

引用格式: 刘博浩, 郝荣, 乔琚威. 高熵合金中的锯齿流变行为研究进展[J]. 中国材料进展, 2025, 44(1): 61-73.
LIU B H, HAO R, QIAO J W. Research Progress on Serrated Flow Behavior in High-Entropy Alloys[J]. Materials China, 2025, 44(1): 61-73.

特约专栏

高熵合金中的锯齿流变行为研究进展

刘博浩, 郝 荣, 乔琚威

(太原理工大学材料科学与工程学院, 山西 太原 030024)

摘 要: 高熵合金由于其独特的合金组成和多种元素的均匀分布, 展现出了传统合金无法比拟的优异力学性能、热稳定性和耐腐蚀性。因此, 这类新型材料近年来成为材料科学领域的研究热点之一。在高熵合金的塑性变形过程中, 锯齿流变行为是一种十分重要且典型的现象, 它通常表现为应力-应变曲线中的不规则波动。该行为揭示了材料内部复杂的动力学机制, 与动态应变时效和位错运动等微观结构演变密切相关。研究表明, 在不同的外部条件下, 锯齿流变行为会呈现出不同的特征, 并对材料的力学性能产生显著影响。近年来, 学者们在锯齿流变行为的发生机理、影响因素及其对高熵合金材料性能的作用机理方面进行了广泛的研究, 揭示了高熵合金内部位错滑移、局部应变集中等现象的本质。系统综述了高熵合金中锯齿流变行为的最新研究进展, 重点讨论了锯齿流变行为的理论基础、实验方法以及特征参数的定量分析, 旨在为进一步提高高熵合金的力学性能和工程应用提供理论指导。

关键词: 高熵合金; 锯齿流变; PLC 效应; 临界应变; 平均场理论; 数字图像相关法

中图分类号: TG139 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-3962(2025)01-0061-13

Research Progress on Serrated Flow Behavior in High-Entropy Alloys

LIU Bohao, HAO Rong, QIAO Junwei

(College of Materials Science and Engineering, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

Abstract: High-entropy alloys (HEAs) exhibit outstanding mechanical properties, thermal stability, and corrosion resistance due to their unique alloy compositions and the uniform distribution of multiple elements. Consequently, these novel materials have become a research hotspot in the field of materials science in recent years. Serrated flow behavior is a significant and characteristic phenomenon observed during the plastic deformation of high-entropy alloys, typically manifested as irregular fluctuations in the stress-strain curve. This behavior reveals the complex dynamic mechanisms within the material and is closely related to microstructural evolution, such as dynamic strain aging and dislocation movement. Studies have shown that serrated flow behavior presents different characteristics under various external conditions, significantly impacting the mechanical properties of the materials. In recent years, researchers have extensively investigated the mechanisms behind serrated flow behavior, its influencing factors, and its effects on the performance of high-entropy alloy materials, uncovering the essence of phenomena such as dislocation slip and localized strain concentration within these alloys. This article systematically reviews the latest research progress on serrated flow behavior in high-entropy alloys, focusing on the theoretical foundations, experimental methods, and quantitative analysis of characteristic parameters. The aim is to provide theoretical guidance for further improving the mechanical performance and engineering applications of high-entropy alloys.

Key words: high-entropy alloys; serrated flow; PLC effect; critical strain; mean-field theory; digital image correlation

收稿日期: 2024-10-14 修回日期: 2024-12-12

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(52271110); 山西省科技厅研究项目(2022-037); 山西省重点研发计划项目(202102050201008)

第一作者: 刘博浩, 男, 2000 年生, 博士研究生

通讯作者: 乔琚威, 男, 1982 年生, 教授, 博士生导师,

Email: qiaojunwei@gmail.com

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.202410007

1 前 言

高熵合金 (high-entropy alloys, HEAs)^[1-3] 是指合金由多种 (通常是 5 种或更多) 元素组成, 且这些元素的摩

尔分数相对接近,通常在 5%~35% 之间。这种组成导致材料在配置上具有较高的混合熵,混合熵值通常超过 $1.5R$ (R 为气体常数),从而区分于传统的二元或三元合金。近年来,高熵合金因其优异的力学性能、耐高温性、耐腐蚀性和结构稳定性而在材料科学领域受到广泛关注。与传统合金相比,高熵合金具有复杂的原子排列和多样的强化机制,使其在应力作用下表现出独特的力学行为。其中,锯齿流变(serrated flow)^[4-9]行为是高熵合金在塑性变形过程中常见的现象,通常在应力-应变曲线上呈现不规则波动。这一现象揭示了材料内部复杂的动力学过程,并与材料的失效和强化机制密切相关。

锯齿流变行为最早在低碳钢和铝合金^[9-14]中被观察到,并归因于动态应变时效(dynamic strain aging, DSA)效应^[9, 14-21],即位错在运动过程中与溶质原子发生交互作用,导致应力波动。该现象同样出现在高熵合金中,且由于其复杂的成分和变形机理,锯齿流变行为表现得更加多样。研究表明,高熵合金中的锯齿流变现象与温度、应变速率和合金成分等因素密切相关^[6, 7, 22-27],不同类型的锯齿(如 A 型、B 型和 C 型锯齿)^[7, 28]反映了材料内部不同的位错滑移机制和溶质原子的扩散行为。在材料的塑性变形过程中,锯齿流变行为不仅影响其力学性能,还揭示了动态应变时效、位错运动^[29-32]、孪晶^[33]和相变^[34]等微观机制的复杂性。通过对锯齿流变行为的研究,可以深入理解高熵合金在不同应力和温度条件下的强化机制,揭示其塑性变形过程中的动态行为,为材料设计和应用提供理论依据。

2 锯齿流变行为的理论基础

2.1 PLC 效应

Portevin-Le Chatelier 效应(PLC 效应)^[35-40]是金属材料在塑性变形过程中出现的一种不稳定变形现象,通常在应力-应变曲线上表现为锯齿形波动,这种应力-应变曲线上出现锯齿状流动的行为被称为锯齿流变。PLC 效应主要与动态应变时效机制相关,动态应变时效是指在特定温度和应变速率下,材料内部溶质原子与位错之间的相互作用。具体而言,溶质原子会在位错的应力场中扩散并钉扎在其周围,从而阻碍位错的移动。随着外部载荷的增加,位错在应力积累到一定程度后会克服溶质原子的钉扎,发生滑移,导致应力突然下降,形成锯齿形波动^[9]。此后,新的位错滑移路径再次被溶质原子钉扎,形成周期性的锯齿波应力变化。PLC 效应通常在一定的温度和应变速率下出现在一些具有 FCC 或 BCC 结构的金属合金中,如铝合金、镁合金、铜合金及高熵合金

等。该现象对材料的塑性成形性能、力学稳定性及断裂行为有重要影响。

PLC 效应的主要特征包括:① 锯齿波动的应力-应变曲线:应力随应变增加时表现出不连续的下降,表明材料的局部变形不稳定;② 应变局部化:此效应往往伴随应变的局部化,材料表面会形成局部变形带(PLC 带),这种局部变形会在材料中扩散;③ 温度和应变速率的依赖性:PLC 效应仅在一定的温度和应变速率范围内发生,当温度过高或应变速率过低时,该现象会消失。

Qin 等^[19]探究了动态应变时效过程中 3 种不同类型锯齿(A 型、B 型和 C 型)的微观机理及其在应力-应变曲线中的表现,如图 1 所示。该图通过对比不同类型锯齿的应力响应,深入揭示了位错钉扎与脱钉过程在锯齿流变行为中的主导作用。对于 B 型锯齿,尽管其应力响应与 A 型有所不同,但其锯齿行为仍由位错钉扎过程驱动。在 B 型锯齿的加载过程中,较低的应变速率导致位错的运动速度降低,位错的钉扎与脱钉过程在时间/应变上相对平衡,因此应力上升与下降的幅度变化表现出相似性(图 1a)。相比之下, C 型锯齿主要在较低应变速率和较高温度下出现,其应力响应主要由脱钉过程控制。C 型锯齿的特征是应力显著下降至应力-应变曲线的一般水平以下,随后逐渐恢复(图 1b)。由于应变速率较慢,位错的平均速度小于溶质原子的扩散速率,溶质原子能够迅速扩散并在位错核附近形成饱和溶质原子云(在传统合金中,溶质原子在位错附近聚集形成的气团被称为柯垂耳气团,这样的气团可以有效地阻碍位错的运动。在高熵合金中,溶质原子无法确定,因此根据以往的研究,我们假设高熵合金中一些特定的元素或者溶质构型为溶质原子,将它们形成的气团称为溶质原子云),导致位错在滑移过程中受到溶质原子云的拖曳效应,使得位错的运动速度减缓且外部应力增加。当应力达到临界值时,位错脱离溶质原子云,导致应力突然下降,随后位错再次进入溶质原子云,使外部应力回升。

2.2 PLC 效应的发展历程

普遍认为 PLC 效应的微观机制为动态应变时效,即在一定应变速率作用下溶质原子与位错的相互作用。1949 年, Cottrell 等^[35]提出了第一个动态应变时效模型,认为溶质原子扩散并在可动位错周围形成气团。若溶质原子的扩散速率低于可动位错的速度,则气团无法有效钉扎位错,从而不引发 PLC 效应。相反,当溶质扩散速率远高于可动位错速度时,气团不断形成,使位错难以脱钉,同样不会产生 PLC 效应。只有当溶质的扩散速率与可动位错的速度相当时,位错才能脱离气团的钉扎,

