

可燃颗粒悬浮流中的正激波

范宝春

(华东工学院化工学院)

摘要 本文讨论了激波后可燃颗粒点火、燃烧的机制和波后流场的松弛结构, 结果表明, 点火阶段颗粒外层浓度梯度极大, 燃烧速率由非均相化学反应速率决定, 而在燃烧阶段, 外层的浓度梯度极大, 燃烧速率由气体的扩散速率所决定。在考虑管壁效应时, 对守恒方程中的能量耗散项作了说明。

关键词 两相流 非均相燃烧 激波

1. 引言

自1785年意大利首次报道谷物粉尘爆炸灾害以来, 世界各国对这类事故屡有报道。随着工业生产的发展、粉尘产品增多、粉尘加工深度增大、机械化和自动化程度提高, 粉尘爆炸发生的可能性也随之增大, 这种摧毁性的造成人身伤亡和财产重大损失的灾害性事故把粉尘爆炸问题推到了科学的前沿。特别是七十年代以来, 逐年增多的研讨文章出现在各类会议和杂志上。

粉尘爆炸与激波在可燃颗粒悬浮流中的传播密切相关, 最早人们研究惰性颗粒悬浮流中的正激波^[1], 后来才研究激波作用下粉尘的点火和燃烧^[2,3,4], 但点火模型和燃烧模型是以不同方式分别提出的, 本文根据多孔颗粒化学反应时内部浓度场和温度场的结构特征, 提出了综合考虑激波后颗粒点火和燃烧的统一理论模型。据此得到的计算结果较为详尽地描述了可燃颗粒悬浮流中正激波的松弛结构。

2. 颗粒内的浓度场

由于颗粒间的相互粘附和自身常带有的孔隙, 故多孔颗粒的悬浮流更为常见。工业上常用颗粒的 Knudsen 数约在0.1到1.0之间, 故必须同时考虑孔内的分子扩散和Knudsen扩散, 从而有

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{D_K} + \frac{1}{D_M} \quad (1)$$

其中 D 为扩散系数, D_K 、 D_M 分别为 Knudsen 扩散系数和分子扩散系数。

根据 Chapman-Enskog 理论, 分子扩散系数可写成

$$D_M = \frac{1.86 \times 10^{-3} T^{3/2}}{p \sigma_{12}^2 (\bar{M})^{1/2} \Omega_{12}} \quad (2)$$

其中 \bar{M} 为折合分子量, σ_{12} 和 Ω_{12} 分别为碰撞直径和碰撞积分, T 和 p 分别表示温度和压力,

由毛细管理论, Knudsen 扩散系数为

1989年12月26日收到原稿, 1990年3月20日收到修改稿。

$$D_K = 97.0 \bar{r} (T/M_A)^{1/2} \quad (3)$$

其中 \bar{r} 为孔径, M_A 为扩散分子的分子量,

为了考虑实际孔隙的几何因素, 常对 D 作如下修正^[5]

$$D_e = fD \quad (4)$$

其中 D_e 为孔内有效扩散系数, f 为有效因子。

孔内氧气的守恒方程为

$$\frac{D_e}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\sigma_{O_2}}{dr} \right) - S_i k_g \sigma_{O_2} = 0 \quad (5)$$

其中 σ_{O_2} 表示氧气的浓度, k_g 表示基于气体消耗的非均相化学反应速率常数, S_i 为比表面积。

若用 Arrhenius 方程描述其反应速率, 对于化学反应方程式* 为 $A_{(g)} + bB_{(p)} \rightarrow cC_{(g)}$ 的燃烧反应有^[6]

$$k_g = \frac{A}{b} \exp \left(-\frac{E}{RT_p} \right) \quad (6)$$

其中 A 为频率因子, E 为颗粒活化能, \bar{R} 为气体常数, T_p 为颗粒温度。

方程 (5) 的边界条件为

$$r = 0 \text{ 时, } \frac{d\sigma_{O_2}}{dr} = 0$$

$$r = R \text{ 时, } \sigma_{O_2} = (\sigma_{O_2})_0$$

其中 R 表示颗粒半径, $(\sigma_{O_2})_0$ 表示颗粒外表面处氧气的浓度。

该方程的解为

$$\frac{\sigma_{O_2}}{(\sigma_{O_2})_0} = \frac{\text{sh}(h_s \eta)}{\eta \text{sh}(h_s)} \quad (7)$$

