

磁流变弹性体力学性能的测试与分析*

方生, 龚兴龙, 张先舟, 张培强

(中国科学院材料力学行为与设计重点实验室, 中国科学技术大学力学与机械工程系, 安徽合肥 230027)

摘要: 基于单自由度基础激励, 建立了磁流变弹性体磁致粘弹性的实验测试系统, 研究其剪切模量及损耗因子与外加磁场间的关系. 并对颗粒磁饱和前后分别考虑局部场及颗粒尺寸的影响, 修正了磁偶极子模型, 进而分析了链中颗粒间的间距与磁场引起的磁流变弹性体附加剪切模量之间的关系, 为磁流变弹性体的优化设计提供理论指导.

关键词: 磁流变弹性体; 磁致粘弹性; 局部场; 磁偶极子

中图分类号: O326 **文献标识码:** A

0 引言

磁流变材料是一种流变性能可由磁场控制的新型智能材料. 由于其响应快(ms 量级)、可逆性好(撤去磁场后, 又恢复初始状态)、以及通过调节磁场大小来控制材料的力学性能连续变化, 因而近年来在汽车、建筑、振动控制等领域得到广泛应用.

磁流变弹性体(magnetorheological elastomers 或 MR elastomers)是磁流变材料的一个新的分支. 它是由橡胶基体和铁磁性颗粒组成. 混合有铁磁性颗粒的橡胶在外加磁场作用下固化. 利用磁流变效应(即铁磁性颗粒在磁场方向形成链或柱状聚集结构), 使颗粒在橡胶基体中形成有序结构. 固化后这种有序结构就根植在基体中, 因此它的力学、电学诸性能可以由外加磁场来控制. 由于它兼有磁流变材料和弹性体的优点, 又克服了磁流变液沉降、稳定性差等缺点, 因而近年来成为磁流变材料研究的一个热点^[1~8]. 总体来说, 目前尚未研制出可实际应用的 MR elastomers, 国内更处于起步阶段. 本文研制了 MR elastomers, 并建立一套测试系统来评价其力学性能, 对其机理作了探讨性的研究.

1 材料的制备和力学性能测试

我们使用 704 硅橡胶作为基体材料, 该橡胶在室温下即可固化. 颗粒选用直径为 2 μm 左右的球形羰基铁粉. 在硅橡胶中加入 10 % (质量比) 的硅油, 混合后再加入 15 % (体积比) 的羰基铁粉, 搅拌均匀后用真空泵进行抽真空, 去除混合物内部的气泡. 然后把混合物

* 收稿日期 2003-09-20

基金项目: 中国科学院“百人计划”资助项目和安徽省十五科技攻关资助项目

作者简介: 方生, 1979 年生, 硕士生. 研究方向: 磁流变材料. E-mail: shfang@mail.ustc.edu.cn

放入均匀磁场中,逐渐增加磁场大小直至磁感应强度为 300 mT,经过 12 h 固化,可制备出磁流变弹性体材料。

图 1 左图是在无磁场下固化得到的磁流变弹性体样品在扫描电镜下观察到的横截面图。从图中可以看出:在无磁场下固化,颗粒在基体中呈随机分布状,在各个方向上都为无序,宏观上可视为各向同性结构。图 1 右图是在磁感应强度为 300 mT 的磁场作用下固化得到的磁流变弹性体样品在扫描电镜下观察到的横截面图,图中显示颗粒在磁场方向形成链状聚集结构,而在垂直于磁场的方向上仍为无序状。

