

位相调制产生“热像”效应理论研究^{*}

谢良平^{1)†} 赵建林¹⁾ 栗敬钦²⁾ 景峰²⁾ 王文义²⁾ 彭翰生²⁾

¹⁾ 西北工业大学应用物理系, 西安 710072)

²⁾ 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2003 年 7 月 16 日收到, 2003 年 10 月 24 日收到修改稿)

通过理论分析和数值模拟方法, 研究了高功率激光系统中的非线性“热像”效应. 利用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分和非线性近轴波动方程, 在远场近似及光学薄近似条件下, 得出了位相调制产生“热像”出现的位置及强度满足的解析关系. 结果表明, “热像”形成在非线性介质后与衍射物对称的位置, 其强度可能比振幅调制产生“热像”的强度大几倍. 通过计算机模拟, 并与理论预测结果进行比较, 显示两者符合较好. 同时给“热像”的形成过程赋予了明确的物理意义, 指出“热像”的形成类似于同轴位相夫琅禾费全息过程.

关键词: “热像”效应, 全息成像, 小尺度自聚焦, 高功率激光

PACC: 4265J

1. 引 言

许多年来, 一种无法解释的光学损伤一直限制着高功率固体激光装置的性能, 也一直困扰着从事高功率激光技术的研究人员. 其典型特征是, 即使系统工作在通常较为安全的光强下, 在某些特殊位置的光学元件也可能遭受损伤. 这类损伤具有小尺度自聚焦^[1, 2]的所有特征, 仅在高功率激光中较为明显, 且不易追迹. 起初人们希望把这类损伤与小尺度自聚焦联系在一起, 但是一直没有建立起完整的理论体系. 后来人们认识到这类损伤是由激光系统中光学元件上的污点或缺陷造成的, 它可以认为是污点或缺陷引起的衍射光与原主光束在非线性介质中相互作用后形成的强度很高的亮斑, 人们形象地把这个亮斑称为“热像”. 1993 年 Hunt 等人采用光传输矩阵方法对“热像”效应的形成机理进行了分析^[3], 此后又被 Williams 等人从实验和数值模拟上得以验证^[4-9]. 但 Hunt 的研究结果仅适用于解释振幅调制产生的“热像”, 对于位相调制产生“热像”的形成规律的理论分析尚未见报道. 本文从菲涅耳-基尔霍夫衍射积分及非线性波动方程出发, 通过合理的近似与假设, 对位相调制产生“热像”形成的一般规律进行了理论推导, 给出了“热像”出现的位置

及“热像”强度与衍射物参数、注入光强以及 B 积分满足的解析关系. 最后指出“热像”的形成类似于同轴位相夫琅禾费全息过程.

2. “热像”形成的理论分析

2.1. “热像”效应理论模型

“热像”的形成过程可分解为三部分: 1) 强激光束经光学元件上的遮光点或缺陷调制后到非线性介质前表面的衍射过程; 2) 光束在介质中的非线性传输过程; 3) 光束从介质出射后的自由传输过程. 其中过程 1) 和 3) 可采用经典的菲涅耳-基尔霍夫衍射积分描述, 过程 2) 可采用非线性近轴波动方程描述.

2.2. “热像”形成理论推导

设振幅为 A , 波长为 λ 的平面光波沿 z 轴传播, 倘若在其经过的 (x_1, y_1) 平面上遇到一位相衍射物 (如元件上的缺陷), 如图 1 所示, 设衍射物的复振幅透射函数为 $t_0(x_1, y_1)$, 其互补屏的透射函数为 $t(x_1, y_1)$. 根据巴比涅原理, 该衍射物及其互补屏的透射函数可表示为

$$t_0(x_1, y_1) = 1 - t(x_1, y_1)$$

^{*} 国家高技术惯性约束聚变基金资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: xieliangping@eyou.com

$$= \begin{cases} \exp(i\theta) & \text{调制点投影区域,} \\ 1 & \text{其他区域,} \end{cases} \quad (1)$$

式中 θ 定义为位相调制深度,且 $0 \leq \theta \leq 2\pi$. 若元件表面缺陷深度为 h ,那么 θ 与 h 满足关系: $h = (\theta / 2\pi)\lambda$.

