

冷却速率对 La 基非晶合金 β 弛豫行为和应力弛豫的影响*

孟绍怡¹⁾ 郝奇¹⁾ 王兵^{2)1)3)†} 段亚娟¹⁾ 乔吉超^{1)‡}

1) (西北工业大学力学与土木建筑学院, 西安 710072)

2) (西北工业大学物理科学与技术学院, 西安 710072)

3) (西北工业大学重庆科创中心, 重庆 401135)

(2023 年 9 月 1 日收到; 2023 年 10 月 12 日收到修改稿)

β 弛豫行为及应力弛豫是探索非晶合金微观结构非均匀性的重要切入点。 β 弛豫行为及应力弛豫与非晶合金扩散、玻璃转变行为以及塑性变形等密切相关, 探究它们之间关联有重要科学意义。本文以典型的 La 基非晶合金作为研究载体, 系统地探究了通过不同冷却速率所得块体样品与条带样品的 β 弛豫特征及应力弛豫行为。结果表明, 冷却速率是控制玻璃体系能量状态, 进而影响其物理力学性能的重要参数。冷却速率越大, 低温内耗更大, 对应 β 弛豫激活能更小, β 弛豫行为在温度谱中展宽更大, 表明高冷却速率导致原子移动性更大, 微观尺度结构非均匀程度更高。基于应力弛豫测量与分析, 发现高冷却速率变形特征时间减小, 归一化应力衰减幅度更大, 在外加力场作用下更易变形, 变形单元更易激活以容纳结构形变。本研究为进一步厘清非晶合金 β 弛豫、变形及微观结构非均匀性之间关联提供了思路。

关键词: 非晶合金, β 弛豫, 冷却速率, 应力弛豫, 微观结构非均匀性

PACS: 61.20.Lc, 61.43.Dq, 62.40.+i

DOI: 10.7498/aps.73.20231417

1 引言

非晶合金处于亚稳态, 具有复杂的多种弛豫行为^[1,2], 从低频到高频通常会依次出现 α 弛豫、 β 弛豫、快弛豫以及玻色峰^[3-8]。对于过冷液体, 温度高于 $1.2T_g$ (T_g 为玻璃转变温度) 时, 液体呈现单一弛豫行为; 随温度降低至临界温度 $T_c \approx 1.2T_g$, 单一弛豫行为劈裂为 α 弛豫和 β 弛豫; 温度继续降低至低于 T_g 时, α 弛豫被冻结, β 弛豫仍然存在, 此时非晶固体弛豫行为主要为 β 弛豫^[9,10]。研究结

果表明 β 弛豫与 α 弛豫紧密关联, 并且是 α 弛豫的动态先驱^[11-15]。 β 弛豫主要与玻璃体系局域原子/分子运动相关, 是理解非晶固体扩散行为、塑性变形以及玻璃转变机制的重要切入点^[16-18], 明晰 β 弛豫物理和结构起源对于阐释非晶合金玻璃化转变、力学性能以及结晶性能等至关重要^[19-24]。

研究结果表明, β 弛豫行为与非晶合金的微观结构非均匀性密切相关^[25], 而微观结构非均匀性是玻璃体系中各种动力学模式的潜在结构根源。但是到目前为止, β 弛豫的物理机制、结构起源以及 β 弛豫与非晶合金微观结构非均匀性、力学性质、

* 国家自然科学基金 (批准号: 51971178, 52271153, 52101201)、陕西省杰出青年基金 (批准号: 2021JC-12)、重庆市自然科学基金 (批准号: cstc2021jcyj-msxmX0369)、西北工业大学硕士研究生实践创新能力培育基金 (批准号: PF2023088) 和陕西省科技创新团队科学基金 (批准号: 2021TD-14) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: wangbing0614@nwpu.edu.cn

‡ 通信作者。E-mail: qjczy@nwpu.edu.cn

扩散等的关系仍不清楚,与 β 弛豫有关的问题是晶领域长期争议的焦点之一^[25].非晶合金作为简单玻璃体系,是研究 β 弛豫行为的理想载体.非晶合金是熔融合金液体在急速快冷条件下制备而成的,冷却速率是形成非晶合金的决定因素之一.此外,非晶合金处于非平衡状态,不同的冷却速率可以调整其原子结构或状态.Zhao等^[26]研究发现,随着冷却速率的增加,La基非晶合金的 β 弛豫振幅更加明显,硬度随着流动单元浓度的增加而降低.Ma等^[27]研究发现,块体非晶合金的冷却速率越大,其室温塑性越好.Wang等^[28]研究发现,低温弛豫受冷却速率的影响,而不受压力的影响.Zhang等^[29]研究发现,提高冷却速率有利于提高原子迁移率和弛豫强度.这些研究都说明,调控冷却速率可以影响或改变非晶合金 β 弛豫行为及其力学性能.研究冷却速率对非晶合金 β 弛豫的影响,进而研究非晶合金 β 弛豫行为与其微观结构非均匀性的关系是很有意义的.

应力弛豫(stress relaxation)是指给定温度和恒定应变条件下,材料在变形过程中应力随时间变化而逐渐减小的现象,本质上应力弛豫行为与蠕变过程相同.此外,应力弛豫行为是黏弹性材料具备的典型特性之一,已经被证明是定量研究玻璃态材料与时间相关结构弛豫等现象的有效手段之一^[30-35].近年来非晶合金应力弛豫行为方面的研究主要聚焦于双阶段松弛模式^[36,37],汪卫华等^[38-40]提出了“流变单元”模型,并借助应力弛豫方法,进一步证明了非晶合金微观结构非均匀性^[38].

本文以具有显著 β 弛豫行为的 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金作为模型合金体系,主要研究样品制备过程中冷却速率对 β 弛豫行为及应力弛豫的影响.研究表明,冷却速率、微观结构非均匀性、应力弛豫以及非晶合金 β 弛豫之间关系密切,这对于深入理解 β 弛豫、应力弛豫以及它们之间的关联具有重要意义.

2 实验方法

本研究选取具有显著 β 弛豫特征及良好非晶形成能力的 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ ^[41]非晶合金作为模型合金.采用电弧熔炼-铜模吸铸法获得厚度为2 mm的块体样品,采用合金熔体甩带法获得相应的条带样品,以获得不同冷却速率非晶合金样品用于对比测量.

采用Philips PW 3830X型X射线衍射仪(X-ray diffraction, XRD)确认非晶合金的玻璃特征,靶材为Cu靶,采用 K_{α} 射线(波长为0.1541 nm),扫描角度范围为 10° — 90° .采用差示扫描量热分析仪(differential scanning calorimetry, DSC NETZSCH 404C)测定非晶合金热性能参数,升温速率为10 K/min.采用动态力学分析仪(dynamic mechanical analysis, DMA TA Q800)研究非晶合金动态弛豫行为, DMA块体实验样品尺寸约为30 mm(长度)×2 mm(宽度)×1 mm(厚度),加持模式采用单悬臂模式, DMA条带试验样品尺寸约为7 mm(长度)×1 mm(宽度)×0.05 mm(厚度),加持模式采用拉伸模式.应力弛豫实验中块体样品应变保持在0.3%,条带样品应变保持在0.6%,在310 K至435 K温度范围取5 K温度间隔进行测量,每组实验的松弛时间为30 min,实验前保温30 min以使环境温度稳定.此处采用不同应变变量是考虑到块体和条带实验样品尺寸和加载方式的不同,本文测试仪器动态力学分析仪DMA Q800最大加载力为18 N,若块体样品采用更大的应变,则测试无法进行.同时,单轴拉伸和单悬臂模式下材料横截面受力均为拉伸或压缩,本质上并不影响对其结构状态的探测.