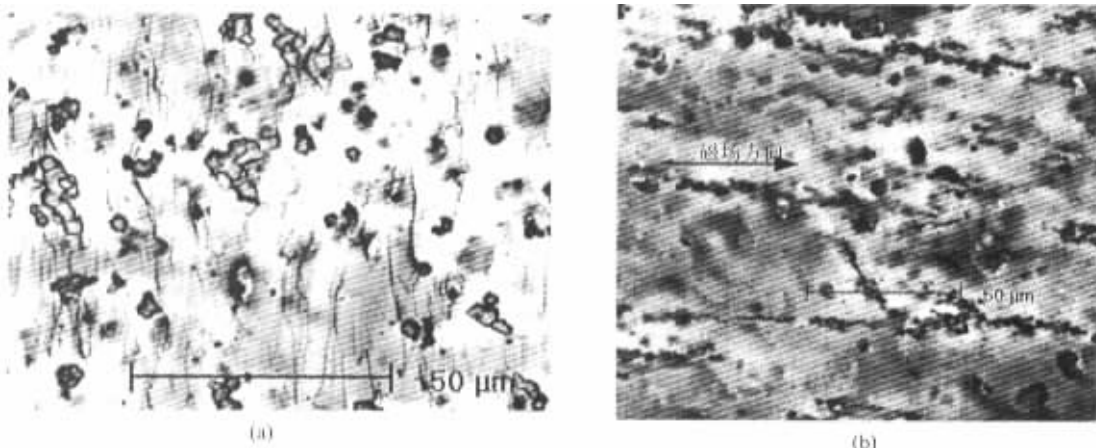


图 1 无磁场下(左)和 300 mT 磁场作用下(右)固化得到的磁流变弹性体在扫描电镜下观察到的微观结构

Fig. 1 Microstructures of MR elastomers cured without magnetic field (left) and with a field of 300 mT (right) by SEM

与磁流变液工作在屈服后阶段(屈服即颗粒的链状结构被破坏)不同,磁流变弹性体工作在预屈服阶段^[2],因而考察其力学性能的力学量也不相同。前者一般用剪切屈服应力 τ ,而后者通过剪切模量 G 来衡量。如同大多数粘弹性材料一样,其剪切模量是复模量,与频率 ω 和温度有关^[9],可以表示为

$$\bar{\alpha}(j\omega) = \alpha(1 + j\eta) \quad (1)$$

式中 G 为储能模量(storage modulus), η 是材料损耗因子(loss factor)^[10],二者都与 ω 有关, $j = \sqrt{-1}$ 为虚数单位。

测试力学性能所用的磁流变弹性体样品长 42 mm、宽 6 mm、厚 3.5 mm,厚度方向为固化时磁场方向,亦即铁磁颗粒成链状方向,测试中外加磁场方向亦沿此方向。样品的上下表面通过瞬间粘合剂分别粘在两块铜板上,测试装置如图 2 所示。电磁铁产生的磁场的磁路如虚线 1 所示,其大小通过调节线圈中电流的大小来实现,电磁铁间隙处的磁场最大可达到 300 mT,实验中特斯拉计可测量其大小。通过激振器使铜板 2 产生基础激励,该激振器由 HP35665A 频谱分析仪产生的信号源通过功率放大器驱动。在这里我们使用的是随机信号源,最高频率选用 800 Hz。两块铜板的运动通过两个相同增益的压电加速度传感器和电荷放大器被转换为电信号,使用 HP35665A 频谱分析仪对这两个信号进行采样分析处理。

