

钼酸钆晶体铁弹相变的超声衰减和内耗

王 雅 谷 王 业 宁

(南京大学物理系)

1984年3月16日收到

提 要

用四个频率($f = 31, 50, 72, 93\text{MHz}$)超声纵波测量了钼酸钆晶体铁弹铁电相变($T_c = 160.90^\circ\text{C}$)引起的超声衰减(α_s)峰. 得到较准确的 α_s 正比 f^2 的关系, 求得 T_c 以上 α_s 的临界指数从 1.52 ± 0.12 变到 0.89 ± 0.12 . 有渡越现象. 用低频($f = 1\text{Hz}$ 和 150kHz)测出了相变内耗峰, 肯定其为相界面运动所引起. 并求得界面运动的临界应力, 从而确定了本文中测得的超声衰减主要是涨落机制的贡献.

引 言

结构相变的超声衰减研究可以获得相变动力学的信息, 能求得序参量弛豫时间或涨落的衰减时间 τ 及温度临界指数 ρ , 从而可以检验重正化群理论.

关于相变的超声衰减理论可以归为两类:

1. Landau-Khalatnikov 弛豫理论^[1] 基于自由能展开式及弛豫方程, 得到相变超声衰减

$$\alpha_s = A\omega^2\tau/(1 + \omega^2\tau^2) \simeq A\omega^2\tau \quad (\omega^2\tau^2 \ll 1), \quad (1)$$

其中

$$\tau \propto |(T - T_c)/T_c|^{-1}, \quad (2)$$

式中 ω 为圆频率, T 为绝对温度, T_c 为临界温度, A 为弛豫强度. 对于低温相是单轴铁电体而高温相也具有压电性的材料符合较好^[2-4].

Landau 理论是平均场理论, 有人将其推广至包含小的涨落项^[5,6]. 但对于临界区存在大涨落的情形, 这一理论不适用. 只有当体系的维度 d 大于临界维度 d^* ^[3,7] 时, 平均场理论才可用.

2. 涨落阻尼理论 对于具有中心对称的顺电相以及许多结构相变, 一般序参量 $\bar{Q}$ 与应变 ϵ 是属二次耦合的情形 ($Q^2\epsilon$), 其超声衰减主要是涨落散射的贡献^[3,4,6,8].

由 Schwabl^[9] 的模-模耦合理论或应用更精确的重正化群方法^[10] 得到涨落引起的超声衰减公式

$$\alpha_s \sim \omega^2 |(T - T_c)/T_c|^{-\rho}, \quad (3)$$

式中 ρ 为临界指数, 对于立方晶系已有详细计算, 对水静应力有 $\rho = 2 - \nu(d - z) = \alpha + \nu z$; 对于有对称破缺应力 $\rho = 2\phi - \nu(d - z)$, ϕ 值对不同的应变状态有不同的值, ν 为关联长度发散的临界指数, d 为晶体的维度, νz 为能量密度涨落的特征时间 $\tau(\sim |(T -$

$T_c)/|T_c|^{-\nu\alpha}$ 的临界指数, α 为比热的指数. 这一理论也包含了早期的声子弛豫理论^[11,12]. 对于单轴铁电相变而顺电相又非压电性的材料, 相变时, 极化涨落受抑制, τ 的发散较弱, $\nu\alpha = \alpha$ ^[13], 所以 $\rho = 2\alpha$; 这与许多铁电晶体的实验结果一致^[4].

但对于一般的结构相变, 各作者所得结果不一致. 如 Domb 等人^[14] 对 KMnF_4 在 $0.001 < \left| \frac{T - T_c}{T_c} \right| < 0.1$ 范围获得 α_s 正比于 $\omega^x(T - T_c)^{-\rho}$, $x = 1.18$, $\rho = 1.30$. Hatta 等人^[15]认为 Domb 的实验有疑点, 他们得到(1)式的频率依赖关系. 而 Fossheim 等人^[16]的超声衰减测量, 观测结果是当 $T \rightarrow T_c$ 时, ρ 从 1.95 变到 1.25, 有渡越现象 (Crossover), 并用上面 ρ 的表式中的 d 从二维变到三维来解释. SrTiO_3 的实验亦有相似的情况^[17].

