

微重力下密闭腔体内火焰 传播过程的数值模拟¹⁾

姜 义 范维澄

(中国科学技术大学火灾科学国家重点实验室, 合肥 230026)

摘要 建立了微重力条件下火焰沿固体可燃物表面蔓延的数学模型. 在考虑固相传热和热解过程的基础上, 研究气相的燃烧动力学过程, 并且给出了体现微重力燃烧两相耦合作用的相界面处理方法. 首次用数值模拟的方法研究了密闭腔体内火焰传播的三维非稳态过程, 对于微重力大小分别为 $10^{-4}g$ 和 $10^{-2}g$ 时的计算结果进行了分析对比. 数值模拟的结果基本合理.

关键词 微重力, 火焰传播, 燃烧, 数值模拟

引 言

随着人类探索空间活动的不断发展, 载人空间站、载人飞船和航天飞机等航天器内的火灾安全受到高度重视. 微重力条件下火焰沿固体表面的蔓延, 是一个关系到空间飞行器安全的关键性问题^[1].

火沿固体可燃物表面的蔓延是一种常见的火灾传播方式. 在微重力条件下, 火焰传播机理和正常重力条件相比有重要不同. 在正常重力条件下, 气相燃烧区的温度梯度使得气相存在较大的密度差, 密度梯度驱动了浮力诱导的流动即自然对流, 在强迫对流较弱时, 它常常完全压倒了燃料-空气的其它各种混合过程, 对燃烧过程形成重要影响. 在微重力条件下, 如果没有强迫对流, 燃料-空气混合只限于扩散过程. 一般说来, 与维持燃料生成过程所需要的热释放速率相比较, 燃料和氧的双向扩散过程相对较慢, 是难以维持火焰传播过程的. 然而, 总是存在一些与燃料生成过程中的热解和气化有关联而在蒸气相里产生的动量, 这种流体运动连同扩散作用一起可以维持火焰传播, 这在一些初步的微重力火焰传播实验中已经得到了证明, 这种效应被称为“表面燃料喷射”效应^[2]. 在地面正常重力条件下火蔓延过程的研究中, 这种效应所起作用相对较小, 通常都被忽略^[3]. 在微重力条件下, 它却对火蔓延起主导作用, 火焰沿固体可燃物表面的蔓延在气固相界面处存在很强的耦合作用^[4]. 因此, 微重力燃烧的研究必须处理好相界面过程, 即理论模型中必须考虑“表面燃料喷射”效应.

在目前微重力条件下火蔓延过程的研究中, 主要有 S. Bhattacharjee 等人^[5~7]以纤维素薄片 (Thermally-Thin Cellulosic Sheet) 为研究对象的二维稳态数值模拟, 侧重

¹⁾ 高等学校博士学科点专项科研基金资助项目.

1994-01-01 收到第一稿, 1995-06-02 收到修改稿.

于求解稳态火焰传播速度. 二维稳态计算难以用来模拟航天舱内实际发生火灾时的三维动态过程. 同时, 在这些研究中, 对相界面耦合的处理也过于简单. 本文在建立微重力条件下火焰传播数学模型的基础上, 对微重力水平分别为 $10^{-4}g$ 和 $10^{-2}g$ 的密闭腔体内的火焰传播过程进行了三维非稳态数值模拟, 其中给出了体现气固相间相互作用的相界面耦合数学处理方法. 数值模拟得到了微重力条件下火蔓延的一些基本特点, 结果令人满意.

1 数学物理模型

在长方体形的腔体内建立 xyz 直角坐标系, 取重力加速度沿 z 轴负方向, 假定位于 $x = 0$ 处的 $yo z$ 壁面上有一薄层固体可燃材料在某个点上着火, 研究微重力条件下火焰传播的物理过程. 本文所用的动力学参数取自 S. Bhattacharjee 等人^[5~7]的数据.

1.1 固相模型及控制方程

假定固相可燃物为很薄的片状纤维素材料, 在火焰传播过程中各参数沿厚度方向均匀. 考虑固相的有限速率吸热分解过程, 暂时略去固相物质的放热氧化反应和碳化过程, 认为燃烧热效应由气相反应热集中体现.

