

# 固体内耗的概况和新近发展

葛庭燧

(中国科学院固体物理研究所内耗与固体缺陷开放研究实验室)

## 一、什么叫“内耗”?

振动着的固体,即使与外界完全隔绝,其机械振动也会逐渐衰减下来。这种使机械振动能量不可逆地耗散为热能的现象,称为内耗,即由于内部的原因而引起的能量损耗。在英文文献中通常用 internal friction 二字表示,日文据此而译为内摩擦。这是不恰当的,因为内耗的本质是出现了非弹性形变而将振动能耗散为热能,并不能归因于摩擦生热。这种不恰当的命名也被沿袭为德文的 Inner Reibung, 法文的 frottement interieur, 俄文的 внутреннее трение。另外,在工程上采用的阻尼本领(damping capacity)一词,以及有时在高频振动情况下采用的超声衰减(ultrasonic attenuation)一词,其实都是内耗的同义语,只不过其中有一个换算因数而已。

在日常生活中,人们经常会碰到内耗现象。钟声悠扬,余音绕梁,可以三日不绝,说明铸钟所用的合金材料的内耗是很低的,但是一旦钟上出现裂纹,钟声很快就停止,这说明内耗大大增加。锣、鼓的情况也是如此。人的脊椎骨的内耗很大,不然的话,脚的振动就很容易传到大脑引起脑振荡。科学技术的发展迫切需要能在各种振动频率和各种温度下工作的高阻尼(高内耗)和低阻尼(高弹性、低内耗)材料。另外,为了消除噪声污染,也需要采取各种措施和选择适当的材料来减小机器部件的振动。这就需要研究材料中产生内耗的微观机理。

内耗是近三十年迅速发展起来的一门交叉学科,它与固体物理学、力学、流变学、材料科  
物理

学、机器制造和机械强度学以及金属学有密切的关系。它是研究固体缺陷与力学性质的一种重要的实验技术,也是研究机械振动吸收能谱(又称声吸收谱,是固体能谱的一个分支)的一种重要手段。它能很灵敏地反映固体内部(或表面)的分子、原子、声子、电子等的状态及其运动变化规律,以及各种结构缺陷的组态及其相互作用的具体情况,从而能够获得材料中各种微观过程的定性和定量的信息。把内耗测量技术与其它传统的微观观察和分析手段互相结合,可以更深入地阐明固体的内部结构与宏观的物理性质(特别是力学性质)的关系。因此,内耗的研究具有重要的学术意义和实际意义。

## 二、内耗的量度和测量方法

内耗的最基本的量度是试样在振动一周的过程中所消耗的能量  $\Delta W$  与试样中所储存的振动能  $W$  之比,即  $\Delta W/W$ 。

产生内耗的根本原因是物体在交变应力  $\sigma$  的作用下振动时,除了产生一个相应的弹性应变以外,还由于内部的原因(可以是分子的,原子的,声子的或电子的)而产生一个附加的非弹性形变,从而导致了应变  $\varepsilon$  落后于应力  $\sigma$ 。在完全弹性形变的情形下,应变对于每个应力水平的响应是线性的,并且应变永远是应力的单值函数。应变落后于应力的情况使应力-应变( $\sigma$ - $\varepsilon$ )图上出现滞后回线,滞后回线的面积为  $\Delta W$ ,由滞后回线端点的应力和应变值可以求出  $W$ 。因此,测量内耗的最基本方法是从实验上测出试样的滞后回线。

