

玻璃超声吸收的红外发散理论

范希庆 王国樑 姜王也 戴培英

(郑州大学物理系)

刘 福 绥

(北京大学物理系)

1984年8月3日收到

提 要

本文采用低频涨落、耗散、弛豫过程的统一理论^[1]来研究玻璃热活化弛豫过程的超声吸收。与现有的弛豫时间分布理论不同,只采用单一弛豫时间 τ_p ,但可以说明弛豫时间分布理论所不能解决的玻璃超声吸收的实验特征,并解释这些实验特征与具体材料无关的普适性。

一、引 言

二十多年来,对低温下玻璃的超声吸收进行了大量的测量,发现与晶态固体的吸收特性完全不同。把这些实验资料^[2-5,8]概括起来,玻璃的超声吸收特性大致有如下几点:

(1) 玻璃的超声吸收很强,而在晶态固体中超声吸收很小,这是玻璃超声吸收的最突出而又普遍的特性。

(2) 在液氮温度附近,在玻璃超声吸收相对于温度的曲线上存在一个宽而高的峰;且随频率的增加,峰的位置逐渐向高温端移动,峰的宽度逐渐加宽。

(3) 玻璃超声吸收峰值的大小随频率线性增加,而在高温端则与频率的二次方成正比。

(4) 在 $T < 20\text{K}$ 的低温端,发现有第二个超声吸收峰^[8]。

(5) 纵波和横波的超声吸收与温度的依赖关系相同,而且,对有的材料,两种超声吸收曲线几乎重合。

上述特点,不仅在单一成分的纯玻璃中观察到,如 SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 , As_2O_3 等。而且在多种成分的玻璃中也观察到有类似的现象^[5]。

Anderson 和 Bömmel^[3]指出,玻璃超声吸收和介质吸收之间存在着密切的关系。Arrhenius 图^[8]可以说明这一点:把同种材料的超声和介质的测量频率 ω 取对数,再把相应的超声吸收峰和介质吸收峰所对应的温度 $T_{\max}$ 取倒数,在同一张表上作出 $\log \omega - 1/T_{\max}$ 图,发现两者都在一条直线上(如 SiO_2)。这就清楚的表明,两种不同性质的吸收来源于同一机理:热活化弛豫过程。

采取单一弛豫时间,描述这一过程的吸收公式,即是著名的 Debye 方程

$$\frac{1}{Q} = \Delta G \frac{\omega \tau_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2}. \quad (1)$$

并且, 内耗 $1/Q$ 与吸收系数 α 之间存在如下关系:

$$\frac{1}{Q} = \frac{2\alpha\nu}{\omega}, \quad (1')$$

其中 α 为超声吸收系数, ν 为超声速度, $1/Q$ 为单位波长的吸收, τ_0 为弛豫时间, ΔG 为弛豫强度.

$$\tau_0 = \tau_{\infty} e^{E_A/kT}. \quad (2)$$

但是, 由 (1) 式所预言吸收峰的宽度比实验测得的窄, 对其它特性也不能给以解释. 一般认为其原因是单一弛豫时间所引起的, 从而提出弛豫时间分布理论 (也即激活能分布理论). 按此理论, 在不同温区采用不同的激活能, 能做到与具体材料的超声吸收峰实验曲线相合, 这相当于多个参数的唯象理论. 但是对上述玻璃超声吸收的普适特性的描述, 该理论就无能为力了. 这说明弛豫分布的假定是不实际的, 但从另一方面, 揭露了弛豫过程可能存在着未知其性质的元激发过程.

二十多年来, 为了解释玻璃中弛豫过程, 除了弛豫分布理论外, 先后还提出不少理论^[6-8, 11]. 虽然这些理论在不同温区、从不同观点、程度不同地描述了这一过程, 但对玻璃吸收的普适特性的描述甚少. 本文将采用 Ngai (倪嘉陵) 的低频 ($<10^9$ Hz)、涨落、耗散和弛豫的统一理论^[11], 对实验材料给以解释和具体计算, 特别是对与具体材料无关的普适性给以描述.

