

文章编号: 1001-4322(2004)05-0575-07

激光窗口热效应和应力双折射的分析*

杜少军, 陆启生, 舒柏宏

(国防科学技术大学 理学院, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 分析了平板窗口在激光加热和内外压强差作用下对光束带来的附加相移, 详细讨论了应力双折射部分的相移, 计算了 CaF₂ 窗口的温升、应力、附加相移、远场 Strehl 比和退偏度等的分布。结果表明: 窗口变形和折射率随温度变化是产生附加相移的主要原因, 窗口的非均匀温升将导致光束质量下降, 应力双折射部分的相移与窗口表面 Miller 指数有关, 对入射光产生一定的退偏效应, 从而影响光束质量。

关键词: 激光窗口; 附加相移; 应力双折射; 退偏; Miller 指数

中图分类号: TH24 **文献标识码:** A

在以往的激光窗口热效应对光束质量影响的研究中, 经常对计算模型进行适当简化, 仅考虑窗口的变形而忽略材料的折射率变化, 或只考虑材料的折射率变化而不计窗口的变形, 或假定光强为轴对称分布, 窗口没有外部压力, 采用“平面应力”模型而忽略光传输方向的应力^[1~4], 这些简化均不是窗口实际应用的真实反映。实际的高能激光系统中, 窗口需承受约 0.1MPa 的内外压强差, 并且由于许多因素的影响, 透过窗口的光强非均匀、非轴对称分布。

1 附加相移和应力双折射分析

设入射光沿 z 方向传播, 则平板窗口的附加相移^[5]

$$\phi = k \left\{ (n - 1) \sum_i [(z)_i L_i] + \sum_i [(n)_i L_i] \right\} \quad (1)$$

式中: $k = 2\pi/\lambda$, λ 为激光波长; n 为无温升和应力时材料的折射率; $(n)_i$ 为第 i 个网格的折射率变化; L_i 为第 i 个网格沿光入射方向的长度; $(z)_i$ 为第 i 个网格的应变。应变 z 的大小通过窗口的结构分析求得, 主要由温升、应力以及窗口周边受限产生的挠曲引起。

折射率的变化与温度、应力等多种因素有关。在强光入射光学材料的过程中, 产生一定的温度场和应力场, 使材料密度和极化率发生变化, 折射率随之改变

$$n = n_0 + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_T \Delta T + n_2 / E^2 \quad (2)$$

式中: 第一项为折射率随温度的变化, $\left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_T$ 为折射率温度系数; 第二项为折射率随应力的变化; 第三项为折射率的非线性效应, n_2 为非线性折射率, 其值约 10^{-13} 量级, 当激光功率为 10^5 W, 光束半径为 1cm 时, 光束中心电场强度为 $|E| = 347.1 \text{ kV/m}^{[3]}$ 。 n 约 10^{-11} 量级, 折射率的变化非常小, 文中略去该部分。附加相移可写为 $\phi = \phi_0 + \phi_T + \phi_s$, 其中 ϕ_0 , ϕ_T 和 ϕ_s 分别表示变形、温升折射率变化和应力折射率变化所引起的附加相移。

应力对材料折射率的影响是一个比较复杂的问题。原来各向同性的材料受到应力的作用, 其折射率会变成与单轴晶体或双轴晶体类似, 应力双折射是应力作用下材料折射率变化的主要表现。

用光率体椭球推导应力双折射。在弹性范围内, 弹光效应表示为

$$B = q \quad (3)$$

式中: B 为逆介电张量, q 为压光系数张量, ϵ 为应力张量。

无应力时, 光率体椭球方程为

$$B_0 x^2 + B_0 y^2 + B_0 z^2 = 1, \quad B_0 = 1/n^2 \quad (4)$$

有应力时, 光率体椭球变为

$$B_1 x^2 + B_2 y^2 + B_3 z^2 + 2B_4 yz + 2B_5 xz + 2B_6 xy = 1 \quad (5)$$

* 收稿日期: 2003-06-09; 修订日期: 2003-12-15

基金项目: 国防科技基础研究基金资助课题

作者简介: 杜少军(1972—), 男, 博士, 从事激光传输变换及激光与物质的相互作用等方面的研究。

设光沿 z 方向传播, 令 $z=0$, 考察 xy 平面上的光率体椭圆, 如图 1 所示。

$$B_1 x^2 + B_2 y^2 + 2B_6 xy = 1 \tag{6}$$

将(6)式写成标准的椭圆方程 $B_1(x)^2 + B_2(y)^2 = 1$, 求得夹角 $\theta = 0.5\arctan \frac{2B_6}{B_1 - B_2}$, 利用 $B_1 = \frac{1}{n_x^2}$, $B_2 = \frac{1}{n_y^2}$, 得

$$\frac{1}{n_{x,y}^2} = \frac{B_1 + B_2}{2} \pm \frac{\sqrt{(B_1 - B_2)^2 + 4B_6^2}}{2} \tag{7}$$

