

DOI:10.19651/j.cnki.emt.2520306

考虑运动幅值的磁流变阻尼器温升特性分析^{*}张振伟¹ 甄亮²

(1. 酒泉职业技术大学新能源工程学院 酒泉 735000;

2. 酒泉职业技术大学甘肃省太阳能发电系统重点实验室 酒泉 735000)

摘要: 温度特性对磁流变阻尼器的动态性能影响显著,研究磁流变阻尼器温升理论模型,为分析和改进其温度特性具有重要意义。基于磁流变阻尼器能量平衡关系,揭示了不同运动幅值激励下的磁流变阻尼器的温升理论和传热机理,建立了小幅值和大幅值正弦谐波运动下温升理论模型。利用有限元仿真分析阻尼器的温升规律,结果表明,在小幅值正弦谐波运动时,阻尼器腔体内磁流变液温度升高了到3.2℃,阻尼器腔体内不同位置处磁流变液的温度相差较大,在大幅值运动时,磁流变液的温度升高了20.8℃,腔体内不同位置磁流变液温度几乎相等,验证了磁流变阻尼器温升理论模型的正确性。通过温升特性试验进行验证,温升试验曲线与仿真和理论计算结果变化趋势一致,小幅值运动下的理论模型对磁流变液温升值预测误差较大,大幅值运动下预测值准确性较高,温升理论模型不仅有效预测了阻尼器内部的温度,也为磁流变阻尼器的结构设计和工程应用提供了理论依据。

关键词: 磁流变阻尼器;运动幅值;热传导;温升理论模型

中图分类号: TN105.1 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 510.8030

Research on the temperature rise characteristics of magnetorheological damper considering motion amplitude

Zhang Zhenwei¹ Zhen Liang²

(1. School of New Energy Engineering, Jiuquan Vocational and Technical University, Jiuquan 735000, China;

2. Key Laboratory of Solar Power System Engineering, Jiuquan Vocational and Technical University, Jiuquan 735000, China)

Abstract: The temperature characteristic has significant influence on the dynamic performance of magnetorheological damper, so it is of great significance to study the theoretical model of temperature rise, to analyze and improve magnetorheological damper temperature characteristic. Based on the energy balance relationship of magnetorheological damper, the temperature rise theory and heat transfer mechanism of magnetorheological damper under different motion amplitudes excitation are revealed, and the temperature rise theoretical models under small and large sinusoidal harmonic motions are established. The temperature rise rule of damper is analyzed by finite element simulation. The simulation results show that the temperature of magnetorheological fluid in the damper cavity increases to 3.2℃ with small sinusoidal harmonic motion amplitude, and the temperature of magnetorheological fluid at different positions in the damper cavity is large. The temperature of magnetorheological fluid increased by 20.8℃ during the large motion amplitude, and the temperature of magnetorheological fluid at different positions in the cavity is almost equal, the theoretical model of temperature rise of magnetorheological damper is verified. It is verified by the temperature rise characteristic test, and the temperature rise test curve is consistent with the simulation and theoretical calculation results. The theoretical model has a large error in predicting the temperature rise of magnetorheological fluid under small motion amplitude, while the predicted value is more accurate under large motion amplitude. The temperature rise theoretical model not only effectively predicts the internal temperature of the damper, but also provides a theoretical basis for the structural design and engineering application of magnetorheological damper.

Keywords: magnetorheological damper; motion amplitude; heat conduction; theoretical model of temperature rise

0 引言

磁流变液是一种典型的智能材料,由载液、铁磁粒子和

各种添加剂组成,在外加磁场的作用下,磁流变液可在毫秒级的时间内将自由流动的牛顿流体转化成非牛顿流体,表现出固体或者半固体特性,且这种液-固转换是可逆的^[1]。

收稿日期:2025-11-28

* 基金项目:中国教育国际交流协会法国施耐德电气绿色低碳产教融合项目(SNDCJ2023-9)、甘肃省高校教师创新基金(风力发电机组基于ESO的D-PMSG并网无传感器控制策略的研究、甘肃省青年人才(个人项目)(2025QNGR41)资助

利用磁流变液这一性质研发的磁流变阻尼器是一种能量消耗装置,在使用过程中将振动机械能转化为自身热能,该热力学能表现为磁流变阻尼器在工作过程中的内部流体的温升。磁流变液的黏性耗散以及内置线圈长时间工作发热会导致液体温度上升,尤其是在重载、大功率传动或长时间连续工作的应用场合下,磁流变器件的温升现象更显著,从而影响磁流变阻尼器工作性能,这对磁流变阻尼器的工程应用带来挑战。因此,研究磁流变阻尼器的温升理论和特性为磁流变阻尼器的设计提高可靠的参考价值。

磁流变液这一性质研发的磁流变阻尼器是一种能量消耗装置,在使用过程中将振动机械能转化为自身热能,该热力学能表现为磁流变阻尼器在工作过程中的内部流体的温升。磁流变液的黏性耗散以及内置线圈长时间工作发热会导致液体温度上升,尤其是在重载、大功率传动或长时间连续工作的应用场合下,磁流变液这一性质研发的磁流变阻尼器是一种能量消耗装置,在使用过程中将振动机械能转化为自身热能,该热力学能表现为磁流变阻尼器在工作过程中的内部流体的温升。磁流变液的黏性耗散以及内置线圈长时间工作发热会导致液体温度上升,尤其是在重载、大功率传动或长时间连续工作的应用场合下,磁流变器件的温升现象更显著,从而影响磁流变阻尼器工作性能,这对磁流变阻尼器的工程应用带来挑战。因此,研究磁流变阻尼器的温升理论和特性为磁流变阻尼器的设计提高可靠的参考价值。

磁流变阻尼器在流体黏性热和线圈焦耳热的双重热源作用下,温升效应明显,由于阻尼器内部热场复杂,这方面研究较少,更没有一个精确的温升模型。在传统流体黏滞阻尼器的温升理论研究方面,文献[2-3]做了深入研究,分别建立了小幅值和大幅值运动下传统流体阻尼器的温升理论模型,能够很好地预测阻尼器不同位置的温升特性,这对磁流变阻尼器的温升模型的建立具有一定的借鉴意义。在磁流变阻尼器温升模型方面,Wilson等^[4]最早研究了温度对集总参数模型和改进 Bouc-Wen 模型中参数的影响,首次详细描述了温度对先进的电流变液和磁流变液所表现出的特性带来的影响,特别分析了温度对剪切应力与剪切应变速率、动态和静态屈服应力的影响。在国内,文献[5-6]分析了温度对磁流变液阻尼器力学性能的影响,以一维传热方程建立了考虑温升的磁流变阻尼器动力学模型,并通过试验验证,在建立数学模型时,根据简化的流体单元,做了相应的假设,预测结果存在明显的偏差。磁流变阻尼器温升影响,主要导致磁流变液的性能发生变化,王宁等^[7]、陈茂雷等^[8]对磁材料在不同温度下磁特性做了测试,提出了磁特性测试方法,综合了“电磁-热-流”多物理场耦合因素,建立了多物理场耦合下的温升模型。文献[9-10]从微观方面试验研究了磁流变液的流变特性,拟合了基于磁场-温度场耦合下的磁流变液屈服模型。

综上所述,从阻尼器宏观模型和磁流变微观特性分析

了温升理论,但始终没有得到一个精确预测阻尼器温升的数学模型,阻尼器内部是一个磁场-热场-流场多物理场耦合的复杂环境,在小幅值和大幅值激励运动下,其传热过程存在差异,因此建立一个考虑运动幅值的磁流变阻尼器温升模型对准确预测其温度值具有重要的意义,为阻尼器的设计提供理论支撑。有限元计算是物理场计算的有效工具,本文基于有限元计算软件 COMSOL 对磁流变阻尼器在正弦激励作用下做了温升理论分析和模拟计算,并在磁流变阻尼器加载试验台做了相应的验证试验,理论分析和模拟计算有效的预测阻尼器温升值,为磁流变液的配制和阻尼器的设计提供了可靠的理论依据。

