

金属玻璃 T_g 附近内耗理论分析

李 晓 光

中国科学技术大学物理系, 合肥, 230026

何 怡 贞

中国科学院固体物理研究所, 合肥, 230031

1990 年 4 月 4 日收到

本文根据自由体积模型和固体材料的力学理论分析并讨论了金属玻璃在玻璃转变温度 T_g 附近的内耗行为。当考虑到体系中固状区和液状区的比例之后, 得出了应力与应变之间的关系式。理论上把内耗和模量变化与玻璃转变过程有机地结合起来, 证明了在 T_g 附近可以出现具有弛豫型特征的内耗峰, 并在玻璃转变过程中模量明显下降。理论与实验结果基本相符。

PACC: 6140; 6240

一、引 言

大量的实验结果表明, 金属玻璃在升温过程中, 在玻璃转变温度 T_g 或晶化温度 T_c 附近有两种截然不同类型的内耗峰。一种是与晶化完全无关的, 可逆的, 具有弛豫型内耗特征的峰, 位于玻璃转变温区^[1-4]。结构弛豫对峰高和峰温无明显影响, 即使试样有预晶化也不影响峰的位置。另一类峰与晶化密切相关, 一般位于晶化放热峰的低温侧, 其变化趋势与放热峰的变化趋势有相似之处^[5-7]。当晶化过程接近完成时, 相应的内耗达极小值, 随后的变化也迅速减弱。有关这些内耗峰的机制还没有系统的研究结果。目前, 我们认为, 第一种新型的可逆内耗峰主要是由于应力感生玻璃基体中一些原子集团作粘弹性运动引起的, 内耗值的相对大小与材料中含玻璃态量的多少有关; 第二种内耗峰的出现不但与玻璃态基体的内耗有关, 而且与晶化过程有关, 主要是受晶化动力学过程控制。图 1 中 p_1 峰是位于玻璃转变温区的可逆内耗峰, p_2 和 p_3 峰与晶化相关^[2,4]。

新型的可逆内耗峰(p_1 峰)的热力学和动力学行为是由 T_g 附近的结构变化所决定的。然而玻璃固态—液态转变的热力学与动力学的汇合导致了凝聚态物理学中最难处理的问题之一。目前所观察到的玻璃转变是受到动力学影响的准平衡态之间的转变, 虽然某些物性所表现出来的变化规律类似于传统的二级相变, 但进一步的研究表明, 玻璃转变偏离了热力学平衡的二级相变^[8]。其原因不能只简单地认为是由于玻璃转变过程中某些物性, 如比热 c_p 变化的宽化性或和时间相关的 T_g 的不确定性, 主要根源还在于玻璃转变过程并不是热力学平衡态之间的转变, T_g 附近的玻璃固态或过冷液态的结构仍然为非稳态。为了研究 T_g 附近的内耗行为, 本文沿用自由体积的概念描述非晶态材料内部结

构, 结合固体材料的力学理论证明了金属玻璃 T_g 附近可以出现具有弛豫型特征的内耗峰, 并在玻璃转变过程中模量明显下降.

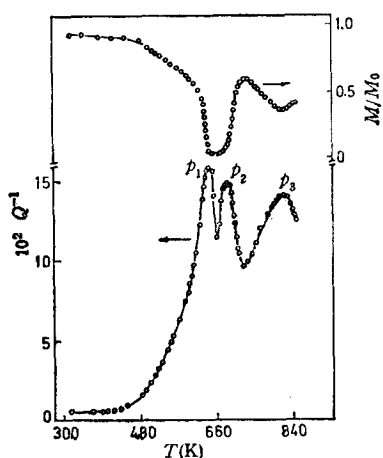


图1 升温过程中试样的内耗 Q^{-1} 和切变模量 M 随温度 T 的变化曲线 升温速率 $\phi = 5 \text{ K/min}$, 室温下测量频率 $f_0 = 0.2756 \text{ Hz}$, M_0 为室温下的切变模量

二、新型内耗峰的唯一理论

金属玻璃的原子组态具有一定的化学短程序和几何短程序, 构成了原子集团. 各原子集团之间的空间距离并不是不变的, 也就是说, 存在着大量的自由体积. 根据自由体积理论可以把金属玻璃的局部结构分为固状和液状两种区域^[9,10]. 这两种不同的区域中原子或原子集团的运动对应力的响应实际上是不同的. 在固状区中, 应变对应力的响应为滞弹性的, 原子或原子集团在应力作用下运动所产生的形变是可以回复的. 在

