

气泡与自由液面相互作用形成水射流的机理研究

郑监 张舵 蒋邦海 卢芳云

Formation mechanism of water jets induced by the interaction between bubble and free surface

Zheng Jian Zhang Duo Jiang Bang-Hai Lu Fang-Yun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 044702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.044702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

声驻波场中空化泡的动力学特性

[Dynamical behaviors of cavitation bubble under acoustic standing wave field](#)

物理学报.2015, 64(12): 124702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124702>

低温光滑壁面上水滴撞击结冰行为

[Freezing behavior of droplet impacting on cold surfaces](#)

物理学报.2016, 65(10): 104703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104703>

加热球体入水空泡实验研究

[Water-entry cavity of heated spheres](#)

物理学报.2016, 65(20): 204703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204703>

非球形效应对强声场中次 Bjerknes 力的影响

[Influence of nonspherical effects on the secondary Bjerknes force in a strong acoustic field](#)

物理学报.2017, 66(1): 014302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014302>

基于声散射的水下气泡群空间关联性研究

[Spatial correlation of underwater bubble clouds based on acoustic scattering](#)

物理学报.2017, 66(1): 014305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014305>

气泡与自由液面相互作用形成水射流的机理研究

郑监 张舵[†] 蒋邦海 卢芳云

(国防科学技术大学理学院, 长沙 410073)

(2016年9月8日收到; 2016年11月26日收到修改稿)

为探究气泡与自由液面相互作用形成水射流的机理, 利用高速摄影系统对电火花引起的气泡脉动和水射流现象进行了实验研究. 通过改变气泡初始深度, 得到了不同无量纲距离条件下气泡与自由面相互作用形成水射流和气泡脉动的动态过程的图像. 通过对不同工况下水射流的形成过程的图像进行分析, 发现气泡二次脉动引起的水面扰动与一次脉动引起的水面扰动的叠加是产生不同水面现象的实质性机理, 而气泡距离自由液面的无量纲距离对两次扰动的叠加效果起着决定性影响. 研究结果可以为气泡与自由液面相互作用导致不同水面现象的认知提供新的视角和参考.

关键词: 气泡, 自由面, 实验, 机理

PACS: 47.55.dd, 47.55.dr, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.66.044702

1 引言

炸药在无限水域中爆炸时, 会在水中形成包含爆轰产物的气泡, 产生的气泡在其存在周期内会经历多次脉动, 并会在脉动过程中不断上浮, 形成气泡射流 (bubble jet). 关于这一现象的研究, 国内外学者都做了大量极具价值的工作, 如关于气泡半径、脉动压力、脉动周期和气泡射流等的理论^[1,2]、实验^[3,4]和数值^[5-7]研究. 近年来, 随着水下爆炸在国防、工业和制造等领域的广泛应用, 各种边界的存在使得气泡的运动变得更加复杂, 无限水域中的气泡动力学特性已经不能满足应用的需求.

自由液面是水下爆炸气泡最为常见的边界条件之一, 在近水面水下爆炸时普遍存在. 美国科学家 Cole^[8] 在其水下爆炸一书中, 对在自由面附近的爆轰产物气泡运动引起的水面现象做了简要的说明和描述, 如表面附近的空化层、水面上带飞溅水点的水冢和喷泉等, 并指出这些水面现象的大小和外形均随药包的深度而变化, 为相关问题的研究提供了很有价值的指导和参考. Kendrinskii^[9] 在 Cole 等研究者工作的基础上, 对浅水爆炸中的水射

流现象的一些重要实验结果和流体动力模型进行了较为系统的整理, 并指出爆炸气泡是水射流形成机理中的主要因素, 而冲击波效应主要对带飞溅水点的水冢有影响, 而在水射流形成机理中是可以忽略的. 因而, 在研究水下爆炸导致的水面现象时, 可以将冲击波效应和气泡与自由液面的相互作用分开考虑. 在探究水射流的形成机理时, 可以只考虑气泡与自由液面的相互作用, 而暂且不考虑冲击波的影响.

对于爆炸气泡与自由液面相互作用的实验研究, 主要有水下炸药爆炸实验^[10-13]和模拟气泡实验. 水下炸药爆炸实验由于存在成本高、安全性差、操作困难等问题的限制, 且冲击波带来的影响不可避免, 因而不是水射流形成机理研究的首选. 模拟气泡实验按照能量来源的不同主要分为电火花气泡试验和激光脉冲气泡试验两大类. 国内外已经有很多学者利用模拟气泡实验的方式, 对近自由面气泡的运动特性进行了研究, 电火花实验方面有文献^[14, 15]等, 激光替代试验方面主要有文献^[16-20]. 这些实验方案较为成熟, 操作起来简单, 可重复性好, 在气泡研究领域得到了广泛的

[†] 通信作者. E-mail: zhangduo@nudt.edu.cn

应用. 两种模拟气泡实验中, 电火花气泡的尺度在 10 mm 左右, 气泡脉动周期在毫秒量级; 激光脉冲气泡的尺度在 1 mm 量级, 气泡脉动周期在微秒量级. 对比两种试验方法, 激光替代试验的观测条件更为苛刻. 故本文采取电火花的方式生成气泡, 对气泡与自由液面相互作用形成水射流的形成机理进行研究.

张阿漫等^[15]利用电火花气泡实验对气泡在自由边界附近的运动规律做了很细致的研究, 拍摄得到了一系列清晰且极具参考价值的气泡与自由液面相互作用的动态过程的图像, 系统总结了自由液面的存在对气泡各种参数的影响, 并给出了基于无量纲距离 γ_f (即气泡初始中心距自由面的距离 d 与气泡最大半径 R 的比值, 记为 $\gamma_f = d/R$) 的水泵现象的讨论和描述, 所得的结论对气泡与自由液面相互作用的研究非常有指导意义和价值.

研究者在数值模拟方面也做了很多工作. 在气泡与自由面相互作用的模拟方法中, 应用比较广泛的是基于势流理论的边界元法 (boundary element method, BEM), 也称边界积分方法 (boundary integral method, BIM). 国内外很多学者采用这种方法对气泡动力学问题进行了求解, 国外如 Taib^[21], Blake 等^[21–23], Blake 和 Gibson^[24], Zhang 等^[25], Wang 等^[26,27]; 国内如鲁传敬和戚定满^[28], 张振宇等^[29], Zhang 等^[30], 他们研究的问题涉及数值模型的优化、单气泡在自由面和刚性壁面的动态特征、多气泡的动态特征等, 这些工作为气泡动力学的研究提供了非常有效的技术手段和非常丰硕的研究成果. 最近, 气泡第一次脉动之后较长时间内的液面运动现象开始引起人们的关注 (这些现象在张阿漫等^[15]的实验研究中得到了归纳, 但在以往的数值模拟中研究较少), 如 Wang 等^[31]用边界积分方法继续计算了气泡第一次脉动之后一段时间内气泡和液面的演变, 其中液面形态的计算结果与实验有较好的符合度; Han 等^[32]和 Li 等^[33]在气泡第一次脉动之后直接忽略气泡的计算, 继续关注液面水射流的演变, 所得的计算结果也与实验现象有较好的符合. 为了进一步认识不同形态水面现象的形成机理, 有必要对气泡第一次脉动之后液面变化规律进行研究.

