DOI: 10.11883/1001-1455(2015)05-0609-08

狭长直管约束条件水下电爆炸所产生的气泡运动和界面射流*

张桂夫,朱雨建,李元超,杨基明
(中国科学技术大学近代力学系,安徽 合肥 230026)

摘要:以高速摄影为主要手段,揭示直管中爆炸诱导气泡和射流的典型演变过程,并测试爆炸深度和爆炸能量对该现象的影响。研究发现直管中爆炸诱导的表面射流分为光滑和粗糙的两段,这区别于自由表面射流的形态;爆炸气泡的发展经历一个先膨胀再坍缩的过程,其中封闭坍缩以气泡顶部形成内向射流为特征。表面射流速度主要来自爆炸早期短时间内气泡膨胀赋予水体的冲量,且整体上与起爆能量成正相关,而与爆炸深度成反相关;用准一维的简化模型能够很好地描述它们之间的依赖关系,计算结果不仅在趋势上与实验结果一致,数值上也能很好吻合。

关键词:爆炸力学;射流;水下电爆炸;狭长直管;气泡
中图分类号:O381 **国标学科代码**:13035 **文献标志码**:A

水下爆炸产生外向辐射传播的压力波,并在爆点形成气泡。当这一过程发生于不均衡的约束环境,爆炸能量(主要为动能)将被导向约束相对薄弱的方向;对此有目的地加以利用可实现能量或质量的集中、定向乃至定量投放。近年来,在生物医学工程领域,与此相关的一些新颖应用不断被提出[1-2]。这些应用均涉及一个基本物理过程,即在带有开口的狭长约束环境中产生爆炸,并驱动射流运动。

水下爆炸气泡动力学以及爆炸和气泡与不同边界的相互作用,一直是工程界和学术界所广泛关注和研究的对象。20 世纪 80 年代,J. R. Blake 等[3-5]结合大量实验和数值模拟,对水下爆炸气泡在近自由表面和近固壁的发展特性进行了详尽的综述,建立了对这些现象的基本认识。E. Klaseboer 等[6-8]、G. P. Ong 等[9]、C. K. Turangan 等[10]采用实验和数值模拟手段研究了气泡与不同性质边界的相互作用。H. Miao 等[11]、W. F. Xie 等[12]、A. Dadvand 等[13]研究了更复杂的边界形状或设置条件下水下爆炸所产生的射流和气泡发展情况。逄春京[14]利用 Autodyn 等软件研究了无限水域下及不同边界附近水下爆炸气泡和界面射流的运动形态。A. M. Zhang 等[15]用实验方法研究了在双重约束条件(固壁与自由面)下水下爆炸产生的气泡和界面射流的运动,发现爆点相对位置对气泡和界面射流的形态与运动规律有重要影响。与此同时,对于狭长管道中爆炸诱导射流的现象,目前仍缺乏足够充分透彻的理解。如,这种射流与无约束的表面射流[3-5]和孔板约束射流[13]有何区别?射流其强度主要受哪些因素影响?再如直管约束条件下爆炸气泡的形态和演变过程是怎样的?这些问题都有待进一步探讨。

基于上述背景,本文中以高速摄影为主要手段开展关于直管中电爆炸驱动射流的实验研究,一方面力图捕捉这种多相界面流动的具体形态和演变特征,另一方面关注爆炸条件设置对现象影响,并在获得基本认识的基础上,采用理论计算辅助解析现象的产生机理和发生规律。

1 实验装置与方法

采用电容储能瞬时放电驱动金属丝熔爆的方法产生爆炸,实验装置如图 1 所示。其中储能电容固定 C 为 66 μF,以直流稳压电源供电,并通过改变充电电压调节爆炸能量,电源电压可调节范围为 100~

* **收稿日期**:2014-02-19;**修回日期**:2015-01-20
基金项目:国家自然科学基金项目(11102204)
第一作者:张桂夫(1990—),男,博士研究生;**通讯作者**:朱雨建,yujianrd@ustc.edu.cn。

400 V。电压监测发现,在不同充电电压下回路放电时间基本相同,约为 0.1 ms。

实验管道采用外径为 20 mm、壁厚为 4.5 mm 的圆截面有机玻璃管。如图 1(b)所示,管道分为上下 2 段以方便爆炸丝的安装,并通过法兰连接密封;管道上下段总长 400 mm。为有效缓冲下行爆炸波以及它在底部的反射,爆点设置在距离管道底部约 300 mm 的位置。实验中采用的爆炸丝为直径为 0.02 mm的钢丝。爆炸丝安装在沿管中轴线配置的细长电极上,2 电极间有效距离约为 2 mm,相比管内径可近似为点爆源。

以高亮卤素灯透过白幕散射为背景光,以高速摄影直接记录流场演变,并通过解读图像获得数据。高速摄影速度为 20 000 s^{-1},单帧曝光时间为 1/91000 s。