液状区中, 形变通常以粘性流动的方式进行, 在应力撤除之后不可回复. 产生这种流动的原因可以作如下解释: 当没有外力存在时, 靠原子或原子集团的热运动, 自由体积周围的原子或原子集团向自由体积处跃迁的几率基本相同, 这时原子集团与自由体积不断变换位置的结果只是原子或原子集团的无规扩散运动. 外力存在使原子集团沿作用力方向跃迁的几率比其他方向的大, 因此, 原子集团向前跃迁后, 在原来占有的位置成了新的较大的自由体积区, 使后面的原子集团向前跃迁. 这样, 由于在外力方向上的择优跃迁就形成了宏观的流动现象.

当温度升高时, 原子集团的热运动能增加, 体系的自由体积也随着膨胀, 使流动的阻尼减小. 如果以粘度 η 表示流动阻尼的大小, 则液状区的粘度与温度 T 之间的关系符合 Vogel-Fulcher 方程:

$$\eta = \eta_0 \exp\left(\frac{B}{T - T_0}\right) \quad (1)$$

式中 η_0 为常量; T_0 为特征温度, 一般认为在 T_0 以下, 液相基本上不存在^[9]; B 为与流动激活能有关的常量. 对于 $a\text{-Pd}_{77.5}\text{Cu}_6\text{Si}_{16.5}$, 由实验可得 $\eta_0 = 1.5 \text{ Pa}$, $B = 3180 \text{ K}$, $T_0 = 505 \text{ K}$ ^[11].

当原子集团在应力作用下流动时, 流速越大, 受到的阻力也越大. 如果外应力不是很大, 则符合线性牛顿流体, 即粘度不随应力和应变速率 $\dot{\epsilon}$ (即 $d\epsilon/dt$) 的大小而改变, 并且有如下关系:

$$\sigma = \eta \dot{\epsilon} \quad (2)$$

事实上, 在材料中固状区与液状区没有严格的界线之分. 某一区域中既有固状特征又有液状特征, 因而从统计平均的角度出发可知体系内原子集团的运动同时具有弹性、滞弹性和粘性流动. 玻璃态内耗主要就是基体中所有这些集团在应力作用下运动所引起的

平均效果。根据我们实验结果推测^[9],在 p_1 峰峰温附近,原子集团的平均尺寸为 1.5nm 左右。在低温下,这些原子基本上都冻结在原来的位置上,原子的动性小,应变可以跟上应力的变化,内耗小。随着温度的增加,原子所具有的运动能将增加,原子集团的尺度也将随着下降,体系的粘度亦下降,应变与应力之间的滞后效应增加,导致内耗上升。当温度上升到 T_g 附近时,所有的状态最终基本上全部被激活,原子集团的动性显著增加。在应力作用下,原子或原子集团运动时所产生的应变与应力之间有一定的位相差,亦即有较大的内耗。当原子集团的尺寸达到某一临界值 S_c 时,由原子集团及其界面间的相互运动所产生的内耗达到极大值。如果温度进一步升高,原子集团运动时的弛豫在很短的时间内结束,而且体系处于准平衡的液状结构,此时在应力作用下,形变量虽然可能较大,但原子集团的运动比较自由,因而内耗的变化可能相对地减弱。内耗下降,这就造成了 p_1 峰的出现。图 2 形象化地描述了在升温过程中原子集团的尺度和数量的变化。当达到如图 2(b) 所示的最可几的临界尺度 S_c 和数量 N_c 时,才有峰出现。

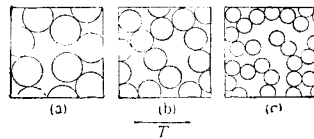


图 2 原子集团的尺度和数量随温度增加而变化

在 T_g 附近,体系处于准平衡状态,从统计平均的观点来看,其结构变化是可逆的。然而由于存在粘性流动,使体系在应力作用下很难达到宏观的静态平衡。尽管这样,当应力 σ 为某一值时,平衡滞弹性形变量的大小是可以确定的^[12]。这种形变是由于应力使材料内部发生了某种变化,例如原子集团的重排,因此,要达到某一相对的平衡就要一定的时间。下面推导在 T_g 附近粘弹性固体的应力、应变关系式。

