

文章编号: 1001-3806(2005)03-0297-04

多个短脉冲辐照下光学元件的温升分布

兰 岚¹, 陈建国^{1*}, 欧群飞¹, 马 平², 邱服民²

(1. 四川大学 光电科学技术系, 成都 610064 2 成都精密光学工程研究中心, 成都 610041)

摘要: 从傅里叶热传导方程出发, 推导了在不同幅度、间隔不等的短脉冲辐照下, 无源光学元件温升三维分布的含时间的解析表达式, 针对具有周期性的重复脉冲照射的情况进行了具体的计算分析, 讨论了入射脉冲数目、脉冲间隔及脉冲通量密度等与光学元件的温升分布的关系, 并估计了温升引起的光波相位畸变。

关键词: 光脉冲; 温升分布; 无源光学元件; 相位畸变

中图分类号: O437 文献标识码: A

Temperature rise of an optical component under irradiation of multiple short pulses

LAN Lan¹, CHEN Jian-guo¹, OU Qun-fei¹, MA Ping², QIU Fu-min²

(1. Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 2. Fine Optical Engineering Research Centre, Chengdu 610041, China)

Abstract The analytical expression for the temperature rise of a passive optical component under the irradiation of multiple short pulses with different amplitudes and intervals has been derived from the Fourier heat transfer equation. Calculations and analyses have been made for the case that the radiation is a train of periodically repeated pulses. The relations between the distribution of temperature rise and such factors as the number of pulses, pulse interval, pulse flux densities have been discussed. Finally the phase distortion induced by the temperature rise has been estimated.

Key words optical pulse; distribution of temperature rise; passive optical component; phase distortion

引 言

众所周知, 克尔效应引起的小尺度自聚焦现象是高功率激光系统安全运行的潜在威胁, 为了避免这种威胁可能带来的危害, 人们对相关现象进行了大量的研究^[1-3]。前人的研究表明, 自聚焦成丝破坏源于一些有害的扰动, 因而, 应该采取措施以避免在主光束上出现那些可能会引发灾难性后果的调制或扰动。通常, 高功率激光系统都会包含大量的光学元件, 从某种意义上说, 每个元件都有可能带来扰动。针对这种情况, 人们对光学元件的材料质量、加工工艺、面形精度等等都提出了相当严格的要求, 其目的之一也就在于避免在这些元件上产生有害的扰动。

虽然高功率激光系统中采用的光学元件的吸收系数都很低, 但由于功率太高, 因而这些微弱的吸收依然会使元件温度上升。对于激光系统中的有源介质, 人们早就注意到了热效应的影响, 并开展了大量的工

作^[4-6]。然而, 对于无源元件而言, 人们则很少关注它的温度变化以及可能对光束产生的影响。其实, 由于光束有一定的空间分布, 因而可以预见光学元件上的温升也应该与空间位置有关。由于介质的折射率以及应力和应变都会随温度而发生变化, 因而光学元件的性质将会偏离理想的状况, 从而对透过元件的光束产生一定的影响。作为分析的第一步, 作者研究了在多个脉冲辐照下无源光学元件的三维温升分布, 并以此估计了温升引起的元件光程变化。此外, 也希望本文中的结果对将来分析光学表面镀膜层所受的热应力以及提高膜层抗激光损伤的能力有所帮助。

1 理论基础

针对感兴趣的高功率激光系统, 假设有一串宽度为几百皮秒至几个纳秒的光脉冲入射到光学元件上, 其中第 j 个脉冲的峰值光强是 I_j , 第 j 个脉冲和第 $(j+1)$ 个脉冲的间隔时间是 τ_j , 在第 j 个脉冲与第 $(j+1)$ 个脉冲间温升为 $T_j(x, z, t)$ 。考虑到元件温升并不大, 因而可以假定材料的热物性参数不随温度而改变。于是, T_j 满足的方程是:

$$c\rho(\partial T_j / \partial t) = k \nabla^2 T_j \quad (1)$$

作者简介: 兰 岚 (1979-), 女, 博士研究生, 目前主要从事光学薄膜及超短脉冲等方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: optics_lab@163.com