其中 $\eta = \frac{r}{R}$, $h_s = R(k_g S_i / D_e)^{1/2}$

当 $S_i = 3 \times 10^9 \text{ m}^2/\text{m}^3$, $A = 1.4 \text{ m/s}$, $E/\bar{R} = 5800 \text{ K}$, $D_e = 0.54 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $b = 0.86$ 时, 由 (7) 式绘制的颗粒内部的浓度分布曲线如图 1 所示。颗粒温度较低时, 因其化学活性未被激发, 其反应速率亦较低, 故气体有足够的时间经由孔隙向颗粒内部渗透。孔内氧气的浓度梯度很小, 反应发生在整个颗粒内部。当颗粒温度较高时其反应速率也较大, 氧化性气体达到一定深度后便因反应而耗尽。此时的浓度曲线分为两部分, 一部分浓度梯度极大, 另一部分浓度为零。温度愈高, 颗粒含氧部分愈薄, 以致几乎集中在颗粒外表面附近, 此时气体向颗粒内部的扩散速率决定了颗粒的燃烧速率。

根据质量守恒定律应有

* 下标 (g) 表示气态, (p) 表示固态颗粒,

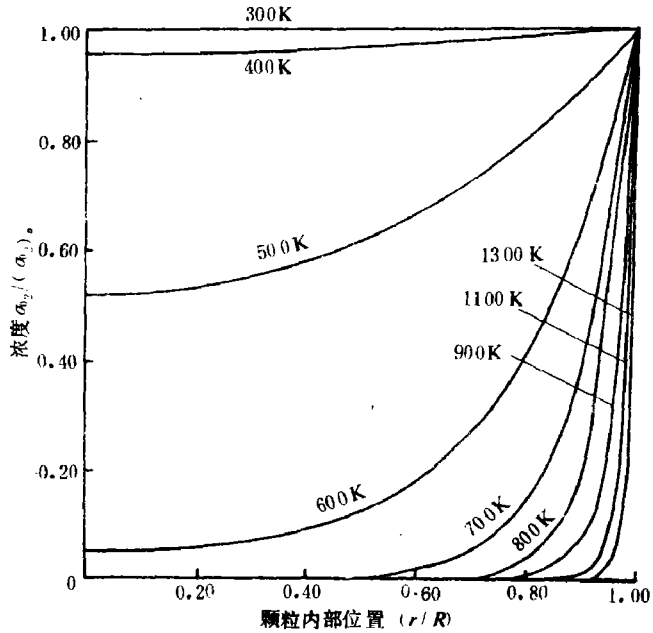


图1 颗粒内浓度分布

Fig.1 Concentration distribution profiles within a particle

$$\bar{R}_g = k_R (\sigma_{O_2})_0 + D_e \left(\frac{d\sigma_{O_2}}{dr} \right)_{r=R} = k'_g (\sigma_{O_2})_0 \quad (8)$$

其中 \bar{R}_g 为基于气体质量的化学反应速率。

由(7)式
$$D_e \left(\frac{d\sigma_{O_2}}{dr} \right)_{r=R} = \frac{h_s}{R} \left[\text{ch}(h_s) - \frac{1}{h_s} \right] (\sigma_{O_2})_0$$

故
$$\bar{R}_g = \left\{ k_g + \lambda D_e \left[\text{ch}(\lambda R) + \frac{1}{\lambda R} \right] \right\} (\sigma_{O_2})_0 \quad (9)$$

其中,

$$\lambda = (k_g S_i / D_e)^{1/2}$$

进而有颗粒半径变化方程

$$dR/dt = b \bar{R}_g / \rho_p \quad (10)$$

其中 ρ_p 为颗粒密度。

对于可燃颗粒的悬浮流, 由于颗粒的不可压缩性从而忽略激波冲击所导致的温度变化, 故点火之前颗粒温度较低, 燃烧过程的速率决定于界面非均相化学反应的速率。高温气体对颗粒的加热以及颗粒内部化学反应的热效应都将使颗粒温度不断升高直至点火。点火后由于颗粒表面温度极高, 化学反应仅发生在颗粒外表层附近, 此时燃烧过程的速率决定于气体向颗粒内部扩散的扩散速率。