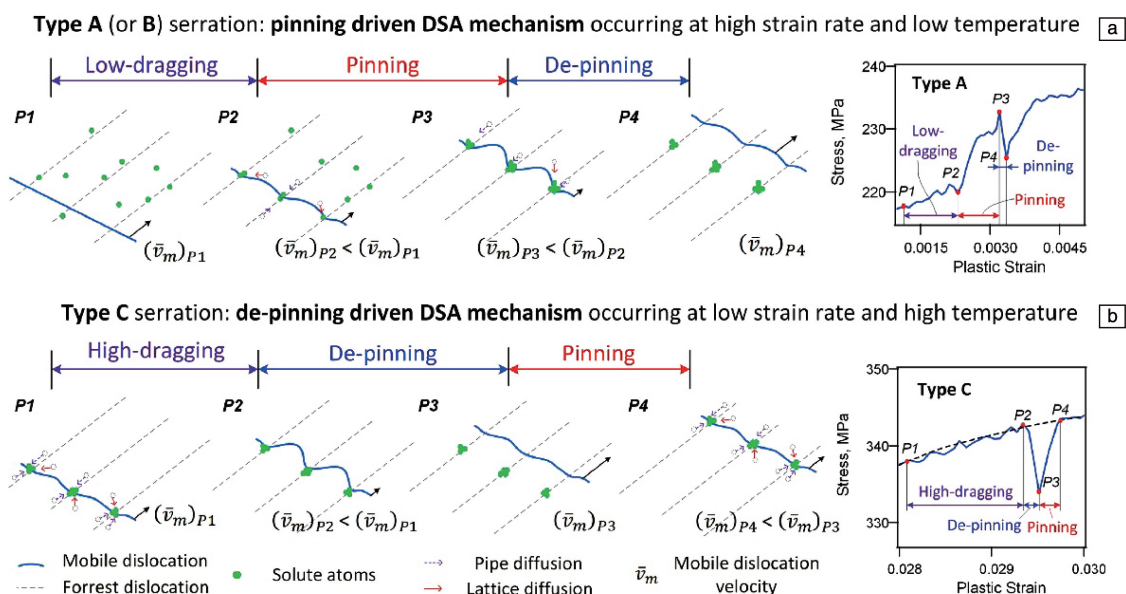


图1 与动态应变时效(DSA)机制相关的微观过程示意图^[19]: (a) A型(或B型)锯齿由发生在相对高应变速率和/或低温下的钉扎过程驱动, (b) C型锯齿由发生在相对低应变速率和/或高温下的脱钉过程驱动

Fig. 1 Schematic diagrams illustrating the microscopic processes associated with dynamic strain aging (DSA) mechanisms underlying^[19]: (a) type A (or B) serration driven by the pinning process occurring at relatively high strain rate and/or low temperature, (b) type C serration driven by the de-pinning process taking place at relatively low strain rate and/or high temperature

从而在应力-应变曲线中显示出应力降现象。适当的扩散率还能够使溶质原子在位错脱钉后重新钉扎, 形成反复屈服的 PLC 效应。

Cottrell^[41]在1953年提出了一个改进模型, 强调空位辅助溶质原子的扩散。该模型指出, 随着应变增加, 空位浓度线性上升, 有助于提高溶质原子的扩散速率, 从而增强钉扎能力。尽管这两个模型假设位错运动是连续的, 研究发现宏观上的连续塑性变形实际上对应于位错间歇性的运动。在滑移过程中, 可动位错会遇到障碍物导致其停滞。在特定条件下, 可动位错能够克服这些障碍并继续滑移。

1972年, McCormick^[11]提出了新模型, 模型假设在可动位错被障碍物阻拦的等待时间内, 溶质原子向可动位错聚集形成气团, 增加了位错运动的额外阻力。当外加应力大于障碍物和气团造成的阻力时, 位错将脱钉并迅速移动, 但在移动过程中仅受障碍物的阻力, 导致应力下降对应气团的额外阻力。此模型认为溶质原子的扩散为体扩散。

与体扩散不同, Sleeswyk^[42]在1958年提出管扩散模型, 认为溶质原子在位错被阻拦前已在林位错附近聚集。当可动位错遇到林位错时, 周围的溶质原子会沿位错线向可动位错偏聚, 实现钉扎。在位错脱钉后, 这些溶质原子并不会随位错运动, 而是重新向林位错聚集。1998年, Springer等^[43]进一步细分了管扩散, 提出了交叉点

强化和线强化机制, 认为钉扎的有效性与溶质原子在等待时间内的扩散数量密切相关。

2004年, Picu^[44]发现, 若无空位参与, 管扩散速率较慢, 钉扎所需时间较长, 提出了不依赖等待时间的负应变速率敏感性模型。根据该模型, 溶质原子向林位错偏聚, 形成气团, 阻碍可动位错的运动。提高应变速率将导致溶质原子偏聚的有效时间缩短, 从而使阻碍效果下降, 最终在应变速率增大时应力-应变曲线上的应力值降低。

2006年, Curtin等^[20]提出跨核扩散机制, 描述溶质原子通过滑移面从受压侧扩散到受拉侧的过程。2019年, Tsai等^[37]提出了一种基于跨核扩散模型的位错钉扎机制, 专门用于FCC高熵合金。他们指出, 当可动位错受到障碍物的阻碍时, 较大的原子会从压应力侧向拉应力侧扩散, 而较小的原子则会反向扩散。这一模型还强调, 在室温下, 局部位错核的扩散速率不足, 无法使原子占据位错附近的低能量位置, 从而无法有效钉扎位错。而在中等温度下, 位错核的扩散速率允许原子进行跨核扩散, 从而实现对位错的钉扎并产生PLC效应。然而, 当温度过高时, 原子振动幅度增加, 导致其无法有效占据位错周围的低能量位置, 进而使PLC效应消失。

2.3 动态应变时效

动态应变时效是指在材料变形过程中, 溶质原子与位错之间发生的动态交互作用。当可动位错被林位错阻

碍时, 它们会暂时停滞在林位错附近, 此时溶质原子能够扩散到可动位错处进行时效强化。该过程受温度、应变速率和变形程度等多种因素影响, 尤其是溶质原子的扩散速率和方式主要由温度决定, 而位错的运动则更多受应变速率的影响。目前对溶质扩散机制的研究主要包括体扩散、管扩散^[21]和跨核扩散。跨核扩散所需的激活能最低, 其次为管扩散, 但这一机制尚未通过实验验证, 仅在理论上得到支持。与传统的体扩散不同, 管扩散过程依赖于材料内部的微观结构特征, 尤其是位错的存在。其基本原理是, 当溶质原子在材料中移动时, 它们不仅可以在晶体结构的空隙中自由扩散, 还可以沿着位错线这一“管道”进行扩散。在管扩散过程中, 溶质原子通过位错的“管道”扩散至静态的林位错, 并在可动位错与林位错临时交汇时被捕获和积累, 如图 2 所示^[21]。这种机制在动态应变时效中尤为重要, 因为它允许溶质原子在位错被障碍物阻挡时, 通过局部扩散过程实现对位错的钉扎。具体来说, 当可动位错被障碍物暂时阻挡而停滞时, 溶质原子能够迅速扩散到位错核附近, 从而在一定条件下提供额外的阻力。这种钉扎效应能够显著影响材料的流变行为, 尤其是在塑性变形过程中。Springer 等^[43]将管扩散细分为交叉点强化和线强化。当向可动位错扩散的溶质原子数量增加时, 原本集中在交叉点的溶质原子也能够沿可动位错线扩散。此外, 溶质原子不仅能增强可动位错的钉扎效应, 还可以对林位错进行强化, 从而显著增加可动位错脱钉所需的应力, 导致高温下流变应力异常升高。

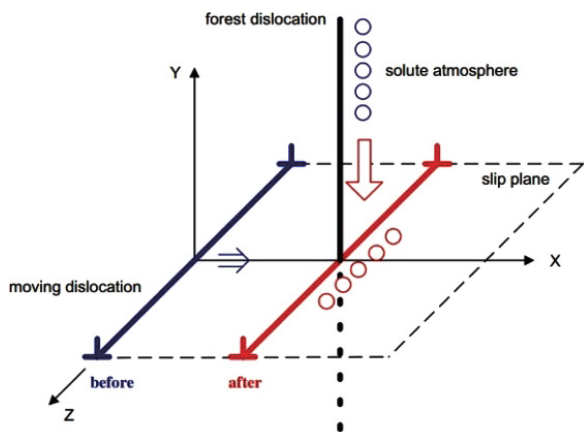


图 2 通过溶质管道扩散的动态应变时效机制: 可动位错在被固定的林位错锁住时形成溶质气氛, 而林位错的核心处溶质已达到饱和^[21]

Fig. 2 Dynamic strain aging (DSA) mechanism through solute pipe diffusion: mobile dislocations develop a solute atmosphere while locked at immobile forest dislocations, whose cores are saturated in solute prior^[21]