本文借鉴张阿漫等^[15]改进的电火花技术, 自行搭建了电火花气泡实验和观测平台, 设计了一系

列近自由面的气泡实验, 并借助高速摄影系统对水下的气泡脉动现象和水面的水射流现象进行了观察, 收集了大量实验图片和数据. 通过对射流形成过程的深入分析, 从扰动叠加角度对文献^[15]所列举的六种典型水冢现象进行了讨论, 并总结得出了五种叠加类型. 分析结果表明: 两次气泡脉动与自由液面相互作用所产生扰动的叠加是不同水射流现象发生的实质性原因; 且当无量纲距离 γ_f 发生变化时, 第一次气泡脉动和二次脉动产生的水射流的速度、持续时间都会随之发生变化, 这些因素共同决定了水射流最终的形态. 所得的结论可以为近自由面气泡动态性能的研究提供新的视角和参考.

2 实验原理与实验设置

本文借鉴已有的电火花实验技术, 自行搭建了简易的电火花气泡试验和观测平台, 用以收集气泡与自由面相互耦合的动态过程数据. 该平台包括 MCH-K1205D 型直流稳压电源、FASTCAM-SA1.1 型高速摄像机, 并用 120 W 的 LED 灯来提供连续补充光源, 电极采用直径 0.1 mm 的细铜丝.

图 1 为实验平台的示意图. 平台主要由四个部分组成: 第一部分主要包括数显直流稳压电源和放电电路, 它可将日常交流电 (AC) 转化为直流电 (DC), 并可精确控制电压的输出, 可调直流输出电压的范围为 0 到 120 V; 第二部分为水箱, 当铜电极熔化燃烧时, 为其提供液体环境, 形成空泡, 并辅助有调节装置和测量装置, 能极大地方便电极距离液面的高度控制和后期气泡与水射流的测量; 第三部分为控制装置, 可以同步控制电源的放电和高速摄影的触发; 第四部分为高速摄像机, 用来对实验过程的水中现象和水面现象进行同步记录.

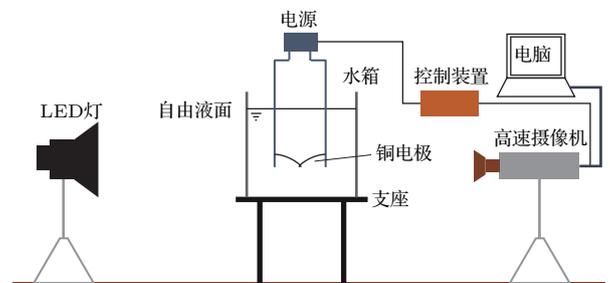


图 1 气泡实验平台示意图

Fig. 1. The bubble experimental platform.

实验开始前,按照设计工况的要求调整铜电极到自由液面的距离,并调节好摄像机焦距,使铜电极所在位置的画面清晰;调节直流稳压电源,使输出电压值达到实验设计值.调节控制装置,电源放电,铜电极熔化使周围液体汽化产生气泡,同时高速摄像机接收到触发信号,开始记录运动图像.记录完成之后,通过笔记本电脑收集整理数据,一次试验结束.

3 实验结果与分析

3.1 典型水射流的形成过程

由文献[11, 15, 20]可知,当气泡在自由液面附近运动时,不同的无量纲距离 γ_f 会对应不同的水射流现象.爆炸引起的气泡与水面相互作用[11],会因为冲击波的耦合作用而更加复杂.激光[20]和电火花[15]引起的气泡与自由面的相互作用,因为几乎没有冲击波的影响,而相对而言简单很多;且这两者之间除了气泡尺度和周期尺度之间的差别外,形成水射流现象的规律基本一致.为了更方便地进行观测,本文采用100 V直流电压进行了气泡生成试验,气泡半径为6 mm左右,与文献[15]总结的电压-气泡半径经验关系式符合较好.基于100 V的气泡半径数据,设计了一系列从大到小的无量纲距离 γ_f 的试验,并用高速摄影进行记录,重现了六种典型工况[15].通过对射流形成过程的观察和总结发现,虽然六种工况对应的水泵形态迥异,但都可以看作是气泡第一次膨胀-收缩引起的首到射流与气泡第二次膨胀引起的后到射流相互叠加所致.

图2所示为无量纲距离 $\gamma_f > 2$ 时的水射流形成过程,与文献[15]中的微鼓型水冢对应.电极距离水面14 mm,气泡最大半径约为6.5 mm,对应的无量纲距离 γ_f 为2.154.由图2可以看到,在 $t = 2.0$ ms时刻,气泡完成了第一次膨胀和收缩,自由液面发生了轻微幅度的鼓起.在 $t = 2.0$ —2.4 ms,气泡发生第二次膨胀,已经开始回落的微鼓自由液面再次被抬升,在31.5 ms达到最大高度,约为6 mm.在整个过程中,气泡二次脉动引起的后到射流与气泡第一次膨胀收缩引起的首到射流的整体发生了叠加,两者相互融合.

图3所示为无量纲距离 $1.2 < \gamma_f < 2.0$ 时的水射流形成过程,与文献[15]中的丘型水冢对应.电极距离水面11 mm,气泡半径约为7 mm,对应的无量纲距离 γ_f 为1.571.由图3可以看到,在 $t = 0$ —1.3 ms期间,气泡膨胀,液面被抬升;在 $t = 1.3$ —1.8 ms期间,气泡收缩,气泡顶端液面几乎保持不变,但周围液面开始微微回落.在 $t = 1.8$ —2.4 ms期间,气泡发生二次脉动,回落的液面被再次抬升.在 $t = 2.4$ —6.2 ms期间,气泡形成向下的气泡射流,气泡顶端的液面和周围的液面都往上抬升,在 $t = 6.2$ ms时刻两者几乎平齐.之后,两者融合形成向上的轮廓光滑的水柱,并继续攀升.在 $t = 53.2$ ms左右,水柱达到最大高度,约为24 mm.在整个过程中,后到射流和首到射流的叠加过程与工况为 $\gamma_f = 2.154$ 时类似,都是整体叠加,相互融合;只是相比而言, $\gamma_f = 1.571$ 时的两次液面鼓起的幅度均更大.