固相热解速率表达式为

$$\frac{d\rho_s}{dt} = -A_s \rho_s e^{-E_s/(RT_s)} \quad (1)$$

每一时间步内固相温度控制方程为

$$C_s \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial z} \right) + A_s \rho_s e^{-E_s/(RT_s)} \cdot \Delta H_v - \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_\infty^4) \quad (2)$$

式中 $A_s = 5.0 \times 10^{10} s^{-1}$ 为指前频率因子, $E_s = 1.397 \times 10^5 J/mol$ 为固相反应活化能, $C_s = 1.26 \times 10^3 J/(kg \cdot K)$ 为固相比热, $k_s = 0.21 W/(m \cdot K)$ 为固相导热系数, $\Delta H_v = 368.5 \times 10^3 J/kg$ 为气化潜热, ε 为材料的表面辐射发射率.

1.2 气相模型及控制方程组

在没有强迫流动的密闭腔体内, 微重力条件下浮力很小, 因此流动为层流. 本文对气相燃烧采用简单化学反应层流燃烧模型, 反应速率用 Arrhenius 公式近似, 并且对辐射换热使用 6 通量模型^[8]进行计算.

气相控制方程组如下.

连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

i 方向 ($i = x, y, z$) 动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_L \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_L \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] + (\rho - \rho_{ref}) G_i \quad (4)$$

动量方程中的压力 p 是由绝对压力 P 叠加上重力势能构成的相对压力

$$p = P + \rho G_i x_i \quad (5)$$

式中 G_i 表示 i 方向的重力加速度, $G_x = G_y = 0$, G_z 在本文中分别取 $10^{-4}g$ 和 $10^{-2}g$, $g = -9.81 \text{ m/s}^2$ 为地面重力加速度. 在环境空气中压力处处相等, 这样的处理使得 z 方向动量方程中出现了 $(\rho - \rho_{\text{ref}})G_z$ 这样一项, 它体现了微重力条件下浮力的作用.

气体层流粘度系数采用萨瑟兰 (Sutherland) 公式

$$\mu_L = aT^{3/2}/(b + T) \quad (6)$$

式中 a, b 为常数.

总焓方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + S_r \quad (7)$$

式中总焓 h 定义为 $h = c_p T + m_{\text{fu}} \cdot \Delta H_{\text{fu}} + (u^2 + v^2 + w^2)/2$, c_p 为定压比热, m_{fu} 为燃料质量分数, $\Delta H_{\text{fu}} = -16.744 \times 10^6 \text{ J/kg}$ 为燃烧热, Pr 数取为 0.7, S_r 表示体现辐射作用的源项.

6 通量模型方程

$$\frac{d}{dx} \left(-\frac{1}{\alpha + \beta} \frac{dR_x}{dx} \right) = -\alpha(R_x - E) - \frac{\beta}{3}(2R_x - R_y - R_z) \quad (8)$$

$$\frac{d}{dy} \left(-\frac{1}{\alpha + \beta} \frac{dR_y}{dy} \right) = -\alpha(R_y - E) - \frac{\beta}{3}(2R_y - R_x - R_z) \quad (9)$$

$$\frac{d}{dz} \left(-\frac{1}{\alpha + \beta} \frac{dR_z}{dz} \right) = -\alpha(R_z - E) - \frac{\beta}{3}(2R_z - R_x - R_y) \quad (10)$$

式中, 辐射通量组合变量 R_x, R_y 和 R_z 分别定义为: $R_x = \frac{I+J}{2}$, $R_y = \frac{K+L}{2}$, $R_z = \frac{M+N}{2}$, I, J, K, L, M, N 分别表示 3 个坐标轴正负方向的辐射通量, α 是单位长度介质的吸收和发射系数, β 是散射系数, E 为黑体的发射功率.

解出辐射通量模型方程之后, 总焓方程中体现辐射作用的源项为

$$S_r = 2\alpha(R_x + R_y + R_z - 3E) \quad (11)$$

燃料质量分数方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho m_{\text{fu}}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i m_{\text{fu}}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{S_c} \frac{\partial m_{\text{fu}}}{\partial x_i} \right) - B\rho^2 m_{\text{fu}} m_{\text{ox}} e^{-E_g/(RT)} \quad (12)$$

氧气质量分数方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho m_{\text{ox}}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i m_{\text{ox}}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{S_c} \frac{\partial m_{\text{ox}}}{\partial x_i} \right) - SB\rho^2 m_{\text{fu}} m_{\text{ox}} e^{-E_g/(RT)} \quad (13)$$

式中 S_c 数取为 1.0, $B = 1.58 \times 10^9 \text{ m}^3/(\text{kg} \cdot \text{s})$ 为气相反应频率因子, $E_g = 1.637 \times 10^5 \text{ J/mol}$ 为活化能, $S = 1.185$ 为化学反应当量配比.