1 磁流变阻尼器

1.1 磁流变阻尼器的结构

常见的磁流变阻尼器为剪切阀式圆筒形磁流变阻尼器,主要由供电线、导向活塞、活塞杆、线圈、浮动活塞及缸体等部分组成,浮动活塞与缸体之间是补偿气室,一般充氮气,用来补偿阻尼器无杆腔的压力,其结构如图1所示。导向活塞上下端开有 MRF 流通孔,阻尼缝隙采用环形缝隙式结构,MRF 工作在阀式模式,外加磁场垂直于极板方向,活塞在拉伸和压缩过程中,活塞两端产生压差,MRF 在压差作用下流过阻尼缝隙。此时,若给线圈通电,产生了垂直于阻尼缝隙的磁场,从而改变缝隙内 MRF 的剪切力,进而改变磁流变阻尼器产生的阻尼力,可通过改变线圈电流的大小实现阻尼力连续可调^[11]。

1.2 磁流变阻尼器力学模型

磁流变阻尼器在工作过程中接受到不同幅值和频率的激励信号后,活塞做往复运动,缸筒内上下腔的磁流变液在压力差的作用下,在活塞与缸筒间的阻尼缝隙相互流动,活塞将承受磁流变液流动产生的黏滞阻尼力和变化磁场产生的库仑阻尼力。磁流变阻尼器动力学模型最常用的是 Bingham 黏塑性模型,它既描述了磁流变液 Bingham 本构特征,也可反映了磁流变阻尼器的阻尼力特性,Bingham 黏塑性模型表达式^[12]为:

$$P(t) = F_{\eta}(t) + F_{\tau}(t) = \frac{12\eta LA_p^2}{\pi dh^3} \dot{x}(t) + \frac{3L\tau_y A_p}{h} \text{sgn}[\dot{x}(t)] \quad (1)$$

式中: $P(t)$ 为磁流变阻尼器总的输出阻尼力, L 为活塞有效长度, $\dot{x}(t)$ 为磁流变阻尼器活塞与缸体的相对运动速度, A_p 为活塞的有效面积, h 为阻尼缝隙高度, D 为阻尼缝隙的平均周长, η 为磁流变液动力黏度, τ_y 为磁流变液的剪切屈服强度,通过 $\text{sgn}[\dot{x}(t)]$ 来表示磁流变阻尼器在工作过程中处于拉伸和压缩状态的方向。

2 磁流变阻尼器温升机理

当活塞在阻尼器腔体内运动时,能量主要由于流体颗

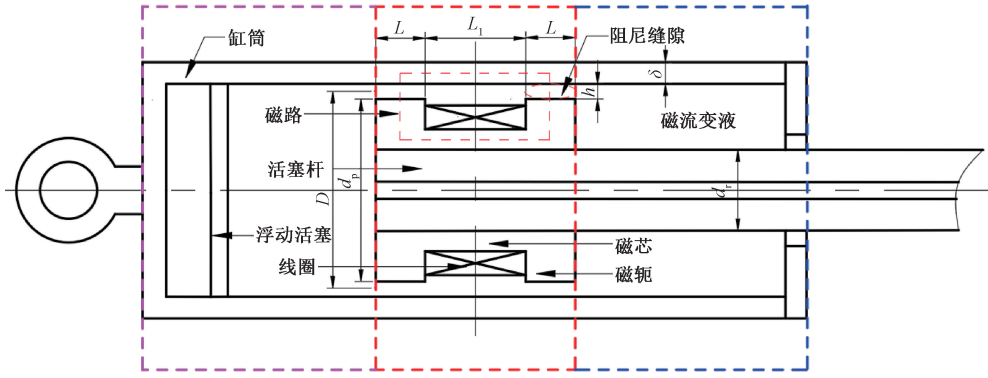


图 1 磁流变阻尼器结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of magnetorheological damper structure

粒和活塞之间的摩擦而消散,这种能量转化为热。流体单元的一般三维传热方程^[13-14]为:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + v_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right) = k_f \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} + \tau_{ik} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \quad (2)$$

式中: $\theta(x, y, z, t)$ 为随时间和位置变化的温度场, ρ 为磁流变液密度, C_p 为恒压下的热容量系数, k_f 为磁流变液的导热系数, v_i, v_j 磁流变液在固定位置的速度分量, τ_{ik} 为在固定位置流体单位的偏应力, x_j, x_k 磁流变液的位置分量。

由于式(2)是非线性方程,当阻尼器在稳态时,即 $\partial \theta / \partial t = 0$ 时,可以求出适用于各种几何形状和边界条件的解析解。磁流变阻尼器在实际工作过程中,温度是一个瞬态问题,因此,必须考虑流体的对流传热导数项 $v_j \partial \theta / \partial x_j$ 相对于时间导数项 $\partial \theta / \partial t$ 的重要意义。 $v_j \partial \theta / \partial x_j$ 表示沿流体速度方向的微分,在活塞表面附近,流体速度几乎是切向的(即平行于活塞的表面),在切向上,流体速度仅在活塞尺寸的数量级上发生明显变化,对于本文研究的磁流变阻尼器,其活塞直径 d_p 与活塞宽度具有相同的数量级,因此:

$$v_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \sim v_f \frac{\theta}{d_p} \quad (3)$$

式中: v_f 为沿活塞表面的流体速度。

如果磁流变阻尼器在频率为 ω 、幅值为 U_0 的正弦谐波激励下,活塞速度为 ωU_0 的数量级,活塞表面的流体速度在 ωU_0 的数量级范围内,从 0 逐渐增大到流体流经阻尼缝隙时的最大值,这个流体速度的最大值可以根据流体的体积守恒计算出来。假设阻尼缝隙的宽度为 h ,则流体通过环形阻尼缝隙的体积速率为 $v_{\max} \pi d_p h$ 应该等于随活塞运动而排出的流体的体积速率 $\omega U_0 d_p / (4h)$,则可以计算出 $v_{\max} \approx \omega U_0 d_p / (4h)$ 。因此,活塞表面附近流体速度的平均值为 $v_f = \xi \omega U_0$,其中 $1 < \xi < d_p / (4h)$,则得到:

$$v_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \sim \xi U_0 \omega \frac{\theta}{d_p} \quad (4)$$

由于 $\omega \theta$ 与 $\partial \theta / \partial t$ 具有相同的数量级,因此可以得到:

$$v_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \sim \frac{\xi U_0}{d_p} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (5)$$

式(5)表明,当活塞激励信号幅值 U_0 小于活塞直径的

一部分时,即 $U_0 < d_p / \xi (\xi > 1) (\xi > 1)$,式(2)中的对流传热导数项 $v_j \partial \theta / \partial x_j$ 可以忽略不计,因此只有当活塞运动非常小(在毫米数量级上)时才能将式(1)线性化,而当活塞激励信号幅值 U_0 是活塞直径的数量级时,对流传热导数项 $v_j \partial \theta / \partial x_j$ 在磁流变阻尼器温度场中具有很大的影响,不能忽略。

由于金属的导热性能远好于磁流变液,因此沿阻尼器长度的热量传递主要是发生在阻尼器的金属成分,这种沿阻尼器纵向传热的总导热系数 k_l 的值近似等于钢的导热系数^[15]。在这些假设下,式(2)给出的传热方程可以压缩为近似的一维能量方程,则以面积为 A_p 的阻尼器横截面表示的一维能量方程为:

$$\rho C_p \frac{D\theta(x, t)}{Dt} = k_l \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial x^2} + \frac{P(t)\dot{u}(t) + I^2 R}{A_p} p(x) \quad (6)$$

式中: $P(t)$ 为总的阻尼力, $\dot{u}(t)$ 为活塞的速度, I 为通入磁流变阻尼器电磁线圈的电流, R 为电磁线圈的电阻, $(P(t)\dot{u}(t) + I^2 R) p(x) / A_p$ 为单位时间单位体积的热源分布, $D\theta / Dt$ 为温度的总时间导数,其表达式为:

$$\frac{D\theta(x, t)}{Dt} = \frac{\partial \theta(x, t)}{\partial t} + \dot{x}(t) \frac{\partial \theta(x, t)}{\partial x} \quad (7)$$

式中: $\dot{x}(t)$ 为在位置 x 和时间 t 处的平均截面速度,由体积速率守恒定理表明,平均截面速度与位置 x 无关,因此等于活塞速度。

当运动持续时间较长时,必须考虑通过阻尼器外壳向周围环境传导的热量。阻尼器单位长度的热量与阻尼器周长 πd_p 、以及流体温度 $\theta(x, t)$ 与外界温度 θ_0 之间的温度梯度成正比,用 ϵ 表示阻尼器缸筒的厚度,单位长度的能量损失率为 $k_r \pi d_p [\theta(x, t) - \theta_0] / \epsilon$,其中, k_r 为阻尼器沿径向的导热系数。在这种情况下,阻尼器横截面处的能量方程为:

$$\rho C_p \frac{D\theta(x, t)}{Dt} + k_r \frac{\pi d_p}{\epsilon A_p} [\theta(x, t) - \theta_0] = k_l \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial x^2} + \frac{P(t)\dot{x}(t) + I^2 R}{A_p} p(x) \quad (8)$$

