

热自聚焦诱导光折变非对称自散焦^{*}

余卫龙 何穗荣 汪河洲 余振新

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广州 510275)

莫 党

(中山大学物理系, 广州 510275)

(1995 年 7 月 20 日收到; 1995 年 12 月 11 日收到修改稿)

用波长为 532 nm 的高斯光束入射到掺杂的 KNSBN 晶体中, 对足够大的光强, 观察到由热自聚焦效应诱导产生的光折变非对称自散焦. 非对称自散焦的空间分布与性质都有别于噪声受激放大. 它对自泵浦相位共轭无甚贡献. 对开始产生非对称自散焦时晶体中光束的直径作出估计.

PACC: 4265J; 4265

1 引 言

在某些光折变晶体, 如 BaTiO_3 , SBN 和 KNSBN 晶体中, 光扇开在自泵浦相位共轭形成过程中起着重要的作用. 有关光扇开机制的研究已有一些报道^[1-4]. Voronov 等^[1]认为光扇开起源于噪声受激放大^[1], Feinberg 则提出一个非对称自散焦机制^[2], 他认为高斯光束光强的非均匀分布通过光折变效应引起晶体中折射率的非对称变化从而导致光扇开. Moore 等人的实验似乎否定了非对称自散焦机制^[3]. 实际上, 如果将出射光偏离通常透射光方向沿一侧散开都看成是光扇开的话, Segev 等^[4]的理论和实验则表明, 上述两种机制均可存在: 对粗的光束, 噪声受激放大起支配作用; 而对细的光束, 非对称自散焦起主要作用. 我们最近的实验支持 Segev 等的理论, 但我们的实验与 Segev 等的实验有些不同. 他们所用的晶体是 BaTiO_3 , 而且是通过减小入射光束直径的方法来观察非对称自散焦的. 我们的实验则用掺杂的 KNSBN 晶体, 入射光并不很细, 非对称自散焦是由热自聚焦效应诱导产生的. 就我们所知, 这种现象尚未见报道. 另外, 通过自泵浦相位共轭实验, 我们发现这种情况之下自泵浦相位共轭波不出现. 这使我们对光扇开效应的性质有了进一步的认识. 这里还必须指出, Moore 等的实验并未否定 Feinberg 的理论, 因为该实验所用的激光束是多横模的, 这与 Feinberg 的理论条件不一致. 另外, 在 Feinberg 的理论中, 空间电荷场与光束的空间高斯分布联系在一起, 所以不能全面解释光扇开现象. 实际上, 它只适用于薄样品中的非对称自散焦或者用于厚样品但非对称自散焦刚刚开始的时候. 我们用这一理论来估算晶体中光束直径时就是采用后一种适用条件.

^{*} 广东省自然科学基金资助的课题.

2 实验及其结果

实验所用的激光器为美国光谱物理公司生产的 3000 型连续主动锁模 Nd:YAG 倍频激光器.其输出光波长为 532 nm,脉冲宽度为 50—70 ps,脉冲重复率为 82 MHz.输出光束为发散角很小的良好高斯光束.实验所用的光折变晶体主要为掺 Ce 的 KNSBN 晶体,其通光长度为 5.5 mm.实验中,用一焦距为 11.5 cm 的凸透镜将激光束聚焦,焦点光斑直径约为 0.15 mm.焦点就落在晶体的入射表面.晶体 c 轴沿水平放置,入射光束作水平偏振.首先,入射角固定为 6.37° .对入射平均光强 $I_0 = 198 \text{ W/cm}^2$,我们只观察到弱的噪声受激放大散射,热自聚焦不明显,如图 1(a)所示.增大入射光强,噪声受激放大散射也随之增强,热自聚焦开始变得明显.我们观察到,在热自聚焦刚开始时,热透镜焦点落在晶体输出表面之后,而远场光斑变大,图 1(b), (c)是将一无镜头照相机(胶片)放在距晶体入射表面 14 cm 处拍摄到的结果(图 1 均为这一拍摄距离).图 1(b)和(c)对应的入射平均光强分别为 340 和 566 W/cm^2 .当 $I_0 > 566 \text{ W/cm}^2$ 时,在晶体外已不能观察到热透镜焦点,晶体中的光束较之未发生自聚焦时明显变细,衍射环出现.当 $566 \text{ W/cm}^2 < I_0 < 1075 \text{ W/cm}^2$ 时,衍射环基本上圆对称.图 1(d)是 $I_0 = 1075 \text{ W/cm}^2$ 时的衍射环,我们看到,衍射环已有点非圆对称.继续增大入射光强,衍射环的非对称性变得越来越明显,如图 1(e), (f)和(g)