气相控制方程组中还包括气体状态方程

$$p = \rho RT \quad (14)$$

1.3 相界面耦合的数学处理

在相界面处, 固相热解产物进入气相开始燃烧. 微重力条件下的燃烧, 相界面的强耦合必须给以恰当的数学描述. 本文建立了如下的体现“表面燃料喷射”效应的相界面处理方法.

固相表面的切向速度分量按无滑移条件取为 $v|_{x=0} = w|_{x=0} = 0$, 法向速度分量则由固相热解产物经过界面时的连续性条件加以确定

$$\rho u|_{x=0} = -\frac{d\rho_s}{dt} \cdot \delta = A_s \rho_s e^{-v_s/(RT_s)} \cdot \delta \quad (15)$$

式中 $\delta = 0.72\text{mm}$ 为可燃纤维素材料的厚度.

界面处的组分质量分数则由以下二式确定

$$\left(\rho u m_{fu} - \frac{\mu}{S_c} \frac{\partial m_{fu}}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = \rho u|_{x=0} \quad (16)$$

$$\left(\rho u m_{ox} - \frac{\mu}{S_c} \frac{\partial m_{ox}}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = 0 \quad (17)$$

相界面处的气相认为处于和固相表面相同的温度.

2 数值方法简介

用 SIMPLER 方法^[9] 对气相控制方程组迭代求解, 离散化时采用乘方定律格式. 计算区域取为: $x: 0 \sim 0.3\text{m}$, $y: 0 \sim 0.9\text{m}$, $z: 0 \sim 0.9\text{m}$. 网格划分为 $18 \times 18 \times 18$, y 和 z 方向为均匀网格, x 方向采用 $x_i = \left(\frac{i}{18}\right)^{1.2} \times 0.3\text{m}$ ($i = 1, 2, \dots, 18$) 的指数分布网格划分, 在 x 方向靠近固相表面处网格间距为最小.

辐射通量组合变量 R_x , R_y 和 R_z 的壁面边界条件需要特殊处理. 这里采用附加源项^[8] 的处理方法, 壁面附加源项为

$$S' = \left(\frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon} \right) E - \left(\frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon} \right) R_x \quad (18)$$

界面边界条件 (15) 式在控制方程离散化时可直接引用. (16) 和 (17) 式则需特殊处理, 本文也采用附加源项来处理. 以 Δx_1 表示紧贴固相的第 1 个气相网格在 x 方向的厚度, 则质量分数方程的附加源项为

$$\left. \begin{aligned} S'_c, m_{fu} &= \rho u|_{x=0} / \Delta x_1, & S'_p, m_{fu} &= -\rho u|_{x=0} / \Delta x_1 \\ S'_c, m_{ox} &= 0, & S'_p, m_{ox} &= -\rho u|_{x=0} / \Delta x_1 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

数值计算时, 把固相温度控制方程 (2) 式也化成 SIMPLER 方法中方程的通用形式进行迭代. 在每个时间步长上先解固相方程至收敛, 然后再对气相控制方程组进行统一迭代直到最终收敛.

3 计算结果及讨论

本文在进行计算时, 着火点取在固体可燃物表面的 ($y: 0.45\text{m}$, $z: 0.30\text{m}$) 处.

三维非稳态数值计算的结果是大量的, 这里只对一个典型气相剖面 and 固相表面的结果进行分析讨论. 计算中腔体内的初始压强取为 $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, 环境氧气体积百分数取为 21%.