把粘在磁流变弹性体上的铜板 1 作为研究对象,力学模型简化为如图 3 所示,即把磁流

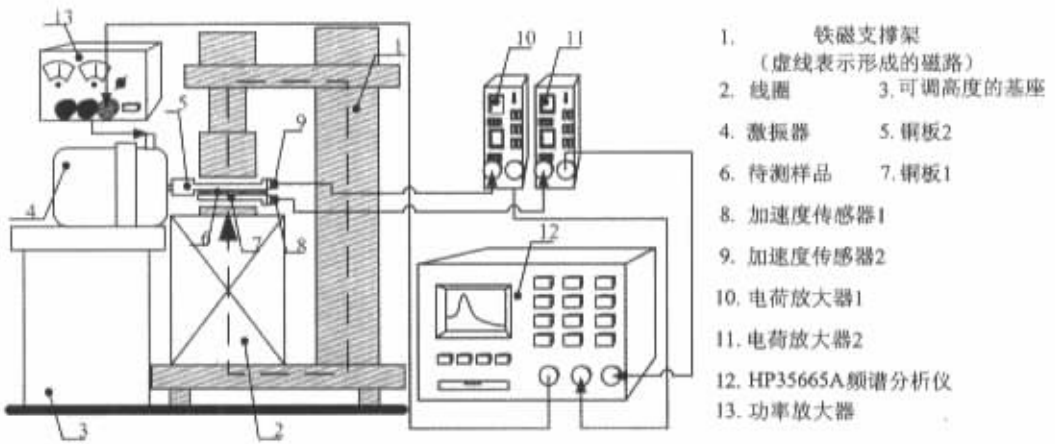


图 2 实验装置图

Fig. 2 Sketch of the test system

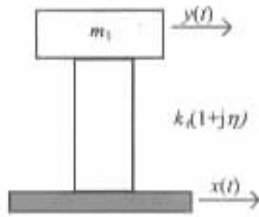


图 3 实验简化模型

Fig. 3 Mechanical model of the experiment

变弹性体简化为具有复刚度的单自由度系统. 图中 $k_r = GA/h$ A 为样品的表面积 h 为厚度. $y(t)$ 为响应信号 $x(t)$ 为基础激励信号. 通过在频率域分析响应信号(加速度传感器 1)与基础激励信号(加速度传感器 2)之比(即传递函数)得到磁流变弹性体的粘弹性参数. 尽管传感器产生的信号经过后续放大,但由于两者增益相同,因而比值仍然不变. 考虑磁流变弹性体样品的质量具有的附加动能,由 Rayleigh 法知,其等效质量为 $m_e = m_2/3$,其中 m_2 为样品的质量. 因而令 $M = m_1 + m_e$,其中 m_1 为铜板 1 的质量. 则频率域下的传递函数为:

$$T(\omega) = \frac{Y(\omega)}{X(\omega)} = \frac{k_r(1 + j\eta)}{-M\omega^2 + k_r(1 + j\eta)} \quad (2)$$

式中 T 即为传递函数,可直接由 HP35665A 频谱分析仪得到, Y, X 分别为 y, x 的傅立叶变换. ω 为圆频率. 由式(2)可得到不同频率下的剪切模量和损耗因子.

图 4 给出了无磁场下(图中虚线)和磁感应强度为 225 mT 的磁场下(图中实线)由 HP35665A 频谱分析仪得到的频率位于 200 ~ 600Hz 的传递函数曲线($\omega = 2\pi f$). 实验中共进行了 30 次平均,相干函数(coherence function)显示相关性很好. 实验得到的传递函数曲线与单自由度系统的理论曲线基本一致. 从图中可以看出在磁场作用下,传递函数曲线峰值处的频率(共振频率)明显增大,由式(2)知共

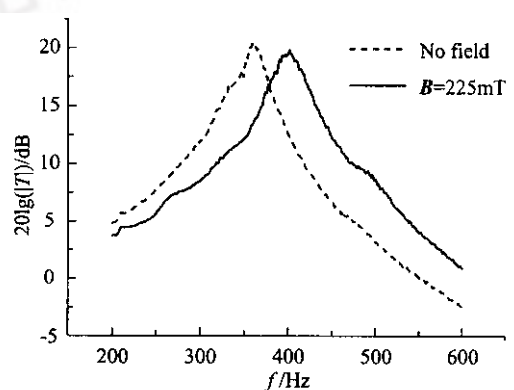


图 4 实验得到的传递函数曲线

Fig. 4 Experimental curve of the transmission function with frequency

振频率 $\omega_R = \sqrt{k_r/M}$, 亦即剪切模量在磁场作用下变大. 然而加磁场前后传递函数曲线的峰值半功率带宽与共振频率比值的大小变化不大, 这反映加磁场后样品的损耗因子变化很小.

图 5 显示了由式 (2) 计算得到的在不同频率下加磁场前后材料的剪切模量和损耗因子. 图 5(a) 中剪切模量随频率增加而增加, 这与典型橡胶的粘弹性是一致的. 在磁感应强度为 225 mT 的磁场作用下, 剪切模量比无磁场下明显增大. 剪切模量的增加量在不同频率处有所不同, 但在共振频率 (360 Hz) 附近, 剪切模量的增加量为—常数, 约为 0.3 MPa, 即由于磁场引起的剪切模量的增加量不随频率变化. 同图 4 的分析结果—样, 图 5(b) 显示材料损耗因子随磁场变化不大.

