

烟火药水下燃烧高温残渣气泡的动力学模型

蒋贤沛 郭三学 欧阳的华
(武装警察部队工程大学,西安 710086)

摘 要 为研究烟火药水下燃烧高温残渣与水作用形成的气泡动力学特性,建立了传热、传质数学模型,推导了单个高温残渣气泡的生成模型,计算了生成气泡的半径以及半径的变化率与时间的关系。将计算结果与文献结果进行了比较;并分析了高温颗粒特性对气泡动力学的影响。结果表明,随着时间增加,高温残渣颗粒不断冷却,气泡半径不断增大;但增长速度不断变慢,计算结果与文献结果吻合较好。

关键词 烟火药 水下燃烧 高温残渣 气泡

中图法分类号 TJ530.2; **文献标志码** A

烟火药水下燃烧时,在产生气体的同时,还会产生一定数量的高温残渣颗粒。这些高温残渣颗粒随气体由燃烧装置喷管喷入水中,由于与水之间存在较大的温差,会立即与水发生剧烈的传热、传质作用。国内外许多学者对高温液滴或颗粒与水作用的传热、传质过程进行了大量的理论和实验模拟研究。Ganiev 等人^[1]研究了包含蒸发液滴(Φ 为 0.1 ~ 2.0 mm)的单气泡的动力学、传热和传质作用。Dombrovskii 等人^[2]基于气泡为对称球形的假设,采用 Rayleigh-Taylor 方程研究了单个高温粒子(Φ 为 100 μm 和 300 μm)与其周围的冷却水之间的传热作用。随着高温颗粒半径的增加,发现在气泡的成长过程中,会出现一定的振荡现象。2006 年, Ghosh 和 Mukhopadhyay^[3]采用流体体积函数法(the volume of fluid method, VOF),对气泡壁面的运动进行追踪,研究了高温液滴在冷却液中被冷却的过程中,所形成的气泡动力学问题;并将所得的运算结果与以往 Samuel^[4]和 G. Son^[5]等人的结果比较,发现相互之间十分接近。国内,罗朝霞^[6]研究了高温熔融液滴冲击水面时的行为特性。胡志华博士后^[7]研究了自由落体的高温金属氧化物小球落入水中时的运动阻力特性。李天舒博士^[8]采用实验和数值模拟的方法,研究了低温熔融金属蒸汽爆炸的相关特性。

通过比较可以发现,国内外研究的主要区别:在理论研究方面,国外以研究高温粒子或熔融液滴与水之间的传热、传质为主,而国内以研究高温二氧化锆和钢球在水中的运动阻力特性为主。但是,通过大量的高速摄影实验,人们对高温颗粒浸入水中的

演变过程的认识基本是一致的。即认为:高温颗粒浸入水中,由于剧烈的传热作用,高温颗粒会立即被从接触面上不断产生的蒸汽与水所形成的蒸汽膜包覆。高温残渣颗粒与水之间作用过程十分复杂,尤其是这些高温残渣颗粒的体积小、作用的瞬时性强,使得实验研究难以开展。而在探讨传热、传质过程的内在规律时,数值模拟往往能给出定性或定量的描述,具有较好的效果。因此,本文旨在通过对烟火药水下燃烧产生的高温残渣颗粒与水作用时,由于传热、传质而引起的气泡的动力学特性进行研究,建立传热、传质数学模型,为研究大量高温残渣颗粒与水之间作用机理奠定基础。

1 烟火药水下燃烧高温残渣与水作用的动力学模型

烟火药水下燃烧产生的高温残渣经过燃烧装置的喷管,以一定的初速度喷入水中后,由于高温使其周围的水迅速蒸发为水蒸汽而在其周围形成一定大小的气泡,如图 1 所示。气泡在形成的初始阶段成长速度会很快,但是随着高温粒子的不断冷却,气泡的成长速度就会逐渐减缓,气泡长大到一定的程度时,由于 Taylor 不稳定性,气泡就会脱离该高温残渣颗粒。当高温残渣的温度不是很高时,就会很快被周围的水冷却;当高温残渣颗粒的温度足够高时,就会重复上一个过程接着形成下一个气泡,直至该高温残渣的温度冷却到不能使水蒸发形成气泡为止。在高温残渣颗粒的界面上以及气泡与水的分界面上都存在着剧烈的传热过程。烟火药燃烧所形成的残渣颗粒温度较高,但粒子尺寸比较小,如图 2 所示(烟火药水下燃烧后,经过过滤后所收集的残渣)。

2016 年 4 月 12 日收到 国家自然科学基金项目(51506222)资助
第一作者简介:蒋贤沛(1988—),男,江苏徐州人,硕士研究生。研究方向:装备科研与试验。E-mail:18192335913@163.com。

