

文章编号: 1001-4888(2018)01-0031-10

考虑强结合界面的磁流变弹性体力学性能分析^{*}

王园园, 邓华夏, 张进, 于连栋

(合肥工业大学 仪器科学与光电工程学院, 安徽 230009)

摘要: 磁流变弹性体是将铁磁性颗粒填充到非磁性的聚合物基体中, 通过固化作用形成的柱状或链状结构。目前, 研究磁流变弹性体的力学模型主要是磁偶极子模型以及修正的磁偶极子模型。这些模型考虑了颗粒之间的相互作用, 但尚未涉及颗粒和基体之间的相互作用。本文在考虑颗粒和基体相互作用的基础上, 基于剪滞法理论计算出强结合界面磁流变弹性体模量和阻尼特性。通过实验制备硅橡胶基的磁流变弹性体, 并在应变幅值较小时测试其剪切储能模量和阻尼因子, 详细分析不同的应变幅值和磁场强度对磁流变弹性体性能的影响。理论结果与实验结果相符, 验证了本文关于强结合界面性能分析的正确性。

关键词: 磁流变弹性体; 强结合界面; 阻尼; 模量; 磁偶极子模型

中图分类号: TB381

文献标识码: A

DOI: 10.7520/1001-4888-17-067

符号说明

R 为代表性单元半径	L 为代表性单元长度	r_p 为颗粒半径
G_m 为基体剪切模量	E_m 为基体弹性模量	E_p 为颗粒弹性模量
ν 为基体泊松比	V_p 为磁性颗粒的体积	V_m 为基体的体积
ϕ_p 为颗粒体积分数	σ 为外加应力	σ_p 为颗粒承担的外加应力
τ_p 为沿颗粒界面的剪切应力	$(\overline{\tau_p^2})_i$ 为剪切应力在有相对滑移趋势面上的分量的平方	
s_m 为基体位移	s_p 为颗粒位移	M 为几何形状因子
D_e 为本征阻尼	D_I 为强结合面的阻尼	ζ 为应力集中系数
E_{I2} 为相互作用能	μ_0 为真空磁导率	μ_r 为代表性单元相对磁导率
r_0 为颗粒的初始中心距	$ \vec{m} $ 为磁偶极矩	ΔG 为磁致剪切模量
ΔE 为磁致杨氏模量	D_M 为磁机械滞后阻尼	D_{MRE} 为磁流变弹性体的阻尼
G_{MRE} 为磁流变弹性体的剪切模量	E_0 为磁流变弹性体的初始弹性模量	
E_{MRE} 为磁流变弹性体的总体弹性模量		

0 引言

磁流变弹性体是将铁磁性颗粒填充到非磁性的聚合物基体中, 通过固化作用形成的柱状或链状结构, 其流变特性(比如阻尼、模量等)可以由外加磁场控制。目前, 基于磁流变弹性体的减振降噪装置得

^{*} 收稿日期: 2017-03-17; 修回日期: 2017-05-10

基金项目: 国家自然科学基金(51575156, 51675156)和中央高校基本科研业务费(JZ2014HGBZ0346)

通讯作者: 邓华夏(1982—), 男, 教授, 从事磁流变减振技术、系统振动分析、动态测试技术、智能执行机构的研制与开发。Email: hxdeng@hfut.edu.cn

到了很大的发展。邓华夏、龚兴龙等^[1]利用磁流变弹性体作为智能刚度单元,设计了频率可调式动力吸振器,吸振频率宽,而且减震效果好,能达到 26dB。美国超微公司为海军潜艇水下武器发射系统研制了一种磁流变弹性体调协减振器^[2],该减振器刚度响应快,在 1ms 之内能够增加 60%左右,对外部冲击载荷有着良好的抗冲击隔离效果,有望应用到巡航导弹核潜艇武器发射防护系统。基于磁流变弹性体的发动机机架^[3]可以代替传统橡胶制品机架,获得更好的减震效果。此外,磁流变弹性体还可以与 3D 打印技术^[4]相结合,极大地拓展了磁流变弹性体的应用空间。