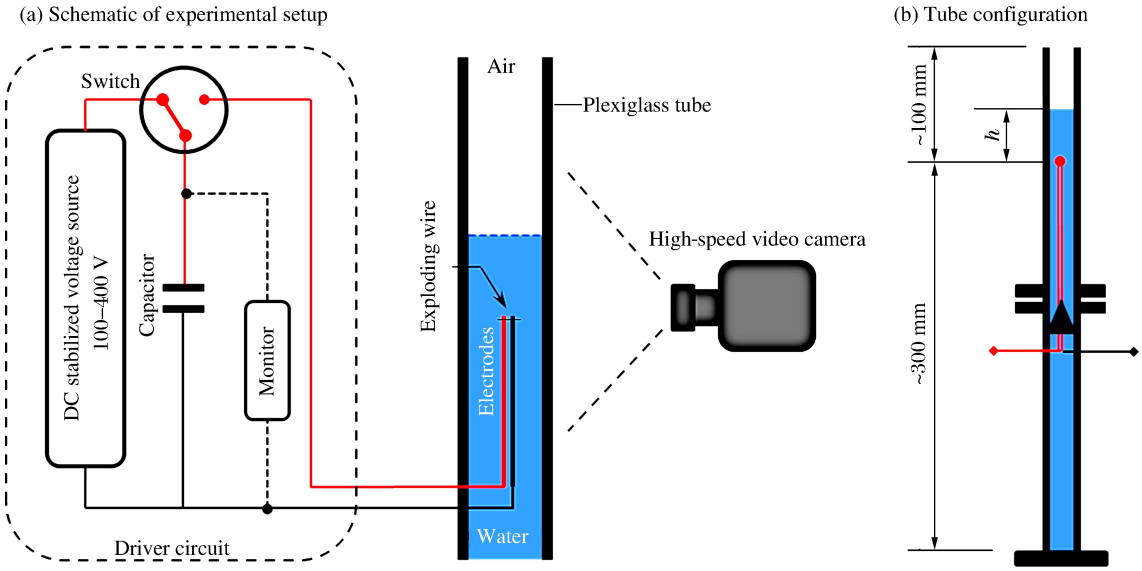

图 1 实验装置

Fig. 1 Experimental setup

2 结果与分析

本文中研究直管内电爆炸产生气泡和表面射流的具体现象和机理,同时考察爆炸深度 h 和充电电压 U_c(爆炸能量 $E\sim0.5CU_c^2$)的影响效应。其中,充电电压 U_c 变化范围为 150～350 V,爆炸深度 h 的变化范围为 5～30 mm(0.45～2.70 倍管径)。

2.1 气泡和射流发展的基本过程

高速摄影获得爆炸驱动气泡与射流产生、发展以及相互作用的典型图像如图 2 所示。

从图 2 可以看到:爆炸首先形成高温高压的气泡,并发出明亮辉光(0～0.4 ms);在高压驱动下气泡不断膨胀,而随着气泡的膨胀,其内部压力、温度逐步降低,辉光很快熄灭;由于液体惯性作用,当气泡内外压力相等时仍然继续膨胀;此后外部压力高于气泡压力,气泡处于过膨胀状态,一定时间后(1.2 ms),反压作用完全平衡掉液体外向膨胀的动量,气泡进入坍缩阶段。提取气泡轮廓线可见,气泡顶端首先坍塌变平,然后发展为向下的内部射流。射流不断向下侵彻,达到底部后气泡失稳破碎。

分析可知,在气泡坍缩阶段,初始爆炸形成的强冲击波已耗散殆尽,管内液体的压力梯度主要为上下方向,这种压力梯度与球形气泡相互干涉在两相界面形成斜压效应(密度梯度与压力梯度不同轴),在中轴周侧诱导出对称的涡环,如图 3(b)所示。在该涡环作用下,气泡顶部逐步坍塌变平进而翻转为气泡内部的射流。

而对于爆炸诱导的表面射流,由图 2 可见,自 0.6 ms 开始,气液界面在整体抬升的同时,中间区域首先鼓出一个“凸台”结构;“凸台”逐步向中心聚拢,最后发展为位于管道中央的锥状射流。这是由于上行球面爆炸波与下凹自由界面(表面张力引起)相干形成斜压态势,如图 3(a)所示。由此衍生的涡环在

