doi:10.11887/j.cn.201406017 http://journal.nudt.edu.cn

相对静止气氛下硼颗粒着火过程*

方传波[1],夏智勋[1],胡建新[2],肖云雷[1]
(1.国防科技大学 高超声速冲压发动机技术重点实验室,湖南 长沙 410073;
2.国防科技大学 航天科学与工程学院,湖南 长沙 410073)

摘 要:针对相对静止气氛下单颗粒硼的着火过程展开了系统研究,考虑硼颗粒周围径向气相流动以及硼颗粒与周围环境间的传热和传质过程,建立了一维硼颗粒着火模型。分析了硼颗粒在实现着火和未能实现着火两种典型情形下的颗粒相、气相组分参数以及颗粒外表面上Stefan流的变化规律,并对其成因展开了分析。研究表明,在实现着火和未能实现着火两种典型情形下,硼颗粒外表面的Stefan流都会经历先由周围空间流向颗粒表面,而后变为由颗粒表面流向周围空间的过程;考虑颗粒外表面处气相Stefan流作用后,硼颗粒的着火延迟时间减少,且压力越大,影响越大。

关键词:硼颗粒;着火过程;着火模型;Stefan流
中图分类号:V431 **文献标志码**:A **文章编号**:1001-2486(2014)06-093-07

Study of ignition process of boron particles in relatively static atmosphere

FANG Chuanbo[1], *XIA Zhixun*[1], *HU Jianxin*[2], *XIAO Yunlei*[1]
(1. Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;
2. College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The ignition process of boron particles in relatively static atmosphere was studied systemically. In view of the gas flow around the boron particle, the heat and mass transfer process between the boron particle and the surroundings, a one dimensional ignition model of boron particles was proposed. The changing regularities of important parameters of the gas and the particle in the two typical cases, namely, the successful ignition case and the degenerate ignition case were studied. And the mechanisms for them were analyzed in detail. The result shows that Stefan flow in both typical cases will undergo changing flow direction. Stefan flow undergoes flowing to the particle surface from the gas, and then it flows to the gas from the particle surface. Study of ignition process of boron particles in the paper shows that ignition time decrease with consideration of Stefan flow at the particle surface. And the effect increases with the ambient pressure.

Key words: boron particles; ignition process; ignition model; Stefan flow

硼具有很高的质量热值和体积热值,已被公认为高能富燃料推进剂的首选附加固体填料[1]。但是,由于硼的着火性能差、燃烧效率低等问题,硼的高能量热值并未获得高效释放,致使含硼富燃料推进剂固冲发动机实测能量并不高。

目前,基于大量试验现象,一般认为固冲发动机内硼颗粒在燃尽之前会经历受热缓慢氧化、着火过程和剧烈燃烧3个阶段,受热缓慢氧化一般被认为是在燃气发生器中进行。着火过程一般指硼在液态氧化层包覆下的蒸发和化学反应消耗过程,当氧化层完全消耗时这一阶段结束[2-10]。剧烈燃烧阶段是"洁净"硼和氧化性气体直接反应,绝大部分硼在此阶段被消耗。着火过程和剧烈燃烧阶段即为硼的二次燃烧过程。现有典型的硼颗粒着火过程模型,如King模型、Williams模型等均基于氧化性气体反应消耗速率等于硼或氧化性气体在液态氧化层内部的输运速率的基本假设,尚未考虑颗粒相周围气体的扩散、流动以及高温高压环境下多组分混合气体扩散的耦合作用,这使得硼颗粒在着火燃烧过程中的一些现象和本质特征被掩盖,诸如硼颗粒着火和燃烧两个阶段中的火焰明亮间隔随环境中氧气浓度的变化而变化、颗粒外部混合气流动对氧化层生成和消耗的影响等。国内针对硼颗粒着火过程的研究基本仍

* **收稿日期**:2014-04-15
基金项目:国家自然科学基金资助项目(51276194)
作者简介:方传波(1984—),男,河南南阳人,博士研究生,E-mail:fangchuanbo@163.com;
夏智勋(通信作者),男,教授,博士,博士生导师,E-mail:zxxia@nudt.edu.cn

以借鉴国外成果为主[11-13]，也尚未考虑和分析上述问题。文献[14]分析了硼着火过程中的 Stefan 流问题，但未考虑硼颗粒表面气相传热作用对 Stefan 流的影响，因此，对其的研究仍需完善。

在上述背景下，以固冲发动机内硼颗粒着火过程为研究对象，考虑到颗粒周围气相流动以及颗粒与周围环境间的传热和传质过程，建立完善的一维硼颗粒着火过程的物理数学模型，然后针对固冲发动机内典型环境工况，详细分析了各因素的作用控制机制。

1 物理数学模型

Williams 等提出的硼颗粒着火过程控制机制仅在硼颗粒处于高温阶段时液态氧化层内部输运过程与 King 提出的有所差别，其低温阶段的氧化层生成、消耗机制与 King 提出的基本相同，且两者都未考虑颗粒外部气相组分有限扩散速率和气流流动等因素的影响[7-8]。因此，仍以 King 提出的硼颗粒氧化层生成和消耗机制为基础展开研究和分析。

