文章编号:1000-5773(2011)03-0235-07

柱形装药水中爆炸气泡的形态演变*

黄 超[1,2],汪 斌[1],刘仓理[1],王彦平[1],谭多望[1]

(1.中国工程物理研究院流体物理研究所,冲击波物理与爆轰物理
国防科技重点实验室,四川绵阳 621900;
2.哈尔滨工程大学船舶工程学院,黑龙江哈尔滨 150001)

摘要:采用高速摄影方法在实验水箱中获得了长径比为 3.35～6.75 的柱形 PETN 炸药水中爆炸气泡脉动的图像,进而结合真实的爆轰过程和 Rayleigh 气泡运动方程,研究了气泡的形态演变规律。研究结果表明,柱形装药在水中爆炸时,形成的初始气泡的形状为非球对称形,这种非对称特征随长径比的增加而增大。气泡表面的运动也表现出明显的非球对称特征,气泡表面在装药径向的膨胀运动呈指数衰减,在装药轴向两端的膨胀运动更接近于分段线性衰减。气泡表面的不对称运动与柱形装药水下爆炸的能量输出结构不均有关,与冲击波的有效能量分布规律是相似的。

关键词:爆炸力学;柱形装药;高速摄影;气泡形态;水中爆炸
中图分类号:O382.1 **文献标识码**:A

1 引 言

水中爆炸气泡动力学研究近年来受到了广泛的关注,这是由于随着水中结构物隐蔽性和防护能力的日益提高,人们不再满足于仅仅利用水中爆炸冲击波对结构进行毁伤,气泡作为水中爆炸的附带产物却分享了炸药水中爆炸能量的近 1/2[1],使得人们自然而然地想到将这部分能量利用起来。为解决这个问题,需要对水中爆炸气泡的运动及载荷的机理进行深入的了解,近年来涌现了许多研究成果。Zhang Y L 等[2]将最小二乘光顺方法引入边界元程序,从而实现了自由场中三维气泡运动的高效模拟;Klaseboer 等[3]采用高速摄影技术,研究了自由场以及弹性/刚性边界附近水中爆炸气泡的射流和迁移运动特性;Zhang A M 等[4-5]采用耦合边界元法和有限元法,研究了水中爆炸气泡与弹塑性结构的相互作用。然而,目前无论是数值还是实验研究,大都是基于球形装药中心起爆模型,没有考虑实际应用中装药形状和起爆方式的影响,这与实际不符。

本工作从实验入手,采用高速摄影方法,研究了不同长径比柱形装药水中爆炸气泡在自由场中运动时的形态演变过程,并探讨了其与球对称气泡边界运动规律的异同。

2 基本理论及方程

对于无限流场中球形装药中心起爆形成的气泡,通常采用瞬时爆轰模型,认为爆轰瞬时完成并将爆轰产物等效为具有一定半径和压力、处于静止状态的球对称气泡,通过 Rayleigh-Plesset 方程求解气泡表面的初始条件和运动过程,如 Zhang S 等[6]建立的模型。这样得到的气泡表面的运动表现为球对称的脉动过程,即使考虑重力效应导致射流产生,气泡表面的运动也是轴对称的,而柱形装药水中爆炸气

* **收稿日期**:2010-04-20;**修回日期**:2010-05-19
基金项目:国家安全重大基础研究项目(51335010202);国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金(10976008)
作者简介:黄 超(1984—),男,博士研究生,主要从事水中爆炸相关研究. E-mail:huangchao21cn@126.com

泡表面的运动则复杂得多。

实际上可以把水下爆炸气泡的形成和发展分为两个阶段:第一个阶段包括装药爆轰及其完成后产物与周围已受到扰动流场之间相互作用的过程,即爆轰(Detonation)阶段;第二个阶段是初始气泡形成后在流场中的脉动(Pulsation)阶段。这两个阶段中,爆轰过程伴随着强烈的能量释放和产物、水的耦合作用,而气泡脉动过程的运动则相对缓和,且两者在历经时间上存在尺度差异,因此需要分开研究。

