

中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

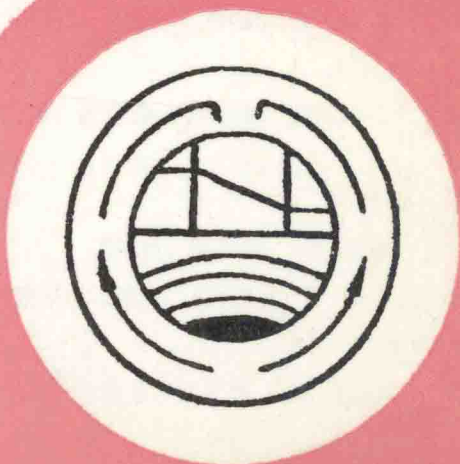
论文集

(上册)

一九九五

宜昌

中国工程热物理学会编



传热会议论文集目录 (上册)

I、热传导

红外热波成像法测量固体材料热扩散率		
..... 朱德忠、何东明、郑明清、顾毓沁	I	-1-6
砂粒堆积床及多层材料瞬态导热分析 ^①	梁新刚、过增元、徐云生	I -7-8
铈锶酸铅系压电陶瓷材料的导温和导热性能研究*	吴清仁、刘振群	I -15-6
接触热阻对界面温度的影响*	汤文辉、张若棋、经福谦	I -21-6
高温高压下导热系数的估算*	汤文辉、张若棋、经福谦	I -27-6
三相多组分砂砾岩油藏导热系数的推算研究		
..... 陈则韶、程文龙、陈美英、张奎祥	I	-33-5
无机非金属复合材料传热数值分析*	黄振侃、徐贺文	I -38-5
筒状遮热板对复合层子换热特性的影响	郇中杰	I -43-5
解决热传导逆题的适应算法	王华	I -48-4
滤波器法解决热传导逆题	王华	I -52-7
非线性二维稳态导热反问题的一种新解法*	白博峰、郭烈锦、陈学俊	I -59-6

II、自然对流

环形封闭空间自然对流换热实验研究	杨华、曹惠玲、俞颐秦	II -1-6
高 Rayleigh 数条件下竖园环夹层内自然对流换热的实验研究		
..... 魏琪、杨世铭	II	-7-6
平行平板封闭夹层内空气自然对流换热实验研究		
..... 曹惠玲、杨华、俞颐秦	II	-13-6
热流力及热流力效应	孙民、尹洪超、李维仲、崔峨	II -19-6
含尘气流横向冲刷圆管时传热特性研究		
..... 周劲松、骆仲泱、高翔、李绚天、沈珞婵、岑可法	II	-25-5

III、受迫比混合对流

椭圆形通道内非牛顿流体的强化传热	王红苗、葛绍岩	III -1-6
细小管内流动与传热研究	涂建平、顾维藻、刘文艳	III -7-7
燃气轮机涡轮叶片冷却通道内的流动与传热研究		
..... 顾维藻、涂建平、刘文艳	III	-14-7

扇形叶栅叶尖间隙流动特性实验研究	李杰、陈凡、郑莉、姚永庆	III -21-6
扇形叶栅叶尖端面换热特性实验研究	李杰、陈凡、郑莉、姚永庆	III -27-5
用尾流特征参数确定水下航行体热阻力的计算方法*	陈伯义、杜先之	III -32-6
扰流元诱发的二次流及其在强化传热中的应用	胡振军、神家锐	III -38-8
有初始横流的冲击壁面强化的换热特性实验研究	张大林、常海萍	III -46-7
两种针形管单排管 / 单管传热及阻力性能试验研究与分析	姚寿广、朱德书、陈育平	III -53-6
球头高超音速热绕流的研究	桂兴伟	III -59-6
多孔碰撞射流的流动和传热数值分析	王建平	III -65-10
多排并联分离式热虹吸管的传热理论研究	樊世川、赫冀成、陆钟武	III -75-5
微尺度换热器的研究及相关问题的探讨	姜培学、王补宣、任泽霏、王湛	III -80-8
高 Pr 数液体圆形自由射流局部恢复系数及换热特性的实验研究	郑青、庄焯、马重芳、雷道亭	III -88-6
FC-72 圆形射流冲击模拟电子芯片单相局部对流传热的实验研究	秦曼、郑青、马重芳、雷道亭	III -94-8
不同直径圆管内蒸汽强迫对流传热实验研究	陈玉宙、陈海燕	III -102-7
横掠星形螺旋翅片管束对流换热的试验研究	牟楷、李保田	III -109-6
紊流区内三维内肋管热入口段换热实验研究	廖强、辛明道	III -115-6
油在加扭带的三维肋管内的流动阻力和传热性能	吴双应、辛明道	III -121-6
空气在微矩形槽道内的流动阻力*	张培**、辛明道、胡光辉	III -127-6
激波振荡管外强制对流换热的实验研究	李学来、方曜奇、朱彻、刘润杰	III -133-4
环形空气狭缝的传热研究	戴俊鸿、阎国超	III -137-5

IV、相变换热

CPL 冷凝单管液体段瞬态温度场解析解	卢文强	IV -1-8
水平三维内微肋管内不同流形区局部凝结换热性能实验*	杜扬、辛明道	IV -9-6
水平二维内微肋管管内凝结分层流区局部换热系数分析模型与准则关联式*	杜扬、辛明道	IV -15-8
二维内微肋管水平管内凝结分层流区局部换热系数分析及数值求解*	杜扬、辛明道	IV -23-8