考虑体系的状态可以由温度、应力或应变以及一个能与力学量相耦合的内参量 ξ 单值确定的简单情况,当应力 $\sigma = 0$ 时, $\xi = 0$ 。首先设内耗为线性的,也即 $\sigma - \varepsilon$ 方程为线性的,因而方程中只考虑内参量 ξ 的线性效应。在某一温度下,如果以 p 和 $1 - p$ 分别表示液状区和固状区在体系中所占的体积分数,在应力作用下液状区以牛顿流体的形式形变,由方程(2)可知,非弹性应变为

$$\varepsilon_f = \frac{p}{\eta} \int_0^t \sigma dt. \quad (3)$$

固状区对弹性和滞弹性作贡献,这部分的形变是可回复的,为

$$\varepsilon_r = (1 - p)(J_u \sigma + \lambda \xi). \quad (4)$$

式中 J_u 为未弛豫柔度; λ 表征内参量与应变间的耦合程度。因而总的应变 $\varepsilon(p, \sigma, \xi)$ 为

$$\begin{aligned} \varepsilon(p, \sigma, \xi) &= \varepsilon_r + \varepsilon_f \\ &= (1 - p)(J_u \sigma + \lambda \xi) + \frac{p}{\eta} \int_0^t \sigma dt. \end{aligned} \quad (5)$$

ε 依赖于 ξ 而变化。式中 $(1 - p)J_u \sigma$ 为弹性应变; $(1 - p)\lambda \xi$ 为滞弹性应变。

第二个条件为在每单个应力 σ 的作用下,只存在唯一的非弹性形变。因为当 $\sigma = 0$

时, ξ 的平衡值 $\xi = 0$, 根据线性要求, 则可以得到 σ 与 ξ 之间有简单的正比关系^[13], 即

$$\xi = \mu\sigma. \quad (6)$$

μ 为比例系数.

第三个条件为内参量达到其平衡值需要足够的时间, 具有非瞬时性, 由于只考虑线性

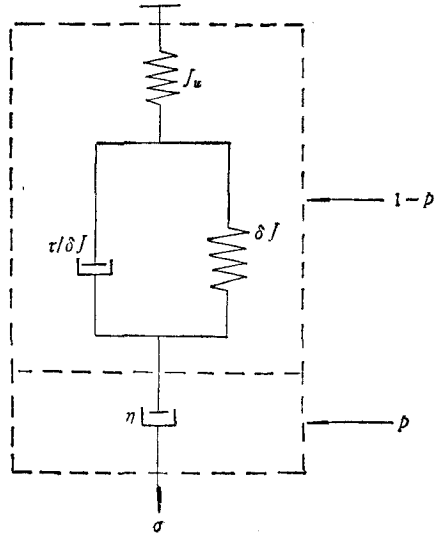


图3 粘弹性固体模型

近似, 根据一级反应动力学方程有: 内参量的变化率 $d\xi/dt$ 正比于 ξ 与其平衡值之差的负值^[13], 即

$$d\xi/dt = -\tau^{-1}(\xi - \xi). \quad (7)$$

τ 为过程的弛豫时间, 表示在应力作用下, 试样内部原子集团发生重新排列, 使 ξ 达到 ξ 所需要的时间. 当弛豫过程包含任何一种原子运动时, τ 应该与温度有关.

从方程(5),(6)和(7)可以推导出粘弹性固体的 $\sigma - \varepsilon$ 方程为

$$\begin{aligned} \tau \ddot{\varepsilon} + \dot{\varepsilon} &= (1-p)J_u \tau \ddot{\sigma} \\ &+ [(1-p)(J_u + \lambda_\mu) \\ &+ p\eta^{-1}\tau]\dot{\sigma} + p\eta^{-1}\sigma. \end{aligned} \quad (8)$$

当温度比较低时, 原子集团处于冻结状

态, 原子的动性小, 液状区亦很少, $p \rightarrow 0$, 由(8)式可得

$$\tau \ddot{\varepsilon} + \dot{\varepsilon} = J_u \tau \ddot{\sigma} + (J_u + \lambda_\mu)\sigma, \quad (9)$$

这是标准滞弹性固体方程^[13], 由此而导出的内耗为滞弹性的. 当玻璃转变之后, 如果液状区占主要部分, 即当 $p \rightarrow 1$ 时, 则(8)式为

$$\tau \ddot{\varepsilon} + \dot{\varepsilon} = \tau \eta^{-1} \dot{\sigma} + \eta^{-1} \sigma. \quad (10)$$

设 $y = \eta^{-1}\sigma - \dot{\varepsilon}$, 则上式的一个特解为 $y = 0$, 也就是方程(2).