对于柱形装药的真实爆轰过程,考虑端面起爆的一维流动,炸药两端产物分别作正、反向飞散。考虑炸药和产物都是完全气体,左端面起爆,且等熵指数 相同的简单情形,正向、反向飞散的速度分别为[7]

$$u_{\mathrm{f}}=\frac{(3\gamma_{\mathrm{c}}-1)D_{\mathrm{J}}}{\gamma_{\mathrm{c}}{}^{2}-1}-\frac{2c_{\mathrm{f}}}{\gamma_{\mathrm{c}}-1} \tag{1}$$

$$u_{\mathrm{b}}=-\frac{D_{\mathrm{J}}}{\gamma_{\mathrm{c}}-1}+\frac{2c_{\mathrm{b}}}{\gamma_{\mathrm{c}}-1} \tag{2}$$

式中:u、c 分别为产物的速度和声速,D_{J} 为爆轰波速度。

根据(1)式、(2)式计算的结果表明,远离起爆端的爆轰产物具有较大的能量和较高的速度,但质量较少,起爆端的情形则正好相反。若考虑爆轰产物的三维流动,产物侧向飞散的运动特征与中心爆轰相似。

对于气泡脉动阶段,考虑不可压缩轴对称流场的径向运动,由不可压缩流体 Bernoulli 积分可以推导出柱形气泡的径向流场

$$p(r,t)=\rho(R\ddot{R}+\dot{R}^{2})\ln r-\frac{1}{2}\rho\left(\frac{R\dot{R}}{r}\right)^{2}+p_{\infty}(t) \tag{3}$$

式中:R 为气泡半径;$\dot{R}=dR/dt$;r 为流场中径向坐标,且 $R(t)\leqslant r<\infty$;p 为压力;ρ 为流体密度。

由于(3)式中存在对数项,其压力场是发散的,因此仍需借助球形气泡模型来对比研究柱形装药气泡的运动。考虑无限不可压缩流场中水中爆炸球形气泡的运动,忽略重力影响,气泡的运动可用 Rayleigh-Plesset方程描述,以最大半径 R_{m}、p_{∞}、$R_{\mathrm{m}}(\rho/p_{\infty})^{1/2}$ 分别作为长度、压力和时间的特征量,忽略粘性和表面张力,其无量纲形式的积分可以写为[3]

$$\dot{R}'^{2}=\frac{2}{3}\left[-1+R'^{-3}-\frac{\varepsilon R'^{3\gamma}_{0}}{\gamma-1}(R'^{-3\gamma}-R'^{-3})\right] \tag{4}$$

式中:γ 为气体的比热比,强度参数 $\varepsilon=p_{g0}/p_{\infty}$,下标"0"表示初始条件,加"′"的变量均为无量纲量。

方程(4)可推广到任意形状气泡表面的平均运动,采用 Runge-Kutta 法求解(4)式得球对称气泡的运动规律如图 1、图 2 所示,由于没有考虑粘性、热传导和流体可压缩性,因此气泡半径不随脉动周期衰减。若在 $R=R_0$ 时气泡表面的速度为零,则可得 R'_0、γ 和 ε 之间的关系为

$$\varepsilon=\frac{R'^{3}_{0}-1}{R'^{3\gamma}_{0}-R'^{3}_{0}}(\gamma-1) \tag{5}$$

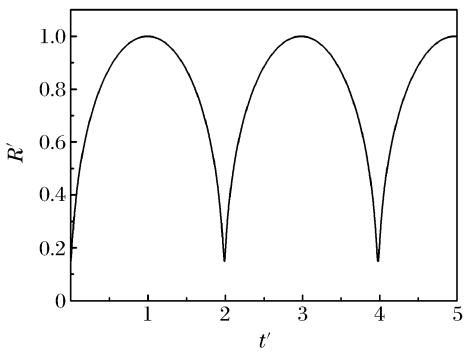


图 1 气泡半径随时间的变化($\varepsilon=100$,$\gamma=1.25$)

