

文章编号: 0258-7025(2004)10-1275-06

单层和双层材料中的脉冲激光超声数值模拟

沈中华¹, 许伯强^{1,2}, 倪晓武¹, 陆 建¹

(¹ 南京理工大学信息物理与工程系, 江苏 南京 210094; ² 江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013)

摘要 用有限元方法数值模拟激光热弹机制激发单层和双层材料中的超声波。分别建立激光在单层和双层材料中激发瞬态温度场和热弹机制激发超声波场的有限元模型, 该模型考虑了激光作用过程中材料的热物理参数依赖于温度的特性。在单层铝板的厚度小于激光激发的超声波的中心波长时, 数值模拟得到了兰姆波, 主要是低频的非色散的对称模和色散的反对称模。随着铝板厚度的增加, 更高阶的模式可以在板中传播, 波形向表面波转化, 得到了掠面纵波和瑞利波。进一步计算了 Ni/Al 和 Al/Cu 这两种双层材料中的不同接收距离处的垂直表面位移。由于表面波中的高频成分透入深度浅, 在传播过程中受薄膜(涂层)的影响较大, 而低频成分在传播过程中受基底的影响较大, 因此在 Ni/Al 系统中得到了正常色散而在 Al/Cu 系统中得到了反常色散现象。

关键词 激光技术; 超声学; 声表面波; 有限元方法; 色散

中图分类号 TN 249; O 426. 2 **文献标识码** A

Numerical Simulation of Pulsed Laser Induced Ultrasound in Monolayer and Double Layer Materials

SHEN Zhong-hua¹, XU Bai-qiang^{1,2}, NI Xiao-wu¹, LU Jian¹

(¹ Department of Appl. Physics, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China)
(² Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract Taking account of the temperature-dependence of the thermal physical parameters, the thermoelastic generated ultrasound and transient temperature fields by pulsed laser in mono-layer and double-layer materials are numerical simulated by finite element method. In the mono-layer plate, whose thickness is less than the central wavelength of the generated ultrasound, Lamb wave, mainly with a non-dispersion symmetric mode and a dispersion anti-symmetric mode, is obtained by numerical simulation. When the sample thickness increases so that the higher modes can propagate in the plate, a skimming surface longitudinal wave and a Rayleigh wave are formed at the sample surface. Furthermore, the normal displacement on the surface of two kinds of two-layer system, one is Ni/Al systems and the other is Al/Cu system, is calculated. Because the high frequency surface acoustic wave due to less penetration depth is more influenced by the properties of the surface layer during propagating and the low frequency surface wave is more influenced by the substrate, normal dispersion is observed in Ni/Al system and anomalous dispersion is observed in Al/Cu system, respectively.

Key words laser technique; ultrasonics; surface acoustic wave (SAW); finite element method; dispersion

1 引 言

由于激光超声具有非接触激发, 能一次同时在样品中激发多种模式超声波和激光激发的超声波频

带宽等特点, 在无损检测领域得到越来越广泛的应用^[1~4]。当激光能量较低, 未引起材料的熔融时, 激光超声的激发机理是热弹机制激发。这一物理过程不仅包括瞬态热传导^[5], 而且包括瞬态弹性波的激

收稿日期: 2003-06-02; 收到修改稿日期: 2003-08-12

基金项目: 国家自然科学基金(60208004)、江苏省自然科学基金和教育部高校优秀青年教师奖励计划资助项目。

作者简介: 沈中华(1973—), 女, 江苏吴江人, 南京理工大学信息物理与工程系副教授, 博士, 主要从事激光与物质相互作用机理及相关测试技术研究。E-mail: shenzh@mail.njust.edu.cn