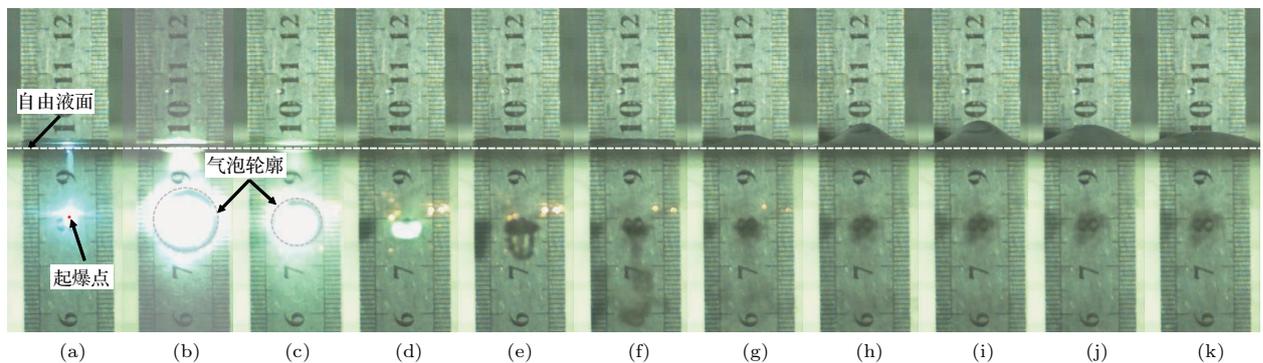


图2 (网刊彩色) 无量纲距离 $\gamma_f = 2.154$ 下的水射流形成过程 (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.3$ ms; (c) $t = 1.6$ ms; (d) $t = 2.0$ ms; (e) $t = 2.4$ ms; (f) $t = 5.7$ ms; (g) $t = 11.9$ ms; (h) $t = 23.5$ ms; (i) $t = 31.5$ ms; (j) $t = 45.5$ ms; (k) $t = 54.5$ ms

Fig. 2. (color online) The dynamic process of the formation of water jets for $\gamma_f = 2.154$: (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.3$ ms; (c) $t = 1.6$ ms; (d) $t = 2.0$ ms; (e) $t = 2.4$ ms; (f) $t = 5.7$ ms; (g) $t = 11.9$ ms; (h) $t = 23.5$ ms; (i) $t = 31.5$ ms; (j) $t = 45.5$ ms; (k) $t = 54.5$ ms.

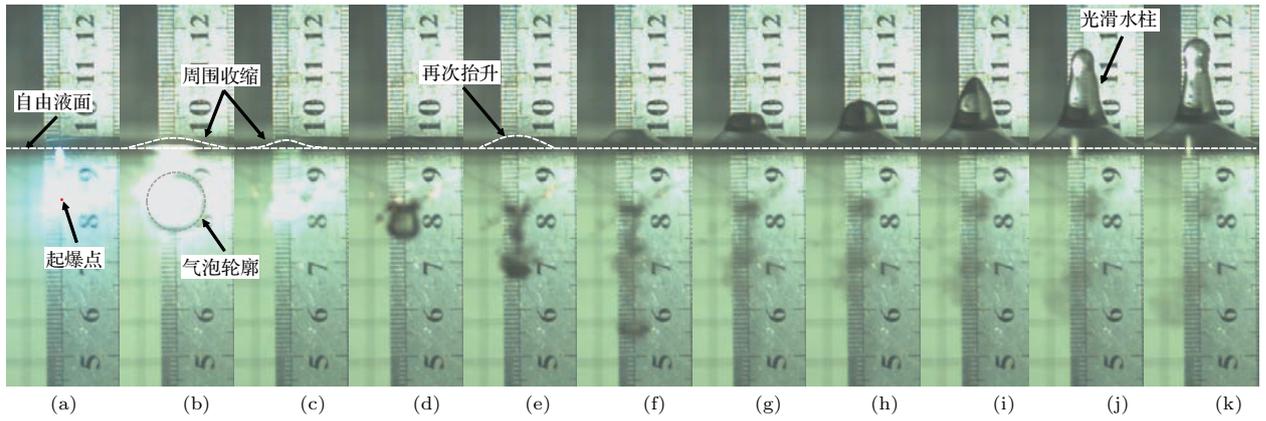


图3 (网刊彩色) 无量纲距离 $\gamma_f = 1.571$ 时的水射流形成过程 (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.3$ ms; (c) $t = 1.8$ ms; (d) $t = 2.4$ ms; (e) $t = 3.7$ ms; (f) $t = 6.2$ ms; (g) $t = 11.2$ ms; (h) $t = 14.7$ ms; (i) $t = 21.2$ ms; (j) $t = 36.2$ ms; (k) $t = 53.2$ ms

Fig. 3. (color online) The dynamic process of the formation of water jets for $\gamma_f = 1.571$: (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.3$ ms; (c) $t = 1.8$ ms; (d) $t = 2.4$ ms; (e) $t = 3.7$ ms; (f) $t = 6.2$ ms; (g) $t = 11.2$ ms; (h) $t = 14.7$ ms; (i) $t = 21.2$ ms; (j) $t = 36.2$ ms; (k) $t = 53.2$ ms.

图4所示为无量纲距离 $1.0 < \gamma_f < 1.2$ 时的水射流形成过程, 与文献[15]中的冲天型水泵对应. 电极距离水面的距离为9 mm, 气泡半径约为8 mm, 对应的无量纲距离 γ_f 为1.125. 由图4可以看到, 在 $t = 0-1.0$ ms 期间, 气泡膨胀, 自由液面抬升. 由于 Bjerknes 效应, 气泡顶端被自由液面吸引变成卵形. 在 $t = 1-1.8$ ms 期间, 气泡收缩, 自由面与气泡相互排斥, 气泡形成从顶端向下的气泡射流, 液面形成明显的锥形突起(首到射流). 在 $t = 1.8-3.5$ ms 期间, 发生第二次气泡脉

动, 液面再次被扰动, 并在锥形底部产生后到射流. $t = 3.5$ ms 之后, 后到射流追赶液面首次扰动形成的锥形, 并逐渐包裹首到射流形成内含空气的苞状结构. 之后两者一起上升, 并在 63.3 ms 之后达到最大高度, 约为 76 mm. 在整个过程中, 二次脉动形成的后到射流先与气泡首次脉动形成的锥形底部发生局部叠加, 形成包围中心圆锥的环状结构; 之后, 环状结构逐渐追赶中心圆锥, 直至两者融合形成头部包含空气的光滑水柱.