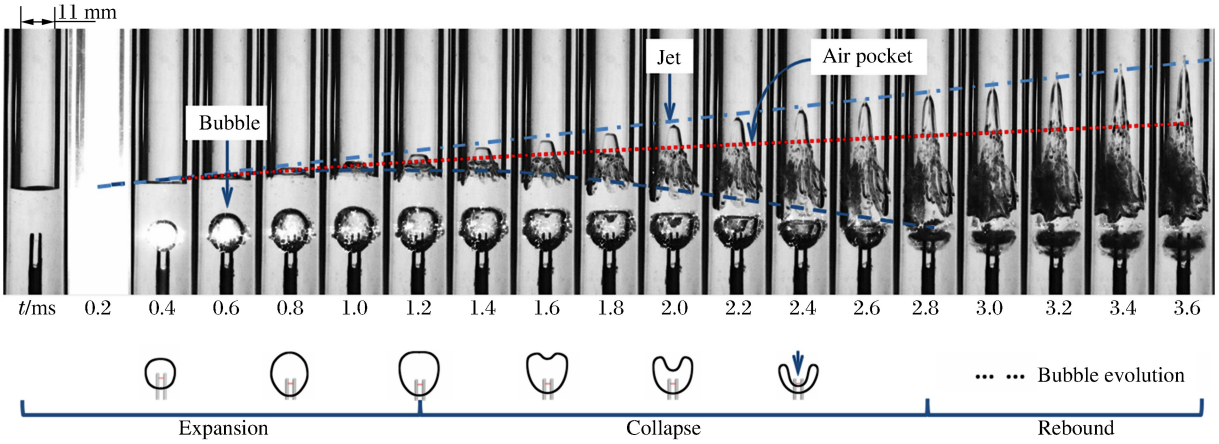

图 2 U_c=300 V，h=15 mm，直管中气泡及界面射流发展高速摄影图像

Fig. 2 Sequential images of the interfacial flow in a straight tube with U_c=300 V and h=15 mm

液体表面附近诱导出向上和向心的速度。由于在水体周侧压力梯度和密度梯度方向的夹角最大，斜压效应最强，因而“凸台”的突起由管壁附近首先发生。考察射流运动速度可以发现，从液体表面鼓出“凸台”开始(0.4 ms)，表面射流顶部的抬升即维持一个相对稳定的速度(图 2，液面顶点的位置呈直线抬升)。这说明后期射流的速度在初期“凸台”鼓起时就已充分建立。

由图 2 还可以看到，表面射流从 0.8 ms 开始明显分为上下两个特征迥异的部分。上部射流表面光滑，射流根部表面则极为粗糙。光滑表面主要是由原气液界面变形拉伸而来。同时由于液体不断向中间汇聚，近壁液体在拉伸作用下从壁面剥离，上层空气不断侵入剥离区显示为加速下行的空气间隙。该过程是一个轻流体驱动重流体的过程，其两相界面是不稳定的(Rayleigh-Taylor 不稳定性)，壁面扰动或不对称因素会被放大，这就形成了射流根部坑洼不平的外形。

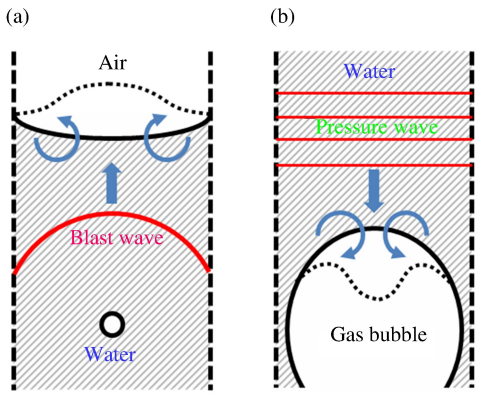

图 3 斜压效应诱导射流示意图

Fig. 3 Schematic of jet formation by baroclinic effect

2.2 爆炸深度对气泡发展和射流强度的影响

图 4 所示为放电电压 U_c=300 V 时爆炸深度分别为 5 和 25 mm 时的 2 组高速摄影图，结合图 2 对比同一爆炸能量下 3 种不同爆炸深度的情况。

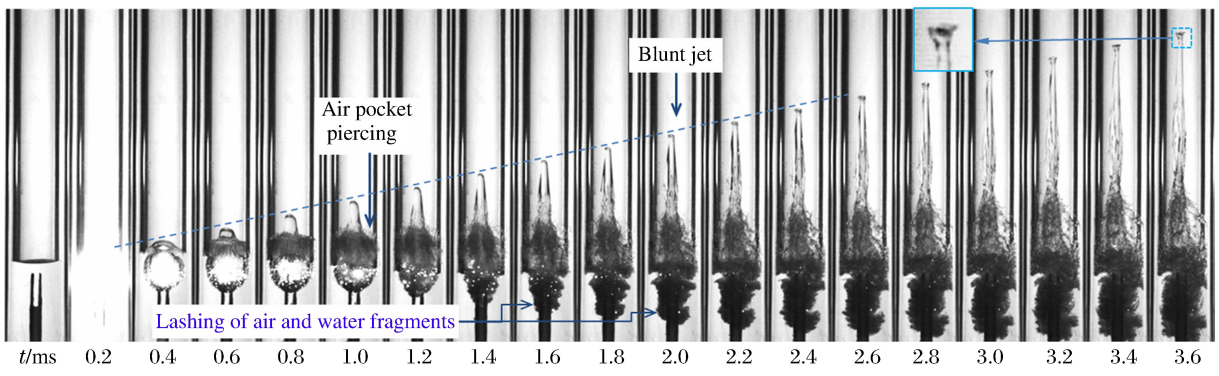

图 4(a) U_c=300 V，h=5 mm，直管中气泡及界面射流发展高速摄影图像

Fig. 4(a) Sequential images of the interfacial flow in a straight tube with U_c=300 V and h=5 mm

