

无机材料的阻尼性能（内耗）

材料物理性能，田蔚编著

材料的阻尼性能（内耗）

- 振动的固体，即使与外界完全隔绝，真空环境下会逐渐静止下来。如我们用一个铜丝吊一个圆盘使其扭动，最终会停止下来。如果是强迫振动，则外界必须不断供给固体能量，才能维持振动。
- 能量耗散来源于材料内部。
- 机械振动能量由于内部的某种物理过程而引起的能量耗损称为内耗。对于高频振动（兆赫兹以上），这种能量损耗又称超声衰减。在工程领域又称内耗为阻尼。
- 典型实例：
 - 寺院中的大钟
 - 人的脊椎骨

材料的阻尼性能（内耗）

- 内耗在20世纪40年代开始成为一门独立的学科。它已从专门研究金属晶体材料为对象扩展到高分子、非晶态和复合材料；研究内容从材料内部结构一直到薄膜、表面，甚至青蛙腿部肌肉疲劳内耗，为解决材料科学和工程课题做出了贡献。
- 研究内容：
 - 内耗学科的基础研究。
 - 内耗对固体中缺陷的运动及结构的变化敏感，内耗用于固体研究缺陷及其相互作用的研究，研究材料中各种缺陷的弛豫及产生相变的机制。这种研究所用应力极小，对样品不会产生塑性变形，干扰比较小。缺陷：点、线、面、体缺陷。
 - 寻求适合工程应用的有特殊阻尼本领的材料（通常用在两个极端。内耗极小的材料，如制备钟表游丝，晶场显微镜的探针材料；内耗很大的材料，如隔音材料，潜艇的螺旋桨及风机）。

材料的阻尼性能（内耗）

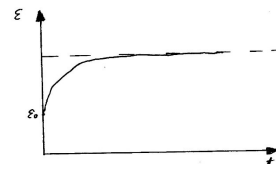
- 引起振动能量耗散的根本原因是固体材料在应力的作用下出现了非弹性应变（完全弹性体时不产生内耗的）
- 理想的弹性体，应力应变间满足三个条件：
 - 单值性：应力-应变一一对应，对应一个应力总有一个确定的应变。
 - 瞬时性：响应不需要时间，瞬间完成。
 - 线性：应力与应变成正比关系。

不同类型的固体的区别

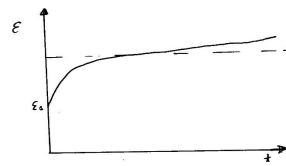
	理想弹性体	非线性弹性体	滞弹性体	粘弹性体	完全非弹性体
单值性	√	√	√	×	×
瞬时性	√	√	×	×	×
线性	√	×	√	√	×

材料的阻尼性能（内耗）

- 常见的几种滞弹性表现：蠕变（或称应变弛豫）、应力弛豫、弹性后效、及内耗和模量亏损。
- 在 $T=0$ 时，突然加一个恒应力 σ_0 作用于固体上。固体除了立即产生一个瞬时弹性形变外，还将继续形变 $\epsilon(t)$ ，直到稳定值（蠕变）。
- 满足单值性、线性，不满足瞬时性。
- 可与粘弹性比较，单值性也不满足。



滞弹性的蠕变



粘弹性蠕变

材料的阻尼性能（内耗）

- 当在 $t=0$ ，施加 $\sigma = \sigma_0$ ，下式可变为

$$\sigma + \dot{\sigma}\tau_\epsilon = M_R(\epsilon + \dot{\epsilon}\tau_\epsilon)$$

$$\tau_\epsilon \dot{\epsilon} + \epsilon = \frac{\sigma_0}{M_R}$$

其解析解为

$$\epsilon(t) = \frac{\sigma_0}{M_R} + \left(\epsilon_0 - \frac{\sigma_0}{M_R}\right)e^{-\frac{t}{\tau_\epsilon}}$$

- 当 $t=0$ 时，对材料作用应力为 σ_0 ，材料弹性应变立即达到 ϵ_0 。 ϵ_1 是在应力 σ_0 作用下继续产生的应变。当卸载时，相应于 $\sigma_0=0$ 时，材料瞬时恢复的应变为 ϵ' ，余下的继续恢复。人们把 ϵ_1 称为反向弹性后效，也称应变弛豫。

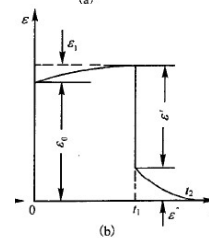
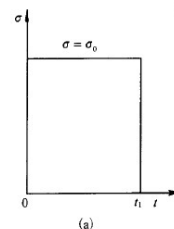
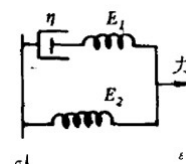


图 7.25 弹性后效

材料的阻尼性能（内耗）

- 当在 $t=0$, $\varepsilon=\varepsilon_0$, 下式可变为

$$\sigma + \dot{\sigma}\tau_\varepsilon = M_R(\dot{\varepsilon} + \dot{\varepsilon}\tau_\sigma)$$

$$\tau_\varepsilon \dot{\sigma} + \sigma = M_R \dot{\varepsilon}_0$$

- 其解析解为

$$\sigma(t) = M_R \varepsilon_0 + (\sigma_0 - M_R \varepsilon_0) e^{-t/\tau_\sigma}$$

