

DOI: 10.11883/bzycj-2021-0416

金属材料的率-温耦合响应与动态本构关系综述*

袁康博¹, 姚小虎¹, 王瑞丰², 莫泳晖¹

(1. 华南理工大学工程力学系, 广东 广州 510641;

2. 西北工业大学航空学院, 陕西 西安 710072)

摘要: 金属材料在冲击、爆炸等高应变率加载下的塑性流动行为具有不同于静载下的率-温耦合性和微观机制。航空航天、航海、能源开采、核工业、公共安全、灾害防治等方面的金属结构设计 with 性能评估需要进行大量的动载实验和数值模拟, 建立准确的材料动态本构模型是结构数值模拟可靠性的基础和关键。本文中, 总结了金属材料的率-温耦合变形行为及内在机理, 回顾了金属动态本构关系研究的起源与发展脉络, 分别针对唯象模型、具有物理基础的模型和人工神经网络模型进行了详细介绍和横向比较。唯象模型和人工神经网络模型分别因易应用和高预测精度而受到青睐, 基于物理概念的宏观连续介质模型可以描述体现内部演化的真实物理量, 从而涵盖更大的应变范围, 更好地反映应变率、温度和应变的影响机制。

关键词: 金属材料; 高应变率; 塑性变形; 动态本构模型

中图分类号: O347.3

国标学科代码: 13015

文献标志码: A

A review on rate-temperature coupling response and dynamic constitutive relation of metallic materials

YUAN Kangbo¹, YAO Xiaohu¹, WANG Ruifeng², MO Yonghui¹

(1. Department of Engineering Mechanics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, Guangdong, China;

2. School of Aeronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, Shaanxi, China)

Abstract: Different from static loading conditions, the plastic flow behavior of metallic materials under high strain rate loadings, such as impact and explosion, exhibits special rate-temperature coupling effect and deformation micro-mechanism. The design and evaluation of metallic structures used in aerospace and navigation, energy mining, nuclear industry, public safety, disaster prevention, etc. require a large number of experiments under dynamic loadings. In recent years, the rapid-developing computational mechanics can be used to analyze the structural mechanical response under complex loading, evaluate the structural safety and optimize the structural design, and can also save the experimental costs. Accurate dynamic constitutive description of materials is the basis for the reliability of structural numerical simulation. In this paper, the dynamic plastic deformation behavior and micro-mechanism of metals, as well as the origin and development of the dynamic constitutive relationship of metals are reviewed and summarized. Over wide ranges of strain rate and temperature, the metals exhibit complex rate-temperature coupling effect, such as dynamic strain aging and segmented strain rate sensitivity. The high strain rate may lead to dynamic recrystallization, deformation twinning and shock-induced phase transition. The existing constitutive models can be divided into three types: phenomenological models, physically based models and artificial neural network models. Phenomenological models refer to the constitutive models established merely by describing experimental phenomena without considering the internal physical mechanism. Physically based macro-scale continuum models can

* 收稿日期: 2021-10-08; 修回日期: 2022-01-04

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金(x2tjD2220850); 国家自然科学基金(12202149); 国家杰出青年科学基金(11925203); 中国博士后科学基金(2022M711198)

第一作者: 袁康博(1992—), 女, 博士, kangboyuan0528@scut.edu.cn

通信作者: 姚小虎(1974—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, yaoxh@scut.edu.cn

represent true physical quantities for documenting and tracking the evolution which takes place within metallic materials. Artificial neural network models are good at reproducing the plastic flow behavior as function of many factors, such as strain rate, temperature and plastic strain, without the need of identifying complex logic relationships and parameters within the system. The developments, prediction capabilities, and application scopes of the three types of dynamic constitutive models are illustrated in detail and compared horizontally. In addition, some objective suggestions for the further development of dynamic constitutive descriptions for metals are proposed. Phenomenological models are favored for their ease in application, artificial neural network models are favored for their high prediction accuracy. Recent trend has increased the focus on physically based models. This type of model extends application to a wider strain range and more clearly represents the influence mechanism of strain rate, temperature and strain.

Keywords: metallic material; high strain rate; plastic deformation; dynamic constitutive model

金属材料在冲击、爆炸、热成形与加工(如高速切削)等工况中通常面临着高应变率和高温的复合极端受载环境,因此在金属结构设计中考虑温度和应变率效应十分必要,这涉及到塑性动力学的研究范畴。区别于塑性静力学,金属材料在动载作用下具有一系列不同于静载的力学特性^[1],例如高应变率加载下的绝热温升、孪晶、相变、大变形诱发的动态再结晶、绝热剪切失稳等。同时,不少高应变率加载往往伴随着高温环境,材料的实际变形温度应为环境温度与高应变率引起的绝热温升之和,使得率-温敏感性与应变历史相关联。一般来说,高应变率和低温具有等效作用的特点,金属材料的率敏感性和温度敏感性存在相互制约的耦合机制,因此有必要深刻理解这种率-温耦合效应。

塑性动力学的基本问题之一是建立材料的动态本构关系,动态本构关系主要描述材料在动载下的应力-应变关系,采用准确的动态本构模型是进行冲击、爆炸、材料热成形与热加工等数值模拟的基础和关键。流动应力的大小反映了金属材料的塑性变形抗力,晶体结构对金属塑性流动行为具有决定性作用。例如,体心立方(body-centered cubic, BCC)结构的金属材料一般表现出明显的温度软化和应变率强化现象,这可归因于流动应力热激活分量的率-温敏感性,且其热激活体积(面积)不随应变发生改变;而面心立方(face-centered cubic, FCC)结构的金属材料主要的变形机制是克服林位错,其热激活体积(面积)随应变增大而减小,应变硬化现象十分明显。因此,有学者也针对不同的晶体结构发展了不同形式的动态本构模型。

本文中涉及的金属材料的动力学实验、动态特性和本构关系均基于连续介质力学的基本假设,不过多关注原子级结构的微观机制,至多涉及晶粒尺寸、位错密度演化、多相合金中相的体积分数等具有统计意义的微观参数。研究金属材料在宽温域和宽应变率范围内的本构行为,主要是研究塑性流动应力-应变关系。金属本构模型是一类能够描述金属材料应力-应变关系的数学模型,常见的本构模型可以分为唯象(经验)模型、半唯象(半物理)模型和物理概念模型等。唯象(经验)模型是指不考虑内在物理机制,仅通过描述实验现象而建立的本构模型,它追求利用最少的参数和最简洁的函数形式来描述金属材料复杂的率-温效应本构行为;物理概念模型则是完全基于物理概念建立的,并能够描述宏观力学行为的本构模型;半唯象(半物理)模型处于二者之间,部分基于物理概念,部分仅基于实验现象。彻底的物理模型一般很难用较少的参数和简单的形式来兼顾率-温效应及其微观机制等多个变量,大多数基于物理概念的模型都在不同程度上存在基于实验结果的经验成分。近年来,有不少研究者将机器学习方法引入到材料力学性能的研究中,通过对人工神经网络进行训练,对多种因素影响下的材料动态塑性流动行为进行预测。因此,本文将现有的动态本构模型大致分为 3 类:唯象模型、具有物理基础的模型和人工神经网络模型。

本文中,首先,介绍金属材料在高应变率加载下有别于静载下的典型塑性流动行为,其中包含典型的率-温敏感性规律、温度和应变率对动态应变时效的作用机制、热成形与加工中的动态回复与动态再结晶以及冲击加载引起的晶体孪生和相变。其次,简要回顾动态本构模型的起源与早期发展,并基于建模思想进行分类。最后,重点针对具有突出理论意义或应用广泛的 3 类动态本构模型进行详细介绍和

横向比较, 以期为从事金属动态力学行为和本构关系研究, 或是从事金属冲击、爆炸与热成形、热加工数值模拟工作的研究者们提供帮助。限于篇幅, 本文中在介绍各类本构模型时, 仅简要介绍模型的建立思想和解析形式, 并基于相关文献对模型的预测能力进行评价, 而不对模型的预测结果进行罗列。如果读者想要进一步了解模型针对各种金属材料塑性变形行为的预测结果, 可直接阅读本文中提及的相关参考文献。

1 金属材料的率-温耦合变形行为

根据 Armstrong 等^[2]的综述, 可追溯人们关注和研究金属材料高应变率力学行为的起源。19 世纪末到 20 世纪初, Hopkinson^[3-6]先后报道了材料在冲击加载下的性能与静态下的性能不同, 并研究了弹道冲击和爆炸产生的应力波形。约在同一时期, Charpy^[7]提出了著名的 Charpy 实验, 利用摆锤冲击缺口试样来测试材料的冲击韧性; 2002 年, Tóth 等^[8]对 Charpy 实验^[7]提出的历史背景和发展历程进行了总结。Tresca^[9]和 Johnson^[10]先后提出的绝热热线(adiabatic heatlines)提供了高应变率加载下绝热剪切局部化的最早证据。从 20 世纪初, Jeffries^[11]报道了金属材料应变率敏感性、温度敏感性和晶粒尺寸效应方面的实验研究。之后, 为了应对恐怖主义威胁, 预防地震、海啸等自然灾害, 推动航空航天、航海、能源开采、核工业等工程领域的发展, 材料和结构在冲击与爆炸载荷下的动态变形失效方面的研究大量涌现。通常, 爆炸或冲击载荷表现为高压波以超声速冲击结构表面, 能量快速转化使得材料变形率很高, 同时产生快速传播的应力波。在各类爆炸与冲击案例中, 金属材料的应变率会达到 10^4 s^{-1} 以上, 这直接导致了应力波传播、平面应力加载和局部温升^[12]等典型动态加载特征。极高的变形率同时会引发局部温度上升, 率-温共同作用会显著影响材料的变形行为和力学响应。金属材料在高应变率加载下的塑性变形行为在宏观上除了表现为常见的应变率硬化和高温软化特点外, 还可能出现较明显的应变时效现象。从微观角度分析, 这些率-温耦合作用下的塑性变形行为可能具有动态回复、动态再结晶、孪生、冲击相变等微观结构演化机制, 需要在本构建模中予以充分考虑。

1.1 典型应变率与温度敏感性

金属塑性变形的应变率效应和温度效应往往是耦合的, 这种耦合性主要体现在以下 4 个方面: (1) 一般来说, 温度升高会降低应变率敏感性, 当温度上升到一定程度时, 应变率强化效应将不再明显; (2) 高应变率下的温度软化效应更加显著; (3) 高应变率加载会使试样内部产生绝热温升, 当变形发生局部化时, 会诱发绝热剪切带, 绝热剪切带内温度在短时间内大幅上升, 诱导高温下的晶粒细化, 最终在宏观上表现为早期失稳破坏; (4) 对于大多数 FCC 金属以及部分其他晶体结构的金属, 塑性应变也会与率-温效应具有耦合作用, 应变硬化、温度软化以及应变率强化是 3 个相互竞争又相互影响的因素, 最终导致在不同应变和宽率-温范围内表现出不同的塑性流动行为。需要说明的是, 本文中所提及的金属材料在高应变率加载下的温度敏感性均针对材料的实际变形温度, 即环境温度和应变率引起的绝热温升的叠加。

刘旭红等^[13]针对强动载荷下金属材料塑性变形本构模型进行了评述, 绘制了低碳钢的屈服应力在不同温度和应变率下的变化规律, 并基于不同的率-温效应特点对温度和应变率范围进行分区, 有助于厘清金属材料复杂的率-温效应, 进而分析不同温度和应变率范围内流动应力的演化规律。本文中基于刘旭红等^[13]的工作, 绘制了低碳钢的屈服应力在不同温度和应变率区域内的应变率效应曲线(见图 1), 并进一步完善了对每个分区率-温效应的内在机制的解释。在图 1 中: I 区为高温低应变率的非热区(athermal region), 该区温度和应变率效应均不明显, 可认为塑性流动与温度和应变率均无关, 由非热机制控制, 位错运动需要克服晶界和亚晶界、远场林位错和其他具有远场效应的长程障碍; II 区为热激活机制控制的热激活区(thermally activated region), 位错运动需要克服短程障碍, 包括 BCC 结构晶体内的 Peierls-Nabarro 应力、点缺陷(如空位、间隙原子或置换原子)以及与运动位错面相交的其他位错等, 晶格热振动有助于位错越过这类障碍, 因此金属的塑性流动会表现出明显的温度和应变率敏感性, 一般地, 该区域的流动应力与应变率的对数成正线性关系; III 区为孪生区域(twinning region), 流动应力较高且受

应变率影响较小, 低碳钢发生孪生行为使得应变硬化行为增强; IV 区为高应变率敏感性的黏性拖曳区(viscous drag region), 塑性流动的主要机制为声子拖曳, 流动应力会随着应变率升高快速增大, 根据文献 [14-16] 的实验结果, 各类金属的热激活区与黏性拖曳区的应变率分界点一般在 $10^3 \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ 范围内。常规 Hopkinson 杆实验、落锤试验等引起的应变率范围大多在 $10^3 \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ 以下, 常见的 Johnson-Cook 动态本构模型描述的应变率敏感性就对应于热激活区域的线性关系。爆炸、高速冲击等引起的应变率会达到 $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ 以上, 在这类动态塑性变形的本构建模中, 就需要考虑 IV 区中由黏性声子拖曳导致的非线性的高应变率敏感性。

事实上, 与应变率敏感性类似, 金属材料的温度敏感性也不是简单地呈现单一的变化趋势, 而是在不同的温度区域具有不同的演变规律。基于 Voyiadjis 等^[17]对金属的温度敏感性分区, 本文中绘制了更详细的金属温度敏感性示意图, 如图 2 所示。在极低温的 I 区, 流动应力随温度的变化规律取决于金属材料本身, 不具有固定的变化趋势; 在最常见的工作温度的中温区, 金属的塑性变形服从热激活机制, 根据位错克服障碍的类型不同, 可以将流动应力 σ 分解为非热应力分量 σ_a^* 和热激活应力分量 σ_{th}^* , 分别用于克服长程障碍和短程障碍。此外, 对于大多数合金材料来说, 在热激活区域的某个温度范围内, 溶质原子会在运动位错的周围形成溶质气团, 对位错运动形成“钉扎”作用, 进而导致流动应力随着温度上升而反常升高。这种反常强化会在流动应力-温度曲线上形成一个应力峰, 这属于动态应变时效的一种宏观表现形式^[18]。同时, 这种动态应变时效现象也会表现为流动应力在一定应变率范围内出现负应变率敏感性。因此, 本构建模过程中, 在进行流动应力的加和分解时, 除了非热应力分量 σ_a^* 和热激活应力分量 σ_{th}^* , 还需要考虑动态应变时效分量 σ_{DSA} 。当温度进入更高的 III 区时, 流动应力不再随着温度变化而变化, 塑性变形进入非热区, 短程障碍的作用消失。最后, 当温度上升到接近熔点温度时, 金属的塑性变形开始转变为原子扩散机制, 即流体的流动机制, 流动应力将会快速降低。由于金属材料的工作温度一般处于热激活区, 因此大多数本构模型是基于热激活区的变化规律建立的, 金属一般全部或部分地表现出如图 2 中所示的温度敏感性。值得一提的是, 动态应变时效现象发生在大多金属材料的塑性变形过程中, 由于溶质原子的种类和含量、金属微观结构等的差异, 其表现程度不同。动态应变时效不仅会引起塑性强化, 也会导致韧性降低, 因此, 在金属的塑性力学行为和构模型研究中, 需要着重加以考虑。

1.2 动态应变时效

在对金属材料进行单轴拉伸或压缩时, 首先将其加载到塑性屈服后再卸载, 待完全卸载一段时间后再次加载到塑性屈服, 就会发现第 2 次加载的屈服极限与第 1 次卸载前的流动应力水平不同, 这种现象被称为静态应变时效, 时效发生在 2 次塑性变形之间。当时效发生在塑性变形过程中时即为动态应变时效。典型的动态应变时效现象有准静态应力-应变曲线上呈现的 Portevin-Le Chatelier (PLC) 锯齿流动

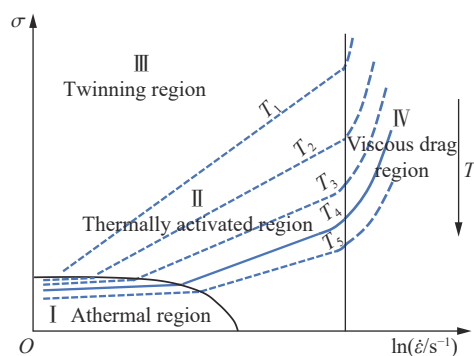


图 1 低碳钢的屈服应力在不同温度和应变率区域内的应变率效应

Fig. 1 Strain rate effect on yield stress of low-carbon steel in different temperature and strain rate regions

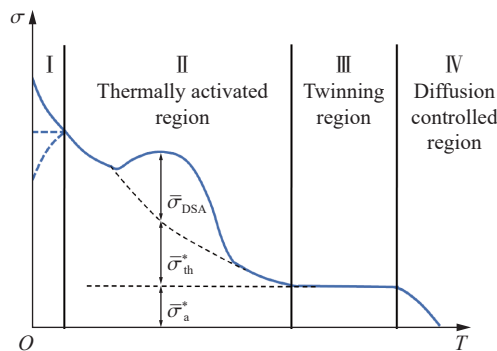


图 2 金属的典型温度敏感性

Fig. 2 Typical temperature sensitivity of metal

现象, 低碳钢在热加工时出现的“蓝脆”现象, 以及金属在某一温度范围内出现的高温强度高于低温强度的反常强化(也称为第三型应变时效, 3rd strain aging effect, 3rd SA effect)现象^[19]。如图 3 所示, Wang 等^[19]在测试 Q235B 钢在宽温域和宽应变率范围下的塑性流动行为时发现, 流动应力随温度上升先下降后上升, 当上升到某一应力临界值后再次快速下降, 因此在流动应力-温度曲线上出现了一个反常应力峰。同时, 随着应变率升高, 反常应力峰移动到更高的温度范围。为了将这种反常强化行为与静态应变时效和 PLC 时效加以区分, Wang 等^[19]将其命名为第三型应变时效现象。该研究第一次对金属材料在宽温域和宽应变率范围内的反常应力峰现象进行了完整测试, 系统揭示了第三型应变时效的率-温耦合效应。

王建军等^[18]详细介绍了第三型应变时效的宏观规律、微观机制及相关本构关系。目前, 被普遍接受的动态应变时效的微观机制可以表述为: 在金属的塑性变形过程中, 位错在运动时将被暂时阻挡在短程障碍物(如溶质原子)之前, 等待热激活以跨越障碍物, 再前进到下一个障碍物位置。位错在障碍前的等待期间, 溶质原子向位错扩散, 在位错周围形成溶质原子气团, 对运动位错“钉扎”, 阻碍了位错的运动, 在宏观上表现为金属流动应力升高^[18]。当位错得到足够的高应力驱使或热激活后, 才会挣脱溶质原子气团的“钉扎”作用, 继续向前运动。动态应变时效仅仅会发生在某一温度和应变率的组合范围内, 也具有热激活的本质特征^[20-22]。另外, 动态应变时效还与金属的微观结构颇具关联。如图 4 所示, Yuan 等^[16]在实验研究中发现, 由于不同热处理状态下的 Inconel 718 镍基高温合金具有不同的晶体结构组成, 从而导致第三型应变时效的反常应力峰不同。这种差异可以归因于不同沉淀强化机制对动态应变时效造成的影响不同, 位错通过小尺寸强化相的“切过(shear)”机制强化了溶质原子的“钉扎”作用, 而位错通过大尺寸强化相的“绕过(bow)”机制弱化了溶质原子的“钉扎”作用。显然, 第三型应变时效在金属的流动应力-温度曲线上形成了明显的反常应力峰现象, 这使得现有的大多数热黏塑性本构模型不再适用, 因此, 一些学者致力于建立可以描述该现象的物理概念本构模型^[23-24]或唯象本构模型^[19, 25-31]。

1.3 动态回复与动态再结晶

当金属材料在高温下发生塑性变形时, 除了原子跃迁加快会引起塑性流动加剧外, 还可能发生 2 种常见的软化机制: 动态回复(dynamic recovery, DRV)和动态再结晶(dynamic recrystallization, DRX), 这 2 种微观机制通过影响金属的微观结构来改变其力学性能^[14]。高温塑性流动过程中, 加工硬化(work hardening, WH)与动态回复/动态再结晶引起的软化是相互竞争的。如图 5(a) 所示, 当 3 种机制都参与塑性变形时, 真实应力-应变曲线一般表现为 4 个阶段: 加工硬化阶段(WH stage)、转化阶段(transition stage)、软化阶段(softening stage)和平稳阶段(steady stage)。变形初期, 加工硬化占主导地位, 其硬化率