将 $B_1 = B_1 + B_0, B_2 = B_2 + B_0, B_6 = B_6$ 代入(7)式, 并利用 $B_0 = 1/n_0^2$ 得

$$\frac{1}{n_{x,y}^2} - \frac{1}{n_0^2} = \frac{B_1 + B_2}{2} \pm \frac{\sqrt{(B_1 - B_2)^2 + 4(B_6)^2}}{2}, \quad = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2B_6}{B_1 - B_2}\right) \tag{8}$$

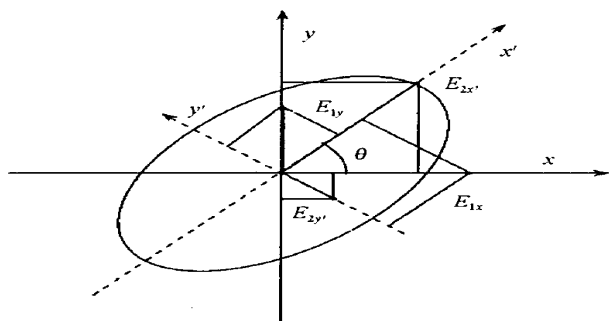


Fig. 1 Refractive index ellipse of xy plane and electric field with element

图 1 xy 平面上光率体椭圆和经过微元体时 x, y 方向的电场

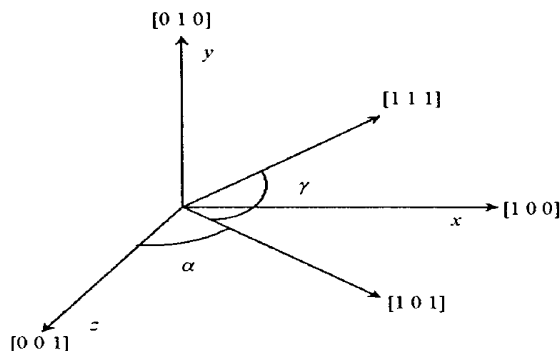


Fig. 2 Sketch of $[0\ 0\ 1]$ to $[1\ 1\ 1]$

图 2 将 $[0\ 0\ 1]$ 转到 $[1\ 1\ 1]$ 示意图

折射率的变化为 $n_x = n_x - n_0, n_y = n_y - n_0$ 。将(8)式用级数展开, 取第一项, 得

$$n_{x,y} = -\frac{n_0^3}{2} \left[\frac{B_1 + B_2}{2} \pm \frac{\sqrt{(B_1 - B_2)^2 + 4(B_6)^2}}{2} \right] \tag{9}$$

对于立方晶系的 CaF_2 材料, 压光系数张量与窗口表面的切割方向有关。设窗口表面 Miller 指数为 $(0\ 0\ 1)$, 压光系数张量为 q , 得

$$B_1 = q_{11} x + q_{12}(y + z), \quad B_2 = q_{11} y + q_{12}(x + z), \quad B_6 = q_{44} xy \tag{10}$$

窗口表面 Miller 指数为 $(1\ 1\ 1)$, 压光系数张量为 q 。根据张量变换, $q = AqA^{-1}$ 。变换矩阵为^[6]

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \\ A_{11} = \begin{pmatrix} l_1^2 & m_1^2 & n_1^2 \\ l_2^2 & m_2^2 & n_2^2 \\ l_3^2 & m_3^2 & n_3^2 \end{pmatrix}, \quad A_{12} = \begin{pmatrix} 2m_1 n_1 & 2l_1 n_1 & 2l_1 m_1 \\ 2m_2 n_2 & 2l_2 n_2 & 2l_2 m_2 \\ 2m_3 n_3 & 2l_3 n_3 & 2l_3 m_3 \end{pmatrix} \\ A_{21} = \begin{pmatrix} l_2 l_3 & m_2 m_3 & n_2 n_3 \\ l_3 l_1 & m_3 m_1 & n_3 n_1 \\ l_1 l_2 & m_1 m_2 & n_1 n_2 \end{pmatrix}, \quad A_{22} = \begin{pmatrix} m_2 n_3 + m_3 n_2 & n_2 l_3 + n_3 l_2 & l_2 m_3 + l_3 m_2 \\ m_3 n_1 + m_1 n_3 & n_3 l_1 + n_1 l_3 & l_3 m_1 + l_1 m_3 \\ m_1 n_2 + m_2 n_1 & n_1 l_2 + n_2 l_1 & l_1 m_2 + l_2 m_1 \end{pmatrix} \\ A^{-1} = \begin{pmatrix} A_{11} & 2A_{21} \\ \frac{1}{2}A_{12} & A_{22} \end{pmatrix} \end{array} \right. \tag{11}$$

