钢铁冶金与材料

功率超声作用下钢液中空化泡尺寸的演变特性

王 顺, 陈 敏*, 郭 庆, 程伟浩

(东北大学冶金学院, 辽宁 沈阳 110819)

摘 要: 利用四阶龙格库塔法, 通过 Matlab 软件求解功率超声作用周期 T 与空化泡半径 R 之间的函数关系, 研究了声压幅值、频率、初始平衡半径和气体多变指数对钢液中空化泡尺寸的影响。结果表明, 1 ~ $2P_0$ 范围内产生稳态空化, 频率和初始平衡半径的增加均使空化泡的峰值半径增大, 初始平衡半径由 5 μm 增加至 50 μm 时, 空化泡的峰值半径分别增加了 0.35 μm 和 90.75 μm; 频率由 20 kHz 增加至 80 kHz 时, 空化泡的峰值半径仅增加了 0.84 μm。3 ~ $100P_0$ 范围内产生瞬态空化, 初始平衡半径由 5 μm 增加至 20 μm 时, 空化泡的峰值半径由 423.01 μm 增加至 896.12 μm, 而初始平衡半径增加至 50 μm 时, 空化泡的峰值半径减小为 544.16 μm; 频率为 20 kHz 时, 空化泡经历 2 次膨胀与收缩过程后崩溃, 空化泡的峰值半径为 488.05 μm。气体多变指数对稳态和瞬态空化条件下的空化效应影响较小, 当气体多变指数由 1 增加至 1.65 时, 空化泡峰值半径分别减小了 1.6 μm 和 0.35 μm。

关键词: 钢液; 炉外精炼; 功率超声; 空化泡半径; 四阶龙格库塔法

中图分类号: TF769　　**文献标志码:** A　　**文章编号:** 1004−7638(2023)05−0122−08

DOI: 10.7513/j.issn.1004-7638.2023.05.019　　**开放科学 (资源服务) 标识码 (OSID):**

听语音 与作者互动 聊科研

Evolution characteristics of cavitation bubble size in liquid steel under power ultrasound

Wang Shun, Chen Min*, Guo Qing, Cheng Weihao

(School of Metallurgy, Northeastern University, Shenyang 110819, Liaoning, China)

Abstract: The effects of sound pressure amplitude, frequency, initial equilibrium radius of the cavitation bubble and gas multiplicity index on the cavitation bubble size in the liquid steel were investigated by solving the function of the power ultrasonic action period T and the cavitation bubble radius R using the Fourth-Order Runge Kutta method by Matlab software. The results showed that steady-state cavitation occurred in the range of 1~$2P_0$, and the peak radius of cavitation bubble increased with the increase in the frequency and initial equilibrium radius. The initial equilibrium radius increased from 5 μm to 50 μm, and the cavitation bubble peak radius was increased by 0.35 μm and 90.75 μm, respectively. The peak radius of the cavitation bubble was increased by only 0.84 μm when the frequency increased from 20 kHz to 80 kHz. The transient cavitation occurred in the range of 3~$100P_0$. The peak radius of the cavitation bubble increased from 423.01 μm to 896.12 μm when the initial equilibrium radius was increased from 5 μm to 20 μm, while the peak radius of the cavitation bubble decreased to 544.16 μm when the initial equilibrium radius was increased to 50 μm. The cavitation bubble underwent two expan-

收稿日期: 2023−01−15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (52174301, 51974080)。

作者简介: 王顺, 1998 年出生, 男, 安徽淮南人, 硕士研究生, 主要从事炉外精炼相关研究, E-mail: wangshun1029@163.com;

*通讯作者: 陈敏, 1969 年出生, 男, 教授, 博士生导师, E-mail: chenm@smm.neu.edu.cn。

sion and contraction processes before collapsing with a peak cavitation bubble radius of 488.05 μm at a frequency of 20 kHz. The gas multiplicity index had a little influence on the cavitation effect under the steady-state and transient cavitation conditions. The cavitation bubble peak radius was only decreased by 1.6 μm and 0.35 μm, respectively, when the gas multiplicity index increased from 1 to 1.65.

Key words: liquid steel, secondary refining, power ultrasound, cavitation bubble radius, fourth-order Runge Kutta method

0　引言

功率超声因其产生的空化效应可提高化学反应速率而广泛应用于冶金领域, Rayleigh 建立的空化泡动力学模型为超声空化的研究提供了理论依据[1−3]。目前, 空化泡在功率超声作用下的研究主要集中于水溶液模拟体系, 以直观的方式观察空化泡运动过程中尺寸的变化, 并不能定量描述空化泡尺寸的演变行为[4−5]。此外, 目前关于空化泡的研究主要集中在常温下水溶液中, 或功率超声作用下对钢液中夹杂物去除的影响, 缺少功率超声对钢液中空化泡尺寸演变的影响的系统研究[5−6]。