Fig. 1 Bubble radius as a function of time for $\varepsilon=100$, $\gamma=1.25$

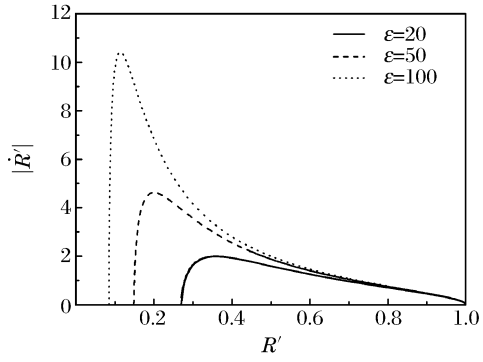


图 2 气泡表面速度随半径的演化

Fig. 2 Bubble surface velocity as a function of radius

方程(5)表明,R'_0、γ、ε 中只有两个量是独立的。在气泡的脉动阶段,其内部 ε 的差异不大,γ 可看成常数,R'_0 是决定气泡表面运动的主要因素。柱形装药与球形装药水中爆炸的主要区别在于成核阶段产物的运动和初始波系不同,因此在脉动阶段气泡的初始形态上会表现出明显差异,通过(4)式中表示初始状态的参数 R'_0 可以分析柱形装药气泡表面的运动规律。

3　实验装置

实验在 2 m×2 m×2 m 的水箱中进行,配备同步脉冲发生器和 APX-RS 数字化相机,拍摄速度 4 500 f/s。柱形 PETN 装药轴向水平置于水箱中心,端面起爆,如图 3 所示。为减小水箱壁反射冲击波对气泡脉动过程的影响,水箱壁贴有一层 20 mm 厚的低密度吸能材料,实验结果表明:采用此方法可以显著提高气泡图像的质量。实验分别对长径比(L/D)为 3.35、4.49、5.62、6.75 的 4 种等截面柱形 PETN 装药的水中爆炸过程进行了拍摄。

