材料在温度为0 K时极限流动应力大小为力学阈值应力, 则材料的力学阈值应力  $\hat{\sigma}$  可表示为:

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_a + \hat{\sigma}_e \quad (8)$$

式中:  $\hat{\sigma}_a$  为阈值非热应力项, 可以视为常数;  $\hat{\sigma}_e$  为阈值热应力项。

考虑到载荷对材料非热应力项的影响, 根据位错动力学理论(见式(7)), 将阈值非热应力项的大小与材料的非热应力视为相等。则材料的流动应力可表示为<sup>[27]</sup>:

$$\sigma = \sigma_a + f(\dot{\varepsilon}, T) \hat{\sigma}_e \quad (9)$$

式中:  $\dot{\varepsilon}$  为材料的应变速率,  $s^{-1}$ ;  $T$  为热力学温度, K;  $f(\dot{\varepsilon}, T)$  为影响因子, 与应变速率和温度有关。

研究表明位错运动的平均速度与材料塑性变形的应变速率相关。OROWAN<sup>[28]</sup>指出, 材料的平均剪切应变速率与位错密度和位错平均运动速度间存在如式(10)所示的关系:

$$\dot{\gamma} = b\rho v \quad (10)$$

式中:  $\dot{\gamma}$  为材料的平均剪切应变速率;  $b$  为柏式矢量的长度, nm;  $\rho$  为位错密度;  $v$  为位错平均运动速度。

材料的平均有效塑性应变速率与平均剪切塑性应变速率的关系可表示为<sup>[29]</sup>:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\gamma}}{m} \quad (11)$$

式中:  $m$  为材料的施密特取向因子, 用以表示晶体受力位向与临界分切应力之间的关系。材料的位错平均运动速度的大小由材料变形过程中位错在热激活作用下克服运动势垒的能力所决定, 可表示为<sup>[30]</sup>:

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \quad (12)$$

式中:  $v_0$  为参考位错平均运动速度;  $\Delta G$  为位错吉布斯自由能, 表示位错克服势垒运动所需能量;  $k$  为玻尔兹曼常数。定义参考位错平均运动速度下的应变速率为参考应变速率  $\dot{\varepsilon}_{s0}$ , 则根据式(10), 参考应变速率可定义为:

$$\dot{\varepsilon}_{s0} = \frac{b\rho v_0}{m} \quad (13)$$

吉布斯自由能  $\Delta G$  与热应力之间存在联系, 可表示为<sup>[29]</sup>:

$$\Delta G = G_0 \left[ 1 - \left( \frac{\sigma_e}{\hat{\sigma}_e} \right)^p \right]^q \quad (14)$$

式中:  $G_0$  为参考热激活能;  $p$ 、 $q$  为表征势垒形状的关联参数, 一般  $0 < p \leq 1$ ,  $1 < q \leq 2$ 。

材料结构与位错运动所需的能量之间存在直接联系。在没有外在载荷的情况下, 吉布斯自由能是位错克服势垒运动所需的能量。在存在外在载荷的情况下, 克服势垒所需的热激活自由能减少, 可以用亥姆霍兹自由能  $\Delta A$  来表示克服障碍所需的能量<sup>[29]</sup>:

$$\Delta A = \Delta G + \Delta W \quad (15)$$

超声振动对材料的作用一般分为两类。第一类是材料与超声装置之间的接触产生的机械功随着振动引起的超声应力的变化而变化, 即学者们所研究的应力叠加效应。机械功一般包括位移产生的应变和动能, 通常包含在吉布斯自由能中。第二类是非接触式能量传递, 超声能传递到激活区域, 增强位错克服势垒的能力。因此, 超声能产生的附加功可以用激活体积上的声应力大小来表示<sup>[31]</sup>:

$$\Delta A = \Delta G - \sigma_{ac} V \quad (16)$$

式中:  $\sigma_{ac}$  为激活体积上的声应力大小;  $V$  为激活体积。声应力的大小与材料特性以及振动参数有关, 可表示为<sup>[32]</sup>:

$$\sigma_{ac} = \frac{\omega\mu E}{c} \quad (17)$$

式中:  $\omega$  为振动频率;  $\mu$  为振幅;  $E$  为弹性模量;  $c$  为材料内部的声速, 其与材料性质的关系如下:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho_m}} \quad (18)$$

