

◀专家论坛▶

# 振动与纳米研究的双向发展\*

王树林

(上海理工大学材料科学与工程学院 上海, 200093)

**摘要** 结合多年来与振动磨相关的研究工作,从学科交叉的视觉,论述了振动与纳米材料研究的双向发展,包括多相离散体系的碰撞振动及混沌、超微颗粒碰撞阻尼机理及应用、滚压振动磨在纳米技术发展中的应用。提出了关于振动磨的变质量振动模型,并分别利用多尺度法和四阶Runge-Kutta法求解了系统,计算结果得到了振动磨工程实践的验证。根据超微颗粒细化过程的不可逆能耗,提出了颗粒碰撞阻尼机制,建立了力学模型并分析了其混沌运动特征,证明当固有频率比为1时具有最好的减振效果。利用振动在干法室温条件下大批量制备了尺度为3~5 nm的金属锌颗粒,每千克耗电仅为7~8 kw·h,并制备了晶粒度约为7.6 nm的钛-锆二元合金。

**关键词** 振动控制与应用; 纳米材料与技术; 颗粒碰撞阻尼; 振动能量及转化  
**中图分类号** TB123; TH117

## 1 问题的引出

振动与颗粒学的交叉存在着广阔的发展空间,上至日月星辰,下至原子分子,无不以振动为其存在的基本形式;因此,振动既是基础研究,又是应用研究,它促进了当代高技术和国民经济的发展,具有广阔的发展前景<sup>[1]</sup>。20世纪80年代末在世界范围内兴起的纳米技术,为振动与颗粒学的交叉和发展注入了新的动力。

作为一种能量,振动在纳米颗粒制备、机械合金化以及机械力化学等方面具有重要的应用前景。与传统的物理及化学方法相比,超微颗粒的振动制备成本低,效率高,不但可以制备纳米粉体,而且可以制备具有纳米晶的块体材料,还可以赋予颗粒特定的形状,并在室温下固相合成纳米晶合金或非晶合金。

作为一种阻尼,纳米颗粒的纯塑性变形和断裂细化能够以不可逆的方式吸收振动能量,从而大大提高减振性能,为频率低、模态密集且难以建模的非线性系统的控制开辟了新途径。图1所示为振动能量、热能及化学能在纳米颗粒制备技术中各自的作用、振动对另外两者施加的“偏压”从而控制其产物的作用,以及纳米材料对振动能量的吸收与控制。

热能和化学能都可用于纳米颗粒制备,比如高温蒸发、化学气相沉积等,但这些过程不易控制,颗粒分散性差,杂质不易去除,生产过程可能产生“三

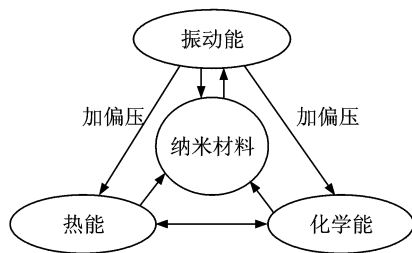


图1 振动与纳米材料的关系及其对于热能和化学能的调控关系

废”,造成环境污染。纳米颗粒的振动制备投资少、能耗低、效率高,其过程易于控制。另外,基于振动能量的化学反应或热处理,通常可收到意外的成果。由图1可见,振动不但可改变颗粒的粒度和粒度分布、形态和形态分布、微结构和性质,并直接合成新材料,而且还可以控制化学反应的走向或者所需的加热温度,即可以给两者施加偏压,从而控制其反应产物及生成的最终产物的属性。

D. Davis<sup>[2]</sup>等观察到了由超声波产生的拉应力激活聚合物共价键的现象,发现当在超声波作用下经历可逆的电环化开环反应时,材料的一些纳米尺度的基团会改变颜色。随着塑性变形的聚集,这种色变将进一步加强,证明了超声波转变为开环反应的过程是一种活化过程。共价键的力激活现象赋予了聚合物从探伤到完全再生的自愈合功能。Charles R. Hickenboth等<sup>[3]</sup>的研究证明,超声波能够引发、

\* 国家自然科学基金资助项目(50575147,50375100,50175074);教育部博士点基金资助项目(2011312011005);上海市纳米专项基金资助项目(1052nm02900)

改变或者偏置化学反应的方向。当把聚合物溶液置于超声波下时,一些纳米物质基团能够加速或偏置反应途径,从而得到通过其他激发方式(热激发或光激发)不能得到的产品。此外,超声波能够使化学反应得到能量释放最好的产品,而且可以直接改变分子的势能面。

与超声驱动<sup>[4]</sup>相仿,王中林等<sup>[5]</sup>发明了纳米发电机,其原始模型为超声波驱动纳米线阵列发电,如图2所示。模型上部极板为表面镀铂的锯齿状硅板,中部为氧化锌纳米线阵列,底部为导电电极。当受到超声波作用时,上部极板将对纳米线阵列产生周期性冲击作用。如果极板锯齿与纳米线的拉伸面接触,则产生正的压电电势,Pt-ZnO界面就形成一种反向的Schottky偏压,电流从ZnO流向Pt,形成充电过程。随着极板的下压,纳米线将接触到极板锯齿的另一侧,使电极与纳米线的压缩面接触,此时,金属-半导体界面就形成了一种正向的Schottky偏压,电流从顶部电极Pt流向ZnO纳米线,并突然增大,形成放电过程。这种充放电过程在41kHz超声波作用下反复进行,即可给外部负载供电。