半透明体面表面的各向异性发射特性*	季建刚、夏新林、余其铮、谈和平	IV -31-5
带金属网排液芯的低肋管管外凝结换热	刘羲娟、马同泽、张正芳	IV -36-8
两相毛细泵环中蒸发传热过程的初步实验研究	王金亮、马同泽、张正芳	IV -44-7
受迫内流气体发生的理论及实验关联	郭开华、陈阵、舒碧芬、蒙宗信	IV -51-7
新型替代工质 R-134a 在水平管内流动凝结换热的实验研究*	李沛文、陶文铨、王育清	IV -58-6
烧结型多孔涂层管水平流动沸腾传热增强实验研究	刘松宇、徐济璿、宗慎言	IV -64-6
降膜式液膜蒸发器换热特性的实验研究	施明恒、C. Prichard	IV -70-4
异形竖板上降落液膜破裂的实验研究	徐尧润、席华、刘振义、卢晓江、宋继田	IV -74-6
单套管相变蓄冷器凝固过程的一种简单解法及其传热特性	程文龙、陈则韶、陈美英、吴广华	IV -80-6
超流氦传热中的特殊物理问题:		
静压及范德瓦尔斯压力对传热的影响*	王如竹、张鹏	IV -86-6
正交实验设计法在水平螺纹肋片管外强化换热实验研究中的应用	李志华、刘顺隆、李淑英、郑群	IV -92-6
微型热虹吸管的干涸现象研究	陈焕卓、马同泽	IV -98-8
单工质制冷剂和二元非共沸混合制冷剂层流膜状凝结换热的理论研究*	陈莘叶、蒙宗信、李颂哲	IV -106-7
具有微槽的圆管流动沸腾实验研究	项光明、彭晓峰、王补宣、胡杭英	IV -113-5
微槽内二元混合物的流动沸腾*	王补宣、胡杭英、彭晓峰	IV -118-6
微重力条件下热管内融化过程特性*	柯道友、彭晓峰、王补宣	IV -124-5
微重力下管内凝结换热性能的研究	刘瑜珂、王维城、张立宁	IV -129-8
一个新的工质两相流动模型:		
考虑轴向汽 / 液相对速度的均匀模型	曲伟、刘纪福	IV -137-6
分离型热虹吸组件最佳充液率的理论和实验研究	曲伟、刘纪福	IV -143-6
抑制换热器湿空气侧结霜的研究 ^①	孙玉清、吴桂涛、刘惠枝、舒宏纪、任美英、黄溪水	IV -149-7

水平管外轴向对流凝结强化传热的分析	李维仲、刘晓华、崔峨	IV -156-6
热边界层内汽泡相界面特性*	彭晓峰、王补宣、林雪萍	IV -162-5
Leidenfrost 现象及转变温度的影响因素*	潘永康、李彤	IV -167-8
冷冻干燥升华传热传质过程机理解析	郑宗和、张国勋、张靖钦	IV -175-6
机械加工多孔层在高于大气压下的沸腾换热	张洪济、童庆明	IV -181-6
滴·膜共存表面的冷凝传热性能的研究	马学虎 [*] 徐敦硕 [*] 林纪方	IV -187-6

V、多孔介质传热与传质

静止流体中沸石床吸附动态特性的实验研究及传质系数的测定**		
.....	林宏佐、刘承军、刘刚	V -1-7
粗糙元倾角对带 180° 弯头的方形通道的阻力及局部传质(传热)特性的影响*		
.....	赵长颖、王育清、陶文铨	V -8-6
乳粉恒速干燥过程的传热传质分析	张洁、赵玉珍	V -14-6
水冷却塔传质过程理论模型研究	张金涛、黄素逸	V -20-5
循环流化床密相区瞬态换热特性研究 - 实验部分		
.....	马增益、严建华、方建华、潘国清、梁素珍、梁绍荣、 沈跃良、相纪宏、倪明江、岑可法	V -25-6
水平空腔多孔介质自然对流各向异性和非达西效应研究		
.....	张靖周、李立国、孙仁洽	V -31-6
浸没在多孔介质中的竖直管沸腾换热实验研究*		
.....	莫海龙、马同泽、张正芳	V -37-7
吸附床热波传递分析及实验研究	徐靖中、陈坚	V -44-7
竖直多孔介质同心套管内混合对流的研究*	王补宣、杜建华	V -51-6
谷物的红外辐射振动流化优化传热传质机理研究		
.....	杨俊红、褚治德、李希晖	V -57-6
柱体空腔中湿饱和多孔介质冻结时的自然对流及分岔现象 ^①		
.....	马骥、王补宣	V -63-8
非均一多孔介质中的水热迁移研究	王补宣、胡柏耿	V -71-6
多孔介质内受迫对流凝结时两相区的非达西模型*	李俊明、王补宣	V -77-8
饱和含湿多孔介质自然对流传热传质实验研究		
.....	陈宝明、王补宣 [*] 、方肇洪、张增刚	V -85-6

红外热波成像法测量固体材料热扩散率

朱德忠 何东明 郑明清 顾毓沁
清华大学工程力学系

摘 要

本文研究了通过连续激光调制对试样周期加热,采用红外扫描测温技术测量固体材料热扩散率,介绍了红外热波成像法的测量原理,实验系统和数据处理,对不锈钢和纯镍的热扩散率进行了测试,实验结果表明,该方法能达到较高的测量精度。

关键词: 热扩散率、周期热流、红外扫描测温

一、引 言

随着热物性测试技术的发展,不稳定导热理论和技术已得到广泛应用,而对材料的热物性测试经常通过测量热扩散率和比热容来确定热导率,因为热扩散率的测试与热导率的测试相比,具有实验时间短,测试方便等优点,所以现已广泛采用测量材料热扩散率,常用的热扩散率测量方法有周期热流法、激光脉冲法和常功率平面热源法等,在以往的测量方法中常用热电偶来测温,由于采用接触式测温技术,给实验带来较大的误差,基于上述思想,本文采用了热波成像技术测试材料的热扩散率,在实验中采用了热像仪来测量温度,这样可同时记录温度周期变化的幅值和相位,并可采用幅值法、相位法和复合法三种方法来确定材料热扩散率。

热波成像法是在当周期热源对物体加热时,在试样内会形成热波,热波在传播过程中会有幅值的衰减和相位的延迟,通过探测试样表面温度幅值的衰减和相位的延迟,就可确定材料的热物性,同样当试样内部有缺陷时,热波会在界面上发生反射,在试样表面叠加,对表面温度产生影响,通过测量表面温度的变化还可探测物体浅表面的缺陷,因此热波成像技术还可用于浅表面的缺陷检测^[1]。

