

## 颗粒击穿气泡时气泡的变形和破裂

王飞<sup>1,2</sup>, 杨泽<sup>1</sup>, 陈进<sup>1</sup>, 苏志坚<sup>1</sup>

(1. 东北大学 材料电磁过程教育部重点实验室, 辽宁 沈阳 110819; 2. 辽宁红沿河核电有限公司, 辽宁 大连 116000)

**摘要:** 通过高速摄像机拍摄研究了颗粒击穿半球气泡破碎的演变过程. 观察并分析了气泡成型后边缘再生和对流情况、受到颗粒击穿时气泡破碎的概率、以及成孔后的气泡破碎行为. 通过量纲分析以及实验研究发现, 气泡破碎概率是雷诺数和韦伯数的函数, 概率  $P=1.08 (Re^{0.5}We^{0.25})^{0.664}$ , 且当  $Re^{0.5}We^{0.25} > 1020$  时, 概率升至 100%, 气泡破碎形成的不稳定性射流数量是奥内佐格数  $Oh$  的函数. 气泡液膜的卷曲速度随溶液浓度提高而升高, 气泡液膜厚度随浓度提高而减小.

**关键词:** 气泡边缘再生; 气泡液膜厚度; 气泡破裂; 气泡液膜边缘收缩速度; 膜液滴

中图分类号: O 351.2 文献标志码: A 文章编号: 1005-3026(2024)06-0808-09

## Deformation and Bursting of Bubbles When Particles Break Through Bubbles

WANG Fei<sup>1,2</sup>, YANG Ze<sup>1</sup>, CHEN Jin<sup>1</sup>, SU Zhi-jian<sup>1</sup>

(1. Key Laboratory of Electromagnetic Processing of Materials, Ministry of Education, Northeastern University, Shenyang 110819, China; 2. Liaoning Hongyanhe Nuclear Power Co., Ltd., Dalian 116000, China. Corresponding author: CHEN Jin, E-mail: chenjin@epm.neu.edu.cn)

**Abstract:** The evolution of the particle-induced hemispherical bubble bursting process is investigated using high-speed camera filming. The edge regeneration and convection after bubble formation, the probability of bubble bursting when subjected to particle penetration, and the bubble bursting behavior after hole formation are observed and analyzed. Through dimensional analysis and experimental research, it is found that the probability of bubble breaking probability is a function of Reynolds number and Weber number. The probability is given by  $P=1.08 (Re^{0.5}We^{0.25})^{0.664}$ , and the probability reaches to 100% when  $Re^{0.5}We^{0.25} > 1020$ . The number of ligaments formed by bubble bursting is a function of the  $Oh$  number. The rim receding velocity of the bubble liquid film increases with the concentration of the solution increases and the film thickness decreases with the concentration increases.

**Key words:** bubble marginal regeneration; bubble liquid film thickness; bubble bursting; the rim receding velocity of bubble liquid film; film droplets

气泡的生成与破碎是日常生活和生产中常见的现象. 核电以及火电生产过程中, 汽包内气泡破裂过程产生的小水滴会使蒸汽的湿度增加, 进而加重汽轮机等设备的磨损<sup>[1]</sup>, 影响核安全生产<sup>[2]</sup>; 在冶金连铸过程中经常采用吹氩工艺, 在钢液内部会产生大量的气泡, 这些气泡最终上升至渣液界面, 因此其影响渣眼的形成与钢液的飞溅<sup>[3-4]</sup>; 在灭火过程中, 当泡沫灭火器被使用时, 气

泡破裂时产生飞溅的水滴和颗粒, 对周围气泡的稳定性造成影响<sup>[5]</sup>, 从而降低灭火效率, 因此保持气泡的稳定性显得尤为重要. 气泡生成和破碎在物化制冷、除雾、玻璃制造、酿酒等行业中都是重要的现象, 影响生产的成本和质量<sup>[6-8]</sup>. 此外, 在大气以及环境的研究领域中, 海洋气泡破碎生成的膜液滴是大气气溶胶中不可忽视的一部分<sup>[9]</sup>. 在火山爆发时, 从底部生成的黏性气泡会聚集在黏

性液体表面<sup>[10]</sup>,这些都与气泡液膜收缩破裂过程有着联系。

气泡破碎过程可以分为4个阶段,分别是液膜排水、气泡破碎、气泡液膜收缩、射流及膜液滴脱落。

气泡成型后发生的液膜排水阶段.气泡液膜在液体表面生成后,在重力或毛细管的作用下开始整体变薄.针对此过程的研究提出了一系列通过气泡液膜排水使得气泡液膜厚度变薄的预测公式<sup>[11-13]</sup>,并且发现表面活性剂会对排水过程产生很大的影响<sup>[12]</sup>,在没有表面活性剂时,顶部的液膜厚度 $h$ 随时间呈指数衰减<sup>[13-15]</sup>.反之即使是微量的表面活性剂,也会改变气泡液膜变薄的行为<sup>[11]</sup>,如减缓液膜排水的速度,以及产生边缘再生效应。

气泡破碎阶段.成型的气泡在自然排水和人工开孔的情况下会发生破碎,破碎从孔洞形成开始,其大小往往会受到液膜厚度的影响<sup>[16]</sup>,当孔洞直径大于膜厚时气泡发生破碎<sup>[17]</sup>.Lhuissier等<sup>[12]</sup>认为面积至少瞬间增加到 $h^2$ 量级,能量达到 $\sigma h^2$ 这个阈值才能使液膜继续破裂( $h$ 为液膜厚度, $\sigma$ 为表面张力).Savva等<sup>[18]</sup>指出初始破碎瞬间孔洞的大小将会对后续的液膜收缩速度产生影响。

