

光学薄膜样品的温度场和形变场分析

刘明强^{1,2)} 李斌成¹⁾

1) 中国科学院光电技术研究所, 成都 610209)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100039)

(2007 年 10 月 1 日收到, 2007 年 12 月 10 日收到修改稿)

通过积分变换理论上求解了光学薄膜样品在脉冲或方波调制激励光作用下的热传导方程和热弹方程, 从而获得了样品在瞬态和稳态情况下对应的温度场和形变场. 为验证所求解, 将理论解析解的计算机模拟结果与有限元的分析结果在时域和空间域进行了比较, 两结果获得了较好的一致性. 同时讨论了温度、热变形随激励光的调制频率、光斑半径等参数的变化. 讨论了此模型在测量光学薄膜样品吸收损耗和表面热变形中的应用.

关键词: 温度场, 形变场, 表面热透镜, 有限元

PACC: 1110W, 6220F, 6570, 7865

1. 引 言

当一束激光照射到一光学薄膜样品时, 薄膜吸收激光能量, 由于热传导, 在样品内部形成温度梯度, 从而产生表面热变形. 若激光被调制, 那么温度和表面形变将由交流和直流两部分组成. 从该温度和热变形出发, 研究高功率密度激光束作用下光学薄膜元件的吸收和损伤性能, 以及分析热变形对入射激光波面的影响是高功率激光和薄膜技术中的重要内容.

因此, 有必要寻求一种理论以及一种测量方法同时对光学样品的吸收率和表面热变形(包括交流和直流变形)作出综合评价. 虽然有限差分法^[1]和有限元法^[2]可对温度和热变形给出较准确的数值结果, 但由于二者没有解析解, 限制了在检测技术中的应用. 在目前使用的薄膜无损检测技术如光热技术中, 探测的是因吸收导致温度上升而引起的各种效应, 如光热偏转(PTD)和表面热透镜技术(STL)主要是测量表面变形对应的信号变化. 在 PTD 中^[3-5], 探测的是形变的斜率随调制频率的变化, 难以获得形变形态的绝对大小分布. 在脉冲 STL 中, Li^[6]曾求解了脉冲光作用下体吸收样品的温度分布和表面形变, Buntsents 等人^[7]也曾讨论准静态的形变瞬态形貌. 而在连续 STL 中^[8,9], 其涉及的形变都是理论推导的交流形变或近似的光热形变简化理论. 因此, 推导出完整的温度场和形变场将对评价和测量光学薄

膜元件的光学和热物理性质具有重要意义.

本文从热传导方程和热弹方程出发, 求解了完整的温度场和形变场, 并将理论的模拟结果和有限元结果进行了比较, 讨论了时域和空间域的分布, 以及激励光调制频率(频域)和光斑半径对温度和热变形的影响. 最后讨论了用表面热透镜技术同时测量光学样品的微弱吸收和微弱形变的原理和方法.

2. 理论模型

考虑方波调制的平顶光束(由于平顶光束易于获得以及在光热技术中比高斯光束具有更高的灵敏度^[8,10,11], 且许多高功率激光器的光强分布也近似为平顶, 后面的理论模型和讨论也可在高斯光束下进行分析)作用于一光学薄膜样品上, 如图 1 所示, 其中 t_0 是一激励周期的初始时刻, 相应的形变分布为

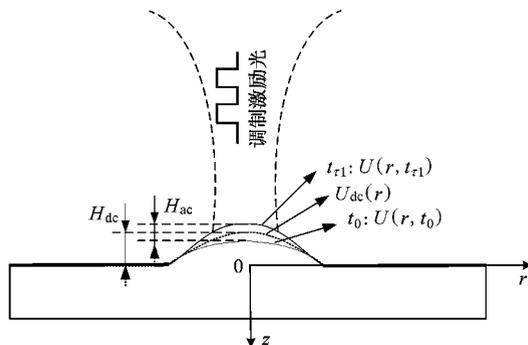


图 1 调制激励光作用下样品表面热变形分布示意图

$U(r, t_0)$; t_{τ_1} 是激励结束的时刻, 相应的形变分布为 $U(r, t_{\tau_1})$; $U_{dc}(r)$ 是形变的直流分布, 大小为 $U(r, t_0)$ 和 $U(r, t_{\tau_1})$ 之和的一半; H_{ac} 和 H_{dc} 分别是激励中心点的交流形变和直流形变. 假设仅薄膜吸收激光能量且其厚度远小于热扩散长度, 基底吸收忽略不计, 且忽略样品与周围环境的热对流.

