

考虑非傅里叶效应的亚表面球形异质缺陷的热波散射

马晓波, 叶胜林, 姜欢琦, 陈德珍

(同济大学 机械与能源工程学院, 上海 201804)

摘要: 以往对材料内缺陷热波散射问题的研究, 多假定孔洞缺陷内无异质且边界条件为绝热的。异质体孔洞缺陷是工程中更为常见的情况。基于非 Fourier 热传导方程, 采用波函数展开法, 对含异质球形缺陷的半无限体内部的热波散射与温度分布进行了研究。给出了问题的解析解和数值计算结果。分析了缺陷物理参数和几何参数以及入射波波数等对材料表面温度分布的影响。结果表明: 异质体的物理参数和几何参数等对材料表面温度的影响是显著的, 主要影响因素包括无量纲导热系数, 无量纲热扩散长度, 无量纲埋藏深度等。

关键词: 非 Fourier 热传导; 球形异质体; 热波散射; 温度分布

中图分类号: TN215 文献标志码: A 文章编号: 1007-2276(2014)08-2513-07

Thermal wave scattering from subsurface spheroids heteroplasmon defects including non-Fourier effects

Ma Xiaobo, Ye Shenglin, Jiang Huanqi, Chen Dezhen

(School of Mechanical Engineering, Tongji University, Shanghai 201804, China)

Abstract: The research on thermal wave scattering problem of the defect inside the material before presuming no heteroplasmon inside the hole and the boundary condition was adiabatic. Based on non-Fourier heat conduction law, employing the methods of wave function expansion, the thermal scattered and temperature distribution in semi-infinite material with subsurface spherical heteroplasmon defects was investigated. The analytical solution and the numerical calculation result of the problem were presented. The effects of physical and geometrical parameter of defects and the incident wave number on surface temperature distribution of the semi-infinite material were analyzed. Result has shown that the physical and geometrical parameter of the heteroplasmon have great influence on the surface temperature of the material. And the main influence factors include non-dimensional heat conductivity coefficient, non-dimensional thermal diffusion length, non-dimensional buried depth and so on.

Key words: non-Fourier's heat conduction; spherical heterogeneity; thermal wave scattering; temperature distribution

收稿日期: 2013-12-12; 修訂日期: 2014-01-14

基金项目: 国家自然科学基金(51276129)

作者简介: 马晓波(1965-), 女, 副教授, 博士, 主要从事工程热传导与热辐射方面的研究。Email: maxiaobo@tongji.edu.cn

0 引言

红外热波技术是一种实施方便的非接触式检测方法,可用于探测材料亚表面缺陷^[1]。随着超短激光脉冲在热波技术中的应用,其探测频率和加热速度逐渐增大,此时采用经典的 Fourier 定律进行分析计算会产生较大的误差。因此,在工程材料结构的导热及其反问题研究中必须基于非 Fourier 热传导方程进行分析计算,其分析结果更接近工程实际^[2]。

利用超短脉冲激光谐和加热固体材料表面,在材料内部可产生热波过程,不同的亚表面信息将直接影响热波的散射,并直接反映在材料表面温度场的幅值和相位上^[3-4]。以往对热波散射问题的研究,多假定缺陷为异质体的气体孔洞,且边界为绝热条件。实际上,异质体孔洞缺陷在材料中更为常见。当热波在材料内部传播遇到缺陷时,将会在缺陷表面产生散射和透射。而在异质缺陷内形成广义驻波。对超短脉冲激光辐照下亚表面缺陷的热波散射和材料表面温度场的研究,可为材料结构的无损探伤反问题研究提供参考数据^[5-7]。

有关材料内部缺陷的热波散射问题,国内外已有一些相关文献报道。Terrón 等基于抛物型方程研究了半无限大材料内圆柱绝热缺陷的热波散射问题^[8-9];Thibaud 等基于经典 Fourier 热传导方程对半无限衬底中嵌入体的扩散波散射问题进行了理论分析与数值计算^[10];Salazar 等采用抛物型方程对纤维增强复合材料中的圆柱热波散射做了研究^[11]。Garrido 等采用抛物型方程给出了调制辐照下含有埋藏球的非透明材料中温度周期性波动解^[12]。马晓波等采用非 Fourier 双曲型热传导方程,对规则几何形状的绝热缺陷的热波散射问题进行了研究,并给出了热波多重散射的解析解^[13-14]。