本文分别讨论磁流变阻尼器在小幅值($U_0 \ll \xi d_p$)和大幅值(与活塞直径具有相同的数量级)运动时,磁流变液的温升。对于阻尼器活塞运动的幅值很小,但是运动的持续时间可能很大,可以省略对流导热数项,将总时间导数 $D\theta/Dt$ 替换为 $\partial\theta/\partial t$, 同时当活塞激励幅值较小时,阻尼器可以理想化为无限长,实际上,由于有限长的阻尼器内金属部件传热速度比流体快,因此阻尼器末端的温度梯度大于无限长阻尼器相应位置的温度梯度,存在的这种差异是可以忽略不计的,不会显著影响阻尼器的温升。

2.1 小幅值正弦谐波运动下温升理论模型

磁流变阻尼器在正弦谐波 $x(t) = U_0 \sin\omega_0 t$ 的激励作用下,磁流变阻尼器输出总的阻尼力为 $P(t)$, 输入阻尼器的功率为: $P(t)\dot{x}(t)$, 忽略温度对电磁线圈电阻的影响,近似认为电磁线圈电阻为恒定值,则电磁线圈产生的热功率为 $I^2 R$, 因此活塞总的热源功率为 $P(t)\dot{x}(t) + I^2 R$, 由于在大幅值正弦谐波运动时,磁流变阻尼器输出阻尼力小,因此电磁线圈输入电流较小,电磁线圈产生的热可近似忽略不计,即活塞的总的热源功率可等效为 $P(t)\dot{x}(t)$ 。

分析阻尼器壳体沿径向绝热(即 $k_r = 0$)的情况,在活塞小幅值运动下,式(8)简化为:

$$\rho C_p \frac{\partial\theta(x,t)}{\partial t} - k_l \frac{\partial^2\theta(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{A_p} (CU_0^2 \omega_0^2 \frac{\cos 2\omega_0 t + 1}{2} + P_y U_0 \omega_0 \cos\omega_0 t + I^2 R) h(t-0) \delta(x-0) \quad (9)$$

式中: Heaviside 函数 $h(t-0)$ 已包含在强迫函数中,热源分布 $p(x)$ 用 $\delta(x-0)$ 表示。通过将时间依赖性转换为拉普拉斯域($t \rightarrow s$),上式可化为线性常微分方程:

$$\frac{d^2\theta(x,s)}{dx^2} - \alpha s \theta(x,s) = -\frac{1}{k_l A_p} \left\{ CU_0^2 \omega_0^2 \ell \left[h(t-0) \frac{\cos 2\omega_0 t + 1}{2} \right] + P_y U_0 \omega_0 \ell [h(t-0) \cos\omega_0 t] \right\} \delta(x-0) \quad (10)$$

式中: s 为拉氏变量, $\alpha = \rho C_p / k_l$, $\ell[\]$ 表示括号函数的拉氏变换,如果取参考温度为 0,即 $\theta(x,0) = 0$, 则式(10)可以利用傅里叶域中的空间相关性,然后反求积分得到:

$$\theta(x,s) = \frac{1}{2k_l A_p} \left\{ CU_0^2 \omega_0^2 \ell \left[h(t-0) \frac{\cos 2\omega_0 t + 1}{2} \right] + P_y U_0 \omega_0 \ell [h(t-0) \cos\omega_0 t] \right\} \frac{e^{-x\sqrt{\alpha s}}}{\sqrt{\alpha s}} \quad (11)$$

$$\text{这里, } \frac{e^{-x\sqrt{\alpha s}}}{\sqrt{s}} = \ell \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{\alpha x^2}{4t}\right) \right].$$

利用卷积积分定理在时域内对等式(11)进行变换,得到:

$$\theta(x,t) = \int_0^t \left\{ \frac{1}{4\sqrt{\pi}} C \frac{U_0^2 \omega_0^2}{k_l A_p} [\cos 2\omega_0(t-\xi) + 1] + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{P_y U_0 \omega_0}{k_l A_p} \cos\omega_0(t-\xi) \right\} \xi^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\alpha x^2}{4\xi}\right) d\xi \quad (12)$$

式(12)给出了在幅值较小的正弦谐波运动下,阻尼器

内部温升与位置 x 和时间 t 的关系。在活塞 $x=0$ 处,温升值可计算得到:

$$\theta(0,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} V_0 \frac{1}{k_l \sqrt{\alpha}} \left(\int_0^t \left\{ \frac{\Delta p_1}{2} [\cos 2\omega_0(t-\xi) + 1] + \Delta p_2 \cos\omega_0(t-\xi) \right\} \xi^{-\frac{1}{2}} d\xi \right) \quad (13)$$

式中: $\Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2 = \frac{CU_0 \omega_0}{A_p} + \frac{P_y}{A_p}$ 为活塞两腔的压降, $V_0 = U_0 \omega_0$ 为活塞的速度幅值。

由式(13)可知,假设阻尼器壳体径向绝热时,小幅值正弦谐波运动下活塞温升与时间成正比,即当沿径向的导热系数为零($k_r = 0$)时,无论沿纵向的导热系数多大,阻尼器内的温度都会持续升高。

当考虑磁流变阻尼器外壳沿径向非绝热时,能量方程由式(8)而不是式(6)给出。对于小位移梯度,式(8)变为线性微分方程,在谐波振动下其拉普拉斯变换为:

$$\frac{d^2\theta(x,s)}{dx^2} - (\alpha s + \beta)\theta(x,s) = -\frac{1}{k_l A_p} \left\{ CU_0^2 \omega_0^2 \ell \left[h(t-0) \frac{\cos 2\omega_0 t + 1}{2} \right] + P_y U_0 \omega_0 \ell [h(t-0) \cos\omega_0 t] \right\} \delta(x-0) \quad (14)$$

式中: $\beta = \frac{k_r \pi d_p}{k_l \epsilon A_p}$, 如果参考温度 $\theta_0 = 0$ 时,式(14)积分可以得到:

$$\theta(x,s) = \frac{1}{2k_l A_p} \left\{ CU_0^2 \omega_0^2 \ell \left[h(t-0) \frac{\cos 2\omega_0 t + 1}{2} \right] + P_y U_0 \omega_0 \ell [h(t-0) \cos\omega_0 t] \right\} \frac{e^{-x\sqrt{\alpha s + \beta}}}{\sqrt{\alpha s + \beta}} \quad (15)$$

式(15)很难求出 $x \neq 0$ 的拉氏逆变换的解,但可以求出 $x=0$ 时,活塞端部的温升:

$$\theta(0,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} V_0 \frac{1}{k_l \sqrt{\alpha}} \left(\int_0^t \left\{ \frac{\Delta p_1}{2} [\cos 2\omega_0(t-\xi) + 1] + \Delta p_2 \cos\omega_0(t-\xi) \right\} \xi^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} d\xi \right) \quad (16)$$

2.2 大幅值正弦谐波运动下温升理论模型

在大幅值正弦谐波运动下,磁流变阻尼器内整个流体的温升几乎是均匀的,近似认为阻尼器内流体温度处处相等,此时的温升与压降成正比,与活塞速度无关。当磁流变阻尼器用于减振系统时,活塞的运动幅值较大,可达到活塞直径的数量级,因此,上述求出的小幅值运动下得到的温升结果不能使用。当阻尼器活塞运动幅值达到活塞直径的数量级时,必须考虑由式(6)或式(8)给出的传热方程中的总时间导数。考虑活塞运动的幅值 U_0 足够大,磁流变阻尼器腔体内大部分流体穿过活塞在上下两腔流动。在这种情况下,传热方程可以对整个磁流变阻尼器的温度值进行平均,因为在给定时间内,阻尼器各部分的温度几乎相同。通过对阻尼器活塞幅值积分后,宏观能量平衡方程可由式(8)得到。