气泡液膜收缩阶段.成功开孔的气泡液膜在表面张力的作用下开始收缩,学者们对此进行了平面液膜收缩的研究<sup>[18-21]</sup>,其中Taylor<sup>[19]</sup>和Culick<sup>[20]</sup>分别对平面膜的收缩速度进行推导得到相同的并被广泛验证的液膜收缩速度公式,即Taylor-Culick速度(式(1)),Taylor对平面膜圆孔收缩的情况进行了推导,Culick则对平面膜一条直边收缩的情况进行推导.曲面气泡膜的许多研究<sup>[2,12,17,22]</sup>指出该公式同样适合曲面气泡膜.Savva等<sup>[18]</sup>则研究了平面液膜收缩过程中的液膜收缩形态,得到了黏度对液膜收缩形态的影响,随着黏度升高毛细波的传递会受到抑制。

$$U_c = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho h}}. \quad (1)$$

式中, $\rho$ 为液体密度。

射流及膜液滴脱落阶段.随着液膜的不断收缩会产生不稳定射流和膜液滴脱落现象.Agbaglah等<sup>[23]</sup>通过数值模拟得出低黏度下的液膜收缩不稳定在射流出现之前Rayleigh-Taylor不稳定性占据主导,在不稳定射流出现之后Plateau-Rayleigh不稳定性占据主导.Wang等<sup>[24]</sup>

对该过程进行补充,认为在液膜收缩过程中,邦德数 $Bo=1$ 决定着液膜收缩边缘厚度.收缩过程中在液膜上出现不稳定射流的末端会产生膜液滴,马超等<sup>[25-26]</sup>研究了不稳定射流后产生的膜液滴尺寸和数量,得到了膜液滴尺寸随着气泡直径增大而增大,液滴数量随着气泡直径增大而增多.Debrégeas等<sup>[14]</sup>发现高黏度下的液膜收缩会出现降落伞状的褶皱现象,Silveira等<sup>[27]</sup>认为该现象与重力有关.Otatis等<sup>[28]</sup>则得到了该现象与重力无关的结论,并且给出了预测褶皱数量的公式。

综上,气泡液膜破碎收缩现象已经有了较为成熟的研究方法和大量的成果.液膜收缩过程的研究主要采用针扎破气泡液膜的方式模拟有外界扰动下生成初始孔洞的情况,以及无外界扰动下气泡自然排水使气泡液膜变薄然后产生初始孔洞这两种方式.然而,实际生活和工业生产中,孔的形成通常会由颗粒或液滴击穿导致,因此本文将对由颗粒击穿气泡顶部的破碎过程进行研究,并阐述实验研究与数据后处理的方法,从气泡破碎前的排水过程、气泡破碎的概率、液膜收缩过程以及收缩过程的不稳定性角度讨论受到颗粒击穿后曲面气泡的情况。

## 1 实验设备参数和数据后处理

### 1.1 实验设备和各项参数

实验设备装置如图1所示,实验平台由注射器、2 000W LED灯源、光源散射板、多方向实验支架、颗粒释放管道、不同直径颗粒、PHOTRON WX-50高速摄像机、培养皿、数据采集系统、气泡组成.其中实验所需的培养皿外径为34.8 mm,培养皿上生成的气泡体积是通过液体表面下方注入空气而产生.由注射器以5 mL/s的注射速度注入,最终形成体积为10 mL的半球形气泡.高速摄像机选取3 000帧/s的拍摄速度,在用来击破气泡的球形颗粒(颗粒直径6, 8, 10 mm)开始做自由落体时拍摄,直至气泡破裂完全结束后停止拍摄.实验工质由使用水、丙三醇、十二烷基硫酸钠(作为表面活性剂)在常温常压下混合制成,溶液代号与物理参数见表1,实验方案见表2,针对表2中的实验方案,每组实验参数进行了30次实验。

### 1.2 数据后处理

通过Python接口用OpenCV对图像进行处理,液膜收缩速度处理流程见图2.首先对图片进行中值模糊、边缘识别、霍夫变换得到每次实验

照片中气泡轮廓以及相对实际气泡的具体放大倍数和位置信息,其次对气泡液膜收缩边缘进行人工取点进而得到破碎边缘随时间的变化情况(取点情况见图3,每帧图片取两个点,第0帧为接触颗粒外径的两个点,之后随着气泡破碎液膜孔洞扩展,后面每帧的取点随之外移,并且在垂直方向上也有位移,特别是在破碎过程末段,与

初始气泡轮廓液膜比有较大的位移),然后根据连续两帧之间边缘点的像素坐标变化得到边缘点之间的像素坐标差,通过像素坐标差乘以放大倍数得到实际运动距离,最后实际运动距离除以两帧之间的时间得到液膜收缩速度随时间的变化.图片比例尺等参数通过开源软件ImageJ 1.48进行获得.