采用合适的方法对磁流变弹性体力学性能进行建模分析,对设计合适有效的减振降噪装置非常重要。目前,普遍采用的是磁偶极子模型^[5],该模型将每一个被磁化的颗粒看作偶极子,通过分析磁性颗粒的相互作用能,计算出磁流变弹性体的剪切模量。Leng 等^[6]结合各向异性的应力—应变关系和有效渗透率模型,提出了可弹性变形的链状磁流变弹性体的刚度矩阵的本构方程,利用有限元分析方法,发现磁场强度较小时,剪切模量不会随着磁场的改变而变化。实际上,颗粒除了受到同一条链相邻颗粒的磁相互作用外,也会受到周围颗粒的影响。研究人员开始在磁偶极子的基础上对其进行相关修正,使得研究更加符合实际情况。朱应顺等^[7]考虑了周围链对颗粒的影响,提出多链模型,针对柱状和层状结构的磁流变弹性体剪切模量进行了分析和计算,修正了传统的磁偶极子模型。朱俊涛等^[8]在磁偶极子的基础上提出了主链吸附模型,发现传统的单链模型高估了磁致剪切模量。另外,高伟等^[9]通过观察弹性体内部颗粒的分布规律,发现在磁场的作用下颗粒链会发生倾斜,建立了具有倾斜链结构的磁流变弹性体的磁致剪切模量的三维分析模型。这个模型指出在外加磁场作用下,由于基体应变能和磁相互作用的转化会存在负的磁致效应。除了上述的磁偶极子模型和修正的磁偶极子模型以外,连续介质理论也是研究磁流变弹性体力学性能的一种方法。Chen 等^[10]将颗粒和基体的耦合关系考虑进去,把基体简化为线弹性的各向同性的材料,计算出了磁场诱导下的拉应力,发现在不考虑颗粒的磁相互作用下,磁流变弹性体的应力应变呈线性关系。Shen 等^[11]利用 Ogden 模型,在不考虑磁场的作用下计算出磁场诱导下的剪应力应变关系。Dorfmann 等^[12]基于 Cauchy 弹性模型,结合不变量理论,建立了磁流变弹性体的连续介质模型,得到了应力与磁场的关系,并且通过研究一定壁厚圆筒状的磁流变弹性体沿轴向剪切的力学性能,指出应力与应变的关系不是简单的线性和平方的关系。关于磁流变弹性体的阻尼特性,Chen^[13]指出在考虑磁流变弹性体的阻尼效应时,界面阻尼不可忽略,并且指出界面阻尼和外加应变有关,随着外加应变幅值的增加,界面上产生的滑移位移增加,导致阻尼也会相应增加。之后,Yang 等^[14]进一步分析了磁流变弹性体的阻尼来源,将不同强度的界面对阻尼的影响和磁机械滞后阻尼考虑进去,利用 Eshelby 等效夹杂理论和混合率准则给出了比较完整的阻尼表达式。另外,考虑到磁流变弹性体内部结构的复杂性,直接对其进行建模分析非常困难,唯象模型可以不必分析参数的物理意义,通过进行一种特定的变形试验进而获得最终的模型参数,拟合出弹性体在外加磁场作用下的应力应变关系。Norouzi 等^[15]基于修正的粘弹性 Kelvin-Voigt 模型,提出了描述磁流变弹性体动态行为的参数模型。另外,Sun 等^[16]发明了一种基于磁流变弹性体的可变刚度变阻尼的智能隔振器,结合 Bingham 模型提出了一种唯象模型,通过选择合适的算法辨识该系统所需的若干参数,拟合出各参数的变化曲线,结果证实该模型有可以准确描述多层磁流变弹性体隔震器的能力。

本文在考虑了颗粒和基体相互作用的基础上,基于剪滞法理论计算了磁流变弹性体的平均应力应变响应,最终推导出无场下强结合界面磁流变弹性体的模量和阻尼特性;有场下磁流变弹性体的磁致效应,则直接采用经典的磁偶极子模型和修正的磁偶极子模型进行分析。通过实验制备硅橡胶基的磁流变弹性体,利用动态机械分析仪在不同的外加磁场和应变幅值下对其进行性能测试,同时结合推导出的力学公式,分析模量、阻尼和不同磁场强度、应变幅值的关系,通过对比和分析实验结果与理论结果,验证了所提方法的有效性。

1 强结合界面的力学性能分析

在制备过程中,颗粒和基体会发生扩散、溶解现象,加上基体的固化作用,在两者之间会形成一个性质既不同于颗粒又不同于基体的非常薄的几何面,称作界面相。当外加应力没有达到能使颗粒和基体

发生滑移时,界面为强结合界面,颗粒和基体结合完好,如图 1。

本文将磁流变弹性体看作颗粒增强复合材料,从中选取半径为 R 、长为 L 的一个圆柱体作为代表性单元,如图 2。图 2(a)为代表性单元,图 2(b)是代表性单元平面图。假设:

- (1)内部球形颗粒没有缺陷且规则化分层次密布;
- (2)代表性单元的尺寸远小于磁流变弹性体整体尺寸;
- (3)代表性单元的体积分数等于磁流变弹性体颗粒体积分数。

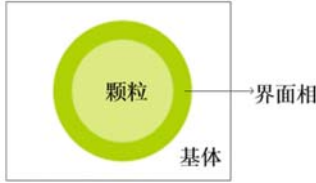


图 1 强结合界面

Fig. 1 Strong interface

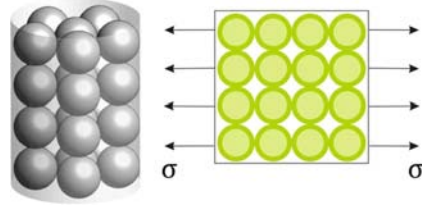


图 2 代表性单元(a)和(b)平面图

Fig. 2 (a) Representative unit and (b) its planar graph

1.1 应力分布

磁流变弹性体的力学性能很复杂,往往取决于磁性颗粒与基体的模量、界面结合强度、磁性颗粒的体积分数和分布方式等细观结构参数。本文采用剪滞法理论^[17],在外力较小时颗粒和基体均发生弹性变形,颗粒和基体粘结完好,此时界面全为强结合界面。通过和磁流变弹性体微观结构相结合,分析其应力分布^[18]。为方便计算,假设颗粒半径均为 r_p 。在外加应力 σ 的作用下,颗粒承担的外加应力为 σ_p ,沿颗粒界面的剪切应力为 τ_p ,由剪滞法平衡方程可知