- 应力需要一段时间达到稳定值，应力弛豫

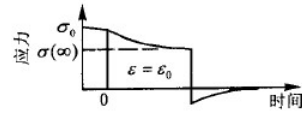


图 7.27 恒应变下的应力弛豫

材料的阻尼性能（内耗）

- 单向快速加、卸载时，应变弛豫来不及产生，此时弹性模量可表达为

$$E = M_u = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$$

- 单向缓慢加、卸载，应变来得及充分进行，此时弹性模量为

$$E = M_R = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0 + \varepsilon_1(t)}$$

此时称 M_R 为完全弛豫性模量

- 在实际测量中，加载速度在上述两者之间，测得弹性模量也在 M_u 和 M_R 之间。此时的弹性模量称为动态弹性模量。为了表征材料因滞弹性而引起的弹性模量下降，引入模量亏损或 ΔE 效应参量

$$\frac{M_u - E}{E} = \frac{\Delta E}{E}$$

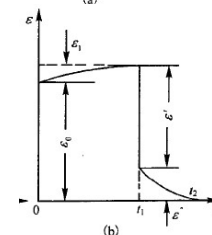
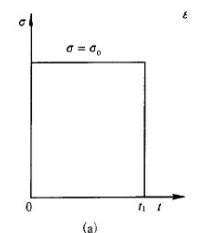
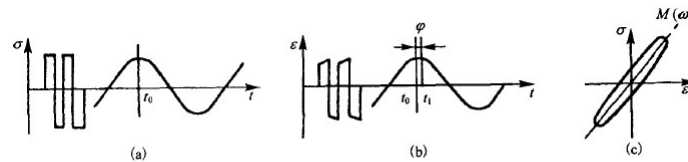


图 7.25 弹性后效

材料的阻尼性能（内耗）

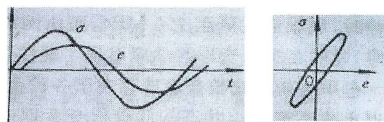


(a) 应力—时间曲线；(b) 应变—时间曲线；(c) 应力—应变滞后回线

图 7.28 滞弹性体

- 在交变应力作用下，由于应变的非瞬时响应将引起应变落后于应力，那么应变对应力的响应就会出现应力-应变回线。
- 应力回线的面积大小为一个应力周期内能量的损耗，因此，可用它定义内耗。
- 对于理想弹性体，应力-应变成直线，无回滞面积，无损耗。

内耗的表征



- 利用上面回滞曲线内包围的面积 ΔW 表示内耗。
 - 一般将内耗定义为 $Q^{-1} = 1/2\pi(\Delta W/W)$
- 其中 W 为储存的弹性能

- 其中 ΔW

$$\Delta W = \oint \sigma d\varepsilon = \int_0^{2\pi} \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \omega t \sin(\omega t - \varphi) d\omega t = \pi \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \varphi$$

$$W \text{ 可表达为 } W = \frac{1}{2} \sigma_0 \varepsilon_0$$

- 所以 $Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W} = \sin \varphi \approx \tan \varphi \approx \varphi$ (当 φ 角很小时)

内耗的表征

- 假设 $\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}$ ，应变落后 σ 一个相角 ϕ ，则应变可表达为 $\varepsilon = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \phi)} = \varepsilon_0 (\cos\phi - i\sin\phi) e^{i\omega t} = (\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) e^{i\omega t}$
- 弹性模量可表达为 $E = E_1 + iE_2$
- $\tan\phi = E_2/E_1$ ，与上述推导的 Q^{-1} 等价。
- $Q^{-1} = 1/2\pi \Delta W/W = \tan\phi = \phi$ ， ϕ 是应变落后于应力的位相。对晶体来说， ϕ 一般是小量，因此直接精确测量 ϕ 是很困难的，但我们可以通过其它物理量的测量来获得 ϕ ，通常用的方法有两类。共振系统的实验（包括强迫振动、自由衰减、磁共振）和波传播法。

几种常见的内耗类型

- 弛豫型内耗：不引起塑性形变的条件下（一般 $\varepsilon < 10^{-4}$ ），内耗与所加的外应力大小无关；而频率有关。
- 由材料滞弹性行为引起的内耗，即其内耗源于应变落后于应力引起的非弹性，属于弛豫型内耗。
- 弛豫型内耗可用 Zener 提出的应力、应变方程（线性微分方程）表述。其通式为

$$a_0\sigma + a_1 d\sigma/dt + a_2 d^2\sigma/dt^2 + \dots = b_0\varepsilon + b_1 d\varepsilon/dt + b_2 d^2\varepsilon/dt^2 + \dots$$

两边各取一项 $a_0\sigma = b_0\varepsilon$ ，即 $\sigma = M\varepsilon$ ，胡克定律

两边各取两项，即只考虑一阶线性微分方程

$$a_0\sigma + a_1\sigma' = b_0\varepsilon + b_1\varepsilon'$$

- 与前面推导的关系式一致

$$\sigma + \sigma\tau_\sigma = M_R(\varepsilon + \varepsilon\tau_\sigma)$$

- 存在着下述关系 $\frac{M_u}{M_R} = \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon}$ ($M_u = \sigma_0/\varepsilon_0$ 为前述的未弛豫模量，又称完全弹性模量)