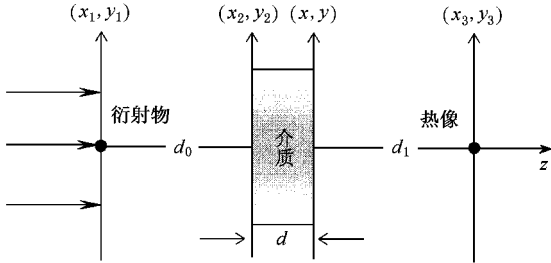


图 1 “热像”形成原理图

平面波通过衍射物后继续传播到 (x_2, y_2) 平面,两平面之间距离为 d_0 ,根据菲涅耳衍射公式,在 (x_2, y_2) 平面上的光场复振幅分布为

$$U(x_2, y_2) = \frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \kappa(x_1, y_1)] \times \exp\left\{\frac{ik}{2d_0} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right\} \times dx_1 dy_1 = U_R + U_0, \quad (2)$$

式中 k 为真空中平面波波数, A 为振幅,

$$U_R = \frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{\frac{ik}{2d_0} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right\} dx_1 dy_1 = A \exp(ikd_0), \quad (3)$$

$$U_0 = -\frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \exp\left[\frac{ik}{2d_0} (x_2^2 + y_2^2)\right] \times \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa(x_1, y_1) \exp\left[\frac{ik}{2d_0} (x_1^2 + y_1^2)\right] \times \exp\left\{-i2\pi\left[x_1\left(\frac{x_2}{\lambda d_0}\right) + y_1\left(\frac{y_2}{\lambda d_0}\right)\right]\right\} \times dx_1 dy_1 \right\}. \quad (4)$$

倘若距离 d_0 满足远场条件

$$\frac{k}{d_0} (x_1^2 + y_1^2) \ll 1, \quad (5)$$

则上述积分演变为夫琅禾费衍射积分. 因此(4)式变成

$$U_0 = -\frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \exp\left[\frac{ik}{2d_0} (x_2^2 + y_2^2)\right] \times T\left(\frac{x_2}{\lambda d_0}, \frac{y_2}{\lambda d_0}\right), \quad (6)$$

式中 $T\left(\frac{x_2}{\lambda d_0}, \frac{y_2}{\lambda d_0}\right)$ 为 $\kappa(x_1, y_1)$ 的傅里叶变换. 由于衍射物尺度较小,在满足(5)式条件下 (x_2, y_2) 平面上的衍射物扰动 U_0 应该满足 $|U_0| \ll |U_R|$.

考虑厚度为 d 的立方型非线性透明介质前表面位于 (x_2, y_2) 平面,如图 1 所示,光束入射到该介质中,在介质中传播满足非线性近轴波动方程^[10]

$$\nabla_{\perp}^2 \Psi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} = -k^2 \frac{n_2}{n_0} |\Psi|^2 \Psi. \quad (7)$$

假设非线性介质厚度 d 较小,我们称这种假定为光学薄近似. 大型固体激光装置中的片状钕玻璃介质厚度约为 3.8cm,对这类介质采用光学薄近似处理是合理的,那么从介质中出射的光波复振幅分布可以近似表述为^[3]

$$\Psi = U(x_2, y_2) \exp\left[ik\left(\frac{n_2}{2n_0}\right) |U(x_2, y_2)|^2 d\right], \quad (8)$$

式中 $U(x_2, y_2)$ 为入射光波.

从介质出射后,光场将继续衍射,在离 (x, y) 平面距离为 d_1 的 (x_3, y_3) 平面上,光场的复振幅分布可由菲涅耳衍射公式给出

$$U(x_3, y_3) = \frac{A}{i\lambda d_1} \exp(ikd_1) \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[ik\frac{n_2}{2n_0} |U(x_2, y_2)|^2 d\right] \times \exp\left\{\frac{ik}{2d_1} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2]\right\} \times dx_2 dy_2. \quad (9)$$

(9)式忽略了 $U_0 \exp\left[ik\frac{n_2}{2n_0} |U(x_2, y_2)|^2 d\right]$ 项的衍射,这是由于 $|U_0| \ll |U_R|$,该项的衍射只会对(9)式表示的光场分布造成一个微弱的背景噪声,它不会影响我们的分析.