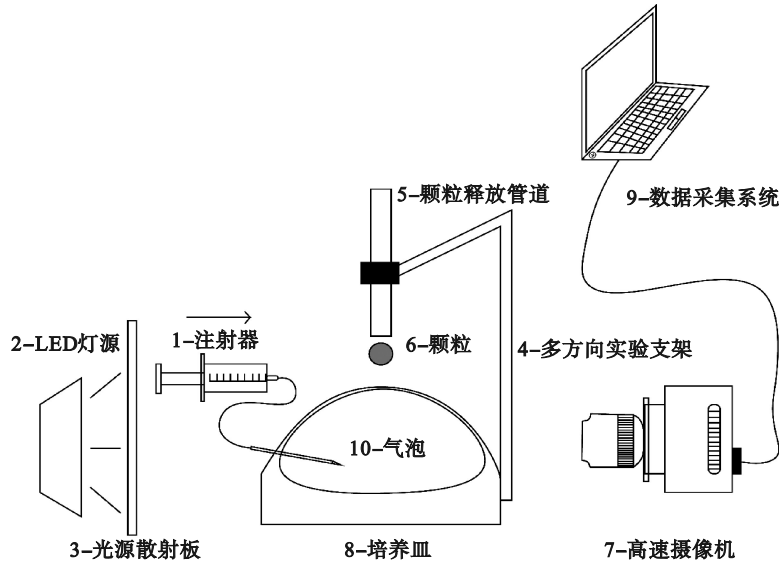


图1 实验设备

Fig. 1 Experimental equipment

表1 实验溶液代号与物理参数

Table 1 Experimental solution codes and physical parameters

溶液代号	水:丙二醇:十二烷基硫酸钠	密度/( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )	黏度/( $\text{mPa}\cdot\text{s}$ )	表面张力/( $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$ )
N_33	322:10:1	1 008.3	1.092	0.044 93
N_50	211:10:1	1 012.5	1.165	0.042 89
N_100	100:10:1	1 025.0	1.323	0.040 85

表2 实验方案

Table 2 Experimental scheme

溶液代号	颗粒直径	气泡直径	颗粒直径/气泡直径	颗粒下落高度/mm(颗粒撞击速度/( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ))
	mm	mm		
N_33/50/100	6	34	0.176	200(1.98)/400(2.8)
N_33/50/100	8	34	0.235	200(1.98)/400(2.8)
N_33/50/100	10	34	0.294	200(1.98)/400(2.8)

注:N\_33/50/100代表在实验中分别使用N\_33,N\_50,N\_100溶液进行实验.

实验数据获取过程中可能产生的误差通过如下公式<sup>[2]</sup>进行计算.

$$\varepsilon_u = \left( \left( \frac{\partial u}{\partial Z_1} \varepsilon_{z1} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial Z_2} \varepsilon_{z2} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial \Delta t} \varepsilon_{\Delta t} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial \text{pix}} \varepsilon_{\text{pix}} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial Z_1} = \frac{\partial u}{\partial Z_2} = \frac{\text{pix}}{\Delta t}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \Delta t} = \frac{Z1 - Z2}{\Delta^2 t} \text{pix}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \text{pix}} = \frac{Z1 - Z2}{\Delta t}. \quad (5)$$

其中:pix为一个像素的放大倍数; $\varepsilon_{z1}$ 和 $\varepsilon_{z2}$ 为相邻破碎点的像素点的不确定度; $\varepsilon_{\Delta t}$ 为摄像机时间的不确定度; $\varepsilon_{\text{pix}}$ 为放大倍数的不确定度;Z1,Z2为相邻破碎点的像素坐标.得出破碎速度的不确定度在4.54%.

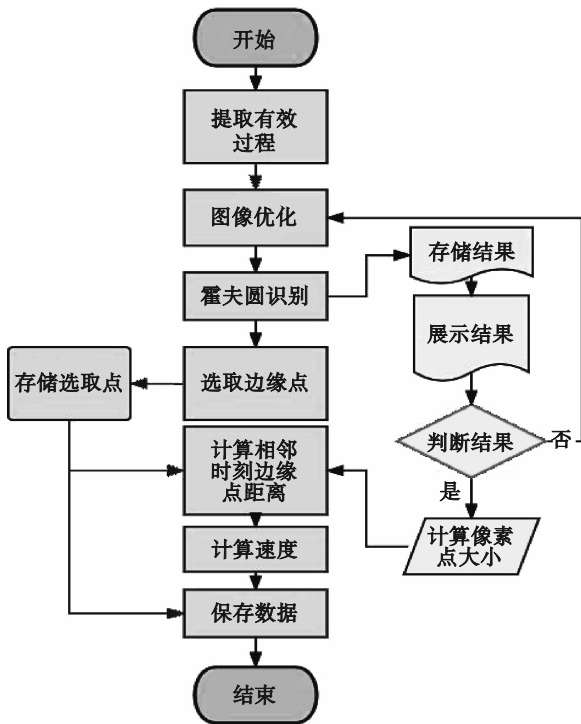


图2 液膜收缩速度处理流程

Fig. 2 Liquid film shrinkage speed processing flow

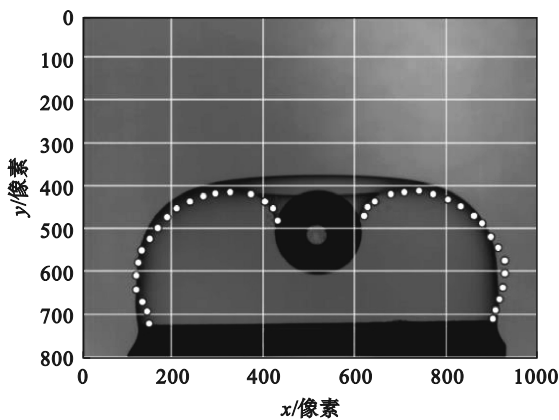


图3 气泡破裂过程液膜孔洞扩张边缘取值

Fig. 3 Values of the expansion edge of the liquid film hole during bubble bursting