式中:  $\rho_m$  为材料密度。

联合式(10)~(18), 可推导出影响因子  $f(\dot{\varepsilon}, T)$  为:

$$f(\dot{\varepsilon}, T) = \left\{ 1 - \left[ -\left( \frac{kT}{G_0} \right) \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{s0}} \right) + \frac{V\omega\mu\sqrt{\rho_m E}}{G_0} \right]^{1/q} \right\}^{1/p} \quad (19)$$

在塑性变形过程中, 材料内部结构发生变化, 实质上反映了位错的累积和动态回复之间竞争的作用。应变硬化率( $\theta = d\sigma/d\varepsilon$ )可表示为:

$$\theta = \theta_0 - \theta_\tau(\dot{\varepsilon}, T, \hat{\sigma}) \quad (20)$$

式中:  $\theta_0$  为塑性加工过程中位错累积引起的应变硬化率;  $\theta_\tau$  为动态回复率;  $\hat{\sigma}$  为材料的力学阈值应力。KOCKS 等<sup>[29]</sup>提出如下的应变硬化关系:

$$\theta = \theta_0 \{1 - [F(x)]\}, x = \frac{\hat{\sigma}_e}{\hat{\sigma}_{e,s}} \quad (21)$$

式中:  $\hat{\sigma}_e$  为前面所定义的阈值热应力;  $\hat{\sigma}_{e,s}$  为饱和阈值热应力, 表征应变速率和温度对材料结构演化的作用;  $F(x)$  为函数关系, 当  $F(x)=x$  时, 式(21)可以简化为 Voce law 硬化函数。因此, 基于  $\theta-\varepsilon$  曲线关系图提出指数函数形式:

$$F(x) = \lambda \exp(a_1 \varepsilon^{b_1}) \quad (22)$$

式中:  $\lambda$ 、 $a_1$ 、 $b_1$  为常数。

联立式(9)和式(20)~(22)可得到应变硬化阶段( $\varepsilon < \varepsilon_c$ )的本构方程; 基于 Sellars 模型, 提出动态再结晶阶段( $\varepsilon \geq \varepsilon_c$ )的模型<sup>[19]</sup>, 最终的本构方程如下:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = \sigma_a + \gamma \exp(a_1 \varepsilon^{b_1}) f(\dot{\varepsilon}, T), (\varepsilon < \varepsilon_c) \\ \sigma = \sigma_a - r \exp\left[-\phi\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_p}\right)^\delta\right], (\varepsilon \geq \varepsilon_c) \\ \sigma_a = \frac{M^2 \alpha G b}{k_2 (1 + \eta_2)} \cdot \\ \quad \left\{ k_1 (1 + \eta_1) - C \exp\left[-\frac{k_2 (1 + \eta_2)}{2} \varepsilon\right] \right\} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^{1/m} \\ f(\dot{\varepsilon}, T) = \left\{ 1 - \left[ -\left( \frac{kT}{G_0} \right) \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{s0}} \right) + \frac{V\omega\mu\sqrt{\rho_m E}}{G_0} \right]^{1/q} \right\}^{1/p} \end{array} \right. \quad (23)$$

式中:  $\gamma = \lambda \hat{\sigma}_{e,s}$  可看作实际参考热应力;  $\varepsilon_c$  为动态再

结晶发生的临界应变;  $\varepsilon_p$  为峰值应变;  $\phi$  为与温度相关的参数;  $\delta$  和  $r$  为常数。研究指出<sup>[19]</sup>, 临界应变  $\varepsilon_c$  与峰值应变  $\varepsilon_p$  之间存在的线性关系, 即:

$$\varepsilon_c = K\varepsilon_p \quad (24)$$

式中:  $K$  为常数, 根据参考文献[19], 将其取值为 0.81。

### 3 结果与讨论

根据经验<sup>[7, 14]</sup>确定  $\sigma_a$  部分的参数  $M=3.06$ 、 $\alpha=1/3$ 、 $\dot{\varepsilon}_0=10^6 \text{ s}^{-1}$ 、 $b=0.286 \text{ nm}$ 。其中  $\dot{\varepsilon}_{s0}$  与  $\dot{\varepsilon}_0$  属于同类项, 将其取值为  $10^6$ 。首先, 通过 PSO 粒子群优化算法拟合出无振动情况下, 与温度无关的参数如表 1 所示, 以及与温度有关的参数  $k_2$  和  $\phi$  值如表 2 所示。其次, 通过 PSO 粒子群算法大致确定在不同振动情况下的  $\eta_1$  和  $\eta_2$  的初始值范围, 利用遗传算法精确获得  $\eta_1$  和  $\eta_2$  的最终值, 并采用多项式拟合出与温度和振幅相关的方程, 以定量描述在不同温度和振幅下  $\eta_1$  和  $\eta_2$  的值, 拟合程度采用  $R$  值进行评估, 拟合结果如图 7 所示。

