

红外加热中物料内部温度场的数值分析*

余其铮 谈和平

(哈尔滨工业大学动力工程系, 黑龙江, 哈尔滨, 150006)

对红外加热技术中物料内部出现温度峰值的条件及影响因素作了探讨, 采用了导热与辐射非稳态复合换热的一维模型, 对红外加热均匀物性的干物料内温度场作了数值计算。结果表明, 物料内部出现温度峰值的主要原因是辐射, 并且只有在下列条件同时满足时物料内部才可能出现峰值: (1) 表面存在投射辐射; (2) 物料表面的透射率不等于零; (3) 物料为半透明物料; (4) 物料加热表面受到对流冷却, 并讨论了物料的吸收系数, 折射率, 导热系数, 换热系数, 物料表面辐射特性对温度场的影响。

关键词: 半透明物料, 半透明界面, 吸收系数, 红外加热。

1 引言

在红外加热技术中, 物料内部的温度场及温度响应(即温度场随时间的变化)引起很多人的注意。尤其在红外烘干中, 如果出现物料内部某一区域的温度比表面高, 这一区域的温度梯度与湿度梯度方向就一致, 会促使干燥过程加快。文献[1]根据这一现象提出了非匹配吸收的干燥原理。国外也介绍了在木材, 食品等物料干燥中会出现这种现象^[2]。最近文献[3]介绍了某一种加热条件下峰值温度距加热表面距离的简化解析式, 如能利用这种现象, 则对红外加热技术会起促进作用。本文针对这一现象, 用数值方法探讨内部出现温度峰值的条件及影响因素, 试图从理论上说明其形成及发展的机理。

文中暂不考虑物料内部湿分蒸发和迁移的影响。因为: (1) 湿分迁移对温度场的影响和导热、对流作用类似, 即只能影响邻近的区域。当红外加热物料内部没有内热源时, 外界的热量在导热、对流和湿分迁移的作用下只能从表面逐渐向内部传递。由热力学第二定律可知, 此时, 温度只能由加热面向内逐层递减。即, 仅有这类作用, 物料内部将不会出现温度峰值, 从而也不会影响出现内部温度峰值的机理。(2) 到目前为止, 还未见到用数值方法讨论干物料中温度分布及响应的文献, 所以本文先对干物料进行探讨, 然后在此基础上加上湿份的影响。

本文1989年12月15日收到, 修改稿1990年6月22日收到。

* 霍英东教育基金会、高等院校青年教师基金会资助项目。

2 物理及数学模型

2.1 物理模型

一种物料,如果在它的一个或若干个波长范围内,容许热辐射穿透,就称其为半透明物料.按透明程度可将半透明物料分成两类:一类是对辐射能具有很大穿透性的物料,如玻璃、絮状纤维、硼硅酸盐等;另一类是穿透性很小的物料,如木材、耐火纤维毯、面包等.这两者的区别,主要是衰减系数不同.半透明物料的强大吸收性谱带区称为“不透明区域”;容许热辐射穿透的谱带区称为“半透明区域.”

半透明物料表面的辐射性质对红外加热的影响可分为两类:

(1) 不透明边界面(或称不透明表面),如具有硬壳的果品,外界的红外辐射透射不到内部.表面的辐射特性可表示为

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1, \tag{1}$$

式1中 α_λ 和 ρ_λ 分别为表面的单色吸收率和单色反射率, λ 为波长,且 $\alpha_\lambda = \epsilon_\lambda$, ϵ_λ 为单色发射率.内部的辐射能量是由内部温度引起的.

(2) 半透明边界面,即在红外波长范围内,表面单色透射率 γ_λ 不全等于零,表面的辐射特性可表示为

$$\gamma_\lambda + \alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1. \tag{2}$$

内部的辐射能量是由穿透表面的外部辐射及内部温度引起的辐射两部分组成.内部辐射能也可以穿透表面到达外界.对半透明边界面的不透明区域, $\gamma_\lambda = 0$,则 $\epsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda$;对半透明边界面的半透明区域,在本文所采用的离散化网格下(见图1),控制容积一直取到边界面上,界面厚度趋向于零,即: $\epsilon_\lambda = 0$,则 $\gamma_\lambda = 1 - \rho_\lambda$.

