



# 非晶态固体力学

蒋敏强<sup>1,2\*</sup>, 戴兰宏<sup>1,2</sup>

1. 中国科学院力学研究所, 非线性力学国家重点实验室, 北京 100190;

2. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049

\* 联系人, E-mail: [mqjiang@imech.ac.cn](mailto:mqjiang@imech.ac.cn)

2022-02-12 收稿, 2022-03-19 修回, 2022-03-23 接受, 2022-03-24 网络版发表

国家杰出青年科学基金(12125206)、国家自然科学基金基础科学中心项目(11988102)、国家自然科学基金重大项目(11790292)和国家自然科学基金面上项目(11972345)资助

**摘要** 经典的固体变形和断裂理论建立在连续介质尺度, 结合位错、晶界、解理等概念可成功应用于各类晶态固体. 然而, 该经典路径对于拓扑长程无序的各类非晶态固体面临极大的概念和理论挑战. 根本原因是, 传统晶体学概念在非晶态无序结构中无法定义, 导致以此为基础建立的固体力学理论全部失效. 本文针对非晶合金这类典型非晶态固体及其对应的原子或胶体模拟体系, 介绍和评述与力学相关的研究进展, 包括塑性载体、塑性本构理论、蠕变与应力松弛、剪切带、断裂失效. 最后, 对非晶态固体力学研究的发展现状和未来趋势进行简要总结.

**关键词** 非晶态固体, 剪切转变, 自由体积, 本构理论, 剪切带与断裂

非晶态固体在自然界和科技领域广泛存在、不可或缺, 涵盖从原子或纳米尺度无序的非晶合金、二氧化硅玻璃, 微米尺度无序的胶体玻璃、凝胶, 到毫米/厘米尺度无序的颗粒材料、稠悬浮液, 如图1所示. 其中, 非晶合金(也称金属玻璃)是非晶态固体的新成员<sup>[1]</sup>, 改变了人们对玻璃和金属几千年来传统认知, 证实以自由电子方式结合的金属键也可以形成玻璃态. 在某种意义上, 混凝土、岩石、泥石流等土木工程和地质介质也可以看作更大尺度无序的非晶态固体. 事实上, 宇宙中绝大部分水也主要以非晶态固体形式存在<sup>[2]</sup>.

非晶态固体的拓扑结构不存在类似晶体的长程序和周期性, 但具有一定程度的短/中程序. 到目前为止, 这种有序和无序在三维空间如何有效排列仍然未被完全揭秘. 非晶态固体在热力学上往往处于远离平衡的亚稳态, 而在动力学上又处于黏度极大的阻塞态. 因此, 非晶态固体可看作失去宏观流动能力的“冻结”的

液体, 或者具有液体结构的固体, 从而属于兼具固、液双重特性的复杂系统. 非晶态固体的复杂性可通过势能形貌(potential energy landscape, PEL)理论<sup>[3]</sup>理解. 考虑由 $N$ 个粒子组成的凝聚系统, 且每个粒子仅有3个平动自由度, 则系统的势能为所有粒子广义坐标的 $3N$ 维超曲面函数 $\Phi(r)$ , 其一维示意如图2所示. 根据该理论, 系统自由度可解耦为束缚在PEL上局域盆地(局域势能极小点或称固有结构)的热振动(vibration), 以及在局域盆地之间的构型重排(rearrangement). 对于具有周期性晶格的有序晶态固体, 其PEL构型仅包含单一或有限个势阱较深的盆地, 属于振动主控系统. 流体则完全相反, 系统动力学由重排主控, 从而具有无限构型. 非晶态固体处于两者之间, 其动力学行为表现为从振动到重排的系列特征谱系<sup>[4-7]</sup>, 且在长时间尺度上也趋于无限构型. 更为复杂的是, 非晶态固体的重排和振动在特定时空尺度上有可能重叠, 导致其流、固(或弹、塑)属性的界限变得模糊.

引用格式: 蒋敏强, 戴兰宏. 非晶态固体力学. 科学通报, 2022, 67: 2578-2593

Jiang M Q, Dai L H. Mechanics of amorphous solids (in Chinese). Chin Sci Bull, 2022, 67: 2578-2593, doi: [10.1360/TB-2022-0181](https://doi.org/10.1360/TB-2022-0181)

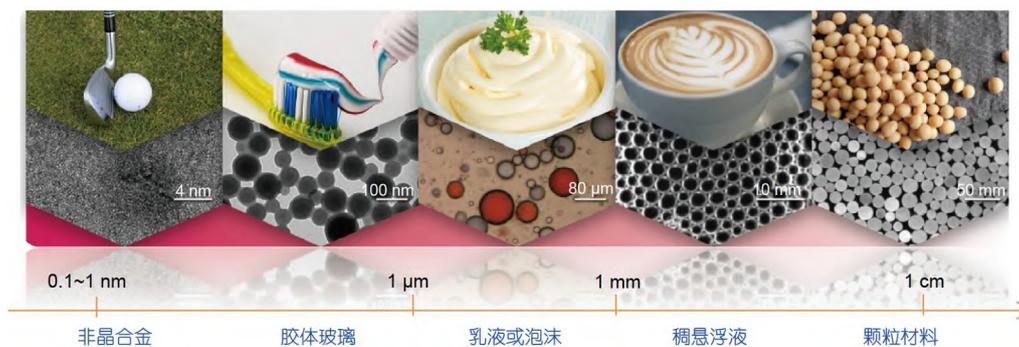


图1 (网络版彩色)不同无序尺度的典型非晶态固体

Figure 1 (Color online) Representative amorphous solids with different lengthscales of disorder

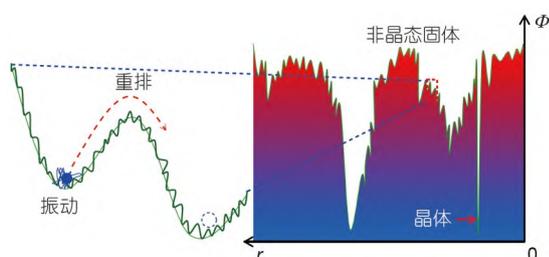


图2 (网络版彩色)势能形貌的一维示意: 系统动力学被解耦为振动与重排

Figure 2 (Color online) Schematic 1D description of the potential energy landscape: The system's dynamics is resolved into vibration and rearrangement portions

非晶态固体极大地挑战了固体力学、凝聚态物理、材料科学中的一些基本概念和知识,甚至经典理论。比如,位错、晶界、解理等传统晶体学概念在长程无序的非晶态结构中无法定义,导致以此为基础建立的固体力学理论无法直接应用于非晶态固体。同时,非晶态固体的变形与破坏通常涉及非平衡、非线性的演化,不同尺度、不同过程之间的强耦合,并具有复杂系统固有的随机涨落、不确定性、非均匀性等特征。因此,非晶态固体力学研究受到了国内外科技界的持续、广泛关注<sup>[8~15]</sup>。本文将全面介绍非晶态固体塑性变形、剪切带和断裂等5个方面的典型研究成果,评述其中存在的问题和争议,并简要总结该领域未来值得研究的重大科学问题或关键技术。这5个方面将按照从微观、介观到宏观,从塑性载体、宏观变形到断裂失效这个思路展开。需要指出的是,本文介绍的大部分工作来自非晶合金这类非晶态固体。这主要基于三点考虑:第一,非晶合金涵盖丰富的材料体系,属于典型的粒子无序热体系,在非晶态固体中最具代表性;第二,

以非晶合金为模型材料得到诸多研究结果(概念、模型、机制等)具有广泛的普适性,可发展应用到其他非晶态固体体系;第三,由于兼具玻璃和金属双重属性,关于非晶合金的相关研究争议最突出也最多,值得进行总结和评述。

## 1 塑性载体

非晶态固体塑性变形的最基本载体被称为“剪切转变(shear transformation, ST)”,由Argon<sup>[16]</sup>在1979年提出,描述了在弹性介质约束下粒子以集团模式发生的局域、不可逆剪切重排。一般而言,ST重排主要是由外部载荷驱动,但热涨落在此过程中会起辅助促进作用。图3显示了一种非晶态 $\text{Cu}_{50}\text{Zr}_{50}$ 原子模拟系统在无热剪切变形过程中,一个孤立ST重排事件引起的非仿射位移场,呈现出典型的收缩-膨胀双轴特征。基于非仿射位移场演化,Falk和Langer<sup>[17]</sup>定义了有效表征ST的标杆性参数 $D_{\text{min}}^2$ 。孤立的ST重排可发生在远离屈服的弹性阶段,但在外部激励下会累积或自组装,形成不同时空尺度的塑性事件(plastic event),导致宏观屈服、剪切带失稳,甚至稳态流动。目前关于非晶塑性载体(ST)的研究,主要关注其结构起源<sup>[18~21]</sup>、有效识别或预测<sup>[22~28]</sup>、时空特性<sup>[29~33]</sup>、演化动力学<sup>[34~36]</sup>等方面。

在长程有序的晶格背景中,晶态固体塑性载体(如位错滑移、孪生、晶界扩散等)的结构起源相对容易被识别或预测。但在长程无序的非晶态结构中,预先回答到底哪些粒子能够发生ST,是一个极具挑战性的难题。这一方面源于人们对非晶态拓扑无序结构还未完全解析,另一方面则是由于ST的局域激活本质上具有复杂的非局域效应。事实上,任何基于局域结构的简单参数(如自由体积等)都无法准确或有效预测ST的发生

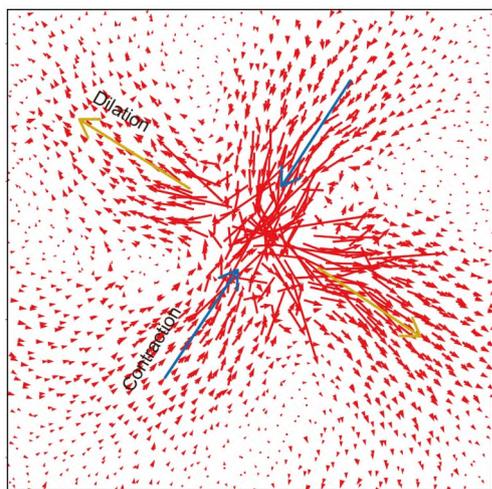


图3 (网络版彩色)非晶态Cu<sub>50</sub>Zr<sub>50</sub>原子模拟系统在无热剪切变形过程中,一个孤立ST事件引起的非仿射位移场  
 Figure 3 (Color online) The nonaffine displacement field induced by an isolated ST event during the athermal shear of an amorphous Cu<sub>50</sub>Zr<sub>50</sub> atomic simulation system

及其时空演化<sup>[19,21,37,38]</sup>.当突破最近邻考虑中程尺度结构时,对ST的预测能力将有所提高<sup>[20,33]</sup>.这种预测还可通过对大量非晶态结构信息的机器学习实现<sup>[39-41]</sup>.其中,代表性的机器学习结构参数有软度(softness)<sup>[39,41]</sup>、结构柔度(structural flexibility)<sup>[40]</sup>等.