几种常见的内耗类型

- 根据下式 $\sigma + \dot{\sigma}\tau_\sigma = M_R(\varepsilon + \dot{\varepsilon}\tau_\varepsilon)$
- 如果如固体承受的是周期性变化的力, $\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}$, 则 $\varepsilon = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \phi)}$, 代入上式, 得到

$$(1 + i\omega\tau_\varepsilon)\sigma = M_R(1 + i\omega\tau_\sigma)\varepsilon$$

- 其复模量可表达为

$$\tilde{M} = \frac{\sigma}{\varepsilon} = M_R \frac{1 + i\omega\tau_\sigma}{1 + i\omega\tau_\varepsilon} = \frac{M_R}{1 + \omega^2\tau_\varepsilon^2} (1 + \omega^2\tau_\varepsilon\tau_\sigma) \left[1 + i \frac{\omega\tau_\sigma - \omega\tau_\varepsilon}{1 + \omega^2\tau_\sigma\tau_\varepsilon} \right]$$

- 对比 $\tilde{M} = M(1 + itg\phi)$, 可以得到

$$Q^{-1} = \tan\phi = \frac{\omega(\tau_\sigma - \tau_\varepsilon)}{1 + \omega^2\tau_\sigma\tau_\varepsilon}$$

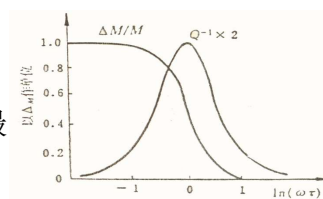
- 令 $\tau = (\tau_\sigma\tau_\varepsilon)^{1/2}$, $M = (M_u M_R)^{1/2}$ 及利用 $\tau_\sigma/\tau_\varepsilon = M_u/M_R$ 得到 $Q^{-1} = \tan\phi = [(M_u - M_R)/M] \omega\tau / (1 + \omega^2\tau^2) = \Delta_M \omega\tau / (1 + \omega^2\tau^2)$ 其中 $\Delta_M = (M_u - M_R)/M$ 称为弛豫强度。

几种常见的内耗类型

- 同样根据实部可以计算出模量亏损为

$$\Delta M/M = \Delta_M / (1 + \omega^2\tau^2)$$

- Q^{-1} 与振幅无关, 而与频率有关, 内耗对 $\ln(\omega\tau)$ 频率作图, 可得在 $\omega\tau = 1$ 时, 内耗最大 ($Q^{-1} = \Delta_M/2$)。
- τ 是弛豫时间, ω 是外加频率, $1/\omega = T$ 是测量周期,
- $\omega\tau = 1$, 即 $T = \tau$, 外加应力周期与滞弹性材料的弛豫时间吻合, 此时耗能最大。
- $\omega\tau \gg 1$, $\tau \gg 1/\omega = T$, 弛豫时间相对测量周期很慢, 即振动一周内体系来不及弛豫, 试样行为接近完全弹性行为, Q^{-1} 很小; $M \rightarrow M_u$, 故 $\Delta M/M \rightarrow 0$;
- $\omega\tau \ll 1$, $\tau \ll 1/\omega = T$, 弛豫时间远小于测量振动周期, 弛豫很快完成, 故每一瞬间应变都接近平衡值, 因此 Q^{-1} 很小; $M \rightarrow M_R$, $\Delta M/M = \Delta_M$



模量和内耗与 $\omega\tau$ 的关系

几种常见的内耗类型

- 若体系发生的弛豫过程是通过原子扩散来进行的，则弛豫时间 τ 和温度 T 的关系满足Arrhenius方程 $\tau = \tau_0 e^{H/kT}$ ，其中 H 为激活能。
- 利用 $\omega\tau = 1$, $\tau = 1/\omega$ ，可以得到 $\omega = \omega_0 e^{-H/kT}$ ，即 $\ln\omega = \ln\omega_0 - H/kT_m$
- $\omega = \omega_1$, $T = T_{m1}$, $\ln\omega_1 = \ln\omega_0 - H/kT_{m1}$, $\omega = \omega_2$, $T = T_{m2}$, $\ln\omega_2 = \ln\omega_0 - H/kT_{m2}$ ，两式相减后，得到 $\ln(\omega_1 / \omega_2) = -H/k(1/T_{m1} - 1/T_{m2})$ ，可以计算出激活能 H 。
- 或者测量得到不同测量频率下的 T_m ，画 $\ln\omega \sim 1/T$ 曲线，拟合直线获得斜率，计算出 H 。
- 利用 $\tau = \tau_0 e^{H/kT}$ ，可将内耗表示成温度的函数

$$Q^{-1} = \Delta_M \omega \tau_0 e^{H/kT} / (1 + \omega^2 \tau_0^2 e^{2H/kT})$$

几种常见的内耗类型

- 滞弹性材料中滞后回线的出现是实验的动态性质的结果。如果实验中应力的增加及去除都很慢，则不会出现内耗。因此，这种滞后称为动态滞后。
- 静态滞后内耗的产生是由于应力和应变间存在多值函数关系，在加载时，同一载荷下具有不同的应变值，完全去掉载荷后有永久形变产生。仅当反向加载时才能回复到零应变。
- 应力变化时，应变总是瞬时调整到相应的值，因此这种滞后回线的面积是恒定值，与振动频率无关，故称为静态滞后内耗。

