

建筑火灾中轰燃现象的突变动力学研究*

翁文国 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 以物理现象的观点观察, 建筑火灾中的轰燃现象可视为一种突变过程. 文中利用突变动力学研究轰燃现象首先建立基于能量平衡方程的轰燃模型, 并由此建立了突变流形方程, 然后讨论系统控制参数和工况条件之间的关系. 结果表明, 建筑火灾中回燃现象的突变模式是燕尾型突变.

关键词 轰燃现象 燕尾型突变 突变

突变理论涉及动力学系统在一个确定状态下的不连续性^[1]. 它表征具有光滑势函数动力学系统的突变集的拓扑结构, 以及系统独立的控制参数数量和系统维数之间的关系. 它还依据系统维数和独立的控制参数数量对突变集的几何结构(不连续性结构)进行拓扑等价分类. 突变分类理论说明如果一个动力学系统具有光滑势函数, 那么具有不同特性的不连续性结构数量并不依赖于系统状态参数的数量, 仅依赖于独立的控制参数的数量. 如果系统的维数不超过 4, 基本的状态参数数量不超过 2, 那么只有 7 种突变的模式: 折叠型突变、尖点型突变、燕尾型突变、蝴蝶型突变、椭圆脐型突变、双曲脐型突变和抛物脐型突变^[2]. 目前突变理论已被利用于船舶、飞机和结构化系统的稳定性研究^[3]. 本文利用突变理论研究建筑火灾中的轰燃现象.

轰燃现象是建筑火灾中一类重要现象, 它始于一个相当小的固定火灾, 在某一时刻其增长速率和强度突然有一个快速的增加. 过程的这一特点在悲剧性的 1985 年的布拉德福市足球场火灾(英国)和 1987 年的皇家十字地铁车站火灾(英国)中明显表现出来^[4]. 建筑火灾中轰燃现象的重要特征是火灾本身的燃烧速率和热烟气层温度的突然升高^[5], 这是一种典型的突变过程. 因此我们可以利用突变动力学研究轰燃现象, 并由此建立相应的突变流形方程.

1 建筑火灾中轰燃现象的突变动力学

考虑具有一个通风口(如窗户、门等)的建筑

中, 当如下的假设条件成立时:

(1) 建筑火灾随着时间进展可分为下面几个阶段: 点火、发展、轰燃、完全发展火灾和熄灭.

(2) 腔室可被分为两层区域: 热烟气层和冷空气层, 各自用一个平均温度来表征, 并且这两层的界面平行于地面.

(3) 轰燃现象在燃料控制(fuel-controlled)的早期火灾阶段产生, 以此阶段的冷空气层温度与密度被作为初值.

(4) 冷空气层和热间断面(thermal discontinuity)下的壁面温度假设为初值.

(5) 火源面积在火灾发展过程中假定无明显变化, 并假设为常数.

(6) 轰燃产生前的腔室内压力假设为初值, 即通风口面积足够大可以平衡腔室内外压力.

(7) 在火灾发展过程中热烟气层的发射率、比热容和对流换热系数假设为定值.

热烟气层的能量平衡方程为^[6, 7]

$$mc_p \frac{dT}{dt} = G - L, \quad (1)$$

其中 m 为热烟气层质量, c_p 为其定压比热容, T 为其温度, t 为时间. G 为热烟气层热获得率, L 为其热损失率.

$$G = \chi \Delta h_c \dot{m}_f, \quad (2a)$$

$$\dot{m}_f = \frac{A_f}{\Delta h_{\text{vap}}} [\dot{q}'' + \alpha_U(T) \sigma (T^4 - T_0^4)], \quad (2b)$$

2002-06-17 收稿, 2003-03-03 收修改稿

* 国家重点基础研究发展规划(项目编号: 2001CB409600)和国家自然科学基金重点项目(批准号: 59936140)资助

E-mail: wgweng@ustc.edu.cn

其中 χ 为燃烧过程的效率(到达热烟气层理论热量的比例), Δh_C 为燃烧热, \dot{m}_f 为质量燃烧率. A_f 是燃料床的表面积, Δh_{vap} 为蒸发热, q'' 是从火焰输运到火源的热流率, $\alpha_U(T)$ 是温度为 T 时热烟气层辐射反馈系数, σ 为 Boltzmann 常数, T_0 为初始温度.