表 1 常数参数的取值

Table 1 Values of constant parameter

| Parameter | $C$                   | $m$  | $\gamma/\text{MPa}$ | $a_1$ | $b_1$    |
|-----------|-----------------------|------|---------------------|-------|----------|
| Value     | 95                    | 3.23 | 2                   | -300  | 1.5      |
| Parameter | $\beta/\text{K}^{-1}$ | $p$  | $q$                 | $r$   | $\delta$ |
| Value     | $10^{-6}$             | 0.5  | 1.6                 | 1.165 | 1.3      |

表 2  $k_2$  和  $\phi$  的取值

Table 2 Values of  $k_2$  and  $\phi$

| Temperature/°C | $k_2$ | $\phi$ |
|----------------|-------|--------|
| 150            | 38.75 | -4     |
| 200            | 46.07 | -1.35  |

当温度和振幅都较大时,  $\eta_1$  和  $\eta_2$  的值也较大, 此时硬化现象占主导地位, 材料的伸长率下降。将  $\eta_1$  和  $\eta_2$  进行多项式拟合得到关于温度和振幅的方程如(25)、(26)所示。

$$\eta_1 = [50.4 + 95.21 \ln T - 35.32(\ln T)^2 + 3(\ln T)^3 + 0.05\mu - 0.0028\mu^2]/[1 + 1.27 \ln T + 0.31\mu^2 - 0.011\mu^3] \quad (25)$$

$$\eta_2 = [-6791.3 + 30.35T - 0.034T^2 - 7.82\mu + 2.24\mu^2 - 0.127\mu^3]/[1 + 2.19T - 294.85\mu +$$

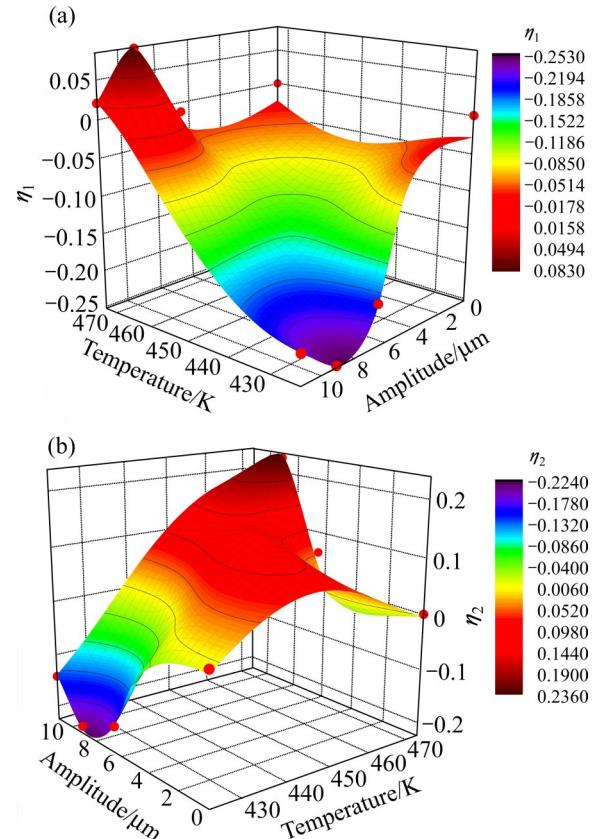


图 7  $\eta_1$  和  $\eta_2$  的值以及拟合的结果( $R>99\%$ )