在一般的情形下,可以把应变  $\varepsilon$  在振动过

程中落后于应力  $\sigma$  的现象用“应变与应力之间有一个位相差”来描述。假定应变落后于应力的相角是  $\phi$ , 则当  $\phi$  是小量时, 可以求出

$$\Delta W/W \approx 2\pi \tan \phi, \quad (1)$$

因此, 测量内耗的最直接方法是测定应变  $\varepsilon$  在交变振动中落后于应力  $\sigma$  的相角  $\phi$ 。

在交变振动中, 当外加应力的频率  $\omega$  等于试样系统的固有振动频率  $\omega_0$  时, 就会出现共振的现象。这时试样的振动能达到一个最大值。试样的内耗越大, 则共振曲线越宽。在描述电学线路的共振曲线时, 我们把品质因素 ( $Q$ ) 定义为  $Q \equiv \omega_0/\Delta\omega$ ,  $\Delta\omega$  是使共振曲线的最大值降到该曲线的两边各一半时所需要改变的外加频率之值。为了把机械共振与电路共振作对比, 我们有时用  $Q^{-1}$  表示内耗, 即

$$\text{内耗} \equiv Q^{-1} = \Delta\omega/\omega_0. \quad (2)$$

在声频内耗测量中, 当内耗较大时, 我们常用这种方法来测定内耗。

在试样作自由振动时, 振动幅将逐渐衰减下来。这时产生的对数减缩量  $\delta$  等于递次振幅  $A$  的自然对数之比, 即

$$\delta = \ln(A_n/A_{n+1}), \quad (3)$$

式中  $n$  是振动次数。在自由振动中, 振动能的对数衰减是  $\Delta W/W$ 。由于  $\Delta W$  和  $W$  都与振幅的平方成正比(当振幅很小时), 所以振动的对数减缩是振动能减缩的一半, 即

$$\delta = \frac{1}{2} \Delta W/W. \quad (4)$$

应用很广泛的扭摆 (torsion pendulum) 内耗仪所测定的是对数减缩量  $\delta$ 。在声频内耗测量中, 当内耗较小时也是测定  $\delta$ 。

对于极高频率 ( $\omega$  在 MHz 以上) 的振动, 可用脉冲传播法来测量衰减。如果传播方向沿  $x$  轴, 试样中的质点沿  $x$  方向的位移是  $u$ , 则

$$u(x) = u_0 \exp(-\alpha x),$$

$$\alpha = (x_2 - x_1) \ln \frac{u(x_1)}{u(x_2)}, \quad (5)$$

其中  $x_2 > x_1$ ,  $u_0$  是原始位移,  $\alpha$  是衰减系数, 其量纲是长度的倒数, 单位是 dB/cm。

由(5)式可知,

$$\alpha = \delta/\lambda, \quad (6)$$

$\lambda$  是声波的波长。用脉冲传播法也可以测定声速  $v$ , 而  $v = \lambda f$ ,  $f$  是频率。

可以指出, 当内耗很小时 ( $\phi \ll 1$ ), 上述五种内耗的量度有以下的换算关系:

$$\frac{1}{2\pi} (\Delta W/W) = \phi \text{ (或 } \tan \phi)$$

$$= Q^{-1} = \delta/\pi = \alpha\lambda/\pi. \quad (7)$$

另外, 与内耗相对应的动态弹性模量  $|M|$  的各种量度之间有以下关系:

$$|M| = \sigma_0/\varepsilon_0 \propto \omega_0^2 \propto \nu^2, \quad (8)$$

$\sigma_0$  和  $\varepsilon_0$  分别是应力和应变的最大振幅。

在测量内耗当中的两个主要变数是振动频率  $f (= \omega/2\pi)$  和振动振幅(应变振幅  $A_\varepsilon$ ), 因而一般是测量内耗作为  $f$  的函数, 或作为  $A_\varepsilon$  的函数。在线性内耗的情形, 内耗与振幅无关; 在非线性内耗的情形, 内耗可以随着振幅的增加而增加(正常振幅效应), 也可以随着振幅的增加而减小(反常振幅效应)。在热激活因素起作用的振动过程中, 内耗与频率  $f$  和温度  $T$  有关, 因而也要测量内耗作为温度  $T$  的函数(用扭摆进行测量最方便)。内耗的表现究竟如何, 取决于产生内耗的内部微观过程的性质。目前, 线性内耗的工作较多, 而非线性内耗却是一个了解得很少和极待深入研究的重要课题。