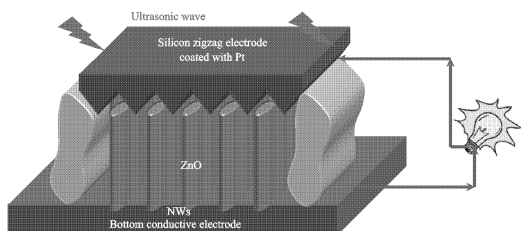


图2 超声波驱动的纳米发电机原型

笔者结合多年来的相关工作,论述了振动与纳米研究的双向发展,其中包括多相离散体系的碰撞振动分析、超微颗粒碰撞阻尼以及振动在纳米材料技术发展中的应用。

## 2 多相离散体系的碰撞振动分析与控制

多相离散体系振动是指不同物质及其不同形貌组成的复合振动系统,其运动状态包括刚体的碰撞与冲击、颗粒物质的混和与均匀、物质晶粒尺度和形貌的改变乃至生成新物质等复杂的力学和化学行为。这里以振动磨为代表,仅讨论其振动问题。

### 2.1 振动磨变质量振动模型及其解法

高速摄影分析证明<sup>[6]</sup>,振动磨中的多刚体(介质)在与机体碰撞过程中形成了一种瞬时质心,由于其位置和状态随时间而改变,从而对机体的阻尼和激励效应均具有时变性,故称为变质量振动系统<sup>[7]</sup>。

振动磨变质量振动系统的动力学方程为

$$\frac{d}{dt} \left[ m(t) \frac{dx}{dt} \right] + c \frac{dx}{dt} + kx = F_0 \sin \Omega t \quad (1)$$

其中: $m(t)$ 为系统的参振质量; $c$ 为阻尼系数; $k$ 为刚度系数; $\Omega$ 为激振频率; $F_0$ 为激振力幅值。

系统参振质量 $m(t)$ 为时间的函数,可以认为质量围绕某一数值上下波动,其频率常常是系统激振频率的整约数,即

$$m(t) = m_0 [1 + \epsilon \sin(\omega_a t + \varphi)] \quad (2)$$

其中: $\epsilon$ 为变质量系数(小参数); $\omega_a$ 为质量变化频率, $\omega_a = \Omega/n$ , $n$ 为整数。

有  $m'(t) = \epsilon m'_0(t)$

其中: $m'_0(t) = m_0 [\sin(\omega_a t + \varphi)]'$ ;"'"表示对时间 $t$ 求一阶导数。

化简式(1)并整理得

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2(t)x = -\epsilon \left[ 2\zeta \omega_0(t) + \frac{m'_0(t)}{m(t)} \right] \frac{dx}{dt} + \epsilon \frac{F}{m(t)} \sin \Omega t \quad (3)$$

可进一步简化为

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2(t)x = \epsilon f_0 \left( \frac{dx}{dt}, \Omega t \right) \quad (4)$$

其中: $\omega_0^2(t) = k/m(t)$ ; $\omega'_0(t) = -\frac{\omega_0(t)\epsilon m'_0(t)}{2m(t)}$ 。

式(4)为参数激振的一般形式。为方便起见,将 $\omega_0(t)$ 、 $\omega'_0(t)$ 写为 $\omega_0$ 、 $\omega'_0$ ; $m(t)$ 、 $m'_0(t)$ 写为 $m$ 、 $m'_0$ 。当阻尼和激振力较小时, $c/m = 2\epsilon\zeta\omega_0$ , $F_0 = \epsilon F$ 。

笔者采用多尺度法求系统的近似解<sup>[8-9]</sup>。多尺度法的最大优点是既能求解系统的稳态解又能求非稳态解。与其他近似解析法相比,该方法理论清晰,求解过程简便,可以达到任意精度。其基本思想是将方程的解和相位角表示为小参数 $\epsilon$ 的幂级数函数,然后用分离变量法求出这些幂级数函数的未知数。但是,如果直接应用多尺度法对变质量振动系统求解,就会碰到变系数偏微分方程。为了克服这一问题,将变参数振动系统的解看作是相位角和多个时间尺度的函数,这样就将变系数偏微分方程变成了常系数微分方程,进而可求出任意阶精度的解析解。假设方程有以下形式的解

$$x = x_0(\psi, T_1, T_2, \dots) + \epsilon x_1(\psi, T_1, T_2, \dots) + \epsilon^2 x_2(\psi, T_1, T_2, \dots) + \dots \quad (5)$$

其中: $T_n$ 为时间变量, $T_n = \epsilon^n t$ ; $n = 1, 2, \dots$ ; $d\psi/dt = \omega_0(t)$ 。

设 $x$ 为相位角和多个时间尺度的函数,故关于 $t$ 的导数变成了关于 $\psi$ 和 $T_n$ 的偏导数的展开式,即

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial \psi} \frac{d\psi}{dt} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{dT_1}{dt} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{dT_2}{dt} + \dots =$$

$$\omega_0 \frac{\partial}{\partial \psi} + \epsilon \frac{\partial}{\partial T_1} + \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial T_2} + \dots \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} &= \omega_0^2 \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} + \epsilon \left[ -\frac{\omega_0}{2} \frac{m'_0}{m} \frac{\partial}{\partial \psi} + 2\omega_0 \frac{\partial^2}{\partial \psi \partial T_1} \right] + \\ &\epsilon^2 \left[ \frac{\partial^2}{\partial T_1^2} + 2\omega_0 \frac{\partial^2}{\partial T_2 \partial \psi} \right] + \dots \end{aligned} \quad (6b)$$