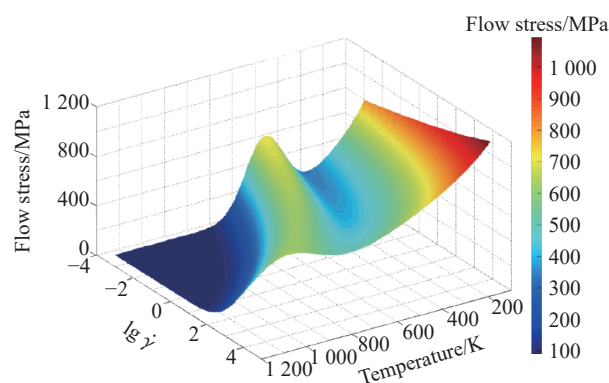


图 3 Q235B 钢在 0.1 应变下流动应力随温度和应变率的变化^[19]

Fig. 3 Variation of flow stress with temperature and strain rate for Q235B steel^[19]

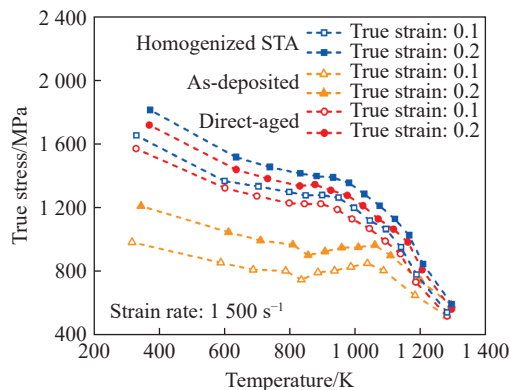


图 4 不同热处理状态下 Inconel 718 镍基高温合金的流动应力随温度变化曲线^[16]

Fig. 4 Flow stress-temperature curves of Inconel 718 superalloy under different heat-treatment conditions^[16]

远高于动态回复引起的软化率, 表现为应力-应变曲线在小应变阶段逐渐升高。由于动态回复加剧和动态再结晶开始发生, 伴随着流动应力上升率的降低, 塑性流动进入到转化阶段。动态回复和动态再结晶的进一步加剧使流动应力上升至最高点后开始进入软化阶段。最后, 流动应力进入稳定期, 这时动态回复与动态再结晶的软化效应刚好抵消加工硬化效应, 三者的竞争关系进入平衡状态^[32]。

动态回复对金属中的点缺陷和位错分布进行了空间上的重置, 使得位错湮灭, 位错密度降低, 微观结构发生回复, 进而削弱了位错之间聚积和缠绕引起的加工硬化。随着变形的进行, 流动应力随着位错相互作用和增殖而升高, 但随着位错密度的增大, 动态回复率也在升高。在一定应变下, 加工硬化率和动态回复率之间将逐渐达到动态平衡。当应变硬化和动态回复不能再存储更多的固定位错时, 动态再结晶机制启动。动态再结晶表现为低位错密度晶粒的形核和生长, 进而在平衡阶段产生尺寸均匀分布的晶粒组织^[14]。一般来说, 金属的流动应力水平随着变形温度的升高和应变率的降低而降低。这是由于较低的应变速率和较高的温度为能量积累提供了更长的时间, 并为动态再结晶晶粒的成核和生长以及位错湮灭提供了更高的边界迁移率, 从而降低了流动应力水平^[32]。动态再结晶的一种表现形式就是高应变率绝热剪切带内晶粒细化, 高应变率下的塑性变形会导致金属材料内部的绝热温升, 当塑性应变累积到一定阶段, 可能会发生绝热剪切失稳。大量研究表明, 绝热剪切带内的温度急剧上升也会引起晶粒的再结晶细化, 表现为在绝热剪切带内部观察到尺寸细密均匀的晶粒^[33-34]。如图 5(b) 所示, Wright^[35]、Grebe 等^[36] 在纯钛的绝热剪切带中观察到了动态再结晶现象。Rittel 等^[37] 在 Ti6Al4V 的绝热剪切实验中也发现了动态再结晶的细密晶粒, 其研究表明, 动态再结晶发生在绝热剪切破坏之前, 也很可能是绝热剪切带生成的微观机制之一。

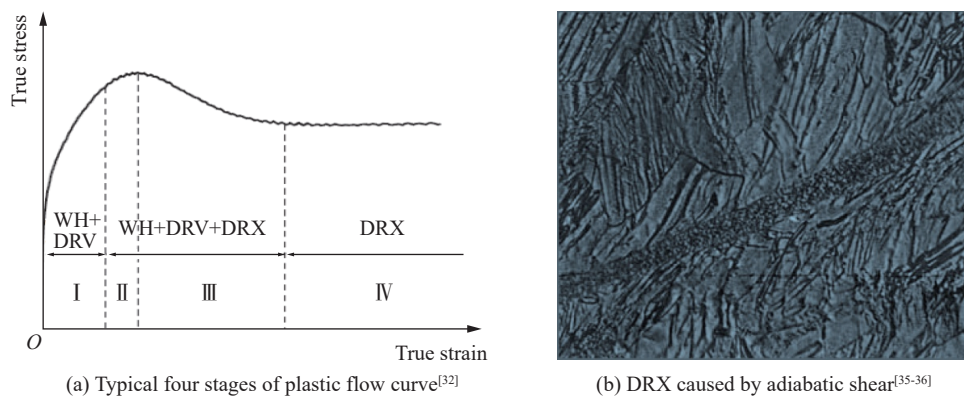


图 5 塑性流动曲线的 4 个阶段和绝热剪切引起的动态再结晶微观图片

Fig. 5 Four stages of plastic flow curve and micro image of DRX caused by adiabatic shear

1.4 冲击载荷下金属的孪生与相变

多晶金属材料的塑性变形具有 2 种主要机制: 滑移与孪生^[38]。滑移、孪生和断裂是 3 种相互竞争的应力释放模式。金属材料的孪生一般需要非常高的热激活能, 因此其温度和应变率敏感性很低。当发生孪生所需的应力低于位错滑移所需的应力时, 塑性变形会选择孪生机制^[39]。对于一些塑性较差的金属材料(例如密排六方(close-packed hexagonal, HCP)结构金属材料^[40]), 当位错滑移仅在个别滑移方向上容易实现, 孪生在塑性变形中就能起到调节晶粒取向、协助形变、激发进一步位错滑移和孪生、进而延迟断裂的作用。另外, 在高应变率或高压冲击加载下, 孪生甚至可能成为主要的塑性变形机制。Barrett 等^[41] 最早在 HCP 结构的镁合金的高应变率实验中发现了变形孪晶, 后来, Murr 等^[42] 在低层错能的 FCC 合金中也发现了高应变率变形孪晶。Carrington 等^[43] 在铸铁的 Taylor 冲击实验中发现了位错滑移机制到孪生机制转化现象。后来, Murr 等^[39] 首次阐释了 FCC 金属中滑移-孪生转化(slip-twinning transition)的微观机制, 临界孪生应力(平面波冲击加载下变形孪晶出现的临界值)依赖于层错能, 并且随着层错能的升高而升高。图 6 为不锈钢的绝热剪切局部化引起的变形孪晶的微观照片^[44]。塑性变形过程中出现孪生

现象会使应变硬化率在一定应变范围内升高,起到强化作用。因此,当金属塑性变形中出现滑移-孪生转化时,就需要在基于物理概念的本构建模中充分考虑孪生机制的协助变形(软化)和强化作用。Zerilli 等^[45]在基于位错力学的本构关系中考虑了这种滑移与孪生的混合变形模式。事实上,现有的动态塑性本构模型很少考虑到高应变率加载下的变形孪生,因此模型预测结果往往不够准确。

金属材料在高速冲击、爆炸等动态加载下,不仅会发生屈服,还会发生相变^[46-47]。1955年,Minshall 等首次发现铁在静高压下会发生马氏体相变,随后的1956年,Bancroft 等研究发现铁

在爆炸的高冲击压力加载下自由面粒子速度曲线具有三波(弹性波、塑性波和相变波)结构。此后,多种金属材料的冲击相变开始被广泛研究,20世纪相关研究主要以实验观测和理论分析为主,2000年以后,原子尺度模拟^[48-51]、原位在线诊断实验技术等先进技术^[52-55]的发展使得冲击相变研究深入到原子尺度。相变除了会在介质中产生相变波,还会使材料成为另一种具有完全不同的物理和力学性质的新材料。以亚稳态钢中的马氏体相变为例,塑性变形诱发马氏体相变,可以同时提升材料强度和韧性^[56-57]。相变与孪生相似,会在塑性变形过程中彻底改变材料的微观结构,是与应变历史、温度及应变率相关的复杂演化过程,为考虑率-温耦合效应的动态本构模型的建立带来了挑战。因此,为了描述塑性变形与相变的复杂耦合过程,部分学者提出了基于相变动力学的增量型本构模型,结合有限元等数值模拟方法预测材料的相变过程^[57-63],其中仅个别研究中考虑了应变率的影响^[60],也有少数本构模型涉及冲击、爆炸的高应变率范围^[64-65]。

2 动态本构模型的起源与分类

金属材料的动态本构研究可追溯到1923年,Brezina 在博士论文中提出了描述单晶锌和铁的应变率敏感性公式^[1],其中包含了完整的应力(σ)-应变(ε)关系:

$$\frac{d\varepsilon_p}{dt} = \alpha \exp(\beta\sigma - \chi\varepsilon) \quad (1)$$

式中: ε_p 为塑性应变, α 、 β 和 χ 为3个实验拟合参数。

式(1)体现了应力与对数应变率的线性相关关系。此后,Becker^[66]和Eyring^[67]相继提出了热激活塑性流动的表达式。1934年,Orowan、Polanyi 和 Taylor 分别提出了位错模型^[68],Taylor 还将位错模型引入晶体,后来更多的研究都基于这种位错力学(dislocation mechanics)的物理框架^[69]。关于位错力学的开创性理论模型是由 Orowan^[70]在1940年提出的:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\rho b v}{m} \quad (2)$$

式中: $1/m$ 为应变张量的方向因子(Schmid 因子), b 为 Burgers 矢量的取值, ρ 为位错密度, v 为位错平均速度。

1944年,Zener 等^[71]针对铁和钢在不同温度和应变率下的塑性流动行为提出了考虑温度和应变率耦合效应的本构模型:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{r0}} \propto \left[\frac{d\varepsilon/dt}{(d\varepsilon/dt)_0} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \right]^r \quad (3)$$

式中: σ_{r0} 和 $(d\varepsilon/dt)_0$ 分别为参考流动应力和参考应变率, Q 为热激活能, R 为气体常数, T 为温度, r 为实验拟合参数。

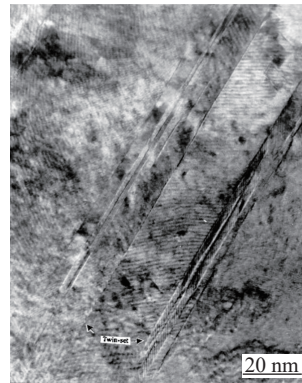


图 6 不锈钢的绝热剪切局部化引起的变形孪晶^[44]

Fig. 6 Deformation twinning in the stainless steel by adiabatic shear localization^[44]

几乎同时, Taylor^[72] 针对金属材料的快速变形提出了动态屈服强度的概念。Barrett 等^[41] 在高速加载中的镁产生变形孪晶的研究中强调了变形速度对孪生机制的影响。随后的 1948 年, Taylor^[73]、Whiffin^[74]、Carrington 等^[43] 设计了利用圆柱实体杆冲击试样测试材料的动态屈服强度, 这就是经典的 Taylor 杆实验。在同时期, Davies^[75] 对分离式 Hopkinson 杆 (split Hopkinson bar, SHB) 进行了细节分析, Kolsky^[76] 则提出了针对 SHB 计算应力-应变关系的解析公式。动态实验技术的发展和成熟为金属材料高应变率力学行为的测试与动态本构关系的建立奠定了基础。

在对金属材料的率-温效应具有一定的认识之后, 形式简洁、规律直观的唯一本构模型在工程领域首先获得应用, 在弹塑性冲击计算 (elastic-plastic dynamic calculation) 领域得到最广泛应用的 Johnson-Cook 模型^[77] 是这类模型的代表。其他唯象动态本构模型还有 Fields-Backofen (FB) 模型^[78]、Voce-Kocks (VK) 模型^[79-80]、Molinari-Ravichandran (MR) 模型^[81]、Khan-Huang (KH)^[82] 和 Khan-Huang-Liang (KHL) 模型^[83-84] 等。

现有的考虑物理机制的动态本构模型大多基于热激活应变率分析 (thermal activation strain rate analysis, TASTA) 方法, 而热激活的概念则基于位错动力学基本理论。1958 年, Seeger^[85] 针对塑性理论中的位错动力学概念给出了最初的阐释。1968 年, Gilman 基于 Orowan 的公式, 提出了早期的位错动力学公式:

$$\frac{d\varepsilon_p}{dt} = mbv^* (N_0 + M^* \varepsilon_p) \exp\left(-\frac{D + H\varepsilon_p}{\tau}\right) \quad (4)$$

式中: v^* 为位错运动的最大速度, N_0 为初始位错密度, M^* 代表位错密度演化与塑性应变之间的线性系数, D 和 H 为与温度相关的材料参数。在 1987~1997 年, Zerilli 等^[45, 86-90] 系统地提出了基于位错动力学的金属塑性本构 Zerilli-Armstrong (ZA) 模型, 并且该模型可应用于材料塑性动力学的程序代码计算。ZA 模型的核心是提出了热激活体积 V^* 的概念, 且热激活体积 V^* 与热激活应力分量 τ^* 成反比:

$$V^* = A^* b = k_B T \left[\frac{\partial \ln(d\varepsilon/dt)}{\partial \tau^*} \right]_T = \frac{W_0}{\tau^*} \quad (5)$$

式中: A^* 为基于 TASTA 理论的热激活面积; k_B 为 Boltzmann 常数, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K; τ^* 为与应变率相关的热激活应力分量; W_0 为实验常数; V^* 的倒数为材料应变率效应的度量。

基于位错动力学的 ZA 模型提出后, 大量研究者针对不同晶格结构和晶粒几何对其适用性进行了讨论和不同程度的修正, 直到三十多年后的今天, 基于 ZA 模型的各种修正模型依然不断更新, 同时实现了参数意义物理化和形式简单化来描述金属材料塑性流动行为的率-温效应, 被广泛应用于描述各种新型材料的塑性流动行为。1988 年, Follansbee 等^[91] 对基于位错动力学的热激活应变率效应分析理论进行了深入探讨, 提出了经典的 MTS (mechanical threshold stress) 模型, 其中不仅考虑了应变率效应, 还包含了塑性变形历史对位错结构演化的影响。1994 年, Nemat-Nasser 等^[92] 则提出了一种幂函数形式的本构模型来描述剪应力与剪应变之间的关系。除此之外, 其他物理概念的动态本构模型还有 Bodner-Partom (BP) 模型^[93]、Steinberg-Guinan (SG) 模型^[94]、Mecking-Kocks (MK) 模型^[95]、Steinberg-Lund (SL) 模型^[96]、Nemat-Nasser (NN) 系列模型^[97-106] 等。

唯象模型和基于物理概念的模型均通过对实验结果进行回归分析, 进而得到材料常数。然而, 材料在高温和应变率下的变形行为是高度非线性的, 影响流动应力的许多因素也是非线性且相互影响的, 这使得回归方法对流动应力的预测精度往往偏低, 且适用范围有限。而人工神经网络 (artificial neural network, ANN) 模型的吸引力在于其提供了完全不同于统计或数值模拟方法的建模思路, 最适合克服传统计算方法的缺陷。这种方法的主要优点之一是无需首先假设数学模型和识别其参数, 通过对实验数据进行充分的训练, 神经网络可以“学习”这种本构关系的内在联系。它不仅可以根据不完整或无序的信息做出决策, 还可以从训练过的案例中概括规则并将这些规则应用于新案例。因此, 近年来有不少研究者致力于将人工神经网络应用于传统学术研究的模型建立与应用中。下面将会对具有代表性的动态本构模型以及人工神经网络应用于动态本构建模的典型案例进行详细介绍。限于篇幅, 本文中没

对每种动态本构模型的参数拟合策略和预测效果进行一一介绍和罗列。但仍需特别指出的是, 在利用高应变率下的实验数据进行动态本构参数拟合时, 如果应力-应变曲线为一次加载得到的绝热曲线, 需要考虑高应变率下材料实际变形温度为环境温度与绝热温升之和, 或者可以通过中断实验得到相应的等温曲线, 就可直接用数据拟合本构参数。

3 唯象动态本构模型

3.1 Fields-Backofen (FB) 模型

1957 年, Fields 等^[78] 提出了一个可以反映应变硬化和应变率效应的唯象本构模型:

$$\sigma = k\varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m \quad (6)$$

式中: $\dot{\varepsilon}$ 为应变率; k 、 n 和 m 为材料参数, n 和 m 分别反映了应变硬化和应变率强化效应。

为了进一步描述由于动态回复和动态再结晶引起的流动应力由最高值下降的现象, Cheng 等^[107] 对 FB 模型进行了修正:

$$\sigma = k\varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m \exp(b_0 T + s\varepsilon) \quad (7)$$

$$s = \frac{d \ln \sigma}{d \varepsilon} \quad (8)$$

式中: b_0 为材料参数, s 为随应变增大的软化比例系数。修正后的模型可以很好地描述高温加载中的动态回复和动态再结晶引起的软化现象。

3.2 Voce-Kocks (VK) 模型

1948 年, Voce^[79] 首先提出了一个简单的唯象本构模型:

$$\sigma = \sigma_s + \left[(\sigma_0 - \sigma_s) \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_r}\right) \right] \quad (9)$$

式中: σ_s 为饱和应力, 代表流动应力的最大值, 当应力达到饱和应力时, 应变硬化指数为零; σ_0 为初始屈服应力; ε_r 为松弛应变。该模型描述的塑性流动应力-应变关系与应变率和温度无关。

1976 年, Kocks^[80] 将饱和应力 σ_s 修正为温度和应变率的函数:

$$\sigma_s = \sigma_{s0} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{s0}} \right)^{k_b T / A_s} \quad (10)$$

式中: $A_s = \mu b^3$, μ 为剪切模量, b 为 Burgers 矢量的取值; σ_{s0} 和 $\dot{\varepsilon}_{s0}$ 为材料参数, σ_{s0} 为绝对温度为零时的参考应力。可得到初始屈服应力 σ_0 的表达式为:

$$\sigma_0 = \sigma_{k0} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{k0}} \right)^{k_b T / A_0} \quad (11)$$

式中: $A_0 = A\mu(t)b^3$, A 和 $\dot{\varepsilon}_{k0}$ 为材料参数, σ_{k0} 为绝对温度为零时的初始屈服应力。松弛应变的表达式为:

$$\varepsilon_r(\dot{\varepsilon}, T) = \frac{\sigma_s(\dot{\varepsilon}, T) - \sigma_0(\dot{\varepsilon}, T)}{\theta_0} \quad (12)$$

式中: θ_0 为初始应变硬化率。 ε_r 为应变率的减函数, 可以用如下的幂函数关系式表示:

$$\varepsilon_r = C_1 \left(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} \right)^{C_2} \quad (13)$$

式中: C_1 和 C_2 为材料参数。

3.3 Johnson-Cook (JC) 模型

Johnson 等^[77] 在 1983 年提出的 JC 模型是迄今为止应用最广泛的考虑应变强化和率-温效应的唯象本构模型。JC 模型形式简洁, 仅有 5 个模型参数, 且参数可比较容易地通过较少的实验结果拟合获得。其表达式为:

$$\sigma = (A + B\varepsilon^n)(1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*)(1 - T^{*m}) \quad (14)$$