2.4 高熵合金中的 PLC 效应

高熵合金有别于传统合金的地方在于, 高熵合金由于晶格畸变较为严重, 在塑性变形过程中, 位错受晶格应力场影响, 呈现出弯曲的特征^[30, 31], 这样弯曲的位错使得高熵合金中的 PLC 效应与传统合金存在一定的区别。图 3 主要展示了如何通过 TEM 照片识别位错并计算其曲率和速度^[30]。图 3a 为原始 TEM 照片中标记的位错, 图 3b 为基于粗粒化方法得到的位错曲率分布, 显示了位错沿着滑移面的弯曲特征。曲率在不同方向上可以为正或负, 这表明位错线呈现出不规则的波状特征。高正值的曲率主要集中在钉扎点附近。图 3c 则展示了基于两帧图像计算的位错速度分布, 揭示了位错速度沿着位错线的不均匀性, 速度在脱钉点前后存在明显差异, 说明了位错在钉扎和脱钉过程中的动态行为。

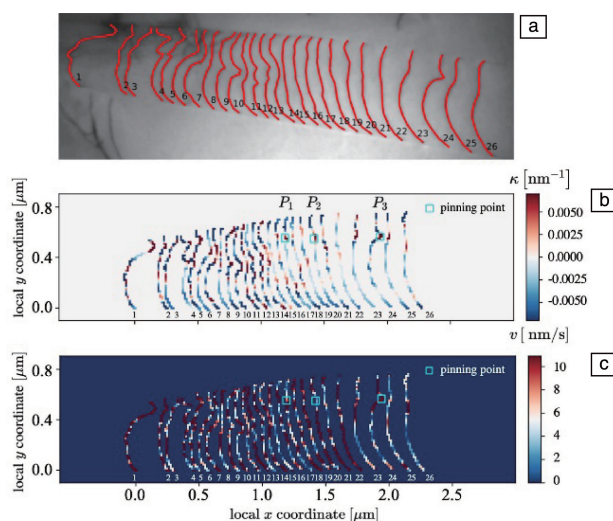


图 3 使用位错作为探针的扫描示例^[30]: (a) 原始 TEM 照片中标记的位错, (b) 像素大小为 15 nm 的粗粒化位错曲率, (c) 基于两帧数据计算的粗粒化位错速度

Fig. 3 Example of scanning using dislocation as the probe^[30]: (a) labelled dislocations in the original TEM image, (b) coarse-grained dislocation curvature with a pixel size of 15 nm, (c) coarse-grained dislocation velocity calculated based on data in two frames

图 4 通过对 303 帧 TEM 照片进行时空平均处理, 展示了位错的整体曲率和速度分布^[30]。图 4a 展示了曲率的空间分布, 显示在滑移面上的不同区域存在高曲率区, 特别是在位错堆积头部(滑移面左侧)形成了多个高曲率带, 这与低速带相对应, 表明这些区域存在局部钉扎点。图 4b 展示了沿堆积方向(x 轴)的平均曲率变化, 揭示了局部应力集中的区域。图 4c 则展示了位错速度的空间分布, 与曲率相似, 高曲率区域通常对应较低的速度。图 4d 展示了沿堆积方向的速度变化, 显示了局部钉扎对

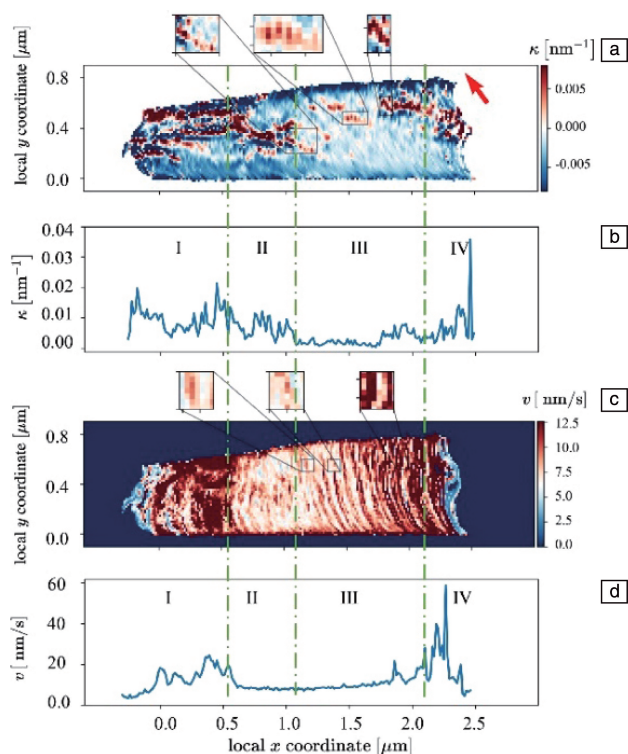


图4 基于303帧照片的位错曲率和速度的时空平均^[30]：(a)曲率分布，像素大小为15 nm(红色箭头表示 Burgers 矢量的方向 $(-1, 1, 0)$)；(b)沿堆积方向(x轴)的y方向平均的曲率分布；(c)速度分布，像素大小为15 nm；(d)沿堆积方向(x轴)的y方向平均的速度分布

Fig. 4 Spatio-temporal averaging of dislocation curvature and velocity based on 303 images^[30]：(a) distribution of curvature with a pixel size of 15 nm (the red arrow represents the direction of the Burgers vector $(-1, 1, 0)$)；(b) the distribution of the averaged (along y direction) curvature along the pile-up direction (x-axis)；(c) distribution of velocity with a pixel size of 15 nm；(d) the distribution of the averaged (along y direction) velocity along the pile-up direction (x-axis)

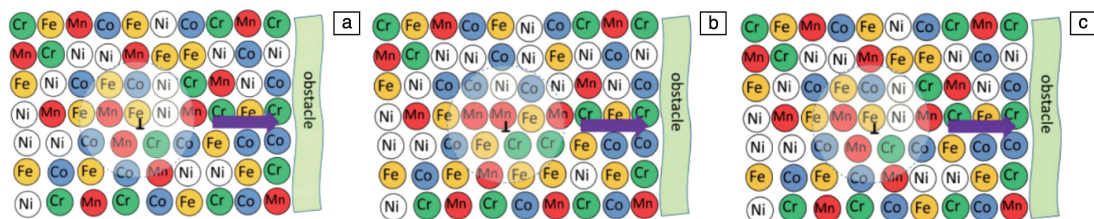


图5 在不同温度下，溶质原子通过原位钉扎锚定 CoCrFeMnNi 合金中的可动位错的机制^[37]：(a)在室温下，局部位错核的溶质原子扩散速率不足，导致原子无法通过占据位错周围的低能量位置来钉扎位错；(b)在中等温度下，局部位错核的溶质原子扩散速率足够，使得原子能够通过占据位错周围的低能量位置来钉扎位错；(c)在过高温度下，原子振动过于剧烈，无法通过占据位错周围的低能量位置来锁定位错

Fig. 5 Diagram explaining the ability of solute atoms to anchor a mobile dislocation via *in-situ* pinning at different temperatures in the CoCrFeMnNi alloy^[37]：(a) at room temperature, insufficient local dislocation-core diffusion rate does not allow the atoms to pin the dislocation by occupying low-energy positions around the dislocation；(b) at medium temperatures, sufficient local dislocation-core diffusion rate allows the atoms to pin the dislocation by occupying low-energy positions around the dislocation；(c) at too high temperatures, the atoms vibrate too much to lock a dislocation by occupying low-energy positions around the dislocation

速度分布的显著影响。特别是在某些区域，速度几乎保持恒定，表明这些区域钉扎点较多，位错在脱钉后迅速被再次钉扎。

Tsai 等^[37]探究了 CoCrFeMnNi 高熵合金中溶质原子在不同温度下通过原位钉扎位错的能力，解释了温度对 PLC 效应的影响，如图 5 所示。在室温下，位错核的局部扩散速率较低，溶质原子无法占据位错周围的低能量位置，导致钉扎不充分；在中等温度下，扩散速率足够高，溶质原子能够有效钉扎位错，触发 PLC 效应；而在更高温度下，由于热振动过于剧烈，溶质原子无法稳定锁定位错，钉扎效应被破坏。该图阐明了钉扎效应在特定温度范围内发生，并在某一最佳温度下达到峰值，这一机制同样适用于 CoFeNi 和 CoCrFeNi 合金。

Chen 等^[45]通过探究 EDS 元素映射在不同原子列中的成分分布情况，探讨了化学短程有序 (chemical short-range order, CSRO) 的发展。图 6a 显示了在 $[112]$ 轴方向的 HAADF 图像中不同元素的分布，图 6b 则进一步细化了 V, Co 和 Ni 在局部区域的分布情况。通过对 (111) 面上的元素进行线扫描，图 6c 显示了 V, Co 和 Ni 在原子列中的浓度波动，尽管整体成分与全局的 FCC 结构一致，但局部成分存在显著波动。为了量化这些元素间的空间相关性，研究计算了一组对关联系数 $C_{AB}(r)$ ，并绘制在图 6d 中，展示了 V-V、V-Co 和 V-Ni 在不同距离 r 上的相关性。结果表明，V 与 Co, Ni 倾向于作为最近邻存在，表现出正相关；而 V 原子则倾向于避免彼此成为邻近原子，表现出负相关。这种交替的元素排列趋势在拉伸变形前后都存在，可能是短程有序结构具有稳定性的证据。

