

文章编号: 0258-7025(2008)05-0698-08

强激光非线性热像与克尔介质厚度的关系

王友文^{1,2} 文双春¹ 胡勇华¹ 章礼富¹ 傅喜泉¹

(¹ 湖南大学计算机与通信学院, 湖南 长沙 410082; ² 衡阳师范学院物理与电子信息科学系, 湖南 衡阳 421008)

摘要 通过理论分析与数值模拟方法,研究了高功率激光系统中非线性热像位置及光强随介质厚度的变化规律。基于角谱传输和 Bessel-Talanov 小尺度自聚焦理论,在不作薄介质近似情况下得到了热像光强表达式,并用数值模拟结果进行了验证。结果表明,在一定的入射功率下,热像光强随介质厚度的增加而增大;而在一定的 B 积分下,热像光强随介质厚度的增加先单调增加,达到一极大值后,单调减小。此外,当模糊斑相对于克尔介质的距离的非涅耳数远大于 1 时,可采用薄介质近似。数值模拟结果与解析结果吻合得很好。

关键词 激光技术;热像;Bessel-Talanov 理论;小尺度自聚焦

中图分类号 O 437.5 **文献标识码** A

Dependence of Nonlinear Hot Image of Intense Laser Beam on the Thickness of Kerr Medium

Wang Youwen^{1,2} Wen Shuangchun¹ Hu Yonghua¹ Zhang Lifu¹ Fu Xiquan¹

¹ School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China
² Department of Physics and Electronic Information Science, Hengyang Normal University, Hengyang, Hunan 421008, China

Abstract Dependence of the position and light intensity of nonlinear hot image in high power laser system on the thickness of Kerr medium has been investigated theoretically and numerically. Based on the propagation of angular spectrum and Bessel-Talanov small-scale self-focusing theory, the expression for hot image intensity is obtained without thin medium approximation, and verified by numerical simulation. It is shown that, for a given obscuration, the hot image intensity increases monotonously with the medium thickness for a given input laser power, while it firstly increases to reach a maximum value, then decreases as the medium thickness increases for a given B integral. In addition, it is shown that the thin medium approximation is applicable to hot image analysis when the Fresnel number of an obscuration with respect to the length of the Kerr medium is much more than 1. The analytic results are in good agreement with numerical simulations.

Key words laser technique; hot image; Bessel-Talanov theory; small-scale self-focusing

1 引言

在高功率激光系统中,上游光学元件上的污点或缺陷等模糊斑引起的衍射光与主光束在下游非线性光学元件中相互作用,由于非线性光学元件的折射率依赖于光强,主光束中一部分光被折射,并在非线性元件的下游形成模糊斑的互补像,称为热

像^[1~8]。这种非线性热像的光强可达到光学元件的损伤阈值,从而对系统的安全运行造成威胁,阻碍激光驱动器负载的提高。非线性热像的形成,类似于同轴全息成像^[3,6],而本质上则是小尺度自聚焦的一种特殊形式^[9~17]。1993 年 J. T. Hunt 等^[1]把小尺度自聚焦的 Bessel-Talanov 理论用于对热像

收稿日期:2007-08-25;收到修改稿日期:2007-11-07

基金项目:国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金(10576012)、国家自然科学基金(60538010)和国家 863 计划惯性约束聚变领域资助项目。

作者简介:王友文(1972—),男,湖南人,副教授,博士研究生,主要从事非线性光学及光传输方面的研究。

E-mail:hysjwyw123@163.com

导师简介:文双春(1966—),男,湖南人,教授,主要从事非线性光学等方面的研究。E-mail:sewen@vip.sina.com

的形成机制分析,得到热像位置及光强与 B 积分的关系,此后又被 W. H. Williams 等^[2~4]从实验和数值模拟上得以验证。最近,谢良平等^[5,6]研究了非线性热像的位置及光强和 B 积分等的关系。彭涛等^[7]用数值模拟的方法研究了固定厚度介质的非线性“热像”位置及强度随衍射物调制系数等的变化关系。赵建林等^[8]较全面地总结了热像形成的规律及抑制措施。以上分析大多针对很薄的非线性介质,且基于薄介质近似,主要考察模糊斑特征及入射光强对热像的影响,未考虑非线性克尔介质厚度对热像的影响,同时薄介质近似成立的条件也不够明确。明确热像与非线性介质厚度的关系,一方面可以适当选取介质厚度,尽量减弱热像,并使热像出现在安全位置。另一方面,可在实际激光系统的运行过程中,针对不同厚度的光学元件,辨别并回避具有破坏威胁的热像,从而提高系统的运行安全。本文基于角谱传输理论和 Bspalov-Talanov 理论,研究热像的位置及光强与非线性介质厚度的关系,分析薄介质近似成立的条件,并与数值模拟结果进行了对比验证。

2 热像形成理论分析

如图 1 所示,在厚度为 d 的非线性介质前 d_1 处的 xoy 平面内的光学元件上有一模糊斑,观察屏位于非线性介质后 d_2 距离处的 $x'o'y'$ 平面内。设模糊斑复振幅透射率函数为 $\tau_0(x, y)$,其互补屏的复振幅透射率函数为 $\tau(x, y)$,根据巴比涅原理,可知

$$\tau_0(x, y) = 1 - \tau(x, y) = \begin{cases} \alpha e^{i\theta} & \text{inside obscuration,} \\ 1 & \text{else} \end{cases}, \quad (1)$$