3. 颗粒内的温度场

对于多孔颗粒的燃烧, 颗粒自身的温度是十分重要的。化学反应以及颗粒与气流之间的热传导决定了颗粒内部的温度场。根据前面讨论的化学反应模型, 点火之前化学反应发生在

整个颗粒内部, 故其内部热传导方程应包括化学反应项, 即

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{K_c}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + R_p \frac{Q}{\rho_p c} \quad (11)$$

其中 K_c 为有效热扩散率, c 为颗粒比热, Q 为颗粒燃烧时单位质量的释放的热量, R_p 为基于颗粒质量的化学反应速率, 有

$$R_p = b S_i k_g \sigma_{O_2} \quad (12)$$

该方程的边界条件为

$$k_c \frac{dT_p}{dr} \Big|_{r=R} = h_i (T_f - T_p) + h_r (T_w - T_p) \quad (13)$$

k_c 为导热系数, h_i 为薄膜传热系数, T_f 为恢复温度, h_r 为辐射热传导系数有

$$h_r = \varepsilon \sigma' (T_w^2 + T_p^2) (T_w + T_p).$$

ε 为辐射系数, σ' 为 Boltzmann 常数, T_w 为壁面温度。

颗粒燃烧的热量释放率为

$$Q_c = 4\pi Q \int_0^x \int_0^R n r^2 R_p dr dx \quad (14)$$

n 为颗粒数密度。

颗粒平均比焓为

$$h_p = 4\pi \rho_p \left(\frac{c}{m_p} \right) \int_0^R r^2 T_p dr \quad (15)$$

m_p 为颗粒质量。

点火后, 燃烧反应集中在颗粒外表面, 故颗粒内部的热传导方程应为

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{K_c}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) \quad (16)$$

其边界条件为

$$k_c \frac{dT_p}{dr} \Big|_{r=R} = h_i (T_f - T_p) + Q \rho_p \frac{dR}{dt} + h_r (T_w - T_p) \quad (17)$$

此时, 颗粒燃烧的热量释放率为

$$Q_c = (\sigma_{p_0} u_{p_0} - \sigma_p u_p) \cdot Q \quad (18)$$

其中 σ_p 为颗粒浓度, u_p 为在激波坐标中的颗粒速度, 脚标“0”表示波前值。

4. 两相流守恒方程

设气体为完全气体, 颗粒在气体中均匀分布并忽略颗粒的体积、相互作用以及对压力的贡献, 在考虑管壁损失时, 反应颗粒悬浮流的一维不定常守恒方程为

质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_p \bar{u}_p}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_p \bar{u}_p}{\partial x} = 0 \quad (19)$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}^2}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{\sigma}_p \bar{u}_p}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\sigma}_p \bar{u}_p^2}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial p}{\partial \bar{x}} + \frac{\bar{u}^2 \bar{\rho}}{2} \cdot \frac{4}{D_h} c_f = 0 \quad (20)$$

能量守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{\rho} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} + e \right)}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} \left(\frac{\bar{u}^2}{2} + e \right)}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{\sigma}_p \left(h_p + \frac{\bar{u}_p^2}{2} \right)}{\partial t} \\ & + \frac{\partial \bar{\sigma}_p \bar{u}_p \left(h_p + \frac{\bar{u}_p^2}{2} \right)}{\partial \bar{x}} + q_w - q_c + q_r = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

其中“—”表示实验室坐标, 脚标“p”表示颗粒, 无脚标表示气体。

q_w 为管壁的能量损失, 根据 Reynold 比拟有 $q_w = \bar{u}^2 \rho (c_f / 2) (4 / D_h) [h + (\bar{u}^2 / 2) - h_w]$ 脚标“w”表示管壁, q_c 为化学反应热, q_r 为热辐射造成的能量损失。其余符号具有通常所代表的意义。