在动态力学分析测量过程中,对样品施加交变应力(或应变),记录材料应变(或应力)随温度/频率的演化,从而获取材料的动态力学响应特征.非晶合金是具有黏弹性特性的材料,对于黏弹性材料而言,施加正弦交变载荷时,切应力可表示为 $\tau(t) = \tau_0 \sin(\omega t)$.应变与应力之间会存在一个相位角 δ ($0 < \delta < \pi/2$),应变响应可表示为 $\gamma(t) = \gamma_0 \sin(\omega t - \delta)$.将应力应变函数写成复数形式: $\tau(t) = \tau_0 \times \exp(i\omega t)$, $\gamma(t) = \gamma_0 \exp(i(\omega t - \delta))$.应力与应变之比即是材料模量: $E^* = \frac{\tau(t)}{\gamma(t)} = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \exp(i\delta) = \frac{\tau_0}{\gamma_0} (\cos\delta + i\sin\delta)$.整理可得: $E^* = |E^*| (\cos\delta + i\sin\delta) = E' + iE''$.其中实部 E' 为储能模量,代表材料在变形过程中由弹性变形而储存的能量;虚部 E'' 为损耗模量,代表材料在变形过程中因粘性变形而耗散的能量. $\tan\delta = E''/E'$ 为材料内耗,内耗是反映固体材料原子或分子移动能力的重要物理量.

3 实验结果与讨论

本研究采用铜模熔炼-吸铸法获得非晶合金块

体样品, 其估算的等效冷却速率约为 10^3 — 10^4 K/s, 采用合金熔体甩带法获得非晶合金条带样品, 估算的等效冷却速率约为 10^5 — 10^6 K/s^[42]. 通过研究非晶合金块体样品和条带样品 β 弛豫行为及应力弛豫行为, 从而揭示冷速对非晶合金的影响, 进而探讨 β 弛豫行为及应力弛豫的可能机制.

3.1 冷速对 β 弛豫行为的影响

图 1(a) 所示为 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金内耗随温度演化, 从内耗谱图可以发现非晶合金条带样品的 β 弛豫强度高于块体样品, 而其 α 弛豫几乎重合. 这表明冷却速率使 β 弛豫强度升高, 但冷却速率对非晶合金的 α 弛豫几乎不产生影响.

为了更好地描述及理解非晶合金微观结构非均匀性与其弛豫行为的关联以及其非均匀性演化过程, Perez 等^[43,44] 从微观结构演化角度提出准点缺陷模型 (quasi-points defect, QPD), 认为非晶合金内部是非均匀的, 在纳米尺度上存在密度、焓和熵等参量波动, 目前该模型较好地描述了非晶材料高温流变行为以及动态弛豫行为^[45,46]. QPD 理论认为非晶体系内低温 β 弛豫是高温 α 弛豫的“前奏”, 且 β 弛豫为基本结构单元运动的表现. 从 β 弛豫与原子局部运动联系密切的角度来探讨 β 弛豫, 通过数学运算可以得到 β 弛豫过程对柔量的总贡献, 可表示为^[47,48]

$$J(t) = J_{el} + A_{\beta} \sum_m W_{\beta}^i \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\beta i}}\right) \right], \quad (1a)$$

$$J(w) = J_{el} + A_{\beta} \sum_m \frac{W_{\beta}^i}{1 + iw\tau_{\beta i}}. \quad (1b)$$

上述公式采用求和方式计算了 β 弛豫过程的柔量, 在计算中考虑了非晶合金微观结构非均匀性导致的 β 弛豫特征时间分布, J_{el} 为初始时的弹性柔量, A_{β} 为 β 弛豫强度, $m = 1, 2, \dots$, W_{β}^i 为特征时间

$$W_{\beta}^i = \frac{\exp\left\{B \ln\left(\frac{\tau_{\beta i}}{\langle\tau_{\beta}\rangle}\right) - \exp\left[B \ln\left(\frac{\tau_{\beta i}}{\langle\tau_{\beta}\rangle}\right)\right]\right\}}{\sum_i \exp\left\{B \ln\left(\frac{\tau_{\beta i}}{\langle\tau_{\beta}\rangle}\right) - \exp\left[B \ln\left(\frac{\tau_{\beta i}}{\langle\tau_{\beta}\rangle}\right)\right]\right\}},$$

B 为分布宽度, $\tau_{\beta i}$ 对应权重. (1a) 式与 (1b) 式分别为时域和频域表达式, 可通过 Laplace-Carson 变换相互转化.

图 1(b) 所示为 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金损耗模量随温度演化, 实线为 (1) 式拟合 β 弛豫的结果. 由图 1(b) 可以发现, 在 β 弛豫温度区根据 (1b) 式所计算的结果与实验数据吻合良好. 这表明可以采用准点缺陷理论成功地描述 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金的 β 弛豫行为, 即可以从原子跃迁的微观角度来研究非晶合金动态弛豫行为. 基于准点缺陷理论研究非晶合金 β 弛豫行为, 揭示了黏弹性材料的微观原子运动与动力学演化的关联. 分析拟合结果的参数, 可以发现非晶合金条带样品的储能模量 (未弛豫时) 低于块体样品的, 条带样品拟合曲线的分布宽度 (B) 大于块体样品 (条带样品 B 约为 5.1, 块体样品 B 约为 3.4). 对于 β 弛豫的局部原子运动, 分布宽度 B 代表变形单元特征时间的分散程度. B 更大, 意味着变形单元特征时间在时间域内分布更宽, 体系内原子密度或能量分布偏离平均水平程度更大, 因此结构

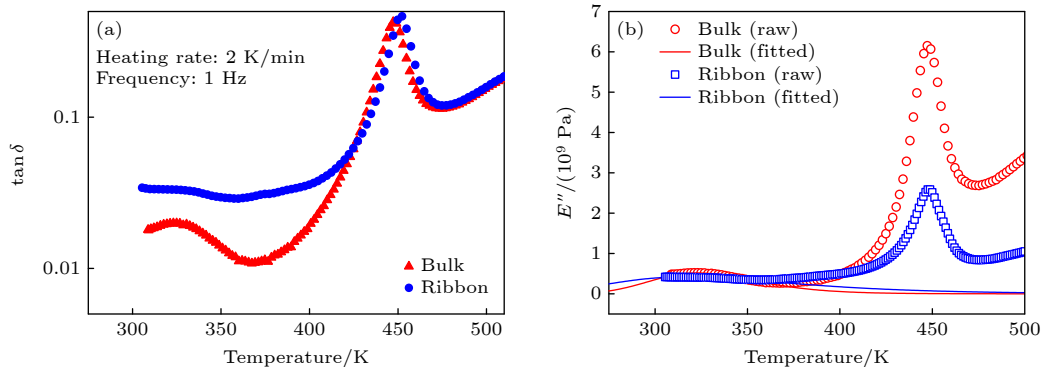


图 1 (a) $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金内耗随温度演化 (升温速率为 2 K/min, 加载频率为 1 Hz); (b) $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金损耗模量随温度演化, 实线为准点缺陷公式拟合 β 弛豫结果

Fig. 1. (a) Temperature dependence of the internal friction for $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ amorphous alloy (heating rate: 2 K/min, driving frequency: 1 Hz); (b) temperature dependence of the loss modulus E'' for $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ amorphous alloy. The solid line is the β relaxation result fitted by QPD theory.