式中: A 为参考温度和参考应变率下的屈服应力; B 为应变硬化系数; n 为应变硬化指数; C 和 m 分别为描述应变率和温度敏感性的参数; $\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0$, $\dot{\varepsilon}_0$ 为参考应变率; $T^* = (T - T_r)/(T_m - T_r)$, T_m 为熔点温度, T_r 为参考温度。JC 模型是纯粹的唯一模型, 认为应变硬化、应变率强化和热软化是相互独立的微观机制, 并且没有考虑应变历史对率-温效应的影响^[108]。因此, 有众多学者在其基础上提出了修正模型, 从而改进这些方面的局限性, 本文中仅列举几个典型修正模型来说明对 JC 模型修正的灵活性。

JC 模型将金属材料的应变率强化效应描述为流动应力随对数应变率变化呈线性关系。然而, 有不少研究者^[14-16]发现, 一些金属材料(特别是 FCC 金属)在更宽的应变率范围内, 存在着分段的应变率强化效应。塑性流动应力在低应变区域的应变率敏感性较低, 而在应变率高于 $10^3 \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ 时, 应变率效应会得到大幅增强。因此 Rule 等^[109]在 1998 年对 JC 模型进行了修正, 从而能够描述这种分段的应变率强化效应。具体形式如下:

$$\sigma = (C_1 + C_2\varepsilon^n) \left[1 + C_3 \ln \dot{\varepsilon}^* + C_4 \left(\frac{1}{C_5 - \ln \dot{\varepsilon}^*} - \frac{1}{C_5} \right) \right] (1 - T^{*m}) \quad (15)$$

式中: $C_1 \sim C_5$ 为材料拟合参数, 当 $\ln \dot{\varepsilon}^* \ll C_5$ 时, $1/(C_5 - \ln \dot{\varepsilon}^*) - 1/C_5$ 的值很小, 当 $\ln \dot{\varepsilon}^*$ 增大靠近 C_5 时, $1/(C_5 - \ln \dot{\varepsilon}^*) - 1/C_5$ 的值快速增大, 从而描述了分段变化的应变率强化效应。

为了考虑温度对应变硬化行为的影响, Zhang 等^[110]在 2009 年提出了新的修正模型:

$$\sigma = \left\{ A(1 - T^{*m}) + \frac{\sigma_{br}(1 - T^{*m_1}) - \sigma_{0.2r}(1 - T^{*m})}{[\varepsilon_{br}(1 + P_1 T^* - P_2 T^{*P_3})]^n} \varepsilon^n \right\} (1 + C \ln \dot{\varepsilon}^*) \quad (16)$$

式中: m_1 、 P_1 、 P_2 和 P_3 为材料常数, σ_{br} 和 ε_{br} 分别为在参考温度和参考应变率下的破坏应力和破坏应变, $\sigma_{0.2r}$ 为参考应变率下的屈服应力。

第三型动态应变时效在流动应力-温度曲线上引起的反常应力峰使得传统本构模型无法准确描述这类金属材料的塑性流动行为, 因此, Wang 等^[111]在 Rule 等^[109]的模型基础上, 对 JC 模型的温度项进行了修正:

$$\sigma = (A + B\varepsilon^n) \left[1 + C_3 \ln \dot{\varepsilon}^* + C_4 \left(\frac{1}{C_5 - \ln \dot{\varepsilon}^*} - \frac{1}{C_5} \right) \right] \left\{ 1 - T^{*m} + D \exp \left[-\frac{(T - T_p)^2}{2d^2} \right] \right\} \quad (17)$$

式中: A 、 B 、 n 、 m 、 C_3 、 C_4 和 C_5 为与 Rule 和 Jones 修正模型相同的材料拟合常数, D 、 T_p 和 d 为材料常数。温度项中增加了正态分布函数形式, 从而唯象地描述了在一定温度范围内出现的反常应力峰现象。

3.4 Khan-Huang (KH)、Khan-Huang-Liang (KHL) 和 Khan-Liang-Farrokh (KLF) 模型

在 1992~2009 年, Khan 及其合作者针对不同的应用需求提出了一系列的金属唯象本构模型, 在不同程度上描述了应变硬化、温度软化、应变率强化和晶粒尺寸效应等塑性流动行为。1992 年, Khan 等^[82]提出了针对 1100 铝在宽应变率范围内的本构模型:

$$J_2 = f_1(\varepsilon_2) f_2(D_2^p) \quad (18)$$

式中: J_2 、 ε_2 和 D_2^p 分别为偏应力张量的第二不变量、等效应变和塑性应变率的第二不变量。对于一维情况, 式 (18) 可以表示为:

$$\sigma = g_1(\varepsilon) g_2(\dot{\varepsilon}) \quad (19)$$

$$g_1(\varepsilon) = \left[3f_1 \left(\frac{3}{4}\varepsilon^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

$$g_2(\dot{\varepsilon}) = \left[f_2 \left(\frac{3}{4}\dot{\varepsilon}^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

$g_1(\varepsilon)$ 和 $g_2(\dot{\varepsilon})$ 的具体形式分别为:

$$g_1(\varepsilon) = \sigma_0 + E_\infty \varepsilon - a e^{-\alpha \varepsilon} \quad (22)$$

$$g_2(\dot{\varepsilon}) = \left(1 - \frac{\ln \dot{\varepsilon}}{\ln D_0^p}\right)^{-n} \quad (23)$$

式中: $g_1(\varepsilon)$ 描述了参考应变率下的塑性应力与塑性应变之间的关系; $g_2(\dot{\varepsilon})$ 描述了应变率效应; σ 、 ε 和 $\dot{\varepsilon}$ 分别为 von Mises 等效应力、等效应变和等效应变率; n 、 E_∞ 、 σ_0 、 a 和 α 为材料参数; D_0^p 为最大应变率, Khan 等^[82] 取其为 10^4 s^{-1} 。显然, 最早的 KH 模型没有考虑温度敏感性, 因此, Khan 等^[83] 提出了充分考虑应变、温度和应变率耦合效应的 KHL 本构模型:

$$J_2 = f_1(\varepsilon_2, D_2^p) f_2(T) \quad (24)$$

式中: $f_1(\varepsilon_2, D_2^p)$ 描述了应变和应变率对流动应力的耦合效应, $f_2(T)$ 类似于 JC 模型的温度项, 描述了高温软化效应。该模型的具体表达式为:

$$\sigma = \left[A + B \left(1 - \frac{\ln \dot{\varepsilon}}{\ln D_0^p}\right)^{n_1} \varepsilon^{n_0} \right] (1 - T^{*m}) e^{C \ln \varepsilon} \quad (25)$$

$$T^* = \frac{T - T_r}{T_m - T_r} \quad (26)$$

式中: T 、 T_m 和 T_r 分别为绝对温度、熔点温度和参考温度。A、B、 n_0 、 n_1 、C 和 m 为拟合参数。该模型在描述几种 BCC 结构的合金材料的塑性流动行为中十分有效^[82]。2000 年, 为了描述金属材料晶粒尺寸效应, Khan 等^[84] 将 Hall-Petch 理论的表达式引入了 KHL 模型:

$$\sigma = \left[a + \frac{k}{\sqrt{d}} + B \left(1 - \frac{\ln \dot{\varepsilon}}{\ln D_0^p}\right)^{n_1} \varepsilon^{n_0} \right] (1 - T^{*m}) \dot{\varepsilon}^C \quad (27)$$

式中: $a + k/\sqrt{d}$ 代替了 KHL 模型中的 A, d 为晶粒的平均尺寸, a 和 k 为材料参数。之后, Khan 等^[112] 又利用 KHL 模型的另一个修正模型来描述 Ti-6Al-4V 的塑性流动行为:

$$\sigma = \left[A + B \left(1 - \frac{\ln \dot{\varepsilon}}{\ln D_0^p}\right)^{n_1} \varepsilon^{n_0} \right] \left(\frac{T_m - T}{T_m - T_r} \right)^m \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^C \quad (28)$$

该模型可以通过参数 n_1 描述应变硬化指数随应变率升高而降低的现象, 与 JC 模型相比, 修正的 KHL 模型预测结果更好。2000 年, 基于宏观性能和微观性能之间的等价性假设, Khan 等^[113] 针对纳米晶铁和铜提出了如下本构模型:

$$\sigma = \left[\sigma_0 + B \left(1 - \frac{\ln \dot{\varepsilon}}{\ln D_0^p}\right)^{n_1} \varepsilon^{n_0} \right] (1 - T^{*m}) \dot{\varepsilon}^C \quad (29)$$

2006 年, 综合式 (27) 和 (29) 的特点, Khan 等^[114] 针对纳米晶铝和铁, 考虑晶粒尺寸的影响, 提出了新的修正模型:

$$\sigma = \left(a + \frac{k}{\sqrt{d}} \right) \left[1 + B \left(1 - \frac{\ln \dot{\varepsilon}}{\ln D_0^p}\right)^{n_1} \varepsilon^{n_0} \right] \left(\frac{T_m - T}{T_m - T_r} \right)^m \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^C \quad (30)$$

2009 年, Farrokh 等^[115] 针对晶粒细化在 KHL 模型的基础上提出了 KLF 模型:

$$\sigma = \left\{ a + \frac{k}{\sqrt{d}} + B \left(\frac{d}{d_0} \right)^{n_2} \left[\left(1 - \frac{\ln \dot{\varepsilon}}{\ln D_0^p}\right) \frac{T_m}{T} \right]^{n_1} \varepsilon^{n_0} \right\} \left(\frac{T_m - T}{T_m - T_r} \right)^m \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^C \quad (31)$$

式中: d_0 为材料的粗晶晶粒尺寸。该模型可以描述晶粒细化和温度变化引起的应变硬化行为的变化, 同时可以精确描述宽应变率范围内的应变率效应。

3.5 Molinari-Ravichandran (MR) 模型

2005 年, Molinari 等^[81] 提出了基于单一内变量的金属本构模型, 该内变量与金属变形中的微观组织的特征长度相关, 并且基于实验观察提出了特征长度 δ 的演化规律模型。在 MR 模型中, 流动应力是材料固有阻力 σ_0 和应变率 $\dot{\varepsilon}$ 的函数:

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{1/m} \quad (32)$$

$$\sigma_0 = \hat{\sigma}(d) \left(\frac{\delta}{\delta_0} \right) \quad (33)$$

式中: $\dot{\varepsilon}_0$ 为参考应变率; m 为与温度相关的实时应变率敏感性的参数, 同时考虑了加载温度和高应变率加载下的绝热温升的影响; d 为晶粒平均尺寸, $\hat{\sigma}(d)$ 为描述晶粒尺寸对流动应力固有阻力的影响机制的函数。

内特征长度 δ 随着等效塑性应变的增大而减小, 具体由唯象关系式表示:

$$\frac{d\delta}{d\varepsilon} = -\frac{\delta_r}{\delta_s} (\delta^2 - \delta_s \delta) \quad (34)$$

式中: δ_r 和 δ_s 基于热激活过程, 通过与温度和应变率相关的经验公式表示:

$$\delta_r = \delta_{r0} \left[1 + a_r \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{r0}} \right)^{\xi_r} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\nu_r} \right] \quad (35)$$

$$\delta_s = \delta_{s0} \left[1 - a_s \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{s0}} \right)^{\xi_s} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\nu_s} \right] \quad (36)$$

式中: δ_r 为微观组织的细化率, δ_s 和 δ_{s0} 分别为有效微观组织长度的饱和值和参考值(当应变率为零时的取值)。 a_s 、 ξ_s 和 ν_s 控制了 δ_s 的应变率和温度依赖性, a_r 、 ξ_r 和 ν_r 控制了 δ_r 的应变率和温度依赖性。经验证, MR 模型可以很好地预测退火铜在应变率跨度高达 7 个数量级的塑性流动行为, 包括在高应变率下的绝热和等温曲线。由于在 MR 模型中, 单一的内变量被定义为与温度和应变率相关的有效微观组织长度, 利用这样一个经验值来表征塑性流动行为在金属微观结构设计中十分有用。Durrenberger 等^[116] 在 MR 模型的基础上提出了 DMR 模型, 流动应力被定义为内应力(长程作用)和热激活有效应力之和。内应力是单一内变量的函数, 用来描述应变硬化行为。由于具有简洁性和灵活性, DMR 模型被认为适用于描述极端加载状态下的热-黏塑性力学行为。

3.6 唯象模型的对比与应用

除了以上多年以来应用较广泛的模型之外, 唯象动态本构模型还有很多, 例如近年来用于描述热成形的 Lin-Liu (LL) 模型^[117], Toros-Ozturk (TO) 模型^[118] 等。由于篇幅限制, 本文中不对这些模型进行详细介绍, 而是通过表 1 对各个唯象模型的适用范围、待定参数个数和主要特点进行总结对比。表 1 中的应变率和温度范围为模型提出的文章中所涉及到的实验数据, 后来对模型进行引用或改进的文章中的应用范围没有给出说明。可以看出, 唯象模型的最大应用优势是可以较方便地利用有限的实验结果拟合出相对较少的本构参数。

具体应用方面, VK 模型^[80] 最初为描述金属蠕变行为而建立, 并且主要描述了金属材料的应变硬化行为的率-温敏感性, 假设初始应变硬化率对率-温不敏感, 但在大应变下的应变硬化率对率-温十分敏感。在大应变下, 所有曲线都趋近于一个应力饱和值。因此, 可以看出, VK 模型更适用于描述 FCC 金属在低应变率(不涉及黏性拖曳机制)范围内的塑性流动行为。JC 模型^[77] 相比其他模型具有更灵活的表达形式, 因此, 基于 JC 模型的修正本构模型很多, 从而能够满足各种类型塑性流动行为的表征, 这也使得 JC 模型成为使用最广泛的唯象模型。KH、KHL 和 KHF 系列模型^[82] 经历了一系列改进后可以充分描述应变率、温度和应变硬化效应, 并且引入了晶粒尺寸效应, 考虑了晶粒细化对应应变硬化行为的影响, 更善于描述纳米晶等细晶金属材料的塑性流动行为。MR 模型^[81] 被证明可用于描述从准静态到 10^6 s^{-1} 的塑性流动行为, 并且基于一个可以表征特征尺寸的内变量而建立, 可为金属微观结构设计提供参考。LL 模型^[117] 和 TO 模型^[118] 均适用于描述金属材料在热成形过程中的大变形行为, 涉及到明显的动态回复、动态再结晶等软化行为。

表 1 唯象动态本构模型之间的比较

Table 1 Comparison among phenomenological dynamic constitutive models

发表时间	模型名称	应变率/s ⁻¹	温度/°C	待定参数/个	主要特点
1976	Voce-Kocks (VK) ^[80]	10 ⁻¹	-173~327	7	饱和应力 σ_s 为温度和应变率的函数
1983	Johnson-Cook (JC) ^[77]	对数应变率的线性函数, 可达10 ⁴	温度的幂函数	5	兼顾温度和应变率效应 参数少, 形式简单
1992	Khan-Huang (KH) ^[82]	10 ⁻⁵ ~10 ⁴	不考虑	5	未考虑温度效应 将总应变率分解为弹性和塑性分量
1999	Khan-Huang-Liang (KHL) ^[83]	10 ⁻⁶ ~10 ⁴	25~316	7	在KH模型基础上增加温度效应
2009	Khan-Liang-Farrokh (KLF) ^[115]	10 ⁻² ~3×10 ⁴	-50~250	9	基于KHL模型 兼顾温度和应变率效应 考虑晶粒尺寸
2008	Improved Fields-Backofen (FB) model by Cheng ^[107]	10 ⁻¹ ~10 ⁻⁴	150~300	5	兼顾温度和应变率效应 参数少, 形式简单
2005	Molinari-Ravichandran (MR) ^[81]	10 ⁻² ~10 ⁶	-196~200	9	基于微观结构的特征尺度 考虑温度、应变率和晶粒尺寸
2010	Lin-Liu (LL) ^[117]	10 ⁻² ~10	850~1 150	8	可描述热成形过程达到应力峰值的应力-应变曲线
2010	Toros-Ozturk (TO) ^[118]	0.001 6~0.16	室温~300	9	可描述大塑性应变下的软化行为

4 具有物理基础的动态本构模型

4.1 Bodner-Partom (BP) 模型

1975年, Bodner等^[93]提出了BP模型来描述金属材料在大变形和任意加载历史下的黏弹塑性力学行为。BP模型将总应变率分成弹性和非弹性2个分量, 并且2个应变率分量均为加载过程中的状态变量的函数。该模型不考虑屈服准则和加载卸载状态, 仅考虑在加载过程中材料微观组织演化中的黏性、应变硬化和其他效应。由于具有可靠的理论背景, BP模型在众多工程领域得到了应用, 其弹性部分满足胡克定律, 非弹性(黏塑性)部分具体形式如下:

$$\dot{\varepsilon}^p = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\sigma}{|\sigma|} D_0 \exp \left[-\frac{n+1}{2n} \left(\frac{Z}{\sigma} \right)^{2n} \right] \quad (37)$$

$$Z = Z_1 + (Z_0 - Z_1) \exp \left(-\frac{m}{Z_0} \int \sigma d\varepsilon^p \right) \quad (38)$$

式中: Z 表示与位错密度相关的材料的变形历史, $\int \sigma d\varepsilon^p$ 为塑性比功, Z_0 、 Z_1 、 m 和 D_0 为材料参数, D_0 为材料承受的最大应变率, n 为与位错速度相关的参数。BP理论放弃了有关屈服条件的传统观点, 假定非弹性应变率张量的第二不变量与应力偏张量的第二不变量之间存在一定的函数关系, 并根据位错动力学模型建立了二者之间的关系, 使得本构关系具有微观位错运动的物理基础。由于不考虑屈服条件以及加载和卸载准则, 当采用数值模拟方法求解塑性动力学问题时, BP理论可大大节省计算时间。

4.2 Zerilli-Armstrong (ZA) 模型

1987年, Zerilli等^[45]基于金属位错力学理论推导出ZA本构模型, 充分考虑了应变硬化、应变率强化和热软化效应。ZA本构模型将流动应力分为非热分量(athermal component) σ_a 和热分量(thermal component) σ_{th} 两部分:

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_{th} \quad (39)$$

为了考虑晶粒尺寸效应, 将非热分量 σ_a 表示为:

$$\sigma_a = C_0 + kl^{-1/2} \quad (40)$$

式中: l 为晶粒平均尺寸, k 为 Hall-Petch 常数, C_0 为拟合参数。将热分量 σ_{th} 表示为温度和应变率的函数:

$$\sigma_{th} = \frac{M\Delta G_0}{Ab} e^{-\beta T} \quad (41)$$

$$\beta = -C_3 + C_4 \ln \dot{\varepsilon} \quad (42)$$

式中: M 为取向因子, ΔG_0 为绝对温度为零度时的热激活自由能, A 为绝对温度为零度时的热激活面积, b 为 Burgers 矢量的取值, β 为与应变率相关的参数。一般地, 对于 BCC 金属来说, 位错运动主要克服 Peierls-Nabarro 阻力, 这使得其热激活行为不依赖于塑性应变, 因此 A 在塑性变形过程中取定值。而对于 FCC 金属, 位错运动需要克服林位错的阻碍, 因此热激活面积随着塑性应变的增大而减小, 从而取 $A = \varepsilon^{-1/2}$ 。因此, 可得到分别针对 BCC 和 FCC 金属的 ZA 模型:

$$\sigma = C_0 + C_1 \exp(-C_3 T + C_4 T \ln \dot{\varepsilon}) + C_5 \varepsilon^n \quad \text{BCC} \quad (43)$$

$$\sigma = C_0 + C_1 \varepsilon^{1/2} \exp(-C_3 T + C_4 T \ln \dot{\varepsilon}) \quad \text{FCC} \quad (44)$$

式中: $C_0 \sim C_5$ 和 n 为拟合参数。可以看出, BCC 金属的模型中应变硬化指数为定值, 与温度和应变率无关, 而 FCC 金属的模型中, 温度和应变率会影响应变硬化行为。针对各类金属材料出现的不同塑性流动行为, 不少研究者^[119-125] 在 ZA 模型的基础上提出了修正模型, 从而改进了 ZA 模型的适用性。2009 年, Zhang 等^[123] 在考虑应变、温度和应变率对模型中参数 C_3 的影响的基础上, 对 ZA 模型进行了修正, 修正后的模型可以更好地描述 Ni₃Al 基高温合金的塑性流动行为; 为了表征 D9 奥氏体不锈钢的塑性流动行为, Samantaray 等^[124] 结合 JC 模型的形式特点, 提出了修正的 ZA 模型:

$$\sigma = (C_1 + C_2 \varepsilon^n) \exp[-(C_3 + C_4 \varepsilon) T^* + (C_5 + T^*) \ln \dot{\varepsilon}^*] \quad (45)$$