此外，图 6e 的上半部分展示了 Warren-Cowley 短程有序参数，揭示了 V-V、V-Co 和 V-Ni 的短程有序随着 Monte Carlo 交换步数的增加而逐渐增强。下半部分显示了

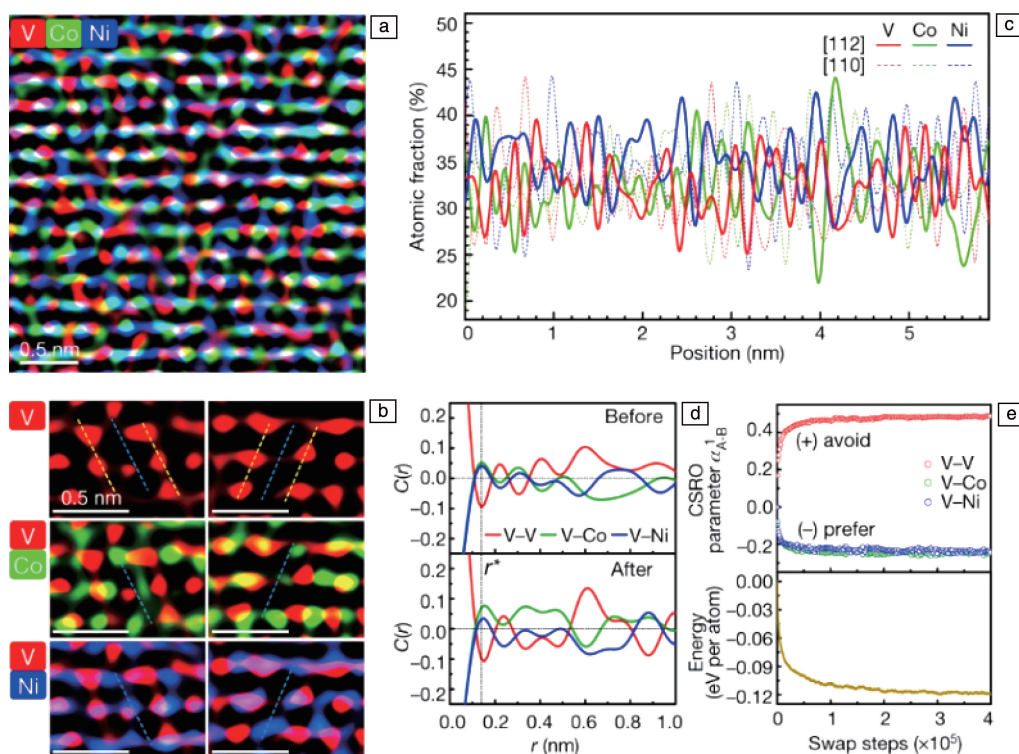


图 6 化学成分映射显示了在交替的原子平面上的元素特定富集情况(a); EDS 图谱显示了逐列原子分布情况(b); 沿水平方向的线扫描剖面, 每个线剖面表示在(111)平面中某元素的分布, 逐列投影到[110]或[112]区轴上(c); 从 17 个实验的 EDS 线剖面图计算得到的成对相关系数 $C_{A-B}(r)$, 在短至中等范围长度尺度上绘制, 以定量评估短程有序(CSRO), 化学物种的相关性和反相关性明显, 在拉伸变形前后相似(d); Warren-Cowley 短程有序参数 α_{A-B}^I 的演变显示了 V-V、V-Co 和 V-Ni 的短程有序发展(上图), 随着交换蒙特卡罗步骤的增加, 稳定降低的能量(下图)突显了 CSRO 的来源(e)^[45]

Fig. 6 Chemical mapping indicating element-specific enrichment on alternating atomic planes(a); EDS map shows the atomic column-by-column element distribution(b); line scan profiles along the horizontal direction, each line profile represents the distribution of an element in a (111) plane, column by column, projected along either the [110] or the [112] zone axis(c); pair correlation coefficients, $C_{A-B}(r)$, calculated from 17 experimental EDS line profiles, are plotted over a spatial distance on the short-to-medium range length scale to quantitatively gauge the CSRO, the correlation and anti-correlation of chemical species are obvious, and similar before and after tensile straining (d); evolution of the Warren-Cowley short-range order parameter α_{A-B}^I indicates the development of V-V, V-Co and V-Ni CSRO (upper panel), the steadily reducing energy (lower panel) with increasing swap Monte Carlo steps underscores the origin of the CSRO(e)^[45]

短程有序发展过程中能量的持续降低, 表明短程有序的形成是热力学驱动的。这些结果揭示了短程有序结构在高熵合金中的形成过程, 其可能对位错造成阻碍作用从而影响位错的钉扎和脱扎, 作为类似溶质原子云的存在进而影响锯齿流变行为, 但目前并无直接实验观察证实短程有序可以明显地影响锯齿流变行为。

3 锯齿流变行为的实验研究方法

3.1 力学试验

Liu 等^[46]进行了 CoNiV 中熵合金在不同温度和应变速率下的拉伸试验, 结果如图 7 所示, 应力-应变曲线揭示了以下特征: ① 锯齿出现的临界温度随着应变速率的降低而降低。在应变速率为 $2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 时, 160 °C 时没有

观察到锯齿, 但随着应变速率的降低, 160 °C 时锯齿变得越来越明显。② 在高应变速率和低温度下, 应力-应变曲线从平滑型转变为锯齿型。锯齿出现的应变被定义为临界应变。临界应变随着温度的升高和应变速率的降低而减小, 表现出正常行为。在较低的应变速率和较高的温度下, 临界应变接近屈服应变。③ 随着温度的升高或应变速率的降低, 观察到的锯齿类型从 A 型演变为 C 型。A 型锯齿表现为周期性上升的锯齿, B 型表现为振荡锯齿, 而 C 型则以下降锯齿为特征。复合锯齿, 表示为 A+B 型和 B+C 型, 展现了两种不同锯齿类型同时存在的特征。力学性能测试仍然是目前使用最广泛的探究锯齿流变行为的实验方法。后续人们又开发了一系列实验方法用于探究锯齿流变行为, 如声发射和数字图像相关法。

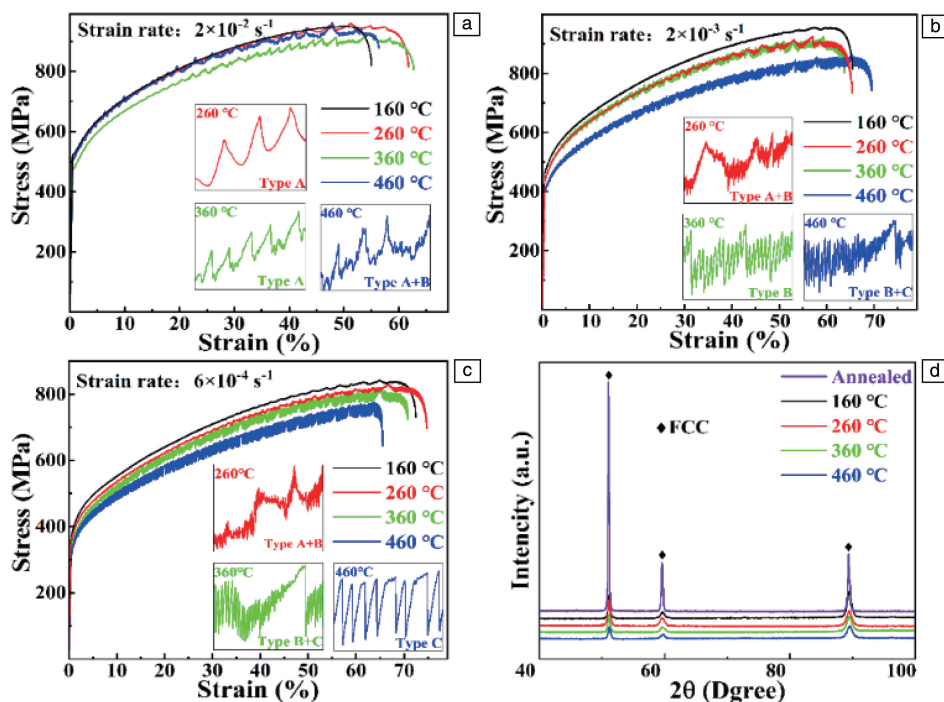


图7 CoNiV 中熵合金在不同温度下的拉伸应力-应变曲线, 应变速率分别为 $2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (a), $2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (b), $6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (c); CoNiV 中熵合金在退火状态下及在不同温度下拉伸测试后的 XRD 图谱 (d) [46]

Fig. 7 Tensile stress-strain curves for CoNiV MEA at different temperatures with a strain rate of $2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (a), $2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (b), $6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (c); XRD patterns of samples in the annealed state and after tensile testing at various temperatures for CoNiV MEA (d) [46]