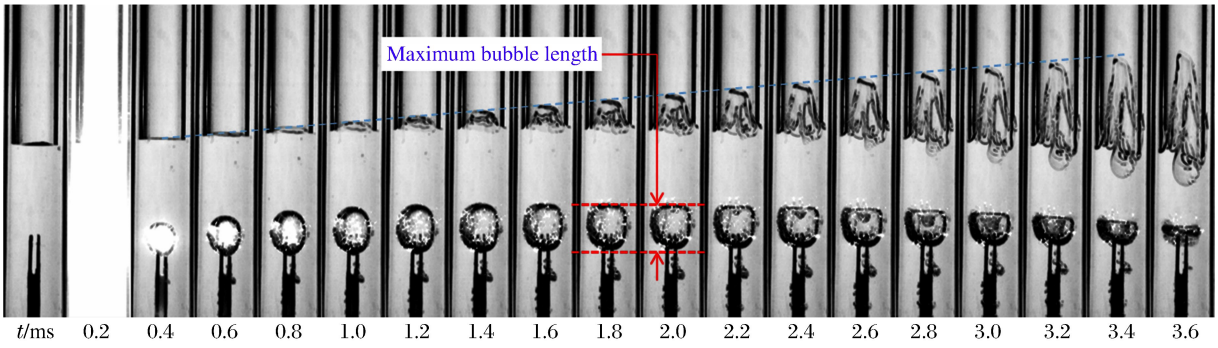

图 4(b) U_c=300 V，h=25 mm 时，直管中气泡及界面射流发展高速摄影图像

Fig. 4(b) Sequential images of the interfacial flow in a straight tube with U_c=300 V and h=25 mm

首先，随着爆炸深度的增大，气泡发展特征时间明显变长，在 h=5，15 和 25 mm 3 种情况分别对应气泡达到最大的时间分别约为 0.6、1.2 和 1.8 ms。3 种情况气泡的膨胀阶段基本相似；但坍缩过程，爆炸深度较大两者射流根部空气隙(air pocket)下行侵蚀不能抵达气泡，从而保证气泡完整经历一个封闭的坍缩破碎过程；而当爆炸较浅时(5 mm)，射流根部下行空气隙将穿透水体与气泡连通(图 4(a)，1.0 ms)并挟带破碎液滴迅速冲入气泡，进一步冲击侵蚀下层水体，形成如图 4(a)中 1.2 ms 后爆点下方不断发展的雾状阴影。

不同爆炸深度下，尽管气泡发展进程不尽相同，但气泡膨胀所达到的最大纵向长度(图 4(b))却变化不大，如图 5 所示。即，爆炸能量不变，则气泡所能达到的最大尺度受爆炸深度的影响甚微。

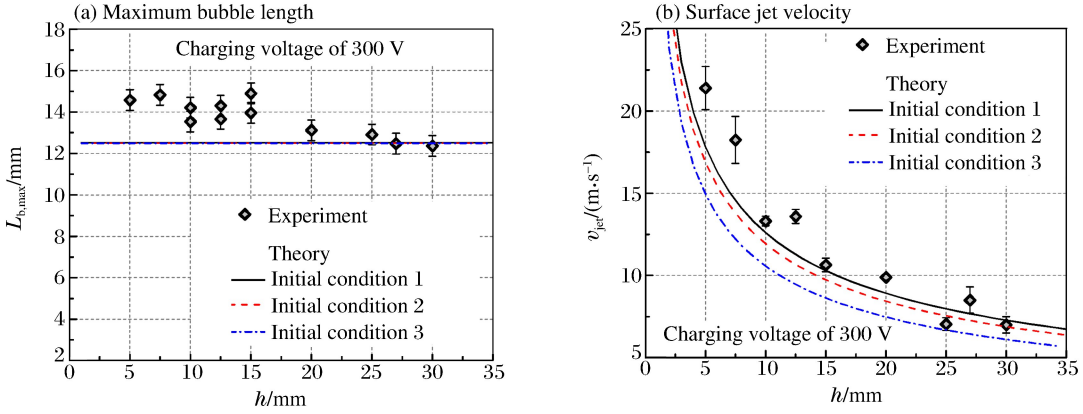

图 5 气泡最大长度和表面射流速度随爆炸深度的变化

Fig. 5 Maximum bubble length and surface jet velocity varied with explosion depth