## 2 实验结果与讨论

### 2.1 排水阶段

图4为气泡在成型10 s后的对比图,在图4中可以清楚看到气泡表面形成的对流情况.通过对比N<sub>100</sub>,N<sub>50</sub>和N<sub>33</sub>发现,在液膜排水阶段未发现明显的差异.在边缘再生现象的作用下对流发生在气泡的大部分表面,因此可以认为本实验满足Lhuissier等<sup>[13]</sup>提到的气泡表面的对流在整个液膜上形成强烈的二维湍流掺混条件并导致膜厚度趋于一致.通过对实验所使用的溶液

N<sub>100</sub>,N<sub>50</sub>和N<sub>33</sub>与商用的气泡水Comparison形成的气泡进行对比,发现商用气泡溶液具有更强的边缘再生能力,并且整个表面具有更强的对流情况,气泡可以维持几十分钟,自行配制的实验溶液仅能维持几十秒.通过高速拍摄还发现,不同浓度的溶液其液膜表面的对流情况不同,商用溶液的浓度高、表面张力小,对流发生的速度和频率远远高于自行配制的溶液.气泡液膜上对流的强弱和气泡的持续时长均可以反映溶液浓度和表面张力的变化,具体的定量关系值得进一步研究.通过图2的流程获得气泡破碎速度随时间的变化见图5,图中可以看到在去除第1帧气泡的破碎速度 $U_{first}$ (通过图6a和图6b,第0帧和第1帧计算出的速度)后,破碎速度在3~4 m/s范围波动而趋于一致,再通过Taylor-Culick速度公式得到厚度趋于一致,因此可以证明气泡表面对流在整个液膜上形成强烈有效的二维湍流掺混导致膜厚度趋于一致这个结论.

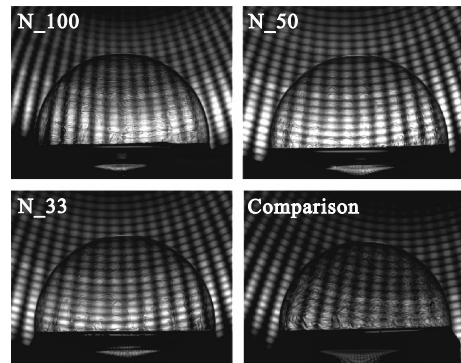


图4 气泡排水阶段

Fig. 4 Bubble drainage stage

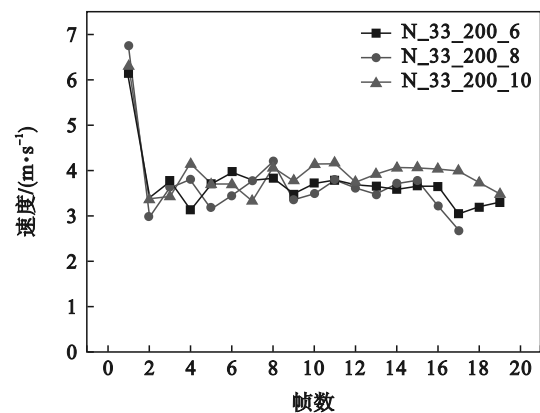


图5 N<sub>33</sub>溶液气泡破碎后边缘收缩速度随时间变化(图中代号每一部分分别代表溶液代号\_颗粒下落高度(mm)\_颗粒直径(mm))

Fig. 5 Variation of edge retraction velocity with time after bubble bursting of N<sub>33</sub> solution

## 2.2 气泡破碎的概率

在实验中发现相同的实验参数下,气泡会出现不同的行为,如图 6a,图 6b 所示,有时气泡在受到颗粒击穿时会发生破裂,但在相同条件下破碎的情况也会有所不同.如图 6a 所示,在颗粒刚接触气泡表面时气泡发生了破碎,而图 6b 情况下,气泡则出现了形成悬链面的趋势,在液膜形成漏斗状的较大拉伸后气泡才破碎,图 6c 情况所示气泡则不会破裂.对于图 6a 和图 6b 产生破碎

的情况,在第 0 帧气泡破裂时,孔初步形成,随后的第 1,2,4,6 帧在表面张力的作用下,孔扩张.对于图 6c 未破碎的情况,在颗粒的作用下气泡与颗粒之间逐渐形成如图 6c 第 0 帧中所示的悬链面.图 6c 第 0 帧为颗粒造成的悬链面拉伸将要闭合时刻,随后悬链面逐渐闭合,在表面张力的作用下气泡逐渐恢复,并在悬链面的位置形成竖直的水线.通过实验发现不同的气泡溶液破碎概率是不同的,因此本文对此进行了讨论.