3.2 声发射

声发射技术^[47, 48]是一种无损检测方法, 专门用于监测材料在应力作用下内部结构变化所产生的高频弹性波信号。这些内部变化包括微小裂纹的形成、位错运动及相变等。其基本原理是基于材料在加载、变形或破坏过程中释放的能量, 以应力波的形式从内部传播到外部。具体过程包括: 声发射源产生, 即材料内部发生局部塑性变形、裂纹萌生或扩展时释放应力波; 应力波传播, 通过材料传递到表面; 传感器捕捉, 安装在材料表面的压电传感器接收应力波并转化为电信号; 信号处理, 通过电子设备对信号进行放大、滤波和分析, 以提取信号的振幅、频率和能量等信息^[49]。声发射由于具有高采集频率的特点, 成为了分析锯齿流变行为这一复杂变形现象的重要工具。该系统能够以足够高的采样频率捕捉材料变形过程中的微观细节。此外, 声发射技术还具备定位声发射源的功能, 通过不同方位的压电传感器同时采集信号, 并利用多通道信号分析来识别声发射的信号源。虽然声发射能够同时获取变形信号的时域和空域信息, 但信号传播过程中的叠加效应使得定位变得困难和不够精确。

3.3 数字图像相关法

数字图像相关法 (digital image correlation, DIC) 是一

种非接触式全场测量技术^[50], 广泛应用于力学和材料科学领域。其基本原理是通过拍摄物体表面的一系列图像, 分析这些图像以计算物体在加载过程中的位移和变形场。DIC 技术能够精确跟踪表面斑点的运动, 从而捕捉材料在应力波动过程中的位移和应变分布。这为研究人员提供了观察位错滑移和局部变形特征的机会。在不同温度和应变速率下, DIC 还可以揭示锯齿发生时的局部应变集中区域及滑移带的形成与扩展。在锯齿流变行为中, PLC 带代表了动态应变时效过程中的局部变形带。DIC 技术高精度地记录这些 PLC 带的生成、传播和演化, 甚至能够分析不同类型的 PLC 带 (如 A 型、B 型和 C 型) 的响应与空间分布。具体而言, A 型锯齿的 PLC 带特征为两端形核并连续传播, B 型锯齿表现为两端形核和跳跃传播, 而 C 型锯齿则呈现随机形核且不发生传播的特征。

Hsu 等^[50]探究了 HfNbTaTiZr 合金在不同温度和应变速率下的单轴拉伸行为并提取了相应的 DIC 图像, 揭示了 PLC 效应与 PLC 带之间的关系, 并分析了不同类型锯齿流变行为的特征。具体而言, 图 8a 展示了在 $200 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 和应变速率为 10^{-2} s^{-1} 时的应力-应变曲线及 DIC 图像。结果显示, 该合金的锯齿流变表现为 A 型, 且 PLC 带呈现出连续传播的特征。图中红色区域的出现与标记点 5

对应, 证明了 A 型变形带的形成。图 8b 则对应 600 °C 和应变速率为 10^{-3} s^{-1} 的情况, 其锯齿行为转变为 B 型, PLC 带表现为跳跃传播。DIC 图像显示出在标记点 3 和 4 处形成了几条轻微变形的局部带, 这些带以间歇方式从上到下传播, 并最终覆盖整个试件, 表明了 B 型 PLC 带的存在。当温度提升至 600 °C 且应变速率增至 10^{-2} s^{-1}

时, 图 8c 呈现出了明显的 C 型锯齿流变行为, 特征为较大的周期性扰动。DIC 图像显示在标记点 2 处 PLC 带的出现与消失, 反映出随机形核的特征。最终, 在标记点 9 的左上角观察到的应变集中区域正是试件颈缩前的区域, 随后的断裂发生在该位置。

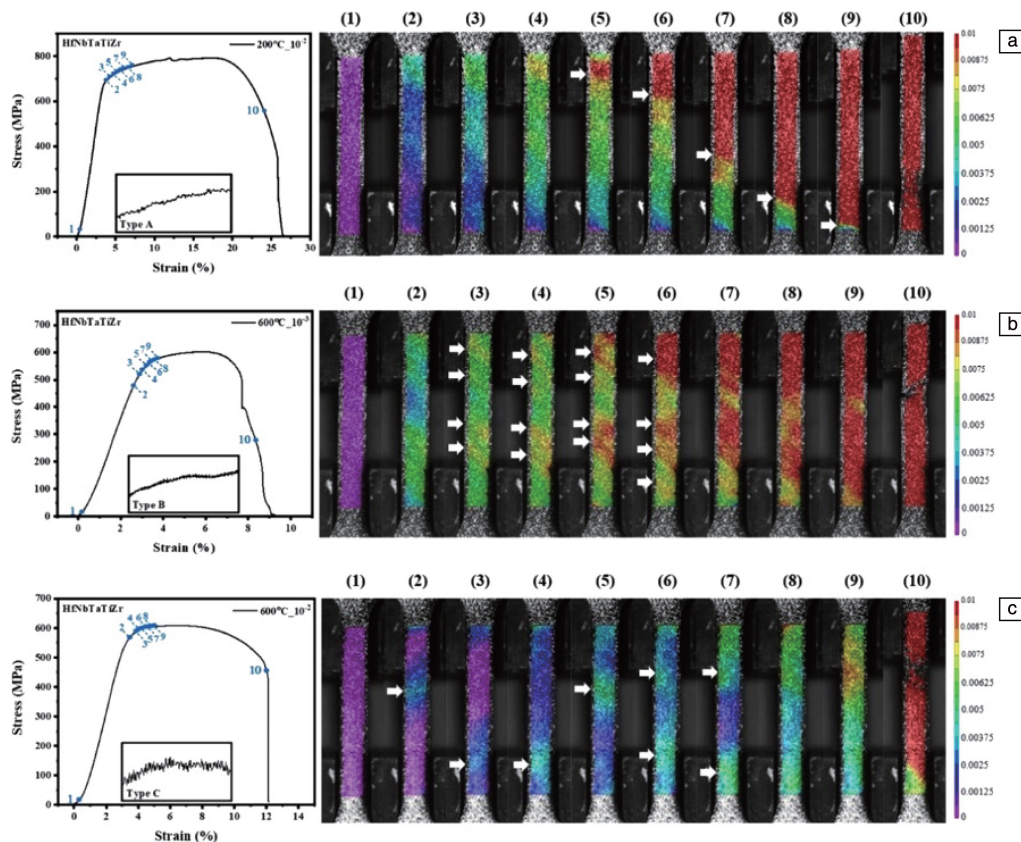


图 8 HfNbTaTiZr 在不同温度和应变速率下的单轴拉伸行为及其相应的数字相关图像(白色箭头表示局部变形带的位置)^[50]: (a) 200 °C, 10^{-2} s^{-1} ; (b) 600 °C, 10^{-3} s^{-1} ; (c) 600 °C, 10^{-2} s^{-1}

Fig. 8 Temperature and strain rates dependence of the uniaxial tensile behavior and the corresponding digital correlation images of HfNbTaTiZr at 200 °C, 10^{-2} s^{-1} (a); 600 °C, 10^{-3} s^{-1} (b); 600 °C, 10^{-2} s^{-1} (c) (the white arrows are the position of local deformation bands)^[50]

4 锯齿流变行为的特征参数

4.1 应力降

Liu 等^[46]通过采用平均场近似, 确定了 CoNiV 中合金系统的标度指数, 并通过标度函数塌缩得到不同状态下的标度指数。这些标度函数与标度指数一起适用于描述和预测系统的临界行为^[51]。雪崩尺寸 S 的概率分布函数代表应力下降雪崩的大小, 可以表示为一个广义的齐次函数, 在经过标度变换后, 其形式如下^[52]:

$$D(S) \sim S^{-\kappa} F(S/S_{\max}) \quad (1)$$

其中, S 代表应力下降的幅度, $D(S)$ 是一个普适的标度函数, S_{\max} 表示最大锯齿幅度, F 是一个普适的标度函

数, κ 表示标度参数。结合平均场理论应变速率调控, 雪崩尺寸分布 $D(S)$ 被转换为以下形式^[53]:

$$C(S, \dot{\epsilon}) = \int_S^\infty D(S', \dot{\epsilon}) dS' \sim \dot{\epsilon}^{-\lambda(\kappa-1)} C'(S\dot{\epsilon}^\lambda) \quad (2)$$