由于空化泡不是规则的球形, 且受力情况与能量的交换过程较为复杂, 目前存在的方程难以准确描述空化泡尺寸的变化规律[7−8]。基于这一问题, 笔者利用 Matlab 软件运用四阶龙格库塔算法[9], 在 R-P 方程的基础上引入能量粘滞损耗及辐射阻尼项, 对功率超声作用下钢液中单个空化泡尺寸的演变进行研究, 分析声压幅值、频率、空化泡初始平衡半径和气体多变指数等因素对空化泡尺寸的影响, 探究稳态空化及瞬态空化条件下的空化效应, 旨在得出功率超声参数对钢液中空化泡尺寸演变行为的影响规律, 为探究功率超声产生的空化效应对钢液中流动及传质行为提供理论依据。

1　模型建立

1.1　基本假设

功率超声在钢液中传播产生的空化泡发生膨胀与收缩, 为了简化计算做以下假设[10−11]:

1)钢液为不可压缩流体, 忽略温度与密度的变化;

2)空化泡为球形, 且仅做径向运动, 运动只与径向轴有关;

3)空化泡的半径远小于距钢包壁的距离;

4)不考虑重力和浮力对空化泡的影响;

5)不考虑空化泡外液体边界层的化学反应。

1.2　控制方程

Rayleigh-Plesset 方程:

$$R\frac{\partial^2 R}{\partial t^2}+3/2\frac{\mathrm{d}R^2}{\mathrm{d}t}+\left(4\nu_{\mathrm{l}}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)/R+\frac{2\sigma}{\rho_{\mathrm{l}}R}=(P_{\mathrm{B}}(t)-P_{\infty}(t))/\rho_i \tag{1}$$

功率超声作用下钢液与蒸气处于相对平衡状态, 则:

$$P(R)=\left(R+\frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3k}+P_v-\frac{2\sigma}{R} \tag{2}$$

由于空化泡演变过程中存在能量粘滞损耗及辐射阻尼, 则:

$$R\left(\frac{(\mathrm{d}^2R)}{(\mathrm{d}t^2)}\right)+3/2\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=1/\rho\left[(P_0+2\rho/R_0)\left(\frac{R_0}{R}\right)^3n-P_{\mathrm{A}}-P_0-2\frac{\rho}{R}\right]-\frac{4\mu}{\rho R}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}+\frac{R}{\rho c}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[\left(P_0+\frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3n}-P_{\mathrm{A}}\right] \tag{3}$$

功率超声作用在空化泡壁上的压力:

$$P_{\mathrm{A}}=P_a\sin\omega t \tag{4}$$

$$\omega=2\pi f \tag{5}$$

功率超声周期 T:

$$T=1/f \tag{6}$$

式中, μ 为粘滞系数, Pa·s; R 为空化泡瞬时半径, μm; R_0 为空化泡初始平衡半径, μm; ν_{l} 为液相运动粘度, 取值 0.006 7 $\mathrm{m^2/s}$; σ 为表面张力系数, 取值 1.4 N/m; P_0 为静压力, 取值 101 325 Pa; $P_{\mathrm{B}(t)}$为空化泡内压力, 取值 6 Pa; $P_{\infty(t)}$为无穷远处压力, Pa; P_{A} 为超声波声压幅值, Pa; P_{v} 为饱和蒸汽压, Pa; ρ_{l} 为液相密度, 取值 7 000 $\mathrm{kg/m^3}$; t 为功率超声作用时间, s; T 为功率超声作用周期, s; k 为气体多变指数; ω 为功率超声角频率, rad/s; f 为频率, kHz。

1.3　计算求解

R-P 方程为非线性二阶常微分方程, 常规方法无法求解此方程的数值解, 采用四阶龙格库塔法进行迭代求解[4]。

$$y=\dot{R} \tag{7}$$

$$\dot{y}=\ddot{R}=\frac{1}{\rho R}\left[\left(P_0+\frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma}-\frac{2\sigma}{R}-\frac{4\mu\dot{R}}{R}-P_0+P_v+P_A\right] \quad (8)$$

假设时间步长为 h, 四阶龙格库塔法计算所涉及的方程如下。

$$y_{n+1}=y_n+h\dot{R}_n+\frac{h}{6}(k_1+2k_2+2k_3+k_4) \quad (9)$$

$$\dot{y}_{n+1}=\dot{y}_n+\frac{h}{6}(k_1+2k_2+2k_3+k_4) \quad (10)$$

其中:

$$k_1=f(x_n,y_n) \quad (11)$$

$$k_2=f\left(x_n+\frac{h}{2},y_n+\frac{h}{2}k_1\right) \quad (12)$$

$$k_3=f\left(x_n+\frac{h}{2},y_n+\frac{h}{2}k_2\right) \quad (13)$$

$$k_4=f(x_n+h,y_n+k_3) \quad (14)$$

1.4 研究方案

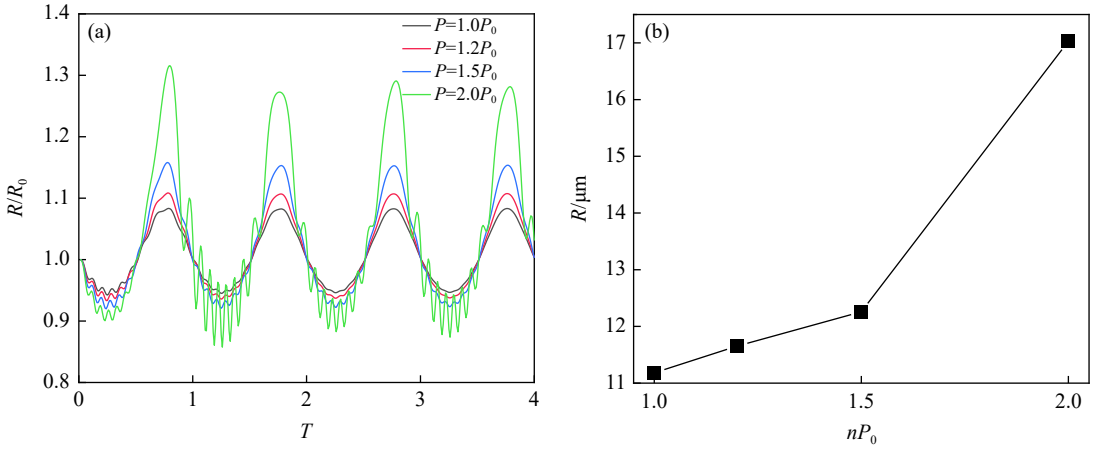
通过改变声压幅值、频率、空化泡初始平衡半径及气体多变指数考察功率超声参数对钢液中空化泡半径的影响, 以空化泡半径的大小为指标评价空化效应的强弱。通过方程(7)与方程(8)可以得到空化泡半径, 以 R/R_0 值表述空化泡尺寸的变化规律。

所涉及的参数及初始条件取值为: 声压幅值 P_A 取值范围是 1 ~ 100P_0; 超声频率 f 的取值范围是 20 ~ 80 kHz; 空化泡初始平衡半径 R_0 的取值范围为 1 ~ 50 μm; 气体多变指数 k 的取值范围为 1 ~ 1.65。其中, 气体多变指数定义为: 在实际热力内平衡过程中, 如果 P 乘以 v 的 n 次方为一个定值, 则称这个过程为多变过程, 以 k 描述气体多变指数。

2 结果与讨论

2.1 声压幅值对钢液中空化泡半径演变过程的影响

在频率为 24 kHz, 空化泡初始平衡半径为 10 μm, 气体多变指数为 1.35 条件下, 探究声压幅值对空化泡半径演变的影响。利用 Matlab 软件计算得到的空化泡半径与初始平衡半径的比值(R/R_0)随声压幅值变化的曲线如图 1 和图 2 所示。



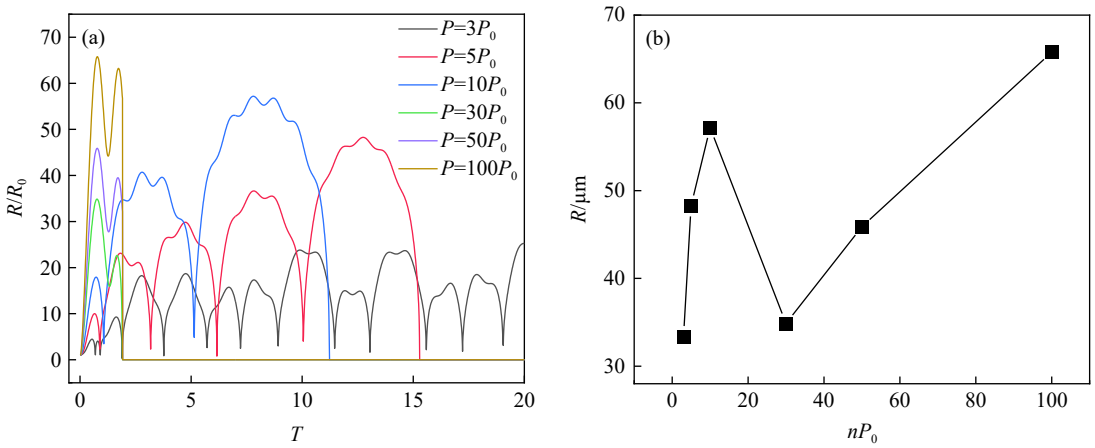
(a)R/R_0 随周期 T 的变化; (b)空化泡的峰值半径

图 1 1～2P_0 范围内声压幅值对钢液中空化泡半径的影响

Fig. 1 Influence of sound pressure amplitude on cavitation bubble radius in the liquid steel in the range of 1~2P_0

由图 1(a)可见, 声压幅值在 1 ~ 1.5P_0 范围内变化时, 钢液中空化泡半径变化趋势为正弦曲线, 随着声压幅值的增加, 空化泡的半径变化幅度增强。当声压幅值为 2P_0 时, 在 nT/2 周期内, 空化泡半径的演变仅表现为振动幅度明显增强, 但在(n+1)T/2 周期内, 空化泡半径演变的过程中出现振荡现象, 但空化泡未发生崩溃, 为稳态空化。声压幅值在 1 ~ 2P_0 范围内, 空化泡半径做周期性振荡, 由于声压幅值的增加, 空化效应对空化泡的作用增强, 表现为负压区功率超声对空化泡的拉伸作用增强, 空化泡的半径增大; 在正压区功率超声对空化泡的压缩作用增强, 空化泡的半径减小。空化泡的峰值半径随声压幅值的变化如图 1(b)所示, 声压幅值由 1P_0 增加至 1.5P_0 时, 空化泡的峰值半径由 11.18 μm 增加至 12.26 μm。当声压幅值由 1.5P_0 增加至 2P_0 时, 空化泡的峰值半径增加至 17.03 μm, 且斜率增加, 表明空化泡的峰值半径急剧增加, 而空化泡半径的剧烈变化易使空化现象由稳态空化向瞬态空化转变。因