$$L = \dot{m}_{out} c_p (T - T_0) (1 - D) + [A_U - (1 - D)A_V] h_c (T - T_W) + (1 - D)A_V h_v (T - T_0) + \alpha_g \sigma [A_U - (1 - D)A_V] (T^4 - T_W^4) + \alpha_g \sigma [A_L + (1 - D)A_V - A_f] (T^4 - T_0^4) + \alpha_g \sigma A_f (T^4 - T_f^4), \quad (3a)$$

$$\dot{m}_{out} = \frac{2}{3} c_d \rho_0 A_V \sqrt{2g(1 - D)H_V \frac{T_0}{T} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)}, \quad (3b)$$

其中 \dot{m}_{out} 为热烟气通过通风口流出的质量流率, c_d 为流动系数, ρ_0 为初始密度, A_V 为通风口面积, g 为重力加速度, H_V 为通风口高度, D 为热间断面的比例高度. A_U 是与热烟气层接触的壁面内表面积, h_c 是热烟气层与壁面的对流换热系数, T_W 是与热烟气层接触的壁面温度, h_v 是通风口的对流换热系数, α_g 为热烟气层辐射系数, A_L 是与冷空气层接触的腔体内表面积, T_f 为燃料床温度.

作无量纲变换:

$$\theta = \frac{T}{T_0}, \quad \tau_1 = \frac{t}{t_*}, \quad t_* = \frac{m c_p T_0}{\dot{Q}_0},$$

$$\dot{Q}_0 = \frac{\chi A_f q'' \Delta h_C}{\Delta h_{vap}}, \quad \epsilon_K = \left(\chi \frac{\Delta h_C}{\Delta h_{vap}} \right) \alpha_U \sigma A_f T_0^4 / \dot{Q}_0,$$

$$\epsilon_{R,L} = \alpha_g \sigma [A_L + (1 - D)A_V - A_f] T_0^4 / \dot{Q}_0,$$

$$\epsilon_{out} = \dot{m}'_{out} (1 - D) A_V c_p T_0 / \dot{Q}_0,$$

$$\dot{m}'_{out} = \frac{1}{3} c_d \rho_0 \sqrt{2g(1 - D)H_V},$$

$$\epsilon_{c,H} = [A_U - (1 - D)A_V] h_c T_0 / \dot{Q}_0,$$

$$\epsilon_{c,L} = (1 - D)A_V h_v T_0 / \dot{Q}_0,$$

$$\epsilon_{R,W} = \alpha_g \sigma [A_U - (1 - D)A_V] T_0^4 / \dot{Q}_0,$$

$$\epsilon_{R,f} = \alpha_g \sigma A_f T_0^4 / \dot{Q}_0, \quad \theta_W = \frac{T_W}{T_0}, \quad \theta_f = \frac{T_f}{T_0},$$

其中 θ 是无量纲温度, τ_1 是无量纲时间, t_* 是自由燃烧火灾加热热烟气层的特征时间, \dot{Q}_0 是自由燃烧火灾加热热烟气层的特征热流. ϵ_K 是燃料床产生的热量的无量纲尺度, ϵ_{out} 是由于通风口引起的流动熵的无量纲尺度, $\epsilon_{R,j}$ ($j = W, L, f$) 是热烟气

层分别对热壁面、冷空气层和燃料床的辐射热的无量纲尺度, $\epsilon_{c,K}$ ($K = H, L$) 是热烟气层与热壁面和通风口表面的对流热的无量纲尺度.

方程(1)化为:

$$\frac{d\theta}{d\tau_1} = 1 + (\epsilon_K - \epsilon_{R,L})(\theta^4 - 1) - \epsilon_{c,H}(\theta - \theta_W) - \epsilon_{out}(\theta - 1) - \epsilon_{c,L}(\theta - 1) - \epsilon_{R,W}(\theta^4 - \theta_W^4) - \epsilon_{R,f}(\theta^4 - \theta_f^4). \quad (4)$$

