

用于实现散射介质中时间反演的数字相位共轭的相干性

张洪波 张希仁

Coherence of digital phase conjugation for implementing time reversal in scattering media

Zhang Hong-Bo Zhang Xi-Ren

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 054201 (2018) DOI: 10.7498/aps.20172308

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20172308>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I5>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[不同光线入射角度下超声速湍流边界层气动光学效应的实验研究](#)

Experimental investigation on aero-optics of supersonic turbulent boundary layers at different light incident angles

物理学报.2017, 66(24): 244201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244201>

[大气湍流中部分相干光束上行和下行传输偏振特性的比较](#)

Comparison of polarization property of partially coherent beam between propagating along an uplink path and a downlink path in atmospheric turbulence

物理学报.2015, 64(22): 224204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224204>

[取向比对椭球气溶胶粒子散射特性的影响](#)

Influence of aspect ratio on the light scattering properties of spherical aerosol particles

物理学报.2015, 64(22): 224205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224205>

[牙齿组织光热动态特性仿真与试验研究](#)

Simulation and experimental investigation of tooth tissue in photothermal radiometry dynamic response induced by modulated laser

物理学报.2015, 64(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194203>

[大气折射对可见光波段辐射传输特性的影响](#)

Influence of atmospheric refraction on radiative transfer at visible light band

物理学报.2015, 64(18): 184203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184203>

# 用于实现散射介质中时间反演的数字 相位共轭的相干性\*

张洪波<sup>1)2)</sup> 张希仁<sup>3)†</sup>

1)(空军工程大学航空航天工程学院, 西安 710038)

2)(四川九洲电器集团有限责任公司, 绵阳 621000)

3)(电子科技大学光电信息学院, 成都 610054)

(2017年10月26日收到; 2017年12月24日收到修改稿)

抑制散射介质对光的散射, 调控光在散射介质中的传输, 是光通信、生物光子学、光镊等领域的重要课题. 设计并实现了基于宽谱光源和数字相位共轭的可调控光在散射介质中传输的时间反演实验系统. 实验获取了不同相干长度下物光和参考光束之间的光程差与干涉图样、相位图及时间反演信号之间的关系, 分析了光源相干性对调控光在散射介质中传输的影响. 实验结果表明, 基于宽谱光源的相干特性和数字相位共轭技术, 通过调节光程差能选择性获取同一散射角度及相同传输路径的光束的相对相位, 再利用空间光调制器对参考光束进行调控, 实现光束的反向传播, 从而选择性实现对同一散射角度及相同传输路径的光的时间反演.

**关键词:** 数字相位共轭, 时间反演, 相干性, 散射介质

**PACS:** 42.25.Dd, 42.40.Ht, 42.25.Kb

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172308

## 1 引言

随机散射介质在日常生活中十分常见, 如墙壁、纸张、毛玻璃、云、烟雾、沙子以及肌肉、骨骼、皮肤等生物组织. 随机散射介质对光的强散射完全扰乱了入射光波前, 难以对被散射介质隐藏的目标成像, 也不能在散射介质中的特定位置聚焦. 因此, 精确调控光在散射介质中的传播, 实现在特定位置的聚焦与成像, 已成为光纤通信、生物医学光子学、光镊等领域的重要课题<sup>[1-4]</sup>. 为了减小散射介质的光学散射对各种光学技术的不利影响, 各种调控技术如波前整形 (wavefront shaping)<sup>[5-14]</sup>、相位共轭 (phase conjugation)<sup>[15-18]</sup> 和散射矩阵 (scattering matrix) 等<sup>[19-24]</sup> 被相继提出并用于调控光在散射介质中的传输, 实现光在散射介质中的聚焦、成像和介质对光能量的吸收与传输.