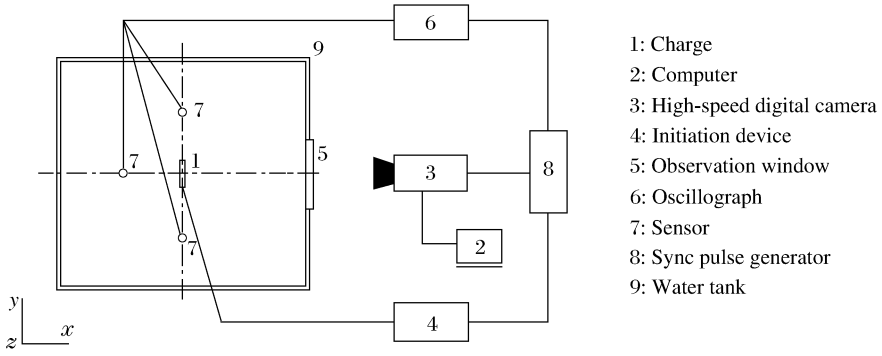


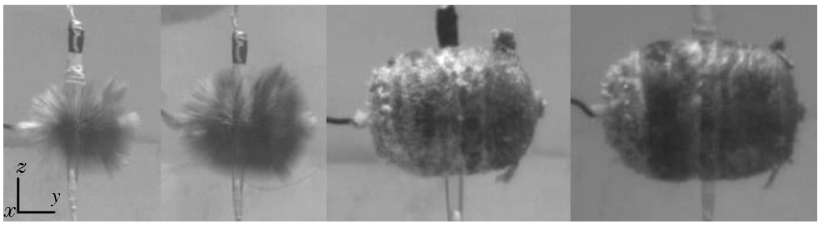
图 3　实验装置示意图

Fig. 3　Experimental setups

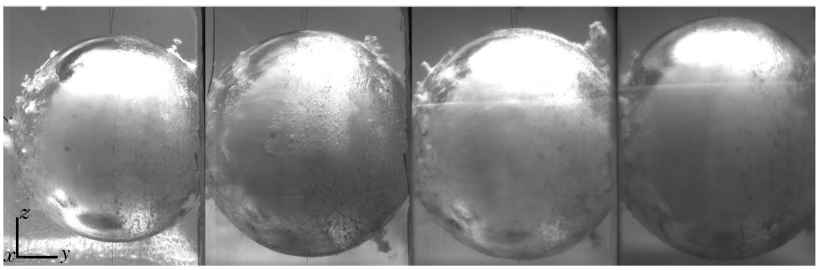
4　结果及分析

与球形装药中心起爆情形不同,柱形装药端面起爆后,爆轰波沿药包的轴向传播,因此各个位置产物的运动不是同时开始的,运动规律也不完全相同。图 4 为 4 种长径比装药气泡第一次脉动过程中的初始状态、第一次最大和最小时的图像,从左至右长径比依次增加。图 4 中部分气泡表面出现模糊主要是由雷管套碎片、碳化固体生成物等造成的。由图 4 可以得到柱形装药水中爆炸气泡脉动形态的基本特征:初始气泡均不同程度地保留有装药的柱形形状,且随装药长径比的增加柱形特征趋于显著;当气泡膨胀至最大时,其轮廓仍体现出一定的不对称性,药柱径向的气泡尺寸较药柱轴向的大;气泡收缩至接近最小时形成射流,气泡下部弯曲,呈“帽”状。

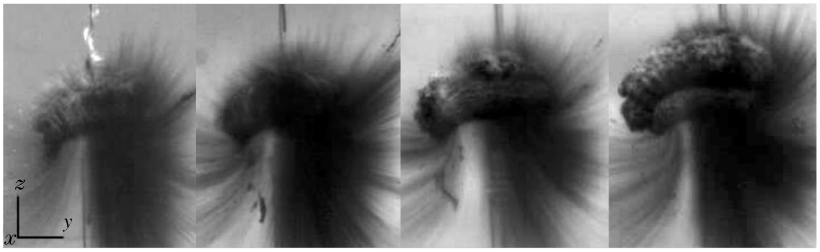
以 $L/D=6.75$ 装药为例分析气泡脉动阶段的相关现象,图 5 为图像处理得到的气泡轮廓变形过程,按数字编号顺序历经整个周期,O 点为装药中心位置。炸药由左端起爆以后,起爆端的运动启动时间最早,其次是药柱侧面,而远离起爆端的最晚,爆轰产物推动周围流体向外膨胀,形成一个柱形初始气泡,随着气泡体积的增大,气泡膨胀速度迅速衰减,如图 5 中的 1～3。而在坍塌阶段,气泡在外部流场的推动下向内收缩,一方面随着收缩速度的增大,气泡的柱形特征再次显现;另一方面由于浮力的作用,气泡下部凹陷形成射流,并整体上浮,如图 5 中的 10～11。文献[8]分析了 $L/D=1.05$ 装药产生气泡的形状,发现气泡形状在脉动的大部分时间内圆度误差小于 5%,本次实验中较大长径比装药的气泡形状相对圆度的误差在大部分时间内则大于 5%,且气泡最大时的不圆度随长径比的增加而增加。药柱径向的气泡尺寸大于轴向的,这与垂直爆轰波方向能量相对较多的物理机制相符合,如图 5 中的 4～9。总之,对于柱形装药水中爆炸气泡,不论是在膨胀还是在收缩过程中,气泡表面的运动均表现出较明显的非对称性质。