此有利于稳态空化的声压幅值为 1.5P_0。另外, 稳态空化时产生的空化泡振荡周期较长, 持续上浮, 可在钢液钙处理过程中有效促进夹杂物上浮[10]。



(a)R/R_0 随周期 T 的变化; (b)空化泡的峰值半径

图 2　3～100P_0 范围内声压幅值对钢液中空化泡半径的影响

Fig. 2　Influence of sound pressure amplitude on cavitation bubble radius in the liquid steel in the range of 3~100P_0

由图 2(a)可见, 声压幅值在 3 ~ 100P_0 范围变化时, 随着声压幅值的增加, 空化泡半径与初始平衡半径的比值增加, 空化效应增强。空化泡振动周期缩短, 空化泡的半径变化趋势为非正弦曲线, 空化泡经历若干次膨胀与收缩过程后发生崩溃, 为瞬态空化。另外, 随着声压幅值的增大, 空化泡经历的膨胀与收缩至崩溃次数逐渐减小, 当声压幅值为 10P_0 时, 空化泡经历 3 次膨胀与收缩后发生崩溃, 而当声压幅值大于 30P_0 时, 空化泡在经历 2 次膨胀与收缩过程后发生崩溃。空化泡崩溃前膨胀与收缩过程的减少亦表明空化效应的增强。由图 2(b)可见, 声压幅值在 3 ~ 30P_0 范围内, 空化泡的峰值半径先增加后减小, 在声压幅值由 3P_0 增加至 10P_0 时, 空化泡的峰值半径由 33.37 μm 增加至 57.18 μm, 当声压幅值增加至 30P_0 时, 空化泡的峰值半径减小为 34.86 μm。随后, 当声压幅值由 30P_0 增加至 100P_0 时, 空化泡的峰值半径增加至 65.78 μm。空化泡峰值半径的增加有利于产生瞬态空化, 但过高的声压幅值脱离工业实际操作过程。且声压幅值为 10P_0 与 80P_0 条件下所对应的空化泡峰值半径分别为 57.18 μm 与 58.02 μm, 这表明 10P_0 与 80P_0 条件下所产生的空化效应强度基本一致, 考虑工业实际应用, 瞬态空化适宜的声压幅值为 10P_0。另外, 由于瞬态空化条件下空化泡产生至崩溃所持续的时间较短, 且较高的声压幅值可加速空化泡的运动, 可有效提高钢液内的传质速率。

2.2　稳态空化(1.5P_0)条件下各参数对钢液中空化泡半径的影响

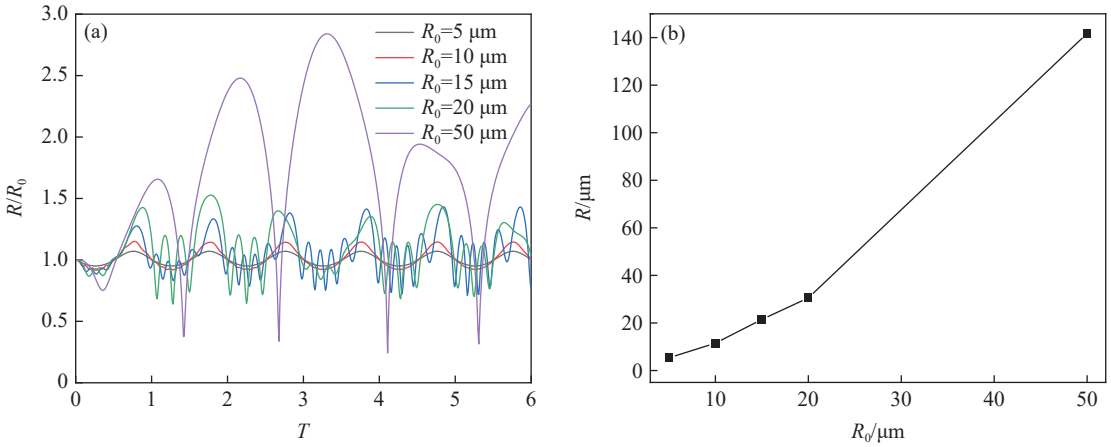
2.2.1　初始平衡半径对钢液中空化泡半径的影响

由图 3(a)可见, 空化泡初始平衡半径在 5 ~ 50 μm 的范围内变化时, 随着空化泡初始平衡半径增大, 空化泡膨胀与收缩的程度增强。这是由于初始平衡半径增大, 可提高空化泡与钢液的接触面积, 促进空化泡对周围能量的吸收, 导致空化泡的峰值半径增大。当空化泡初始平衡半径为 50 μm 时, 空化泡半径变化周期延长, 这是由于空化泡初始平衡半径较大时, 需要更充足的时间吸收能量, 导致空化泡膨胀与收缩周期增加。由图 3(b)可见, 随着空化泡半径的增加, 空化泡的峰值半径增加, 当空化泡初始平衡半径由 5 μm 增加至 50 μm 时, 空化泡的峰值半径由 5.35 μm 增加至 141.75 μm, 与空化泡初始平衡半径相比, 空化泡的峰值半径分别增加了 0.35 μm 和 91.75 μm。因此, 为提高稳态空化条件下的空化效果, 空化泡初始平衡半径应控制在 50 μm。