射流形态也受爆炸深度影响：h=15 mm 时，爆炸形成锥状射流；而 h=5 mm 时，射流顶部在后期发散为漏斗状(图 4(a))；h=25 mm 时，射流发展与 h=15 mm 时的初期相似，但发展速度明显缓慢，以至在观测时间内射流顶部始终未能汇聚成尖锥状。这同样可由斜压效应加以解释。如图 6 所示，当爆炸较浅时，爆炸波曲率较大；对于同一形状的气液界面，则压力梯度方向与密度梯度方向的夹角也较大；同时，球面爆炸波在与界面相干时压力梯度值 ∇p 也较大(密度梯度 $\nabla\rho$ 不变)；两者综合作用导致斜压效应也更强烈。在强斜压效应下，诱导涡量直至射流发展到后期仍有较大残余，造成射流顶端外翻的

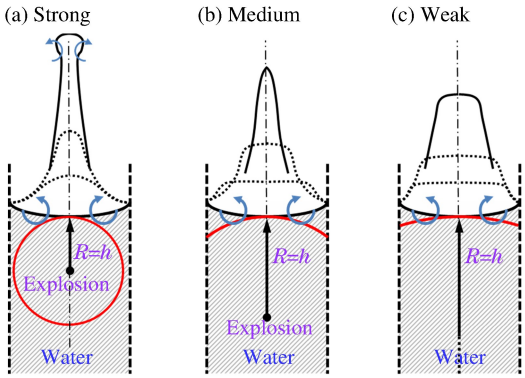

图 6 直管中不同深度爆炸波与自由界面作用示意图

Fig. 6 Schematic of interaction patterns of a free surface and an explosion at varied depths in a straight tube

趋势(图 6(a))；在中等斜压效应作用下，伴随涡量的耗散，能量被逐步集中至射流中心，形成流线型的尖锥(图 6(b))；而在弱斜压效应下，诱导产生的涡量迅速耗散殆尽，其诱导的液体向心的速度也很弱，射流的发展主要以向上抬升和拉伸为主，汇聚作用不明显(图 6(c))。

射流速度同样随爆炸深度而变化。考虑同样的能量转化为不同质量液体的动能，显然，质量越大，速度越低。实验测得不同爆炸深度下稳定射流速度，如图 5(b)所示。从图 5(b)可以看到，随爆炸深度的增大，表面射流的特征速度呈指数下降。这与理论计算(详见 2.4 节)预测的趋势一致。

2.3　爆炸能量对气泡发展和射流强度的影响

图 7 所示为爆炸深度同为 20 mm，充电电压分别为 150 和 350 V 时的高速摄影图像。显然，起爆能量对实验结果有很大影响。当放电电压 U_c 为 150 V 时，由于能量较低，爆炸产生的气泡体积很小，形成的表面射流极其微弱。而随着充电电压即起爆能量的提高，爆炸波产生的扰动也随之增强。将不同爆炸能量下气泡膨胀达到的最大长度以及爆炸诱导表面射流的速度测出，如图 8 所示。