图 1 所示为微重力水平 10^{-4} g 时不同瞬间 $y = 0.45 \text{ m}$ 剖面的气相温度等值线. 从图中可以看出, 温度分布基本上不受重力影响, 在空间呈现出一定的对称性, 这与 S.L. Olson 的实验观测^[10] 是一致的. 图中着火点处温度有所下降是由于该处固体可燃物已经燃尽的缘故, 从图 1(b) 和图 1(c) 中可以看到燃尽区不断向外扩展. 在图 1(c) 中, 还可以看到由于腔体壁面的作用而对温度场造成的影响. 温度等值线反映出来的计算结果表明, 微重力条件下火焰温度相当高, 最大值达到 2500 K 左右. 从三个瞬间温度场的动态发展过程来看, 腔体内的火焰传播速度约为 1 cm/s 的量级, 这个结果与文献 [11] 中报道的实验值是吻合的.

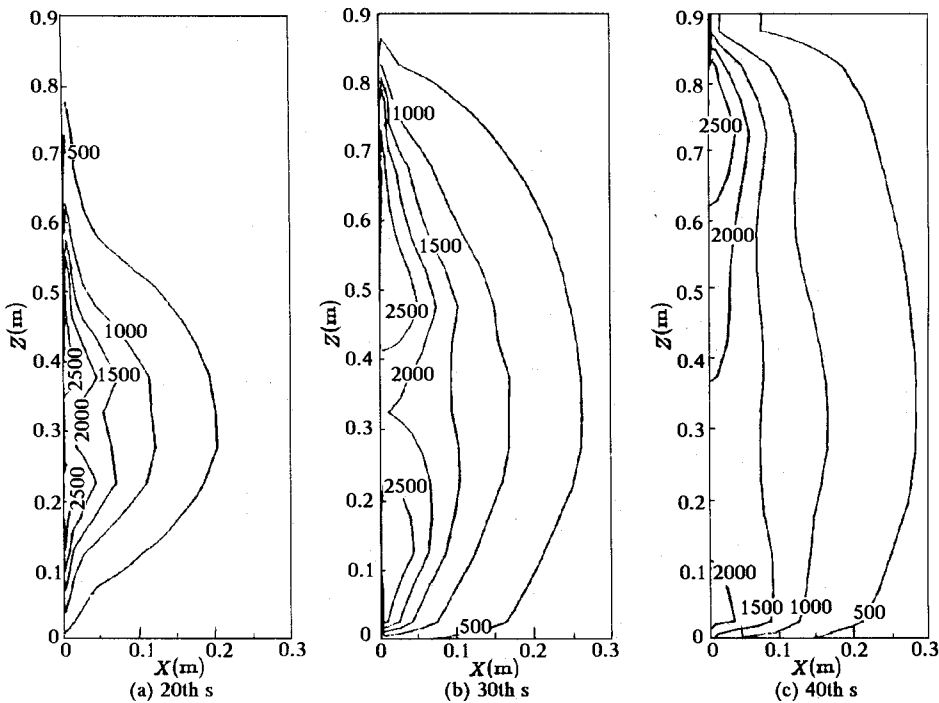


图 1 $G = 10^{-4} \text{ g}$ 时 $y = 0.45 \text{ m}$ 剖面的气相温度等值线
Fig.1 Gas-phase isotherms on $y = 0.45 \text{ m}$ plane under $G = 10^{-4} \text{ g}$

图 2 给出的是和图 1 相对应的微重力水平为 10^{-2} g 时的气相温度等值线. 和图 1 所示的结果存在显著区别, 当微重力大小达到 10^{-2} g 时, 自然对流的作用已经相当明显. 在竖直方向上, 燃烧形成的温度差造成密度梯度, 由密度梯度驱动了自然对流, 其作用方向沿着与重力方向相反的浮力方向. 因此, 造成火焰向上方的传播速度比 10^{-4} g 时要大得多, 但向下方的传播却变得十分困难. 同时, 随着时间的发展, 火焰区温度下降很快, 这也是自然对流过程不断增强的效果.