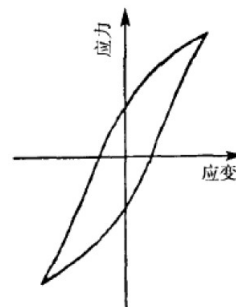


图 7.32 静滞后型内耗
应力—应变曲线

几种常见的内耗类型

- 引起静滞后的各种机制没有相似的应力-应变方程，所以数学处理没有弛豫型内耗那样明确。
- 可针对具体机制进行计算，求出回线面积 ΔW ，再由公式 $Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W}$ ：
- 静态滞后回线不是线性关系，因而内耗与振幅有关。与频率无关是静滞后型内耗的特性。

几种常见的内耗类型

- 阻尼型内耗：当试样的质量（相对惯性元 M ）不可忽视，系统仍属于滞弹性范畴时，描述它的方程为，
$$M_R^{-1}\sigma + \tau M_R^{-1}\sigma' + \omega_0^{-2}M_R^{-1}\sigma'' = \varepsilon + \tau\varepsilon' + \omega_0^{-2}\varepsilon''$$
 ω_0 是共振系统的固有频率
- 将 $\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}$ ， $\varepsilon = \varepsilon_0 e^{i(\omega t - \phi)}$ 代入上方程， $\tilde{M} = \sigma / \varepsilon = [(1 - \omega^2/\omega_0^2) + i\omega\tau] / [(M_R^{-1} + \omega^2 M_R^{-1}/\omega_0^2) + i\omega\tau M_R^{-1}]$
- 由实部、虚部可求出模量亏损和内耗
$$Q^{-1} = \tan\phi = \Delta_M \omega \tau / [(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \omega^2 \tau^2]$$
$$\Delta M / M = \Delta_M [(1 - \omega^2/\omega_0^2) / ((1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \omega^2 \tau^2)]$$

几种常见的内耗类型

- $\omega_0^{-1} \gg \tau$ (即 τ 很小, $\tau\omega$ 小)

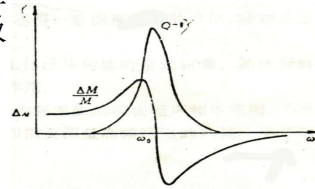
Q^{-1} 分母中 $\omega^2\tau^2$ 所占的比重小, 得到典型的共振行为, 在 $\omega=\omega_0$ 时, 发生共振吸收形成内耗峰。

- $\omega_0^{-1} \ll \tau$, $\omega^2 / \omega_0^2 \rightarrow 0$

$$Q^{-1} \approx \Delta_M \omega \tau / (1 + \omega^2 \tau^2)$$

形式上看与弛豫型内耗相同

- 前面德拜弛豫型内耗 τ 与 T 关系密切, T 略有改变, 内耗峰对应的 ω 将有很大改变; 而共振型内耗与温度依赖性相对来说要小得多, 内耗峰对应的频率与温度不敏感, $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ 。
- 德拜弛豫型, 峰温随 ω 增加移向高温; 阻尼共振型, 峰温随 ω 增加有可能移向低温。



阻尼共振型内耗的共振吸收峰

内耗产生机理

- 点阵中原子有序排列引起内耗: 溶解在固溶体中孤立的间隙原子、替代原子。这些原子在固溶体中的无规律分布称为无序状态。如果外加应力时, 这些原子所处位置的能量即出现差异, 因而原子要发生重新分布, 即产生有序排列。这种由于应力引起的原子偏离无规则状态分布叫应力感生有序。

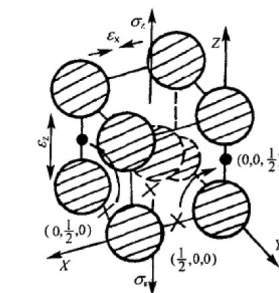


图 7.33 体心立方间隙原子位置

●—铁原子; ×—施加应力前的碳原子;

• —施加应力后碳原子位置

- α -Fe: 体心立方结构, 碳原子通常处在晶胞的棱边上或面心处, 即 $(1/2, 0, 0)$ 、 $(0, 1/2, 0)$ 或 $(0, 0, 1/2)$ 和 $(1/2, 1/2, 0)$ 位置。如果沿 Z 方向加一拉伸应力, 则弹性应力将引起晶胞的畸变。这时晶胞不再是理想立方体, 沿 Z 方向原子间距拉长, 而沿 X 、 Y 方向原子间距缩小。间隙原子将由 $(1/2, 0, 0)$ 位置跳跃到 $(0, 0, 1/2)$ 位置上, 因为间隙原子跳到这一位置将降低晶体的弹性变形能。使得原子沿拉力方向分布。

内耗产生机理

- 间隙原子在受外力作用时存在着应力感生有序的倾向，对应于应力产生的应变就有弛豫现象。当晶体在这个方向上受交变应力作用时，间隙原子就在这些位置上来回地跳动，且应变落后于应力，导致能量损耗。
- 含有少量碳或氮的 α -Fe固溶体，用1Hz的频率测量其内耗，在室温(20-40°C)附近，得到的弛豫型内耗峰，此峰同碳、氮间隙原子有关。
- 内耗的产生与频率有关，在交变应力频率很高时，间隙原子来不及跳跃，即不能产生弛豫现象，故不能引起内耗。另一种情况是，交变应力频率很低时，这是一种接近静态完全弛豫过程，应力和应变滞后线面积为零，也不会产生内耗。