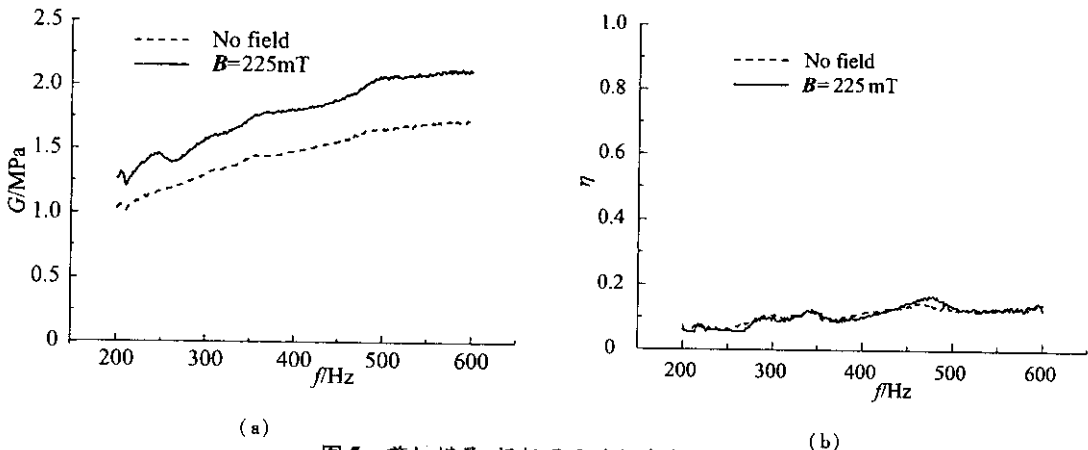


图 5 剪切模量, 损耗因子随频率变化曲线
Fig. 5 Variation of shear modulus and loss factor with frequency

2 力学性能分析

—般认为铁磁性颗粒在磁场作用下被磁化, 铁磁性颗粒之间的磁作用力引起磁流变弹性体剪切模量的改变. 过去在对磁流变弹性体的机理进行分析时均以链状结构为基础, 本文考虑局部场效应, 对磁点偶极子模型进行修正.

2.1 颗粒磁饱和前的力学分析

应用电流变液的处理方法^[11], 考虑局部场效应, 即—点的磁场包括外加磁场、所有颗粒在外加磁场作用下磁化后产生的新附加磁场及其引起链中颗粒再次磁化. 在这里只考虑同—条链中颗粒间的作用, 忽略其他链上颗粒对其影响.

颗粒在磁场下磁化后产生的偶极矩为

$$m = 3\mu_f\mu_0\beta VH_{loc} \tag{3}$$

其中 μ_0 为真空磁导率 $\beta = (\mu_p - \mu_f)/(\mu_p + 2\mu_f)$, μ_p, μ_f 分别为颗粒和基体的相对磁导率, 对于铁磁性颗粒 $\mu_p \approx 1 \times 10^3$, 而 $\mu_f \approx 1$ 因而 $\beta \approx 1$. $V = 4/3\pi R^3$ R 为颗粒半径.

$$H_{loc} = H_0 + H_p \tag{4}$$

其中 H_0 为外加磁场 H_p 为颗粒磁化后产生的磁场. 磁偶极矩为 m 的偶极子在 r 处产生的磁场为

$$H = \frac{1}{4\pi\mu_f\mu_0 r^5}(-r^2 m + 3(m \cdot r)r) \tag{5}$$

在这里 $r = |\mathbf{r}|$.

如图 6 所示链中所有磁偶极子在颗粒 i 球心处产生平行于链方向的 H_p 分量为

$$H_{p //} = \frac{4 \cos^3 \theta m_{//}}{4 \pi \mu_f \mu_0 d^3} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^3} \quad (6)$$

其中 d 为变形前两相邻颗粒的间距 θ 为变形后链与磁场的夹角. 同理在垂直于链方向的 H_p 分量为

$$H_{p \perp} = -\frac{2 \cos^3 \theta m_{\perp}}{4 \pi \mu_f \mu_0 d^3} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^3} \quad (7)$$

结合式 (3)、(4)、(6)、(7) 得:

$$m_{//} = \frac{4 \pi \mu_f \mu_0 R^3 \beta H_0 \cos \theta}{A} \quad (8)$$

$$m_{\perp} = \frac{4 \pi \mu_f \mu_0 R^3 \beta H_0 \sin \theta}{B} \quad (9)$$

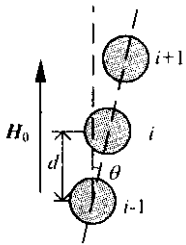


图 6 单链模型

Fig. 6 Model of a single chain

其中 $A = 1 - 4\beta \cos^3 \theta (R/d)^3 \zeta$ $B = 1 + 2\beta \cos^3 \theta (R/d)^3 \zeta$ $\zeta = \sum_{k=1}^{\infty} 1/k^3 \approx 1.202$ $H_0 = |\mathbf{H}_0|$.