非均匀性也越强. 这表明了条带样品的能量状态更高, 即冷却速率越大, 非晶合金内部缺陷浓度越高, 非均匀性也越强. 事实上, 合金熔体在急速快冷过程中大量自由体积或流变单元在低于玻璃转变温度以下冻结. 冷却速率越大, 意味着冻结在非晶合金中的自由体积越多, 即流变单元越多. 因此, 在升温测试阶段, 带状样品内原子的流动性更强, 只需较少的能量就能驱动 β 弛豫行为.

非晶固体的动态弛豫行为与加载频率密切相关. 图 2 为 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金在不同频率下归一化损耗模量 E''/E_u 随温度演化, 可以发现非晶合金 β 弛豫峰值随频率增加向高温方向移动. 图 2(b) 中条带样品在高温区域的变化趋势不同于块体样品, 是因为当前实验仪器是通过刚度测量以获得相关参数, 并结合样品尺寸计算后获得模量结果. DMA Q800 仪器可测量刚度范围为 10^3 — 10^{12} Pa, 在 450 K 附近温度区域 (即过冷液相区), 可发现条带样品和块体样品变化趋势明显不同. 这是由于在该温度区域内条带样品刚度过小, 而无法获得准确测量结果. 通过 Arrhenius 方程 [49] 计算可获得非晶合金块体样品和条带样品的 β 弛豫激活能分别为, $E_{\beta\text{块}} = 0.88$ eV, $E_{\beta\text{带}} = 0.70$ eV. 块体样品的 β 弛豫激活能明显大于条带样品, 这是因为冷却速率增大会导致非晶合金体系内部缺陷浓度升高, 对应着其微观结构非均匀性和原子移动性较大, 而 β 弛豫对应着局部的分子/原子运动 [50], 因此较低的激活能即可激活条带样品的 β 弛豫, 对应其 β 弛豫强度相较于块体样品升高.

进一步对 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金块体样品和条带样品在较宽温度窗口进行等温扫频实验 (温度间隔为 5 K). 图 3(b) 为 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金条带样品损耗模量等温扫频谱, 块体样品引用 [51], 可以发现随温度升高 β 弛豫峰向高频段方向移动. 图 3(c) 为采用 Arrhenius 方程对 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金块体样品和条带样品的等温扫频谱进行计算, 可以得到块体样品的 β 弛豫激活能 $E_{\beta\text{块}} = 0.89$ eV, 条带样品 $E_{\beta\text{带}} = 0.79$ eV, 再次验证了冷却速率越大, 非晶合金 β 弛豫激活能越小, 对应体系内部缺陷浓度越高, 及结构非均匀性增大. 需要注意的是, 等温扫频模式下非晶合金具有较高的 β 弛豫激活能, 这是因为两种测试手段升温过程不同导致其结构状态随温度变化存在差异. 此外, 块体样品的 β 弛豫激活能差异较小, 而条带样品差异较大, 这可能是因为条带样品的能量状态更高, 因而其随时间退火效应更加明显, 最终导致两种不同测试条件下, 条带样品的 β 弛豫激活能差异相较于块体样品较大.

对于频率域实验数据, 本研究亦采用准点缺陷理论, 通过 (1) 式对 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金块体样品和条带样品的 β 弛豫进行拟合, 可以发现损耗模量的计算结果与实验数据吻合良好. 图 3(d) 为非晶合金样品的损耗模量在 320 K 参考温度下主曲线, 是将等温扫频曲线向选定参考温度 320 K 曲线平移得到的 320 K 下频率从 0.01 Hz 到 100 Hz 横跨几个数量级的曲线, 实线为准点缺陷 (1) 式拟合结果. 非晶合金条带样品的 β 弛豫主

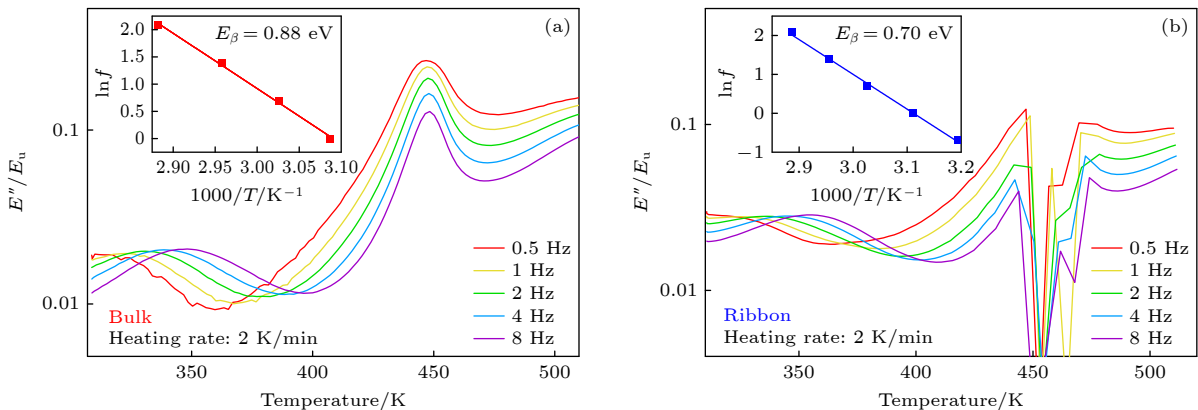


图 2 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金不同加载频率归一化损耗模量 E''/E_u 随温度演化 (a) 块体样品; (b) 条带样品; 升温速率为 2 K/min; 插图为 β 弛豫峰温与加载频率关系, 实线为 Arrhenius 方程拟合

Fig. 2. Temperature dependence of the normalized loss modulus E''/E_u for $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ amorphous alloy with different frequency: (a) Bulk; (b) ribbon. Inset shows the frequency versus peak temperature of the β relaxation, the solid line is the Arrhenius equation fit.