式中: $A_{11}, A_{12}, A_{21}, A_{22}$ 分别是 A_{11}, A_{12}, A_{21} 和 A_{22} 的转置矩阵; $(l_1\ m_1\ n_1), (l_2\ m_2\ n_2), (l_3\ m_3\ n_3)$ 分别是新坐标轴与晶轴 $[100], [010], [001]$ 之间的方向余弦。根据 $B = q$, 求出 B_1, B_2 和 B_6 。

将 $[0\ 0\ 1]$ 变换到 $[1\ 1\ 1]$ 上经过两步, 先是 xz 平面绕 y 轴旋转 $= 45^\circ$, 得到新的坐标系, 再将新的 yz 平面绕 x 轴旋转 $= \arccos \sqrt{2/3}$ 。设点 (x, y, z) 为原坐标系的坐标, 经过第一步变换后该点的坐标为 (x', y', z') , 经过第二步变换后该点的坐标为 (x'', y'', z'') , 如图 2 所示。

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} x = x \cos \theta - z \sin \theta \\ y = y \\ z = x \sin \theta + z \cos \theta \end{array} \right. , \left\{ \begin{array}{l} x = x \\ y = y \cos \theta - z \sin \theta \\ z = y \sin \theta + z \cos \theta \end{array} \right. , \mathbf{q} = \begin{pmatrix} q_{11} & q_{12} & q_{12} & 0 & 0 & 0 \\ q_{12} & q_{11} & q_{12} & 0 & 0 & 0 \\ q_{12} & q_{12} & q_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & q_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & q_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & q_{44} \end{pmatrix} \\ \\ \left[\begin{array}{ccc} l_1 & m_1 & n_1 \\ l_2 & m_2 & n_2 \\ l_3 & m_3 & n_3 \end{array} \right] = \left[\begin{array}{cccc} \cos & 0 & -\sin & \\ -\sin \sin & \cos & -\cos \sin & \\ \sin \cos & \sin & \cos \cos & \end{array} \right] = \left[\begin{array}{ccc} 1/\sqrt{2} & 0 & -1/\sqrt{2} \\ -1/\sqrt{6} & 2/\sqrt{6} & -1/\sqrt{6} \\ 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} \end{array} \right] \end{array} \right. \quad (12)$$

将上面求得的 $(l_1 \ m_1 \ n_1), (l_2 \ m_2 \ n_2), (l_3 \ m_3 \ n_3)$ 代入 (11) 式,再将矩阵 A 代入张量变换公式中,得到 q ,进而求出 B_1, B_2 和 B_6 。

$$\left\{ \begin{array}{l} B_1 = \frac{1}{2} (q_{11} + q_{12} + q_{44}) x + \frac{1}{6} (q_{11} + 5q_{12} - q_{44}) y + \frac{1}{3} (q_{11} + q_{12} - q_{44}) z - \frac{\sqrt{2}}{3} (q_{11} - q_{12} - q_{44}) yz \\ B_2 = \frac{1}{6} (q_{11} + 5q_{12} - q_{44}) x + \frac{1}{2} (q_{11} + q_{12} + q_{44}) y + \frac{1}{3} (q_{11} + 2q_{12} - q_{44}) z + \frac{\sqrt{2}}{3} (q_{11} - q_{12} - q_{44}) yz \\ B_6 = -\frac{\sqrt{2}}{3} (q_{11} - q_{12} - q_{44}) xz + \frac{1}{3} (q_{11} - q_{12} + 2q_{44}) xy \end{array} \right. \quad (13)$$

用 Jones 矩阵运算,得到应力双折射下的附加相移计算。如图 1 所示,设微元体的入射光场为 $E_1 = E_{1,x}x + E_{1,y}y$,因此 x, y 方向电场在 x 轴上的分量分别为 $E_{1,x}\cos$ 和 $E_{1,y}\sin$,经过微元体后, x 方向的电场变为

$$E_{2,x} = (E_{1,x}\cos + E_{1,y}\sin) e^{i n_x k l_z} \quad (14)$$

同样,经微元体后, y 方向的电场为

$$E_{2,y} = (-E_{1,x}\sin + E_{1,y}\cos) e^{i n_y k l_z} \quad (15)$$

经过微元体后,还需把 x, y 方向的电场转化成 x, y 方向的电场, x, y 轴上的分量分别为 $E_{2,x}\cos - E_{2,y}\sin$ 和 $E_{2,x}\sin + E_{2,y}\cos$,其电场可表示为

$$\begin{aligned} E_2 &= E_{2,x}x + E_{2,y}y = \\ & (E_{2,x}\cos - E_{2,y}\sin) x + (E_{2,x}\sin + E_{2,y}\cos) y = \\ & [E_{1,x}(\cos^2 e^{i n_x k l_z} + \sin^2 e^{i n_y k l_z}) + E_{1,y}\sin \cos (e^{i n_x k l_z} - e^{i n_y k l_z})] x + \\ & [E_{1,x}\sin \cos (e^{i n_x k l_z} - e^{i n_y k l_z}) + E_{1,y}(\sin^2 e^{i n_x k l_z} + \cos^2 e^{i n_y k l_z})] y \end{aligned} \quad (16)$$