此外,人们通过考虑静态非晶态结构或对应PEL的线性小扰动响应量<sup>[22-25,27]</sup>,找到了预测ST的热力学振动路径.该路径的核心思想是通过探测系统在PEL局域盆地的异常振动,提前指示ST的发生.图4(a)给出了非晶态Cu<sub>50</sub>Zr<sub>50</sub>原子模拟系统在无热剪切变形过程中前4个ST事件<sup>[27]</sup>,分别对应4个显著的应力跌落.图4(b)显示了该系统最低的10个振动模式频率随剪应变的演化<sup>[27]</sup>.可以看到,对应于每个ST的发生,总有某个低频模式发生频率呈现由正到负的转变.这种临界转变预示了系统中某一局域势能盆地的消失;通过鞍点分叉失稳,系统从该盆地重排到临近势能较低的盆地,从而完成了一次由应力或应变驱动的ST事件.图4(c)计算了非仿射位移场在各模式矢量场的投影系数<sup>[27]</sup>.可以看到,随着ST的发生,投影系数会趋于1.这意味着,在PEL上ST重排的高维动力学路径与临界模式的振动矢量场方向一致,即可由后者提前指示.尽管如此,图4也展示了振动路径的另一面.很显然,这些指示ST的临界模式是系统PEL对外载响应的动态演化结果.一旦远离ST或在初始未加载状态下,临界模式将无法识别,仅能

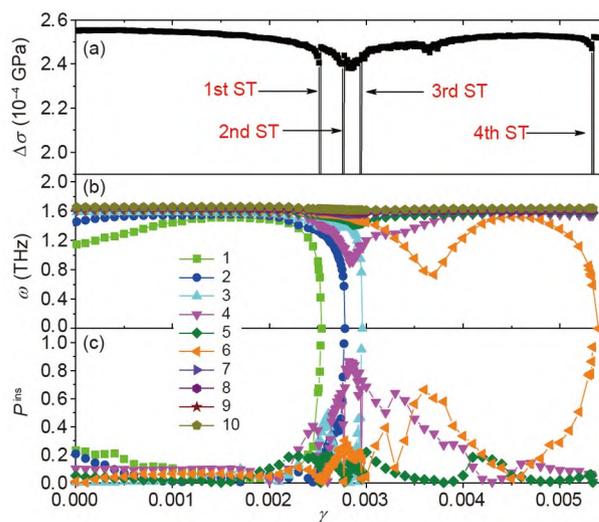


图4 (网络版彩色)非晶态Cu<sub>50</sub>Zr<sub>50</sub>原子模拟系统在无热剪切变形过程中,前4个ST事件与10个低频振动模式的时空关系<sup>[27]</sup>. (a) 应力跌落; (b) 振动模式的特征频率; (c) 非仿射位移场在振动模式的投影系数

Figure 4 (Color online) The spatiotemporal relationship between the first 4 ST events and the lowest-frequency 10 vibrational modes during the athermal shear of an amorphous Cu<sub>50</sub>Zr<sub>50</sub> atomic simulation system<sup>[27]</sup>. (a) Stress drop; (b) frequency of vibrational modes; (c) projection parameter of the nonaffine displacement field onto the modes

在概率上提供发生ST的潜在“软点”<sup>[23,24]</sup>.此外,模式对ST的跨事件预测十分困难.具体而言,对于由多个ST组成的塑性事件,可能存在多个主控模式,而不能由单一模式预测.为了提高预测精度,人们进一步考虑PEL盆地的高阶响应,从而定义计及非简谐效应的非线性振动模式及其衍生参数<sup>[25,42]</sup>.

最后,人们直接求助系统的动力学特性,希望从动力学非均匀角度实现对动态ST的预测<sup>[26,33,37]</sup>.基于动力学的典型缺陷参数包括局部屈服应力<sup>[37]</sup>、局部激活能<sup>[33]</sup>等.其中,局部屈服应力定义为,在远场载荷作用下局部区域发生非仿射变形达到的最高应力,而在此过程中局部区域以外仅发生仿射变形.通过对一种二维L-J非晶态固体的原子尺度模拟,Patinet等人<sup>[37]</sup>发现,塑性事件倾向于发生在局部屈服应力较低的区域.他们还比较了几种典型参数与塑性事件的空间关联.结果显示,局部屈服应力的关联系数最大,即预测能力最高;3种结构参数——势能、短程序和密度最低,而振动参数——低频模式参与度和最小剪切模量介于两者之间.随着塑性事件的累积,所有参数的预测能力都急剧下降,最终趋于一致.

近年来,一些融合了非晶态结构、振动和动力学

属性的组合参数被提出,用于ST及其塑性事件的预测.其中,代表性参数有“柔性体积”<sup>[43]</sup>和“集成玻璃缺陷”<sup>[28]</sup>.前者综合考虑了原子的自由体积结构信息和振动均方位移,而后者则通过构建结构-振动-动力学三维空间并基于机器学习得到.可以发现,在识别/预测非晶塑性基本载体(ST)方面,人们从不同路径出发,取得了一系列重要进展.尽管如此,目前还没有找到一个物理含义明确的普适结构参数能够对各种条件下的ST发生进行有效预测.换句话说,ST的明确结构起源仍不清楚.而基于初始非晶态结构的线性/非线性热力学响应或动力学激活,对塑性事件的长时间预测也十分困难.此外,动力学参数的本征属性也受到质疑,因为它们定义往往依赖于具体的激活条件.对于基于机器学习获得的参数,虽然在统计学意义上预测能力较强,但这些参数的物理含义往往比较模糊,其适用性也受到训练空间的制约.需要指出,除ST之外,一些其他的非晶塑性载体模型被相继提出,比如流动缺陷(flow defect)<sup>[44]</sup>、准点缺陷(quasi-punctual defect)<sup>[45]</sup>、流动单元(flow unit)<sup>[46]</sup>等.这些模型与ST在本质上是自洽一致的,但它们的侧重点有所差异.比如,准点缺陷模型侧重塑性载体的结构起源以及统计热力学描述,而流动单元模型则更关注塑性载体的动力学弛豫特性.

## 2 塑性本构理论

过去几十年,非晶态固体塑性本构理论主要沿着两条不同的路径发展.一条是结构路径,认为非晶态固体仍然遵循缺陷决定塑性这一经典范式,致力于构建非晶塑性与无序结构的动态强关联,以哈佛大学Spaepen<sup>[47]</sup>在1977年建立的自由体积理论为代表.自由体积理论认为,一系列扩散模式的单原子跳跃贡献于宏观塑性变形;同时,在变形过程中考虑由单原子跳跃介导的自由体积动力学.尽管单原子跳跃图像不完全符合实际情况,但该模型提出的非晶塑性与自由体积序参量的协同演化思想得到了进一步发展<sup>[10,48-51]</sup>.另一条是动力学路径,认为宏观非晶塑性是一系列基本动力学事件在时间上演化、在空间上累积的结果,以麻省理工学院Argon<sup>[16]</sup>在1979年建立的剪切转变(ST)理论为代表.在ST理论中,自由体积等结构参量也被引入进来影响ST的激活,但并不随着变形而动态演化.这体现了非晶塑性与初始无序结构的弱相关性.基于ST理论,Falk和Langer<sup>[17]</sup>建立了不考虑ST相互作用的剪切转变区(shear transformation zone, STZ)模型.该模型是ST理

论的平均场版本,并将STZ的数密度作为序参量与变形动力学耦合<sup>[52,53]</sup>.通过与有限元、动力学蒙特卡罗、分子动力学等方法结合,ST理论被进一步发展形成了介尺度<sup>[54,55]</sup>或跨尺度<sup>[56]</sup>模型,以及考虑ST非局部效应的弹塑性模型<sup>[13,57]</sup>或场理论<sup>[58,59]</sup>.

2015年,我们发展了考虑自由体积和ST两种动力学相互耦合的非晶塑性本构模型<sup>[60]</sup>.两者的耦合主要体现在:(1)除了外部载荷和热涨落外,ST的激活还依赖自由体积;自由体积为ST激活提供构型几率或熵贡献,从而间接贡献宏观塑性.(2)自由体积动力学由ST介导,而不是通过单原子跳跃实现;自由体积的产生源于ST固有的剪胀效应,同时自由体积也可在热涨落作用下通过ST湮灭.

该模型建立在ST的平均场理论即STZ模型基础上,用于描述非晶态固体的均匀塑性变形,其中弹性变形服从胡克定律.在简单剪切模式下,无量纲形式的控制方程包括:

应力-应变(率)关系

$$\dot{\sigma} = \varepsilon_0 G (\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}^{\text{pl}}), \quad (1)$$

塑性应变率

$$\dot{\varepsilon}^{\text{pl}} = \exp\left[-\frac{1}{\zeta}\right] \exp\left[E_A \left(1 - \frac{1}{T}\right)\right] \left[\Delta \sinh\left(\frac{\sigma}{T}\right) - \Delta \cosh\left(\frac{\sigma}{T}\right)\right], \quad (2)$$

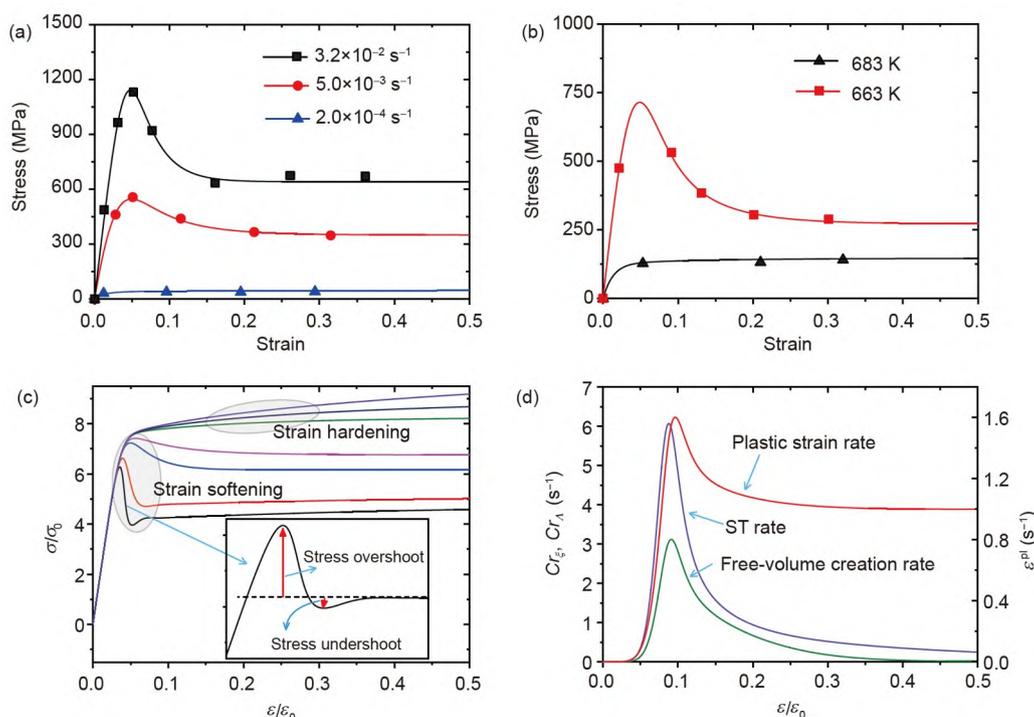
ST动力学

$$\begin{cases} \dot{\Delta} = 2\dot{\varepsilon}^{\text{pl}} - \phi |\sigma \dot{\varepsilon}^{\text{pl}}| \Delta, \\ \dot{\Delta} = \phi |\sigma \dot{\varepsilon}^{\text{pl}}| (1 - \Delta), \end{cases} \quad (3)$$

