

◇ 研究报告 ◇

超声振动珩磨作用下空化泡动力学及影响参数*

郭 策[†] 祝锡晶 刘国东 王建青 成 全

(中北大学 机械与动力工程学院 太原 030051)

摘要 为了合理利用超声振动珩磨作用下的空化效应,以磨削区单个空化泡为研究对象,考虑珩磨头合成扰动速度和珩磨压力的作用建立了磨削区空化泡的动力学模型。数值模拟了空化泡初始半径,珩磨压力,液体静压力和超声声压幅值对磨削区空化效应的影响。研究表明考虑超声振动珩磨作用时,空化泡膨胀的幅值会受到抑制,其溃灭时间也会缩短,而且较容易出现稳态空化。珩磨压力和液体静压力对磨削区空化主要起抑制作用,超声波声压幅值在一定范围内能够促进磨削区空化效果的提升。本文的研究为进一步理解超声振动珩磨的空化机理提供了理论支持。

关键词 超声振动,珩磨,空化泡,动力学

中图分类号: O427.4; TG580.67; N941.3s

文献标识码: A

文章编号: 1000-310X(2015)01-0051-07

DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2015.01.008

Dynamics of cavitation bubble and parameters under ultrasonic vibration honing*

GUO Ce[†] ZHU Xijing LIU Guodong WANG Jianqing CHENG Quan

(School of Mechanics and Power Engineering, North University of China city, Taiyuan 030051, China)

Abstract In order to make good use of the cavitation effect under power ultrasonic honing, based on a cavitation bubble in the grinding area, the dynamic model of cavitation bubble was established with consideration of ultrasonic honing velocity and honing pressure. The effect of initial bubble radius, honing pressure, hydrostatic pressure and acoustic amplitude on the cavitation in the grinding area was simulated numerically. The results show that taking the effect of ultrasonic vibration honing into account, the expansion of cavitation bubble is inhibited, the collapse time is reduced and it is easy to generate stable cavitation. The cavitation effect in the grinding area can be decreased by honing pressure and ambient hydrostatic, and increased by acoustic amplitude within a certain range. The study provides a theoretical support for further understanding the cavitation mechanism of ultrasonic vibration honing.

Key words Ultrasonic vibration, Honing, Cavitation bubble, Dynamics

2014-04-16 收稿; 2014-06-14 定稿

*国家自然科学基金项目 (50975265, 51275490), 山西省研究生优秀创新项目 (20143077)

作者简介: 郭策 (1986-), 男, 山西怀仁县人, 博士研究生, 研究方向: 功率超声振动加工技术。

[†] 通讯作者 E-mail: guoce1027@163.com

1 引言

超声振动珩磨是功率超声振动加工在精密及超精密加工领域的重要应用之一,该技术在脆硬性、难加工材料如 38CrMnA、42MnCr52、NdFeB 以及陶瓷材料的加工中取得了良好的效果^[1-3]。超声振动珩磨加工过程磨削区(由油石表面—切削液—工件内壁面组成的加工环境)会发生空化效应,产生大量的空化泡。

空化泡不稳定,不断地生长、膨胀、压缩乃至崩溃,其溃灭时还会产生局部的高温高压效应^[4,5]。Rayleigh 指出无粘性、不可压缩液体中的空化泡崩溃会释放冲击波。Lauterborn 等人利用高速摄影技术测得半径约为 500 μm 的空化泡,可以产生 1 kPa 的冲击波^[6]。Kornfeld 和 Suvorov 认为空化泡可能是非轴对称的溃灭,溃灭时会产生一束穿过气泡的液体射流^[7]。E. A. Brujan 试验测量近壁面空化泡产生的微射流可达 1500 m/s^[8]。由于空化的非线性振动,以及溃灭产生的冲击波、微射流等效应,因此很容易对潜艇螺旋桨、水轮机和蒸汽机以及液体射流喷嘴产生腐蚀作用^[9],但与此同时,空化强大的破坏效应在功率超声振动加工界如超声清洗、超声切割和超声碎石等领域已引起足够重视^[10],探讨空化在功率超声振动加工中的作用机理以及对空化泡的预测、控制和利用是进一步完善功率超声加工理论的基础。

