

相位共轭补偿大气传输中 SBS 的阈值效应 对目标上光强分布的影响

王月珠 杜晓军 马祖光

(哈尔滨工业大学光电子研究所 哈尔滨 150001)

提要 提出了在用非线性光学技术补偿激光大气传输过程中,利用受激布里渊散射(SBS)的阈值效应可以在非配合目标上主动获得小面积的信标光斑。从理论上证明了在存在大气湍流的情况下,阈值效应对目标上信标光强分布的影响。最后分别就最初目标上的光斑是由两个强反射光点组成的光斑和是一个大面积的强度连续分布的光斑的情况进行了实验研究,实验结果与理论相符合。

关键词 光学相位共轭,非线性光学,激光大气传输

激光在大气传输过程中,大气中的湍流等因素使光相位发生畸变,从而使激光不能象在真空中那样实现远距离的传输和会聚。用非线性光学技术补偿这种相位畸变的方案是由 V. Wang 于 1978 年首先提出的^[1]。这种方法比自适应光学技术结构简单、响应快、灵敏度高和全场补偿,因而近年来受到越来越多的重视,并且已有大量的理论和实验工作证实了它的有效性^[2]。但在以往报道中还未见过将激光的大气传输特性与一个具体的非线性光学效应(如 SBS)统一在一起的理论分析。显然为了了解这种方案的实际情况,这种理论的详细研究是必要的。另外在将激光会聚于一个远距离无配合目标的应用中,如何在目标上获得相位共轭过程所需要的信标是难题。本文建立起将激光大气传输过程和 SBS 过程结合在一起的理论模型,讨论了 SBS 的阈值效应对目标上的相位共轭光分布的影响,并在此基础上提出了一个在目标上实现小面积信标的方法。

用相位共轭技术实现激光大气传输的基本原理是:用非线性光学技术,如 SBS,产生一束与来自目标且带有由大气引起的相位畸变的信标光的相位共轭光,当相位共轭光再一次通过大气,最后到达目标时,相位畸变被抵消,光的波振面又恢复到无畸变状态。在非配合目标的情况下,先由系统向目标发射一束光,目标反射回的光作为系统的信标光。在会聚目的的应用中,需要在目标上获得一个面积尽量小的反射光斑作为信标,这样由系统相位共轭回的光斑就能会聚到这个小区上。而一般的扩展目标,反射率分布均匀,反射光斑是大面积的一片,即使目标上有若干强反射点,其反射光斑也由许多小反射点组成。用 SBS 做相位共轭镜,由于阈值效应和 SBS 反射率与入射光强度的关系,使目标上的相位共轭光强在原信标光强的地方得到加强,而在弱的地方被减弱或消失,这样通过对目标反射的信标光一次或多次相位共轭,可以使目标上的光斑最后自聚焦到光强最强的地方。

1 理 论

用 SBS技术和主动信标光的方法来实现激光大气传输补偿的原理如图 1所示

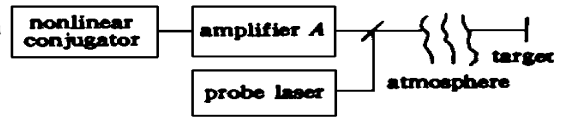


图 1 主动信标光示意图

Fig. 1 The method of active beacon light

用相位共轭技术实现激光大气传输的过程可以表示为如下的三个步骤^[4,5]:

(1) 由目标反射回的信标光经大气和系统的放大器及成像元件最后到达 SBS池时的光场可以表示为

$$E_P = AB \int_{S_T} E_{TR}(\nu) G(x, \nu) d\nu \quad (1)$$

E_{TR} 为目标上的反射光场; $G(x, \nu)$ 为目标到 SBS池的点扩散函数,它包括自由空间的衍射效应、大气引起的畸变以及放大器和成像元件对光的相位的影响; A 为放大器的放大倍数; B 为光经大气和系统的总的衰减倍数; x 为 SBS池平面坐标; ν 为目标平面的坐标