发和在有限空间的传播^[6]。

对单层板状材料的激光热弹机制激发超声的理论研究工作中,大部分工作采用解析计算方法,其中主要的有双积分变换方法^[7]、格林函数法^[8]和本征函数展开法^[9,10]。应用时间坐标的拉普拉斯变换和空间坐标的傅里叶变换或汉克变换这种双积分变换方法求解热弹方程的变换解相对比较容易,但是,要将变换解逆变换回到时间-空间坐标系中时比较困难,一般情况下很难用解析方法得到,而要借助于数值联合反拉普拉斯-傅里叶变换或数值联合反拉普拉斯-汉克变换,因此,这种方法实质上是一种半解析计算方法。格林函数法求解时采用点源模型而忽略了激光作用的热穿透效应而成为表面热源。本征函数展开法比较适用于薄板中兰姆波的分析,因为很薄的薄板中兰姆波仅需要考虑低阶的本征模态的作用,而随着材料厚度的增加,需要考虑高阶模态的贡献,使问题计算变得很复杂。

薄膜(涂层)-基片这种双层材料中的激光超声研究对于薄膜(涂层)的无损评价和薄膜的激光损伤等实际应用有很重要的作用。薄膜(涂层)-基片系统中的激光热弹激发超声过程不仅与薄膜(涂层)性质有关,同时也与基片性质有关,因此,对于这样一个两层系统的激光超声研究要比单层材料的研究要复杂得多。我们曾经分别采用一维光穿透模型和热扩散模型对薄膜-基片系统的激光热弹激发超声进行研究^[11]。对这种两层或多层材料中的激光超声,主要的二维模型是传递矩阵法^[12],这种方法同样需要借助于双积分变换及数值反联合变换。

在激光作用过程中,由于温度的变化,材料的热物理性能也随之发生变化,而所有这些解析或半解析方法都无法考虑材料热物理参数随温度变化的实际情况。有限元方法不仅能够灵活处理较复杂的结构中波的传播问题^[13],而且能够考虑到材料参数随温度变化的实际情况,得到全场数值解。因此,本文建立了激光在单层和双层材料中激发瞬态温度场和热弹机制激发超声波场的理论模型。

2 理论模型

入射脉冲激光的功率密度分布描述为

$$I = I_0 f(r) g(t) \quad (1)$$

其中 I_0 为峰值功率密度, $f(r)$ 及 $g(t)$ 为激光脉冲的空间和时间分布,可以表示为

$$f(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad (2)$$

$$g(t) = \frac{t}{t_0} \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right) \quad (3)$$

其中 r_0 为激光辐照的光斑半径, t_0 为脉冲激光上升时间。

由于入射激光束光斑具有轴对称分布的特性,分析中采用柱坐标系。

2.1 单层材料

热传导方程表示为

$$\rho c \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rk \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right] \quad (4)$$

式中 $T(r, z, t)$ 表示 t 时刻的温度分布, ρ, c 和 k 分别表示材料的密度、比热和热传导系数。

单层材料的上下表面上的边界条件为

$$-k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = IA(T) \quad (5)$$

和

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0 \quad (6)$$

其中 $A(T)$ 为样品表面的吸收率,随温度变化。 h 为样品的厚度。初始条件为

$$T(r, z, 0) = 0 \quad (7)$$

当脉冲激光辐照的能量低于样品的熔融阈值时,由于样品吸收激光能量而产生局部热膨胀,从而产生瞬态位移场,由下面的纳维-斯托克斯方程描述

$$(\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \vec{U}) - \mu \nabla \times \nabla \times \vec{U} - \alpha (3\lambda + 2\mu) \nabla T(r, z, t) = \rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} \quad (8)$$

式中 λ 和 μ 为拉梅(Lamè)常数, α 为样品的热膨胀系数。在上下表面 $z = 0$ 和 $z = h$ 满足自由边界条件

$$\vec{n} \cdot [\vec{\sigma} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T(r, z, t) \vec{I}] = 0 \quad (9)$$