本方法测量热扩散率仍属周期热流法^[2],但和其它类似的测量方法相比,本方法采用了非接触多点动态测量技术,同时测量温度脉动的频率、幅值和相位,使得测量更精确。

二、测量原理

图1为周期热流法测量固体材料热扩散率的原理图,坐标 $r=0$ 取在加热光斑的中心,假设:

- 1: 考虑气流扰动对测量的影响,对流换热系数为 h ,在所研究的小区域 $r < r_0$ 内, h 为常数;
- 2: 壁面为薄平板, $\delta \ll \mu$, ($\mu = \sqrt{2\alpha/\omega}$, 热扩散长度), $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$;
- 3: 加热热流为圆频率为 ω 的稳定周期热流,加热光斑为圆,能量分布不随

周向变化, 光斑半径 $r_0 \ll r_s$;

4: 流体温度 T_F 不随时间变化;

5: 所有的物性为常数;

由于热源为稳定的周期热源, 达到准稳态时, 可以经傅立叶分析表达为稳态平均温度和各阶谐波叠加的形式, 测量中只考虑与热流周期相同的基波。以参考点 1 的温度基波的幅值和相位为基准, 进行如下无量纲化:

$$\xi = r/\mu; \quad \tau = \omega t$$

$$\psi = h/\rho\omega\alpha C_p; \quad \theta = \frac{u}{u_1} e^{i(\tau+\varphi)}$$

u 和 u_1 分别为基波的幅值和参考点 1 基波的幅值。则由上述假设, θ 满足下面能量方程及边界条件:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 2(\psi + i)\theta \quad (1a)$$

$$\xi \rightarrow \infty, \quad \theta \rightarrow 0 \quad (1b)$$

$$\xi = \xi_1, \quad \theta = e^{i\tau} \quad (1c)$$

方程 (1) 的解为零阶第二类 Bessel 函数 K_0 , 又称 MacDonalld 函数, 是复数形式变量的无穷级数, 处理困难。本文采取一种易于处理的形式。

令 $\theta = \frac{u}{u_1} e^{i(\tau+\varphi)} = v(\xi) \sin(\tau + \varphi(\xi))$; 利用 θ 满足微分方程 (1), 并设 $\frac{v'}{v} = g, \varphi' = f$

可得如下微分方程组及边界条件:

$$g' + g/\xi + g^2 - f^2 - 2\psi = 0 \quad (2a)$$

$$f' + f/\xi + 2gf - 2 = 0 \quad (2b)$$

$$\xi \rightarrow \infty, g' = 0, f' = 0 \quad (2c)$$

本文采用经典四阶 Runge-Kutta 法对常微分方程组 (2) 进行求解。图 2 即为上述方法的求得的相位分布。由图可看出, 当 ξ 较大时, φ 与 ξ 成线性关系。当 $\psi = 0$ 时, 直线斜率为 -1。

设

$$\varphi(\xi) = -C\xi + \varphi_1 = -C\frac{r}{\mu} + \varphi_1 \quad (3)$$

则有

$$\frac{d\varphi}{dr} = -C/\mu \quad (4)$$

$$a_P = \frac{C^2 \omega}{2(d\varphi/dr)^2} \quad (\text{相位法})$$

代(3)式入(2)式, 经变换后可得: $\frac{u}{u_1} = \sqrt{\frac{r_1}{r}} e^{(-\frac{1}{C\mu}(r-r_1))}$ 。令 $\lambda = \ln(\frac{u}{u_1} \sqrt{\frac{r}{r_1}})$, 可得

$$\frac{d\lambda}{dr} = -\frac{1}{C\mu} \quad (5)$$

图3为由(2)得到的 λ 随 ξ 的变化关系。可知当 ξ 较大时, λ 为线性。

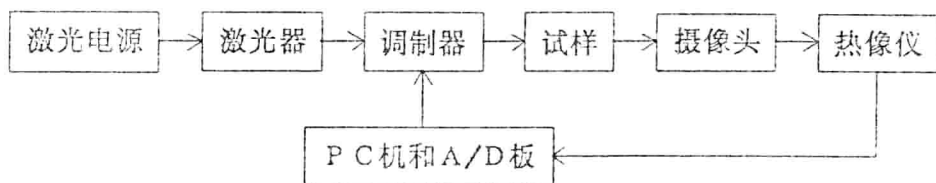
$$a_A = \frac{\omega}{2C^2 (d\lambda/dr)^2} \quad (\text{幅值法})$$

结合(4)、(5)有:

$$a = \frac{\omega}{2(d\varphi/dr)(d\lambda/dr)} = \sqrt{a_A a_P} \quad (\text{复合法})$$

可见复合法可消除气流扰动的影响。另外, 据图2、3可以看到, 随 Ψ 变化, φ 和 λ 的斜率都会发生变化。根据这种变化, 也可用来分析研究换热系数 h [3]。

三、实验系统



实验系统如上图所示。采用 YAC 激光器热源, 激光器发射的激光经过透镜聚焦, 形成直径 1mm 左右的光斑。光斑经调制器调制后形成周期热流加在待测试样上, 对试样进行周期性加热, 在试样表面形成周期性变化的温度场, 用热像仪的红外摄像头记录试样表面温度的动态变化过程。为了保证稳定的调制周期, 调制器由 PC 机和 A/D 板来控制。经验证调制器的调制过程非常稳定。实验所用的热像仪具有较高的温度分辨率, 能达到 0.01°C , 采集速度为每秒 20 帧, 红外摄像头用 10 个 InSb 探测器组成的线阵进行扫描。在 $-40^\circ\text{C} - 250^\circ\text{C}$ 量程时 $2 - 5.5 \mu\text{m}$ 波长的热辐射全部透过窗口进入探测。实验中, 空间尺度的确定对实验结果的影响较大。实验时采用近距离镜头, 用不锈钢尺刻度确定成像放大率, 测量每个像元所对应的实际尺寸。测量利用热像仪提供的温度动态跟踪的功能, 可同时采集任意位置 4 组 10 个点的温度动态变化过程。然后将热像仪采集的数据通过 RS232 接口传送给微机, 按上面所推导的理论公式利用微机对这些数据进行处理, 计算材料的热扩散率。