文中将基于非 Fourier 热传导方程,采用波函数展开法和镜像法,研究半无限体中亚表面球形异质缺陷对热波的多重散射与表面温度分布。分析结构的几何参数和物理参数对表面温度的影响。

1 热传导的双曲型方程与求解

研究对象是一个半无限材料结构模型,如图 1 所示。一个半径为 a 的异质球体埋藏在距表面为 b

的深度上。异质球体的导热系数、热扩散长度和热弛豫时间为 λ_0 、 μ_0 和 τ_0 。调制频率为 f ,超短激光脉冲沿 z 方向入射,加热材料外表面,在材料中产生一个温度波过程。

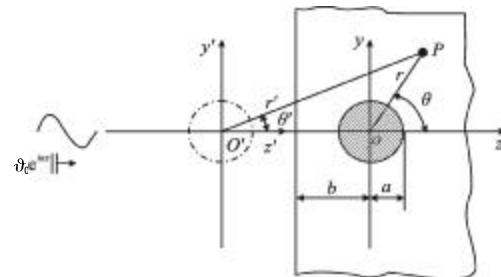


图 1 脉冲加热固体结构示意图

Fig.1 Laser pulse heating on specimen

根据非 Fourier 导热定律,材料内部的温度控制方程为:

$$\nabla^2 T = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

式中: T 为材料内的温度; ∇ 为 Hamilton 算子, $\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$; D 是热扩散率, $D = \frac{\lambda}{\rho c_p}$; λ 、 c_p 、 ρ 分别为半无限体材料的热导率、定压比热容和密度; c 是热波传播速度, $c = \sqrt{\frac{D}{\tau}}$; τ 为热弛豫时间。

研究热波问题的周期稳态解,设

$$T = T_0 + \operatorname{Re}[\vartheta \exp(-i\omega t)] \quad (2)$$

式中:符号 Re 表示取实部; T_0 为环境平均温度; ϑ 为温度涨落的复幅值,它包含实际温度波动的幅值和初位相; ω 为温度入射波的圆频率。

把公式(2)代入到温度控制方程(1)中,可得如下形式的方程。

$$\nabla^2 \vartheta + \kappa^2 \vartheta = 0 \quad (3)$$

式中: ∇^2 为 Laplace 算子, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$; $\omega = 2\pi f$, f 为入射波频率; $i = \sqrt{-1}$ 为虚数单位; κ 为复变量波数。

$$\kappa = \left(\frac{\omega^2}{c^2} + \frac{i\omega}{D} \right)^{1/2} = \alpha + i\beta$$

α 、 β 分别为热波传播波数和衰减系数,经规范化后,可取 $\alpha > 0$, $\beta > 0$,即有

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{\omega^4}{c^4} + \frac{\omega^2}{D^2}} + \frac{\omega^2}{c^2} \right)} = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} \kappa^4 + \frac{1}{\mu^4}} + \frac{\kappa^2}{2}} \quad (4)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{\omega^4}{c^4} + \frac{\omega^2}{D^2}} - \frac{\omega^2}{c^2} \right)} = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} k^4 + \frac{1}{\mu^4}} - \frac{k^2}{2}} \quad (5)$$

式中: k 为无扩散效应时热波波数 $k=\omega/c$ 。

根据方程(4)和(5)可知:固体材料中存在如下形式的波动过程,

$$\vartheta e^{-i\omega t} = \vartheta_0 \exp(-\beta z) \exp[i(\alpha z - \omega t)]$$

它表示沿 z 方向振动幅值衰减的温度波。

方程(3)所决定的固体材料中热波散射场的一般解可描述为:

$$\vartheta = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^n A_{mn} h_n^{(1)}(\kappa r) P_n^m(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad (6)$$