对于应力可以诱致相变的铁弹相变与马氏体相变, 数据很少. 钼酸钆具有近二级的铁弹相变, 并属 $Q^3\epsilon$ 耦合, 可检验涨落理论. Höchli^[18] 在钼酸钆铁弹相变点附近 ($T > T_c$) 以纵声波沿 $[100]$ 传播, 测量了三个频率的 α_s - T 曲线, 结果与 ω^2 的正比关系偏离很大. Courdille 等人^[19]对钼酸钆, 在 T_c 以下得到 $\alpha_s \propto (T_c - T)^{-1.50}$ 的临界关系, 但未做不同频率的测量.

对马氏体相变的超声衰减峰做了频率效应的有 In-Tl ^[20], NiTi ^[21] 及 AuCd ^[22]. 后两种是明显的一级相变, Saunders 等人^[21] 用声子弛豫机制, 而 Clapp^[23] 用局部软声子共振理论解释衰减峰. 但两种理论的表达式都与(1)式相似, 即在实验频率范围内^[24]应有 $\alpha_s \propto \omega^2$ 的关系, 但实验结果偏离也很大. 对这一类切变型相变究竟是理论不够完善呢, 还是实验过程有其他因素干扰, 尚须进一步澄清.

本文即在实验方案上排除了内部与外部的干扰, 从而获得较可靠的结果.

试样与测试方法

根据实验经验, 我们认为切变型相变的超声衰减数据比较分散的原因可能有二. 其一, 相变过程往往有弹性畴引起的表面浮凸产生, 破坏了换能器与样品的粘合, 导致测量误差. 其二, T_c 附近除软声子涨落散射外, 还可能有应力感生相界面运动和畴壁散射引起的阻尼, 即使在相变点以上, 仍可能有核胚微畴的界面出现^[25]. 因此, 首先要消除这两种影响, 才能与理论进行比较. 过去有人^[26]用加压力或电场的办法以消除畴的产生, 但不免引入了外场的影响. 本文改变了实验方案, 选用只有一种弹性畴的钼酸钆晶体作试验, 获得了预期的结果.

钼酸钆 $[\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3]$ 简称为 GMO, 在 160°C 附近发生顺电顺弹相 ($\bar{4}2m$) $\rightleftharpoons$ 铁电铁弹相 ($mm2$) 的相变. 低温相是由四方相的 $(\text{MoO}_4)^{--}$ 四面体在 x - y 面内旋转, 波矢为 $\frac{\pi}{a} [110]$ 的横光模软化冻结形成^[18,27]. 产生切变 ϵ_{xy} 的同时又产生极化 P_z , 故既是铁弹又是铁电相变. 反向旋转的区域形成正负畴和李晶 (图 1(a)), 畴界即李晶界, 界面平行 z 轴, 图 1(b) 为畴的偏光显微象.

沿 $\tilde{x}$ 方向加压应力, 正畴变负畴, 相当于畴界向正畴区缩小方向运动. 由于在 T_c 附近, 对应 ϵ_{xy} 的弹性系数 c_{66} 的软化, 畴界极易运动. 另外, 从图 1(a) 容易看出, 浮凸也仅

在平行于 z 轴的表面上发生. 由此, 我们设想如使通声面法线与 z 轴成一小角度, 则浮凸效应和使界面运动的有效应力都将减至很小.

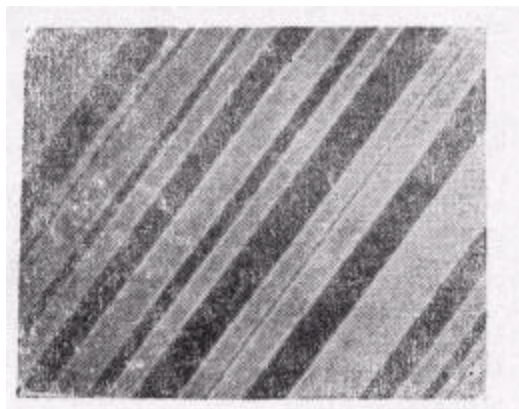
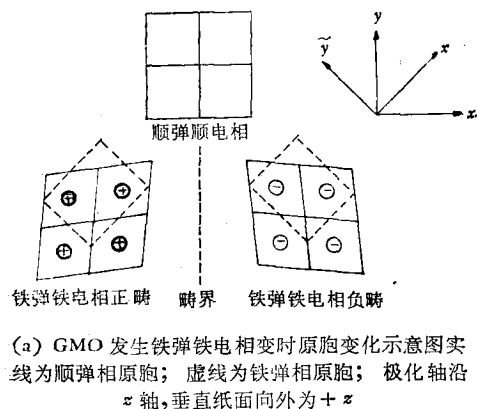