### 三、内耗的类型和内耗源

#### 1. 线性内耗

线性内耗的一个典型例子是滞弹性内耗 (anelastic internal friction)。内耗及其有关现象虽然在很早以前就引起了人们的注意, 但是最早得到理论处理的是滞弹性内耗。Zener 在 1948 年提出了滞弹性 (anelasticity) 这一名词并且阐述了它的特征。滞弹性满足弹性定律的要求, 即应变对于每个应力水平的响应是线性的, 并且这种响应是可以完全回复的。但是它与完全弹性的不同之点是这种响应不是瞬时达到的, 而是在加载和卸载时, 应变要通过一种弛豫过程 (relaxation process) 才能完成其变化,

从原来的平衡状态达到其新的平衡状态。由于这个原因,所以表现为应变落后于应力,在周期性加载时,在应力-应变 ( $\sigma$ - $\epsilon$ ) 图上出现动态滞后回线<sup>1)</sup>。不过,滞后回线的面积与所用的频率  $f$  有关。设  $\tau$  代表上述弛豫过程所需的时间(叫做弛豫时间)。如果应力的周期 ( $1/f$ ) 远小于  $\tau$ , 从而  $\omega\tau \gg 1$  ( $\omega = 2\pi f$ ), 则在应力的半周期中实际上不会发生弛豫,而试样仍保持原来的平衡状态,应力和应变是单值函数关系,滞后回线的面积等于零,内耗也等于零。在另一极端情况下,即当  $\omega\tau \ll 1$  时,应力的变化很慢,以至于在一瞬间就能达到完全弛豫,应变一直具有它的新的平衡态,应力和应变是单值函数,滞后回线的面积也等于零,内耗是零。只有当  $\omega\tau \sim 1$  时,滞后回线变为一个椭圆,其面积在  $\omega\tau = 1$  时最大。椭圆的取向与动态模量有关,但它的长轴永远位于未弛豫模量  $M_U$  曲线(对应于  $\omega\tau \gg 1$ ) 与完全弛豫模量  $M_R$  曲线(对应于  $\omega\tau \ll 1$ ) 之间。上述这种滞后叫做动态滞后 (dynamic hysteresis),因为它与频率  $f$  有关,当应力变化太快或太慢时,这种滞后曲线就退化成为一根直线。

由于滞弹性而引起的内耗叫做滞弹性内耗。它与频率强烈有关,但由于它是线性的,所以它与应力水平或应变振幅无关。

对于一个热力学系统来说,我们可以假定它在一个外部变量的一系列无限小的变化的作用下,能够取得连续的、一系列的、单值的平衡状态。因此,所有的热力学系统都满足可回复性的要求。对于滞弹性固体来说,在外加的机械力的作用下达达到新的平衡需要时间。我们把一个热力学系统在外部变量的作用下,随着时间的推移自动调节到一个新平衡态的现象叫做弛豫。当这外部变量是力学量(应力或应变)时,这种弛豫叫做滞弹性弛豫(或力学弛豫)。同样地,在电场或磁场的作用下,也可以发生介电弛豫和磁弛豫。如把应力当作独立变量,则滞弹性弛豫就表现为应力的共轭量应变的需要时间达到平衡(反过来也是如此)。这种弛豫必须是有限的速率进行而不是瞬时完成,如同纯粹