为简化起见, 设正激波稳定传播时速度为 u_s , 将坐标建立在激波上使流场定常, 即令 $\dot{x} = u_s t - \bar{x}$, 根据 Galilean 变换有

$$\rho u + \sigma_p u_p = (\rho_0 + \sigma_{p0}) u_s \quad (22)$$

$$\rho u^2 + \sigma_p u_p^2 + p = (\rho_0 + \sigma_{p0}) u_s^2 + p_0 + W_L \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \rho u \left(\frac{u^2}{2} + h \right) + \sigma_p u_p \left(\frac{u_p^2}{2} + h_p \right) - Q_c + Q_w - Q_s \\ & = \rho_0 u_0 \left(\frac{u_0^2}{2} + h_0 \right) + \sigma_{p0} u_0 \left(\frac{u_{p0}^2}{2} + h_{p0} \right) \end{aligned} \quad (24)$$

其中, $Q_w = \int_0^x q_w dx = \frac{4x}{D_h} \frac{c_f}{2} \rho (u_s - u)^2 \left[h + \frac{(u_s - u)^2}{2} - h_w \right] \quad (25)$

$$Q_c = \int_0^x q_c d\dot{x} \quad (26)$$

$$Q_s = \frac{4x}{D_h} \frac{c_f}{2} u_s \rho (u_s - u)^2 \quad (27)$$

$$W_L = \frac{4x}{D_h} \frac{c_f}{2} \rho (u - u_s)^2 \quad (28)$$

$$Q_r = \frac{4x}{D_h} (\varepsilon \sigma' T^4) \quad (29)$$

实验室坐标中的能量守恒方程不显含因管壁摩擦所造成的流体能量的耗散项, 但一经 Galilean 变换, 即在激波坐标中, 与管壁摩擦有关的能量耗散项 Q_s 出现在守恒方程中, 此外管壁摩擦对流体动量的影响也因变换而改变符号。

若视颗粒为不可压缩的球, 其运动轨迹方程为

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_p \frac{du_p}{dt} = \frac{1}{2} c_d \rho R^2 |u - u_p| (u - u_p) + 2 R^2 \rho_p \frac{dR}{dt} (u - u_p) \quad (30)$$

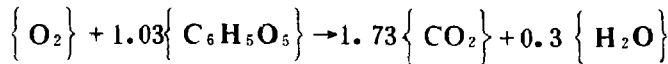
式中右端第一项为 Stokes 力，第二项为颗粒表面因化学反应而产生的 Stefan 流所导致的两相间摩擦力的下降。

5. 计算结果和讨论

本文以空气-麦粉悬浮流中的正激波为算例。设激波传播速度为1530 m/s，麦粉颗粒的初始直径为50 μm 波前浓度为0.31 kg/m³，麦粉的主要物理化学性质为^[4]

分子式	C ₆ H ₁₀ O ₅
密度	750 kg/m ³
比热	1700 J/kg·K
热传导率	0.393 W/(m·K)
燃烧热	12730 kJ/kg
活化能 E/R	5800 K

以质量为单位的燃烧反应方程式为



实验获得的点火诱导时间为9 μs,^[7] 则取频率因子 A=1.4 m/s, 比表面积 S_l=3×10⁹ m²/m³.

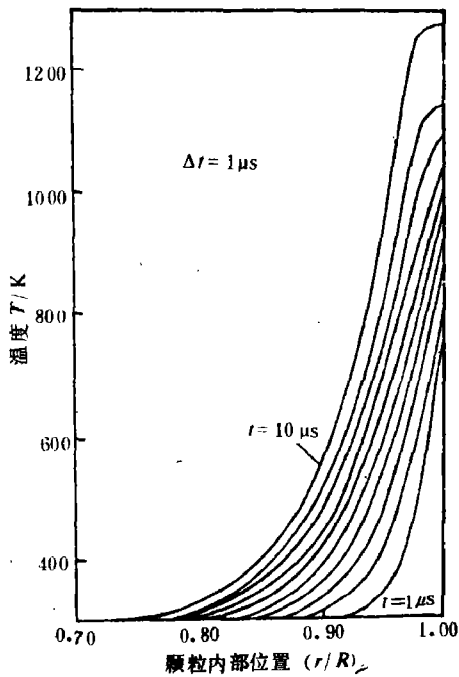


图2 点火诱导区, 颗粒内温度分布
Fig.1. Temperature distribution profiles within a particle in the induction zone