2.1. 样品内温度分布

根据前面的假设, 样品温度场满足如下热传导方程:

$$\nabla^2 T(r, z, t) - \frac{1}{D} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

及边界条件和初始条件:

$$-K_{th} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = Q(r, z, t), \quad (2)$$

$$-K_{th} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0, \quad (3)$$

$$T(r, z, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad (4)$$

其中 D 和 K_{th} 分别是基底的热扩散率和热导率, L 是样品厚度. $Q(r, z, t)$ 是膜层单位面积内吸收的激光功率, 定义为

$$Q(r, z, t) = \begin{cases} \frac{A_0 P}{\pi a^2} u(r) & (n-1)\tau < t \leq (n-1)\tau + \tau_1, \\ 0 & (n-1)\tau + \tau_1 < t \leq n\tau, \end{cases} \quad (5)$$

其中 P 是光功率, a 是激励光光斑半径, A_0 是膜层的吸收率, $u(r)$ 是一个矩形函数, 定义为

$$u(r) = \begin{cases} 1 & 0 \leq r \leq a, \\ 0 & r > a. \end{cases} \quad (6)$$

考虑到温度的连续性条件, 即激光照射的累积效应, 下一个方波的温度初始值等于相邻前一个方波结束时的温度值, 如(7)式; 且任一方波周期内“照射”阶段结束时刻和“照射后”阶段开始时刻的温度值相等(作用在样品上的一个方波周期可视为由“照射”和“照射后”两个阶段组成), 如(8)式:

$$T_{n+1}(r, z, t) \Big|_{t=n\tau} = T_n(r, z, t) \Big|_{t=n\tau}, \quad (7)$$

$$T_{n+1}(r, z, t) \Big|_{t=n\tau+\tau_1} = T_n(r, z, t) \Big|_{t=n\tau+\tau_1}, \quad (8)$$

其中 τ 是一个方波周期, τ_1 是一个周期内的照射时间, n 代表第 n 个激励周期 ($n=1, 2, \dots$), T_{n+} 和 T_{n-} 分别代表该周期内激光“照射”阶段和“照射后”阶段的温度分布.

通过积分变换求解上述热传导方程, 可得样品内的温度场分布为

$$T_n(r, z, t) = \begin{cases} C \int_0^\infty \delta J_0(\delta r) J_1(\delta a) \times \left\{ \frac{\exp(\delta z) + \exp(2\delta L)\exp(-\delta z)}{\delta^2 [\exp(2\delta L) - 1]} - \sum_{k=0}^{\infty} C_{nk} \cos(\eta_k z) \right\} \times \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)(t - (n-1)\tau)] \delta \delta & (n-1)\tau < t \leq (n-1)\tau + \tau_1, \\ C \int_0^\infty \delta J_0(\delta r) J_1(\delta a) \times \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} D_{nk} \cos(\eta_k z) \right\} \times \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)(t - (n-1)\tau - \tau_1)] \delta \delta & (n-1)\tau + \tau_1 < t \leq n\tau, \end{cases} \quad (9)$$

其中 $J_0(\delta r)$ 和 $J_1(\delta a)$ 分别是第一类零阶贝塞尔函数和一阶贝塞尔函数, C , η_k , C_{nk} 和 D_{nk} 是系数, 定义为

$$C = \frac{A_0 P}{\pi a K_{th}}, \quad (10)$$

$$\eta_k = \frac{k\pi}{L}, \quad (11)$$

$$C_{nk} = C_k \left\{ 1 - \sum_{i=1}^{n-1} \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)(i\tau - \tau_1)] + \sum_{i=1}^{n-1} \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)i\tau] \right\}, \quad (12)$$

$$D_{nk} = C_k \left\{ 1 - \sum_{i=0}^{n-1} \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)(i\tau + \tau_1)] + \sum_{i=1}^{n-1} \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)i\tau] \right\}, \quad (13)$$

其中 C_k 为

$$C_k = \begin{cases} \frac{1}{L\delta^3} & k=0; \\ \frac{2}{L\delta(\delta^2 + \eta_k^2)} & k=1, 2, \dots \end{cases} \quad (14)$$

(9)式即为第 n 个方波激励周期(前面已经历了 $n-1$ 个方波激励)对应的样品内温度分布表达式. 若只考虑 $n=1$ 的情况, τ_1 对应一个脉冲的脉宽, τ 对应一个脉冲作用前后总的的时间, 那么(9)式就为一个脉冲激励时的温度分布.

2.2. 样品表面热变形分布

根据 $L_1^{[6]}$ 求解热弹方程所得出的在一定温度分布时的形变分布:

$$\begin{aligned}
 & U_z(r, t)|_{z=0} \\
 &= -2\alpha_{th}(1 + \gamma) \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^L d\xi \\
 & \times \int_0^\infty \beta J_0(\beta\rho) J_0(\beta r) I(\rho, \xi, t) \\
 & \times \frac{\text{sh}(\beta L) \text{sh}(\beta L - \beta\xi) - \beta L \text{sh}(\beta\xi)}{\text{sh}^2(\beta L) - (\beta L)^2} d\beta, \tag{15}
 \end{aligned}$$