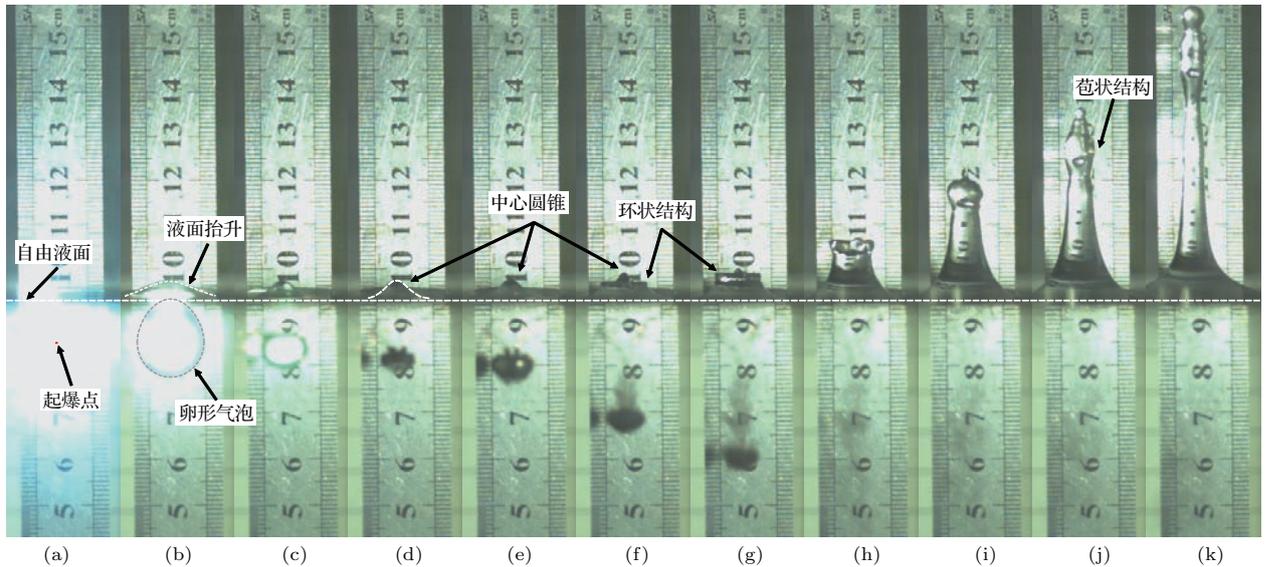


图4 (网刊彩色) 无量纲距离 $\gamma_f = 1.125$ 时的水射流形成过程 (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.0$ ms; (c) $t = 1.5$ ms; (d) $t = 1.8$ ms; (e) $t = 2.0$ ms; (f) $t = 3.5$ ms; (g) $t = 4.7$ ms; (h) $t = 10.1$ ms; (i) $t = 21.1$ ms; (j) $t = 32.4$ ms; (k) $t = 63.3$ ms

Fig. 4. (color online) The dynamic process of the formation of water jets for $\gamma_f = 1.125$: (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.0$ ms; (c) $t = 1.5$ ms; (d) $t = 1.8$ ms; (e) $t = 2.0$ ms; (f) $t = 3.5$ ms; (g) $t = 4.7$ ms; (h) $t = 10.1$ ms; (i) $t = 21.1$ ms; (j) $t = 32.4$ ms; (k) $t = 63.3$ ms.

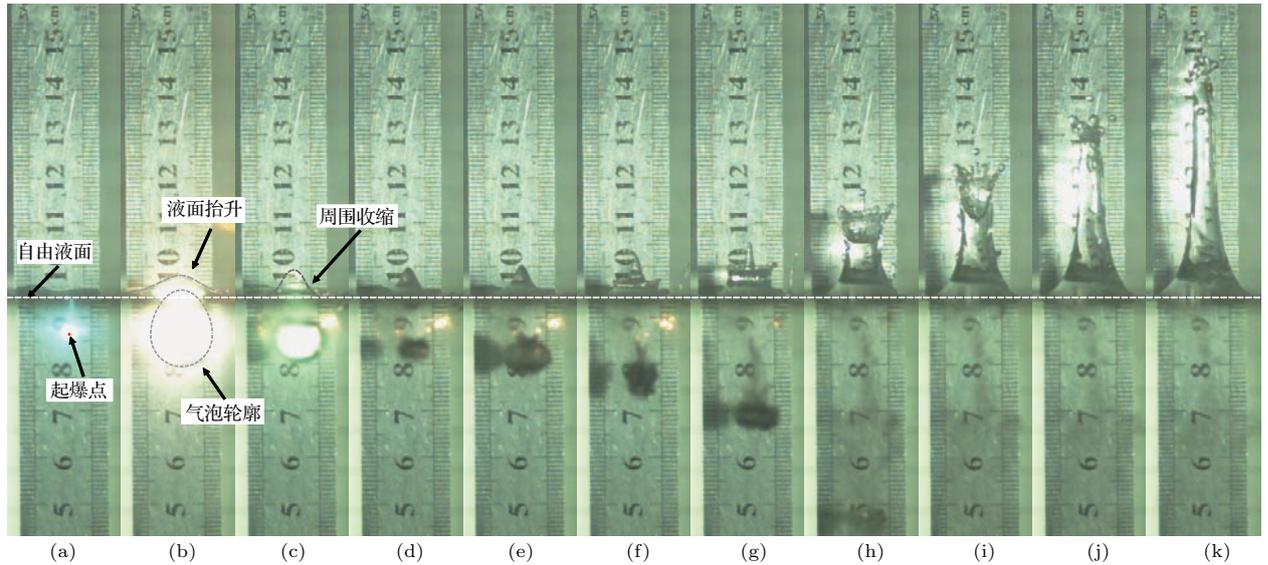


图5 (网刊彩色) 无量纲距离 $\gamma_f = 0.857$ 时的水射流形成过程 (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 0.9$ ms; (c) $t = 1.3$ ms; (d) $t = 1.6$ ms; (e) $t = 1.8$ ms; (f) $t = 2.5$ ms; (g) $t = 3.7$ ms; (h) $t = 9.3$ ms; (i) $t = 14.1$ ms; (j) $t = 20.4$ ms; (k) $t = 28.4$ ms

Fig. 5. (color online) The dynamic process of the formation of water jets for $\gamma_f = 0.857$: (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 0.9$ ms; (c) $t = 1.3$ ms; (d) $t = 1.6$ ms; (e) $t = 1.8$ ms; (f) $t = 2.5$ ms; (g) $t = 3.7$ ms; (h) $t = 9.3$ ms; (i) $t = 14.1$ ms; (j) $t = 20.4$ ms; (k) $t = 28.4$ ms.

图5所示为无量纲距离 $0.6 < \gamma_f < 1.0$ 时的水射流形成过程, 与文献[15]中的皇冠型水冢相对应. 电极距离水面的距离为6 mm, 气泡最大半径约为7 mm, 对应的无量纲距离 γ_f 为0.857. 由图5可以看到, 在气泡第一次膨胀收缩阶段 ($t = 0-1.6$ ms), 液面和气泡的动态变化过程基本与图4中所述的一致. 两者的区别在于, 图5中首次扰动形成的锥形水射流更为尖细, 且其高度较图4中的更高. 二次脉动发生之后, 后到射流也是先与锥形射流的底部发生局部叠加, 形成的环状结构边缘更为锋利, 类似于皇冠. 之后的过程中, 仍发生皇冠型射流与锥形射流的追赶过程; 图5所示的工况在 $t = 20.4$ ms 追赶完成, 但不会形成光滑的苞状头部. 另外, 对无量纲距离 $0.6 < \gamma_f < 1.0$ 工况内的其他工况进行分析发现: 当 $0.6 < \gamma_f < 0.8$ 时, 皇冠型的后到射流无法追赶上中心的锥形首到射流; 当 $0.8 < \gamma_f < 1.0$ 时, 皇冠型后到射流能追赶上中心的锥形首到射流.

图6所示为无量纲距离 $0.4 < \gamma_f < 0.6$ 时的水射流形成过程, 与文献[15]中的溅射型水冢对应. 电极距离水面的距离为3 mm, 气泡最大半径约为6 mm, 对应的无量纲距离 γ_f 为0.500. 由图6可以看到, 在 $t = 0-1.3$ ms 期间, 气泡发生第一次膨胀和收缩, 在Bjerknes效应作用下, 在自由液面

形成尖细的首到射流, 在水下形成气泡射流. 在 $t = 1.3-2.1$ ms 期间, 发生第二次气泡脉动, 并在首到射流底部引起更为粗滑的后到射流. 在 $t = 2.1$ ms 之后, 水面可以观察到明显两段的水柱. 上半段以首到射流为主, 速度很快, 水柱很细, 并随着时间推移不断拉长, 直至变成分散的小液滴; 下半段以后到射流为主, 速度较慢, 水柱较粗. 很显然, 二次脉动引起的后到射流追赶不上首到射流的头部. 由于射流速度较快, 头部很快超过了摄像机视野范围, 未能直接观测到最大射流高度.