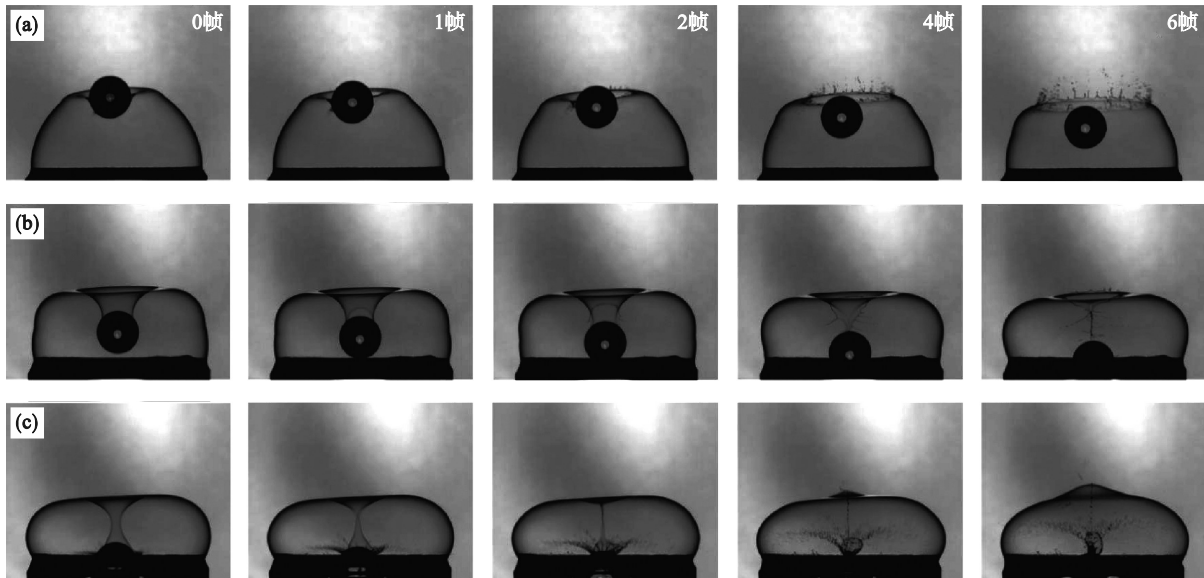


图 6 破碎与非破碎情况对比

Fig. 6 Comparison of bursting and non-bursting situation

(a)一颗粒刚接触气泡表面气泡破裂;(b)一颗粒在接触气泡形成悬链面后气泡破裂;(c)一气泡不破碎.

图 7 为所得气泡破碎概率(图中结果经过大量实验得到),横坐标为  $Re^{0.5}We^{0.25}$ ,其中雷诺数与韦伯数满足式(6)、式(7), $U_{particle}$ 为颗粒接触气泡时的速度, $d$ 为颗粒直径, $\mu$ 为液体黏度.从图 7 中可以看出,随着  $Re^{0.5}We^{0.25}$  的不断增大破碎的概率随之提升,尤其指出在该实验条件下,当  $Re^{0.5}We^{0.25} > 1\ 020$  时,气泡破碎概率将会增至 100%.通过对图 7 中气泡受不同直径颗粒砸击的实验结果进行拟合,可以发现破碎概率满足幂函数变化规律,拟合函数满足式(8).

$$Re = \frac{\rho U_{particle} d}{\mu}, \quad (6)$$

$$We = \frac{\rho U_{particle}^2 d}{\sigma}, \quad (7)$$

$$P = 1.08 (Re^{0.5}We^{0.25})^{0.664}. \quad (8)$$

## 2.3 液膜收缩过程

气泡顶部在被颗粒击穿后,一些气泡会因为受到颗粒的扰动而发生较大的开孔进而发生液

膜收缩.根据量纲分析法,可知液膜收缩过程得到第 1 帧破碎速度(通过第 0 帧和第 1 帧图片计算)与雷诺数和韦伯数都存在联系,因此选择雷诺数和韦伯数的组合,奥内佐格数  $Oh$ (见式(9))来进行表征.如图 8 所示,随着奥内佐格数的增大,第 1 帧破碎速度  $U_{first}$  也会增大,并且在不同的溶液浓度条件下都满足第 1 帧破碎速度  $U_{first}$  随着  $Oh$  的升高而升高.

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma d}}. \quad (9)$$

气泡孔洞形成后,气泡液膜在表面张力的作用下进行收缩,液膜稳定收缩的速度变化见图 9.稳定时刻的速度随着溶液浓度的增高而增加.8 mm 直径的颗粒冲击气泡,高浓度情况下,收缩速度波动范围小,平均速度最大,中低浓度也基本符合这个规律;10 mm 直径的颗粒冲击气泡,不同浓度下,收缩速度波动范围相差不大;6 mm

直径的颗粒冲击气泡,不同浓度下,收缩速度范围波动最大.随着颗粒下落高度增大,收缩速度范围波动均增大,在浓度高的情况影响更明显,但 8 mm 情况变化不大.

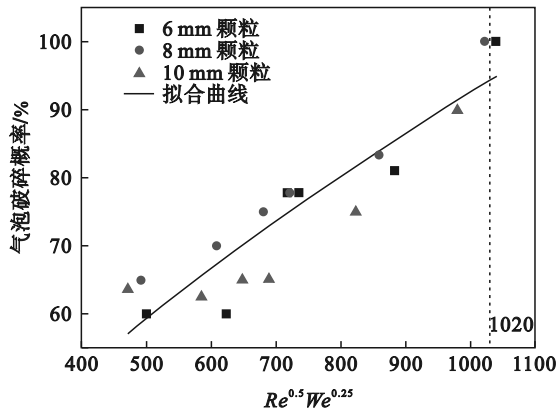


图 7 破碎概率随雷诺数与韦伯数变化

Fig. 7 Variation of bursting probability with Reynolds number and Weber number

图 10 为气泡液膜收缩时气泡的厚度与溶液参数的关系,厚度  $h$  通过式(10)进行计算,从图 10 中发现气泡的厚度受到溶液参数的影响,随着气泡液浓度的升高厚度随之减小.因此从这些趋势可以得到,当气泡液浓度升高时,气泡往往会具有较薄的液膜,进而导致其具有更高的收缩速