为简化方程, 再引入参数:

$$d\tau = a_0 d\tau_1, \quad \beta = (\theta_W - 1)/(\theta - 1),$$

$$a_0 = 1 - 2\beta^2(1 - \beta)(3 - \beta)\epsilon_{R,W},$$

$$a_1 = [\epsilon_K - \epsilon_{R,L} - \epsilon_{R,f} - (1 - \beta^4)\epsilon_{R,W}] / a_0,$$

$$a_2 = [\epsilon_{c,H}(1 - \beta) + \epsilon_{c,L} + \epsilon_{out} - 4\beta(1 - \beta)^3\epsilon_{R,W}] / a_0,$$

$$a_3 = 4\beta^3(1 - \beta)\epsilon_{R,W} / a_0,$$

$$a_4 = 6\beta^2(1 - \beta)^2\epsilon_{R,W} / a_0.$$

根据文献[6], 假设: $\epsilon_{R,f}(\theta^4 - \theta_f^4) \approx \epsilon_{R,f}(\theta^4 - 1)$, 方程(4)变换为:

$$\frac{d\theta}{d\tau} = a_1 \theta^4 + a_3 \theta^3 + a_4 \theta^2 - a_2 \theta + (a_2 - a_1 + 1) \equiv \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad (5)$$

$$U \sim \frac{a_1}{5} \left[\theta^5 + \frac{5a_3}{4a_1} \theta^4 + \frac{5a_4}{3a_1} \theta^3 - \frac{5a_2}{2a_1} \theta^2 + \frac{5(a_2 - a_1 + 1)}{a_1} \theta \right]. \quad (6)$$

定义微分同胚:

$$\Theta: \begin{cases} \theta \rightarrow x - \frac{a_3}{4a_1}, \\ u \rightarrow \frac{5}{a_1} \left(\frac{a_4}{3} - \frac{a_3^2}{8a_1} \right), \\ v \rightarrow \frac{5}{16a_1} \left(\frac{a_3^3}{a_1^2} - \frac{4a_3 a_4}{a_1} - 8a_2 \right), \\ w \rightarrow \frac{5}{16a_1} \left[\frac{a_3^2 a_4}{a_1^2} + \frac{4a_2 a_3}{a_1} + 16(a_2 - a_1 + 1) - \frac{3a_3^4}{16a_1^3} \right], \\ k \rightarrow \frac{1}{256a_1^2} \left[\frac{a_3^5}{a_1^3} - \frac{20a_3^3 a_4}{3a_1^2} - \frac{40a_2 a_3^2}{a_1} - 320(a_2 - a_1 + 1)a_3 \right]. \end{cases}$$

可得： $U \sim \frac{a_1}{5}(x^5 + ux^3 + vx^2 + wx + k)$. (7)

显然可见，方程(7)为燕尾型突变的势函数.

平衡曲面为： $U' = 5x^4 + 3ux^2 + 2vx + w = 0$, (8)

奇点集为： $U'' = 20x^3 + 6ux + 2v = 0$. (9)

由方程(8)和(9)可以直接消去 x 从而得到分岔集的方程，它是三维控制空间中的一个曲面，如图1所示：

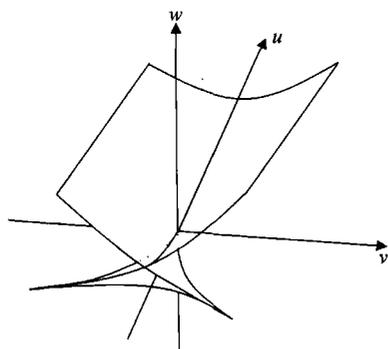


图1 燕尾突变的分岔集示意图^[1]

2 讨论

从图1中可以看出：燕尾型突变的分岔集呈 w 轴对称，并且 $u \geq 0$ 和 $u < 0$ 的形状是不一样的. 所以为了直接讨论系统控制参数和工况状态之间的关系，可以保持控制参数 u 的不变讨论控制参数 v 和 w .

燕尾型突变的分岔集可以依据(10)式定义：

$$\begin{cases} v = -10x^3 - 3ux \\ w = 15x^4 + 3ux^2. \end{cases} \quad (10)$$

根据 $\theta = x - \frac{a_3}{4a_1}$ 和 $\theta = T/T_0$, θ 必须大于0, 因此

x 仅在 $> \frac{a_3}{4a_1}$ (≥ 0 , 根据实际状态下的 $a_3 > 0$ 和 $a_1 > 0$ ^[6]) 才有物理意义. 如果 $u \geq 0$, 那么 v 是 x 的奇函数, w 是 x 的偶函数, 也就是说, v 的符号与 x 的相反, 而 w 的符号与 x 的相同. 所以如果 $u \geq 0$, v 必须小于0, 并且 w 必须大于0. 如果 $u < 0$, 并且 $v < 0$, 那么 $3u$ 大于 $-10x^2$, 并且 w 大于 $5x^4$. 所以如果 $u < 0$, 并且 $v < 0$, w 必须大于0.