描述气泡的动力学规律可以用空化泡动力学模型来表示。目前,较为经典的模型是 Rayleigh-Plesset 模型,其它模型都是由该模型演变而得到的,包括较为著名的 Keller-Miksis 模型、Flynn 模型、Prosperetti 模型、Gilmore 模型等等。作者前期对超声振动珩磨磨削区空化声场的分布及气泡的辐射声场进行过探讨^[11-12]。本文将在前期研究的基础上,考虑珩磨头合成扰动速度和珩磨压力建立磨削区空化泡的动力学模型,同时也对影响超声振动珩磨气泡动力学特性的重要参数进行分析。

2 超声振动珩磨磨削区气泡动力学

2.1 超声振动珩磨的物理环境

珩磨加工是利用均匀分布在珩磨头部的珩磨油石,通过涨心机构施加径向的珩磨压力 p_h 从而将

油石紧紧压向缸套内壁。对于传统珩磨,珩磨头只进行往复和旋转运动,而对于超声振动珩磨,油石还被附加了超声振动。超声振动珩磨通常采用煤油或乳化液作为切削液,切削液以一定的流速及压力经过喷嘴注入到磨削区,从而对珩磨加工过程起到冷却和润滑的作用。由于磨削区作用空间狭窄,逐渐注入到狭窄空间的切削液在珩磨头速度 v_e 的扰动下被分散成大量的微小的液滴和泡核,并存储到油石及缸套内壁面的狭窄微空间内。

图 1 为超声振动珩磨的物理环境,设珩磨头旋转速度为 v ,往复速度为 v_a ,那么此时切削液受到珩磨头的合成扰动速度 v_e 为

$$v_e = \sqrt{v^2 + v_a^2}. \quad (1)$$

超声珩磨加工过程中,由于油石表面产生了高频(18~22 kHz)及高幅(10~20 μm)振动,油石表面、缸套内壁面的微观缝隙、切削液中大量微小气泡或泡核就会在超声波的作用下被激活,并表现为迅速生长和膨胀,然后突然溃灭分裂成更多的小气泡,也有可能表现为再次重复生长和崩溃的动力学过程。切削液初始流入磨削区时,受到的扰动较小,此时初生空化产生的气泡表现为游移气泡,而后随着切削液在合成扰动速度 v_e 的作用下,还可能产生类似于螺旋桨的梢涡空化。

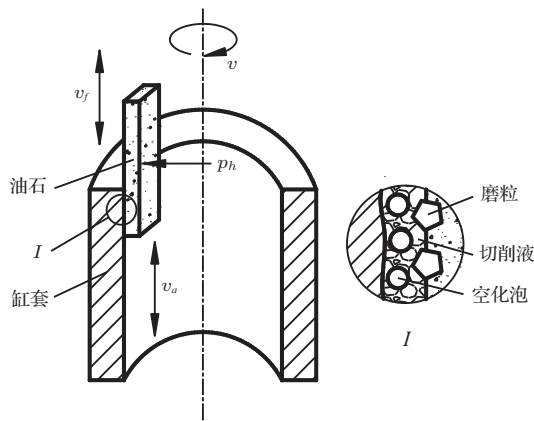


图 1 超声振动珩磨加工过程的物理环境

Fig. 1 Physical environment of ultrasonic vibration honing in machining

2.2 磨削区气泡动力学模型

本文对气泡假设如下:气泡在运动过程中始终保持球形,而且球心固定;忽略气泡自身重量;气泡内的气体近似为理想气体;液体不可压缩;考虑切削

液的粘滞性和表面张力;不考虑气泡振动在切削液传播的辐射阻尼。那么,基于 Rayleigh-Plesset 方程的推导方法,切削液中的气泡在外力 W 的作用下,转化为气泡的动能 E_k 和其它形式的能量 ΔE ,即