其中, $C(S, \dot{\epsilon})$ 也是一个普适的标度函数, 且 $C'(x) = \int_x^\infty D'(t) dt$ 。通过调整标度参数 λ 和 κ , 互补累积分布函数(complementary cumulative distribution function, CCDF)塌缩得到大一统函数:

$$C'(x) = \alpha x^{-\beta} \exp[-(x/x_c)^2] \quad (3)$$

观察到的标度函数表现为幂律函数与二次衰减函数的耦合。得到标度函数及相应的标度参数, 即可预测不同应变速率下滑移雪崩尺寸的分布, 如图 9 所示。

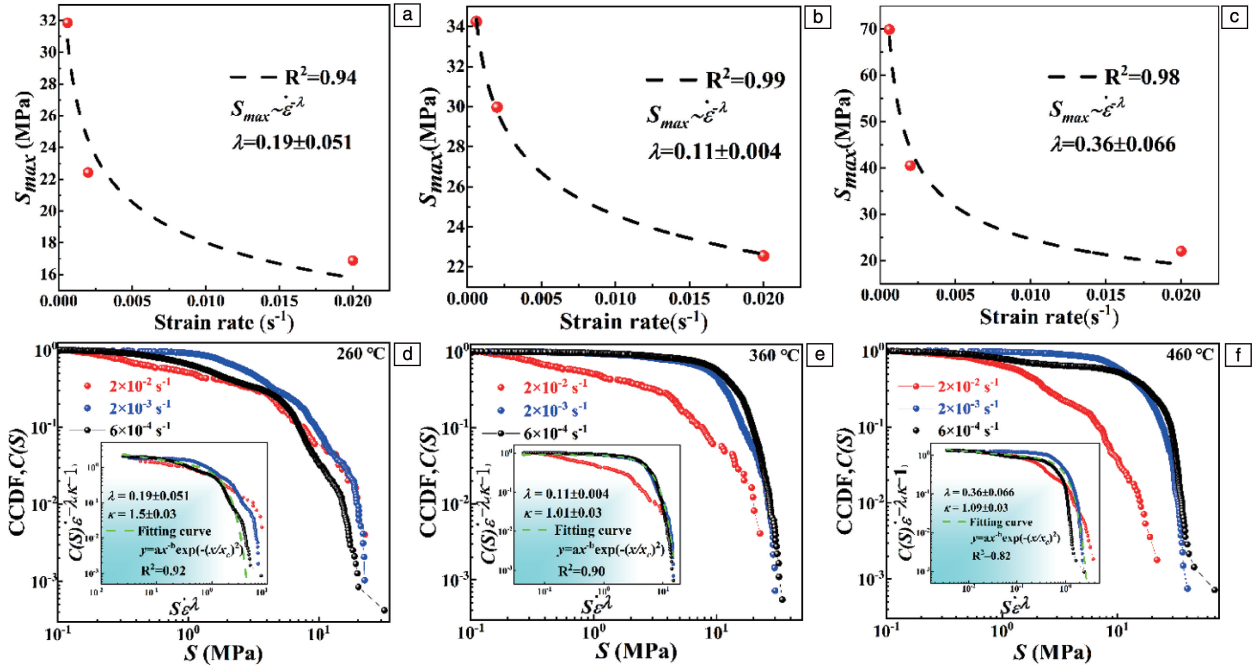


图 9 CoNiV MEA 在不同温度下的平均场参数 λ 的拟合结果：(a) 260 °C，(b) 360 °C，(c) 460 °C；应力下降的互补累积分布和经过标度后缩放函数(插图)在不同应变速率下的结果：(d) 260 °C，(e) 360 °C，(f) 460 °C [46]

Fig. 9 The fitting results for the CoNiV MEA of the mean-field parameter λ at 260 °C (a), 360 °C (b), 460 °C (c); the complementary cumulative distribution of stress drop and the scaled functions after scaling collapse (the inset) at various strain rates at 260 °C (d), 360 °C (e), and 460 °C (f) [46]

4.2 临界应变

在应力-应变曲线中，出现第一个锯齿应力降时的应变被称为临界应变^[10, 13, 43, 54-57]，临界应变反映了变形过程中钉扎过程到脱扎过程的转变。通常临界应变随温度升高或应变速率降低而减小的现象被称为临界应变的正行为，通常伴随 A 型或 B 型锯齿产生。

对于临界应变的正行为，国内外存在大量模型对其进行描述，最为经典的是由 McCormick 提出的位错停滞模型^[11]，该模型假设位错的等待时间与动态应变时效时间相等。动态应变时效时间是指与溶质原子扩散过程相关的时间，这一过程会影响位错的移动。在材料变形过程中，溶质原子会在位错的移动路径上形成钉扎效应，使位错在被钉扎后，需要克服一定的能量势垒才能脱扎并继续滑移。根据 McCormick 提出的位错停滞模型，假设位错的等待时间等于与溶质原子扩散相关的动态应变时效时间，这种等价关系导致了锯齿流动的出现，从而得出了临界应变，如式(4)^[11]：

$$\varepsilon_c^{m+\beta} = \left(\frac{C_1}{\alpha C_0} \right)^{3/2} \frac{kTb\dot{\varepsilon}}{3LNKU_m D_0 \exp(-Q_m/kT)} \quad (4)$$

其中， α 表示一个常数，通常假设为 3。 C_0 表示合金中的间隙溶质浓度， C_1 表示位错钉扎所需的溶质浓度 ($C_1 \gg$

C_0)。 L 代表有效的障碍间距， U_m 对应间隙溶质与位错之间的结合能， D_0 是扩散频率因子， Q_m 表示间隙溶质扩散的活化能， k 表示玻尔兹曼常数， b 是柏氏矢量，常数 N 、 K 、 m 和 β 通常通过拟合过程获得。对式(4)两边取对数，可以将复杂的指数函数简化为线性函数，如式(5)：

$$\ln\left(\frac{\varepsilon_c^{m+\beta}}{T}\right) = \frac{Q_m}{k} \frac{1}{T} + \ln C, \quad C = \left(\frac{C_1}{\alpha C_0} \right)^{3/2} \frac{kTb\dot{\varepsilon}}{3LNKU_m D_0} \quad (5)$$

通过将 $\ln\left(\frac{\varepsilon_c^{m+\beta}}{T}\right)$ 作为纵坐标， $\frac{1000}{T}$ 作为横坐标，将相关数据进行拟合，可以确定所研究合金中溶质原子的活化能。

与正行为相反，临界应变的逆行为指的是随温度升高或应变速率降低，临界应变增大的现象。对于逆行为，Häner 根据应变率敏感性判据提出了能同时描述正行为和逆行为的模型^[58]。该理论通过考虑滑移位错和溶质的耦合动力学以及流动应力、激活体积和位错密度随应变的变化而得出。塑性不稳定性准则是此模型中锯齿流动出现与否的判断准则，即式(6)^[12]：

$$S < -(\theta - \tau^{\text{ext}})\dot{\gamma}t_{\text{DSA}} \quad (6)$$

其中， $S = \frac{\partial \tau^{\text{ext}}}{\partial \ln \dot{\gamma}}$ 为应变率敏感性， $\theta = \partial \tau^{\text{ext}} / \partial \gamma$ 是应变硬化率， τ^{ext} 为流动应力， $\dot{\gamma}$ 为应变速率， t_{DSA} 为特征动态应

变时效时间。根据应力辅助热激活的阿伦尼乌斯定律, S 可写为式(7):

$$S = S_0 - n \left(\frac{\Delta G}{V} \right) \left(\frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}} \right)^n \exp \left[- \left(\frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}} \right)^n \right] \quad (7)$$

其中 $S_0 = kT/V$, n 为取决于强化机制和扩散模式的特征时效指数, ΔG 表示动态应变时效过程中自由激活焓的最大增幅, V 为激活体积, η 为与溶质迁移率成正比的动态应变时效特征速率, Ω 为所有可动位错都经过热激活时的基本应变, k 为玻尔兹曼常数, T 为温度。特征动态应变时效时间由以下统计模型(式(8))给出:

$$t_{\text{DSA}} = \eta \left(\frac{\Delta G}{kT} \right) \left[\left(\frac{\dot{\gamma}}{\Omega} \right) / \left(\frac{\dot{\gamma}}{\Omega} + \eta \right) \right]^3 \quad (8)$$

对于弱时效情况, n 值取 1, 结合上式, 可以得到塑性流失稳判据为式(9):

$$\exp \left[- \frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}} \right] > \left[\frac{(\theta - \tau^{\text{ext}}) V \Omega}{kT} \right] \left[\frac{\dot{\gamma}^3}{(\dot{\gamma} + \eta \Omega)^3} \right] + \left(\frac{k}{\Delta G} \right) \left(\frac{\Delta G}{\eta \Omega} \right) \quad (9)$$

通过代数变换, 可以将式(9)简化为式(10):

$$B < B_c(X, Y) = (1 + X)^3 \left[\exp(-X) - \frac{Y}{X} \right] \quad (10)$$

其中 $X = \eta \Omega / \dot{\gamma}$ 是缩放后的时效时间, $Y = kT / \Delta G$ 是动态应变时效的能力。 $B = (\theta - \tau^{\text{ext}}) V \Omega / kT$ 为无量纲有效应变硬化系数。Hanner 假设了线性应变硬化规则, 也就是 $\tau^{\text{ext}} = \tau_0 + \theta \gamma$, 其中 θ 为常数。通过代数变换 $X(\gamma) = X^* + \frac{\eta \Omega'}{\dot{\gamma}}$

和 $X^* = \frac{\eta \Omega^*}{\dot{\gamma}}$ 以及 $\Omega' = \partial \Omega / \partial \gamma$, 得到式(11):

$$B(X) = B^* - \frac{m}{X^*} (X - X^*) \quad (11)$$

其中 $B^* = \frac{(\theta - \tau_0) V^* \Omega^*}{kT}$, $m = \frac{V^* (\Omega^*)^2 \theta}{kT \Omega'}$ 。