2.2.2　频率对钢液中空化泡半径的影响

由图 4(a)可见, 频率在 20 ~ 32 kHz 范围内变化时, 空化泡半径变化趋势基本一致, 此频率范围内对空化泡半径的影响较小。当频率为 50 kHz 和 80 kHz 时, 空化泡半径的振荡幅度提高, 表明较高的频率可提高空化泡的半径, 且在一个周期内空化泡半径出现多次振荡。图 4(b)可见, 随着功率超声频率的增加, 空化泡的峰值半径增大。当功率超声

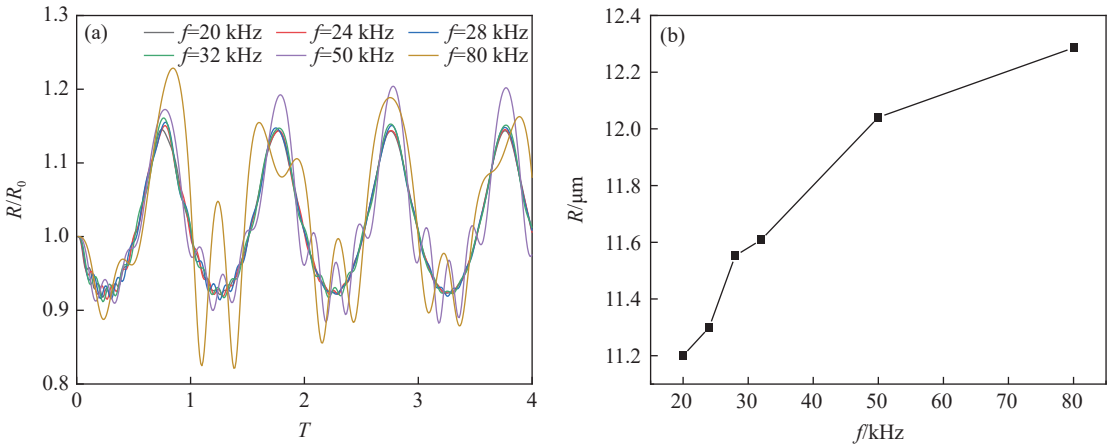
的频率由 20 kHz 增加至 80 kHz 时，空化泡的峰值半径由 11.21 μm 增加至 12.29 μm，与功率超声频率增加 60 kHz 的幅度相比，空化泡的峰值半径仅增加了 1.08 μm。说明功率超声的频率对空化泡半径演变的影响较小。



(a)R/R_0 随周期 T 的变化；(b)空化泡的峰值半径

图 3　5～50 μm 范围内初始平衡半径对钢液中空化泡半径的影响

Fig. 3　Influence of initial equilibrium radius on cavitation bubble radius in the molten steel in the range of 5~50 μm



(a)R/R_0 随周期 T 的变化；(b)空化泡的峰值半径

图 4　20～80 kHz 范围内频率对空化泡半径的影响

Fig. 4　Influence of frequency on cavitation bubble radius in the range of 20~80 kHz

2.2.3　气体多变指数对钢液中空化泡半径的影响

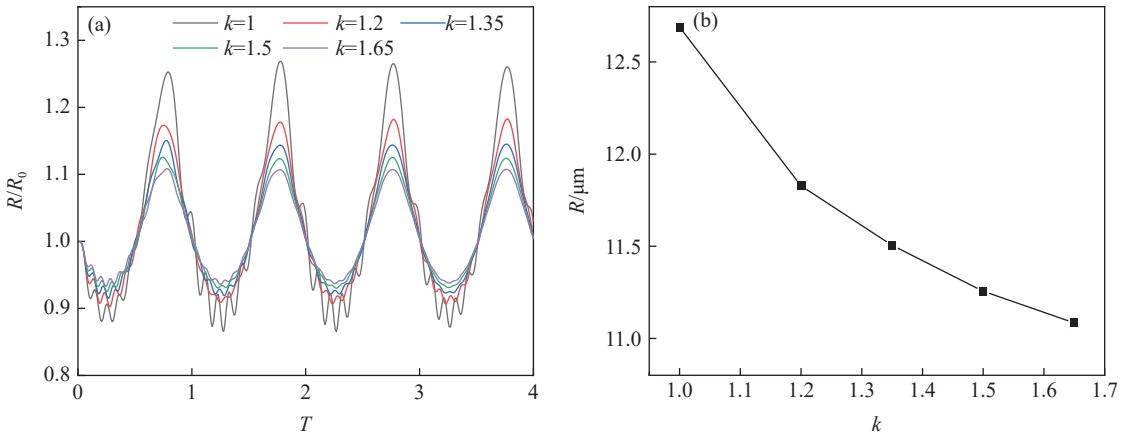
由图 5(a)可见，随着气体多变指数 k 的增加，空化泡膨胀与收缩的周期基本保持一致，空化泡半径的振荡幅度逐渐降低，且同一周期内的振荡次数逐渐减少，说明气体多变指数的增加对空化泡半径产生负面影响。由图 5(b)可见，随着 k 值的增加，空化泡的峰值半径逐渐减小。当气体多变指数由 1 增加至 1.65 时，空化泡的峰值半径由 12.68 μm 减小至 11.08 μm，表明增加气体多变指数将削弱功率超声的空化强度。主要原因在于单原子气体空化泡的峰值半径大于多原子气体，且振荡周期基本一致。上述结论与多变指数较小的单原子气体的空化效应优于多原子气体的结论相吻合[6]。