因为磁流变阻尼器各部分的温度在给定时间几乎相同, 即 $\partial\theta(x, t)/\partial x = 0$, 因此, 方程中的 $k_f(\partial^2\theta(x, t)/\partial x^2) = 0$, 通过对式(8)中的剩余项乘以 $A_p dx$, 在活塞运动幅值的长度上进行积分, 得到:

$$\rho C_p A_p \frac{d\theta}{dt} \int_{-U_0}^{U_0} dx + k_r \frac{\pi d_p}{\epsilon} [\theta(x, t) - \theta_0] \int_{-U_0}^{U_0} dx = (P(t)\dot{x}(t) + I^2 R) \int_{-U_0}^{U_0} p(x) dx \quad (17)$$

考虑到 $\int_{-U_0}^{U_0} p(x) dx = 1$, 上式可以简化

$$m C_p \frac{d\theta(t)}{dt} + \frac{2\pi k_r d_p U_0}{\epsilon} [\theta(t) - \theta_0] = P(t)\dot{x}(t) + I^2 R \quad (18)$$

式中: $m = 2\rho A_p U_0$ 表示活塞运动时流经阻尼缝隙的流体质量, 这是一个一阶线性微分方程, 可以用常数变易法进行求解, 得到解为:

$$\theta(t) = e^{-\lambda t} \int_{-\infty}^t Q(\tau) e^{\lambda \tau} d\tau + \Gamma e^{-\lambda t} \quad (19)$$

其中, Γ 为积分常数, 取决于初始条件。

$$Q(\tau) = \frac{1}{m C_p} (P(\tau)\dot{x}(\tau) + I^2 R) + \lambda \theta_0,$$

$$\lambda = \frac{2\pi k_r d_p U_0}{\epsilon m C_p} = \frac{\pi k_r d_p}{\epsilon A_p \rho C_p} \quad (20)$$

磁流变阻尼器在正弦谐波 $x(t) = U_0 \sin\omega_0 t$ 的运动作用下, 磁流变阻尼器输出总的阻尼力为 $P(t)$, 即: $P(t) = C U_0 \omega_0 \cos\omega_0 t + P_y \text{sgn}[\dot{x}(t)]$, 输入阻尼器的功率为 $P(t)\dot{x}(t) + I^2 R$, 则式(19)得到:

$$\theta(t) = \theta_0 + \frac{I^2 R}{\lambda m C_p} + \frac{C \omega_0^2 U_0^2}{2 m C_p} \frac{1}{1 + (\frac{2\omega_0}{\lambda})^2} [\cos\omega_0 t (\frac{2}{\lambda} \cos\omega_0 t + \frac{4\omega_0}{\lambda^2} \sin\omega_0 t) - \frac{1}{\lambda}] + \frac{1}{\lambda} \frac{C \omega_0^2 U_0^2}{2 m C_p} + \frac{P_y U_0 \omega_0}{m C_p} \frac{1}{1 + (\frac{\omega_0}{\lambda})^2} [\frac{1}{\lambda} \cos\omega_0 t + \frac{\omega_0}{\lambda^2} \sin\omega_0 t] \quad (21)$$

由于阻尼器活塞两腔内的压差: $\Delta p = \Delta p_1 + \Delta p_2 = \frac{C U_0 \omega_0}{A_p} + \frac{P_y}{A_p}$, 则上式可以简化为:

$$\theta(t) = \theta_0 + \frac{I^2 R}{\lambda m C_p} + \frac{\Delta p_1 \omega_0}{4 \rho C_p} \frac{1}{1 + (\frac{2\omega_0}{\lambda})^2} [\cos\omega_0 t (\frac{2}{\lambda} \cos\omega_0 t + \frac{4\omega_0}{\lambda^2} \sin\omega_0 t) - \frac{1}{\lambda}] + \frac{1}{\lambda} \frac{C \omega_0^2 U_0^2}{2 m C_p} + \frac{\Delta p_2 \omega_0}{2 \rho C_p} \frac{1}{1 + (\frac{\omega_0}{\lambda})^2} [\frac{1}{\lambda} \cos\omega_0 t + \frac{\omega_0}{\lambda^2} \sin\omega_0 t] \quad (22)$$

式(22)是绝热条件下每循环温升的表达式, 表明在大幅值正弦谐波运动下, 磁流变阻尼器的温升与阻尼器两腔的压降成正比, 与激励信号的幅值成正比, 此结果由磁流变

阻尼器的宏观能量平衡方程得到。

3 磁流变阻尼器温升特性仿真分析

磁流变阻尼器的温度升高是由流体黏性热和线圈焦耳热造成的, 这两种热量是磁流变阻尼器电磁场、流场和温度场等多物理场耦合的结果, 基于 COMSOL 有限元模拟计算软件, 分析磁流变阻尼器温度场分布情况, 揭示磁流变阻尼器的温升规律和传热机理, 讨论不同运动幅值情况下的磁流变阻尼器温升特性。磁流变阻尼器在工作过程中将机械振动能量和线圈电能转换为热能, 部分热能经由缸筒、活塞杆和端盖通过对流、传导和辐射进入空气, 而其余部分保持并升高磁流变阻尼器的温度。磁流变阻尼器工作过程中流体流动为层流, 在 COMSOL 计算中多物理场包括非等温流动和电电热, 传热为固体和流体传热, 磁流变阻尼器的结构参数如表 1 所示。

表 1 磁流变阻尼器结构参数

Table 1 Structural parameters of magnetorheological damper

参数名称	数值	参数名称	数值
活塞直径 d_p / mm	35.6	热传递系数 $h / (\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}))$	28
有效阻尼通道长度 L / mm	3.7	磁流变液密度 $\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$	2 650
液压筒壁外径 d_d / mm	42	磁流变液恒压热容 $C_p / (\text{J}/(\text{kg} \times \text{K}))$	800
活塞杆直径 d_r / mm	15	磁流变液导热系数 $k_f / (\text{W}/(\text{m} \times \text{K}))$	22.5
液压筒壁厚 δ / mm	2.2	环境温度 T_0 / K	300
阻尼间隙 h / mm	1	相对磁导率 μ_r	3.5
阻尼腔高度 H / mm	130	线圈匝数 N	270

在磁流变阻尼器活塞杆上施加 $x(t) = A_0 \sin(2\pi f t)$ 的正弦谐波激励时, 设置激励信号幅值为 15 mm, 频率为 0.4 Hz, 电磁线圈输入电流分别为 0.5、1、1.5 A, 运行 250 s, 设置阻尼器初始温度为 27℃, 即得到磁流变阻尼器容腔内的温度场分布情况, 磁流变阻尼器内部温度场三维分布云图, 如图 2、3 所示, 磁流变阻尼器阻尼腔内磁流变液的温度不相同, 存在高温区和低温区, 整个阻尼器各处的温度不尽相同, 在阻尼缝隙处的磁流变液温度最高, 电磁线圈、活塞和缸筒次之, 在磁流变阻尼器轴向方向磁流变液的温度各不相同, 距离活塞越远的磁流变液温度越低, 但整个磁流变阻尼器温度变化不明显。输入电流为 0.5 A 时, 最高温度达到 36.2℃, 当电流增大到 1.5 A 时, 最高温度达到 36.5℃。为了进一步说明阻尼器磁流变液温度随加载时间

的变化关系,利用 COMSOL 后处理功能求出阻尼缝隙处的平均温度随时间的变化关系,如图 4 所示,从图中可知,随着电流增大,阻尼缝隙处的温度基本不变,主要原因是磁流变阻尼器线圈电阻较小,发热量小,随着阻尼器持续运

行,线圈发热量增加,但从计算的数据可以得出,线圈的发热量与阻尼力做功相比要小的多,因此,磁流变阻尼器的温升主要来自于阻尼力做功产生的磁流变液黏性热,线圈的焦耳热影响较小,在温升理论模型中可近似忽略。