弹性或瞬时范性那样。当内部变量的变化包含着一种输运过程(例如扩散)时,则要达新平衡态必然需要时间。

引起滞弹性内耗的微观机制极为广泛。下面介绍研究得较多的几个方面。

### (1) 点缺陷内耗

从原子尺度来说,晶体中的内禀点缺陷有空位和自间隙原子,外来的点缺陷有溶质原子(填隙的和代位的),还有它们的各色各样的复合型缺陷。在一级近似下,点缺陷所引起的畸变可用弹性偶极子的概念来描述。弹性偶极子在外应力作用下所受的力是

$$\vec{F} = \nabla(Q_{ij}\sigma_{ij}), \quad (9)$$

式中  $\sigma_{ij}$  是外应力张量,  $Q_{ij}$  是偶极子位移张量。不同晶体结构有不同的对称性,晶体内的点缺陷当处于不同位置时所产生的应变场也有不同的对称性。可以证明,产生滞弹性弛豫的选择定则是点缺陷的对称性低于所在晶格点阵的对称性。在此条件下的点缺陷有一个以上的晶体学等效取向,在应力作用下点缺陷就可以在那些等效取向之间发生再取向运动,从而产生内耗。目前已对于各种类型晶体 (fcc, bcc, hcp 金属,离子晶体,共价晶体等)中的不同对称性的点缺陷所引起的 Snoek 弛豫、Zener 弛豫、Gorsky 弛豫等进行了广泛的实验和理论研究。

填隙原子 C, N, O, H 在  $\alpha$ -Fe 和其它 bcc 晶体中,形成了四角对称弹性偶极子的主轴,而由填隙原子的应力感生再取向所引起的弛豫叫做 Snoek 弛豫。fcc 晶体中由代位原子对和哑铃状自间隙原子对的应力感生再取向所引起的弛豫叫做 Zener 弛豫。在 fcc 合金中,合金原子近旁的填隙原子或填隙原子对也能够发生应力感生有序,引起内耗。在不均匀交变应力场中,填隙原子的长程扩散所引起的内耗叫做 Gorsky 弛豫。这种效应的扩散距离约等于试样的厚度,因而直到最近才在扩散得非常快的氢的情形下观察到这种效应。

1) 动态滞后回线不同于静态滞后回线,后者与频率  $f$  无关。

近年来,人们将点缺陷内耗的研究引伸到复合缺陷.用 $s$ ,  $v$ ,  $i$ 分别代表代位子、空位和间隙子等基本缺陷,则复合缺陷的类型有 $s-v$ ,  $s-i$ ,  $v-i$ ,  $v-v$ ,  $i-i$ 以及更复杂的缺陷簇.此外,当一个简单的正离子被一个不对称的负离子根替代时,也能够引起应力感生内耗.

#### (2) 位错内耗

位错的位移引起切应变,反过来说,在共轭切应变的作用下,位错就要开始运动.因此,位错的位移可以满足作为一个能够引起滞弹性行为的内部变量的条件.但是,位错的运动必须充分地受到限制,才能使它落后于应力.当有阻碍位错运动的位垒或障碍物(例如点缺陷)存在时,就会出现这种限制.

位错内耗的情况相当复杂和广泛.位错的运动除了能够引起弛豫现象以外,还能够引起共振弛豫复合型的内耗以及静滞后性质的非线性内耗.位错内耗目前研究得最多的有两类:一类是出现在纯试样中的内禀的弛豫,这与位错线上的弯结(kink,或译为滑阶)或割阶(jog,或译为攀阶)有关,也有的与弯结或割阶与点缺陷(空位或自间隙原子)的交互作用有关.第二类与位错与杂质原子的交互作用有关,研究的对象主要是金属,特别是fcc和bcc结构.第一类位错内耗包括:(a) Bordoni弛豫,这和位错上弯结对的形成有关;(b) Hasiguti弛豫,这和位错弯结与空位的交互作用有关;(c)与位错割阶(攀阶)有关的高温弛豫.第二类位错内耗包括:(a)体心立方固溶体中与位错弯结与填隙溶质原子的交互作用有关的“冷加工”弛豫(Köster弛豫, S-K弛豫或S-K-K弛豫);(b)面心立方固溶体中与位错弯结与代位溶质原子的交互作用有关的滞弹性弛豫型内耗和非线性内耗.除上述两类位错内耗以外,还有在高频下出现的共振弛豫和在低温下含微量杂质的试样中出现的静滞后型非线性内耗(Granato-Lücke模型).