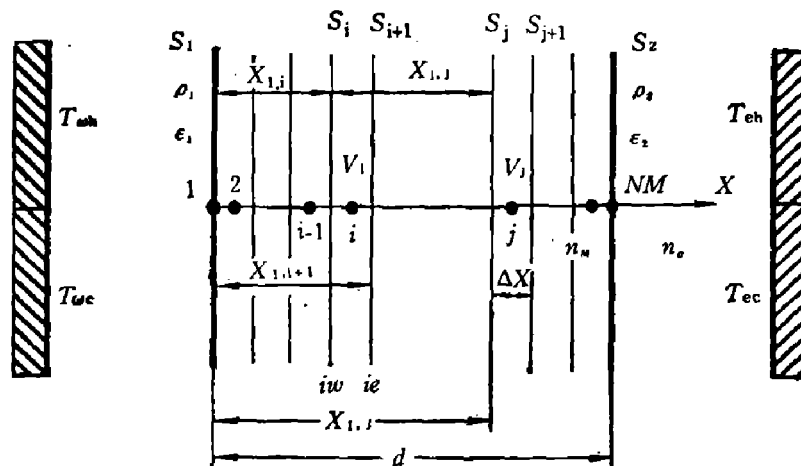


图1 物理模型示意图

Fig. 1 Scheme of physical model

本模型取一维温度场,半透明物料置于两板式红外源之间,板热源的温度不均匀.左侧板热源温度一部分为 T_{wh} ,另一部分为 T_{wc} ; ψ_{wh} 和 ψ_{wc} 分别表示温度 T_{wh} , T_{wc} 区对半透明物料的角系数;右侧板热源温度为 T_{eh} , T_{ec} ;角系数分别为 ψ_{eh} 和 ψ_{ec} ;如图1所示.物料与红

外源间有透明的空气相隔,空气平均温度为 T_a 。物料上下两表面物性相同,考虑两种情况,一种为不透明边界面,另一种为半透明边界面。

为简化起见,不考虑物料的辐射选择性,认为是灰体,忽略物料内部的散射及辐射偏振现象,故物料的衰减系数等于吸收系数 κ 。辐射源发射的能量可分解成平行入射分量 F_{1c} 和漫入射分量 F_{1d} 两部分。对一般红外加热元件取平行入射分量为零;对激光源取漫入射分量为零。

对于半透明边界面,其换热方式可分为:(1)半透明物料内的辐射与导热复合换热;(2)边界面与周围空气的对流换热;(3)物料内部与外界的辐射换热,当射线穿过界面时,将产生折射和反射;射线在两个界面间会产生多重反射。对于不透明边界面,代替(3)项换热方式的是边界面与外界的辐射换热。

由于物料的折射率 n_M 和空气的折射率 n_a 不同,当射线穿过界面时,将产生折射并略有发散,此时存在一个临界角, $\theta_c = \sin^{-1}(n_a/n_M)$, 大于临界角的射线将全部地反射回来,即:

$$\rho_1(\theta \geq \theta_c) = \rho_2(\theta \geq \theta_c) = 1. \quad (3)$$

物料表面可假设为漫反射或镜面反射,因为当物料的吸收系数足够大时,对辐射换热两者无区别^[4]。本文取镜面反射,故反射和折射分别遵循菲涅耳公式和折射定律。令空气中的辐射强度为 I ,根据普朗克定律,物料内的辐射强度为 $n_M^2 I$ 。

2.2 控制方程及边界条件

一维半透明物料内的能量为

$$\rho C \partial T / \partial t = \partial (k \partial T / \partial x) \partial x - \partial q^r / \partial x, \quad (4)$$