其中 α_{th} 和 γ 分别是线性热膨胀系数和泊松比. 将 (9) 式中的温度分布带入 (15) 式, 可得样品表面的形变场分布为

$$\begin{aligned}
 & U_{nz}(r, t)|_{z=0} \\
 &= \begin{cases} -2\alpha_{th}(1 + \gamma) C \int_0^\infty \delta J_0(\delta r) J_1(\delta a) \\ \times \left\{ \frac{1}{2\delta^3} - \frac{\delta}{\text{sh}^2(\delta L) - (\delta L)^2} \sum_{k=0}^\infty \frac{1}{\delta^2 + \eta_k^2} C_{nk} B \right. \\ \times \left. \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)t - (n-1)\tau] \right\} d\delta \\ (n-1)\tau < t \leq (n-1)\tau + \tau_1, \\ -2\alpha_{th}(1 + \gamma) C \int_0^\infty \delta J_0(\delta r) J_1(\delta a) \\ \times \frac{\delta}{\text{sh}^2(\delta L) - (\delta L)^2} \sum_{k=0}^\infty \frac{1}{\delta^2 + \eta_k^2} D_{nk} B \\ \times \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)t - (n-1)\tau - \tau_1] d\delta \\ (n-1)\tau + \tau_1 < t \leq n\tau. \end{cases} \tag{16}
 \end{aligned}$$

其中

表 1 膜样品基底的热物理性质

基底	热导率/W·mK ⁻¹	密度/kg·m ⁻³	比热/J·(kgK) ⁻¹	热扩散率/10 ⁻⁷ ·m ² ·s ⁻¹	线胀系数/10 ⁻⁶ K ⁻¹	泊松比	杨氏模量/GPa
K9	1.1	2510	858	5.1	7.1	0.208	81

3.1. 理论解模拟结果与有限元计算结果比较

有限元分析采用商用有限元软件 Ansys10.0^[12] 中的热分析和热-结构耦合场分析, 采用 SOLID70 类型网格单元进行热分析以求解温度场, 然后将所求得温度结果作为载荷再进行形变分析. 为了和连续调制情况保持一致并进行比较, 下面脉冲情况的能量为对应的脉宽和上述光功率的乘积.

图 2, 图 3 和图 4 分别是样品在 5 s, 5 ms 脉冲激光以及连续调制(10 Hz)激光作用下温度在时域和空间域分布的理论解和有限元比较, r 为样品面上的径向位置, z 为样品中心轴的轴向位置, a 为光斑半径, 下文同. 可以看出, 在各种情况下理论解的模拟

$$\begin{aligned}
 B &= \frac{1}{2} \text{sh}(2\delta L) + \delta L \\
 & - (-1)^n [\text{sh}(\delta L) + \delta L \text{ch}(\delta L)]. \tag{17}
 \end{aligned}$$

同样, n 取 1, τ_1 对应一个脉冲的脉宽, τ 对应一个脉冲作用前后总的的时间, (16) 式就为一个脉冲激励时的热变形分布.

2.3. 温度和热变形稳态分布

令 n 为无穷大, 将 (9) 和 (16) 式中 C_{nk}, D_{nk} 用 C'_k, D'_k 代替, 可得稳态时的温度和形变分布. 其中

$$\begin{aligned}
 C'_k &= C_k \left\{ 1 - \frac{\exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)(\tau - \tau_1)]}{1 - \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)\tau]} \right. \\
 & \left. + \frac{\exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)\tau]}{1 - \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)\tau]} \right\}, \tag{18}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 D'_k &= C_k \left\{ 1 - \frac{\exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)\tau_1]}{1 - \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)\tau]} \right. \\
 & \left. + \frac{\exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)\tau]}{1 - \exp[-D(\delta^2 + \eta_k^2)\tau]} \right\}. \tag{19}
 \end{aligned}$$

3. 温度场和形变场的数值模拟

在数值模拟中, 考虑一基底为 K9(物理参数见表 1) 的光学薄膜样品, 膜层吸收率为 5.0×10^{-5} , 尺寸 $\phi 30$ 厚 5 mm; 入射平顶光束的功率为 20 W, 光斑半径 $a = 200 \mu\text{m}$.

结果和有限元的结果吻合得很好. 对 5 s 脉冲激励下, 激励中心点的温度很快趋于接近稳态(如图 2(a) 中的 1.4 K), 并在结束激励后又急速降到很小值. 径向和轴向的分布类似, 温升主要集中在两倍 a 范围内, 如图 2(b) 和 (c); 由于热传导的作用, 5.5 s 的径向、轴向分布在离激励中心较远的地方的温度比 0.1 s 时稍大. 而对 5 ms 的脉冲激励, 如图 3, 其中中心点温度的时间分布也是一个脉冲, 5 ms 内上升至 0.4 K, 空间域温度分布主要集中在 a 范围内, 对激励时间很小时(如图 3(b) 中的 2 ms), 温升近似为激励光的强度分布——平顶型. 调制情况如图 4, 温度的时域和空间域分布都可看成由直流和交流两部分组成, 直流和交流温升定义类似于图 1 中的直流和