数字相位共轭<sup>[25-30]</sup> 作为一种从传统的相位共轭方法发展而来的用于补偿波前畸变的技术, 是调控光在散射介质中传输的重要方法. 相对于波前整形和散射矩阵方法, 数字相位共轭技术减少了优化时间或散射矩阵求取时间, 响应速度快, 能实时成像和聚焦; 相对于传统的相位共轭, 数字相位共轭不受波长和光强限制, 调制效率高, 具有更好的应用前景<sup>[26]</sup>. 数字相位共轭技术目前受到广泛关注. 但是, 已有的基于数字相位共轭技术调控光在散射介质中传播的实验都是采用长相干长度的激光光源, 在空间光调制器 (SLM) 的整个调控区域内, 参考光束和物光都会发生干涉, 可获取相位图, 进一步实现对整个物光的共轭光束的调控, 实现全光束的时间反演. 因此, 在使用过程中都忽略了光源相干性对干涉、相位图及时间反演的影响, 也不能对不同路径的光的传输分别进行调控. 本文采用宽谱光源进行基于数字相位共轭的时间反演实验,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61107078, 61775030) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiren3208@163.com

分析光源相干性对干涉、相位图及散射介质中光束传输调控的影响, 选择性地对不同传输路径的光进行调控, 这对研究和调控光在散射介质中的传播具有重要意义.

## 2 实验方案

设计并实现了基于宽谱光源和数字相位共轭的时间反演实验系统并用于分析光源相干性对调控光在散射介质中传输的影响, 实验原理如图 1 所示. 实验过程分为两个步骤.

1) 相位图获取. 如图 1 (a) 所示, 光源发出的光束被光纤分束器分成两束光, 一束光为参考光束, 经过准直、扩束后被反射镜反射; 另一束物光经过分光棱镜 3 和透镜 3 后被散射板散射, 散射光束被物镜收集; 两束光由分光棱镜 1 合成一束光, 再经过分光棱镜 2 后被 SLM 和分光棱镜 2 反射, 然后照射在 CCD1 上, 其中散射板与 SLM, SLM 与 CCD1

呈成像关系.

在实验中, 调整两束光的光程差, 使其在 CCD1 上形成干涉; 通过压电驱动位移台 (纳米级调节) 改变参考光束的光程为  $0, \lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4$  ( $\lambda$  为波长), 使得参考光束的波前分别产生  $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$  的相移, 再通过四步相移法获取相位图. 调节电动位移台 (微米级调节), 获取不同光程差下的相位图. 另外, 为分析不同相干长度下时间反演信号的变化, 在实验中通过插入线宽分别为 10 和 40 nm 的滤光片实现对相干长度的调节. 无滤光片时, 线宽为 120 nm. 实验中采用的空间光调制器是 Holoeye 公司的近红外纯相位反射式 Pluto-NIR SLM, 像素阵列为  $1920 \text{ pixel} \times 1080 \text{ pixel}$ . 光源采用超辐射光源 (super luminescent laser diode), 中心波长为 890 nm, 线宽为 120 nm, 光谱曲线类似于矩形. 测试样品采用 Thorlabs 公司的 DG10-120-B 散射板. 图 2 所示为实验采集的一幅干涉图样.

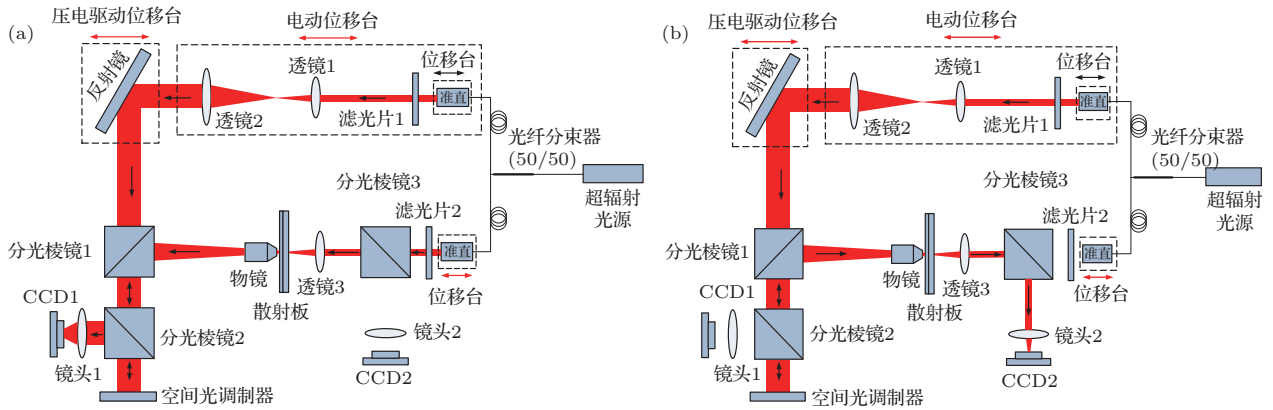


图 1 实验框图 (a) 相位图记录; (b) 时间反演

Fig. 1. Experimental setup: (a) Phase map recording; (b) time reversal.