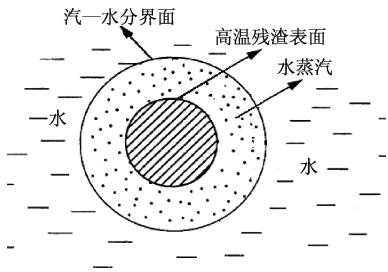


图 1 高温残渣颗粒与水作用的物理模型
Fig. 1 Physical model of water and hot residue particles

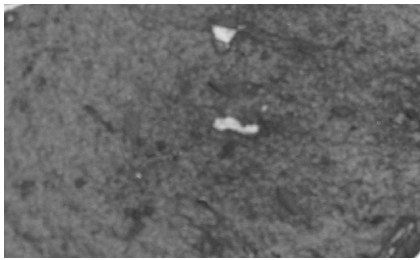


图 2 烟火药水下燃烧后收集的高温残渣照片(1:1)
Fig. 2 Collected hot residue after photos(1:1)

1.1 数学模型

高温残渣颗粒通常尺寸比较小,与水的作用迅速,实验研究困难较大,而数值模拟可以从定量和定性的角度分析传热、传质这种复杂非线性问题。这里以单个球形高温颗粒(氧化铝)与水作用的气泡为对象,依据传热、传质理论,对高温残渣气泡的生成机理进行研究。

高温颗粒产物因与水有较大温差,在进入水中时与水发生剧烈的传热、传质用。由于高温颗粒的热量远大于水和水蒸汽的热量,水和水蒸汽经对流传入高温颗粒的热量可以忽略。本文假设高温颗粒为球对称的,高温颗粒与水发生对流传作用后,高温颗粒、蒸汽和水的的变化为:

$$\rho_d c_d \frac{\partial T_d}{\partial t} = \frac{\lambda_d}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_d}{\partial r} \right); r \in (0, a) \tag{1}$$

$$\rho_v c_{pv} \left(\frac{\partial T_v}{\partial t} + w_v \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_v r^2 \frac{\partial T_v}{\partial r} \right) + \frac{dp_v}{dt}, r \in [a, R(t)] \tag{2}$$

$$\rho_l c_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial t} + w_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) = \frac{\lambda_l}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r} \right); r \in [R(t), \infty] \tag{3}$$

式中, $\rho_i, T_i (i = d, v, l)$ 为高温颗粒、蒸汽和液体的密度和温度; $c_k, \lambda_k (k = d, l)$ 为粒子和水的热容和热传导系数; w_v, w_l 为蒸汽和水的径向流速; c_{pv} 为蒸汽的等压热容;用 a 表示高温颗粒半径 r_d ; $R(t)$ 为气泡半径。

假设水是不可压缩的流体,高温颗粒内不发生

相变,水蒸汽压力 p_v 在空间内是均匀的,蒸汽的热传导率与温度成线性关系。

$$\lambda_v = k_v + \lambda_{v0} \tag{4}$$

水蒸汽的质量守恒式为

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \frac{\partial \rho_v w_v}{\partial r} + \frac{2 \rho_v w_v}{r} = 0 \tag{5}$$

考虑到水的不可压缩性,水的质量守恒关系式为

$$w_l r^2 = w_{lr} R^2 \tag{6}$$

式(6)中, w_{lr} 表示气泡表面水的径向流速。假设水蒸汽为理想气体,则水蒸汽的状态方程用 Clapeyron-Mendeley 方程表示

$$p_v = \frac{\gamma - 1}{\gamma} c_{pv} \rho_v T_v \tag{7}$$

蒸汽的压力和蒸汽的饱和温度的关系用 Clausius-Clapeyron 方程表示为

$$\frac{dT_s}{dp_v} = \frac{T_s}{\rho_{vs} L} \left(1 - \frac{\rho_{vs}}{\rho_l} \right) \tag{8}$$

式中, γ 为蒸汽的绝热系数, L 为汽化潜热, ρ_{vs} 为饱和蒸汽密度。

气泡的振荡用 Rayleigh-Lamb 方程表示

$$R \frac{dw_{lr}}{dt} + \frac{3}{2} w_{lr}^2 + 4 \nu_l \frac{w_{lr}}{R} = \frac{1}{\rho_l} \left(p_v - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} \right) \tag{9}$$

$$\frac{dR}{dt} = w_{lr} + \frac{j}{\rho_l} = w_{vr} + \frac{j}{\rho_{vr}} \tag{10}$$