将式(5)代入式(6a)和(6b),得到

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \omega_0 \frac{\partial x_0}{\partial \psi} + \epsilon \left( \frac{\partial x_0}{\partial T_1} + \omega_0 \frac{\partial x_1}{\partial \psi} \right) + \\ &\epsilon^2 \left( \frac{\partial x_0}{\partial T_2} + \frac{\partial x_1}{\partial T_1} + \omega_0 \frac{\partial x_2}{\partial \psi} \right) + \dots \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi^2} + \epsilon \left[ -\frac{\omega_0}{2} \frac{m'_0}{m} \frac{\partial x_0}{\partial \psi} + 2\omega_0 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi \partial T_1} + \right. \\ &\omega_0^2 \frac{\partial^2 x_1}{\partial \psi^2} \left. \right] + \epsilon^2 \left[ 2\omega_0 \frac{\partial^2 x_0}{\partial T_2 \partial \psi} + \frac{\partial^2 x_0}{\partial T_1^2} + \right. \\ &\left. \frac{\omega_0}{2} \frac{m'_0}{m} \frac{\partial x_1}{\partial \psi} + 2\omega_0 \frac{\partial^2 x_1}{\partial T_1 \partial \psi} + \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_2}{\partial \psi^2} \right] + \dots \end{aligned} \quad (7b)$$

将式(5)、式(7a)和(7b)代入式(3),得到

$$\begin{aligned} \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi^2} + \omega_0^2 (x_0 + \epsilon x_1 + \epsilon^2 x_2) + \epsilon \left[ \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_1}{\partial \psi^2} - \right. \\ \left. \left( \frac{\omega_0}{2} \frac{m'_0}{m} \right) \frac{\partial x_0}{\partial \psi} + 2\omega_0 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi \partial T_1} \right] + \epsilon^2 \left[ \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_2}{\partial \psi^2} - \right. \\ \left. \left( \frac{\omega_0}{2} \frac{m'_0}{m} \right) \frac{\partial x_1}{\partial \psi} + 2\omega_0 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi \partial T_2} + 2\omega_0 \frac{\partial^2 x_1}{\partial \psi \partial T_1} + \right. \\ \left. \frac{\partial^2 x_0}{\partial T_1^2} \right] = -\epsilon \left( 2\xi\omega_0 + \frac{m'_0}{m} \right) \left[ \omega_0 \frac{\partial x_0}{\partial \psi} + \right. \\ \left. \epsilon \left( \frac{\partial x_0}{\partial T_1} + \omega_0 \frac{\partial x_1}{\partial \psi} \right) + \epsilon^2 \left( \frac{\partial x_0}{\partial T_2} + \right. \right. \\ \left. \left. \frac{\partial x_1}{\partial T_1} + \omega_0 \frac{\partial x_2}{\partial \psi} \right) \right] + \epsilon \frac{F}{m} \sin(\Omega t) \end{aligned} \quad (8)$$

令  $\epsilon^0, \epsilon^1, \epsilon^2$  的系数之和为0,则有

$$\epsilon^0: \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi^2} + \omega_0^2 x_0 = 0 \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \epsilon^1: \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_1}{\partial \psi^2} + \omega_0^2 x_1 &= \left( \frac{\omega_0}{2} \frac{m'_0}{m} \right) \frac{\partial x_0}{\partial \psi} - \\ &2\omega_0 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi \partial T_1} - \left( 2\xi\omega_0 + \frac{m'_0}{m} \right) \omega_0 \frac{\partial x_0}{\partial \psi} + \\ &\frac{F}{m} \sin(\Omega t) \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} \epsilon^2: \omega_0^2 \frac{\partial^2 x_2}{\partial \psi^2} + \omega_0^2 x_2 &= \left( \frac{\omega_0}{2} \frac{m'_0}{m} \right) \frac{\partial x_1}{\partial \psi} - \\ &2\omega_0 \frac{\partial^2 x_0}{\partial \psi \partial T_2} - 2\omega_0 \frac{\partial^2 x_1}{\partial \psi \partial T_1} - \frac{\partial^2 x_0}{\partial T_1^2} - \\ &\left( 2\xi\omega_0 + \frac{m'_0}{m} \right) \left( \frac{\partial x_0}{\partial T_1} + \omega_0 \frac{\partial x_1}{\partial \psi} \right) \end{aligned} \quad (9c)$$

对于非共振情况,通过逐级求解,可得到系统的二次近似解为

$$x = x_0 + \epsilon x_1 = (1 + \epsilon)a(t)\cos(\psi + \beta(t)) +$$

$$\frac{F_0 \omega_0^2}{k(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin(\Omega t) \quad (10)$$

由式(10)可知,当振动系统的参振质量具有时变性时,其振幅与相位角均为时间的函数。

为了检验所得结果的可信度,笔者采用4阶Runge-Kutta法对系统求数值解。将变质量振动系统的运动微分方程(3)进行降阶处理,得到以下等价的三维一阶振动系统

$$\begin{cases} \dot{x} = y \\ \dot{y} = -\frac{k}{m(z)}x - \frac{c + \epsilon m'_0(z)}{m(z)}y + \frac{F_0 \sin(\omega z)}{m(z)} \\ \dot{z} = 1 \end{cases} \quad (11)$$

其中:  $m(z) = m_0 [1 + \epsilon \sin(\omega_a z + \varphi)]$ ;  $m'_0(z) = m_0 \omega_a \cos(\omega_a z + \varphi)$ 。

系统的参数设为:  $m_0 = 100 \text{ kg}$ ;  $F_0 = 2.33 \text{ kN}$ ;  $c = 1.13 \text{ (kN} \cdot \text{s)/m}$ ;  $k = 39.2 \text{ kN/m}$ ;  $\Omega = 100.53 \text{ rad/s}$ ;  $\omega_a = \omega/6$ ;  $\varphi = \pi/4$ 。小参数  $\epsilon$  的值分别取为0.05, 0.1, 0.2和0.3。

数值计算的响应与本研究的多尺度法的分析结果有很好的-致性,表明所采用的多尺度法是有效的。图3所示为当  $\epsilon = 0.1$  时的计算和分析结果。计算结果表明,不同的  $\epsilon$  (变质量系数)取值对系统的响应具有较大的影响,如图4所示。