自由体积动力学

$$\dot{\zeta} = D_{\text{ia}} |\sigma \dot{\varepsilon}^{\text{pl}}| - \phi \exp\left[-\frac{1}{\zeta}\right] \exp\left[E_A \left(1 - \frac{1}{T}\right)\right], \quad (4)$$

式中, $\sigma$ 是剪切应力, $\varepsilon$ 是剪切应变, $\varepsilon_0$ 是参考应变, $G$ 是剪切模量, $\zeta$ 是自由体积浓度, $E_A$ 是ST的热激活能, $T$ 是温度, $\Delta$ 和 $\Delta$ 分别是ST激活前后的数密度之和与之差, $\phi$ 是ST动力学与塑性功率的比例系数, $D_{\text{ia}}$ 是剪胀系数, $\phi$ 是与自由体积湮灭相关的比例系数.由于内在统一了自由体积和ST两种经典理论,上述耦合模型能够定量描述或预测非晶态固体多种弹塑性变形行为,如图5(a),(b)所示的应变率效应和温度效应,图5(c)所示的应变硬化和应变软化,以及非晶态固体特有的应力过冲(stress overshoot)和下冲(undershoot)行为.值得一提的是,这是目前唯一能同时复现应力过冲和下冲的非晶塑性



**图 5** (网络版彩色)考虑自由体积和ST相互耦合的非晶塑性本构模型<sup>[60]</sup>. (a), (b) 应变率效应和温度效应, 其中离散点是实验数据; (c) 应变硬化和应变软化行为, 其中某些应变软化前后出现应力过冲和下冲; (d) 3种速率过程随着应变的动态演化  
**Figure 5** (Color online) Constitutive model of amorphous plasticity considering the interplay coupling between free volume and ST<sup>[60]</sup>. (a), (b) Strain-rate and temperature effects, and the scatter symbols are the experimental data; (c) strain hardening and strain softening, and stress overshoot and undershoot can be observed with strain softening; (d) dynamic evolution of three rate processes with shear strain

本构模型<sup>[61,62]</sup>. 基于控制方程(1)~(4), 图5(d)显示了塑性应变、ST和自由体积产生3种速率过程随着加载应变的动态演化. 可以看到, ST产生最早启动并达到峰值, 紧随其后的是塑性应变产生, 最后是自由体积产生. 这个结果表明, 非晶塑性屈服由剪切转变动力学主控, 而屈服后的流动行为则由自由体积动力学主控. 此外, 通过联立求解模型(方程(1)~(4))的阻塞(jammed)态和流动态, 可得到屈服强度的理论解析表达. 这也是衡量本构模型是否适用非晶态固体的标志之一, 体现了非晶塑性屈服的重要特征, 即可由系统动力学内在演化而自发涌现.

最近, 我们围绕自由体积与ST的时空关系开展了多方面的实验研究. 首先, 以硬球胶体玻璃为模型非晶态固体<sup>[18]</sup>, 研究了颗粒集团发生局域ST过程中的自由体积动力学. 实验结果与本构模型预测的ST介导自由体积动力学行为完全一致. 更重要的发现是, ST的发生虽然与当地区域的初始自由体积关系不大, 但与该区域的体胀能力, 即自由体积的产生能力密切相关. 实际上, 局部区域自由体积的显著产生是该区域发生ST

的先决条件. 在变形过程中发生ST的颗粒与那些具有高体胀能力的颗粒在空间上高度相关. 进一步, 针对一种典型锆基非晶合金的单轴压缩弹塑性变形, 开展了同步辐射X射线衍射研究<sup>[63]</sup>. 结果显示, 承担宏观变形的局域原子ST重排主要发生在第2近邻左子峰到第4近邻之间, 但其中第2近邻右子峰的原子在宏观屈服前表现出局域体胀行为. 这些结果再次证实了ST与体胀的密切关系, 也揭示了两者在非晶态原子系统中的结构图像. 此外, 基于轻气炮装置的双靶板自卸载技术, 实现了对锆基非晶合金在冲击压缩至不同变形阶段的“冻结”<sup>[64]</sup>. 通过对这些变形样品的结构和热力学表征, 发现ST的特征尺度与结构弛豫焓(线性正比于自由体积)呈现正相关性, 表明这些样品具有从原子到纳米尺度的结构无序.

如图2所示, 非晶态固体系统在时间尺度上可分解为振子系统(快)和构型子系统(慢). 这一快一慢两个子系统虽然各自处于热力学(准)平衡, 但它们之间处于能量上弱交换的非平衡状态, 从而可构筑双温(two-temperature)热力学模型<sup>[65,66]</sup>. 这里的双温是指热力学

温度和构型(有效)温度,分别表征了振动和构型子系统的自由度.从两个子系统的热力学第一定律和第二定律出发,并结合变形动力学,可建立非晶态固体的双温本构模型<sup>[67]</sup>.在该模型框架下,还可以在构型子系统进一步考虑描述ST塑性事件动态演化的内变量(如数密度、取向等).需要指出的是,双温本构模型在本质上有别于变形(构型)与热的耦合本构模型,因为后者不考虑振动和构型之间由于非平衡导致的能量交换.在等温或无热条件下建立在构型空间的本构模型,实际上是将非晶态固体在振动时间尺度作了平均化近似或仅考虑其固有结构.近年来,非晶态固体本构模型正朝着多时空尺度<sup>[54~56]</sup>、多过程<sup>[49,60,68]</sup>、非平衡<sup>[67]</sup>、非局部<sup>[13,57~59]</sup>、有限变形<sup>[48,50,51,69]</sup>等方向发展,但往往只能抓住其中一个或部分特征.一个物理上自洽、能够全面描述非晶态固体变形的普适本构模型还亟待发展或建立.

### 3 蠕变与应力松弛

蠕变或应力松弛是指固体在低于宏观屈服的载荷(应力或应变)瞬态作用下,其力学响应(应变或应力)的长时间演化行为.这是一种典型的激活-弛豫技术,为探究非晶态固体的复杂弛豫动力学过程提供了重要窗口,同时也助于理解滞弹性、黏性等与时间相关的非晶变形行为<sup>[70~74]</sup>.

图6(a)显示了非晶态固体的典型蠕变曲线,即在恒定应力载荷作用下,应变响应随时间的演化.蠕变应变演化通常呈现3阶段行为:主蠕变(I)、稳态蠕变(II)和蠕变发散(III).Castellanos和Zaiser<sup>[70]</sup>通过发展ST随机激活的介尺度模型重现了这一典型蠕变行为;并且发现,宏观上的3阶段蠕变源于ST的随机激活在空间上从均匀到逐渐局部化的动态转变.值得注意的是,对于给定的非晶态系统,第II阶段的稳态蠕变强烈依赖于施加的载荷幅值和环境温度<sup>[51,71]</sup>.事实上,非晶态固体的蠕变是十分复杂的动力学过程,既涉及应力驱动的ST激活<sup>[72]</sup>,也包含原子尺度的自由体积动力学<sup>[51]</sup>.在低应力/高温条件下,蠕变的主控机制是单原子热扩散导致的结构弛豫;而在高应力/低温条件下,蠕变的主控机制是应力驱动ST导致的结构无序.两种机制的分界可由一个温度依赖的临界应力表征.通常,高于临界应力的蠕变加载是实现非晶态结构年轻化的重要手段之一<sup>[72]</sup>.最近,我们针对一种Zr基非晶合金开展了一系列热力耦合的蠕变实验<sup>[75]</sup>,发现控制稳态蠕变的临界应

力在数值上与系统的稳态流动应力十分接近.基于之前发展的自由体积-ST耦合本构模型<sup>[60]</sup>,揭示出这个临界应力恰好对应于ST介导的自由体积动力学(即产生和湮灭)达到动态平衡.

在恒定应变作用下,非晶态固体的应力松弛行为通常可用经验的Kohlrausch-Williams-Watts(KWW)方程进行描述:

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right] + \sigma_r, \quad (5)$$

式中, $\sigma_0$ 是初始应力, $\sigma_r$ 是长时间松弛至平衡状态的参考应力, $\tau$ 是特征弛豫时间, $\beta < 1$ 是反映动力学非均匀程度的拉伸(stretched)指数.Li等人<sup>[73]</sup>通过拟合一种锆基非晶合金在不同温度下的应力松弛曲线,得到了两个KWW参数( $\tau$ 和 $\beta$ )随温度的变化.他们发现,系统的弛豫时间 $\tau$ 随着温度升高单调下降,但拉伸指数 $\beta$ 呈现先下降后上升的非单调行为. $\tau$ 的单调下降行为可以理解为非晶态系统由固体向液体的不可逆转变,由此导致系统特征弛豫过程的加快.但 $\beta$ 的非单调行为表明,这种固-液转变动力学过程在空间上是非均匀的,且随温度变化是非单调的.基于激活能谱模型分析,他们认为,动力学非均匀的最大点(即 $\beta$ 的极小值)对应于多层级的类固体区和类液体区在三维空间的复杂分布;而当类固体区或类液体区占主导时,动力学非均匀程度降低(即 $\beta$ 在高、低温端数值较大).