二、红外发散理论

Ngai 的理论对玻璃的介质吸收曾给以很好的描述, 因此有理由认为用这个理论描述玻璃的超声吸收也是适合的.

在电场 $\mathbf{F}$ 的作用下, 玻璃中起极化作用的电偶极子, 其偶极矩为 $\mathbf{P}$ 以突然的方式改变它的方向或位置, 从而使其能量发生改变 $\delta E = \mathbf{P} \cdot \mathbf{F}$. 类似地, 在超声作用下, 玻璃中产生应变场 ϵ , 引起应变势 D 的突变, 于是弛豫态的能量发生变化 $\delta E = D \cdot \epsilon$. 在这里, 我们假定 D 只取两个值 $\pm D_0$, 而且 D 与激活能无关. 这样, 弛豫态将由一个势阱到另一个势阱. 在此过程中, 有低能激发或退激发产生. 这些低能激发具有红外发散的性质. 不同的物质, 由于内部结构不一样, 所以它们的红外发散性质有差异. 这个差异体现在红外发散指数 n 的值不同.

假定 t 时刻弛豫态仍保持初始时刻 $t = 0$ 的状态的几率为 $Q(t)$, 则有^[9]

$$\frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{Q(t)}{\tau} \quad (Q(0) = 1), \quad (3)$$

τ 为弛豫时间, 不考虑红外发散时, $\tau = \tau_0$, τ_0 为 Debye 弛豫时间; 考虑红外发散时, Mahan 用场论方法证明^[10]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} e^{-\phi(n)}, \quad (4)$$

其中 $\phi(t)$ 为弛豫态的瞬时响应函数,把低能激发和退激发同时考虑进去,

$$\phi(t) = n \operatorname{Re} \{ \nu + \ln(iE_c t) + E_1(iE_c t) \}. \quad (5)$$

这里, n 为红外发散指数 ($0 \leq n < 1$), $\operatorname{Re} \{ \dots \}$ 表示取实部, $\nu = 0.5772$, 称为欧拉常数, E_c 为具有红外发散性质的低能激发上截止能量, E_1 为标准积分, 当 $x \gg 1$ 时, $E_1(ix) \approx 0$.

从(3), (4) 和 (5) 式, 求得 ($E_c t \gg 1$)

$$Q(t) = e^{-\int_0^t \frac{1}{\tau} dt} = e^{-(\frac{t}{\tau_p})^{1-n}}, \quad (6)$$

$$\tau_p = [(1-n)e^{n\nu} E_c^n \tau_0]^{-\frac{1}{1-n}}. \quad (7)$$

由 $Q(t)$ 求得跃迁几率分布函数

$$\phi(t) \equiv -\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{1}{\tau_0} e^{-n\nu} (E_c t)^{-n} e^{-(\frac{t}{\tau_p})^{1-n}}. \quad (8)$$

于是, 广义感应率 $\chi(t)$ 为

$$\chi(t) = \beta D_0^2 \phi(t), \quad (9)$$

其中 $\beta = 1/kT$, 对 $\chi(t)$ 进行傅氏变换

$$\begin{aligned} \chi(\omega) &= \int_0^\infty \chi(t) e^{i\omega t} dt \\ &= \frac{\beta D_0^2}{e^{n\nu} E_c^n \tau_0} \int_0^\infty t^{-n} e^{-(\frac{t}{\tau_p})^{1-n}} e^{i\omega t} dt. \end{aligned} \quad (10)$$

令 $\chi_0 = \beta D_0^2$, 并作变量变换 $x = (\frac{t}{\tau_p})^{1-n}$, 上式变为简单形式

$$\chi(\omega) = \chi_0 \int_0^\infty e^{-x} e^{i(\omega \tau_p x^{\frac{1}{1-n}})} dx. \quad (11)$$

损耗正比于广义感应率 $\chi(\omega)$ 的虚部 $\chi''(\omega)$, 即 $1/Q \propto \chi''(\omega)$,

$$\chi''(\omega) = \chi_0 \int_0^\infty e^{-x} \sin(\omega \tau_p x^{\frac{1}{1-n}}) dx. \quad (12)$$

