

烟火药水下燃烧高温粒子与水作用的气泡动力学模型

欧阳的华

(武警工程大学, 陕西 西安 710086)

摘要: 为研究烟火药水下燃烧高温粒子与水作用的声辐射特性, 基于传热传质理论, 推导了单个 Al_2O_3 高温粒子与水作用的气泡动力学模型, 计算得到了气泡半径和半径增长速度随时间变化的关系曲线, 并将气泡半径计算结果与文献结果进行比较。结果表明, 随着时间的增加, Al_2O_3 高温粒子不断冷却, 气泡半径不断增加, 但增长速度越来越缓慢, 计算结果与文献结果吻合较好。

关键词: 军事化学与烟火技术; 烟火药; 水下燃烧; 高温粒子; 气泡

中图分类号: TJ530; O35

文献标识码: A

DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2013.04.011

1 引言

烟火药水下燃烧时会与水之间发生剧烈的传质传热作用而向外辐射噪声。早在 1961 年, 美国专利就报道了一种利用烟火药水下燃烧时与水作用形成的声能来扫除水雷的声源装置^[1]。作者前期也开展了烟火药水下燃烧的相关研究^[2-4], 发现其声辐射主要来自气泡的形变噪声^[4]。而气泡的形变噪声主要包括燃烧气体和高温粒子分别与水作用形成的气泡噪声两部分。对于燃烧气体的气泡噪声的研究较多, 尤以 Wilson 等人^[5-7]的研究为代表。Wilson 等人不仅进行了燃烧形成的气泡动力学特性和声辐射机理的研究, 而且还对实际应用等开展了相关研究。而对于高温粒子与水作用形成的气泡噪声, 虽然文献^[8]有所提及, 但是至今未见相关的研究报告。

为了研究烟火药水下燃烧高温粒子与水作用的声辐射特性, 首先就要开展高温粒子与水作用形成气泡的动力学特性研究。但上述作用过程十分复杂, 且燃烧产生的高温粒子的体积小、作用的瞬时性强, 实验研究往往难以开展。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^[9]。本文以单个高温粒子 (Al_2O_3) 与水之间作用的气泡为对象, 依据烟火药水下燃烧产生的高温粒子与水作用的特点, 结合传热、传质理论, 对所形成气泡的动力学特

性进行了研究, 以期为进一步研究高温粒子群与水作用的声辐射特性奠定基础。

2 气泡动力学模型

高温粒子进入水中, 由于与水之间存在较大的温差, 会与其周围的水发生剧烈的传热作用。因为高温粒子的热量远远高于水和水蒸汽的热量, 故可忽略蒸汽和水中的对流传入高温粒子的热量。假设高温粒子为球形, 其被冷却过程中的能量变化可用下式进行描述^[10]:

$$\rho_d \cdot c_d \cdot r_d \cdot \frac{dT_d}{dt} = -2 \cdot q_d \quad (1)$$

式中, $q_d = q_c + q_r$, 其中 q_c 是气泡内的蒸汽热传导通量, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$; q_r 为热辐射通量, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, 当认为蒸汽为连续介质, 不考虑蒸汽分子之间的自由程时, 由傅里叶热传导定律可知, 可以表示成如下形式:

$$q_c = -k_v \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2)$$

式中, k_v 水蒸汽的导热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。

当不考虑蒸汽的对流作用、蒸汽的动力特性以及惯性作用时, 热流就是一个常数, 可将蒸汽的热传导系数与温度之间看成是一种线性关系^[11]:

$$k_v = k_{v0} \cdot \left(1 + \varphi \frac{T - T_{i0}}{T_{i0}} \right) \quad (3)$$

式中, 取初始温度 $T_{i0} = 373.15 \text{K}$, $k_{v0} = \text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $\varphi = 1.83$, T_i 是在压力为 p 时, 水的沸点温度。

由于蒸汽和水都可看成是纯物质, 故在蒸发达到平衡时, 单个气泡内的压力和界面上的饱和温度, 可以采用克劳修斯-克拉佩龙 (Clausius-Clapeyron) 方程进