进一步的研究发现,非晶合金的应力松弛随温度降低表现出从单一指数衰减到2阶段衰减的转变<sup>[74,76]</sup>.图6(b)是一种长时间退火的锆基非晶合金在不同温度时的应力松弛曲线<sup>[74]</sup>.可以看到,应力松弛在 $T_g$ 附近服从单一指数衰减,可用标准的拉伸型( $\beta < 1$ )KWW方程(5)拟合;但是随着温度降低,应力松弛表现出显著的2阶段衰减行为.具体而言,在短时间尺度、高应力水平时,松弛由快弛豫过程主控,而在长时间尺度、低应力水平时,由慢弛豫过程主控.前者导致压缩型(compressed)KWW指数 $\beta > 1$ ,后者仍然表现为拉伸型( $\beta < 1$ )应力衰减.这种由快慢弛豫过程竞争导致的2阶段应力松弛可用修正的双KWW方程进行描述<sup>[74]</sup>:

$$\frac{\sigma(t)}{\sigma_0} = A \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^{\beta_1}\right] + (1-A) \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)^{\beta_2}\right], \quad (6)$$

式中,等号右边第一和第二项分别表征快慢两个松弛

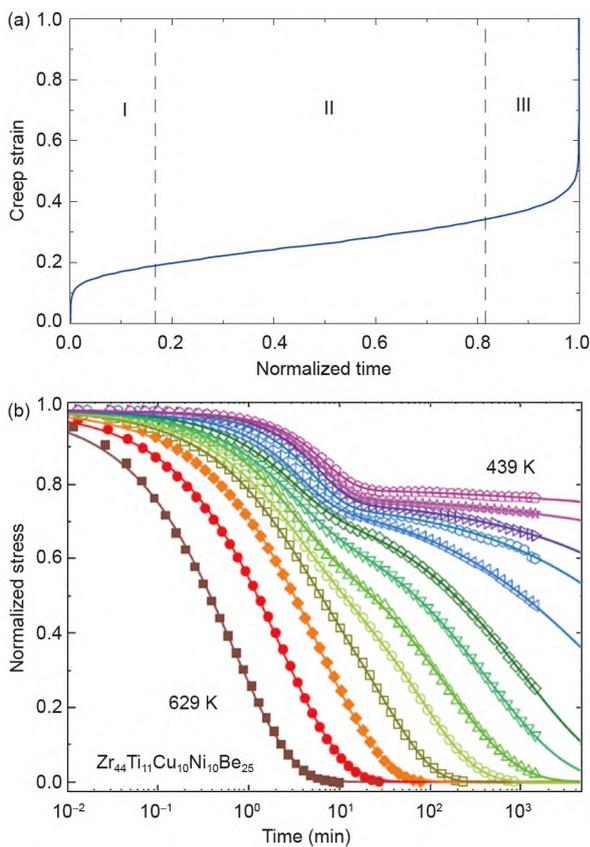


图6 (网络版彩色)非晶态固体的典型蠕变(a)<sup>[70]</sup>和应力松弛行为(b)<sup>[74]</sup>  
 Figure 6 (Color online) Typical creep (a)<sup>[70]</sup> and stress relaxation (b)<sup>[74]</sup> behaviors of amorphous solids

过程, 因此有 $\tau_1 < \tau_2$ ,  $\beta_1 > 1$ ,  $\beta_2 < 1$ ;  $A$ 和 $1-A$ 给出了两个松弛过程的应力分配. 热力耦合作用下应力松弛快慢模式的发现, 将非晶态玻璃的动力学弛豫解耦行为从 $T_g$ 温度以上拓展到了 $T_g$ 以下. 高温玻璃形成液体的动力学可解耦为粒子在最近邻“笼子”中的振动以及逃离笼子的重排. 随着温度降低至某临界点 $T_c$ , 粒子重排解耦为短程尺度的局域快弛豫即 $\beta$ 弛豫或Johari-Goldstein弛豫<sup>[4]</sup>, 以及长程尺度的全域慢弛豫即 $\alpha$ 弛豫. 前者可“存活”至 $T_g$ 以下, 而后者在 $T_g$ 处被完全“冻结”.  $T_g$ 以下的金属玻璃固体在应力松弛下表现出一种新的动力学弛豫解耦行为, 即应力驱动的快速事件和热激活的慢事件. 研究表明<sup>[76]</sup>, 快事件是由应力驱动的局域原子重排, 而慢事件是由快事件滤渗引起的长程原子扩散, 两种动力学事件综合控制着非晶态固体的应力松弛过程.

我们注意到, 这种应力驱动快事件和热激活慢事件的竞争甚至发生在一些非晶合金的物理老化过程中.

基于密度关联的X射线光子关联谱分析发现<sup>[77,78]</sup>, 对于具有高内应力、 $T_g$ 以下玻璃态结构, 其老化动力学由一系列微坍塌事件(即应力驱动、弹道模式的粒子协同运动)主控; 在宏观上表现为密度关联函数的衰减服从压缩型KWW方程( $\beta > 1$ ). 而对于 $T_g$ 以上的过冷液态, 其老化动力学弛豫仍然由热激活扩散事件主控, 表现为拉伸型( $\beta < 1$ )指数衰减. 这些结果表明, 快弛豫事件除了可由外部载荷直接驱动外, 还可通过玻璃结构中存储的内应力释放驱动. 通过对蠕变或应力松弛的研究, 可以看到非晶态固体的动力学行为在空间上具有显著的非均匀特征, 并且存在应力驱动快事件和热激活慢事件两个基本元过程. 但快、慢事件在两种加载模式下的激活是不一样的, 精细的微观图像还缺乏直接的实验证据. 目前的理论模型或本构, 无论是唯象的还是基于一定物理图像建立的, 还未实现对非晶蠕变和应力松弛的统一描述.

#### 4 塑性局部化剪切带

剪切带是一类在自然和工程领域广泛存在的塑性变形局部化失稳现象. 本质上, 具有特征尺度的剪切带是一种远离平衡态的准定态耗散结构, 其涌现与演化是多时空、多过程耦合的高度非线性过程. 关于剪切带的原型, 最早可追溯到19世纪中叶Tresca在金属锻造过程中对“热线(heat lines)”的观察. 之后历经100多年的研究, 在剪切带物理机制、理论描述、工程应用等方面均取得了丰硕的成果<sup>[11,12,79-87]</sup>. 依赖于内部的耗散过程和外部的加载条件, 剪切带现象可发生在不同的时空尺度, 呈现出多种多样的结构和动力学特征. 尽管如此, 各类剪切带总可归属为两种不同的物理起源: 一种是起源于塑性功热耗散在空间上的非均匀性, 即所谓的绝热软化机制<sup>[81]</sup>; 另一种则归因于某种结构软化机制, 如晶粒旋转<sup>[88]</sup>、塑性冷功(动态再结晶)<sup>[89]</sup>、剪胀<sup>[90]</sup>、应变梯度效应<sup>[91]</sup>等. 这两种不同的剪切带机制在非晶合金中却一直备受争议<sup>[92]</sup>, 热软化和结构软化在非晶合金剪切带形成过程中都呈现出各自的证据.

为了澄清非晶合金剪切带到底起源于热或结构软化, 我们通过发展变形“冻结”、实时在位观测等实验技术, 对非晶合金在压缩、拉伸、剪切、弯曲等静动态加载模式下的剪切带行为(图7)开展了系统的研究<sup>[93-96]</sup>, 发现应变率、自由体积和温度是影响剪切带形成的主要因素. 基于实验结果, 最早建立了表征非晶

合金自由体积-热-黏塑性剪切流动的统一理论框架<sup>[49,97]</sup>。通过摄动分析,得到了具有明确物理内涵的剪切失稳判据以及特征的时间和空间尺度,揭示出非晶合金剪切带失稳是一个受热影响的自由体积聚集和扩散相互竞争的过程。通过定义自由体积失稳因子和热失稳因子,发现在剪切带失稳前自由体积结构软化和热软化是一个互相促进的过程。与热软化相比,自由体积结构软化更容易且更快导致剪切带失稳,在耦合软化过程中起主控作用(图8(a))。热力耦合的剪切带分析揭示,局部温升是自由体积结构软化剪切带形成的结果(图8(b));绝热软化作为耦合的二次效应,在高应变率时对剪切带失稳起辅助促进作用。该结构软化主控的非晶合金剪切带机制得到了直接的实验<sup>[98]</sup>以及原子尺度模拟证实<sup>[99]</sup>,相关结果复现了上述理论发现。

我们进一步对非晶合金剪切带形成后的扩展演化机制开展了研究<sup>[96,100]</sup>,通过发展非晶合金自由体积-压力敏感本构,建立了自由体积-动量-能量多过程耦合的多重剪切带协同演化理论模型,得到了间距、错动位移和临界应变等剪切带特征量的解析表达。分析表明,动量扩散和自由体积扩散的动态平衡决定了剪切带演化过程中的临界耗散能。基于这个临界能,引入了剪切

带韧性(shear-band toughness)概念,可用于表征不同非晶合金体系对剪切带扩展的敏感性。此外,构建了剪切带形核与扩展的能量耗散竞争图谱,很好地阐释了非晶合金多重剪切带的尺寸效应:当样品尺寸小于特征临界尺寸时,剪切带形核耗散能小于扩展所需能量,剪切带由形核主控呈现多重化;反之,剪切带倾向于扩展而形成单一主控模式。

原子尺度模拟揭示<sup>[35,36,101]</sup>,结构软化的非晶合金剪切带实际上是通过一系列剪切转变ST事件自组装形成的,且相邻的两个ST之间会形成在湍流中常见的涡(vortex)结构。这种涡结构内部旋转剧烈,但位移最小,而外部则正好相反。研究发现<sup>[101]</sup>,ST可以通过两种模式自组装形成剪切带:一种是ST沿着主应力方向均匀形成,最后通过滤渗形成同时滑移模式的剪切带;另一种是ST首先形成于样品表面,随后沿着主应力方向逐渐激活其他ST,最终以裂纹扩展模式形成剪切带。这两种剪切带形成模式在之前的实验中也被发现<sup>[100,102]</sup>。剪切带的ST自组装过程在实验上表现为带内密度或自由体积的正负周期涨落<sup>[103]</sup>,也可通过Eshelby夹杂理论进行复现<sup>[104]</sup>。最近,我们通过胶体玻璃实验,研究了剪切带形成过程中自由体积局部聚集效应和ST非局部效应

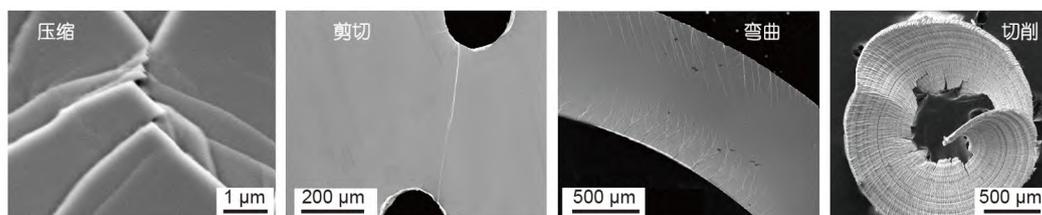


图7 在各种加载模式下非晶合金的剪切带行为

Figure 7 Shear-banding behaviors of amorphous alloys under different loading modes