Fig. 7 Values of  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  and fitting results( $R>99\%$ ): (a)  $\eta_1$ ; (b)  $\eta_2$

$$29.528\mu^2 - 0.99\mu^3] \quad (26)$$

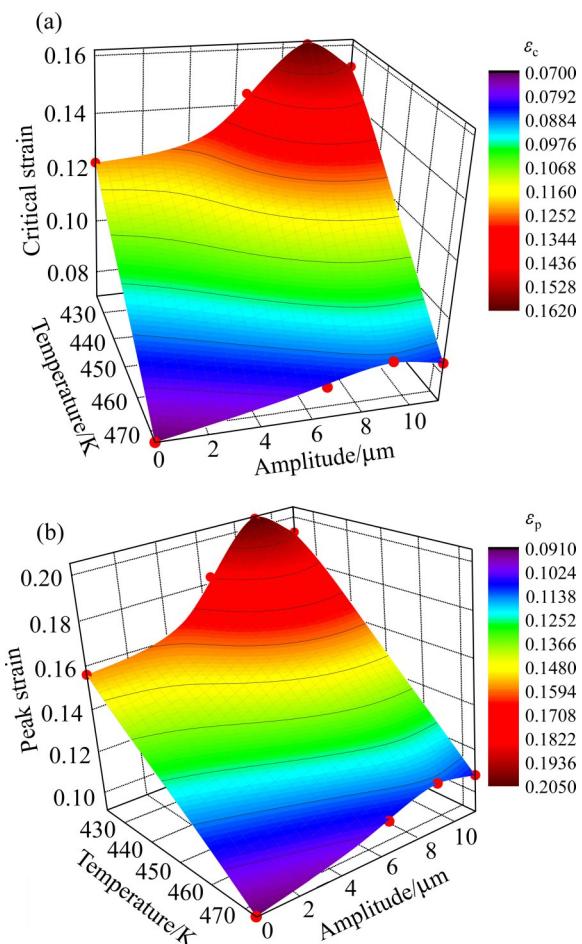
将不同温度和不同振幅下对应的临界应变  $\varepsilon_c$  和峰值应变  $\varepsilon_p$ , 通过多项式拟合分别来确定其与温度和振幅相关的方程, 以定量描述在不同温度和振幅参数下  $\varepsilon_c$  和  $\varepsilon_p$  的值, 如图 8 所示。

通过多项式拟合得到的  $\varepsilon_c$  和  $\varepsilon_p$  与温度和振幅相关的方程如式(27)、(28)所示。

$$\varepsilon_c = (-608 + 3.3T - 0.004T^2 + 5.75\mu - 1.29\mu^2 + 0.07\mu^3)/(1 + 1.07T + 68.54\mu - 18.63\mu^2 + 1.05\mu^3) \quad (27)$$

$$\varepsilon_p = (-1074.1 + 5.93T - 0.07T^2 + 9.01\mu - 2.03\mu^2 + 0.07\mu^3)/(1 + 1.58T + 90.13\mu - 24.91\mu^2 + 1.4\mu^3) \quad (28)$$

不同条件下的应力-应变关系与模型拟合的结果如图 9 所示。除了 200 °C 下、振幅为 11.2 μm 时的曲线与模型存在一定的误差外, 其余不同条件下的应力-应变关系与模型拟合的结果均较为吻合。由图 9 可以看出, 模型能有效地表示不同温度和不同振幅的情况下镁合金的应力-应变关系。通过热

图8  $\varepsilon_c$  和  $\varepsilon_p$  的值以及拟合的结果Fig. 8 Values of  $\varepsilon_c$ (a),  $\varepsilon_p$ (b) and fitting results

激活机制和位错密度演化等理论构建的超声振动下材料热拉伸的本构模型可知, 超声振动能有效地降低材料的流动应力。在温度和超声振动的共同作用下, 超声能传递到晶体局部缺陷, 从而降低位错运动的阻碍, 促进其运动。在位错运动过程中, 偶极位错发生湮灭, 导致材料未能达到启动动态再结晶所需的临界位错密度, 这在一定程度上阻碍了动态再结晶的发生。

通常情况下, 构建本构模型需要预测不同条件下材料的应力-应变关系。为此, 在温度分别为150 °C、175 °C和200 °C, 振幅为5.07 μm的条件下, 对AZ31B镁合金进行了超声辅助热拉伸实验, 并通过所构建的本构模型预测三种情况下的应力-应变曲线。根据150 °C和200 °C下的 $k_2$ 和 $\phi$ 值, 通过最小二乘法插值, 计算出175 °C下的 $k_2=44.27$ ,  $\phi=-2.26$ 。并根据式(25)~(28)计算出三个温度下振