为简化计算,对(9)式中

$$\exp\left[ik\frac{n_2}{2n_0} |U(x_2, y_2)|^2 d\right]$$

项做下述处理:

$$\exp\left[ik\frac{n_2}{2n_0} |U(x_2, y_2)|^2 d\right]$$

$$= \exp \left[ik \frac{n_2}{2n_0} |U_R|^2 d \times \frac{|U(x_2, y_2)|^2}{|U_R|^2} \right]. \quad (10)$$

根据 B 积分的定义^[3,10], 令 $B = k \frac{n_2}{2n_0} |U_R|^2 d$, 并用(2)式和 $|U_0| \ll |U_R|$, 则(10)式改写成

$$\begin{aligned} & \exp \left[ik \frac{n_2}{2n_0} |U(x_2, y_2)|^2 d \right] \\ &= \exp(iB) \left(1 + iB \frac{|U_0|^2 + U_0^* U_R + U_0 U_R^*}{|U_R|^2} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

把(11)式代入(9)式, 得

$$\begin{aligned} U(x_3, y_3) &= \frac{A}{i\lambda d_1} \exp(ikd_1) \exp(iB) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 \right. \\ &+ iB \left(\frac{|U_0|^2}{|U_R|^2} + \frac{U_0^* U_R}{|U_R|^2} + \frac{U_0 U_R^*}{|U_R|^2} \right) \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_1} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} \\ &\times dx_2 dy_2 \\ &= \frac{A}{i\lambda d_1} \exp(ikd_1) \exp(iB) \\ &\times (U_1 + U_2 + U_3 + U_4). \end{aligned} \quad (12)$$

根据(3)和(6)式分别给出 U_1 和 U_2 的表示式

$$\begin{aligned} U_1 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ \frac{ik}{2d_1} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} \\ &\times dx_2 dy_2 \\ &= i\lambda d_1, \\ U_2 &= \frac{iB}{\lambda^2 d_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T \left(\frac{x_2}{\lambda d_0}, \frac{y_2}{\lambda d_0} \right) T^* \left(\frac{x_2}{\lambda d_0}, \frac{y_2}{\lambda d_0} \right) \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_1} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} \\ &\times dx_2 dy_2. \end{aligned} \quad (13)$$

采用稳定位相解法^[11], 可求出上述积分

$$U_2 = \frac{-Bd_1}{\lambda d_0^2} T \left(\frac{x_3}{\lambda d_0}, \frac{y_3}{\lambda d_0} \right) T^* \left(\frac{x_3}{\lambda d_0}, \frac{y_3}{\lambda d_0} \right). \quad (14)$$

由(4)式可以写出

$$\begin{aligned} U_3 &= \frac{B}{\lambda d_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} t^*(x_1, y_1) \right. \\ &\times \exp \left\{ -\frac{ik}{2d_0} [(x_2 - x_1)^2 \right. \\ &+ (y_2 - y_1)^2] \left. \right\} dx_1 dy_1 \left. \right\} \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_1} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} \end{aligned}$$

$$\times dx_2 dy_2. \quad (15)$$

分析(15)式, 当 $d_1 = d_0$ 时, 利用远场条件(5)式和 δ 函数的性质, 可知(15)式表示的光场将聚焦在 (x_3, y_3) 平面

$$U_3 = B\lambda d_0 t^*(x_3, y_3). \quad (16)$$

同样取 $d_1 = d_0$, 得

$$\begin{aligned} U_4 &= -\frac{B}{\lambda d_0} \exp \left[\frac{ik}{2d_0} (x_3^2 + y_3^2) \right] \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} t(x_1, y_1) \\ &\times \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[\frac{ik}{d_0} (x_2^2 + y_2^2) \right] \right. \\ &\times \exp \left[-i2\pi \left(x_2 \frac{x_1 + x_3}{\lambda d_0} + y_2 \frac{y_1 + y_3}{\lambda d_0} \right) \right] \\ &\times dx_2 dy_2 \left. \right\} dx_1 dy_1. \end{aligned} \quad (17)$$

利用高斯函数的自傅里叶变换关系

$$\begin{aligned} &F \{ \exp[\pm ia^2(x^2 + y^2)] \} \\ &= \frac{i\pi}{a} \exp \left[\mp i \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 (f_x^2 + f_y^2) \right], \end{aligned}$$

上式的最终结果为

$$U_4 = -i \frac{B}{2} \exp \left[\frac{ik}{4d_0} (x_3^2 + y_3^2) \right] T \left(\frac{x_3}{2\lambda d_0}, \frac{y_3}{2\lambda d_0} \right). \quad (18)$$

将(13)(14)(16)和(18)式代入(12)式, 并取 $d_1 = d_0$, 得

$$\begin{aligned} U(x_3, y_3) &= \frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \exp(iB) \left\{ i\lambda d_0 \right. \\ &- \frac{B}{\lambda d_0} T \left(\frac{x_3}{\lambda d_0}, \frac{y_3}{\lambda d_0} \right) T^* \left(\frac{x_3}{\lambda d_0}, \frac{y_3}{\lambda d_0} \right) \\ &+ B\lambda d_0 t^*(x_3, y_3) - i \frac{B}{2} \\ &\times \exp \left[\frac{ik}{4d_0} (x_3^2 + y_3^2) \right] \\ &\times T \left(\frac{x_3}{2\lambda d_0}, \frac{y_3}{2\lambda d_0} \right) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