为简化起见，现仅考虑环境中只含氧气 1 种氧化性气体，N_2为惰性气体的情况。如图 1 所示，硼颗粒与氧气的反应主要体现为气相组分通过流动、扩散吸附在颗粒外表面，然后透过液态 B_2O_3 氧化层扩散到硼与氧化层的交界面上，并在交界面上与硼发生反应产生液态 B_2O_3，该反应符合缩核模型。

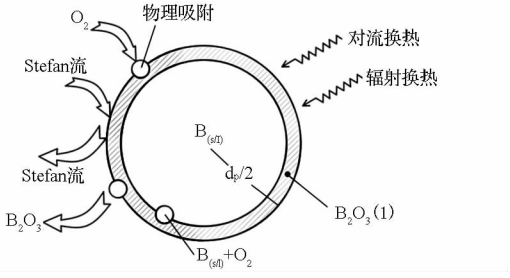


图 1 硼颗粒着火过程物理模型

Fig. 1 Physical model of ignition process of boron particles

1.1 基本假设

为便于模型的建立，将单颗粒硼的着火过程简化，采用以下基本假设：

1）表征颗粒周围气相流场时采用准稳态近似，全场压力恒定；

2）硼颗粒周围为 Stefan 流引起的一维球对称流场，对称中心为球形颗粒中心；

3）气相组分输运参数与空间位置无关，仅取决于周围环境工况和硼颗粒温度；

4）在着火过程中，硼颗粒温度始终均匀一致。

1.2 控制方程组

1.2.1 气相控制方程组

混合气质量守恒方程

$$4\pi r^2\rho v = 4\pi r^2\rho_w v_w = \dot{m} = \text{const} \tag{1}$$

其中，下标 w 表示两相交界面处的参数。

组分质量守恒方程

$$\dot{m}\frac{\mathrm{d}Y_i}{\mathrm{d}r} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(4\pi r^2\rho D_{i,\mathrm{mix}}\frac{\mathrm{d}Y_i}{\mathrm{d}r}\right) = 0 \tag{2}$$

其中，$i = O_2, B_2O_3, N_2$。

组分能量守恒方程

$$\dot{m}c_p\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(4\pi r^2\lambda\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right) \tag{3}$$

1.2.2 颗粒相控制方程组

内核纯硼质量守恒方程

$$4\pi r_p^2\rho_B\frac{\mathrm{d}r_p}{\mathrm{d}t} = 4\pi(r_p+x)^2\cdot\frac{4}{3}\dot{\omega}_{O_2,w}M_B \tag{4}$$

氧化层质量守恒方程

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = \frac{4\pi(r_p+x)^2\left(-\frac{2}{3}\dot{\omega}_{O_2,w}-\dot{\omega}_{B_2O_3,w}\right)M_{B_2O_3}}{4\pi r_p^2\rho_{B_2O_3}} \tag{5}$$

整个硼颗粒在不同温度范围的能量守恒方程

$$\left[\frac{4}{3}\pi r_p^3\rho_B c_{p,B(s)} + 4\pi r_p^2 x\rho_{B_2O_3}c_{p,B_2O_3}\right]\frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}t}$$
$$= 4\pi(r_p+x)^2\left[-Q_{B,O_2}\dot{\omega}_{O_2,w} - H_{vap}\dot{\omega}_{B_2O_3,w} + \lambda\left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right|_w + \sigma\varepsilon(T_\infty^4 - T_p^4)\right]\quad(T_p<2450\mathrm{K},\ f=0) \tag{6}$$

$$\frac{4}{3}\pi r_p^3\rho_B\Delta H\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t} = 4\pi(r_p+x)^2\left[-Q_{B,O_2}\dot{\omega}_{O_2,w} - H_{vap}\dot{\omega}_{B_2O_3,w} + \lambda\left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right|_w + \sigma\varepsilon(T_\infty^4 - T_p^4)\right]$$
$$(T_p = 2450\mathrm{K}, 0\leqslant f\leqslant 1.0) \tag{7}$$

$$\left[\frac{4}{3}\pi r_p^3\rho_B c_{p,B(1)} + 4\pi r_p^2 x\rho_{B_2O_3}c_{p,B_2O_3}\right]\frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}t}$$
$$= 4\pi(r_p+x)^2\left[-Q'_{B,O_2}\dot{\omega}_{O_2,w} - H_{vap}\dot{\omega}_{B_2O_3,w} + \lambda\left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right|_w + \sigma\varepsilon(T_\infty^4 - T_p^4)\right](T_p>2450\mathrm{K},\ f=1.0) \tag{8}$$

其中 f 为硼融化百分比。

1.3 边界条件

a）颗粒外表面处气相 O_2 组分质量平衡：

$$g_{O_2,w} = \rho_w v_w Y_{O_2,w} - \rho_w D_{O_2,\mathrm{mix}}\left.\frac{\mathrm{d}Y_{O_2}}{\mathrm{d}r}\right|_w \tag{9}$$

其中：

$$g_{O_2,w} = -\dot{\omega}_{O_2,w} M_{O_2}$$

$$g_{O_2,w} = -\frac{3}{4}\frac{f_1 f_2}{f_1 x + f_2} p_{O_2,w} M_{O_2} \tag{10}$$