式中: $T^* = T - T_{ref}$, $\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon} / \dot{\varepsilon}_{ref}$, T_{ref} 和 $\dot{\varepsilon}_{ref}$ 分别为参考温度和参考应变率。显然, 该修正模型从形式上充分体现了塑性应变、温度和应变率之间的耦合影响关系。

此外, 还有部分学者基于 ZA 模型的基本物理框架, 提出了新的本构模型, 从而可以描述更丰富的塑性流动行为特征。2010 年, Gao 等^[125] 基于 ZA 模型的基本物理框架, 针对 FCC 金属材料提出了新的考虑应变历史、温度和应变率效应的本构模型:

$$\sigma = \sigma_a + \hat{Y} \varepsilon^n \exp\left(C_3 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{s0}}\right) \left[1 - \left(-C_4 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^{1/q}\right]^{1/p} \quad (46)$$

式中: \hat{Y} 为参考热应力, $\dot{\varepsilon}_{s0}$ 为参考应变率的饱和值, $\dot{\varepsilon}_0$ 为参考应变率, p 和 q 决定了阻碍位错运动的晶体障碍的形状, n 、 C_3 和 C_4 为材料参数。

Yuan 等^[15] 基于 ZA 模型的物理框架, 针对组织具有各向异性特征的激光金属沉积 Inconel 718 合金, 提出了可以描述其各向异性、考虑动态应变时效的温度敏感性和分段的应变率敏感性的本构模型:

$$\sigma = c_0 E(T) \phi(\ln \dot{\varepsilon}^*) \bar{\rho}^{-1/2} + c_1 \varepsilon^n + c_2 \varepsilon^m \exp(-c_3 T^* + c_4 T^* \ln \dot{\varepsilon}^*) \phi(\ln \dot{\varepsilon}^*) K_p \quad (47)$$

式中: 等号右边 3 项分别为各向异性应力分量、非热分量和热激活分量; $E(T)$ 为与温度相关的弹性模量; $\phi(\ln \dot{\varepsilon}^*)$ 描述了分段的应变率敏感性; $\bar{\rho}$ 为晶粒平均尺寸; K_p 为与应变率相关的本构参数, 描述了第三型应变时效引起的反常应力峰现象。

可以看出, 以上修正模型由于需要描述更加复杂的塑性流动特性, 因此均在 ZA 模型的物理框架基础上, 利用经验公式进行修正, 最终提出了半唯象半物理的动态本构模型。

4.3 Steinberg-Guinan (SG) 和 Steinberg-Lund (SL) 模型

现有的动态本构模型大多数仅考虑了应变、温度和应变率效应, 不涉及高压的影响, 属于低压本构模型。但在爆破工程、核工程等设计应用中, 高温高压高应变率耦合加载下的材料行为需要合适的高压本构关系来进行描述。考虑到剪切模量和屈服应力随着压强增加而升高且随着温度升高而降低, 1980 年, Steinberg 等^[94] 提出了 SG 本构模型, 认为流动应力不会随着应变率的升高无限升高, 动态加载

导致的绝热温升会平衡应变率强化效应, 流动应力最大值出现在应变率约 10^5 s^{-1} 时; 同时, 强度随压强和温度的变化规律与剪切模量随二者的变化规律一致。SG 模型中, 屈服应力被表示为压强和温度的一阶泰勒展开:

$$G = G_0 \left[1 + \left(\frac{G'_p}{G_0} \right) \frac{p}{\eta^{\frac{1}{3}}} + \left(\frac{G'_T}{G_0} \right) (T - 300) \right] \quad (48)$$

$$Y = Y_0 [1 + \beta(\varepsilon + \varepsilon_i)]^n \left[1 + \left(\frac{Y'_p}{Y_0} \right) \frac{p}{\eta^{\frac{1}{3}}} + \left(\frac{Y'_T}{Y_0} \right) (T - 300) \right] \quad (49)$$

同时, 需要满足限制条件:

$$Y_0 [1 + \beta(\varepsilon + \varepsilon_i)]^n \leq Y_{\max} \quad (50)$$

式中: β 和 n 为应变硬化参数, ε_i 为初始塑性应变 (通常取零), G_0 和 Y_0 分别为参考状态下 ($T = 300 \text{ K}$, $p = 0$, $\varepsilon = 0$) 的剪切模量和屈服应力, G'_p 、 G'_T 和 Y'_p 分别为剪切模量和屈服应力在参考状态下对压强或者温度的导数。Steinberg 等^[94] 利用 14 种不同金属的实验结果验证了 SG 模型的普适性。为了拓展 SG 模型在低应变率下的适用性, 1988 年, Steinberg 等^[96] 提出了一个针对 BCC 金属的 SL 本构模型, 其应变率适用范围覆盖了 $10^{-4} \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ 。将屈服应力 Y 分解为热分量 Y_T 和非热分量 Y_A :

$$Y = [Y_T(\dot{\varepsilon}_p, T) + Y_A f(\varepsilon_p)] [G(p, T) / G_0] \quad (51)$$

式中: $Y_A f(\varepsilon_p)$ 为非热分量, 与 SG 模型形式相同; $f(\varepsilon_p)$ 为应变硬化项; $G(p, T)$ 为与压强和温度相关的剪切模量; G_0 为参考状态下的剪切模量。热分量 Y_T 为应变率和温度的函数:

$$\dot{\varepsilon}_p = \left\{ \frac{1}{C_1} \exp \left[\frac{2U_K}{K_B T} \left(1 - \frac{Y_T}{Y_p} \right)^2 \right] + \frac{C_2}{Y_T} \right\}^{-1} \quad (52)$$

式中: Y_p 为金属塑性变形需要克服的 Peierls-Nabarro 阻力; $2U_K$ 为在长度为 L 的位错段上形成一对扭结所必须的能量; $C_2 = D / (\rho b^2)$, D 为阻力系数, ρ 为位错密度, b 为 Burgers 矢量的取值; $C_1 = \rho Lab^2 \nu / (2w^2)$, a 为 Peierls 谷之间的距离, w 为位错扭环之间的宽度, ν 为 Debye 频率。相比 SG 模型, SL 模型考虑了更大的应变率范围, 同时体现了微观机制和宏观性能之间的联系。

4.4 Mecking-Kocks (MK) 模型

1981 年, Mecking 等^[95] 针对 FCC 金属, 提出了基于位错密度的单一内变量的黏塑性动态本构模型。流动应力取决于随应变演化的微观结构, 位错密度作为微观结构的度量, 仅考虑位错累积造成的障碍, 忽略其他类型的障碍。流动应力表示为与率-温相关和与微观结构相关的两项乘积:

$$\sigma = s(\dot{\varepsilon}, T) \hat{\alpha} \mu b \sqrt{\rho} \quad (53)$$

式中: $\hat{\alpha}$ 为取决于位错强度或位错互相作用力的常数。式 (53) 适用于在所有温度下的小应变以及有限应变下的低温情况。当动态回复发生时, 应变硬化行为与应变率相关, 则该模型不再适用。为了考虑动态回复, $s(\dot{\varepsilon}, T)$ 可表示为:

$$s = \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{1/m} \exp \left(-F \frac{\theta_r}{\theta_h} \right) \quad (54)$$

或

$$s = \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{1/m} \left(1 - F \frac{\theta_r}{\theta_h} \right) \quad (55)$$

式中: F 为随着动态回复发生, 从 1 开始减小的拟合参数; θ_r 为非热强化率; θ_h 为归一化因子。

4.5 Mechanical Threshold Stress (MTS) 模型

MTS 模型是由美国能源部 Los Alamos 国家实验室和 Livermore 国家实验室发展并广泛应用的。不少关于 FCC 金属的应变率效应研究发现, 在恒应变下, 流动应力随应变率的变化 (应变率敏感性) 在应变

率高于 10^3 s^{-1} 时会突然增大, 因此可将流动应力的应变率敏感性分为 2 个阶段: 位错滑移阶段和位错黏性拖曳阶段。大多数动态本构模型一般仅考虑由热激活控制的位错滑移阶段。然而, Follansbee 等^[91] 在实验结果中发现, 当采用力学阈值应力作为内部结构参量时, 不会出现这种突变的应变率效应; 因此, 他们认为应变率敏感性的突变并非是微观变形机制的改变, 而是由于结构演化的率敏感性导致的, 并将在绝对温度为零时的应力定义为力学阈值应力, 认为其比应变更适合作为微观结构状态的一个代表性状态变量, 进而提出了一个基于状态变量的 MTS 本构模型。MTS 模型利用应变、应变率和温度来定义材料在特定内部状态下的屈服应力:

$$\sigma = \hat{\sigma}_a + (\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_a) \left\{ 1 - \left[\frac{k_B T \ln(\dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon})}{g_0 \mu b^3} \right]^{1/q} \right\}^{1/p} \quad (56)$$

式中: 流动应力 σ 是阈值应力 $\hat{\sigma}$ 和非热应力 $\hat{\sigma}_a$ 的函数, k_B 为 Boltzmann 常数, μ 为剪切模量, b 为 Burgers 矢量的取值, g_0 为总热激活能量, $\dot{\epsilon}_0$ 为参考应变率, p 和 q 为 2 个描述位错运动障碍形状的拟合常数。另外, 还需采用如下的应变硬化模型:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\varepsilon} = \theta_0 \left(1 - \frac{\hat{\sigma} - \hat{\sigma}_a}{\hat{\sigma}_s - \hat{\sigma}_a} \right) \quad (57)$$

式中: θ_0 为位错累积中应变硬化的贡献, 实验结果表明其取值近似为 $\mu/20$; $\hat{\sigma}_s$ 为饱和应力或者应变硬化率为零时的应力。可以通过下面的交叉滑移激活能方程获得 $\hat{\sigma}_s$:

$$\ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_{s0}} = \frac{\mu b^3 A}{k_B T} \ln \frac{\hat{\sigma}_s}{\hat{\sigma}_{s0}} \quad (58)$$

式中: A 、 $\dot{\epsilon}_{s0}$ 和 $\hat{\sigma}_{s0}$ 为常数, $\hat{\sigma}_{s0}$ 为绝对温度为零时的饱和应力。

4.6 Nemat-Nasser (NN) 和 Guo 系列模型

美国 UCSD 的 Cheng 等^[24]、Nemat-Nasser 等^[97-98] 及其合作者西北工业大学郭伟国团队提出并发展了一系列金属动态本构关系^[16, 19, 25, 31, 99-106], 其基本物理框架与 ZA 模型和 MTS 模型相似, 将流动应力 τ 表示为非热分量 τ_a 和热激活分量 τ^* , 此外, 还增加了在高应变率下的黏性拖曳分量 τ_d :

$$\tau = \tau_a + \tau^* + \tau_d \quad (59)$$

式中: 非热分量 τ_a 主要体现了林位错、晶界等所引起的长程内应力, 反映了材料的应变硬化行为; 热激活分量 τ^* 代表了当短程内应力作为塑性流动的主要障碍时, 塑性变形主要被位错运动的热激活控制, 表现出明显的率-温敏感性; 黏性拖曳分量 τ_d 则表示在很高应变率下, 塑性流动具有黏滞性, 声子拖曳代替热激活成为塑性流动的主要机制。3 个分量的具体表达式如下:

$$\tau_a = a_1 \gamma^n \quad (60)$$

$$\tau^* = \hat{\tau} \left[1 - \left(-\frac{k_B T}{G_0} \ln \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_r} \right)^{1/q} \right]^{1/p} \quad T \leq T_c \quad (61)$$

$$\tau_d = m_0 [1 - \exp(-\alpha \dot{\gamma})] \quad (62)$$

式中: a_1 、 n 和 m_0 为材料参数; p 和 q 定义了短程能垒的形状; $T_c = -\left(\frac{k_B T}{G_0} \ln \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_r} \right)^{-1}$, 其中 k_B/G_0 表征温度和应变率敏感性的大小, G_0 为绝对温度为零时的热激活自由能, $\dot{\gamma}_r$ 为参考应变率; $\alpha = M^2 B / (\rho_m b^2 \tau_y)$, M 为 Taylor 因子, B 为阻力系数, ρ_m 为运动位错密度, b 为 Burgers 矢量的取值, τ_y 为高温下的屈服应力。对于 FCC 金属, 需要考虑应变对热激活的影响, 因此 Nemat-Nasser 等^[98] 将热激活分量修正为:

$$\tau^* = \hat{\tau} \left\{ 1 - \left[-\frac{k_B T}{G_0} \ln \frac{\dot{\gamma} f(\gamma, T)}{\dot{\gamma}_r} \right]^{1/q} \right\}^{1/p} f(\gamma, T) \quad T \leq T_c \quad (63)$$

式中: $f(\gamma, T) = 1 + a_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_m} \right)^2 \right] \gamma^m$, a_0 表征应变硬化率的大小; $T_c = -\left[\frac{k_B T}{G_0} \ln \frac{\dot{\gamma} f(\gamma, T)}{\dot{\gamma}_r} \right]^{-1}$ 。该模型很好地

描述了塑性应变对 FCC 金属材料热激活行为的影响, 后续研究发现该模型也适用于描述部分 BCC 金属^[19,25,106]和多相合金^[16]的黏塑性力学行为。

NN 模型的主要特点是在非热分量和热激活分量的基础上增加了黏性拖曳分量, 从而描述了金属材料在高应变率加载下表现出的黏性特征。此外, 在 NN 模型的基础上, Yuan 等^[16]、Wang 等^[19]和 Guo 等^[25]针对金属材料在一定温度和应变率范围内出现的第三型应变时效引起的反常应力峰现象, 提出了新的修正模型。2013 年, 为了描述 DH-36 结构钢的流动应力-温度曲线上的反常应力峰现象, Guo 等^[25]在流动应力的非热分量和热激活分量的基础上, 提出了第三项——动态应变时效分量(DSA induced component), 并且唯象地采用正态分布函数形式来进行表示:

$$\tau_D = \hat{\tau}_D \gamma^c \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{T - T_{\text{DSA}}}{\Delta T} \right)^2 \right] \quad (64)$$

式中: $\hat{\tau}_D \gamma^c$ 为不同塑性应变下的峰值应力, T_{DSA} 为应力峰值所在的温度, ΔT 为反常应力峰的温度宽度。同时, 考虑到反常应力峰的应变率效应, 将 $\hat{\tau}_D$ 、 T_{DSA} 和 ΔT 分别表示为应变率的函数:

$$\hat{\tau}_D = \hat{\tau}_D^{(0)} \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_t) \quad (65)$$

$$T_{\text{DSA}} = T_{\text{DSA}}^{(0)} / \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_t) \quad (66)$$

$$\Delta T = \Delta T^{(0)} \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_t) \quad (67)$$

式中: $\hat{\tau}_D^{(0)}$ 、 $T_{\text{DSA}}^{(0)}$ 和 $\Delta T^{(0)}$ 为拟合参数。为了进一步明确动态应变时效分量的应变率敏感性, 并发展基于物理概念的本构关系, 2015 年, Wang 等^[19]对 Q235B 钢在宽温域(93~1 173 K)和宽应变率(0.001~7 000 s⁻¹)下的塑性流动行为进行了系统测试, 重点研究了第三型应变时效现象及其物理本构建模。第三型应变时效是热激活控制的溶质原子与运动位错之间的相互作用, 是溶质原子对运动位错的“钉扎”作用引起的反常强化。根据 McCormick^[126]和 Lee 等^[127]的研究, 塑性应变率可以表示为:

$$\dot{\gamma} \approx \frac{4b\rho C_{\text{VA}} D}{l} = \frac{4b\rho C_{\text{VA}} D_0 \exp[-Q_m/(k_B T)]}{l} \quad (68)$$

式中: b 为 Burgers 矢量的取值, l 为溶质原子的有效半径, D 为溶质原子的扩散率, ρ 为位错密度, Q_m 为溶质原子迁移的有效活化能, C_{VA} 为空位密度, 空位为溶质原子提供了高迁移率。则式 (68) 可以表示为:

$$\ln \dot{\gamma} = -\frac{Q_m}{k_B T} + \ln \dot{\gamma}_1 \quad (69)$$

式中: $\dot{\gamma}_1 = 4b\rho C_{\text{VA}} D_0 / l$ 。空位密度与位错密度均为塑性应变的函数 ($C_{\text{VA}} = M\gamma^\alpha$ 和 $\rho = N\gamma^\beta$), 则式 (69) 可以进一步表示为:

$$\frac{1}{T} = -\frac{k_B}{Q_m} \ln \dot{\gamma} + \frac{k_B}{Q_m} \ln(A\gamma^m) \quad (70)$$

式中: $A = 4bMND_0/l$ 为常数, $m = \alpha + \beta$ 。进而可以得到 $\hat{\tau}_D$ 、 T_{DSA} 和 ΔT , 分别为:

$$\hat{\tau}_D = \hat{\tau}_D^{(1)} \ln \frac{\dot{\gamma}}{A} + \hat{\tau}_D^{(2)} \quad (71)$$

$$T_{\text{DSA}} = \frac{T_1}{\ln \frac{\dot{\gamma}}{A} - m \ln \gamma} \quad (72)$$

$$T_{\text{DSA}} = \frac{T_2}{\ln \frac{\dot{\gamma}}{A} - m \ln \gamma} \quad (73)$$

式中: $\hat{\tau}_D^{(1)}$ 、 $\hat{\tau}_D^{(2)}$ 、 A 、 T_1 、 T_2 和 m 为拟合参数。此外, Yuan 等^[16]在研究不同热处理状态下的激光沉积 Inconel 718 合金的塑性流动行为时发现, Inconel 718 合金为以 FCC 结构为基体相的多相合金, BCC 结构强化相的体积分数影响了合金的热激活行为, 使得其温度和应变率敏感性明显不同。作者认为, 沉淀强化合金

中的析出沉淀相对位错运动的阻碍作用也由热激活控制, 因此将流动应力的热激活(短程)分量 τ^* 分解为基体热激活分量 τ_m^* 与强化相热激活分量 τ_p^* 之和:

$$\tau^* = \tau_m^* + \tau_p^* \quad (74)$$

同时, 模型还在强化相热激活分量中区分了位错通过小尺寸强化相的“切过(shear)”机制和通过大尺寸强化相的“绕过(bow)”机制, 将强化相体积分数与平均尺寸引入到本构模型中。该模型适用于具有不同晶体结构的多相合金的塑性流动行为的描述和预测。

4.7 Voyiadjis (VA) 系列模型

美国 Louisiana 州立大学的 Voyiadjis 及其合作者基于热激活和位错密度演化理论, 在 ZA 模型、NN 模型等经典模型的基础上, 厘清了 BCC 和 FCC 金属的塑性流动行为的本质特点, 提出了一系列基于物理概念的动态本构模型。2005 年, Voyiadjis 等^[128]讨论了 BCC 和 FCC 金属塑性变形的微观机制的差异, 并整理了针对两种不同晶体结构金属的动态本构模型表达式, 被其后续的研究命名为最初的 VA 模型。2008 年, Voyiadjis 等^[17]基于热激活能与温度、应变率和应变之间的关系, 提出了针对 FCC 金属的基于物理概念的本构模型, 其表示为:

$$\sigma = B\varepsilon_p^n \left\{ 1 + B_1 T \dot{\varepsilon}_p^{1/m} - B_2 T \exp \left[A \left(1 - \frac{T}{T_t} \right) \right] \right\} + Y_a \quad (75)$$

$$B_1 = \frac{k_B}{Q_s} \left[\frac{v_0 \bar{m} b \rho_m}{\bar{m} l \left(\frac{\lambda_1}{b} - \lambda_2 b \rho_m - \lambda_3 \sqrt{\rho_f} \right) - 1} \right]^{1/m} \quad (76)$$

$$B_2 = \frac{Q_c}{AT_t Q_s} \quad (77)$$

式中: ε_p 和 $\dot{\varepsilon}_p$ 分别为等效塑性应变和应变率; T_t 表示转化温度, 当温度超过该值时热激活能取常数; A 为材料常数; m 表征应变率敏感性; Y_a 为与率-温无关的非热应力部分; Q_s 为绝对温度为零时的热激活能; $v_0 = d/t_w$ 为参考位错速度; d 为阻碍位错移动的障碍之间的平均距离; t_w 为位错在障碍前等待的时间; \bar{m} 为 Schmid 方向因子, 其最大取值为 0.5; b 为 Burgers 矢量的取值; ρ_m 为运动位错平均密度; l 为位错之间的距离; ρ_f 为林位错平均密度, Q_c 为温度为 T_t 下的热激活能; λ_1 为与位错增殖相关的拟合参数; λ_2 为与运动位错相互湮灭相关的拟合参数; λ_3 为与林位错阻碍运动位错有关的拟合参数。