式中: $h_n^{(1)}$ 为球Hankel函数, $h_n^{(1)}(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(x)$, $H_n^{(1)}(\cdot)$

为第一类Hankel函数; $P_n^m(\cdot)$ 为连带Legendre函数

$$P_n^m(x) = \frac{1}{2^n n!} (1-x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^{m+n}}{dx^{m+n}} (x^2-1)^n, \text{而 } A_{mn}$$
为亚表面球形缺陷产生的散射波模式系数,由边界条件确定。

材料内亚表面球形异质缺陷内热波的驻波场的表达式可写为:

$$\vartheta_{in} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^n B_{mn} h_n^{(1)}(\kappa_0 r) P_n^m(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad (7)$$

式中: B_{mn} 为圆球缺陷内存在的驻波模式系数,可由不同材料接触界面的连接条件确定; κ_0 为异质体内

$$\text{热波波数}, \kappa_0 = \alpha_0 + i\beta_0, \alpha_0 = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} k_0^4 + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} k_0^2}; \beta_0 = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} k_0^4 + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2} k_0^2}; k_0 = k \left(\frac{D_0}{D} \right)^{-1/2} \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/2}, \tau, \tau_0 \text{ 分别主材和异质体的热弛豫时间}, D, D_0 \text{ 分别主材和异质体的热扩散率}.$$

2 热波激发与热波总波场

当周期性超短脉冲激光加热材料的表面时,在材料内部将产生一个温度波动过程,设该周期稳态热波在材料表面沿 z 轴正方向入射,入射波可描述为:

$$\vartheta_1^{(i)} = \vartheta_0 \exp(i\kappa b) \exp[i(\kappa z - \omega t)] = \\ \vartheta_0 \exp(i\kappa b) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n j_n(\kappa r) P_n(\cos \theta) \exp(-i\omega t) \quad (8)$$

式中: ϑ_0 为入射温度的幅值; κ 为入射波的波数; $j_n(\cdot)$ 为球Bessel函数; $P_n(\cdot)$ 为Legendre多项式。

在原像局部球坐标系(r, θ, φ)中亚表面圆球产

生的热波散射场可描述为:

$$\vartheta_1^{(sc)} = \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn}^1 h_n^{(1)}(\kappa r) P_n^m(\cos \theta) \cos(m\varphi) \exp(-i\omega t) \quad (9)$$

对比入射波与散射波表达式的角度空间因子,亚表面圆球产生的热波散射场可写为:

$$\vartheta_1^{(sc)} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^1 h_n^{(1)}(\kappa r) P_n(\cos \theta) \exp(-i\omega t) \quad (10)$$

根据波动场理论的虚拟镜像法,在镜像球的局部球极坐标系(ρ', θ', φ')中,镜像亚表面圆球产生的散射波为:

$$\vartheta_2^{(sc)} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n^1 h_n^{(1)}(\kappa r') P_n(\cos \theta') \exp(-i\omega t) = \\ \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^1 h_n^{(1)}(\kappa r') P_n(\cos \theta') \exp(-i\omega t) \quad (11)$$

在原像局部球坐标系(r, θ, φ)中亚表面圆球内部产生的热波驻波场可描述为:

$$\vartheta_{in} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n^1 j_n(\kappa_0 r) P_n(\cos \theta') \exp(-i\omega t) \quad (12)$$

式中: $A_n^1, B_n^1 (l=1, 2, \dots, \infty)$ 分别为散射场与驻波场的第 l 次散射的热波模式系数,可通过满足亚表面缺陷边界条件确定。

在极坐标系(r, θ, φ)下热波总波场的表达式:

$$\vartheta = \vartheta_1^{(i)} + \vartheta_1^{(sc)} + \vartheta_2^{(sc)} \quad (13)$$

3 热波模式系数与温度分布

异质缺陷与主材料的连接处($r=a$)应满足温度条件,即温度连续和热流密度连续,可有

$$\vartheta = \vartheta_{in} \quad (14)$$

$$\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} = \lambda_0 \frac{\partial \vartheta_{in}}{\partial n} \quad (15)$$