#### (3) 界面内耗

在两相混合物中,如果一个相是粘滞性的而另一个相是弹性的,则在切应力的作用下,跨

过这两个相的界面就会发生应力弛豫,引起滞弹性内耗.在大角度晶粒间界的情况下,通过沿着晶界的粘滞性滑动,原来跨过晶界的切应力渐渐减小,而原来的切应力渐渐由晶角区域承担.当应力不大时,在晶角区域的畸变是纯粹弹性的.当跨过晶界的切应力减小为零时,这个应力弛豫的过程就停止下来.在去掉外加应力时,晶角区域的畸变使晶界受到一种反向的切应力,从而使晶界反向滑动,回复到原来的情况.早在1947年,作者已在多晶纯铝的试样中观察到由上述机制所引起的晶粒间界内耗峰,这个内耗峰在单晶中不出现,说明它是由于晶粒间界所引起的.最近我们所作的更细致的实验确证了这个结论.

最近的实验还指出,竹节晶界(bamboo boundaries)引起另一个内耗峰,它出现在比细晶粒间界峰的峰温略低的温度,峰的高度与试样中所含的竹节晶界的数目成正比.由于竹节晶界的滑动并不受晶角的限制,所以显然有另外的因素使竹节晶界的滑动变为可以回复.

最近关于小角度亚结构间界内耗峰的发现是很有意义的,这个内耗峰是在多边化的纯铝中观察到的.

除了晶界以外,孪晶界面和相界面的移动也是重要的内耗源.铁磁畴、反铁磁畴、铁电畴、超导畴壁在交变应力作用下的运动也能够引起内耗.

#### (4) 电子阻尼

在完整晶体(不含点、线、面缺陷)中,外加应力与晶格点阵中的电子组态的交互作用也会引起内耗.在金属中,电子阻尼的发生是由于超声波(或声子)与金属中的“电子气”的交互作用所引起的.这些效应在极低温度下最显著,特别是在超导体中表现得最强烈.例如锡在超导临界温度以上时的超声衰减很大,而在临界温度以下则迅速减小.实验指出这是由于传导电子的作用,只有“正常”电子能够被点阵所散射从而与进入的超声波发生交互作用,而“超导”电子则不能.横向超声波所引起的切变应力的出现使费米面发生畸变,而电子分布企图

借助于与点阵的碰撞来调整费米面的应力感生畸变,这显然会使金属表现出具有一个弛豫时间  $\tau$  的标准的滞弹性固体的行为。

在半导体中,载流子(电子或空穴)密度远小于金属中的载流子密度,但是超声波与半导体的电子结构的交互作用却引起各种有意义的效应,其中有些是真正的弛豫现象,有些则不是。在有些绝缘体中也观察到弛豫效应,这是由于束缚电子在两个或更多个等效“座位”之间的重新分布所引起起来的。这种效应与点缺陷弛豫十分类似,只不过这里的激活过程是电子的跳动而不是离子的作用。当杂质原子(或空位)引入某些绝缘体的点阵中时,可能还伴随着有空穴或电子,这些空穴或电子被杂质原子所俘获,成为一个弹性偶极子中心。这样一个中心可以通过空穴或电子的跳动而引起弛豫,情况完全和发生原子跳动时一样。

#### (5) 热弛豫和磁弛豫

除了原子的扩散和电子的跳动以外,由于施加应力而导致的热扩散和磁通量扩散,也会引起弛豫型内耗。

## 2. 非线性内耗

### (1) 与位错有关的非线性内耗

早在1940年, T. A. Read 就观察到高纯金属(退火的或轻度冷加工的)的内耗在应变振幅为  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  时就变得强烈地随着振幅的增加而增加(正常振幅效应),而高度冷加工的金属或者加入合金元素得到强化的金属的内耗直到振幅大于  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  时才与振幅有关。进一步的实验指出,这种内耗与温度、杂质含量、范性形变、辐照剂量以及时效时间有关,表示它和位错与点缺陷的交互作用有关。Granato 和 Lücke 在1956年提出了位错脱钉的模型来解释这种内耗的起因。他们假设晶体中的位错网络的节点可以作为对位错的强钉扎点,被钉扎的这段长度为  $L$  的位错能够在交变应力的作用下在节点间振动。另外,这段位错线还被一些点缺陷(内禀的或外来的)钉扎成为弱钉扎点,其平均间距为  $l$ , 而  $l < L$ 。在小应力的作用