内耗产生机理

- 与位错有关的内耗：金属中一种普遍而重要的内耗源是位错。位错内耗的特征是它强烈地依赖于冷加工程度，可和其他内耗源相区分。退火的金属，即使轻微的变形也可使其内耗增加数倍。
- 金属中的内耗-振幅曲线有两部分组成

$$\delta = \delta_1 + \delta_H$$

- 对冷加工敏感，内耗与位错有关。
- δ_1 与振幅无关而与频率有关，温度影响不如弛豫型内耗那样敏感，为阻尼共振型内耗，与弱钉扎的位错有关。
- δ_H 部分与振幅有关而与频率无关，是静滞后型内耗，与强钉扎的位错运动有关。

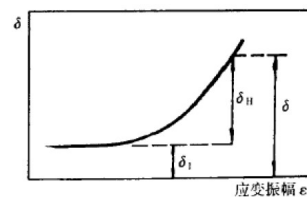


图 7.35 应变振幅-内耗曲线示意图

内耗产生机理

- 与晶界有关的内耗：多晶体晶界的原子排列是相邻两个晶粒结晶位相的中间状态。为有一定厚度的原子无规则排列的过渡带，一般晶界的厚度在几个到几百个原子间距范围内变化。晶界的粘滞流动引起内耗。
- 在高温时引起剪切模量的下降。
- 多晶体晶界引起的内耗属于非共格晶界内耗。还有一种共格界面内耗，它主要同热弹马氏体的相变及孪晶结构有关。如Mn-Cu(含88%Mn)合金及Cu-Zn-Si合金，在降温进行的正马氏体相变和升温进行的反马氏体相变的温度范围内都出现一内耗峰。

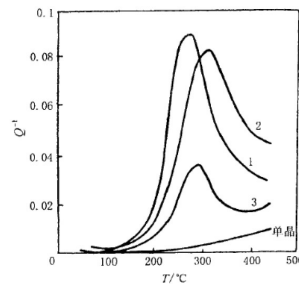


图 7.38(a) 铝单晶和多晶体内耗随温度变化
1—450 °C 退火 2 小时, 晶粒直径 0.02 cm; 2—550 °C 退火 2.5 小时, 晶粒直径 0.07 cm; 3—600 °C 退火 12 小时, 晶粒直径 >0.084 cm

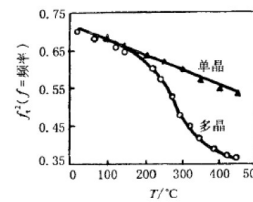


图 7.38(b) 铝单晶和多晶的动态切变模量随温度的变化

内耗产生机理

- 磁弹性内耗：磁弹性内耗是铁磁材料中磁性与力学性质的耦合所引起。磁致伸缩现象提供了磁性与力学性质的耦合。其反之，施加应力可产生磁化状态的改变。
- 宏观涡流：在部分磁化试样上，施加一应力，除弹性应变外还要产生磁性的变化，变化会感生出表面涡流，而涡流又产生一个附加的磁场，使试样内部总磁通量瞬时保持不变，内部磁场强度逐渐变到给定应力下的平衡磁化状态。这种趋向于平衡态的磁场变化，因磁致伸缩效应又产生附加的应变，此过程可产生弛豫型内耗。
- 微观涡流：对于退磁样品，应力虽不能产生大块的磁化，但由于磁畴结构，应力可在磁畴中产生磁性的局部变化，由此而产生的微观涡流也要引起内耗。
- 静态滞后：当振动频率很低时，此时静滞后型的损耗成为主要的内耗。这是因为应力使畴壁发生了不可逆的位移，使应力—应变图上出现了滞后回线，产生内耗。

内耗产生机理

- 热弹性内耗：固体受热要膨胀，而热力学上绝热膨胀时变冷。如加一弯曲应力在簧片状试样上，则凸出部分发生伸长而变冷，凹进部分因受压而变热。因此，热流便从热的部分向冷的部分扩散，使冷的部分温度升高而产生膨胀，也即引起附加的伸长应变。
- 由于热扩散是一弛豫过程，附加的非弹性应变必落后于应力，由此可产生弛豫型内耗。
- 当使用多晶材料或单晶试样作横向振动来研究其他内耗时，必须考虑热弹性内耗的贡献。

内耗产生机理

- 伪弹性和相变内耗：一些材料在外力或者变温过程中发生马氏体相变。这类马氏体在冷却转变和逆转变时呈现弹性式的长大与收缩，而且相变热滞很小，具有很好的可逆性。通常把高温相称为母相(俗称奥氏体)，母相冷却时生成热弹性马氏体。
- 典型的例子为Ni-Ti合金：形状记忆材料。
- 相变过程产生内耗。

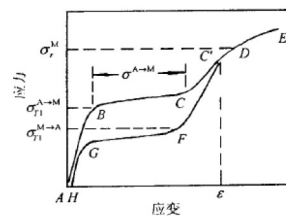
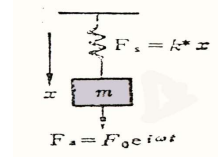


图 7.40 伪弹性合金典型的应力-应变曲线 ($T_1 > A_r$)

内耗的测量

- ϕ 是 x 落后于作用于样品上的 F_s 的相角。 ϕ 一般是小量，一般物体的内耗在 10^{-3} 量级，直接精确测量很困难，我们可通过共振法来测试内耗。共振法中又有两种模式可求 $\text{tg}\phi$ ，自由衰减和强迫振动。