图 1

所用试样是北京 1411 研究所用提拉法沿 z 轴生长的单晶, 掺杂 Ho2%, 未极化. 切割成三部分, 分别作超声衰减 ($\phi 9 \times 8.24\text{mm}$), 压电共振棒内耗 ($2.9 \times 2.9 \times 18.0\text{mm}$) 和倒扭摆内耗 ($2.94 \times 2.94 \times 42.0\text{mm}$) 实验. 超声试样的通声面法线与 z 轴成 4° 或 90° (X 射线定向), 记为 $z-4^\circ$ 或 $z-90^\circ$, 反射面平行度为 $20''$, 平整度为一个光圈. 压电法试样通声面法线与 z 轴成 3° . 倒扭摆法试样长度方向平行 z 轴.

测量方法 1. 超声衰减测量采用脉冲回波法. 换能器用 $x-0^\circ$ 切石英片, 基频 10MHz, 以纵波输入. 粘结剂用高真空硅脂, 其 α_s 值的温度特性^[28] 在 160°C 附近无突变, 故对 GMO 的相变衰减峰无影响. 测量时, 自动匀速升温 ($T' = 0.12^\circ\text{C}/\text{min}$), 温度分辨精度好于 0.01K , 与 RbH_2PO_4 ^[29] 的实验条件相仿. 测量装置同文献 [30].

2. 低频内耗用倒扭摆法测量. 夹头的夹持面和样品保持良好的面接触以防止应力集中而造成脆性晶体的破坏.

3. 压电共振法测量采用三节石英组合振子, 基频 50kHz, 因试样短, 用三倍频激发. 粘结剂用环氧树脂, 其温度特性在 $40-170^\circ\text{C}$ 之间无突变^[28]. 粘结后室温干固 36 小时, 再在 100°C 干固 10 小时. 炉子和高频微伏表的探头用金属网屏蔽. 测量原理见文献 [31].

实验结果和分析

1. 超声衰减测量 我们对 $z-4^\circ$ 试样做了四个频率 ($f = 31, 50, 72, 93\text{MHz}$) 的 α_s-T 曲线 (重复性好于 15%). 图 2 示出部分实验结果. 图 3 是 $z-90^\circ$ 方向、频率为 31MHz 的 α_s-T 曲线. 从图 3 可以看出, $z-90^\circ$ 方向的 α_s 测量值在峰的两侧起伏较大, 这就给定量分析带来了困难. Höchli^[18] 也曾提到这点. 我们认为这种起伏的原因可能与铁弹相变过程在声耦合面上产生大的浮凸以及可动相界面的出现有关. 从图 2 可以看出, $z-4^\circ$ 方向测量的 α_s 峰的宽度很窄, 但峰温位置与 $z-90^\circ$ 方向的测量曲线 (图 3) 相同. 由于相变软模对应的原子位移主要在 $x-y$ 平面内, 可以认为与 z 方向的正应变 ε_{33} 没有耦合^[18,19], 仅