(a) Initial shape of bubbles



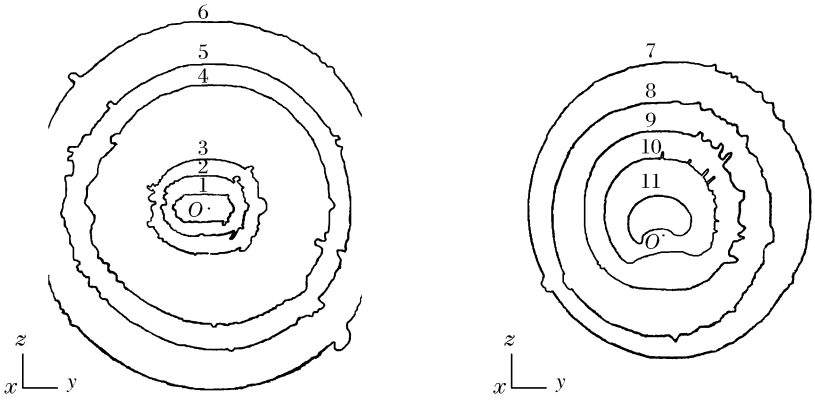
(b) First maximum of bubbles



(c) First minimum of bubbles

图 4 水中爆炸气泡典型时刻的图像(从左至右 $L/D=3.35$、4.49、5.62、6.75)

Fig. 4 Typical images of bubble for $L/D=3.35$, 4.49, 5.62, 6.75



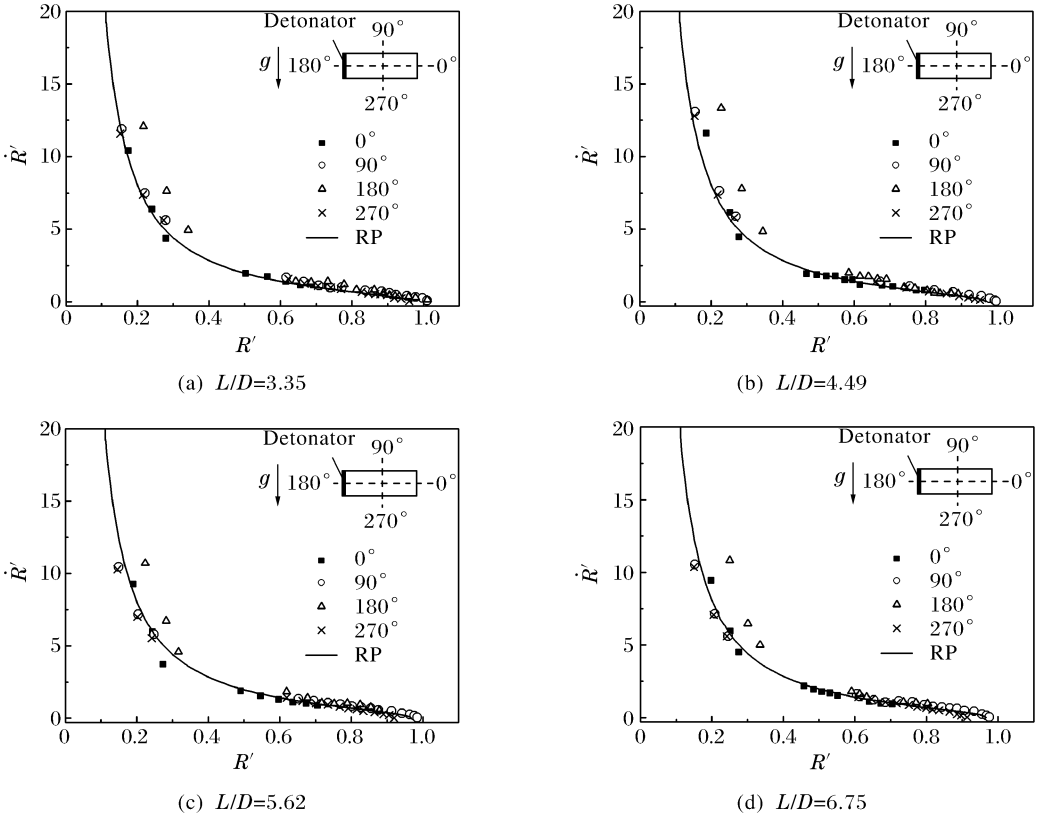
(a) Dilation (b) Collapse

图 5 柱形装药水中爆炸气泡脉动阶段的变形过程($L/D=6.75$)