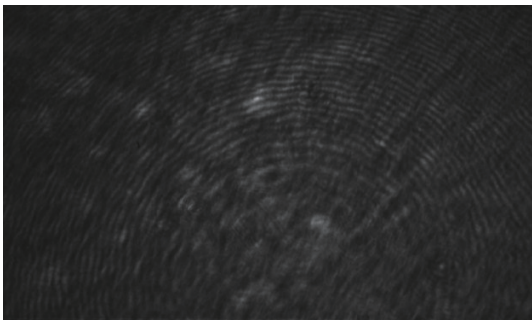


图 2 干涉图样

Fig. 2. Interferogram.

2) 波前调控及时间反演. 如图 1 (b) 所示, 获取相位图后, 遮挡物光, 同时将计算的相位图输入到

空间光调制器中, 对参考光束整形, 补偿散射板引起的相位畸变, 形成共轭波, 即时间反演光束. 时间反演光束反向通过分光棱镜 2 并被分光棱镜 1 反射, 通过物镜会聚到散射板上, 反向穿过散射板后的反演光束由 CCD2 监测, 其中 CCD2 与散射板表面呈成像关系.

## 3 实验原理

在图 1 所示的实验平台中, 若散射板的入射光场为  $E_{in}(\mathbf{x}_a)$ , 则  $E_{in}(\mathbf{x}_a)$  经散射板散射后传播至 CCD 像面上的物光场  $E_s(\mathbf{x}_b)$  可表示为

$$E_s(\mathbf{x}_b) = \mathbf{T}(\mathbf{x}_b, \mathbf{x}_a) E_{in}(\mathbf{x}_a), \quad (1)$$

式中  $\mathbf{T}(\mathbf{x}_b, \mathbf{x}_a)$  是描述散射介质传输特性的散射矩阵;  $\mathbf{x}_i = (x_i, y_i)^T$  ( $i = a, b$ ) 分别为入射光场和 CCD 阵面上的坐标.

若参考光场为  $E_R(\mathbf{x}_b; \phi_R)$ , 则在 CCD 的探测面上物光光场  $E_s(\mathbf{x}_b)$  与参考光场  $E_R(\mathbf{x}_b; \phi_R)$  发生干涉. 不考虑光源的相干性时, 干涉强度为

$$\begin{aligned} I(\mathbf{x}_b; \phi_R) &= |E_R(\mathbf{x}_b; \phi_R) + E_s(\mathbf{x}_b)|^2 \\ &= |E_R(\mathbf{x}_b)|^2 + |E_s(\mathbf{x}_b)|^2 \\ &\quad + 2|E_R(\mathbf{x}_b)||E_s(\mathbf{x}_b)| \cos[\phi_R - \phi(\mathbf{x}_b)] \\ &= I_R(\mathbf{x}_b) + I_s(\mathbf{x}_b) + 2\sqrt{I_R(\mathbf{x}_b)I_s(\mathbf{x}_b)} \\ &\quad \times \cos[\phi_R - \phi(\mathbf{x}_b)], \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $\phi(\mathbf{x}_b)$  是散射板散射及在空间传播时产生的相位差,  $\phi_R$  为参考光束可调节相位,  $I_R(\mathbf{x}_b)$  为参考光束光强,  $I_s(\mathbf{x}_b)$  为物光光强.

若考虑光源的谱宽, 则 (2) 式变为

$$\begin{aligned} I_0(\mathbf{x}_b; \phi_R; \Delta l) &= I_{R0}(\mathbf{x}_b) + I_{s0}(\mathbf{x}_b) \\ &\quad + 2 \int_0^\infty \sqrt{I_R(k; \mathbf{x}_b)I_s(k; \mathbf{x}_b)} \\ &\quad \times \cos[k\Delta l + \phi_R - \phi(\mathbf{x}_b)] dk, \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\Delta l$  为光程差.