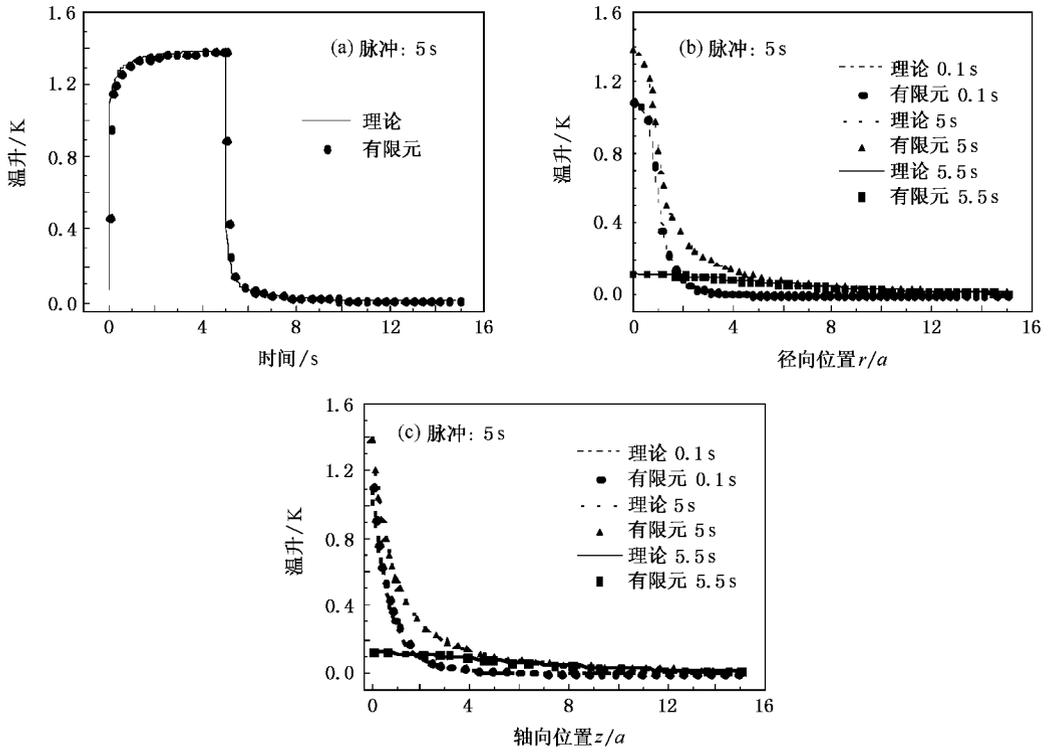


图 2 5 s 脉冲激光作用下的温度场分布比较 (a) 激励中心点时域分布 (b) 径向分布 (c) 轴向分布

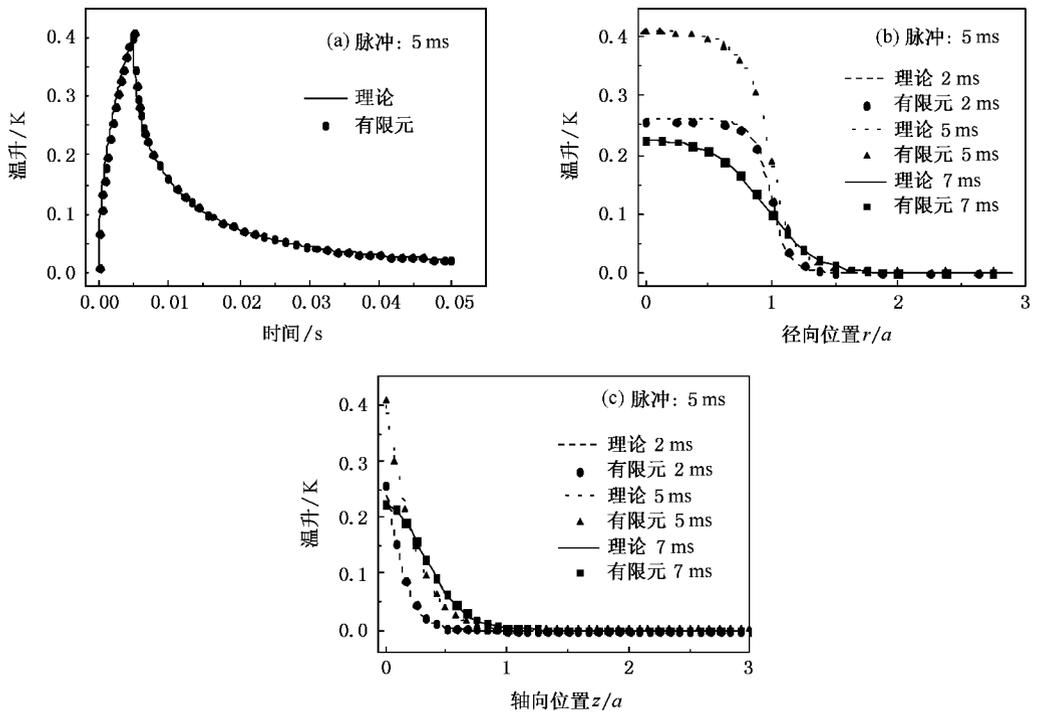


图 3 5 ms 脉冲激光作用下的温度场分布比较 (a) 激励中心点时域分布 (b) 径向分布 (c) 轴向分布

交流形变. 中心点的交流温升很快趋于不变, 直流温升随时间增加也将趋于稳态, 如图 4(a); 而径向和

轴向温度受调制的区域主要集中在 a 范围内, 离激励中心越近调制作用越明显, 如图 4(b) 和 (c) 所示.