图7所示为无量纲距离 $0 < \gamma_f < 0.4$ 时的水射流形成过程, 与文献[15]中的破碎型水冢对应. 电极距离水面的距离为1 mm, 气泡最大半径约为14 mm, 对应的无量纲距离 γ_f 为0.071. 由图7可以看到, 打火之后, 生成的气泡直接与空气连通, 液面以下的气泡呈半球状, 并不断膨胀, 在 $t = 24.7$ ms 达到最大, 且最大气泡半径远远超过该电压下的正常水平. 液面由于破碎获得速度, 形成向外飞散的液滴, 并最后在重力作用下回落. 气泡在浮力作用下, 底部抬升, 变得扁平 ($t = 38.7$ ms); 最后会在惯性作用下回弹超过液面, 并在重力作用下再次回落. 整个过程未发生气泡的二次脉动, 不存在二次扰动与首到射流的叠加.

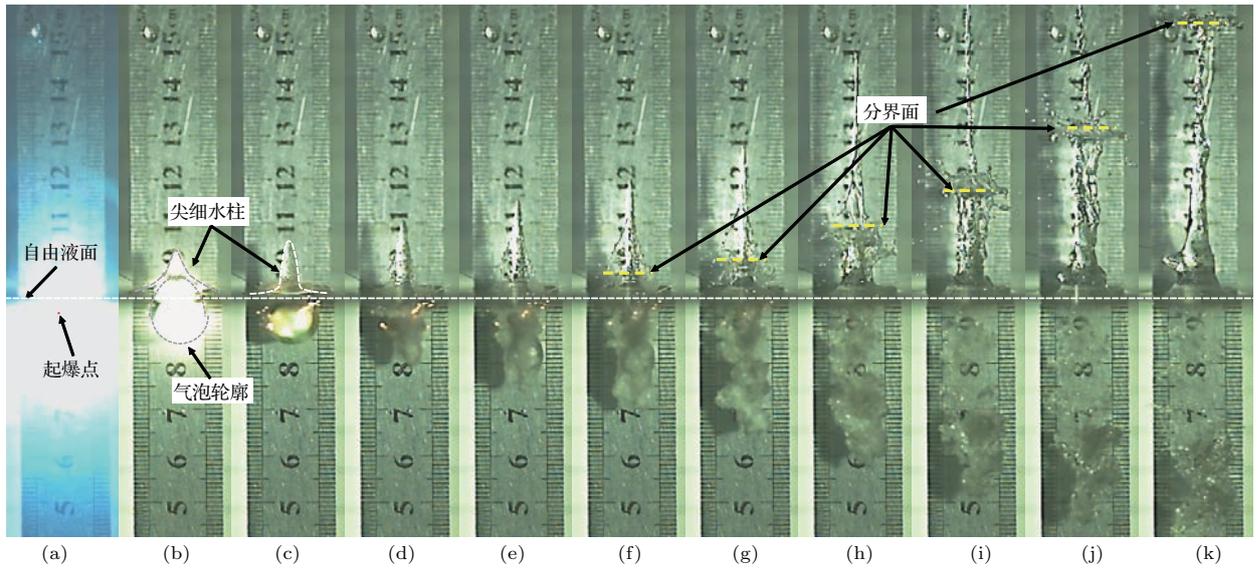


图6 (网刊彩色) 无量纲距离 $\gamma_f = 0.500$ 时的水射流形成过程 (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 0.7$ ms; (c) $t = 0.9$ ms; (d) $t = 1.3$ ms; (e) $t = 1.7$ ms; (f) $t = 2.1$ ms; (g) $t = 2.8$ ms; (h) $t = 4.7$ ms; (i) $t = 8.3$ ms; (j) $t = 12.3$ ms; (k) $t = 20.7$ ms

Fig. 6. (color online) The dynamic process of the formation of water jets for $\gamma_f = 0.500$: (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 0.7$ ms; (c) $t = 0.9$ ms; (d) $t = 1.3$ ms; (e) $t = 1.7$ ms; (f) $t = 2.1$ ms; (g) $t = 2.8$ ms; (h) $t = 4.7$ ms; (i) $t = 8.3$ ms; (j) $t = 12.3$ ms; (k) $t = 20.7$ ms.

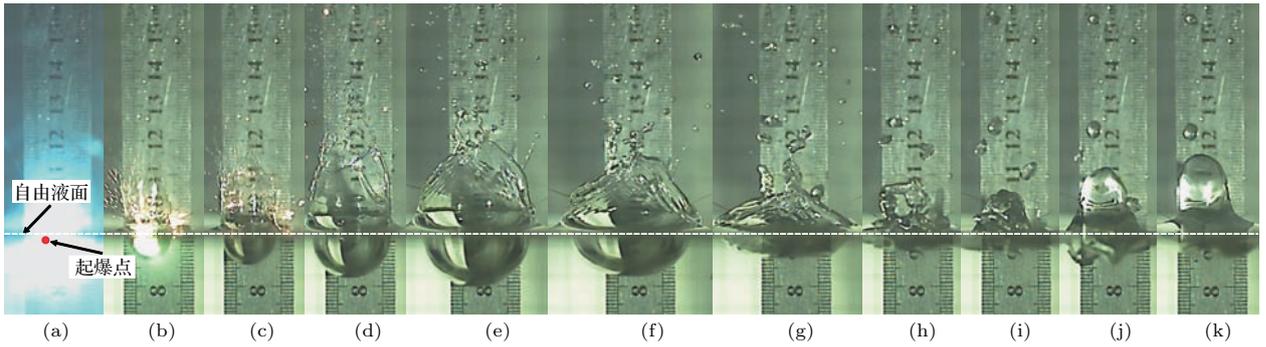


图7 (网刊彩色) 无量纲距离 $\gamma_f = 0.071$ 时的水射流形成过程 (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.4$ ms; (c) $t = 2.4$ ms; (d) $t = 8.4$ ms; (e) $t = 24.7$ ms; (f) $t = 38.7$ ms; (g) $t = 54.3$ ms; (h) $t = 66.3$ ms; (i) $t = 82.2$ ms; (j) $t = 99.7$ ms; (k) $t = 139.7$ ms

Fig. 7. (color online) The dynamic process of the formation of water jets for $\gamma_f = 0.071$: (a) $t = 0$ ms; (b) $t = 1.4$ ms; (c) $t = 2.4$ ms; (d) $t = 8.4$ ms; (e) $t = 24.7$ ms; (f) $t = 38.7$ ms; (g) $t = 54.3$ ms; (h) $t = 66.3$ ms; (i) $t = 82.2$ ms; (j) $t = 99.7$ ms; (k) $t = 139.7$ ms.