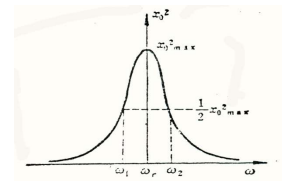
- 强迫振动

系统的振动方程为

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + F_s = F_a$$

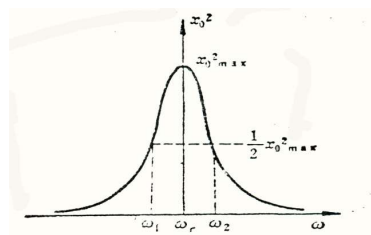
设方程的解为 $x = x_0 e^{i(\omega t - \theta)}$

将 $x = x_0 e^{i(\omega t - \theta)}$ 及 $F_s = k_1(1 + itg\phi)x$; $F_a = F_0 e^{i\omega t}$ 代入振动方程，求解。



内耗的测量

- 我们通过推导获得 $\text{tg}\phi = (\omega_2 - \omega_1) / \omega_r$ ，其中 $\omega_r^2 = k_1/m$ 。这样通过测量 ω_1 ， ω_2 ， ω_r 可求出 $\text{tg}\phi$ ，即内耗。避免了直接测小 ϕ 值的困难，此法叫半宽法。
- 先调共振调 ω 找 $(x_0)_{\max}$ ，示波器上波型最高；然后，调出波形降低到 $1/2[(x_0)_{\max}]^2$ 分别对应的 ω_1 和 ω_2 值。（相当于收音机调台）
- 另外也可以用谐振频率求其它参数，比如弹性模量。



内耗的测量

- 自由衰减模式：先对系统施加一外力使其振动，然后撤去外力，系统此时就处于自由衰减振动状态。
- 随着时间的推移，振幅逐渐衰减。
- 常用振幅对数减缩量(对数衰减率) δ 来量度内耗大小， δ 表示相继两次振动振幅比的自然对数，即

$$\delta = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}}$$

其中 A_n 为第 n 次的振幅， A_{n+1} 为第 $n+1$ 次的振幅

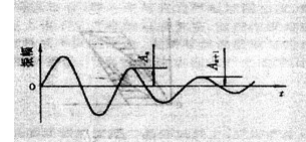


图6 自由衰减是振幅随时间变化图

内耗的测量

- 如果内耗与振幅无关，则振幅的对数与振动次数的关系图为一曲线，其斜率即为 δ 值；如内耗与振幅有关，则得到一曲线，各点的斜率即代表该振幅下的 δ 值。
- 当 δ 很小时

$$\delta = \ln A_n - \ln A_{n+1} \approx \frac{A_n^2 - A_{n+1}^2}{A_n^2} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta W}{W}$$

- 内耗 Q^{-1} 可由下式获得

$$Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{1}{\pi} \ln \frac{A_n}{A_{n+1}}$$

内耗的测量

- 低频扭摆法：低频扭摆法是我国物理学家葛庭燧在20世纪40年代首次建立的，用这种方法成功地研究了一系列金属与合金的内耗现象。国际上通常把这种方法命名为葛氏扭摆法。
- 所用试样一般为丝材($\phi 0.5-1.0\text{ mm}$ ，长 $100-300\text{ mm}$)或片材，扭摆摆动频率 $0.5-15\text{ Hz}$ ，试样扭转变形振幅 $10^{-7}-10^{-4}$ 。试样的上端被上夹头夹紧固牢，试样下端也被固定在与转动惯性元件为一体的下夹头上，可用电磁激发方法使试样连同转动惯性系统形成扭转力矩，从而引起摆动。当自由摆动时，其振幅衰减过程，可借助于小镜子反射光点记录。
- 内耗可由下述公式计算：

$$Q^{-1} = \frac{\ln(A_0/A_n)}{\pi \cdot n}$$

其中 n 为振幅由 A_0 变为 A_n 的摆动次数。

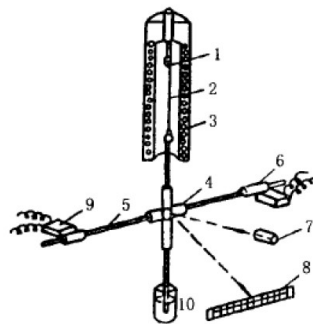


图 7.46 扭摆法测内耗装置示意图

1—夹头；2—丝状试样；3—加热炉；
4—反射镜；5—转动惯性系统；6—砝码；7—光源；
8—标尺；9—电磁激发；10—阻尼油

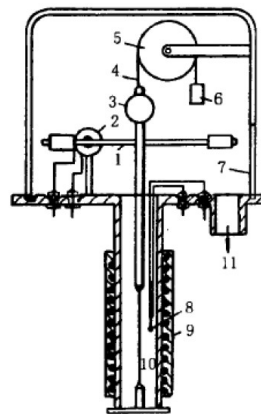
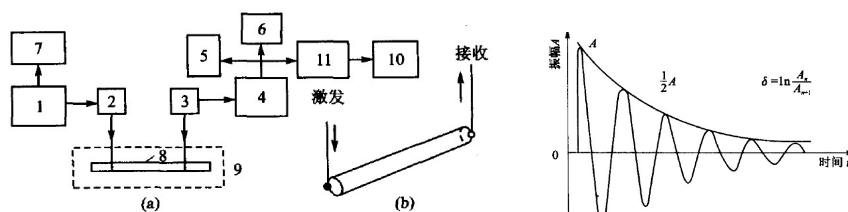