$$\frac{d\sigma_p}{dx} = -\frac{2\tau_p}{r_p} \quad (1)$$

颗粒界面的剪切应力和沿界面相每一个圆环处的剪切应力相等,在这些圆环中任意选取半径为 r 的一个圆环,可以得到

$$2\pi r_p \tau_p = 2\pi r \tau_m \quad (2)$$

设在半径 r 处基体沿 x 向的剪切应力为 τ_m ,基体沿 x 方向的位移为 $s(r)$, G_m 是基体的剪切模量。根据胡克定律得到

$$\tau_m = G_m \frac{ds(r)}{dr} \quad (3)$$

将式(3)代入式(2),得到

$$\frac{ds(r)}{dr} = \frac{r_p \tau_p}{G_m r} \quad (4)$$

设 s_m 、 s_p 分别是基体和颗粒沿 x 方向的位移,对式(4)两端求积分得到

$$\int_{s_p}^{s_m} ds = \frac{r_p \tau_p}{G_m} \int_r^R \frac{dr}{r} \quad (5)$$

从而求得颗粒界面的剪切应力

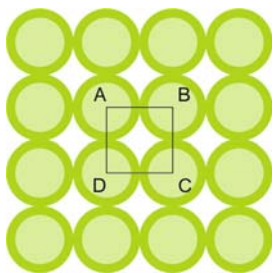
$$\tau_p = \frac{G_m (s_m - s_p)}{r_p \ln(R/r_p)} \quad (6)$$

假设球形颗粒为规则化分层次密布,则在一个以相邻四个颗粒球心围成的空间内(可以看作是边长为 R 的正方体),包含 4 个 $1/4$ 球,即一个完整球体,如图 3 所示,可取空间含量为 $V_p = \pi r_p^2 / R^2$,两边同时取对数可以得到

$$\ln\left(\frac{R}{r_p}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\pi}{V_p}\right) \quad (7)$$

将式(7)代入式(6)得到

$$\tau_p = \frac{2G_m (s_m - s_p)}{r_p \ln(\pi/V_p)} \quad (8)$$

图 3 以 R 为边长的正方体Fig. 3 The cube with R length

将式(8)代入式(1)得到

$$\frac{d\sigma_p}{dx} = -\frac{4G_m(s_m - s_p)}{r_p^2 \ln(\pi/V_p)} \quad (9)$$

两边对 x 求微分, 颗粒的弹性模量记作 E_p , 得到

$$\frac{d^2\sigma_p}{dx^2} = -\frac{4G_m}{r_p^2 \ln(\pi/V_p)} \left(\epsilon - \frac{\sigma_p}{E_p} \right) \quad (10)$$

为简化表达式, 引入 α 记作

$$\alpha^2 = \frac{4G_m}{\ln(\pi/\phi) E_p} \quad (11)$$

将式(11)代入式(10)得到

$$\frac{d^2\sigma_p}{dx^2} = -\frac{\alpha^2}{r_p^2} (\sigma_p - E_p \epsilon) \quad (12)$$

这样可以求出沿颗粒分布的应力 σ_p :

$$\sigma_p = E_p \epsilon + B \sinh(\alpha x/r_p) + D \cosh(\alpha x/r_p) \quad (13)$$

磁流变弹性体颗粒和基体结合情况很好, 假设颗粒两端不承担载荷, 也就是当 $x=L$, $x=-L$ 时, $\sigma_p=0$, 代入式(13), 可以求出 $B=0$, $D=-E_p \epsilon / \cosh(\alpha L/r_p)$ 。

将 B 、 D 代入式(13)得到沿强结合区域颗粒的应力分布为

$$\sigma_p = E_p \epsilon [1 - \sinh(\alpha x/r_p) / \cosh(\alpha L/r_p)] \quad (14)$$

式中 L/r_p 为代表性单元长度和颗粒半径之比, 把式(14)代入式(1)得到剪切应力沿颗粒分布为

$$\tau_p = \frac{1}{2} n E_p \epsilon \sinh(\alpha x/r_p) / \cosh(\alpha L/r_p) \quad (15)$$

对(14)取平均, 得到强结合界面颗粒承担的平均应力为

$$\bar{\sigma}_p = \frac{E_p \epsilon}{L} \int_0^L \sigma_p dx = E_p \epsilon [1 - \tanh(\alpha L/r_p) / (\alpha L/r_p)] \quad (16)$$

定义基体承担的平均应力表示为

$$\bar{\sigma}_m = E_m \epsilon \quad (17)$$

根据混合率准则, 得到磁流变弹性体中的应力应变关系

$$\sigma = \bar{\sigma}_p \phi_p + \bar{\sigma}_m (1 - \phi_p) = \{ E_p \phi_p [1 - \tanh(\alpha L/r_p) / (\alpha L/r_p)] + (1 - \phi_p) E_m \} \epsilon \quad (18)$$

由(18)可知, 磁流变弹性体整体的应力应变关系取决于颗粒和基体的模量、磁性颗粒的体积分数、外加应变幅值。在合适的外加载荷下, 磁性颗粒和基体均发生弹性变形, 由胡克定律可得无场下的弹性模量和剪切模量分别为

$$E = E_p \phi_p [1 - \tanh(\alpha L/r_p) / (\alpha L/r_p)] + (1 - \phi_p) E_m \quad (19)$$

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} = \frac{1}{2(1+\nu)} \{ E_p \phi_p [1 - \tanh(\alpha L/r_p) / (\alpha L/r_p)] + (1 - \phi_p) E_m \} \quad (20)$$

E_m 、 E_p 分别表示基体与磁性颗粒的弹性模量; ν 是基体的泊松比; ϕ_p 为颗粒的体积分数; α 与颗粒在基体中的几何排布有关; r_p 是颗粒的半径; L 为代表性单元长度, 它的平均应力应变响应和磁流变弹性体的相同。由式(19)(20)可以看出, 不考虑磁场的作用下, 磁流变弹性体模量取决于颗粒体积分数、颗粒尺寸、基体和颗粒本身弹性性能以及颗粒在基体中的排布方式。