从而, 得到相对损耗

$$\frac{\chi''(\omega)}{\chi_0} = \int_0^\infty e^{-x} \sin(\omega \tau_p x^{\frac{1}{1-n}}) dx. \quad (13)$$

为方便起见, 令

$$S = \chi''(\omega')/\chi_0 = \frac{k}{D_0^2} \cdot \frac{T}{Q}, \quad (14)$$

其中

$$\omega' = \omega \tau_p. \quad (15)$$

考虑 S 关于 ω' 的渐近特性, 进行简单演算, 可得以下渐近式:

$$S = (1-n) \sin \left[(1-n) \frac{\pi}{2} \right] \Gamma(1-n) \omega'^{n-1} \quad (\omega' \gg 1), \quad (16)$$

$$S = \Gamma \left(\frac{1}{1-n} + 1 \right) \omega' \quad (\omega' \ll 1), \quad (16')$$

其中 $\Gamma(\cdots)$ 为伽马函数. 由于 ω' 是频率和温度的函数, 在满足 S 对于 ω' 的渐近条件下, 可分别得到 S 对于频率和温度的渐近式. 因此, 在一定频率下, 假定 E_c, E_A 与温度无关, 由 (2), (7), (15), (16) 和 (16') 式, 可得 S 对于温度的渐近式

$$\log S = -\frac{E_A}{kT} \log e + \log \left\{ (1-n) \sin \left[(1-n) \frac{\pi}{2} \right] \Gamma(1-n) \omega^{n-1} \tau_{p\infty}^{n-1} \right\} \\ (kT \ll E_A), \quad (17)$$

$$\log S = \frac{E_A^*}{kT} \log e + \log \left[\Gamma \left(\frac{1}{1-n} + 1 \right) \omega \tau_{p\infty} \right] \quad (kT \gg E_A), \quad (17')$$

其中 E_A^* 称为表观激活能,

$$E_A^* = E_A / (1-n), \\ \tau_{p\infty} = [(1-n) e^{n E_c^*} \tau_{\infty}]^{\frac{1}{1-n}}. \quad (18)$$

同理, 假定 D_0 与频率无关, 在一定温度下, 由 (15), (16) 和 (16') 式, 可得 $1/Q$ 对于频率的渐近式

$$\chi'' = \frac{1}{Q} = (1-n) \sin \left[(1-n) \frac{\pi}{2} \right] \Gamma(1-n) \chi_0 \tau_p^{n-1} \omega^{n-1} \quad (\omega \gg 1), \quad (19)$$

也就是

$$\chi'' = \frac{1}{Q} \propto \omega^{n-1},$$

$$\chi'' = \frac{1}{Q} = \Gamma \left(\frac{1}{1-n} + 1 \right) \chi \tau_p \omega \quad (\omega \ll 1), \quad (19')$$

也就是

$$\chi'' = \frac{1}{Q} \propto \omega.$$

此外, 有^[3]

$$\tau_p = \frac{1}{\omega_p} \propto \exp(E_A^*/kT). \quad (20)$$

三、与实验比较及讨论

1. 超声弛豫损耗与温度的关系

图 1—4 分别给出 SiO_2 , GeO_2 , As_2O_3 和 B_2O_3 等四种材料, 在某些频率下, 纵波超声弛豫损耗与温度的依赖关系. 图中的实线是根据损耗 $1/Q$ 与 $\chi''(\omega)$ 成正比, 利用 (13) 式, 按最佳拟合计算出来的, 并定出红外发散指数: SiO_2 和 GeO_2 取 n 值为 0.8; As_2O_3 和 B_2O_3 取 n 值为 0.65.

从图 1—4 可以看出, 由 (13) 式确定的四条理论曲线与实验曲线符合得很好, 只是 SiO_2 和 GeO_2 的损耗峰在低温段理论值比实验值稍有偏低, 这可能是由于 SiO_2 , GeO_2 的损耗峰比 B_2O_3 , As_2O_3 损耗峰出现在更低的温度段引起的. 同时, 实验上已发现^[8] SiO_2 , GeO_2 在 $T \leq 10\text{K}$ 附近有第二损耗峰, 而对 B_2O_3 , As_2O_3 未发现第二个峰.