式中 α 为振幅透射率, θ 为模糊斑引入的相位调制。设有自左向右传播的单色平面光波 $A_0 e^{i(kz - \omega t)}$ 入射到模糊斑, A_0 为光波复振幅, ω 为时域角频率, $k = \omega/c$ 为波数, c 为真空中光速,则由 xoy 平面处 $z = 0$

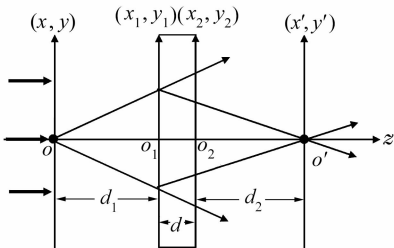


图 1 非线性热像形成示意图

Fig. 1 Schematic diagram of nonlinear formation of hot image

可知出射光场复振幅为

$$A(x, y, 0) = A_0 - \tau(x, y)A_0 = A_1(0) + A_2(0), \quad (2)$$

式中 $A_1(0) = A_0$ 为主光束或背景光场的复振幅, $A_2(0) = -\tau(x, y)A_0$ 为模糊斑互补屏的衍射场的复振幅。光束从模糊斑平面传播到观察屏可分为三段,首先是从模糊斑平面到非线性介质左表面的自由空间传输,接着为介质中的非线性传输,最后是从非线性介质右表面到观察屏的自由空间传输。

从模糊斑平面到非线性介质左表面的自由空间传输可知主光场为 $E_1(z_1) = A_0 \exp[i(kd_1 - \omega t)]$,对于衍射场,设其复振幅的频谱为

$$G(q_x, q_y, 0) = \mathcal{F}[A_2(0)] = \tilde{u}_0(q_x, q_y) + i\tilde{v}_0(q_x, q_y), \quad (3)$$

式中 \mathcal{F} 为傅里叶变换符号, q_x, q_y 分别为空间角频率在 x, y 方向的分量。由角谱传输理论可知,传输 d_1 距离到非线性介质左表面,其频谱变为^[18]

$$G(q_x, q_y, z_1) = G(q_x, q_y, 0) e^{-i\frac{q^2 d_1}{2k}} = [\tilde{u}_0(q_x, q_y) + i\tilde{v}_0(q_x, q_y)] e^{-i\frac{q^2 d_1}{2k}} = \tilde{u}(q_x, q_y, z_1) + i\tilde{v}(q_x, q_y, z_1), \quad (4)$$

式中 $q_x^2 + q_y^2 = q^2$, 则可得衍射场为

$$E_2(z_1) = \exp[i(kd_1 - \omega t)] \mathcal{F}^{-1}[G(q_x, q_y, z_1)], \quad (5)$$

式中 \mathcal{F}^{-1} 为逆傅里叶变换符号。

接着主光场与衍射光场共同进入非线性介质,总光场的复振幅在非线性介质中传输遵循非线性薛定谔(Schrödinger)方程

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 A + \frac{ik_0 n_2 |A|^2}{2n_0} A, \quad (6)$$

式中 ∇_{\perp}^2 为横向拉普拉斯算符, n_0 为介质线性折射率, n_2 为介质的非线性系数, $k_0 = n_0 \omega/c$ 为介质中的波数。(6) 式右边第一项与第二项分别表示衍射与非线性。假设模糊斑很小并且距离非线性介质足够远,以使衍射场在入射到非线性介质时相对主光场满足弱调制近似,同时考虑到实际系统中,单元件中表征非线性效应引入的相移的 B 积分小于 2,因此调制场经过非线性介质后的增长小于 9 倍,故可以将介质中的衍射场看作加在主光场上的弱调制场,则由 Bspalov-Talanov 理论^[10]可知,出射主光场为

$$E_1(z_2) = A_0 \exp[i(kd_1 + k_0 d - \omega t)] \times \exp(ik_0 n_2 |A_0|^2 d / 2n_0), \quad (7)$$

出射调制场复振幅频谱为

$$\begin{aligned}\tilde{u}(q_x, q_y, z_2) &= \tilde{u}(q_x, q_y, z_1) \cosh(gd) + \tilde{v}(q_x, q_y, z_1) \frac{q^2}{2k_0 g} \sinh(gd), \\ \tilde{v}(q_x, q_y, z_2) &= \tilde{u}(q_x, q_y, z_1) \frac{2k_0 g}{q^2} \sinh(gd) + \tilde{v}(q_x, q_y, z_1) \cosh(gd),\end{aligned}\quad (8)$$

式中 $g^2 = q^2(q_c^2 - q^2)/4k_0^2$, $q_c^2 = 2k_0^2 n_2 |A_0|^2/n_0$ 。当 $g^2 < 0$, 即 $q_c^2 - q^2 < 0$ 时, g 为虚数, 调制场频谱幅度振荡, 不增长; 当 $g^2 > 0$ 时, 即 $q_c^2 - q^2 > 0$ 时, 一般情况下调制场频谱幅度将不断增长, 本文主要考察这种情况。由(4)式可知

$$\begin{aligned}\tilde{u}(q_x, q_y, z_1) &= \tilde{u}_0(q_x, q_y) \cos\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right) + \tilde{v}_0(q_x, q_y) \sin\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right), \\ \tilde{v}(q_x, q_y, z_1) &= -\tilde{u}_0(q_x, q_y) \sin\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right) + \tilde{v}_0(q_x, q_y) \cos\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right),\end{aligned}\quad (9)$$

