

文章编号: 0253-2239(2007)10-1858-9

基于统计光学的无透镜鬼成像数值模拟与实验验证^{*}

张明辉 魏 青 沈 夏 刘永峰 刘红林 韩申生

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800)

摘要: 作为量子信息领域分支的鬼成像, 由于物体的像将出现在不包含物体的光路上的特点, 使得这一领域的研究引人入胜。一度认为, 只有基于纠缠态双光子的纠缠光源, 才能实现鬼成像; 但近年来的研究表明, 经典热光场也能实现这一过程。从经典统计光学入手, 建立了热光场的数值模型, 模拟符合热光特性的光场变化、光场传播、以及物体透射函数对热光场的调制, 进而从光强度起伏的关联函数中, 分别重现振幅型物体和纯相位型物体的傅里叶变换图像; 通过与真实实验结果的对比, 表明基于统计光学原理的该数值模型所预测的实验结果, 与真实的实验结果完全一致。

关键词: 量子光学; 量子成像; 数值模型; 纯相位物体; 傅里叶变换

中图分类号: O431.2; O436 文献标识码: A

Statistical Optics Based Numerical Modeling of Ghost Imaging and Its Experimental Approval

Zhang Minghui Wei Qing Shen Xia Liu Yongfeng Liu Honglin Han Shensheng

(Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract: As a branch of quantum information technology, ghost imaging comes to front for its unique “ghost” feature, i. e. the image would appear on the optical path that actually never pass the object. For a time, entanglement was thought to be a prerequisite, while we know now that classical thermal light can imitate this kind of imaging and there is no need for entangled beams. Based on the theory of statistical optics, we modeled the dynamic process of thermal variation, the propagation of optical fields and the optical modulation by objects, and then retrieved the Fourier transform patterns of both an amplitude-only object and a pure phase object. The latter experimental results demonstrate the accordance of numerical prediction based on statistical optics.

Key words: quantum optics; quantum imaging; numerical modeling; pure-phase object; Fourier transform

1 引 言

作为爱因斯坦-波多尔斯基-罗森(EPR)佯谬^[1]争端的一个结论, 纠缠光子对的空间非定域特性得到了广泛的认同。这种奇特的性质引发了与量子信息相关的研究。1993年巴西科学家通过实验发现, 采用纠缠热光源, 通过符合计数, 能使原本由于退相干而消失的杨氏干涉条纹, 重新呈现在包含杨氏双

缝的光路上^[2]; 而稍早, 俄国科学家采用同样的手段, 使得物体的边缘衍射条纹, 呈现在并不包含物体的光路上^[3]。此后, 有关非局域量子成像^[4~24]的研究迅速开展起来。“非局域”, 指通过一定的手段, 使像在并不包含物体的光路上生成; 因此这种成像的方式也叫“鬼成像”。近年来, 对鬼成像从可行性的探讨, 到理论的推理, 再到实验的证实都表明这种成

^{*} 国家自然科学基金(60477007)、国家 863 计划(2006AA12Z115)、上海市科学技术委员会光科技特别项目(034119815)和科研项目(06JC14069)基金资助课题。

作者简介: 张明辉(1971-), 男, 湖南慈利人, 博士研究生, 主要从事量子光学方面研究。E-mail: v Zhang@siom. ac. cn

导师简介: 韩申生(1960-), 男, 博士, 研究员, 主要从事极高能量密度介质中的强非线性过程及其应用、X 光相位成像技术、量子成像等前沿科学领域内的研究。E-mail: sshan@mail. shcnc. ac. cn