式中, ν_l 和 σ 分别表示液体的运动黏性系数和表面张力系数, p_∞ 表示距离气泡无穷远处的静水压力, w_{vr} 和 ρ_{vr} 分别表示气泡表面水蒸汽的径向速度和密度。由流体力学 Kertz-Knudsen 方程得到传质强度为

$$\begin{cases} j = K_\beta \frac{T_R - T_s}{T_s} \\ K_\beta = \frac{\beta L \rho_{vs}}{\sqrt{2\pi \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) T_s}} \end{cases} \tag{11}$$

式(11)考虑了气液相变的非均衡性。其中, T_R 为气泡表面温度; β 为界面上水蒸汽分子凝聚分数的适应系数,这里假定水蒸汽分子凝聚分数的适应系数 $\beta = 0.04$ 。

高温颗粒半径对两相气泡动力学和传热、传质过程有重要影响,粒子、蒸汽和水的传热过程持续时间分别为 $t_d = \frac{a^2}{D_d}$, $t_v = \frac{a^2}{D_v}$, $t_l = \frac{a^2}{D_l}$, $D_i (i = d, v, l)$ 表示各相的传热通量。在不考虑相变的情况下,若两相气泡的振荡频率为 ω_M ,则气泡动力学过程持

续时间定义为 $t_M \sim 1/\omega_M$, ω_M 可用 Minnaert 方程得到

$$\omega_M = \sqrt{\frac{3\gamma p_0 R_0}{\rho_l (R_0^3 - a^3)}} \tag{12}$$

当高温颗粒气泡当量直径为毫米级时,认为 $t_l \gg t_v \geq t_M$ 是合理的^[9],因此在整个高温粒子气泡动力学模型中,可以用蒸汽的传热时间 t_v 表征整个传热、传质过程的时间尺度,由于高温残渣的密度和比热都远远大于水和水蒸气的密度和比容,高温颗粒的温度在水的传热时间 t_l 内变化很小。

为求解上述模型,初始条件和边界条件设定为

$$\begin{cases} \frac{\partial T_d}{\partial r} = 0; & r = 0 \\ \lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial r} = \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r}; & r = a \\ T_d = T_v; & r = a \\ \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} - \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r} = jL; & r = R(t) \\ T_v = T_l = T_R, & r = R(t) \\ \frac{\partial T_l}{\partial r} = 0, & r = \infty \end{cases} \tag{13}$$

另外,高温颗粒表面的蒸汽径向流速为 0,即当 $r = a$ 时, $w_v = 0$ 。通过方程(11)的求解和相变不平衡的结论,需要考虑相变的准平衡态。假定界面温度等于饱和温度,即 $T_R = T_s$,然后利用边界条件来求解传质强度 j ,系数 K_β 和 β 的无限大值形式与准平衡条件一致。

本文所建立的数学模型不能求解最初的过程,即当一个高温粒子渗透到水中还没有形成气泡包裹粒子的过程。然而,根据要解决模型的物理公式,预先设定他们的值,就可以扩展初始条件的类别。因为蒸汽的热辐射远大于水的热辐射,通常会把蒸汽温度的稳态分度作为初始条件。这里用数值方法来求解方程组(1)~式(11),来描述高温粒子气泡的动力学特性。在数值求解前,为了显示确定 p_v 和 w_v 首先变换方程(1)~式(11)的形式来方便求解。 p_v 和 w_v 的方程是由方程(7)、式(5)和式(2)推导而来的能量积分方程。

$$\begin{aligned} \frac{dp_v}{dt} = \frac{3}{R^3 - a^3} & \left[(\gamma - 1) \left(\lambda_v R^2 \frac{\partial T_v}{\partial r} \Big|_{r=R} - \lambda_v a^2 \frac{\partial T_v}{\partial r} \Big|_{r=a} \right) - \gamma p_v w_{wR} R^2 \right] \end{aligned} \tag{14}$$

则 w_v 可表示为

$$w_v = \frac{1}{\gamma p_v r^2} \left[(\gamma - 1) \left(\lambda_v r^2 \frac{\partial T_v}{\partial r} - \lambda_v a^2 \frac{\partial T_v}{\partial r} \Big|_{r=a} \right) - \right.$$

$$\left. \frac{r^3 - a^3}{3} \frac{dp_v}{dt} \right] \tag{15}$$

为了避免追踪气泡表面的位置,这里假定气泡表面是固定不动的,因此,进行如下转换:

$$\begin{aligned} \tau = t, \xi = \frac{r - a}{R - a}; r \in (a, \infty); \\ \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{R\xi}{R - a}; \frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{R - a} \frac{\partial}{\partial \xi}; R \equiv \frac{dR}{dt}. \end{aligned}$$