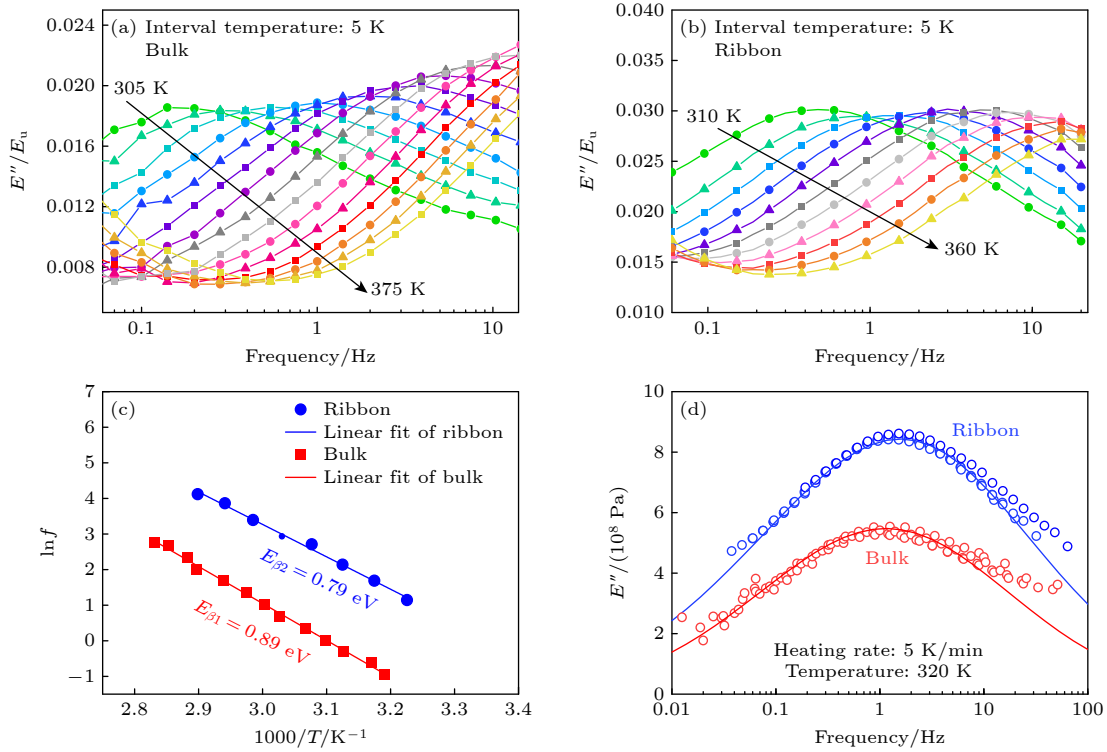


图 3 (a) 不同温度下 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金块体样品归一化损耗模量 E''/E_u 随加载频率演化^[51]; (b) 不同温度下 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金条带样品归一化损耗模量 E''/E_u 随加载频率演化; (c) $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金块体样品和条带样品等温扫频条件下 β 弛豫峰温和频率的关系, 实线为 Arrhenius 方程拟合; (d) $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金块体样品和条带样品的损耗模量在 320 K 参考温度下主曲线 (实线为 (1) 式拟合结果)

Fig. 3. (a) Frequency dependence of the normalized loss modulus E''/E_u for $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ amorphous alloy with different temperature (bulk); (b) frequency dependence of the normalized loss modulus E''/E_u for $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ amorphous alloy with different temperature (ribbon); (c) the frequency versus peak temperature of the β relaxation with different states (bulk and ribbon), the solid line is the Arrhenius equation fit; (d) main curve of loss modulus for amorphous alloy with different states (bulk sample and ribbon sample) at 320 K (solid line is fitting result of Eq. (1)).

曲线强度高于块体样品, 再次说明了冷却速率越大, 非晶合金能量状态越高. 结果还表明了, 准点缺陷理论可以灵敏捕捉到冷却速率不同的非晶合金样品动态力学频率谱图中 β 弛豫强度的变化. 此外, 还可以观察到高频区域 ($f > 30$ Hz), 计算结果强度比实验曲线略低, 这是由于计算中仅考虑了 β 弛豫的贡献. 事实上, 由于非晶态固体内原子的无序排布, 其弛豫行为相当复杂, 在低温或高频区域可能存在其他的次级弛豫过程, 例如快 β 弛豫. 等温扫频实验中, 条带样品拟合曲线的分布宽度 (B) 仍旧大于块体样品 (条带样品 B 约为 3.8, 块体样品 B 约为 3.1), 与图 1(b) 结果一致, 验证了非晶合金条带样品的非均匀性更强, 缺陷浓度更高.

3.2 冷速对应力弛豫的影响

3.1 节所探究的动力学行为属于小变形线性黏弹性行为, 为了从更多角度探究冷却速率对

$(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金弛豫和变形的影响, 对非晶合金块体样品以及条带样品进行应力弛豫测量, 非晶态材料的应力弛豫响应可视作不同特征时间的变形单元在外加应力作用下逐步激活的过程. 图 4(a) 和图 4(b) 为 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金条带样品及块体样品在 310—425 K 的应力弛豫曲线, 曲线之间温度间隔为 5 K, 应力已采用初始应力进行归一化. 由图 4(a) 和图 4(b) 可以发现, 应力在初始阶段迅速下降, 随着松弛时间增加, 应力下降速率逐渐减小. 随着温度升高, 应力弛豫速率增大, 松弛特征时间减小, 变形单元在更短时间内激活, 即变形单元更易激活.

对比条带样品和块体样品同温度下的应力弛豫曲线可以发现 (如图 4(c)), 实验温度相同时, 条带样品应力下降更多. 结合描述非晶合金微观结构的“软硬区”或“类液区”模型, 应力弛豫过程中, 条带样品应力下降多, 这表明条带样品中变形单元或

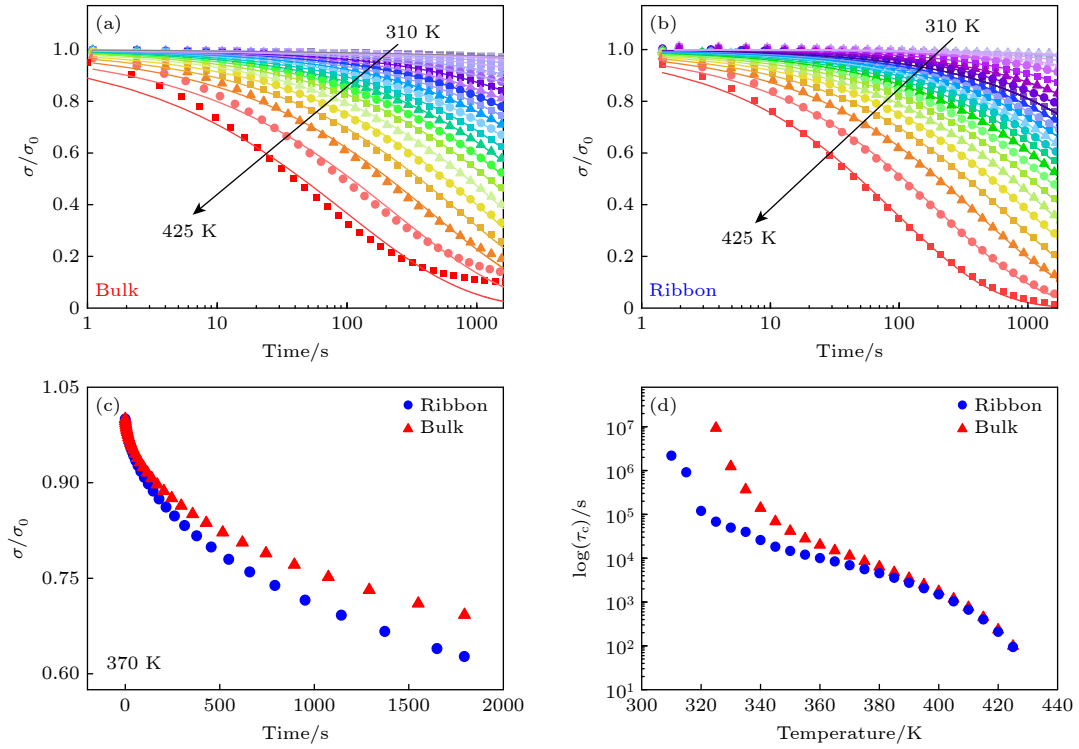


图 4 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金在 310—425 K 的应力弛豫曲线 (实线为 KWW 方程拟合结果) (a) 块体样品; (b) 条带样品; (c) 370 K 下块体样品及条带样品应力弛豫曲线; (d) $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金应力弛豫过程中特征弛豫时间 τ_c 对数随温度演化

Fig. 4. Stress relaxation curve of $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ amorphous alloy from 310 K to 425 K (solid line is the fitting results based on KWW equation): (a) Bulk; (b) ribbon; (c) stress relaxation curves of 370 K for bulk and ribbon; (d) temperature dependence of the logarithm of characteristic relaxation time τ_c in stress relaxation process for $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ amorphous alloy.

流变单元被激活的数量更多, 更多流变单元参与到非弹性变形中. 在应力弛豫过程中, 条带样品内部更多的原子或原子团簇局域重排会导致应力快速下降. 这表明非晶合金条带样品微观结构非均匀性强于块体样品, 条带样品内部流变单元 (或缺陷) 更多.