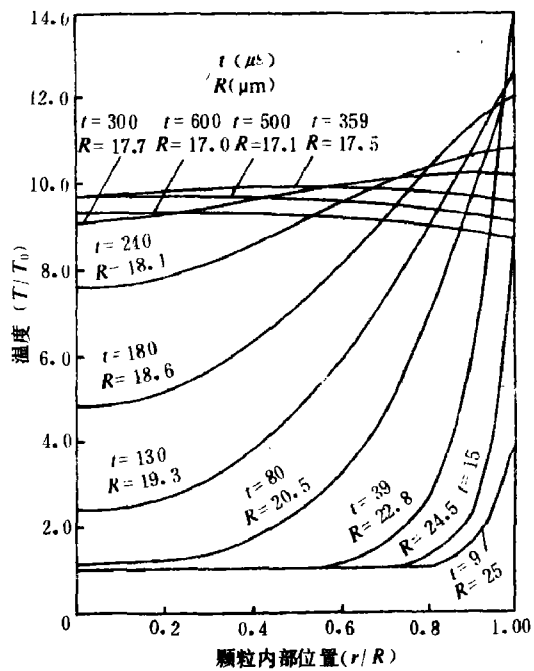


图3 燃烧反应区, 颗粒内温度分布
Fig.3 Temperature distribution profiles within a particle in the reaction zone

根据计算结果绘制的曲线如图2~8所示。

图2和图3分别为颗粒在点火前诱导区和点火后燃烧区的温度分布曲线。激波冲击后, 温度均匀的颗粒置于高温气流中, 于是颗粒内逐渐形成梯度极大的温度外壳和温度均匀的内核, 如图2所示, 这说明高温气流对颗粒的加热是影响颗粒温度分布和导致颗粒点火的主要因素。颗粒点火后, 外壳的燃烧导致表面温度的升高以致超过气流温度, 从而使颗粒向气流传热。颗粒内的最高温度由外表面逐渐向内层转移, 又由于颗粒因燃烧而不断缩小, 故颗粒温度渐趋均匀, 如图3所示。温度场中梯度极大的外壳逐渐消失而趋于均匀, 但浓度场则由均匀逐渐形成梯度极大的外壳, 这一特点反映了激波后颗粒点火和燃烧的机制。图4是激波后颗粒表面温度变化曲线, 点火前, 气体温度高于颗粒表面温度, 颗粒受热其活性逐渐被激