\vec{n} 为垂直表面的单位向量, \vec{I} 为单位张量, $\vec{\sigma}$ 为应力张量。同时满足如下初始条件

$$\vec{U}(r, z, 0) = \frac{\partial \vec{U}(r, z, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \quad (10)$$

式中 $\vec{U}(r, z, t)$ 为瞬态位移。

2.2 双层材料

双层材料中的热传导方程为

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rk_i \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[k_i \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial z} \right] \quad (11)$$

这里 $T_i(r, z, t)$, ρ_i, c_i 和 k_i 与上面的物理意义一样,下标 $i = 1$ 时代表上层材料中的参数,下标 $i = 2$ 时

代表基底材料中的参数。

双层材料的上、下表面的边界条件为

$$-k_1 \frac{\partial T_1(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = IA_1(T) \quad (12)$$

和

$$-k_2 \frac{\partial T_2(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h+d} = 0 \quad (13)$$

这里 h 和 d 分别为上层材料和基底材料的厚度； $A_1(T)$ 为上层材料的吸收率。两层材料的界面是理想界面，因此界面上的温度和热流连续

$$T_1(r, h, t) = T_2(r, h, t) \quad (14)$$

$$-k_1 \frac{\partial T_1(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} = -k_2 \frac{\partial T_2(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (15)$$

双层材料中的纳维-斯托克斯方程为

$$(\lambda_i + 2\mu_i) \nabla(\nabla \cdot \vec{U}_i) - \mu_i \nabla \times \nabla \times \vec{U}_i - \alpha_i(3\lambda_i + 2\mu_i) \nabla T_i(r, z, t) = \rho_i \frac{\partial^2 \vec{U}_i}{\partial t^2} \quad (16)$$

上式中所有物理量的含义与(8)式中一致，下标 $i = 1$ 时代表上层材料中的参数，下标 $i = 2$ 时代表基底材料中的参数。

在上下表面 $z = 0$ 和 $z = h + d$ 是自由边界条件

$$\vec{n} \cdot [\vec{\sigma}_1 - (3\lambda_1 + 2\mu_1)\alpha_1 T_1(r, z, t) \vec{T}]_{z=0} = 0 \quad (17)$$

$$\vec{n} \cdot [\vec{\sigma}_2 - (3\lambda_2 + 2\mu_2)\alpha_2 T_2(r, z, t) \vec{T}]_{z=h+d} = 0 \quad (18)$$

两层材料的界面上应力和位移连续

$$\vec{\sigma}_1 = \vec{\sigma}_2, \quad \vec{U}_1 = \vec{U}_2 \quad (19)$$

位移的初始条件为

$$\vec{U}_i(r, z, t) \Big|_{t=0} = \left| \frac{\partial \vec{U}_i(r, z, t)}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad (20)$$

3 数值模拟结果和讨论

3.1 数值模拟方法

基于上面所述理论建立了有限元模型，具体的有限元模型构造见文献[14]。本文数值模拟计算了 Nd:YAG 激光脉冲在单层铝板和 Ni-Al 双层材料和 Al-Cu 双层材料中激发的表面波形。激光光斑的半径 r_0 取 $300 \mu\text{m}$ ，激光脉冲上升时间为 10 ns 。单层铝板的厚度为 1 cm 。

为了精确求解温度场的分布，在激光作用的附近，选取最小的网格，其大小为 $5 \mu\text{m}$ ，利用变网格技术，远离温度变化的区域选取网格大小为 $100 \mu\text{m}$ 。为满足描述激光作用后的弹性波传播的精度要求，一般要求网格小于弹性波的波长的 $1/4$ 。对于空间为高斯分布，时间分布为狄拉克函数 $\delta(t)$ 的脉冲激光激发出来的声表面波的中心频率可以估算为^[15]

$$f_{\max} = \sqrt{2}C_R / (\pi r_0) \quad (21)$$

其中 C_R 为表面波速度，对应的波长为

$$\lambda_{\min} = \pi r_0 / \sqrt{2} \quad (22)$$

将 $r_0 = 300 \mu\text{m}$ 代入(22)式，得到的中心波长为 $670 \mu\text{m}$ 左右。模拟计算中用的激光时间脉冲波形不是 $\delta(t)$ ，而是高斯分布，因此激发出来的表面波的中心波长大于 $670 \mu\text{m}$ 。由此可见 $100 \mu\text{m}$ 的网格可以满足描述激光作用后弹性波传播的精度要求。