若光源的光谱曲线为

$$I(k) = \begin{cases} \text{constant}, & \bar{k} - \Delta k \leq k \leq \bar{k} + \Delta k, \\ 0, & \text{other,} \end{cases} \quad (4)$$

式中  $\bar{k} = 2\pi/\bar{\lambda}$ ,  $\bar{\lambda}$  为中心波长, 则 (3) 式变为

$$\begin{aligned} I_0(\mathbf{x}_b; \phi_R; \Delta l) &= I_{R0}(\mathbf{x}_b) + I_{s0}(\mathbf{x}_b) \\ &\quad + 2\gamma \cos[\bar{k}\Delta l + \phi_R - \phi(\mathbf{x}_b)], \end{aligned} \quad (5)$$

其中对比度  $\gamma$  为

$$\gamma = \left| \frac{\sin(\Delta k \Delta l / 2)}{\Delta k \Delta l / 2} \right|. \quad (6)$$

通过改变参考光束的光程实现对参考光束的相位调节, 再利用四步相移法获取物光光场相对参考光场的相位差<sup>[31]</sup>:

$$\phi(\mathbf{x}_b) = \arctan \frac{I_0(\mathbf{x}_b; 3\pi/2) - I_0(\mathbf{x}_b; \pi/2)}{I_0(\mathbf{x}_b; 0) - I_0(\mathbf{x}_b; \pi)}. \quad (7)$$

将获取的相位  $\phi(\mathbf{x}_b)$  反向, 即  $-\phi(\mathbf{x}_b)$ , 并输入空间光调制器对参考光束进行调控, 形成相位共轭

光场为

$$E^*(\mathbf{x}_b) = \mathbf{T}^*(\mathbf{x}_b, \mathbf{x}_a) E^*(\mathbf{x}_a). \quad (8)$$

$E^*(\mathbf{x}_b)$  反向穿过散射介质后的光场为

$$\begin{aligned} E_{tr}^*(\mathbf{x}_a) &= \mathbf{T}(\mathbf{x}_a, \mathbf{x}_b) E^*(\mathbf{x}_b) \\ &= \mathbf{T}(\mathbf{x}_a, \mathbf{x}_b) \mathbf{T}^*(\mathbf{x}_b, \mathbf{x}_a) E^*(\mathbf{x}_a). \end{aligned} \quad (9)$$

不考虑样品的吸收, 由对易原理知

$$\mathbf{T}(\mathbf{x}_a, \mathbf{x}_b) \mathbf{T}^*(\mathbf{x}_b, \mathbf{x}_a) \approx I. \quad (10)$$

因此时间反演  $E_{tr}^*(\mathbf{x}_a)$  表示为

$$E_{tr}^*(\mathbf{x}_a) = E^*(\mathbf{x}_a). \quad (11)$$

显然, 经过数字相位共轭实现了光束的时间反演, 从而调控光束在散射板中的传输. 同时, 由 (3) 式和 (5) 式可知, 干涉对比度由光源的光谱曲线所决定, 光源为宽光谱光源必将导致 CCD1 上干涉局限在局部区域.

## 4 实验结果及分析

在基于数字相位共轭的时间反演调控光束在散射介质中传输的实验中 (图 1), 参考光束传输到 CCD1 不同位置的光程存在一定差异: 在中心区域, 光程最短; 离中心区域越远, 光程越长. 同样, 物光传输到 CCD1 不同区域的光程也有差异: 在中心区域, 散射角度小, 光程最短; 远离中心区域, 散射角度大, 光程变长. 在已有的实验中, 采用的光源大多数是相干长度长的窄线宽激光光源, 因此尽管到达 CCD1 不同区域的光束的光程差不同, 但仍在相干长度范围内, 所以在整个 CCD1 探测区域内都会形成干涉, 获取的相位图也分布于整个探测区域, 如 (2) 式所示. 但若采用宽谱光源进行时间反演实验, 情况会发生变化.

为了分析光源相干性对数字相位共轭及时间反演的影响, 图 3 和图 4 分别给出了光源线宽为 120 nm 时不同光程差的相位图和时间反演信号, 图中  $\Delta l$  为光程差. 为了便于讨论, 将时间反演信号最强时所对应的位置设置为  $\Delta l = 0$ . 从图 3 可以看出, 采用宽谱光源 (实验中采用的光源中心波长为 890 nm, 线宽为 120 nm, 相干长度  $L_c = \lambda^2/\Delta\lambda = 6.6 \mu\text{m}$ ) 时 CCD1 探测面上仅在局部区域发生干涉: 当参考光束的光程较短时, 与之发生干涉的物光主要集中在中心区域, 因此干涉图样和相位图也主要集中在中心区域 (图 3(a)—(c)); 随着  $\Delta l$  的增加, 参考光束的光程也随之增加, 与之