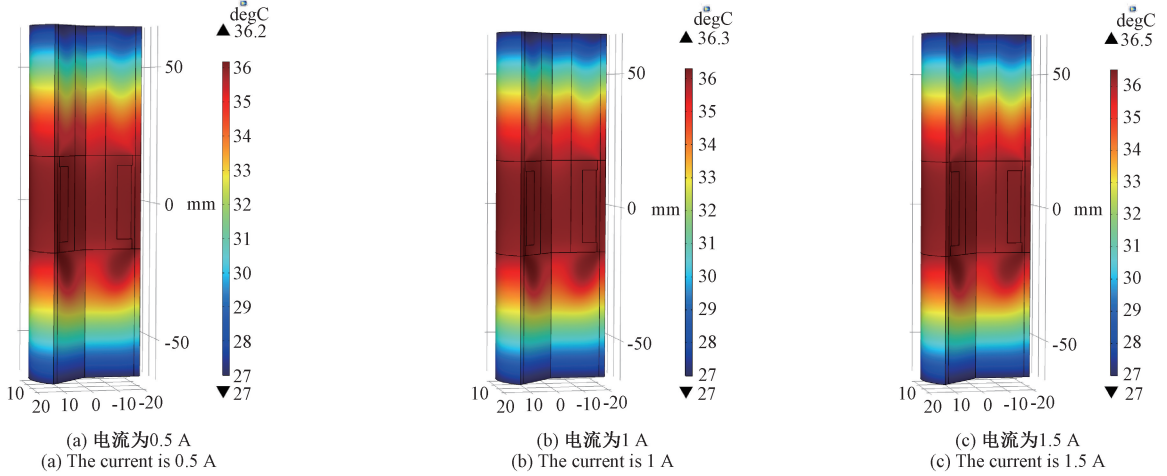


图 2 不同输入电流磁流变阻尼器温度场三维分布云图

Fig. 2 3D temperature field distribution of magnetorheological damper with different input currents

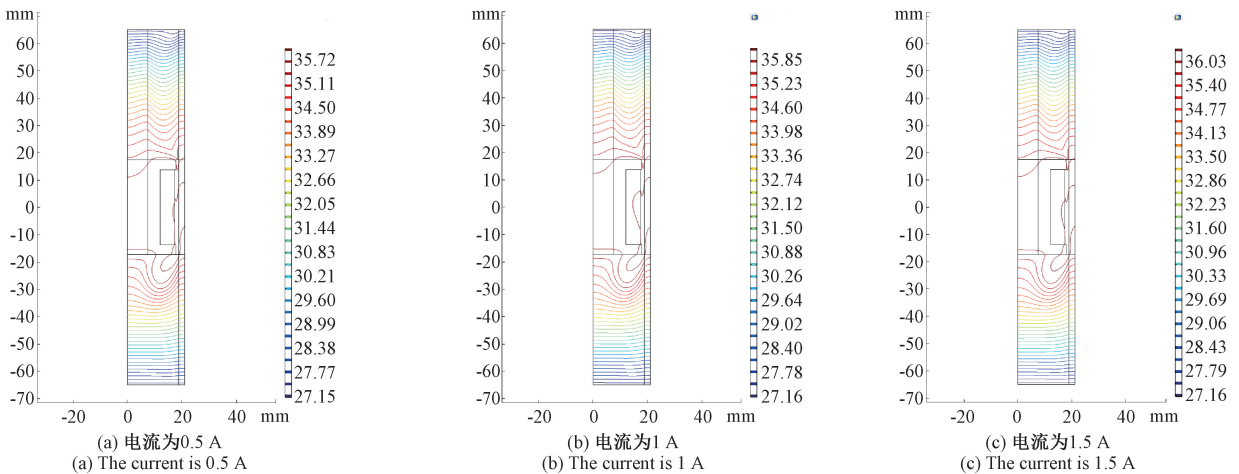


图 3 不同输入电流磁流变阻尼器等温线分布图

Fig. 3 Isotherm distribution of magnetorheological damper with different input currents

电磁线圈输入电流为 0.5 A,设置激励信号频率为 0.4 Hz,幅值分别设置为 2 mm 和幅值为 20 mm 时,初始温度设置为 27℃,阻尼器运行 250 s,得到了不同运动幅值下的磁流变阻尼器温度场分布图和等温线图,如图 5 所示,从图 5(a)中得到,磁流变阻尼器在小幅值激励运动下,温升主要集中在活塞头周围,离活塞头越远,腔体内磁流变液温升越小,这也符合小幅值正弦谐波运动下温升理论模型,同时,在小幅值激励运动下,磁流变阻尼器最高温度升高到 30.2℃,温度升高较小。图 5(b)得到了磁流变阻尼器大幅值激励运动下的温度场分布,从图中明显得到,腔体内磁流变液的温升值范围增大,在整个阻尼器腔体内磁流变液的温度几乎相等,也存在一定误差,在阻尼缝隙下

尾流区域磁流变液温度较周围要高,主要原因是此区域的磁流变液流速发生变化,产生了涡流,造成局部温度升高,因此,当阻尼器活塞运动幅值达到活塞直径的数量级时,必须考虑由温升理论模型给出的传热方程中的总时间导数,同时,阻尼器的最高温度达到了 47.8℃,温升值较大,这也表明磁流变阻尼器的运动幅值对其温升值的影响较大。

为了进一步验证所建立的考虑运动幅值的温升理论模型,在阻尼器腔体中间和腔体顶端分别设置探针采集磁流变液温升仿真数据,得到温度随时间的变化关系,如图 6 所示。从图中可以明显看出,磁流变阻尼器运动幅值较小时,腔体内不同位置处磁流变液的温升值相差甚大,在腔

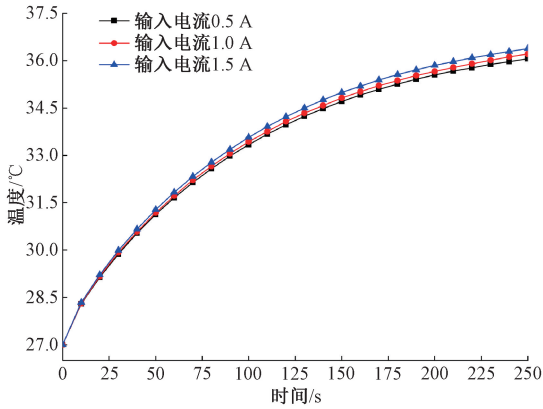


图 4 不同输入电流磁流变阻尼器阻尼缝隙平均温度

Fig. 4 The average damping gap temperature of magnetorheological damper with different input currents

体中间位置处的磁流变液温度升高较大,由于正弦激励幅值较小,阻尼器活塞只在腔体中间运动,磁流变液的流动也只发生在腔体中间,活塞运动产生的热量也主要使腔体中间的磁流变液温度升高,而腔体顶端的磁流变液温度变

化较小,而且温升主要集中在腔体活塞头周围,这与与阻尼器小幅值运动下的温升理论模型一致,所建立的温升理论模型只是与时间的变化关系,未考虑轴向位移。当阻尼器在大幅值运动情况下,腔体内不同位置处磁流变液的温度相差较小,可近似认为相等,这充分说明了在建立磁流变阻尼器大幅值运动下的温升理论模型时做出的假设,即认为阻尼器腔体内的磁流变液温度处处相等,通过 COMSOL 温度场仿真分析,证明了所建立的考虑运动幅值的温升理论模型的合理性和正确性。

4 磁流变阻尼器温升特性试验验证

为了验证磁流变阻尼器在不同运动幅值激励信号下温升理论模型的正确性和有限元仿真的有效性,通过试验来测量磁流变阻尼器在实际激励运动下的温度升高值,由于磁流变阻尼器容腔内温度不易测试,通过测试磁流变阻尼器缸筒外壁的温度来代替。磁流变阻尼器温升测试试验台,如图 7 所示,主要包括磁流变阻尼器测试台架、电液伺服激励系统、数据采集系统、控制系统和阻尼器温度测试系统,试验台控制系统选用研华工控机,数据采集系统