收稿日期: 2004-04-09; 收到修改稿日期: 2004-06-04

式中, c 为介质的比热容, ρ 为介质密度, k 为介质导热系数, ∇^2 表示拉普拉斯算符。

由于 T 表示介质温升, 因而可以认为在第 1 个脉冲入射之前 (即 $t \leq 0^-$) 温升为 0。通常, 从光照射到介质受辐照的区域建立相应温度分布的时间大约为 $10\text{ps} \sim 20\text{ps}^{[7]}$, 加之脉冲通过介质以及脉冲持续时间也都远远小于热扩散特征时间, 因此可以认为, 激光辐照区的温度能够瞬时跟踪宽度为几百皮秒至几个纳秒的入射脉冲的时间、空间分布。于是, T_1 的初始条件可写为:

$$T_1(t = 0) = F_1 \alpha (1 - R) \exp(-\alpha z) H(r) / c \rho \quad (2)$$

式中, F_1 是第 1 个脉冲光束中心处的通量密度, α 为介质吸收系数, R 为元件表面反射系数, 最大值为 1 的函数 $H(r)$ 描述脉冲光束的空间分布。此外, (2) 式还表明光束沿 z 方向射入, 坐标零点定在元件入射表面。为了简化问题, 已假定光束的中心与元件的中心重合, 而且光束是一个圆对称光束。关于边界条件, 考虑以下情况。假设光学元件为一圆形平板 (如窗口、滤光片之类的元件), 其半径为 r_0 , 厚度为 L 。通常平板的两个表面并无强迫冷却, 而空气的换热系数很低, 因此, 可以近似忽略平板表面的热交换; 圆板固定在热容量很大的夹具上而且换热良好, 因而可近似认为平板周边与夹具 (即环境) 保持相同的温度。需要指出的是, 边界条件的选择只对计算结果产生影响而不会对分析过程产生实质上的影响。针对本文中的选择, 边界条件可写为:

$$T_1(r = r_0) = 0 \quad (3a)$$

$$\partial T_1 / \partial z |_{z=0, L} = 0 \quad (3b)$$

采用分离变量法, 考虑边界条件, 可以求出:

$$T_1 = \sum_{m, n} A_{mn}^{(1)} \exp(-a \theta_{mn} t) \cos(m \pi z / L) J_0(\mu_{0n} r / r_0) \quad (4)$$

式中, 待定系数 $A_{mn}^{(1)}$ 可由初始条件求得, μ_{0n} 为零阶贝塞尔函数的第 n 个零点:

$$\theta_{mn} = (m \pi / L)^2 + (\mu_{0n} / r_0)^2 \quad (5a)$$

$$a = k / c \rho \quad (5b)$$

为了方便后边的讨论, 在利用初始条件确定 $A_{mn}^{(1)}$ 的值之前, 先考查一下函数 $\exp(-\alpha z) H(r)$ 。考虑 (4) 式并利用级数的性质, 可以作以下展开:

$$\exp(-\alpha z) H(r) = \sum_{m, n} B_{mn} \cos(m \pi z / L) J_0(\mu_{0n} r / r_0) \quad (6)$$

利用余弦函数和贝塞尔函数的正交性, 可以求得:

$$B_{mn} = \frac{\int_0^L \exp(\alpha z) \cos(m \pi z / L) dz \int_0^{r_0} H(r) J_0(\mu_{0n} r / r_0) r dr}{\int_0^L \cos^2(m \pi z / L) dz \int_0^{r_0} J_0^2(\mu_{0n} r / r_0) r dr} \quad (7)$$