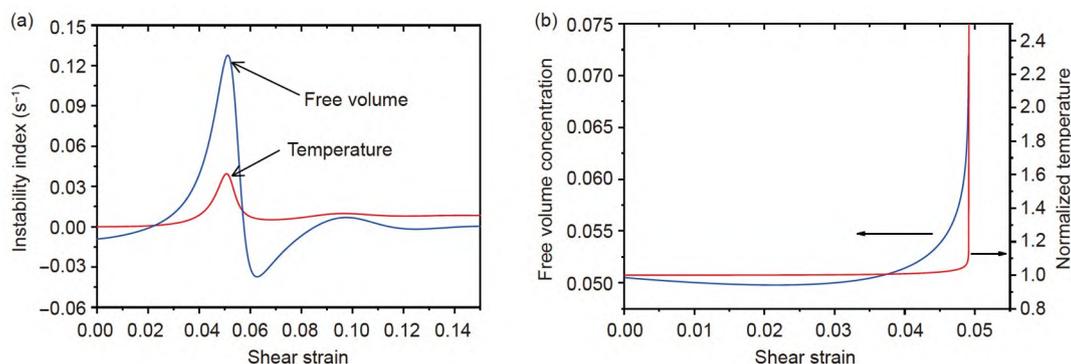


图8 (网络版彩色)非晶合金剪切带形成机制。(a) 自由体积失稳因子和热失稳因子的演化;(b) 剪切带内自由体积演化和局部温升

Figure 8 (Color online) Formation mechanism of shear-banding in amorphous alloys. (a) Evolution of free volume instability index and thermal instability index; (b) local free volume creation and temperature rise in shear band

的因果关系。基于粒子尺度剪切应变和自由体积的空间关联分析,发现只有当ST产生的自由体积局限在其弹性剪切场范围内,这些ST才能具备显著的非局部相互作用,从而有机会自组装形成剪切带。基于该机制,我们曾成功预测了非晶合金剪切带特征厚度<sup>[105]</sup>以及带内自由体积含量<sup>[106]</sup>;理论预测与实验结果具有很好的一致性<sup>[107]</sup>,从物理原理上阐明了为什么同样是金属,非晶合金剪切带厚度(纳米量级)显著窄于晶态合金热塑剪切带厚度(微米量级)的大量观测事实。这是因为前者由一系列ST介导的自由体积产生和扩散的动态平衡决定,作为一类物质扩散,它显著慢于控制后者的能量/热扩散。

### 5 断裂机制与失效准则

非晶合金兼具玻璃和金属双重属性,这类非晶态固体的断裂在本征上到底是韧/塑性还是脆性一直没有明确的答案。比如, Mg基或Fe基非晶合金的断裂韧性与理想脆性玻璃的相当,但断裂面上却呈现出纳米尺度的韧窝或条痕结构<sup>[108]</sup>;而一些Pd基或Zr基非晶合金可与高强韧钢媲美<sup>[109,110]</sup>,但几乎没有拉伸延性。此外,非晶合金的断裂模式表现出从剪切主控到拉伸主控的多样性、显著的压力或正应力敏感性以及拉压不对称性。关于非晶合金断裂,较为全面的介绍可参阅之前的综述<sup>[111,112]</sup>。本节将从3个不同空间尺度概述非晶合金断裂的典型研究进展,且这里不涉及疲劳断裂<sup>[113]</sup>。

首先是裂纹尖端的原子集团尺度,即非晶合金在断裂过程中裂尖原子集团如何运动?为了回答这个根本性问题,我们针对典型非晶合金体系,开展了一系列不同应变率、不同温度和不同加载模式下的断裂力学实验<sup>[31,114,115]</sup>。基于实验观测和理论分析发现,当裂尖半径大于塑性流动弯月失稳的临界波长时,将发生剪切

带诱导的本征塑性断裂;反之,裂纹扩展由纳米尺度的孔洞化引导,表现出准脆性特征。微观上提出了一种新的原子集团运动模式,即拉伸转变区(tension transformation zone, TTZ),作为准脆性断裂的基本元过程。第4节提到剪切带的基本元过程是ST或STZ事件,描述了偏应力作用下原子集团的剪切运动(图9(a)),而TTZ则描述了静水拉应力作用下体胀主控的原子集团运动(图9(b))。非晶合金断裂能耗散取决于裂尖STZ和TTZ两个耦合元过程的固有竞争。研究发现,动态的I型裂纹、显著的剪胀效应、低温环境、自由体积减小等都有利于TTZ模式的激活<sup>[31,115,116]</sup>。原子集团TTZ模式诱导的脆性断裂得到原子尺度模拟的证实<sup>[117]</sup>,TTZ可以理解为孔洞成核或脆性孔洞化的基本过程。在STZ和TTZ竞争框架下,非晶合金的动态断裂不稳定、韧脆转变、泊松比准则、纳米周期条痕断裂形貌等都有了相对清晰的物理图像<sup>[112]</sup>。

其次是断裂过程区尺度,即如何表征裂纹尖端场(应力或应变)以及塑性区的尺寸与形状?一系列的实验与数值模拟工作致力于理解和表征非晶合金的裂尖场及其断裂韧性<sup>[111,112]</sup>。其中,实验研究主要集中在断裂韧性的测量以及预制裂纹、应力状态、断裂模式等对断裂韧性的影响;而数值模拟工作则基于Anand-Su发展的非晶合金黏弹塑性有限变形本构<sup>[48]</sup>,开展多种断裂模式下裂尖场的有限元模拟,着重考察了内摩擦系数、泊松比、裂尖半径等参数的影响。尽管如此,上述研究主要是针对韧性断裂问题,即裂尖以钝化为主,裂尖塑性区由剪切带主控。基于非晶塑性STZ本构模型并采用欧拉有限差分先进算法,Rycroft和Bouchbinder<sup>[118]</sup>数值分析了弛豫老化对非晶合金断裂塑性区以及断裂韧性的影响。他们的数值模型不仅能重现由均匀塑性变形或剪切带诱导的韧性断裂,还能给出由孔

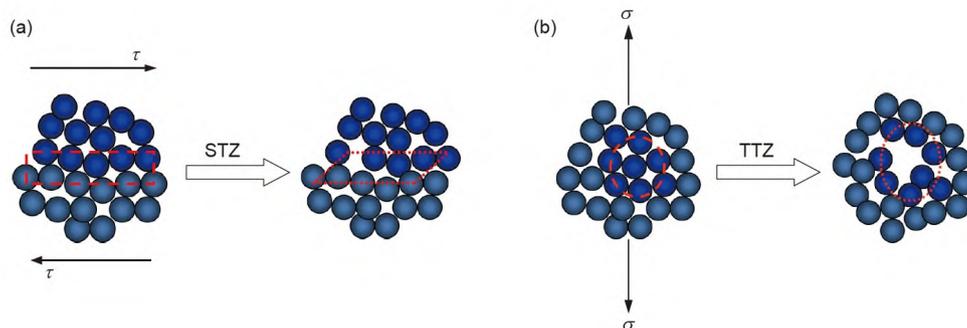


图9 (网络版彩色)原子集团运动模式。(a) 剪切转变区;(b) 拉伸转变区

Figure 9 (Color online) Atomic group operation modes. (a) Shear transformation zone (STZ); (b) tension transformation zone (TTZ)

洞成核(TTZ)、连接导致的脆性裂纹扩展. 在理论方面, 我们开展了对非晶合金裂尖塑性区的深入研究<sup>[119]</sup>, 考虑了剪胀效应和有序结构演化对塑性区的影响. 结合 $J$ 积分和滑移线场分析, 得到了平面应变条件下I型裂纹塑性区解析解, 并定义了一个无量纲因子 $\vartheta$ 用于表征塑性区的形状:

$$\vartheta = \frac{R_x}{R_{\max}}, \quad (7)$$

式中,  $R_x$ 是塑性区沿裂纹路径方向的半径,  $R_{\max}$ 是塑性区的最大半径即从裂尖到弹塑性边界的最长距离. 研究发现, STZ介导的塑性流动主要沿着 $R_{\max}$ 方向, 从而发生剪切模式的韧性断裂; 而TTZ模式的孔洞化失稳主要沿着 $R_x$ 方向, 导致I型脆性断裂的发生. 为此, 可在剪胀和泊松比( $\beta - \nu$ )空间构建 $\vartheta$ 等高线对断裂韧脆转变进行预测. 当 $\vartheta$ 较小时(泊松比较大、剪胀效应较弱), 塑性区形状显得比较“苗条”( $R_{\max} \gg R_x$ ), 有利于韧性裂纹的钝化而不易扩展; 而当 $\vartheta$ 较大时(泊松比较小、剪胀效应显著), 塑性区比较“丰满”( $R_{\max} \approx R_x$ ), 则有利于尖锐裂纹的脆性扩展. 这些断裂过程区的研究结果从介观尺度很好地联系了非晶合金断裂的原子机制和宏观实验观测.

最后是在连续介质尺度对非晶合金的宏观断裂行为进行精确描述, 即建立定量的断裂失效准则(failure criterion). 前文提到非晶合金的断裂具有显著的正应力或压力敏感性, 因此经典的Tresca准则、von Mises准则等不再适用. Mohr-Coulomb准则虽然被广泛应用于非晶合金<sup>[111]</sup>, 但也存在明显的缺陷: 一是只能预测断裂角对 $45^\circ$ 的对称偏离; 二是预测的拉压强度差异偏大; 三是对拉伸和压缩断裂无法统一描述. Drucker-Prager准则和Zienkiewicz-Pande准则作为Mohr-Coulomb准则的光滑近似或改进, 还未见在非晶合金中应用. 2005年, Zhang和Eckert<sup>[120]</sup>提出了一个新的失效准则用于统一描述非晶合金的拉伸断裂行为. 该统一拉伸断裂准则在剪应力 $\tau$ -正应力 $\sigma$ 空间可表示为在拉伸侧的半个椭圆:

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2 + \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2 \geq 1, \quad (8)$$

式中,  $\sigma_0$ 和 $\tau_0$ 分别为材料断裂的临界正应力和临界剪应力, 两者之比 $\alpha = \tau_0/\sigma_0$ 决定了非晶合金在拉伸时如何断裂. 当 $\alpha \rightarrow 0$ 时, 该椭圆准则近似于Tresca准则, 断裂

角 $\theta_T$ 接近 $45^\circ$ ; 当 $\alpha \geq \sqrt{2}/2$ 时, 转化为最大拉应力准则,  $\theta_T = 90^\circ$ ; 当 $0 < \alpha < \sqrt{2}/2$ 时, 该准则可代替Mohr-Coulomb准则以及von Mises准则, 预测的断裂角 $45^\circ < \theta_T < 90^\circ$ .