然后等式(2)、式(3)和式(15)、式(16)可以写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_v}{\partial \tau} + \frac{w_v - R\xi}{R - a} \frac{\partial T_v}{\partial \xi} = \\ \frac{D_v}{r^2 (R - a)^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(r^2 \frac{\partial T_v}{\partial \xi} \right) + \frac{k_v}{\rho_v c_{pv} (R - a)^2} \left(\frac{\partial T_v}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{1}{\rho_v c_{pv}} \frac{dp_v}{d\tau} \end{aligned} \tag{16}$$

式(17)中, $\xi \in (0, 1)$ 。当 $\xi \in (1, \infty)$ 时,有

$$\frac{\partial T_l}{\partial \tau} + \frac{w_l - R\xi}{R - a} \frac{\partial T_l}{\partial \xi} = \frac{D_l}{r^2 (R - a)^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(r^2 \frac{\partial T_l}{\partial \xi} \right) \tag{17}$$

$$\begin{aligned} w_v = \frac{1}{\gamma p_v r^2} \left[\frac{\gamma - 1}{R - a} \right] \left[\lambda_v r^2 \frac{\partial T_v}{\partial \xi} - a^2 \left(\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial \xi} \right) \Big|_{\xi=0} \right] - \\ \frac{r^3 - a^3}{3} \frac{dp_v}{d\tau} \end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_v}{d\tau} = \frac{3}{R^3 - a^3} \left\{ \frac{\gamma - 1}{R - a} \left[R^2 \left(\lambda_v \frac{dT_v}{d\xi} \right) \Big|_{\xi=1} - a^2 \left(\lambda_v \frac{dT_v}{d\xi} \right) \Big|_{\xi=0} \right] - \gamma p_v w_{wR} R^2 \right\} \end{aligned} \tag{19}$$

边界条件式(13)和式(14)可以转换为

$$\begin{aligned} \text{当 } \xi = 0 \text{ 时,有 } \lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial r} = \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial \xi}, T_d = T_v, \\ w_v = 0; \text{当 } \xi = 1 \text{ 时, } \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial \xi} - \lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial \xi} = jL(R - a), \\ T_v = T_l = T_R. \end{aligned}$$

转换之后,高温颗粒气泡动力学数学模型以 τ 和 ξ 为自变量用方程(1)、式(6)~式(11)和式(16)~式(19)表示。为求解转换后的方程组,本文用自动选择步长的四阶龙格-库塔方法。所建立的热力学模型,不考虑压力的扰动带来的影响,为求解该模型进行如下假设:

(1)高温颗粒热量和密度远高于蒸汽温度,两者在进行热传递时不存在对流现象,所以可以假定高温颗粒温度是常量;

(2)因为气泡半径的变化速度 $\frac{dR}{dt}$ 相比蒸汽的热传导速率 $\frac{D_v}{(R - a)}$ 小的多,所以可以假设蒸汽中的温度分布是固定的;

(3)不考虑惯性效应,假设蒸汽压力不变,且等于静水压力;

(4)不考虑惯性效应,假设气泡表面温度等于临界饱和温度。

蒸汽温度 T_v 对空间坐标的 r 的依赖关系由热力学方程式(2)表示成

$$T_v = \frac{1}{k_v} \sqrt{\lambda_{v0}^2 + 2k_v \left(C_2 - \frac{C_1}{r} \right)} - \frac{\lambda_{v0}}{k_v} \quad (20)$$

式(21)中, $C_1 = \frac{Ra}{R-a} \left[\frac{k_v}{2} (T_s^2 - T_d^2) + \lambda_{v0} (T_s - T_d) \right]$,

$C_2 = \frac{k_v}{3} T_d^2 + \lambda_{v0} T_d + \frac{C_1}{a}$, 饱和蒸汽压力 T_s 保持不变。

1.2 模型求解

通过对动力学模型方程(1)~式(11)进行数值计算,可以分析气泡的传热、传质特性。在标准大气压下,气泡内含有一个半径为 0.2 mm、温度 $T_{d0} = 1\,356\text{ K}$ 的高温氧化铝粒子,水的热传导时间特性为 $t_1 = 238\text{ ms}$,蒸汽的热传导时间特性为 $t_v = 0.54\text{ ms}$ 。式(4)中的系数参考文献[9]中热传递系数和温度的关系式, $k_v = 1.157 \times 10^{-4} \frac{\text{W}}{(\text{mK}^2)}$, $\lambda_{v0} = -\lambda_{vs} -$

$k_v T_{d0}$, 其中, $\lambda_{vs} = 0.024\,8 \frac{\text{W}}{(\text{mK}^2)}$, 蒸汽的初始温度