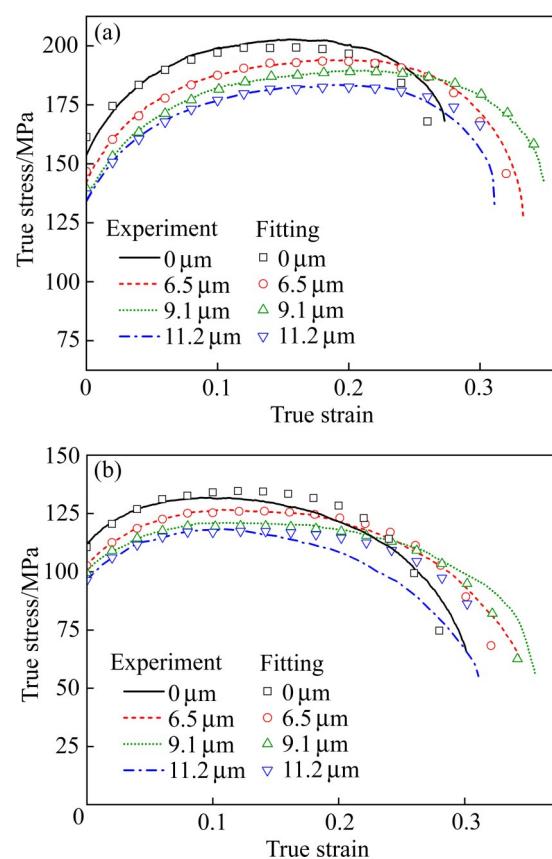


图9 模型验证

Fig. 9 Evaluation of model: (a) 150 °C; (b) 200 °C

表3 150 °C、175 °C和200 °C下参数的取值

Table 3 Values of parameters at 150 °C, 175 °C and 200 °C

| Temperature/°C | $\eta_1$ | $\eta_2$ | $\varepsilon_c$ | $\varepsilon_p$ |
|----------------|----------|----------|-----------------|-----------------|
| 150            | -0.0898  | -0.0895  | 0.13            | 0.167           |
| 175            | -0.1421  | -0.2173  | 0.109           | 0.139           |
| 200            | -0.0876  | -0.0567  | 0.079           | 0.101           |

幅为5.07 μm时对应的 $\eta_1$ 和 $\eta_2$ , 其结果如表3所示。

温度分别为150 °C、175 °C和200 °C, 振幅为5.07 μm时, 由实验所得的应力-应变关系与本构模型所预测的应力-应变关系如图10所示, 二者之间的相关系数( $R$ )大于0.99。结果表明, 该本构模型能有效地预测不同温度和不同振幅下材料的应力-应变关系, 曲线整体吻合的情况较好。

此外, 通过构建的本构模型预测了温度为150 °C和200 °C, 振幅为9.1 μm时, 镁合金在不同应变速率下的应力-应变关系, 如图11所示。从图11中可以看出, 随着应变速率的减小, 材料的流动