另外, 根据 $\chi''(\omega)$ 在高温端和低温端的渐近式 (17) 和 (17') 计算了四种材料的激

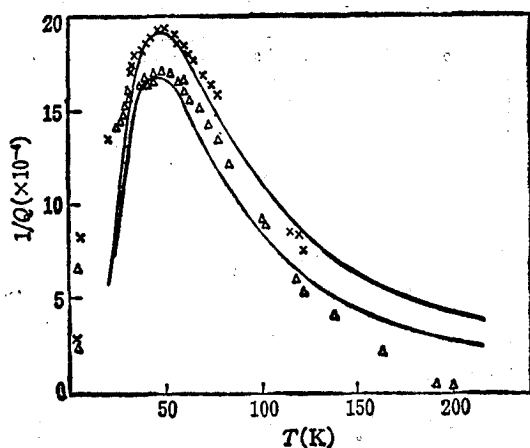


图1 在 SiO_2 玻璃中, 两种频率下, 纵波超声弛豫损耗 $1/Q$ 与温度 T 的关系

$\times$ 为 $f = 50\text{MHz}$; $\triangle$ 为 $f = 21.5\text{MHz}$

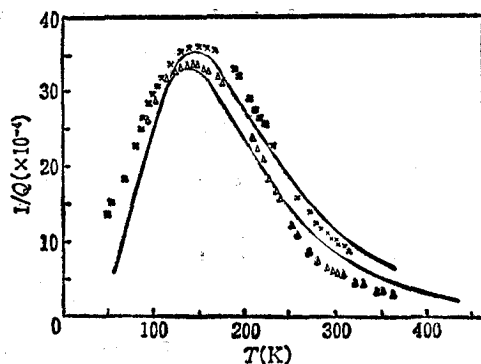


图2 在 GeO_2 玻璃中, 两种频率下, 纵波超声弛豫损耗 $1/Q$ 与温度 T 的关系

$\times$ 为 $f = 21.2\text{MHz}$; $\triangle$ 为 $f = 7.8\text{MHz}$

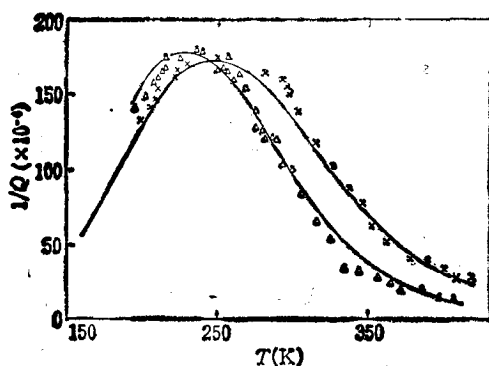


图3 在 As_2O_3 玻璃中, 两种频率下, 纵波超声弛豫损耗 $1/Q$ 与温度 T 的关系

$\times$ 为 $f = 15.3\text{MHz}$; $\triangle$ 为 $f = 5.2\text{MHz}$

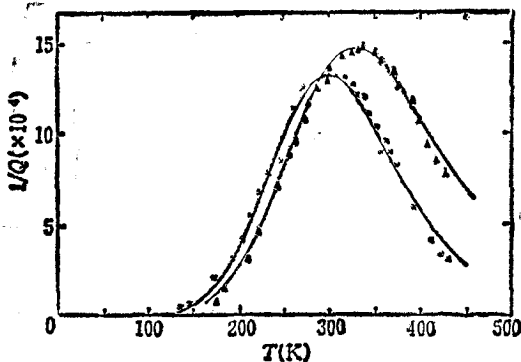


图4 在 B_2O_3 玻璃中, 两种频率下, 纵波超声弛豫损耗 $1/Q$ 与温度 T 的关系

$\times$ 为 $f = 21\text{MHz}$; $\triangle$ 为 $f = 49\text{MHz}$

活能理论值, 并且, 取 $\tau_\infty \approx 10^{-13}\text{s}$ 按最佳拟合也得到同样的结果。在表1中列出这些结果, 同时把弛豫分布理论的平均激活能也列在表1中以资比较。从表1可看出, 本文得到的激活能比文献[4]的小, 表观激活能 E_A^* 比它的大。但当两种激活能都各自取 SiO_2 的