磁偶极子 i 与链中其他偶极子之间的磁能为

$$E = \frac{1}{4 \pi \mu_f \mu_0} \left[\frac{2 \zeta \cos^3 \theta m_{\perp}^2}{d^3} - \frac{4 \zeta \cos^3 \theta m_{//}^2}{d^3} \right] = 4 \pi \mu_f \mu_0 \beta^2 H_0^2 \left(\frac{R^6}{d^3} \right) \cdot 2 \zeta \cos^3 \theta \left(\frac{\sin^2 \theta}{B^2} - \frac{2 \cos^2 \theta}{A^2} \right) \quad (10)$$

而体积为 V 颗粒体积比浓度为 ϕ 的弹性体中总磁能为

$$E_t = \frac{\phi V / 2}{4 \pi R^3 / 3} E \quad (11)$$

故磁能密度为

$$E_d = \frac{E_t}{V} = \frac{3 \phi}{8 \pi R^3} E \quad (12)$$

式 (12) 对剪切应变 γ 求导, 并忽略 θ 的一阶以上项得到由于磁场引起的附加剪切应力:

$$\tau_m = 3 \phi \mu_f \mu_0 \beta^2 H_0^2 \left(\frac{R}{d} \right)^3 \zeta \left(\left(\frac{10}{A^2} + \frac{2}{B^2} \right) \cos^6 \theta \sin \theta + \frac{48 \beta \zeta}{A^3} \left(\frac{R}{d} \right)^3 \cos^9 \theta \sin \theta \right) \quad (13)$$

对于小应变, $\theta \rightarrow 0$, 由式 (13) 得到磁场产生的附加剪切模量:

$$\Delta G = 3 \phi \mu_f \mu_0 \beta^2 H_0^2 \left(\frac{R}{d} \right)^3 \zeta \left(\left(\frac{10}{A^2} + \frac{2}{B^2} \right) + \frac{48 \beta \zeta}{A^3} \left(\frac{R}{d} \right)^3 \right) \quad (14)$$

而由磁偶极子模型计算得到的附加剪切模量为^[12, 81]

$$\Delta G_d = 36 \phi \mu_f \mu_0 \beta^2 H_0^2 \left(\frac{R}{d} \right)^3 \zeta \quad (15)$$

式 (14) 与 (15) 相比, 多了因子 A/B 以及 $48 \beta \zeta (R/d)^3 / A^3$ 项, 这些都是由于考虑局部场以及变形对磁场分布的影响引起的. 当 $d/R \gg 1$ 时 (即颗粒间距很大) $A \rightarrow 1$ $B \rightarrow 1$, 式 (14) 退化为 (15). 式 (14) 表明磁场引起的附加剪切模量与链中颗粒间距不再是 -3 次方关系, 由式 (14) (局部场模型) 与式 (15) (偶极子模型) 分别计算得到的附加剪切模量与链中颗粒间距的关系如图 7 所示. 从图中可以看出在间距 d 较小时, 由局部场模型计算得到的曲线更

加陡峭,而在间距较大时两者吻合得很好.这说明偶极子模型低估了小间距下的磁场作用,事实上在小间距下,磁场分布对变形很敏感,因而磁偶极子模型不再适用.从图中看到当相邻颗粒接触时,剪切模量的增加量为磁偶极子模型结果的十几倍.这说明固化时采取措施减小颗粒间距可大大提高磁流变弹性体可控性能.

需要指出的是局部场模型忽略了其他链中颗粒对其磁场的影响,对于小体积比浓度,链间距离较大,这一条件能得到满足,而对于大体积比浓度,需要考虑相邻链上颗粒对其磁场的影响,对式(14)再作出修正.

2.2 颗粒达到磁饱和后的力学分析

当磁场大到足以使颗粒达到磁饱和,计算磁偶极矩的式(3)不再适用,而应用颗粒的饱和磁化强度 M_s 代替:

$$m = \mu_j \mu_0 M_s V \tag{16}$$

由点偶极子模型计算得到的附加剪切模量为^[12,8]

$$\Delta G_d = 4\phi\mu_j\mu_0 M_s^2 \left(\frac{R}{d}\right)^3 \tag{17}$$

其中 $M_s = |M_s|$.