1.2 本征阻尼

磁流变弹性体是由磁性颗粒和基体组成的, 根据复合材料阻尼机制, 本文采用混合率原则^[19]来描述磁性颗粒、基体对磁流变弹性体本征阻尼的贡献, 磁流变弹性体的总体本征阻尼可以用颗粒、基体的本征阻尼与其体积分数乘积的和来表示。设磁性颗粒、基体的体积分别为 V_p , 阻尼因子对应用 V_p 和 D_m 表示。

$$D_e = \frac{D_m V_m}{V_m + V_p} + \frac{D_p V_p}{V_m + V_p} = (1 - \phi_p) D_m + \phi_p D_p \quad (21)$$

式中 ϕ_p 表示磁性颗粒的体积分数, 和基体相比, 磁性颗粒的本征阻尼很小, 为方便计算可以忽略不计。

那么式(21)变为

$$D_e = (1 - \phi_p) D_m \quad (22)$$

式(22)表明颗粒含量、基体材料的阻尼因子是影响磁流变弹性体的本征阻尼的两个主要因素,具体来说是本征阻尼与基体材料的阻尼因子成正比,与颗粒的体积分数成反比。

1.3 界面阻尼

当外加载荷为 σ_p 时,基体尚未发生滑移现象,颗粒和基体界面结合完好。实际上磁性颗粒表面粗糙不平,在外力作用下局部受到的应力大于颗粒承担的平均应力,容易形成裂纹,使得强结合界面的阻尼增大。可以用下面的方程来预计界面对阻尼的贡献^[19]:

$$D_I = \frac{1}{\tau_p} \frac{8(1-\nu)}{3\pi(2-\nu)} \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n r_p^3 (\bar{\tau}_p^2)_i \quad (23)$$

式中强结合面的阻尼为 D_I ; τ_p 代表施加的剪切应力; ν 代表基体材料的泊松比; V 是试样的体积; r_p 是磁性颗粒的半径; $(\bar{\tau}_p^2)_i$ 是应力 τ_p 在有相对滑移趋势面上的分量的平方,假设磁性颗粒的半径相同,均为 r_p ,每个颗粒的剪应力也相同,均为 τ_{p_i} 。引入应力集中系数^[20] $\zeta = \frac{\tau_{p_i}}{\tau_p}$

$$\zeta = \frac{2r}{9E_p} \left[(1+\nu)^2 \frac{dP}{d\theta} \left(1 - \frac{\nu}{1-\nu} \right) \right] \quad (24)$$

式中 $\nu=0.48$, $E_p=7.8\text{MPa}$; P 是 Legendre 多项式^[21],将强结合界面的应力集中因子取 1.25,代入式(24)得到

$$D_I = \frac{3.125(1-\nu)}{\pi^2(2-\nu)} \phi_p \quad (25)$$

可以看出强结合面的阻尼与基体的泊松比有关,并和颗粒体积分数成正比。除此之外,不同的温度和频率对阻尼也有影响,而且当外加应力比较大时界面结合强度势必减弱,本文暂时只考虑全是强结合界面的阻尼,计算值会比实际值偏小。

2 磁流变弹性体的磁致效应

关于磁流变弹性体的磁致效应,本文采用广泛接受的磁偶极子模型^[3]。假设在磁场作用下铁磁性颗粒被磁化,经过固化作用颗粒近似形成一种链状结构。在磁场作用下,磁流变弹性体的剪切模量发生变化。在外加磁场强度为 $\vec{H}$ 作用下,颗粒被拉伸并偏离原有磁场方向,夹角为 θ ,相邻颗粒的中心距为 r ,把每一个被磁化的磁性颗粒近似看作一个磁偶极子,磁性颗粒的变形如图 4。

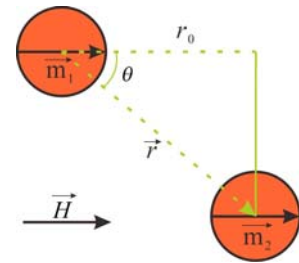


图4 磁化后的颗粒

Fig. 4 Magnetic particles

2.1 磁致剪切模量

假设每一个磁偶极子的磁偶极矩为 $|\vec{m}|$,两个磁偶极子的相互作用能^[11]可以表示为

$$E_{12} = \frac{|\vec{m}|^2 (1 - 3\cos^2 \theta)}{4\pi\mu_0\mu_1 |\vec{r}|^3} = \frac{|\vec{m}|^2 \left(1 - 3 \frac{r_0^2}{r_0^2 + x^2} \right)}{4\pi\mu_0\mu_1 (r_0^2 + x^2)^{3/2}} \quad (26)$$

μ_0 、 μ_1 分别为真空磁导率和代表性单元相对磁导率; r_0 是颗粒的初始中心距,由图 4 可得这条链上的剪切应变可以表示为 $\epsilon = x/r_0$,则两磁偶极子的相互作用能可写成

$$E_{12} = \frac{|\vec{m}|^2 (\epsilon^2 - 2)}{4\pi\mu_0\mu_1 r_0^3 (1 + \epsilon^2)^{5/2}} \quad (27)$$