式(10)中 f_1 和 f_2 取自文献[7],分别为:

$$f_1 = 0.389\exp(-1700/T_p)$$

$$f_2 = 7.00\times10^{-7}\exp(-9880/T_p) \tag{11}$$

b)颗粒外表面处气相 B_2O_3 组分质量平衡:

$$g_{B_2O_3,w} = \rho_w v_w Y_{B_2O_3,w} - \rho_w D_{B_2O_3,mix}\left.\frac{dY_{B_2O_3,w}}{dr}\right|_w \tag{12}$$

其中:

$$g_{B_2O_3,w} = \dot{\omega}_{B_2O_3,w} M_{B_2O_3} \tag{13}$$

$$\dot{\omega}_{B_2O_3,w} = \alpha\upsilon(p^o_{B_2O_3} - p_{B_2O_3,w}) \tag{14}$$

式(14)中,$\dot{\omega}_{B_2O_3,w}$ 的物理意义为单位颗粒外表面积的摩尔蒸发动力,具体推导见文献[15], 式(14)中 α,υ 和 $p^o_{B_2O_3}$ 分别为:

$$\alpha = 0.04,\ p^o_{B_2O_3} = 1.51\times10^8\ \exp^{-44000/T_P},$$

$$\upsilon = 5.30T_P^{-0.50}\ \text{mol}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{atm}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$$

c)硼颗粒外表面处混合气总质量流率,即 Stefan 流为:

$$\rho_w v_w = \dot{m}/(4\pi r_w^2) = g_{B_2O_3,w} + g_{O_2,w} + g_{iner,w} \tag{15}$$

其中,惰性气体 N_2 的质量流率 $g_{iner,w} = 0$。

d)颗粒周围边界层外缘:

$$T(r_w + \delta_T) = T_\infty = \text{const} \tag{16}$$

$$Y_{B_2O_3}(r_w + \delta_{Y,B_2O_3}) = Y_{B_2O_3,\infty} = 0 \tag{17}$$

$$Y_{O_2}(r_w + \delta_{Y,O_2}) = Y_{O_2,\infty} = \text{const} \tag{18}$$

其中,温度边界层厚度 $r_w + \delta_T$ 可表示为:

$$r_w + \delta_T = r_w \cdot Nu/(Nu - 2.0) \tag{19}$$

对于气相浓度边界层厚度,以 B_2O_3 为例,可表示为:

$$r_w + \delta_{Y,B_2O_3} = r_w \cdot Sh/(Sh - 2.0) \tag{20}$$

e)颗粒表面 $r = r_w$ 时:

$$Y_{B_2O_3,w} + Y_{O_2,w} + Y_{iner,w} = 1.0 \tag{21}$$

2　数值计算方法

2.1　气相质量守恒方程求解

气相组分 B_2O_3 的控制方程在 $[r_w, r]$ 上积分得:

$$r_w^2\rho_w v_w(Y_{B_2O_3} - Y_{B_2O_3,w}) = \rho D_{B_2O_3,mix}\left(r^2\frac{dY_{B_2O_3}}{dr} - r_w^2\left.\frac{dY_{B_2O_3}}{dr}\right|_w\right) \tag{22}$$

式中:$r_w = r_p + x$,代入边界条件 b 后整理得:

$$\frac{-r_w^2\rho_w v_w}{\rho D_{B_2O_3,mix}}d\left(\frac{1}{r}\right) = \frac{d(\dot{m}Y_{B_2O_3} - 4\pi r_w^2 g_{B_2O_3,w})}{\dot{m}Y_{B_2O_3} - 4\pi r_w^2 g_{B_2O_3,w}} \tag{23}$$

对式(23)在 $[r_w, r]$ 上积分后整理得:

$$\frac{-r_w^2\rho_w v_w}{\rho D_{B_2O_3,mix}}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_w}\right) = \ln\frac{\dot{m}Y_{B_2O_3} - 4\pi r_w^2 g_{B_2O_3,w}}{\dot{m}Y_{B_2O_3,w} - 4\pi r_w^2 g_{B_2O_3,w}} \tag{24}$$

式(24)建立了气相 B_2O_3 质量分布与半径 r 之间的关系。

当 $r = r_w + \delta_{Y,B_2O_3}$ 时,$Y_{B_2O_3,\infty} = 0$ 得到:

$$\frac{\dot{m}}{4\pi\rho D_{B_2O_3,mix}}\left(\frac{1}{r_w} - \frac{1}{r_w + \delta_{Y,B_2O_3}}\right) = \ln\frac{-4\pi r_w^2 g_{B_2O_3,w}}{\dot{m}Y_{B_2O_3} - 4\pi r_w^2 g_{B_2O_3,w}} \tag{25}$$

同理,对于 O_2 组分的控制方程二次积分,并带入相应边界条件,得到:

$$\frac{\dot{m}}{4\pi\rho D_{O_2,mix}}\left(\frac{1}{r_w} - \frac{1}{r}\right) = \ln\frac{\dot{m}Y_{O_2} - 4\pi r_w^2 g_{O_2,w}}{\dot{m}Y_{O_2,w} - 4\pi r_w^2 g_{O_2,w}} \tag{26}$$