式中 k 为导热系数, ρ 为密度, C 为比热容, q^r 为辐射热流密度, t 为时间, T 为绝对温度。方程左边为热焓的变化;方程右边第一项为导热热量,第二项为辐射热量。辐射热流密度为

$$\begin{aligned} q^r(\tau) = & 2\pi \int_{\mu_c}^1 (n_M/n_a)^2 [\mu \exp(-\tau_0/\mu) / \beta(\tau_0, \mu)] \\ & \cdot \gamma_1(\mu' \rightarrow \mu) [\delta(\mu' - \mu_0) F_{1c} + F_{1d} / \pi] \\ & \cdot \{1 - \rho_2(\mu) \exp[-2(\tau_0 - \tau) / \mu]\} d\mu \\ & + 2\pi \int_{\mu_c}^1 [\mu \exp(-\tau_0/\mu) / \beta(\tau_0, \mu)] \rho_1(\mu) \rho_2(\mu) \\ & \cdot \{J_2(\mu) \exp(-\tau/\mu) - J_1(\mu) \exp[-(\tau_0 - \tau) / \mu]\} d\mu \\ & + 2\pi \int_{\mu_c}^1 [\mu / \beta(\tau_0, \mu)] \{ \rho_1(\mu) J_1(\mu) \exp(-\tau/\mu) \\ & - \rho_2(\mu) J_2(\mu) \exp[-(\tau_0 - \tau) / \mu] \} d\mu \\ & + 2\pi \int_0^{\mu_c} [2\mu \exp(-\tau_0/\mu) / \beta(\tau_0, \mu)] \\ & \cdot \{J_1(\mu) \text{Sh}[(\tau_0 - \tau) / \mu] - J_2(\mu) \text{Sh}(\tau/\mu)\} d\mu \\ & + 2\pi \int_0^{\tau} n_M^2 I_b [T(\tau')] E_2(\tau - \tau') d\tau' \\ & - 2\pi \int_{\tau}^{\tau_0} n_M^2 I_b [T(\tau')] E_2(\tau' - \tau) d\tau', \quad (5) \end{aligned}$$

式中 δ 是狄拉克函数; μ' 为入射射线与物料法向夹角 θ' 的余弦; μ 为折射射线与物料法向夹角 θ 的余弦; τ 为光学深度; τ_0 为光学厚度; 令物料厚为 d , 则

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau = \int_0^x \kappa dx, \quad \tau_0 = \int_0^d \kappa dx, \\ E_2(\tau) = \int_0^1 \exp(-\tau/\mu) d\mu, \\ \mu_c = \cos \theta_c = [1 - (n_a/n_M)^2]^{1/2}, \\ J_1(\mu) = \int_0^{\tau_0} (1/\mu) n_M^2 I_b [T(\tau')] \exp(-\tau'/\mu) d\tau', \\ J_2(\mu) = \int_0^{\tau_0} (1/\mu) n_M^2 I_b [T(\tau')] \exp[-(\tau_0 - \tau')/\mu] d\tau', \\ \beta(\tau_0, \mu) = 1 - \rho_1(\mu) \rho_2(\mu) \exp(-2\tau_0/\mu). \end{array} \right. \quad (6)$$

式(5)中右边第1项表示外界投射辐射对 x 处热流密度 $q'(\tau)$ 的贡献;右边第2、3、4项表示辐射射线经过两侧界面的多重反射对 x 处热流密度 $q'(\tau)$ 的贡献;第5项表示从 $0 \sim x$ 的容积辐射对 x 处热流密度 $q'(\tau)$ 的贡献;第6项表示从 $x \sim d$ 的容积辐射对 x 处热流密度 $q'(\tau)$ 的贡献。对应的辐射边界条件为^[5]

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1(0, \mu) = \{ (n_M/n_a)^2 \gamma_1(\mu' \rightarrow \mu) [\delta(\mu' - \mu_0) F_{1a} + F_{1a}/\pi] \\ \quad + \rho_1(\mu) J_1(\mu) + \rho_1(\mu) \rho_2(\mu) \exp(-\tau_0/\mu) J_2(\mu) \} \\ \quad / \beta(\tau_0, \mu); \\ I_2(\tau_0, -\mu) = \{ (n_M/n_a)^2 \rho_2(\mu) \exp(-\tau_0/\mu) \gamma_1(\mu' \rightarrow \mu) \\ \quad \cdot [\delta(\mu' - \mu_0) F_{1a} + F_{1a}/\pi] \\ \quad + \rho_2(\mu) J_2(\mu) + \rho_1(\mu) \rho_2(\mu) \exp(-\tau_0/\mu) J_1(\mu) \} \\ \quad / \beta(\tau_0, \mu). \end{array} \right. \quad (7)$$