从(19)式可看出 (x_3, y_3) 平面上光场分布由四项组成, 第一项为平面波的直透分量; 第二项为衍射物的相互作用项; 第三项为衍射物的负一级衍射项汇聚到 (x_3, y_3) 平面上所成的实像, 它即为我们所说的“热像”; 第四项为衍射物的正一级衍射项, 为发散光波, 相当于衍射物直接在 (x_3, y_3) 平面上(距离为 $2d_0$) 的夫琅禾费衍射。

3. 结 论

3.1. “热像”形成的物理解释

由以上分析可知，“热像”的形成类似于同轴位相夫琅费全息过程。我们把入射到介质前表面的光波 $U(x_2, y_2)$ 看作为平面波 U_R 与衍射物引起衍射光波 U_0 的叠加。若把 U_R 看作是参考光波， U_0 看作物光波，这时非线性介质则相当于一张“全息干板”。并由(8)式可知，其透过率函数为

$$t(x_2, y_2) = \exp\left(ik \frac{n_2}{2n_0} |U(x_2, y_2)|^2 d\right). \quad (20)$$

当携带衍射物信息的平面波照射在非线性介质上，介质记录下这束光波中携带的物体信息。而该平面波继续照射介质时，出射光波应在某处再现原物体的信息，再现出的物体的信息即为“热像”。区别于传统全息的是，“热像”形成的记录和再现过程是实时完成的。

3.2. “热像”位置与强度

从(16)式可知，“热像”形成在非线性介质后与衍射物对称的位置，即 $d_1 = d_0$ 。以下称 d_0 为物距， d_1 为“热像”像距。根据(1)和(19)式，忽略一些小项后，可得“热像”的强度为

$$I = \left| \frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \exp(iB) \times [i\lambda d_0 + B\lambda d_0 t^*(x_3, y_3)] \right|^2 = [1 + \chi(1 - \cos\theta)B^2 + 2B\sin\theta]A^2. \quad (21)$$

(21) 式为位相调制产生“热像”强度的近似表达式。根据文献[3]，振幅调制产生“热像”像距与物距相等，其强度可近似表示为

$$I = (1 + B^2)A^2. \quad (22)$$

(21) 和(22) 式中 A^2 为初始入射光光强。对于高功率激光系统， B 值通常设计成约等于 2，那么，振幅调制产生“热像”处将会产生约 5 倍的原始光强，这对于处于其附近的光学元件而言非常危险。而对于调制深度为 π 的位相衍射物，其产生的“热像”强度将比原始光强大 17 倍。因而在位相调制情况下，“热像”效应对高功率激光装置威胁更大(见图 2)。所以在高功率激光装置设计过程中，应当特别注意避免这类情况发生。

3.3. 计算机模拟

下面应用中国工程物理研究院激光聚变研究中心开发的 SG99 纳秒脉冲光传输软件对“热像”形成过程进行了综合模拟。模拟中选取光束参数为：波长为 $1.054\mu\text{m}$ ，脉宽为 0.67ns (时间平顶)，空间四阶超高斯分布，面积为 0.79cm^2 ，介质厚度 $d = 4\text{cm}$ ，非线性系数 $\gamma = 3.0 \times 10^{-14}\text{cm}^2/\text{W}$ 。模拟中在 2cm^2 的采样区间内采样 512×512 个点。为了不受计算精度的影响，必须对衍射物采样足够多的点，参照文献[2]，我们选取宽度为 $234\mu\text{m}$ 的细丝来模拟衍射物。

图 2 和图 3 给出“热像”位置和强度的理论值与模拟计算对比结果。图 2 表明“热像”像距与物距相等，它们以介质为中心，前后位置对称。从图 3 可看出，不同的调制深度，对“热像”强度有较大影响；同时随 B 积分增大，“热像”强度增大，但理论结果与模拟结果相对误差也增大，这可能是由于随 B 积分增大，采用光学薄近似引起的误差加大造成的。