VA 模型采用了应变率的幂函数形式, 比与对数应变率成线性关系的模型能更好地描述 FCC 金属非线性的应变率效应。2017 年, Tabei 等^[129]基于最早在 2005 年对 BCC 和 FCC 金属分别提出的 VA 本构模型, 针对 HCP-BCC 结构的 Ti-6Al-4V 钛合金, 提出了既考虑屈服应力的率-温效应, 又考虑应变强化的率-温效应的本构模型。该模型的基本思想是针对含有 2 种晶体结构的金属材料, 需要同时考虑 BCC 金属和 FCC 金属塑性变形的特征, 将 BCC 所具有的屈服应力的率-温效应和 FCC 金属所具有的热激活控制的应变强化效应进行叠加:

$$\sigma = C_1 + C_2 \varepsilon_p^{C_3} + C_4 \left[1 - \left(-C_5 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_p^{*Y}} \right)^{1/q_1} \right]^{1/q_2} + C_6 \varepsilon_p^{C_7} \left[1 - \left(-C_5 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_p^{*H}} \right)^{1/q_1} \right]^{1/q_2} \quad (78)$$

式中: 等号右边前 2 项为非热应力分量, 与晶界、远场林位错等长程障碍有关; 后 2 项为热激活应力分量, 其中第 3 项为热激活屈服项, 描述了类似于 BCC 金属的屈服应力的率-温依赖性, 第 4 项为热激活强化相, 描述了类似于 FCC 金属的与应变历史相关的率-温依赖性; 后 2 项中选择了相同的热激活参数参数 C_5 、 q_1 和 q_2 , 仅选择了不同的参考应变率($\dot{\varepsilon}_p^{*Y}$ 和 $\dot{\varepsilon}_p^{*H}$)来区别热激活屈服和热激活硬化的率-温效应的差异。

为了描述不同晶体结构的金属的动态应变时效现象, Voyiadjis 等^[130-131]、Song 等^[132]也基于实验结果提出了一系列本构模型, 这些模型中的表达式部分具有物理意义, 但描述动态应变时效引起的反常应力峰的部分大多是经验表达式。

4.8 Rusinek-Klepaczko (RK) 模型

2001 年, Rusinek 等^[133]利用金属薄片测试宽应变率范围内的剪切力学行为时, 根据剪切实验结果, 提出了考虑应变、温度和应变率影响的黏塑性本构模型。RK 模型与大多数物理模型相似, 将流动应力 $\bar{\sigma}$ 分解成不同分量的加和, 其应力分量包含 2 个部分: 内应力 (internal stress, σ_μ) 和有效应力 (effective stress, σ^*)。内应力定义了应变强化, 而有效应力定义了与率-温相关的热激活过程。同时, 考虑了杨氏模量的温度依赖性, 模型表达式如下:

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_\mu(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) + \sigma^*(\dot{\epsilon}^p, T)] \quad (79)$$

$$E(T) = E_0 \left\{ 1 - \frac{T}{T_m} \exp \left[\theta^* \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \right] \right\} \quad (80)$$

式中: E_0 、 T_m 和 θ^* 分别为绝对零度时的弹性模量、熔点温度和特征同化温度, $\bar{\epsilon}^p$ 和 $\dot{\epsilon}^p$ 分别为塑性应变和塑性应变率。内应力表示为:

$$\sigma_\mu(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) = B(\dot{\epsilon}^p, T) (\epsilon_0 + \bar{\epsilon}^p)^{n(\dot{\epsilon}^p, T)} \quad (81)$$

$$B(\dot{\epsilon}^p, T) = B_0 \left(\frac{T}{T_m} \lg \frac{\dot{\epsilon}_{\max}}{\dot{\epsilon}^p} \right)^{-\nu} \quad (82)$$

$$n(\dot{\epsilon}^p, T) = n_0 \left(1 - D_2 \frac{T}{T_m} \lg \frac{\dot{\epsilon}^p}{\dot{\epsilon}_{\min}} \right) \quad (83)$$

式中: B_0 为材料参数, ν 为温度敏感性, n_0 为绝对温度为零时的应变强化指数, $\dot{\epsilon}_{\max}$ 和 $\dot{\epsilon}_{\min}$ 为材料的最大和最小应变率。有效应力的表达式基于 Arrhenius 方程得到:

$$\sigma^*(\dot{\epsilon}^p, T) = \sigma_0^* \left(1 - D_1 \frac{T}{T_m} \lg \frac{\dot{\epsilon}_{\max}}{\dot{\epsilon}^p} \right)^{m^*} \quad (84)$$

式中: σ_0^* 为绝对温度为零时的有效应力, D_1 和 m^* 为材料参数。

为了描述动态应变时效引起的负应变率敏感性, Rusinek 等^[134]在原模型的基础上增加了负应变率敏感性项 σ_{ns} :

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_\mu(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) + \sigma^*(\dot{\epsilon}^p, T) + \sigma_{ns}(\dot{\epsilon}^p, T)] \quad (85)$$

$$\sigma_{ns}(\dot{\epsilon}^p, T) = \sigma_{ns}^0 \lg \frac{\dot{\epsilon}_t}{\dot{\epsilon}^p} \left(1 - D_2 \frac{T}{T_m} \lg \frac{\dot{\epsilon}_{\max}}{\dot{\epsilon}^p} \right) \quad (86)$$

式中: σ_{ns}^0 和 D_2 为材料参数; $\dot{\epsilon}_t$ 定义了应变率敏感性从正到负的转折点, 可以从实验结果中拟合得到。

另外, 为了描述一些 FCC 金属在高应变率下的黏阻效应, 可以在原模型的基础上增加与应变率相关的黏性分量 σ_{ath} :

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} [\sigma_\mu(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) + \sigma^*(\dot{\epsilon}^p, T)] + \sigma_{ath}(\dot{\epsilon}^p) \quad (87)$$

$$\sigma_{ath}(\dot{\epsilon}^p) = \chi \left[1 - \exp \left(-\frac{M^2 B}{\rho_m b^2 \tau_y} \dot{\epsilon}^p \right) \right] \quad (88)$$

式中: χ 为材料参数, $M^2 B / (\rho_m b^2 \tau_y)$ 为影响位错运动的有效阻尼系数, τ_y 为高温下的屈服应力。

事实上, 对于很多 FCC 金属在高应变率下的由于位错黏性拖曳导致的应变率强化突然增强行为, 2010 年, Rusinek 等^[135]又提出了基于物理概念的修正的 RK 模型, 并对每一项应力分量进行了重新定义:

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}^p, \dot{\epsilon}^p, T) = \frac{E(T)}{E_0} (\sigma_\mu + \sigma^*) + \sigma_{vs} \quad (89)$$

$$E(T) = E_0 \left\{ 1 - \frac{T}{T_m} \exp \left[\theta^* \left(1 - \frac{T}{T_m} \right) \right] \right\} \quad T > 0 \quad (90)$$

$$\sigma_\mu = Y \quad (91)$$

$$\sigma^* (\bar{\varepsilon}^p, \dot{\varepsilon}^p, T) = B(\bar{\varepsilon}^p)^n \left[\left(1 - \xi_1 \frac{T}{T_m} \right) \lg \frac{\dot{\varepsilon}_{\max}}{\dot{\varepsilon}^p} \right]^{1/\xi_2} \quad (92)$$

式中: ξ_1 和 ξ_2 分别为描述温度和速率敏感性的材料常数。对于黏性分量, 参考 Kapoor 等^[136] 的研究, 可以表示为:

$$\sigma_{vs} (\dot{\varepsilon}^p) = \chi \left[1 - \exp \left(-\frac{M^2 B}{\rho_m b^2 \tau_y} \right) \dot{\varepsilon}^p \right] \quad (93)$$

与原 RK 模型相比, 内应力 σ_μ 被定义为常数 Y , 有效应力分量 σ^* 中考虑了塑性应变的影响, 黏性应力分量 σ_{vs} 的形式也略有改变。

4.9 Preston-Tonks-Wallace (PTW) 模型

Preston 等^[137] 在 2003 年针对爆炸和超高速冲击的数值模拟需求提出了极高应变率加载工况下金属的黏塑性本构模型——PTW 模型, 着重考虑了强冲击下非线性位错拖曳效应在塑性变形机制中占据的主导地位。基于量纲分析方法, PTW 模型中采用了 3 个无量纲量: 无量纲应力变量 $\hat{\tau} = \tau/G$ (τ 为剪切应力, G 为剪切模量), 无量纲温度变量 $\hat{T} = T/T_m$ (T_m 为熔点温度), 无量纲应变率变量 $\hat{\psi}/\dot{\xi}$ ($\dot{\psi}$ 为塑性应变率, $\dot{\xi} = C_T/(2a)$, C_T 为横向声速, a 为原子球半径)。同时, 由于要描述 $10^{-3} \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 超宽应变率范围内的塑性变形行为, PTW 模型将应变率分为 3 个区域: 热激活控制的位错滑移区 (低应变率区 $10^{-4} \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$)、过渡区 ($10^5 \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$) 和超高应变率区 ($10^9 \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$)。低应变率区的本构模型可以表示为:

$$\hat{\tau} = \hat{\tau}_s + \frac{1}{P} (s_0 - \hat{\tau}_y) \ln \left\{ 1 - \left\{ 1 - \exp \left(-p \hat{\tau}_s \frac{\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y}{S_0 - \hat{\tau}_y} \right) \exp \left\{ -\frac{p \theta \psi}{S_0 - \hat{\tau}_y} \left[\exp \left(-p \frac{\hat{\tau}_s - \hat{\tau}_y}{S_0 - \hat{\tau}_y} \right) - 1 \right] \right\} \right\} \right\} \quad (94)$$

式中: ψ 为塑性应变, P 为无量纲材料参数。 $\hat{\tau}_s$ 和 $\hat{\tau}_y$ 分别为热激活范围的应变硬化饱和应力 (饱和应力为应变硬化指数降低至零时的流动应力) 和屈服应力:

$$\hat{\tau}_s = s_0 - (s_0 - s_\infty) \operatorname{erf} \left(k \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\psi}} \right) \quad (95)$$

$$\hat{\tau}_y = y_0 - (y_0 - y_\infty) \operatorname{erf} \left(k \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\psi}} \right) \quad (96)$$

式中: $\dot{\psi}$ 为塑性应变率, s_0 和 s_∞ 分别为温度为零和无限大时 $\hat{\tau}_s$ 的取值, y_0 和 y_∞ 分别为温度为零和无限大时 $\hat{\tau}_y$ 的取值。强冲击波下的超高应变率加载时, 塑性应变率与临界分切应力之间满足指数关系, 同时, 屈服应力等于饱和应力, 因此模型可以表示为:

$$\hat{\tau}_s = \hat{\tau}_y = A (\dot{\psi}/\dot{\xi})^\beta \quad (97)$$

式中: A 和 β 为材料参数。而对于从低应变率区域到高应变率区域的过渡区, 为了保持模型的连续性, 饱和应力和屈服应力表示为:

$$\hat{\tau}_s = \max \left[s_0 - (s_0 - s_\infty) \operatorname{erf} \left(k \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\psi}} \right), s_0 \left(\frac{\dot{\psi}}{\gamma \dot{\xi}} \right)^\beta \right] \quad (98)$$

$$\hat{\tau}_y = \max \left\{ y_0 - (y_0 - y_\infty) \operatorname{erf} \left(k \hat{T} \ln \frac{\gamma \dot{\xi}}{\dot{\psi}} \right), \min \left[y_1 \left(\frac{\dot{\psi}}{\gamma \dot{\xi}} \right)^{y_2}, s_0 \left(\frac{\dot{\psi}}{\gamma \dot{\xi}} \right)^\beta \right] \right\} \quad (99)$$

完整的 PTW 模型涵盖了 15 个数量级的应变率范围, 在爆炸和强冲击领域的数值模拟方面具有很强的应用潜力^[138]。

4.10 Cellular Automaton (CA) 模型

为了模拟动态再结晶 (dynamic recrystallization, DRX) 过程中的微观组织演化过程, 1998 年, Goetz 等^[139] 提出了 CA 模型来描述动态再结晶过程中的微观组织演化。与传统模型不同, CA 模型是一种反向方法, 考虑了一组单胞模型, 可以通过相邻和转换准则来获得胞元的状态。随着塑性变形, 位错密度演化可以用如下方程表示:

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = k_1 \sqrt{\rho} - k_2 \sqrt{\rho} \quad (100)$$

式中: k_1 和 k_2 分别为表示应变硬化和动态回复的模型参数。当位错密度超过动态再结晶的临界值 ρ_c 时,在晶界处会形成新的原子核。对于二维胞元自动模型,定义单位时间内形成的原子核数量为 I ,则每个胞元界上的形核概率为:

$$P_N = \frac{I\Delta t}{N_{CA}} \quad (101)$$

式中: $N_{CA} = 1/L_{CA}$ 为单位晶界长度上的形核个数, L_{CA} 为胞元长度。变换概率 P_G 为:

$$P_G = \frac{v_i\Delta t}{L_{CA}} \quad (102)$$

为保证 P_N 和 P_G 取值小于 1,利用胞元最大生长速度 v_{max} 定义了 Δt 的最大值:

$$\Delta t = \frac{L_{CA}}{v_{max}} = \frac{k_2^2 L_{CA}^2}{m\tau k_1^2} \quad (103)$$

4.11 具有物理基础的模型的对比与应用

表 2 比较了一系列具有物理基础的动态本构模型的建模思想和主要特点,这类模型大多都基于位错动力学、热激活理论等,从而将应变硬化、温度和应变率效应与位错运动和塑性变形联系起来。同时,晶体结构对塑性流动行为中的率-温效应具有决定性作用,因此在部分模型^[17, 45, 98, 100, 129-132]中充分考虑了 FCC、BCC 和 HCP 金属塑性变形机制的差异,建立了不同形式的本构方程。对高应变率下位错黏性拖曳导致的应变率强化增强,MTS 模型^[91]采用力学阈值应力作为内变量来表征,部分模型^[100, 136]通过增加黏性项来描述,也有部分模型^[137]将应变率划分为不同区域分别建立方程。对于动态应变时效的本构描述,目前的本构方程大多基于唯象理论^[130-131],部分基于物理机制^[19]。另外,一些模型还涉及到微观结构参量,例如晶粒尺寸和取向的影响^[16, 45]、析出相体积分数及其平均尺寸^[16]等,进一步充实了动态本构模型的材料学基础。

具体应用方面,由于各模型基于不同的物理机制,因此各具不同的应用场景。BP 模型^[93]在提出之初被应用于航空发动机热端部件的力学分析中,其采用塑性功作为内变量度量变形抗力,不包含屈服函数,且参数相对较少,因此得到了广泛应用,具体的参数估计方法可参考相关应用案例^[140-143]。ZA 模型^[45]是最具代表性的具有物理基础的金属动态本构模型,率-温效应的描述基于热激活理论,针对不同晶体结构的金属具有不同的解析形式。简单来说,BCC 结构的本构方程考虑了屈服应力的率-温效应和恒定的应变硬化行为,FCC 结构的本构方程考虑了恒定屈服应力和应变硬化行为的率-温效应,对于 HCP 结构及其他具有多种晶体结构的多相合金,可认为其塑性流动行为同时具有 BCC 和 FCC 结构的率-温效应,其本构方程可采用 2 种方程形式的加和。同时,ZA 模型还在率-温无关的非热项中考虑了晶粒尺寸引起的 Hall-Petch 效应。相较于其他物理本构模型,ZA 模型形式简洁灵活,因此得到了广泛的应用和发展,针对不同类型金属材料的塑性流动行为特点,对 ZA 模型的修正模型不胜枚举^[119-125],并且还有大量研究对比了 ZA 模型与其他模型在不同应用场景下的预测精度^[143-152],可供读者在选择时加以参考。在激光冲击^[153-154]、激光烧蚀^[155]、强冲击^[156-158]、爆炸波冲击^[159]等极端载荷下,需要特别考虑高压效应,SG 模型^[94]和 SL 模型^[94]就是针对这类工况发展的动态本构模型。由于压强在 10 GPa 以上时,应变率效应可以忽略,因此 SG 模型是适用的,但在压强小于 10 GPa 范围内,就需要考虑利用 SL 模型来引入应变率效应^[153-154]。MK 模型^[95]针对 FCC 金属材料,以位错密度作为衡量塑性变形的微结构参量,考虑了微结构演化与率-温效应的耦合,建立了流动应力与位错密度、温度和应变率之间的解析关系。以位错密度为内变量的建模思想使得 MK 模型在描述金属材料的应变硬化、动态回复、动态再结晶、孪生、TWIP 效应等方面得到了广泛的认可、应用和发展^[160-165]。MTS 模型^[91]以阈值应力作为唯一内变量,将超宽应变率范围内的“分段式”应变率强化效应“连续化”,具有与以往其他动态本构模型完全不同的建模思想,考虑了应变、应变率和温度历史对流动应力的影响,但需要大量的实验来确定材料参数,因此限制了其应用的广

表 2 具有物理基础的动态本构模型之间的比较

Table 2 Comparison among physically based dynamic constitutive models

年份	模型名称	建模思想	主要特点
1975	Bodner-Partom (BP) ^[93]	基于不可逆热力学, 位错动力学和内变量理论	采用塑性功度量变形抗力 无需屈服函数 参数较少(不多于10), 应用广泛
1987	Zerilli-Armstrong (ZA) ^[45]	位错动力学理论 BCC和FCC晶体结构的塑性变形微观机制不同	考虑温度、应变率和平均晶粒尺寸 不同晶体结构具有不同表达式 描述热激活区域的塑性流动行为
1980	Steinberg-Guinan (SG) ^[94]	剪切模量和屈服应力具有相同的温度和压强依赖性, 将流体与冲击下的固体等效	考虑温度、压强效应 未考虑应变率效应 (认为高应变率下应变率效应不明显)
1989	Steinberg-Lund (SL) ^[96]	流动应力等于热分量和非热分量之和, 压强通过影响剪切模量影响流动应力	考虑温度、应变率和压强效应 适用于 $10^{-4} \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ 宽应变率范围
1981	Mecking-Kocks (MK) ^[95]	针对FCC金属 位错累积是塑性变形主要障碍	流动应力是应变硬化和率-温效应的乘积 在应变硬化项中考虑动态回复
1988	Mechanical Threshold Stress (MTS) ^[91]	采用力学阈值应力作为内部结构参量, 不存在应变率效应的突然增大	考虑温度、应变率和应变历史的影响 需要较多实验结果确定本构参数
1998	Nemat-Nasser-Li (NN) ^[98]	位错动力学 热激活理论	考虑FCC金属的应变历史对热激活行为的影响
1999	Nemat-Nasser-Guo (NN) ^[100]	位错动力学 热激活理论 高应变率下的黏性拖曳机制	考虑高应变率加载下, 金属塑性变形具有黏性拖曳导致的强化
2015	Guo-Wang (GW) ^[19]	位错动力学 热激活理论 动态应变时效经典理论	描述第三型应变时效及其应变率效应
2021	Guo-Yuan (GY) ^[16]	沉淀强化理论 动态应变时效经典理论	考虑晶粒尺寸、位错密度和沉淀相体积分数及尺寸 描述不同晶体结构的多相合金的塑性流动行为的区别
2005	Voyiadjis-Abed (VA) ^[128]	位错动力学	考虑FCC和BCC金属热激活行为的区别
2008	Voyiadjis-Almasri (VA) ^[17]	热激活理论(热激活能与温度、应变率和应变之间的关系)	针对FCC金属, 考虑应变历史的影响
2018–2020	Voyiadjis-Song (VS) ^[130-132]	动态应变时效发生符合韦伯概率分布	考虑动态应变时效, 并结合韦伯分布进行描述
2001 2009 2010	Rusinek-Klepaczko (RK) ^[133-135]	流动应力为描述应变强化的内应力和描述率-温效应的有效应力之和	考虑杨氏模量的温度效应 考虑动态应变时效引起的负应变率效应 ^[134] 考虑FCC金属在高应变率下的黏性拖曳 ^[135]
2003	Preston-Tonks-Wallace (PTW) ^[137]	针对应变率效应机制的不同, 分为3个区: 热激活控制的位错滑移区、过渡区和超高应变率区	应变率范围涵盖15个数量级 基于量纲分析法建模 考虑强冲击下非线性位错拖曳效应在塑性变形机制中占主导地位
1998	Cellular Automaton (CA) ^[139]	物理冶金原理 针对动态再结晶中的微观组织演化	不同温度(高温)和应变率的动态再结晶 反向方法