从对以上6个典型工况的水射流形成过程的分析可以看出, 当无量纲距离 γ_f 不同时, 无论是水下气泡还是水面射流, 都有不同的形态和运动规律. 显然, γ_f 对这些现象有很大的影响, 并起着决定性的作用. 当 γ_f 较大时, 气泡二次脉动引起的水介质扰动与被气泡首次脉动抬升的液面发生整体叠加, 形成的射流高度较小, 宽度较大. 当 γ_f 逐渐变小, 首到射流的高度变大, 宽度变小, 速度变大; 气泡二次脉动引起的后到射流在首到射流底部发生局部叠加, 并形成宽度更大的围绕首到射流的水

柱; 后到射流与首到射流的速度差异越来越大, 从能够追赶上首到射流的头部, 并形成包含空气的苞状结构, 到追不上首到射流的头部, 形成上细下粗的两段型射流. 气泡二次脉动引起的后到射流与气泡首次脉动引起的首到射流的不同叠加状态, 是这些不同现象发生的实质性原因.

3.2 水射流的速度

通过对大量试验的图像进行分析, 提取了不同无量纲距离下的首到射流头部速度和后到射流的

头部速度,并分别拟合得到了两者与无量纲距离 γ_f 之间的关系式. 首到射流速度的拟合关系式如(1)所示:

$$V_{\text{first}} = 1.55336\gamma_f^{-3.1}, \quad 0.4 < \gamma_f < 2.2, \quad (1)$$

其中 V_{first} 为首到射流速度,单位为 m/s; γ_f 为无量纲距离.

图8给出了实验数据点和(1)式所得到的曲线,从图中可以看出, γ_f 越小,首到射流的速度越大,实验得到的最大值为11.4 m/s左右. 当 $\gamma_f < 0.4$ 时,由于气泡破裂产生飞散的水珠,不便于统计首到射流的速度,所以看作无首到射流. 另外,当 $\gamma_f < 1$ 时,曲线的斜率变化较大,变化陡峭,首到射流的速度随无量纲距离的增大而迅速减小. 当 $\gamma_f > 1$ 时,曲线变化平缓,速度的绝对值相对于 $\gamma_f < 1$ 时小很多.

后到射流速度的拟合关系式如(2)所示:

$$V_{\text{second}} = 1.10325\gamma_f^{-1.75}, \quad 0.4 < \gamma_f < 2.2, \quad (2)$$

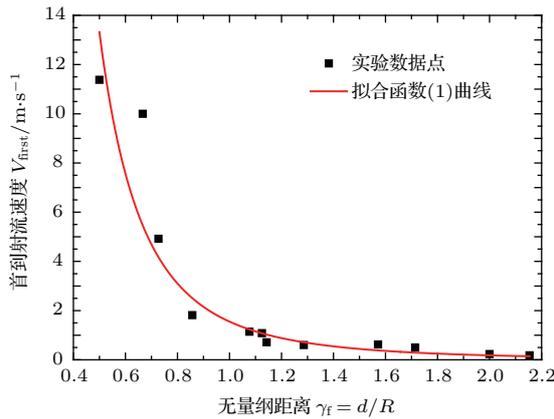


图8 首到射流头部速度随无量纲距离的变化
Fig. 8. The graph of the velocity of the first water jets versus dimensionless distance.

其中 V_{second} 为后到射流的速度,单位为 m/s; γ_f 为无量纲距离.

图9所示为拟合函数(2)曲线与实验图片上采集得到的数据点,从图中可以看出, γ_f 越小,后到射流的速度越大,实验得到的最大值为3.2 m/s左右,同工况下的首到射流速度是其3.6倍左右. 当 $\gamma_f < 0.4$ 时,由于气泡破裂不产生二次脉动,故不存在后到射流. 比较图8和图9中速度的异同,较好验证了前文对水柱形态变化和叠加效果的讨论内容.

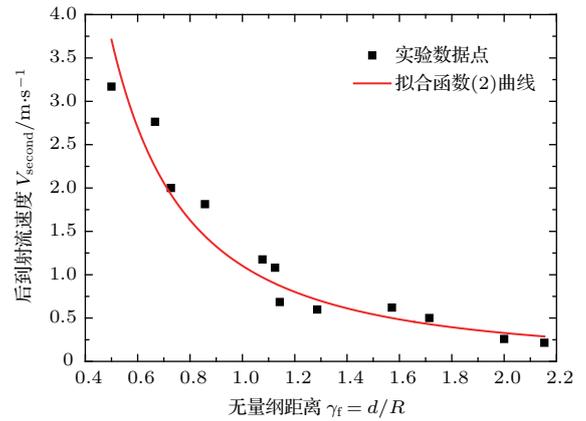


图9 后到射流头部速度随无量纲距离的变化
Fig. 9. The graph of the velocity of the second water jets versus dimensionless distance.

3.3 水射流的叠加类型

通过对高速摄影图片数据的分析我们发现,不同形态的水面现象实际上是由于二次脉动引起的水介质扰动与首次气泡脉动引起的液面变化相互叠加导致的. 为了更好地分析各个叠加状态的特点,图10给出了不同水射流叠加类型的示意图.

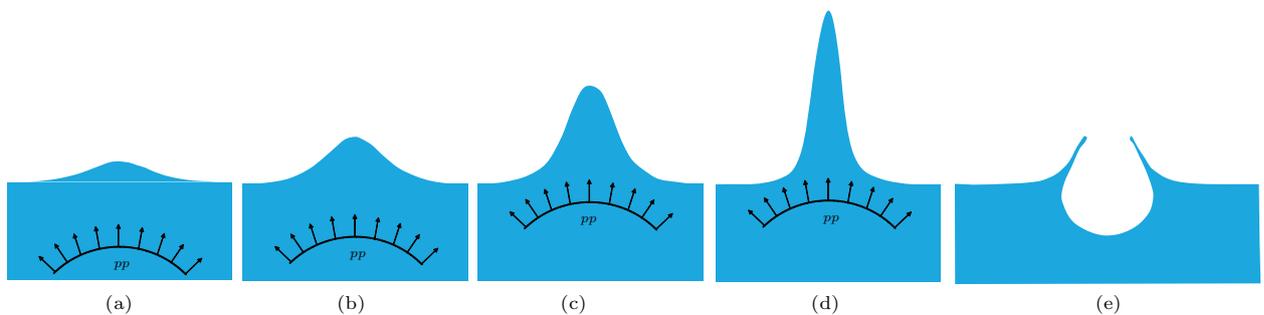


图10 后到射流与首到射流的不同叠加类型 (a) 融合A型; (b) 融合B型; (c) 追赶A型; (d) 追赶B型; (e) 无叠加型
Fig. 10. Different type of superposition of the water jet induced by the first and second bubble pulse: (a) All-fit type; (b) partial-fit type; (c) catch-up type; (d) run-after type; (e) non-superposition type.

图 10(a) 所示的融合 A 型, 对应气泡初始深度较大的工况, 即引起微鼓型水泵的工况. 由于气泡初始深度较大, 气泡初次膨胀-收缩引起的水面的抬升较为微小, 液面形状接近为弧形. 气泡二次脉动发生的位置也较为深, 二次脉动引起的扰动与液面发生作用时, 形状几乎完全契合; 但由于距离较远, 衰减较大, 最终叠加引起的液面抬升并不会很大.