式中磁偶极矩 $|\vec{m}| = J_p V_0 = J_p \frac{\pi d^3}{6}$,此时附加剪切应力为

$$\Delta\sigma = \frac{\phi_p \epsilon (4 - \epsilon^2) J_p^2 d^3}{8\mu_0\mu_1 r_0^3 (1 + \epsilon^2)^{7/2}} \quad (28)$$

磁致剪切模量为

$$\Delta G = \frac{\partial \Delta \sigma}{\partial \epsilon} = \frac{\phi_p J_p^2 d^3 (4\epsilon^4 - 27\epsilon^2 + 4)}{8\mu_0 \mu_1 r_0^3 (1 + \epsilon^2)^{9/2}} = \frac{9\phi_p |\vec{m}|^2 (4\epsilon^4 - 27\epsilon^2 + 4)}{2\pi^2 \mu_0 \mu_1 d^3 r_0^3 (1 + \epsilon^2)^{9/2}} \quad (29)$$

实际上在低磁场的情况下,被磁化后的颗粒会被周围的磁场再次磁化,这样一来,在任一点的磁场等于原有磁场加上磁化后产生的附加磁场,对其修正后磁流变弹性体的磁致模量可以采用如下公式

$$\Delta G = \frac{9\phi_p |\vec{m}|^2 \zeta}{4\pi^2 \mu_0 \mu_1 d^3 r_0^3} \quad (30)$$

其中 ζ 近似取值 1.2。

磁致杨氏模量数值上是磁致剪切模量的 2 倍,由此可得磁致杨氏模量为

$$\Delta E = -2\Delta G = -\frac{9\phi_p |\vec{m}|^2 \zeta_x}{2\pi^2 \mu_0 \mu_1 d^3 r_0^3} \quad (31)$$

磁致杨氏模量是磁流变弹性体一个非常重要的性能,它是由于基体应变能和颗粒间磁相互作用能的转换导致的,并且会随着磁场的增加而减小。

2.2 磁机械滞后阻尼

未外加加载荷时磁流变弹性体的初始模量是 E_0 ,磁流变弹性体的磁机械滞后阻尼^[14]表示为

$$D_M = \frac{12\phi_p |\vec{m}|^2 \epsilon^2 (20\epsilon^4 - 205\epsilon^2 + 90)}{E_0 \pi^3 \mu_0 \mu_1 d^3 r_0^3 (1 + \epsilon^2)^{11/2} + 9\pi\phi_p |\vec{m}|^2 (1 + \epsilon^2)(4\epsilon^4 - 27\epsilon^2 + 4)} \quad (32)$$

综上,在外加小应变下,颗粒和基体结合完好,磁流变弹性体的阻尼可以分为本征阻尼、强结合界面阻尼、磁机械滞后阻尼,磁流变弹性体的阻尼可表示为

$$D_{MRE} = (1 - \phi_p) D_m + \frac{3.125(1 - \nu)}{\pi^2 (2 - \nu)} \phi_p + \frac{12\phi_p |\vec{m}|^2 \epsilon^2 (20\epsilon^4 - 205\epsilon^2 + 90)}{E_0 \pi^3 \mu_0 \mu_1 d^3 r_0^3 (1 + \epsilon^2)^{11/2} + 9\pi\phi_p |\vec{m}|^2 (1 + \epsilon^2)(4\epsilon^4 - 27\epsilon^2 + 4)} \quad (33)$$

总体弹性模量为零场下的弹性模量加上磁致弹性模量

$$E_{MRE} = E + \Delta E = E_p \phi_p [1 - \tanh(\alpha L / r_p) / (\alpha L / r_p)] + (1 - \phi_p) E_m - \frac{9\phi_p |\vec{m}|^2 \zeta}{2\pi^2 \mu_0 \mu_1 d^3 r_0^3} \quad (34)$$

由于场致诱导效应,磁流变弹性体的剪切模量是零场下的剪切模量和磁场作用下的磁致模量两部分之和

$$G_{MRE} = G + \Delta G = \frac{1}{2(1 + \nu)} \{ E_p \phi_p [1 - \tanh(\alpha L / r_p) / (\alpha L / r_p)] + (1 + \phi_p) E_m \} + \frac{9\phi_p |\vec{m}|^2 \zeta}{4\pi^2 \mu_0 \mu_1 d^3 r_0^3} \quad (35)$$

3 结果分析和讨论

实验制备出五组不同配比的硅橡胶基磁流变弹性体,见表 1。采用 704 硅橡胶作为基体、平均粒度为 $13\mu\text{m}$ 的纯铁粉为增强颗粒。制备时可以通过磁场作用使其固化,固化后磁性颗粒按照一定的规律分布排列。制备的磁流变弹性体如图 5。

表 1 材料配比(质量比)

Tab. 1 Material ratio

试样编号	MRE-1	MRE-2	MRE-3	MRE-4	MRE-5
铁粉	40%	50%	60%	70%	80%
704 硅橡胶	30%	25%	20%	15%	10%
硅油	30%	25%	20%	15%	10%
磁场	有	有	有	有	有

实验中用钨灯丝扫描电镜观察磁流变弹性体的微观结构,在加速电压为 20 千伏、比例尺为 $100\mu\text{m}$ 下观察到有的颗粒被基体包裹,在外加磁场的作用下颗粒之间出现团簇现象,如图 6。将制备的磁流变