由于 $E_1 = [E_{1,x} \ E_{1,y}]^T, E_2 = [E_{2,x} \ E_{2,y}]^T$,上式可表示为 $E_2 = M E_1$ 。

$$M = \begin{bmatrix} \cos^2 e^{i n_x k l_z} + \sin^2 e^{i n_y k l_z} & \sin \cos (e^{i n_x k l_z} - e^{i n_y k l_z}) \\ \sin \cos (e^{i n_x k l_z} - e^{i n_y k l_z}) & \sin^2 e^{i n_x k l_z} + \cos^2 e^{i n_y k l_z} \end{bmatrix} \quad (17)$$

设光传输方向上共有 n 个微元体,那么从最后一个微元体出射的光矢量 $E_{n+1} = M_n M_{n-1} \dots M_1 E_1$,记

$$M_n M_{n-1} \dots M_1 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \text{则光矢量 } E_{n+1} \text{ 在 } x, y \text{ 偏振方向的相位和振幅分别为}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (\phi_x)_{n+1} = \arctan \left[\frac{\text{Im}(A E_{1,x} + B E_{1,y})}{\text{Re}(A E_{1,x} + B E_{1,y})} \right], \quad (E_x)_{n+1} = |A E_{1,x} + B E_{1,y}| \\ (\phi_y)_{n+1} = \arctan \left[\frac{\text{Im}(C E_{1,x} + D E_{1,y})}{\text{Re}(C E_{1,x} + D E_{1,y})} \right], \quad (E_y)_{n+1} = |C E_{1,x} + D E_{1,y}| \end{array} \right. \quad (18)$$

即 $(\phi_s)_x = (\phi_x)_{n+1}, (\phi_s)_y = (\phi_y)_{n+1}$,经过窗口后 x, y 偏振方向总的相位变化为:温升和变形的附加相移之和加上最后一个微元体的 $(\phi_s)_x$ 和 $(\phi_s)_y$,即

$$\phi_x = \sum_{i=1}^n (\phi_{+T})_i + (\phi_x)_{n+1}, \quad \phi_y = \sum_{i=1}^n (\phi_{+T})_i + (\phi_y)_{n+1} \quad (19)$$

用 Strehl 比衡量压强差和窗口温升对光束质量的影响。设入射光场为 $E_1 = E_{1,x}x + E_{1,y}y$,其 Jones 矩阵为

$[1 | E_{1y}/E_{1x}| e^i]^T$, 选取入射光为理想光斑, 经过窗口后的光场为 $E = E_x e^{i \phi_x x} + E_y e^{i \phi_y y}$, 由于 x, y 方向的电场振动方向垂直, 远场强度为两方向的线性叠加, 理想远场光斑 $I_0(x, y) = |\text{FFT}\{E_{1x}\}|^2 + |\text{FFT}\{E_{1y}\}|^2$, 实际远场光斑 $I(x, y) = |\text{FFT}\{E_x e^{i \phi_x}\}|^2 + |\text{FFT}\{E_y e^{i \phi_y}\}|^2$, Strehl 比为 $\max\{I(x, y)\} / \max\{I_0(x, y)\}$ 。用退偏度来衡量应力双折射对入射光偏振特性的影响, 偏振光偏振度 $P = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$, 定义退偏度 $P = P_{\text{out}} - P_{\text{in}}$ 。

2 计算参数

杨氏模量和泊松比: 光传播方向为 $[0 0 1]$, 即窗口表面 Miller 指数为 $(0 0 1)$, $E_{(001)} = 1/s_{11}$, $(001) = -s_{12}/s_{11}$, 光传播方向为 $[1 1 1]$, 即窗口表面 Miller 指数为 $(1 1 1)$, $E_{(111)} = \frac{2}{s_{11} + s_{12} + (1/2)s_{44}}$, $(111) = -\frac{2}{3} \frac{s_{11} + 2s_{12} - (1/2)s_{44}}{s_{11} + s_{12} + (1/2)s_{44}}$ 。 s_{11}, s_{12}, s_{44} 为顺服系数矩阵元, $s_{11} = 6.9 \times 10^{-12} (m^2/n)$, $s_{12} = -1.45 \times 10^{-12} (m^2/n)$, $s_{44} = 2.97 \times 10^{-11} (m^2/n)$ 。压光系数矩阵元 $q_{11} = -0.38 \times 10^{-12} (m^2/n)$, $q_{12} = 1.04 \times 10^{-12} (m^2/n)$, $q_{11} = 0.71 \times 10^{-12} (m^2/n)$ 。

