

中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

论文集

(上册)

一九九九

苏州

中国工程热物理学会编



传热传质学目录

(上册)

一、热传导

993008	分析半透明单晶生长传热过程的边界元方法	卢文强	I -1-6
993050	空气夹层管壁结构表面温度分布的分析计算		
		唐海民、陈伯义	I -7-6
993052	分形介质声子导热的频域问题		
		杨善让、徐志明、王建国、关信、王国徽	I -13-5
993059	非相邻热源间强化传热新技术——“热环”技术		
		徐尧润、陈东、刘振义、王越	I -18-4
993063	变物性非定常热传导问题的求解	叶晓虎、陈熙	I -22-6
993066	等截面柱形直肋一维修正传热近似解及新的简化计算		
		姚寿广、屠传经	I -28-8
993079	瞬态导热穿透时间和正规阶段状况概念之辨析	赵镇南	I -36-5
993104	内外表面温度突变时空心球体内瞬态热传导的非傅立叶分析		
		蒋方明、刘登瀛	I -41-7
993105	一维平板内非傅立叶效应的两种不同模型分析		
		蒋方明、刘登瀛	I -48-8
993106	快速瞬态高强度加热微小尺度内的热传导问题理论研究		
		姜任秋、刘登瀛、淮秀兰、孟群	I -56-8
993113	在脉冲激光作用下物体表面非傅立叶效应的实验研究		
		崔晓鸣、刘登瀛	I -64-6
993122	内含钢制骨架的车厢体有效导热系数实验研究		
		吴俊云、陈芝久、黄国强、王险峰	I -70-6
993135	薄壳圆套管端面 and 侧面的温度分布及肋效率	黄晓齐	I -76-5
993136	再入弹头防热层的烧蚀滞后	陈兰、王安龄	I -81-7
993150	非线性二维稳态导热反问题的一种数值解法		
		王登刚、刘迎曦、李守巨	I -88-8
993016	涡轮增压发动机高温隔热涂层内的传热研究		
		王平阳、谈和平、刘林华、罗剑峰	I -96-8

二、自然对流

- 993056 低 Prandtl 数水平流体层自然对流换热的分歧 杨荣、陶文铨、Hiroyuki Ozoe II -1-6
- 993080 利用室温反应系数计算轿车室内温度变化引起的空调动态负荷 俞军柯、陈江平、张春路、阙雄才、陈芝久 II -7-6
- 993085 竖壁液膜流壁面热流率对流动影响的实验研究 王补宣、张金涛、彭晓峰 II -13-5

三、受迫及混合对流

- 993069 自然循环过冷沸腾流动不稳定性及临界热流密度的实验研究 杨瑞昌、王彦武、周立加、施德强、鲁钟琪 III -1-6
- 993007 EHD 效应强化管内强制对流换热的实验研究 刘振华、王经 III -7-5
- 993020 二维方腔斜进风对流换热分叉现象的数值研究 吴群刚、梁新刚、陈泽敬、任建勋、过增元 III -12-7
- 993021 管内插入式扭转带强化传热的实验研究 陶正文、苟峰、陈玉宙、王新、曹雨平、董承康、蒋章焰 III -19-6
- 993022 降膜结晶分离过程的数值分析 张建文、张政 III -25-6
- 993039 层板推力室发汗冷却的壁温特性 吴慧英、程惠尔、牛禄 III -31-6
- 993046 非牛顿流体在周期性渐扩渐缩通道内层流流动与换热的实验研究 徐佳莹、马雅玲、杨小玉、陶文铨 III -37-6
- 993047 波纹内翅片管的阻力和换热特性的实验研究 宇波、王秋旺、陶文铨 III -43-6
- 993061 伴随有水蒸气凝结的烟气对流换热的实验研究 曹彦斌、艾效逸、郭全、潘树源、傅忠诚、王随林 III -49-7
- 993067 湍流温度边界层中的相干结构 汪建生、李汛、李惟毅 III -56-6
- 993072 肋片强化传热的热力学判据 吴双应、李友荣、刘江梅 III -62-6
- 993073 纳米流体强化传热研究 宣益民、李强 III -68-11
- 993078 交叉波纹流道中的低 Re 流动与综合对流放热 赵镇南 III -79-4
- 993086 板间填充颗粒时板面开微型纵槽流动与换热性能的实验研究 王补宣、张志军、杜建华 III -83-6
- 993099 平行平板进口段有凝结的烟气层流强迫对流换热 杨冬梅、王随林、艾效逸、付忠诚 III -89-6

993108	快速瞬态传质过程中非费克效应的实验与理论研究	淮秀兰、姜任秋、刘登瀛、孟群	III -95-6
993118	内旋流流化床埋管传热热态实验研究	田文栋、魏小林、黎军、吴东垠、盛宏至	III -101-6
993120	确定对流传质系数的膜渗法	黄凤良、周彦煌	III -107-4
993126	垂直壁面湍流降膜表面波流动特性分析	阎维平、叶学民、高正阳、蒋章焰	III -111-6
993129	合成喷形成的机理分析	罗小兵、李志信、过增元	III -117-8
993133	气固磁流化床临界稳定流化区的确定	归柯庭、施明恒	III -125-8
993057	水平管束沸腾传热的强化	侯明、徐维勤、沈自求	III -133-6
993141	吸附床传热传质过程强化的数值模拟	徐靖中、江涛、陈坚、赵伟	III -139-8
993071	Fr 数对密度波型脉动临界点影响的研究	赵亚滨	III -147-5
993145	磁性液体对射流冲击传热的强化	陈永昌、马重芳、雷道亨	III -152-5