表1 激活能 (单位为 cal/mol)

材 料		SiO_2	GeO_2	As_2O_3	B_2O_3
文献[4] 的理论值	E_A	500	2700	5500	6400
	比数	1.0	5.4	11	13
本文的理论值	E_A	180	740	2300	2700
	E_A^*	900	3450	6600	7700
	比数	1.0	4.1	13	15

激活能为基数, 所得的相对比数是近似相等的。

需要强调的是, 文献[4]给出的激活能理论值是以玻璃的粘滞性数据为依据, 在作了一些假定之后算得的。而本文按 Ngai 理论所得出的激活能未做任何假定, 自动将激活能分为激活能和表观激活能。该理论认为在粒子(原子)的激活过程中, 除克服势垒外(其势垒高度相当于激活能), 还要付出低能激发的消耗。因此, 所谓表观激活能应是实验测量值等效的激活能, 故表观激活能应比激活能大。所有这些都是该理论本身固有的结果。从现有的实验数据来看, 一般认为 SiO_2 玻璃的激活能约为 $500\text{K}^{[1]}$, 作单位换算即为 993cal/mol , 而 Anderson 等人^[3]从实验上推得的为 1030cal/mol 。本文算得的 SiO_2 玻璃的表观激活能 $E_A^* = 900\text{cal/mol}$, 恰好与这些值相接近。再者, 本文算得的 SiO_2 玻璃的激活能 $E_A = 180\text{cal/mol} = 0.0078\text{eV} (\approx 0.01\text{eV})$, 这个值恰好与 Phillips^[7]从理论上估算的势垒高度 $\sim 10^{-2}\text{eV}$ 数量级相符。从以上数值比较可以看出, 本文给出的 SiO_2 的激活能和表观激活能的合理性。一般认为, 当弛豫频率等于超声频率时, 材料对超声有最大吸收。如果用此条件在实验吸收曲线的峰值处求得的激活能为实验值的话, 那末, 对其它三种材料算得的实验激活能与表 1 中给出的表观激活能相近。由此推知, 表 1 中的四种材料的激活能, 就是 Ngai 理论所给出的四种材料的势垒高度。

2. 玻璃超声损耗的普适性

在此, 强调指出, Ngai 的理论不仅很好地解释了玻璃超声损耗与温度的关系, 而且还能对玻璃超声吸收与具体材料成分、结构无关的普适特征给予很好的说明, 这方面恰好是弛豫分布理论的困难所在。

1) 峰温与频率的关系

利用数值求极值的方法, 由 (13) 式可求得 T/Q 的极值条件满足

$$\omega' = \omega \tau_p = \text{常数} \approx 1. \quad (21)$$

对给定的材料, 取某个峰为参考峰, 对应的温度——峰温为 T_0 , 频率为 ω_0 , 则由 (20) 和 (21) 式可得

$$\omega e^{E_A^*/kT_p} = \omega_0 e^{E_A^*/kT_0}.$$

对上式取对数, 即有

$$\frac{E_A^*}{kT_p} \log e = \frac{E_A^*}{kT_0} \log e - \log \frac{\omega}{\omega_0}. \quad (22)$$

令

$$t_0 \equiv \log e \cdot \frac{E_A^*}{kT_0}, \quad t_p \equiv \log e \cdot \frac{E_A^*}{kT_p}.$$

则 (22) 式改写为

$$t_p = t_0 - \log \frac{\omega}{\omega_0}. \quad (23)$$

对于给定的材料, E_A^* 为常数, t_0, t_p 相当于温度的倒数, 不过 t_p 还与使用的超声频率有关。这样 (23) 式清楚表明: 随频率 ω 的增加, T/Q 的峰温越高。这个结论与文献 [2—4] 所给出的实验结论相符。