发生干涉的物光逐渐远离中心区域,且呈环状分布(图3(d)—(e)).这是因为对于宽谱光源,相干长度较短,因此仅在CCD1局部区域内两束光的光程差才满足相干条件,形成干涉,而其他区域内光程差大于相干长度,不能形成干涉,这与(3)式和(5)式一致.干涉图样的环状分布是由于被散射板散射的光束以类球面波的形式传输到空间光调制器探测平面,等光程的光束呈环状分布.从时间反演信号得出(图4),局部分布相位图导致反向传播的光波仅在干涉区域被调控,形成共轭波穿过散射介质,即时间反演;其他区域的光束不会被调制,不会形成时间反演光束.在不同的干涉区域,参与干涉的子波数目不同,这导致时间反演信号存在强弱之分,如图4所示. $\Delta l = 0$ 时,参与干涉、形成相位图的散射光束和参考光束最多,因此时间反演信号最强(图4(c));随着 $|\Delta l|$ 的增加,参与干涉、形成相位图的散射光束和参考光束减少,导致反演信号也逐渐减弱(图4(a)—(d)).

此外,因为散射板对光的不同散射角度将对应

不同的光学路径,从而对应不同的相位图,因此,通过宽谱光源的相干性选择性地获取不同散射路径的光束的干涉图和相位图,分别实现对不同散射路径的光束的时间反演.仔细分析图3(c)和图3(d)发现, $\Delta l \geq 0$ 时,不同光程差发生干涉及相位图的区域几乎无交叠,显然可采用相位合成方法对无交叠的相位图进行合成,这必将极大地改进宽谱光源的时间反演效率.

为了更直观地分析光源相干性对时间反演信号的影响,测量了不同 $\Delta l$ 值时的时间反演信号强度.方法是提取反演图像中最大灰度值邻近区域10个像素点的平均值为该次反演结果.图5所示为线宽为120 nm时反演信号随光程差的变化曲线(120 nm 曲线).图中虚线是实验结果,实线是高斯函数拟合结果.从图5看出,与前述讨论内容一致, $\Delta l = 0$ 时参与干涉图样的光束最多,因此时间反演信号最强;随着 $|\Delta l|$ 的增加,参与干涉图样的散射光束变少,导致时间反演信号也逐渐减弱.