2.1 $u \geq 0$

图2是控制参数 $u = 50$ (代表 $u \geq 0$ 的情况) 时燕尾型突变的分岔集.

图3和4分别是图2中I区和II区势函数的微

商曲线(上部)和定性曲线(下部)图.

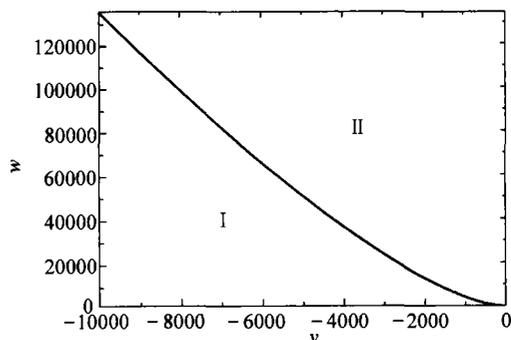


图2 $u = 50$ 时燕尾突变分岔集的 $v-w$ 空间

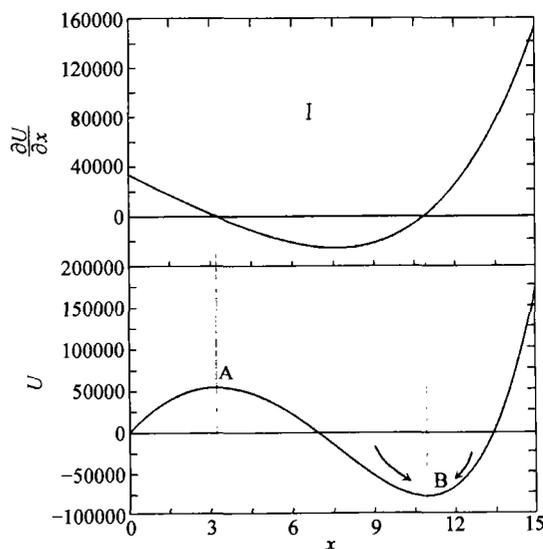


图3 图2中I区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

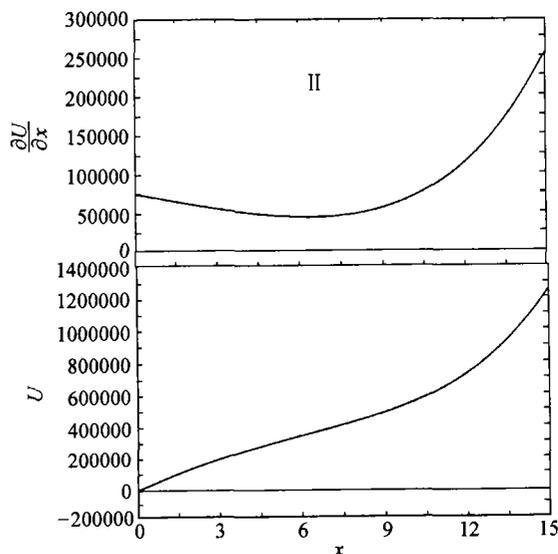


图4 图2中II区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

从这些图中,可以得到下列的结论:

(1) I区的势函数表明 U 有两个临界点——一个极大值点 A 和一个极小值点 B , 并且 $x_A < x_B$. 所以I区是轰燃区, A 点是不稳定点, 也就是轰燃临界点, B 点是稳定点, 也就是完全发展火灾点.

(2) II区的势函数 U 没有临界点, 也就是说 x 没有实根. 所以II区是非轰燃区.

根据以上的分析, x 必须大于 $\frac{a_3}{4a_1}$; I区是轰燃区; 而II区是非轰燃区.

2.2 $u < 0$

图5是控制参数 $u = -50$ (代表 $u < 0$ 的情况) 时燕尾型突变的分岔集.

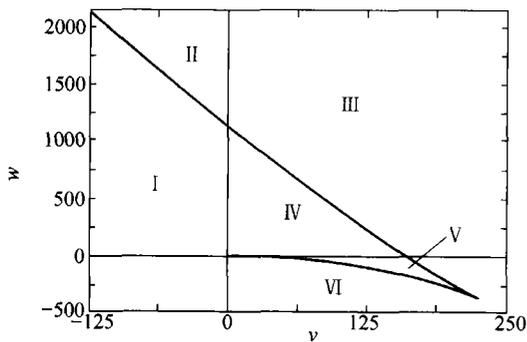


图5 $u = -50$ 时燕尾型突变分岔集的 $v-w$ 空间

图6~11分别是图5中I区、II区、III区、IV区、V区和VI势函数的微商曲线(上部)和定性曲线(下部)图.