认为是固定不变的。在模拟气泡生成的热力学模型中,使用拟平衡态的方法来描述气液相变,气泡表面的温度可以认为等于临界饱和温度,这时可以忽略非平衡的结果。然而,在高温颗粒气泡的动力学模型中,必须考虑相变的不平衡性。水中饱和和临界温度 $T_{s0} = 373\text{ K}$, 燃烧深度为 1 m, 高温颗粒气泡被赋予一个预先已生成的相对于高温颗粒半径 1.5 倍的初始半径 $\frac{R}{a} = 1.5$ 。这么做的目的是消除因为水的蒸汽化产生的蒸汽压力超过周围水的压力的影响,预先设定气泡的初始半径后,水的压力按步数 $\Delta p = 0.03\text{ Pa}$ 增长来模拟气泡和压力波的相互作用。

将三氧化二铝的各项参数代入,进行计算,所得的结果与采用 Koushik^[9] 所建立的模型的计算结果进行比较如图 3 所示。由该图可知本文的计算结果与该文献的计算结果基本一致,随着时间的增加气泡在不断的长大,但是增加的速度不断减缓。这主要是因为随着时间的推移,高温残渣颗粒不断的被冷却,温度逐渐降低,从而使得水的蒸发速度降低,在外界静水压力不变的情况下,气泡的膨胀也就越来越困难,从而导致气泡增长速度减慢(如图 4)。

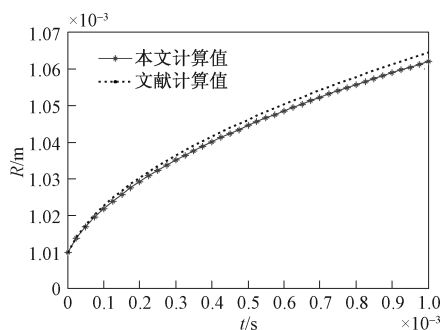


图 3 气泡半径随时间变化的关系曲线

Fig. 3 Radius-time curve of bubble

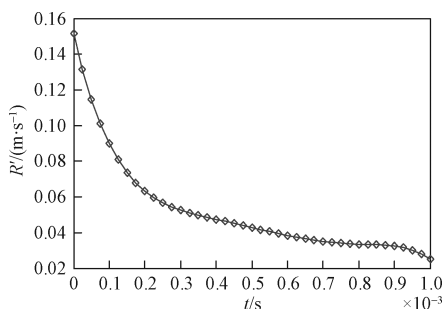


图 4 气泡半径变化率随时间的关系曲线

Fig. 4 Growth rate of bubble radius-time curve

基于烟火药自身的燃烧特点:一方面烟火药水下燃烧时所产生的高温残渣颗粒很小,与水作用的瞬时性很强;另一方面烟火药燃烧时不仅仅是产生一个而是多个高温残渣颗粒。因此,利用高速摄影等手段来检测气泡的演变过程十分困难,至今也未见有该方面的研究报道。

2 分析与讨论

在上面所建立的模型的基础上,仍然以三氧化二铝为例,计算研究了下面几种因素对单个高温残渣颗粒与水作用时所形成的气泡特性的影响,具体分析如下。

2.1 高温残渣颗粒初始温度对气泡特性的影响

为了探讨烟火药水下燃烧产生的高温残渣颗粒与水作用所形成的气泡的相关特性,以高温残渣颗粒不同的初始温度(1 400 K、1 200 K、1 000 K 以及 800 K)为对象,进行了计算分析。其中取高温残渣颗粒——三氧化二铝的颗粒半径 $a = 1\text{ mm}$, 所得结果如图 5 和图 6 所示。

图 5 是依据上面给定的高温残渣颗粒——三氧化二铝粒子在不同初始温度时,计算得到的对应的气泡体积变化情况。由该图可知,随着高温残渣颗粒初始温度的增大,所形成的气泡的体积也随之增大;同时,由气泡体积变化的加速度曲线——图 6 可知,随着高温残渣颗粒初始温度的增加,气泡体积变化的加

速度也在增大。这主要是由于随着高温残渣颗粒初始温度的增加,其与周围水之间的温差加大,使得两者之间的传热加剧,从而导致传质过程也更加剧烈。

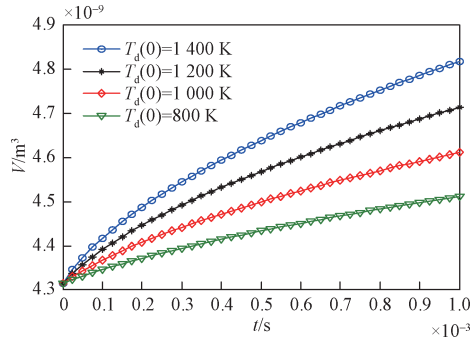


图 5 高温残渣颗粒不同初始温度时气泡体积随时间的变化曲线

Fig. 5 Volume Variation of bubble induced by hot residue with different initial temperatures