对流边界条件为

$$\left\{ \begin{array}{l} q^{cv}(x=0) = h_1 [T_a - T(x=0)]; \\ q^{cv}(x=d) = h_2 [T_a - T(x=d)]. \end{array} \right. \quad (8)$$

2.3 计算方法

给出物料的初始温度 T_0 ; 红外源温度 T_{wh} , T_{wc} , T_{eh} 及 T_{ec} ; 角系数 ψ ; 空气平均温度 T_a ; 空气和物料的折射率 n_a , n_M ; 物料导热系数 k ; 吸收系数 κ ; 比热容 C ; 密度 ρ ; 厚度 d ; 两侧的对流换热系数 $h_1 = h_2$, 表面反射率 ρ_1 和 ρ_2 , 即可算出物料内部的温度分布及其随时间的变化。上述方程的离散化及数值计算方法如下^[6,7]:

- (1) 采用控制容积法, 对控制方程, 辐射项和边界条件进行离散。离散化网格如图1所示, 控制容积一直取到边界面上, 界面厚度趋向于零;
- (2) 采用光线踪迹法推导总的辐射交换系数;
- (3) 离散后的辐射项及边界条件中的非线性项采用 Patankar 方法进行线性化;
- (4) 用迭代法求解名义上的线性方程组。

3 计算结果

给定红外辐射源温度 $T_{wc} = T_{eh} = T_{ec} = 500$ K, $T_{wh} = 850$ K, 角系数 $\psi_{wh} = 0.5$; 空气平均温度 $T_a = 350$ K, 物料的初始温度 $T_0 = 323$ K; $\rho C = 1.1466 \times 10^6$ J/(m³K); 厚度 $d = 1$ cm,

下列参数考虑为一组数据, 吸收系数 α 分别为 50, 150, 500, 1500 和 10000 m^{-1} ; 物料表面反射率 $\rho_1 = \rho_2 = 0.28 \sim 0.90$; 物料的折射率 $n_M = 1.5 \sim 3$; 导热系数 $k = 0.014 \sim 1.4 \text{ W}/(\text{mK})$; 换热系数 $h_1 = h_2 = 0 \sim 50 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$; 网格节点数 $NM = 52$, 分成 50 个控制体, 令节点 $i = 1$ 和 $i = 52$ 分别表示表面 S_1 和 S_2 , 控制体厚 $\Delta x = d/(NM - 2)$ (见图 1). 无因次时间步长, $\Delta t^* = \lambda \Delta t / (\rho C d^2)$

或

$$\begin{cases} \Delta t^* = 30[1 - \exp(-0.000669 m)]', \\ \Delta t^* = 30[1 - \exp(-0.0669 m)]; \end{cases} \quad (9)$$

式中, m 为时间步数. 在以下的计算中, 如不特别说明, 则均取下列数据为计算参数: 吸收系数 $\alpha = 500 \text{ m}^{-1}$; 表面反射率 $\rho_1 = \rho_2 = 0.28$; 折射率 $n_M = 1.5$; 导热系数 $k = 0.14 \text{ W}/(\text{mK})$; 换热系数 $h_1 = h_2 = 15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.

3.1 不同界面对物料内部出现峰值温度的影响

不透明边界面物料内温度分布如图 2 所示. 在这种情况下, 由于红外源不能与物料内控制体直接进行辐射换热, 只能加热表面, 然后由表面通过辐射和导热与物料内控制体进行