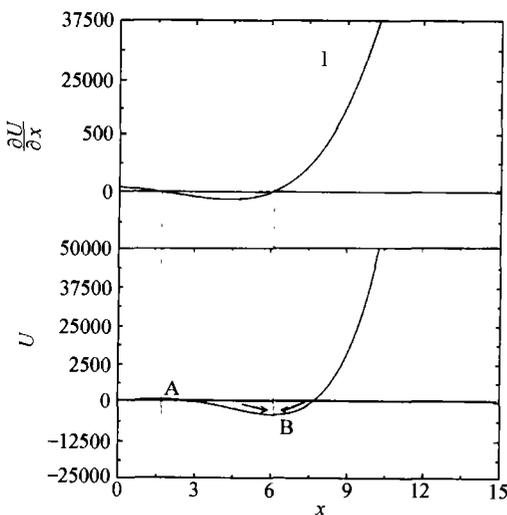


图6 图5中I区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

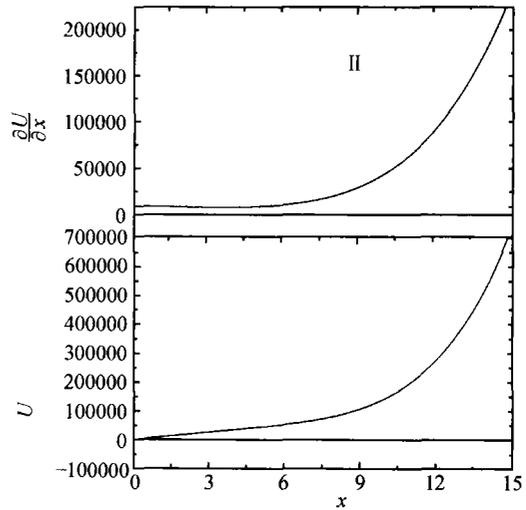


图7 图5中II区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

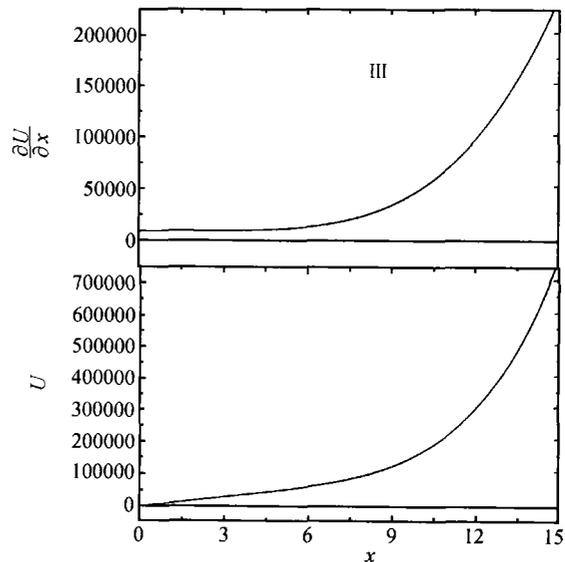


图8 图5中III区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

从这些图中,可以得到下列的结论:

(1) I区和IV区的势函数表明 U 有两个临界点, 一个极大值点 A 和一个极小值点 B , 并且 $x_A < x_B$. 所以I区和IV区是轰燃区, A 点是不稳定点, 也就是轰燃临界点, B 点是稳定点, 也就是完全发展火灾点.

(2) II区和III区的势函数 U 没有临界点, 也就是说 x 没有实根. 所以II区和III区是非轰燃区.

(3) 图10中V区的势函数 U 有3个临界点, 一个极大值点 A 和两个极小值点 B 和 C , 并且 $x_B < x_A < x_C$, 所以V区是轰燃区, A 点是不稳定