四、实验结果和误差分析

本文用该方法测量了不锈钢和纯镍的热扩散率。测量时采用了不同的调制频率。图4为

热像仪记录的温度变化过程。图5为经傅立叶后得到的 φ 和 λ 的分布，通过最小二乘拟合得到斜率。热扩散率的测量结果分别如图6、图7所示。从测试曲线可知，复合法的测试较为精确，相位法次之，幅值法最次。用复合法测出不锈钢的热扩散率为 $3.60 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ ，相对偏差为8%，标准物性手册给出的不锈钢的热扩散率为 $3.4 - 3.6 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ 。复合法测出纯镍的热扩散率为 $2.46 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ ，相对偏差15%，物性手册给出的镍的扩散率为 $2.29 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ ，误差为7%。由于镍的热扩散长度大，在实验中 ξ_1 大约在0.2左右，由图2、图3可看出此时 φ 和 λ 与 ξ 并不是线性关系，所以实验误差较大。此时，相位法结果偏小，幅值法结果偏大，复合法则可以在一定程度上抵消这两种趋势。而不锈钢测量时 ξ_1 约为1，可认为 φ 和 λ 与 ξ 成线性关系，故实验误差小。从实验结果来看，本文所测热扩散率与物性手册提供的物性相比，还存在一定的误差。经分析发现，误差主要来源于摄像头的聚焦、温度采集点的定位和空间比例标尺的确定。近距离镜头一个像素的大约为 $82 \times 118 \mu\text{m}$ 。除存在一定的偶然误差外，还存在一些系统误差。首先是热像仪的进行温度动态跟踪时的扫描误差；由于热像仪是用几个传感器同时在竖直方向对水平方向进行扫描，而不同的传感器之间存在一定差异，导致分析竖直方向温度动态过程所得到的热扩散率与物性手册提供扩散率之间差异较大。其次是热像仪的采样误差：由于热像仪的采样间隔不十分稳定，采样间隔与热像仪所提供的采样间隔还存在一定的差异，这也导致了一定的误差。另外激光器的能量不稳定对测试工作也有一定的影响。

· 五、结论

本文采用连续激光调制加热和红外扫描测温的周期热流法可以测量材料的热扩散率。采用热像仪探测试样的红外辐射记录温度动态过程，避免了接触测温影响试样温度的缺点。由于采用了相位和幅值的相对变化的方法，对激光器的功率和测温精度的要求大为降低。本文对不锈钢和镍试样的测量结果表明，该方法具有较高的精度，实验的数据处理也较简单。该方法对红外测温只有线扫描动态测温的要求，并不需要全场大面积测温的功能。随着实验系统时间分辨率和空间分辨率的进一步提高，该方法将达到更高的精度。

参考文献

- [1] J.F.Power, "Thermal wave imaging", Progress in Analytical Spectroscopy, Vol.12, No.5, 1989, pp.453-506
- [2] Yuqin Gu, Dezhong Zhu, Limei Zhu, Junliang Ye, "Thermal diffusivity measurement of thin films by the periodic-heat-flow method with laser heating", High Temperatures-High Pressures, 1993, Vol.25, pp.553-559
- [3] Roetzel, W., Prinzen, S., "Measurement of local heat transfer coefficients using temperature oscillations", Experimental Heat transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Elsevier Science Publishing CO., Inc., pp.497-504, 1991