Fig. 5 Shape history of cylindrical charge underwater explosion bubble for length diameter ratio 6.75

为进一步定量分析气泡形状的演化规律,提取 0°、90°、180°、270° 4 个方位角方向气泡表面相对装药中心 O 点的绝对运动信息,如图 6 所示,RP 线为按(4)式计算的具有相同初始体积的球对称Rayleigh气泡表面膨胀速度随 R'的变化规律。受实验分辨率的限制,在此主要对脉动阶段的速度衰减过程进行分析,由于在膨胀阶段早期气泡表面速度的变化显著,因此是按对应的相同时刻取值;而在膨胀阶段后期速度则没有按时间对应取值。从图 6 可以看到,尽管柱形装药气泡表面的膨胀速度与 Rayleigh 气泡

的一样随着半径的增大而减小,并在膨胀的末期达到最大位置,速度衰减为零,但在气泡膨胀运动的早期,其局部表面的运动规律与 Rayleigh 气泡有显著差别。在 90°和 270°方位,气泡表面的运动与 Rayleigh气泡的相似,呈指数衰减,这是由于药柱侧向爆轰产物的运动特征与中心爆轰相似;而在 0°和 180°方位,气泡表面的运动接近于分段线性衰减,且衰减速度较 Rayleigh 气泡的快,这是药柱两端产物同时向轴向和径向膨胀的结果。从图 6 中还可以观察到,在气泡膨胀的早期(约 $R'<0.4$),180°方位气泡表面的速度始终比 0°方位的快,这与初始气泡半径 R'_0 的规律一致,0°方位气泡表面的运动启动时间最晚,R'_0 最小,由(4)式可知其速度最小。另外,在膨胀阶段早期图 6(c)、图 6(d)中,各方位气泡表面的初始速度值相对图 6(a)、图 6(b)中较小,这实际上是图 6(c)、图 6(d)拍摄时相机触发时间略有延迟造成的,与长径比变化无直接联系。



(a) L/D=3.35　　(b) L/D=4.49

(c) L/D=5.62　　(d) L/D=6.75

图 6　脉动阶段药柱 0°、90°、180°和 270°方位气泡表面膨胀速度随半径的变化

Fig. 6　Bubble surface dilation velocity versus radius at 0°, 90°, 180° and 270°

气泡表面不同位置的速度差异说明柱形装药水中爆炸的能量输出结构是不均匀的。根据不可压缩流体动力学理论,输出能量的大小可用爆炸生成的气体产物克服静水压第一次膨胀达到最大位置时所做的功来度量。从图 6 中膨胀末期各方位气泡表面的运动趋势可以判断:气泡表面的膨胀位置在 180°和 270°方位较远,90°方位相对较近是由于重力对流场做负功所致,而在 0°方位气泡表面的膨胀位置最近。即在柱形装药水中爆炸气泡的脉动阶段,远离起爆端输出的能量较小,起爆端和药柱侧面输出的能量较大。这一方面可能是由于流场从爆轰产物获取的能量大小与作用时间相关,起爆端气泡表面的作用周期相对较长;另一方面,爆轰产物的初始能量分布及其变化规律也会对能量输出结构产生影响。

由爆轰产物运动的理论分析可知爆轰结束时,远离起爆端的产物比起爆端的具有更快的速度和更高的能量,而图 6 中却显示 180°方位气泡表面的速度比 0°方位的快,说明爆轰产物的能量输出结构在从爆轰结束到形成初始气泡的过程中发生了变化,在此借助数值手段给出更为明确的物理图像进行分析。图 7 为采用 LS-DYNA 模拟 $L/D=6.75$ 柱形装药从起爆到气泡膨胀早期的过程,跟踪 0°、90°、180°和