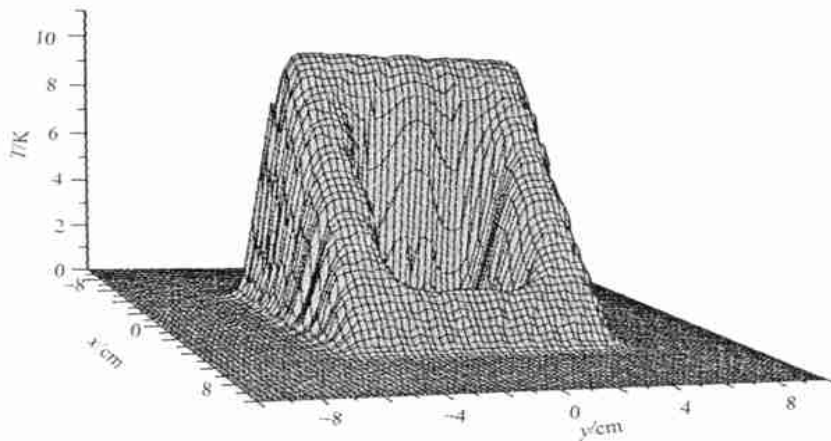
折射率 $n = 1.41$, 折射率温度系数 $= -7.8 \times 10^{-6}$, 波长 $= 3.8 \mu m$, 材料比热容 $C = 0.87 J / (g \cdot K)$, 密度 $= 3.179 g / cm^3$, 热传导系数 $k(T) = 2920 / (T - 8) (J \cdot m^{-1} \cdot s^{-1} \cdot K^{-1})$, T 为温度, 吸收系数为 $0.002 cm^{-1}$ 。

入射光斑为矩环形中空形状, 其强度分布为: x 方向线性变化, y 方向不变。窗口受到内外约 $0.1 MPa$ 的压强差, 由外表面向内表面方向 (z 方向) 作用。

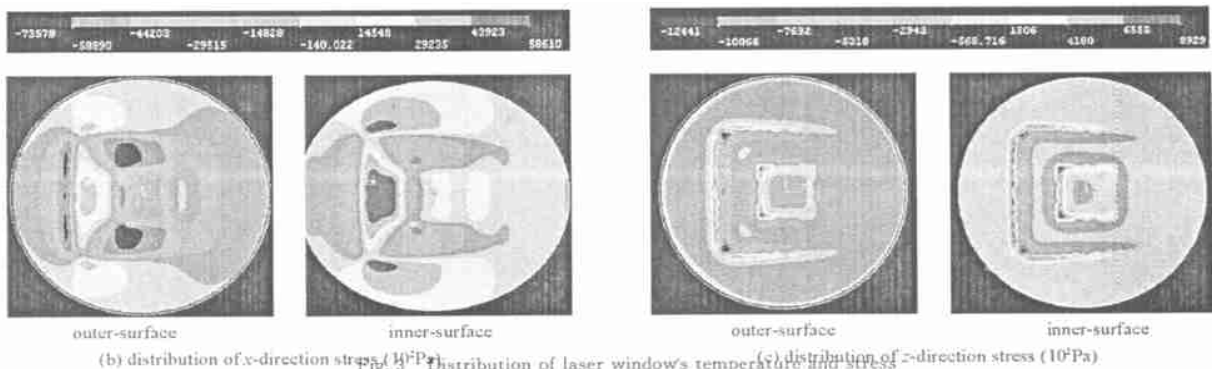
3 计算结果与分析

3.1 温升和应力分布

图 3 是窗口表面 Miller 指数为 $(0 0 1)$, $t = 3s$ 时的温升和应力分布。图上可以看出, 窗口的温升分布基本与光强分布一致, 这是由于材料的热传导系数较低, 辐照时间较短, 热传导效应尚未体现出来。窗口内外表面



(a) distribution of temperature increment



(b) distribution of x-direction stress ($10^7 Pa$) (c) distribution of z-direction stress ($10^6 Pa$)

Fig. 3 Distribution of laser windows temperature and stress

图 3 窗口的温升和应力分布

x 方向的应力分布形状类似,但对应位置的应力大小存在差异,内外表面应力差为正值(拉应力),这是因为窗口受到内外压强差作用的缘故,该压强差使外表面产生压应力(负值),内表面产生拉应力(正值)。窗口温度的非均匀分布导致光斑及其边缘处的应力产生较大变化,用最大拉应力破坏准则时,最大拉应力为 x 方向的应力,在内表面最大光强的边缘。与轴对称的“平面应力”二维模型不同, z 方向应力与 x, y 平面应力相比较小,但不能忽略。