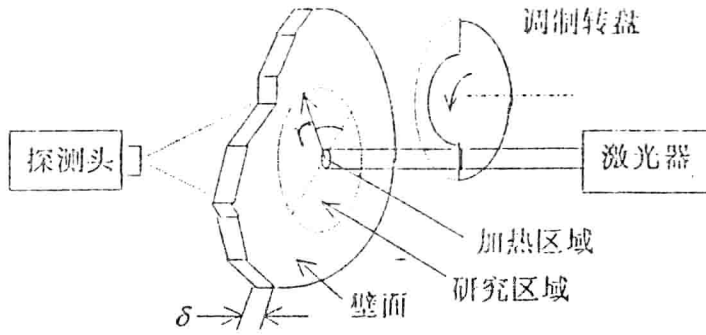


图1. 测量原理示意图

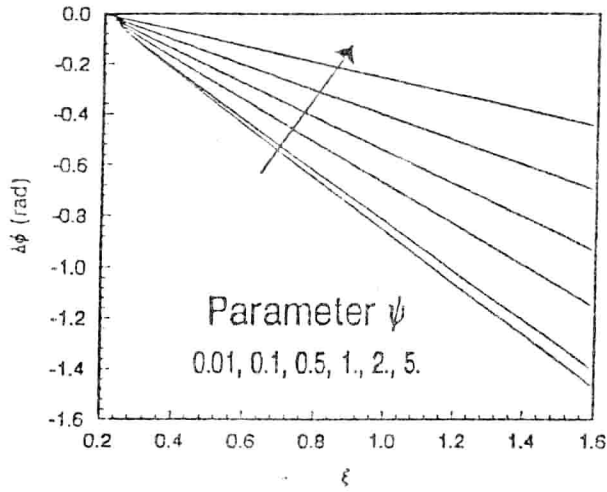


图2. $\xi_1 = 0.20$ 时 $\Delta\varphi$ 随 ξ 的变化

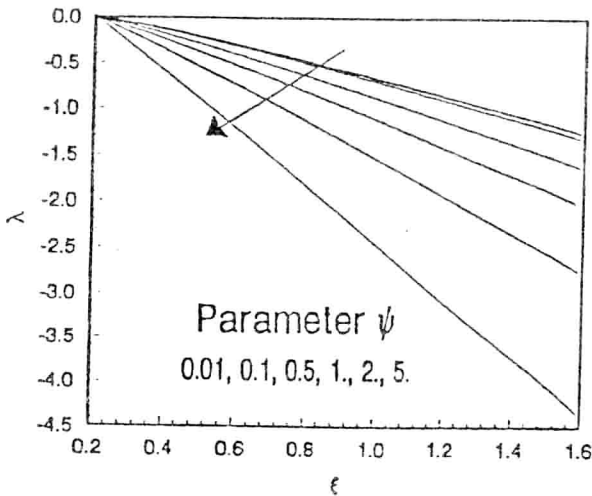


图3. $\xi_1 = 0.20$ 时 λ 随 ξ 的变化

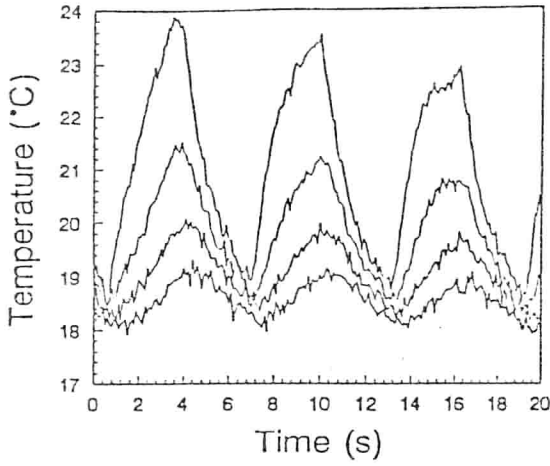


图4. 不同位置实验点的温度变化过程

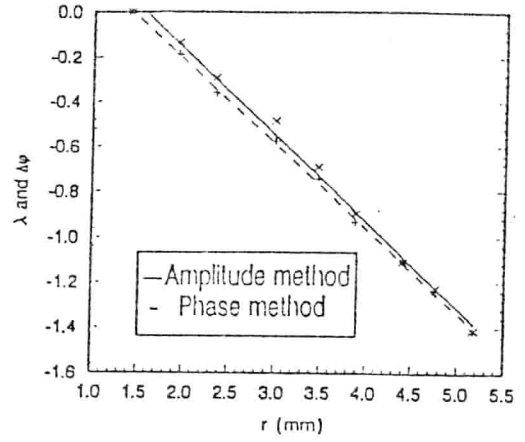


图5. 不同位置的 $\Delta \varphi$ 和 λ

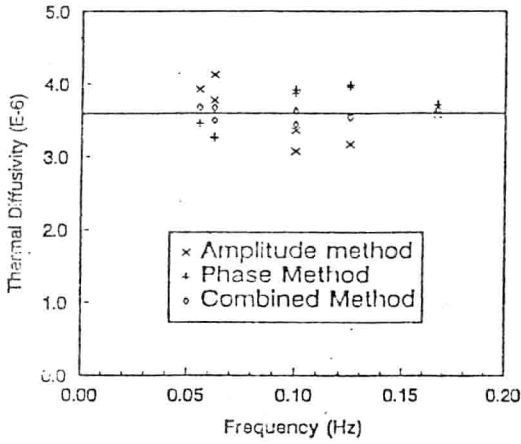


图6. 不锈钢热扩散率测试曲线

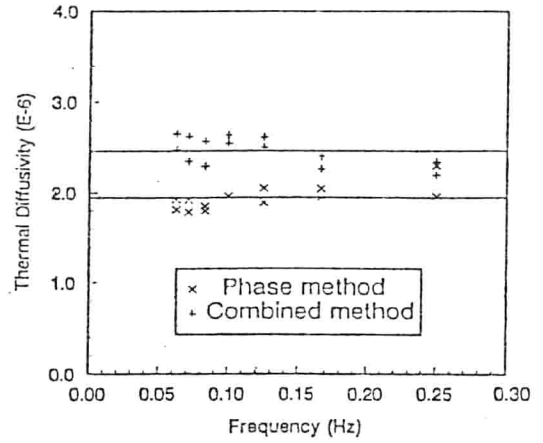


图7. 纯镍热扩散率测试曲线

砂粒堆积床及多层材料瞬态导热分析^①

梁新刚 过增元 徐云生

北京 清华大学工程力学系 100084

摘要: 本文提出了简化的双相系统模型描述砂堆及多层材料中的瞬态热传导过程, 分析结果表明砂粒堆积床及多层材料中的瞬态导热过程不能再用单相一维傅里叶导热定律描述, 砂粒堆积床也不存在 C-V 方程所描述的热波现象, 砂堆的分析与实验结果相符合。由于两相介质对瞬变温度(热源)响应速度不同, 产生了相间的热交换, 这种热交换对于每一相介质相当于源或汇, 因此若用统一的当量导热系数描述多孔介质的瞬态导热, 必然会出现偏离傅里叶一维导热定律所描述的结果。

一、前言

傅里叶定律是描述材料中热扩散现象的定律。该定律表明, 热流密度正比于同方向上的温度梯度, 即

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

其中 q 是热流密度, k 为材料的导热系数, T 是温度, x 是坐标。傅里叶定律本身是一早期的实验定律, 是通过早期实验总结得到的。它暗含了热扰动传播速度无穷大的假设, 即在某处有一热扰动, 则在任意位置能够立即反映出来(虽然很小)。虽然在物理上这个结论不能接受, 但对大多数实际问题, 这个假设具有足够的准确度。

随着科学技术的发展, 出现了很多高热流、快速瞬变的情况, 如航天和超大规模集成电路中的热流密度可高达 $10^6 \sim 10^8 \text{ W/m}^2$; 在脉冲激光加工和集成电路中的加热频率可高达 $10^7 \sim 10^{12} \text{ Hz}$ ^[1]。这些极端情况的出现, 使得傅里叶定律中所含热扰动传播速度无穷大的假设的缺陷变得十分明显, 也就是说傅里叶定律不再适用。人们开始寻找新的方程以描述这些现象。在这些方程中以 Cottano 和 Vernotte^[2, 3] 所提出的方程应用最广泛:

$$\tau \frac{\partial q}{\partial t} + q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2)$$