由图4可以看出,  $\epsilon$  取值越大,变质量振动系统响应的突变性越强,反之亦然;因此,为得到较平稳

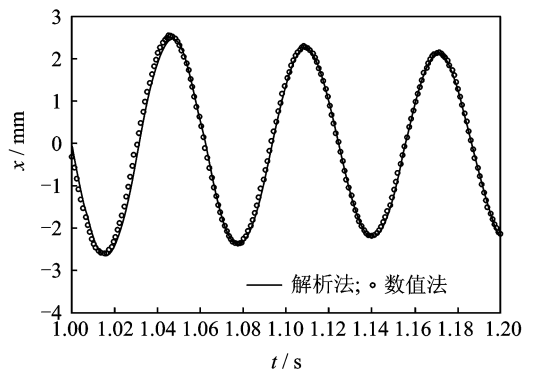


图3  $\epsilon = 0.1$  时的计算和分析结果

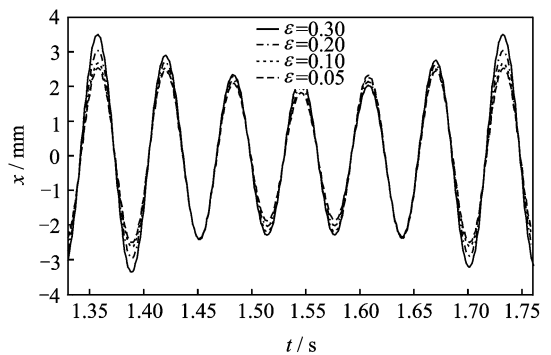


图4 振动系统的响应与  $\epsilon$  的关系

的振动响应,应限制质量变化幅度,这与文献[10]所得结论一致,否则就会发生工程事故。20世纪80—90年代,德国克劳斯塔工业大学研发了一种“转腔式振动磨”,其特征是在磨腔中加装了1个3叶片叶轮随着钢球一起运动,并将钢球分成3个区域以减小乏能区(死区)。由于振动质量变化幅度太大,在实际使用中发生了叶轮折断并且排出,损坏了后面相连的分级设备<sup>[11]</sup>。显然,控制变质量幅度是振动磨混沌控制的核心。

## 2.2 碰撞阻尼器变质量碰撞建模与分析

碰撞阻尼<sup>[12-14]</sup>已经有了数十年的发展,并在机床、机器人、透平机械、飞机以及运载火箭等领域得到了广泛的应用。目前,有代表性的碰撞阻尼主要有单体碰撞阻尼、多体碰撞阻尼、豆包碰撞阻尼以及颗粒阻尼等。

单体碰撞阻尼的主要缺点是:a.在共振及亚共振范围内,冲击器很难形成理想的每周两次等时间间隔均布碰撞,不但影响了减振效果,而且容易放大振动响应或激发新的低频振动;b.理想的反向碰撞将产生极高的加速度峰值和强烈的速度不连续性,从而产生较高噪声,并造成容器表面损伤;c.以动量交换为主要运行模式,速度损失小,必然发生一系列剩余碰撞,使能量返回到主系统。

从20世纪70年代开始,多体碰撞阻尼器<sup>[15]</sup>得到了较大的发展和应用。研究表明,在稳定振动状态下,多体碰撞能够降低单体碰撞的速度不连续性及加速度峰值,在一定程度上改善了系统的动力学稳定性。但是,多体碰撞系统的碰撞质量具有时变性及典型的混沌运动特征,如连续的功率谱及倍周期分叉等现象;因此,多体碰撞阻尼器的性能对参数变化过于敏感,在某些条件下,增大或减小容器的尺寸,增加或减少冲击器的数量,提高或降低振动水平等,都可能明显强化系统的响应。下面以多体碰撞为模型(见图5),研究其动力学特征,其中碰撞质量以 $m(t)$ 表示。

为方便分析,采用以下几个基本假设:

1)在两次碰撞过程之间,不计主系统与自由质

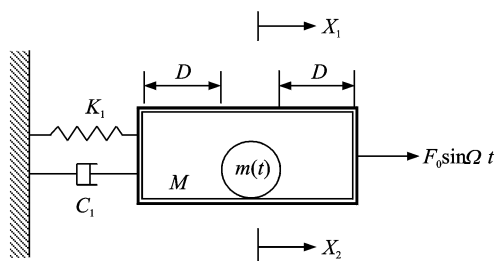


图5 多体碰撞阻尼器的力学模型

量之间的摩擦;

2)在1个激励周期内发生 $n$ 次对称性碰撞,且碰撞发生在瞬间,因而碰撞只改变 $m(t)$ 与 $M$ 的速度;

3)只考虑水平方向的碰撞振动;

4)碰撞是非弹性的,当主系统与自由质量发生相互碰撞时,在碰撞点处将产生局部应变,而且主系统对自由质量具有制动作用,因此用弹簧刚度 $K_2$ 和黏性阻尼 $C_2$ 来模拟这一过程。

基于上述假设,图5所示的力学模型可以简化为图6所示的二自由度振动模型。图6所示系统的微分方程可写为

$$\frac{d}{dt} \left[ M \frac{dX_1}{dt} \right] + C_1 \frac{dX_1}{dt} + K_1 X_1 - K_2 G(Y) - C_2 H(Y, \dot{Y}) = F_0 \sin(\Omega t) \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt} \left[ m(t) \frac{dX_2}{dt} \right] + K_2 G(Y) + C_2 H(Y, \dot{Y}) = 0 \quad (13)$$