下,位错在相邻的两个弱钉扎点之间弓出,它的运动方程可以写成

$$m\ddot{\xi} + B\dot{\xi} - C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = b\sigma_0 \exp(i\omega t), \quad (10)$$

式中  $y$  是位错线的方向,  $\xi$  是位错偏离平衡位置的位移,  $m$  是单位长度位错线的有效质量,  $m\ddot{\xi}$  表示惯性力,  $B$  是阻尼系数,  $C$  是位错的线张力,  $C \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2}$  表示由于位错线张力所引起的回复力,  $\sigma$  是作用在滑移面上的切应力。弓出来的位错有一种净力加到假设为不动的钉扎点上,这力与振动振幅成正比,一旦它变得足够大,则位错与点缺陷之间的吸力被克服,位错就脱离钉扎点。这个脱钉的过程是灾变性的,因为加到钉扎点上的力随着位错段长度的增加而增加,所以最长的位错段先脱开,这就产生更长的位错段,最后位错就以全部的  $L$  而振动。在这个期间,应力应变曲线上就出现了一个水平的非弹性应变部分。当应力减小时,已脱钉的自由位错线便弹性地恢复到原来的位置,在应力为零时重新被点缺陷所钉扎。这样便出现一个与频率无关的滞后回线。为表示它与弛豫型的动态滞后回线的区别,可以把它叫做静滞后回线或迟后回线,由此而引起的内耗与频率无关,但与振幅有关。

实际上, Granato-Lücke 的脱钉模型只在接近 0K 时才适用,因为它并没有考虑热涨落对于脱钉过程的影响。但是,对于一个合乎道理的点缺陷与位错的交互作用能( $\sim 0.1\text{eV}$ )来说,在室温时的热脱钉比机械脱钉更为重要。这个模型假定钉扎点是完全不动的,因而这个脱钉过程是灾变性的,位错只能是完全被钉扎或者完全脱钉,这是难以想象的。另外,这个模型假定钉扎点是一个几何学上的点,完全没有空间分布,因而它至多只能适用于点缺陷浓度极低的情况。

近年来,许多研究工作者对 Granato-Lücke 的原始模型进行了一些修正,主要是考虑到热涨落效应和点缺陷在位错周围的分布。应当注意的是,在实际晶体中含有多种不同特征的位

错,从纯刃型到纯螺型,以及含有不同种类的弱钉扎点。这些不同显然要影响点缺陷钉扎位错的程度,而位错的分解度当然也会有影响。这样所引起的位错与点缺陷之间的结合力的分布就会导致临界脱钉振幅的分布,这种分布可能会引起若干个脱钉阶段,从而使脱钉内耗表现出不同的振幅效应或者同时出现两种或两种以上的振幅效应。

一个根本性的问题是 Granato-Lücke 模型并没有考虑点阵的不连续性,而把位错线描写成一根振动弦。但是要位错线能够弓出来,就必须有足够的热能在位错线上形成弯结,因此就必须考虑弯结的形成和弯结的徙动。