将(9)式代入(8)式可得 $\tilde{u}(q_x, q_y, z_2)$ 和 $\tilde{v}(q_x, q_y, z_2)$ 。

最后为从非线性介质右表面到观察屏的自由空间传输, 观察屏处主光场为

$$E_1(z') = A_0 \exp[i(kd_1 + kd_2 + k_0 d - \omega t)] \exp(ik_0 n_2 |A_0|^2 d/2n_0), \quad (10)$$

观察屏处衍射调制场复振幅频谱为

$$G(q_x, q_y, z') = [\tilde{u}(q_x, q_y, z_2) + i\tilde{v}(q_x, q_y, z_2)] e^{-i\frac{q^2 d_2}{2k}}. \quad (11)$$

令 $q_x = q_c \chi_1$, $q_y = q_c \chi_2$, $\chi^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2 = q/q_c$, $\kappa = n_0 d_2/d$, $\gamma = n_0 d_1/d$, 由 $B = q_c^2 d/4k_0$, $\cos(2B\gamma\chi^2) = (e^{2iB\gamma\chi^2} + e^{-2iB\gamma\chi^2})/2$ 及 $\sin(2B\gamma\chi^2) = (e^{2iB\gamma\chi^2} - e^{-2iB\gamma\chi^2})/2i$, 整理可得

$$\begin{aligned}G(q_x, q_y, z') &= (\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0) \left[\cosh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) + i \frac{1-2\chi^2}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) \right] e^{-i2B(\kappa+\gamma)\chi^2} + \\ &(\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0)^* \frac{i \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} e^{-i2B(\kappa-\gamma)\chi^2},\end{aligned}\quad (12)$$

式中 $*$ 为复共轭符号。由(12)式可得衍射场的复振幅为

$$A_2(z') = \mathcal{F}^{-1}[G(q_x, q_y, z')] = A'_2(z') + A''_2(z'), \quad (13)$$

式中 $A'_2(z')$ 为模糊斑互补屏衍射光场经非线性增长后在距离 $d_1 + d_2$ 处的衍射光场复振幅分布, $A''_2(z')$ 为模糊斑互补屏衍射光场的共轭场经非线性增长后在距离 $d_2 - d_1$ 处的衍射复振幅分布

$$A'_2(z') = \mathcal{F}^{-1} \left\{ (\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0) \left[\cosh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) + i \frac{1-2\chi^2}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) \right] e^{-i2B(\kappa+\gamma)\chi^2} \right\}, \quad (14)$$

$$A''_2(z') = \mathcal{F}^{-1} \left[(\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0)^* \frac{i \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} e^{-i2B(\kappa-\gamma)\chi^2} \right], \quad (15)$$

由此可知, 观察屏上的光场为背景光场与上述衍射光场的相干叠加, 故观察屏上光场的强度为

$$I' = |A_0 + A'_2(z') + A''_2(z')|^2. \quad (16)$$

$A'_2(z')$ 虽有增长, 但相对背景光场仍较弱, 随着离开非线性介质距离 d_2 的增加进一步衍射减弱; $A''_2(z')$ 随着离开非线性介质距离 d_2 的增加会聚可以增强, 特别当 $d_2 - d_1 = 0$ 时, 形成模糊斑互补屏非线性增强的热像, 即在模糊斑关于非线性介质对称位置形成热像。

忽略很弱的模糊斑互补屏衍射光场, 由模糊斑互补屏衍射光场的共轭场与主光场相干叠加可得热像光强为

$$\begin{aligned}I &= \left| \left\{ A_0 + \mathcal{F}^{-1} \left[(\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0)^* \frac{i \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right] \right\} \right|^2 = \\ &A_0^2 \left| \left\{ 1 + [-\tau^*(-x, -y)] \otimes \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{i \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right] \right\} \right|^2,\end{aligned}\quad (17)$$

式中 \otimes 为卷积运算符号。

3 热像与非线性克尔介质厚度的关系

3.1 薄介质近似成立的条件

由文献[1~6]可以总结出,薄介质近似的实质是光场传输非线性介质厚度的距离引起的衍射效应可以忽略,而非线性效应不可忽略,从而在数学处理上忽略衍射项,而仅保留非线性项。从(6)式可见,薄介质近似必须同时满足两个条件, $q^2 d/2k \ll 1$ 及 $q^2 d/2k \ll q_c^2 d/4k$ (由此有 $q \ll q_c/\sqrt{2}$),即衍射效应导致的各空间频率成分的相移远小于1,而且远小于非线性效应引起的相移(B 积分)。

由于 B 积分均不是远小于1,否则非线性效应很弱,可以不予考虑。因此上述两个条件可以归结为衍射效应导致的各空间频率成分的相移远小于1。同时,衍射效应导致的空间频率范围与模糊斑的大小有关,若模糊斑的半径为 a ,则其最高频率近似为 π/a ,从而有 $a^2/\lambda d = N \gg 1$,即在实际系统的 B 积分取值情况下,当模糊斑相对于介质厚度距离的非涅耳数远大于1时可以采用薄介质近似。故可知,非线性介质厚度的增加及减小模糊斑的尺寸都将导致对薄介质近似结果的偏离。本文考察模糊斑尺寸一定时,介质厚度引起的对薄介质近似结果的偏离。