2.3　瞬态空化($10P_0$)条件下各参数对钢液中空化泡半径的影响

2.3.1　初始平衡半径对钢液中空化泡半径的影响

由图 6(a)可见，与稳态空化条件下空化泡半径的变化曲线相比，空化泡半径变化幅度明显提高。当空化泡初始平衡半径为 5 μm 时，空化泡仅经历 2 次膨胀与收缩的过程后发生崩溃。而空化泡初始平衡半径为 10、15 和 20 μm 时，空化泡膨胀与收缩次数增加，分别为 3、5 和 8 次膨胀与收缩过程后发

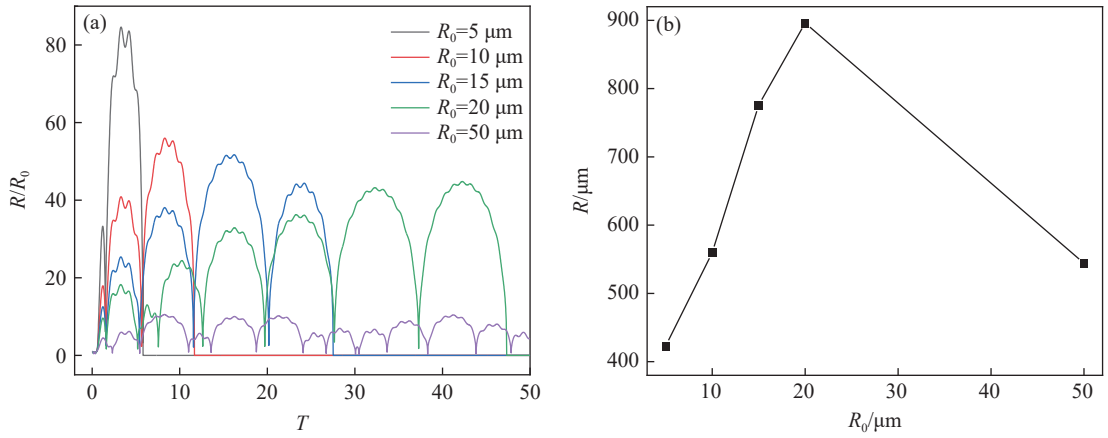
生崩溃。当空化泡初始平衡半径为 50 μm 时, 空化泡经历 13 次膨胀与收缩过程后发生崩溃, 且空化泡膨胀幅度明显减小, 表明随着空化泡初始平衡半径的增加, 空化效应减弱。另外, 空化泡初始平衡半径为 5 μm 时, 空化泡发生崩溃时峰值半径达到 423.01 μm, 空化泡最大半径膨胀率为 846%, 而崩溃时膨胀率越大, 释放的能量越多, 空化效应增强。由图 6(b)可见, 空化泡的峰值半径随着初始平衡半径的增加先增大后减小。当空化泡初始平衡半径由 5 μm 增加至 20 μm 时, 空化泡的峰值半径由423.01 μm 增加至 896.12 μm, 此时的膨胀率为 448%; 当初始平衡半径增加至 50 μm 时, 空化泡的峰值半径减小到 544.16 μm, 此时空化泡膨胀率为 108.8%。半径由 5 μm 增大至 20 μm 过程中峰值半径不断增加, 但发生崩溃时的膨胀率由 846% 降低为 448%, 瞬态空化效应减弱。因此, 空化泡初始平衡半径为 5 μm 时有利于发生瞬态空化。



(a)R/R_0 随周期 T 的变化; (b)空化泡的峰值半径

图 5　气体多变指数对空化泡半径的影响

Fig. 5　Influence of gas multiplicity index on cavitation bubble radius



(a)R/R_0 随周期 T 的变化; (b)空化泡的峰值半径

图 6　5～50 μm 范围内初始平衡半径对钢液中空化泡半径的影响

Fig. 6　Influence of initial equilibrium radius on cavitation bubble radius in the molten steel in the range of 5~50 μm