该方程以其提出者的名字命名为 C-V 方程, 其中 τ 为松弛时间, 其物理意义是从温度梯度(因)的产生到热流(果)的建立所需要的时间。过程变化越强烈, 即 $\partial q / \partial t$ 愈大, 则偏离傅里叶导热现象越明显。不同材料具有不同的松弛时间, 对大多数固体材料, τ 值非常小, 在 $10^{-14} \sim 10^{-10} \text{ s}$ 之间, 气体的 τ 约为 $10^{-10} \sim 10^{-8} \text{ s}$ 。所以一般情况

^① 国家自然科学基金资助项目

下, $\tau \partial q / \partial t$ 很小, 从而使用傅里叶定律所得结果具有足够的精确度。

将方程 (2) 与能量守恒定律结合, 得到的不再是通常的抛物型而是双曲型的热导方程

$$\tau \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3)$$

方程中出现了关于时间的二阶导数项, 只要该项不是很小, 则方程描述的温度会出现强烈的波的特征, 所以方程 (3) 也被称为波动导热方程。值得强调的是这种热波与边界条件周期变化产生的波动有本质区别。

热波现象一经提出, 便引起人们很大兴趣。在 40 年代, 人们在液态氦中观察到了的热波。但在常温下, 直接证实热波存在并测量热波传播速度的实验十分有限, 其主要原因是材料的松弛时间一般非常小, 波动现象不明显, 以及快速瞬态导热时温度测量的困难。

进入 70 年代后, 有关松弛时间测量的实验逐渐多了起来^[4, 5, 6, 7, 8], 实验材料多为多孔介质、颗粒堆积床、肉类等, 所测得的松弛时间高达几秒到几十秒, 甚至上百秒。有的作者认为此时的松弛时间与单纯固体物质内部松弛时间的含义可能不同, 却没有给出合理的解释。但这并不影响它们作为热波存在的证据。尤其是 *Kaminski*^[9] 等人近期发表在传热杂志上的松弛时间为几十秒的沙堆实验一直被广泛引用。

二、问题的提出

文献 [9] 中有一个问题得不到解释的是, 气体的松弛时间是 $10^{-10} \sim 10^{-8}$ 秒, 砂的松弛时间是 $10^{-14} \sim 10^{-10}$ 秒, 可为什么砂堆的松弛时间却能大至几十秒的量级。经分析研究后, 对 *Kaminski* 的实验数据处理方法和结果提出了一些疑问: 在 16.8mm 距离上和 100 秒以后测得的温度是否能代表实验段中心处电阻丝瞬态加热的影响, 因为由于保护套管的轴向导热和其它方面散热的影响, 将使在该点所测温度偏低或所测的到达时间明显增加。此外, 以很小的相对温度升高来定义穿透深度, 温度测量的相对误差很大, 即到达时间测量的误差很大, 按此定义对于纯粹的傅里叶导热亦可求出松弛时间。

徐云生等人^[10]对砂粒堆积床中的瞬态导热过程进行了研究, 完成了两组不同脉冲热流宽度的实验, 结果见图 1 和图 2。显然, 温升曲线没有明显的波的特征, 在靠近热源位置处的实验结果既不符合 $C-V$ 方程, 也不能用一维傅里叶扩散定律描述。在远离热源处, 可用一维傅里叶定律描述。因此可以说, 在砂堆的瞬态实验中并未发现热波现象。

本文对砂粒堆积床瞬态导热的理论分析, 目的是进一步研究在砂粒床中是否存在热波现象; 与实验结果相对比, 弄清为什么砂堆中的瞬态导热既不能用一维的傅里叶定律描述, 也不能用 $C-V$ 方程描述。

三、导热过程分析

1. 稳态导热分析

对于均匀混合的两相 (多相) 系统, 它的瞬态导热和稳态导热是不同的。对于稳态

过程, 时间尺度很大, 因而可以不去考虑系统的细微结构, 从宏观上可以把该系统看作是均匀的, 因而总能找到一个当量的导热系数

$$k_e = \Delta L Q / (\Delta A \Delta T) \quad (4)$$

从而把该系统看作单相来处理。式中 Q 是热流, ΔA 为导热面积, ΔL 为传输距离, ΔT 为 ΔL 距离上的温差。

从砂堆 (图 3) 的一维导热过程示来看, 稳态时总可以对该系统作某种简化处理, 例如图 4, 而不必去考虑在同一坐标位置上固相与气相之间热交换。在宏观和稳态的观点上, 热流是一维的。

2. 砂堆的瞬态导热分析

对于砂堆 (见图 3), 把它简化为固相和气相的并联, 稳态时, 在同一 x 坐标位置上气相与固相温度相同。可以找到一个当量导热系数从而当作单相问题来处理。现在考察一非稳态过程, 当 $t=0$ 时, 在 $x=0$ 的位置施加一热源 q , 由于气相和固相的导热系数不同, 显然, 在同一 x 坐标位置上, 气相与固相温度不再相等, 导热过程不再是一维的, 而变成二维或三维的。因此不能用一个当量导热系数, 从而把其作为一维导热过程处理。从图 4 可以看到, 瞬态时, 固相与气相之间不能看成是简单的并联关系。

为了简化问题, 便于分析, 我们把砂粒看作一个系统, 气体看作另一个系统加以考虑, 如图 4 所示。在这两个系统之间存在热交换, 我们把这种情况称之为双相系统模型。对于气相和固相分别应用傅里叶定律和能量平衡可得

$$l_s (\rho c_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = l_s k_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - G(T_s - T_g) \quad (5)$$

$$l_g (\rho c_p)_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = l_g k_g \frac{\partial^2 T_g}{\partial x^2} + G(T_s - T_g) \quad (6)$$

$$G = (l_s / 2k_s + l_g / 2k_g)^{-1} \quad (7)$$

l_s, l_g, k_s, k_g 分别表示气相和固相的当量导热面积和当量导热系数, G 代表固相和气相间热耦合的程度。实际上由于砂粒形状、结构的复杂性, 方程 (7) 具有一定的近似性。式 (5)、(6) 表明, 可以把固相和气相分别当作一维有源的导热过程来处理。它们源的大小与相间温度差有关, 与耦合因子 G 的大小有关。当 $G=0$ 时, 为各自独立的单相介质; 当 $G=\infty$ 时, 砂堆的导热过程可采用一维的傅里叶模型。