3.2 附加相移的分布和远场 Strehl 比与入射光偏振度和窗口表面 Miller 指数的关系

设入射光为 x 方向的线偏光, Jones 矩阵为 $[1 \ 0]^T$, 窗口表面 Miller 指数为 $(0 \ 0 \ 1)$, 图 4 所示为变形、温升折射率变化和 x 偏振方向的应力折射率变化所引起的附加相移 ϕ , ϕ_r 和 $(\phi_s)_x$ 。图上可以看出,与 $(\phi_s)_x$ 相比, ϕ 和 ϕ_r 是附加相移的主要部分,非均匀的入射光强导致非均匀的温度分布和起伏较大的应力分布,是产生非均匀附加相移的主要原因,将严重影响光束质量。压强差也将产生非均匀的应力和变形,对光束质量存在一定的影响。

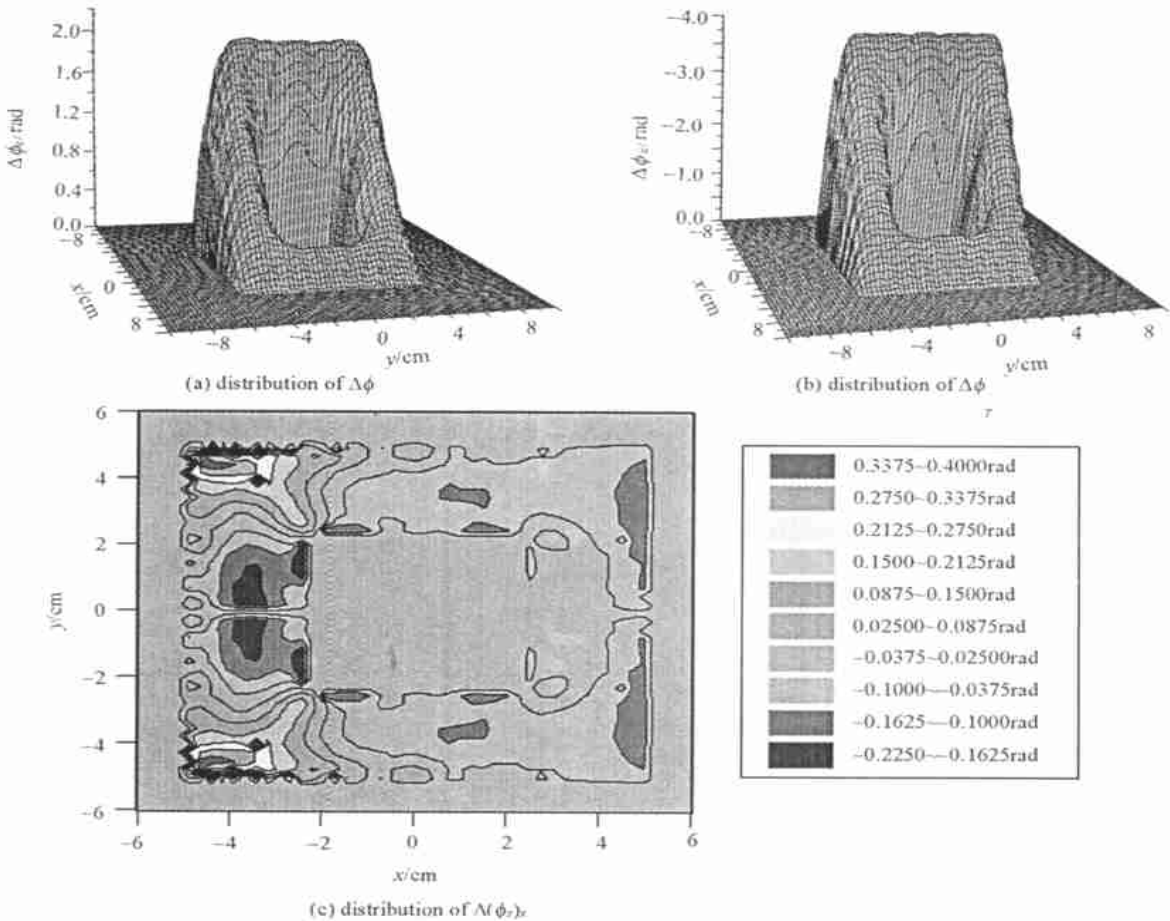


Fig. 4 Distribution of ϕ , ϕ_r and $(\phi_s)_x$ of additional phaseshift

图 4 附加相移各部分 ϕ , ϕ_r 和 $(\phi_s)_x$ 的分布

由式(18)知, $(\phi_s)_x$ 和 $(\phi_s)_y$ 与入射光偏振特性有关,设入射光 Jones 矩阵为 $[1 \ | \ E_{1y}/E_{1x}| e^i \]^T$, E_{1y}/E_{1x} 取值从 0 至 1, 在 0 到 2 之间变化,对应不同的入射光偏振状态。图 5 是窗口表面 Miller 指数不同时远场 Strehl 比随 E_{1y}/E_{1x} 和 τ 的变化曲线。图 5 表明,入射光偏振特性对 Strehl 比的影响较小,窗口表面切割方向的差异对 Strehl 比的影响较大,这主要因为不同 Miller 指数下材料的物理参数变化造成的,如压光系数矩阵元、杨氏模量、泊松比等,压光系数张量的变化是其主要原因,即 $(0 \ 0 \ 1)$ 面的应力双折射效应比 $(1 \ 1 \ 1)$ 面明显。