对第 1 个脉冲后的温升分布使用初始条件, 即 (2) 式, 可以求得:

$$A_{mn}^{(1)} = [F_1 \alpha (1 - R) / c \rho] B_{mn} \quad (8)$$

至此, 就求得了第 1 个脉冲照射后, 无源光学元件中的温升分布。

下边分析第 2 个脉冲照射后元件中的温升分布。由于脉冲宽度以及脉冲通过元件的时间均比脉冲间隔 τ_j 小很多数量级, 因而在脉冲辐照元件的瞬间内, 热扩散过程的影响可以忽略不计。如果以第 2 个脉冲到达元件的时间为起点, 那么 T_2 的初始条件可写为:

$$T_2(t = 0) = [F_2 \alpha (1 - R) / c \rho] \exp(-\alpha z) H(r) + T_1(t = \tau_j) \quad (9)$$

通过与上边类似的推导, 可以求出 T_2 的解析表达式, 该式与 (4) 式大致相同, 只不过求和号中的系数 $A_{mn}^{(1)}$ 换成 $A_{mn}^{(2)}$ 而已。利用 (6) 式和 (9) 式可以导出 $A_{mn}^{(2)}$ 为:

$$A_{mn}^{(2)} = [Q_2 + Q_1 \exp(-a \theta_{mn} \tau_j)] B_{mn} \quad (10)$$

式中,

$$Q_j = F_j \alpha (1 - R) / c \rho \quad (11)$$

按照类似的方法, 可以求得第 j 个脉冲照射后, 直至下一个脉冲到达之前, 无源光学元件中的温升分布为:

$$T_j(r, z, t) = \sum_{m, n} A_{mn}^{(j)} \exp(-a \theta_{mn} t) \cos(m \pi z / L) \times J_0(\mu_{0n} r / r_0) \quad (12)$$

式中,

$$A_{mn}^{(j)} = [Q_j + Q_{j-1} \exp(-a \theta_{mn} \tau_{j-1}) + Q_{j-2} \exp(-a \theta_{mn} (\tau_{j-1} + \tau_{j-2})) + \dots] B_{mn} \quad (13)$$

至此, 就求得了 j 个纳秒脉冲在无源光学元件上造成的温升。

2 计算与讨论

利用 (12) 式, 可以分析一串幅度不等、间隔不等的脉冲在光学元件上造成的温升。不过, 为了简化讨论, 在这里只分析具有周期性的重复脉冲照射的情况。对于 j 个等幅度等间隔脉冲照射的情况, 可以令 $Q_j = Q$, $\tau_j = \tau$ 于是由 (13) 式可以得到:

$$A_{mn}^{(j)} = \frac{B_{mn} Q [1 - \exp(-a j \theta_{mn} \tau)]}{[1 - \exp(-a \theta_{mn} \tau)]} \quad (14)$$

看得出来, 当脉冲数目 j 足够大时, (14) 式分子的上方括号中的 $\exp(-a j \theta_{mn} \tau)$ 将趋于 0 最终的系数 $A_{mn}^{(j)}$ 将不再依赖于上标 j 。这时, (12) 式可以写为:

$$T_j(\tau, t, z) = \sum_{m, n} B_{mn} Q \exp(-a \theta_{mn} t) \cos(m \pi z / L) \times J_0(\mu_{0n} r / r_0) / [1 - \exp(-a \theta_{mn} \tau)] \quad (15)$$

可见, 最后将在光学元件中形成一个虽然随时间变化但却周期重复的温度分布。

对激光系统中常见的高斯脉冲入射的情况计算了元件上的温升分布。此时:

$$H(r) = \exp(-r^2 / \omega_0^2) \quad (0 \leq r < r_0) \quad (16a)$$

$$H(r) = 0 \quad (r \geq r_0) \quad (16b)$$

其中, (16b) 式在物理上可以理解为只有照射在光学元件受光面积以内的光才对元件温升起作用。计算中使用的参数为 $F = 25\text{J}/\text{cm}^2$, $\tau = 0.1\text{s}$, $w_0 = 0.3\text{cm}$; 光学元件材料为 SiO_2 , $\alpha = 0.01\text{cm}^{-1}$, $R = 0.03$, $k = 1.4 \times 10^{-2}\text{W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$, $C = 0.75\text{J}/(\text{g} \cdot \text{K})$, $\rho = 2.2\text{g}/\text{cm}^3$, $r_0 = 2.5\text{cm}$, $L = 1\text{cm}$ 。