实际系统中 $B \leq 2$,若 $q \ll q_c/\sqrt{2}$,则有 $2B\chi\sqrt{1-\chi^2} \ll 1$,将(17)式中的 $\sinh(2B\chi\sqrt{1-\chi^2})$ 作泰勒级数展开,取其中线性项,则可得薄介质近似下的热像相对光强表达式^[1~6]。

3.2 热像位置及光强随非线性克尔介质厚度的变化

不失一般性,设模糊斑为细丝^[2],并位于 $z=0$ 的 xoy 平面内,且关于坐标轴 y 对称,则其互补屏的复振幅透射率函数为

$$\tau(x, y) = 1 - \tau_0(x, y) = (1 - \alpha e^{i\theta}) \text{rect}(x/a), \quad (18)$$

式中 $\text{rect}(x/a)$ 为矩形函数。故知

$$\begin{aligned} & \tilde{u}_0(q_x, q_y) + i\tilde{v}_0(q_x, q_y) = \\ & \mathcal{F}[A_0(\alpha e^{i\theta} - 1)\text{rect}(x/a)] = \\ & A_0(\alpha e^{i\theta} - 1) \frac{2\pi a \sin(aq_x/2)}{aq_x/2} \delta(q_y), \end{aligned} \quad (19)$$

式中 $\delta(q_y)$ 为Dirac函数,将(19)式代入(14)~(16)式,可以计算观察屏在不同位置时的光强。将(18)式代入(17)式,可得热像相对光强

$$I_r = \left| \left\{ 1 + i(\alpha e^{-i\theta} - 1) \text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) \otimes \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\sinh(2B\chi\sqrt{1-\chi^2})}{2\chi\sqrt{1-\chi^2}} \right] \right\} \right|^2. \quad (20)$$

下面将(19)式代入(14)~(16)式及(20)式研究热像位置和光强与非线性介质厚度的关系,并与基于分片傅里叶算法的光传输模拟程序的数值模拟结果对比验证。计算中设主光束的波长 $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$,入射光强 I_0 取1~5 GW/cm^2 ,横向轮廓用4阶超高斯近似平面光波,半宽0.9 cm,采样点数2048,介质线性折射率 $n_0 = 1.5$,非线性系数 $n_2 = 2.7 \times 10^{-7} \text{cm}^2/\text{GW}$ 。为满足理论分析所采用弱调制近似条件,并使数值模拟结果与理论结果具有可比性,要求介质中调制场相对主光场满足弱调制近似。为此,取细丝宽度0.2 mm,到非线性介质前表面的距离为2.0 m,介质长度小于0.5 m,对应 B 积分值小于2.0 rad。

3.2.1 热像位置随克尔介质厚度的变化

图2表示在主光束光强一定情况下,热像到克尔介质后表面的距离随介质厚度的变化情况。可

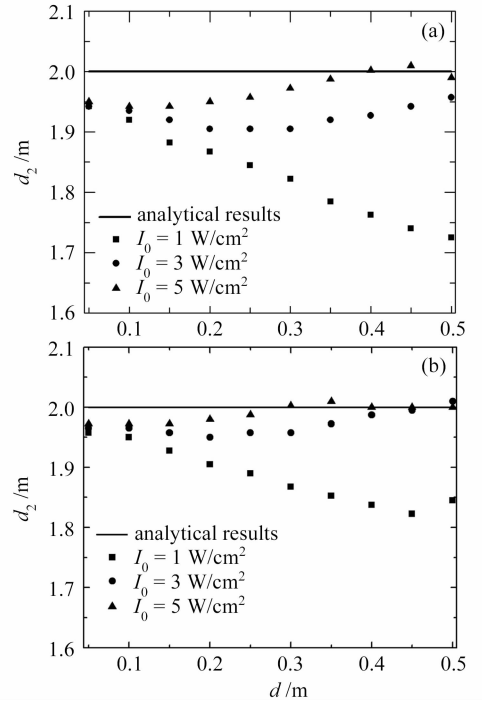


图2 主光束光强 I_0 一定时,热像到非线性介质后表面的距离 d_2 随非线性介质厚度 d 的变化。(a)完全不透明的纯振幅调制模糊斑, $\alpha = 0$; (b)完全透明的纯相位调制模糊斑, $\alpha = 1, \theta = \pi/2$ (对应半个波长的凸凹)

Fig. 2 Theoretical predictions and simulative results of the hot-image distance d_2 versus the thickness of the nonlinear medium d for different input intensities. (a) pure amplitude modulation obscuration $\alpha = 0$; (b) pure phase modulation wire-like obscuration $\alpha = 1, \theta = \pi/2$

见,随介质厚度增加,理论分析结果表明热像到非线性介质后表面的距离基本与模糊斑到非线性介质前表面的距离相等,与薄介质近似下的结果一致;而数值模拟结果虽然大体上与理论分析结果及薄介质近似下的结果基本一致,但当主光束光强较小(1 GW/cm^2)时,随非线性介质厚度的增加,热像朝非线性介质方向偏移较多,而当主光束光强较大时,热像相对理论分析结果的位置随非线性介质厚度增加的偏移很小。从图还可见,纯振幅调制模糊斑比纯相位调制模糊斑引起的偏移量略大。