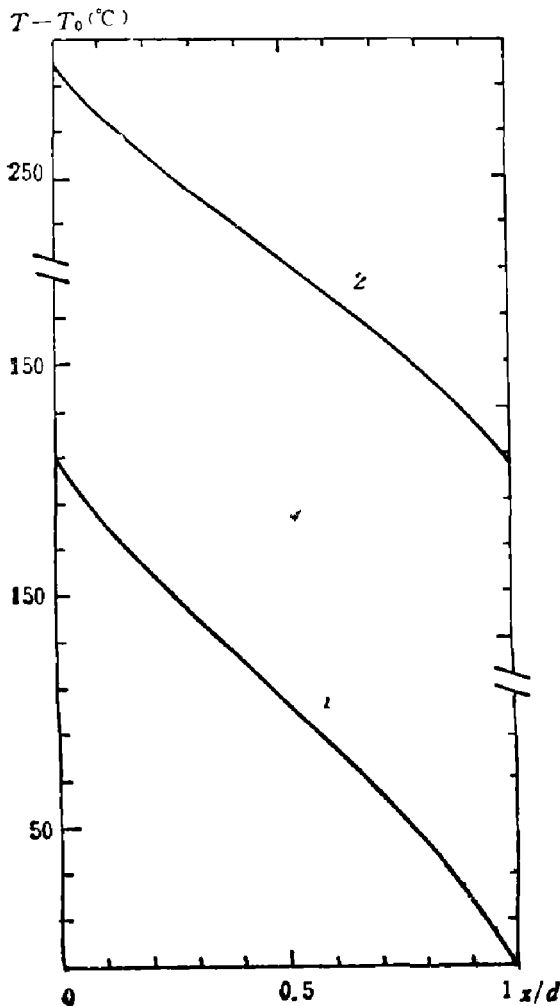


图 2 不透明界面下物料内的温度分布
1: $\alpha = 150 \text{ m}^{-1}$ 2: $\alpha = 500 \text{ m}^{-1}$

Fig. 2 Temperature distribution in materials under non-transparent interfaces

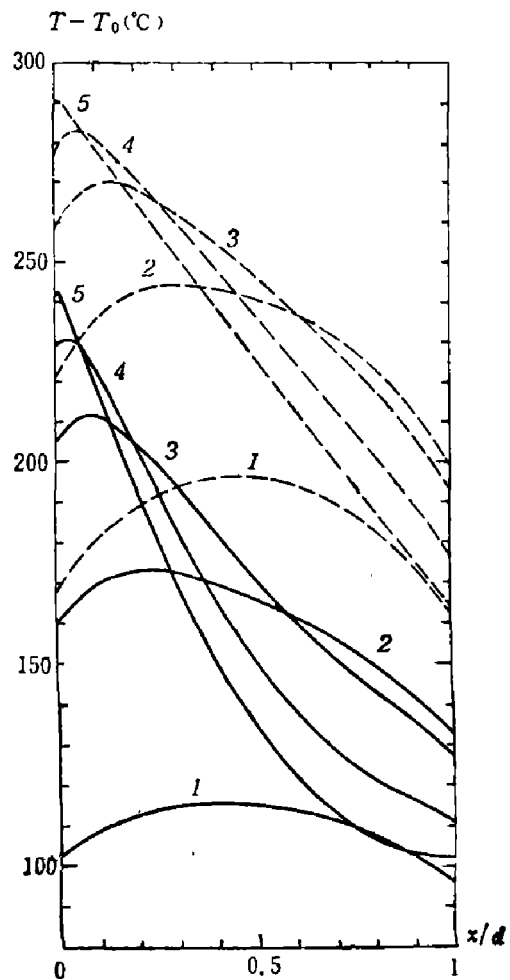


图 3 半透明界面下吸收系数对物料内温度分布的影响

Fig. 3 Effect of absorption coefficient on temperature field in materials under semi-transparent interfaces

换热, 因此控制体 1 ($i=2$) 的温度只能小于表面 ($i=1$) 温度, 即 $T_2 \leq T_1$, 以此类推, $T_{NM} \leq T_{NM-1} \leq T_i \leq T_2 \leq T_1$, 即半透明物料内不会出现温度峰值。

半透明界面下吸收系数对物料内温度分布的影响如图 3 所示。在这种情况下, 由于红外源能与物料内控制体直接进行辐射换热, 有可能在半透明物料内出现温度峰值。

3.2 半透明界面下物料热物性对内部温度分布的影响

吸收系数的影响见图 3。图 3 中实线表示 $m=5$ (对应加热时间 $t=246.26$ s) 时物料内的温度分布, 虚线表示 $m=10$ ($t=901.9$ s) 时的温度分布。曲线 1, 2, 3, 4 和 5 分别表示吸收系数 $\kappa=50, 150, 500, 1500$ 和 10000 (m^{-1})。由图 3 可见, 在有对流冷却的条件下, 半透明物料内最高温度层不是在入射面上, 而是在内部 x 处, 并且, (1) 当吸收系数不变时, 该层随加热时间的增加向中心移动; (2) 在同一时间, x 又是吸收系数的函数, 吸收系数越小, 温