一系列代数变换将原本的应力-应变曲线转换到了 $\{X, B\}$ 空间中, $B(X)$ 表示屈服后的应变硬化轨迹。当 $B(X)$ 与相稳定性边界 B_c 相交时, 塑性流动开始变得不稳定, 也就是临界应变出现^[57], 如图 10a 中红色实线与黑色实线相交处所示。当 B^* 低于稳定性边界时, 材料变形过程中一旦屈服便会出现锯齿流变现象。图 10b 中红色实线为模型预测临界应变随温度的变化情况, 温度较低时, 临界应变表现出正行为, 温度较高时, 临界应变表现出逆行为, 此模型能够成功预测出临界应变的两种行为, Hsu 等^[50]成功利用此模型解释了难熔高熵合金 HfNbTaTiZr 中临界应变随温度变化出现的正行为及逆行为。

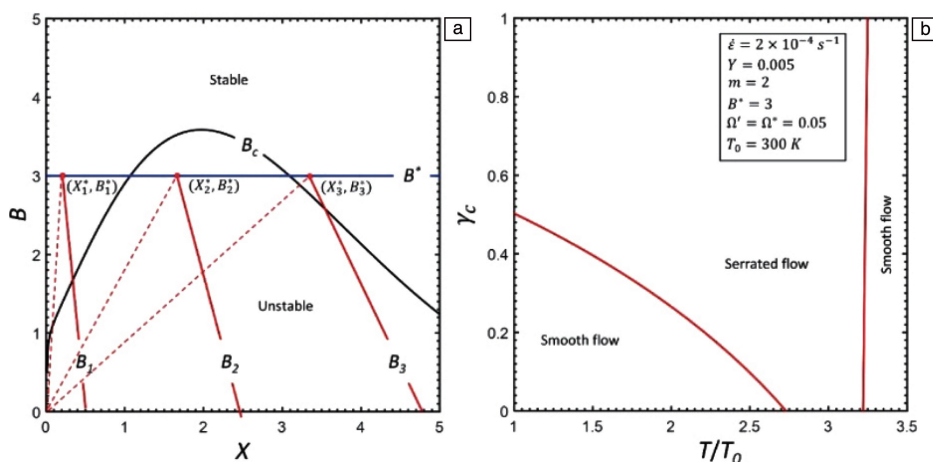


图 10 $\{X, B\}$ 空间中展示了 $B_c(X, Y)$, 表示预测出的稳定和 unstable 塑性流动之间的边界, 3 个代表性的应变硬化轨迹 $B(X)$, 以及屈服线 B^* (a); 对应于图 10a 的情况, 通过数值解 $B(X) = B_c(X)$, 预测了在一系列温度下发生锯齿流变的临界应变 γ_c (或 ϵ_c) (b)^[57]

Fig. 10 $\{X, B\}$ space in which shown are $B_c(X, Y)$ representing the boundary between the stable and unstable plastic flows predicted, three representative strain-hardening trajectories $B(X)$, and the yielding line B^* (a); for the situation pertaining to Fig. 10a, the predicted critical strain at which the serrated flow occurs, γ_c (or ϵ_c), in a range of temperatures by numerically-solving $B(X) = B_c(X)$ (b)^[57]

4.3 流变应力

传统合金中通过衡量动态应变时效效应可以确定溶质原子对位错的强化作用, 进而通过确定激活能来确定

产生动态应变时效的溶质原子, Hou 等^[59]参考应变及应变速率相关模型, 定量描述了 Ni-Co 基高熵合金的动态应变时效强化。高熵合金由于溶质原子未知, 所以使得

强化模型构建困难, 对流变应力的预测效果不佳, 也就无法定量衡量动态应变时效效果的大小。

Chen 等^[17]修正了 KM 模型, 考虑了基于 KM 模型的 PLC 效应带来的附加强化。因此, 当考虑 PLC 时, 流变应力 σ 可以表示为式(12):

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_{\text{dis}} + \sigma_{\text{DSA}} \quad (12)$$

其中 σ_0 为屈服应力, σ_{dis} 为位错强化, σ_{DSA} 为动态应变时效的强化值。动态应变时效对流变应力的强化值 σ_{DSA} 为:

$$\sigma_{\text{DSA}} = f_0 \{ 1 - \exp [- (\Omega / (\tau \dot{\epsilon}))^{2/3}] \} \quad (13)$$

其中 f_0 是饱和溶质浓度下的钉扎应力, 它与造成 PLC 的元素的溶质浓度成正比; Ω 是基本应变增量; τ 是特征时间, 如式(14):

$$\tau = (kTb^3/3AD) \exp(3W/2kT) \quad (14)$$

式中, k 为玻尔兹曼常数; A 为描述溶质原子与位错相互作用的参数, 与溶质原子与位错之间的结合能有关; D 为扩散系数, 溶质扩散效应体现在参数 D 上, 对于不同的溶质原子, D 有不同的值。 W 为溶质原子与位错之间的结合能, 对于不同的溶质, W 有不同的值。修正后的 KME 模型与所提出修正模型对 PLC 效应出现时的预测效果如图 11 所示, 可以发现所提出修正模型预测效果更佳^[17]。这样的本构模型更符合高熵合金中的位错演化及动态应变时效效应, 定量动态应变时效效应是后续高熵合金高温下进行应用的基础。

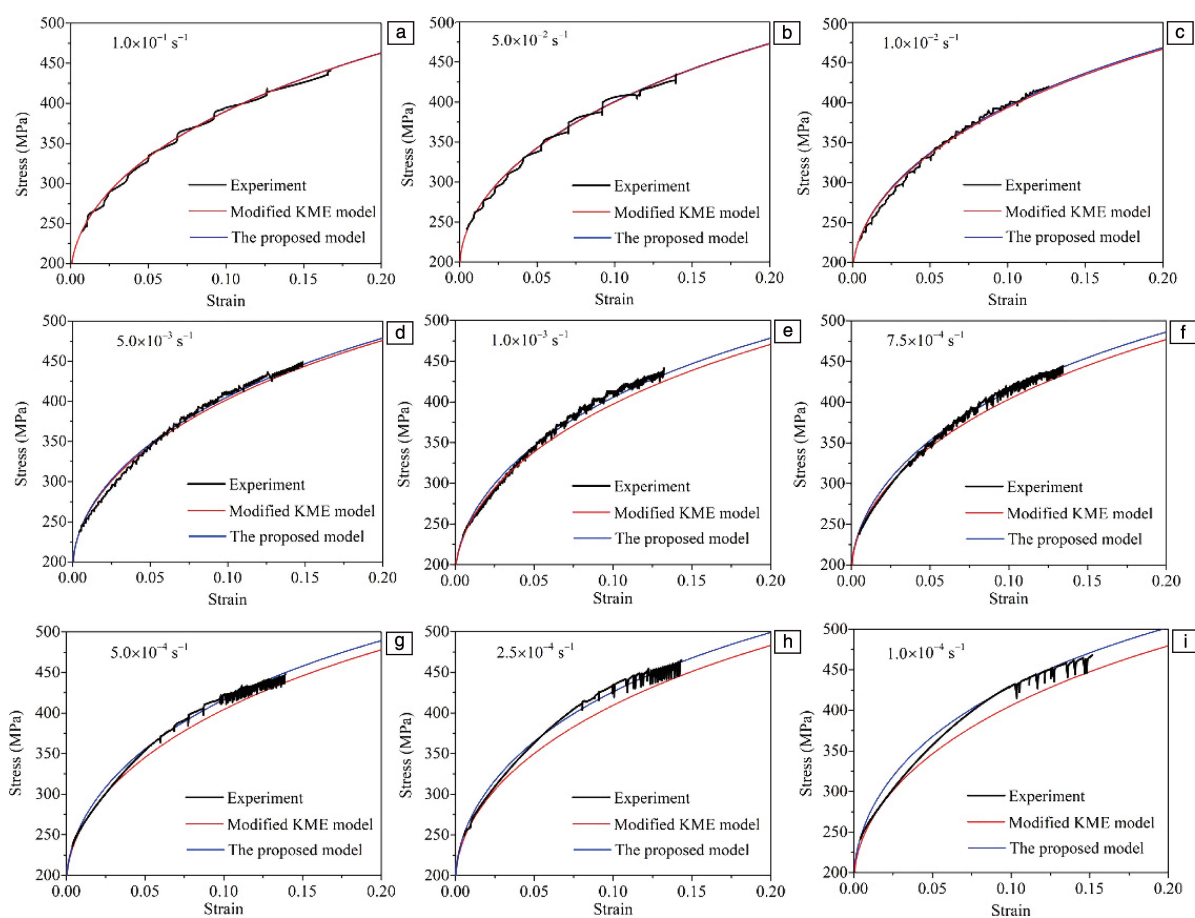


图 11 AlMgScZr 合金在不同应变速率下实验结果与修正后的 KME 模型及所提出模型预测的流变应力结果比较^[17]

Fig. 11 Comparison of the flow stress between experiments and predictions from the modified KME model and the proposed model at different strain rates for AlMgScZr alloy^[17]

5 结 语

高熵合金的锯齿流变行为研究在近年来取得了显著进展, 尤其是对动态应变时效及其相关机理方面的理解不断加深。高熵合金因其复杂的成分、独特的微观结构和多样的位错运动机制, 表现出与传统合金不同的锯齿