图 3 表示在 B 积分一定的情况下,热像到克尔介质后表面的距离随介质厚度的变化情况。可见,随介质厚度增加,理论分析表明热像与模糊斑完全关于非线性介质对称,与薄介质近似下的结果一致,而数值模拟结果表明热像相对理论结果朝非线性介质方向偏移,并且 B 积分越小,偏移量越大,反之亦然。同时,在相同 B 积分情况下,纯振幅调制模糊斑引

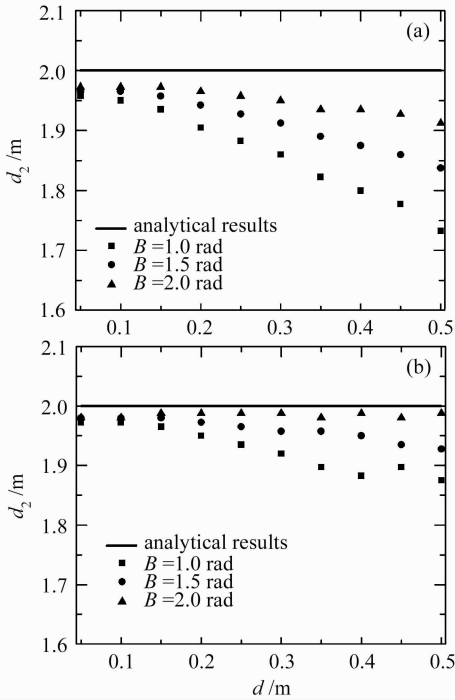


图 3 B 积分一定时,热像到非线性介质后表面的距离 d_2 随非线性介质厚度 d 的变化。(a) 完全不透明的纯振幅调制模糊斑, $\alpha = 0$; (b) 完全透明的纯相位调制模糊斑, $\alpha = 1, \theta = \pi/2$ (对应半个波长的凸凹)

Fig. 3 Theoretical predictions and simulative results of the hot-image distance d_2 versus the thickness of the nonlinear medium d for different B integrals. (a) pure amplitude modulation obscuration $\alpha = 0$; (b) pure phase modulation wire-like obscuration $\alpha = 1, \theta = \pi/2$

$$= 1, \theta = \pi/2$$

起的热像较纯相位调制模糊斑的热像相对理论偏移量大些。

3.2.2 热像光强随克尔介质厚度的变化

在入射主光束光强不变情况下,热像光强随非线性克尔介质厚度的变化如图 4 所示。从图 4 可见,不论是振幅调制模糊斑还是相位调制模糊斑,热像的光强均随着介质厚度的增加不断增大。这主要是由于随着非线性介质厚度的增加, B 积分增加所引起的。当主光束强度较大,随着介质长度增加, B 积分变得较大时,理论分析结果与数值模拟结果偏差较多。这主要是由于模糊斑引入的调制在介质中增长到能与主光束强度相比较,不能当作弱调制引起的。同时,从图中可见,在介质厚度较小,即小于 0.1 m ($N \approx 1$) 时,理论分析结果、数值模拟结果与薄介质近似下的结果均比较相近,但随介质厚度增加,不论是理论分析结果还是数值模拟结果,相对薄介质近似下的结果偏差变大。

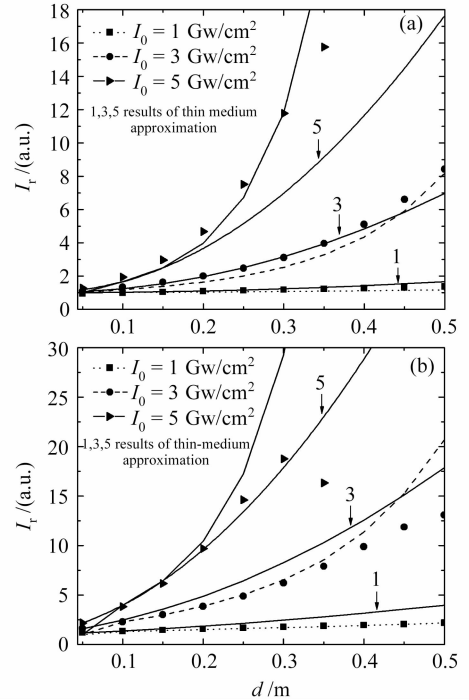


图 4 主光束光强 I_0 一定时,热像相对光强 I_r 随非线性介质厚度 d 的变化。(a) 完全不透明的纯振幅调制模糊斑, $\alpha = 0$; (b) 完全透明的纯相位调制模糊斑, $\alpha = 1, \theta = \pi/2$ (对应半个波长的凸凹)

Fig. 4 On-axis relative intensity of the hot-image versus the thickness of the nonlinear medium d for different input intensities. (a) pure amplitude modulation obscuration $\alpha = 0$; (b) pure phase modulation wire-like obscuration $\alpha = 1, \theta = \pi/2$