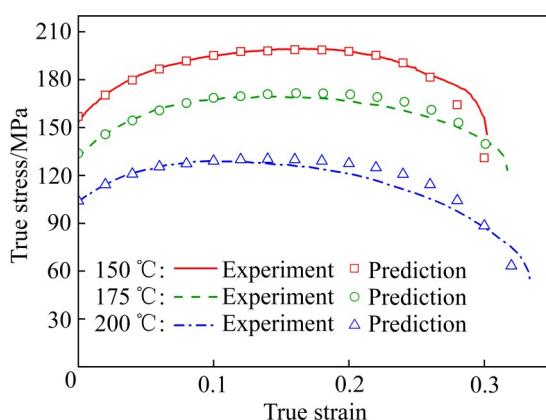


图10 实验与模型预测应力-应变曲线对比

Fig. 10 Comparison of experimental and model predicted stress-strain curves

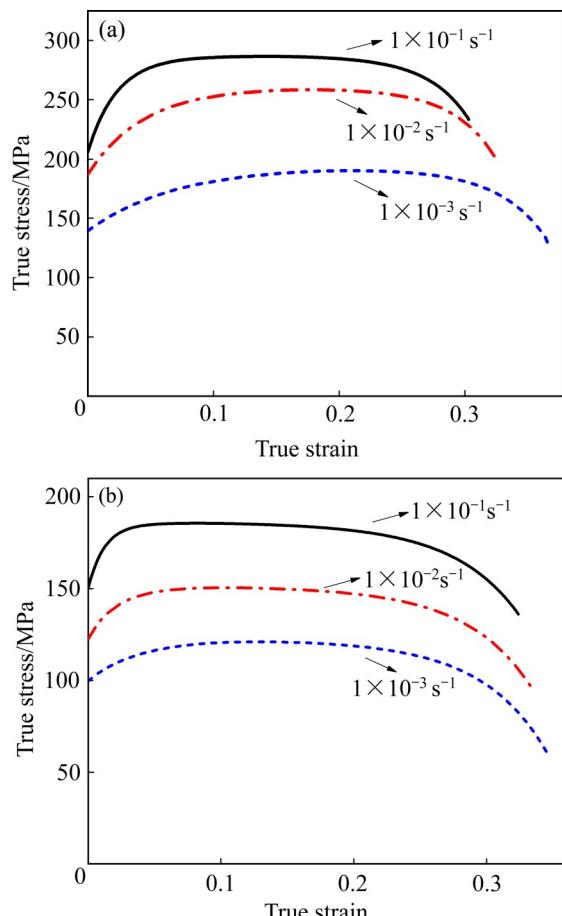


图11 模型预测不同应变速率下的应力-应变关系

Fig. 11 Stress-strain curves predicted by model at different strain rates: (a) 150 °C, 9.1 μm; (b) 200 °C, 9.1 μm

应力逐渐减小、伸长率逐渐增大,这与赵国丹<sup>[33]</sup>通过实验获得的AZ31镁合金的热变形曲线呈现出的趋势一致。以上研究结果表明,本文所建立的本构模型对于分析镁合金在不同应变速率下的力学行为

也具有一定的适用性。该本构模型后续可用于镁合金热振联合渐进成形、冲压、拉拔等塑性变形的有限元模拟,适用的加工参数范围为:  $1 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-1} \text{ s}^{-1}$  (应变速率)、150~200 °C(温度)和0~11.2 μm(振幅)。

## 4 结论

1) 在超声辅助镁合金热拉伸实验中,材料的屈服强度和抗拉强度下降,伸长率提高,塑性提高。随着振幅的增加,屈服强度和抗拉强度降低的幅度增加,伸长率先增大后减小,在振幅为9.1 μm时达到最大。与无振动时的伸长率对比,施加振幅为9.1 μm的超声振动时,伸长率增加的幅度分别为32.3%(150 °C)和23.2%(200 °C)。

2) AZ31B 镁合金热变形过程中,超声振动的施加使材料峰值应变增大,导致动态再结晶推迟发生。其原因是由于超声的施加使位错分布更加规则,减少位错缠结、塞积,使得材料达到动态再结晶形核所需临界位错密度的时间延长,从而推迟了动态再结晶的发生。

3) 基于热激活机制和位错密度演化理论构建了超声振动作用下镁合金热拉伸力学性能的本构关系模型,该模型能有效地预测不同温度和振幅下材料的应力应变关系。

4) 后续的研究工作将综合考虑温度、超声振幅、应变速率等多参数对镁合金热力学行为的耦合影响,进一步完善该本构模型,扩大其应用范围。

## REFERENCES

- [1] BLAHA F, LANGENECKER B. Elongation of zinc monocrystals under ultrasonic action[J]. Naturwissenschaften, 1955, 42: 556.
- [2] 曹秒艳, 田少杰, 胡晗, 等. 超声振动条件下AZ31B镁合金本构关系[J]. 中国有色金属学报, 2020, 30(7): 1584~1593. CAO Miao-yan, TIAN Shao-jie, HU Han, et al. Constitutive relationship of AZ31B magnesium alloy under ultrasonic vibration[J]. The Chinese Journal of Nonferrous Metals, 2020, 30(7): 1584~1593.
- [3] XIE Z D, GUAN Y J, ZHAI J Q, et al. Study on ultrasonic vibration assisted upsetting of 6063 aluminum alloy[J].