与 $\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}$ 或 ε_{12} 有耦合。当通声方向为 $z-4^\circ$, 则在正 z 方向的声能流分量没有临界损耗, 仅 $z-90^\circ$ 方向很小的声应变分量与序参量有耦合而产生临界损耗。因此总衰减值比沿 $z-90^\circ$ 通声时要小得多。这说明了为什么在 $z-4^\circ$ 通声时, 只有在很靠近临界温度的区间, α_s 的临界特性才能显示出来。张建恒用同一仪器做了纵声沿 $z-7'(\approx 0)$ 方向, $f = 50\text{MHz}$ 的 α_s-T 测量, 结果峰更窄, 峰高几乎趋于零。这和上述的解释是一致的。对 $z-4^\circ$ 方向的 α_s 峰宽, 我们可作如下数值估计。设 $z-4^\circ$ 方向纵声波最大正应变为 ε_0 , 则在 $z-90^\circ$ 面内的最大切应变为 $\varepsilon_s = \varepsilon_0 \cos 86^\circ \cdot \cos 4^\circ \approx 0.07\varepsilon_0$, 设 W_s 和 W_0 分别对应 ε_s 和 ε_0 的应变能流密度, 则 $W_s/W_0 = (\varepsilon_s/\varepsilon_0)^2 = (\cos 86^\circ \cdot \cos 4^\circ)^2 \approx 0.005$, 即参与临界衰减的能流只占总能流的 0.005。从图 3 可查到 $z-90^\circ$ 方向通声时, 在 162°C 处, $\alpha_s \approx 10.2-3.4$ (背底值) $= 6.8(\text{dB/cm})$, 并由 (3) 式及图 5 求得 $\alpha_s = \bar{A}|T - T_c|^{-1.5}$, 其中 $\bar{A} = 7.8$, 由此可算得在 $\Delta T = 0.3\text{K}$ 处, $\alpha_s = 44.8(\text{dB/cm})$, 而在同一温度下, 在 $z-4^\circ$ 方向通声时, 产生的损耗为 $44.8 \times 0.005 \approx 0.2(\text{dB/cm})$, 属背底误差范围 ($\pm 15\%$), 也就是说, 对 $z-4^\circ$ 试样, 在离峰温 0.3K 处尚不显示 α_s 的临界增高, 与实验结果一致。

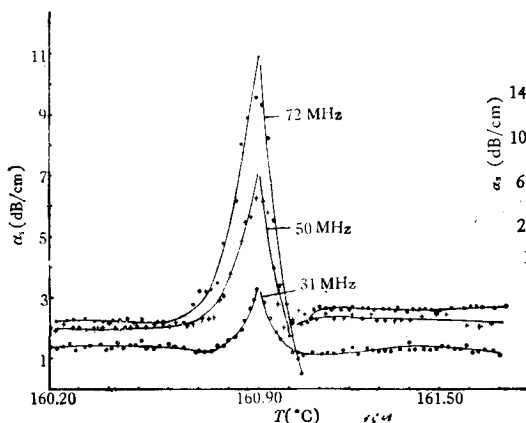


图 2 α_s-T 曲线超声纵波沿 $z-4^\circ$ 方向传播

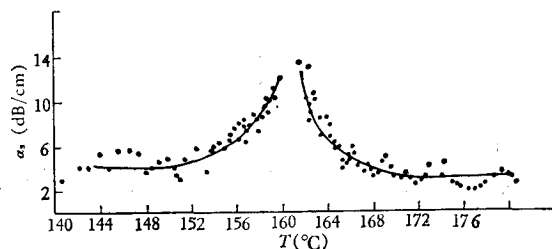


图 3 GMO 沿 $z-90^\circ$ 方向通纵声波测得的 α_s-T 曲线 ($f = 31\text{MHz}$)

图 4 是从图 2 高温边几个恒定温度下的数据画出的 α_s-f^2 图, 可见近似成正比关系, 此图是扣除背底损耗后作出的。

低温边可能还有不可忽略的畴界和反型相界^[28]的散射和朗道机制的贡献, 此处暂不讨论。

表 1 ρ 在不同温度范围内的值

ρ	$ T - T_c $ (K)		
	>0.05	$0.03-0.05$	<0.03
$f(\text{MHz})$			
72	1.63	0.82	0.42
50	1.52	1.02	0.47
31	1.40	0.83	0.47
平 均	1.52	0.89	0.45

用图 2 高温边的数据画出 $\lg \alpha_s - \lg |T - T_c|$ 的关系示于图 5 中, 从曲线的斜率可求得相变动力学临界指数 ρ 值(见表 1)。当温度范围足够大, 曲线分成三段折线。 ρ 从 1.52 $\rightarrow$ 0.89 有明显的渡越现象 (crossover), 第三段 $\rho \simeq 0.45$ 可能是 rounding 效应引起^[17]; 或 ρ 从 1.52 渡越至 0.45, 而中间第二段是过渡区, 进一步做声速测量将可以得到澄清。