火焰传播过程在不同微重力水平下的差异主要是由于自然对流强弱不同引起的. 图 3 给出了和图 1 相对应的 $y = 0.45 \text{ m}$ 剖面的气相速度场. 在微重力水平为

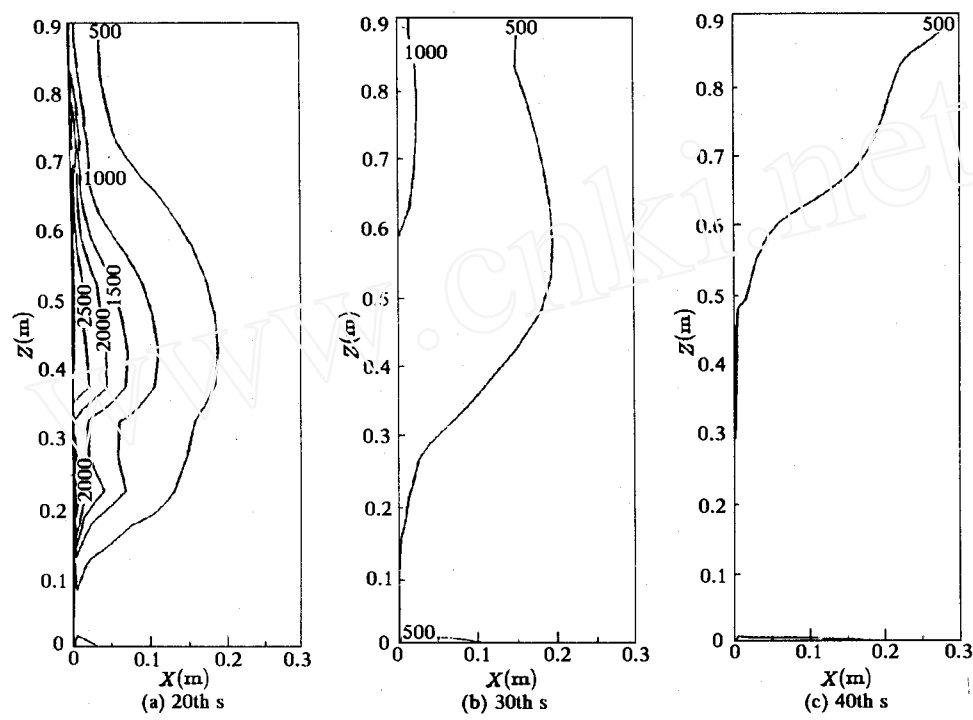


图 2 $G = 10^{-2} g$ 时 $y = 0.45 m$ 剖面的气相温度等值线
Fig.2 Gas-phase isotherms on $y = 0.45 m$ plane under $G = 10^{-2} g$

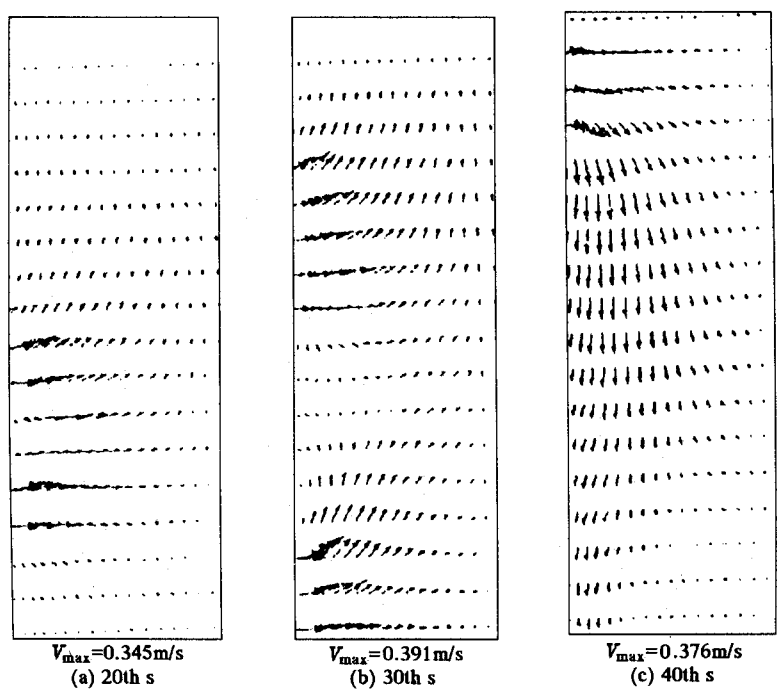


图 3 $G = 10^{-4} g$ 时 $y = 0.45 m$ 剖面的气相速度场
Fig.3 Gas-phase velocity field on $y = 0.45 m$ plane under $G = 10^{-4} g$