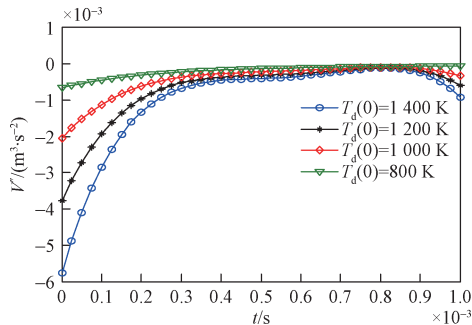


图 6 高温残渣颗粒不同初始温度时气泡体积变化的加速度曲线

Fig. 6 Volume change acceleration of bubble induced by hot residue with different initial temperatures

2.2 高温残渣粒子半径对气泡特性的影响

为了探讨高温残渣颗粒半径对气泡动力学特性的影响,计算了半径为 1.00 mm、0.99 mm、0.98 mm、0.97 mm 的四种高温残渣颗粒所形成的气泡的体积和体积变化的加速度等随时间的变化情况,当气泡的初始半径为高温残渣粒子半径的 1.5 倍,燃烧深度为 1 m 时,所得的计算结果如图 7 和图 8 所示。

图 7 是采用不同半径的高温残渣颗粒进行计算得到的气泡体积随时间变化的曲线图。由该图可知,随着高温残渣颗粒半径的增加,所形成的气泡的体积也在增加,而且当高温残渣颗粒半径等幅度的增加或减少时,气泡体积的变化也呈现一种等幅度的增加或减少的趋势,这也可从图 8 看出。图 8 是在图 7 的基础上计算得到的气泡体积变化的加速度曲线。由该图可知,虽然不同半径的高温残渣颗粒能够形成不同体积大小的气泡,但是气泡形成的速度基本是一样的,即高温残渣颗粒的大小对气泡的体积形变不会产生影响。

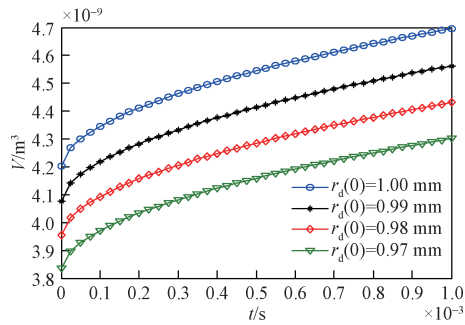


图 7 高温残渣颗粒不同半径时的气泡体积随时间的变化曲线

Fig. 7 Volume Variation of bubble induced by hot residue with different particle initial radii

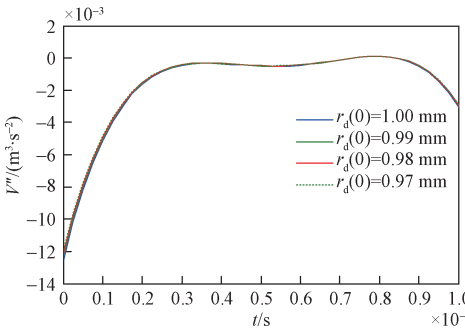


图 8 高温残渣颗粒不同半径时气泡体积变化的加速度曲线

Fig. 8 Volume change acceleration of bubble induced by hot residue with different particle initial radii

2.3 气泡初始半径对气泡特性的影响

为了研究气泡初始半径对所形成气泡体积、体积变化加速度等动力学特性的影响,采用四种不同的气泡初始半径进行计算分析。考虑到气泡是包裹着高温残渣颗粒的,故气泡初始半径的取值为 $R(0) = r_d(0)\gamma$ (即为高温残渣半径的 γ 倍),当高温残渣粒子的半径一定时,通过改变 γ 即可改变气泡的初始半径。因此,取 γ 分别为 1.01、1.005、1.001 和 1.000 1,计算结果如图 9 和图 10 所示。

由气泡体积随气泡初始半径的变化曲线(图 9)可知,气泡体积先是随着气泡初始半径的减小而增加,但当气泡初始半径减小到一定的程度时,则这种趋势就不明显了,气泡体积不再随着气泡初始半径的变化而变化了。这种变化趋势也可从气泡体积变化的加速度曲线(图 10)看出。

2.4 燃烧深度对气泡特性的影响

为了研究高温残渣与水作用所形成的气泡的动力学特性,设定 4 种燃烧深度,即 0.5 m、2 m、3.5 m 和 5 m,这里的燃烧深度是指从水面到气泡或高温残渣颗粒中心的距离。计算结果分别如图 11 和图 12 所示。