(2) SBS池产生一个与入射光场相位共轭的光波场

$$E_S = CE_P^* = AB \int_{S_T} CE_{TR}^*(\nu) G^*(x, \nu) d\nu \quad (2)$$

C 为相位共轭反射率, E_P^* 和 $G^*(x, \nu)$ 分别为 E_P 和 $G(x, \nu)$ 的相位共轭

(3) 因相位共轭光的传输相当于沿原光路退回,假设大气中光的传输是线性的,当 SBS池反射出的相位共轭光再次通过成像元件、放大器和大气最后传输到目标时的光场为

$$E_T(\nu) = AB \int_{S_S} E_S(x) G(x, \nu) dx \quad (3)$$

将(2)式代入(3)式,因 $G(x, \nu)$ 是正交归一的,(3)式变为

$$E_T = A^2 B^2 CE_{TR}^* \quad (4)$$

由(4)式可以看出到达目标上的光场与原来目标反射的光场相位共轭,且振幅分布与原目标上的反射光斑的振幅分布成正比

在以往的讨论中相位共轭反射率 C 被视为一个常数.但在以 SBS实现相位共轭时,由于阈值效应, C 不再是一个常数.在以下的讨论中将看到 C 是目标上信标光强分布的函数

为方便起见,首先讨论目标上的反射光斑(即信标光斑)是由若干个小反射点组成的情况,并由此可以推广到信标光斑是连续分布的情况.(1),(2)式可以表示为

$$E_P(x) = AB \sum_k E_{TR_k} G_k(x) = \sum_k E_{P_k} G_k(x) \quad (5)$$

其中

$$E_{P_k} = AB E_{TR_k} \quad (6)$$

$$E_S = AB \sum_k CE_{TR_k}^* G_k^* = \sum_k E_{S_k} G_k^*(x)$$

其中

$$E_{S_k} = ABC_k E_{TR_k}^*$$

假设 SBS是一个稳态过程,忽略泵浦光振幅随时间的变化,泵浦光就是 SBS池的入射光.后向散射波的耦合波方程为

$$\nabla_T^2 E_P + 2ik_P \frac{\partial E_P}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

$$\nabla_T^2 E_S - 2ik_S \frac{\partial E_S}{\partial z} = -2ik_S |E_P|^2 E_S \quad (8)$$

其中 k_P, k_S 分别为泵浦光和散射光即相位共轭光的光波矢; a 为后向散射波的增益因子。

$$\text{由 (5), (7) 式可得} \quad \nabla_T^2 G_k + 2ik_P \frac{\partial G_k}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

$$\text{且 } G_k \text{ 是正交归一的, 即} \quad \int G_k^*(x) G_k(x) dx = W_k \quad (10)$$

将 (5), (6), (9) 式代入耦合波方程 (7), (8) 式得

$$\sum_k \frac{\partial E_{S_k}}{\partial z} G_k^* - \frac{1}{2} a \left| \sum_k E_{P_k} G_k \right| \sum_k E_{S_k} G_k^* = 0 \quad (11)$$

由 G_k 的正交关系 (10) 式可得

$$\frac{\partial E_{S_k}}{\partial z} - \frac{1}{2} \sum_p \sum_q \sum_r E_{S_p} E_{P_q} E_{P_r}^* \int G_q G_r^* G_p^* G_k dx = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial E_{S_k}}{\partial z} - \frac{1}{2} \sum_p \sum_q \sum_r D_{pqrk} E_{S_p} = 0 \quad (13)$$

$$\text{其中} \quad D_{pqrk} \equiv E_{P_q} E_{P_r}^* \int G_q G_r^* G_p^* G_k dx \quad (14)$$

由于大气引起的畸变, G_k 随 x 有明显的变化。由方程 (12) 可知由于函数 G_r, G_q, G_p 和 G_k 的最大和最小的局部重叠关系^[3], 以及 G_r, G_q, G_p 和 G_k 间随机的相位关系, (13) 式第二项的求和结果主要由 D_{kkkk} 决定, 其余项的影响都将很小,

$$D_{kkkk} = \left| E_{P_k} \right|^2 \int |G_k|^4 dx \quad (15)$$

$$\text{(13) 变成} \quad \frac{\partial E_{S_k}}{\partial z} = \frac{1}{2} a E_{S_k} D_{kkkk} \quad (16)$$