泛性。Banerjee^[166] 比较了 MTS 模型和 JC 模型在拟合 AISI 4340 钢在爆炸载荷下的塑性流动行为的适用性, 发现 2 个模型都能得到比较好的预测结果, 但 JC 模型由于参数较少、使用方便, 比 MTS 模型更适用于大型计算模型。Nemat-Nasser(NN) 模型^[24, 97-98]、Guo 系列模型^[16, 19, 25, 31, 99-106]、VA 系列模型^[17, 128-132]以及 RK 系列模型^[133-135]属于同类模型, 与 ZA 模型类似, 都是基于热激活机制将率-温效应引入到本构建

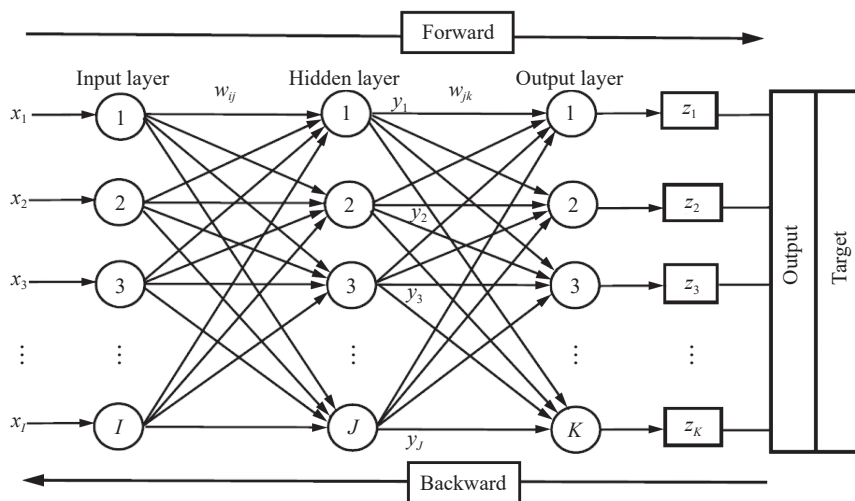
模中, 并且用加和的函数形式区别非热(长程)分量和热激活(短程)分量。这类模型的基本框架都具有一定的物理基础, 但也部分地存在唯象拟合。并且由于解析形式相对简单灵活, 后来被不断修正用于描述不同的塑性流动行为, 例如针对不同晶体结构具有不同的本构方程、高应变率范围内的黏性阻滞效应以及动态应变时效等, 具体应用案例见本文中相应章节。PTW 模型^[137]最大的特点是涵盖了很宽的应变率范围, 尤其是在高应变率范围内以黏性阻滞效应为主导机制, 非常适用于超高速冲击、爆炸、激光冲击等超高应变率工况^[167-170]。CA 模型被广泛应用于描述金属材料在高温下的动态再结晶行为, 2010 年, Jin 等^[171-172]提出了新的 CA 模型参数确定方法, 并利用 CA 模型分别预测了 OFHC 铜和低碳钢在高温下动态再结晶的微观演化行为。同时, Chen 等^[173]利用 CA 模型研究了 30Cr2Ni4MoV 转子钢在不同温度和应变率下的动态再结晶现象。由于热成形过程中微观组织演化的复杂性, 大多数本构模型都是经验或半经验的, 但 CA 模型基于物理冶金原理, 是模拟金属材料热成形过程微观组织演化的有效方法。

5 神经网络模型的发展

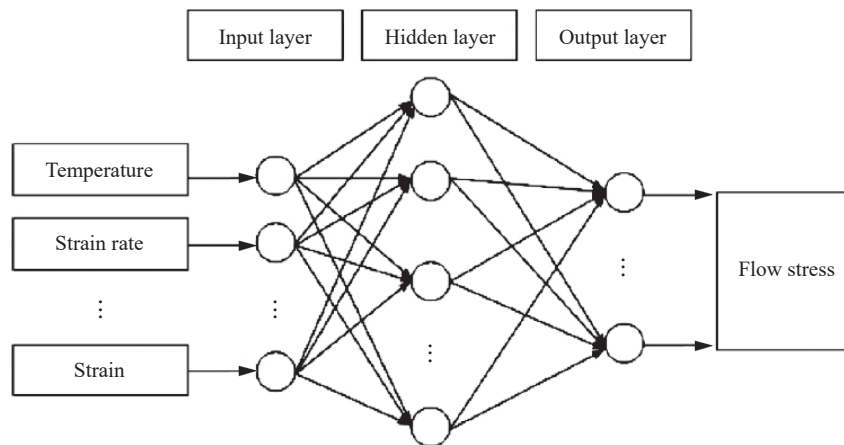
在冲击、爆炸以及热成形与热加工过程中, 不同程度地存在着应变率、温度、塑性应变、压强以及微结构演化之间的耦合关系。因此, 建立兼顾精度、适用范围以及简洁的解析形式的传统本构模型具有较大难度。作为最重要的机器学习法之一, 神经网络(ANN)无需辨识系统内部复杂的逻辑、解析关系和参数, 可以通过大量数据“学习”获得预测非线性复杂结果的能力, 为解决复杂非线性科学和工程问题提供了全新的方法。ANN 模仿并抽象了大脑中神经元的工作机制, 可对信息进行自组织、自学习和自适应。一般来说, ANN 具有输入层(input layer)、隐藏层(hidden layer)和输出层(output layer), 输入层节点数取决于变量数, 输出层节点数取决于计算结果量的个数, 而隐藏层层数与节点数则需要进行优化选择, 是提高 ANN 计算精度的关键。ANN 中大量神经元节点互连, 并在连接处赋予特定的激励函数(activation function), 每个节点都具有不同的加权, 激励函数和加权值共同决定 ANN 的输出模式。由于各个变量量纲和数值量级的差异, 需要对变量进行归一化后再进行计算。BP (back propagation) ANN 是最常见的前馈(feed forward)式人工神经网络, 上层节点的输出为下层节点的输入, 其包含 2 种算法: 前馈和反向传播, 图 7(a) 为 BP 神经网络的结构示意图^[174]。图 7(b) 为应用于金属动态本构模型的典型 BP ANN 结构示意图^[175], 其中输入层一般包含温度、应变率和应变, 输出层为流动应力。

目前, ANN 本构模型已经被广泛地应用于材料科学中, 用于预测各种热成形和热加工过程中的微观组织演化和力学性能。1995 年, Rao 等^[176]初步尝试将四层 BP 神经网络应用于热变形过程的流动应力预测中, 用中碳钢在不同温度和应变率下的流动应力数据训练神经网络, 并利用训练好的模型成功预测了其他工况下的结果。1999 年, Hodgson 等^[177]提出了一种集成的人工神经网络模型, 对 304 不锈钢在热扭转下的实验结果进行学习和预测, 结果表明, 该集成模型可以利用较短的训练时间和较窄的训练数据范围, 对塑性流动曲线上的应变硬化和动态再结晶行为实现精确的预测。2008 年, Lin 等^[174]利用三层 BP 神经网络模型成功预测了 42CrMo 钢在 850~1 150 °C 和 0.01~50 s⁻¹ 范围内的塑性流动应力、应变硬化以及动态回复造成的软化行为。2011 年, Ji 等^[178]对比了传统 Arrhenius 本构模型与 ANN 模型对 Aermet100 钢的高温变形行为的预测能力, 发现由于传统的 Arrhenius 方程只能描述应变硬化、动态回复和动态再结晶等稳定流变过程, 因此在发生微裂纹、剪切带或膝折带等非稳定变形时, 就会出现模型预测与实验结果的差异, 而 ANN 模型可以完全捕捉各种变化, 实现更准确的预测。Li 等^[175]、Sabokpa 等^[179]和 Haghdadi 等^[180]也针对不同的金属材料开展了传统解析本构模型与 BP ANN 模型预测能力的对比, 均认为 BP ANN 模型具有更精确的预测能力。除此之外, ANN 本构模型还被应用于预测金属材料在更高应变率下的塑性流动行为, Gao 等^[181]同时利用基因算法(genetic algorithm, GA)优化的 ANN 模型和晶体塑性有限元模型(crystal plasticity finite element model, CPFEM)预测了 NiCoCrFe 高熵合金在 10⁻⁴~6 000 s⁻¹ 应变率范围内的塑性流动行为, 结果表明, GA ANN 模型的预测精度更高。采用优化的 ANN 本构模型, 可以规避复杂物理机制和解析形式的限制, 方便地预测金属在高应变率高温等复杂耦合条件下的塑性流动行为。由于具有高的预测精度, ANN 本构模型目前已经被广泛应用于结构的有限元模拟中^[182-186]。

下面列举几例可以参考的典型案例, Edgerton 等^[182] 利用 ANN 本构模型结合商用有限元软件 ANSYS 成功预测了高强钢的泰勒杆冲击实验结果。Bobbili 等^[183] 将建立的 ANN 本构模型应用到商用有限元软件 ABAQUS 中, 并且成功预测了用于生物医学领域的 Ti-13Nb-13Zr 钛合金的 Charpy 冲击实验结果。Stoffel 等^[184] 则利用 ANN 本构模型代替传统有限元方法中的本构模型, 预测了铝合金平板试样在激波管冲击下的力学响应。另外, 利用 ANN 构建本构模型时, 需要有足够大的数据集来进行模型训练, 而实验结果往往有限, 因此, 有研究者^[181, 187] 利用晶体塑性有限元模型的预测结果为 ANN 模型提供足够大的数据集, 从而获得精度更高的预测能力。尽管 ANN 本构模型在众多工程应用中具有优势, 但必须指出额是, ANN 本构模型不能反映系统内部各影响因素的作用机制, 并不能代替物理本构关系的理论意义和研究价值。



(a) Schematic structure of BP neural network^[174]



(b) Schematic structure of BP ANN used in metal dynamic constitutive model^[175]

图 7 BP 神经网络的结构示意图

Fig. 7 Schematic structure of BP neural network

6 总 结

金属材料动态本构关系研究问题具有丰富的工程应用背景, 同时对材料微结构设计优化指导具有深远意义, 是塑性动力学领域研究的热点。本文中, 总结了金属材料在高应变率加载下出现的典型率-温敏感性、动态应变时效、动态再结晶、孪生和相变等塑性变形行为, 简要回顾了金属动态本构关系的起源与发展脉络, 并对具有里程碑意义的金属材料动态本构模型进行了梳理和总结, 尤其强调了各模型建立的基本思想和主要特征, 为本构模型的合理选择和进一步发展提供了思路。

金属材料在不同的应变率和温度范围表现出不同的塑性流动特征。在一定温度和应变率范围内, 金属塑性流动主要受控于热激活机制, 因此大多数基于物理概念的动态本构模型都基于热激活理论。在热激活温度范围内, 金属中的溶质原子与运动位错之间的相互作用引起了动态应变时效, 第三型应变时效具有明显的应变率敏感性。高应变率加载会导致动态再结晶、变形孪生、冲击相变等特殊现象, 在动态本构关系的建立中应予以考虑。

唯象本构模型由于具有简洁的解析形式在工程中得到广泛应用, 具有物理基础的本构模型则可以更好地反映塑性流动行为的内在物理机制, 而近年来出现的基于人工神经网络的本构模型则具有更好的预测精度和灵活性。目前本构关系主要用于结构设计与分析中的有限元模拟, 因此动态本构关系追求利用更简洁的解析形式和程序化语言描述适用范围更广、更复杂的塑性流动行为。同时, 也试图引入晶粒尺寸、织构取向、析出相含量等微观结构参量, 从而建立更具材料学基础的本构关系。未来的科学和工程研究将更多地诉诸于新技术, 人工神经网络作为机器学习的重要方法, 也将逐渐被更广泛地应用于爆炸、冲击、热成形与热加工等工程中。

参考文献:

- [1] 杨桂通, 熊祝华. 塑性动力学 [M]. 北京: 清华大学出版社, 1984.
- [2] ARMSTRONG R W, WALLEY S M. High strain rate properties of metals and alloys [J]. *International Materials Reviews*, 2008, 53(3): 105–128. DOI: 10.1179/174328008X277795.
- [3] HOPKINSON J. On the rupture of iron wire by a blow [C] // *Proceedings of the Literary and Philosophical Society of Manchester*, 1872: 40–45.
- [4] HOPKINSON J. Further experiments on the rupture of iron wire [C] // *Proceedings of the Literary and Philosophical Society of Manchester*, 1872: 119–121.
- [5] HOPKINSON J. Original papers by the late John Hopkinson [J]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1901, 2: 316–324.
- [6] HOPKINSON B. The effects of momentary stresses in metals [J]. *Proceedings of the Royal Society of London*, 1905, 74(497): 498–506. DOI: 10.1098/rspl.1904.0145.
- [7] CHARPY G. Note sur l'essai des métaux à la flexion par choc de barreaux entaillés [J]. *Mémoires et comptes Rendus de la Société des Ingénieurs Civils de France*, 1901: 848–877.
- [8] TÓTH L, ROSSMANITH H P, SIEWERT T A. Historical background and development of the Charpy test [J]. *European Structural Integrity Society*, 2002, 30: 3–19. DOI: 10.1016/S1566-1369(02)80002-4.
- [9] TRESCA M H. On further applications of the flow of solids [J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 1878, 29(1): 301–345. DOI: 10.1243/PIME_PROC_1878_029_017_02.
- [10] JOHNSON W. Henri Tresca as the originator of adiabatic heat lines [J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 1987, 29(5): 301–305; 307–310. DOI: 10.1016/0020-7403(87)90113-5.
- [11] JEFFRIES Z. Effect of temperature, deformation, and grain size on the mechanical properties of metals [J]. *Transactions of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers*, 1919, 60: 474–576.
- [12] REMINGTON B A, ALLEN P, BRINGA E M, et al. Material dynamics under extreme conditions of pressure and strain rate [J]. *Materials Science and Technology*, 2006, 22(4): 474–488. DOI: 10.1179/174328406X91069.
- [13] 刘旭红, 黄西成, 陈裕泽, 等. 强动载荷下金属材料塑性变形本构模型评述 [J]. *力学进展*, 2007, 37(3): 361–374. DOI: 10.3321/j.issn:1000-0992.2007.03.004.
LIU X H, HUANG X C, CHEN Y Z, et al. A review on constitutive models for plastic deformation of metal materials under dynamic loading [J]. *Advances in Mechanics*, 2007, 37(3): 361–374. DOI: 10.3321/j.issn:1000-0992.2007.03.004.
- [14] SALVADO F C, TEIXEIRA-DIAS F, WALLEY S M, et al. A review on the strain rate dependency of the dynamic viscoplastic response of FCC metals [J]. *Progress in Materials Science*, 2017, 88: 186–231. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2017.04.004.
- [15] YUAN K B, GUO W G, LI P H, et al. Thermomechanical behavior of laser metal deposited Inconel 718 superalloy over a wide range of temperature and strain rate: testing and constitutive modeling [J]. *Mechanics of Materials*, 2019, 135: 13–25. DOI: 10.1016/j.mechmat.2019.04.024.

- [16] YUAN K B, GUO W G, LI D W, et al. Influence of heat treatments on plastic flow of laser deposited Inconel 718: testing and microstructural based constitutive modeling [J]. *International Journal of Plasticity*, 2021, 136: 102865. DOI: 10.1016/j.ijplas.2020.102865.
- [17] VOYIADJIS G Z, ALMASRI A H. A physically based constitutive model for fcc metals with applications to dynamic hardness [J]. *Mechanics of Materials*, 2008, 40(6): 549–563. DOI: 10.1016/j.mechmat.2007.11.008.
- [18] 王建军, 袁康博, 张晓琼, 等. 第三型应变时效的提出与研究进展 [J]. *爆炸与冲击*, 2021, 41(5): 051101. DOI: 10.11883/bzycj-2020-0422.
- WANG J J, YUAN K B, ZHANG X Q, et al. Proposition and research progress of the third-type strain aging [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2021, 41(5): 051101. DOI: 10.11883/bzycj-2020-0422.
- [19] WANG J J, GUO W G, GAO X S, et al. The third-type of strain aging and the constitutive modeling of a Q235B steel over a wide range of temperatures and strain rates [J]. *International Journal of Plasticity*, 2015, 65: 85–107. DOI: 10.1016/j.ijplas.2014.08.017.
- [20] COTTRELL A H. LXXXVI. A note on the Portevin-Le Chatelier effect [J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1953, 44(355): 829–832. DOI: 10.1080/1478644080520347.
- [21] 钱匡武, 李效琦, 萧林钢, 等. 金属和合金中的动态应变时效现象 [J]. *福州大学学报 (自然科学版)*, 2001, 29(6): 8–23. DOI: 10.3969/j.issn.1000-2243.2001.06.003.
- QIAN K W, LI X Q, XIAO L G, et al. Dynamic strain aging phenomenon in metals and alloys [J]. *Journal of Fuzhou University (Natural Science)*, 2001, 29(6): 8–23. DOI: 10.3969/j.issn.1000-2243.2001.06.003.
- [22] 郭伟国, 左红星, 孟卫华, 等. 第三种应变时效与机械波谱关联性探讨 [J]. *材料科学与工艺*, 2012, 20(1): 128–134. DOI: 10.11951/j.issn.1005-0299.20120126.
- GUO W G, ZUO H X, MENG W H, et al. Discussion of the relevancy of the third-type strain aging and mechanical spectroscopy [J]. *Materials Science and Technology*, 2012, 20(1): 128–134. DOI: 10.11951/j.issn.1005-0299.20120126.
- [23] GILAT A, WU X R. Plastic deformation of 1020 steel over a wide range of strain rates and temperatures [J]. *International Journal of Plasticity*, 1997, 13(6/7): 611–632. DOI: 10.1016/S0749-6419(97)00028-4.
- [24] CHENG J Y, NEMAT-NASSER S. A model for experimentally-observed high-strain-rate dynamic strain aging in titanium [J]. *Acta Materialia*, 2000, 48(12): 3131–3144. DOI: 10.1016/S1359-6454(00)00124-5.
- [25] GUO W G, GAO X S. On the constitutive modeling of a structural steel over a range of strain rates and temperatures [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2013, 561: 468–476. DOI: 10.1016/j.msea.2012.10.065.
- [26] 孟卫华, 郭伟国, 苏静, 等. DH-36 钢的塑性流动统一本构关系研究 [J]. *力学学报*, 2011, 43(5): 958–962. DOI: 10.6052/0459-1879-2011-5-lxxb2010-676.
- MENG W H, GUO W G, SU J, et al. Study of plastic flow unified constitutive relation for steel DH-36 [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2011, 43(5): 958–962. DOI: 10.6052/0459-1879-2011-5-lxxb2010-676.
- [27] 孟卫华, 郭伟国, 王建军, 等. DH36 钢拉伸塑性流动特性及本构关系 [J]. *爆炸与冲击*, 2013, 33(4): 438–443. DOI: 10.11883/1001-1455(2013)04-0438-06.
- MENG W H, GUO W G, WANG J J, et al. Tensile plasticity flow characteristics of DH36 steel and its constitutive relation [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2013, 33(4): 438–443. DOI: 10.11883/1001-1455(2013)04-0438-06.
- [28] HONG S I. Influence of dynamic strain aging on the apparent activation volume for deformation [J]. *Materials Science and Engineering*, 1985, 76: 77–81. DOI: 10.1016/0025-5416(85)90082-5.
- [29] LEE K W, KIM S K, KIM K T, et al. Ductility and strain rate sensitivity of zircaloy-4 nuclear fuel claddings [J]. *Journal of Nuclear Materials*, 2001, 295(1): 21–26. DOI: 10.1016/S0022-3115(01)00509-8.
- [30] LEE K O, LEE S B. Modeling of materials behavior at various temperatures of hot isostatically pressed superalloys [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2012, 541: 81–87. DOI: 10.1016/j.msea.2012.02.005.
- [31] SU J, GUO W, MENG W, et al. Plastic behavior and constitutive relations of DH-36 steel over a wide spectrum of strain rates and temperatures under tension [J]. *Mechanics of Materials*, 2013, 65: 76–87. DOI: 10.1016/j.mechmat.2013.06.002.
- [32] LIN Y C, CHEN X M. A critical review of experimental results and constitutive descriptions for metals and alloys in hot working [J]. *Materials & Design*, 2011, 32(4): 1733–1759. DOI: 10.1016/j.matdes.2010.11.048.
- [33] MEYERS M A, NESTERENKO V F, LASALVIA J C, et al. Observation and modeling of dynamic recrystallization in high-strain, high-strain rate deformation of metals [J]. *Journal de Physique IV*, 2000, 10(PR9): 51–56. DOI: 10.1051/jp4:2000909.