度.图 10 中膜的厚度使用 Taylor-Culick 速度公式反算得到.根据 Taylor-Culick 速度公式和图 10 可知,在图 9 中速度为上升趋势时,在相同溶液下图 10 中膜厚度为下降趋势,图 9 中的最大速度对应相同溶液下图 10 中的最薄的膜.并且 Taylor-Culick 速度公式中速度是密度和表面张力的函数,所以不同浓度的溶液具有相同速度时,膜厚度会不同.速度与液膜厚度为平方关系,所以液膜厚度波动更大.

$$h = \frac{2\sigma}{\rho U_c^2} \quad (10)$$

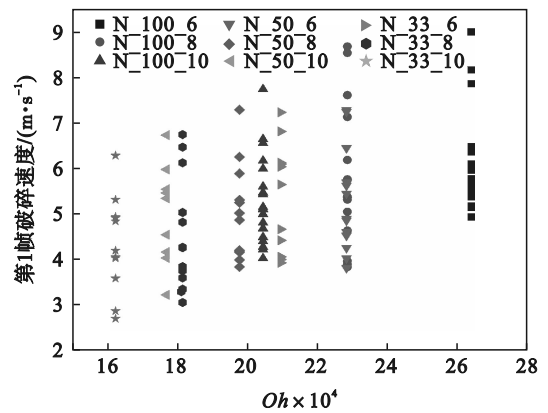


图 8 第 1 帧破碎速度与奥内佐格关系

Fig. 8 First frame bursting velocity versus Ormezo number

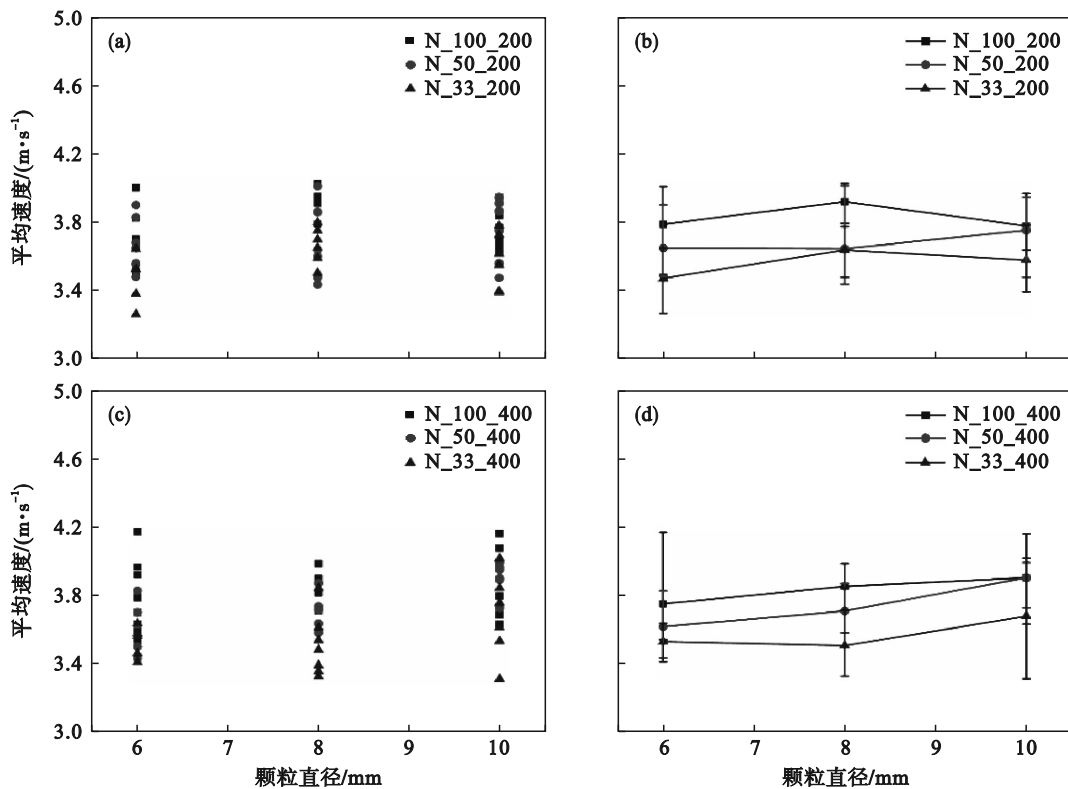


图 9 平均稳态液膜收缩速度

Fig. 9 Average steady-state liquid film retraction velocity

(a)(b)——颗粒下落高度 200 mm 的实验数据与误差棒图; (c)(d)——颗粒下落高度 400 mm 的实验数据与误差棒图.