在一般情况下, $0 < p < 1$, 材料的应力-应变行为应由方程(8)来描述. 该方程与用 Burgers 模型所得到的结果有差别^[12,14]. 图3直观地表达了金属玻璃在 T_g 附近的形变是由这样两部分构成的: 第一部分为原子的平均自由体积小, 而结构又保持相对稳定的原子集团的运动以及集团内部键长、键角的改变引起的形变. 这种形变与时间有关, 可回复, 因而可用标准的滞弹性固体, 即三参数模型来模拟. 第二部分为自由体积较大的液状区中的原子集团间相互滑动引起的粘性流动, 为牛顿流体, 这种形变随着时间线性发展, 可以用一个阻尼延迟器件(阻尼件) η 模拟. 考虑到液状区和固状区所占的比例以及各不相同的弹簧和阻尼件在应力作用下的不同的形变量, 则总的应变为

$$\varepsilon = (1-p)(\varepsilon_e + \varepsilon_s) + p\varepsilon_f \quad (11)$$

式中 ε_e 为弹性形变; ε_s 为滞弹性应变. 又

$$\begin{aligned} \varepsilon_e &= J_u \sigma, \\ \varepsilon_s + \tau \dot{\varepsilon}_s &= \delta J \sigma, \\ \eta \dot{\varepsilon}_f &= \sigma. \end{aligned} \quad (12)$$

由方程(11)和(12)即可得 $\sigma - \varepsilon$ 方程(8), 并且 $\lambda\mu = \delta J = J_R - J_u$; J_R 为已弛豫柔度.

对于动态实验, 设交变应力和应变分别为

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_0 \exp(i\omega t), \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 \exp(i(\omega t - \phi)),\end{aligned}$$

代入 $\sigma - \varepsilon$ 方程(8)并简化有

$$J^*(\omega) = \varepsilon/\sigma = J_1(\omega) + iJ_2(\omega).$$

其中

$$J_1(\omega) = (1-p)\left(J_u + \frac{\delta J}{1 + \omega^2\tau^2}\right), \quad (13)$$

$$J_2(\omega) = \frac{p}{\eta\omega} + \frac{(1-p)\delta J\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}.$$

当 $J_u \gg \delta J$ 时, 由(13)式有

$$J_1(\omega) = (1-p)J_u, \quad (14)$$

这样, 根据内耗定义有

$$\begin{aligned}Q^{-1} &= J_2(\omega)/J_1(\omega) \\ &= \frac{\delta J}{J_u} \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} + \frac{p}{1-p} \frac{1}{J_u\eta\omega}.\end{aligned} \quad (15)$$

由方程(15)可见, 内耗随着液状区的比例 p 值的增加而增加, 特别是在 T_g 附近, 由于 p 值随着温度而迅速增加, 因而 Q^{-1} 值也就快速上升, 在适当的条件下可以出现具有弛豫型特征的内耗峰. 方程(15)中的粘度 η 虽然具有(1)式的指数形式, 但是由于液状区的影响, 因此, (15)式等号右边第二项中“背景”内耗可能不是简单的指数型, 它与玻璃转变的形式有很大关系.