四、相变换热

993001	脱离压力和毛细力对毛细管内蒸发传热的影响	苗建印、王金亮、马同泽	IV -1-6
993002	毛细管内蒸发传热的可视化实验研究	苗建印、王金亮、马同泽	IV -7-6
993003	平板间薄液膜的蒸发传热分析	苗建印、王金亮、马同泽	IV -13-6
993005	多孔涂层横向抽吸效应强化膜状凝结换热的研究	马学虎、王补宣	IV -19-6
993006	微小圆管内流动凝结时气液两相流型的尺度效应	李俊明、王补宣	IV -25-6
993010	淬火过程中的急速沸腾现象的实验研究	陈焕倬、张兴	IV -31-8
993011	近壁区因素对沸腾危机的影响	文东升、王补宣、彭晓峰	IV -39-6
993019	R134a 过热蒸汽在三维内微肋管内的凝结换热特性	陈清华、崔文智、辛明道、周杰、张罡	IV -45-5
993023	相变蓄热球体堆积床凝固过程无量纲储换热准则	粟燕、张寅平、朱颖心	IV -50-8

993024	自来水 — 相变蓄冷空调系统热性能分析	张寅平、江浥、江亿、康艳兵、徐继军	IV -58-6
993026	真空下二元冰晶形成过程分析	张绍志、王剑峰、张红线、陈光明	IV -64-7
993028	三维内微肋管内 R134a 凝结换热流型及环状流实验关联式	陈清华、崔文智、辛明道、周杰、张罡	IV -71-6
993038	深冷壁面管内部结霜模型研究	袁小宏、程惠尔	IV -77-6
993042	G—M 通道中 Helix 的传热特性	徐艇、王如竹	IV -83-4
993044	R22 在新型水平三维微肋管内的沸腾传热实验和关联式	周杰、陈清华、辛明道、张罡、崔文智	IV -87-6
993055	溴化锂水溶液降膜吸收传热传质的研究进展	王超、李美玲、蔡祖恢	IV -93-8
993060	R134a 在水平三维微肋管内的沸腾换热	张罡、辛明道、周杰、陈清华、崔文智	IV -101-7
993081	微尺度沸腾的压力扰动模型	刘冬、彭晓峰、王补宣	IV -108-6
993083	微重力条件下液体沸腾的零流率带模型	黄勇军、彭晓峰、颜岩、李笃中	IV -114-6
993087	沸腾传热基础理论的拓展	柴立和、彭晓峰、王补宣	IV -120-8
993088	细圆管内流动凝结换热的实验研究	王补宣、杜小泽	IV -128-6
993091	水平三维内微肋管管内凝结环状流区局部换热系数分析模型与准则关联式	杜扬、辛明道	IV -134-6
993109	短脉冲激光作用下丙酮液池沸腾现象的瞬态观测	金仁喜、刘登瀛、华顺芳、张正芳、张长梅	IV -140-6

分析半透明单晶生长传热过程的边界元方法*

卢文强

中国科技大学北京研究生院, 物理系, 工程热物理研究室
3908 信箱, 北京 100039, Email: LUWQ@SUN.IHEP.AC.CN

摘要

论文发展了一个能求解带相变运动界面非定常传热和非线性热物理特性问题的双倒易边界元方法。数值模拟了半透明单晶生长中热过程的一个例子。由于方法是纯边界积分方法, 计算量与计算内存都大大减少。获得了单晶生长过程瞬态温度场分布和固液相界面形状时间推进的一些结果。

导论

在单晶生长过程中, 固液界面形状和拉晶速率对单晶的缺陷结构与应力有重要影响。正如大家现在所知一个下凹的固液界面通常生成多晶坯。最近人们为了深入认识这些现象的本质, 进行了单晶生长中热过程的数值模拟。单晶生长过程是一个带相变运动界面的非定常过程, 它的数值模拟是相当困难的。论文[1]评述了计算这一问题的有限差分方法。该方法被分为二类: (1) 强的数值方法, 即, 直接应用过程的物理公式, 如 Stefan 条件, 在每一时间步计算和捕获相变运动界面, 并得到温度场; (2) 弱的数值方法, 即, 重新构造问题的描述方程, Stefan 条件隐含在新方程中, 避免了计算明显的相变运动界面推进过程, 如焓方法, 热积分方法, 显热容方法等等。比较这两种方法, 前者能模拟相变界面推进过程和精确捕获相变运动界面, 但需要复杂的计算格式和更多的计算时间。譬如, 在强的有限差分法中, 为了计算相变运动界面, 需要反复计算贴体坐标系, 因此在求解瞬态三维复杂相变运动界面问题时实在是太困难了。有限元方法的成功在于它的处理复杂几何形状的能力, 然而, 由于它们进行整个区域的计算, 需要相当多的内存和计算量。在论文[2-3]中, 做了一些简化假设后, 有限元方法被用来计算这一问题。如论文[2], 相变潜热被忽略, 这就免去了相变运动界面计算的需要。论文[3]做了稳态过程的简化近似。边界元方法在计算量与计算内存要求方面与有限差分方法和有限元方法比较具有潜在的优点。此外, 在边界元计算中还能在相变运动界面上直接离散节点, 因此边界元方法特别适合数值模拟这类相变运动界面问题。