图 1 中给出了在不同数目的脉冲照射下, 最后一个脉冲刚过之后的元件表面的温升分布 (后面诸图中

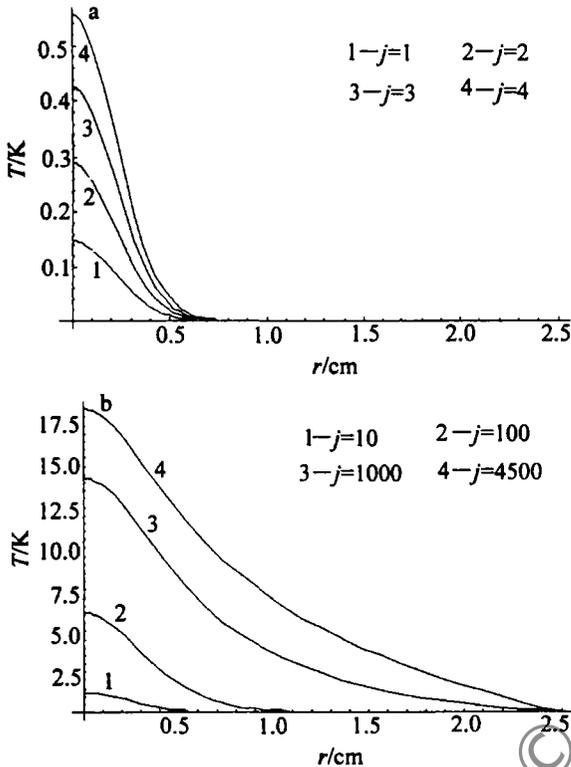


Fig 1 Distribution of temperature rise a- $j=1, 2, 3, 4$ b- $j=10, 100, 1000, 4500$

的温升均指脉冲刚过后的表面温升)。其中图 1a 中给出了前 4 个脉冲照射后的情况, 图 1b 中给出了第 10 个, 100 个, 1000 个和 4500 个脉冲照射后的情况。从图 1a 可以看出, 随着脉冲数目的增加, 光学元件表面的温度依次升高, 在前一个脉冲造成的温升的基础上, 下一个脉冲到来后光学元件表面的温度再度升高。而从图 1b 可以看到, 随脉冲数目逐渐增大, 温升的速率慢慢减小; 当脉冲数目大到一定程度后, 每个脉冲照射后的温升分布不再改变。计算表明, 脉冲数目 $j=4500$ 和 $j=5000$ 时, 两者的温度分布几乎重合, 即元件上温升分布不再有明显的改变, 这时的温升分布大致稳定下来了。从该图还可以看出元件中心附近温升变化比较剧烈, 越到边缘越趋缓慢; 而随着脉冲数目增大, 元件表面从中心到边缘, 温升变化趋势由强烈到缓慢。此外, 可以看到的是前几个脉冲对边缘温度没有什么影响, 看来激光加工研究的计算中常用的 $T(r=\infty)=0$ 的假设是可行的。