式中 $\frac{1}{2} a D_{kkkk}$ 为 E_{S_k} 的增益系数, 它正比于 $|E_{P_k}|^2$ 。

由此可见, 由 SBS 池反射出的光场 E_{S_k} 仅与目标上第 k 个反射点发出的光场 E_{P_k} 有关, E_{S_k} 的增益系数与由 E_{P_k} 作为入射光而产生散射光的情况相同。当考虑到非稳态和阈值效应时, E_{S_k} 与 E_{P_k} 的关系也与一般的 SBS 池的入射光和反射光的情况相同: 即当 E_{P_k} 的强度小于阈值时, $E_{S_k} = 0$, 在 E_{P_k} 的强度大于阈值的情况下, E_{P_k} 的强度愈大, 反射率 $C_k = E_{S_k} / E_{P_k}$ 愈大, 直到出现饱和效应。

对于目标上的第 k 光点的系统总反射率由 (4) 式得

$$R_k = \frac{E_{T_k}}{E_{TR_k}^*} = A^2 B^2 C_k \quad (17)$$

它正比于 SBS 池的反射率。

由此可见, 目标上第 k 个光点的系统总反射率与在该处原反射出的光场有关。对于原目标上反射出的光强很弱而小于阈值的光点, 由系统相位共轭回的光场在目标上该处的光强为 0, 对于原目标上反射光强大而大于阈值的反射点, 原反射光强越强, 相位共轭光在该处更强, 反之更弱。这样, 如果系统增益 A 适当, 系统可以一次或用目标上相位共轭光的反射光作信标光再次相位共轭而至多次, 使目标上的反射光点最终只剩下光强最强的几个, 而其它光点因反射出的信标光强小于阈值而在目标上消失。这种情况也可以推广到目标面反射的情况, 这相当于无数小反射点联成一片。如果目标上的反射光斑强度是高斯分布的 (在主动信标光的方法中, 这由系统首先向目标发射的探测光的强度分布和目标的反射率分布决定), 选择适当的系统增

益系数 A ,经一次或多次相位共轭,可以使目标上的光斑自聚焦于中心一点,最终的光斑面积决定于系统的增益系数 A 和系统分辨率。

2 实验

用两个反射镜反射光束模拟目标上两个反射点,测量了相位共轭光与入射光间的关系。

2.1 实验 1

实验光路如图 2 实验中用一片分束镜把一束激光分成强度不同的两束,再由两个部分反射镜将光束反射到 SBS池内。在部分反射镜后放置三个探测器,分别测量两个反射镜处的入射光和相位共轭光的强度。实验中,两路的入射光强比为 1.5:1,两路相位共轭光强度和由激光器处发射的总入射光强度的关系如图 3(a),两路相位共轭反射率(相位共轭光强 / 入射光强)与总入射光强度的关系如图 3(b)。

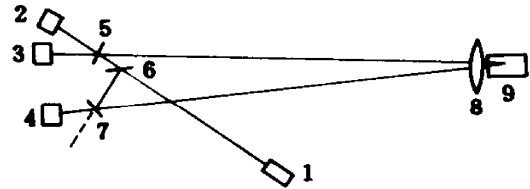


图 2 实验 1 的光路图

1 红宝石激光器; 2~ 4 能量计;
5~ 7 反射镜; 8 透镜; 9 SBS池

Fig. 2 The No. 1 experimental arrangement

1 ruby laser; 2~ 4 energy meter;
5~ 7 reflector; 8 lens; 9 SBS device

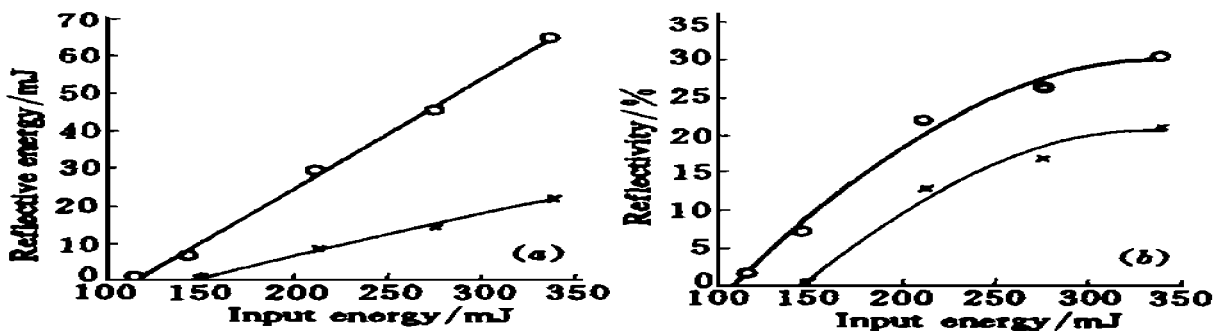


图 3 实验 1 两路相位共轭光能量 (a) 及反射率 (b) 与入射光能量的关系

Fig. 3 The No. 1 experimental arrangement conjugated light energy of two beams (a) and reflectivity of conjugation (b) vs input energy