最近发展了一个有效的纯边界积分方法—双倒易边界元方法, 方法被成功地用于模拟热传导问题, 然而模拟相变热传导问题的论文发表却很少。这篇论文发展了一个能求解非定常相变传热和非线性热物理特性问题的双倒易边界元方法。方法是一种纯边界积分方法, 没有区域积分。方法被用来数值模拟一类单晶生长的传热过程, 获得了一些有价值的结果。

* 国家自然科学基金资助项目

物理模型

在一些种类的半透明材料单晶生长过程中, 熔液中的自然对流可忽略, 在单晶、熔液、坩锅和周围的传热过程是导热和辐射换热。为了考虑在单晶和熔液中的辐射换热, 这里使用了扩散近似^[4], 在这个模型中介质像个热导体, 它具有随温度变化的热导:

$$k = k^{mol} + k^{rad} = k^{mol} + \frac{16n^2\sigma T^3}{3Ro} \quad (1)$$

这里 k^{mol} 和 k^{rad} 分别是分子和辐射导热, n 是折射率, σ 是 Stefan-Boltzmann 常数, Ro 是 Rosseland 平均吸收系数, T 是温度。应用上面的近似假设, 控制方程能被写为瞬态导热方程:

$$\rho_l c_l \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla[k_l \nabla T] \quad (2)$$

这里 ρ_l , c_l 和 k_l 分别是区域 l [单晶(Dcry), 熔液(Dmel)和坩锅(Da)] 的密度、比热和热导。

沿着单晶炉的外表面(Γ_f)用下述边界条件:

$$k_a(\bar{n}_f \nabla T) = h_f[T_a - T_f] + \varepsilon\sigma[T_a^4 - T_f^4] \quad (3)$$

这里 $\bar{n}_f$ 是 Γ_f 外法线向量。 h_f 是传热系数。 ε 是表面辐射率。 T_f 变化的炉温剖面。

在相变界面上, 用 Stefan 条件:

$$k_{cry}(\bar{n}_{cry} \cdot \nabla T_{cry}) - k_{mel}(\bar{n}_{cry} \cdot \nabla T_{mel}) = \rho_{mel} Q_L \bar{U}_o \cdot \bar{n}_{cry} \quad (4)$$

这里 Q_L 和 $\bar{U}_o$ 分别是相变潜热和相变速度。此外, 两相邻区域界面上温度场连续。

边界积分方程

众所周知方程(2)右端非线性项通过 Kirchhoff 变换能变为线性算子项。基本思路是引入新变量 $\Theta(T) = \int_0^T k_l dT$ 和 $\tau[\partial\tau_l/\partial t = C_l = k_l/(\rho_l c_l)]$ 使得方程(2)在新变量下变为 Laplace 算子型。

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau_l} = \nabla^2 \Theta \quad (5)$$

现在方程(5)能用双倒易原理变为下述纯边界积分方程^[5]:

$$\zeta_i \Theta_i + \int_{\Gamma} q^* \Theta d\Gamma - \int_{\Gamma} T^* q d\Gamma = \sum_{j=1}^{N+L} \alpha_j(\tau_j) \left(\zeta_i \hat{T}_{ij} + \int_{\Gamma} q^* \hat{T}_j d\Gamma - \int_{\Gamma} T^* \hat{q}_j d\Gamma \right) \quad (6)$$

对方程进行时间差分 and 边界元离散, 得到下面的代数方程:

$$\left(\frac{1}{\Delta \tau} \hat{\mathbf{C}} + \theta_u \mathbf{H} \right) \Theta^{M+1} - \theta_q \mathbf{G} \mathbf{Q}^{M+1} = \left[\frac{1}{\Delta \tau} \hat{\mathbf{C}} - (1 - \theta_u) \mathbf{H} \right] \Theta^M + (1 - \theta_q) \mathbf{G} \mathbf{Q}^M \quad (7)$$

这里 $\zeta_i = \gamma_i / 2\pi$, γ_i 是节点 i 的内角。 N 和 L 分别是边界和内部节点数。 $\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{G}$ 是系数矩阵。 $\hat{\mathbf{C}} = -(\mathbf{H}\mathbf{T} - \mathbf{G}\mathbf{Q})\mathbf{F}^{-1}$. 矩阵 $\Theta, \mathbf{Q}, \hat{\mathbf{T}}, \hat{\mathbf{Q}}$ 和 $\mathbf{F}$ 的单元分别是 Θ , $q = \partial\Theta/\partial n$, $\hat{T}$, $\hat{q} = \partial\hat{T}/\partial n$ 和 f . 对于二维: $f = 1+r$, $\hat{T} = r^2/4 + r^3/9$, $\hat{q} = (\partial r/\partial n)(1/2 + r/3)$; 对于轴对称: $f = r[1 - R_i/(4R_j)]$, $\hat{T} = r^3/12$, $\hat{q} = (r^2/4)(\partial r/\partial n)$. r 是节点 i 和节点 j 间的距离。 R_i 和 R_j 代表由节点 i 或节点 j 到对称轴的距离。 θ_u 和 θ_q 分别是 Θ 和 q 在时间步 m 和 $m+1$ 间定值的参数。 格林函数: $T^* = \ln(1/r)$, 对于二维; $T^* = 4K(m)/(a+b)^{1/2}$, 对于轴对称; K 是第一类完全椭圆积分, $m = 2b/(a+b)$, $a = R_i^2 + R_j^2 + (y_i - y_j)^2$, $b = 2R_i R_j$, y 是笛卡坐标。 $q^* = \partial T^*/\partial n$. $\Delta \tau_j = C_j \Delta t$ 是修改时间变量在节点 j 的步长值。

