◇ 研究报告 ◇

超声搅拌磁流变抛光液的声场仿真分析*

姚炳廷^{1,2} 杨胜强^{1,2†} 郭 策^{1,2} 李秀红^{1,2}

(1 太原理工大学机械工程学院 太原 030024)(2 精密加工山西省重点实验室 太原 030024)

摘要:为了探究超声搅拌磁流变抛光液的制备及优化工艺,利用多物理场数值计算方法,建立了超声搅拌磁流变抛光液的声场仿真模型。研究了 20 kHz 下不同液位深度、超声变幅杆探入深度、不同功率下磁流变抛光液的声场分布。通过测量磁流变抛光液的声场强度对声场仿真进行了验证。结果表明:随着距变幅杆距离的增加,声强逐渐减弱,高声强区域主要分布在换能器轴线附近。声强在距变幅杆输出端 20 mm 范围内急剧衰减,变幅杆最佳探入深度为 10 mm,增大功率有助于空化区域的扩大。声场仿真结果与实验测量结果基本一致,对磁流变抛光液的制备提供了数值计算基础。 关键词:超声搅拌;磁流变抛光液;空化;声场分布 中图法分类号: O426 文献标识码: A 文章编号: 1000-310X(2020)05-0784-07

DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2020.05.018

Acoustic field simulation analysis of ultrasonic stirring magnetorheological polishing fluid

YAO Bingting^{1,2} YANG Shengqiang^{1,2} GUO Ce^{1,2} LI Xiuhong^{1,2}

School of Mechanical Engineering, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)
 Shanxi Key Laboratory of Precision Machining, Taiyuan 030024, China)

Abstract: In order to investigate the preparation and optimization of ultrasonic stirring magnetorheological polishing fluid, a multiphysics numerical calculation method was used to establish a sound field simulation model of ultrasonic stirring magnetorheological polishing fluid, and a frequency domain analysis was performed. The sound field distribution of different level depth, ultrasonic horn inlet depth and different power was studied. The intensity of a sound field under different test parameters was measured by using sound intensity measuring instrument point by point, and was verified with the sound field simulation model. The results demonstrate that the sound intensity gradually decreases with the increase of distance from the horn, and the region of the high sound intensity is mainly distributed near the axis of the horn. The sound intensity is attenuated sharply within a range of 20 mm from the horn. The optimal penetration depth of the horn is 10 mm. Increasing the power will help expand the cavitation area. Sound field simulation results are basically consistent with the experimental measurement results, providing a numerical calculation basis for the preparation of the magnetorheological polishing fluid.

Keywords: Ultrasonic stirring; Magnetorheological polishing fluid; Cavitation; Sound field distribution

²⁰²⁰⁻⁰²⁻¹⁷ 收稿; 2020-04-02 定稿

^{*}山西省应用基础研究计划项目 (201901D211016), 山西省高等学校科技创新项目 (201802038)

作者简介:姚炳廷(1995-),男,山西太原人,硕士研究生,研究方向:零件表面精密加工。

[†]通信作者 E-mail: tutysq@263.net.cn

0 引言

磁流变抛光液 (Magnetorheological polishing fluid) 作为一种新兴智能材料,其在磁场作用下具有 可控的流变性[1-2],被广泛应用于各种光学元件和 脆硬性材料的加工中。磁流变抛光液在加工及存放 过程中颗粒的凝聚和沉降^[3]严重影响了加工效率, 而且其配制中常用的机械搅拌方法难以将其充分 混匀。超声搅拌利用空化效应产生冲击波和微射流 能从微米级别冲击团聚物^[4]。然而,超声空化效应 与液体介质的声场分布密切相关。超声场的分布情 况可通过理论计算和实验测量两种途径实现^[5]。由 于目前实验研究主要解决声场的定性问题,而声场 参数的测定及定量研究较为困难,因此人们尝试运 用如计算流体动力学法、有限元法、时域有限差分 法等进行声场的数值模拟研究[6-10]。声场的仿真 结果可以间接地反映液体中的空化效应^[6]。容器的 几何形状和变幅杆的位置对容器内的声压分布有 显著的影响[11]。不同液体介质中声屏蔽效应的强 弱也不同^[12]。目前声场研究的液体介质多为水,对 不同液体介质中声场的研究还不完善,并且由于声 场测量实验条件的限制,要达到实际应用需继续进 行该方面的研究工作。本文对20 kHz 超声作用下 磁流变抛光液中的声场分布进行了模拟计算,分析 了磁流变抛光液超声分散过程中变幅杆没入深度、 容器大小对抛光液声场分布的影响,并对超声功率 与抛光液中空化区域的关系进行了研究,通过声强 测量试验验证了模拟结果的可靠性。本文的研究有 助于了解空化场的分布规律,为均匀分散磁流变抛 光液提供工艺支持和理论参考。