计算中所用材料的热物理参数列于表 1^[16,17]。

表 1 计算中用到的铝、镍、铜的物理参数

Table 1 Thermophysical properties of aluminum, Ni, copper used in the calculation

	Absorptivity	Density /($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	Specific heat /($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Thermal conductivity /($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	Thermal expansion coefficient/(10^{-5}K^{-1})	Lamè constant	
						λ /(10^{10}Pa)	μ /(10^{10}Pa)
Al	$5.2 \times 10^{-2} + 3 \times 10^{-5}(T - 300)$	$-0.22 \times T + 2769$	$780.27 + 0.4877 \times T$	$249.45 - 0.085 \times T$ ($300 \text{ K} < T \leq 730 \text{ K}$) $198.47 - 0.0142 \times T$	2.31	5.81	2.61
Ni	0.26	$-0.4 \times T + 9020$	$0.49 \times T + 296.4$	$25.3 - 0.09 \times T$	1.26	12.51	7.71
Cu		$-0.48 \times T + 9073$	$0.15 \times T + 340$	$427 + 0.09 \times T$	1.68	7.66	4.55

Note: All listed parameters in table are in the temperature range $300 \text{ K} \leq T \leq T_m$, and T_m is the melting point of the material, except for the thermal conductivity of aluminum, which is special explained in the table.

3.2 数值模拟结果

温度场的计算结果^[14]表明激光作用过程中及激光作用结束后，离表面深度大于 $30 \mu\text{m}$ 和径向离激光辐照中心 $600 \mu\text{m}$ 以后，已没有有意义的温升

存在。即铝板吸收的激光能量所产生的温度场集中于一个非常小的区域，这一区域就成为体热源。材料中产生的超声波是表面热源和体热源共同作用的结果，即是表面正交力偶和垂直力共同作用的结果。

图 1 为 0.2 mm 厚的薄铝板中激发的垂直表面位移波形图。根据上面的计算,此时材料厚度小于激光激发的超声波的中心波长。因此,这是典型的兰姆波形图,并且主要是低频的对称模 s_0 模和反对称模 a_0 模。 s_0 模是非色散的,而 a_0 模是色散的。

除了 s_0 模和 a_0 模,每一种兰姆波模式都有其截止频率,如果低于此截止频率,这种模式就不能传播^[10]。截止频率随着材料厚度的增加而减小,因此随着材料厚度的增加,更高阶的模式可以在板中传播,波形渐渐失去兰姆波的特征,而向表面波转化。图 2 给出了在 1 cm 厚铝板上表面接收的垂直表面的位移波形,接收距离分别为 2 mm (a) 和 4 mm (b)。在铝板中产生的超声波是表面热源和体热源

共同作用的结果,即是表面正交力偶和垂直力共同作用的结果。因此,位移波形由具有垂直表面向外的单极波形的掠面纵波和具有双极波形的瑞利波组成。掠面纵波和瑞利波均有一定的波形宽度,图 1 (a) 中由于接收距离较近,两种波形复合在一起。由于掠面纵波速度远远大于瑞利波传播速度,随着接收距离的增大,两种波形渐渐分开,因此图 2 (b) 中清楚地看到这两个波形。

对于表面波来讲,在深度方向上按指数衰减,且透入深度在波长量级。因此双层材料中激光激发出来的激光超声不仅与基底的性质有关,也和涂层的性质有关,是两者共同作用的结果。这儿模拟计算了脉冲激光在 50 μm 厚的镍膜覆盖在 1 cm 厚的铝