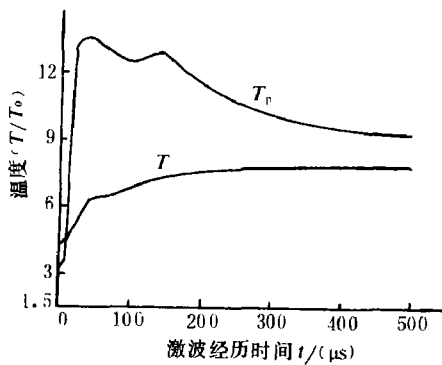


图4 激波后的温度曲线

Fig. 4 The particle surface temperature versus time after the shock front passed

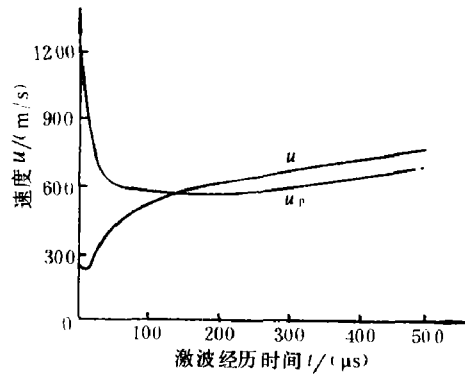


图5 激波后的速度曲线

Fig. 5 Velocity versus time after the shock front passed

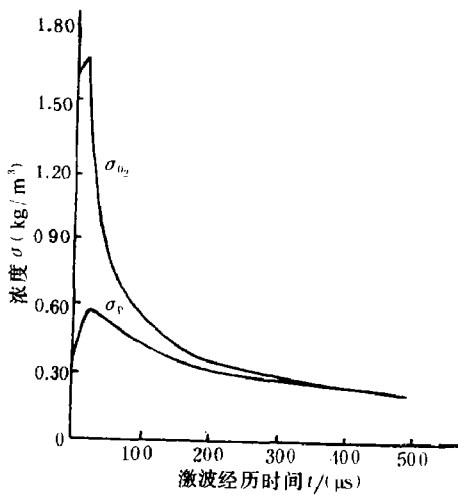


图6 激波后的浓度曲线

Fig. 6 Concentration versus time after the shock front passed

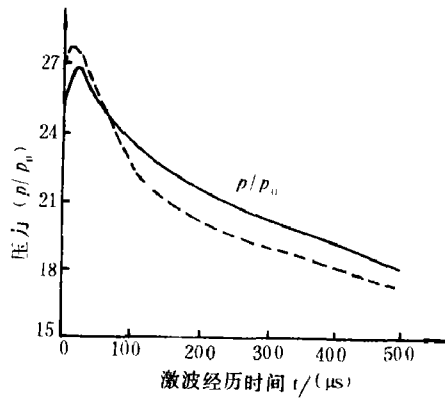


图7 激波后的压力曲线

Fig. 7 Pressure versus time after the shock front passed

发。点火时, 颗粒表面温度急剧上升, 化学反应速率非常大, 气体不可能向颗粒内部渗透, 反应集中在颗粒外壳。点火后由于颗粒表面温度高于气体温度而向气体传热, 加之反应速率相应下降, 故表面温度渐呈下降趋势。

图5~7分别表示激波后气-固两相的速度、浓度、气相压力随激波经历时间的变化曲线。这些曲线反映了正激波在带有化学反应的两相流中的松弛结构。由于化学反应和两相流的共同影响, 其松弛结构既不同于均相带化学反应的流动中的激波^[8]也不同于无化学反应的两相流动中的激波^[1], 以上各曲线都不是单调变化的, 在点火面附近取极值。图7中的虚线为实验获得的压力剖面图形, 取自文献[6], 与本计算吻合较好。

图8为颗粒半径变化曲线。点火前的诱导区, 由于化学反应以极慢的速度发生在颗粒内部, 故可忽略颗粒半径的变化。点火后, 尽管非均相化学反应速度极大, 但由于气体氧化剂不能向颗粒内部渗透, 反应仅在颗粒外壳进行, 故颗粒仍以一定的速率收缩。随着气流中氧气浓度的降低, 颗粒半径的收缩率也随之下降。

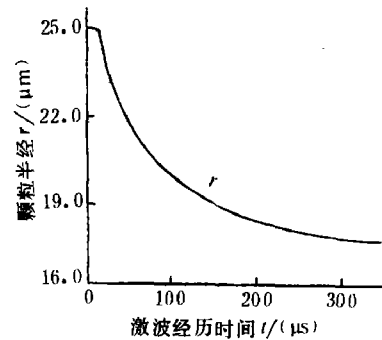


图8 激波后颗粒半径变化曲线
Fig. 8 Variation of particle radius versus time after the shock front passed

参 考 文 献

- [1] Rudinger, G., *Fundamentals of Gas-Particle Flow*, Elsevir Scientific Publishing Company (1980).
- [2] Sichel, M. et al., *AIAA J.* **23**, (1985), 1347.
- [3] Lee, F. P. et al *AIAA J.* **24**, (1986), 1811.
- [4] Lee, D., 'The Structure of Detonations in Dust Oxidizer Mixtures', Ph.D. Thesis, The University of Michigan, (1985).
- [5] Petersen, E., *Chemical Reaction Analysis*, Prentice Hall (1965).
- [6] Wolanski, P. et al., *Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonation; Progress in Astronautics and Aeronautics* (Bowen, J. R., Ed) 106, AIAA, New York, (1985), 505.
- [7] Ural, E. A. et al 13th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, State Univ. of New York Press, (1982), 809.
- [8] Fickett, W., Davis, W. C., *Detonation*, (1979).

A NORMAL SHOCK WAVE PROPAGATING IN A COMBUSTIBLE PARTICLE SUSPENDED GAS

Fan Baochun

(College of Chemical Engineering East
China Institute of Technology)

ABSTRACT A model^o for heterogeneous combustion of porous combustible particles

behind a shock wave has been presented. The induction and reaction zones are distinguished by the mechanisms governing the rate of heterogeneous reaction, which occur on the external particle surface as well as on the surface of pores within particles, and is characterized by the temperature and concentration of the shell of particles respectively.

The presence of the "energy dissipation" term in conservation equations in shock fixed coordinates is demonstrated by applying a Galilean transformation.

KEY WORDS two-phase flow, heterogeneous combustion, shock wave.