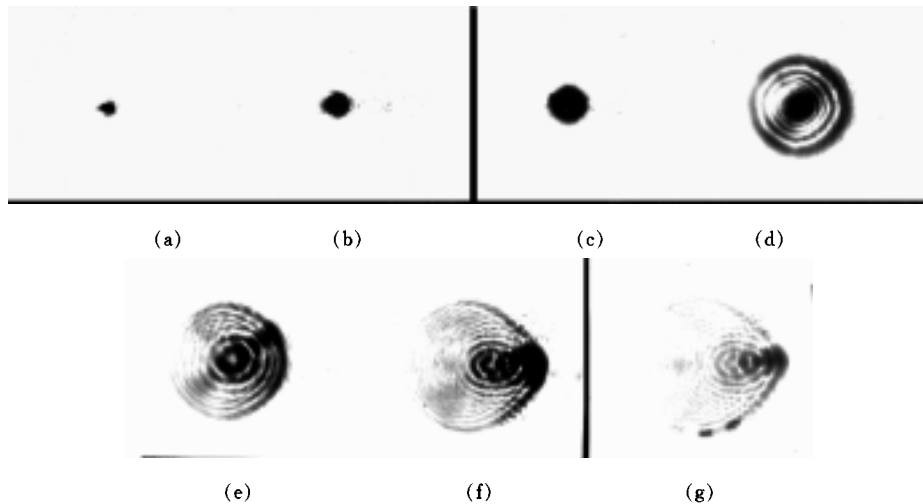


图 1 Ce:KNSBN 晶体热自聚焦诱导光折变非对称自散焦 (a) $I_0 = 198 \text{ W/cm}^2$; (b) $I_0 = 340 \text{ W/cm}^2$; (c) $I_0 = 566 \text{ W/cm}^2$; (d) $I_0 = 1075 \text{ W/cm}^2$; (e) $I_0 = 1471 \text{ W/cm}^2$; (f) $I_0 = 1697 \text{ W/cm}^2$; (g) $I_0 = 1924 \text{ W/cm}^2$; 入射角均为 6.37° ;底片距晶体入射面 14 cm

所示.这三幅图对应的入射平均光强分别为 1471, 1697 和 1924 W/cm^2 .为了确认上述衍射环的非对称性起源于光折变效应,将 I_0 固定在 1924 W/cm^2 处,改变入射光束和晶体 c 轴正向的夹角 β (入射角 $\theta' = |90^\circ - \beta|$),将照相胶片放在距晶体入射表面 8.8 cm 处,拍摄衍射光,结果如图 2 所示.图 2(a), (b), (c), (d)和(e)各图对应的 β 值分别为 150° , 130° , 90° , 45° 和 30° ,即入射角分别为 60° , 40° , 0° , 45° 和 60° .从图 2 见到,衍射环的非对称性随入射角的增大而变得越来越显著.从图 1 和图 2 又看到,衍射光明显分为两部分,一部分

是有边界的,如衍射环,另一部分是无边界的,即通常所观察到的扇开光.参照文献[4],我们认为无边界的衍射光起源于噪声受激放大散射,而衍射环的非对称性起源于非对称自散焦.实验还观察到,衍射环是不稳定的.例如图 1(d),衍射环约以 0.5 s 的周期脉动着.当衍射环变得越来越不对称时,脉动也变得越来越快.对应图 1(g),脉动周期小于 0.2 s.当我们将光折变晶体改为掺 Cu 的 KNSBN 时,也观察到类似的非对称衍射环.不过,因为掺 Cu 的 KNSBN 晶体对 532 nm 光的吸收比掺 Ce 的 KNSBN 晶体弱得多.要观察到非对称衍射环,必须用焦距为 5.4 cm 的短焦距透镜将入射光聚得更细.用同样的激光,在未聚焦或虽聚焦但未出现明显热自聚焦的情况下,我们已在掺 Cu 的 KNSBN 晶体中实现自泵浦相位共轭^[5].但当出现热自聚焦并出现非对称衍射环时,无论如何也不能观察到相位共轭光信号.这说明热自聚焦效应引起晶体中光束变细有抑制扇开噪声受激放大的作用.这一点与文献[6]中报道的现象很相似.于是,扇开噪声受激放大不出现也就无法形成自泵浦相位共轭波.