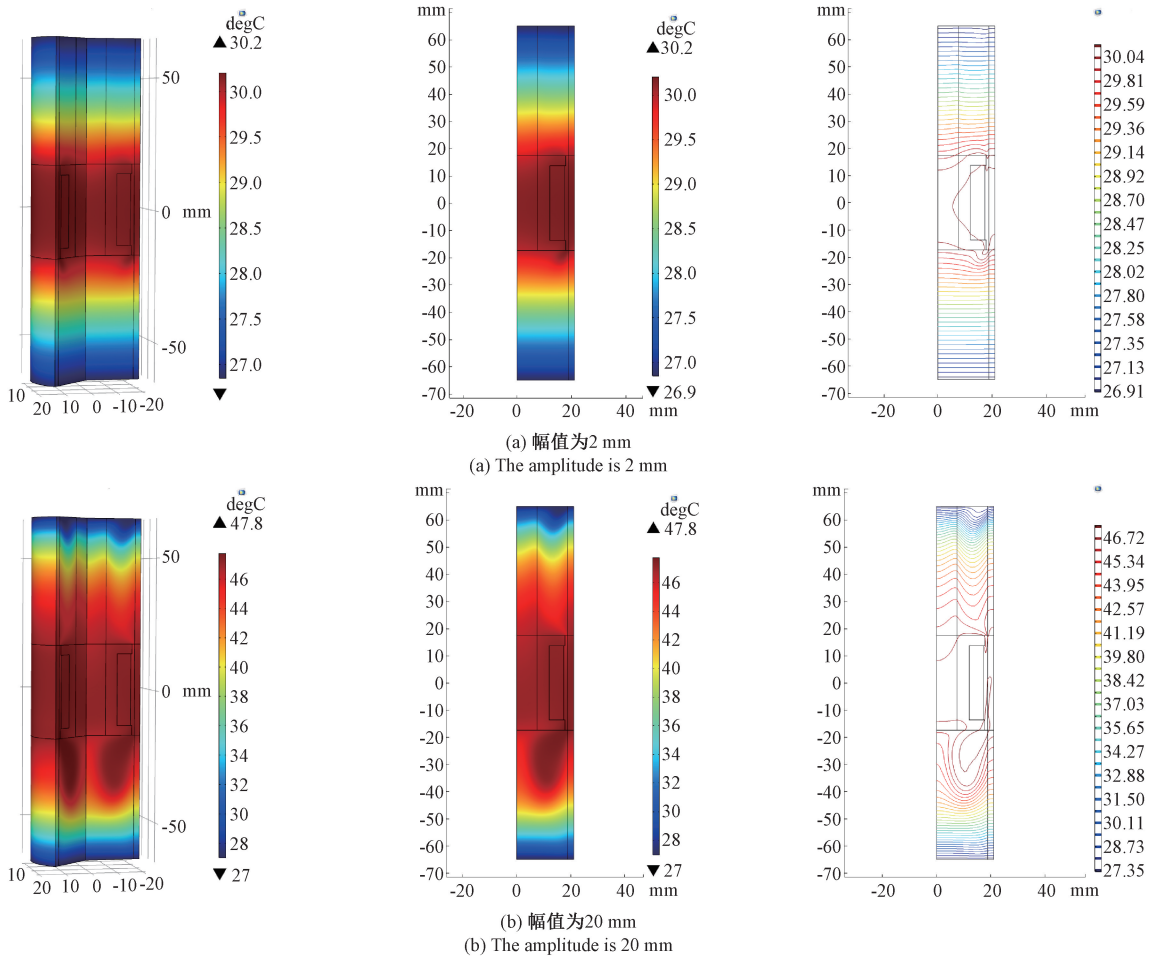


图 5 不同运动幅值磁流变阻尼器温度场分布图

Fig. 5 Temperature field distribution of magnetorheological damper with different motion amplitudes

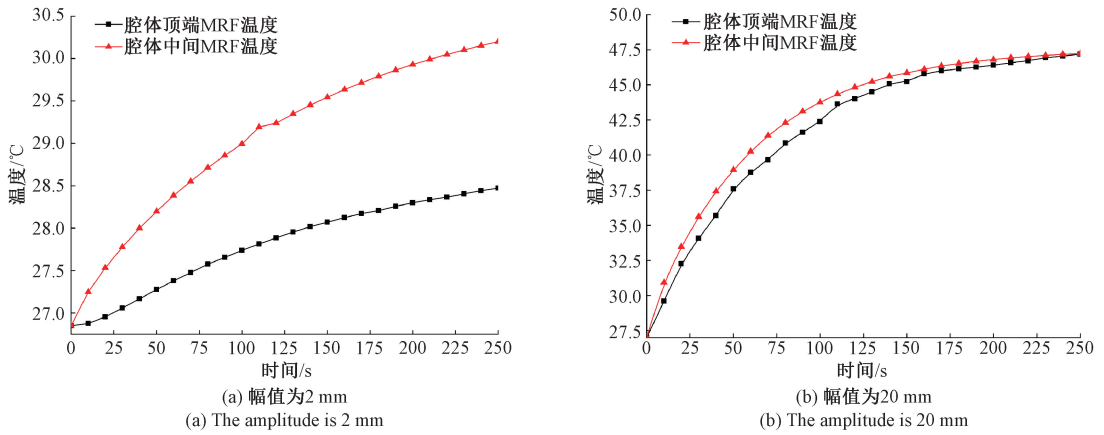


图6 不同运动幅值磁流变阻尼器腔体内磁流变液温度比较图

Fig. 6 Temperature comparison diagram of MRF in cavity of magnetorheological damper with different motion amplitudes

选用PCI数据卡,模拟信号输入采集卡为PCI1713,用于采集磁流变阻尼器的位移信号、活塞杆的速度信号、磁流变阻尼器的输出力信号、磁流变阻尼器缸筒外壁的温度信号。模拟信号输出采集卡为PCI1723,用于向电液伺服激励系统发送激励信号,试验中电磁线圈的输入通过外部手动输入,可以调节不同的输入电流,激励信号频率和幅值通过上位机设定,完成各输入电流和各激励信号作用下的磁流变阻尼器缸筒外壁的温升值的测量。磁流变阻尼器缸筒外壁温度测试通过贴片热电阻PT100和具有显示功能的变送器完成,PT100测试温度范围为 $0^{\circ}\text{C}\sim 150^{\circ}\text{C}$,精度为 $F01\pm 0.0017\times t$,变送器测量精度为 $\pm 0.5\%FS$,可以将 $4\sim 20\text{ mA}$ 或 $0\sim 5\text{ V}$ 的电信号送到数据采集系统,从而可以实时采集磁流变阻尼器缸筒外壁的温度。

利用电液伺服激励系统向磁流变阻尼器施加正弦谐波信号,进行磁流变阻尼器性能测试试验,为了保持与仿真条件一致,电磁线圈通入电流为 0.5 A 、 1 A 、 1.5 A ,由于在上位机只能设置电压信号,通过电流驱动器外部手动输入设置3个电流信号,激励信号幅值为 10 mm ,频率为 0.4 Hz ,得到不

同电流条件下,输出阻尼力和位移之间的关系曲线如图8(a)所示,当输入电流为 0.5 A 时,最大阻尼力为 1371.6 N ,阻尼器产生的阻尼力相对较小,当输入电流增加到 1 A 和 1.5 A 时,磁流变阻尼器的输出阻尼力不断增大,最大阻尼力达到 2498.1 N 和 3045.5 N ,这是由于电磁线圈电流增大,产生的磁场增强,磁流变液的磁化效应增强,阻尼器产生的库伦阻尼力增大。磁流变阻尼器正常工作时,输出的阻尼力包括黏性阻尼力和库伦阻尼力,起主要作用的是库伦阻尼力,其随输入电流的增大而增大,从图中也可看出输出阻尼力与位移之间的滞回面积也随输入电流的增大而增大。在磁流变阻尼器输入电流为 0.5 A 时,正弦谐波激励信号频率为 0.4 Hz ,进行磁流变阻尼器性能测试试验,同样设置激励信号运动幅值为 2 mm 、 20 mm 时,输出阻尼力与位移的关系曲线如图8(b)所示,当激励信号幅值为 2 mm 时,最大阻尼力达到 1101.4 N ,当幅值为 20 mm 时,最大阻尼力为 1357.2 N ,随着正弦谐波激励信号幅值和频率的变化,最大输出阻尼力也发生了相应的变化,验证了磁流变阻尼器的输出阻尼力不仅与输入电流有关,而且与激励信号有关。

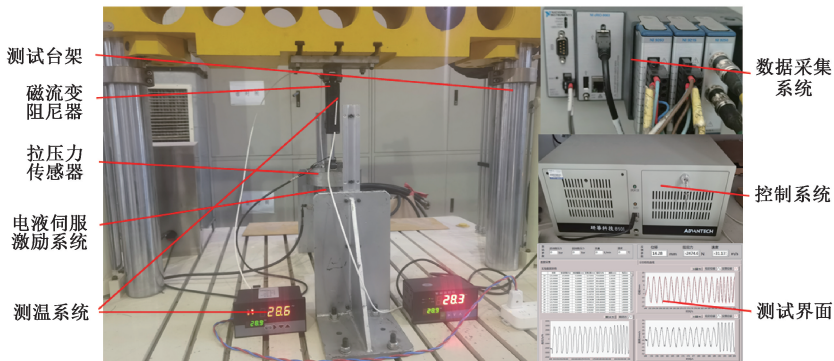


图7 磁流变阻尼器温升特性测试试验台

Fig. 7 Test bench for temperature rise characteristics of magnetorheological damper