10^{-4} g 时, 相界面处的“燃料表面喷射”效应^[2]对气相流动起主导作用, 固体热解产物沿固相表面无滑移而只能沿法线方向逸出, 气化产物流动方向主要沿着界面的法线方向. 热解产物进入气相后, 在燃烧区高温作用下向四周热膨胀. 从图中还可以看出腔体密封对流场的影响. 由于本文所取着火点靠近底部, 因此下方的固体首先燃尽, 当向上方传播的火焰到达腔体顶部时, 由于壁面作用使得气流只能向下方流动, 因而出现了如图 3(c) 所示的流动情况. 图 4 给出的则是 $G = 10^{-2} \text{ g}$ 时腔体内火焰传播的气相流场. 由图可见, 气相流场受到自然对流的很大影响. 20s 时, 流动受到浮力作用明显向上偏转. 30s 和 40s 时, 随着火焰迅速沿浮力方向传播及固体燃烧进一步消耗, 自然对流已经压倒“燃料表面喷射”效应而占主导地位. 同时, 还可以看出, 在腔体壁面作用下, 腔体内部流动出现了回流现象. 由于上方燃料已经被逐渐消耗掉, 造成图 3(c) 中的速度值比图 3(b) 中较小.

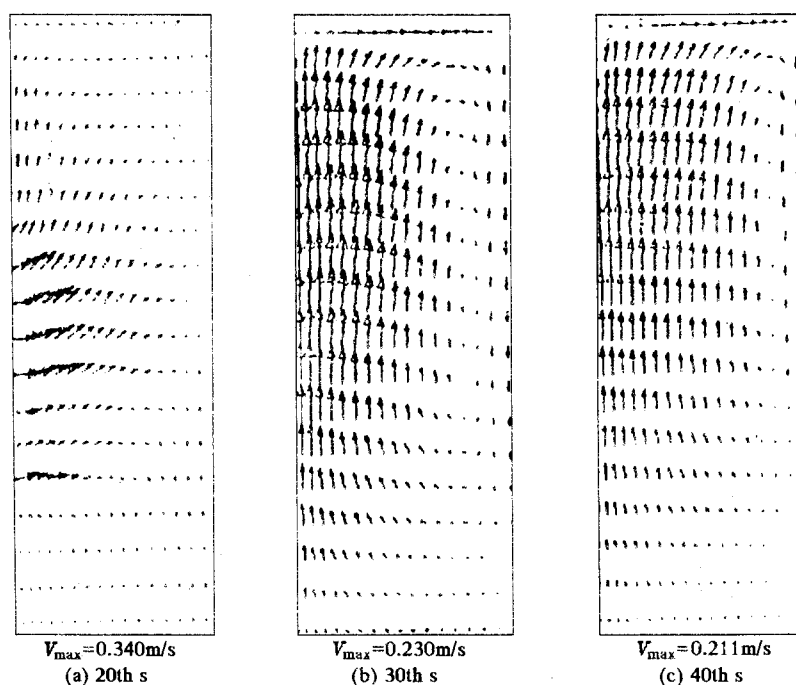


图 4 $G = 10^{-2} \text{ g}$ 时 $y = 0.45 \text{ m}$ 剖面的气相速度场
Fig.4 Gas-phase velocity field on $y = 0.45 \text{ m}$ plane under $G = 10^{-2} \text{ g}$

固相的热解气化状况可以从固相的温度分布得到反映. 本文用来进行计算的是可燃纤维素材料, 在温度达 500 K 时已经几乎完全热解. 图 5 给出了 30s 时固相表面的温度等值线. 可以看出, 固相表面温度低于气相燃烧高温区的温度, 这是由于固相气化需要吸收热量的缘故. 图 5(a) 中, 在 10^{-4} g 的微重力作用下, 固相高温区十分均匀地向四周扩展. 在图 5(b) 中 10^{-2} g 的微重力条件下, 已经能够明显地看出气相火焰因受浮力作用而对固相温度分布造成的影响.