流变特征。锯齿流变行为的出现与温度、应变速率以及合金成分等多种因素密切相关, 研究表明, 不同类型的锯齿(如 A 型、B 型、C 型锯齿)分别对应着不同的位错滑移和溶质原子扩散机制。虽然锯齿流变行为的研究已经揭示了许多与位错运动、动态应变时效及相变等相关的微观机制, 但仍有一些关键问题尚未完全探明。尤其

是在特定温度和应变速率条件下, 位错的钉扎与脱钉过程、动态应变时效的具体表现形式、以及溶质原子的扩散路径等, 仍待深入研究。提高高熵合金的锯齿流变稳定性和低温塑性是当前研究的重要方向。提高高熵合金锯齿流变性能的关键策略包括: 通过优化合金成分、调控溶质原子扩散路径以及引入新的强化机制改善位错的钉扎和脱钉过程; 通过微观结构设计如纳米孪晶、第二相析出和多重滑移系的引入, 增强合金的抗变形能力。此外, 通过优化制备工艺和热处理工艺改善高熵合金的显微组织和相组成, 也能显著提高其在不同条件下的锯齿流变稳定性。

综上所述, 针对高熵合金锯齿流变行为的研究应继续深入探讨其微观机理, 特别是动态应变时效和位错运动过程的细节。未来的研究应以掌握更详细的反应机理为目标, 从而更有效地开发出具有高锯齿流变稳定性和优异力学性能的高熵合金材料。

参考文献 References

- [1] YE H J W, CHEN S K, LIN S J, *et al.* *Advanced Engineering Materials*[J], 2004, 6(5): 299–303.
- [2] YE H J W. *JOM*[J], 2013, 65(12): 1759–1771.
- [3] MIRACLE D, MILLER J, SENKOV O, *et al.* *Entropy*[J], 2014, 16(1): 494–525.
- [4] GAO W X, MA D, ZHAO L L, *et al.* *Rare Metals*[J], 2018, 43: 2317–2323.
- [5] QIAN L, GUO P, ZHANG F, *et al.* *Materials Science and Engineering: A*[J], 2013, 561: 266–269.
- [6] ZHANG Y, LI J S, WANG J, *et al.* *Journal of Alloys and Compounds* [J], 2018, 757: 39–43.
- [7] FU J X, CAO C M, TONG W, *et al.* *Materials Science and Engineering: A*[J], 2017, 690: 418–426.
- [8] ZAISER M, HÄHNER P. *Physica Status Solidi (B)*[J], 1997, 199(2): 267–330.
- [9] ESTRIN Y, MCCORMICK P G. *Acta Metallurgica et Materialia*[J], 1991, 39(12): 2977–2983.
- [10] CHAENOCK W. *Philosophical Magazine*[J], 1969, 20(164): 427–432.
- [11] MCCORMICK P G. *Acta Metallurgica*[J], 1972, 20(3): 351–354.
- [12] MCCORMICK P G. *Acta Metallurgica*[J], 1988, 36(12): 3061–3067.
- [13] KUBIN L P, ESTRIN Y. *Acta Metallurgica et Materialia*[J], 1990, 38(5): 697–708.
- [14] ZAISER M, HÄHNER P. *Materials Science and Engineering: A*[J], 1997, 238(2): 399–406.
- [15] GOPINATH K, GOGIA A K, KAMAT S V, *et al.* *Acta Materialia* [J], 2009, 57(4): 1243–1253.
- [16] XU J B, HOPPERSTAD O S, HOLMEDAL B, *et al.* *International Journal of Plasticity*[J], 2023, 169: 103706.
- [17] CHEN H, CHEN Y, TANG Y, *et al.* *Acta Materialia*[J], 2023, 255: 119060.
- [18] OVRI H. *Journal of Magnesium and Alloys*[J], 2023, 11: 1643–1655.
- [19] QIN Y, GREANEY P A, EVANS T M, *et al.* *International Journal of Plasticity*[J], 2021, 145: 103071.
- [20] CURTIN W A, OLMSTED D L, HECTOR L G. *Nature Materials*[J], 2006, 5(11): 875–880.
- [21] HONG S G, LEE S B. *Journal of Nuclear Materials*[J], 2005, 340(2/3): 307–314.
- [22] NAEEM M, HE H, HARJO S, *et al.* *Scripta Materialia*[J], 2020, 188: 21–25.
- [23] KERALAVARMA S M, BOWER A F, CURTIN W A. *Nature Communications*[J], 2014, 5(1): 4604.
- [24] CHEN S Y, LI W D, MENG F C, *et al.* *Scripta Materialia*[J], 2021, 200: 113919.
- [25] CARROLL R, LEE C, TSAI C W, *et al.* *Scientific Reports*[J], 2015, 5(1): 16997.
- [26] YASUDA H Y, SHIGENO K, NAGASE T. *Scripta Materialia*[J], 2015, 108: 80–83.
- [27] ANTONAGLIA J, XIE X, TANG Z, *et al.* *Behavior of JOM*[J], 2014, 66(10): 2002–2008.
- [28] RODRIGUEZ P. *Bulletin of Materials Science*[J], 1984, 6(4): 653–663.
- [29] CAO T Q, ZHANG Q, WANG L, *et al.* *Acta Materialia*[J], 2023, 260: 119343.
- [30] ZHANG C, SONG H, OLIVEROS D, *et al.* *Acta Materialia* [J], 2022, 241: 118394.
- [31] WU Z G, GAO Y F, BEI H B. *Acta Materialia*[J], 2016, 120: 108–119.
- [32] WANG Z W, BAKER I, CAI Z H, *et al.* *Acta Materialia*[J], 2016, 120: 228–239.
- [33] HUANG X W, ZHOU X Z, WANG W Z, *et al.* *Scripta Materialia* [J], 2022, 209: 114385.
- [34] HAN Z H, DING C Y, LIU G, *et al.* *Intermetallics* [J], 2021, 132: 107126.
- [35] COTTRELL A H, BILBY B A. *Proceedings of the Physical Society. Section A*[J], 1949, 62(1): 49–62.
- [36] FLEISCHER R L. *Acta Metallurgica*[J], 1963, 11(3): 203–209.
- [37] TSAI C W, LEE C, LIN P T, *et al.* *International Journal of Plasticity* [J], 2019, 122: 212–224.
- [38] YANG Y J, LI Z T, LI W D, *et al.* *Scripta Materialia*[J], 2022, 211: 114504.
- [39] ROWLANDS B S, RAE C, GALINDO-NAVA E. *Progress in Materials Science*[J], 2023, 132: 101038.
- [40] ZHANG B Z, ZHANG Z, XUN K H, *et al.* *Proceedings of the National Academy of Sciences*[J], 2024, 121(5): e2314248121.
- [41] COTTRELL A H. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*[J], 1953, 44(355): 829–832.

- [42] SLEESWYK A W. *Acta Metallurgica*[J], 1958, 6(9): 598–603.
- [43] SPRINGER F, NORTMANN A, SCHWINK C. *Physica Status Solidi (A)*[J], 1998, 170(1): 63–81.
- [44] PICU R C. *Acta Materialia*[J], 2004, 52(12): 3447–3458.
- [45] CHEN X F, WANG Q, CHENG Z Y, *et al.* *Nature*[J], 2021, 592(7856): 712–716.
- [46] LIU B, WANG Z, LAN A, *et al.* *Applied Physics Letters*[J], 2024, 124(6): 061903.
- [47] VINOGRADOV A, YASNIKOV I S, MERSON D L. *Scripta Materialia* [J], 2019, 170: 172–176.
- [48] LEBEDKINA T, KOBELEV N P, LEBYODKIN M. *Materials Science Forum*[J], 2014, 783–786: 198–203.
- [49] CHEN Y, GOU B Y, YUAN B C, *et al.* *Physica Status Solidi (B)* [J], 2022, 259(3): 2100465.
- [50] HSU W C, SHEN T E, LIANG Y C, *et al.* *Acta Materialia*[J], 2023, 253: 118981.
- [51] FRIEDMAN N, JENNINGS A T, TSEKENIS G, *et al.* *Physical Review Letters*[J], 2012, 109(9): 095507.
- [52] DAHMEN K, ERTA Ş D, BEN-ZION Y. *Physical Review E* [J], 1998, 58(2): 1494–1501.
- [53] DAHMEN K A, BEN-ZION Y, UHL J T. *Nature Physics*[J], 2011, 7(7): 554–557.
- [54] CAI M C, NIU L S, YU T, *et al.* *Materials Science and Engineering: A*[J], 2010, 527(20): 5175–5180.
- [55] FU S H, CHENG T, ZHANG Q C, *et al.* *Acta Materialia*[J], 2012, 60(19): 6650–6656.
- [56] HAN G M, TIAN C G, CHU Z K, *et al.* *Metallurgical and Materials Transactions A*[J], 2015, 46(10): 4629–4635.
- [57] CHEN S, XIE X, LI W, *et al.* *Materials Chemistry and Physics*[J], 2018, 210: 20–28.
- [58] HÄHNLER P. *Acta Materialia*[J], 1997, 45(9): 3695–3707.
- [59] HOU J, GAN J, WANG T, *et al.* *International Journal of Plasticity* [J], 2024, 183: 104151.