在变换空间沿坩锅外表面边界条件(3)变为:

$$q = \frac{\partial \Theta}{\partial n} = \bar{n}_i \bullet \nabla \Theta = \frac{d\Theta}{dT} (\bar{n}_i \bullet \nabla T) = k_i (\bar{n}_i \bullet \nabla T) = h_i [T_a - T_f] + \varepsilon \sigma [T_a^4 - T_f^4] \quad (8)$$

在变换空间相变界面条件(4)变为:

$$q_{cry} - q_{mel} = \rho_{mel} Q_L \bar{U}_n \bullet \bar{n}_{cry} \quad (9)$$

迭代格式

在每一时间步, 用 Stefan 条件(9)迭代计算的相变运动界面必需达到收敛。这里我们用松迟迭代格式来计算相变界面推进过程。

在每个给定的运动界面上, 用 Newton-Raphson 格式迭代计算方程组(7)必需收敛。

方程组(7)被写成下面简略型: $L(\psi) = \omega(\psi)$, 这里 ψ 是未知量。

Newton-Raphson 格式: $\Pi(\psi^m)\psi^{m+1} = \Pi(\psi^m)\psi^m - \hat{L}(\psi^m)$, $\hat{L}(\psi) = L(\psi) - \omega(\psi)$,

$$\Pi(\psi) = \partial \hat{L}(\psi) / \partial \psi.$$

由方程 (7) 容易得到: 当 $\psi_j^{m+1} = q_j^{m+1}$, $\Pi_{ij}^{m+1} = -\theta_q G_{ij}$; 当 $\psi_j^{m+1} = \Theta_j^{m+1}$,

$$\Pi_j^{m+1} = \frac{1}{\Delta \tau_j} C_{ij} + \theta_u H_{ij} - \theta_q G_{ij} \frac{\partial q_j^{m+1}}{\partial \Theta_j^{m+1}} + C_{ij} (\Theta_j^{m+1} - \Theta_j^m) \frac{\partial (\Delta \tau_j)^{-1}}{\partial \Theta_j^{m+1}}. \quad \text{这里}$$

$$\frac{\partial (\Delta \tau_j)^{-1}}{\partial \Theta_j^{m+1}} = -\frac{\rho_j c_j}{k_j^3 \Delta t} \left(\frac{dk_j}{dT_j^{m+1}} - \frac{k_j}{c_j} \frac{dc_j}{dT_j^{m+1}} - \frac{k_j}{\rho_j} \frac{d\rho_j}{dT_j^{m+1}} \right); \text{若假定密度和比热为常数,}$$

$$\text{应用 } k \text{ 与 } T \text{ 的关系 (1), 我们得到 } \frac{\partial (\Delta \tau_j)^{-1}}{\partial \Theta_j^{m+1}} = -\frac{\rho_j c_j}{k_j^3 \Delta t} \frac{16n^2 \sigma T_j^2}{a}. \text{ 导数}$$

$\partial q_j^{m+1} / \partial \Theta_j^{m+1}$ 依赖节点 j 的边界条件。举个例子, 若给定热流, 则由于 q 和 Θ 间不存在

在依赖关系, 该导数等于零。在坩锅外表面(Γ_i), 方程(8)对 Θ 求导数, 我们得到:

$$\frac{\partial q_j^{m+1}}{\partial \Theta_j^{m+1}} = \frac{h_j}{k_j} + \frac{4\varepsilon \sigma T_j^3}{k_j}.$$

数值结果

作为一个例子, 我们数值模拟了铅垂布里曼单晶生长(见图 1)。材料(CaF_2)的热物理特性被选

择如下。密度: $\rho_{cry} = \rho_{mel} = 3200 \text{ kg/m}^3$ 。导

热: $k_{mel}^{mol} = 0.6 \text{ W/m/K}$, $k_{cry}^{mol} = 6 \text{ W/m/K}$ 。

比热: $c_{cry} = c_{mel} = 880 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$ 。Rosseland

吸收系数: $Ro_{cry} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $Ro_{mel} = 3 \text{ cm}^{-1}$ 。

折射率: $n = 1.44$ 。熔点温度: $T_m = 1653 \text{ K}$ 。潜热: $Q_L = 318 \text{ kJ/kg}$ 。坩锅的热物理特性被选择为如下。

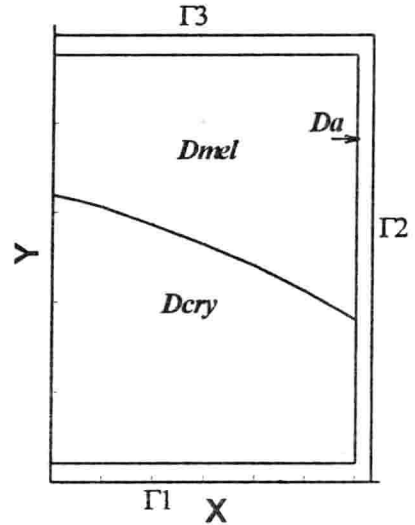


图 1 计算区域

密度: $\rho_a = 1900 \text{ kg m}^{-3}$ 。导热: $k_a = 50 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 。比热:

$c_a = 1400 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 。辐射率: $\varepsilon = 0.81$ 。炉壁厚度:

$l_a = 1 \text{ mm}$ 。炉温梯度: $G_{rad} = 20 \text{ K cm}^{-1}$ 。梯度区长度:

$l_{gra} = 20 \text{ cm}$ 。炉温剖面改变速率: $V_f = 0.5 \text{ cm h}^{-1}$ (见图 2)。

底部区初始温度: $T_o = 1600 \text{ K}$ 。单晶半宽度: $l_{cry} = 1.0 \text{ cm}$ 。

环境传热系数: $h_1 = 0.04 \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$,

$h_2 = 0.07 \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$,

$h_3 = 0.05 \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ 。

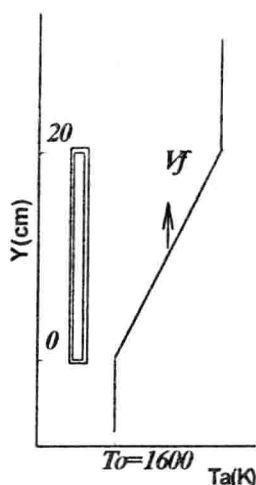


图 2 变化的炉温剖面

图 3 描绘了结晶初期单晶界面随时间推进的情况。图 4 显示的是 $t = 3$ 小时的温度场。由图可见, 坩锅内温度场受到外加的温度梯度和坩锅内的热过程的影响。相界面曲率在开始 1 小时内逐渐减小, 而后又逐渐增加。在固液界面时间推进过程中, 界面形状几乎全都凸向液相, 这是由于晶体的热导远远大于熔液的结果。然而, 在结晶的晚期界面逐渐变成凹状 (见图 5), 这能较好的解释一些实验结果, 即, 在单晶生长的近末端质量不好, 出现支晶、气泡和空隙。

进一步数值计算了不同炉温梯度

($G_{rad} = 20 \text{ K cm}^{-1}$,

$G_{rad} = 30 \text{ K cm}^{-1}$) 的

影响。

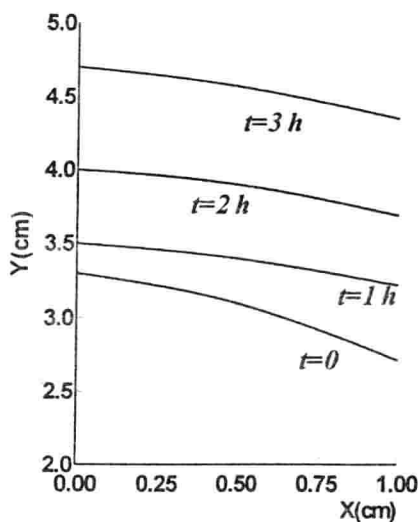


图 3 结晶初期单晶界面
随时间变化

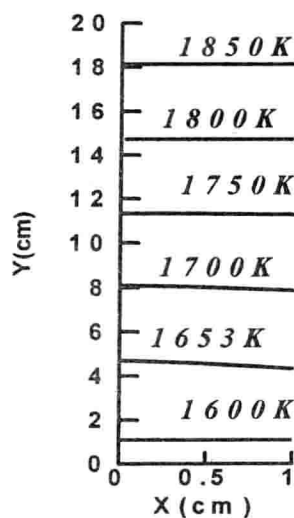


图 4 在 $t = 3$ 小时的
温度场

在时间推进的初期, 炉温梯度能影响熔液与晶体的界面形状, 这一结果与论文[3]大的

展弦比的定常结果一致。图 6 看到在 $t=10$ 小时炉温梯度对中心轴上温度分布的影响，随着炉温梯度的增加，熔液与晶体的温度梯度明显增加。

结论

发展的双倒易边界元方法具有纯边界积分的特征能较好的模拟一类半透明单晶生长（如铅垂布里曼）的非定常热过程。炉温梯度能影响熔液与晶体的温度分布。熔液与晶体的界面形状依赖于坩锅内热过程和边界效应。