1 计算模型和试验方法

1.1 磁流变抛光液制备过程

用烧杯量取350 ml去离子水放到机械搅拌器 下,开启搅拌器,转速设为300 r/min;加入1.68 g 羧甲基纤维素钠作为增稠剂,加入6.75 g六偏磷 酸钠作为缓蚀剂,之后加入10 g亚硝酸钠,再加 入20 g无水碳酸钠(将 pH值调到8~10之间)搅拌 5~10 min。加入5 ml丙三醇搅拌5 min。调节搅拌 器转速至350 r/min,加入21.6 g纳米二氧化硅搅拌 15 min。缓慢加入3~5 μm的羰基铁粉1150 g,加 入过程中搅拌器提速至550 r/min,搅拌至没有明显沉淀。加入1 μm的碳化硅150 g搅拌30 min。

1.2 磁流变抛光液的声场模拟分析

超声振动系统的声场仿真是包括了声压电耦 合、声与结构耦合的多场耦合计算。

超声振动是由压电换能器产生,之后传递到 变幅杆上。假设变幅杆材料和锆钛酸铅压电陶瓷 (PZT)均为各向同性和弹性结构,它们的线弹性行 为受牛顿第二定律控制:

$$-\rho_{\rm m}\omega^2 u - \nabla \cdot S = F_{\rm v}e^{i\Phi},\tag{1}$$

其中, $\rho_{\rm m}$ 是材料密度(kg/m³), ω 是角频率(rad/s), u是颗粒位移(m), $F_{\rm v}$ 是每体积力(N/m³), $e^{i\Phi}$ 表示 交流电。

通过求解声波波动方程可以描述磁流变抛光 液中的声场分布。谐振激励下声波波动方程可以简 化为求解姆霍兹方程^[13],控制方程如下:

$$\nabla \cdot \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p + q \right) + \frac{\omega^2 p}{\rho_0 c^2} = 0, \qquad (2)$$

其中, ρ_0 为液体密度 (kg/m³), c 为超声波在磁流变 抛光液中传播的声速 (m/s), $p = p_A \cos(\omega t)$ 为声压, 偶极源 q (m/s²) 是可选项, 纵向声波不存在极化, q设为0。

在磁变抛光液的液体环境中,使用多孔介质声 学wood模型进行求解计算^[14]。将复合声速 c_c 与有 效密度 ρ_{eff} 代入方程(2)分别替换c与 ρ_0 。

$$c_{\rm c} = \sqrt{k_{\rm eff}/\rho_{\rm eff}},\tag{3}$$

$$\frac{1}{k_{\rm eff}} = \frac{\theta_{\rm f}}{K_{\rm f}} + \sum_{i}^{N} \frac{\theta_{i}}{K_{i}},\tag{4}$$

$$\rho_{\rm eff} = \theta_{\rm f} \rho_{\rm f} + \sum_{i}^{N} \theta_{i} \rho_{i}, \qquad (5)$$

$$\theta_{\rm f} = 1 - \sum_{i}^{N} \theta_i, \tag{6}$$

其中, θ_f 为液体的体积分数, ρ_f 是液相密度 (kg/m³), K_f 是液体体积弹性模量 (Pa), K_i 为颗粒的体积模 量 (Pa), θ_i 为颗粒体积分数, ρ_i 为颗粒密度 (kg/m³)。

声结构边界耦合了压力声学与固体力学接口。 声结构边界控制方程如下^[15]:

$$\boldsymbol{n} \cdot \left(-\frac{1}{\rho_{\rm s}} \nabla P + q \right) = a_n, \tag{7}$$

其中, n是法向单位向量, ρ_s 为变幅杆材料密度 (kg/m³), a_n 是解的法向加速度 (m/s²)。当抛光液

中含有半径为R₀的空化核时,采用公式(8)计算磁 流变抛光液中的空化阈值:

$$P_{\rm B} = p_0 - p_{\rm v} + \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{\frac{\left(2\sigma/R_0\right)^3}{\left(p_0 - p_{\rm v} + 2\sigma/R_0\right)}},\quad(8)$$