此外, 为了进一步研究冷却速率对非晶合金应力弛豫行为的影响, 采用经典 KWW 扩展指数方程来描述非晶合金的应力弛豫过程^[52,53]:

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp \left[- (t/\tau_c)^{\beta_{\text{KWW}}} \right], \quad (2)$$

式中, σ_0 为初始应力; τ_c 为特征弛豫时间, 代表体系达到动态平衡特征弛豫时间; β_{KWW} 为形状因子, $0 < \beta_{\text{KWW}} < 1$.

图 4(a) 和图 4(b) 中, 实线为 KWW 方程拟合结果, 方程能够很好地拟合曲线, 这表明了非晶合金的松弛过程在微观上确实是非均匀的, 进一步验证了非晶合金“软硬区”或“类液区”模型^[27,54-56]. 图 4(d) 为 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金应力弛豫过程中特征弛豫时间 τ_c 随温度的演化. 可以发

现, 特征弛豫时间 τ_c 随温度上升而迅速下降, 这一趋势再次说明温度越高, 非晶合金的流变单元越容易被激活, 并且激活的数量越来越多. 温度相同时, 非晶合金块体样品的弛豫时间大于条带样品. 这表明块体样品的状态更加稳定, 更难发生变形, 因此松弛过程中较长时间才能发生变形.

进一步对应力弛豫结果进行分析, 根据自由体积模型^[55-57], 对非晶体系施加外力或加热时, 体系内会发生一定程度的原子迁移运动, 自由体积降低. 根据应力弛豫的热活化理论, 激活体积可以推导为^[34,58,59]

$$\Omega = \sqrt{3} k_B T \frac{\partial \ln(-\dot{\sigma})}{\partial \sigma}, \quad (3)$$

其中 Ω 为与事件大小成比例的激活量, T 为温度, k_B 为玻尔兹曼常数.

采用热力学分析来研究热激活的慢过程以及应力驱动的快过程. 图 5(a) 所示为非晶合金块体样品在不同温度下对数负应力变化率随应力的演化. 随着应力升高, 应力变化率的变化存在一个明显的转折, 可以将应力弛豫过程划分为两个阶段:

快过程与慢过程. Luo 等^[36,37]对 $Zr_{44}Ti_{11}Cu_{10}Ni_{10}Be_{25}$, $La_{55}Ni_{20}Al_{25}$ 以及 $Zr_{50}Cu_{40}Al_{10}$ 等多种非晶合金进行应力弛豫实验时发现, 应力弛豫中的双阶段现象是普遍存在的. 如图 5(a) 所示, 快过程发生在高应力水平下, 应力弛豫过程的早期, 而慢过程发生在低应力水平下. 可以看到, 对于同一温度, 快过程的应力变化率高于慢过程, 随温度升高, 快过程和慢过程的应力变化率都逐渐减小; 且快过程和慢过程间的转变在低温下尤为明显.

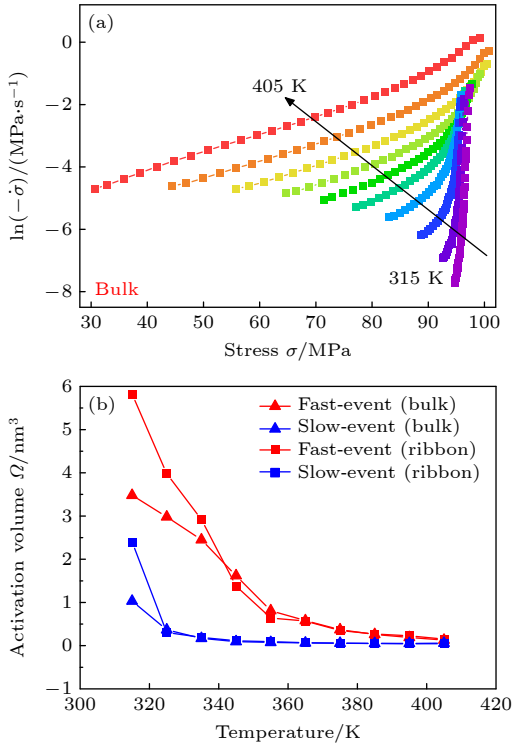


图 5 (a) $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金块体样品 $\ln(-\dot{\sigma})$ 与应力关系; (b) 快过程和慢过程的激活体积随温度演化
Fig. 5. (a) Dependence of $\ln(-\dot{\sigma})$ on stress for $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ amorphous alloy bulk sample; (b) temperature dependence of the derived activation volume for the fast and slow events.

通过 (3) 式计算可以得到的两个过程的激活体积随温度的演化, 图 5(b) 为非晶合金块体样品和条带样品中快过程以及慢过程随温度演化. 由图 5(b) 可以看到, 激活体积随温度升高而减小, 这是因为随着应力弛豫温度逐渐升高, 受老化效应影响非平衡态非晶合金缺陷浓度逐渐降低, 可激活缺陷位点减小, 因而激活体积减小. 此外, 快过程具有较大活化体积, 并随着温度升高而迅速下降, 慢过程的激活体积较小, 并且在整个升温过程中, 慢过程的激活体积一直低于快过程. 可以看到, 在低

温阶段 (315—335 K) 条带样品的激活体积大于块体样品, 随温度升高, 两者激活体积数值几乎相同. 这说明, 由于冷却速率不同, 在低温阶段非晶合金块体样品和条带样品结构状态不同, 条带样品的缺陷浓度明显高于块体样品. 随温度升高至一个临界点, 两者结构状态趋同, 块体样品和条带样品都会达到平衡缺陷浓度状态, 两者激活体积几乎相同. 这与冷却速率只影响 β 弛豫阶段, 而对 α 弛豫几乎没有影响的结论是一致的.

非晶合金块体样品及条带样品中均会发生高应力驱动下的快过程和低应力下热驱动的慢过程. 应力驱动的快过程几乎是瞬时的短程原子重排运动, 而热激活的慢过程则是快过程的渗流, 由长程原子扩散所容纳^[34]. 低温时, 条带样品的激活体积大于块体样品, 随温度升高, 两者结构状态趋同, 变形一致.

3.3 β 弛豫与应力弛豫的内禀性关联

以上结果表明应力弛豫及 β 弛豫行为均与非晶合金的结构非均匀性相关, 它们作为探索非晶合金结构的重要实验手段必然存在密切相关性. 进一步研究了非晶合金应力弛豫与 β 弛豫的相关性, 采用 Duan 等^[60] 的方法, 首先定义 $\theta = [(\sigma_0 - \sigma_r) / \sigma_0]$ 为应力弛豫强度, 其中 σ_0 和 σ_r 分别为每条松弛曲线的初应力和终应力. 如图 6(a) 为不同温度下应力弛豫曲线初始应力和最终应力演化过程, 可以发现 σ_0 到接近 T_g 时才会显著衰减, 而 σ_r 则在低温时就会显著变化, 在接近 T_g 时降为零. 其中, 条带样品的应力随温度升高会先显著增大再减小, 这可能是因为老化效应. 老化效应导致条带样品结构状态更加稳定, 变形更加困难, 因此初始应力会升高. 此外, 块体样品的初始结构能量状态低于条带样品, 因此块体样品的初始应力更高.