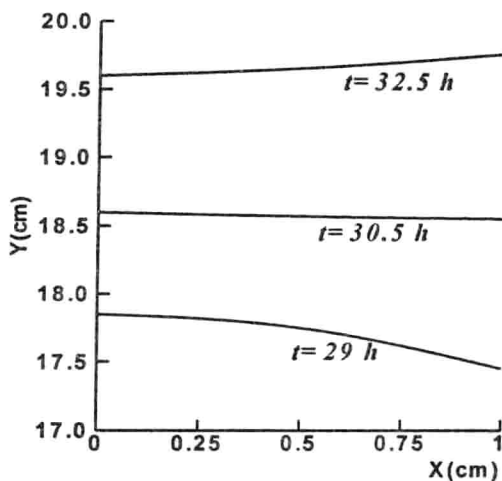


图 5 结晶晚期单晶界面随时间变化

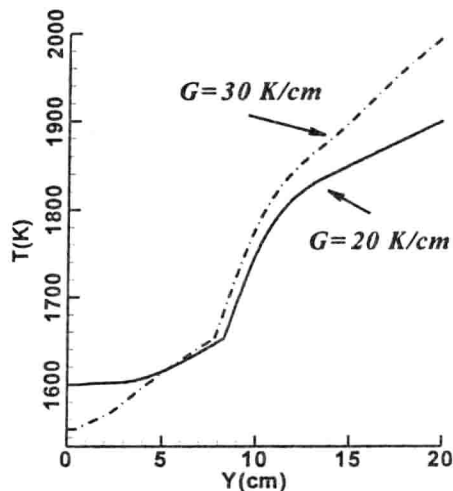


图 6 不同炉温梯度下在中心轴上 $t=10$ 小时的温度分布

参考文献

1. H. HU and S. A. Argyropoulos, "Mathematical modelling of solidification and melting: a review", *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, v. 4, pp371-396, 1996.
2. F. Barvinschi, I. Nicoara, J. L. Santailer and T. Duffar, "Pseudo-transient heat transfer in vertical Bridgman crystal growth of semi-transparent materials", *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, v. 6, pp691-700, 1998.
3. D. Vizman, I. Nicoara and D. Nicoara, "On the factors affecting the isotherm shape during Bridgman growth of semi-transparent crystals", *Journal of Crystal Growth*, v. 169, pp161-169, 1996.
4. R. Siegel and J. Howel, *Thermal Radiation Heat Transfer*, Academic Press, New York, 1972.
5. P.W. Partridge, C.A. Brebbia and L.C. Wrobel, *The Dual Reciprocity Boundary Element Method*, Elsevier Applied Science, London, 1992, p.175.

空气夹层管壁结构 表面温度分布的分析计算

唐海民 陈伯义

(海军工程大学热工教研室 武汉 430033)

摘要 在工程实际中(例如舰船动力舱和热电厂车间)经常遇到许多高温管道,这既不安全又浪费能源。如果这些管道改成具有空气夹层(或有一定真空度)的双层管壁结构,则可显著降低外表面温度。对于这种结构通常需要知道其外表面温度分布,以便设计外层壁(或隔热罩)的最佳结构,在满足其它条件的前提下保证最低的表面温度,以提高安全性和经济性。在军事上,降低表面温度可以减小红外辐射强度,提高军事目标的红外对抗能力^[1-2]。本文就此问题的提出和控制微分方程的建立及其解法进行了较深入的探讨,得出了一些有益的定性和定量结论。

关键词 夹层管壁,混合传热,温度分布

1 问题的提出和简化

图1所示结构是两端由法兰盘封闭的双层管壁结构,管内具有流动的高温流体,封闭的夹层内具有一定真空度的空气。现需给出外表面温度分布及其主要影响因素,并希望尽可能降低外表面温度。

由图1可知:影响外表面温度分布的主要因素如下:

(1) 高温流体的温度与流速;

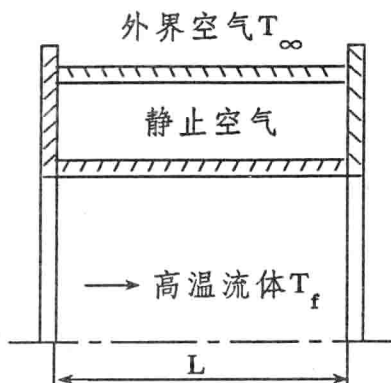


图1 空气夹层管壁结构示意图

- (2) 管壁材料的物性参数;
- (3) 夹层管壁两端法兰盘的温度;
- (4) 夹层内空气的径向导热;
- (5) 内层外侧与外层内侧间的辐射换热;
- (6) 管壁内的轴向和径向导热;
- (7) 外表面与外界空气之间的对流换热及辐射换热。

由以上分析可知:该问题属三种传热方式同时存在的混合传热问题。如果同时考虑上述各种因素,将使求解过程极其复杂。所以可根据工程实际情况以及数量级的大小,忽略次要因素和微小量,从而保证既具有一定的计算精度又使计算过程简化。

现对上述夹层管壁的传热问题作如下近似假设:

- (1) 高温流体的比热容较大,流过夹层管壁时温度变化量极小,即高温流体温度 T_f 几乎不变;
- (2) 忽略内层壁内侧面与高温流体的对流换热及内层壁的径向和轴向导热,即认为内层壁的温度近似等于流体温度 T_f ;
- (3) 两端法兰盘的温度 $T_0 = \xi T_f$, 其中 ξ 为常数 ($0 < \xi < 1$);
- (4) 忽略外层壁的径向导热,仅考虑其轴向一维导热,并忽略其外表面与外界空气的辐射换热。

2 控制微分方程的建立

如图 2 所示,在夹层管壁结构中取一微元体,对其热平衡分析如下:

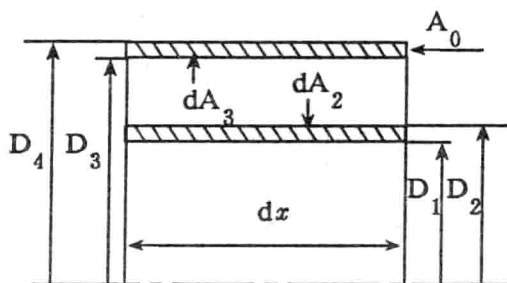


图2 夹层管壁微元体

- (1) 外层壁的一维轴向导热使外层壁微元体获得的热量:

$$\begin{aligned} dQ_1 &= -A_0 k_s \frac{dT}{dx} - \left[-A_0 k_s \frac{d}{dx} \left(T + \frac{dT}{dx} dx \right) \right] \\ &= A_0 k_s \frac{d^2 T}{dx^2} dx \end{aligned} \quad (1)$$

其中 T —— 外层壁温;

k_s —— 外层壁材料的导热系数; $A_0 = \pi(D_4^2 - D_3^2)/4$

- (2) 内层外侧与外层内侧间辐射换热量:

$$dQ_2 = \sigma_b \pi D_2 dx (T_f^4 - T^4) / \left[\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{F_{2-3}} + \frac{D_2}{D_3} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \right]$$

其中 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ ——内、外层壁材料的表面黑度

σ_b ——斯蒂芬-玻耳兹曼常 ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$)