3.3 退偏度与窗口表面 Miller 指数的关系

考虑入射光为 x 方向的线偏光, $P_{in} = 1$, 退偏度 $P = P_{out} - 1$, x 方向的线偏光的退偏表现为出射光在 y 偏振方向上存在一定的强度分布, P 和出射光 $|E_y/E_x|$ 在 xy 面上的分布如图 6 所示。显然, $(1 \ 1 \ 1)$ 表面的

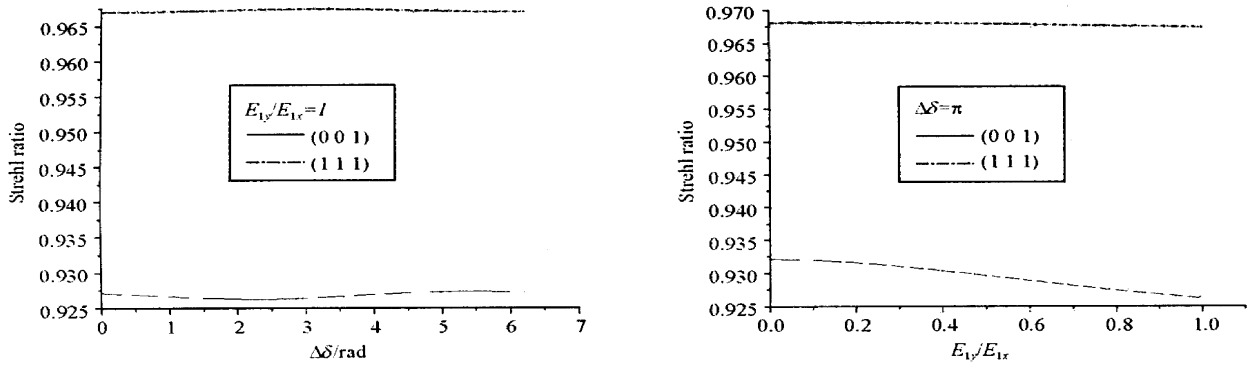


Fig. 5 Strehl ratio versus polarization of incidence laser with different Miller indices

图 5 窗口表面 Miller 指数不同时远场 Strehl 比与入射光偏振特性的关系

退偏度和 y 偏振方向的强度均小于 (001) 面,同时验证了前面的分析,即 (111) 面的应力双折射效应较 (001) 面小,远场 Strehl 比较 (001) 面大,对光束质量的影响小。