式(26)建立了 O_2 组分质量分布与半径 r 之间的关系。

当 $r = r_w + \delta_{Y,B_2O_3}$ 时,式(26)变为:

$$\frac{\dot{m}}{4\pi\rho D_{O_2,mix}}\left(\frac{1}{r_w} - \frac{1}{r_w + \delta_{Y,B_2O_3}}\right) = \ln\frac{\dot{m}Y_{O_2,\infty} - 4\pi r_w^2 g_{O_2,w}}{\dot{m}Y_{O_2,w} - 4\pi r_w^2 g_{O_2,w}} \tag{27}$$

由边界条件 c 可得:

$$\dot{m}/(4\pi r_w^2) = g_{B_2O_3,w} + g_{O_2,w} \tag{28}$$

边界条件 d 中 Nu 和 Sh 为考虑两相间对流作用的努赛尔数和施密特数,分别为:

$$Nu = 2h_T r_w/\lambda = 2.0 + 0.6\times Re^{1/2}Pr^{1/3} \tag{29}$$

$$Sh = 2h_m r_w/D_{i,mix} = 2.0 + 0.6\times Re^{1/2}Sc_i^{1/3} \tag{30}$$

故式(10)、式(13)、式(25)、式(27)、式(28)中含 5 个未知数 $\dot{m}$,$g_{B_2O_3,w}$,$g_{O_2,w}$,$Y_{B_2O_3,w}$,$Y_{O_2,w}$,可采用牛顿迭代法联立求解。

以气相组分 O_2 为例,取:

$$\rho D_{O_2,mix} = \frac{M_{mix}}{R_u}\frac{0.001T_\infty^{0.75}\sqrt{1/M_{O_2} + 1/M_{N_2}}}{[(\Sigma u)_{O_2}^{1/3} + (\Sigma u)_{N_2}^{1/3}]^2} \tag{31}$$

式中 $D_{O_2,mix}$ 的单位为 cm^2/s,取 $T = \sqrt{T_\infty T_P}$。

2.2　气相能量守恒方程求解

对组分能量守恒方程在 $[r_w, r]$ 上积分得:

$$r^2\rho v c_p(T - T_w) = r^2\lambda\frac{dT}{dr} - r_w^2\lambda\left(\frac{dT}{dr}\right)_w \tag{32}$$

记 $r_w^2\lambda\left(\frac{dT}{dr}\right)_w = a$,又由 $\dot{m} = 4\pi r_w^2\rho_w v_w$ 得:

$$\frac{\dot{m}}{4\pi}c_p(T - T_w) = r^2\lambda\frac{dT}{dr} - a \tag{33}$$

整理后得到:

$$-\mathrm{d}\left(\frac{1}{r}\right)=\frac{\lambda}{\dfrac{\dot{m}}{4\pi}c_p}\frac{\mathrm{d}\left[\dfrac{\dot{m}}{4\pi}c_p(T-T_w)+a\right]}{\dfrac{\dot{m}}{4\pi}c_p(T-T_w)+a} \tag{34}$$

对式(34)在$[r_w,r]$上积分得:

$$\left(\frac{1}{r_w}-\frac{1}{r}\right)=\frac{\lambda}{\dfrac{\dot{m}}{4\pi}c_p}\ln\left[\frac{\dfrac{\dot{m}}{4\pi}c_p(T_\infty-T_w)+a}{\dfrac{\dot{m}}{4\pi}c_p(T-T_w)+a}\right] \tag{35}$$

式(35)建立了气相温度分布与半径 r 之间的关系。

当 $r=r_w+\delta_T$ 时,式(35)变为:

$$\left(\frac{1}{r_w}-\frac{1}{r_w+\delta_T}\right)=\frac{\lambda}{\dot{m}c_p/(4\pi)}\ln\left[\frac{\dot{m}c_p(T_\infty-T_w)}{4\pi a}+1\right] \tag{36}$$

由于 $\dot{m}$ 已由 2.1 节求出,故可根据式(36)求出 a。至此,硼颗粒外表面处的气相参数相关量 $\dot{m},g_{\mathrm{B_2O_3},w},g_{\mathrm{O_2},w},Y_{\mathrm{B_2O_3},w},Y_{\mathrm{O_2},w},a$ 均已求出,根据这些值再返带回式(34)、式(26)、式(35)即可得到着火过程中某一时刻的硼颗粒周围气相组分质量分布和温度分布。

硼颗粒相下一时刻的温度、半径、氧化层厚度及融化百分比采用欧拉法求解。当存在两相间对流时,可通过修正边界条件 d 中的 Nu 和 Sh 以考虑对流作用对着火过程中传热和传质过程的影响。

现仅考虑两相间相对静止的情况,此时

$$Nu=Sh=2.0,r_w+\delta_T\to\infty$$

$$r_w+\delta_{Y,\mathrm{B_2O_3}}\to\infty,r_w+\delta_{Y,\mathrm{O_2}}\to\infty$$

其他参数取值为:

$c_{p,\mathrm{B_2O_3}}=1.84\times10^3\,\mathrm{J/(kg\cdot K)}$,

$c_{p,\mathrm{B(l)}}=2.826\times10^3\,\mathrm{J/(kg\cdot K)}$,

$c_{p,\mathrm{B(s)}}=2130+0.294T_P\,\mathrm{J/(kg\cdot K)}$,

$x_0=0.1\,\mu\mathrm{m},M_\mathrm{B}=10.82\,\mathrm{(g/mol)}$,

$M_{\mathrm{B_2O_3}}=69.64\,\mathrm{(g/mol)}$。

表 1 主要计算参数

Tab. 1 Main parameters of the calculation

Parameters	Values	
ε	0.84	
α	0.04	
$Q_{\mathrm{B,O_2}}$	611 272.8	J/mol
$Q'_{\mathrm{B,O_2}}$	632 210	J/mol
H_{vap}	378 000	J/mol
ΔH	2085	J/mol
ρ_B	2.34	g/cm^3
$\rho_{\mathrm{B_2O_3}}$	1.85	g/cm^3

气相输运参数现取为:

$$\lambda=8.68\times10^{-5}\times T_\infty-4.62\times10^{-9}\times T_\infty^2$$

$$c_p=1.02\times10^3+4.84\times10^{-1}T_\infty-1.22\times10^{-4}T_\infty^2$$

气相输运参数均采用国际单位制。其他主要参数如表 1 所示。

3 结果与讨论

典型的含硼富燃料推进剂冲压发动机用的硼颗粒直径多为 2 ~ 20μm,硼颗粒在约 2 ~ 20 ms 的驻留时间内,在压力为 3 ~ 5atm 的补燃室内完成二次燃烧[15]。因此,以此为背景工况展开分析。

3.1 算例验证

为验证数值计算结果的准确性,将计算结果与文献中的试验数据以及 King 模型进行了比较,具体工况和比较结果见表 2,环境压力为常压。从对比表中可以看出,本文中的模型结果与试验结果一致性比较好,说明本节的数值仿真方法可信。

表 2 模型结果与试验结果对比

Tab. 2 Predicted ignition delay times compared with experimental results

粒径 (μm)	环境温度(K)	氧气摩尔分数	试验值 (ms)	模型值 (ms)
34.5	2400	0.23	5.0	5.10
34.5	2430	0.20	4.8	4.79
44.2	2430	0.20	5.7	5.92

3.2 硼颗粒实现着火时分析

首先,以硼颗粒初温 $T_{p,0}=1800\mathrm{K}$、初始粒径 $r_{p,0}=10\,\mu\mathrm{m}$、环境压力 $p=5\mathrm{atm}$、温度 $T_\infty=2100\mathrm{K}$、氧气质量分数 $Y_{\mathrm{O_2},\infty}=0.30$ 的实现着火工况为例展开分析。

图 2 给出了相应的硼颗粒主要参数变化。如图 2 分析可知,硼颗粒在外界传热作用下缓慢升温,并与氧气反应放热进一步加速升温。随着反应的进行,硼颗粒与环境间的温差逐渐减小,两相间换热强度减弱,硼颗粒的升温速率趋于减缓。若环境温度足够高,硼颗粒在氧化反应自加热作用下升温速率随后急剧加速,硼颗粒的温度曲线呈现出先凸后凹的总体趋势,这也符合经典的热爆炸理论。当硼颗粒自身温度达到硼的熔点时,颗粒开始融化并维持自身温度不变,直到整个硼颗粒完全达到熔融状态。然后,硼颗粒的升温速率再次加大,直至氧化层完全均匀耗尽实现着火。另外,由图 2 还可看出,在整个过程中,颗粒的粒

径基本不变,这也仍然符合 Li 的试验观测结果[10]。

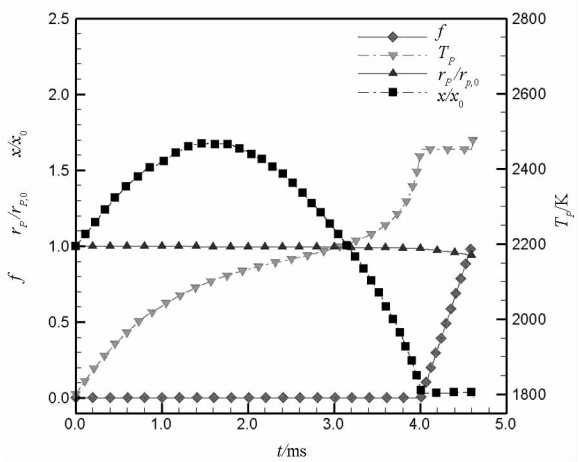


图 2　实现着火时硼颗粒的主要参数变化

Fig. 2　Main parameters vs time for successful ignition

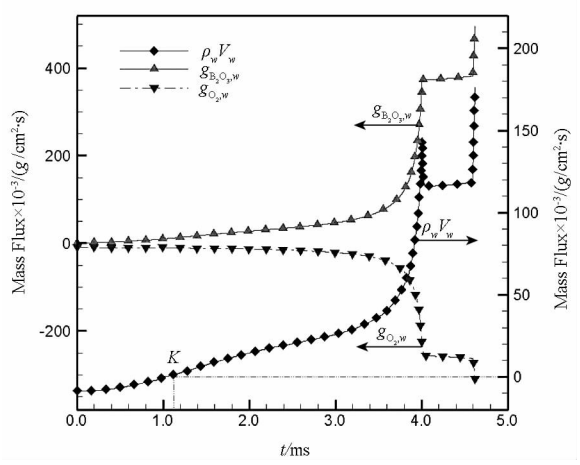


图 3　实现着火时颗粒表面处各气相质量流率变化

Fig. 3　Mass flux of gas phase at particle surface vs time for successful ignition