收稿日期: 2012-08-31; 修回日期: 2012-11-25

基金项目: 国家自然科学基金(51076066)

作者简介: 欧阳的华(1983-), 男, 讲师, 主要从事军事化学与烟火技术相关研究。e-mail: oydh2010@yahoo.com.cn

行表示^[12]:

$$\frac{dp}{dT_i} = \frac{\Delta_{\text{vap}} H}{T_i \cdot \Delta_{\text{vap}} V} = \frac{\Delta_{\text{vap}} H}{T_i \cdot (V_g - V_l)} \quad (4)$$

式中, $\Delta_{\text{vap}} H$ 为单位质量的水由液态变为气态的汽化潜热, 其大小约为 $2.26 \times 10^6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$; V_g, V_l 分别为蒸汽的比容和水的比容, $\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。

由于 $V_g \gg V_l$, 且将水蒸汽视为理想气体, 则对于单位质量的气体有:

$$T_i = \frac{\Delta_{\text{vap}} H \cdot M \cdot T_{i0}}{\Delta_{\text{vap}} H \cdot M - R_v \cdot T_{i0} \cdot \ln \frac{p}{p_0}} \quad (5)$$

式中, R_v 为理想气体常数, 为 $8.314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; M 为水的摩尔质量。

依据斯蒂芬-波尔兹曼定律可知:

$$q_r = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_d^4 \quad (6)$$

式中, ε 为高温粒子的热辐射率, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$; σ 为黑体的辐射常数, 为 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 。

由蒸汽的热传导和高温粒子的热辐射而被水吸收的热通量为^[11]:

$$q_i = (q_c + sq_r) \left(\frac{r_d}{r_i} \right)^2 \quad (7)$$

式中, s 表示被高温粒子与其周围的水接触的表面层所吸收的热量占总辐射量的分数; r_i 为气泡半径; r_d 为高温粒子半径。

对于无穷的边界层, 计算时认为 s 为一常数, 且通常取 $s=0.5$ 进行求解^[13]。

对于吸收了大量的热而进行蒸发的水而言, 其物质蒸发速率 \dot{m} 与热交换强度有关, 在达到热平衡时可表示为^[11]:

$$\dot{m} = \frac{q_i - p \cdot u_i}{\Delta_{\text{vap}} H - p/\rho_w} \quad (8)$$

式中, u_i 为气泡半径的变化速度。

而气泡内的压力又与蒸汽的质量流速和气泡的厚度有关, 达到平衡时, 则为^[11]:

$$pJ = p_\infty \cdot J(0) + R_v \int_0^t \dot{m} \cdot r_i^2 dt \quad (9)$$

其中: $J(t) = \int_{r_d}^{r_i} \frac{r^2}{T(t, r)} dr$

高温粒子一旦进入水中, 其周围立即被裹上一层气泡, 但是由于在初始时刻所形成的气泡还很薄, 其内部的蒸汽压力的影响可以忽略不计, 故可以假设在初始时刻, 气泡中的压力等于远离高温粒子的静水压力 (p_∞)。

同时, 气泡表面的运动方程为^[14]:

$$\begin{aligned} r_i \ddot{r}_i + \frac{3}{2} \dot{r}_i^2 - 2 \cdot \dot{r}_i \frac{\dot{m}}{\rho_w} - \dot{r}_i \frac{\dot{m}}{\rho_w} \\ = \frac{1}{\rho_w} \left(p - p_\infty - \frac{2\sigma}{r_i} \right) - \frac{\dot{m}^2}{\rho_w} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{2\rho_w} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

式中, \dot{m} 为水蒸发时水蒸气的质量加速度。

在非黏性的液体中, 对于由惯性或是扩散控制起主体作用而成长的气泡而言, 该气泡内部始终充满了饱和蒸汽, 依据文献^[14-15]则:

$$\dot{m} \approx \rho_v \cdot \dot{r}_i$$

将上式代入式(10), 同时, 忽略表面张力的作用, 则:

$$r_i \ddot{r}_i + \frac{3}{2} \dot{r}_i^2 - \dot{r}_i \frac{\dot{m}}{\rho_w} - \dot{r}_i \frac{\dot{m}}{\rho_w} = \frac{1}{\rho_w} (p - p_\infty) + \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}}{\rho_w} \right)^2 \quad (11)$$