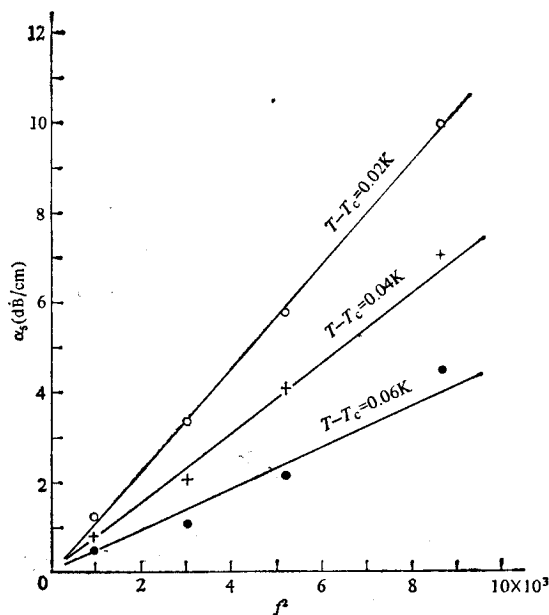


图 4 $T_c = 160.90^\circ\text{C}$

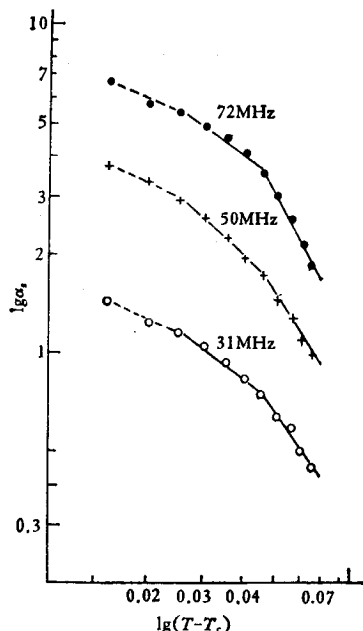


图 5 $T_c = 160.90^\circ\text{C}$

从图 2 还可看到在高温边, 当 α_s 值接近背底时, 有一“深沟”出现, 此时超声回波列包络不呈指数递减, 定量数据不可靠。在 Fe-Ni 合金^[23] 马氏体相变的超声衰减实验中也有相似“深沟”出现, 其原因尚不清楚。

2. 扭转摆测量 做此实验是为了考察 GMO 在发生铁弹-铁电相变时, 界面能否产生内耗 (Q^{-1})。图 6(a) 为升温测量的 $Q^{-1}-T$ 曲线, 同时也测出了频率 $f-T$ 曲线。从图 6(a) 中可以看出, 在相变温度近处有一内耗峰, 在峰温附近频率曲线有一极小值, 亦即扭转模量显示软化。图 6(b) 为在不同的升温速率 $\dot{T}$ 下测得的 Q_m^{-1} (已减去高温背底) 与 $\dot{T}$ 的关系, 呈较好的线性关系。另外, 改变频率 f , 测得峰高与 $\dot{T}/f$ 亦是线性关系, 这与马氏体相变的特征相同。可以认为铁弹相变低频内耗峰的机制也是相界面引起的静滞后型内耗^[32,33]。

3. 压电共振棒法测量 用此法可以测出低应变振幅下 ($\epsilon_0 < 10^{-7}$) 的内耗。目的在于求出界面运动的临界应力是多大, 从而判断界面损耗在 $z-4^\circ$ 方向的超声衰减测量中是否有贡献。所用频率为 150 kHz。由于试样沿 $z-3^\circ$ 方向作纵振动, 故对上述 $z-4^\circ$ 通声的超声衰减实验的判断是直接可用的。实验结果见图 7。当 $z-90^\circ$ 方向最大应变分量 $\epsilon_0^{z-90^\circ}$ 达 10^{-6} (从 $z-3^\circ$ 的应变换算得到) 时, 才有可见的 160°C 附近的相变峰 A (图 7(c)); 当 $\epsilon_0^{z-90^\circ} \lesssim 10^{-7}$ 量级时, 即无明显的相变峰 (图 7(a), (b))。对超声衰减来说, 一般波矢方向的应变振幅总小于 10^{-7} 量级 (有时可达 10^{-10} 量级^[34])。本文图 2 波矢方向是 $z-4^\circ$, 由