图 3 给出了着火过程的单位硼颗粒外表面积的氧气、气相B_2O_3以及总物质流的质量流率的变化。结合图 2 分析可知,随着硼颗粒自身温度的增加,液态 B_2O_3的蒸发动力加大,氧气在液态氧化层内部的输运阻力也逐渐降低,氧气和气相B_2O_3的质量流率均不断加大。但是,在 K 时刻点以前, 液态 B_2O_3的蒸发相对较弱,氧气的质量流率略大,而颗粒外表面附近氧气浓度梯度为正,因此,在该时间段内,气相总物质流由周围空间流向颗粒表面。随着氧化反应自加热作用的进行,液态 B_2O_3的蒸发速率逐渐超过氧气的消耗速率,而颗粒相附近气相 B_2O_3浓度梯度为负,因此,气相总物质流转向流向周围空间。另外,在着火过程后期,液态氧化层很薄,氧气在液态氧化层内部的输运阻力迅速降低,颗粒相温度在急剧加速的氧化自反应放热作用下迅速升高,表面液态 B_2O_3的蒸发随之迅速加速,造成颗粒外表面处 Stefan 流随之急剧增加,此时的 Stefan 流为正值,而氧气组分的物质流为负值,因而加大了氧气向颗粒表面流动和扩散的阻力,Macek 等[16]在试验中观测到的颗粒亮度短暂变化可能是这个原因。而当环境中氧气质量分数相对较小时,由于硼的氧化反应速率相对较小,使得颗粒升温速率随之降低,进而氧化层蒸发速率减弱,因而 Stefan 流较小,因此,氧气组分流向颗粒表面的物质流受 Stefan 流的影响也相对减弱,使得硼颗粒在着火后期的亮度变化不明显。

3.3　硼颗粒未实现着火时分析

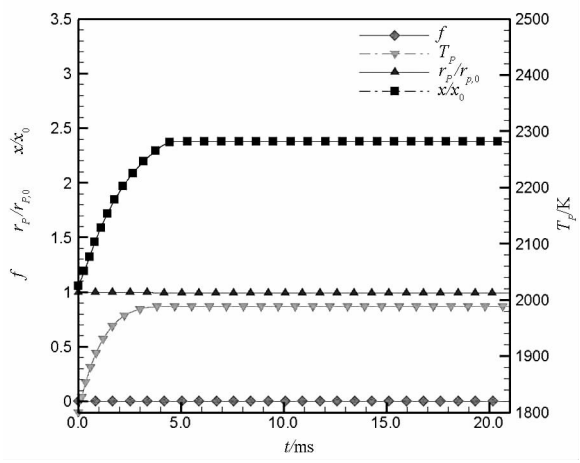


图 4　未实现着火时硼颗粒的主要参数变化

Fig. 4　Main parameters vs time for degenerate ignition

以硼颗粒初温 $T_{p,0}=1800$K、初始粒径 $r_{p,0}=10\mu$m、环境压力 $p=5$atm、温度 $T_\infty=1900$K、氧气质量分数 $Y_{O_2,\infty}=0.27$ 的未实现着火工况为例展开分析。图 4 给出了相应的硼颗粒主要参数变化。由图 4 分析可知,在受热后初始时间段内,硼颗粒的主要变化与图 2 所示工况下的基本类似,即随着两相间传质和传热作用的进行,硼颗粒的温度逐渐上升,然后升温速率逐渐趋于减缓。但在图 4 所示环境工况下,硼颗粒相与周围环境趋于热平衡,硼颗粒外表面液态氧化层厚度最终趋于稳定,而整个硼颗粒也始终未到达硼的熔点。

图 5 给出了未实现着火时单位硼颗粒外表面积的氧气、气相 B_2O_3以及气相总物质流的质量流率的变化。由图 5 分析可知,随着硼颗粒自身温度的升高,液态 B_2O_3的蒸发速率和氧气的消耗速率逐渐加大,但在该环境工况下,氧化反应自加热作用始终未能加速,使得氧气、气相 B_2O_3和气相总物质流的质量流率最终均趋于稳定。对比图 3 可知, 此时的氧气和气相 B_2O_3质量流率均很小。

类似地，在图中 K 点以前，颗粒相外表面附近的气相 B_2O_3 的蒸发速率比氧气消耗速率小，而氧气浓度梯度为正，因此，在此时间段内，气相总物质流为负值。对应图中 K 点以后时刻，其情形相反。

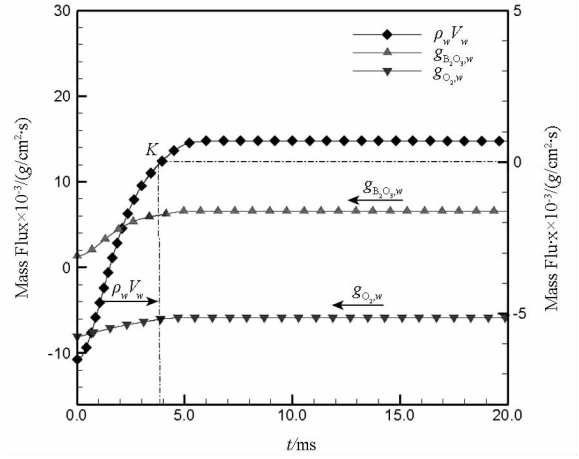


图 5　未实现着火时气相质量流率变化

Fig. 5　Mass flux of gas phase at particle surface vs time for degenerate ignition