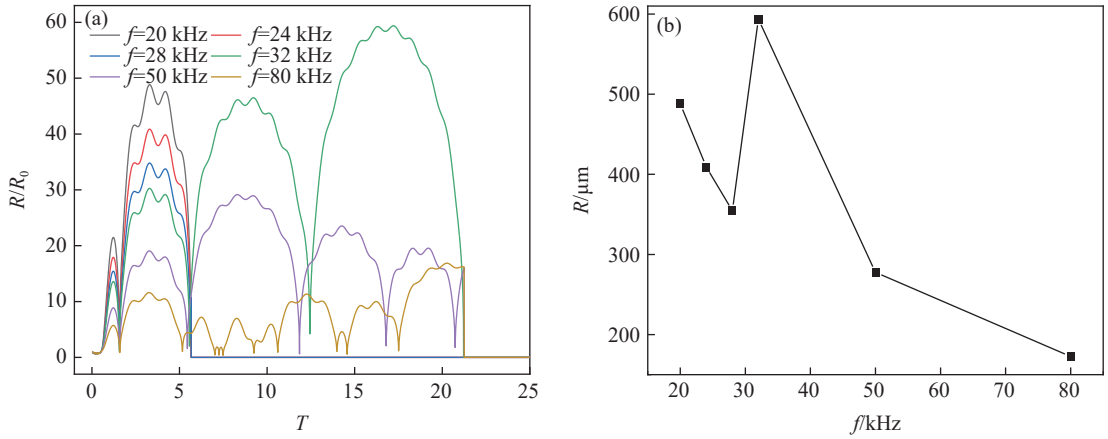
2.3.2　频率对钢液中空化泡半径的影响

由图 7(a)可见, 频率在 20 ~ 28 kHz 范围内变化时, 空化泡经历 2 次膨胀与收缩的过程后发生崩溃, 且发生崩溃时空化泡半径的膨胀率逐渐减小。频率为 32、50 和 80 kHz 时, 空化泡分别经历 4、5 和 8 次膨胀与收缩过程后崩溃。瞬态空化过程中, 发生崩溃所经历的膨胀与收缩次数越多, 其空化强度越弱。由图 7(b)可见, 在低频率 20 ~ 28 kHz 范围内, 随着频率的增加, 空化泡的峰值半径由 488.05 μm 减小至 354.43 μm; 当频率为 32 kHz 时,

空化泡的峰值半径为 593.78 μm, 为各频率条件下半径最大值, 但其膨胀与收缩次数较多, 空化泡崩溃时间较长, 空化效应减弱。当频率为 80 kHz 时, 空化泡的峰值半径减小至 172.65 μm。表明高频率的条件下空化泡膨胀与收缩时间延长, 空化核未能及时发生崩溃, 空化效应减弱。因此, 为提高超声的瞬态空化强度, 功率超声的频率应选择为 20 kHz。

2.3.3 气体多变指数对钢液中空化泡半径的影响

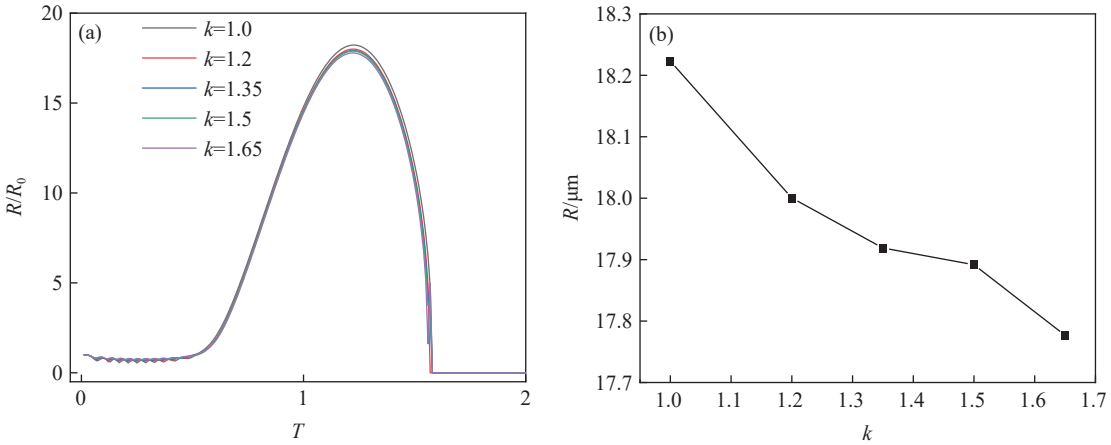
图 8(a)可见, 瞬态空化条件下, 空化泡仅经历 1 次膨胀与收缩过程即发生崩溃, 且随着气体多变指数 k 的增加, 空化泡崩溃所经历的周期基本一致, 表明瞬态空化条件下气体多变指数对空化泡膨胀与收缩过程影响较小。主要原因在于瞬态空化频率高、能量大, 空化泡崩溃过程中单原子及多原子气体的作用性能减弱, 对空化效应强弱的影响并不明显。由图 8(b)可见, 随着气体多变指数的增加, 空化泡的峰值半径逐渐减小。当气体多变指数由 1 增加至 1.65 时, 空化泡的峰值半径由 18.22 μm 减小至 17.87 μm, 仅减小了 0.35 μm, 亦表明气体多变指数对瞬态空化强弱的影响较小。但考虑能量的吸收与释放过程, 多变指数较低的单原子气体有利于产生瞬态空化。



(a)R/R_0 随周期 T 的变化; (b)空化泡的峰值半径

图 7 20～80 kHz 范围内频率对空化泡半径的影响

Fig. 7 Influence of frequency on cavitation bubble radius in the range of 20~80 kHz