在 B 积分一定的情况下, 热像相对光强随非线性介质厚度的变化如图 5 所示。可见, 不论是振幅调制还是相位调制模糊斑, 理论分析结果与数值模拟结果符合较好, 且随着介质厚度减小, 热像相对光强先逐渐变大, 达极大值后, 单调减小到薄介质近似下的结果。这可解释为在模糊斑大小与类型给定情况下, 调制场的空间频率成分及分布从而确定, B 积分一定时, 随着介质厚度的减小, 非线性介质增长截止频率增大, 同时最快增长频率增大, 能够增长的调制空间频率增多, 因而热像相对光强增大。但当介质厚度减小到使最快增长频率进入到调制场中的反相频率区间时, 热像光强达极大值, 介质厚度减小导

致热像相对光强下降。最后当介质很薄时, 调制场中所有频率成分都得到一定的增长, 进一步增大非线性介质的增长截止频率与最快增长频率对调制场频率的增长都影响不大, 热像相对光强趋于薄介质近似下的结果。在 B 积分等于 2 时, 理论分析结果与数值模拟结果因调制增长偏离弱调制近似而有些偏差。从图上也可见, 在介质厚度很小, 远小于 0.1 m ($N \approx 1$) 时, 理论分析结果、数值模拟结果与薄介质近似下的结果相近, 随着介质厚度的增加, 热像相对光强对薄介质近似结果的偏离增大, 且 B 积分越小, 相对偏移量越大(在介质厚度近 0.5 m 时看得更清楚), 这与 3.1 节的分析一致。

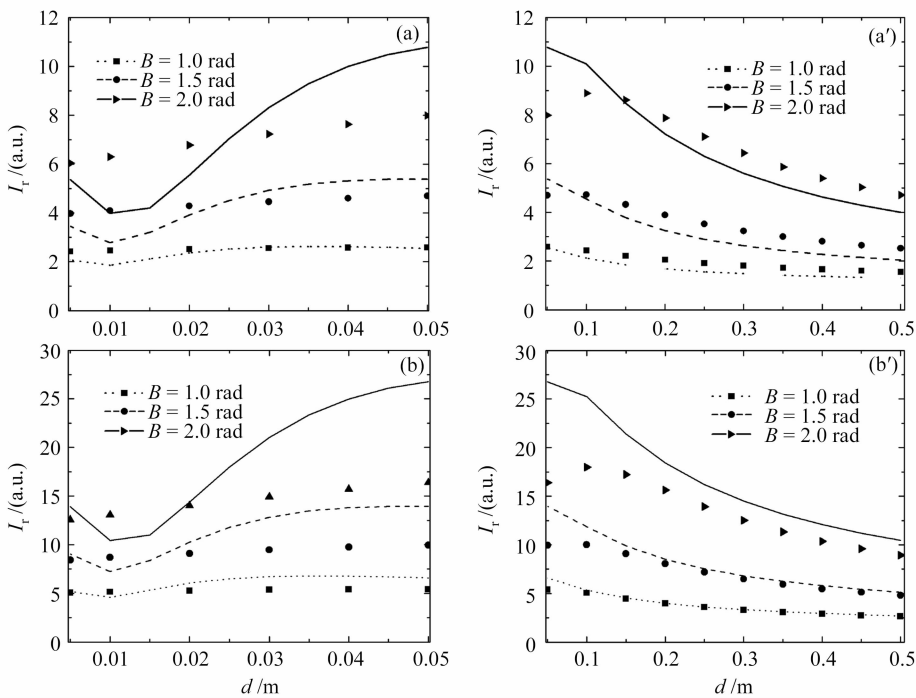


图 5 B 积分一定时, 热像相对光强 I_r 随非线性介质厚度 d 的变化。(a), (a') 完全不透明的纯振幅调制模糊斑, $\alpha = 0$; (b), (b') 完全透明的纯相位调制模糊斑, $\alpha = 1, \theta = \pi/2$

Fig. 5 On-axis peak-to-average intensity ratio of the hot-image versus the thickness of the nonlinear medium d for different B integrals. (a), (a') pure amplitude modulation obscuration $\alpha = 0$; (b), (b') pure phase modulation wire-like obscuration $\alpha = 1, \theta = \pi/2$

3.2.3 热像相对模糊斑共轭位置的偏移

从理论分析可知, 热像应当出现在模糊斑关于非线性介质对称的共轭位置, 而数值模拟结果表明, 强度峰向非线性介质方向移动, 这主要是由共轭波场、散射波与背景光场的相干叠加引起的, 这从 (15), (16) 式可以看出。如果背景光场与共轭波场非相干叠加, 易知强度峰将出现在模糊斑的关于非线性介质的共轭位置。为考察这种相干叠加影响, 根据 (14)~(16), (19) 式的计算结果及由基于分片傅里叶算法的光传输模拟程序的模拟结果, 作非线

性介质后表面出射光场沿 z 轴的相对光强分布图, 取 20.0 cm 中等长度的非线性介质, 并设光束经过介质的 B 积分为 2.0 rad , 所得结果如图 6 所示。从图中可见, 不论是纯振幅调制还是纯相位调制的模糊斑, 非线性介质后表面的出射光场沿轴光强分布, 理论分析与数值模拟结果均符合很好, 且在模糊斑共轭屏略偏向非线性介质方向的位置有明显的强度峰, 强度也基本相等。这一方面说明, 理论分析与数值模拟得到了相互验证, 另一方面说明, 强度峰向非线性介质方向移动的确是共轭波场、散射波与背景