3.4　环境温度对硼颗粒着火特性的影响分析

以环境总压为 5atm、氧气质量分数为 0.27、颗粒初始温度为 1800K 为例，分析环境温度对硼颗粒着火特性的影响，分别取环境温度为 2200K、2300K 和 2400K。由于氧化层的变化是硼着火过程的关键参数，本节仅对实现着火时，氧化层厚度的变化展开分析，结果如图 6 所示。

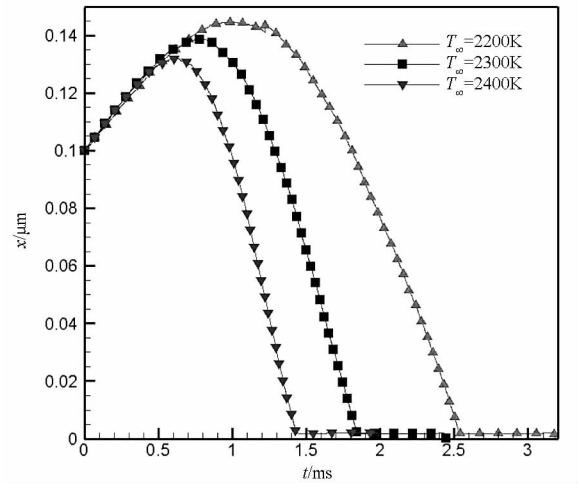


图 6　环境温度对硼颗粒实现着火时氧化层的影响

Fig. 6　Effect of ambient temperature on the oxide layer for successful ignition

由图 6 分析可知，由于环境中压力和氧气浓度保持不变，随着环境温度的升高，液态氧化层的黏性降低，使得氧气在氧化层中的扩散速率以及内核硼与氧气的反应速率加快，一方面，使得硼氧化生成液态氧化层的速率增加；另一方面，颗粒升温速率加快，也使得颗粒表面液态氧化层的蒸发速率加大。数值模拟结果表明，环境温度的升高对氧化层蒸发速率的影响更加显著，即温度升高有利于减少硼颗粒的着火延迟时间。

3.5　环境压力对硼颗粒着火特性的影响分析

由于硼的着火特性与环境中氧气组分的分压直接相关，因此，本节保持环境中氧气组分质量分数不变，通过改变环境压力展开分析。以环境温度为 2200K、氧气的质量分数为 0.27、颗粒初始温度为 1800K 为例，图 7 给出了环境压力分别为 5atm、10atm 和 15atm 时硼颗粒表面氧化层厚度的变化。从结果可以看出，随着环境压力的升高，硼颗粒的着火延迟时间增加。

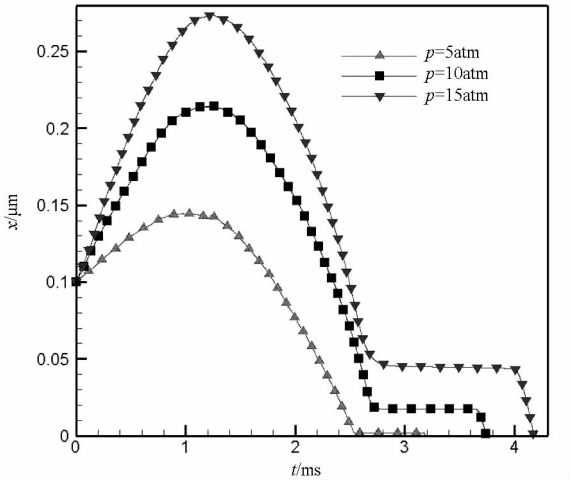


图 7　环境压力对硼颗粒实现着火时氧化层的影响

Fig. 7　Effect of ambient pressure on the oxide layer for successful ignition

由图 7 分析可知，由于环境温度和氧气浓度保持不变，随着环境压力的升高，氧化层内表面处硼与氧气的氧化反应速率加快，氧化反应放热增加使硼颗粒升温速率加快，造成颗粒表面氧化层生成速率加快，而环境压力的增加将使气相 B_2O_3 的扩散能力相对减弱，液态氧化层的蒸发速率随之降低，造成颗粒着火延迟时间变长。

4　结论

本文建立的模型考虑了各气相组分扩散间相互作用、混合气流动以及气相组分空间分布、气相温度空间分布的影响，更加实际地反应了固冲发动机内部硼颗粒所处环境。若令颗粒外表面上的气相组分边界条件中的扩散项表示为对流传质形

式,或者令其数值无穷大,则变为 King 模型,为分析气相 Stefan 流的影响,表 3 给出了仅考虑气相扩散作用时的部分结果。

表 3　着火延迟时间的模型预示结果对比分析

Tab. 3　Comparisons of predicted ignition delay times

温度	模拟条件	10atm	20atm
2200K	不计 Stefan 流	3.86ms	4.44ms
	考虑 Stefan 流	3.81ms	4.35ms
2300K	不计 Stefan 流	2.65ms	2.95ms
	考虑 Stefan 流	2.61ms	2.88ms