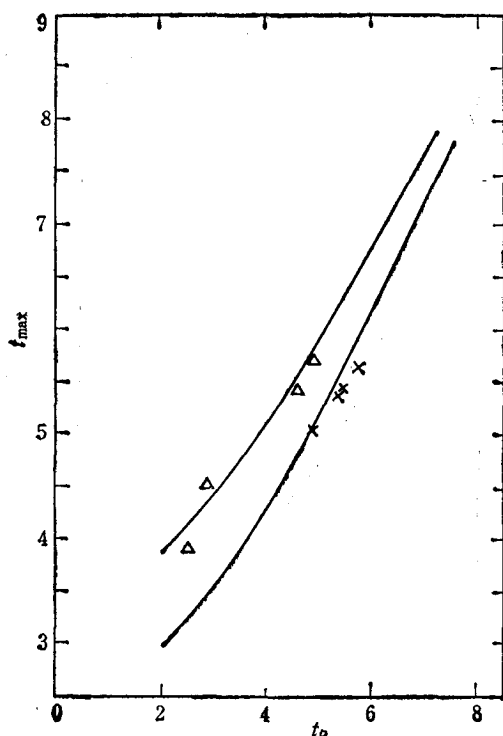


图5 损耗峰温的倒数与频率的关系
△为 $n=0.8$; × 为 $n=0.65$

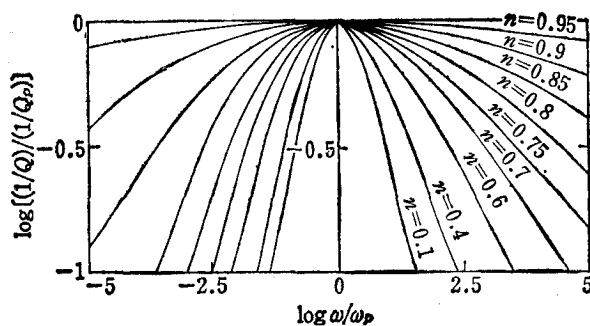


图6 不同发散指数 n 下, 损耗与频率的关系

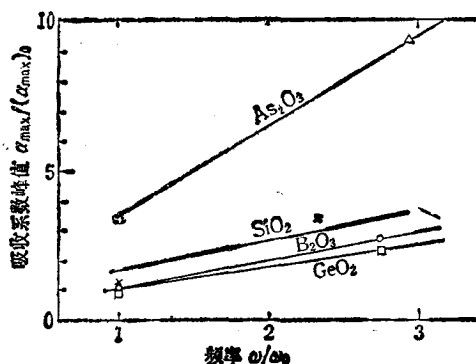


图7 SiO_2 , GeO_2 , As_2O_3 和 B_2O_3 玻璃超声吸收峰值与频率的关系

损耗峰不同于 T/Q 的峰, 在温度不变的条件下, (13) 式左端 $\frac{\chi''}{\chi_0} = \frac{k}{D_0^2} \frac{T}{Q}$, 代表随频率不同, 内耗的相对大小. 但在频率不变条件下, T/Q 不代表随温度不同, 内耗的相对大小. 为了说明损耗峰的峰温与频率的关系, 我们利用 (13) 式, 作出 $t_{\max}-t_p$ 的关系曲线, 如图 5 所示. 其中 $t_{\max} = \frac{E_A^*}{kT_{\max}} \cdot \log e$, $T_{\max}$ 为损耗峰温, $t_p = t_0 - \log(\omega/\omega_0)$. 图 5 中所用的 SiO_2 , GeO_2 , As_2O_3 和 B_2O_3 的实验值取自文献 [4]. 由图 5 可见, 对于 $n \leq 0.8$, 当 $t_p < 4$, $t_{\max}-t_p$ 为非线性; 当 $t_p > 4$, $t_{\max}-t_p$ 为线性. 即有

$$\frac{1}{T_{\max}} \propto -\log \frac{\omega}{\omega_0}. \quad (24)$$

图 5 所示的直线部分, 恰好就是 Arrhenius 图中的直线.