- [34] XU Y B, ZHANG J H, BAI Y L, et al. Shear localization in dynamic deformation: microstructural evolution [J]. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 2008, 39(4): 811–843. DOI: 10.1007/s11661-007-9431-z.
- [35] WRIGHT T W. Physics and mathematics of adiabatic shear bands [M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2002.
- [36] GREBE H A, PAK H R, MEYERS M A. Adiabatic shear localization in titanium and Ti-6 pct Al-4 pct V alloy [J]. *Metallurgical Transactions A*, 1985, 16(5): 761–775. DOI: 10.1007/BF02814827.
- [37] RITTEL D, LANDAU P, VENKERT A. Dynamic recrystallization as a potential cause for adiabatic shear failure [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(16): 165501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.165501.
- [38] READ H E, TRIPLETT J R, CECIL R A. Dislocation dynamics and the formulation of constitutive equations for rate-dependent plastic flow in metals [R]. La Jolla, CA, USA: Systems Science and Software, 1970.
- [39] MURR L E, MEYERS M A, NIOU C S, et al. Shock-induced deformation twinning in tantalum [J]. *Acta Materialia*, 1997, 45(1): 157–175. DOI: 10.1016/S1359-6454(96)00145-0.
- [40] 李小飞, 左汝林, 林崇智. 镁合金塑性变形过程中孪生行为的研究 [J]. *热加工工艺*, 2012, 41(4): 32–35. DOI: 10.3969/j.issn.1001-3814.2012.04.010.
- LI X F, ZUO R L, LIN C Z. Research on twinning behavior in plastic deformation of Mg alloy [J]. *Hot Working Technology*, 2012, 41(4): 32–35. DOI: 10.3969/j.issn.1001-3814.2012.04.010.
- [41] BARRETT C S, HALLER C T J R. Twinning in polycrystalline magnesium [J]. *Transactions of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers*, 1947, 171: 246–255.
- [42] MURR L E, ESQUIVEL E V. Observations of common microstructural issues associated with dynamic deformation phenomena: twins, microbands, grain size effects, shear bands, and dynamic recrystallization [J]. *Journal of Materials Science*, 2004, 39(4): 1153–1168. DOI: 10.1023/B:JMSC.0000013870.09241.c0.
- [43] CARRINGTON W E, GAYLER M L V. The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress III: changes in microstructure caused by deformation under impact at high-striking velocities [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1948, 194(1038): 323–331. DOI: 10.1098/rspa.1948.0083.
- [44] MEYERS M A, XU Y B, XUE Q, et al. Microstructural evolution in adiabatic shear localization in stainless steel [J]. *Acta Materialia*, 2003, 51(5): 1307–1325. DOI: 10.1016/S1359-6454(02)00526-8.
- [45] 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. DOI: 10.1063/1.338024.
- [46] 唐志平. 冲击相变 [M]. 北京: 科学出版社, 2008.
- [47] 唐志平. 冲击相变研究的现状与趋势 [J]. *高压物理学报*, 1994, 8(1): 14–22. DOI: 10.11858/gywlb.1994.01.003.
- TANG Z P. Some topics in shock-induced phase transitions [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 1994, 8(1): 14–22. DOI: 10.11858/gywlb.1994.01.003.
- [48] WU L, WANG K, XIAO S F, et al. Atomistic studies of shock-induced phase transformations in single crystal iron with cylindrical nanopores [J]. *Computational Materials Science*, 2016, 122: 1–10. DOI: 10.1016/j.commatsci.2016.05.010.
- [49] HUANG Y F, XIONG Y N, LI P, et al. Atomistic studies of shock-induced plasticity and phase transition in iron-based single crystal with edge dislocation [J]. *International Journal of Plasticity*, 2019, 114: 215–226. DOI: 10.1016/j.ijplas.2018.11.004.
- [50] KADAU K, GERMAN T C, LOMDAHL P S, et al. Atomistic simulations of shock-induced transformations and their orientation dependence in bcc Fe single crystals [J]. *Physical Review B*, 2005, 72(6): 064120. DOI: 10.1103/PhysRevB.72.064120.
- [51] SRINIVASAN S G, BASKES M I, WAGNER G J. Atomistic simulations of shock induced microstructural evolution and spallation in single crystal nickel [J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 101(4): 043504. DOI: 10.1063/1.2423084.
- [52] KALANTAR D H, BELAK J F, COLLINS G W, et al. Direct observation of the α - ϵ transition in shock-compressed iron via nanosecond X-ray diffraction [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(7): 075502. DOI: 10.1103/physrevlett.95.075502.
- [53] HAWRELIAK J, COLVIN J D, EGGERT J H, et al. Analysis of the X-ray diffraction signal for the α - ϵ transition in shock-compressed iron: simulation and experiment [J]. *Physical Review B*, 2006, 74(18): 184107. DOI: 10.1103/PHYSREVB.74.184107.
- [54] HAWRELIAK J A, EL-DASHER B, LORENZANA H, et al. *In situ* X-ray diffraction measurements of the c/a ratio in the high-pressure ϵ phase of shock-compressed polycrystalline iron [J]. *Physical Review B*, 2011, 83(14): 144114. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.144114.

- [55] LUO S N, JENSEN B J, HOOKS D E, et al. Gas gun shock experiments with single-pulse X-ray phase contrast imaging and diffraction at the Advanced Photon Source [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(7): 073903. DOI: 10.1063/1.4733704.
- [56] FAHR D. Stress- and strain-induced formation of martensite and its effects on strength and ductility of metastable austenitic stainless steels [J]. *Metallurgical Transactions*, 1971, 2(7): 1883–1892. DOI: 10.1007/BF02913420.
- [57] TALONEN J. Effect of strain-induced α' -martensite transformation on mechanical properties of metastable austenitic stainless steels [D]. Helsinki, Finland: Helsinki University of Technology, 2007.
- [58] STRINGFELLOW R G, PARKS D M, OLSON G B. A constitutive model for transformation plasticity accompanying strain-induced martensitic transformations in metastable austenitic steels [J]. *Acta Metallurgica et Materialia*, 1992, 40(7): 1703–1716. DOI: 10.1016/0956-7151(92)90114-T.
- [59] BOUQUEREL J, VERBEKEN K, DE COOMAN B C. Microstructure-based model for the static mechanical behaviour of multiphase steels [J]. *Acta Materialia*, 2006, 54(6): 1443–1456. DOI: 10.1016/j.actamat.2005.10.059.
- [60] DAN W J, ZHANG W G, LI S H, et al. A model for strain-induced martensitic transformation of TRIP steel with strain rate [J]. *Computational Materials Science*, 2007, 40(1): 101–107. DOI: 10.1016/j.commatsci.2006.11.006.
- [61] GARION C, SKOCZEŃ B, SGOBBA S. Constitutive modelling and identification of parameters of the plastic strain-induced martensitic transformation in 316L stainless steel at cryogenic temperatures [J]. *International Journal of Plasticity*, 2006, 22(7): 1234–1264. DOI: 10.1016/j.ijplas.2005.08.002.
- [62] IWAMOTO T, TSUTA T. Computational simulation of the dependence of the austenitic grain size on the deformation behavior of TRIP steels [J]. *International Journal of Plasticity*, 2000, 16(7/8): 791–804. DOI: 10.1016/S0749-6419(99)00079-0.
- [63] TOMITA Y, IWAMOTO T. Computational prediction of deformation behavior of TRIP steels under cyclic loading [J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2001, 43(9): 2017–2034. DOI: 10.1016/S0020-7403(01)00026-1.
- [64] TANG Z P, GUO Y B. Three-dimensional constitutive model for shock-induced phase transition with N transforming phases [C]// Conference of the APS Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter. Seattle, USA: Association for the Advancement of High Pressure Science and Technology, 2013
- [65] 郭扬波, 刘方平, 载翔宇, 等. TiNi 合金的动态伪弹性行为和率相关相变本构模型 [J]. *爆炸与冲击*, 2003, 23(2): 105–110. GUO Y B, LIU F P, ZAI X Y, et al. Dynamic pseudoelastic behavior of TiNi alloys and a strain rate dependent phase transition constitutive model [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2003, 23(2): 105–110.
- [66] BECKER R. Plasticity, tenacity and recrystallization [J]. *Zeitschrift für Technische Physik*, 1926, 7: 547–555.
- [67] EYRING H. The activated complex in chemical reactions [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 1935, 3(2): 107–115. DOI: 10.1063/1.1749604.
- [68] TAYLOR G I. The mechanism of plastic deformation of crystals. Part I : theoretical [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1934, 145(855): 362–387. DOI: 10.1098/rspa.1934.0106.
- [69] KAUZMAN W. Flow of solid metals from the standpoint of the chemical rate theory [J]. *Transactions of the American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers*, 1941, 143(497): 57–83.
- [70] OROWAN E. Problems of plastic gliding [J]. *Proceedings of the Physical Society*, 1940, 52(1): 8. DOI: 10.1088/0959-5309/52/1/303.
- [71] ZENER C, HOLLOWOMON J H. Effect of strain rate upon plastic flow of steel [J]. *Journal of Applied Physics*, 1944, 15(1): 22–32. DOI: 10.1063/1.1707363.
- [72] TAYLOR G I. The testing of materials at high rates of loading [J]. *Journal of the Institution of Civil Engineers*, 1946, 26(8): 486–519. DOI: 10.1680/ijoti.1946.13699.
- [73] TAYLOR G I. The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress I : theoretical considerations [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1948, 194(1038): 289–299. DOI: 10.1098/rspa.1948.0081.
- [74] WHIFFIN A C. The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress II : tests on various metallic materials [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1948, 194(1038): 300–322. DOI: 10.1098/rspa.1948.0082.
- [75] DAVIES R M. A critical study of the Hopkinson pressure bar [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1948, 240(821): 375–457. DOI: 10.1098/rsta.1948.0001.

- [76] KOLSKY H. An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading [J]. *Proceedings of the Physical Society: Section B*, 1949, 62(11): 676–700. DOI: 10.1088/0370-1301/62/11/302.
- [77] JOHNSON G R, COOK W H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures [C] // *Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics*. The Hague, 1983: 541–547.
- [78] FIELDS D S, BACKOFEN W A. Determination of strain hardening characteristics by torsion testing [C] // *Proceedings, American Society for Testing and Materials*. 1957, 57: 1259–1272.
- [79] VOCE E. The relationship between stress and strain for homogeneous deformation [J]. *Journal of the Institute of Metals*, 1948, 74: 537–562.
- [80] KOCKS U F. Laws for work-hardening and low-temperature creep [J]. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 1976, 98(1): 76–85. DOI: 10.1115/1.3443340.
- [81] MOLINARI A, RAVICHANDRAN G. Constitutive modeling of high-strain-rate deformation in metals based on the evolution of an effective microstructural length [J]. *Mechanics of Materials*, 2005, 37(7): 737–752. DOI: 10.1016/j.mechmat.2004.07.005.
- [82] KHAN A S, HUANG S J. Experimental and theoretical study of mechanical behavior of 1100 aluminum in the strain rate range 10^{-5} – 10^4 s⁻¹ [J]. *International Journal of Plasticity*, 1992, 8(4): 397–424. DOI: 10.1016/0749-6419(92)90057-J.
- [83] KHAN A S, LIANG R Q. Behaviors of three BCC metal over a wide range of strain rates and temperatures: experiments and modeling [J]. *International Journal of Plasticity*, 1999, 15(10): 1089–1109. DOI: 10.1016/S0749-6419(99)00030-3.
- [84] KHAN A S, LIANG R Q. Behaviors of three BCC metals during non-proportional multi-axial loadings: experiments and modeling [J]. *International Journal of Plasticity*, 2000, 16(12): 1443–1458. DOI: 10.1016/S0749-6419(00)00016-4.
- [85] SEEGER A. Kristallplastizität [M] // SEEGER A, DEHLINGER U. *Kristallphysik II / Crystal Physics II*. Heidelberg, Berlin, Germany: Springer, 1958: 1–210. DOI: 10.1007/978-3-642-45890-3_1.
- [86] ZERILLI F J, ARMSTRONG R W. Dislocation mechanics based constitutive relations for dynamic straining to tensile instability [C] // *Shock Compression of Condensed Matter–1989: Proceedings of the American Physical Society Topical Conference*. Albuquerque, New Mexico, USA, 1989.
- [87] ZERILLI F J, ARMSTRONG R W. Description of tantalum deformation behavior by dislocation mechanics based constitutive relations [J]. *Journal of Applied Physics*, 1990, 68(4): 1580–1591. DOI: 10.1063/1.346636.
- [88] ZERILLI F J, ARMSTRONG R W. Modeling shock waves with dislocation mechanics based constitutive relations [C] // SCHMIDT S C, DICK R D, FORBES J W, et al. *Shock Compression of Condensed Matter–1991*. Williamsburg, Virginia, USA: Elsevier, 1992: 257–260. DOI: 10.1016/b978-0-444-89732-9.50058-3.
- [89] ZERILLI F J, ARMSTRONG R W. Constitutive relations for titanium and Ti-6Al-4V [J]. *AIP Conference Proceedings*, 1996, 370(1): 315–318. DOI: 10.1063/1.50713.
- [90] ZERILLI F J, ARMSTRONG R W. Dislocation mechanics based analysis of material dynamics behavior: enhanced ductility, deformation twinning, shock deformation, shear instability, dynamic recovery [J]. *Journal de Physique IV*, 1997, 7(C3): 637–642. DOI: 10.1051/jp4:19973109.
- [91] 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. DOI: 10.1016/0001-6160(88)90030-2.
- [92] NEMAT-NASSER S, LI Y F, ISAACS J B. Experimental/computational evaluation of flow stress at high strain rates with application to adiabatic shear banding [J]. *Mechanics of Materials*, 1994, 17(2/3): 111–134. DOI: 10.1016/0167-6636(94)90053-1.
- [93] BODNER S R, PARTOM Y. Constitutive equations for elastic-viscoplastic strain-hardening materials [J]. *Journal of Applied Mechanics*, 1975, 42(2): 385–389. DOI: 10.1115/1.3423586.
- [94] STEINBERG D J, COCHRAN S G, GUINAN M W. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate [J]. *Journal of Applied Physics*, 1980, 51(3): 1498–1504. DOI: 10.1063/1.327799.
- [95] MECKING H, KOCKS U F. Kinetics of flow and strain-hardening [J]. *Acta Metallurgica*, 1981, 29(11): 1865–1875. DOI: 10.1016/0001-6160(81)90112-7.
- [96] STEINBERG D J, LUND C M. A constitutive model for strain rates from 10^{-4} to 10^6 s⁻¹ [J]. *Journal de Physique Colloques*, 1988, 49(C3): 433–440. DOI: 10.1051/jphyscol:1988362.

- [97] NEMAT-NASSER S, ISAACS J B. Direct measurement of isothermal flow stress of metals at elevated temperatures and high strain rates with application to Ta and Ta-W alloys [J]. *Acta Materialia*, 1997, 45(3): 907–919. DOI: 10.1016/S1359-6454(96)00243-1.
- [98] NEMAT-NASSER S, LI Y L. Flow stress of f.c.c. polycrystals with application to OFHC Cu [J]. *Acta Materialia*, 1998, 46(2): 565–577. DOI: 10.1016/S1359-6454(97)00230-9.
- [99] NEMAT-NASSER S, GUO W G, CHENG J Y. Mechanical properties and deformation mechanisms of a commercially pure titanium [J]. *Acta Materialia*, 1999, 47(13): 3705–3720. DOI: 10.1016/S1359-6454(99)00203-7.
- [100] NEMAT-NASSER S, GUO W G, LIU M Q. Experimentally-based micromechanical modeling of dynamic response of molybdenum [J]. *Scripta Materialia*, 1999, 40(7): 859–872. DOI: 10.1016/S1359-6462(99)00041-X.
- [101] NEMAT-NASSER S, GUO W G. Flow stress of commercially pure niobium over a broad range of temperatures and strain rates [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2000, 284(1/2): 202–210. DOI: 10.1016/S0921-5093(00)00740-1.
- [102] NEMAT-NASSER S, GUO W G. High strain-rate response of commercially pure vanadium [J]. *Mechanics of Materials*, 2000, 32(4): 243–260. DOI: 10.1016/S0167-6636(99)00056-3.
- [103] NEMAT-NASSER S, GUO W G, KIHIL D P. Thermomechanical response of AL-6XN stainless steel over a wide range of strain rates and temperatures [J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2001, 49(8): 1823–1846. DOI: 10.1016/S0022-5096(00)00069-7.
- [104] NEMAT-NASSER S, GUO W G. Thermomechanical response of DH-36 structural steel over a wide range of strain rates and temperatures [J]. *Mechanics of Materials*, 2003, 35(11): 1023–1047. DOI: 10.1016/S0167-6636(02)00323-X.
- [105] NEMAT-NASSER S, GUO W G. Thermomechanical response of HSLA-65 steel plates: experiments and modeling [J]. *Mechanics of Materials*, 2005, 37(2/3): 379–405. DOI: 10.1016/j.mechmat.2003.08.017.
- [106] GUO W G, NEMAT-NASSER S. Flow stress of Nitronic-50 stainless steel over a wide range of strain rates and temperatures [J]. *Mechanics of Materials*, 2006, 38(11): 1090–1103. DOI: 10.1016/j.mechmat.2006.01.004.
- [107] CHENG Y Q, ZHANG H, CHEN Z H, et al. Flow stress equation of AZ31 magnesium alloy sheet during warm tensile deformation [J]. *Journal of Materials Processing Technology*, 2008, 208(1): 29–34. DOI: 10.1016/j.jmatprotec.2007.12.095.
- [108] LIANG R Q, KHAN A S. A critical review of experimental results and constitutive models for BCC and FCC metals over a wide range of strain rates and temperatures [J]. *International Journal of Plasticity*, 1999, 15(9): 963–980. DOI: 10.1016/S0749-6419(99)00021-2.
- [109] RULE W K, JONES S E. A revised form for the Johnson-Cook strength model [J]. *International Journal of Impact Engineering*, 1998, 21(8): 609–624. DOI: 10.1016/S0734-743X(97)00081-X.
- [110] ZHANG H J, WEN W D, CUI H T. Behaviors of IC10 alloy over a wide range of strain rates and temperatures: experiments and modeling [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2009, 504(1/2): 99–103. DOI: 10.1016/j.msea.2008.10.056.
- [111] WANG J J, GUO W G, LI P H, et al. Modified Johnson-Cook description of wide temperature and strain rate measurements made on a nickel-base superalloy [J]. *Materials at High Temperatures*, 2017, 34(3): 157–165. DOI: 10.1080/09603409.2016.1252164.
- [112] KHAN A S, SUH Y S, KAZMI R. Quasi-static and dynamic loading responses and constitutive modeling of titanium alloys [J]. *International Journal of Plasticity*, 2004, 20(12): 2233–2248. DOI: 10.1016/j.ijplas.2003.06.005.
- [113] KHAN A S, ZHANG H Y. Mechanically alloyed nanocrystalline iron and copper mixture: behavior and constitutive modeling over a wide range of strain rates [J]. *International Journal of Plasticity*, 2000, 16(12): 1477–1492. DOI: 10.1016/S0749-6419(00)00024-3.
- [114] KHAN A S, SUH Y S, CHEN X, et al. Nanocrystalline aluminum and iron: mechanical behavior at quasi-static and high strain rates, and constitutive modeling [J]. *International Journal of Plasticity*, 2006, 22(2): 195–209. DOI: 10.1016/j.ijplas.2004.07.008.
- [115] FARROKH B, KHAN A S. Grain size, strain rate, and temperature dependence of flow stress in ultra-fine grained and nanocrystalline Cu and Al: synthesis, experiment, and constitutive modeling [J]. *International Journal of Plasticity*, 2009, 25(5): 715–732. DOI: 10.1016/j.ijplas.2008.08.001.
- [116] DURRENBERGER L, MOLINARI A, RUSINEK A. Internal variable modeling of the high strain-rate behavior of metals with applications to multiphase steels [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2008, 478(1/2): 297–304. DOI: 10.1016/j.msea.2007.06.011.