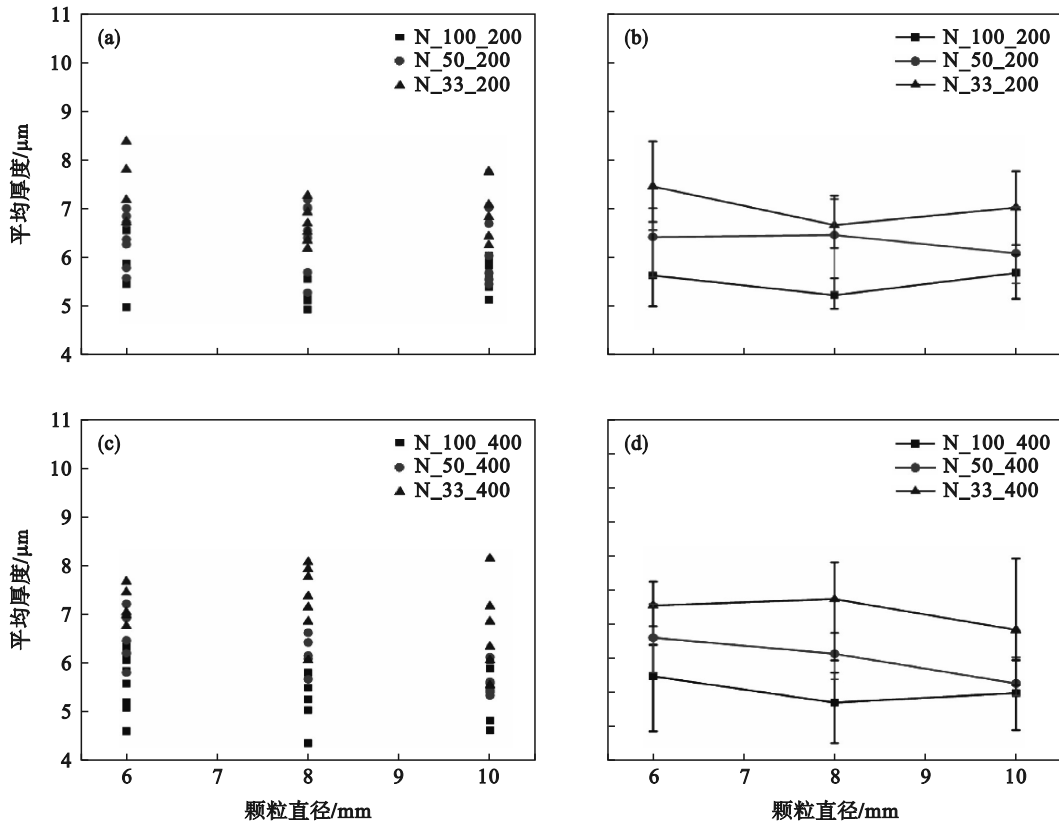


图 10 使用 Taylor-Culick 公式厚度计算

Fig. 10 Thickness was calculated using the Taylor-Culick formula

(a)(b) 一颗粒下落高度 200 mm 的实验数据与误差棒图; (c)(d) 一颗粒下落高度 400 mm 的实验数据与误差棒图.

### 2.4 收缩不稳定性

在液膜收缩的过程中会因不稳定性而产生如图 11 所示的皇冠状的顶部,随着液膜的收缩,液膜堆积在收缩边缘形成环,并且在环的末端形

成不稳定状射流.随着不稳定性的进一步发展,在射流的尾端会有膜液滴脱落,这就是气泡破碎时液滴产生的原因.因此膜液滴产生的数量与射流的个数密切相关.

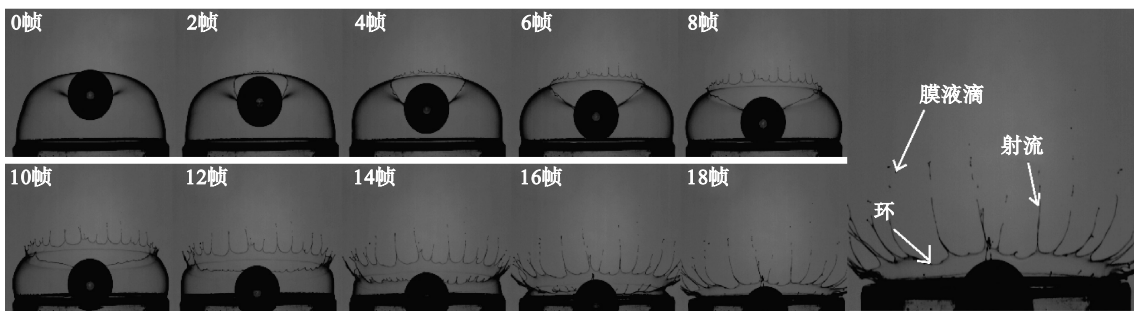


图 11 气泡破碎后随时间变化

Fig. 11 Variation with time after bubble bursting

通过实验对射流的个数进行研究,如图 12a 所示,在颗粒下降高度为 200 mm 的条件下,  $N_{100}$ ,  $N_{50}$ ,  $N_{33}$  溶液的射流个数分别随着各自的奥内佐格数  $Oh$  提高而增多.但如图 12b 所示随着颗粒下降高度升至 400 mm 时该结果发生了改变,射流个数不会随着  $Oh$  单调增多,而是呈现先下降再增多的变化规律.从这些趋势可以得到射

流个数与  $Oh$  之间存在着极大的关系,并且该关系会受到颗粒击穿气泡顶部时速度的影响,值得进一步研究.通过对图 12a 观察发现,随着浓度的增高,不稳定射流个数范围波动随之减小,但随着砸落速度的增加,波动的变化规律发生了改变,因此本文定性地认为溶液的浓度和小球的砸落速度会影响射流的个数.