其中: $Y = X_2 - X_1$ 。

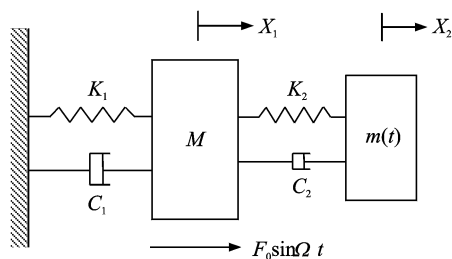


图6 简化的二自由度力学模型

$G(Y)$ 和 $H(Y, \dot{Y})$ 为非线性函数,其表达式为

$$G(Y) = \begin{cases} X_2 - X_1 & (|X_2 - X_1| \geq D) \\ 0 & (|X_2 - X_1| < D) \end{cases} \quad (14)$$

$$H(Y, \dot{Y}) = \begin{cases} \dot{X}_2 - \dot{X}_1 & (|X_2 - X_1| \geq D) \\ 0 & (|X_2 - X_1| < D) \end{cases} \quad (15)$$

其中: $D$ 为间隙。

该模型的优点是:适当地选择 $K_2$ ,非线性弹簧可以任意精度模拟刚性屏障;常数 $C_2$ 与 $H$ 相乘可以恰当地模拟碰撞过程,其范围从塑性碰撞到完全弹性碰撞;因此,任何碰撞属性都可用适当的 $C_2$ 来表示。

对运动方程进行无量纲化处理,并利用4阶的Runge-Kutta-Fehlberg法进行计算分析,得到了系统响应的分岔图、最大Lyapunov指数图、时域波形图、相平面图和Poincare映射图等。笔者分析了系统的频率比( $\omega = \Omega/\omega_n$ )、质量比( $\mu = m_0/M$ )、刚度 $K_2$ 及碰撞阻尼 $C_2$ 等参数对系统动态特性的影响。图7

和图8分别给出了以频率比 $\omega$ 为参数、质量比 $\mu=0.25$ 时分岔与混沌行为。其中计算选定的主要参数为: $d=5$ ;  $\zeta_1=0.05$ ;  $\zeta_2=0.05$ ;  $r=1$ ;  $r_a=\omega/6$ ;  $\varphi=\pi/3$ ;  $u_s=0.1$ 。

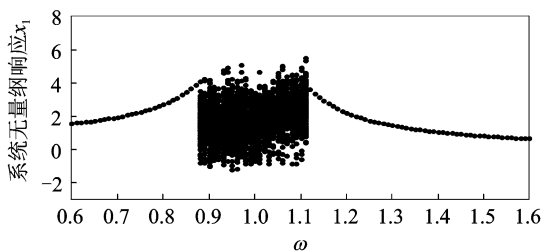


图7 频率比为分岔参数的分岔图

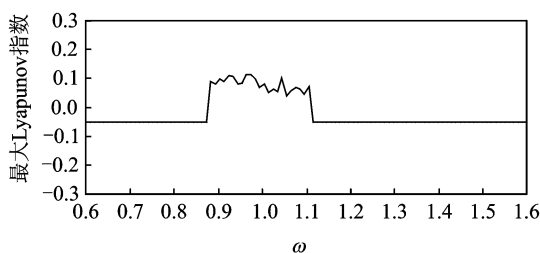


图8 频率比为参数的最大Lyapunov指数图

由图可见,变质量碰撞振动系统的响应经历由周期运动经阵发性分岔进入混沌运动,再由阵发性倒分岔离开混沌进入周期运动的过程。最大Lyapunov指数变化曲线图与分岔图的结果完全相符,可以看到系统存在一个比较明显的混沌区域。当质量比为0.25时,系统在共振频率附近(频率比 $\omega=0.87\sim 1.12$ 范围内)的Lyapunov指数大于零,系统作混沌运动。

混沌研究证明,以 $r$ (自由质量固有频率与主系统固有频率之比)为分岔参数时,随着 $r$ 值的增大,系统响应的振幅越大,此时碰撞质量不利于主系统的减振,而在 $r=1$ 附近减振效果最好,这与工程实际相符合。

### 3 超微颗粒碰撞阻尼

利用碰撞来控制振动已经成为振动控制的重要手段。但是,传统的碰撞阻尼建立在动量交换和干摩擦的基础之上,其中相当多的能量没有耗散掉,而是在系统的各阶模态之间传播。为了解决这一问题,笔者开发了一种带颗粒减振剂的碰撞阻尼装置,即在传统碰撞阻尼器中加入适量的超微颗粒材料作为减振剂,使冲击器(钢球)与容器之间的高速碰撞能转化为颗粒的弹-塑性变形乃至断裂细化,从而在碰撞

阻尼中引入了不可逆能耗机制,永久性消耗系统中部分振动能量,转变了传统碰撞阻尼以动量交换为主的控制策略。研究证明,这种阻尼器的减振性能远远优于传统的碰撞阻尼器,而且可以有效地减小因强烈的刚性碰撞产生的噪音和容器表面损伤等问题<sup>[16-19]</sup>。

图9所示为一受正弦激励的悬臂梁强迫振动力学模型,其固有频率为12.9 Hz。为了抑制振动强度,在自由端安装有带超微颗粒减振剂的碰撞阻尼器。图10为具有不同阻尼状态的悬臂梁自由端在共振频率附近的响应情况,其中在碰撞阻尼器中加入了填充率为40%、平均粒度为10  $\mu\text{m}$ 的铜粉。由图可见,单体碰撞阻尼器可使悬臂梁末端最大振幅下降约20%,颗粒阻尼器(在腔体中只有5.1 g铜粉)的减振效果比单体碰撞阻尼器稍差,带颗粒减振剂的碰撞阻尼器的减振效果远远优于前两者,在共振点处使悬臂梁的末端最大振幅下降超过65%。