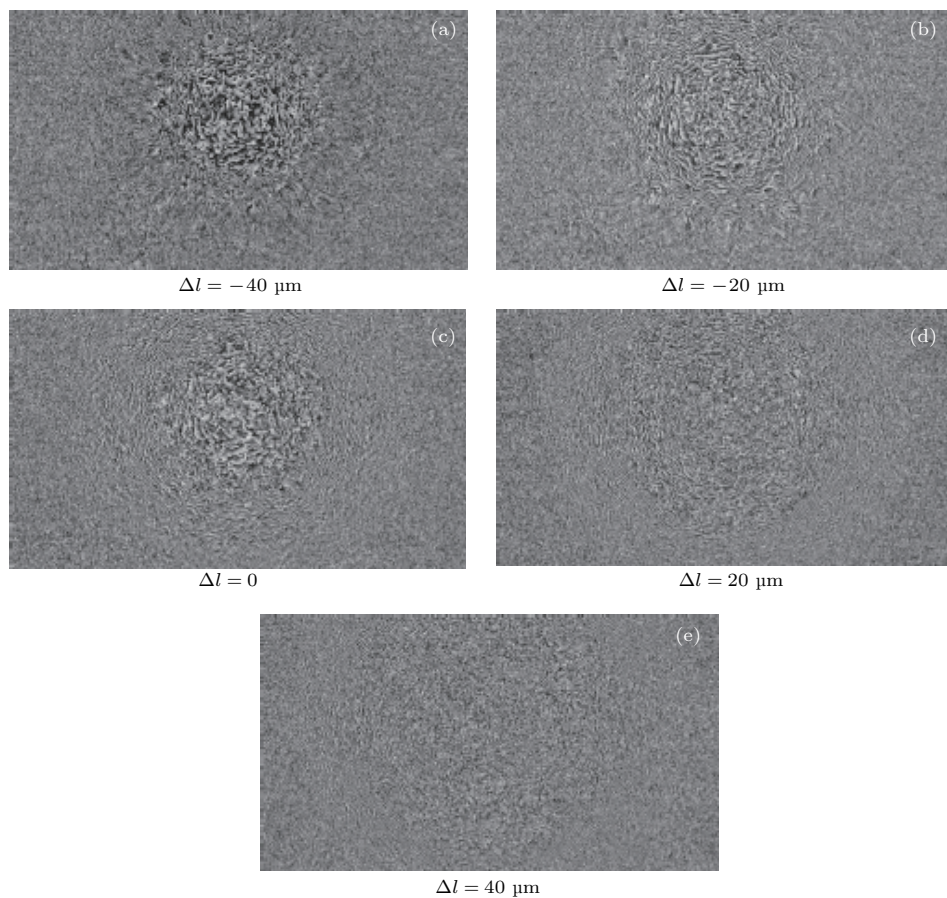


图3 不同光程差时的相位图

Fig. 3. Phase maps of two beams with different optical path differences.

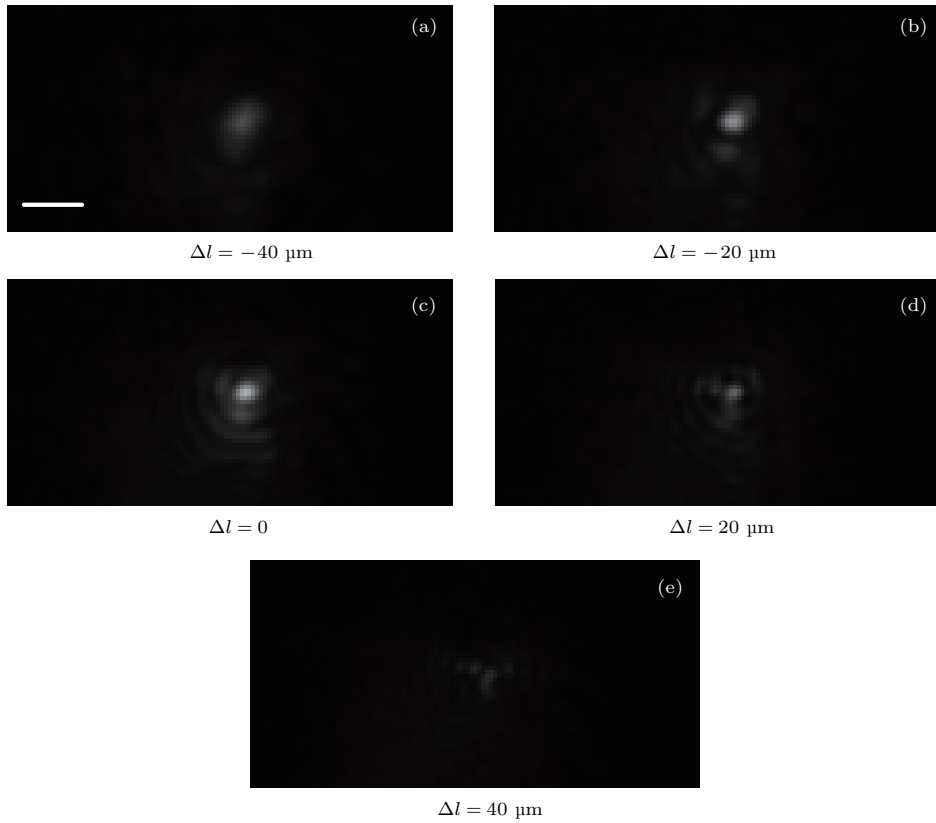


图4 不同光程差时的时间反演信号

Fig. 4. Time reversal signals of two beams with different optical path differences.

为了进一步分析相干长度对时间反演技术调控光束在散射介质中传输特性的影响,图5也给出了线宽分别为40 nm(相干长度为19.8 μm)和10 nm(相干长度为79.2 μm)的时间反演信号与光程差的关系.对比不同相干长度下时间反演技术的调控效率,发现在光源光谱线宽由120 nm逐渐减小到10 nm时(相干长度从6.6 nm增加到79.2 nm),满足相干条件从而参与干涉、形成相位图的光束增加(在CCD1上表现为干涉或相位图形成区域的增大),这导致时间反演信号随着光程差的增加而减弱的趋势更为缓慢.事实上,时间反演信号与光程差之间的关系与光源的相干函数曲线一致<sup>[32]</sup>:线宽为120 nm时,光谱曲线类似于矩形,其相干函数曲线表示为(6)式,相干函数曲线和时间反演信号相对零光程差对称,且出现旁瓣(存在奇数分量),没有确定周期;线宽为40和10 nm时,增加的滤光片导致光谱曲线由类矩形变成高斯型,相干函数曲线和时间反演信号也为高斯型,没有旁瓣.另外,光源光强的分布均匀性在一定程度上也会影响时间反演信号曲线,使得曲线不完全相对于零光程差对称,如线宽为10 nm的曲线.