其中, R₀为空化泡的初始半径(μm), p₀为液体的静 压力 (Pa), p_v 为气泡内的蒸汽压 (Pa), σ 为液体的 表面张力系数 (N/m), $2\sigma/R_0$ 为空化泡的表面张力。

20°C时,水的液体静压 $p_0 = 0.1$ MPa,饱 和蒸汽压 $p_{\rm v} = 2.3388$ kPa,表面张力系数 $\sigma =$ 0.7275 N/m, 假设空化气泡初始半径 $R_0 = 5 \mu m$, 因此,20°C时水的空化阈值 $P_{\rm B} = 0.103$ MPa。

1.3 边界条件与网格划分

图1(a)为超声振动系统的几何结构图,换 能器由4层压电陶瓷片堆叠而成。图1(b)为容器 边界条件设置。边界1为变幅杆与抛光液接触 面,设为声结构耦合边界。考虑声传播的吸收 和反射将容器壁面3与壁面4设置为阻抗边界。 $Z = \rho c = 2500 \ (\text{kg/m}^3) \times 5639 \ (\text{m/s})$. 抛光液 与空气接触,声波发生全反射,边界2设置为软声 场边界。超声功率700 W时,根据压电陶瓷片的极 化方向,压电陶瓷片的一端加2187 V激励电压,另 一端边界设为接地。磁流变抛光液是由固体颗粒与 液体介质组成的悬浮体系。采用多孔介质 wood 模 型模拟悬浮在液体中的固体夹杂物或流体混合物, 具体参数如表1所示。容器半径r = 45 mm,高度 $H_2 = 90 \text{ mm}$,变幅杆探入深度设为 H_1 。



(a) 超声振动系统几何结构图

图1 超声振动系统几何模型的构建与设置 Fig. 1 Setting of geometric model of ultrasonic vibration system

多孔介质参数 表1 Table 1 Parameters of porous media

材料	体积分数	体积模量/Pa	密度/(g·cm ⁻³)
羟基铁粉	0.29	2.22×10^{11}	7.86
绿碳化硅	0.09	2.09×10^{11}	3.2
纳米二氧化硅	0.016	0.369×10^{11}	2.648

图2为超声振动系统网格划分。网格采用自由 四面体网格, 网格大小为细化。为了保证计算精 度,磁流变抛光液所在区域的网格需保证一个波 长内至少有5个网格,即网格最大单元的大小为 14.81 mm.



图2 模型网格划分 Fig. 2 Meshing model of compute area

1.4 磁流变抛光液的声场测量

图3为型号YPS17B-HB的实验级超声振动系 统,振幅调节范围为50%~100%,最大功率1000W, 默认频率 20 kHz。超声变幅杆浸没于盛有制备磁流 变抛光液材料的烧杯中,探入深度为10 mm。



图3 声场测量试验设备 Fig. 3 Sound field measuring equipment

变幅杆位于烧杯的中心。声场的测量使用精密 型声强测量仪,将测量仪探棒前端浸没于磁流变抛 光液,探棒使用试管夹夹持,在烧杯上固定直尺,探 棒靠在直尺上以调整水平方向距离,移动试管夹螺 母可以调整探头竖直方向距离。水平和竖直移动的 距离间隔设为10 mm。改变超声振动装置的功率测 量不同功率下的声场分布。

2 结果与讨论

2.1 超声变幅杆探入深度的影响

图4为变幅杆不同探入深度下磁流变抛光液 中的声压分布仿真结果。在相同的容器尺寸下, 变幅杆输出端18 mm范围内的环形区域声压最 强。随着变幅杆探入深度的增加,负压区逐渐下 移。探入30 mm后负压区逐渐贴近壁面并向四角 移动。

图5为变幅杆输出端轴向声压幅值分布的仿真

结果,变幅杆输出端平面设为z = 0,正方向向下。随着测量深度的增加,变幅杆轴向声压减弱,声压最大值出现在距超声变幅杆输出端18 mm范围内。 变幅杆不同探入深度下,声压幅值的分布有相似的规律,在z坐标z = 25 mm、z = 60 mm的位置,出现两个极大值点,两个极大值点之间的距离约为波长的一半,声压的增强主要是由次谐波振荡的压力引起的。