如图 1(a) 所示, 当驱动频率为 1 Hz 时, 损耗模量最大值为 E''_{\max} , 对应着 α 弛豫峰, 可以观察到非晶合金 α 弛豫的峰值温度 T_α 约为 449 K. 根据图 6(b) 可以发现, θ 随温度增大, 并在 T_g 附近达到最大值. 可以认为 θ 与流动单元比例正相关^[39], θ 增大表明了更多原子被解冻并参加到非弹性变形中^[61,62]. 结果还表明, θ 显示出与 E'' / E''_{\max} 相同的特征, 只是发生在更低温度, 损耗模量与应力弛豫强度存在相似现象. 导数 $d\theta/dT$ 应与 E'' / E''_{\max} 成正

比^[60]. 对于块体样品以及条带样品, $d\theta/dT$ 大约在 $0.9T_g$ 附近达到最大值 (图 6(c)), 与特征弛豫时间 τ_c 的斜率 (见图 4(d)) 发生变化的温度几乎一致, 这也表明了动态玻璃化转变开始^[60]. 从图 6(c) 还可以看到 α 和 β 弛豫分离的很好, 这表明非晶合金损耗模量与 $d\theta/dT$ 之间存在内在相关性. 结果表明, 类液区比例与弛豫模式谱之间成正比, 即 β 弛豫与应力弛豫具有一致性.

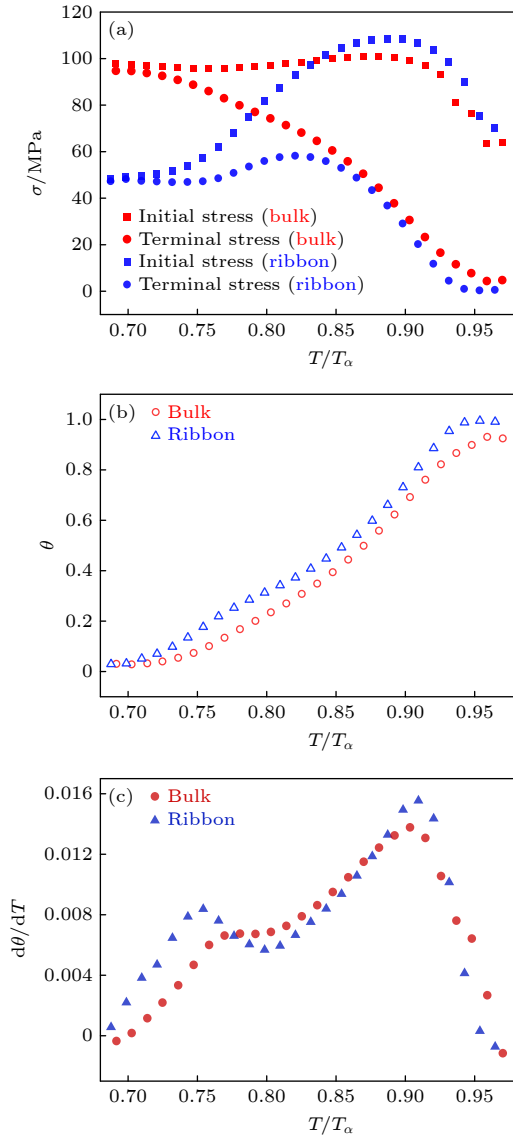


图 6 (a) $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金不同温度下应力弛豫曲线初始应力和最终应力演化; (b) θ 随温度演化; (c) $d\theta/dT$ 随温度演化

Fig. 6. (a) Initial stress and terminal stress evolution of stress relaxation curves for $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ amorphous alloy at different temperatures; (b) temperature dependence of the θ for bulk and ribbon samples; (c) temperature dependence of the $d\theta/dT$ for bulk and ribbon samples.

从对比非晶合金块体样品和条带样品差异的角度来看, 如图 6(b) 和图 6(c) 所示, 块体样品能量更低, 因此温度相同时, 块体样品的变形小于条带样品, 表现为块体样品的 θ 小于条带样品. 如图 6(c) 所示, 条带样品的变化更剧烈是因为其初始能量状态更高, 因此在温度升高的过程中其变化趋势更大. $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金的玻璃转变温度约为 418 K^[51], 随温度升高至玻璃转变温度附近时, 两者的结构状态基本相同, 因此应力弛豫的幅度也趋于相同.

最后, 从实验上证实非晶合金微观结构非均匀性随冷却速率的变化. 图 7 为 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金块体样品和条带样品的 DSC 曲线, 可以发现铸态块体样品和条带样品都有宽放热峰, 冷却速率大的条带样品放热峰更大. 研究表明, 非晶合金的结构弛豫、结晶以及熔化都与其焓变有关. 一般来说, 非晶合金的结构弛豫会导致焓 (热释放) 降低, $\Delta H_{rel} \approx 0.7-1.2$ kJ/mol, 具体数值取决于其冷却过程与化学成分^[63,64]. 焓变 ΔH_{rel} 是表征玻璃形成体系结构弛豫、结晶和熔化的重要热力学参数. 其中由结构弛豫引起的焓变为 $\Delta H_{rel} = \dot{T}^{-1} \int_{T_1}^{T_2} \Delta W_{rel}(T) dT$, 积分极限 T_1 和 T_2 由非零 ΔH_{rel} 范围定义, \dot{T} 为升温速率^[65]. 用此公式计算得到非晶合金块体样品的弛豫焓 $\Delta H_{rel} = 5.60$ J/K, 条带样品弛豫焓 $\Delta H_{rel} = 11.59$ J/K. 放热弛豫焓越大表明该合金能量状态越高, 非晶合金块体样品的弛豫焓低于条带样品, 说明了块体样品的能量低于条带样品, 微观结构非均匀性低. 非晶合金弛豫焓随冷却速率的增大而增大, 也表明了冷却速率可以调控非晶合金的能量状态, 进而影响其微观组织结构.

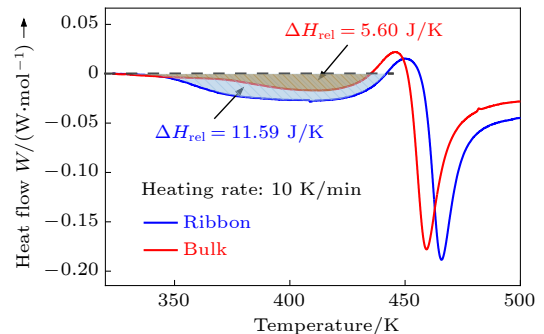


图 7 块体样品和条带样品 $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ 非晶合金 DSC 曲线

Fig. 7. DSC curves of $(La_{0.6}Ce_{0.4})_{65}Al_{10}Co_{25}$ amorphous alloy for bulk and ribbon samples.

4 结 论

本文选取具有显著 β 弛豫行为的 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金作为模型合金体系, 主要研究样品制备过程中冷却速率对 β 弛豫行为及应力弛豫的影响. 主要结论如下:

1) 研究了冷却速率对 β 弛豫行为的影响. 首先, 基于准点缺陷理论描述非晶合金 β 弛豫行为, 拟合结果显示, 条带样品拟合曲线的分布宽度(B)大于块体样品, 表明了条带样品的能量状态更高, 说明了冷却速率越大, 非晶合金内部缺陷浓度越高, 非均匀性也越强. 其次, 通过计算对比升温及等温扫频实验结果, 块体样品的 β 弛豫激活能都明显大于条带样品, 表明了冷却速率增大会导致非晶合金体系内部缺陷浓度升高, 对应着其微观结构非均匀性和原子移动性升高. 最后, 再次采用准点缺陷理论拟合等温扫频实验的 β 弛豫主曲线数据, 验证了非晶合金条带样品的非均匀性更强, 缺陷浓度更高.