在图 2 中, 将温升分布曲线与高斯曲线进行了对

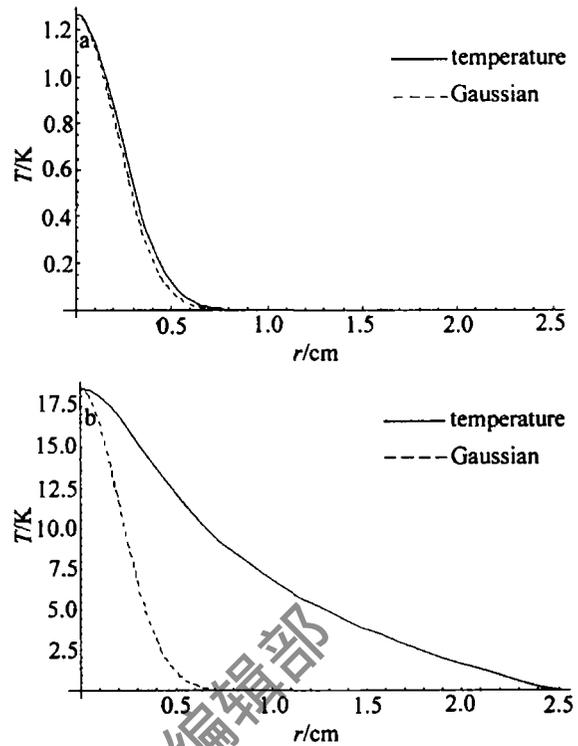


Fig 2 Comparison between Gaussian distribution and the distribution of temperature rise a- $j=10$ b- $j=4500$

比, 图 2a 为脉冲数目为 10 时两曲线的对比, 图 2b 则为脉冲数目为 4500 时两曲线的对比。可以明显看出图 2a 中温升分布曲线几乎与高斯曲线重合, 而图 2b 中两者有很大的差别。说明当一系列脉冲辐照光学元件表面时, 刚开始温升分布与脉冲强度分布十分相似, 随着脉冲数目的增多, 温升变化逐渐向边缘扩散; 在实现周期重复后, 温升分布与脉冲强度分布已经大不相同了, 而且也变得平缓得多了。

为了讨论脉冲间隔与温升的关系, 作出了当 $\tau = 0.05\text{s}, 0.1\text{s}$ 及 0.15s 时, 温度稳定后的温升分布, 如图 3 所示。在计算过程中发现, 当脉冲间隔不同, 达到周

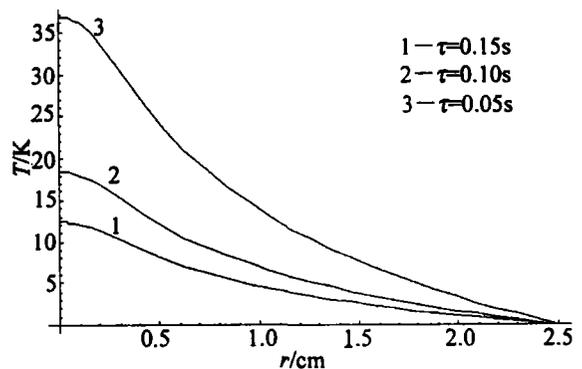


Fig 3 Distribution of periodically repeated temperature rise when $\tau = 0.05\text{s}, 0.1\text{s}, 0.15\text{s}$

期重复所需的脉冲数目也不同, 对应于 $\tau = 0.05\text{s}, 0.1\text{s}$ 及 0.15s , j 分别为 9000, 4500 及 3000 左右。这里所用其它参数值则与图 1 的相同。在图 3 中, 可以看到脉冲间隔越小, 温升也就越大, 实现周期重复所需的脉冲

数目越大。这是因为在每个脉冲的能量相同的前提下,脉冲间隔越小,单位时间间隔内辐照在光学元件上的能量相应越大,那么温升自然也就越大。从计算得到的 j 与 τ 的关系来看,虽然 τ 越小,实现稳定重复温升所需的 j 越大,但 τ 和 j 的乘积却大致相同。这表明在光学元件上建立稳定的周期重复温升所用的时间是大致相同的,这表明该时间应该是由元件自身的传热特性决定的。

图 4 中,给出了在脉冲能量固定(约为 7.065J)的

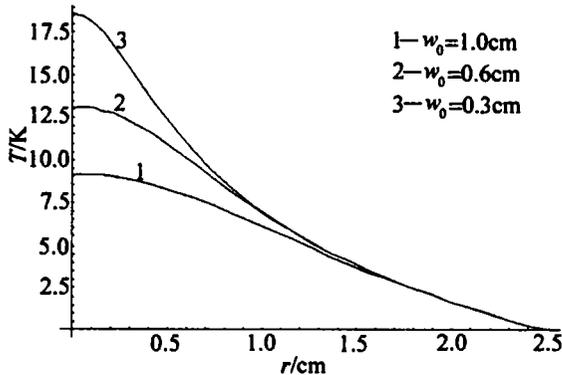


Fig 4 Distribution of periodically repeated temperature rise when $w_0 = 1\text{ cm}, 0.6\text{ cm}, 0.3\text{ cm}$