图 7.47 倒置扭摆仪示意图

1—转动惯性系统；2—电磁激发；3—反向镜；4—滑轮丝；
5—滑轮；6—平衡砝码；7—真空罩；8—热电偶；
9—加热炉；10—试样；11—抽真空

内耗的测量

- 共振棒法：试样为圆棒状，不附加惯性系统，而是在具振动的节点位置用刀口或螺丝夹持着，使其激发至共振状态，共振频率决定于试样材料和几何尺寸，一般使用频率范围为 10^2 - 10^5 Hz。根据所用换能器的不同又可分为电磁法、静电法、涡流法和压电法等。
- 目前共振棒法测内耗多用建立共振峰曲线或记录振幅衰减曲线来计算内耗。对于内耗值小的试样，用共振曲线法不易测准(峰宽窄)，而用记录振幅衰减曲线计算内耗，准确且迅速。。
- 后一种方法是将处于共振状态的棒状试样在瞬间切除振源，试样的振幅将自由衰减至最低值，根据衰减曲线计算内耗。
- 共振棒的特点是没有辅助的惯性元件，如果系统抽真空，且支点在波节处，其外部损耗可低至 2×10^{-6} 数量级，因此可研究内耗值更低的阻尼效应。



(a) 测 E 的悬丝法; (b) 同时测 E 、 G 的悬丝法

图 7.20 悬挂法测弹性模量装置示意图

1—音频信号发生器; 2—换能器(激发); 3—换能器(接收); 4—信号放大器; 5—示波器;
6—真空管毫伏表; 7—测频仪; 8—试样; 9—加热炉; 10—光线示波器; 11—跟随器

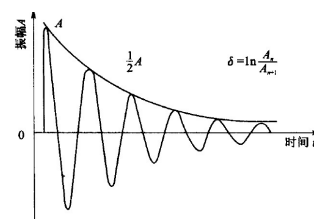


图 7.48 振幅衰减曲线示意图

内耗的测量

- 超声脉冲回波法：当信号脉冲穿过样品到达第二个晶片或反射回到脉冲源晶片时，测量脉冲振幅在样品中的衰减。脉冲振幅衰减的程度，表征了样品介质的超声阻尼效应。
- 超声波法工作频率范围较宽，测试敏感性高，且实验安排较灵活，因此可能获得与其他测试方法不同的结果，解决与晶体缺陷及其相互作用相关问题。
- 超声脉冲法应变振幅很小，故不能研究与振幅相关的阻尼效应。
- 超声波法测量内耗的基础研究，在理论和实验方面仍需加强。

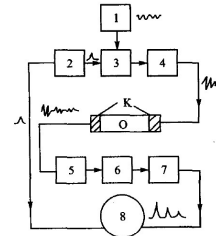


图 7.21 脉冲法测定超声波速度和衰减装置
1—高频信号发生器；2—脉冲信号发生器；
3—脉冲调制；4—放大器；5—定标衰减器；6—放大器；
7—检波器；8—示波器；K—石英晶体换能器；O—试样

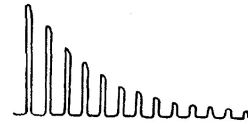


图 7.22 示波器上观察到的一组脉冲信号（检波）衰减

内耗的测量

- 波传播法：由于内耗的存在，超声波在固体中的传播导致能量的衰减。
- 适合兆Hz以上的超声研究。因样品很短，一般在几厘米左右，要用波在样品中传播探测衰减，那么波长一定要小于样品尺寸，故测量频率要极高。
- 设波的传播方向为x，质点位移为u。（横波）对于介质密度为ρ的各向同性介质波动方程为

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = M \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

其中 $M = m_1(1 + itg\phi)$ ，其解为 $u = u_0 e^{-\alpha x} e^{i\omega(t+x/v)}$

- 波传到 x_1 和 x_2 处的振幅分别为 $u(x_1) = u_0 e^{-\alpha x_1}$ 和 $u(x_2) = u_0 e^{-\alpha x_2}$
 $\alpha = 1/(x_2 - x_1) \ln[u(x_1)/u(x_2)]$
- 当 $x_2 - x_1 = \lambda$ 时， $\delta = \lambda \alpha$
- 得到内耗 $Q^{-1} = 1/2\pi \Delta W / W = tg\phi = \phi = \delta/\pi = \lambda \alpha / \pi = 2\nu \alpha / \omega$

内耗的应用

- 内耗法确定自由碳和氮在固溶体中的浓度： α -Fe固溶体中所引起的弛豫内耗峰高度（1Hz下，C峰在40°C，N峰在24°C）同这些元素在 α -Fe固溶体中的浓度有关。
- 相互关系：

$$\%C = KQ_{40^\circ C}^{-1}$$

$$K=1.33$$

$$\%N = K_1 Q_{24^\circ C}^{-1}$$

$$K=1.28$$

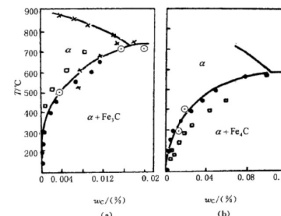


图 7.49 几种物理方法测定 C、N 在 α -Fe 中间溶解极限
□—微量热法；●—内耗法；○—电阻法；×—扩散法

内耗的应用

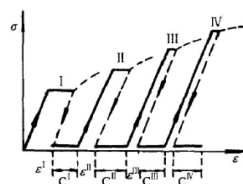


图 7.50 30 钢形变热处理循环工艺图
 $\epsilon^I, \epsilon^{II}, \epsilon^{III}, \epsilon^{IV}$ —对应于 I、II、III、IV 次形变热处理循环后的塑性变形； $C^I, C^{II}, C^{III}, C^{IV}$ —表示相对应的时效热处理