图 11 是在其他条件不变的情况下,所形成的气泡体积随燃烧深度变化的情形。由该图可知,随着

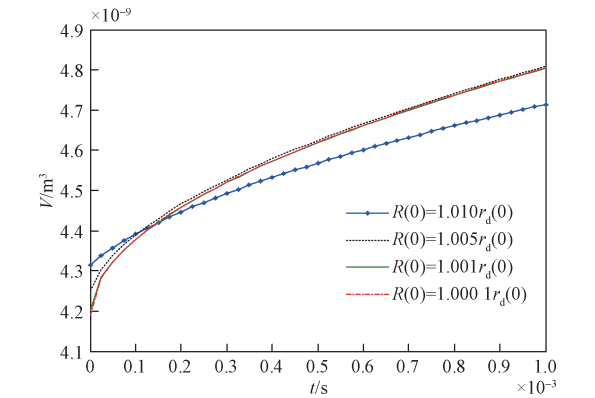


图9 不同气泡初始半径时的气泡体积随时间变化的曲线
Fig. 9 Volume Variation of bubble induced by hot residue with different bubble initial radii

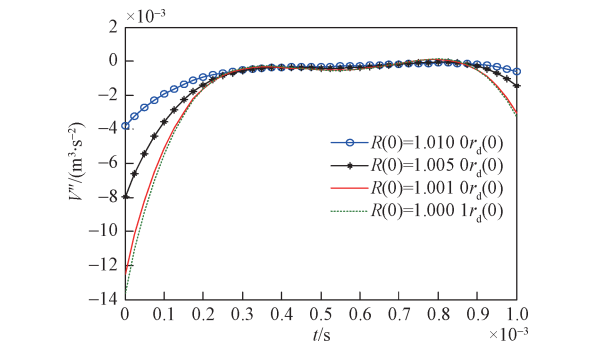


图10 不同气泡初始半径时气泡体积变化的加速度曲线
Fig. 10 Volume change acceleration of bubble induced by hot residue with different bubble initial radii

燃烧深度的增加,所形成的气泡体积逐渐减小,这说明随着静水压力的增加,气泡的成长越来越困难,这也可以从图 12 看出。图 12 是不同燃烧深度时,气泡体积变化的加速度曲线。由该图可以得到同样的结论,即气泡体积变化的加速度随燃烧深度的增加而降低,气泡增长变缓慢。由公式(13)可知,气泡半径的变化速度与气泡内的压力成反比,故会出现图 11 和图 12 计算的结果。

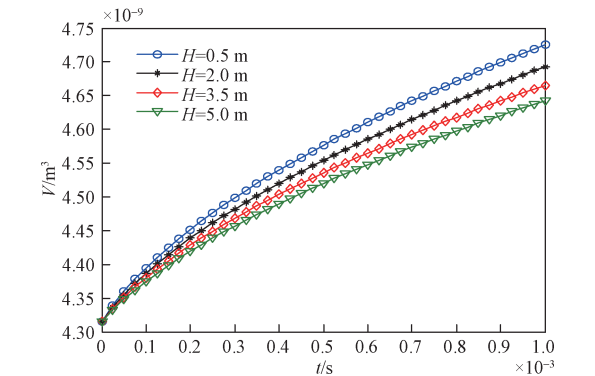


图11 不同燃烧深度时的气泡体积随时间变化的曲线
Fig. 11 Volume Variation of bubble induced by hot residue with different depth

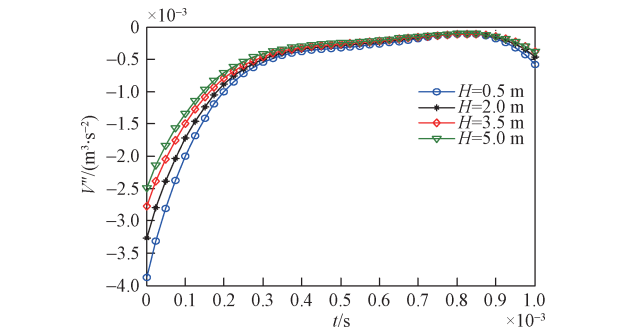


图12 不同燃烧深度时气泡体积变化的加速度曲线
Fig. 12 Volume change acceleration of bubble induced by hot residue with different depth

3 结论

本文首先回顾了国内外相关的研究概况,进而分析了高温残渣与水作用的过程,在此基础上建立了烟火药水下燃烧所产生的单个高温残渣颗粒与水作用形成的气泡的动力学的数学模型,最后分析和讨论了各个影响因素的计算结果。主要得到以下结论:

- (1) 高温残渣颗粒的初始温度和燃烧深度等因素对高温残渣颗粒与水作用所形成的气泡动力学具有显著影响。因此,在进行水下燃烧烟火药的配方设计时应该权衡考虑,以达到最佳效果;
- (2) 对于半径以及燃烧深度一定的高温残渣粒子,随着其初始温度的增加,所形成的气泡的体积、体积变化的加速度均随之增大;对于初始温度以及燃烧深度一定的高温残渣粒子,随着其初始半径的增加,所形成气泡的体积亦随之增大,但是对其体积变化的加速度并没有显著影响;
- (3) 对于初始温度、半径以及燃烧深度一定的高温残渣粒子,随着计算所取的气泡初始半径的减小,所形成的气泡的体积、体积变化的加速度均相应的增加,但是当其初始半径小到一定的时候,这种影响并不明显;对于初始温度、半径一定的高温残渣粒子,随着燃烧深度的增加,所形成的气泡体积变小,但是相应的气泡体积变化的加速度反而增大。

参 考 文 献

- 1 Ganiev O R, Khabeev N S. Dynamics and heat and mass transfer of a bubble containing an evaporating drop. *Fluid Dynamics*, 2000; 35 (5): 702—708
- 2 Dombrovskii L A, Zaichik L I. The dynamics of vapor void under conditions of thermal interaction of a hot spherical particle with ambient water. *High Temperature*, 2000; 38 (6): 938—947
- 3 Ghosh K, Mukhopadhyay A, Sen S, et al. A spherico-symmetric VOF approach for investigating immiscible two-phase systems with one liquid phase. *Numerical Heat Transfer A*, 2006; 50: 949—974

4

Welch S W. J. , Wilson J. A volume of fluid based method for fluid flows with phase change. Journal of Computational Physics, 2000; 160: 662—682

5

Son G. A numerical method for bubble motion with phase change. Numerical Heat Transfer, Part B, 2001, 39: 509—523

6

罗朝霞. 熔融液滴冲击水面的行为特性研究. 西安:西安交通大学,2002

Luo ZhaoXia. Research on impact behavior of droplet on the liquid surface. Xi'an: Xi'an Jiao tong University, 2002

7

胡志华. 高温颗粒在冷却剂中运动阻力特性的实验与理论研究. 上海:上海交通大学,2005

Hu Zhihua. Experimental and theoretical studies on resistance characteristics of high-temperature particle moving in coolant liquid. Shanghai: Shanghai Jiao tong University, 2005

8

李天舒. 低温熔融金属蒸气爆炸理论与实验研究. 上海:上海交通大学,2008

Li Tianshu. Theoretical and experiment researches of vapor explosion. Shanghai: Shanghai Jiaotong University, 2008

9

Koushik Ghosh, Achintya Mukhopadhyay, Swarnendu Sen, *et al.* An integral approach for simulation of vapour film dynamics around a spherical surface. International Journal of Thermal Sciences, 2009; 48:1327—1337

Dynamic Model of Bubble Induced by the Interaction between Pyrotechnic Composition Combustion Residue and Water

JIANG Xian-pei ,GUO San-xue, OU YANG De-hua
(College of Equipment Engineering, Engineering University of CAPE, Xi'an 710086)

[Abstract] In order to investigate the dynamic characteristics of a bubble induced by the interaction between a hot residue and water from the underwater combustion of pyrotechnic composition, the heat transfer and mass transfer model of a bubble containing a hot residue is established. The bubble radius and its growth rate are calculated, and bubble radius calculated and the literature results were compared, effects of the hot residue characteristics on bubble dynamics are analyzed. Results show that with the high temperature residue continuous cooling, although bubble radius increases constantly, growth rate becomes slowly, and the calculated results agree well with literature.

[Key words] pyrotechnic composition combustion underwater hot residue bubble dynamic

(上接第 264 页)

Impact Compression Behaviour of RDX-based PBX Explosive

LI Liang-liang, QU Ke-peng, SHEN Fei, XIAO Wei, WANG Hui, HE Chao, YUAN Da-peng
(Xi'an Modern Chemistry Research Institute, Xi'an 710065 ,P. R. China)

[Abstract] The impact compression behaviour of RDX-based PBX explosive between passive confined pressure and non-passive confined pressure were studied using SHPB bar. The dynamic mechanical parameters values was measured. The dynamical Poisson's ratios(ν_2) and Young's modulus(E_2) under passive confined pressure were calculated. In a microcosmic and macroscopical scale, crack mechanism was analysed with high-speed photography and scanning electron microscope (SEM). Results indicate that the strain-rate effects exists in both experiment (passive confined pressure and non-passive confined pressure). According to the photography of high-speed photography and SEM, RDX-based PBX explosive showed brittle fracture behavior. With the increase of strain-rate, the values of ν_2 and E_2 under passive confined pressure will increase, and PBX explosive has certain plastic characteristic.

[Key words] solid mechanics cast PBX explosive dynamic mechanical parameters