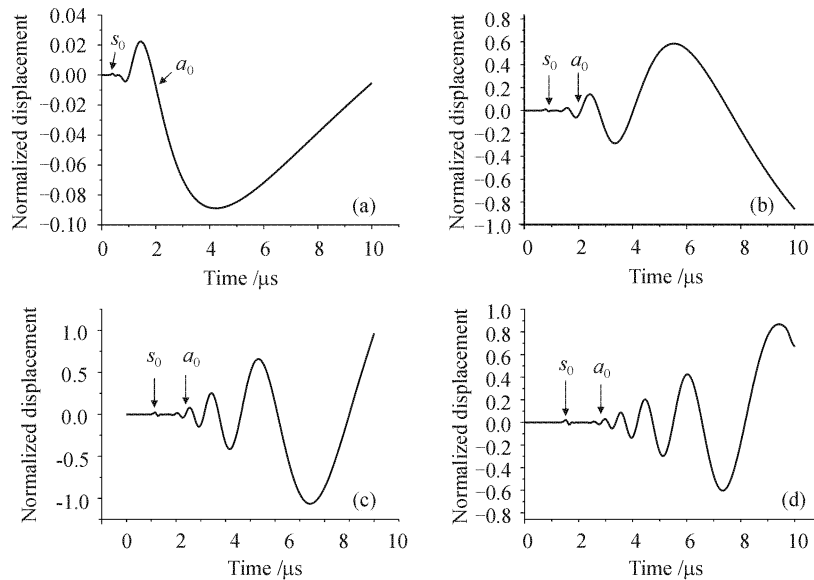


图 1 厚度为 0.2 mm 铝板的垂直表面位移波形
接收距离分别为(a) 2 mm;(b) 4 mm;(c) 6 mm;(d) 8 mm

Fig. 1 Transient displacement normal to the surface in Al plate with thickness 0.2 mm
Source-receiver distance (a) 2 mm; (b) 4 mm; (c) 6 mm; (d) 8 mm

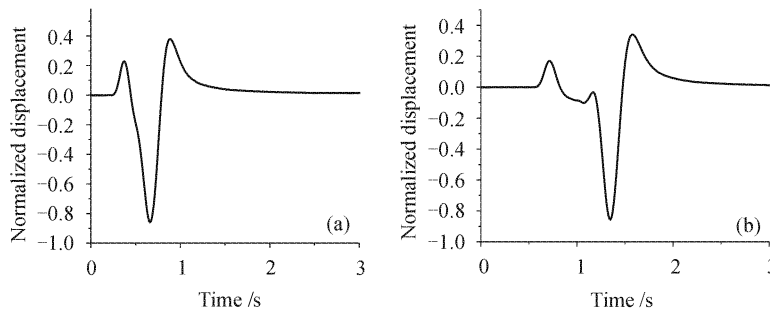


图 2 厚 1 cm 铝板上表面接收的垂直表面的位移波形
接收距离分别为(a) 2 mm;(b) 4 mm

Fig. 2 Vertical displacements at the surface of 1 cm thickness Al plate
Source-receiver distance of (a) 2 mm, (b) 4 mm