弹性体制成 $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 3.3\text{mm}$ 的样片, 放置在动态机械分析仪(DMA)主轴上进行测试:(1)在 0.5Hz 下, 测试磁场强度分别为 $0 \sim 800\text{mT}$ 、间隔 100mT 时五组磁流变弹性体的剪切储能模量、损耗因子;(2)在 0.5Hz 下, 分别施加 0.1% 、 0.2% 、 0.3% 、 0.4% 、 0.5% 、 0.8% 的动态应变, 测得五组硅橡胶基磁流变弹性体的剪切储能模量和损耗因子, 对所得数据取平均值, 并作出不同磁场强度、应变幅值和剪切储能模量、损耗因子的关系曲线, 如图 7~图 10 所示。



图 5 磁流变弹性体

Fig. 5 Magnetorheological elastomer

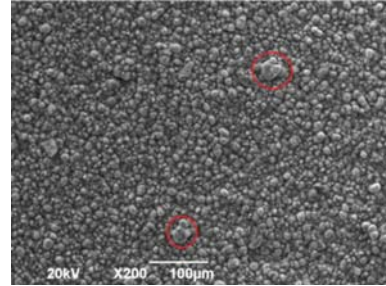


图 6 钨丝灯扫描电镜图

Fig. 6 Tungsten light sem micrograph

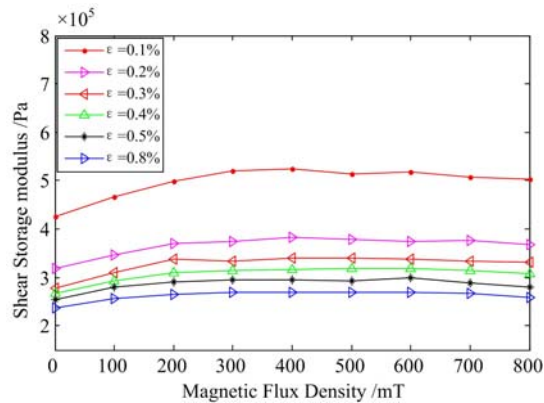


图 7 剪切储能模量和磁场强度的关系

Fig. 7 Shear storage modulus versus magnetic flux density

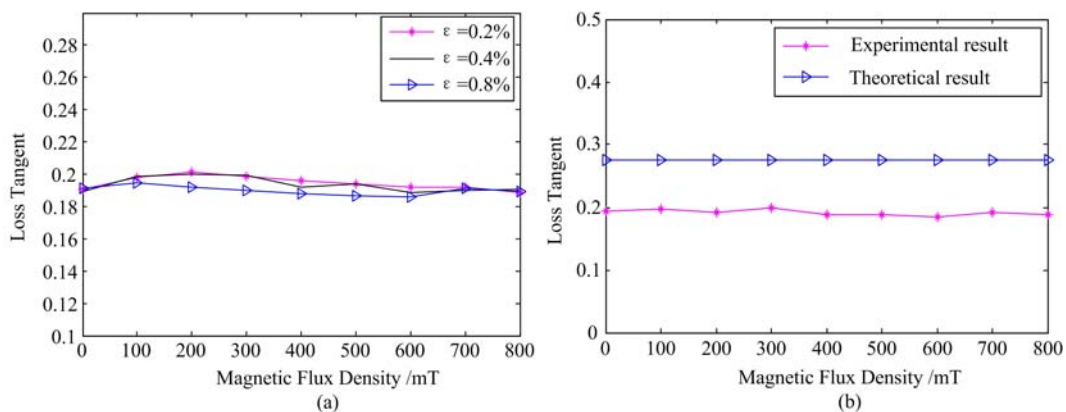


图 8 损耗因子和磁场强度的(a)关系和(b)实验和理论结果的对比

Fig. 8 (a) Relationship and (b) comparison of experimental and theoretical results between loss factor and magnetic flux density

3.1 磁场强度对剪切储能模量和阻尼因子的影响

在磁场强度为 $0 \sim 800\text{mT}$ 下测试磁流变弹性体的剪切储能模量和损耗因子, 图 7 可以看出剪切模量随着磁场强度的增大而增大, 当增大到某一值后便不再增加。在外加磁场作用下, 内部颗粒不断被磁

化,颗粒之间的磁相互作用能不断增加,继而引起剪切模量的增加;当磁性颗粒完全被磁化达到磁饱和后,磁相互作用能便不再增加,剪切模量不再随着磁场的增加而增加,保持稳定。在材料准备和制备阶段,铁粉暴露于空气中难免会被氧化,导致磁流变弹性体的磁饱和强度降低,近似为 400mT。图 8(a)中,当外加磁场增加时,损耗因子没有发生明显改变,说明阻尼不依赖于磁场强度而变化。图 8(b)为损耗因子和磁场强度关系的实验结果和理论结果对比,理论结果稍高于实验结果,阻尼值偏小的主要原因是本文假设界面全部为强结合界面,实际上制备过程中颗粒和基体结合强度不是很完美,导致理论值稍高于实验结果。

3.2 应变幅值对剪切储能模量和阻尼因子的影响

在不同的应变幅值下,基于磁流变弹性体减振降噪的装置往往表现出不同的力学性能。实验分别施加 0.1%、0.2%、0.3%、0.5%、0.8% 的动态应变,测得磁流变弹性体的剪切储能模量和损耗因子。图 9(a)中剪切储能模量随着应变幅值的增大而减小,应变幅值较小时,剪切储能模量更大,说明小应变下沿颗粒界面相的切应力比较小,颗粒完好无损,结合方式主要是强结合界面。当外加应变幅值增加时,颗粒间距增大,导致相互作用力减小,剪切储能模量会相应减小。图 9(b)为剪切储能模量和应变关系的实验和理论结果对比,理论结果和实验结果较为吻合。稍高于实验结果的原因有可能是制备时颗粒和基体结合强度不够理想,导致磁流变弹性体剪切模量低于理论结果。图 10(a)表明阻尼因子不依赖于外加应变,应变幅值增加时阻尼并不会发生明显改变。图 10(b)为阻尼因子和应变关系的实验和理论结果对比,两者比较吻合。