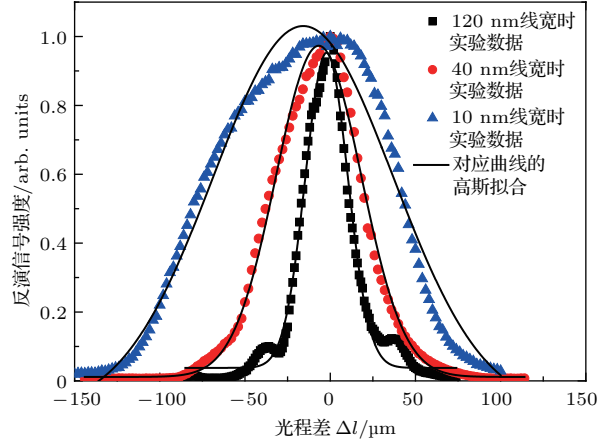


图5 不同线宽下时间反演信号与参考光束相对位移的关系  
Fig. 5. Time reversal signal intensity versus optical path difference of two beams with different line widths of optical source.

从图5进一步得出,因散射板与CCD1之间呈成像关系,从散射板中任意物点散射的不同角度的光束经不同路径到达CCD1,CCD1上每一像点都对应了来自于物点的无数条不同传播路径的光束.显然,在已有的以相干长度较长的激光为光源的实验中并不能识别和分别调控不同路径的光束.但是,当采用宽谱光源时,可通过调节光程差来选择

性地实现参考光束与不同路径的物光干涉, 实现对不同路径的物光的调控. 但是随着光源相干长度的增加, 这种选择性调控的能力将逐渐降低.

## 5 结 论

设计了用于调控光在散射介质中传输的数字相位共轭的相干特性研究的实验平台并进行展示. 实验结果表明在基于宽谱光源的数字相位共轭技术中干涉区域随着光程差的变化而变化, 时间反演信号强度也随之变化. 当光源相干长度增加时, 这种变化逐渐变缓. 从实验结果可知, 利用宽谱光源的相干特性和数字相位共轭技术, 通过调节光程差能选择性获取同一散射角度及相同传输路径的光束的相对相位, 再利用空间光调制器对时间反演光束进行调控, 从而选择性实现对同一散射角度及相同传输路径的光的时间反演. 利用提出的原理与方法将有助于调控光与散射介质的相互作用, 分析散射介质对光的吸收和散射机理; 结合超声、光学相干断层扫描(OCT)等其他技术将会进一步提高生物成像等领域的成像分辨率和成像深度, 对改进各种光学检测和成像技术的性能具有重要意义.