我们认为,除非在 0K 附近,点缺陷与位错的交互作用所引起的内耗不能完全是静滞后或迟后型的,它最少也会包含一部分弛豫过程。脱钉的机制会导致一种非线性内耗,但是脱钉过程不会是灾变性的,而是逐渐发生的。在脱钉以前应当有一个位错拖曳 (drag) 点缺陷移动的过程,在这个拖曳过程中将出现内耗的正常振幅效应。出现“脱钉”时则将导致内耗的反常振幅效应(即内耗随着振幅的增加而减小)。1949 年,反常振幅效应的发现,为在点缺陷与位错的交互作用所引起的内耗这个领域提供了新信息,开创了新局面。

1949 年,作者在经过冷加工的含 Cu (0.5 重量%)的 Al 合金经过部分退火后,在温度为 -5 到 125°C 范围内观测到与振幅有关的温度内耗峰 ( $f \sim 1\text{Hz}$ )。在这个峰的温度范围内,尽管用很小的应变振幅 ( $5 \times 10^{-7} - 1 \times 10^{-5}$ ) 进行测量,内耗仍然反常地与振幅有关。在温度内耗峰温度范围内的某一温度下,把内耗表示为应变振幅的函数时,得到振幅内耗峰;把内耗表示为在某一温度下进行应变时效的时间的函数时,呈现时效内耗峰。作者于 1949 年首次把位错与溶质原子交互作用的概念引进到内耗研究领域,提出了位错周围溶质原子的 Cottrell 气团的形成及其随后达到饱和的观点,认为:在一定的温度下,当应变振幅太小时,位错在外加交变应力的作用下的运动速度较慢(当振动频

率不变时,位错的运动速度随着振幅的增加而增加),因而 Cottrell 气团能够跟着位错一起运动并保持稳定分布,所以内耗很小并且是线性的(与振幅无关)。当应变振幅很大时,大部分被束缚的位错将摆脱或甩开气团变得自由,具有很大的动性。随着振幅的增加,气团越来越跟不上位错的高速运动,所以内耗随着振幅的增加而减小(反常振幅效应),最后变得很小。在中间范围的振幅下,位错运动的速度并不太大,但是组成气团的溶质原子在给定温度下扩散的速率却跟不上位错的运动,被位错拖着走,不过并没有被甩开,这就产生了额外的内耗,并且这内耗随着振幅的增加而增加(正常振幅效应)。

在六十年代,我国的科学工作者在我国自己的实验室里,在含 0.6, 0.1, 0.01 重量% Cu 和含 0.36, 0.1, 0.03 重量% Mg 的 Al 合金里都观测到伴随着出现的三种内耗峰: 温度内耗峰, 振幅内耗峰和应变时效内耗峰。在 Al-0.1% Mg 里也观测到这种内耗峰,说明内耗峰并不是由于溶质原子的沉淀而产生的。

为了定量地解释所观测到的一系列反常内耗现象,我们进一步提出了位错弯结气团模型。模型的基本假设是:为了能够观测到反常内耗现象,位错线上必须存在一定数量的能够作侧向徙动的弯结(几何弯结)。在经过冷加工不久的试样中的“新鲜”位错上,是存在着这样一些弯结的,位错线在垂直于它自身方向上的移动,可以通过位错线上的弯结沿边运动来实现,而溶质原子在垂直于位错线方向的交变应力的作用下,可以根据位错线是刃型的还是螺型的而沿着位错管道作横向扩散或纵向扩散,所包含着的激活能便远低于沿点阵长程扩散的激活能,使弯结徙动所需的力也比使位错移动所需的力 (Peierls 力) 要小。

根据上述模型,正常振幅效应内耗是由于运动着的弯结“拖着”溶质原子运动,反常振幅效应内耗是由于在振幅太大时弯结的沿边运动进行得太快,以致于溶质原子来不及跟上运动着的弯结,从而溶质原子气团就被甩开。