270° 4 个方位角方向气泡表面的速度变化曲线。从图 7 中可以看到,0°方位产物表面的初始速度峰值比 180°方位产物表面的速度峰值大得多,这与理论分析一致。然而,尽管 0°方位气泡表面的运动启动时间最晚、速度峰值最高,随着产物的膨胀,其速度却迅速衰减至低于 180°方位气泡表面的速度,这与图 6 中气泡膨胀早期的运动规律也是一致的。速度衰减规律的这种差异可能与接触间断面上的熵增有关,在粘性和热传导的作用下,更高的速度和压力会导致更大的能量耗散,假设爆轰产物输出的总能量为其膨胀做的功与耗散能之和,那么起爆端的产物做功更多,而流体惯性是导致 0°方位气泡表面膨胀速度衰减至小于 180°方位气泡表面速度的原因。Sternberg[9] 对柱形 Pentolite 炸药水中爆炸冲击波的能量输出规律计算表明:冲击波的有效能量在起爆端最大,而在远离起爆端由于能量耗散很大从而有效能量最小。因此,结合柱形装药水中爆炸气泡的运动性质可得:柱形装药水中爆炸的有效输出能量在起爆端较大,而在远离起爆端较小。对应的工程问题为:柱形装药水中爆炸在起爆端的毁伤能力较强,而在远离起爆端的毁伤能力较弱。即起爆方式对柱形装药的毁伤效果具有一定影响。

图 8 为 $L/D=3.35$ 柱形装药气泡收缩过程中 0°、90°、180°、270° 4 个方位角气泡表面运动速度与半径的变化关系,由于在坍塌过程中气泡有明显的上浮运动,该部分的数据点已无比较意义,故未在图中完全给出。图 8 中的变化规律与图 6 中的相似,但在气泡坍塌过程中 270°方位气泡表面的相对位置明显小于 90°方位的,这是气泡上下表面压差作用的体现,也是射流将在气泡下表面区域形成的预兆。另外,可以明显看到,在坍塌过程中 0°方位气泡表面相对装药中心的位置始终小于 180°方位的,与图 6 中膨胀早期(约 $R'<0.4$)气泡表面在 180°方位的位置始终大于 0°方位位置的规律对应,在其它长径比装药中,气泡表面运动速度的变化也给出了同样的规律,说明气泡表面的运动具有记忆性,这种记忆恰是柱形装药能量输出结构不均的体现,即远离起爆端输出的能量较小,起爆端和药柱侧面输出的能量较大。

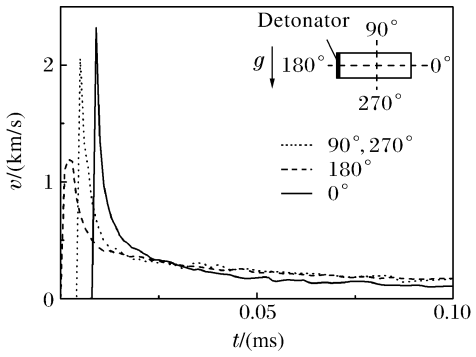


图 7 爆轰产物 0°、90°、180°和 270°表面初始运动速度变化的模拟结果($L/D=6.75$)

Fig. 7 Simulation results of product surface velocity versus time for $L/D=6.75$ at 0°, 90°, 180° and 270°

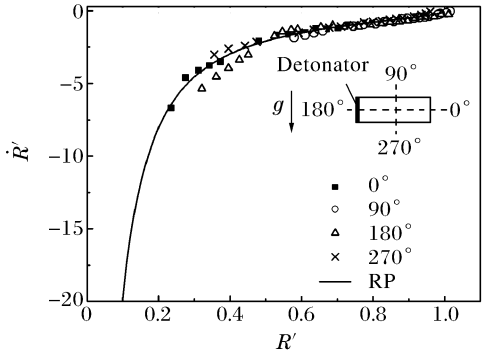


图 8 脉动阶段药柱 0°、90°、180°和 270°气泡表面收缩速度随半径的变化($L/D=3.35$)