对应的初始条件为: $r_i(0) = \gamma \cdot r_d, \dot{r}_i(0) = 0$

参数 γ 是表示气泡的初始气泡半径与高温半径的比值, 且有 $\gamma > 1$ 。通过改变参数 γ 的值, 就可以计算不同初始半径的气泡的动力学变化情况。

$$\frac{dr_i}{dt} = u_i \quad (12)$$

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{1}{\rho_w r_i} \left(p - p_\infty + \frac{\dot{m}^2}{2\rho_w} + u_i \cdot \dot{m} \right) + \frac{\dot{m}}{\rho_w} - 1.5 \times \frac{u_i^2}{r_i} \quad (13)$$

对应的初始条件为:

$$p(0) = p_\infty, J(0) = \frac{r_d^3}{T_d(0)} (\gamma - 1), r_i(0) = r_d \cdot \gamma,$$

$$u_i(0) = 0, m(0) = 0$$

假设气泡内部的蒸汽压力在气泡膨胀的过程中保持不变, 始终等于静水压力, 则:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{r_i^2}{J} \cdot \left(R_v \cdot \frac{dm}{dt} - \frac{p \cdot u_i}{T_i} \right) = 0 \quad (14)$$

同时, 由于 $r_i \neq 0$, 且 J 也不会趋近于无穷大, 则只能:

$$R_v \cdot \frac{dm}{dt} - \frac{p \cdot u_i}{T_i} = 0 \quad (15)$$

则可得:

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{R_v \cdot T_i}{p_\infty} \frac{dm}{dt} \quad (16)$$

3 模型的求解与验证

3.1 模型的求解

在烟火药中, 铝粉作为可燃剂十分普遍, 铝粉燃烧后所形成的产物是 Al_2O_3 。因此, 取 Al_2O_3 作为高温粒子进行计算分析。 Al_2O_3 的密度为 $4000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 比热容为 $c_d = 1168.1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 辐射率(黑度)为 0.8 ^[16]。

烟火药燃烧所形成的残渣粒子温度较高,但粒子尺寸比较小,在本小节的计算过程中,取高温粒子的半径 $r_d(0) = 1 \text{ mm}$,初始温度 $T_d(0) = 1200 \text{ K}$,燃烧深度为 1 m ,气泡的初始半径 $\gamma \cdot r_d(0) = 1.01 \times r_d(0) = 1.01 \text{ mm}$ 。将以上参数带入方程(13)、(14)和(16)组成的方程组进行计算,所得结果如图1所示。

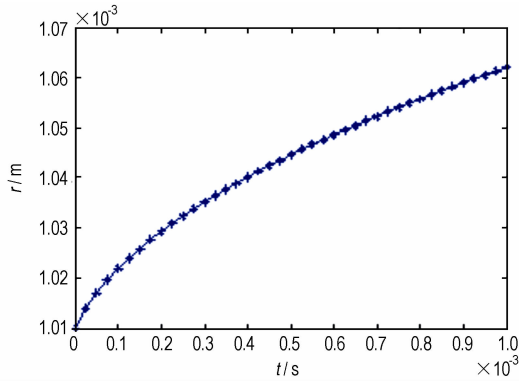


图1 气泡半径与时间的关系曲线

Fig.1 Bubble radius-time curve

由图1可知,随着时间的增加气泡不断长大,但是增加的速度不断减缓(如图2所示)。这主要是因为随着时间的推移,高温粒子不断的被冷却,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。