式中: λ, λ_0 分别主材和异质体的导热系数; n 表示球形缺陷边界的外法线方向。

当 $l=1$ 时,可得到以下确定模式系数的关系式:

$$\vartheta_0 \exp(i\kappa b) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n j_n(\kappa a) P_n(\cos \theta) \exp(-i\omega t) + \\ \sum_{n=0}^{\infty} A_n^1 h_n^{(1)}(\kappa a) P_n(\cos \theta) \exp(-i\omega t) = \\ \sum_{n=0}^{\infty} B_n^1 j_n(\kappa_0 a) P_n(\cos \theta) \exp(-i\omega t) \quad (16)$$

$$\vartheta_0 \exp(i\kappa b) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n j_n'(\kappa a) P_n(\cos \theta) \exp(-i\omega t) +$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n^1 h_n^{(1)}(\kappa a) \kappa P_n(\cos \theta) \exp(-i \omega t) = \frac{\lambda_0}{\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} B_n^1 j_n'(\kappa_0 a) \kappa_0 P_n(\cos \theta) \exp(-i \omega t) \quad (17)$$

在公式(16)、(17)两端同时乘以 $P_m(\cos \theta) \sin \theta$, 并

$$A_m^1 = \frac{\exp(i \kappa b)(2m+1)i^m j_m(\kappa a)[j_m'(\kappa a) + j_m(\kappa_0 a) - \frac{\lambda_0}{\lambda} j_m'(\kappa_0 a) j_m(\kappa a)]}{\frac{\lambda_0}{\lambda} h_m^{(1)}(\kappa a) j_m'(\kappa_0 a) - h_m^{(1)}(\kappa a) j_m(\kappa_0 a)}$$

$$B_m^1 = \frac{\exp(i \kappa b)(2m+1)i^m [h_m^{(1)}(\kappa a) j_m(\kappa a) - \frac{\lambda_0}{\lambda} h_m^{(1)}(\kappa a) j_m'(\kappa a)]}{h_m^{(1)}(\kappa a) j_m(\kappa_0 a) - \frac{\lambda_0}{\lambda} h_m^{(1)}(\kappa a) j_m'(\kappa_0 a)}$$

同理, 根据边界条件, 当 $l=1, 2, \dots, \infty$ 时略去时间因子后, 得各个热波模式系数之间的关系为:

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n^1 h_n^{(1)}(\kappa r) P_n(\cos \theta) + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^{l-1} h_n^{(1)}(\kappa r') P_n(\cos \theta') = \sum_{n=0}^{\infty} B_n^1 j_n(\kappa r) P_n(\cos \theta) \quad (20)$$

$$\kappa P_n(\cos \theta') = \frac{\lambda_0}{\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} B_n^1 j_n'(\kappa r) \kappa_0 P_n(\cos \theta) \quad (21)$$

在公式(20)、(21)两端同时乘以 $P_m(\cos \theta) \sin \theta$, 并在 $(0, \pi)$ 上积分得:

$$A_m^1 h_m^{(1)}(\kappa a) + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^{l-1} I_{1n} = B_m^1 j_m(\kappa a) \quad (22)$$

$$A_m^1 h_m^{(1)}(\kappa a) + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^{l-1} I_{2n} = B_m^1 j_m'(\kappa a) \quad (23)$$

其中,

$$I_{1n} = \frac{2m+1}{2} \int_0^\pi h_n^{(1)}(\kappa r') P_n(\cos \theta') P_m(\cos \theta) \sin \theta d\theta$$

$$I_{2n} = \frac{2m+1}{2} \int_0^\pi h_n^{(1)}(\kappa r') P_n(\cos \theta') P_m(\cos \theta) \sin \theta d\theta$$