此在 $\pi-90^\circ$ 平面内的最大应变小于 10^{-8} , 故界面损耗对此 α_s 的贡献可以忽略. 另一方面, 又可用 α_s 正比于 ω^2 关系推得压电共振频率下, 声子阻尼的贡献极小, 因此可以认为图 7(c) 中内耗峰 A 纯由界面阻尼引起.

倒扭摆(图 6)与压电法(图 7)的结果, 在相变点以下, 都有高的内耗平台, 这与马氏体内耗相同^[35], 应属孪晶界面的损耗. 从图 7(a), (b) 可以看出, 孪晶界面比相界面更易运动, 后者反映为峰的出现. 超声衰减测量中(图 2), 这一平台也未出现, 说明孪晶界面在超声应力下也不运动, 故相界面的贡献更可忽略不计, 说明前面的分析是正确的.

从图 7 中, 还可看到相变点以上(约 163°C)还有一个明显的内耗峰 B, 这是否对应扭摆实验中在 172°C 附近的 B' 峰以及是否与预相变有联系^[33], 尚待进一步研究.

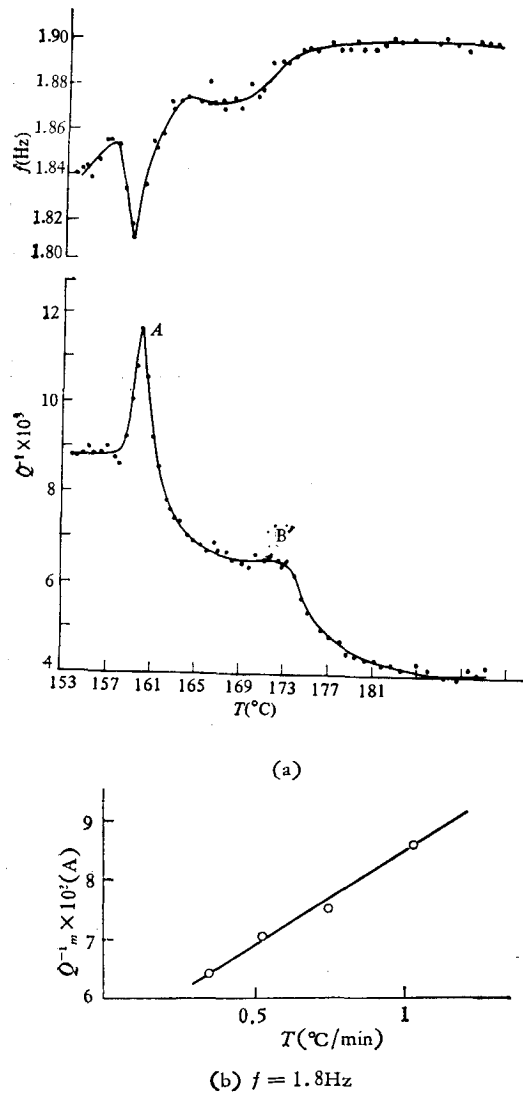


图 6

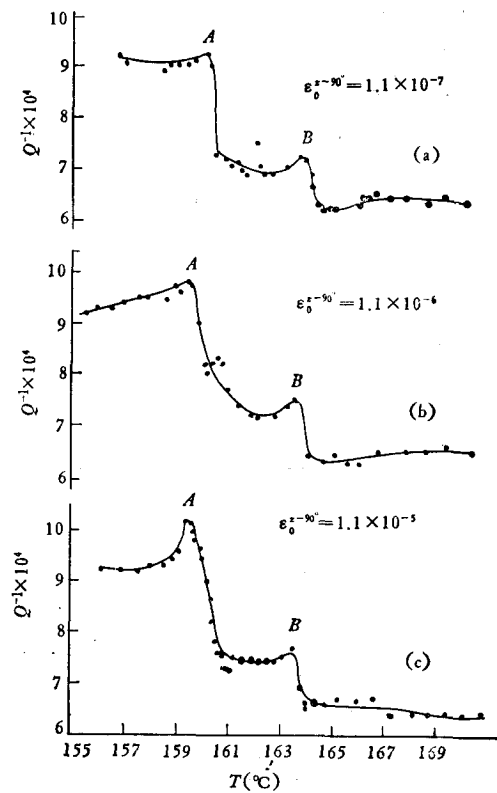


图 7

讨 论

引言中已提到, 如果自由能表达式中最低耦合项是二次的 ($Q^2\epsilon$), 则各种涨落阻尼理

论都得到 $\alpha_s \sim \omega^2 |(T - T_c)/T_c|^{-\rho}$. 对于线性耦合 ($Q\varepsilon$), 或一级马氏体相变也有类似关系, 只是临界指数不同, 但实验上对于铁弹型相变以及马氏体相变, 本文是第一次获得了较好的 $\alpha_s \propto \omega^2$ 关系.

Pytte^[36] 对各向同性的过阻尼软光模的情形, 计算得到涨落散射的贡献是

$$\alpha_s^{\text{scatt}} \propto \omega^2 |T - T_c|^{-\frac{3}{2}},$$

即 $\rho = 1.5$. 与本文在 $T - T_c > 0.05\text{K}$ 范围求得的数值以及 Courdille^[19] 在 $T < T_c$ 下的结果相符. 他的涨落散射理论虽然起始于超声的格林函数, 但最后的解又引入了分子场近似, 因此在真正进入临界区时仍不适用. 只有模-模耦合理论或重正化群理论可以解释渡越现象. 但各类晶体的 ρ 值是不同的. 例如, RbH_2PO_4 ^[29] 的 ρ 从 0.69 渡越到 0.16, KMnF_4 的 ρ 从 1.95 渡越到 1.25. 本文的 GMO 则是从 1.52 渡越到 0.89, 定性解释可以说 RbH_2PO_4 是单轴铁电相变, 在临界区涨落被抑制, 故 ρ 值很小 (< 1). 对于纯结构相变, 理论上给出的 ρ 值在 1—2 之间^[9]; 而 GMO 是非本征铁电体, 自发极化虽小, 但介于铁电相变的 RbH_2PO_4 与纯结构相变的 KMnF_4 之间, 因此涨落部分被抑制, 因此 ρ 值介于前两者之间. 对于这一类的非本征铁电体的理论尚须进一步探讨.

Courdille^[19] 未观察到渡越现象, 是因为沿 [100] 传播的纵波的衰减太大, 致使不能获得很接近 T_c 的临界区的数据. 本文提供的方法能够在更靠近 T_c 的区域内获得 α_s 的数据, 因而也就能得到更多的临界区的信息.