- [117] LIN Y C, LIU G. A new mathematical model for predicting flow stress of typical high-strength alloy steel at elevated high temperature [J]. *Computational Materials Science*, 2010, 48(1): 54–58. DOI: 10.1016/j.commatsci.2009.06.026.
- [118] TOROS S, OZTURK F. Modeling uniaxial, temperature and strain rate dependent behavior of Al-Mg alloys [J]. *Computational Materials Science*, 2010, 49(2): 333–339. DOI: 10.1016/j.commatsci.2010.05.019.
- [119] ABED F H, VOYIADJIS G Z. A consistent modified Zerilli-Armstrong flow stress model for BCC and FCC metals for elevated temperatures [J]. *Acta Mechanica*, 2005, 175(1): 1–18. DOI: 10.1007/s00707-004-0203-1.
- [120] NOBLE J P, HARDING J. An evaluation of constitutive relations for high-rate material behaviour using the tensile Hopkinson-bar [J]. *Journal de Physique IV*, 1994, 4(C8): 477–482. DOI: 10.1051/jp4:1994874.
- [121] LEE W S, LIU C Y. The effects of temperature and strain rate on the dynamic flow behaviour of different steels [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2006, 426(1/2): 101–113. DOI: 10.1016/j.msea.2006.03.087.
- [122] ÖZEL T, KARPAT Y. Identification of constitutive material model parameters for high-strain rate metal cutting conditions using evolutionary computational algorithms [J]. *Materials and Manufacturing Processes*, 2007, 22(5): 659–667. DOI: 10.1080/10426910701323631.
- [123] ZHANG H J, WEN W D, CUI H T, et al. A modified Zerilli-Armstrong model for alloy IC10 over a wide range of temperatures and strain rates [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2009, 527(1/2): 328–333. DOI: 10.1016/j.msea.2009.08.008.
- [124] SAMANTARAY D, MANDAL S, BORAH U, et al. A thermo-viscoplastic constitutive model to predict elevated-temperature flow behaviour in a titanium-modified austenitic stainless steel [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2009, 526(1/2): 1–6. DOI: 10.1016/j.msea.2009.08.009.
- [125] GAO C Y, ZHANG L C. A constitutive model for dynamic plasticity of FCC metals [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2010, 527(13/14): 3138–3143. DOI: 10.1016/j.msea.2010.01.083.
- [126] MCCORMICK P G. A model for the Portevin-Le Chatelier effect in substitutional alloys [J]. *Acta Metallurgica*, 1972, 20(3): 351–354. DOI: 10.1016/0001-6160(72)90028-4.
- [127] LEE M H, KIM J H, CHOI B K, et al. Mechanical properties and dynamic strain aging behavior of Zr-1.5Nb-0.4Sn-0.2Fe alloy [J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2007, 428(1/2): 99–105. DOI: 10.1016/j.jallcom.2006.03.076.
- [128] VOYIADJIS G Z, ABED F H. Microstructural based models for bcc and fcc metals with temperature and strain rate dependency [J]. *Mechanics of Materials*, 2005, 37(2/3): 355–378. DOI: 10.1016/j.mechmat.2004.02.003.
- [129] Tabei A, ABED F H, VOYIADJIS G Z, et al. Constitutive modeling of Ti-6Al-4V at a wide range of temperatures and strain rates [J]. *European Journal of Mechanics: A/Solids*, 2017, 63: 128–135. DOI: 10.1016/j.euromechsol.2017.01.005.
- [130] VOYIADJIS G Z, SONG Y, RUSINEK A. Constitutive model for metals with dynamic strain aging [J]. *Mechanics of Materials*, 2019, 129: 352–360. DOI: 10.1016/j.mechmat.2018.12.012.
- [131] VOYIADJIS G Z, SONG Y. A physically based constitutive model for dynamic strain aging in Inconel 718 alloy at a wide range of temperatures and strain rates [J]. *Acta Mechanica*, 2020, 231(1): 19–34. DOI: 10.1007/s00707-019-02508-6.
- [132] SONG Y, VOYIADJIS G Z. Constitutive modeling of dynamic strain aging for HCP metals [J]. *European Journal of Mechanics: A/Solids*, 2020, 83: 104034. DOI: 10.1016/j.euromechsol.2020.104034.
- [133] RUSINEK A, KLEPACZKO J R. Shear testing of a sheet steel at wide range of strain rates and a constitutive relation with strain-rate and temperature dependence of the flow stress [J]. *International Journal of Plasticity*, 2001, 17(1): 87–115. DOI: 10.1016/S0749-6419(00)00020-6.
- [134] RUSINEK A, RODRÍGUEZ-MARTÍNEZ J A. Thermo-viscoplastic constitutive relation for aluminium alloys, modeling of negative strain rate sensitivity and viscous drag effects [J]. *Materials & Design*, 2009, 30(10): 4377–4390. DOI: 10.1016/j.matdes.2009.04.011.
- [135] RUSINEK A, RODRÍGUEZ-MARTÍNEZ J A, ARIAS A. A thermo-viscoplastic constitutive model for FCC metals with application to OFHC copper [J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2010, 52(2): 120–135. DOI: 10.1016/j.ijmesci.2009.07.001.
- [136] KAPOOR R, NEMAT-NASSER S. Comparison between high and low strain-rate deformation of tantalum [J]. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 2000, 31(3): 815–823. DOI: 10.1007/s11661-000-0025-2.
- [137] PRESTON D L, TONKS D L, WALLACE D C. Model of plastic deformation for extreme loading conditions [J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, 93(1): 211–220. DOI: 10.1063/1.1524706.

- [138] KIM J B, SHIN H. Comparison of plasticity models for tantalum and a modification of the PTW model for wide ranges of strain, strain rate, and temperature [J]. *International Journal of Impact Engineering*, 2009, 36(5): 746–753. DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2008.11.003.
- [139] GOETZ R L, SEETHARAMAN V. Modeling dynamic recrystallization using cellular automata [J]. *Scripta Materialia*, 1998, 38(3): 405–413. DOI: 10.1016/s1359-6462(97)00500-9.
- [140] ROWLEY M A, THORNTON E A. Constitutive modeling of the visco-plastic response of Hastelloy-X and aluminum alloy 8009 [J]. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 1996, 118(1): 19–27. DOI: 10.1115/1.2805928.
- [141] 宋迎东, 王舸, 高德平. 一种弹-粘塑性本构模型材料常数的估计方法 [J]. *固体力学学报*, 2000, 21(2): 152–156. DOI: 10.19636/j.cnki.cjasm42-1250/o3.2000.02.009.
- SONG Y D, WANG G, GAO D P. Material constants estimation method of an elastic-viscoplastic constitutive model [J]. *Acta Mechanica Solida Sinica*, 2000, 21(2): 152–156. DOI: 10.19636/j.cnki.cjasm42-1250/o3.2000.02.009.
- [142] SHI D Q, YANG X G, WANG Y R. Improvement on the modeling of rate-dependent plasticity and cyclic hardening by bodner-partom model [J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2005, 18(1): 83–89. DOI: 10.1016/S1000-9361(11)60287-2.
- [143] 石多奇, 杨晓光, 王延荣, 等. Udimet 720 Li 材料 BP 型粘塑性本构建模研究 [J]. *北京航空航天大学学报*, 2003, 29(7): 627–630. DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2003.07.015.
- SHI D Q, YANG X G, WANG Y R, et al. B-P viscoplastic constitutive modeling of Udimet 720 Li [J]. *Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics*, 2003, 29(7): 627–630. DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2003.07.015.
- [144] HOLMQUIST T J, JOHNSON G R. Determination of constants and comparison of results for various constitutive models [J]. *Journal de Physique IV*, 1991, 1(C3): 853–860. DOI: 10.1051/jp4:19913119.
- [145] SAMANTARAY D, MANDAL S, BHADURI A K. A comparative study on Johnson Cook, modified Zerilli-Armstrong and Arrhenius-type constitutive models to predict elevated temperature flow behaviour in modified 9Cr-1Mo steel [J]. *Computational Materials Science*, 2009, 47(2): 568–576. DOI: 10.1016/j.commatsci.2009.09.025.
- [146] LI H Y, WANG X F, WEI D D, et al. A comparative study on modified Zerilli-Armstrong, Arrhenius-type and artificial neural network models to predict high-temperature deformation behavior in T24 steel [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2012, 536: 216–222. DOI: 10.1016/j.msea.2011.12.108.
- [147] CHEN C, YIN H Q, HUMAIL I S, et al. A comparative study of a back propagation artificial neural network and a Zerilli-Armstrong model for pure molybdenum during hot deformation [J]. *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, 2007, 25(5/6): 411–416. DOI: 10.1016/j.ijrmhm.2006.11.004.
- [148] LI J, LI F G, CAI J, et al. Comparative investigation on the modified Zerilli-Armstrong model and Arrhenius-type model to predict the elevated-temperature flow behaviour of 7050 aluminium alloy [J]. *Computational Materials Science*, 2013, 71: 56–65. DOI: 10.1016/j.commatsci.2013.01.010.
- [149] SHAMSOLHODAEI A, ZAREI-HANZAKI A, GHAMBARI M, et al. The high temperature flow behavior modeling of NiTi shape memory alloy employing phenomenological and physical based constitutive models: a comparative study [J]. *Intermetallics*, 2014, 53: 140–149. DOI: 10.1016/j.intermet.2014.04.015.
- [150] CAI J, WANG K S, HAN Y Y. A comparative study on Johnson Cook, modified Zerilli-Armstrong and Arrhenius-type constitutive models to predict high-temperature flow behavior of Ti-6Al-4V alloy in $\alpha+\beta$ phase [J]. *High Temperature Materials and Processes*, 2016, 35(3): 297–307. DOI: 10.1515/htmp-2014-0157.
- [151] WANG J, ZHAO G Q, CHEN L, et al. A comparative study of several constitutive models for powder metallurgy tungsten at elevated temperature [J]. *Materials & Design*, 2016, 90: 91–100. DOI: 10.1016/j.matdes.2015.10.114.
- [152] LIU Y, LI M, REN X W, et al. Flow stress prediction of Hastelloy C-276 alloy using modified Zerilli-Armstrong, Johnson-Cook and Arrhenius-type constitutive models [J]. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 2020, 30(11): 3031–3042. DOI: 10.1016/S1003-6326(20)65440-1.
- [153] ZHANG W W, YAO Y L. Micro scale laser shock processing of metallic components [J]. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, 2002, 124(2): 369–378. DOI: 10.1115/1.1445149.
- [154] FAN Y, WANG Y, VUKELIC S, et al. Wave-solid interactions in laser-shock-induced deformation processes [J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 98(10): 104904. DOI: 10.1063/1.2134882.
- [155] COLOMBIER J P, COMBIS P, BONNEAU F, et al. Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation [J]. *Physical Review B*, 2005, 71(16): 165406. DOI: 10.1103/PhysRevB.71.165406.

- [156] AUSTIN R A, MCDOWELL D L. A dislocation-based constitutive model for viscoplastic deformation of fcc metals at very high strain rates [J]. *International Journal of Plasticity*, 2011, 27(1): 1–24. DOI: 10.1016/j.ijplas.2010.03.002.
- [157] DEITERDING R, RADOVITZKY R, MAUCH S P, et al. A virtual test facility for the efficient simulation of solid material response under strong shock and detonation wave loading [J]. *Engineering with Computers*, 2006, 22(3/4): 325–347. DOI: 10.1007/s00366-006-0043-9.
- [158] REMINGTON B A, BAZAN G, BELAK J, et al. Materials science under extreme conditions of pressure and strain rate [J]. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 2004, 35(9): 2587–2607. DOI: 10.1007/s11661-004-0205-6.
- [159] PIERAZZO E, ARTEMIEVA N, ASPHAUG E, et al. Validation of numerical codes for impact and explosion cratering: impacts on strengthless and metal targets [J]. *Meteoritics & Planetary Science*, 2008, 43(12): 1917–1938. DOI: 10.1111/j.1945-5100.2008.tb00653.x.
- [160] POLIAK E I, JONAS J J. A one-parameter approach to determining the critical conditions for the initiation of dynamic recrystallization [J]. *Acta Materialia*, 1996, 44(1): 127–136. DOI: 10.1016/1359-6454(95)00146-7.
- [161] NES E. Modelling of work hardening and stress saturation in FCC metals [J]. *Progress in Materials Science*, 1997, 41(3): 129–193. DOI: 10.1016/S0079-6425(97)00032-7.
- [162] CHICHILI D R, RAMESH K T, HEMKER K J. The high-strain-rate response of alpha-titanium: experiments, deformation mechanisms and modeling [J]. *Acta Materialia*, 1998, 46(3): 1025–1043. DOI: 10.1016/S1359-6454(97)00287-5.
- [163] BOUAZIZ O, GUELTON N. Modelling of TWIP effect on work-hardening [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2001, 319/320/321: 246–249. DOI: 10.1016/S0921-5093(00)02019-0.
- [164] DING R, GUO Z X. Coupled quantitative simulation of microstructural evolution and plastic flow during dynamic recrystallization [J]. *Acta Materialia*, 2001, 49(16): 3163–3175. DOI: 10.1016/S1359-6454(01)00233-6.
- [165] KNEZEVIC M, LEVINSON A, HARRIS R, et al. Deformation twinning in AZ31: influence on strain hardening and texture evolution [J]. *Acta Materialia*, 2010, 58(19): 6230–6242. DOI: 10.1016/j.actamat.2010.07.041.
- [166] BANERJEE B. The Mechanical Threshold Stress model for various tempers of AISI 4340 steel [J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2007, 44(3/4): 834–859. DOI: 10.1016/j.ijsolstr.2006.05.022.
- [167] GATTIKER J, HIGDON D, KELLER-MCNULTY S, et al. Combining experimental data and computer simulations, with an application to flyer plate experiments [J]. *Bayesian Analysis*, 2006, 1(4): 765–792. DOI: 10.1214/06-BA125.
- [168] PARK H S, LORENZ K T, CAVALLO R M, et al. Viscous Rayleigh-Taylor instability experiments at high pressure and strain rate [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(13): 135504. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.135504.
- [169] BARTON N R, BERNIER J V, BECKER R, et al. A multiscale strength model for extreme loading conditions [J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, 109(7): 073501. DOI: 10.1063/1.3553718.
- [170] RAVELO R, GERMANN T C, GUERRERO O, et al. Shock-induced plasticity in tantalum single crystals: interatomic potentials and large-scale molecular-dynamics simulations [J]. *Physical Review B*, 2013, 88(13): 134101. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.134101.
- [171] JIN Z Y, LIU J, CUI Z S, et al. Identification of nucleation parameter for cellular automaton model of dynamic recrystallization [J]. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, 2010, 20(3): 458–464. DOI: 10.1016/S1003-6326(09)60162-X.
- [172] JIN Z Y, CUI Z S. Investigation on strain dependence of dynamic recrystallization behavior using an inverse analysis method [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2010, 527(13/14): 3111–3119. DOI: 10.1016/j.msea.2010.01.062.
- [173] CHEN F, CUI Z S, LIU J, et al. Mesoscale simulation of the high-temperature austenitizing and dynamic recrystallization by coupling a cellular automaton with a topology deformation technique [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2010, 527(21/22): 5539–5549. DOI: 10.1016/j.msea.2010.05.021.
- [174] LIN Y C, ZHANG J, ZHONG J. Application of neural networks to predict the elevated temperature flow behavior of a low alloy steel [J]. *Computational Materials Science*, 2008, 43(4): 752–758. DOI: 10.1016/j.commatsci.2008.01.039.
- [175] LI H Y, WEI D D, LI Y H, et al. Application of artificial neural network and constitutive equations to describe the hot compressive behavior of 28CrMnMoV steel [J]. *Materials & Design*, 2012, 35: 557–562. DOI: 10.1016/j.matdes.2011.08.049.
- [176] RAO K P, PRASAD Y K D V. Neural network approach to flow stress evaluation in hot deformation [J]. *Journal of Materials Processing Technology*, 1995, 53(3/4): 552–566. DOI: 10.1016/0924-0136(94)01744-L.

- [177] HODGSON P D, KONG L X, DAVIES C H J. The prediction of the hot strength in steels with an integrated phenomenological and artificial neural network model [J]. *Journal of Materials Processing Technology*, 1999, 87(1): 131–138. DOI: 10.1016/S0924-0136(98)00344-6.
- [178] JI G L, LI F G, LI Q H, et al. A comparative study on Arrhenius-type constitutive model and artificial neural network model to predict high-temperature deformation behaviour in Aermet100 steel [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2011, 528(13/14): 4774–4782. DOI: 10.1016/j.msea.2011.03.017.
- [179] SABOKPA O, ZAREI-HANZAKI A, ABEDI H R, et al. Artificial neural network modeling to predict the high temperature flow behavior of an AZ81 magnesium alloy [J]. *Materials & Design*, 2012, 39: 390–396. DOI: 10.1016/j.matdes.2012.03.002.
- [180] HAGHDADI N, ZAREI-HANZAKI A, KHALESIAN A R, et al. Artificial neural network modeling to predict the hot deformation behavior of an A356 aluminum alloy [J]. *Materials & Design*, 2013, 49: 386–391. DOI: 10.1016/j.matdes.2012.12.082.
- [181] GAO T J, ZHAO D, ZHANG T W, et al. Strain-rate-sensitive mechanical response, twinning, and texture features of NiCoCrFe high-entropy alloy: experiments, multi-level crystal plasticity and artificial neural networks modeling [J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2020, 845: 155911. DOI: 10.1016/j.jallcom.2020.155911.
- [182] EDGERTON M, RYAN S. An artificial neural network based constitutive model for predicting the response of a high-strength steel [C] // 30th International Symposium on Ballistics. Long Beach, CA, USA, 2017: 11–15.
- [183] BOBBILI R, MADHU V. Constitutive modeling and fracture behavior of a biomedical Ti-13Nb-13Zr alloy [J]. *Materials Science and Engineering: A*, 2017, 700: 82–91. DOI: 10.1016/j.msea.2017.05.113.
- [184] STOFFEL M, BAMER F, MARKERT B. Neural network based constitutive modeling of nonlinear viscoplastic structural response [J]. *Mechanics Research Communications*, 2019, 95: 85–88. DOI: 10.1016/j.mechrescom.2019.01.004.
- [185] 黄志斌, 万敏, 伍惠, 等. TC4 钛合金神经网络本构模型及在有限元模拟中应用 [J]. *塑性工程学报*, 2013, 20(1): 89–94. DOI: 10.3969/j.issn.1007-2012.2013.01.019.
- HUANG Z B, WAN M, WU H, et al. Constitutive model of Ti-6Al-4V alloy based on artificial neural network and its application on FEM simulation [J]. *Journal of Plasticity Engineering*, 2013, 20(1): 89–94. DOI: 10.3969/j.issn.1007-2012.2013.01.019.
- [186] LEFIK M, SCHREFLER B A. Artificial neural network as an incremental non-linear constitutive model for a finite element code [J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2003, 192(28): 3265–3283. DOI: 10.1016/S0045-7825(03)00350-5.
- [187] ALI U, MUHAMMAD W, BRAHME A, et al. Application of artificial neural networks in micromechanics for polycrystalline metals [J]. *International Journal of Plasticity*, 2019, 120: 205–219. DOI: 10.1016/j.ijplas.2019.05.001.

(责任编辑 曾月蓉)