$$W = E_k + \Delta E. \quad (2)$$

首先考虑到切削液中气泡的动能 E_k ,

$$E_k = E_{k1} + E_{k2}, \quad (3)$$

式中, E_{k1} 为转化为气泡自身半径变化的动能; E_{k2} 为气泡随切削液一起流动的动能。那么,

$$E_k = \int_R^\infty \frac{1}{2} \rho \left(\frac{R^2}{r^2} \frac{dR}{dt} + v_e^2 \right)^2 4\pi r^2 dr, \quad (4)$$

式中, R 为空化泡的半径; r 为距离气泡中心的距离。

而外力对气泡做功 W 为

$$W = - \int_{R_0}^R p \cdot 4\pi R^2 dR, \quad (5)$$

$$p = \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - p_v \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} + p_v + p_a \sin 2\pi f t - p_0 - p_h - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (6)$$

式中, p_0 为切削液静压力; R_0 为空化泡的初始半径; σ 为切削液表面张力系数; p_a 为声压幅值; p_v 为切削液的饱和蒸汽压; f 为超声波频率; p_h 为挤压切削液的珩磨压力; μ 为切削液的粘滞系数; k 为系数,当 $k=1$ 时,泡内理想气体为等温过程;当 $k=\gamma$ 时,视为绝热过程, γ 为气体的绝热指数(即气体的等压比热与等容比热之比)。

将式(4)~(6)代入式(2),忽略 ΔE ,就可以得到超声振动磨削区气泡的动力学模型如下:

$$\begin{aligned} & R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{3}{2} v_e^2 \\ &= \frac{1}{\rho} \left[\left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - p_v \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} + p_v + p_a \sin 2\pi f t - p_0 - p_h - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

2.3 数值求解方法与初始条件

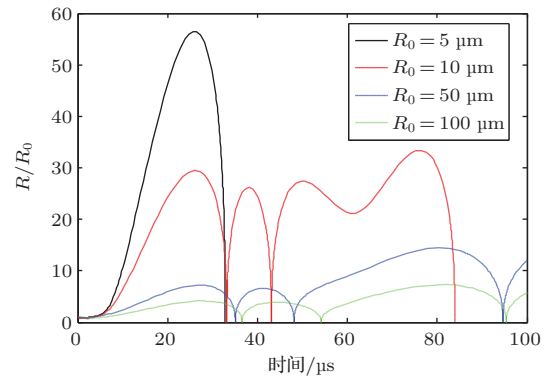
利用四阶 Runge-Kutta 方法对式(3)进行数值模拟,初始条件为: $t=0$ 时, $R=R_0$, $dR/dt=0$ 。本文液体环境为煤油,其物理参数为: $\rho=800 \text{ kg/m}^3$, $\sigma=0.024 \text{ N/m}$, $\mu=1.49 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $k=1.4$ 。根据超

声珩磨的加工特点及工艺, $f=20 \text{ kHz}$, $v=\pi d n$ ($d=47 \text{ mm}$, $n=80 \text{ r/min}$), $v_a=0.05 \text{ m/s}$ [13]。