应指出的是这里所得的内耗与滞弹性内耗是不同的. 在滞弹性的情况下, 内耗只依赖于 $\omega\tau$ 的乘积, 所以变化 τ 与变化 ω 是等效的. 但在考虑了液状区的贡献后, 内耗并不只依赖于 $\omega\tau$, 还与体系的粘度 η 以及固状区向液状区的转变量 p 有关. 虽然 p_1 峰峰温随着测量频率 f 的增加而增加, 但 p_1 峰峰温并不是可以任意提高的. 当频率增加到一定程度之后, 将不再出现与玻璃转变有关的高温可逆内耗峰. 因为, 液状区增加到一定值之后, 体系的回复力明显减弱, 粘性流动占主导地位, 这种定向的扩散过程不出现内耗峰, 其表现行为与 Maxwell 型固体相似. 对于非晶态合金条带, 要从实验上证明 f 增加到某一值后 p_1 峰就会消失可能比较困难, 第一是因为金属玻璃条带的刚度较小, 共振频率很低, 要提高测量频率有一定的难处; 第二是进一步提高温度后, 样品就要发生晶化, 从而使问题更加复杂化. 同样, 必须指出的是随着频率的降低, p_1 峰峰温未必可以任意降低. 原因是: 第一, 只有在 T_g 附近基体中大部分原子作长程协作运动, 并且可以产生较大的内耗值, 尽管动力学或者测量速率(即测量频率)的介入会影响到在一些特定的实验环境中的 T_g 的位置, 但在升温测量过程中, 这种位置的移动不会相差很远^[9]; 第二, 在极低的频率下要完成一个测量周期需要一个较长的时间, 在 T_g 附近这样高的温度下若停留较长的时间就会发生晶化. 总之, 在高频或极低频下要期望得到这种可逆的、可重复的弛豫型内耗峰都是比较困难的.

三、微 观 过 程

前面讨论了固状区的滞弹性行为和液状区的粘性流变行为。现在探讨唯象理论所描述的宏观力学性质与微观物理过程之间的相互关系。

材料中每一个原子集团都与其周围的其它原子集团有交互作用。当一个原子集团在应力作用下运动偏离了原来位置时,在线性近似下,受到其它原子的作用产生的回复力为 γd , d 为原子集团偏离平衡位置的位移量, γ 为回复系数,只有在固状区中才有弹性回复力。另外,运动着的原子集团要受到阻尼力的作用,设阻尼力与原子集团运动速率成正比,即阻尼力的大小可表示为 $\eta \dot{d}$, η 为阻尼系数(粘度)。固状区与液状区的阻尼力不同,首先是因为固状区与液状区的阻尼系数不同,其次是即使在相同的应力作用下两区域的原子集团的运动速率也不同。

设某一原子集团在平衡位置时处于 r_0 位置,由于应力的作用,偏离了 r_0 , 位移量为 d , 因为

$$r = r_0 + d = r_0(1 + \varepsilon_m),$$

所以

$$d = \varepsilon_m r_0.$$

即在微观过程中可以认为位移量 d 与形变量 ε_m 为成正比关系。这样,当考虑到固状区和液状区的平均效果,并设原子集团的有效质量为 m_c , 根据牛顿第二定律得原子集团的运动方程为

$$m_c \ddot{\varepsilon}_t + \eta_1(1-p)\dot{\varepsilon}_s + \eta_2 p \dot{\varepsilon}_t + \gamma(1-p)\varepsilon_s = \sigma, \quad (16)$$

式中 ε_t 为总的非弹性应变; $\eta_1(1-p)\dot{\varepsilon}_s$ 为在固状区运动时所受的阻力; $\eta_2 p \dot{\varepsilon}_t$ 为液状区的阻尼力; $\gamma(1-p)\varepsilon_s$ 为只有在固状区才有的回复力,正是由于有这个回复力的存在才可能引起内耗峰的出现。将

$$\varepsilon_t = (1-p)\varepsilon_s + p\varepsilon_t,$$

$$\eta_2 \dot{\varepsilon}_t = \sigma$$

代入(16)式得

$$m_c \ddot{\varepsilon}_t + \eta_1 \dot{\varepsilon}_t + \gamma \dot{\varepsilon}_t = (p\eta_1\eta_2^{-1} + 1-p)\dot{\sigma} + \gamma p\eta_2^{-1}\sigma.$$

在低频下,惯性项 $m_c \ddot{\varepsilon}_t$ 贡献很小,可以略去不计,这样上式为

$$\eta_1 \dot{\varepsilon}_t + \gamma \dot{\varepsilon}_t = (p\eta_1\eta_2^{-1} + 1-p)\dot{\sigma} + \gamma p\eta_2^{-1}\sigma. \quad (17)$$