F_{2-3} ——内层壁外侧对外层壁内侧的角系数

$$\text{令 } \frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{F_{2-3}} + \frac{D_2}{D_3} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) = \frac{1}{\varepsilon_s}$$

$$\text{则 } dQ_2 = \sigma_b \varepsilon_s \pi D_2 (T_f^4 - T^4) dx \quad (2)$$

(3) 夹层内空气导热使外层壁微元体获得的热量:

$$dQ_3 = 2\pi k_a (T_f - T) dx / \ln(D_3/D_2) \quad (3)$$

其中 k_a ——夹层内空气的导热系数

(4) 外层壁外表面与外界空气间对流换热热量:

$$dQ_4 = \pi D_4 \alpha (T - T_\infty) dx \quad (4)$$

其中 T_∞ ——外界空气温度;

α ——外层壁外侧与外界空气间对流换热系数。

根据上述分析,外层壁微元体的热流网络图如图3所示:

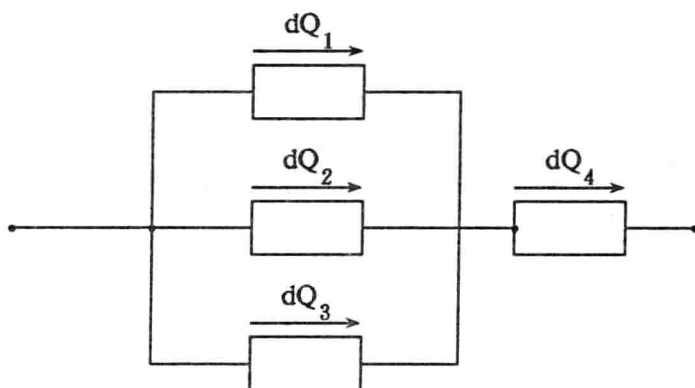


图3 外层壁微元体的热流网络图

热平衡式为:

$$dQ_1 + dQ_2 + dQ_3 = dQ_4 \quad (5)$$

代入(1)~(4)式整理得

$$\frac{D_4^2 - D_3^2}{4} k_s \frac{d^2 T}{dx^2} + D_2 \sigma_b \varepsilon_s (T_f^4 - T^4) + \frac{2k_a}{\ln D_3/D_2} (T_f - T) = D_4 \alpha (T - T_\infty) \quad (6)$$

边界条件为: $T|_{x=0} = T|_{x=L} = T_0$

从以上推导可以看出,式(6)中的 α 值显然是外层壁温度 T 的函数,在 T 未知情况下 α 值也是未知的。如用 T 的函数表示 α ,显然使方程(6)的求解难度增加,所以将式(6)中的 α 近似用外表面的平均对流换热系数 $\bar{\alpha}$ 来代替,这在工程实际中也是较常用的方法。

$\bar{\alpha}$ 的具体求法如下:

$$Nu_m = \frac{\bar{\alpha} D_4}{k_m} = 0.53 (Pr_m Gr_m)^{\frac{1}{4}} \quad (7)$$

$$Gr_m = \beta_m g D_4^3 (\bar{T} - T_\infty) / \nu_m^2$$

其中

$\bar{T}$ ——外层壁平均温度；

Pr_m ——外界空气的普朗特准则；

Gr_m ——格拉晓夫准则；

β_m —— $\frac{1}{T_m}$ ，外界空气的体胀系数（其中 $T_m = \frac{1}{2}(T_\infty + \bar{T})$ ）；

g ——重力加速度；

ν_m ——外界空气的运动粘度；

k_m ——外界空气的导热系数。

当取外层壁的温度 $T = \bar{T} = \text{const.}$ 时，式(6)变为：

$$D_2 \epsilon'_s \sigma_b (T_f^4 - \bar{T}^4) + \frac{2k_s}{\ln D_3/D_2} (T_f - \bar{T}) = D_4 \bar{\alpha} (\bar{T} - T_\infty) \quad (8)$$

$$\text{其中 } \frac{1}{\epsilon'_s} = \frac{1}{\epsilon_s|_{F_{2-3}=1}} = \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{D_2}{D_3} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)$$

由式(7)、(8)进行迭代运算可求出外层壁外表面的平均对流换热系数 $\bar{\alpha}$ ，然后以此作为式(6)中 α 的近似值。

3 控制微分方程的无量纲化及其求解

在式(6)中令：

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \frac{T}{T_f}, & \theta_\infty &= \frac{T_\infty}{T_f}, & X &= \frac{x}{L}, \\ \beta &= \frac{D_4^2 - D_3^2}{4L^2}, & \gamma &= \frac{D_2 \sigma_b \epsilon_s T_f^3}{k_s}, \\ \psi &= \frac{2}{\ln D_3/D_2} \cdot \frac{k_s}{k_s}, & \varphi &= \frac{D_4 \alpha}{k_s} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

以式(9)代入式(6)并整理得：

$$\beta \frac{d^2 \theta}{dX^2} - \gamma \theta^4 - (\psi + \varphi) \theta + \gamma + \psi + \varphi \theta_\infty = 0 \quad (10)$$