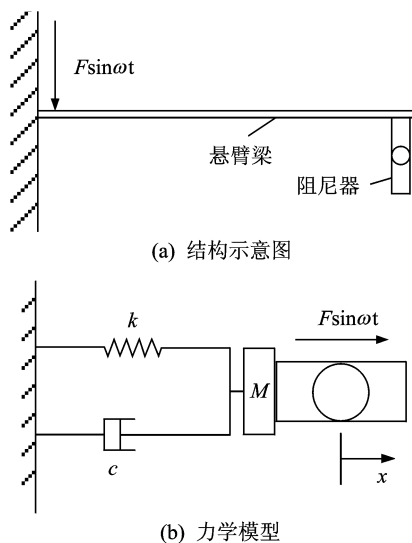


图9 带超微颗粒碰撞阻尼的悬臂梁强迫振动力学模型

图11为铜和锌两种不同颗粒材料的碰撞阻尼效应,由图可见,尽管铜的颗粒粒度比锌小,铜粉的减振性能却优于锌。根据断裂理论,颗粒越细缺陷越少,越难于进一步断裂细化,从而难于形成对振动能量的永久吸收。从这方面看,铜的颗粒较细,其减振性能似乎应当较低;但是,从另一方面看,颗粒越细,塑性变性趋势越强,越有利于能量永久消耗。更为重要的是,与锌相比,铜的润滑性能更好,可以有效地克服干摩擦及其可能引起的混沌效应<sup>[20]</sup>。

金属颗粒的细化具有变周期性,细化的周期随着冲击进程而变长,从而有可能在该时段内观察到

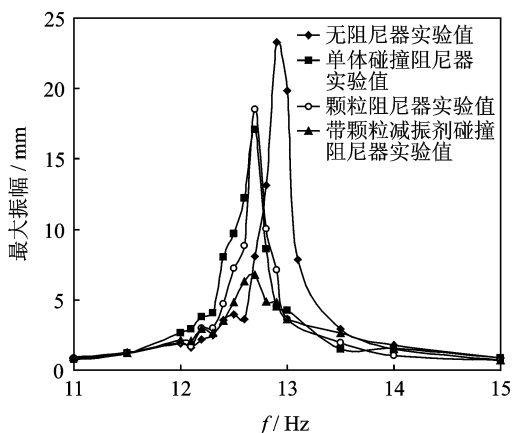


图10 不同阻尼状态下的悬臂梁自由端的共振响应

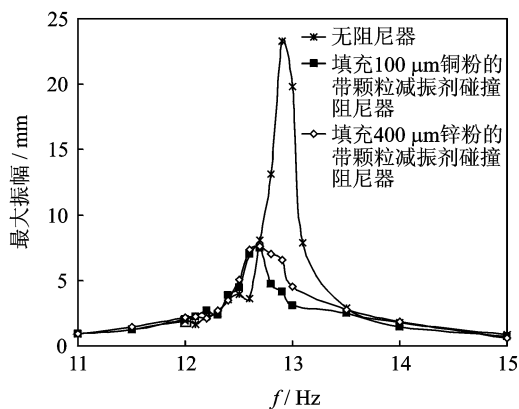


图11 相同填充率下不同金属颗粒的碰撞阻尼效应(颗粒填充率为20%)

响应的微小回升,但是过了这一周期之后,颗粒又会进入细化状态,从而使响应进一步降低;因此,超微颗粒碰撞阻尼技术具有光明的应用前景。

## 4 振动在纳米材料技术发展中的应用

### 4.1 锌纳米颗粒的干法室温大批量振动制备

稳定的单元素纳米结构的干法室温大批量制备一直是学术和工程界非常关注的热点,因为它是微电子器件发展的基础。经典的颗粒断裂理论存在着粒度极限说,即全塑性转变的颗粒粒度,在这一粒度下,颗粒受力细化是不可能的。Kendall K等<sup>[21]</sup>认为塑性材料在压力作用下不可能发生粒度细化。21世纪初,虽然有关于金属晶体变形的大规模计算机模拟和电镜观察结果问世<sup>[22-23]</sup>,并注意到了晶粒细化的可能,但还未见试验结果。目前,所有用于纳米颗粒批量化制备的研磨作业都采用湿法。

笔者根据应力释放和混沌控制原理,发展了一

种干法室温大批量制备金属纳米颗粒的滚压振动磨及其方法,其加载强度只有传统振动磨的25%,颗粒的细化不是直接加载的结果,而是通过应力释放来实现。研究发现,金属锌的塑性变形以晶粒旋转为主要特征,而且具有一定的积累和释放周期。这种周期以晶粒旋转为开始,以晶粒细化为结束。每完成1次变形循环,纳米结构的尺寸就减小1次,缺陷就减少1次,性能就改善1次。图12所示分别为锌纳米颗粒的变形场以及能量释放后的产物形貌。由图12(a)可见,晶粒呈漩涡状排列和分布;由图12(b)可见,能量释放后的产物的粒度大约为3~5 nm,需要说明的是,商业锌粉的原始粒度为3~10 μm。所得锌纳米颗粒是透明的,其尺度均匀,随机取向,几乎等轴,基本无缺陷。每生产1 kg这样的纳米结构,耗电大约只有7~8 kw·h,为其后高新技术开发奠定了良好的基础<sup>[24]</sup>。

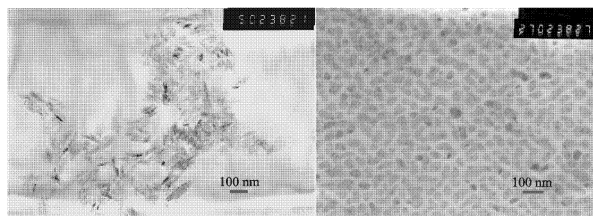


图12 锌的晶体变形场及能量释放后的产物

图12 锌的晶体变形场及能量释放后的产物

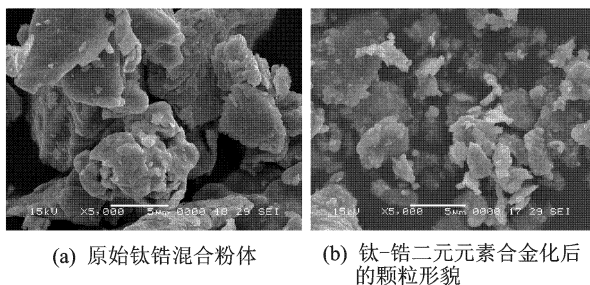
### 4.2 振动合成钛-锆二元纳米合金

钛-锆合金能够在表面形成与基体紧密结合的具有金红石结构的氧化膜,这种氧化膜具有很强的耐腐蚀作用。锆离子不易溶解,较为稳定,有利于氧化膜的再生;因此,钛-锆二元合金具有很好的生物相容性和重要的医用价值。在粗晶状态下,钛-锆二元合金的硬度和抗拉强度比纯钛或者纯锆高出2.5倍。可以推断,钛-锆二元纳米合金的机械性能更为优越。