## 参考文献

- [1] Amitonova L, Descloux A, Petschulat J, Frosz M, Ahmed G, Babic F, Jiang X, Mosk A, Russell P, Pinkse P 2016 *Opt. Lett.* **41** 497
- [2] Tomáš Č, Michael M, Kishan D 2010 *Nat. Photon.* **4** 388
- [3] Atz O, Small E, Bromberg Y, Silberberg Y 2011 *Nat. Photon.* **5** 372
- [4] Wang L, Wu H 2007 *Biomedical Optics: Principles and Imaging* (New York: John Wiley & Sons, Inc.) p7
- [5] Vellekoop I, Mosk A 2007 *Opt. Lett.* **32** 2309
- [6] Vellekoop I, Mosk A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 120601
- [7] Vellekoop I, Lagendijk A, Mosk A 2010 *Nat. Photon.* **4** 320
- [8] Mosk A, Lagendijk A, Lerosey G, Fink M 2012 *Nat. Photon.* **6** 283
- [9] Lai P, Wang L, Tay J, Wang L V 2015 *Nat. Photon.* **9** 126
- [10] Vellekoop I, Mosk A 2008 *Opt. Commun.* **281** 3071
- [11] Guan Y, Katz O, Small E, Zhou J, Silberberg Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 4663
- [12] Small E, Katz O, Guan Y, Silberberg Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 3429
- [13] Katz O, Small E, Bromberg Y, Silberberg Y 2011 *Nat. Photon.* **5** 372
- [14] McCabe D J, Tajalli A, Austin D R, Bondareff P I, Walmsley A, Gigan S, Chatel B 2011 *Nat. Commun.* **2** 447
- [15] Leith E N, Upatnieks J 1966 *J. Opt. Soc. Am.* **56** 523
- [16] Yaqoob Z, Psaltis D, Feld M S, Yang C 2008 *Nat. Photon.* **2** 110
- [17] Xu X A, Liu H L, Wang L V 2011 *Nat. Photon.* **5** 154
- [18] Cui M, McDowell E J, Yang C 2010 *Opt. Express* **18** 25
- [19] Kim M, Choi Y, Yoon C, Choi W, ImK J, Park Q, Choi W 2012 *Nat. Photon.* **6** 581
- [20] Popoff S M, Lerosey G, Carminati R, Fink M, Boccardi A C, Gigan S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 100601
- [21] Popoff S M, Lerosey G, Fink M, Boccardi A, Gigan S 2010 *Nat. Commun.* **1** 81
- [22] Choi Y, Yang D, Fang-Yen C, Kang P, Lee K, Dasari R, Feld M, Choi W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 023902
- [23] Yoon J, Lee K, Park J, Park Y 2015 *Opt. Express* **23** 10158
- [24] Xu J, Ruan H, Liu Y, Zhou H, Yang C 2017 *Opt. Express* **25** 27234
- [25] Wang Y M, Judkewitz B, DiMarzio C A, Yang C H 2012 *Nat. Commun.* **3** 928
- [26] Si K, Fiolka R, Cui M 2012 *Nat. Photon.* **6** 657
- [27] Cui M, Yang C 2010 *Opt. Express* **18** 3444
- [28] Vellekoop I M, Cui M, Yang C 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 081108
- [29] Hsieh C L, Pu Y, Grange R, Laporte G, Psaltis D 2010 *Opt. Express* **18** 20723
- [30] Hillman T R, Yamauchi T, Choi W, Dasari R R, Feld M S, Park Y, Yaqoob Z 2013 *Sci. Rep.* **3** 1909
- [31] Yamaguchi I, Zhang T 1997 *Opt. Lett.* **22** 1268
- [32] Jia Y, Yang Y H 2006 *Journal of Optoelectronics-Laser* **17** 372 (in Chinese) [贾岩, 杨远洪 2006 光电子·激光 **17** 372]

# Coherence of digital phase conjugation for implementing time reversal in scattering media<sup>\*</sup>

Zhang Hong-Bo<sup>1)2)</sup> Zhang Xi-Ren<sup>3)†</sup>

1) (School of Aeronautics and Astronautics Engineering, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

2) (Sichuan Jiuzhou Electric Group Co., Ltd., Mianyang 621000, China)

3) (School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

( Received 26 October 2017; revised manuscript received 24 December 2017 )

## Abstract

The strong light scattering in complex media, due to the highly inhomogeneous distributions of refractive indexes, is regarded as a fundamental impediment in numerous optical applications such as optical communications, biophotonics, and optical tweezer. Recently, many optical techniques based on the coherence of light source with long coherent length have been developed and widely used to suppress and control light scattering and propagation in complex media. Here, we propose and experimentally demonstrate the control and time reversal of only one part instead of all of light passing through complex media and different optical paths by combining digital phase conjugation and coherence gating based on partially coherent light source. Interference of reference and objective beams and corresponding phase maps are measured by the charge coupled device (CCD) and four-step phase-shift measuring technique only when the optical path difference between two beams is less than coherence length. Time reversal is achieved by spatial light modulator (SLM). In the experiment we further analyze the phase map and time reversal with different optical path differences and different coherence lengths of source. The experimental results demonstrate that for each optical path difference, the time reversal of only the part of light coming from the same scattering angle and identical optical path is achieved by digital phase conjugation and coherent gating of broadband light source.

**Keywords:** digital phase conjugation, time reversal, coherence, scattering media

**PACS:** 42.25.Dd, 42.40.Ht, 42.25.Kb

**DOI:** [10.7498/aps.67.20172308](https://doi.org/10.7498/aps.67.20172308)

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61107078, 61775030).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [xiren3208@163.com](mailto:xiren3208@163.com)