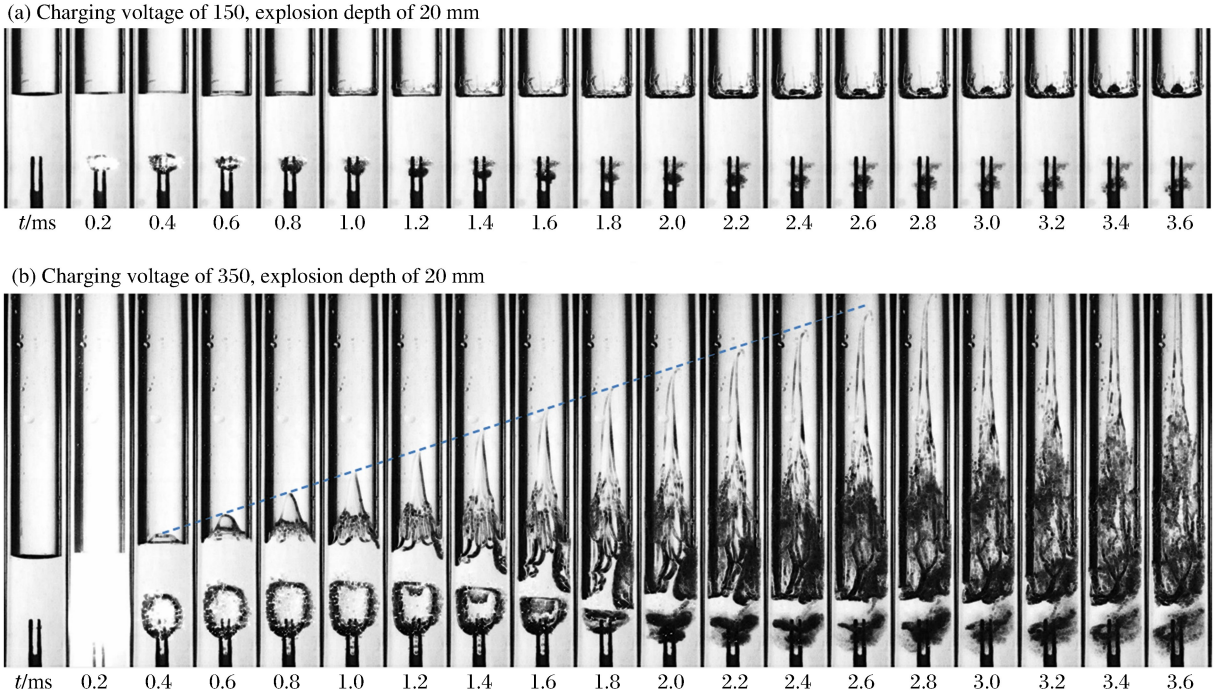

图 7　$h=20$ mm，$U_c=150$，350 V 时，直管中气泡及界面射流发展高速摄影图像

Fig. 7　Sequential images of the interfacial flow in a straight tube with $h=20$ mm and $U_c=150$，350 V

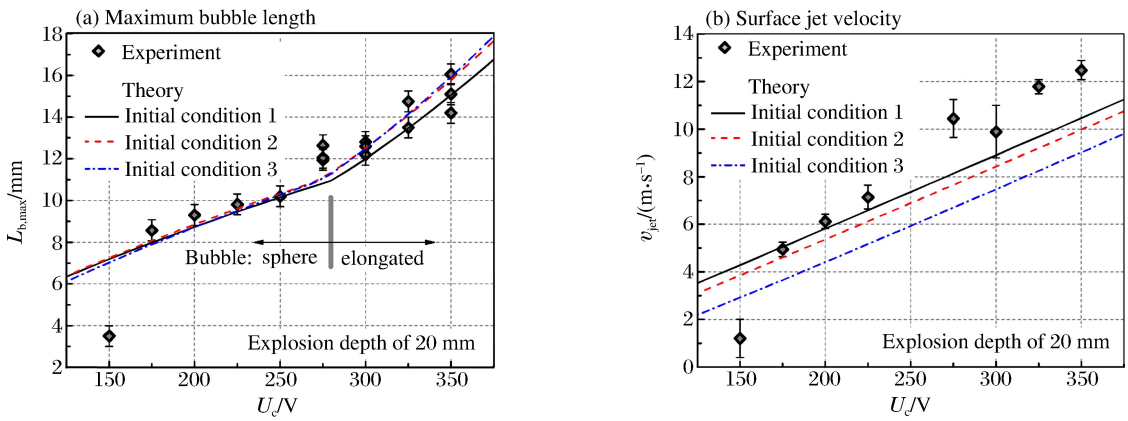

图 8　气泡最大长度和表面射流速度随充电电压(能量)的变化

Fig. 8　Maximum bubble length and surface jet velocity varied with charging voltage (energy)

从图 8 可以看到,气泡最大长度 $L_{b,max}$ 以及表面射流速度 v_{jet} 均随爆炸能量的升高显著抬升。充电电压为 150 V 时,两者的实验数据均明显偏离整体趋势。一旦充电电压高于 175 V,则射流速度随充电电压(或能量的开方)呈线性增长。

2.4 理论分析与讨论

为更好地理解实验现象和规律,以简单理论模型对实验结果进行分析。这里不考虑爆炸波、气泡以及后期射流的三维效应,而将问题假设为沿管轴方向的准一维问题来讨论射流速度和气泡膨胀尺度。

在直管底部设置初始压力为 p_{b0} 的高压气柱来代替气泡,气柱初始高度为 L_0,如图 9(a)所示;其上方设置高度为 h 的水柱,h 也即相当于爆炸深度;液柱上方恒为大气压 $p_a=100$ kPa。假设气柱介质为量热完全气体,且膨胀和压缩为等熵过程,则有:

$$p_b V^\gamma = C \Rightarrow p_b (LS)^\gamma = p_{b0} (L_0 S)^\gamma \tag{1}$$

式中:C 为常数,S 为管道截面积;γ 为气体比热比,取 1.4。

对水柱应用牛顿第二定律,有:

$$F = ma \Rightarrow (p_b - p_a) S - mg = m \frac{\mathrm{d}^2 L}{\mathrm{d}t^2} \tag{2}$$

式中:$m=\rho_w h S$,为水柱质量。

由于水柱高度很小,重力项可忽略。由此整理得到气柱长度 L 关于时间 t 的二阶常微分方程:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}^2 L}{\mathrm{d}t^2} = \left(\dfrac{L_0}{L}\right)^\gamma \dfrac{p_{b0}}{\rho_w h} - \dfrac{p_a}{\rho_w h} \\ L = L_0, \dfrac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t} = 0 \qquad t = 0 \end{cases} \tag{3}$$

求解该方程,可得到气柱高度和速度随时间的变化情况。由于该模型主要关心第 1 个周期的膨胀过程,因此未引入能量耗散机制,故计算结果无限重复膨胀-坍缩的过程,如图 10 所示。