本文曾得到谈云鹏、沈惠敏、李齐及李像晋等同志在实验上的帮助, 谨此致谢.

参 考 文 献

- [1] L. D. Landau and I. M. Khalatnikov, *Dokl. Akad. Nauk. USSR*, **96** (1954), 469.
- [2] A. S. Nowick and B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, (1972), Ch. 16, p. 465.
- [3] B. Lüthi and W. Rehwald, In "Structural Phase Transition I", ed. by K. A. Müller and H. Thomas, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, (1981), P. 131.
- [4] W. Rehwald, *Adv. Phys.*, **22**(1973), 721.
- [5] M. E. Lines and A. M. Glass, In "Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials", Clarendon Press, Oxford, (1977), P. 344.
- [6] C. W. Garland, In "Physical Acoustics", Vol. 7, ed. by W. P. Mason, Acad. Press, New York, (1970), P. 51.
- [7] J. Als-Nielsen and R. J. Birgenau, *Amer. J. Phys.*, **45**(1977), 554.
- [8] W. Rehwald, *Ferroelectrics*, **12** (1976), 105; *ibid.*, **24**(1980), 281.
- [9] F. Schwabl, *Phys. Rev.*, **B7** (1973), 2038.
- [10] K. K. Murata, *Phys. Rev.*, **B13**(1976), 4015.
- [11] T. O. Woodruff and H. Ehrenreich, *Phys. Rev.*, **123** (1961), 1553.
- [12] H. H. Barrett, *Phys. Rev.*, **178** (1969), 743.
- [13] K. Kawasaki, *Phys. Lett.*, **29A** (1969), 406.
- [14] E. R. Domb, T. Mikalisin and J. Skalyo, *Phys. Rev.*, **B8** (1973), 5837.
- [15] I. Hatta, M. Matsuda and S. Sawada, *J. Phys.*, **7**(1974), L299.
- [16] K. Fossheim, D. Martinsen and A. Linz, In "Anharmonic Lattices, Structural Transitions and Melting", ed. by T. Riste, Noordhoff, Leiden, (1974), P. 141—146.