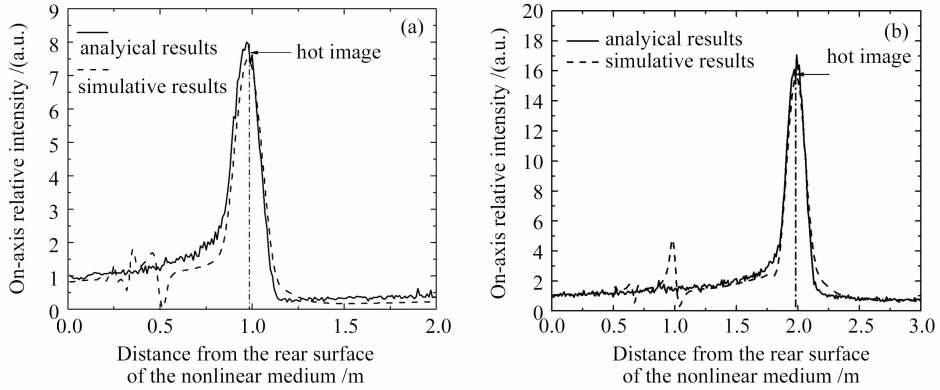


图 6 非线性介质后表面出射光场沿 z 轴的相对光强分布。(a) 完全不透明的纯振幅调制模糊斑, $\alpha = 0$, 到非线性介质前表面的距离为 1.0 m; (b) 完全透明的纯相位调制模糊斑, $\alpha = 1, \theta = \pi/2$, 到非线性介质前表面的距离为 2.0 m

Fig. 6 Variation of the relative intensity along the z -axis with propagation distance from the rear of the nonlinear medium. (a) pure amplitude modulation obscuration $\alpha = 0$, which is situated at a distance of 1.0 m from the front of the nonlinear medium; (b) phase modulation wire-like obscuration $\alpha = 1, \theta = \pi/2$, which is situated at a distance of 2.0 m from the front of the nonlinear medium

光场的相干叠加的结果。二者的主要区别在于解析结果没有二级热像, 这主要是因二级热像由高阶项引起, 而解析处理中忽略了高阶项。

从图 6 可以看出, 强度峰偏移共轭屏位置不是

很远, 因而模糊斑衍射光波场在共轭位置附近相对主光场及共轭波场已经很弱, 不妨忽略它, 即共轭屏附近光场强度可近似表示为

$$I' = |A_0 + A_2''(z')|^2 = \left| A_0 + \mathcal{F}^{-1} \left\{ (\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0)^* \frac{\text{isinh}(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) e^{-i2B(\kappa-\gamma)\chi^2}}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right\} \right|^2. \quad (21)$$

假设模糊斑是具有空间频率 $q = q_c \chi$ 的正弦调制, 则有

$$I' = A_0 \left| 1 + i[\alpha \exp(-i\theta)] \frac{\sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) e^{-i2B(\kappa-\gamma)\chi^2}}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right|^2 = \\ 1 - 2 \frac{\sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \sqrt{(\alpha \cos \theta - 1)^2 + (\alpha \sin \theta)^2} \sin[2B(\kappa - \gamma)\chi^2 - \Phi] + \\ (1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \theta) \left[\frac{\sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right]^2, \quad (22)$$

式中 $\Phi = \arctan[(\alpha \sin \theta)/(1 - \alpha \cos \theta)]$, 易知 $-\pi/2 < \Phi < \pi/2$ 。产生强度峰的条件为 $2B(\kappa - \gamma)\chi^2 = -\pi/2 - 2m\pi + \Phi, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 将 $\kappa = n_0 d_2/d, \gamma = n_0 d_1/d$ 代入, 可得

$$d_2 = d_1 - \frac{(4m+1)\pi - 2\Phi}{4n_0 B \chi^2} d. \quad (23)$$

可见强度峰将向非线性介质方向移动 $[(4m+1)\pi - 2\Phi]d/(4n_0 B \chi^2)$, 频率越低, 移动量越大。在 B 积分一定时, d 越大, 移动越多, 特别当 $d \rightarrow 0$ 的薄介质时, 热像与其他因素无关而处于模糊斑的共轭位置; d 相同时, B 积分越大, 偏离越小; 当入射功率一定时, d 的增加, 不会引起移动距离增加, 但由于通常

模糊斑产生的频率不只一种, 强度峰由各种频率组合而成, 随着介质长度增加, B 积分增加, 不同频率权重不同, 高频成分振荡没有增长, 低频率成分增加越多引发强度峰偏移。由此也说明, 不同大小与形状的模糊斑产生衍射场的频率成分不同, 引起的强度峰偏移也会不相同。由 (23) 式可见, 共轭位置进一步靠近非线性介质方向及远离非线性介质方向均会产生强度峰, 但由于模糊斑产生的频率不只一种, 实质是模糊斑在共轭位置被对比加强的像的衍射光场与主光场的叠加, 随共轭位置距离增加, 衍射场的减弱将引起叠加光场减弱, 故不如最近的强度峰强。也可以看出, 随调制相位增加, 偏移量也会减小。