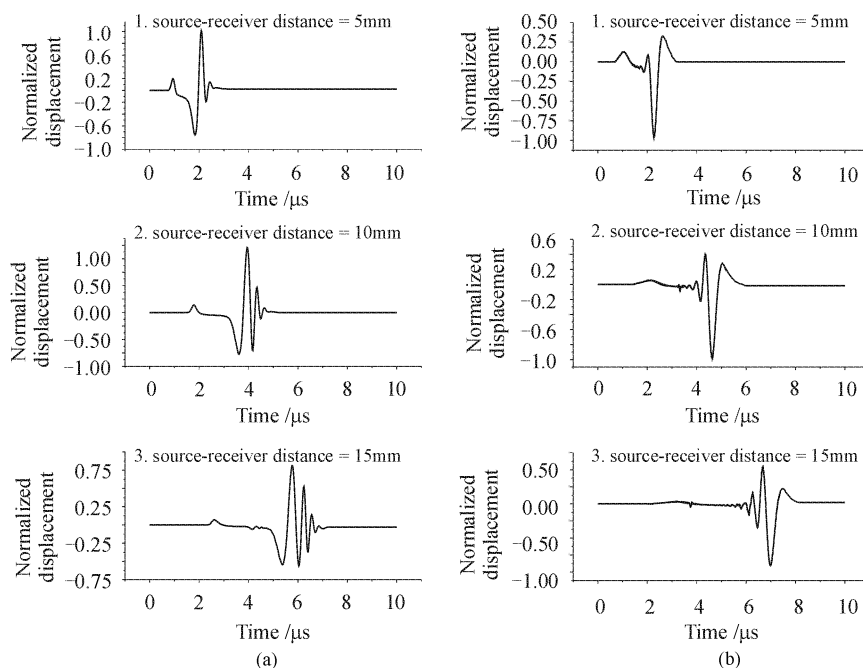


图3 不同接收距离处的瞬态位移波形

(a) Ni/Al系统;(b) Al/Cu系统

Fig. 3 Transient displacement wave forms at different source-receiver distance

(a) Ni/Al system; (b) Al/Cu system

板上,即 Ni/Al 系统,和 $50 \mu\text{m}$ 厚的铝膜覆盖在 1 cm 厚的铜板上,即 Al/Cu 系统激发的声表面波。图 3 是这两种双层系统中不同位置接收的垂直表面的位移波形图。

由于表面波中高频成分对应的波长短,因此其透入深度也浅,这就意味着在传播过程中高频成分受薄膜(涂层)的影响较大,而受基底影响相对较小。而对于低频成分来说,正好相反,其在传播过程中受基底的影响较大,而受薄膜(涂层)影响相对较小。由于 Ni 材料的声表面波传播速度比 Al 材料小,因此,对 Ni/Al 系统中传播的表面波来说,高频成分的速度就比较慢,而低频成分的速度就相对较快。图 3(a)明显地反映了表面波的这种正常色散。而图 3(b)Al/Cu 系统中传播的表面波的情况正好相反,高频快而低频慢,是一种反常色散。这与实验结果是完全一致的^[18]。

另外,对于涂层-基底组成的双层材料来说,同样的激发条件下,材料内的温度场分布主要取决于涂层的热扩散。由于 Al 材料的热扩散系数大于 Ni 材料的热扩散系数,导致 Al/Cu 系统中的热影响区域要大于 Ni/Al 系统中的热影响区域,即 Al/Cu 系统中的热源分布范围大。因此,Al/Cu 系统中热弹

激发出来的掠面纵波的中心频率比 Ni/Al 系统中激发出来的掠面纵波的中心频率要低。这一点从图中同样的激发-接收间距处,Al/Cu 系统中的掠面纵波宽度明显要比 Ni/Al 系统中要宽是完全一致的。

4 结 论

用有限元方法数值模拟了激光热弹机制激发单层和双层材料中的超声波,所取的网格划分完全能够满足计算超声波传播的精度要求。在较薄的单层铝板中激发出来的是典型的兰姆波形,而在较厚的铝板中激发出来的是掠面纵波和声表面波波形。计算了 Ni/Al 和 Al/Cu 这两种双层材料中不同接收距离处的垂直表面位移,在 Ni/Al 系统中得到了正常色散,而在 Al/Cu 系统中得到了反常色散现象。

参 考 文 献

- 1 Zhang Shuyi. Laser ultrasound and nondestructive evaluation in materials [J]. *Applied Acoustics*, 1992, **11**(4):1~6
张淑仪. 激光超声与材料无损评价[J]. *应用声学*, 1992, **11**(4):1~6
- 2 Zhang Shuyi. New techniques in ultrasound nondestructive evaluation [J]. *International Academic Trends*, 1998, **8**:58~60