图6为变幅杆输出端轴向声强分布的仿真结 果,尽管变幅杆探入深度不同,声强都在距变幅杆输 出端20 mm范围内迅速衰减,20 mm后缓慢衰减。 变幅杆入液深度10~30 mm的轴向总体声强随探 入深度增大而减小,变幅杆探入深度30 mm时距变 幅杆输出端20 mm范围内的声强最低。综合比较各 个探入深度,发现变幅杆探入10 mm时轴向声强较 大,颗粒更容易分散。探入深度为30 mm与40 mm 时效果不理想。



图4 变幅杆不同探入深度的声压分布

Fig. 4 Simulation of acoustic pressure propagation at different penetration depth of the horn



图5 变幅杆输出端轴向声压幅值分布





Fig. 6 Axial sound intensity of the horn

图7为容器内最大声压随容器长度和半径变化 的模拟结果,其中超声功率700 W,变幅杆探入深 度10 mm,随着半径的增大,最大声压逐渐减弱,在 半径为30 mm的容器中,长度对最大声压的影响不 明显,长度对最大声压的影响不明显,组内最大声 压的标准差为3.5%。在直径35 mm和40 mm 容器 中差异明显。综合各组数据选择30 mm半径最优。 对于半径35 mm的容器,随着容器长度增加最大声 压增幅最大达7.7%。容器的长度对最大声压的影 响可能是容器底部的声压反射造成的。当容器半径 40 mm、容器长度80 mm时最大声压最大。



图 7 容器半径和长度对最大声压的影响 Fig. 7 Effects of container radius and depth on maximum pressure

2.3 不同超声功率对声场的影响

图8为变幅杆探入深度为10 mm、550~ 1000 W超声功率下声压分布的仿真结果。随着 功率的增大,最大声压随之增大,使得空化强度增 大,声压主瓣的位置没有显著变化,高声场强度的 区域有所增大。声场中达到空化阈值的区域增大, 使得磁流变抛光液的搅拌更加均匀。空化效果较弱 的区域为容器的角落与波节位置。变幅杆轴向声 强的仿真结果如图9所示,声强随功率增大总体增 大,声强在轴向呈指数衰减。声强最大值可以达到 122 W/cm²。

2.4 实验验证

图 10 为功率 700 W 时超声振动系统在 500 ml 烧杯内轴向声强的实验测量结果。变幅杆探入深度 为 10 mm,采用低浓度磁流变抛光液,其中羰基铁 粉体积分数 0.29%,碳化硅体积分数 0.09%,纳米二 氧化硅体积分数0.3%。使用声强测量仪测量声场, 测量时测量探头起始位置距变幅杆输出端15 mm, 间隔10 mm测量变幅杆轴向声强。测量的声场分布 与模拟结果类似,靠近变幅杆的区域声强较强,远离 变幅杆时声强减弱,声强在轴线上存在波动,两个波 峰之间的距离约为波长的一半,由于超声空化产生 大量的空化云,空化云的声屏蔽效应使得声强在靠 近变幅杆的区域迅速衰减,之后衰减变慢,测量结果 与仿真结果较为吻合。





Fig. 8 Simulation of acoustic pressure propagation at different power



图 9 不同功率下轴向声强

Fig. 9 Axial sound intensity distribution at different power



图 10 变幅杆轴向声强的变化



图 11 为变幅杆输出端正下方 70 mm 水平方向 声强测量结果,实验测量值与模拟结果吻合。测量 结果显示,当测量位置远离变幅杆中轴线时声强逐 渐减弱。容器壁附近的声强出现增强,可能是由于 声波反射造成的叠加,烧杯内出现了混响场。声强 测量值的分布规律也与仿真结果吻合。



图 11 变幅杆输出端正下方 70 mm 处声强的变化 Fig. 11 Variation of sound intensity in the radial direction at height z = -70 mm from the horn output

图 12 为变幅杆侧向声强测量结果,其中超声频 率为20 kHz,超声功率分别为700 W和1000 W。以 平行于变幅杆中轴线21 mm处的液面为起始点向 下测量。距液面40 mm范围内,比较两种功率下的 声衰减拟合曲线,超声功率1000 W比700 W的声 衰减更快,可能是由于更大功率下产生的空化泡更 多,导致超声波在空化云中传播的反射与散射增强。 距初始测量点50 mm处声强增大,这主要与该点处 于驻波的波腹有关。