从20世纪90年代初开始,Aoki等<sup>[25]</sup>利用高能球磨法在室温和氮气保护下尝试合成钛锆纳米合金。结果当氮气压力为2 MPa时,生成物为纳米c-TiZrN<sub>0.9</sub>;当氮气压力为0.04 MPa时,生成物为无定形的α-TiZrN<sub>0.3</sub>,但两种情况下都有氮气参与了反应;因此,对于元素周期表中的同簇而且具有完全固溶性的元素,比如Ti,Zr等,不可能用机械合金化或快速冷凝得到纯净的二元非晶合金。

笔者利用干法室温滚压振动磨,并采用适当的工艺,按照摩尔比为1:1配制钛、锆粉末,利用氩气保护,完成了晶粒度为7.6 nm、批次产量为0.17 kg

的钛-锆二元纳米合金的机械合金化。图13为原始的钛锆混合粉体和合金化之后产物的扫描电子显微镜图像。由图可见,Zr和Ti的原始粒度分布在20~40  $\mu\text{m}$ 范围内,经过60 h研磨后,锆元素均匀地弥散注入钛基体内,而且分布均匀,两种组分有机地组合在一起,状态非常良好<sup>[26]</sup>。



(a) 原始钛锆混合粉体 (b) 钛-锆二元素合金化后的颗粒形貌

图13 钛-锆混合物粉体的原始状态及合金化后的颗粒形貌

由图14所示的反应全过程的XRD图谱可见,在混合研磨过程中,位于 $2\theta = 31.994^\circ$ 附近的Zr(100)峰高度不断降低。根据国际标准图谱,30 h后,大约在 $2\theta = 32.682^\circ$ 和 $2\theta = 54.617^\circ$ 附近分别出现了一个微弱的新峰,而前者更为明显。这些新峰随着时间不断长大,50 h后,位于 $2\theta = 32.682^\circ$ 的新峰强度已经超过Zr(100)峰。60 h后,Zr(100)峰完全消失,新峰已完全生成,表明Ti-Zr二元合金已经生成。

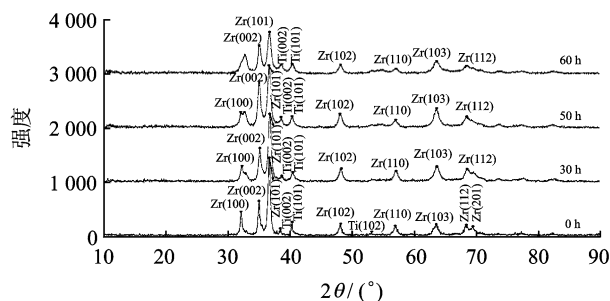


图14 反应系统不同时刻的XRD图谱

高分辨率透射电子显微镜(HRTEM)观察到了合金的原子排列情况,如图15所示,其中右图为左图局部放大。由图可见,生成的合金仍具有六方晶系的基本特征,但轴比均与密排六方结构的理想轴比1.633相差甚远,也比Zr及Ti的标准轴比(约1.59)小很多。事实上,由于Zr和Ti的原子直径差别不大,新合金是一种置换固溶体,其中Zr为溶质,Ti为溶剂,而且Zr的原子直径大于Ti;因此,晶格常数发生了变化,其轴比较之Zr及Ti的标准轴比小很多。这一结果验证了合金的生成,合金的原子排列是

成对的。

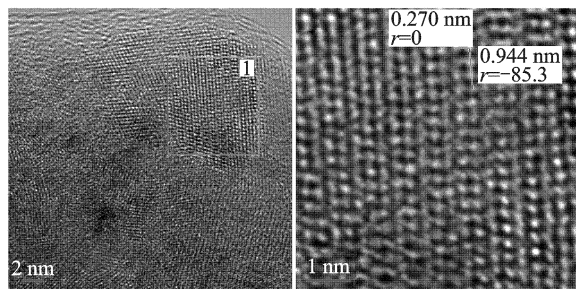


图15 合金的原子排列状态

由图16所示的光电子能谱分析表明,相对于钛而言,合金表面的锆原子浓度增大了;而相对于锆而言,合金内部的钛原子浓度上升了。表面锆原子浓度增大有利于提高材料表面硬度,内部钛原子浓度上升有利于提高材料的韧性,从而使产物的机械性能更加优越。分析结果还表明,Ti-Zr合金表面氧含量有了大幅提高,氧原子的百分比从原始的15.06%上升到了21.31%,升幅达41.5%。由于锆与氧具有非常好的亲和性,使得材料表面的自发氧化潜能得到提高。合金的这些特性使其在生物医学材料领域具有广阔的应用前景。