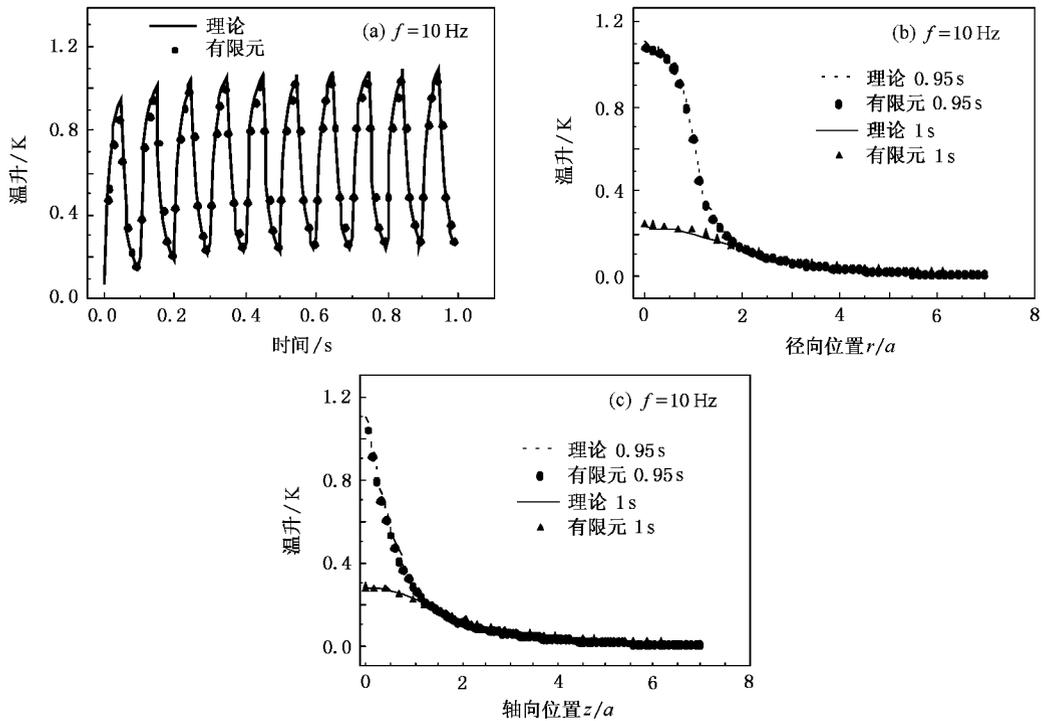


图 4 调制连续激光(调制频率 10 Hz)作用下的温度场分布比较 (a)激励中心点时域分布 (b)径向分布 (c)轴向分布

若从热扩散长度分析(脉冲时热扩散长度: $\mu_p = [D\tau_p]^{1/2}$, 调制时热扩散长度: $\mu_m = [D(\pi f)]^{1/2}$, 其中 D 为热扩散率, f 为调制频率, τ_p 是脉冲宽度)脉冲时的温度空间域分布和调制时温度被调制的范围都主要集中在对应情况的 2—3 倍热扩散长度范围内.

图 5 是样品在 5 s, 5 ms 脉冲激光和调制激光 (10 Hz) 作用下对应的形变场分布比较. 从图中可以看出, 当激励时间较短时解析解的模拟结果和有限元结果基本吻合, 如图 5(b)(c)(e)(f) 以及 (d) 中的 0.1 s. 但激励时间增大后有限元计算的形变值比理论解稍小, 如图 5(a) 和 (d) 对应的 5 s 脉冲激励下 5 和 5.5 s 的形变时域和径向分布. 这是由于有限元是将前一步计算的网格各节点的温度作为载荷再计算形变的, 在离激励中心较远的网格密度较稀疏以致各节点温度值不连续且有一定差别, 而所算的形变是体内轴向各点膨胀总的贡献, 因此最后总的形变稍小于理论解, 提高网格密度可减小差别, 理想情况下二者应该相等. 如在激励时间短时两者形变差别较小, 因为此时的温度主要集中在网格较密的区域, 节点温度分布相对较连续. 此外, 对于形变的时域分布, 5 s 和 5 ms 脉冲的中心点形变上升和下降过程比图 3(a) 和图 3(a) 对应的中心点温升来得缓,

分别上升至 5 和 0.25 nm; 与图 4(a) 中温升很快趋于稳态相比, 调制时的中心点形变是随时间不断上升, 因为形变为轴向各点热变形总和, 只有当轴上各点的温度都达到稳态后, 对应的表面变形才会达到稳态. 而对于径向分布, 在激励时间很短时, 热变形和温度都集中在激励光斑附近, 如图 5(d) 中 0.1 s 和图 5(e) 对应的形变分布; 激励时间增大时, 由于热传导和热膨胀, 形变的径向分布比样品表面温度的径向分布更平缓, 分布范围更大, 如图 5(d) 中 5, 5.5 s 和图 5(f) 所示.