图 12 变幅杆侧向声强的变化

Fig. 12 Variation of sound intensity in the side direction of horn

3 结论

本文利用多物理场耦合方法对不同工艺参数 下超声搅拌磁流变抛光液的声场进行了仿真,并对 仿真结果进行了实验验证,所得结果与试验测量结 果吻合。550 W时最低声压约为0.7 MPa,超过了 空化阈值。最高声压产生于距变幅杆输出端20 mm 范围内,远离变幅杆的区域声压急剧下降,说明声传 播过程中会不断衰减,变幅杆轴向附近区域是主要 的声空化发生区。改变变幅杆探入深度对产生最大 声压没有显著影响。声强的大小不是影响空化的唯 一因素,空化场的分布也影响搅拌的效果。比较了 变幅杆在不同探入深度下磁流变抛光液中声场强 度的分布,最优的探入深度为10 mm,针对不同容 器形状可以用同样方法得到最优探入深度。这项研 究为模拟磁流变抛光液等悬浮液的声场提供了一 个很好的视角,也为今后超声分散悬浮液容器的优 化设计提供了一种较好的方法。

参考文献

- Phulé P P. Magnetorheological (MR) fluids: principles and applications[J]. Smart Materials Bulletin, 2001, 2001(2): 7–10.
- [2] Park B J, Fang F F, Choi H J. Magnetorheology: materials and application[J]. Soft Matter, 2010, 6(21): 5246–5253.
- [3] 王四棋,李德才,居本祥. 一种油酸包覆磁性颗粒类磁流变液的制备和性能研究 [J]. 功能材料, 2016, 47(6): 7153–7156, 7162.

Wang Siqi, Li Decai, Ju Benxiang. Preparation and

- [4] 陈伟中. 声空化物理 [M]. 北京: 科学出版社, 2014.
- [5] 莫润阳,林书玉,王成会.超声空化的研究方法及进展[J].应用声学,2009,28(5):389-400.

Mo Runyang, Lin Shuyu, Wang Chenghui. Methods of study on sound cavitation [J]. Journal of Applied Acoustics, 2009, 28(5): 389–400.

- [6] 彭健新,周光平,梁召峰. 声场模拟方法在大功率低频超声工程中的应用 [J]. 化学工程, 2007, 35(12): 75–78.
 Peng Jianxin, Zhou Guangping, Liang Zhaofeng. Application of simulation method of the ultrasonic field in high-power low-frequency ultrasonic engineering[J]. Chemical Engineering, 2007, 35(12): 75–78.
- [7] 王亮, 吕效平, 韩萍芳, 等. 圆球型声化学反应器内声场的数值模拟与实验研究 [J]. 高校化学工程学报, 2010, 24(3): 476-481.

Wang Liang, Lyu Xiaoping, Han Pingfang, et al. Numerical simulation and experimental investigation of ultrasound field in the spherical sonochemical reactor[J]. Journal of Chemical Engineering of Chinese Universities, 2010, 24(3): 476–481.

[8] Zhang T, Yu T, Yang T, et al. Experimental and simulation studies of abrasive particles impacting monocrystalline silicon in suspension thin film flow field of ultrasonic polishing[J]. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology, 2019, 103(1–4): 819–840.

- [9] Beaucamp A, Katsuura T, Kawara Z. A novel ultrasonic cavitation assisted fluid jet polishing system[J]. CIRP Annals-Manufacturing Technology, 2017, 66(1): 301–304.
- [10] Kanthale P M, Gogate P R, Pandit A B, et al. Mapping of an ultrasonic horn: link primary and secondary effects of ultrasound[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2003, 10(6): 331–335.
- [11] Wang Y C, Yao M C. Realization of cavitation fields based on the acoustic resonance modes in an immersion-type sonochemical reactor[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2013, 20(1): 565–570.
- [12] Lebon G S B, Tzanakis I, Pericleous K, et al. Experimental and numerical investigation of acoustic pressures in different liquids[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2017, 42(1): 411–421.
- [13] Tudela I, Sáez V, Esclapez M D, et al. Simulation of the spatial distribution of the acoustic pressure in sonochemical reactors with numerical methods: a review[J]. Ultrasonics Sonochemistry, 2014, 21(3): 909–919.
- [14] Wood A B. A textbook of sound[M]. New York: The Macmillian Company, 1995: 360–360.
- [15] 姚明宗. 共振式声化学反应器之分析与实验 [D]. 台南: 成功 大学, 2009.