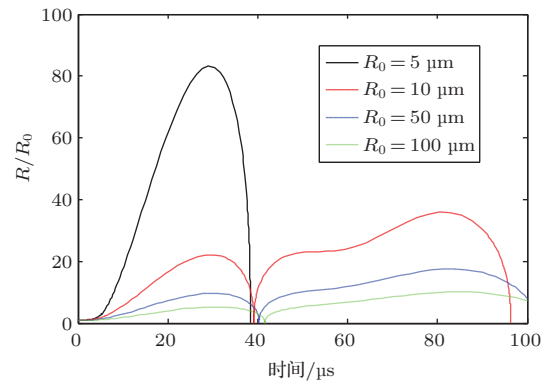
3 结果与讨论

3.1 气泡初始半径对气泡运动的影响

强超声作用下液体介质会出现许多不同尺度的气泡,在同样的声波作用下,不同尺度气泡虽然遵循相同的力学规律,但是振动行为并不相同。考虑超声振动珩磨作用下切削液中的气泡,显然又会表现出新的变化规律。选择 $p_0=0.3 \text{ MPa}$, $p_h=0.4 \text{ MPa}$, $p_a=1.2 \text{ MPa}$,对 R_0 为 $5 \mu\text{m}$ 、 $10 \mu\text{m}$ 、 $50 \mu\text{m}$ 、 $100 \mu\text{m}$ 的气泡分别进行数值求解,得到气泡无量纲位移随时间的变化如图2。对比图2(a)、2(b)可以看出,当空化泡初始半径较小如 $R_0=5 \mu\text{m}$ 时,气泡会在超声作用下生长,膨胀至最大值后开始压缩直至崩溃,而考虑超声振动珩磨作用的气泡膨胀的幅值较低、溃灭时间也较短。这说明考虑超声振动珩磨作用



(a) 考虑超声振动珩磨作用



(b) 未考虑超声振动珩磨作用

图2 气泡无量纲位移随时间变化

Fig. 2 The dimensionless displacements of bubbles versus time

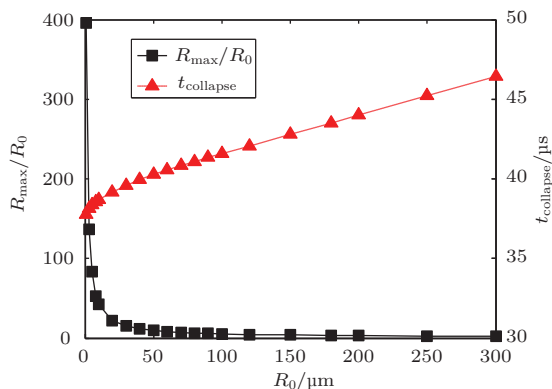
时,气泡膨胀的振动受到了抑制。随着 R_0 的逐渐增大,气泡振动开始变的更为复杂,甚至经历多个振荡周期才溃灭。图2(a)中当 $R_0 = 10 \mu\text{m}$ 时,气泡经历三个声周期才最终溃灭,而图2(b) 气泡振动一个声周期就完成了溃灭,对比气泡首次压缩的时间可以看出考虑超声振动珩磨作用时,气泡首次压缩的时间更短。对于初始半径较大的气泡如 $R_0 = 50$ 、 $100 \mu\text{m}$,气泡膨胀的幅值进一步降低,气泡会经历更多个声周期振荡才会溃灭,气泡首次压缩到最小的时间也会更长。

保持初始参数 p_0 、 p_h 、 p_a 等参数不变,本文也对其它初始半径空化泡的无量纲位移随时间的变化进行了计算,得到结果如图3。图中纵坐标为气泡最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 与溃灭时间 t_{collapse} ,横坐标为空化泡初始半径。可以看出随着 R_0 的增大, $R_{\max}/R_0$ 逐渐减少,特别是 R_0 较小的时候,其 $R_{\max}/R_0$ 可以达到很高的值,但是当 R_0 较大时,