3.2. 稳态时温度和形变随调制频率和激励光半径的分布

图 6 是稳态时样品在激励中心点的温度和热变形的频域变化. 从图 6(a) 和 (b) 可知, 在调制频率较低时(如低于 10 Hz), 交流形变随着频率的升高减小的速率大于温度的减小率, 这是因为调制频率升高, 热扩散长度减小且在该范围内的交流温升也在减小, 因此交流形变减小较快, 而中心点的交流温升在低频时由于一周期内激励作用时间较长, 其值随频率变化较小. 在高频端温度和形变的交流量按 f^{-1} 减小, 而直流温升和热变形在整个频段范围内不随

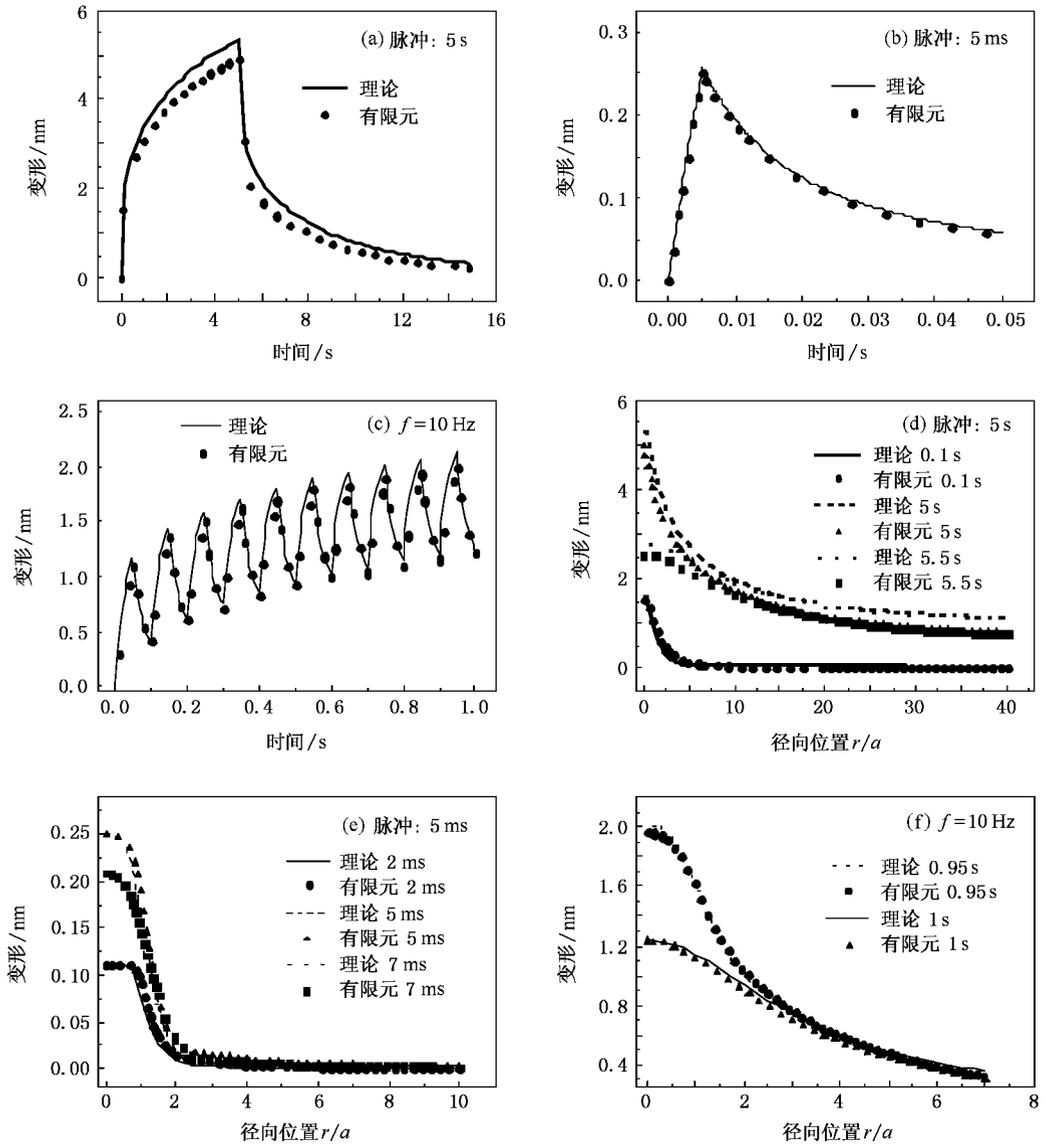


图 5 在脉冲激光和调制激光作用下的形变场分布比较 (a)和(d)分别为 5 s 脉冲激励下激励中心点形变的时域分布和表面形变的径向分布 (b)和(e)为 5 ms 脉冲的对应分布 (c)和(f)调制激光(10 Hz)时的对应分布