在交变应力的作用下(注 $\varepsilon = \varepsilon_0 \exp(i\omega t)$)有

$$\begin{aligned} J_c &= \varepsilon_t / \sigma \\ &= \frac{(p\eta_1\eta_2^{-1} + 1-p)i\omega + \gamma p\eta_2^{-1}}{i\omega\gamma - \eta_1\omega^2} = Jc_1 + iJc_2. \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\begin{aligned} Jc_1 &= \frac{\gamma(1-p)}{\gamma^2 + \eta_1^2\omega^2}, \\ Jc_2 &= \frac{p\gamma^2\eta_2^{-1} + \eta_1\omega^2(1-p + p\eta_1\eta_2^{-1})}{\omega(\gamma^2 + \eta_1^2\omega^2)}. \end{aligned}$$

而

$$J_1 = J_n(1 - p) + Jc_1, J_2 = Jc_2. \quad (19)$$

令 $\tau = \eta_1 \gamma^{-1}$, $\eta = \eta_2$, 不难证明, 方程(19)与(13)是一致的. 可见, 力学弛豫时间 τ 为固状区的特征量.

四、 T_g 附近内耗机理的进一步探讨

1. p_1 峰的热力学特征

以上的研究表明, 玻璃态内耗与多种参数有关, 例如: 固状区或液状区所占的比例 ($1 - p$ 或 p)、测量频率和原子集团的尺度 S 等都对 p_1 峰有明显的影响. 在这些参量中, S 值的大小直接关系到原子集团的跃迁频率 ν . 弛豫时间 τ 一方面取决于温度的高低, 另一方面则取决于 S 值的大小. 事实上, S 值大时, 原子集团在势阱中自身振动频率 ν 就小, 即 τ_0 值大, 与实验数据符合^[4]. 由于 p_1 峰与诸多参量有关, 当外界条件改变时, 体系中某个参量必将受到影响, 进而影响到内耗的变化.

内耗与固状区向液状区的转变量 p 有关, 这种转变在宏观上表现为玻璃转变, 这样, p_1 峰就不可避免地随玻璃由固态向液态转变密切相关. 玻璃转变虽然具有动力学行为, 但其热力学行为占主导地位. 在某些情况下, 当升温速率有数量级变化时, T_g 也只不过变化几度. 内耗实验结果表明, 如果升温速率 ϕ 从 2.5K/min 增加到 10K/min 时, p_1 峰峰温的变化不超过 5K, 该值要比 p_2 和 p_3 峰峰温的变化小得多^[15]. 再根据 p_1 峰的可逆性可以看到, p_1 峰的变化也是以热力学特征为主的.

此外, p_1 峰峰温随着测量频率 f 的增加而增加, 而峰高似乎不变, 这是可以理解的. 当峰温向高温方向移动时, 液状区所占的比例增加, 粘度 η 下降, 导致内耗上升. 但是从方程(15)可见, Q^{-1} 值的变化存在着与 f 成反比的部分, 即 f 的增加又使内耗下降, 这矛盾的双方可能使 p_1 峰峰高变化不明显. 然而要进行定量的计算还有一定的难度. 这是因为到目前为止, 还不清楚 p 值是如何随温度而变化的.

2. 拉伸应力对峰的影响^[16]

当单向拉伸应力施加到试样时, p_1 峰峰温向低温方向移动, 峰高降低. 造成峰高降低的原因除了由于拉伸应力的存在制约了原子集团的切向运动外, 另一个可能的原因就是由于峰温降低, p 值也就相应地较小, 根据内耗与 p 的关系可知, 此时内耗值将下降.

3. 热历史的影响^[16, 17]

在不产生晶化的条件下预退火可以使较低温度下的内耗值降低而不影响 p_1 峰峰高和峰温. 原因是热处理时, 由于结构弛豫, 体系中那些比较容易激活的可跃迁的原子集团首先被激活到较稳定的状态. 经过这样的结构弛豫后, 在 p_1 峰温以下的某个温度, 由于参加跃迁的原子集团数减少, 所以 p_1 峰峰温低温侧内耗值将随着结构弛豫而下降. 当接近 T_g 附近时, 体系的所有状态基本上处于准平衡态, 具有热力学特征, 因而 p_1 峰的特征量如峰高和峰温变化不明显.

4. 模量的变化

当升温到 T_g 附近时,动力学模量迅速下降,变化约一个数量级以上,如图 1 所示. 用标准滞弹性固体方程^[13]或 Burgers 模型^[14]所得的方程解释这一现象时遇到了困难,无法得出 T_g 与模量之间的关系. 如果考虑到固状区和液状区的存在,则为解决这一问题提供了一种可能的途径.