2) 弛豫损耗与频率的关系

图 6 给出在温度 T 不变时, 利用 (13) 式作出 $\log \left[\frac{1}{Q} / \frac{1}{Q_p} \right] - \log(\omega/\omega_p)$ 的相对弛豫损耗曲线, 其中 $1/Q_p$ 为损耗峰值, ω_p 是与 $1/Q_p$ 对应的频率值. 从图 6 中可以看出, 随发散指数 n 增加, 损耗曲线逐渐变平坦; 损耗对频率的依赖越来越弱; 损耗曲线是不对称的. 再者, 图 6 中的曲线在高频段和低频段在数值上分别满足 (19) 和 (19') 式所指出的关系. 所有这些都与文献 [1] 讨论电介质极化所得结论相同.

从 1), 2) 所得结果看出, 用 Ngai 的理论可阐明玻璃超声吸收和介质吸收的相似行为。

3) 吸收系数 α 与频率的关系

图 7 是用 (13) 式作出的吸收系数 α 的峰值随频率变化曲线。所用实验值与图 5 相同。SiO₂, GeO₂, As₂O₃, B₂O₃ 的 ω_0 值分别为 21.5MHz, 7.8MHz, 5.2MHz, 21MHz。四种吸收系数都以 B₂O₃ 在 $\omega_0 = 21\text{MHz}$ 时的吸收系数峰值作单位。图 7 中给出吸收系数峰值的相对大小。由图 7 可见: 吸收系数的峰值大致与频率 ω 成正比, 频率越高, 吸收越大。另一方面, 由 (1') 和 (16') 式可知, 在高温段, 吸收系数与 ω 的二次方成正比。以上两点, 正是引言中所指出的超声吸收普适特性的第三点。

4) 损耗曲线的形状和宽度

图 8 是在 (13) 式, 作变量变换 $T' = \frac{kT}{E_A \log e}$, 取 $t_p = 8$, 选不同 n 值所作出的理论曲线。对于确定的材料, T' 与温度 T 成正比, 从图 8 可得到以下结论:

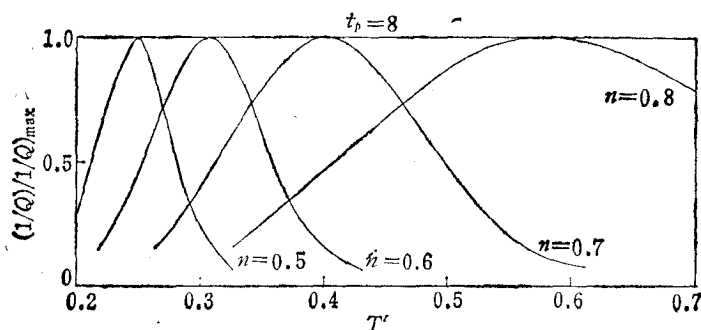


图 8 在不同红外发散指数下, 损耗与温度的关系

(a) 吸收峰两侧不对称。在高温段比低温段有较大的超声吸收, 表明高温区存在较多的低能激发。

(b) 对给定激活能 E_A 和 T/Q 的 t_p , 发散指数 n 越大, 则损耗峰温越高, 曲线越宽。这说明发散指数越大, 损耗范围越大。

(c) 图 9 与图 8 的区别在于: n 不变 ($n = 0.8$) 而 t_p 变。对于确定的材料, t_p 变化相当于频率变化。由此推知, 对于确定的材料, ω 越大, 即 T/Q 的峰温的倒数 t_p 越小, 则