由公式(19)、(20)解得

$$A_m^1 = \frac{j_m(\kappa_0 a) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^{l-1} I_{2n} - \frac{\lambda_0}{\lambda} j_m'(\kappa_0 a) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^{l-1} I_{1n}}{\frac{\lambda_0}{\lambda} j_m'(\kappa_0 a) h_m^{(1)}(\kappa a) - j_m(\kappa_0 a) h_m^{(1)}(\kappa a)}$$

$$B_m^1 = \frac{h_m^{(1)}(\kappa a) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^{l-1} I_{1n} - h_m^{(1)}(\kappa a) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n^{l-1} I_{2n}}{j_m(\kappa_0 a) h_m^{(1)}(\kappa a) - \frac{\lambda_0}{\lambda} j_m'(\kappa_0 a) h_m^{(1)}(\kappa a)}$$

其中,

在 $(0, \pi)$ 上积分得:

$$\exp(i \kappa b)(2m+1)i^m j_m(\kappa a) + A_m^1 h_m^{(1)}(\kappa a) = B_m^1 j_m(\kappa a) \quad (18)$$

$$\exp(i \kappa b)(2m+1)i^m j_m'(\kappa a) + A_m^1 h_m^{(1)}(\kappa a) = \frac{\lambda_0}{\lambda} B_m^1 j_m'(\kappa a) \quad (19)$$

由公式(18)、(19)解得:

$$r' = \sqrt{a^2 + 4b^2 + 4abc \cos \theta} \quad \theta' = \arccos[(2b + a \cos \theta)/r']$$

研究问题的特征尺度为: 取亚表面缺陷圆球的半径 a , 入射温度的幅值 $|\vartheta_0|$ 。分析计算时, 采用如下无量纲量: 无扩散行波波数 $\kappa a = 0.01 \sim 3.0$; 导热系数比 $\lambda_0/\lambda = 0.05 \sim 2.0$, 相对热扩散长度 $\mu/a = 0.10 \sim 2.0$; 热扩散系数比 $D_0/D = 1/60$; 热弛豫时间比 $\tau_0/\tau = 5000$; 埋藏深度比 $b/a = 1.1 \sim 3.0$; 温度比 ϑ/ϑ_0 。这样, 无量纲复波数为 $\kappa a = \alpha a + i \beta a$ 。

$$\alpha a = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} (\kappa a)^4 + \left(\frac{a}{\mu}\right)^4} + \frac{1}{2} (\kappa a)^2}$$

$$\beta a = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} (\kappa a)^4 + \left(\frac{a}{\mu}\right)^4} - \frac{1}{2} (\kappa a)^2} \quad (24)$$

$$\alpha_0 a = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} (\kappa_0 a)^4 + \left(\frac{a}{\mu_0}\right)^4} + \frac{1}{2} (\kappa_0 a)^2}$$

$$\beta_0 a = \sqrt{\sqrt{\frac{1}{4} (\kappa_0 a)^4 + \left(\frac{a}{\mu_0}\right)^4} - \frac{1}{2} (\kappa_0 a)^2} \quad (25)$$

这样, 固体材料表面温度分布的数学表达式为:

$$\vartheta = [\vartheta_0 \exp(i \kappa b) \exp(i \kappa r \cos \theta) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n h_n^{(1)}(\kappa r) P_n(\cos \theta) + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_n h_n^{(1)}(\kappa r') P_n(\cos \theta')] \exp(-i \omega t) \quad (26)$$

式中: $\theta = \pi - \arctan [(r \sin \theta)/b]$; $y = r \sin \theta \sin \varphi$, $\theta' = \arctan [(r \sin \theta')/b]$; $y = 0 \sim 4$ 。

4 数值算例

图 2 中的波数 $\kappa a = 0$, $\lambda_0/\lambda = 0$ 对应于均匀材料中, 缺陷为绝热且无波动项纯热扩散情形。由图 2 可以看到, 固体材料表面的温度计算结果与参考文献[15]是一致的, 说明文中的分析计算方法是正确的。此时