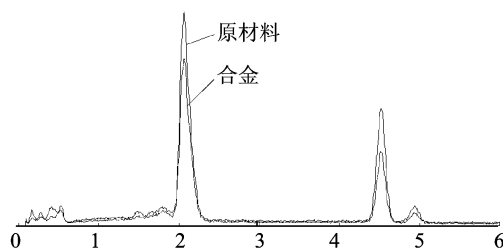


图16 钛-锆二元纳米合金的光电子能谱

## 5 结束语

科技融合才能进步,学科交叉才能发展。振动与纳米颗粒学本身同为交叉科学和技术,两者的交叉必然产生较大的创新空间。振动与纳米研究的双向发展正方兴未艾。

致谢 感谢国家自然科学基金多年来的支持,感谢本团队的教师、博士生和硕士生为本研究做出的贡献,尤其是杜妍辰、李来强、肖会祥、徐波、李生娟、朱岩等。

## 参 考 文 献

- [1] 闻邦椿,刘凤翹. 振动机械的理论及应用[M]. 北京:机械工业出版社,1982:1-19.
- [2] Davis D A, Hamilton A, Yang J, et al. Force-induced

activation of covalent bonds in mechanoresponsive polymeric materials[J]. *Nature*, 2009,459:68-72.

- [3] Hikenboth C R, Moore J S, White S R, et al. Biasing chemical pathways with mechanical force[J]. *Nature*, 2007,446:423-427.
- [4] 赵淳生. 超声电机技术与应用[M]. 北京:科学出版社, 2007:1-14.
- [5] Wang Xudong, Song Jinhui, Liu Jin, et al. Direct-current nanogenerator driven by ultrasonic waves[J]. *Science*, 2007,316:102-105.
- [6] 王树林. 高速摄影对散体振动的研究[J]. 青岛海洋大学学报,1995(S):15-21.  
Wang Shulin. Application of high-speed cinematography to the investigation of oscillation mechanics of bulk materials[J]. *Journal of Ocean University of Qingdao*, 1995(S): 15-21. (in Chinese)
- [7] 王树林,刘美清,胡沂清,等. 振动棒磨机非线性振动试验研究[J]. 机械工程学报,1997,33:19-25.  
Wang Shulin, Liu Meiqing, Hu Yiqing, et al. Experimental research on non-linear oscillation of vibration rod mill[J]. *Chinese Journal of Mechanical Engineering*, 1997,33:19-25. (in Chinese)
- [8] 陈予恕,唐云. 非线性动力学中的现代分析方法[M]. 北京:科学出版社,1992:30-50.
- [9] 朱岩,王树林. 一类变质量振动系统的近似求解[J]. 振动与冲击,2008,27(11):160-162.  
Zhu Yan, Wang Shulin. Analytical solution for the vibration system with periodically time-varying mass [J]. *Journal of Vibration and Shock*, 2008,27(11): 160-162. (in Chinese)
- [10] Wang Shulin. Impact chaos control and stress release: a key for development of ultra fine vibration milling [J]. *Progress in Natural Science*, 2002,12(5):336-341.
- [11] Kiessling M. Erste ergebnisse experimenteller untersuchungen an rohrschwingmuehlen mit rotierenden einbauten[C]//Freiberg Forschungshefte. Freiberg, German; Berg Akademie Freiberg, 1989.
- [12] 朱岩,王树林. 振动磨的周期运动稳定性与分岔[J]. 振动与冲击,2007,26(7):156-158.  
Zhu Yan, Wang Shulin. Stability and bifurcation of the periodic motion of the vibration mills[J]. *Journal of Vibration and Shock*, 2007,26(7):156-158. (in Chinese)
- [13] Masri S F. General motion of impact dampers[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1970,47(1):229-237.
- [14] Bapat C N, Sankar S. Single unit impact damper in free and forced vibration[J]. *Journal of Sound and Vi-*

bration, 1985,99(1):85-94.

- [15] Bapat C N, Sankar S. Multiunit impact damper re-examined[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1985,103(4):457-469.
- [16] Du Yanchen, Wang Shulin. Modeling the fine particle impact damper[J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2010,52(7):1015-1022.
- [17] Du Yanchen, Wang Shulin. Energy dissipation in normal elastic impact between two spheres[J]. *Journal of Applied Mechanics*, 1976(6):1-8.
- [18] Du Yanchen, Wang Shulin, Zhang J. Energy dissipation in collision of two balls covered by fine particles [J]. *International Journal of Impact Engineering*, 2009,37(3):309-316.
- [19] Du Yanchen, Wang Shulin. Performance of a new fine particles impact damper [J]. *Advances in Acoustics and Vibration*, 2008(140894):6.
- [20] 王树林. 一种带有润滑颗粒的碰撞阻尼器:中国, ZL03115511.1[P]. 2004-09-01.
- [21] Kendall K. The impossibility of comminuting small particles by compression[J]. *Nature*, 1978,272(20):710-711.
- [22] Murayama M. Atomic-level observation of disclination dipoles in mechanical milled nanocrystalline Fe [J]. *Science*, 2002,295:2433-2435.
- [23] Swygenhoven V. Dimple structure according to according to large scale atomistic simulation [J]. *Science*, 2003,300:1550-1552.
- [24] Wang Shulin, Li Shengjuan, Du Yanchen, et al. Nanostructural evolution of Zn by dry roller vibration milling at room temperature[J]. *Progress in Natural Science*, 2006,16(4):441-444.
- [25] Aoki K. Nitrogen induced amorphization of Ti-Zr powders during mechanical alloying [J]. *Applied Physics Letters*, 1992,61:1037-1039.
- [26] Wang Shulin, Li Shengjuan, Cai Fangfei, et al. Synthesis of binary nano-composite of Ti50Zr50 and its characterization [J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2007,429(1-2):227-232.



第一作者简介:王树林,男,1951年12月生,教授、博士生导师。主要研究方向为振动与纳米材料。曾发表《Synthesis of Binary nano-composite of Ti50Zr50 and its characterization》(《Journal of Alloys and Compounds》2007, Vol. 429, No. 1-2)等论文。

E-mail:wwwusst@163.com