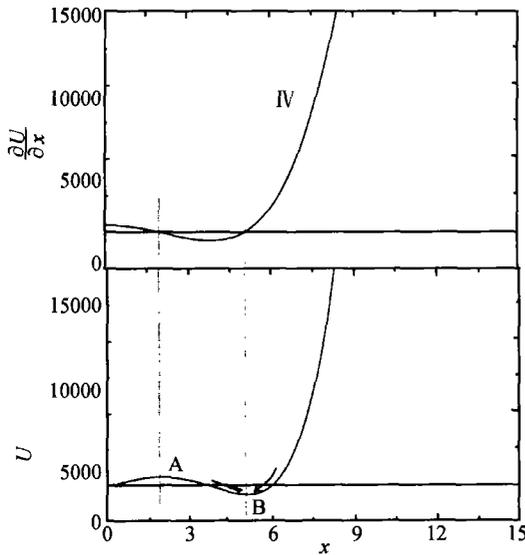


图9 图5中IV区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

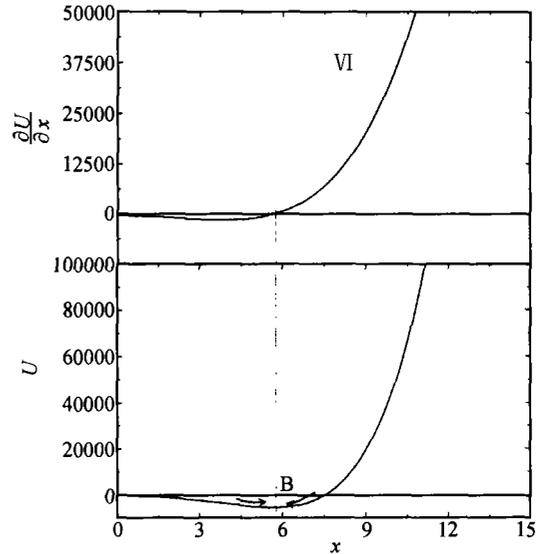


图11 图5中VI区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

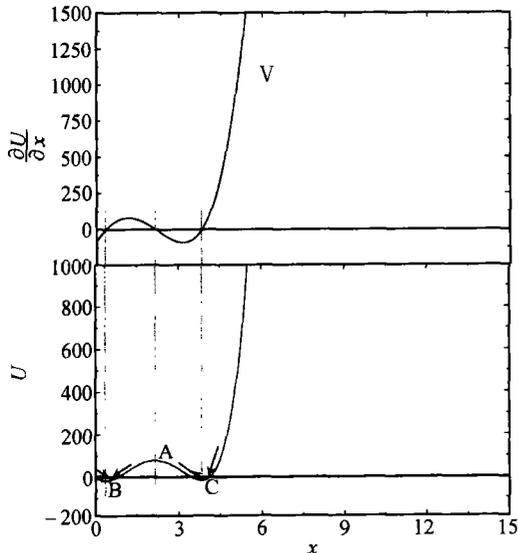


图10 图5中V区势函数的定性曲线(下)及其微商曲线(上)

点,也就是轰燃临界点, B 点和 C 点是稳定点, 分别是点火点和完全发展火灾点。

(4) VI区的势函数 U 只有一个临界点, 即极小值点 B。所以VI区是非轰燃区。事实上 B 点是点火点。

根据以上的分析, x 必须大于 $\frac{a_3}{4a_1}$; I 区、IV 区和 V 区是轰燃区; 而 II 区、III 区和 VI 区是非轰燃区。

3 结论

本文利用突变动力学研究了建筑火灾中轰燃现象, 首先建立基于能量平衡方程的轰燃模型, 并由此建立了突变流形方程, 然后讨论系统控制参数和工况条件之间的关系。结果表明建筑火灾中回燃现象的突变模式是燕尾型突变。在燕尾型突变的分岔集中, 仅有少数的几个区是轰燃区。因此, 为了确定在建筑火灾发展过程中是否出现轰燃现象, 可以仅判断其工况点是否在轰燃区内。而轰燃现象的临界温度点也可以利用燕尾型突变的分岔集确定。

参 考 文 献

- 1 Saunders P T. An Introduction to Catastrophe Theory. London: Cambridge University Press, 1980
- 2 Arnold V I. Catastrophe Theory. Berlin: Springer-Verlag, 1984
- 3 Poston T, et al. Catastrophe Theory and Its Application. London: Pitman Publishing, 1979
- 4 Rasbash D J. Major fire disasters involving flashover. Fire Safety Journal, 1997, 17: 85
- 5 Drysdale D D. An Introduction to Fire Dynamics. Chichester: Wiley, 1985
- 6 Graham T L, et al. On the theory of flashover development. Fire Safety Journal, 1995, 25: 229
- 7 Beard A N, et al. An non-linear model of flashover. Fire Science and Technology, 1992, 12: 11