- Procedia Engineering, 2017, 207: 490–495.
- [4] LI Y L, CHENG Z N, CHEN X X, et al. Constitutive modeling and deformation analysis for the ultrasonic-assisted incremental forming process[J]. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, 2019, 104(5/6/7/8): 2287–2299.
- [5] DAUD Y, LUCAS M, HUANG Z H. Modelling the effects of superimposed ultrasonic vibrations on tension and compression tests of aluminium[J]. Journal of Materials Processing Technology, 2007, 186(1/2/3): 179–190.
- [6] LANGENECKER B. Effects of ultrasound on deformation characteristics of metals[J]. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, 1966, 13(1): 1–8.
- [7] YAO Z H, KIM G Y, WANG Z H, et al. Acoustic softening and residual hardening in aluminum: Modeling and experiments[J]. International Journal of Plasticity, 2012, 39: 75–87.
- [8] WANG C J, LIU Y, GUO B, et al. Acoustic softening and stress superposition in ultrasonic vibration assisted uniaxial tension of copper foil: experiments and modeling[J]. Materials & Design, 2016, 112: 246–253.
- [9] PRABHAKAR A, VERMA G C, KRISHNASAMY H, et al. Dislocation density based constitutive model for ultrasonic-assisted deformation[J]. Mechanics Research Communications, 2017, 85: 76–80.
- [10] WEN T, WEI L, CHEN X, et al. Effects of ultrasonic vibration on plastic deformation of AZ31 during the tensile process[J]. International Journal of Minerals, Metallurgy, and Materials, 2011, 18(1): 70–76.
- [11] XIE Z D, GUAN Y J, YU X H, et al. Effects of ultrasonic vibration on performance and microstructure of AZ31 magnesium alloy under tensile deformation[J]. Journal of Central South University, 2018, 25(7): 1545–1559.
- [12] 余琨, 黎文献, 王日初, 等. 变形镁合金的研究、开发及应用[J]. 中国有色金属学报, 2003, 13(2): 277–288.  
YU Kun, LI Wen-xian, WANG Ri-chu, et al. Research, development and application of wrought magnesium alloys[J]. The Chinese Journal of Nonferrous Metals, 2003, 13(2): 277–288.
- [13] CHEN M S, YUAN W Q, LI H B, et al. New insights on the relationship between flow stress softening and dynamic recrystallization behavior of magnesium alloy AZ31B[J]. Materials Characterization, 2019, 147: 173–183.
- [14] 姚喆赫. 超声能场在金属微/介观成形中的作用理论及实验研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2016.  
YAO Zhe-he. Theories and experimental studies on effects of ultrasonic energy field in micro/meso metal forming[D].
- Hangzhou: Zhejiang University, 2016.
- [15] SIU K W, NGAN A H W, JONES I P. New insight on acoustoplasticity-Ultrasonic irradiation enhances subgrain formation during deformation[J]. International Journal of Plasticity, 2011, 27(5): 788–800.
- [16] 陈振华, 许芳艳, 傅定发, 等. 镁合金的动态再结晶[J]. 化工进展, 2006, 25(2): 140–146.  
CHEN Zhen-hua, XU Fang-yan, FU Ding-fa, et al. Dynamic recrystallization of magnesium alloy[J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2006, 25(2): 140–146.
- [17] 汪建强, 郭丽丽, 王长峰. AZ31镁合金位错密度模型及热压缩的微观组织预测[J]. 中国有色金属学报, 2020, 30(1): 48–59.  
WANG Jian-qiang, GUO Li-li, WANG Chang-feng. Dislocation density model of AZ31 magnesium alloy and microstructure prediction of thermal compression[J]. The Chinese Journal of Nonferrous Metals, 2020, 30(1): 48–59.
- [18] CAI Z W, CHEN F X, MA F J, et al. Dynamic recrystallization behavior and hot workability of AZ41M magnesium alloy during hot deformation[J]. Journal of Alloys and Compounds, 2016, 670: 55–63.
- [19] LIU J, CUI Z, RUAN L. A new kinetics model of dynamic recrystallization for magnesium alloy AZ31B[J]. Materials Science and Engineering A, 2011, 529: 300–310.
- [20] MOMENI A, ABBASI S M. On the opposition of dynamic recrystallization and solute dragging in steels[J]. Journal of Alloys and Compounds, 2015, 622: 318–326.
- [21] 蒋少松, 杨天豪, 孙宏宇, 等. 超声波振动对钛箔拉伸性能及位错分布的影响[J]. 材料工程, 2019, 47(2): 84–89.  
JIANG Shao-song, YANG Tian-hao, SUN Hong-yu, et al. Influence of ultrasonic vibration on tensile properties and dislocation distribution of titanium foil[J]. Journal of Materials Engineering, 2019, 47(2): 84–89.
- [22] JIANG H, DONG J X, ZHANG M C, et al. A study on the effect of strain rate on the dynamic recrystallization mechanism of alloy 617B[J]. Metallurgical and Materials Transactions A, 2016, 47(10): 5071–5087.
- [23] KRISHNASWAMY H, KIM M J, HONG S T, et al. Electroplastic behaviour in an aluminium alloy and dislocation density based modelling[J]. Materials & Design, 2017, 124: 131–142.
- [24] KOCKS U F. Laws for work-hardening and low-temperature creep[J]. Journal of Engineering Materials and Technology, 1976, 98(1): 76–85.
- [25] ESTRIN Y. Dislocation theory based constitutive modelling: foundations and applications[J]. Journal of Materials Processing Technology, 1998, 80/81: 33–39.