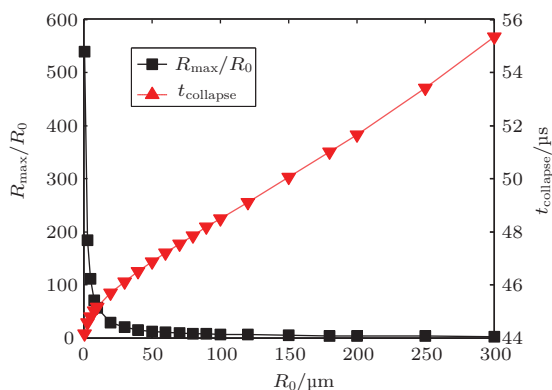
$R_{\max}/R_0$ 甚至接近与零。而随着 R_0 的增大,其溃灭时间 t_{collapse} 近似于线性上升。对比图3(a)、3(b)可以发现,考虑超声振动珩磨作用时,空化泡的无量纲最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 较低,而溃灭时间 t_{collapse} 也较短。

3.2 珩磨压力对气泡运动的影响

超声振动珩磨加工时,油石在珩磨压力 p_h 的作用下,将其表面的切削液紧紧地压向材料表面,通过控制珩磨压力可以间接的实现控制磨削区空化的强弱。选择 $p_0 = 0.3 \text{ MPa}$, $p_a = 1.2 \text{ MPa}$, 对 $R_0 = 10 \mu\text{m}$ 的空化泡进行数值模拟,得到结果如图4。图4(a) 表明,珩磨压力较小时,空化泡直接溃灭如 $p_h = 0.2 \text{ MPa}$,当珩磨压力逐渐增大时,空化泡开始变的不稳定,会振荡多个周期才会发生溃灭如 $p_h = 0.4 \text{ MPa}$,当珩磨压力增大到一定值时(本算例 $p_h = 0.6 \text{ MPa}$),空化泡会周期性的重复膨胀及压缩的过程,近似于稳态空化。图4(b) 保持 p_0 、 p_a



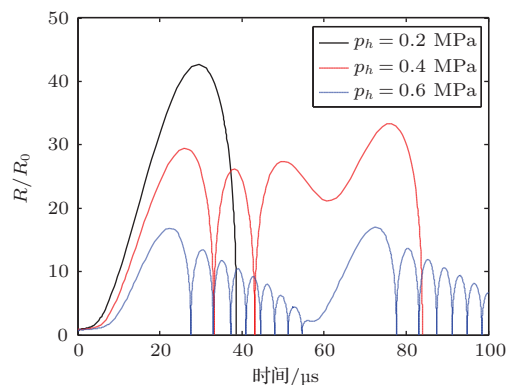
(a) 考虑超声振动珩磨作用



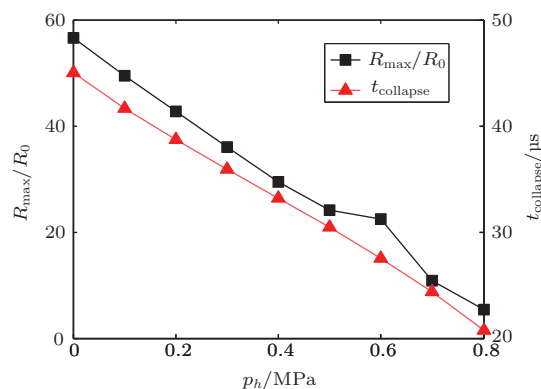
(b) 未考虑超声振动珩磨作用

图3 不同初始半径空化泡的无量纲膨胀幅值与溃灭时间

Fig. 3 The dimensionless amplitude of bubble expansion and collapse time versus initial bubble radius



(a) 气泡无量纲位移随时间变化



(b) 珩磨压力与 $R_{\max}/R_0$ 、 t_{collapse} 关系

图4 珩磨压力对气泡运动规律的影响

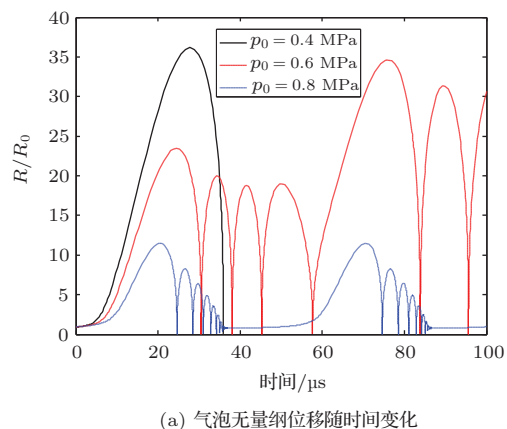
Fig. 4 Effect of honing pressure on bubble motion