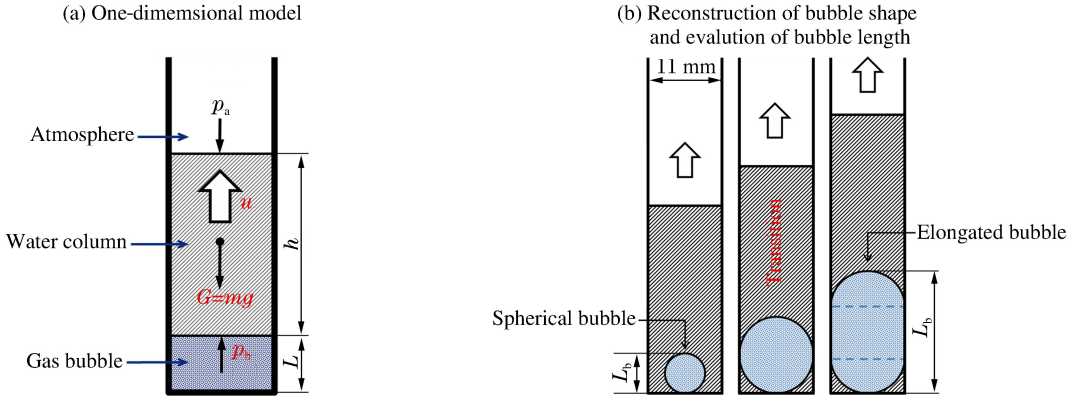

图 9 理论模型设置示意图

Fig. 9 Schematic of theoretical model

为合理考察气泡的纵向长度,计算得到的气柱体积 $V = LS$ 被转换成与实际气泡类似外形以求取气泡长度 L_b。如图 9(b)所示,当 V 小于直径为管径的球形体积时,气泡形状为球形,气泡长度为球形直径;当 V 大于直径为管径的球形体积时,则以 2 个半球加一段圆柱重构气泡外形。

表 1 气柱初始条件设置

Table 1 Initial conditions for gas column

初始条件	L_0/mm	p_{b0}/MPa
1	0.001	367.00
2	0.010	38.20
3	0.100	4.23

计算前需要给出合适的初始条件 p_{b0} 和 L_0。本文中选取图 3 所示充电电压为 300 V 时气泡膨胀的最大长度 12.5 mm 作为约束;再选取 3 个不同初始气柱长度 L_0,3 个不同的初始气柱压力 p_{b0},由此得到表 1 所示的 3 个初始条件。计算得到这 3 个初始条件下气泡长度 L_b 随时间的变化,如图 10 所示。

图 5 中所示 3 条理论计算曲线即为上述 3 个初始条件下计算得到的气泡最大长度和表面射流速度随爆炸深度的变化。理论预测气泡最大长度不随爆炸深度的变化而发生显著改变。提取水柱速度 $u=\mathrm{d}L/\mathrm{d}t$ 作为射流速度的考量，研究发现该速度的最大值 $u_{\max}$ 随爆炸深度的增加呈指数下降，这与实验观测到的射流稳定速度，特别是变化趋势，具有非常高的吻合度。

以初始能量作为基准，并固定初始气柱体积不变，可将初始压强与实验中的充电电压对照起来，有：

$$p_{\mathrm{b0}}=\left(\frac{U_{\mathrm{c}}}{U_{\mathrm{c}}^{\mathrm{ref}}}\right)^{2}p_{\mathrm{b0}}^{\mathrm{ref}} \tag{4}$$

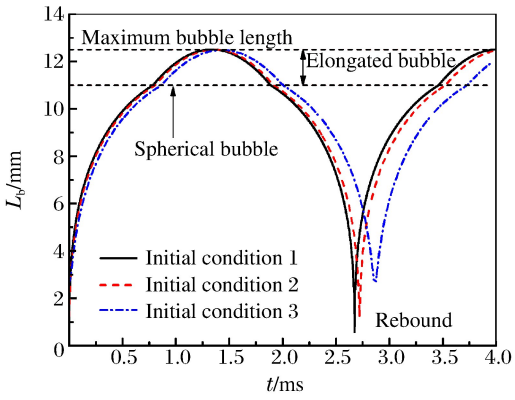

图 10　理论计算得到的气泡长度随时间的变化

Fig. 10　Evolution history of bubble length by theoretical calculation

以此计算同等爆炸深度情况下（$h=20$ mm），爆炸射流速度以及气泡最大尺度随充电电压（或能量）的变化，如图 8 所示。可以看到，计算结果与实测结果除最低电压 150 V 外其他同样显示出很好的一致性，射流速度随电压（或能量的开方）呈线性增长。对比 3 种初始条件发现，较高的初始压力和较小的初始体积下对射流速度的预测更准确。

以上结果表明，采用简单的理论模型可对狭长直管内爆炸产生的气泡的尺度和表面射流的强度进行有效的评估。这也在一定程度上证明，尽管射流形态与界面和压力波的三维相干态势密切相关，射流的速度仍主要来自早期很短时间内气泡膨胀赋予柱状水体的冲量。