图 10(b) 所示的融合 B 型, 对应气泡初始深度稍大的工况, 即引起丘型水泵的工况. 由于气泡初始深度相对浅了一些, 气泡初始膨胀-收缩引起的液面抬升有所增加, 液面形状较圆弧形稍有突出. 气泡二次脉动发生的位置仍然较深, 二次脉动引起的扰动与液面发生作用时, 形状除与液面尖端不能很好契合外, 与其他部分契合较好. 在叠加过程中, 契合部分先发生二次抬升, 在液面形态的观察中会发现顶端平齐的画面, 与图 3 中 $t = 6.2 \text{ ms}$ 的图像类似. 同样, 由于深度较大, 最终引起的水射流高度也不会很大, 但相比融合 A 型而言会稍大.

图 10(c) 所示的追赶 A 型, 对应气泡初始深度适中的工况, 即引起冲天型水泵工况和引起部分皇冠型水泵的工况. 由于气泡初始深度适中, 自由面在气泡第一次膨胀-收缩过程中受 Bjerknes 效应影响变得明显, 气泡发生第二次脉动前, 自由液面的水柱较为突出, 且具有一定的速度. 气泡二次脉动引起的水介质扰动先与水柱底端发生作用, 形成环

状结构; 由于气泡发生二次脉动的位置较浅, 衰减不大, 环状结构获得一定的速度. 由图 9 和图 8 可知, 这个速度(后到射流速度)与中心水柱的速度(首到射流速度)相当, 两者将发生追赶, 且最终环状结构能追上中心水柱.

图 10(d) 所示的追赶 B 型, 对应气泡初始深度较浅的工况, 即引起溅射型水泵的工况和部分引起皇冠型水泵的工况. 由于气泡初始深度较浅, 自由面受 Bjerknes 效应的影响更为明显, 在气泡发生二次脉动前, 液面已经形成细长的水柱, 且水柱具有较大的速度. 二次脉动引起的扰动先与水柱的底端发生作用, 形成较粗的后到射流. 由图 9 和图 8 可知, 尽管二次脉动所在的深度较浅, 但形成的后到射流的速度比首到射流的速度小很多, 两者发生追赶, 但最终由于速度上的差异, 形成上端细下端粗的两段型射流.

图 10(e) 所示的无叠加型, 对应气泡初始深度很浅的工况, 即引起破碎型水泵的工况. 由于气泡初始深度很浅, 在气泡膨胀过程中就发生破碎, 与空气连通. 不存在气泡二次脉动, 因而不存在叠加的过程.

为了较为直观地将上述五种叠加类型与射流形态相互对应, 图 11 给出了两者与无量纲距离 γ_f 的对应关系. 当 $0 < \gamma_f < 0.4$ 时, 气泡发生破裂, 形成破碎型水泵, 无二次脉动发生, 叠加状态为无叠加;

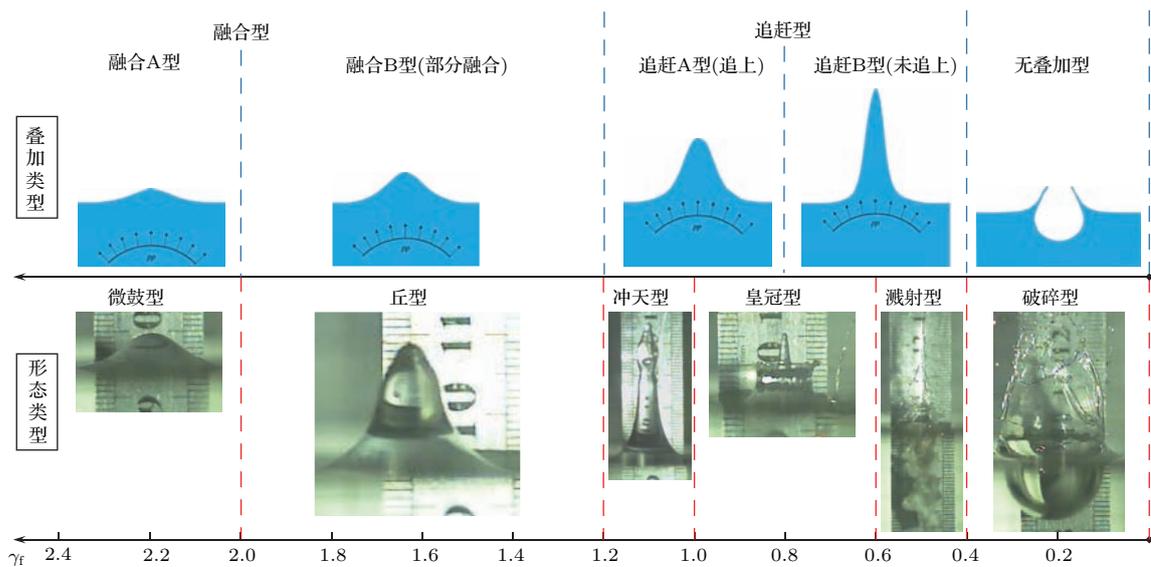


图 11 (网刊彩色) 射流叠加类型与形态类型的对应关系

Fig. 11. (color online) The corresponding relationship between the superposition type and the form type of water jet.

当 $0.4 < \gamma_f < 0.8$ 时, 会发生二次脉动, 形成的扰动先与水柱底端相互作用, 形成较粗的后到射流, 但后到射流无法追赶到首到射流的头部, 会形成溅射型水冢和环状结构追赶不上中心水柱的皇冠型水冢; 当 $0.8 < \gamma_f < 1.2$ 时, 首到射流速度与后到射流速度相当, 仍会发生追赶型叠加, 但最终两者的头部会追赶上, 并相互融合, 形成冲天型水冢和部分皇冠型水冢; 当 $1.2 < \gamma_f < 2.0$ 时, 后到射流与首到射流形状能大部分契合, 叠加过程中两者能相互融合, 在融合过程中会有头部平齐的水柱产生; 当 $\gamma_f > 2.0$ 时, 后到射流与首到射流的形状几乎完全契合, 叠加过程中两者能完全融合, 形成微鼓型水冢.

4 结 论

本文采用电火花方式在自由液面附近生成气泡, 并用高速摄影系统对两者之间的相互作用形成水射流的过程进行了研究. 研究表明: 1) 气泡与自由面发生耦合作用时, 无量纲距离 γ_f 是导致不同形态水面现象发生的决定性原因, 但气泡二次脉动引起的扰动与气泡初次脉动引起的扰动相互叠加的不同才是不同形态水面现象发生的实质性原因; 2) 气泡两次脉动会分别引起首到射流和后到射流, 两者的速度随 γ_f 增大呈指数形式衰减, 在本文设计的电火花工况下, 通过对实验数据的拟合, 得到的首到射流头部速度 V_{first} 和后到射流的头部速度 V_{second} 的函数关系式分别为 $V_{\text{first}} = 1.55336\gamma_f^{-3.1}$, $V_{\text{second}} = 1.10325\gamma_f^{-1.75}$, 此关系式为今后气泡与自由面相互作用形成水射流的研究提供了一定参考; 3) 气泡二次脉动形成的扰动与气泡初次脉动引起的扰动存在多种类型的叠加, 不同叠加状态的发生只取决于无量纲距离 γ_f , 当 $0 < \gamma_f < 0.4$ 时, 气泡破碎, 为无叠加类型; 当 $0.4 < \gamma_f < 0.8$ 时, 后到射流无法追赶上首到射流, 为追赶 B 型; 当 $0.8 < \gamma_f < 1.2$ 时, 后到射流能追赶上首到射流, 为追赶 A 型; 当 $1.2 < \gamma_f < 2.0$ 时, 后到射流与首到射流大部分契合, 为融合 B 型; 当 $\gamma_f > 2.0$ 时, 后到射流与首到射流几乎完全契合, 为融合 A 型; 4) 两个射流的速度衰减形式和水柱形态特性的变化, 较好地验证了本文关于不同叠加状态的讨论.