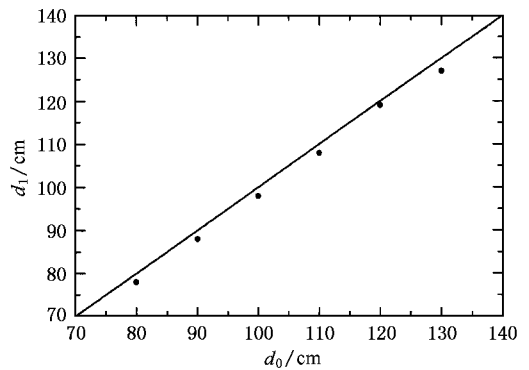


图 2 “热像”像距随物距变化曲线 ——为理论结果，●为模拟结果

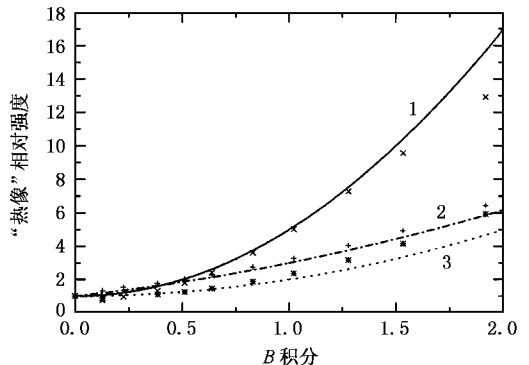


图 3 “热像”相对强度(I/A)随 B 积分的变化曲线 曲线 1 和 2 为位相调制产生“热像”强度曲线， θ 分别等于 $\pi, \pi/4$ 。曲线 3 为振幅调制产生“热像”强度曲线。x, + 和 * 为曲线 1, 2, 3 的模拟值

4. 结束语

本文通过解析方法分析了高功率激光系统中非线性“热像”效应的形成过程,得出了“热像”像距与物距以及“热像”强度所满足的解析关系,并与数值

计算结果进行了比对.结果表明:位相调制产生“热像”的强度一般比振幅调制更大,因而对高功率激光装置的安全运行威胁更大.幸运的是,两种类型调制产生“热像”的像距相同,均处于非线性介质后与衍射物对称的位置,故在设计高功率激光器时,无需把两类调制分开单独考虑.

- [1] Wen S H and Fan D Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 1032
- [2] Wen S H, Qian L J and Fan D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1640 (in Chinese) 文双春、钱列加、范滇元 2003 物理学报 **52** 1640]
- [3] Hunt J T, Manes K R and Renard P A 1993 *Appl. Opt.* **32** 5973
- [4] Williams W H, Manes K R, Hunt J T, Renard P A, Milam D and Eimerl D 1996 *ICF Quart. Rep.* **6** 7
- [5] Widmayer C C, Milam D and deSzoek S P 1997 *Appl. Opt.* **36** 9342
- [6] Widmayer C C, Nickels M R and Milam D 1998 *Appl. Opt.* **37** 4801
- [7] Widmayer C C, Jones L R and Milam D 1998 *J. Non. Opt. Phys. Mat.* **7** 563
- [8] Feit M D, Widmayer C C, Williams W H, Sachs R A, Renard P A and Henesian M A 1999 *Proc. SPIE* **3492** S39
- [9] Feit M D, Williams W H, Widmayer C C, Sacks R A, Renard P A and Henesian M A 1999 *Proc. SPIE* **3492** S61
- [10] Bespalov V I and Tanlanov V I 1966 *JETP Lett.* **3** 307
- [11] Born M and Wolf E 1975 *Principles of Optics* 4th ed (Oxford U K : Pergamon) appendices III

Theoretical analysis of hot image effect from phase scatterer^{*}

Xie Liang-Ping^{1,2)} Zhao Jian-Lin¹⁾ Su Jing-Qin²⁾ Jing Feng²⁾ Wang Wen-Yi²⁾ Peng Han-Sheng²⁾

¹⁾(Department of Applied Physics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

²⁾(Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 16 July 2003 ; revised manuscript received 24 October 2003)

Abstract

The nonlinear hot image effect from phase scatterer in a high-power laser system has been investigated theoretically and numerically. According to the Fresnel-Kirchhoff diffraction integral and nonlinear paraxial wave equation, we derive the functional relationship of the intensity of hot image and its location. It is shown that the image intensity is likely several times larger than that from amplitude scatterer, and the location is situated in the equidistant downstream plane of the scatterer in an optical component located upstream from a nonlinear element. Good agreements are shown between the theoretical prediction and the computer codes developed for ns-pulse propagation simulations. The results indicate that the formation of hot image is akin to the real-time, in-line and volume-phase holographic imaging.

Keywords : hot image effect, holographic imaging, small-scale self-focusing, high-power laser

PACC : 4265J

^{*} Project supported by the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China.