通过对磁流变阻尼器热传导机理的分析,得出磁流变阻尼器的温升值是时间的函数,将阻尼器的结构参数代入

理论模型,绘制温升曲线。根据工作条件,设置激励信号的幅值为 10 mm ,频率为 0.4 Hz ,输入电流为 0.5 A 、 1 A 、

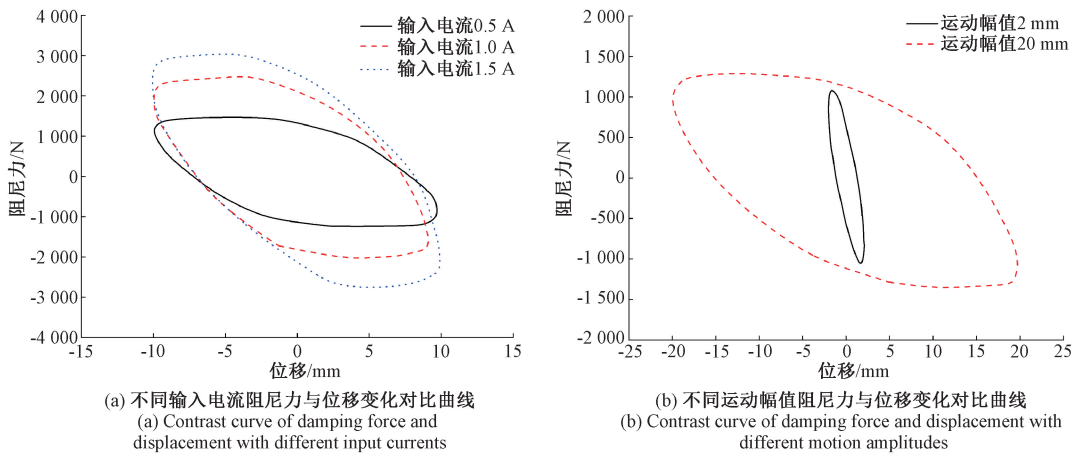


图 8 正弦谐波激励运动阻尼力与位移变化关系

Fig. 8 Relation between motion damping force and displacement under sinusoidal harmonic excitation

1.5 A, 绘制出试验测试、数值模拟和理论计算的温升曲线, 如图 9 所示, 从绘制的温升曲线得出, 磁流变阻尼器运行 250 s 后, 不同输入电流下的温升值基本相同, 仿真值与试验测试值变化趋势一致, 试验测试值小于仿真值, 这主要是由于温度传感器测试的缸筒外壁温度, 不是腔体内磁流变液的温度, 理论模型计算值与仿真值和试验测试值相比, 存在一定的误差, 而且理论模型计算值近似呈线性变化趋势, 此时的选用小幅值正弦谐波运动下温升理论模型进行计算的, 从温升曲线看出, 随着输入电流的增大, 磁流变液温度升高, 但升高值不大, 主要是由于阻尼器的加载时间较短, 同时阻尼器的运动速度较小。在正弦谐波激励下, 电磁线圈输入电流为 0.5 A, 设置激励信号频率为 0.4 Hz, 幅值分别设置为 2 mm 和幅值为 20 mm 时, 初始温度设置为 27°C, 阻尼器运行 250 s, 得到了不同运动幅值下的磁流变阻尼器温升曲线, 将理论模型计算值、COMSOL 仿真模拟值和试验测试值作比较, 如图 10 所示, 在运动幅值为 2 mm 时, 腔体中间磁流变液的温度值明显高于腔体顶端, 试验测试值小于模拟仿真值, 理论计算值近似呈线性变化趋势, 在运动幅值为 20 mm 时, 腔体中间磁流变液温度和顶端温度几乎相等, 理论模型计算值与仿真值和试验测试值相比误差较小, 试验测试值小于仿真值和理论模型计算值, 从温升曲线可看出, 大幅值正弦谐波运动下的误差较小, 小幅值运动下误差较大, 但整个变化趋势一致, 因此, 通过试验测试和模拟仿真验证了所建立的不同运动幅值下温升理论模型预估磁流变液的温度值准确性较好, 为磁流变阻尼器的应用提供了理论依据和工程实践方法。

通过试验测试得到阻尼器温升数据与理论计算和模拟计算结果基本吻合, 预算误差在 5% 的范围内, 建立的温升理论模型考虑了阻尼器的运动幅值, 将阻尼器内部磁流变液划分为不同的区域, 即利用分布参数法所建立。现有的利用集总参数法建立的温升模型^[4-5], 将整个阻尼器看做

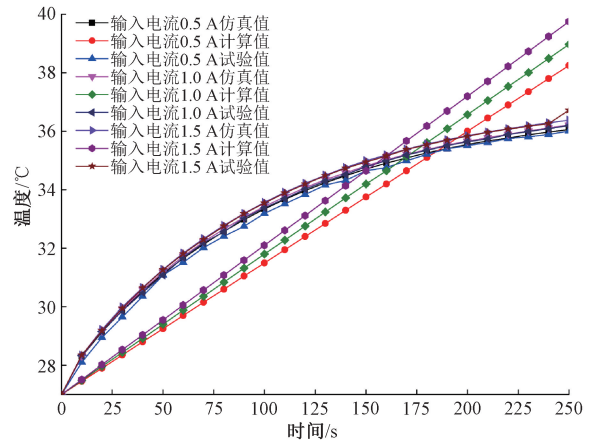


图 9 不同输入电流磁流变阻尼器温度变化对比曲线

Fig. 9 Temperature change comparison curve of magnetorheological damper with different input current

一个整体, 腔体内的磁流变液温度认为是相等的, 利用温升理论模型预测的温升值误差较大, 尤其在小幅值运动下, 误差值达到 9.5%, 只能经过加权处理, 求其平均值。与其相比, 本文建立的温升理论模型对磁流变液的温升值预测更加准确, 尤其在小幅值运动下, 理论模型的温升预测具有明显的优势。磁流变阻尼器活塞周围的磁流变液在较小运动幅值作用下自身先吸收热量, 使其温度升高, 随着液体热量的聚集, 在磁流变液与缸筒内壁、活塞之间温差作用下, 液体的热量以热对流和热传导的方式向活塞和缸筒内壁扩散, 引起阻尼器其他组件的温升, 因此, 当阻尼器在小幅值运动下, 吸收了功率小的热量, 温升理论模型为式(16), 当阻尼器在大幅值运动下, 吸收大功率热量, 对应的温升理论模型为式(22)。试验结果与理论计算结果对比, 利用的不同运动幅值下温升理论模型求解的温度值, 适合试验的磁流变阻尼器。

本文提出了在不同运动幅值下磁流变阻尼器的温升理论模型, 揭示了磁流变阻尼器的传热机理, 并利用有限元模

拟计算了阻尼器的温升,根据阻尼器温升理论,推导出了磁流变阻尼器的运动幅值与其活塞直径尺寸在同一个数量级是,即为大幅值下运动,此时磁流变阻尼器内的液体为一个等温体,磁流变液和阻尼器其他部件之间的对流传热系数、热传导系数、比热容系数近似认为是常数,忽略了温度

对上述三个参数的影响,即大幅值运动下的温升理论模型。当阻尼器运动幅值小于活塞直径的一部分时,此时磁流变液的温度值与其在阻尼器腔体的位置有关,不能将其等效为一个等温体,本文提出的考虑运动幅值的温升理论模型不仅可有效预测磁流变阻尼器内部工作温度。