实验结果表明两路的相位共轭反射率与入射光强的关系与理论分析相符,即当两路中的一路入射光强小于阈值,而另一路光强大于阈值时,一路相位共轭反射率为 0,即无相位共轭光,而另一路有相位共轭光。在这种情况下,目标上的信标经一次相位共轭就使激光会聚到一个光斑上去了;当两路的光强都大于阈值时,入射光强大的一路的相位共轭反射率大于入射光强小的一路,即入射光强较大的一路的相位共轭光较之另一路的相位共轭光更强,在这种情况下,相位共轭使目标上的两个信标光斑的光强差加大,如果以相位共轭光斑的反射光做信标光再次以至多次相位共轭,最终将使激光集中到一个光斑上。

如果在 SBS池前加入放大器以放大相位共轭光,放大器的饱和效应将使光强较小的一路光的放大率大于较强的一路,从而使两路相位共轭光的光强差缩小,这种作用正好与 SBS的阈值效应相反。因此在这种情况下,应将入射光强控制在较小的水平,以使放大器的饱和效应不会太强。

2.2 实验 2

实验光路如图 4 实验中用一块大面积反射镜(2),将红宝石激光器(1)发射的一束探测激光反射到 SBS池(6)内,反射镜距 SBS池 10 m,在光路中设置一个酒精灯(4),以模拟大气的扰动,在反射镜后置一个屏(3),用相机拍摄下的入射光斑和相位共轭光斑如图 5

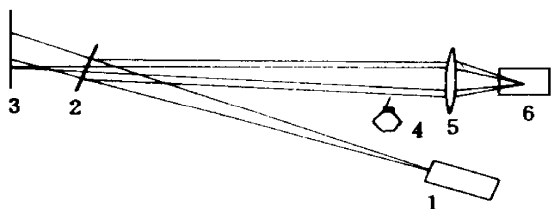


图 4 实验 2的光路图

Fig. 4 The No. 2 experimental arrangement

1 ruby laser; 2 reflector; 3 board;
4 alcohol lamp; 5 lens; 6 SBS device



图 5 入射光斑和相位共轭光斑

Fig. 5 Input light spot and conjugated
light spot

由图可以看出相位共轭光斑小于入射光斑,其中相位共轭光斑面积是入射光斑面积的 $1/15$,入射光斑边缘弱的光由于光强小于阈值而在相位共轭光斑中消失,这样如果对目标多次相位共轭,将使激光逐渐集中到中间一点,这与理论分析相符。

参 考 文 献

- 1 V. Wang, C. R. Giuliano. Correction of phase aberrations via stimulated Brillouin scattering. *Opt. Lett.*, 1978, **2**(1): 4~ 6
- 2 Hans Bruesselbach, D. Cris Jones, David A. Rockwell *et al.*. Real-time atmospheric compensation by stimulated Brillouin-scattering phase conjugation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(8): 1434~ 1447
- 3 Guo Siji. *Nonlinear Optics*. Xi'an: Northwest Institute of Electrical Communication Engineering Press. 1986, 362 (in Chinese)
- 4 Claire Gu, Pochi Yeh. Partial phase conjugation, fidelity, and reciprocity. *Opt. Commun.*, 1994, **107**(5, 6): 353~ 357
- 5 Du Xiaojun, Wang Yuezhu, Ju Youlun *et al.*. Discussion of light source in method of active beacon light in optical phase conjugation. *SPIE*, 1996, **2889**: 250~ 254

Influence of Threshold Effect of Stimulated Brillouin Scattering on Light Intensity Distribution of a Target

Wang Yuezhu Du Xiaojun Ma Zuguang

(Institute of Opto-electronic, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

Abstract We present a method to obtain a beacon light point on an uncooperative target by means of the threshold effect of stimulated Brillouin-scattering. The influence of the threshold effect on the light intensity distribution on the target is theoretically demonstrated. The experiment is made in the cases of two speckles on the target and a large area light spot on the target. The experimental result agrees with theory.

Key words optical phase conjugation, nonlinear optics, laser propagation in the atmosphere