为了对非晶合金在拉伸、压缩、剪切等模式下的断裂行为进行统一描述, 我们从原子集团STZ和TTZ竞争机制出发, 通过建立虚拟黏聚面模型, 推导得到了一个偏心椭圆准则<sup>[121]</sup>:

$$\left(\frac{\sigma}{\bar{\sigma}_0} + \beta\right)^2 + \left(\frac{\tau}{\alpha\bar{\sigma}_0}\right)^2 \geq 1, \quad (9)$$

式中,  $\bar{\sigma}_0 = (\sigma_{\max}^T + \sigma_f^C)/2$ ,  $\beta = (\sigma_f^C - \sigma_{\max}^T)/(\sigma_f^C + \sigma_{\max}^T)$ ,  $\alpha = \bar{\tau}_0/\bar{\sigma}_0$ 分别对应椭圆的长半轴、偏心率和椭圆率; 这里 $\sigma_{\max}^T$ 是理想拉伸强度,  $\sigma_f^C$ 是虚构的理想压缩强度,  $\bar{\tau}_0$ 是广义理想剪切强度, 对应椭圆的短半轴; 当 $\beta = 0$ 时,  $\sigma_{\max}^T$ 和 $\bar{\tau}_0$ 分别为准则(8)中的 $\sigma_0$ 和 $\tau_0$ . 因此, 物理上 $\alpha$ 表征了非晶合金的内摩擦系数, 而 $\beta$ 则是拉压强度差异系数. 图10(a)给出了在 $\tau$ - $\sigma$ 空间上准则(9)表示的偏心椭圆包络线以及在单轴拉伸“1”和单轴压缩“2”载荷下发生剪切断裂的情形. 实际上, 依赖于 $\alpha$ 和 $\beta$ 这两个材料参数, 可构建以断裂角为等高线的非晶合金断裂失效图谱(图10(b)), 从而定量预测4种典型的断裂模式, 即单轴拉伸载荷下剪切断裂“I”( $45^\circ < \theta^T < 90^\circ$ )和正断“II”( $\theta^T \approx 90^\circ$ )、单轴压缩载荷下剪切断裂“III”( $0^\circ < \theta^C < 45^\circ$ )和劈裂“IV”( $\theta^C \rightarrow 0^\circ$ ). 此外,  $\alpha = \sqrt{(1-\beta)/2}$ 对应拉伸正断, 因此是断裂韧脆转变的分界线; 当 $\beta = 0$ 时,  $\alpha = \sqrt{2}/2$ , 与拉伸椭圆准则(8)得到的韧脆转变线一致. 最近, Yu和Wang<sup>[122]</sup>在应变空间上建立了广义的Mohr-Coulomb应变失效准则, 实现了对复杂压缩载荷下非晶合金塑性断裂的定量预测.

## 6 结语

固体力学、材料学、凝聚态物理等领域的经典理论主要是基于对有序晶态物质的研究而建立起来的, 从而无法直接应用于非晶态物质. 理解非晶态物质及其物理、力学性能是当代最具挑战性也是最有魅力的科学难题. “玻璃态(或非晶态)物质的本质是什么”入选*Science*杂志在创刊125周年之际发布的最前沿的125个科学问题. 回顾历史, 至少有6次诺贝尔奖颁给了与非

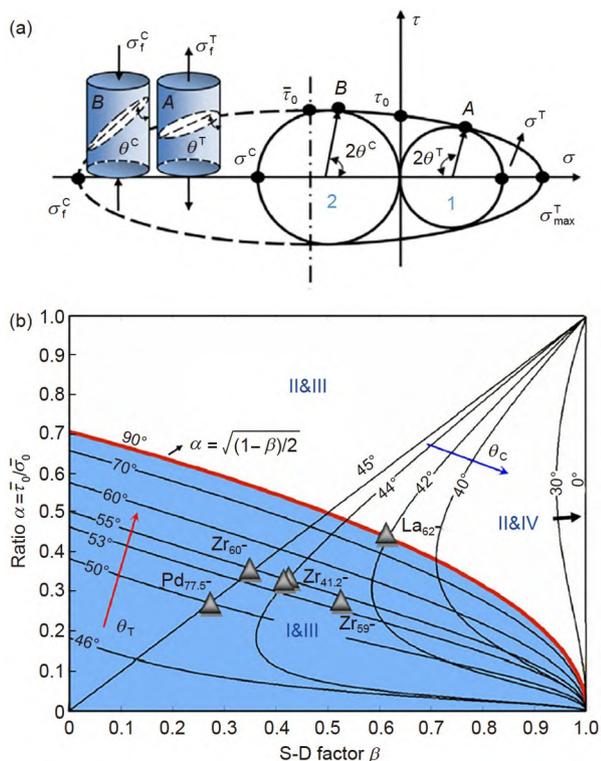


图 10 (网络版彩色)非晶合金统一断裂失效准则<sup>[121]</sup>。(a) 偏心椭圆失效包络线显示拉伸和压缩条件下剪切断裂模式；(b) 在 $\alpha$ - $\beta$ 空间构建断裂失效图谱，其中等高线是断裂角，离散点是实验数据，红线是韧脆转变分界线： $\alpha = \sqrt{(1-\beta)/2}$

Figure 10 (Color online) Unified criterion for fracture failures of amorphous alloys<sup>[121]</sup>. (a) Eccentric ellipse failure envelope showing shear failures under both tension and compression; (b) failure map in the  $\alpha$ - $\beta$  space, where the isolines are fracture angles, the scatter symbols are experimental data, and the red line denotes the ductile-to-brittle boundary:  $\alpha = \sqrt{(1-\beta)/2}$

晶态物质或无序体系相关的研究工作。比如，2021年度诺贝尔物理学奖一半颁给了意大利理论物理学家Giorgio Parisi，表彰他“发现了从原子到行星尺度的物理系统中无序与涨落的相互作用”。他以非晶态固体为典型复杂无序系统，研究了长程结构关联<sup>[123]</sup>、低频振动

“玻色峰”<sup>[124]</sup>、剪切带与屈服的关系<sup>[125]</sup>等问题。

尽管如此，关于非晶态物质的研究在不同领域的发展是不均衡的，关注点也各有侧重。非晶态物质在材料学领域处于研究前沿，并被非晶合金推向高潮，主要致力于先进非晶态材料的制备，寻找工艺-结构-性能的定量关系。非晶态物质在凝聚态物理、统计物理等领域也始终占有一席之地，无序结构、玻璃态转变、热力学和动力学奇异性等是这些领域的研究重点。可喜的是，近年来非晶态物质逐渐得到力学领域学者的关注，在非晶态固体强度与破坏、非晶态材料强韧化、高能激光与非晶合金相互作用等方面取得了重要进展<sup>[15,83,87,126-130]</sup>。但非晶态固体力学的进一步发展，一方面需要汲取材料、物理等领域的最新研究成果，另一方面需要突破力学领域内相关分支学科的界限。

本文通过典型个例的方式，仅对非晶态固体力学研究的几个代表性方向进行了概述。可以发现，相关研究是开放的，还在不断发展，一些观点、方法、路径等还存在很大争议，远没有形成被普遍认可的理论体系。与此同时，不同领域对非晶态固体力学的长期研究似乎来到了孕育重大突破的前夕。我们认为，力学领域的学者应该抓住这次机遇，围绕非晶态固体力学，开展以下重大科学问题或关键技术研究(但不限于)：(1) 基于先进电子显微镜、光源等的非晶塑性载体高时空分辨探测技术；(2) 无序体系振动与重排的时空关系；(3) 非晶态固体弹性涨落与关联；(4) 考虑多过程、非平衡的非晶态固体跨尺度本构理论；(5) 非晶态固体的极端力学响应，包括动态冲击、激光辐照、长历时流变、超高周疲劳等；(6) 基于拓扑无序调控的材料强韧化技术；(7) 非晶态结构老化、年轻化与记忆效应；(8) 基于非晶态材料的高效毁伤与防护技术。这些研究将丰富和发展固体力学的理论体系，促进技术变革，也必将回馈材料科学、物理学等领域，推动多领域的交叉融合发展。

## 参考文献

- 1 Klement W, Willens R H, Duwez P. Non-crystalline structure in solidified gold-silicon alloys. *Nature*, 1960, 187: 869-870
- 2 Jenniskens P, Blake D F. Structural transitions in amorphous water ice and astrophysical implications. *Science*, 1994, 265: 753-756
- 3 Stillinger F H. A topographic view of supercooled liquids and glass formation. *Science*, 1995, 267: 1935-1939
- 4 Johari G P, Goldstein M. Viscous liquids and the glass transition. II. Secondary relaxations in glasses of rigid molecules. *J Chem Phys*, 1970, 53: 2372-2388
- 5 Lunkenheimer P, Schneider U, Brand R, et al. Glassy dynamics. *Contemp Phys*, 2000, 41: 15-36
- 6 Yang J, Wang Y J, Ma E, et al. Structural parameter of orientational order to predict the boson vibrational anomaly in glasses. *Phys Rev Lett*,