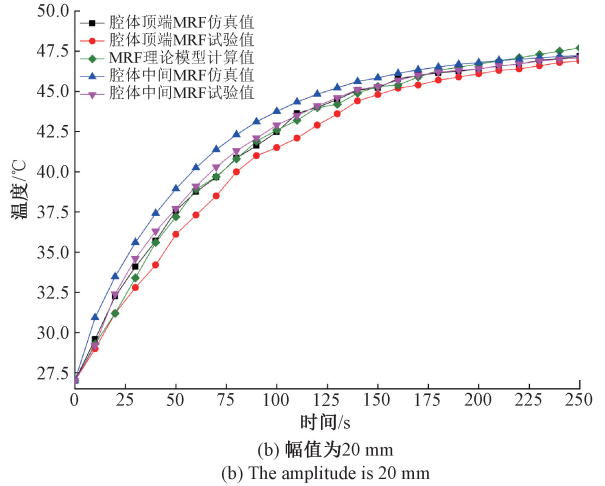
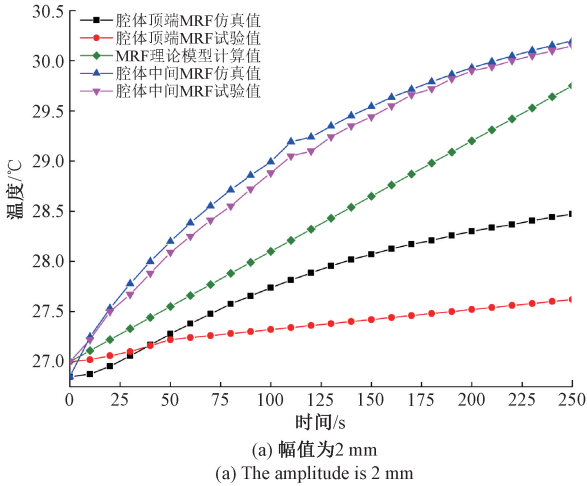


图10 不同运动幅值磁流变阻尼器温度变化对比曲线

Fig. 10 Temperature change comparison curve of magnetorheological damper with different motion amplitudes

5 结 论

本文基于集总参数法的能量平衡关系,分析了不同运动幅值下的磁流变阻尼器的温升理论和传热机理,建立了小幅值和大幅值正弦谐波运动下温升理论模型。利用有限元软件 COMSOL 对磁流变阻尼器内部温升仿真计算,在小幅值正弦谐波运动时,阻尼器腔体内磁流变液温度升高了到 3.2℃,阻尼器腔体内不同位置处磁流变液的温度相差较大,在大幅值运动时,磁流变液的温度升高了 20.8℃,腔体内不同位置磁流变液温度几乎相等,验证了建立磁流变阻尼器温升理论模型时做出假设的正确性。在搭建的磁流变阻尼器性能测试试验台进行温升特性试验验证,在正弦谐波运动下,运动幅值分别为 2 mm 和幅值为 20 mm 时,得到了不同运动幅值下的磁流变阻尼器温升曲线,将理论模型计算值、有限元仿真值和试验测试值作比较,在运动幅值为 2 mm 时,腔体中间磁流变液的温度值明显高于腔体顶端,试验测试值小于模拟仿真值,理论计算值近似呈线性变化趋势,在运动幅值为 20 mm 时,腔体中间磁流变液温度和顶端温度几乎相等,理论模型计算值与仿真值和试验测试值相比误差较小。

参考文献

[1] 甄亮,冯永保,韩小霞,等. 磁流变阻尼器多物理场耦合的温升特性分析[J]. 热科学与技术, 2023, 22(2): 125-134.
ZHEN L, FENG Y B, HAN X X, et al. Analysis of temperature rise characteristics of magnetorheological

damper with multi-physics coupling [J]. Journal of Thermal Science and Technology, 2023, 22 (2): 125-134.

- [2] NICOS M, YIANNIS R. Viscous heating of fluid dampers. II: Large amplitude motions[J]. Journal of Engineering Mechanics, 1998, 124(1): 1217-1223.
- [3] NICOS M, YIANNIS R. Viscous heating of fluid dampers. II: Large amplitude motions[J]. Journal of Engineering Mechanics, 1998, 124(2): 1217-1223.
- [4] WILSON N L, WERELEY N M, HU W, et al. Analysis of a magnetorheological damper incorporating temperature dependence[J]. International Journal of Vehicle Design, 2013, 63(2): 137-158.
- [5] 夏凡,朱炜,魏愨,等. 温度对磁流变液阻尼器性能影响分析[J]. 噪声与振动控制, 2020, 40(5): 253-258.
XIA F, ZHU W, WEI M, et al. Analysis of Influence of temperature on performance of magnetorheological fluid dampers[J]. Noise and Vibration Control, 2020, 40(5): 253-258.
- [6] 刘旭辉,简震,邱冶,等. 温度对磁流变液阻尼器力学性能的影响[J]. 机床与液压, 2020, 48(14): 19-22.
LIU X H, JIAN ZH, QIU Y, et al. Effect of temperature on the mechanics performance of magnetorheological fluid damper[J]. Machine Tool & Hydraulics, 2020, 48(14): 19-22.
- [7] 王宁,张鹏宁,李坤诚,等. 基于磁环自升温的纳米晶

- 材料磁热特性测量方法研究[J]. 电子测量与仪器学报, 2025, 39(6): 78-87.
- WANG N, ZHANG P Y, LI K CH, et al. Research on measurement methods for magnetic and thermal properties of nanocrystalline materials based on magnetic ring self-heating [J]. Journal of Electronic Measurement and Instrumentation, 2025, 39 (6): 78-87.
- [8] 陈茂雷, 项四通, 杨建国. 综合考虑“电磁-热-流”多场耦合的直驱式进给轴热误差建模方法[J]. 仪器仪表学报, 2023, 44(12): 34-43.
- CHEN M L, XIANG S T, YANG J G. Thermal error modeling method for a direct-drive feed axis under Electromagnetic-Thermal-Flow coupling [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2023, 44(12): 34-43.
- [9] 申玉瑞, 王其雨, 彭来, 等. 基于磁流变液的光束定向器密封机理与实验研究[J]. 仪器仪表学报, 2024, 45(12): 137-148.
- SHEN Y R, WANG Q Y, PENG L, et al. Mechanism and experimental study of beam director sealing based on magnetorheological fluid [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2024, 45(12): 137-148.
- [10] 王振环, 李昌洙. 磁流变液在磁场作用下的流变行为及其对磁流变阻尼器的实验分析[J]. 化工进展, 2025, 5(1): 1-13.
- WANG ZH H, LI CH ZH. Rheological behavior of magnetorheological fluid under magnetic field and its experimental analysis on Magnetorheological dampers[J]. Chemical Industry and Engineering Progress, 2025, 5(1): 1-13.
- [11] 杨三锋, 黄向明, 明阳, 等. 新型磁流变-剪切增稠阻尼器的力学模型及试验研究[J]. 机械工程学报, 2023, 59(16): 418-426.
- YANG S F, HUANG X M, MING Y, et al. Mechanical model and experimental study of a novel magnetorheological shear thickening damper [J]. Journal of Mechanical Engineering, 2023, 59 (16): 418-426.
- [12] 杜恒, 吕彦廷, 黄惠, 等. 面向多级流道式磁流变阻尼器的高精度改进双曲正切模型[J]. 华南理工大学学报(自然科学版), 2025, 53(7): 39-49.
- DU H, LYU Y T, HUANG H, et al. High-precision improved hyperbolic tangent model for multi-stage flow channel magnetorheological damper [J]. Journal of South China University of Technology (Natural Science Edition), 2025, 53(7): 39-49.
- [13] 马振东, 范锦彪, 王燕, 等. 基于 LSTM 的勘察器外壁温度反演方法研究[J]. 电子测量技术, 2024, 47(4): 181-187.
- MA ZH D, FANG J B, WANG Y, et al. Research on inversion method of external temperature of penetrator based on LSTM [J]. Electronic Measurement Technology, 2024, 47(4): 181-187.
- [14] 杨鸿滢, 翁婉莹, 王云峰, 等. 基于磁场耦合的非接触式金属温度测量系统[J]. 仪器仪表学报, 2025, 46(1): 193-202.
- YANG H Y, WEN W Y, WANG Y F, et al. A non-contact metal temperature measurement system based on magnetic field coupling [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2025, 46(1): 193-202.
- [15] 何少东, 唐长亮, 徐静雯, 等. 柔性支承的立式转子主动电磁阻尼减振研究[J]. 电子测量技术, 2025, 44(20): 86-93.
- HE SH D, TANG CH L, XU J W, et al. Research on active electromagnetic damping vibration control technology for vertically mounted rotors with flexible support [J]. Electronic Measurement Technology, 2025, 44(20): 86-93.

作者简介

张振伟(通信作者), 硕士, 副教授, 主要研究方向为大型风电机组关键部件设计、阻尼减振器设计与性能分析。

E-mail: 756667380@qq.com