等参数不变,给出了珩磨压力与无量纲最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 和溃灭时间 t_{collapse} 的关系。可以看出随着珩磨压力的增大,空化泡的无量纲最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 会逐渐降低,而溃灭时间 t_{collapse} (主要记录的是气泡首次压缩到最小值的时间) 也会缩短,这说明珩磨压力对空化泡的振动更多的体现的是抑制的作用。值得注意的是当 $p_h = 0.6$ MPa 时,图4(b)中 $R_{\max}/R_0$ 出现了短暂的跳动,而该值正是空化泡由瞬态转变为稳态的临界点,说明合理的控制珩磨压力能够更好的控制空化的强度及类型。实验中发现当珩磨压力增加到1.5~2 MPa的时候,超声珩磨的磨削效果将不再增加。由于较高的珩磨压力对机床本身的刚度及珩磨头体的刚度都要求很高,除此之外,作者认为由于较高的珩磨压力导致磨削区空化效果很微弱,而且主要以稳态空化为主,这也是超声振动珩磨加工过程中不易选择较高珩磨压力的重要原因之一。

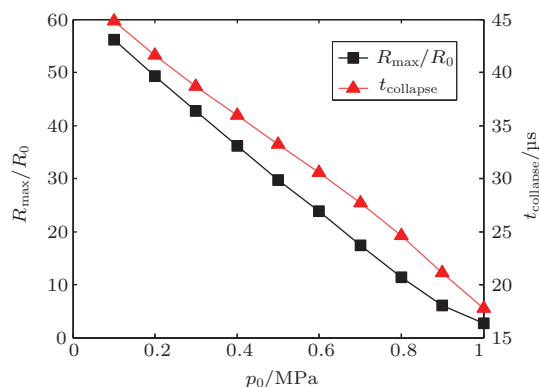
3.3 液体静压力对气泡运动的影响

超声振动珩磨环境下,切削液由喷嘴注入到磨削区,通过控制喷嘴切削液的流速及压力就可以控制液体静压力,从而控制切削液中的空化。选择 $p_h = 0.2$ MPa, $p_a = 1.2$ MPa, 对初始半径 $R_0 = 10$ μm 的空化泡进行数值模拟,得到结果如图5。图5(a)表明,液体静压力较小时,空化泡直接溃灭如 $p_0 = 0.4$ MPa; 当液体静压力逐渐增大时,空化泡开始变的不稳定,会连续振荡多个周期如 $p_0 = 0.6$ MPa 时,空化泡在首次溃灭后经过多次反弹甚至反弹的幅值要超过首次膨胀的幅值,这主要与本文模型中忽略了液体可压缩性及声波向液体介质中传播的阻尼所致。当液体静压力 p_0 增大到0.8 MPa,空化泡开始进行周期性的重复膨胀及压缩的过程,近似于稳态空化。保持 p_h 、 p_a 等参数不变,图5(b)给出了液体静压力与无量纲最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 和溃灭时间 t_{collapse} 的关系。可以看出随着液体静压力的增大,空化泡的无量纲最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 会逐渐降低,而溃灭时间 t_{collapse} 也会缩短,这说明液体静压力对于磨削区的空化也体现出抑制的作用。由于超声波的声压幅值只有大于液体静压力才能在切削液中形成负压,从而导致空化的初生,因此较大的液体静压力空化效果微弱甚至不产生空化。从式(10)也可以看出液体静压力 p_0 与珩磨压力 p_h 协同对空化泡进行作用,因此二者