2) 研究了冷却速率对应力弛豫的影响, 从而探究冷却速率对 $(\text{La}_{0.6}\text{Ce}_{0.4})_{65}\text{Al}_{10}\text{Co}_{25}$ 非晶合金的影响. 首先, 应力弛豫过程中, 条带样品应力下降多, 条带样品中变形单元或流变单元被激活的数量更多, 并且特征弛豫时间 τ_c 随温度上升而迅速下降, 这一趋势说明温度越高, 非晶合金的流变单元越容易被激活. 此外, 温度相同时, 非晶合金块体样品的弛豫时间大于条带样品, 表明了块体样品的状态更加稳定, 更难发生变形. 其次, 采用热力学分析来研究热激活的慢过程以及应力驱动的快过程. 低温阶段条带样品的激活体积大于块体样品, 随温度升高, 两者激活体积数值几乎相同. 这与冷却速率只影响 β 弛豫阶段, 而对 α 弛豫几乎没有影响的结论是一致的. 以上结果表明了应力弛豫及 β 弛豫行为均与非晶合金的结构非均匀性相关.

3) 进一步证实非晶合金应力弛豫与 β 弛豫的相关性, 损耗模量 E''/E''_{\max} 与应力弛豫强度 θ 存在相似现象. 类液区比例与弛豫模式谱之间成正比, 也表明了 β 弛豫与应力弛豫具有一致性. 此外, 条带样品的 $d\theta/dT$ 以及 θ 曲线中分离的 β 弛豫强度更高, 也更明显, 验证了块体样品和条带样品结构状态不同, 条带样品的缺陷浓度高于块体样品.

4) 最后, 通过计算弛豫焓 ΔH_{rel} , 从实验上证实非晶合金微观结构非均匀性随冷却速率的变化.

参考文献

- [1] Angell C A 1996 *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **1** 578
- [2] Greer A L 1995 *Science* **267** 1947
- [3] Chang C, Zhang H P, Zhao R, Li F C, Luo P, Li M Z, Bai H Y 2022 *Nat. Mater.* **21** 1240
- [4] Qiao J C, Wang Q, Pelletier J M, Kato H, Casalini R, Crespo D, Pineda E, Yao Y, Yang Y 2019 *Prog. Mater. Sci.* **104** 250
- [5] Wang Q, Liu J J, Ye Y F, Liu T T, Wang S, Liu C T, Lu J, Yang Y 2017 *Mater. Today* **20** 293
- [6] Wang Q, Shang Y H, Yang Y 2023 *Mater. Futures* **2** 017501
- [7] Wang W H 2019 *Prog. Mater. Sci.* **106** 100561
- [8] Qiao J C, Zhang L T, Tong Y, Lyu G J, Hao Q, Tao K 2022 *Adv. Mech.* **52** 117 (in Chinese) [乔吉超, 张浪涛, 童钰, 吕国建, 郝奇, 陶凯 2022 *力学进展* **52** 117]
- [9] Wang X D, Ruta B, Xiong L H, Zhang D W, Chushkin Y, Sheng H W, Lou H B, Cao Q P, Jiang J Z 2015 *Acta Mater.* **99** 290
- [10] Hu L N, Zhang C Z, Yue Y Z, Bian X F 2010 *Sci. Bull.* **55** 115 (in Chinese) [胡丽娜, 张春芝, 岳远征, 边秀房 2010 *科学通报* **55** 115]
- [11] Capaccioli S, Paluch M, Prevosto D, Wang L M, Ngai K L 2012 *J. Phys. Chem. Lett.* **3** 735
- [12] Ngai K L, Wang Z, Gao X Q, Yu H B, Wang W H 2013 *J. Chem. Phys.* **139** 014502
- [13] Wang W H 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 053521
- [14] Yu H B, Wang W H, Bai H Y, Wu Y, Chen M V 2010 *Phys. Rev. B* **81** 220201
- [15] Yu H B, Wang W H, Bai H Y, Samwer K 2014 *Nat. Sci. Rev.* **1** 429
- [16] Li N, Xu X N, Zheng Z Z, Liu L 2014 *Acta Mater.* **65** 400
- [17] Yu H B, Samwer K, Wu Y, Wang W H 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 095508
- [18] Yu H B, Wang W H, Samwer K 2013 *Mater. Today* **16** 183
- [19] Ashby M F, Greer A L 2006 *Scr. Mater.* **54** 321
- [20] Dyre J C 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 953
- [21] Ediger M D, Harrowell P 2012 *J. Chem. Phys.* **137** 080901
- [22] Goldstein M 2011 *J. Non-Cryst. Solids* **357** 249
- [23] Hu L, Yue Y 2009 *J. Phys. Chem. C* **113** 15001
- [24] Wang W H, Dong C, Shek C H 2004 *Mater. Sci. Eng., R* **44** 45
- [25] Wang W H 2013 *Prog. Phys.* **33** 177 (in Chinese) [汪卫华 2013 *物理学进展* **33** 177]
- [26] Zhao L Z, Wang W H, Bai H Y 2014 *J. Non-Cryst. Solids* **405** 207
- [27] Ma Z J, Guo Y C, Li Y, Lugee T, Gao P H, Yang Z, Zeng X R 2015 *J. Alloys Compd.* **648** 18
- [28] Wang B, Shang B S, Gao X Q, Wang W H, Bai H Y, Pan M X, Guan P F 2016 *J. Phys. Chem. Lett.* **7** 4945
- [29] Zhang L T, Duan Y J, Wang Y J, Yang Y, Qiao J C 2023 *Sci. China-Technol. Sci.* **66** 173
- [30] Jiao W, Sun B A, Wen P, Bai H Y, Kong Q P, Wang W H 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 101903
- [31] Ke H B, Zhang P, Sun B A, Zhang P G, Liu T W, Chen P H, Wu M, Huang H G 2019 *J. Alloys Compd.* **788** 391
- [32] Milkus R, Zaccane A 2017 *Phys. Rev. E* **95** 023001
- [33] Qiao J C, Wang Y J, Pelletier J M, Keer L M, Fine M E, Yao Y 2015 *Acta Mater.* **98** 43
- [34] Qiao J C, Wang Y J, Zhao L Z, Dai L H, Crespo D, Pelletier J M, Keer L M, Yao Y 2016 *Phys. Rev. B* **94** 104203
- [35] Liang S Y, Zhang L T, Wang B, Wang Y J, Pineda E, Qiao J C 2024 *Intermetallics* **164** 108115
- [36] Luo P, Li M X, Jiang H Y, Wen P, Bai H Y, Wang W H