在 1966 年及以后,许多研究人员在各种试

样中也观测到振幅内耗峰。这包括：在 Al-Zn 和含有微量杂质的 Al 合金中(Lyon, 1967 年)；在含氧的  $\alpha$ -Zr 中 (Pinawa, 1973—1983 年)；在高纯 Ag 中 (Lausanne, 1977 年)；在高纯 Mo 单晶中(Stuttgart, 1983 年)；在 99.999 铝单晶中(合肥, 1984 年)。这些观测以及 Bordonì 峰在一定条件下也出现振幅峰的实验事实，都说明振幅峰的出现并不能都归因于位错或弯结从点缺陷(内禀的和外来的)中脱开，也可能会由于一种位错组态的突然变化或崩溃。

### (2) 与磁畴壁运动有关的非线性内耗

上面讨论了位错或弯结(或割阶)在交变应力的作用下可以产生弛豫型的线性内耗或非线性内耗，这时对于位错运动的阻力是溶质原子(或点缺陷)的交互作用。由于磁致伸缩现象的存在，外加磁场和外加应力对铁磁性物质有时起着类似的作用，因而外加应力(测量内耗时所加的应力)也会导致磁畴的组态的可逆的或不可逆的变化。当准静态应力使磁畴组态发生线性的和可逆的变化时，在动态应力的作用下就会出现滞弹性内耗。从另一方面讲，当均匀增加的准静态应力使磁畴在作可逆运动的间隔中，骤然发生局域的磁畴组态的不可逆跳动时(类似于在外加磁场作用下发生的 Barkhausen 跳动)，在动态应力的作用下就会产生非线性的

磁学-力学的迟后内耗。

在铁磁性物质中，由于磁致伸缩或者由于位错网络及沉淀物的出现所引起的增强效应，使得磁畴的大规模移动当中的一部分来源于一系列的不可逆的跳动。由于这个原因，在远低于引起传统范性形变的应力作用之下，铁磁性物质的应力-应变回线就出现了落后的行为，形成滞后回线。这种回线虽然与磁化回线相似，但是二者并不相同，因为磁化回线的主要部分是由可逆过程引起的。

应该指出，只有当振动周期的时间大于不可逆磁畴跳动所需的时间时，上述的非线性内耗才与振动频率无关。这个振动频率的最高限约为 100kHz。

### (3) 与相界面的运动有关的非线性内耗

固体的内耗在相转变温度附近发生突然变化，是一种普遍的现象。在稳定温度下测量相变(马氏体相变)内耗时，所测得的内耗比变温测量时为低。这种内耗一般与振幅无关，对振幅有一定的依赖性，但是情况很复杂。一般认为，这种非线性内耗是组成共格相界面的位错的振动所引起的，这包括母相和马氏体相的界面以及马氏体相之间的界面。

(未完待续)

---

## 等离子体研究会第二期等离子体物理暑期讲习班在大连举行

等离子体研究会第二期等离子体物理暑期讲习班于 1987 年 7 月 20 日至 7 月 29 日在大连工学院举行。参加讲习班的单位有 36 个(其中包括国外两个单位：美国普林斯顿大学和日本东京大学)，共计 215 人。在讲习班上讲演的国内外等离子体物理学者共 15 人。讲授的内容中，有关高温等离子体方面的有非均匀等离子体理论(高能分量)、托卡马克杂质物理、磁化等离子体中的非平衡相变、混合堆物理、惯性约束聚变等；有关低温等离子体方面的有冷等离子体物理及应用、微波等离子体、低温等离子体的振荡和不稳定性、固体等离子体理论、非中性等离子体；有关天体等离子体方面

物理

的有地球磁层中的等离子体波、湍动等离子体及其在天文上的应用；有关计算方面的有等离子体动力学方程的算子解法、等离子体数值模拟。此外，讲习班上还介绍了印度等离子体研究现状、国际理论物理中心意大利国际会议的有关等离子体理论研究的情况和日本等离子体研究概况。

会议期间，召开了等离子体研究会工作会议，决定于 1988 年秋季召开第二届等离子体研究会研究报告会，中心内容为“等离子体的波和不稳定性”，并定于 1989 年举办等离子体研究会第三期等离子体物理暑期讲习班，内容待定。

(李银安)