- [26] ESTRIN Y. Dislocation-density-related constitutive modeling[M]//Unified Constitutive Laws of Plastic Deformation. Amsterdam: Elsevier, 1996: 69–106.
- [27] FOLLANSBEE P S, KOCKS U F. A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable[J]. *Acta Metallurgica*, 1988, 36(1): 81–93.
- [28] OROWAN E. Problems of plastic gliding[J]. *Proceedings of the Physical Society*, 1940, 52(1): 8–22.
- [29] KOCKS U F, ARGON A S, ASHBY M F. Thermodynamics and kinetics of slip[J]. *Progress in Materials Science*, 1975, 19: 1–281.
- [30] ZERILLI F J, ARMSTRONG R W. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations[J]. *Journal of Applied Physics*, 1987, 61(5): 1816–1825.
- [31] GU B P, HU X, ZHAO L, et al. Effect of multi-dimensional ultrasonic-assisted pulsed-laser surface irradiation on residual stress in AISI 1045 steel[J]. *Journal of Cleaner Production*, 2017, 143: 1183–1190.
- [32] POHLMAN R, LEHFELDT E. Influence of ultrasonic vibration on metallic friction[J]. *Ultrasonics*, 1966, 4(4): 178–185.
- [33] 赵国丹. AZ31镁合金热变形力学行为和动态再结晶的研究[D]. 重庆: 重庆大学, 2005.  
ZHAO Guo-dan. The mechanics behavior and dynamic recrystallization in hot deformation of AZ31 alloy[D]. Chongqing: Chongqing University, 2005.

## Hot tensile behavior and constitutive model of AZ31B magnesium alloy sheet under ultrasonic vibration

LIAO Juan<sup>1</sup>, ZHANG Li-xia<sup>1</sup>, ZHENG Ting-jian<sup>1</sup>, SU Hua<sup>2</sup>, GUO Jin-quan<sup>1</sup>

(1. School of Mechanical Engineering and Automation, Fuzhou University, Fuzhou 350116, China;  
2. MCC Ramu New Energy Technology Co., Ltd., Tangshan 063299, China)

**Abstract:** The effects of temperature and ultrasonic vibration on the mechanical behavior of AZ31B magnesium alloy sheet were studied by ultrasonic vibration assisted hot tensile tests. The results show that with the applying of the ultrasonic vibration, the yield strength and tensile strength are decreased, the elongation and plasticity are improved, and the onset of the dynamic recrystallization is delayed. With the increase of the amplitude, the yield strength and tensile strength further decrease, while the elongation first increases and then decreases. Comparing with that without ultrasonic vibration, the elongation under the vibration of 9.1  $\mu\text{m}$  increases by 32.3% (150  $^{\circ}\text{C}$ ) and 23.2% (200  $^{\circ}\text{C}$ ), respectively, to the maximum extent among the experimental results. Based on the thermal activation mechanism and dislocation density evolution theory, the constitutive model used to describe the hot tensile behavior of Mg alloy sheet under ultrasonic vibration is established. The performance of this model is evaluated by the experiment. The model can effectively predict the stress-strain responses of materials under different temperatures and amplitudes, and the predictive curves are in good agreement with the experimental curves. It provides a theoretical basis for the finite element simulation of metal sheet in hot plastic forming under ultrasonic vibration.

**Key words:** magnesium alloy; constitutive model; ultrasonic vibration; tensile test; mechanical behavior

**Foundation item:** Project(51805087) supported by the National Natural Science Foundation of China

**Received date:** 2021-10-13; **Accepted date:** 2021-12-17

**Corresponding author:** GUO Jin-quan; Tel: +86-13950287987; E-mail: megjq@fzu.edu.cn

(编辑 何学锋)