4 结束语

从以上结果及分析中可以看到, 微重力条件下腔体内的火焰传播过程受微重力

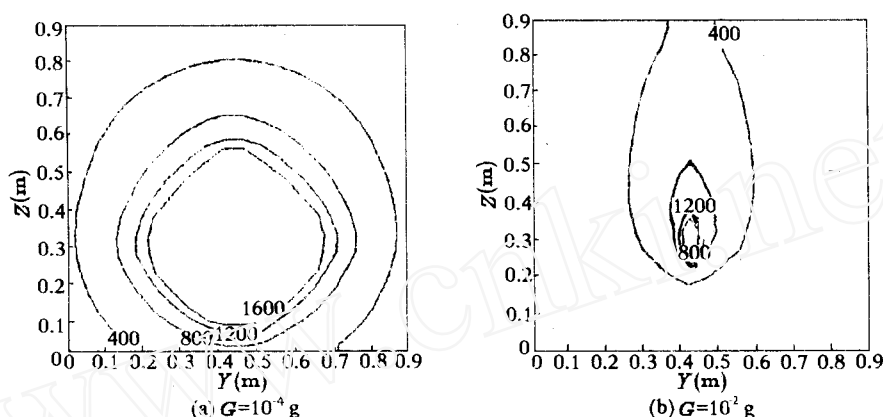


图 5 30s 时固相表面温度等值线
Fig.5 Solid-phase surface isotherms at 30th second

大小的影响十分显著. 在 $10^{-4}g$ 的微重力水平下, 自然对流基本上不起作用, “燃料表面喷射”效应是火焰传播的主要物理机制, 燃烧产物几乎完全以热膨胀的方式向四周扩散; 在 $10^{-2}g$ 的微重力水平下, 已经体现出浮力的作用, 火焰沿浮力作用方向的传播速度大为加快, 同时火焰区温度下降, 并在腔内形成回流.

数值计算同时表明, 本文建立的微重力条件下火焰传播的数学模型能够正确反映密闭腔体内的传火过程, 给出的相界面耦合处理方法是可行的. 首次实现的微重力条件下火焰传播过程的三维非稳态数值模拟的结果基本合理.

致谢 感谢美国密西西比州立大学工学院院长 Robert A. Altenkirch 教授为作者在完成本文工作中提供的资料帮助.

参 考 文 献

- 1 Friedman R. *Journal of Applied Fire Science*, 1992, 2: 243~259
- 2 H.U. 瓦尔特主编. 空间流体科学与空间材料科学. 北京: 中国科学技术出版社, 1990: 230~242
- 3 Drysdale DD and Macmillan AJR. *Fire Safety Journal*, 1992, 18: 245~254
- 4 Kushida G, Baum HR, Kashiwagi T, Di Blasi C. *Journal of Heat Transfer*, 1992, 44: 494~502
- 5 Bhattacharjee S, Altenkirch RA, Srikantaiah N, Vedhanayagam M. *Combust Sci and Tech*, 1990, 69: 1~15
- 6 Bhattacharjee S, Altenkirch RA. *Combustion and Flame*, 1991, 84: 160~169
- 7 West J, Bhattacharjee S, Altenkirch RA. *Combust Sci and Tech*, 1992, 83: 233~244
- 8 范维澄, 万跃鹏. 流动及燃烧的模型与计算. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1992: 202~244
- 9 Patankar SV, *Numerical heat Transfer and Fluid Flow*. McGraw-Hill, New York, 1980
- 10 Olson SL. *Combust Sci and Tech*, 1991, 76: 233~249
- 11 Smith SB. Abstract of Annual Conference on Fire Research (NISTIR 4924). Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 1992: 11~12

NUMERICAL SIMULATION OF FLAME SPREADING IN AN ENCLOSED CHAMBER UNDER MICROGRAVITY

Jiang Xi Fan Weicheng

(*State Key Laboratory of Fire Science, University of Science
and Technology of China, Hefei 230026, China*)

Abstract A computational model of flame spread down a thermally thin solid combustible in microgravity environment has been proposed in this paper. Based on the solid fuel heat transfer and pyrolysis processes, the gas-phase combustion kinetics processes have been studied, and the mathematical treatment of interfacial coupling has been given here. The three-dimensional unsteady processes of flame spreading in an enclosed chamber have been studied with numerical methods for the first time. The gravitational accelerations of $10^{-4}g$ and $10^{-2}g$ are utilized in the calculations for comparative analysis. The results are basically reasonable.

Key words microgravity, flame spreading, combustion, numerical simulation