共同改变切削液的压力环境,在实验中液体静压力可以通过喷嘴与流速进行控制,其压力值主要维持在0.1~0.5 MPa之间。



(a) 气泡无量纲位移随时间变化



(b) 液体静压力与 $R_{\max}/R_0$ 、 t_{collapse} 关系

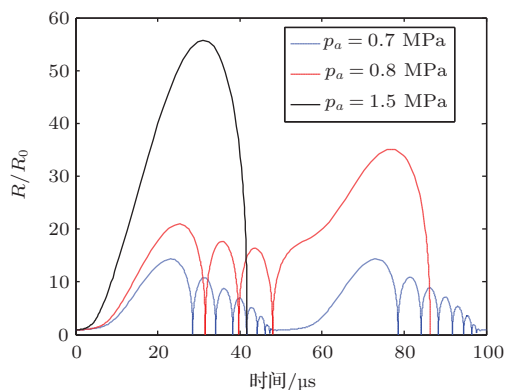
图5 液体静压力对气泡运动规律的影响

Fig. 5 Effect of hydrostatic pressure on bubble motion

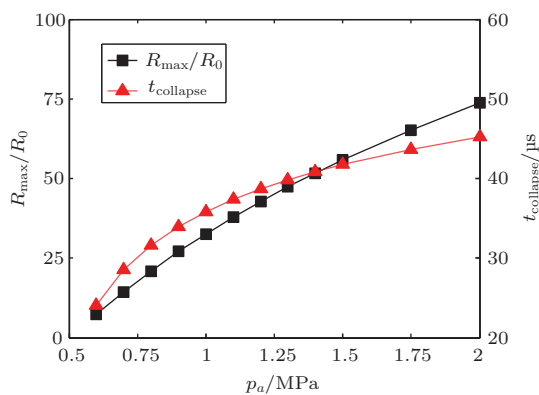
3.4 超声波声压幅值对气泡运动的影响

超声振动珩磨加工时,超声波声压幅值主要指的是油石表面产生的高幅振动,声压幅值的强度与超声振动珩磨装置结构,材料及超声波性质有关,合理的控制超声波声压幅值对于气泡运动规律体现明显。选择 $p_h = 0.2$ MPa, $p_0 = 0.3$ MPa, 对 $R_0 = 10$ μm 的空化泡进行数值模拟,得到结果如图6。图6(a)表明,超声波声压幅值较小时,空化泡直接溃灭如 $p_a = 0.7$ MPa; 增大超声波声压幅值时,空化泡会变得不稳定,会振荡多个周期然后溃灭如 $p_a = 0.8$ MPa, 然而较大的超声波声压幅值也会出现稳态空化的问题,如 $p_a = 1.5$ MPa。保持 p_h 、 p_0 等参数不变,图6(b)给出了超声波声压幅值与无

量纲最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 和溃灭时间 t_{collapse} 的关系。可以看出随着超声波声压幅值的增大,空化泡的无量纲最大膨胀幅值 $R_{\max}/R_0$ 会逐渐增大,而溃灭时间 t_{collapse} 也会延长,但是当超声波声压幅值较大时,其 $R_{\max}/R_0$ 和 t_{collapse} 增大的趋势近似平缓,说明超声波声压幅值控制在一定的范围内,有助于空化效果的提升,当其值超过这一范围时继续增大超声波声压幅值其空化效果将不再增强。由超声波声压幅值的近似公式 $p_a = \rho c \omega A$ (式中: ρ 为切削液的密度, c 为超声波在切削液中的传播速度, ω 为超声波角频率, A 为超声波振幅) 可以看出,影响 p_a 的因素较多,此外还会受到磨削区边界条件的影响,特别是 A 和 ω 会受到超声振动系统设计的限制,这些都使得 p_a 并不利于加工过程中的调节,理论上主要控制在 0.7~1.5 MPa 之间。如何在超声振动珩磨过程中实现精确控制超声波声压幅值将是超声振动珩磨技术领域面临的一大难题。