各参数为:热扩散系数 $D=75 \text{ mm}^2/\text{s}$,孔洞的半径为 $a=2.0 \text{ mm}$,埋藏深度为 $b=2.2 \text{ mm}$ 。曲线 1 和 2 对应的频率分别为 $f=20 \text{ Hz}$ 和 $f=80 \text{ Hz}$ 时的温度分布。并且可以看到,相对热扩散长度越大,温度的变化越大。在坐标 $(0, 0, -b)$ 处取得温度的最大值。

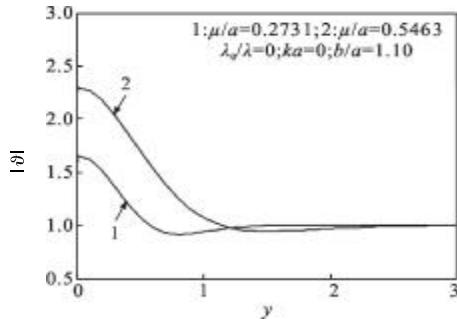


图 2 半无限体表面温度分布

Fig.2 Temperature distribution at the surface of the semi-infinite materials

由图 3 和图 4 可以看出,表面温度最大值分别在 $y=0.8$ 和 $y=1.4$ 处,导热系数比越大,即缺陷的导热性逐渐增强时,半无限体的表面温度波动性逐渐

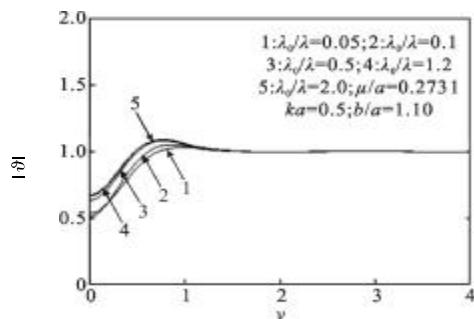


图 3 半无限体表面温度分布

Fig.3 Temperature distribution at the surface of the semi-infinite materials

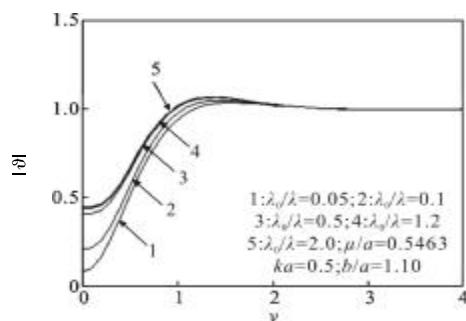


图 4 半无限体表面温度分布

Fig.4 Temperature distribution at the surface of the semi-infinite materials

地减弱,并且 $\lambda_0/\lambda < 1.2$ 时导热系数比的变化对热波传播的波动性影响比较大,当 $\lambda_0/\lambda > 1.2$ 时,导热系数比的变化对热传播的波动性影响趋于一致。比较图 3 和图 4 可以看出,相对热扩散长度对表面温度幅值的影响比较大。例如图 4 中相对热扩散长度较大时,表面温度的幅值波动比较大,而图 3 中相对热扩散长度较小时,表面温度的幅值波动的较小。

由图 5 和图 6 可知,随着缺陷埋藏深度的逐渐增大,半无限体表面最大温度是逐渐减小的;当埋藏深度到一定值时,半无限体表面温度最大值趋近于 1。随着导热系数比的加大,表面温度最大值的变化范围逐渐增大。由图 5 可知,缺陷埋藏深度为 1.6 时,表面温度最大值趋近于 1,而在图 6 中埋藏深度为 2.0 时,表面温度最大值趋近于 1;对比图 5 和图 6 可知,相对热扩散长度越大,可测量缺陷的埋藏深度越深。