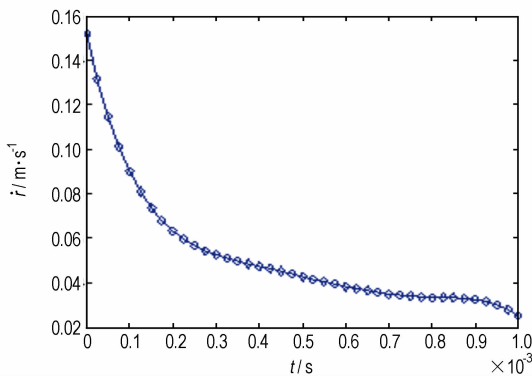


图2 气泡半径变化的速度曲线

Fig.2 Change speed of bubble radius-time curve

3.2 模型的验证

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粒子很小,与水作用的瞬时性很强;另一方面烟火药燃烧时不止是产生一个而是多个高温粒子。因此,利用实验手段来检测气泡的演变过

程十分困难。但为了验证该模型的正确性,有必要将其计算结果与文献结果进行比较。

Ghosh等^[17]建立一种新的用于模拟高温固体球形颗粒与水之间传热以及相变传质的模型,分别与Bejan^[18]和G. Son^[19]等人的理论计算结果和Florschuetz^[20]与Koushik^[21]等人的实验结果进行了比较,虽然结果都吻合较好,但是其推导过程复杂,涉及到偏微分方程组的求解,本研究在一定假设的基础上推导了各参数之间的微分关系,简化了计算过程。

为了验证本文模型的合理性,现在在相同条件下(高温粒子的半径 $r_d(0) = 1 \text{ mm}$,初始温度 $T_d(0) = 1700 \text{ K}$ (Al_2O_3 的熔点为 2323 K),燃烧深度为 1 m ,气泡初始半径为 1.01 mm),将本文计算所得的结果与采用文献[17]的计算结果进行比较,如图3所示。

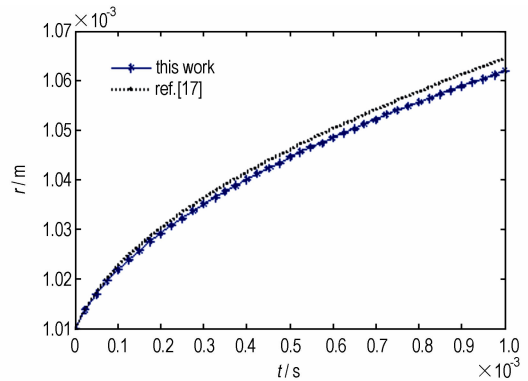


图3 本研究计算结果与文献[17]计算结果的比较

Fig.3 Calculated bubble radius for the model and the literature result

由图3可知,本研究的计算结果与文献[17]的计算结果基本一致,由此可知,本研究所建立的模型具有一定的合理性。该模型可用于烟火药水下燃烧时,单个高温粒子与水作用时所形成的气泡的相关特性的预测。

4 结论

(1) 基于传热、传质理论,推导了烟火药水下燃烧产生的高温粒子与水作用的气泡动力学模型:

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{R_v \cdot T_i}{p_\infty} \frac{dm}{dt}$$

(2) 计算得到了气泡半径增长速度曲线,结果表明随着时间的增加,高温粒子不断被冷却,气泡半径增长变得越来越缓慢。与文献的计算结果十分吻合,该模型能够较好地模拟高温粒子与水作用的气泡动力学特性。

参考文献:

- [1] Watson J C. Apparatus for sweeping acoustic mines; US Patent 2994268[P]. 1961.
- [2] 欧阳的华, 关华, 潘功配. 基于高速摄影的烟火药水下燃烧喷口气泡与噪声研究[J]. 声学学报, 2010, 35(6): 641-645.
OUYANG Di-hua, GUAN Hua, PAN Gong-pei, et al. Study on the bubble and noise of exit from pyrotechnic composition combustion underwater base on high speed photography[J]. *Acta Acustica*, 2010, 35(6): 641-645.
- [3] 欧阳的华, 潘功配, 关华. 烟火药水下燃烧气泡的实验研究[J]. 实验力学, 2009, 24(4): 347-352.
OUYANG Di-hua, PAN Gong-pei, GUAN Hua, et al. Experimental study of bubbles by pyrotechnic composition combustion underwater [J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2009, 24(4): 347-352.
- [4] OUYANG Di-hua, GUAN Hua, PAN Gong-pei. Acoustic radiation mechanism and experimental research on pyrotechnic composition combustion underwater [J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2010, 24(5): 74-78.
- [5] Wilson P S, Ellzey J L, Muir T G. Experimental investigation of the combustive sound source[J]. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 1995, 20(4): 311-320.
- [6] Potty G R, Miller J H, Wilson P S, et al. Geoacoustic inversion using combustive sound source signals[J]. *Journal of Acoustical Society of America*, 2008, 124(5): 146-150.
- [7] Knobles D P, Wilson P S. Seabed acoustics of a sand ridge on the new jersey continental shelf[J]. *Journal of Acoustical Society of America*, 2008, 124(3): 151-156.
- [8] Dornyak O R, Levitskii S P, Shabunina Z A, et al. Interaction effects in film boiling on spherical particles[J]. *Journal of Engineering Physics and Thermo-physics*, 2001, 74(3): 560-567.
- [9] 陈敏, 袁竹林, 郜时旺. 移动床过滤除尘的直接数值模拟研究及实验对比[J]. 中国电机工程学报, 2003, 23(11): 195-199.
CHEN Min, YUAN Zhu-lin, GAO Shi-wang. Direct numerical simulation and experimental contrast of the moving granular bed dust filter[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2003, 23(11): 195-199.
- [10] Abramzon B, Sazhin S. Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption[J]. *Fuel*, 2006, 85: 32-46.
- [11] Dombrovskii L A, Zaichik L I. The dynamics of vapor void under conditions of thermal interaction of a hot spherical particle with ambient water[J]. *High Temperature*, 2000, 38(6): 938-947.
- [12] 傅献彩, 沈文霞, 姚天扬. 物理化学(上册)[M]. 第4版. 北京: 高等教育出版社, 1990.
- [13] Dombrovsky L A. Radiation of a spherical particle of semitransparent material[J]. *High Temperature*, 1999, 37(2): 260-269.
- [14] Prosperetti A, Plesset M S. Vapour-bubble growth in a superheated liquid[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, 85(2): 349-368.
- [15] Prosperetti A. A generalization of the Rayleigh-Plesset equation of bubble dynamics[J]. *Phys Fluids*, 1982, 25(3): 409-410.
- [16] 徐淦卿, 陈钰, 程东杰. 红外物理与技术[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1989.
- [17] Koushik G, Achintya M, Sen S, et al. An integral approach for simulation of vapour film dynamics around a spherical surface [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2009, 48: 1327-1337.
- [18] Bejan A, Dan N, Cacuci D G, et al. On the thermodynamic efficiency of energy conversion during the expansion of a mixture of hot particles, steam and liquid water [J]. *Energy*, 1997, 22(12): 1119-1133.
- [19] Son G. A numerical method for bubble motion with phase change[J]. *Numerical Heat Transfer, Part B*, 2001, 39(5): 509-523.
- [20] Florschuetz L W, Chao B T. On the mechanics of vapor bubble collapse[J]. *Journal of Heat Transfer*, 1965, 87(2): 209-220.
- [21] Koushik G, Achintya M, Sen S, et al. A spherico-symmetric VOF approach for investigating immiscible two-phase systems with one liquid phase [J]. *Numerical Heat Transfer A*, 2006, 50: 949-974.

Dynamic Model of Bubble Induced by the Interaction Between Pyrotechnic Composition Combustion Particles and Water

OUYANG Di-hua

(Engineering University of Chinese Armed Police Force, Xi'an 710086, China)

Abstract: In order to investigate the characteristics of the acoustic radiation induced by the interaction between high-temperature particles (Al_2O_3) and water from the underwater combustion of pyrotechnic composition, the bubble dynamic model was deduced based on heat transfer, mass transfer theory. The bubble radius and its growth velocity were calculated, and the bubble radius calculated and the literature results were compared also. Results show that with the high temperature particle continuous cooling, although bubble radius increases constantly, growth rate becomes slowly, and the calculated results agree well with literature.

Key words: military chemistry and pyrotechnics; pyrotechnic composition; combustion underwater; high-temperature particles; bubble

CLC number: TJ530; O35

Document code: A

DOI: 10.3969/j.issn.1006-9941.2013.04.011