- 张淑仪. 超声无损检测高新技术[J]. 国际学术动态, 1998, **8**: 58~60
- 3 Zhang Xiaorong. Evaluation of composites and nano-structured materials by laser ultrasound [J]. *Applied Acoustics*, 2000, **19** (5):1~9
- 章肖融. 用激光超声评估复合材料[J]. 应用声学, 2000, **19** (5):1~9
- 4 Mei Lin, Wu Lide, Wang Yuwen. A novel defect evaluation method in infrared NDT based on genetic algorithm [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(12):1452~1456
- 梅 林, 吴立德, 王裕文. 一种基于遗传算法的红外无损检测缺陷的新方法[J]. 光学学报, 2002, **22**(12):1452~1456
- 5 Li Junchang. Calculation of heat interaction between a series of the laser pulses and the material [J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(12):1120~1124
- 李俊昌. 激光脉冲列与材料的热作用计算[J]. 中国激光, 2001, **A28**(12):1120~1124
- 6 Gong Yuliang, Wang Xiaodong, Zhang Rong. Optical detection of solid surface ultrasonic pulse using confocal Fabry-Perot interferometer [J]. *Chinese J. Lasers*, 1994, **A21**(8):639~644
- 龚育良, 王晓东, 张 蓉. 用共焦法布里-珀罗干涉仪探测固体表面超声脉冲的研究[J]. 中国激光, 1994, **A21**(8):639~644
- 7 F. A. McDonal. On the precursor in laser-generated ultrasound waveforms in metals [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(3): 230~232
- 8 L. R. F. Rose. Point-source representation for laser-generated ultrasound [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1984, **75**(3):723~732
- 9 J. C. Cheng, S. Y. Zhang. Quantitative theory for laser-generated Lamb waves in orthotropic thin plates [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **74**(14):2087~2091
- 10 J. C. Cheng, S. Y. Zhang, L. Wu. Excitations of thermoelastic waves in plates by a pulsed laser [J]. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, 1995, **61**:311~319
- 11 Shen Zhonghua, Zhang Shuyi. Laser-induced ultrasound in film-substrate system [J]. *Acta Acoustica Sinica*, 2002, **27** (3):203~208
- 沈中华, 张淑仪. 薄膜-基片中的激光超声研究[J]. 声学学报, 2002, **27**(3):203~208
- 12 A. Cheng, T. W. Murray, J. D. Achenbach. Simulation of laser-generated ultrasonics in layered plates [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2001, **110**(2):845~855
- 13 Wu Xianmei, Qian Menglu. Simulation of the finite element method on wave propagation in cylinders [J]. *Progress in Natural Science*, 2001, **11**(Suppl.):265~268
- 14 Xu Baiqiang, Ni Xiaowu, Shen Zhonghua *et al.*. Numerical simulation of laser-generated ultrasonic by finite element method in the plate material [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31** (5):621~625
- 许伯强, 倪晓武, 沈中华 等. 激光激发板状材料中超声导波的有限元数值模拟[J]. 中国激光, 2004, **31**(5):621~625
- 15 Y. Sohn, S. Krishnaswamy. Mass spring lattice modeling of the scanning laser source technique [J]. *Ultrasonics*, 2002, **39**: 543~551
- 16 Franc Keith, S. B. Mark. Principles of Heat Transfer [M]. Forth Edition, New York, 1986
- 17 W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, E. N. Ganic. Handbook of Heat Transfer Fundamentals [M]. 2nd ed.. New York: McGraw-Hill Book Company, 1985
- 18 T. W. Murray, S. Krishnaswamy, J. D. Achenbach. Laser generation of ultrasound in films and coatings [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **74**(23):3561~3563