由于点偶极子模型把颗粒看作位置在球心的点,这只有在颗粒间距远大于颗粒自身尺寸时才成立.如图8所示,对于小间距,计算两颗颗粒间的磁能公式修正为

$$E = \int_{-R}^R \int_{-R}^R \frac{\cos^3\theta - 3\cos^5\theta}{4\pi\mu_j\mu_0(d+z_2-z_1)^3} dm_1 dm_2 \tag{18}$$

其中 $dm_1 = \pi\mu_j\mu_0 M_s (R^2 - z_1^2) dz_1$, $dm_2 = \pi\mu_j\mu_0 M_s (R^2 - z_2^2) dz_2$. 即把颗粒看成由在链方向的一系列薄片叠加而成.

对(18)式进行同2.1中类似的处理,得到磁饱和下由于磁场引起的附加剪切模量 ΔG_s ,如图9所示.图中纵轴为修正后的模型计算得到的磁饱和下附加剪切模量与偶极子模型计算结果的比值.与图7相类似,在颗粒间距较大时,偶极子模型仍可以给出较好的结果.值得注意的是图中显示当颗粒趋于接触时结果收敛,尽管此时式(18)的分母趋于零,但由于此时接触部分的体积也为无穷小量,因而积分结果为有限值.在颗粒接触时,修正后的模型(式(18))约为偶极子模型(式(17))的3倍.羰基铁粉的饱和磁化强度满足: $\mu_0 M_s = 2.1 \text{ T}$,结合式(17)及图9可得颗粒接触时附加剪切模量 $\Delta G_s = 5.264\phi \text{ MPa}$.

2.3 实验结果与理论结果的比较

实验结果显示磁流变弹性体在磁场作用下剪切模量明显增加,在共振频率附近为一常数,约为 0.3 MPa . 材料损耗因子随磁场变化不大.上述力学分析也得出同样结果,即磁场引

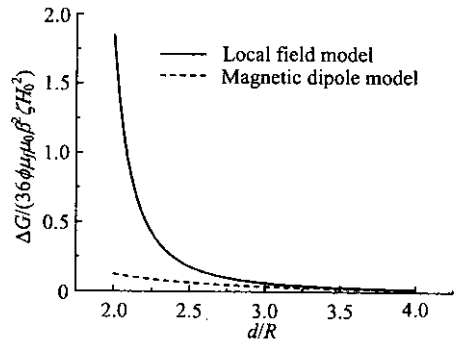


图7 两种模型计算得到的附加剪切模量随颗粒间距变化曲线图
Fig.7 Comparison of the increases of shear modulus due to the field at various gaps between two particles in a chain calculated from two models

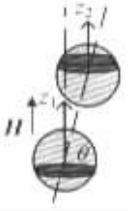


图8 磁饱和下的计算模型

Fig.8 Computation model at magnetic saturation

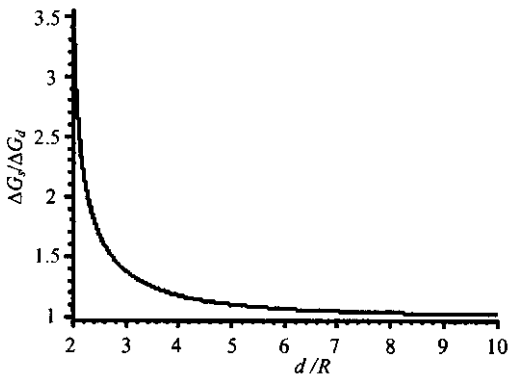


图 9 由修正后的模型计算得到的磁饱和和下附加剪切模量随颗粒间距变化曲线

Fig. 9 Curve of the increase of shear modulus due to the field with the gap at magnetic saturation from the modified model

表 1 不同颗粒间距下的附加剪切模量

Tab. 1 Increase of shear modulus due to the field at various gaps

d/R	2	2.05	2.1	2.2	2.4	2.7	3	3.5	4
$\Delta G / \text{MPa}$	0.4802	0.3257	0.2336	0.1352	0.0608	0.0269	0.0150	0.0074	0.0044

3 结论

基于单自由度基础激励,建立了制备和测试磁流变弹性体力学性能的系统.结果显示在磁感应强度为 225 mT 时,磁场引起的附加剪切模量为 0.3 MPa,而损耗因子变化很小.