- [17] E. R. Domb, H. K. Schurmann and T. Mihalisin *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 1191.
- [18] O. T. Höchli, *Phys. Rev.*, B6 (1972), 1814.
- [19] J. M. Courdille and J. Dumas, *Phys. Lett. (France)*, **36** (1975), L5.
- [20] N. G. Pace and G. A. Saunders, *Proc. Royl. Soc. London, Ser. A* **326** (1972), 521.
- [21] N. G. Pace and G. A. Saunders, *Phil. Mag.*, **22**(1970), 73.
- [22] Zhu Jin-song (朱劲松), Wang Ye-ning (王业宁), Shen Hui-min, (沈惠敏) *J. de Phys.*, to be published.
- [23] P. C. Clapp, *Materials Science and Engineering*, **33** (1979), 193.
- [24] N. G. Pace and A. G. Saunders, *Solid St. Commun.*, **9** (1971), 331.
- [25] P. C. Clapp, *Phys. Status Solidi*, **57** (1973), 561.
- [26] K. Fosshiem, and B. Berre, *Phys. Rev.*, B5 (1972), 3292.
- [27] E. T. Keve, S. C. Abrahams and J. L. Beistein, *J. Chem. Phys.*, **54** (1971), 3185.
- [28] 山本秀一郎, 日本音响学会志, **36**(2)(1980), 98.
- [29] G. P. Singh and B. K. Basu, *Phys. Lett.*, **64A** (1978), 425.
- [30] 谈云鹏、王业宁, 科学通报, **27**(1982), 77.
- [31] 王业宁、丁垂典、蒋树声、王士元, 物理学报, **20**(1964), 1142.
- [32] 王业宁(Wang Yening)、沈惠敏、许自然、邹一峰、朱劲松、张志方、杨照金, *J. de Phys.*, **42**(1981), C5-1049.
- [32] 杨照金、邹一峰、张志方、王业宁, 金属学报, **18**(1982), 21; 沈惠敏、许自然、朱劲松、杨照金、王业宁, 物理学报, **31**(1982), 1449.
- [34] R. De Batist, In "International Friction of Structural Defects in Crystalline Solid", (1973), P. 106.
- [35] W. Dejonghe, R. De Batist and L. Delaey, *Scripta Metall.* **10** (1976), 1125.
- [36] E. Pytte, *Phys. Rev.*, **B1** (1970), 924.

ULTRASONIC ATTENUATION AND INTERNAL FRICTION DURING FERROELASTIC TRANSFORMATION OF $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ CRYSTAL

WANG YA-GU WANG YE-NING

(Department of Physics, Nanjing University)

ABSTRACT

The critical attenuation (α_s) of longitudinal ultrasonic propagation in the vicinity of the ferroelastic-ferroelectric transformation of GMO has been measured at frequencies (f) 31, 50, 72 and 93 MHz. The proportional relation between α_s and f^2 is established satisfactorily in so far as the shear type phase transition is concerned. In addition, the critical exponents for the attenuation is determined: $\rho=1.52$ for $T-T_c>0.05$ K and the crossover behavior is observed.

Results are also reported on a internal friction investigation (at $f=1$ Hz, 150 kHz) of the ferroelastic transition of GMO, which is suggested to be caused by the moving interphase boundary. The critical stress to move the boundary is determined and it is then confirmed that the mechanism of the ultrasonic attenuation of longitudinal wave in the z -4° direction is just contributed by the fluctuation damping.