方程(10)的边界条件为： $\theta|_{x=0} = \theta|_{x=1} = \theta_0 = \xi$

该方程是常数系数非线性非齐次微分方程，求其解析解比较困难。若用有限元法或摄动法求近似解也比较麻烦，但采用差分法求解比较简单^[3]。

如图4所示，对外层壁进行结点划分，结点的差分方程为：

$$\beta \frac{\theta_{j-1} - 2\theta_j + \theta_{j+1}}{h^2} - \gamma \theta_j^4 - (\psi + \varphi) \theta_j + \gamma + \psi + \varphi \theta_\infty = 0 \quad (11)$$

$$\theta_0 = \theta_N = \xi \quad (0 < \xi < 1)$$

其中 $h = \Delta x / L$ 为无量纲结点间距。

该方程可用迭代法求解。



$$(j=1, 2, \dots, N-1)$$

图4 结点划分

4 计算实例

对方程(11) 所含参数赋值如下:

$$T_{\infty} = 303K, T_f = 773K, D_1 = 400mm,$$

$$D_2 = 410mm, D_3 = 470mm, D_4 = 480mm,$$

$$L = 1000mm$$

管壁材料: 不锈钢 1Cr18Ni9Ti

$$k_s = 20W/(m \cdot K), \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.2$$

求解步骤为:

(1) 由式(7)、(8) 迭代算出 $\bar{\alpha} = 5.61W/(m^2 \cdot K)$, 以此作为式(6) 中 α 的近似值;

(2) 对于 ε_s 中的 F_{2-3} , 根据上述结点划分及查阅文献^[6] 可得 $F_{2-3} = 0.1$, 从而求得式(11) 中各系数的值为:

$$\beta = 0.002375, \gamma = 0.031, \psi = 0.022,$$

$$\varphi = 0.135, \theta_{\infty} = 0.392$$

(3) 取 $h = 0.05, \zeta = 0.9, N = 20$, 则式(11) 成为:

$$0.95(\theta_{j-1} - 2\theta_j + \theta_{j+1}) - 0.031\theta_j^4 - 0.157\theta_j = -0.106 \quad (12)$$

由于 $0 < \theta_j < 1$, 所以方程(12) 中 θ_j^4 项可以略去, 这样方程(12) 就简化为线性方程

$$0.95\theta_{j-1} - 2.057\theta_j + 0.95\theta_{j+1} = -0.106 \quad (13)$$

$$j = 1, 2, 3, \dots, 19$$

$$\theta_0 = \theta_{20} = 0.9$$

从而可求得外层壁的温度分布如表 1 所示。

由表 1 可以看出, 外层壁的温度呈对称分布, 这是因两端的边界条件对称所致。由表 1 可求得外层壁的平均温度为

$$\bar{T} = \frac{1}{N+1} \left(\sum_{j=1}^{N-1} T_j + T_0 + T_N \right) = 571K \quad (14)$$

$\bar{T}$ 比管内流体温度降低约 26%, 由式(14) 和式(8) 分别求得的 $\bar{T}$ 值相差 3% 左右。如果没有外层壁, 则内层壁外表面的热辐射力为

$$E_1 = \varepsilon_1 \sigma_b T_f^4 = 0.2 \times 5.67 \times \left(\frac{773}{100} \right)^4 = 4049 \quad W/m^2 \quad (15)$$

当在内层壁外加装构成空气夹层的外层壁后,外层壁外表面的平均热辐射力为

$$E_2 = \varepsilon_2 \sigma_b (\bar{T})^4 = 0.2 \times 5.67 \times \left(\frac{571}{100} \right)^4 = 1205 \quad W/m^2 \quad (16)$$

表1

j	θ_j	$T_j, [K]$	j	θ_j	$T_j, [K]$
1	0.8253	638	11	0.6837	529
2	0.7755	599	12	0.6858	530
3	0.7423	574	13	0.6896	533
4	0.7202	557	14	0.6958	537
5	0.7055	545	15	0.7055	545
6	0.6958	537	16	0.7202	557
7	0.6896	533	17	0.7423	574
8	0.6858	530	18	0.7755	599
9	0.6837	529	19	0.8253	638
10	0.6831	528			

可见,在加装外层壁后,管壁外表面的平均热辐射力降低70%,因舰船的红外辐射强度主要来自动力装置的排气烟囱和热排气,而排气烟囱外表面的热辐射占总辐射的绝大部分^[4],因此,设法降低烟囱外表面的温度将是降低舰船红外辐射强度的有效途径。

5 几点结论

(1)本文对空气夹层管壁混合传热的分析计算既合理又具有较高精度,分析计算结果表明:在高温管道外加装构成空气夹层的外层壁后可显著降低外表面温度,若管壁采用黑度较小的材料,则可更大幅度地降低外表面温度。

(2)本文算例结果表明:采用具有空气夹层的管壁结构,可使管壁外表面的平均温度降低26%、平均红外辐射强度降低70%,这对舰船的烟囱改造,以降低舰船的红外辐射强度,提高舰船的红外对抗能力具有重要意义。

参考文献

- 1 吕起兴.舰用锅炉结构.海军工程学院出版,1993.
- 2 陈伯义,肖航.船用锅炉排烟余热利用的研究.中国高等学校工程热物理研究会第七届全国学术会议《工程热物理论文集》,1998. 5.
- 3 郭宽良.数值计算传热学.安徽科学技术出版社,1987.
- 4 高潮,马卫民,李立国.某发动机排气管在发动机台架上的红外辐射特性测试,中国高等学校工程热物理研究会第七届学术会议《工程热物理论文集》,1998. 5.
- 5 杨世铭,传热学.高等教育出版社,1980.
- 6 杨贤荣,马庆芳,原庚新,方荣生,杨耀华.辐射换热角系数手册.国防工业出版社,1982.