2.1 当量处理方法

由于砂颗粒间的接触很弱, 我们忽略砂颗粒间的导热, 即假定固相的当量导热系数为零, 而导热过程只发生在气相之中, 利用式 (5) 和 (6) 消去 T_g 或 T_s 可得单相系统的温度方程

$$\tau_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial T_i}{\partial t} = \alpha_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \alpha_i \tau_T \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} \right) \quad i = g \text{ 或 } s \quad (8)$$

其中

$$\tau_q = \frac{l_x l_s (\rho c_p)_x (\rho c_p)_s}{G[l_s (\rho c_p)_s + l_x (\rho c_p)_x]} \approx l_x (\rho c_p)_x / G \quad (9)$$

$$\tau_T = l_s (\rho c_p)_s / G \quad (10)$$

$$\alpha_\epsilon = \frac{(l_s + l_x) k_\epsilon}{l_s (\rho c_p)_s + l_x (\rho c_p)_x} \quad (11)$$

α_ϵ 为当量导温系数，由于气相通道的不规则，以及部分热量也通过固相，在这里引用了当量导热系数 k_ϵ 取代气相的导热系数。

由式 (8) 可见，砂堆中的瞬态导热过程不能完全当作单相一维系统处理，它也不同于 $C-V$ 方程。如果仍要把这样一个双相系统作为当量的单系统来处理的话，则要求系统的平均温度满足一种热流与温度梯度的假想修正关系。其意义可作以下理解：考察在某一坐标点位置上的热流与温度梯度的关系，当有热量传到点 x 时，气相和固相都会产生一个温升，而它们的温升不一样，在单系统中，只能用一个平均的温度表示该点的温度，对应于不变的初始条件，这样一个温度与 $T(x, t)$ 存在一个时间上的位移，因此温度 $T(x, t)$ 应当修正为 $T(x, t + \tau_T)$ ；另一方面，当 x 点建立温度梯度的时候，由这样一个温度梯度就会产生一个热流，对单相介质，热流与温度梯度同步产生，在砂堆中，由于在同一点的温度不同，在同一点上两相间有热交换，因此，有部分热流是经过气相传给固相之后再向前前进的，因此，在热流产生的时间上必然有一个滞后，因此用 $q(x, t + \tau_q)$ 修正 $q(x, t)$ 。修正后的方程式为

$$q(x, t + \tau_q) = -k_\epsilon \frac{\partial T(x, t + \tau_T)}{\partial x} \quad (12)$$

方程(12)取一阶近似并利用能量守恒可得

$$\tau_q \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_\epsilon \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \alpha_\epsilon \tau_T \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \quad (13)$$

方程 (13) 就是把双相系统当作单系统，并采用修正关系式 (12) 后的温度方程，它在形式上与方程 (8) 是一样的， τ_T 、 τ_q 就是 Tzou^[11] 提出的双相位滞后模型， τ_T 体现的是给定热流条件下建立温度梯度与热流关系所需要的时间，而 τ_q 则体现了给定温差时满足热流与温度梯度关系所需要的时间。当 $\tau_T = \tau_q$ 时，表明热流与温度梯度是同步的，即傅里叶扩散过程。

由式 (9)、(10) 和 (7) 可以看出，如果 G 比较小，则 τ_T 、 τ_q 变大，偏离一维傅里叶模型的程度更明显，因此如果砂子颗粒变大，使当量热阻增加， G 变小，将会看到较明显的偏离一维傅里叶导热模型的现象。

2.2 方程的解

对于方程 (8) 或 (13) 取边界条件和初始条件

$$x = 0, \quad -k_\epsilon \frac{\partial T}{\partial x} = q_c, \quad 0 \leq t \leq t_c$$

$$\begin{aligned} x &= L, & T &= 0 \\ t &= 0, & T(x, t) &= 0 \end{aligned}$$

其中 t_c 为加热时间, q_c 为加热的热流密度。式 (8) 的解除了要满足上述的边界条件和初始条件外, 它还要满足方程 (5) 和 (6) (取 $k_s = 0$)。利用变量分离法和杜哈美尔定理可以求得方程的解为

$$T(x, t) = \frac{q_c}{k_e} \left\{ L - x - \sum_{m=0}^{\infty} (A_m e^{-\lambda_1 t} + B_m e^{-\lambda_2 t}) \cos \beta_m x \right\} \quad 0 < t < t_c \quad (14)$$

$$T(x, t) = \frac{q_c}{k_e} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} [A_m (e^{-\lambda_1(t-t_c)} - e^{-\lambda_1 t}) + B_m (e^{-\lambda_2(t-t_c)} - e^{-\lambda_2 t})] \cos \beta_m x \right\} \quad t > t_c \quad (15)$$

其中

$$A_m = \frac{2(\lambda_2 - \alpha \beta_m^2)}{\beta_m^2 L(\lambda_2 - \lambda_1)}, \quad B_m = -\frac{2(\lambda_1 - \alpha \beta_m^2)}{\beta_m^2 L(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (16)$$

$$\beta_m = (m + \frac{1}{2})\pi / L \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (17)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{(1 + \alpha_e \tau_T \beta_m^2) \pm \sqrt{(1 + \alpha_e \tau_T \beta_m^2)^2 - 4\alpha_e \tau_q \beta_m^2}}{2\tau_q} \quad (18)$$