在动态测量时,因为 $M^* = \sigma/\varepsilon = M_1 + iM_2$,根据方程(8)有

$$M_1 = [(1-p)\omega^2(M_R^{-1} + M_u^{-1})\omega^2\tau^2][p^2\eta^{-2}(1 + \omega^2\tau^2) + (1-p)^2\omega^2(M_R^{-2} + M_u^{-2}\omega^2\tau^2) + 2p(1-p)(M_R^{-1} - M_u^{-1})\eta^{-1}\tau\omega^2]^{-1}.$$

由此可见,由于在 T_g 附近, p 值变化很快,并且玻璃转变后,固状区所占比例较小^[18],若 $1-p \rightarrow 0$,则 $M \rightarrow 0$,材料明显软化,这与我们的实验结果一致.

动力学模量的大小,由体系的弹性或滞弹性行为决定. 当固状区随着温度的增加而减少时,这种弹性的特征也将随着减弱,表现为动力学模量越来越小. 当发生晶化时,体系的弹性区又增加,虽然此时所增加的弹性区与晶化前的固状区的结构完全不同,但总效果是使体系的模量增加,因而在模量曲线上出现模量极小值. 也正是由于晶化导致了模量极小值,因此其位置应在 p_1 峰峰温的高温侧.

- [1] H. S. Chen and N. Morito, *J. Non-Cryst. Solids*, **72** (1985), 287.
- [2] HE Yizhen and LI-Xiaoguang, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **99**(1987), 115.
- [3] 张进修、陈明华、林德明,第二届全国固体内耗与超声衰减学术会议文集,葛庭遂、张立得主编,原子能出版社出版,北京,(1989),39页.
- [4] LI Xiaoguang, ZHANG Yuheng and HE Yizhen, *J. Phys.: Condens. Matter*, **2**(1990), 809.
- [5] T. Soshiroda, M. Koiwa and T. Masumoto, *J. Non-Cryst. Solids*, **22**(1976), 173.
- [6] LI Xiaoguang and HE Yizhen, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **95**(1986), 467.
- [7] M. Ktosek, J. W. Morón and T. Poloczec, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **111**(1989), 127.
- [8] J. Jäckle, *Rep. Prog. Phys.*, **49**(1986), 171.
- [9] R. Zallen, *The Physics of Amorphous Solids*, A Wiley-Interscience Publication, (1983).
- [10] M. H. Cohen and G. S. Grest, *Phys. Rev.*, **B20**(1979), 1077.
- [11] H. S. Chen, *J. Non-Cryst. Solids* **29**(1978), 223.
- [12] 卢长勋、王子孝、石展之,武汉大学学报,**4**(1987),31.
- [13] A. S. Nowick and B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York, (1972).
- [14] W. N. Findley, J. S. Lai and K. Onaran, *Creep and Relaxation of Nonlinear Viscoelastic Materials North-Holland Series in Applied Mathematics and mechanics*, (1976) p. 57.
- [15] 李晓光,博士毕业论文,中国科学院固体物理研究所,(1989).
- [16] LI Xiaoguang and HE Yizhen, *J. Mat. Sci. Lett.*, **7**(1988), 1359.
- [17] LI Xiaoguang, *J. Phys. D*, **23**(1990), 368.
- [18] K. K. S. Shante and S. Kirkpatrick, *Adv. Phys.*, **20**(1971), 325.

THEORETICAL ANALYSIS ON THE INTERNAL FRICTION OF METALLIC GLASSES NEAR T_g

LI XIAO-GUANG

Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, 230026

HE YI-ZHEN

Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hefei, 230031

(Received 4 April 1990)

ABSTRACT

In this paper we analyze and discuss the characteristics of internal friction of metallic glasses near glass transition temperature T_g based on the model of free volume and mechanical theory of solids. The relationship between stress and strain was obtained if the proportion occupied by solid-like and liquid-like regions in the matrix of glassy state was considered. It is found theoretically that the internal friction peak being of relaxation type can appear in the vicinity of T_g and the modulus decrease dramatically during glass transition. The theoretical analysis is essentially in agreement with experimental results.

PACC: 6140; 6240