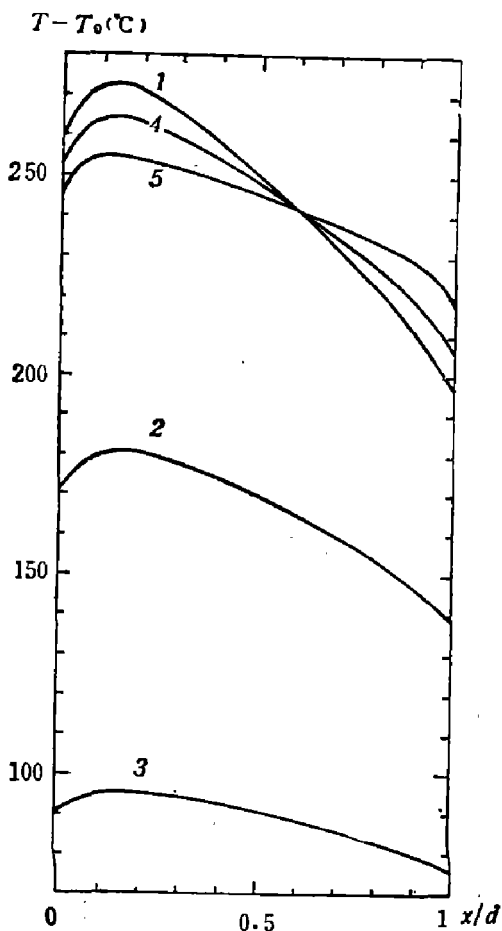


图 4 半透明界面下界面辐射特性及物料折射率对温度分布的影响

- 1: $n_M=1.5, \rho_1=\rho_2=0.28$
- 2: $n_M=1.5, \rho_1=\rho_2=0.72$
- 3: $n_M=1.5, \rho_1=\rho_2=0.90$
- 4: $n_M=2.0, \rho_1=\rho_2=0.28$
- 5: $n_M=3.0, \rho_1=\rho_2=0.28$

Fig. 4 Effect of radiative characters of interfaces and refractive index of materials on temperature distribution under semi-transparent interfaces

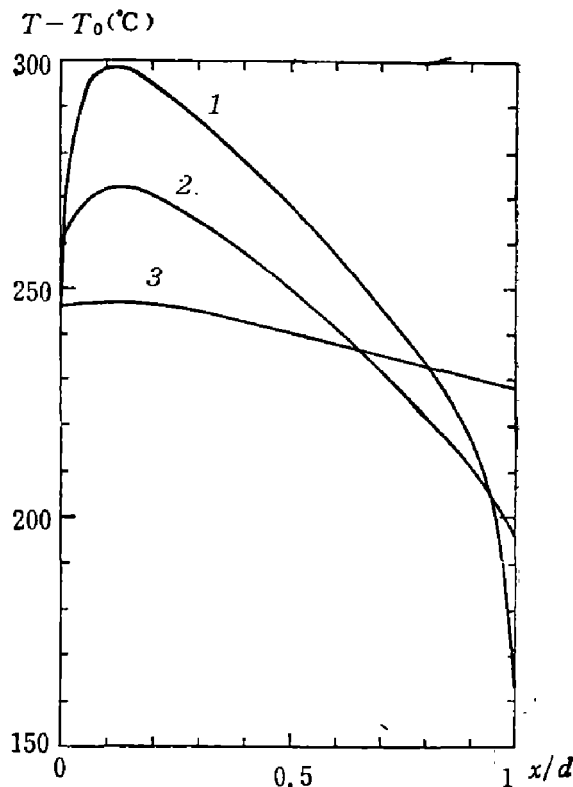


图 5 半透明界面下导热系数 k 对半透明物料内温度分布的影响

Fig. 5 Effect of heat conductivity k on temperature distribution in semi-transparent materials under semi-transparent interfaces