(a)R/R_0 随周期 T 的变化; (b)空化泡的峰值半径

图 8 气体多变指数对空化泡半径的影响

Fig. 8 Influence of gas multiplicity index on cavitation bubble radius

3 结论与展望

1)功率超声作用下引起钢液中空化泡的膨胀与收缩, 不同声压幅值可产生不同的空化效应。声压幅值在 1 ~ $2P_0$ 的范围内产生稳态空化, 可促进夹杂物上浮过程; 声压幅值在 3 ~ $100P_0$ 的范围内产生瞬

态空化, 可加速钢液内的传质过程。

2)稳态空化条件下, 随着频率和初始平衡半径的增加, 空化泡的峰值半径增大。初始平衡半径由 5 μm 增加至 50 μm 时, 空化泡的峰值半径由 5.35 μm 增加至 141.75 μm; 频率由 20 kHz 增加至 80 kHz 时, 空化泡的峰值半径由 11.45 μm 增加至 12.29 μm。

3)瞬态空化条件下, 频率为 20 kHz 时, 空化泡经历 2 次膨胀与收缩过程后崩溃, 对应空化泡的峰值半径为 488.05 μm。初始平衡半径对空化泡尺寸的影响显著, 由 5 μm 增加至 20 μm 时, 空化泡的峰值半径由 423.01 μm 增加至 896.12 μm, 当初始平衡半径增加至 50 μm 时, 空化泡的峰值半径减小至 544.16 μm。

4)气体多变指数对稳态和瞬态空化条件下空化泡尺寸的影响较小, 但气体多变指数较小的单原子气体产生的空化效应优于多原子气体。当气体多变指数由 1 增加至 1.65 时, 空化泡的峰值半径仅由 18.22 μm 减小至 17.87 μm。

5)本研究成果可为探究功率超声产生的空化效应对钢液中流动及传质行为提供理论依据, 但空化泡的体积、密度及空化泡之间的作用对空化泡膨胀与收缩产生影响, 后续需进一步修正空化泡的尺寸变化方程, 并结合实际设计试验, 对模拟结果进行验证。

参考文献

[1] Xu Wenlin, He Yufang, Wang Yaqiong. Modeling and simulation of bubble motion caused by ultrasound[J]. Journal of Yangzhou University, 2005, 8(1): 55−59.
(许文林, 何玉芳, 王雅琼. 超声空化泡运动方程的求解及过程模拟[J]. 扬州大学学报:自然科学版, 2005, 8(1): 55−59.)

[2] Wang Jie. Theoretical research of ultrasonic cavitation bubble dynamic equation[J]. Value Engineering, 2010, 29(34): 38−39.
(王捷. 超声空化泡运动方程的理论推导[J]. 价值工程, 2010, 29(34): 38−39.)

[3] Rayleigh J W. On the pressure developed in aliquid during the collapse of a special cavity[J]. Philosophical Magazine, 1917, 34(200): 94−98.

[4] Shen Yang. Theoretical & experimental study of a single bubble cavitation aced population of cavitation bubbles in ultrasound field[D]. Shenyang: Northeastern University, 2019.
(沈阳. 单一超声空化泡的理论与实验研究及声场内空泡分布标定[D]. 沈阳: 东北大学, 2019.)

[5] Li Lin. Numercial simulation on the motion equation of cavitation bubble and the enhancement of mass transfer due toultrasonic[D]. Chengdu: Sichuan University, 2006.
(李林. 超声场下空化泡运动的数值模拟和超声强化传质研究[D]. 成都: 四川大学, 2006.)

[6] Kang Shumei, Shen Minggang, Li Chengwei, *et al*. Behavior of inclusion removal in ladlere fining model by ultrasonic[J]. Iron and Steel, 2012, 47(9): 30−34.
(亢淑梅, 沈明钢, 李成威, 等. 超声波钢包精炼水模夹杂物行为[J]. 钢铁, 2012, 47(9): 30−34.)

[7] Yasui K. Acoustic cavitation and bubble dynamics[M]. Cham, Switzerland: Springer, 2018.

[8] Zhang Ying, Wu Wenhua, Wang Jianyuan. Mechanism of effect of stable cavitation on dendrite growth in ultrasonic field[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(24): 244303.
(张颖, 吴文华, 王建元, 等. 超声场中气泡稳态空化对枝晶生长过程的作用机制[J]. 物理学报, 2022, 71(24): 244303.)

[9] Yang Ping. Fast digital simulation based on fourth order Runge Kutta method.[J]. Computer Simulation, 1987, (3): 42−44.
(杨平. 基于四阶龙格-库塔法的快速数字仿真[J]. 计算机仿真, 1987, (3): 42−44.)

[10] Kong Wei, Cang Daqiang, Wang Wenbo. Simulation of evolution process of ultrasonic-cavitation bubble in molten steel[J]. Science Technology and Engineering, 2010, 10(35): 8696−8701.
(孔为, 苍大强, 王文波. 钢液中超声空化泡运动过程模拟[J]. 科学技术与工程, 2010, 10(35): 8696−8701.)

[11] Wei Ruirui. Fundamental study on the formation and crystallization of calcium ferrite assisted by ultrasonic wave[D]. Chongqing: Chongqing University, 2019.
(魏瑞瑞. 超声波辅助铁酸钙生成及结晶基础研究[D]. 重庆: 重庆大学, 2019.)

编辑　杨冬梅