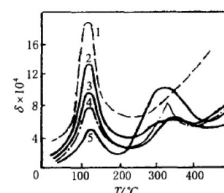


图 7.51 30 钢经不同形变热处理循环内耗—温度曲线(频率 2 200 Hz)
1—退火；2, 3, 4, 5—I、II、III、IV 次形变热处理循环

- 第一个内耗峰(120°C附近)与C、N原子在固溶体中弛豫过程有关，又称斯诺克峰；第二个峰在330°C左右，同碳原子在应力作用下迁移到位错应力场附近有关，并称之为寇斯特峰。
- 随着形变热处理循环次数的增加，固溶体中碳原子减少，则斯诺克峰下降；由于迁移到位错应力场附近的碳原子增加和位错密度增加，寇斯特峰值增高。

内耗的应用

- 内耗法测量扩散系数和激活能：适用于弛豫过程是通过原子扩散来进行的过程。
- 激活能计算： $H = \frac{RT_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1}$
- 扩散系数： $D = \frac{Ka^2}{\bar{\tau}}$
其中 $\bar{\tau}$ 为原子从一个位置跳跃到另一位置的平均时间， a 为晶格常数， K 为常数，体心立方 $K=1/24$ ，面心立方 $K=1/12$ ，对于体心立方间隙原子： $\bar{\tau} = \frac{3}{2}\tau$ ，其中 τ 为弛豫时间。
- 对于体心立方的 α -Fe， $D = \frac{a^2}{36\tau}$
- 在 T_m 处， $D(T_m) = a^2 \frac{\omega}{36}$
- 可改变测试频率，测量不同温度下的 D ，根据 $D = D_0 e^{\frac{-H}{RT}}$ 获得 D_0 。
- 优点：可获得较低温度下的扩散系数，通常测量方法获得高温的扩散系数。

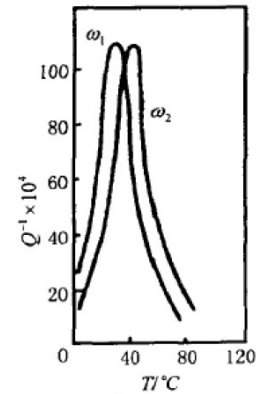


图 7.52 α -Fe 中碳原子弛豫内耗峰同频率关系

内耗的应用

- 高阻尼材料的研究：Fe-Cr合金具有较高阻尼，其的高阻尼性能是基于磁机械滞后型内耗。由静态滞后型内耗机制可知，这类内耗与应力振幅有强烈的依赖关系。相关研究对于高阻尼材料组分的确定以及获得实际工程使用条件下阻尼特性极为重要。

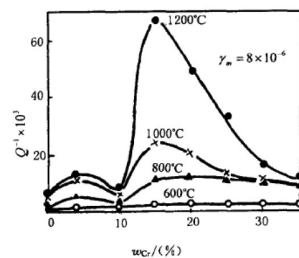


图 7.53 不同退火温度下 Fe-Cr 合金成分对合金内耗的影响
(应变振幅 $\gamma_m = 80 \times 10^{-4}$)

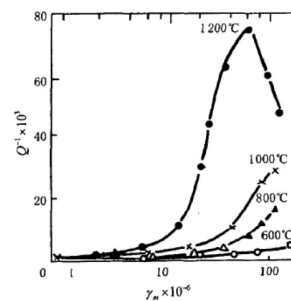


图 7.54 不同退火温度对 Fe-15%Cr 合金的内耗-应力振幅曲线影响

内耗的应用

- 一些高阻尼材料和应用
 - MnCu合金，内耗源：马氏体相变（潜艇螺旋桨用材料）
 - FeCrAl合金，内耗源：磁畴（潜艇发动机基座材料）
 - AlZn合金，内耗源：畴界（共析相变）（潜艇风机材料）
 - Mg合金，内耗源：位错（航天、航空材料）
 - 复合材料，内耗源：低温——错位，高温——相界面。

内耗的应用

- 由于内耗是结构敏感量，故可用内耗研究结构相变，铁电体中的马氏体，金属玻璃与高分子材料中的T_g转变。
- 各种缺陷是固体材料的内耗源，而反过来可用内耗研究固体中缺陷的运动和相互作用。
 - 点缺陷 空位、杂质、替代原子，应力诱导的取向运动
 - 位错（影响金属强度、韧性的因素）的热激活的产生和运动，及与缺陷的相互作用，如点缺陷钉扎位错运动。
 - 界面：两相混合体，如一个相界具有粘滞性，而另一项界完全弹性的，则在外界应力作用下，跨过两个相的界面会发生应力弛豫，引起滞弹性内耗，除晶粒间界外，孪晶界、相界铁磁畴界、铁电畴界，以及超导畴壁等在交变应力作用下的运动都可能引起内耗。
 - 电子-声子相互作用
 - 极低温也可用内耗（频率低）研究与电子有关的一些问题
 - 热弛豫和磁弛豫的研究