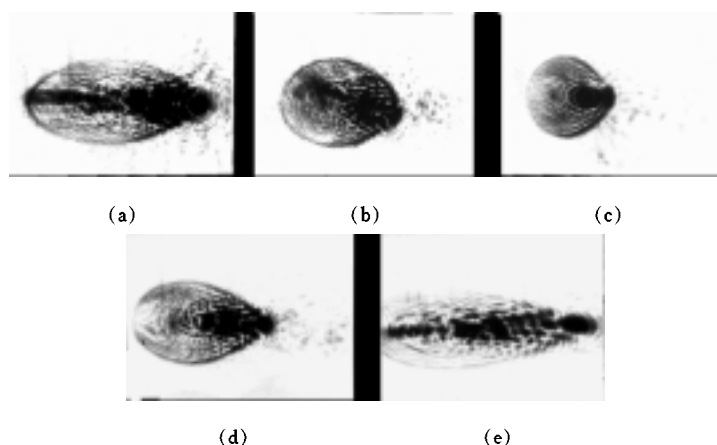


图 2 Ce:KNSBN 晶体热自聚焦诱导光折变非对称自散焦 (a) $\beta=150^\circ$; (b) $\beta=130^\circ$; (c) $\beta=90^\circ$; (d) $\beta=45^\circ$; (e) $\beta=30^\circ$; I_0 均为 1924 W/cm^2 ; 底片距晶体入射面 8.8 cm; β 为入射光束和晶体 c 轴正向的夹角

3 开始出现非对称自散焦光束大小的估计

我们先注意图 2,看到衍射环的非对称畸变与噪声受激放大散射同处于一边.而且,衍射环非对称的程度随入射角的增大而增大.这就暗示衍射环的非对称性来源于光折变效应.而衍射环则与热自聚焦有关^[7].已知 KNSBN 晶体属于 4 mm 点群对称类,这一点与 BaTiO_3 晶体相同.于是有关 BaTiO_3 的光折变效应理论可用于 KNSBN 晶体.按 Feinberg^[2]的理论,引起非对称自散焦的晶体折射率变化为

$$\Delta n = -(\mathbf{E}(\mathbf{x}) \cdot \hat{\mathbf{y}}) \frac{\cos \theta}{2n(\theta)} (n_o^4 \gamma_{13} \sin^2 \theta + 2n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin^2 \theta + n_e^4 \gamma_{33} \cos^2 \theta), \quad (1)$$

其中 $\mathbf{E}(\mathbf{x})$ 为空间电荷场,其具体表示见文献[2], $\hat{\mathbf{y}}$ 的意义同文献[2].对掺 Ce 的 KNSBN

晶体, $\gamma_{33} = 208 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$, $\gamma_{42} = 410 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-1}$, $n_o = 2.30$, 对无热透镜效应, $n_e = 2.24$. γ_{13} 比 γ_{33} 和 γ_{42} 小得多. 所以, 在(1)式中, 起主要作用的是 $2 n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin^2 \theta$ 和 $n_o^4 \gamma_{33} \cos^2 \theta$ 两项. 由折射定律, 我们知道对应入射角 $\theta' = 90^\circ$, 最大折射角为 26.5° . 这样, 从(1)式, 可以发现 Δn 是折射角 θ 的增函数, 从而也是 θ' 的增函数. 这种变化趋势与图 2 的实验结果是一致的. 这使我们相信, 衍射环的非对称性确实来自非对称自散焦. 这里应该提及, 对我们所用的厚样品, (1)式用于定量描写非对称自散焦的折射率分布, 如前所说是 不严格的, 但用它来估计晶体中折射率随入射角的变化还是合理的. 现在估算开始出现非对称自散焦时晶体中光束直径的大小. 按文献[2], 与非对称自散焦相联系的, 晶体中光束的半径为

$$w_0 = \frac{k_B T k L}{\pi S e} (n_o^4 \gamma_{13} \sin^2 \theta + 2 n_o^2 n_e^2 \gamma_{42} \sin^2 \theta + n_e^4 \gamma_{33} \cos^2 \theta), \quad (2)$$

其中 k_B 是玻耳兹曼常数, T 是绝对温度, L 是晶体通光长度, k 是光波波矢长, e 是基本电荷. 对小的入射角, 上式可化简为

$$w_0 = \frac{k_B T k L}{\pi S e} n_e^4 \gamma_{33} \cos^2 \theta. \quad (3)$$

由文献[2]知, 当非对称自散焦开始出现时, 强度参数 $S \approx 0.5$. 对于我们的晶体, $L = 5.5 \text{ mm}$. 加上实验条件 $T = 295 \text{ K}$, $\theta' = 6.37^\circ$ ($\theta \approx 2.839^\circ$) 及以上给出的数据, 可估算出 $w_0 = 1.1 \times 10^{-5} \text{ m}$. 另一方面, 将衍射环看成是由热自聚焦引起的空间自调相. 对高斯光束, 类似于文献[8], 我们假定相位变化的空间分布可表示为

$$\Delta \phi(\rho) = 2\pi N \exp(-\rho^2/w_0^2), \quad (4)$$

其中 N 是衍射环的数目. 最大衍射环的半角宽为

$$\varphi_m = \left(d\Delta\phi/d\rho \right)_{\max} / (2\pi/\lambda). \quad (5)$$