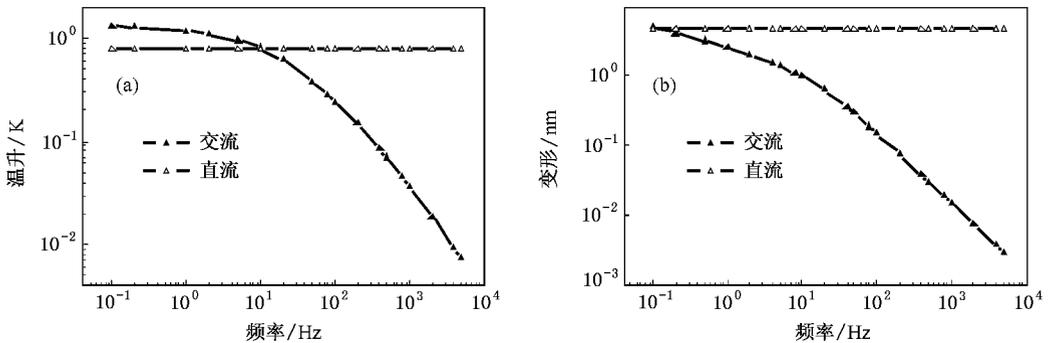


图 6 样品在激励中心点的温度和热变形随调制频率的变化 (a)交流和直流温升 (b)交流和直流热变形

频率变化.

图 7 是稳态时样品面上的温度和热变形在激励光半径为 200 和 400 μm 时的径向分布, 调制频率为 10 Hz, t_0 和 t_{r1} 定义见图 1. 从图 7(a) 和 (b) 可知, 随着 a 的增大导致样品面上功率密度按 a^{-2} 降低, 温升和热变形在原激励区域下降较快且交流温升和热变形的减小率大于对应的直流部分, 因为热传导的

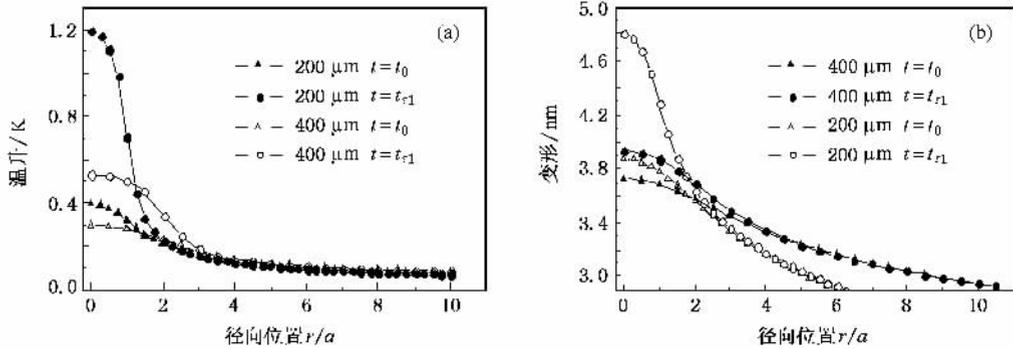


图 7 样品面上的温度(a)和热变形(b)在激励光半径为 200 和 400 μm 时的径向分布

4. 温度场和形变场的应用

从前面的理论解析解和模拟分析, 我们可以比较完整的了解光学薄膜样品的温度以及表面变形在时域、空间域和频域的分布. 在实际应用中, 以温度和变形为基础, 可以采用相应的测试方法来评价光学薄膜样品的光学特性及其在激光作用下的变化情况, 以及对入射激光的能量、光束质量等方面的影响.

4.1. 吸收测量

1) 以样品温升为基础的激光量热法^[13,14], 通过测量样品表面某点的时域温度变化来拟合吸收率. 根据前述的温度场理论, 通过将实际测得的温升与理论计算的温升比较, 可以判断所测温度以及吸收率的合理性.

2) 以表面热变形为基础, 通过菲涅耳衍射积分所建立的表面热透镜理论模型^[15], 由于其较高的灵敏度, 多用于测量光学样品的微弱吸收. 其测量吸收主要依据如下关系式:

$$S_1 = S_{ac}/S_{dc0} = KA_0 P.$$

其中, S_1 是交流 STL 信号; S_{ac} 是由锁相放大器测得的交流信号, 对应探测面中心点的光强变化量; S_{dc0}

作用, 直流部分受 a 的影响较交流小; 当调制频率很高时, 交流温升和热变形将按 a^{-2} 减小. 此外, 激励光半径的增加导致样品整体的轴向温度梯度变缓, 尽管表面的温升在激励光斑以外的区域增加很小 (如图 7(a) 中 r 较大处), 但由于形变是轴向各点形变的总贡献, 因此形变在激励光斑以外的区域要大于原光斑对应的形变.