收稿日期: 2007-01-11; 收到修改稿日期: 2007-03-18

像方式不论在理论还是在实验上, 都有很大的吸引力。随着基于纠缠光子对的鬼成像研究的深入^[3~7,9,10,12,13], 出现了有关“经典热光源是否也能实现鬼成像”的争论, 文献^[5~12]体现了这一争论过程。一方面认为纠缠光源是实现非局域成像的必要条件, 经典热光源不能实现非局域成像; 另一方面认为经典热光源可以实现非局域成像, 纠缠光源并非此种成像的必要条件。争论的双方均为自己的论点给出了理论上的证明。其中文献^[11,12]的工作从经典的统计光学和波动光学角度, 提出了经典的热光源也能进行非局域成像的理论依据。文献^[11]预言所成的像将是物体透射函数的傅里叶变换, 并且由此展望了该成像方式在硬 X 射线照明等缺乏相干性光源场合的应用前景。为了从实验中证实经典热光源也能实现非局域成像, W. Boyd 小组采用不停作小角度摆动的平面镜反射相干光, 模拟热光场所具有的角谱特性, 得到鬼成像的实验结果^[8,10]; Lugiato 小组采用激光照射旋转的毛玻璃的方法获得动态散斑场, 以此作为赝热光源进行的一组实验^[17,23] 以及该小组先于这些实验所做的数值模拟^[12] 也表明经典热光场能实现非局域成像; 史砚华小组用光子计数的方法也得到类似的结论^[16,21,22]。朱诗尧小组则对成像的能见度和清晰度进行定量的研究, 比较了相干热光场和纠缠光场成像时的异同^[14], 同时设计出实现二阶分数傅里叶变换的实验装置^[15], 并给出数值模拟的结果。2005 年, 吴令安小组用真实热光场实现了非局域成像^[18,19]。在上述实验和理论进展的同时, 基于热光场非纠缠双光子波包的研究也取得进展^[25~27], 无论光场在光子计数的范畴内^[25,27] 还是在高亮度的情况下^[26], 都观察到代表典型双光子干涉现象的“亚波长干涉”效应; 这方面的进展不仅揭示出鬼成像在本质上是物体对双光子波包的调制, 而且^[25,27] 廓清了狄拉克的著名论断“光子只跟自己发生干涉, 光子之间不会发生干涉”^[28] 给 HBT 实验^[29] 带来的疑惑。用于以上实验的物体均为纯振幅型。自 2005 年以来, 已有关于纯相位物体鬼成像的报道, 但要么未实现准确的傅里叶变换, 且仍旧是基于纠缠光源^[20], 要么虽然使用了热光源但同时仍然使用了透镜^[24]。

我们继理论工作^[11] 发表之后, 针对这种成像方式的动态过程建立了基于统计光学的数值模型, 得到了与理论预言一致的数值结果; 然后采用赝热光源进行实验验证, 表明对于振幅型物体和纯相位物体, 热光场均能通过强度二阶关联函数实现无透镜鬼成像, 而且成像的结果为物体透射函数的准确傅

里叶变换, 从而表明理论工作的正确性。

2 实验系统的统计光学模型

2.1 热光源

热光场由复样本空间 $\mathbf{O} = o \exp(j\theta)$ 来表示, 随机变量函数 $\mathbf{O}_m = o_m \exp(j\theta_m)$ 表示该热光源编号为 m ($m=0, 1, 2, \dots$) 的发光基元所辐射光场的相幅矢量; 其中, 随机变量 o_m 表示该相幅矢量的振幅, θ_m 为相位。该热光源应具有如下性质^[30,31]:

1) 随机变量 \mathbf{O}_m 是相互独立的, 即

$$p(\mathbf{O}_m, \mathbf{O}_n) = p(\mathbf{O}_m)p(\mathbf{O}_n); \quad (1)$$

$$m, n = 0, 1, 2, \dots; m \neq n$$

2) 表示同一个和任意不同两个发光基元的相幅矢量的振幅与相位相互独立:

$$p(o_m, \vartheta_n) = p(o_m)p(\vartheta_n); \quad (2)$$

$$m, n = 0, 1, 2, \dots$$

3) 振幅 o 服从参量为 σ 的瑞利分布:

$$P_A(o) = \begin{cases} \frac{o}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{o^2}{2\sigma^2}\right), & o \geq 0 \\ 0, & \text{other} \end{cases} \quad (3)$$

且相位 θ 服从 $(-\pi, \pi]$ 上的均匀分布:

$$p(\vartheta) = \begin{cases} 1/2\pi, & -\pi < \vartheta \leq \pi \\ 0, & \text{other} \end{cases} \quad (4)$$