3　结　论

利用高速摄影捕捉到气泡从膨胀到坍缩完整的演变过程以及在此过程中界面射流的发展情况，并考察爆炸深度和起爆能量对流动的影响，研究发现：

（1）狭长直管中爆炸诱导的表面射流分为上下迥异的 2 部分，上段表面光滑，下端表面粗糙。射流的速度主要来自爆炸早期很短时间内气泡膨胀赋予水体的冲量，并且整体上随着爆源深度的增加而降低；而随着爆炸能量的增大，表面射流速度逐步增长，且大致与能量的开方呈线性关系。

（2）爆炸气泡经历一个先膨胀再坍缩的过程，膨胀过程相似，而坍缩过程则可能出现 2 种模式，一种情况下下侵空气隙抵达气泡将气泡冲破，另一种情况则是气泡自行封闭坍缩。爆炸气泡膨胀达到的最大尺度在有限深度范围内主要受爆炸能量的影响，爆炸能量越大，气泡尺度越大；在爆炸能量一定的前提下，气泡尺度随爆炸深度的变化甚微，但其发展的时间尺度则会随爆炸深度的增大而显著增长。

（3）利用准一维的简化模型能够很好地描述爆炸气泡尺度及射流强度随爆炸深度和爆炸能量的变化。其预测结果不仅在趋势上与实验结果一致，在数值上也有很好的吻合度。

参考文献：

[1]　Hirano T, Komatsu M, Takahashi A, et al. Enhancement of fibrinolytics with a laser-induced liquid jet[J]. Lasers in Surgery and Medicine, 2001,29(4):360-368.

[2]　Nakagawa A, Hirano T, Komatsu M, et al. Holmium: YAG laser-induced liquid jet knife: Possible novel method for dissection[J]. Lasers in Surgery and Medicine, 2002,31(2):129-135.

[3]　Blake J R, Taib B B, Doherty G. Transient cavities near boundaries: Part 1: Rigid boundary[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986,170:479-497.

[4]　Blake J R, Taib B B, Doherty G. Transient cavities near boundaries: Part 2: Free surface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987,181:197-212.

[5]　Blake J R, Gibson D C. Cavitation bubbles near boundaries[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1987,19:99-

123.

[6] Klaseboer E, Hung K C, Wang C, et al. Experimental and numerical investigation of the dynamics of an underwater explosion bubble near a resilient/rigid structure[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005,537:387-413.

[7] Klaseboer E, Khoo B C. An oscillating bubble near an elastic material[J]. Journal of Applied Physics, 2004,96(10):5808.

[8] Klaseboer E, Turangan C K, Khoo B C. Dynamic behavior of a bubble near an elastic infinite interface[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2006,32(9):1110-1122.

[9] Ong G P, Khoo B C, Turangan C, et al. Behavior of oscillating bubbles near elastic membranes: An experimental and numerical study[J]. Modern Physics Letters: B, 2005,19(28/29):1579-1582.

[10] Turangan C K, Ong G P, Klaseboeret E, et al. Experimental and numerical study of transient bubble-elastic membrane interaction[J]. Journal of Applied Physics, 2006,100(5):054910.

[11] Miao H, Gracewski S M. Coupled FEM and BEM code for simulating acoustically excited bubbles near deformable structures[J]. Computational Mechanics, 2008,42(1):95-106.

[12] Xie W F, Young Y L, Liu T G, et al. Multiphase modeling of dynamic fluid-structure interaction during close-in explosion[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2008,74(6):1019-1043.

[13] Dadvand A, Khoo B C, Shervani-Tabar M T. A collapsing bubble induced micro injector: An experimental study [J]. Experiments in Fluids, 2009,46(3):419-434.

[14] 逄春京.水下爆炸气泡动过程的数值模拟研究[D].长沙:国防科技大学,2008:28-59.

[15] Zhang A M, Cui P, Wang Y. Experiments on bubble dynamics between a free surface and a rigid wall[J]. Experiments in Fluids, 2013,54:1602.

Bubble and jet induced by underwater wire explosion in a narrow tube

Zhang Gui-fu, Zhu Yu-jian, Li Yuan-chao, Yang Ji-ming

(*Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *Anhui, China*)

Abstract: A high-speed video camera was employed to record the flow field directly. Different explosion energy (discharging voltage) and explosion depth were examined. It is found that the surface jet formed in the narrow tube consists of a smooth upper body and a rough root, which differs from the general recognition of free surface jets. The bubble induced by the wire explosion underwent an expansion-collapse process, and the close-in collapse was characterized by a downward inner jet popping out from the bubble roof. The study also reveals that the strength of the surface jet increases with the explosion energy while decreases with explosion depth. A quasi-one-dimensional theoretical model was proposed to analyze the parametric dependences. It turns out not only the variation trend but also the exact value of both maximum bubble scale and jet velocity can be well predicted by this model.

Key words: mechanics of explosion; jet; underwater wire explosion; straight tube; bubble

(责任编辑 张凌云)