(a) 气泡无量纲位移随时间变化



(b) 超声波声压幅值与 $R_{\max}/R_0$ 、 t_{collapse} 关系

图 6 超声波声压幅值对气泡运动规律的影响

Fig. 6 Effect of acoustic amplitude on bubble motion

4 结论

研究超声振动珩磨环境下磨削区气泡的运动特性是超声空化效应在机械领域的新应用。本文首先理论解释了超声振动珩磨环境下磨削区空化初生机理,通过考虑珩磨头的合成扰动速度和珩磨压力等因素对 Rayleigh-Plesset 模型进行了修正。通过分析发现:

(1) 考虑超声振动珩磨的作用,空化泡膨胀的幅值会受到抑制,其溃灭时间也会缩短,而且较容易出现稳态空化。

(2) 珩磨压力和液体静压力对磨削区空化泡的振动更多的体现的是抑制的作用,特别是合理的控制珩磨压力能够得到瞬态空化转变为稳态空化的临界点。

(3) 超声波声压幅值控制在一定的范围内,有助于空化效果的提升,但当其值超过某一范围时继续增大超声波声压幅值其空化效果将不再增强。

在工程实际应用过程中,磨削区还会受到极端环境如高温、高压以及大量脱落的切屑和磨粒的影响,故本文对磨削区空化泡的研究是基于理想液体的情况,为超声振动珩磨实际加工提供必要的理论指导。

参 考 文 献

- [1] ZHU X S, XU K W, ZHAO B, et al. Experimental and theoretical research on 'local resonance' in an ultrasonic honing system[J]. Journal of Materials Processing Technology, 2002, 129(1/2/3): 207-211.
- [2] ZHU X J, WANG J Q, CHENG Q, et al. Research on dynamic grinding force in ultrasonic honing chatter[J]. Advances in Grinding and Abrasive Technology, 2011, 487: 433-437.
- [3] ZHU X J, WANG J Q, CHENG Q, et al. Radial power ultrasonic vibration honing friction analysis[J]. Solid State Phenomena: Application of Diamond and Related Materials, 2011, 175: 183-186.
- [4] 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 cavitations[J]. J. Applied Acoustics, 2009, 28(5): 389-400.
- [5] SOHRAB B, AMIN J S, WIRIA S, et al. Towards classification of the bifurcation structure of a spherical cavitation bubble[J]. Ultrasonics, 2009, 49(8): 605-610.

- [6] LAUTERBOR W, KURZ T, GEISLES R, et al. Acoustic cavitation bubble dynamics and sonoluminescence[J]. *Ultrasonics Sonochemistry*, 2007, 14(4): 484–491.
- [7] KORNFELD D M, SUVOROV L. On the destructive action of cavitation[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 1944, 15: 495–506.
- [8] BRUJAN E A, IKEDA T, MATSUMOTO Y. On the pressure of cavitation bubbles[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2008, 32(5): 1188–1191.
- [9] MAHDI M, EBRAHIMI R, SHAMS M. Numerical analysis of the effects of radiation heat transfer and ionization energy loss on the cavitation bubble's dynamics[J]. *Physics Letters A*, 2011, 375(24): 2348–2361.
- [10] TAKSHI N, MASATO I, MASATOSHI F. Cavitation damage reduction by microbubble injection[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2008, 586(3): 382–386.
- [11] 郭策. 功率超声珩磨磨削区空化泡动力学及其辐射声场[D]. 太原: 中北大学, 2013.
- [12] LIU G D, ZHU X J, GUO C. Research on modeling and simulation of cavitations sound field in the grinding zone of the power ultrasonic honing[J]. *Acta Acoustica*, 2013, 38(6): 663–668.
- [13] 祝锡晶. 功率超声振动珩磨技术的基础与应用研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2007.