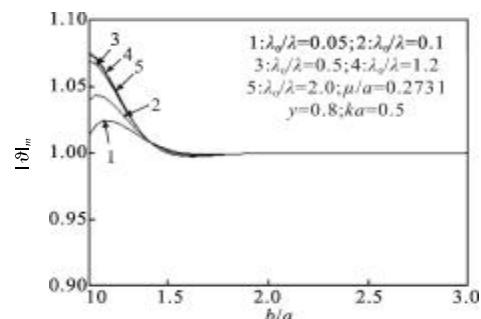


图 5 埋藏深度对表面温度最大值的影响

Fig.5 Maximum temperature vs depth of embedding spheroids

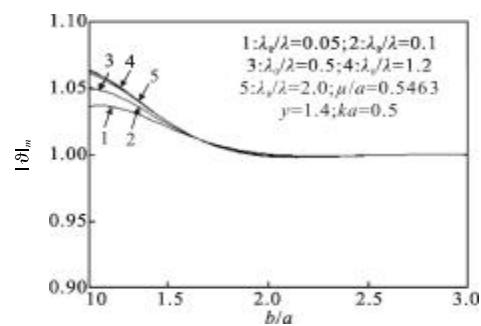


图 6 埋藏深度对表面温度最大值的影响

Fig.6 Maximum temperature vs depth of embedding spheroids

由图 7 和图 8 可知,表面温度最大值随波数的变化比较明显,随着波数的增大表面最大温度总体上呈现增大的趋势。并且随着导热系数比增大,表面最大温度随着波数变化的波动性减弱。对比图 7 和图 8 可以看出,当相对热扩散长度越大或者缺陷的尺寸越小的时候,波数对表面温度最大值的影响越

大,也就是说热传导的波动特性对表面温度最大值的影响越大。波数 ka 比较大时,对应的是短波情况,此时热波动性具有粒子性。

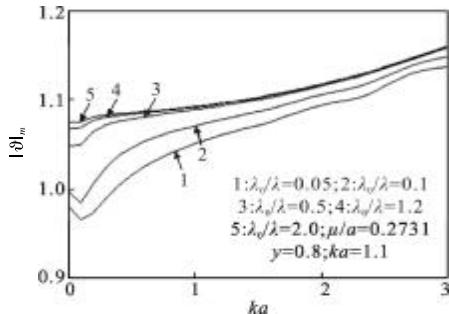


图 7 表面最大温度随波数的变化

Fig.7 Maximum temperature vs wave number

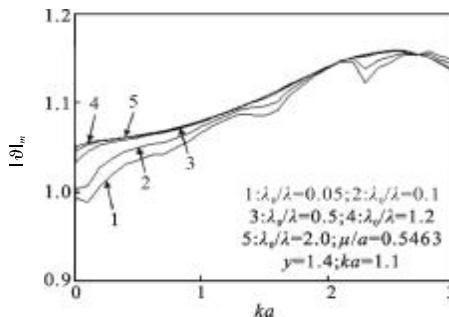


图 8 表面最大温度随波数的变化

Fig.8 Maximum temperature vs wave number

5 结 论

文中基于非傅里叶导热定律,采用双曲型热传导方程研究了半无限体中亚表面球形异质体缺陷的热波散射问题,给出了半无限体表面温度分布的一般解;通过控制精度截断有限项的方法进行数值求解,当 $m=l=8$ 时,半无限体表面温度的精度能够达到 10^{-6} ,保证了计算的精度。研究结果表明:

(1) 在异质体缺陷的正前方,半无限体表面温度的幅值最小。这是与绝热缺陷情况最明显的区别;

(2) 导热系数比对表面的温度幅值影响比较大。随着导热系数比的增加,表面温度的波动性是逐渐减弱的。当导热系数比达到一定值时,导热系数比对热传播的波动性无明显的影响;

(3) 埋藏深度较小时,表面温度的最大值较大。随着导热系数比的加大,表面温度最大值的变化范围逐渐增大。当埋藏深度超过一定值时,表面温度最大值趋于 1;

(4) 表面温度的最大值随波数的增大而增大;表面温度的幅值随相对热扩散长度的增大而增加。

参 考 文 献:

- [1] Wang Xun, Jin Wanping, Zhang Cunlin. Actuality & evolvement infrared thermal wave nondestructive imaging technology [J]. Nondestructive Testing, 2004, 26(10): 497 - 501. (in Chinese)
王迅, 金万平, 张存林. 红外热波无损检测技术及其进展 [J]. 无损检测, 2004, 26(10): 497-501.
- [2] Yang Hongqin, Chen Jianling, Wang Yuhua, et al. Fourier and non-Fourier heat conduction effects in biological tissue under laser irradiation [J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(10): 2582-2586. (in Chinese)
杨洪钦, 陈建玲, 王瑜华, 等. 激光辐照生物组织傅里叶与非傅里叶热传导效应[J]. 中国激光, 2009, 36(10): 2582-2586.
- [3] Li Meihua, Zeng Zhi, Shen Jingling, et al. Numerical simulation of defects depth quantitative measurement in pulsed infrared nondestructive testing [J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(4): 875-879. (in Chinese)
李美华, 曾智, 沈京玲, 等. 脉冲红外无损检测缺陷深度定量测量的数值模拟 [J]. 红外与激光工程, 2013, 42(4): 875-879.
- [4] Liu Tao, Li Yongfeng, Huang Wei. Application of BP neural network to quantitative identification in thermal wave NDT [J]. Infrared and Laser Engineering, 2012, 41(9): 2304-2310. (in Chinese)
刘涛, 李永峰, 黄威. BP 神经网络在红外热波无损检测定量识别中的应用[J]. 红外与激光工程, 2012, 41(9): 2304-2310.
- [5] Habib Ammari, Josselin Garnier, Wenjia Jing, et al. Quantitative thermo-acoustic imaging: an exact reconstruction formula [J]. Journal of Differential Equations, 2013, 254 (12): 1375-1395.
- [6] Tao Ning, Zeng Zhi, Feng Lichun, et al. Finite element modeling of subsurface recognition for pulsed thermography [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(11): 147-152. (in Chinese)
陶宁, 曾智, 冯立春, 等. 基于脉冲红外热像法的表面下识别的有限元模拟[J]. 中国激光, 2012, 39(11): 147-152.
- [7] Marín E. On thermal waves [J]. European Journal of Physics, 2013, 34(5): L83-L85.
- [8] Terrón J M, Sánchez-Lavega A, Salazar A, et al. Multiple scattering effects of thermal waves by two subsurface cylinders[J]. Appl Phys Lett, 2000, 87(2600): 2600-2607.

- [9] Terrón J M, Salazar A, Sanchez-Lavega A. General solution for the thermal wave scattering in fiber composites [J]. *Journal of Applied Physics*, 2002, 91(3): 1087-1098.
- [10] Thibaud J B, Carminati R, Greffet J J. Scattering of a diffusive wave by a subsurface object [J]. *Journal of Applied Physics*, 2000, 87(11): 7638-7646.
- [11] Salazar A, Sanchez-Lavega A. Scattering of cylindrical thermal waves in fiber composites: in-plane thermal diffusivity [J]. *Journal of Applied Physics*, 2003, 93 (8): 4536-4542.
- [12] Garrido F, Salzar A. Thermal wave scattering by spheres[J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, 95(1): 140-149.
- [13] Ma Xiaobo, Hu Chao, Tan Heping. Thermal wave multiple scattering by subsurface cylinders [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, 25(12): 1707-1711. (in Chinese)
- 马晓波, 胡超, 谈和平. 亚表面圆柱体对热波的多重散射问题[J]. 光学学报, 2005, 25(12): 1707-1711.
- [14] Ma Xiaobo, Tan Heping. Multiple scattering of thermal waves form subsurface spheroids in semi-infinite structures [J]. *Journal of Tongji University (Natural Science)*, 2008, 36(11): 1565-1568, 1598. (in Chinese)
- 马晓波, 谈和平. 半无限体亚表面球形缺陷的热波多重散射[J]. 同济大学学报(自然科学版), 2008, 36(11): 1565-1568, 1598.
- [15] Zhang Zhe, Liu Dengying. Non-Fourier effects in rapid transient heat conduction in spherical medium [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 1998, 19(5): 601-605. (in Chinese)
- 张浙, 刘登瀛. 超急速传热时球体内非稳态热传导的非傅里叶效应[J]. 工程热物理学报, 1998, 19(5): 601-605.