度峰值出现的区域离加热表面越远; (3) 当吸收系数趋于无穷大时(即不透明物料), 物料内只有导热, 此时最高温度层就在入射面上。

物料折射率 n_M 的影响见图 4。当折射率 n_M 增加时, 温度峰值出现的位置基本不变, 但温度值有变化, 靠近加热面侧的温度下降, 靠近冷却面侧的温度上升。因为当 n_M 增加时, 临界角减小, 光线经过的平均行程减小了。因此当 n_M 增加时, 平行入射和漫入射的结果趋向一致。在上述参数范围内, 当 $n_M > 2$ 时, 入射辐射假设全部为平行入射分量, 或假设全部为

漫入射分量, 两者基本没有差别。

从图 4 中还可以看出界面穿透率的影响。随着穿透率 γ 的减小 ($\gamma = 1 - \rho$), 温度峰值略向内移动, 但温度值下降, 因为进入物料的能量减少了。

物料导热系数 k 的影响见图 5。图中显示了 $k = 0.014, 0.14$ 和 $1.4 \text{ W}/(\text{mK})$ (分别用曲线 1, 2, 3 表示) 时物料内温度分布的计算结果。可见, 导热系数 k 对物料内温度峰值出现的位置没有影响, 但对温度峰值的数值有影响。

3.3 半透明界面下边界条件对物料内部温度分布的影响

换热系数 h 的影响见图 6。图中, 曲线 1, 2, 3, 4 和 5 分别表示 $h_1 = h_2 = 0, 1.5, 5, 15$ 和 $50 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ 。可见, 当换热系数增大时, 物料内温度峰值出现的位置向深部移动, 但温度峰值的数值也相应地下降。当换热系数等于零时, 物料内将不出现温度峰值。

周围空气温度 T_a 的影响, 只有当空气温度低于物料表面温度时, 才会产生表面对流冷却。所以如周围空气温度高于表面温度时, 物料内部不会出现温度峰值。

3.4 半透明界面, 表面具有冷却条件下, 出现温度峰值的时间

加热一定时间, 表面温度高于空气温度后, 物料内才可能出现温度峰值。计算表明, 换热系数, 表面入射辐射, 表面穿透率增加, 会使出现温度峰值的时间提前; 而空气温度, 物料吸收系数增加, 都会使该时间迟后。

4 结论与讨论

(1) 红外加热时, 半透明物料内部某一时刻, 某一处具有的热量, 等于该点前一刻的

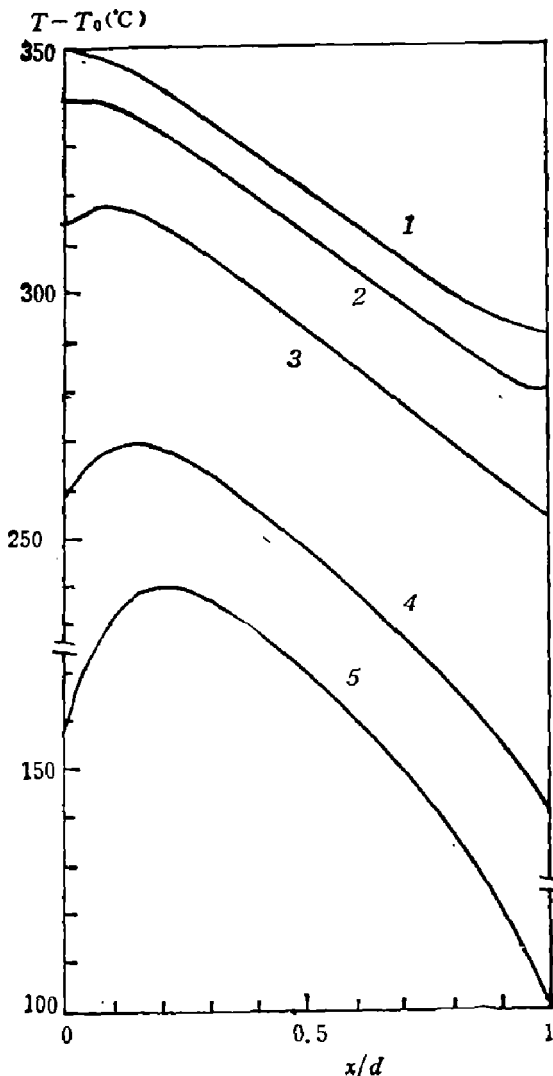


图 6 半透明界面下换热系数 h 对半透明物料内温度分布的影响

Fig. 6 Effect of heat convection coefficient h on temperature distribution in semi-transparent materials under semi-transparent interfaces