为了对其力学性能进行预测,在磁饱和前和磁饱和后分别对磁偶极子模型进行了修正.分析表明链中颗粒间距对磁场引起的附加剪切模量的影响非常显著,而小间距时磁偶极子模型低估了这一影响.分析结果对于磁流变弹性体的制备也有指导意义,即通过化学和物理的方法使材料的结构有序、间距变小能显著改善其磁控力学性能.

对于介于未饱和和饱和之间的过渡状态,由于磁化过程较复杂,未予讨论.由于实验条件限制,实验样品不多,测试时使用的频率未含低频部分,尚需在今后的实验中进一步完善.

参 考 文 献

- [1] Shiga T, Okada A, and Kurauchi T. Magneto-viscoelastic behavior of composite gels [J]. J. Appl. Polym. Sci, 1995, 58(4): 787-792.
- [2] Jolly M R, Carlson J D, et al. The magneto-viscoelastic response of elastomer composites consisting of ferrous particles embedded in polymer matrix [J]. J. Intel. Mater. Syst. Struct, 1996, 7(11): 613-622.
- [3] Bossis G, Abbo C, et al. Electroactive and electrostructured elastomers [J]. Int. J. Mod. Phys. B, 2001, 15(6): 564-573.
- [4] Demchuk S A and Kuz'min V A. Viscoelastic properties of magnetorheological elastomers in the regime of dynamic deformation [J]. Jour-

起的颗粒之间的作用只会产生附加剪切应力,该附加应力与频率和阻尼无关.

实验中羰基铁粉的体积比 $\phi = 15\%$, 磁场强度满足 $\mu_0 H = 225 \text{ mT}$. 由 (14) 式得到颗粒在不同间距 d 时的附加剪切模量 ΔG 如表 1 所示. 表 1 显示 ΔG 随颗粒间距增大而急剧减小, 当 $d = 2.05R$ 时 $\Delta G = 0.3257 \text{ MPa}$, 与实验结果 $\Delta G = 0.3 \text{ MPa}$ 非常接近, 即实验结果与在链方向的颗粒间距平均约为 $2.05R$ 的理论值相吻合. 由于实验只有一种样品, 且未能对 d 进行统计测量, 因而目前只能作出预测, 尚不能检验理论的正确性. 今后将完善这方面的实验, 制备出不同颗粒间距的样品, 并对其进行统计测量, 进一步检验模型的正确性.

- nal of Engineering Physics and Thermophysics , 2002 , 75(2) : 396-400.
- [5] Ginder J M , Nichols M E , *et al.* Magnetorheological elastomers : properties and applications [A]. Proceedings of SPIE [C]. Bellingham : Int Soc Optical Engineering , 1999. 3675 : 131-138.
- [6] Ginder J M , Clark S M , *et al.* Magnetostrictive phenomena in magnetorheological elastomers [A]. Proceedings of the 8th International Conference on ER Fluids and MR Suspensions [C]. Singapore : World Scientific , 2002. 472-478.
- [7] Lokander M , Stenberg B. Performance of isotropic magnetorheological rubber materials [J]. Polymer Testing , 2003 , 22 : 245-251.
- [8] Davis L C. Model of magnetorheological elastomers [J]. J. Appl. Phys , 1999 , 85(6) : 3348-3351.
- [9] Fung Y C. Foundations of Solid Mechanics [M]. New Jersey : Prentice-Hall Press , 1965.
- [10] Nashif A D , *et al.* Vibration Damping [M]. New York : Wiley Press , 1985.
- [11] Davis L C. Polarization forces and conductivity effects in electrorheological fluids [J]. J. Appl. Phys , 1992 , 72(4) : 1334-1340.

Mechanical Analysis and Measurement of Magnetorheological Elastomers

FANG Sheng , GONG Xing-long , ZHANG Xian-zhou , ZHANG Pei-qiang

(CAS Key Laboratory of Mechanical Behavior and Design of Materials ,
Department of Modern Mechanics , USTC , Hefei 230027 , China)

Abstract : A system for studying magnetorheological elastomers is developed. In terms of a single degree freedom mode excitation , their magnetoviscoelasticity is researched. The effect of external magnetic fields on their shear modulus and loss factor is revealed. Considering the local field effect before the saturation of the particle magnetization and the influence of the particle size after that , we modify the magnetic dipole model. The relation between the gap of two neighboring particles in a chain and the increase in shear modulus is also investigated for optimal design.

Key words : magnetorheological elastomers ; magnetoviscoelasticity ; local field ; magnetic dipole model