从(4)和(5)两式易得到晶体中光束的半径表示式

$$w_0 = \sqrt{2} N \frac{e^{-1/2} \lambda_0}{\varphi_m n_e}. \quad (6)$$

利用图 1(d)来估算晶体中光束的半径, 因为图 1(d)是非对称自散焦刚出现的情况. 易数出衍射环数为 $N = 4$. 又最大衍射环半径为 0.9 cm , 利用拍摄距离, 可算出 $\varphi_m = 0.064 \text{ rad}$. 将激光波长 λ_0 及这些已知数值代入(6)式可算出 $w_0 = 1.3 \times 10^{-5} \text{ m}$. 这与上面的估算基本是一致的. 注意我们在估算时并未考虑由于热自聚焦效应引起的 e 光折射率 n_e 的增大. 考虑这一效应后, 前一个估计值应增大, 而后一估计值应减小, 两者的差异或许会更小, 但这对估计值有效数字的整数部分不应有大的影响. 比较我们得出的晶体中光束半径的估计值与文献[4]图 5 所对应的入射光束尺寸, 易见两者是相近的. 这里得到的晶体中光束尺寸估计值意义在于: 1) 它给出两种光扇开机制谁起主要作用的粗略界限. 如果晶体中光束尺寸比估计值大, 噪声受激放大将起主要作用, 非对称自散焦的影响可忽略. 反之, 若晶体中光束尺寸比估计值小, 非对称自散焦将起主要作用. 2) 它告诉我们, 在利用自泵浦相位共轭镜作光波波前畸变补偿时, 不应使光束在晶体中的尺寸小于估计值, 否则自泵浦相位共轭过程就难以建立.

最后应该指出的是,当非对称自散焦出现后,衍射光实际上有两套衍射环,其中一套环的中心落在无热聚焦时透射光所在的位置上,另一套环的中心则偏离这一位置.这从图1和图2可明显看到.我们认为,前一套环主要是由热自聚焦引起的透射光束自衍射形成的,后一套环是由光折变非对称自散焦引起的离轴传播光衍射形成的.如果只有热自聚焦而无光折变效应,透射光衍射环的对称性由晶体的对称性所决定,它也应该是对称的.但现在存在着光折变效应,晶体中光路两侧的折射率分布不对称,因此透射光的衍射环呈现出明显的不对称性及两个衍射中心.多套衍射条纹的现象在文献[9]中也有报道,但要注意两者是有差异的.

- [1] V.V. Voronov *et al.*, *Sov. J. Quant. Elect.*, **10**(1981), 1346.
- [2] J. Feinberg, *J. Opt. Soc. Am.*, **72**(1982), 46.
- [3] T.R. Moore *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**(1988), 1806.
- [4] M. Segev *et al.*, *Opt. Commun.*, **77**(1990), 265.
- [5] 余卫龙等, 物理学报, 本期.
- [6] G. Zhang *et al.*, *Appl. Opt.*, **25**(1986), 2955.
- [7] 余卫龙等, 物理学报, **44**(1995), 87.
- [8] S.D. Durbin *et al.*, *Opt. Lett.*, **6**(1981), 411.
- [9] 刘思敏等, 物理学报, **37**(1988), 268.

PHOTOREFRACTIVE ASYMMETRICAL SELF-DEFOCUSING INDUCED BY THERMAL SELF-FOCUSING

SHE WEI-LONG HE SUI-RONG WANG HE-ZHOU YU ZHEN-XIN

(State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

MO DANG

(Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 20 July 1995; revised manuscript received 11 December 1995)

ABSTRACT

The phenomenon of photorefractive asymmetrical self-defocusing induced by thermal self-focusing is observed when a Gaussian beam at 532 nm with high enough intensity is focused onto a KNS-BN crystal. The spatial distribution and physical properties of the asymmetrical self-defocusing are different from those of stimulated noise scattering. It is found that asymmetrical self-defocusing has no contribution to self-pumped phase conjugation. The diameter of the beam when asymmetrical self-defocusing first appears in the crystal is estimated.

PACC: 4265J; 4265