Fig. 8 Bubble surface collapse velocity versus radius for $L/D=3.35$ at 0°, 90°, 180° and 270°

5 结 论

通过对理论、实验和数值结果的综合分析得到,柱形 PETN 水中爆炸得到的初始气泡形状为非球对称,这种非对称特征随长径比的增加而增大,而在膨胀和收缩过程中,气泡表面的运动均表现出较明显的非对称性质。尤其是在膨胀过程中,气泡表面在装药径向的运动呈指数衰减,而在装药轴向两端的运动更接近于分段线性衰减。气泡表面膨胀运动的不对称与柱形装药水下爆炸的能量输出结构不均有关,在起爆端和药柱侧面输出的能量较大,而在远离起爆端输出的能量则较小,这与冲击波的有效能量分布规律是相似的。因此,起爆方式对柱形装药水中爆炸的毁伤效果具有一定影响。

特别感谢高宁、何智、张光升、张远平等对实验工作的支持和帮助!

References:

[1] Cole R H. Underwater Explosions [M]. Princeton: Princeton University Press, 1946: 274-278.

[2] Zhang Y L, Yeo K S, Khoo B C. 3D Jet Impact and Toroidal Bubbles [J]. J Comput Phys, 2001, 166(2): 336-360.

[3] Klaseboer E, Khoo B C. A Modified Rayleigh-Plesset Model for a Non-Spherically Symmetric Oscillating Bubble with Applications to Boundary Integral Methods [J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2006, 30: 59-71.

[4] Zhang A M, Yao X L, Li J. The Interaction of an Underwater Explosion Bubble and an Elastic Plastic Structure [J]. Applied Ocean Research, 2009, 31: 110-123.

[5] Zhang A M, Yao X L, Yu X B. The Dynamic of Three-Dimension Underwater Explosion Bubble [J]. Journal of Sound and Vibration, 2008, 311(4): 1196-1212.

[6] Zhang S, Duncan J H. On the Nonspherical Collapse and Rebound of a Cavitation Bubble [J]. Phys Fluids, 1994, 6(7): 2352-2362.

[7] Sun C W, Wei Y Z, Zhou Z K. Applied Detonation Physics [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1999: 568-570. (in Chinese)
孙承纬,卫玉章,周之奎. 应用爆轰物理 [M]. 北京:国防工业出版社, 1999: 568-570.

[8] Wang B, Wang Y P, Zhang Y P. A Method of Studying Bubble Pulses in a Confined Water Area [J]. Chinese Journal of Explosives & Propellants, 2008, 31(3): 32-35. (in Chinese)
汪　斌,王彦平,张远平. 有限水域气泡脉动实验方法研究 [J]. 火炸药学报, 2008, 31(3): 32-35.

[9] Steinberg D J. Underwater Detonation of Pentolite Cylinders [J]. Phys Fluids, 1987, 30(3): 761-769.

On the Shape Evolution of Underwater Explosion Bubbles by Cylindrical Charges

HUANG Chao[1,2], WANG Bin[1], LIU Cang-Li[1],
WANG Yan-Ping[1], TAN Duo-Wang[1]

(1. *National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*;
2. *School of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin* 150001, *China*)

Abstract: Oscillation images of underwater explosion bubbles generated by cylindrical PETN with length to diameter ratio from 3.35 to 6.75 are conducted in a water tank by using high-speed photography technology. Bubble shape evolution is investigated by involving real detonation processes and Rayleigh-Plesset function. Results show that the initial bubble has an asymmetric shape, and the asymmetry is enhanced as the length to diameter ratio increases. The bubble-water interface expansion motion at the side of the charge exhibits an exponential decay, while along the charge axis the decay tends to piecewise linear, both differ from the Rayleigh bubble. These differences are potentially attributed to the asymmetric energy structure of cylindrical charge, which is similar to the usable energy distribution of a cylindrical charge underwater explosion shock wave.

Key words: mechanics of explosion; cylindrical charge; high-speed photography; bubble shape; underwater explosion