4 结 论

理论研究了强激光通过非线性克尔介质产生的热像的位置与光强随非线性克尔介质厚度变化的规律。在入射功率一定的情况下,随着介质厚度的增加, B 积分增加,热像光强单调增大,当介质厚度较大时,热像光强与薄介质近似结果相差较远,反之则趋于一致;在 B 积分一定情况下,随着介质厚度的减小,热像相对光强先单调增加,达到一极大值后,单调减小,最终趋于薄介质近似下的结果,介质厚度越大,热像相对光强偏离薄介质近似结果越多;对于一定厚度的非线性介质,热像位置相对薄介质近似下的共轭位置朝非线性方向偏移,偏移量随着介质厚度的增加而增加;在实际系统允许的 B 积分范围内,当模糊斑相对介质厚度距离的非涅耳数远大于1时可以采用薄介质近似。值得指出的是,本文基于小尺度自聚焦的Bespalov-Talanov理论,因此模糊斑引入的调制在非线性介质中需满足弱调制条件,模糊斑较大且离非线性介质较近或介质引入的 B 积分很大,从而模糊斑引入的调制在非线性介质中与主光束可以比拟的情况未能考虑。

参 考 文 献

- 1 J. T. Hunt, K. R. Manes, P. A. Renard *et al.*. Hot images from obscurations [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(30):5973~5982
- 2 W. H. Williams, P. A. Renard, K. R. Manes *et al.*. Modeling of self-focusing experiments by beam propagation codes [R]. LLNL Laser Program Quarterly Report, 1996, UCRL-LR-105821-96-1:1~8
- 3 C. C. Widmayer, D. Milam, S. P. deSzoeko. Nonlinear formation of holographic images of obscurations in laser beams [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(36):9342~9347
- 4 C. C. Widmayer, M. R. Nickels, D. Milam. Nonlinear holographic imaging of phase errors [J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(21):4801~4805
- 5 Liangping Xie, Feng Jing, Jianlin Zhao *et al.*. Nonlinear hot-image formation of an intense laser beam in media with gain and loss [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **236**(3):343~348
- 6 Xie Liangping, Zhao Jianlin, Su Jingqin *et al.*. Theoretical analysis of hot image effect from phase scatterer [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(7):2175~2179
谢良平,赵建林,粟敬钦等. 位相调制产生“热像”效应理论研究[J]. *物理学报*, 2004, **53**(7):2175~2179
- 7 Peng Tao, Zhao Jianlin, Xie Liangping *et al.*. Analysis of the involvement of hot-image in case of thick nonlinear medium [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(7):3255~3260
彭涛,赵建林,谢良平等. 厚介质情况下激光“热像”的演化规律分析[J]. *物理学报*, 2007, **56**(6):3255~3260
- 8 Zhao Jianlin, Peng Tao, Ye Zhijun. Hot-image effects in high-power solid-state laser systems [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11):1315~1322
赵建林,彭涛,叶知隽. 高功率固体激光系统中的“热像”效应[J]. *中国激光*, 2007, **34**(10):1315~1322
- 9 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Filamentation of intense laser beam in high power laser and the B integral [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11):1331~1335
文双春,范滇元. 高功率激光放大器中光束的成丝和 B 积分[J]. *光学学报*, 2001, **21**(11):1331~1335
- 10 V. I. Bespalov, V. I. Talanov. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids [J]. *JETP Lett.*, 1966, **3**(11):307~310
- 11 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Nonlinear theory of filamentation of intense laser beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(12):1458~1462
文双春,范滇元. 光束成丝的非线性理论[J]. *光学学报*, 2001, **21**(12):1458~1462
- 12 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Non-paraxial propagation of optical beams in nonlinear self-focusing media [J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(12):1066~1070
文双春,范滇元. 非线性自聚焦介质中光束的非傍轴传输[J]. *中国激光*, 2001, **A28**(12):1066~1070
- 13 Gu Yalong, Zhu Jianqiang. Small-scale self-focusing of divergent beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11):1734~1738
顾亚龙,朱健强. 发散光束小尺度自聚焦特性的研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(11):1734~1738
- 14 Zhang Kejun, Lin Xiaodong, Jin Feng *et al.*. Specify steady-state self-focusing behaviors of circular Gaussian beams travelling inside absorptive Kerr medium [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(7):613~615
张科军,林晓东,景峰等. 圆对称高斯光束在吸收克尔介质中的稳态自聚焦行为[J]. *中国激光*, 2002, **A29**(7):613~615
- 15 Lin Xiaodong, Wang Xiao, Li Dayi *et al.*. Analysis of small-scale self-focusing effects in nonlinear media with gain [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(5):418~420
林晓东,王逍,李大义等. 非线性增益介质中的小尺度自聚焦特性分析[J]. *中国激光*, 2002, **A29**(5):418~420
- 16 Liu Yajie, Feng Qiyuan. Singularity feature of Gaussian beam propagating in absorptive Kerr medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(12):1861~1865
刘雅洁,冯启元. 高斯光束在克尔型非线性介质中演化的奇异特性[J]. *光学学报*, 2006, **26**(12):1861~1865
- 17 Xiaowei Chen, Zhinan Zeng, Jun Liu *et al.*. Self-compression of loosely focused pulses in gases with power close to self-focusing critical value [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(Suppl.): 59~162
- 18 J. W. Goodman. Introduction to Fourier Optics [M]. New York: McGraw-Hill, 1968. 55~58