参考文献

- [1] Brennen C E 1995 *Cavitation and Bubble Dynamics* (New York: Oxford University Press) pp47–107
- [2] Plesset M S, Prosperetti A 2003 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **9** 145
- [3] Wang B, Zhang Y P, Wang Y P 2012 *Chin. J. High Pressure Phys.* **26** 577 (in Chinese) [汪斌, 张远平, 王彦平 2012 高压物理学报 **26** 577]
- [4] Klaseboer E, Hung K C, Wang C, Wang C W, Khoo B C, Boyce P 2005 *J. Fluid Mech.* **537** 387
- [5] Saurel R, Abgrall R 2000 *Siam. J. Sci. Comput.* **21** 1115
- [6] Geers T L, Hunter K S 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 1584
- [7] Wang C, Khoo B C 2004 *J. Comput. Phys.* **194** 451
- [8] Cole R H (translated by Luo Y J, Han R Z, Guan X) 1965 *Underwater Explosion* (Beijing: National Defence Industry Press) pp231–235 (in Chinese) [库尔 R H 著 (罗耀杰, 韩润泽, 官信 译) 1965 水下爆炸 (北京: 国防工业出版社) 第 231—235 页]
- [9] Kedrinskii V K (translated by Knyazeva S Y) 2005 *Hydrodynamics of Explosion: Experiments and Models* (Heidelberg: Springer) pp313–353
- [10] Pearson A, Blake J R, Otto S R 2004 *J. Eng. Math.* **48** 391
- [11] Wang S S, Li M, Ma F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 194703 (in Chinese) [王树山, 李梅, 马峰 2014 物理学报 **63** 194703]
- [12] Hung C F, Hwangfu J J 2010 *J. Fluid Mech.* **651** 55
- [13] Li J, Rong J L 2011 *Ocean Eng.* **38** 1861
- [14] Dadvand A, Khoo B C, Shervani-Tabar M T 2009 *Exp. Fluids* **46** 419
- [15] Zhang A M, Wang C, Wang S P, Cheng X D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 084701 (in Chinese) [张阿漫, 王超, 王诗平, 程晓达 2012 物理学报 **61** 084701]
- [16] Duocastella M, Fernández-Pradas J M, Serra P, Morenza J L 2008 *Appl. Phys. A* **93** 453
- [17] Robinson P B, Blake J R, Kodama T, Shima A, Tomita Y 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 8225
- [18] Unger C, Gruene M, Koch L, Koch J, Chichkov B N 2011 *Appl. Phys. A* **103** 271
- [19] Zong S G, Wang J A, Liu T, Guo G L 2011 *Explosion and Shock Waves* **31** 641 (in Chinese) [宗思光, 王江安, 刘涛, 郭广立 2011 爆炸与冲击 **31** 641]
- [20] Liu T, Wang J A, Zong S G, Liang S Y 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 0714003 (in Chinese) [刘涛, 王江安, 宗思光, 梁善勇 2012 光学学报 **32** 0714003]
- [21] Taib B B 1985 *Ph. D. Dissertation* (NSW, Australia: University of Wollongong)
- [22] Blake J R, Taib B B, Doherty G 1986 *J. Fluid Mech.* **170** 479
- [23] Blake J R, Taib B B, Doherty G 1986 *J. Fluid Mech.* **181** 197
- [24] Blake J R, Gibson D C 1981 *J. Fluid Mech.* **111** 123
- [25] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C, Wang C 2001 *J. Comp. Phys.* **166** 336
- [26] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, Lam K Y 1996 *Theor. Comp. Fluid Dyn.* **8** 73

- [27] Wang Q X, Yeo K S, Khoo B C, Lam K Y 1996 *Comp. Fluids* **25** 607
- [28] Qi D M, Lu C J 1998 *J. Shanghai Jiaotong Univ.* **32** 50 (in Chinese) [戚定满, 鲁传敬 1998 上海交通大学学报 **32** 50]
- [29] Zhang Z Y, Wang Q D, Zhang H S 2005 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **37** 100 (in Chinese) [张振宇, 王起棣, 张慧生 2005 力学学报 **37** 100]
- [30] Zhang A M, Yao X L, Yu X B 2007 *J. Sou. Vib.* **311** 1196
- [31] Wang J X, Zong Z, Sun L, Li Z R, Jiang M Z 2016 *J. Hydrodyn.* **28** 52
- [32] Han R, Zhang A M, Li S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 034703
- [33] Li S, Zhang A M, Wang S P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 194703 (in Chinese) [李帅, 张阿漫, 王诗平 2013 物理学报 **62** 194703]

Formation mechanism of water jets induced by the interaction between bubble and free surface

Zheng Jian Zhang Duo[†] Jiang Bang-Hai Lu Fang-Yun

(College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 8 September 2016; revised manuscript received 26 November 2016)

Abstract

Explosion in shallow water or small depth water will generate upward water jet, mainly because bubbles generated by explosion will interact with the surface of water. Different underwater depths can result in upward water jets with different kinds of shapes, such as water column, water plume, jet, spall dome, splash, spike, etc. To reveal the formation mechanisms of different types of water jets, a spark bubble experiment platform is set up, and the motions of bubble and free surface are studied experimentally by high-speed photography. The dynamic images for the formation process of the water jets under different initial depths of bubble are obtained. Through theoretical analysis and direct observation of the experimental data, the interaction process between the oscillating bubble and free surface are clarified, and the evolution rule of water jets is obtained. It is found that the key factor affecting the formation of different shapes of the water jets is the superposition of the disturbance of the second bubble pulse and the simple-shape jet induced by the first bubble pulse. Five types of the superpositions are summarized: 1) All-fit type, with a large depth of initial bubble, the first and the second bubble impulse fit well to form a smooth and slightly arched water dome; 2) partial-fit type, with a less large depth of initial bubble, higher arched water dome is formed due to the raising effects of second bubble pulse partially fit the initial water dome shape; 3) catch-up type, with a mediate depth of initial bubble, the free-surface jet caused by first bubble pulse will be caught up from the bottom by the second pulse, and form a thin and high velocity jet; 4) run-after type, with a smaller depth of initial bubble, the free-surface jet caused by first bubble pulse will be raised from the bottom by the second pulse, and form a jet with thin head and thick pedestal, sometimes form a crown-type splash; 5) non-superposition type, the depth of initial bubble is so small that the bubble will break up, and no superposition will happen. In summary, the ratio of the initial depth to the maximum radius of bubble is found to be a decisive factor of the superposition type. The initial bubble is described by a dimensionless distance. These conclusions well explain the phenomena observed in experiment, and can provide a new vision and reference to the understanding of the formation mechanism of water jets induced by the interaction between bubble and free surface.

Keywords: bubble, free surface, experiment, mechanism

PACS: 47.55.dd, 47.55.dr, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.66.044702

[†] Corresponding author. E-mail: zhangduo@nudt.edu.cn