情况下,脉冲光束大小与温升分布的关系。图中 w_0 为 1 cm, 0.6 cm 和 0.3 cm, 相应的通量密度 F (或光束中心附近单位面积上的辐照能量) 分别为 2.25 J/cm^2 , 6.25 J/cm^2 , 25 J/cm^2 , 其它参数仍与图 1 相同。从图中可以看到,光束尺寸越小,温升分布越锐,光学元件中心附近的温升越大,这是由于 w_0 越小,在中心附近的脉冲通量密度越大,自然温升也就越大。而到了边缘处,温升分布则与脉冲光束大小无多大关系。

材料的长度及折射率均会随温度变化而变化,如果元件温度不均匀的话,通过元件的光波的相位将会发生畸变。考虑到热应力和应变引起的折射率变化通常都很小^[8],可以在仅考虑长度及折射率变化的情况下对元件上不同位置的光程作一个估计。对图 2 中的温升分布,当脉冲数目达到 4500 时,中心与边缘的温度差约为 18°C ,这时的相位畸变可以约等于 π ,即光程差约有半个波长。同样,从图 3 和图 4 也可以看出,随着脉冲间隔的减小或光束尺寸的减小(通量密度的增大),光程差也会增大。糟糕的是,对玻璃等光学元

件来说,高斯光束辐照的结果是中心部分光程增大,从而具有类似于凸透镜的性质,这将给本来就要尽量避免自聚焦效应的高功率系统的安全运行增加额外的负担。

3 结 论

推导了在多个不同幅度、间隔的脉冲辐照下无源光学元件的三维温升分布。具体研究了具有周期性的重复脉冲照射下元件的温升分布,研究表明:刚开始时光学元件表面的温度随着脉冲数目的增加而依次升高,并且温升分布集中在元件表面中心附近,变化十分剧烈;随着脉冲数目增大,温升的速率慢慢减小,温升变化逐渐向边缘扩散,并且元件表面从中心到边缘,温升变化越趋平缓;当脉冲数目大到一定程度后,在光学元件中便会形成一个虽然随时间变化但却周期重复的温度分布。此外,因为在温升增大的同时元件中心与边缘处的光程差也会增大,所以,如果减小脉冲间隔或光束口径(增大通量密度),光程差便会随着温升的增大而增大。

参 考 文 献

- [1] 刘兰琴,景峰,彭志涛 *et al* 多程放大系统光学元件静态波前畸变研究 [J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(3): 241~244
- [2] 邓青华,张小民,景峰 *et al* 光学元件低频位相噪声的空间尺度 [J]. 强激光与粒子束, 2002, 14(4): 508~510
- [3] 林晓东,景峰,王道 *et al* 介质的增益与损耗对高功率激光小尺度自聚焦的影响 [J]. 强激光与粒子束, 2002, 14(4): 161~164
- [4] MOSHE I, JACKEL S. Correction of the thermally induced birefringence in double rod laser resonators: comparison of various methods [J]. Opt Commun, 2002, 214: 315~325
- [5] 欧群飞,冯国英,刘丹平 *et al* Nd:YAG 激光器热效应的计算模拟及实验研究 [J]. 激光技术, 2002, 26(1): 15~16
- [6] HUA R, ZHANG W, WADA S, TASHIRO H. Analytical method for design a TEM₀₀ mode resonator of a dual rod Nd:YAG laser with full birefringence compensation [J]. Opt Commun, 2004, 232: 333~341
- [7] ASHKENASID, ROSENFELD A, STOIAN R *et al* Laser induced incubation in transparent materials and possible consequences for surface and bulk microstructuring with ultra short pulses [J]. Proc SPIE, 2002, 4633: 90~98
- [8] 於海武,郑万国,贺少勃 *et al* 神光原型装置主放大器剩余热畸变模拟研究 [J]. 中国激光, 2001, 28(5): 385~390