由表 3 分析可见,在本研究对象范围内,考虑颗粒外表面处气相 Stefan 流作用后,硼颗粒的着火延迟时间减少,且压力越大,影响越大。分析认为,考虑气相 Stefan 流之后,随着颗粒温度的逐渐增加,外表面上的 B_2O_3 组分蒸发过程除了自身向周围环境的扩散作用外,还有颗粒外表面上宏观总物质流,即 Stefan 流的携带作用。因此,氧化层的蒸发消耗过程得到强化,使得着火延迟时间减少。总的来讲,在相对静止气氛下时,颗粒外表面上的气相 Stefan 流影响不大。但是,正如 Williams 等修正 King 等的硼着火过程控制机制一样,虽然两者预示的硼颗粒着火延迟时间与试验结果的误差基本相同,但其研究成果使得人们对硼颗粒的着火过程认识更近一步。因此,从这个意义上讲,由于本模型能够更加准确地反映硼颗粒着火过程中实际的物理和化学过程,尤其是气相 Stefan 流的变化这一有别于常规液滴着火燃烧过程的特殊现象,能够解释硼颗粒着火、燃烧过程的火焰明亮间隔变化等现象,从这个角度上讲,本文研究具有重要的学术价值。

参考文献(References)

[1] Kuo K K, Pein R. Combustion of boron-based solid propellants and solid fuels[M]. CRC Press, 1993:133 – 178.

[2] Hsieh W H, Peretz A, Huang I-Te, et al. Combustion behavior of boron-based BAMO/NMMO fuel-rich solid propellants[J]. Journal of Propulsion, 1991, 7(4): 497 – 504.

[3] Abbott S W, Smoot L D, Schadow K. Direct mixing and combustion efficiency measurements in ducted rockets, particle-laden jets[J]. AIAA Journal, 1974, 12(3): 275 – 282.

[4] King M K. Boron ignition and combustion in air-augmented rocket afterburners[J]. Combustion Science and Technology, 1972, 5(1): 155 – 164.

[5] Odawara T, Tanabe M, Kuwahara T. Ignition characteristics of boron particles in ducted rockets[C]. AIAA paper 2005 – 4498, 2005.

[6] Kazaoka Y, Takahashi K, Tanabe M, et al. Combustion characteristics of boron particles in the secondary combustor of ducted rockets[J]. AIAA paper 2011 – 5867, 2011.

[7] King M K. Single particle boron ignition modeling[C]//19th JANNAF Combustion Meeting, CPIA Publication, 1982, II: 27 – 42.

[8] Glassman I, Williams F A, Antaki P A. Physical and chemical interpretation of boron particle combustion [C]//12th Symposium (International) on Combustion, 1985, 20: 2057 – 2064.

[9] Zhou W, Yetter R A, Dryer F L, et al. Multi-phase model for ignition and combustion of boron particles[J]. Combustion and Flame, 1999, 117(1 – 2): 227 – 243.

[10] Li S C. Experimental and theoretical studies of ignition and combustion of boron in wet and dry atmospheres[D]. Princeton: Princeton University, 1990.

[11] 胡建新, 夏智勋, 罗振兵, 等. 固体火箭冲压发动机补燃室内硼颗粒点火计算研究[J]. 含能材料, 2004, 12(6): 342 – 345.
HU Jianxin, XIA Zhixun, LUO Zhenbing, et al. Calculation study on ignition of boron particle of ducted rocket secondary chamber[J]. Chinese Journal of Energetic Materials, 2004, 12(6): 342 – 345. (in Chinese)

[12] 王宁飞, 关大林, 范红杰. 硼颗粒点火和燃烧研究进展[J]. 含能材料, 2001, 9(2): 86 – 89.
WANG Ningfei, GUAN Dalin, FAN Hongjie. Development of boron particles ignition and combustion[J]. Chinese Journal of Energetic Materials, 2001, 9(2): 86 – 89. (in Chinese)

[13] 毛成立, 李葆萱, 胡松启, 等. 热空气中硼粒子点火模型研究综述[J]. 推进技术, 2001, 22(1): 6 – 9.
MAO Chengli, LI Baoxuan, HU Songqi, et al. Overview of models of boron particle ignition in hot air[J]. Journal of Propulsion Technology, 2001, 22(1): 6 – 9. (in Chinese)

[14] 方传波, 夏智勋, 肖云雷, 等. 考虑 Stefan 影响的单颗粒硼着火过程研究[J]. 物理学报, 2013, 62(16): 252 – 259.
FANG Chuanbo, XIA Zhixun, XIAO Yunlei, et al. Study of ignition process of boron particle with considering stefan flow effects[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(16): 252 – 259. (in Chinese)

[15] Yeh C L. Ignition and combustion of boron particles[D]. Pennsylvania: Pennsylvania State University, 1995.

[16] Macek A, Semple J M. Composition and combustion characteristic of condensed exhaust from boron-containing fuel rocket motors [C]//9th JANNAF Combustion Meeting, Washington, United States, Oct., 1972: 359 – 367.