热量加上由于辐射换热与导热引起该处热量的增加。导热只在与其直接接触的邻近区域内产生,而辐射换热可沿所有半透明及透明行程上发生,其影响范围与光学厚度的大小有关在出现热量积累极大值的时间和所在地点出现温度峰值。

(2) 红外加热时,非透明物料内不会出现温度峰值。不透明边界面下半透明物料内也不会出现温度峰值。

(3) 在物性均匀的半透明物料内部出现温度峰值的条件是:物料表面必须是半透明的,即物料表面的透射率不等于零,并且表面受到对流冷却。根据结论 1 可以推断:如物料吸收系数是不均匀的,深层的吸收系数比浅层的高,使深层吸收的投射辐射热量比浅层的多,此时尽管表面无对流冷却,物料内部也可能出现温度峰值。

(4) 对湿物料的推论:上述结论的原则仍可适用。在烘干木材时,表面有湿份的蒸发,这种蒸发冷却提供了内部出现温度峰值的可能。如木材表面湿份蒸发带走的热量很少,使表面冷却比辐射加热小得多;或周围空气的温度高于木材表面温度,此时将观察不到内部温度峰值。如在能量方程和边界条件中加上湿份的迁移项,及湿份对物性的影响,用本文方法可计算灰体湿物料的红外干燥过程。对实际湿物料的红外加热必须考虑选择性及散射的影响。

(5) 对选择性物料的推论:如用谱带模型^[6,7],来考虑物料的辐射选择性,则本计算方法可计算选择性物料的红外加热过程。如物料表面与内部的选择性不同,则物料表面为非匹配吸收(穿透率大),内部为弱匹配吸收(吸收系数小),能强化深层加热。

参 考 文 献

- 1 侯兰田,汤大新,李玉润.红外研究, 1988; 2(1): 1~7
- 2 Гинзбург А С, Основы теории и техники сушки пищевых продуктов Москва Пищевая Промышленность, 1973
高奎元译,食品干燥原理与技术基础,北京:轻工业出版社,(1986), 468~503
- 3 涂怡如.应用红外与光电子学, 1988; (3): 1~5
- 4 谈和平,余其铮,米歇尔·拉勒芒.工程热物理学报, 1989; 10(3): 295~300
- 5 Viskanta R, Anderson E E. *Advances in Heat Transfer*, Volume 11, Academic Press, New York, (1975): 317~441
- 6 谈和平,余其铮,米歇尔·拉勒芒.哈尔滨工业大学学报, 1990; 2: 33~45
- 7 Tan HePing, Lallemend M. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1989; 32(5): 795~810

NUMERICAL ANALYSIS OF TEMPERATURE FIELD IN MATERIALS DURING INFRARED HEATING

YU QIZHENG TAN HEPING

(Power Engineering Department, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150006, China)

The conditions and factors which determine and affect the temperature peak in the materials during infrared heating are discussed. The temperature fields in dry materials with constant thermal properties during infrared heating are calculated by numerical method with a transient one-dimensional combined radiative-conductive heat transfer model. The results show that the radiation is the main factor to cause the temperature peak, and the essential conditions for the existence of the temperature peak are the following: (a) there is irradiation on the surface; (b) the transmissivity of the surface is not equal to zero; (c) the material is semi-transparent; (d) the heated surface is cooled by convective heat transfer. The effects of absorption coefficient, refractive index, heat conductivity, convective heat-transfer coefficient and radiative properties of the surface on the temperature field are discussed too.

Key words: Semi-transparent materials, semi-transparent interfaces, absorption coefficient, infrared heating.