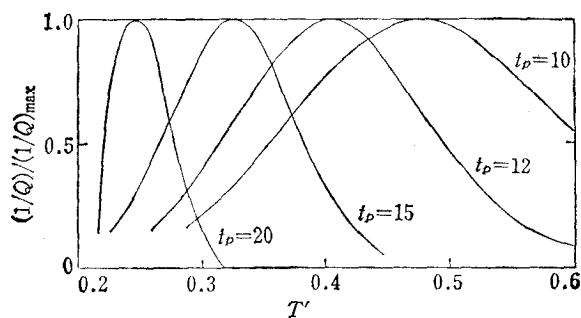


图 9 在不同频率下, 损耗与温度的关系

吸收峰向高温段移动,曲线也加宽。

对于非晶材料,由于其结构是短程有序,因此同晶体相比,存在大量的缺陷态。在超声作用下,具有红外发散性质的低能激发,导致非晶体比晶体有很强的吸收系数。再者,由于低能激发的红外发散的普适特性与具体材料的成分及结构无关,所以,不论氧原子的两个平衡位置位于键方向上,还是位于垂直于键的方向上,或是四面体有一个小的转动^[4,8],超声都能在玻璃中产生红外发散的能激发。因此,Ngai 的理论认为,这几个模型是等价的。同理,可以预言不论超声是纵波的或是横波的,激发导致的弛豫损耗曲线应是相似的。

综合以上可知,红外发散理论对超声吸收特性的描述是相当成功的。不过在 SiO_2 和 GeO_2 的弛豫损耗曲线上,在低温段理论曲线在实验曲线的下面;并且对四种材料都未给出第二个损耗峰。从红外发散理论来分析,这可能是除了热激活,还有其它机制及其引起的元激发所导致的损耗未考虑进去的缘故。Anderson 等人^[6]和 Phillips^[7],为了解释玻璃低温 ($T < 20\text{K}$) 下的热学和声学的反常特性,分别提出唯象的二能级模型,认为在低温段玻璃中的弛豫过程主要由“声子助隧道效应”(phonon-assisted tunneling) 的贡献。Jäckle 等人^[11]从玻璃的弹性性质,研究了超声弛豫,并指出超声吸收的两峰结构是两种不同的可能的弛豫机制的显现,即热激活和声子助隧道效应。由于 Ngai 的理论原则上不受温度的限制,所以我们认为,将“声子助隧道效应”所引起的损耗考虑进去,可以将低温段的超声吸收的理论曲线提高,并有可能描述第二吸收峰,有关这方面的详细讨论,将在另文中叙述。

参 考 文 献

- [1] K. L. Ngai, *Comments on Solid State Physics*, 9(4) (1979), 127.
- [2] M. E. Fine, H. Van Duijne and Nancy T. Kenney, *J. Appl. Phys.*, **25** (1954), 402.
- [3] O. L. Anderson and H. E. Bömmel, *J. Am. Ceram. Soc.*, **38** (1955), 125.
- [4] R. E. Strakna and H. T. Savage, *J. Appl. Phys.*, **35** (1964), 1445.
- [5] D. E. Day, *J. Non-Cryst. Solid*, **21** (1976), 343.
- [6] P. W. Anderson, B. I. Halperin and C. M. Varma, *Philos. Mag.*, **25** (1972), 1.
- [7] W. A. Phillips, *J. Low. Tem. Phys.*, **7** (1972), 351.
- [8] S. Hunklinger and M. V. Schickfus, *Amorphous Solids Low-Temperature Properties*, Edited by W. A. Phillips, New York, (1981), p. 81.
- [9] Fu-Sui Liu (刘福绥) and K. L. Ngai, *Scientia Sinica (Series A)*, **25** (1982), 59.
- [10] G. D. Mahan, *Solid State Physics*, **29** (1974), 75.
- [11] J. Jäckle, *et al.*, *J. Non-Cryst. Solid*, **20** (1976), 365.

INFRARED DIVERGENCE THEORY OF ULTRASONIC ABSORPTION IN GLASSES

FAU XI-QING WANG GUO-LIANG JIANG WANG-YE DAI PEI-YING

(Department of Physics, Zhengzhou University)

LIU FU-SUI

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

Starting from the unified theory^[1] of low-frequency fluctuation, dissipation, and relaxation processes, we studied the ultrasonic absorption in the thermal activation process in glasses. The theory involves only a single relaxation time and differs from the theory of distributed relaxation times. Nonetheless, it can explain the experimental characteristics of the ultrasonic absorption in glasses and the universality of these characteristics independent of kinds of materials, which couldn't be interpreted by the previous theory with the distribution of relaxation times.