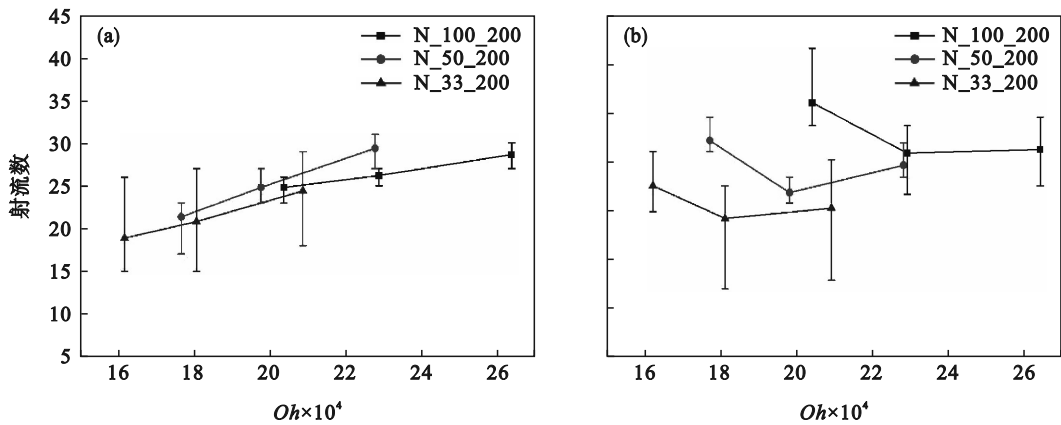


图 12 Oh与射流个数关系

Fig. 12 Oh versus number of jets

(a)一下降高度 200 mm; (b)一下降高度 400 mm.

## 4 结 论

1) 在液膜排水阶段,对于存在表面活性剂的气泡,其能够维持的时间受到边缘再生的影响,表现为气泡表面对流形成的涡,对流强度越强,气泡维持稳定的时间就越久.气泡液膜表面存在强烈的对流,这使得气泡液膜厚度在掺混作用下趋于一致,但气泡顶部对流较弱,使得自然条件下气泡的初始孔一般发生在气泡顶部.

2) 在颗粒击中气泡顶部阶段,气泡的破裂与颗粒直径和冲击速度关系密切,其破碎的概率随着  $Re^{0.5}We^{0.25}$  的升高呈现幂函数规律  $P = 1.08 (Re^{0.5}We^{0.25})^{0.664}$ . 并且当  $Re^{0.5}We^{0.25} > 1020$  时,破碎概率达到 100%.

3) 在破碎收缩阶段,第 1 帧的破碎收缩速度随着  $Oh$  的提高而升高.薄膜厚度随着溶液浓度的提高而减小,进而使得随后的收缩速度随着溶液浓度的提高而升高.

4) 在液膜收缩产生不稳定性阶段,其产生的不稳定射流个数与  $Oh$  密切相关.但对于颗粒下落高度 200 和 400 mm 所产生的规律不同,认为  $Oh$  中缺少颗粒击中气泡时颗粒的速度.这导致对初始扰动的影响考虑不足,使得规律没有统一,这值得进一步研究.

### 参考文献:

[1] 马超,薄涵亮.压水堆蒸汽发生器自由液面膜液滴产生情况估算[J].原子能科学技术,2014,48(sup1):194-199. (Ma Chao, Bo Han-liang. Estimation of film drops produced by bubble bursting at free surface in SG of PWR[J]. *Atomic Energy Science and Technology*, 2014, 48(sup1): 194-199.)

[2] 李文强,杨宜昂,焦守华,等.气泡破裂及其诱发射流液滴释放过程的实验研究[J].原子能科学技术,2021,55(2):

237-244.

(Li Wen-qiang, Yang Yi-ang, Jiao Shou-hua, et al. Experimental investigation of bubble bursting and its induced jet droplet release [J]. *Atomic Energy Science and Technology*, 2021, 55(2): 237-244.)

- [3] 李宝宽,顾明言,齐凤升,等.底吹钢包内气/钢液/渣三相流模型及渣层行为的研究[J].金属学报,2008(10):1198-1202. (Li Bao-kuan, Gu Ming-yan, Qi Feng-sheng, et al. Modeling of three-phase (gas/molten steel/slag) flows and slag layer behavior in an argon gas stirred ladle [J]. *Acta Metallurgica Sinica*, 2008(10): 1198-1202.)
- [4] 刘中秋,庞世超,李宝宽.吹氩连铸结晶器内渣眼形成的水模型实验[J].材料与冶金学报,2018,17(1):26-31. (Liu Zhong-qiu, Pang Shi-chao, Li Bao-kuan. A water model of slag eye formation in a continuous casting mold with argon injection [J]. *Journal of Materials and Metallurgy*, 2018, 17(1): 26-31.)
- [5] 周剑宏,童宝宏,王伟,等.含气泡油滴撞击油膜壁面时气泡的变形与破裂[J].力学学报,2018,50(2):427-437. (Zhou Jian-hong, Tong Bao-hong, Wang Wei, et al. Deformation and rupture of bubble when the hollow droplet impacts on the oil film [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2018, 50(2): 427-437.)
- [6] Kadoura M, Saranjam N, Chandra S, et al. Nucleation of bubbles during drying of sprayed paint films [J]. *Progress in Organic Coatings*, 2016, 99: 452-462.
- [7] Yang H, Rong L, Liu X, et al. Experimental research on spray evaporative cooling system applied to air-cooled chiller condenser [J]. *Energy Reports*, 2020, 6: 906-913.
- [8] Séon T, Liger-Belair G. Effervescence in champagne and sparkling wines: from bubble bursting to droplet evaporation [J]. *The European Physical Journal Special Topics*, 2017, 226(1): 117-156.
- [9] Rastelli E, Corinaldesi C, Dell' Anno A, et al. Transfer of labile organic matter and microbes from the ocean surface to the marine aerosol: an experimental approach [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 11475.
- [10] Gonnermann H M, Manga M. The fluid mechanics inside a volcano [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2007, 39(1): 321-356.
- [11] Champougny L, Roché M, Drenckhan W, et al. Life and death of not so "bare" bubbles [J]. *Soft Matter, The Royal Society of Chemistry*, 2016, 12(24): 5276-5284.

(下转第 836 页)