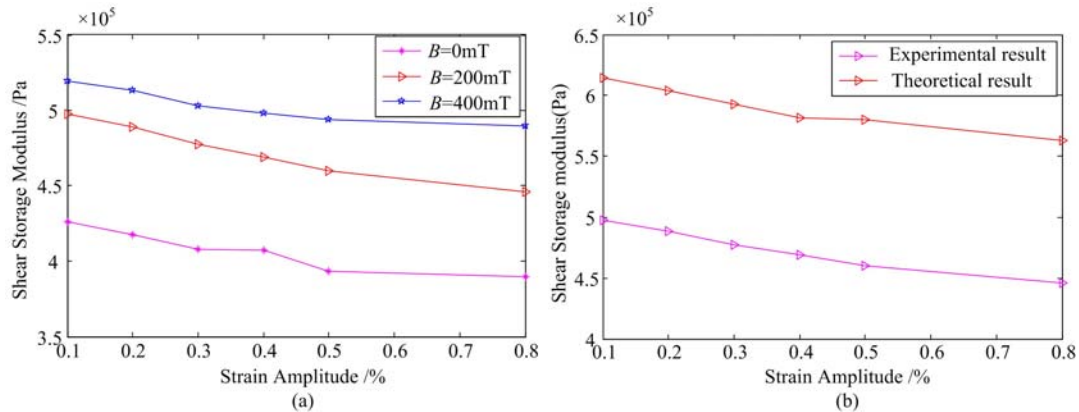


图 9 剪切储能模量和应变的(a)关系和(b)实验和理论结果的对比

Fig. 9 (a) Relationship and (b) comparison of experimental and theoretical results between shear storage modulus and strain

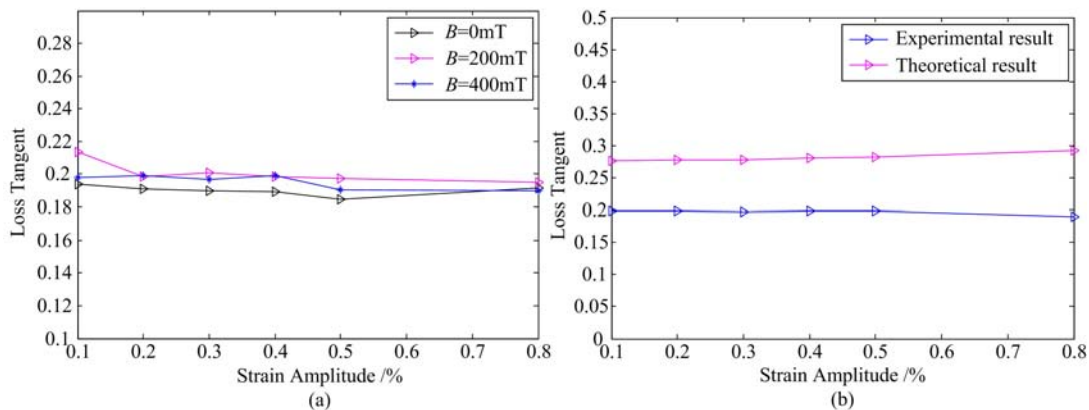


图 10 损耗因子和应变幅值的(a)关系和(b)实验和理论结果的对比

Fig. 10 (a) Relationship and (b) comparison of experimental and theoretical results between loss factor and strain amplitude

4 结论

本文计算了强结合面磁流变弹性体的模量和阻尼特性,通过对制备磁流变弹性体的剪切储能模量和阻尼因子的测试,理论结果可以很好地预测磁流变弹性体的力学性能,并得出以下结论:

(1) 阻尼不依赖于外加磁场,剪切模量先是随着外加磁场的增加而增加,当增大到某一值后便不再增加。在外加磁场作用下,内部颗粒不断被磁化,颗粒之间的磁相互作用能不断增加,继而引起磁致模量的增加;当磁性颗粒完全被磁化达到磁饱和后,磁相互作用能便不再增加,剪切模量不再随着磁场的增加而增加。

(2) 在不同的应变幅值作用下,阻尼不会发生明显改变,剪切储能模量随着应变的变化而变化。当应变幅值较小时,颗粒之间的界面相切应力比较小,颗粒完好无损,结合方式主要是强结合界面,剪切储能模量更大。

致谢 作者感谢以下资金支持:国家自然科学基金(51575156, 51675156)和中央高校基本科研业务费。

参考文献:

- [1] 邓华夏, 龚兴龙, 张培强. 磁流变弹性体调频吸振器的研制[J]. 功能材料, 2006, 37(5):790—792 (DENG Huaxia, GONG Xinglong, ZHANG Peiqiang. Tuned vibration absorber based on magnetorheological elastomer [J]. Journal of Functional Materials, 2006, 37(5):790—792 (in Chinese))
- [2] Wang X, Gordaninejad F. A tunable “negative” stiffness system for vibration control[J]. Proceedings of SPIE—The International Society for Optical Engineering, 2012; 8341.
- [3] Ladipo I L, Fadly J D, Faris W F. Characterization of magnetorheological elastomer (MRE) engine mounts[J]. Materials Today Proceedings, 2016, 3(2):411—418.
- [4] Vaezi M, Kruger H, Yang S. 3D printing of magnetorheological elastomers (MREs) smart materials[M]//3D Printing of Magnetorheological Elastomers (MREs) Smart Materials, 2014:213—218.
- [5] Jolly M R, Carlson J D, Muñoz B C, et al. The magnetoviscoelastic response of elastomer composites consisting of ferrous particles embedded in a polymer matrix[J]. Journal of Intelligent Material Systems & Structures, 1996, 7(6):613—622.
- [6] Leng D, Sun L, Sun J, et al. Derivation of stiffness matrix in constitutive modeling of magnetorheological elastomer[J]. Journal of Physics Conference Series, 2013, 412(1):2028.
- [7] 朱应顺, 龚兴龙, 张培强. 柱状和层状结构磁流变弹性体剪切模量的数值计算[J]. 功能材料, 2006, 37(5):720—722 (ZHU Yingshun, GONG Xinglong, ZHANG Peiqiang. Numerical calculation on shear modulus of magnetorheological elastomers with columnar or layered structures[J]. Journal of Functional Materials, 2006, 37(5):720—722 (in Chinese))
- [8] 朱俊涛, 徐赵东, 张香成. 磁流变弹性体主链吸附模型[J]. 东南大学学报(自然科学版), 2011, 41(2):342—346 (ZHU Juntao, XU ZHAOdong, ZHANG Xiangcheng. Main chain adsorption model of magnetorheological elastomer[J]. Journal of Southeast University (Natural Science Edition), 2011, 41(2):342—346 (in Chinese))
- [9] 高伟, 王省哲. 具有倾斜链结构的磁流变弹性体的磁致剪切模量模型与分析[J]. 中国科技论文, 2015, 10(4):433—437 (GAO Wei, WANG Xingzhe. Model and analysis on magnetic field-induced shear modulus of magnetorheological elastomer with tilted chain[J]. China Sciencepaper, 2015, 10(4):433—437 (in Chinese))
- [10] Chen W, Sun L, Li X, et al. Numerical investigation on the magnetostrictive effect of magneto-sensitive elastomers based on a magneto-structural coupling algorithm[J]. Smart Materials & Structures, 2013, 22(10):105012.
- [11] Shen Y, Golnaraghi M F, Heppler G R. Experimental research and modeling of magnetorheological elastomers [J]. Journal of Intelligent Material Systems & Structures, 2004, 15(1):27—35.
- [12] Dorfmann A, Ogden R W. Magnetoelastic modelling of elastomers[J]. European Journal of Mechanics-A/Solids, 2003, 22(4):497—507.
- [13] Chen L, Gong X L. Damping of magnetorheological elastomers[J]. Journal of Central South University, 2008, 15

- (1):581—585.
- [14] Yang J, Gong X L, Deng H X, et al. Investigation on the mechanism of damping behavior of magnetorheological elastomers[J]. *Smart Materials & Structures*, 2012, 21(21):125015.
- [15] Norouzi M, Alehashem S M S, Vatandoost H, et al. A new approach for modeling of magnetorheological elastomers[J]. *Journal of Intelligent Material Systems & Structures*, 2015, 27(8):1121—1135.
- [16] Sun S S, Yang J, Li W H, et al. Development of an isolator working with magnetorheological elastomers and fluids[J]. *Mechanical Systems & Signal Processing*, 2016, 83:371—384.
- [17] Rosen B W. *Mechanics of composite strengthening in fiber composite materials*[M]. Metals Park, Ohio: ASM Publication, 1965:37—86.
- [18] 杜善义, 王彪. 复合材料细观力学[M]. 科学出版社, 1998 (DU Shanyi, WANG Biao. *Mesoscopic mechanics of composite materials*[M]. Science Press, 1998 (in Chinese))
- [19] Eshelby J D. The continuum theory of lattice defects[J]. *Solid State Physics*, 1956, 3:79—144.
- [20] Vantomme J. A parametric study of material damping in fibre-reinforced plastics[J]. *Composites*, 1995, 26(2): 147—153.
- [21] He L H. Transient stress relaxation around spherical inclusions by interfacial diffusion and sliding[J]. *Acta Mechanica*, 2001, 149(1):115—133.

Mechanical property analysis of magnetorheological elastomer by taking into account strong bonding interface

WANG Yuan-yuan, DENG Hua-xia, ZHANG Jin, YU Lian-dong

(School of Instrument Science and Optoelectronics Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, Anhui, China)

Abstract: Magnetorheological elastomer (MRE) is a columnar or chain structure, which is formed by filling ferromagnetic particles into nonmagnetic polymer matrix and then through curing action. At present, the mechanical model used for study magnetorheological elastomer is mainly magnetic dipole model and modified magnetic dipole model. These models take into account the interaction between particles, but the interaction between particles and matrix has not yet been considered. In this paper, taking into account the interaction between particles and matrix, based on shear-lag method, the elastic modulus and damping characteristics of magnetorheological elastomer with strong bonding interface are calculated. Magnetorheological elastomer based on silicon rubber was prepared in laboratory, and under the condition of small strain amplitude, the shear modulus of energy storage and damping factor were measured, the strain amplitude and the effect of magnetic field strength on magnetorheological elastomers property were detailed analyzed. The theoretical results are in good agreement with the experimental ones, which verifies the correctness of strong bonding interface performance analysis.

Keywords: Magnetorheological elastomers (MRE); strong bonding interface; damping; modulus; magnetic dipole model