- 2019, 122: 015501
- 7 Yang Q, Peng S X, Wang Z, et al. Shadow glass transition as a thermodynamic signature of  $\beta$  relaxation in hyper-quenched metallic glasses. *Nat Sci Rev*, 2020, 7: 1896–1905
  - 8 Schuh C A, Hufnagel T C, Ramamurty U. Mechanical behavior of amorphous alloys. *Acta Mater*, 2007, 55: 4067–4109
  - 9 Falk M L. The flow of glass. *Science*, 2007, 318: 1880–1881
  - 10 Furukawa A, Tanaka H. Inhomogeneous flow and fracture of glassy materials. *Nat Mater*, 2009, 8: 601–609
  - 11 Dai L H. Shear banding in bulk metallic glasses. In: Dodd B, Bai Y L, eds. *Adiabatic Shear Localization*. 2nd ed. London: Elsevier, 2012
  - 12 Greer A L, Cheng Y Q, Ma E. Shear bands in metallic glasses. *Mater Sci Eng-R-Rep*, 2013, 74: 71–132
  - 13 Nicolas A, Ferrero E E, Martens K, et al. Deformation and flow of amorphous solids: Insights from elastoplastic models. *Rev Mod Phys*, 2018, 90: 045006
  - 14 Dong J L, Song X, Wang Z J, et al. Impact resistance of single-layer metallic glass nanofilms to high-velocity micro-particle penetration. *Extreme Mech Lett*, 2021, 44: 101258
  - 15 Tang X C, Meng L Y, Yao X H. Damage evolution during the dynamic tensile fracture (spallation) of metallic glasses (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2021, 66: 1847–1860 [唐晓畅, 孟令怡, 姚小虎. 金属玻璃动态拉伸断裂(层裂)中的损伤演化行为. *科学通报*, 2021, 66: 1847–1860]
  - 16 Argon A S. Plastic deformation in metallic glasses. *Acta Metall*, 1979, 27: 47–58
  - 17 Falk M L, Langer J S. Dynamics of viscoplastic deformation in amorphous solids. *Phys Rev E*, 1998, 57: 7192–7205
  - 18 Lu Y Z, Jiang M Q, Lu X, et al. Dilatancy of shear transformations in a colloidal glass. *Phys Rev Appl*, 2018, 9: 014023
  - 19 Peng H L, Li M Z, Wang W H. Structural signature of plastic deformation in metallic glasses. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 135503
  - 20 Yang X, Liu R, Yang M, et al. Structures of local rearrangements in soft colloidal glasses. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 238003
  - 21 Richard D, Ozawa M, Patinet S, et al. Predicting plasticity in disordered solids from structural indicators. *Phys Rev Mater*, 2020, 4: 113609
  - 22 Maloney C, Lemaître A. Universal breakdown of elasticity at the onset of material failure. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 195501
  - 23 Manning M L, Liu A J. Vibrational modes identify soft spots in a sheared disordered packing. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 108302
  - 24 Ding J, Patinet S, Falk M L, et al. Soft spots and their structural signature in a metallic glass. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2014, 111: 14052–14056
  - 25 Zylberg J, Lerner E, Bar-Sinai Y, et al. Local thermal energy as a structural indicator in glasses. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2017, 114: 7289–7294
  - 26 Xu B, Falk M L, Li J F, et al. Predicting shear transformation events in metallic glasses. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 125503
  - 27 Yang J, Duan J, Wang Y J, et al. Complexity of plastic instability in amorphous solids: Insights from spatiotemporal evolution of vibrational modes. *Eur Phys J E*, 2020, 43: 56
  - 28 Yang Z Y, Wei D, Zaccane A, et al. Machine-learning integrated glassy defect from an intricate configurational-thermodynamic-dynamic space. *Phys Rev B*, 2021, 104: 064108
  - 29 Pan D, Inoue A, Sakurai T, et al. Experimental characterization of shear transformation zones for plastic flow of bulk metallic glasses. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2008, 105: 14769–14772
  - 30 Yu H B, Wang W H, Bai H Y, et al. Relating activation of shear transformation zones to  $\beta$  relaxations in metallic glasses. *Phys Rev B*, 2010, 81: 220201
  - 31 Jiang F, Jiang M Q, Wang H F, et al. Shear transformation zone volume determining ductile-brittle transition of bulk metallic glasses. *Acta Mater*, 2011, 59: 2057–2068
  - 32 Cubuk E D, Ivancic R J S, Schoenholz S S, et al. Structure-property relationships from universal signatures of plasticity in disordered solids. *Science*, 2017, 358: 1033–1037
  - 33 Wei D, Yang J, Jiang M Q, et al. Revisiting the structure-property relationship of metallic glasses: Common spatial correlation revealed as a hidden rule. *Phys Rev B*, 2019, 99: 014115
  - 34 Johnson W L, Samwer K. A universal criterion for plastic yielding of metallic glasses with a  $(T/T_g)^{2/3}$  temperature dependence. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 195501
  - 35 Şopu D, Stukowski A, Stoica M, et al. Atomic-level processes of shear band nucleation in metallic glasses. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 195503
  - 36 Hassani M, Lagogianni A E, Varnik F. Probing the degree of heterogeneity within a shear band of a model glass. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 195502
  - 37 Patinet S, Vandembroucq D, Falk M L. Connecting local yield stresses with plastic activity in amorphous solids. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 045501
  - 38 Wei D, Yang J, Jiang M Q, et al. Assessing the utility of structure in amorphous materials. *J Chem Phys*, 2019, 150: 114502
  - 39 Cubuk E D, Schoenholz S S, Rieser J M, et al. Identifying structural flow defects in disordered solids using machine-learning methods. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 108001
  - 40 Fan Z, Ding J, Ma E. Machine learning bridges local static structure with multiple properties in metallic glasses. *Mater Today*, 2020, 40: 48–62
  - 41 Wu Y, Wang W H, Guan P, et al. Identifying packing features of atoms with distinct dynamic behaviors in metallic glass by machine-learning

- method. *Sci China Mater*, 2021, 64: 1820–1826
- 42 Kapteijns G, Richard D, Lerner E. Nonlinear quasilocalized excitations in glasses: True representatives of soft spots. *Phys Rev E*, 2020, 101: 032130
- 43 Ding J, Cheng Y Q, Sheng H, et al. Universal structural parameter to quantitatively predict metallic glass properties. *Nat Commun*, 2016, 7: 13733
- 44 Spaepen F. Defects in amorphous metals. In: Balian R, Kleman M, Poirier J, eds. *Physics of Defects*. Amsterdam: North-Holland Press, 1981. 133–174
- 45 Perez J. Quasi-punctual defects in vitreous solids and liquid-glass transition. *Solid State Ion*, 1990, 39: 69–79
- 46 Wang Z, Wen P, Huo L S, et al. Signature of viscous flow units in apparent elastic regime of metallic glasses. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 121906
- 47 Spaepen F. A microscopic mechanism for steady state inhomogeneous flow in metallic glasses. *Acta Metall* 1977, 25: 407–415
- 48 Anand L, Su C. A theory for amorphous viscoplastic materials undergoing finite deformations, with application to metallic glasses. *J Mech Phys Solids*, 2005, 53: 1362–1396
- 49 Jiang M Q, Dai L H. On the origin of shear banding instability in metallic glasses. *J Mech Phys Solids*, 2009, 57: 1267–1292
- 50 Thamburaja P, Ekambaram R. Coupled thermo-mechanical modelling of bulk-metallic glasses: Theory, finite-element simulations and experimental verification. *J Mech Phys Solids*, 2007, 55: 1236–1273
- 51 Zhu W, Liu J, Mao S, et al. A new continuum model for viscoplasticity in metallic glasses based on thermodynamics and its application to creep tests. *J Mech Phys Solids*, 2021, 146: 104216
- 52 Langer J S. Shear-transformation-zone theory of deformation in metallic glasses. *Scripta Mater*, 2006, 54: 375–379
- 53 Bouchbinder E, Langer J S. Shear-transformation-zone theory of linear glassy dynamics. *Phys Rev E*, 2011, 83: 061503
- 54 Homer E R, Schuh C A. Mesoscale modeling of amorphous metals by shear transformation zone dynamics. *Acta Mater*, 2009, 57: 2823–2833
- 55 Kondori B, Benzerga A A, Needleman A. Discrete shear-transformation-zone plasticity modeling of notched bars. *J Mech Phys Solids*, 2018, 111: 18–42
- 56 Urata S, Li S. A multiscale shear-transformation-zone (STZ) model and simulation of plasticity in amorphous solids. *Acta Mater*, 2018, 155: 153–165
- 57 Zhao P, Li J, Wang Y. Heterogeneously randomized STZ model of metallic glasses: Softening and extreme value statistics during deformation. *Int J Plast*, 2013, 40: 1–22
- 58 DeGiuli E. Field theory for amorphous solids. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 118001
- 59 DeGiuli E. Edwards field theory for glasses and granular matter. *Phys Rev E*, 2018, 98: 033001
- 60 Jiang M Q, Wilde G, Dai L H. Origin of stress overshoot in amorphous solids. *Mech Mater*, 2015, 81: 72–83
- 61 Wisitsorasak A, Wolynes P G. Dynamical theory of shear bands in structural glasses. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2017, 114: 1287–1292
- 62 Xu Q, Engquist B, Solaimanian M, et al. A new nonlinear viscoelastic model and mathematical solution of solids for improving prediction accuracy. *Sci Rep*, 2020, 10: 2202
- 63 Sun X, Ding G, Mo G, et al. Dilatancy signatures of amorphous plasticity probed by X-ray synchrotron radiation. *Intermetallics*, 2019, 107: 34–38
- 64 Ding G, Li C, Zaccane A, et al. Ultrafast extreme rejuvenation of metallic glasses by shock compression. *Sci Adv*, 2019, 5: eaaw6249
- 65 Nieuwenhuizen T M. Thermodynamics of the glassy state: Effective temperature as an additional system parameter. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 5580–5583
- 66 Sciortino F, Kob W, Tartaglia P. Inherent structure entropy of supercooled liquids. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 3214–3217
- 67 Kamrin K, Bouchbinder E. Two-temperature continuum thermomechanics of deforming amorphous solids. *J Mech Phys Solids*, 2014, 73: 269–288
- 68 Lemaître A. Rearrangements and dilatancy for sheared dense materials. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 195503
- 69 Eastgate L O, Langer J S, Pechenik L. Dynamics of large-scale plastic deformation and the necking instability in amorphous solids. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 045506
- 70 Castellanos D F, Zaiser M. Avalanche behavior in creep failure of disordered materials. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 125501
- 71 Cao P, Short M P, Yip S. Understanding the mechanisms of amorphous creep through molecular simulation. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2017, 114: 13631–13636
- 72 Tong Y, Dmowski W, Bei H, et al. Mechanical rejuvenation in bulk metallic glass induced by thermo-mechanical creep. *Acta Mater*, 2018, 148: 384–390
- 73 Li Y Z, Zhao L Z, Wang C, et al. Non-monotonic evolution of dynamical heterogeneity in unfreezing process of metallic glasses. *J Chem Phys*, 2015, 143: 041104
- 74 Luo P, Wen P, Bai H Y, et al. Relaxation decoupling in metallic glasses at low temperatures. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 225901
- 75 Ding G, Jiang F, Song X, et al. Unraveling the threshold stress of structural rejuvenation of metallic glasses via thermo-mechanical creep. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2022, doi: 10.1007/s11433-021-1878-4