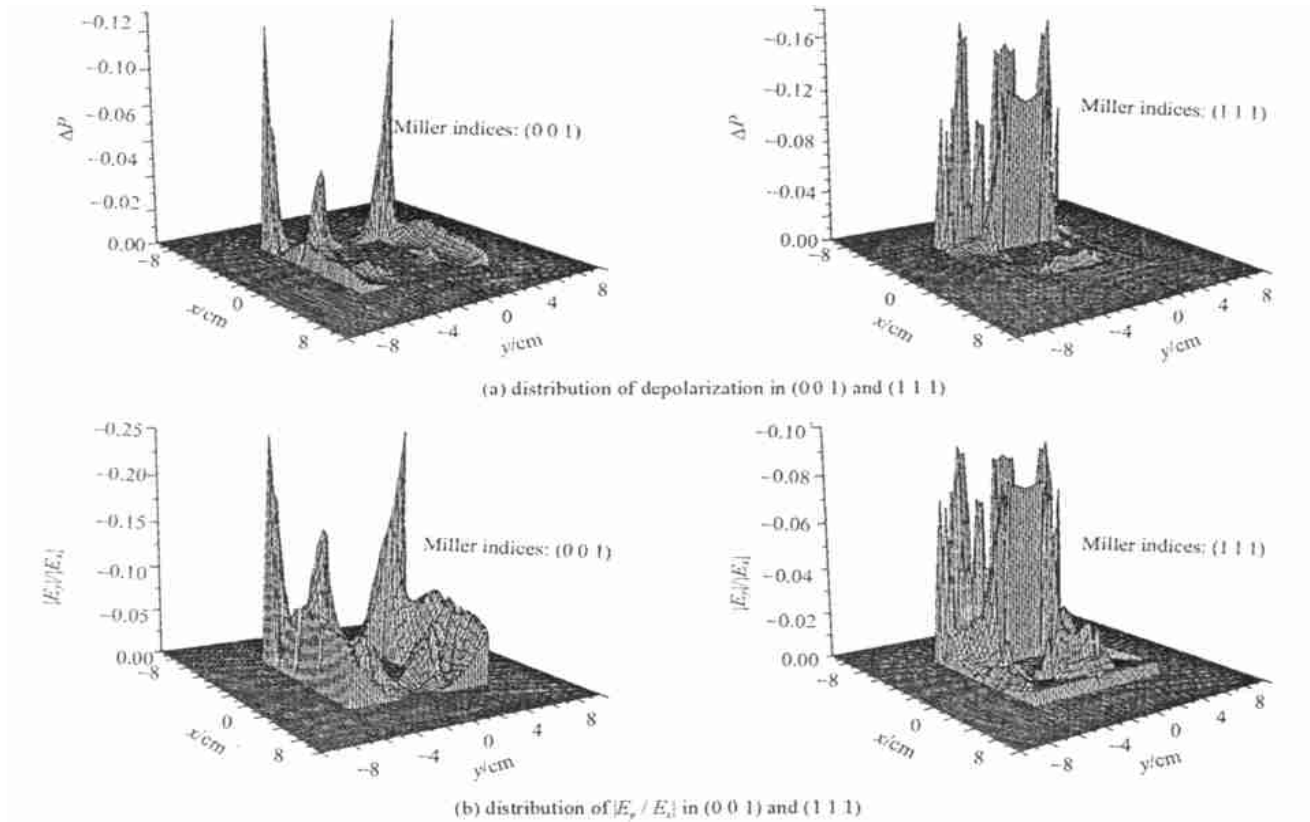


Fig. 6 Distribution of depolarization and $|E_y|/|E_x|$ with different Miller indices

图 6 窗口表面 Miller 指数不同时偏度和 $|E_y|/|E_x|$ 的分布

4 结 论

本文研究平板窗口在激光加热和内外压强差作用下对光束带来的附加相移,分析各个因素的影响,详细讨论了应力双折射部分的相移,选取 CaF_2 作为窗口材料进行计算,用有限元法、光率体椭圆法和 Jones 矩阵方法计算窗口的温升、应力、附加相移、远场 Strehl 比和退偏度的分布,指出窗口变形和折射率随温度变化是产生附加相移的主要原因,这种非均匀相移将导致光束质量下降,应力双折射部分的非均匀相移与窗口表面 Miller 指数有关,对入射光产生非均匀退偏效应,从而影响远场光斑。

参考文献:

[1] Klein C A. Optical distortion coefficients of high-power laser windows[J]. *Optical Engineering*, 1990, 29(4):345—349.

- [2] 陈发良. 强激光辐照下窗口材料靶传热及热应力破裂的解析分析[J]. 强激光与粒子束, 1996, 8(4):596—601. (Chen F L. Analytical solution for laser-induced heating thermal stress crack of optical material targets. *High Power Laser and Particle Beams*, 1996, 8(4):596—601)
- [3] 陆启生, 刘泽金, 蒋志平, 等. 激光窗口热效应对光束发散角的影响[J]. 强激光与粒子束, 1992, 5(2):304. (Lu Q S, Liu Z J, Jiang Z P, et al. Thermal effect of laser windows on the beam divergent angle. *High Power Laser and Particle Beams*, 1992, 5(2):304)
- [4] 陈金宝, 刘泽金, 蒋志平, 等. 非稳腔DF激光窗口热效应及其对远场光斑的影响[J]. 强激光与粒子束, 1994, 7(2):243—244. (Chen J B, Liu Z J, Jiang Z P, et al. Heating effect of DF laser unstable cavity window and its affect on far-field optical spot. *High Power Laser and Particle Beams*, 1994, 7(2):243—244)
- [5] 杜少军, 陆启生, 赵伊君, 等. 激光窗口形状对应力和光束位相影响的数值计算[J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(3):274. (Du S J, Lu Q S, Zhao Y J, et al. Calculation of effects of window's shape on stress distribution and beam phase. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, 12(3):274)
- [6] 王新明, 苏大图. 晶体应力光学系数的研究[J]. 光学技术, 1997, 23(2):8—11. (Wang X M, Su D T. Study on stress-optic coefficient of crystal. *Optical Technology*, 1997, 23(2):8—11)

Analysis on thermal effect and stress-birefringence of laser window

DU Shao-jun, LU Qi-sheng, SHU Bo-hong

(College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The phaseshifts induced by thermal effect and pressure difference between outer surface and inner surface of plane laser window are analysed. The phaseshifts caused by stress-birefringence are discussed in detail. Distributions of temperature increment, stress, phaseshifts, Strehl-ratio and depolarization are calculated. It is indicated that window deformation and refractive index changing with temperature are primary factors of phaseshifts and result from non-uniformity of temperature increment, making beam quality declining. Stress-birefringence is related with Miller indices of laser window surface, which results in depolarization and also affect beam quality.

Key words: Laser window; Phaseshifts; Stress-birefringence; Depolarization; Miller indices