- 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 135104
- [37] Luo P, Wen P, Bai H Y, Ruta B, Wang W H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 225901
- [38] Jiao W, Wen P, Peng H L, Bai H Y, Sun B A, Wang W H 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 101903
- [39] Wang Z, Sun B A, Bai H Y, Wang W H 2014 *Nat. Commun.* **5** 5823
- [40] Wang W H, 2014 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astr.* **44** 396 (in Chinese) [汪卫华 2014 中国科学: 物理学 力学 天文学 **44** 396]
- [41] Li R, Pang S, Ma C L, Zhang T 2007 *Acta Mater.* **55** 3719
- [42] Lin X H, Johnson W L 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 6514
- [43] Perez J 1990 *Solid State Ionics* **39** 69
- [44] Perez J, Etienne S, Tatibouat J 1990 *Phys. Status Solidi A* **121** 129
- [45] Qiao J C, Pelletier J M 2014 *J. Mater. Sci. Technol.* **30** 523
- [46] Wang Q, Pelletier J M, Blandin J J, Suery M 2005 *J. Non-Cryst. Solids* **351** 2224
- [47] Perez J 2018 *Physics and Mechanics of Amorphous Polymers* (London: Routledge) pp117–119
- [48] Rinaldi R, Gaertner R, Chazeau L, Gauthier C 2011 *Int. J. Non-Linear Mech.* **46** 496
- [49] Evenson Z, Naleway S E, Wei S, Gross O, Kruzic J J, Gallino I, Possart W, Stommel M, Busch R 2014 *Phys. Rev. B* **89** 174204
- [50] Wang B, Gao X Q, Qiao J C 2024 *Rare Met. Mater. Eng.* **53** 70
- [51] Meng S Y, Hao Q, Lyu G J, Qiao J C 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 076101 (in Chinese) [孟绍怡, 郝奇, 吕国建, 乔吉超 2023 物理学报 **72** 076101]
- [52] Kawamura Y, Shibata T, Inoue A, Masumoto T 1999 *Mater. Trans., JIM* **40** 335
- [53] Rösner P, Samwer K, Lunkenheimer P 2004 *Europhys. Lett.* **68** 226
- [54] Zhang P, Maldonis J J, Liu Z, Schroers J, Voyles P M 2018 *Nat. Commun.* **9** 1129
- [55] Polk D E, Turnbull D 1972 *Acta Metall.* **20** 493
- [56] Spaepen F 1977 *Acta Metall.* **25** 407
- [57] Heggen M, Spaepen F, Feuerbacher M 2004 *J. Appl. Phys.* **97** 033506
- [58] Fan Y, Iwashita T, Egami T 2014 *Nat. Commun.* **5** 5083
- [59] Fan Y, Iwashita T, Egami T 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 045501
- [60] Duan Y J, Zhang L T, Qiao J C, Wang Y J, Yang Y, Wada T, Kato H, Pelletier J M, Pineda E, Crespo D 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 175501
- [61] Mayr S G 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 195501
- [62] Wagner H, Bedorf D, Kuchemann S, Schwabe M, Zhang B, Arnold W, Samwer K 2011 *Nat. Mater.* **10** 439
- [63] Chen H S 1980 *Rep. Prog. Phys.* **43** 353
- [64] Zhang L T, Wang Y J, Yang Y, Qiao J C 2023 *Sci. China Phys. Mech.* **66** 286111
- [65] Afonin G V, Mitrofanov Y P, Kobelev N P, da Silva Pinto M W, Wilde G, Khonik V A 2019 *Scr. Mater.* **166** 6

Effects of cooling rate on β relaxation process and stress relaxation of La-based amorphous alloys*

Meng Shao-Yi¹⁾ Hao Qi¹⁾ Wang Bing^{2)1)3)†}

Duan Ya-Juan¹⁾ Qiao Ji-Chao^{1)‡}

1) (*School of Mechanics, Civil Engineering and Architecture, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

2) (*School of Physical Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

3) (*Chongqing Innovation Center, Northwestern Polytechnical University, Chongqing 401135, China*)

(Received 1 September 2023; revised manuscript received 12 October 2023)

Abstract

The dynamic relaxation process and stress relaxation process are two important processes which can reflect the microstructures of materials, for they are closely related to the diffusions, the glass transition phenomena and the microstructural heterogeneities. It is of great significance to explore the relationship among them. In the current research, the β -relaxation characteristics and stress relaxation behaviors of bulk and ribbon samples obtained by different cooling rates are systematically investigated by taking the typical La-based amorphous alloys as model systems. The experimental results demonstrate that the cooling rate is an important parameter for controlling the energy state of the glass system, which further affects its physical and mechanical properties. Based on the dynamical mechanical spectra, the larger the cooling rate, the greater the low-temperature internal friction is and the smaller the beta relaxation activation energy according to Arrhenius calculations, and the greater the broadening of the beta relaxation behavior in the temperature spectra, suggesting that the higher cooling rate leads to greater atomic mobility and a high degree of heterogeneity in the microstructure. Thermodynamic analysis is conducted to study the slow process of thermal activation and the fast process driven by stress. At low temperature, the activation volume of the strip sample is larger than that of the bulk sample, and the activation volume values of the two samples are almost the same, as the cooling rate only affect the β relaxation stage, but exert little effect on the α relaxation, which is consistent with the conclusion that the stress relaxation behavior and β relaxation behavior are related to the structural non-uniformity of the amorphous alloy. The stress relaxation tests show that the characteristic time of deformation decreases at higher cooling rate, the normalized stress decay is larger, it is easier to deform under an applied force field, and the deformation unit is more likely to activate to accommodate structural deformation. The correlation between stress relaxation and β relaxation of amorphous alloy is further confirmed, and the proportion of liquid-like region is proportional to the relaxation mode spectrum, which also shows that β relaxation and stress relaxation are consistent. Finally, by calculating relaxation enthalpy ΔH_{rel} , the variation of microstructure heterogeneity with cooling rate is experimentally verified. The research sheds new light on further clarifying the relationship among β relaxation, deformation and microstructural heterogeneity of the amorphous alloy.

Keywords: amorphous alloy, β relaxation behavior, cooling rate, stress relaxation, microstructural heterogeneity

PACS: 61.20.Lc, 61.43.Dq, 62.40.+i

DOI: 10.7498/aps.73.20231417

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51971178, 52271153, 52101201), the Outstanding Youth Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021JC-12), the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant No. cstc2021jcyj-msxmX0369), the Practical Innovation Ability Cultivation Fund for Postgraduate Students of Northwestern Polytechnical University, China (Grant No. PF2023088), and the Science and Technology Innovation Team Science Fund of Shaanxi Province, China (Grant No. 2021TD-14).

† Corresponding author. E-mail: wangbing0614@nwpu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: qjczy@nwpu.edu.cn

冷却速率对La基非晶合金 β 弛豫行为和应力弛豫的影响

孟绍怡 郝奇 王兵 段亚娟 乔吉超

Effects of cooling rate on β relaxation process and stress relaxation of La-based amorphous alloys

Meng Shao-Yi Hao Qi Wang Bing Duan Ya-Juan Qiao Ji-Chao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 036101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231417

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231417>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Pd基非晶合金动态弛豫机制和应力松弛行为

Dynamic relaxation characteristics and stress relaxation behavior of Pd-based metallic glass

物理学报. 2022, 71(8): 086101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212025>

分子动力学模拟冷却速率对非晶合金结构与变形行为的影响

Molecular dynamics simulation of effect of cooling rate on the microstructures and deformation behaviors in metallic glasses

物理学报. 2020, 69(11): 116101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191781>

基于剪切模量和热分析数据研究 $Zr_{50x}Cu_{34}Ag_8Al_8Pd_x$ ($x = 0, 2$)非晶合金缺陷浓度演化

Evolution of defect concentration in $Zr_{50x}Cu_{34}Ag_8Al_8Pd_x$ ($x = 0, 2$) amorphous alloys derived using shear modulus and calorimetric data

物理学报. 2021, 70(14): 146401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210256>

退火时间对 $Fe_{80}Si_9B_{10}Cu_1$ 非晶合金纳米尺度结构不均匀性和磁性能的影响

Effects of annealing time on nanoscale structural heterogeneity and magnetic properties of $Fe_{80}Si_9B_{10}Cu_1$ amorphous alloy

物理学报. 2022, 71(15): 156102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220446>

非晶态物质原子局域连接度与弛豫动力学

Linking local connectivity to atomic-scale relaxation dynamics in metallic glass-forming systems

物理学报. 2020, 69(6): 066101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191870>

晶格弛豫方法研究PbSe量子点的带内弛豫过程

Intraband relaxation process in PbSe quantum dot studied by lattice relaxation method

物理学报. 2019, 68(12): 127301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190187>