- 76 Qiao J C, Wang Y J, Zhao L Z, et al. Transition from stress-driven to thermally activated stress relaxation in metallic glasses. *Phys Rev B*, 2016, 94: 104203
- 77 Ruta B, Chushkin Y, Monaco G, et al. Atomic-scale relaxation dynamics and aging in a metallic glass probed by X-ray photon correlation spectroscopy. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 165701
- 78 Amini N, Yang F, Pineda E, et al. Intrinsic relaxation in a supercooled zirconium glass forming liquid. *Phys Rev Mater*, 2021, 5: 055601
- 79 Zener C, Hollomon J H. Effect of strain rate upon plastic flow of steel. *J Appl Phys*, 1944, 15: 22–32
- 80 Bai Y L. Thermo-plastic instability in simple shear. *J Mech Phys Solids*, 1982, 30: 195–207
- 81 Bai Y L, Dodd B. *Adiabatic Shear Localization: Occurrence, Theories and Applications*. Oxford: Pergamon, 1992
- 82 Wright T W. *The Physics and Mathematics of Adiabatic Shear Bands*. Cambridge: Cambridge University Press, 2003
- 83 Zhou H F, Zhong C, Cao Q P, et al. Non-localized deformation in metallic alloys with amorphous structure. *Acta Mater*, 2014, 68: 32–41
- 84 Guo Y, Ruan Q, Zhu S, et al. Temperature rise associated with adiabatic shear band: Causality clarified. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 015503
- 85 Yan N, Li Z, Xu Y, et al. Shear localization in metallic materials at high strain rates. *Prog Mater Sci*, 2021, 119: 100755
- 86 Liu X F, Tian Z L, Zhang X F, et al. “Self-sharpening” tungsten high-entropy alloy. *Acta Mater*, 2020, 186: 257–266
- 87 Li J G, Dou Q B, Suo T. Advances in formation mechanisms and multiscale simulations of adiabatic shear bands in metallic materials (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2021, 66: 4081–4097 [李建国, 豆清波, 索涛. 金属材料绝热剪切带形成机制及多尺度模拟研究进展. 科学通报, 2021, 66, 4081–8097]
- 88 Joshi S P, Ramesh K T. Stability map for nanocrystalline and amorphous materials. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 025501
- 89 Rittel D, Wang Z G, Merzer M. Adiabatic shear failure and dynamic stored energy of cold work. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 075502
- 90 Reynolds O. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. With experimental illustrations. *Philos Mag*, 1885, 20: 469–481
- 91 Tian Z L, Wang Y J, Chen Y, et al. Strain gradient drives shear banding in metallic glasses. *Phys Rev B*, 2017, 96: 094103
- 92 Spaepen F. Metallic glasses: Must shear bands be hot? *Nat Mater*, 2006, 5: 7–8
- 93 Dai L H, Liu L F, Yan M, et al. Serrated plastic flow in a Zr-based bulk metallic glass during nanoindentation. *Chin Phys Lett*, 2004, 21: 1593–1595
- 94 Liu L F, Dai L H, Bai Y L, et al. Initiation and propagation of shear bands in Zr-based bulk metallic glass under quasi-static and dynamic shear loadings. *J Non-Cryst Solids*, 2005, 351: 3259–3270
- 95 Liu L F, Dai L H, Bai Y L, et al. Behavior of multiple shear bands in Zr-based bulk metallic glass. *Mater Chem Phys*, 2005, 93: 174–177
- 96 Chen Y, Jiang M Q, Dai L H. Collective evolution dynamics of multiple shear bands in bulk metallic glasses. *Int J Plast*, 2013, 50: 18–36
- 97 Dai L H, Yan M, Liu L F, et al. Adiabatic shear banding instability in bulk metallic glasses. *Appl Phys Lett*, 2005, 87: 141916
- 98 Brennhagen D D E, Georgarakis K, Yokoyama Y, et al. Probing heat generation during tensile plastic deformation of a bulk metallic glass at cryogenic temperature. *Sci Rep*, 2018, 8: 16317
- 99 Yang Z Y, Dai L H. Giant configurational softening controls atomic-level process of shear banding in metallic glasses. *Phys Rev Mater*, 2021, 5: 123602
- 100 Jiang M Q, Dai L H. Shear-band toughness of bulk metallic glasses. *Acta Mater*, 2011, 59: 4525–4537
- 101 Cao P, Dahmen K A, Kushima A, et al. Nanomechanics of slip avalanches in amorphous plasticity. *J Mech Phys Solids*, 2018, 114: 158–171
- 102 Qu R T, Liu Z Q, Wang G, et al. Progressive shear band propagation in metallic glasses under compression. *Acta Mater*, 2015, 91: 19–33
- 103 Schmidt V, Rösner H, Peterlechner M, et al. Quantitative measurement of density in a shear band of metallic glass monitored along its propagation direction. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 035501
- 104 Dasgupta R, Hentschel H G E, Procaccia I. Microscopic mechanism of shear bands in amorphous solids. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 255502
- 105 Jiang M Q, Wang W H, Dai L H. Prediction of shear-band thickness in metallic glasses. *Scripta Mater*, 2009, 60: 1004–1007
- 106 Jiang M Q, Wilde G, Dai L H. Shear band dilatation in amorphous alloys. *Scripta Mater*, 2017, 127: 54–57
- 107 Zeng F, Jiang M Q, Dai L H. Dilatancy induced ductile-brittle transition of shear band in metallic glasses. *Proc R Soc A-Math Phys Eng Sci*, 2018, 474: 20170836
- 108 Xi X K, Zhao D Q, Pan M X, et al. Fracture of brittle metallic glasses: Brittleness or plasticity. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 125501
- 109 Demetriou M D, Launey M E, Garrett G, et al. A damage-tolerant glass. *Nat Mater*, 2011, 10: 123–128
- 110 He Q, Shang J K, Ma E, et al. Crack-resistance curve of a Zr-Ti-Cu-Al bulk metallic glass with extraordinary fracture toughness. *Acta Mater*, 2012, 60: 4940–4949
- 111 Sun B A, Wang W H. The fracture of bulk metallic glasses. *Prog Mater Sci*, 2015, 74: 211–307
- 112 Jiang M Q, Dai L H. The “tension transformation zone” model of amorphous alloys (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2017, 62: 2346–2357 [蒋敏强, 戴兰宏. 非晶合金“拉伸转变区”模型. 科学通报, 2017, 62: 2346–2357]
- 113 Sha Z, Lin W, Poh L H, et al. Fatigue of metallic glasses. *Appl Mech Rev*, 2020, 72: 050801
- 114 Jiang M Q, Ling Z, Meng J X, et al. Energy dissipation in fracture of bulk metallic glasses via inherent competition between local softening and

- quasi-cleavage. *Philos Mag*, 2008, 88: 407–426
- 115 Jiang M Q, Wilde G, Chen J H, et al. Cryogenic-temperature-induced transition from shear to dilatational failure in metallic glasses. *Acta Mater*, 2014, 77: 248–257
- 116 Escobedo J P, Gupta Y M. Dynamic tensile response of Zr-based bulk amorphous alloys: Fracture morphologies and mechanisms. *J Appl Phys*, 2010, 107: 123502
- 117 Murali P, Guo T F, Zhang Y W, et al. Atomic scale fluctuations govern brittle fracture and cavitation behavior in metallic glasses. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 215501
- 118 Rycroft C H, Bouchbinder E. Fracture toughness of metallic glasses: Annealing-induced embrittlement. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 194301
- 119 Chen Y, Dai L H. Nature of crack-tip plastic zone in metallic glasses. *Int J Plast*, 2016, 77: 54–74
- 120 Zhang Z F, Eckert J. Unified tensile fracture criterion. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 094301
- 121 Chen Y, Jiang M Q, Wei Y J, et al. Failure criterion for metallic glasses. *Philos Mag*, 2011, 91: 4536–4554
- 122 Yu L, Wang T C. A new strain fracture criterion for bulk metallic glasses under complex compressive loading. *Int J Solids Struct*, 2019, 159: 191–196
- 123 Rissone P, Corwin E I, Parisi G. Long-range anomalous decay of the correlation in jammed packings. *Phys Rev Lett*, 2021, 127: 038001
- 124 Grigera T S, Martín-Mayor V, Parisi G, et al. Phonon interpretation of the ‘boson peak’ in supercooled liquids. *Nature*, 2003, 422: 289–292
- 125 Parisi G, Procaccia I, Rainone C, et al. Shear bands as manifestation of a criticality in yielding amorphous solids. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2017, 114: 5577–5582
- 126 Zhou H, Qu S, Yang W. An atomistic investigation of structural evolution in metallic glass matrix composites. *Int J Plast*, 2013, 44: 147–160
- 127 Jiang M Q, Wei Y P, Wilde G, et al. Explosive boiling of a metallic glass superheated by nanosecond pulse laser ablation. *Appl Phys Lett*, 2015, 106: 021904
- 128 Rao W, Zhang J, Jiang H, et al. Meso-mechanical constitutive model of bulk metallic glass matrix composites. *Mech Mater*, 2016, 103: 68–77
- 129 Tang X C, Nguyen T, Yao X H, et al. A cavitation and dynamic void growth model for a general class of strain-softening amorphous materials. *J Mech Phys Solids*, 2020, 141: 104023
- 130 Song X, Wu X Q, Xiao K L, et al. Nanosecond laser ablation of a metallic glass in water: A high time-resolved imaging study. *Philos Mag*, 2020, 100: 2708–2720

Summary for “非晶态固体力学”

## Mechanics of amorphous solids

Minqiang Jiang<sup>1,2\*</sup> & Lanhong Dai<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

<sup>2</sup> School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

\* Corresponding author, E-mail: [mqjiang@imech.ac.cn](mailto:mqjiang@imech.ac.cn)

Understanding amorphous solids and relevant properties is the deepest and most fascinating scientific problem in our time. Classical theories of solid mechanics are built on the continuum scale, and they can successfully describe the deformation and fracture of various crystalline solids by taking into account the concepts such as dislocations, grain boundaries, and cleavage. However, this classical route faces great conceptual and theoretical challenges when applied to amorphous solids lacking long-range period order. The fundamental reason is that the traditional crystallographic concepts are not defined in topologically disordered structures, which leads to the breakdown of solid mechanics theories established on this basis. In this paper, we take amorphous alloys and their atomic or colloidal simulation counterparts as model systems, and review the research progress of the five representative aspects related to their mechanical behaviors or properties, including plastic carriers, plastic constitutive theories, creep and stress relaxation, shear banding, and fracture failure. It is noted that these relevant studies are open and still under developing, and some views, methods, models, etc., remain much controversial, far away from forming a generally accepted theoretical system. Meanwhile, the long-term study on the mechanics of amorphous solids in many fields seems to be on the eve of a major breakthrough. We believe that researchers in the field of mechanics should take this opportunity to focus on the following major scientific issues or key technologies (but not limited to): (1) High spatiotemporal resolution technology to probe amorphous plastic carriers based on advanced electron microscopes, light sources, etc.; (2) the spatiotemporal relationship between vibration and rearrangement of disordered systems; (3) elastic fluctuations and correlations of amorphous solids; (4) the trans-scale amorphous constitutive theory considering multiple processes and out-of-equilibrium; (5) extreme mechanical responses of amorphous solids, including dynamic shock, laser irradiation, long-duration rheology, ultra-high cycle fatigue, etc.; (6) material strengthen-toughening technology by tailing topological disorder; (7) physical aging, structural rejuvenation, and memory effects; (8) high-efficiency damage and protection technologies based on amorphous materials. These pieces of research will enrich and develop the theoretical systems and technological innovation of solid mechanics, and will also contribute to the fields of materials, physics, etc., promoting the interdisciplinary harmonization and development.

**amorphous solids, shear transformation, free volume, constitutive theories, shear banding and fracture**

doi: [10.1360/TB-2022-0181](https://doi.org/10.1360/TB-2022-0181)