是激励光照射样品之前探测光在探测面上的中心直流光强; K 为系统常数, 需用一已知吸收率的标准样品进行定标, 当 $A_0 P$ 较小时, K 值可视为常数.

4.2. 表面热变形测量

目前测量热变形量有诸如激光干涉法、哈特曼波前传感法等方法, 但由于其灵敏度较低, 不能满足微小形变的测量. 而 STL 技术灵敏度高, 可以测量纳米量级及以下的热变形. 影响 STL 信号大小的直接因素是样品表面的交流和直流热变形, 并且通过理论模拟可知, STL 信号在小信号时与热变形近似成线性关系. 根据 Li^[10] 等定义的脉冲 STL 信号与最大表面形变的关系式, 可以在连续调制 STL 技术中类似地定义信号与交流 and 直流热变形的关系, 其关系中类似上述 K 的系统参数可通过实验确定, 从而可以利用 STL 信号测量样品表面的交流和直流热变形.

5. 结 论

本文通过求解三维热传导方程和热弹方程, 获得了光学薄膜样品在瞬态和稳态情况下的温度和热变形分布, 并数值模拟了温度场和形变场, 讨论了其应用. 从理论解模拟结果与有限元分析结果比较

可以看出,理论解能够正确地描述光学元件的温度和热变形在时域、频域和空间域的分布,并可以分析不同参数的激励光作用下不同衬底材料的温度和热变形,这为材料的热物理性质的分析和检测提供了更可靠的理论依据。据此所给出的用 STL 技术同时

测量光学元件的吸收和表面热畸变,由于其灵敏度高,可用于测量 10^{-6} 量级的微弱吸收和低于纳米量级的热畸变,这对于综合评价光学元件对入射激光能量的损耗以及对其波面(光束质量)的影响有重要意义,对改善镀膜工艺有一定的指导作用。

- [1] Mansuripur M ,Connell G A N ,Goodman J W 1982 *Appl. Opt.* **21** 1106
- [2] Ma Y Y ,Cheng Z H ,Zhang Y N 1999 *High Power Laser And Particle Beams* **11** 6 [马毅勇,程祖海,张耀宁 1999 强激光与粒子束 **11** 6]
- [3] Olmstead M A ,Amer N A ,Kohn S ,Fournier D ,Boccaro A C 1983 *Appl. Phys. A* **32** 141
- [4] Jackson W B ,Amer N M ,Boccaro A C ,Fournier D 1981 *Appl. Opt.* **20** 1333
- [5] Yin Q R ,Wang T ,Qian M L 1991 *Photoacoustic and Photothermal Technique and Application* (Beijing Science Press) p76 (in Chinese) [殷庆瑞,王 通,钱梦 1991 声光光热技术及其应用(北京 科学出版社)第 67 页]
- [6] Li B C 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 482
- [7] Buntsents S V ,Dmitriev S G ,Shagimuratov O G 1996 *Phys. Solid State* **38** 552
- [8] Chen X X ,Li B C ,Yang Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4673 (in Chinese) [陈潇潇,李斌成,杨亚培 2006 物理学报 **55** 4673]
- [9] Fan S H ,He H B ,Fan Z X ,Shao J D ,Zhao Y A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5774 (in Chinese) [范树海,贺洪波,范正修,邵建达,赵元安 2005 物理学报 **54** 5774]
- [10] Li B C ,Martin S ,Welsch E 1999 *Opt. Lett.* **24** 1398
- [11] Li B C ,Blaschke H ,Ristau D 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 053509
- [12] <http://www.ansys.com/>
- [13] Willamowski U ,Ristau D ,Welsch E 1998 *Appl. Opt.* **37** 8362
- [14] Li B C ,Xiong S M ,Blaschke H ,Ristau D 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 823 (in Chinese) [李斌成,熊胜明,Blaschke H, Ristau D 2006 中国激光 **33** 823]
- [15] Fan S H ,He H B ,Shao J D ,Fan Z X ,Zhao Y A 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 758 (in Chinese) [范树海,贺洪波,邵建达,范正修,赵元安 2006 物理学报 **55** 758]

Analysis of temperature and deformation fields in an optical coating sample

Liu Ming-Qiang^{1,2)} Li Bin-Cheng¹⁾

1 \times Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China)

2 \times Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

(Received 1 October 2007 ; revised manuscript received 10 December 2007)

Abstract

By solving thermal conduction and thermo-elastic equations with an integral-transform method, a theory to describe the three-dimensional temperature and deformation distributions in an optical coating sample irradiated by a pulsed or square-wave modulated laser is developed for both transient and steady state cases. The theoretical simulations are compared with corresponding results of the finite-element method in time and space domains and good agreements are obtained. In addition, the influences of heating-beam radius and modulation frequency on the temperature and deformation distributions are discussed. Applications of the theoretical model to absorptance and deformation measurements of optical coatings are discussed.

Keywords : temperature field, deformation field, surface thermal lens, finite-element method

PACC : 1110W, 6220F, 6570, 7865