当 α 取零时, 方程的解为固相的温度; 当 α 取空气的当量扩散系数时, 则得到气相的温度解。

为了和实验数据进行对比, 必须首先确定砂堆的 k_e 和 α_e 。根据图 1 中的实验数据, $k_e = 0.29 \text{ W/m} \cdot \text{K}$, $q_c = 5.1 \text{ W/cm}^2$, $\alpha_e = 3.25 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ 。傅里叶扩散模型与实验数据的对比见图 1 和图 2。由数据对比可以看出, 在很靠近热源处, 短时间内砂堆中的瞬态导热过程偏离了一维傅里叶扩散模型。在长的时间尺度, 离热源远的地方, 一维傅里叶模型能够很好的描述砂堆中的温度变化过程。

利用方程(8)的解, 根据实验数据进行整理, 取 $\tau_T = 0.15 \text{ s}$, $\tau_q = 0.0014 \text{ s}$, 计算结果绘于图 5、图 6 之中。计算结果表明, 在短时间, 近距离内只有采用双系统模型才能很好地描述砂堆中的瞬态导热过程。由图 5 可以看到气相的温度比砂子的温度高很多, 实验中热电偶测试的数据所体现的是砂子温度而不是气相温度。由于气体的导温系数大于固体的值, 气体的温度上升快于固体, 在加热过程时, 是从气体向固体传热的。当加热结束时, 由于同样的原因, 气相的温度很快降下来, 固相反过来加热气相。随着时间变长, 距离的变大, 气相与固相的温差变小, 直至趋于一致, 表现出宏观上的均匀性。在图 6 中, $x = 0.4 \text{ mm}$ 点的实验值与计算值仍有较大的差别, 这可能是由于以下的因素造成的: (1) τ_T 和 τ_q 是根据 $t_c = 0.56 \text{ s}$ 的实验数据整理的, 而在 $x = 0.4 \text{ mm}$ 位置上, 距离测量上的一点点误差, 会导致很大的温度上的误差; (2) 由于加热时间短, 加入的总能量低, 加热片自身升温所用能量比例高, 因而使该点温升降低; (3) 该点靠近热源, 停止加热时该点可能会通过加热器反向散热, 致使该点冷却过快; (4) 忽略砂粒中的导热影响。在不忽略固相导热时, 方程中有一项 $\partial^4 T / \partial x^4$, 这一项在距离小时可能有较大

影响。砂粒尺寸在 0.2mm 左右, $x = 0.4\text{mm}$ 时距热源点只有大约两粒砂的距离, 因而固相中的导热有一定的影响。

从图 1 和图 2 与图 5 和图 6 的对比之中可以看出傅里叶扩散模型和双系统模型的区别。在长时间时, 两个模型的结果一致; 在 x 较大时, 两者差别也不大, 与实验结果也一致。在时间较短、 x 较小时, 前者计算结果高于后者, 这种差别在峰值处尤为显著。空气的热扩散系数大于砂子颗粒近两个数量级, 它的温升快于砂子颗粒, 距热扰动点愈近, 这种差别愈大。虽然砂子的导热系数很大。但颗粒间不连续时, 只有通过颗粒间的空气才能传递, 因此, 砂堆中的瞬态传热过程是这样的, 空气先被加热, 然后通过空气加热砂粒, 使其升温, 砂子的温度响应自然没有仅考虑单相均匀介质时的响应快, 当加热停止时, 气相热容小, 扩散快, 迅速被冷却, 固相反过来加热气体。

3. 多层复合材料的瞬态导热

多层复合材料的结构与图 4 所示相同, 当热流垂直于法向方向时, 瞬态传热过程中两相之间也存在热耦合, 因而使用单相一维傅里叶扩散模型也是不行的。

当两相之间的热扩散系数相差很大时, 其中热扩散系数小的相中的导热就可以忽略不计, 其方程的形式与解与砂堆的一样, 只不过此时下标 g 和 s 分别代表连续相 (高扩散系数相) 和不连续相 (低扩散系数相)。我们对铝箔与环氧树脂组成的多层复合材料进行了计算, 其中铝的扩散系数为 $9.71 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$, 环氧树脂的扩散系数为 $1.47 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$, 因此环氧树脂可作为不连续相。取 $l_s = 1\text{mm}$, $l_g = 0.1\text{mm}$, 计算可得 $\alpha_c = 1.04 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$, $\tau_T = 3.39\text{s}$, $\tau_q = 0.363\text{s}$ 。计算结果见图 7。图中铝的温度变化有些类似于波, 但并不是波, 这是由于铝的扩散系数很大, 它对加热的响应及快, 对温度的扩散也及快, 当加热开始时它的温度迅速上升, 一旦加热停止, 它的温度因受边界条件的影而急剧下降, 形成了一个显著的“峰”。对于环氧树脂, 它自身的扩散能力很弱, 它的温度的升与降更主要地借助于铝来完成, 因而其变化总是落后于铝。然而当我们把它们当作单相介质, 利用当量扩散系数和傅里叶定律处理时, 其温度变化既不同于铝, 也不同于环氧树脂, 而是介于两者之间。因此不论我们测量的是谁的温度, 都无法满足傅里叶定律。

四、结 论

1. 砂堆中的瞬态导热过程可以用傅里叶导热定律来描述, 但要考虑垂直于主流方向上的相间热交换, 热波现象存在的证据不足, 也就是说用 C-V 方程是不合适的。

2. 砂堆和多层复合材料是双 (多) 相系统, 由于它们的导热系数不同, 在快速瞬态导热过程时, 在同一空间上它们的温度响应是不同的, 因此不能以一个当量的单相系统的瞬态扩散模型来描述。只是在很小的时间和空间尺度上才能发生这种对当量单系统扩散模型的偏离的现象。

3. 如果对热流和温度梯度的关系式作修正, 即采用双相滞后模型也能把砂堆中的瞬态导热作为单系统来处理。 τ_T , τ_q 的出现与热波现象无关, 它是把二维(三维)导热问题当量成一维导热所引出的问题, 所以 τ_T , τ_q , 只取决于两相介质的热物性。