以上两式是模拟热光场的数学模型, 也是联合圆高斯型复随机变量的普遍性质。一般认为代表经典热光源的发光基元热光场的相幅矢量是联合圆高斯形随机变量^[31]。

2.2 数值模拟所采用的原理图

数值模拟所采用的原理图如图 1 所示。

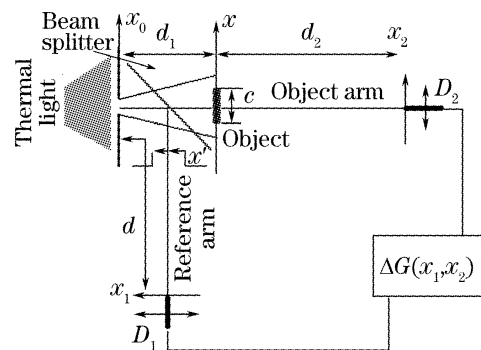


图 1 数值模拟所采用的原理图

Fig. 1 Experimental setup skeleton for numerical simulation

分束棱镜把整个系统分成两条光路, 含有物体的光路称作“物臂”, 不含物体的光路称为“参考臂”。物体的宽度为 c , 光源发光表面所在的平面为 x_0 , 待成像物体所在的平面为 x , 其在参考臂上以分束棱

镜为对称轴的对称平面为 x' ; 假设分束棱镜的分束界面足够大, 使得 x 平面处的透射光场和 x' 处反射光场分布关于分束界面完全对称。在数值模拟中, 平面 x_2 的中心位置设定为光强波动的记录点; 而参考臂的平面 x_1 则具有空间分辨能力, 用以记录同时刻但不同位置光强随时间的变化。两个探测器探测到的光强信号经过光电转换后再进行相关运算(关联运算)。通过数值模拟, 将会看到, 当满足 $d=d_1+d_2$ 时, 振幅型物体和相位物体的傅里叶变换衍射像, 均可在平面 x_1 上, 即在不含物体的“参考臂”上得到。

2.3 光场传播的模拟

根据惠更斯-菲涅耳定理, 热光源的表平面可以分割成无数个无限小的子波源, 目标平面处的场分布为热光场子波源发出的球面波在目标处的加权。在如图2所示的情况下, 令复数场 $X(x_a, y_a, t)$ 为以 t 时刻为中心的相干时间段内热光场在平面 $x_a o y_a$ 上的复振幅分布, $Y(x_b, y_b, t)$ 为该光场传播到目标平面 $x_b o y_b$ 上的复振幅分布, 两平面相互平行, 相距为 z , 则在傍轴近似条件下, 目标场 $Y(x_b, y_b, t)$ 和光源场 $X(x_a, y_a, t)$ 之间有如下关系:

$$Y(x_b, y_b, t) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \iint_{x_a o y_a} X(x_a, y_a, t) \times \exp\left\{j \frac{k}{2z} [(x_b - x_a)^2 + (y_b - y_a)^2]\right\} dx_a dy_a. \quad (5)$$

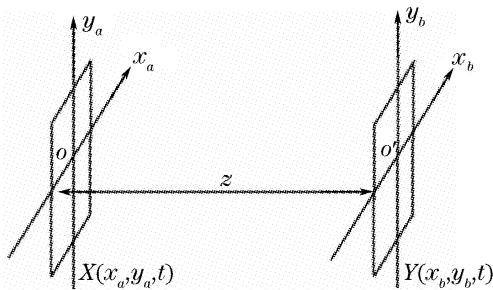


图2 傍轴近似下惠更斯-菲涅耳定理示意图

Fig. 2 Sketch map for Huyges-Fresnel principle under the paraxial approximation

以此为基础, 考虑一维的情况, 如图1, 设 $O(x_o)$ 为某段远小于相干时间 T_c 的时间段 τ 内光源处的平均场强, 则可通过如下算法一次性获得同一相干时段 τ 内参考臂 x_1 处的平均光场分布:

$$E_1(x_1) = \sqrt{\frac{\exp(jkd)}{j\lambda d}} \sum_{n=0}^N O(x_{o0} + n\Delta x_o) \times \exp\left\{j \frac{k}{2d} [(x_{o1} + n\Delta x_o) - x_1]^2\right\} \Delta x_o, \quad (6)$$

$n = 0, 1, 2, \dots, N$

其中 N 为热光场表面发光基元的总个数, Δx_o 为光源表面发光基元的间隔; 以下的论述将继续采用这种标示, 并且“场”均指“某远小于相干时间的相干时段内场分布的时间平均值”。物臂 x_2 处的场分布的模拟将稍微复杂一些: 首先根据惠更斯-菲涅耳定理得到物体前紧贴物平面的热光场分布, 然后再次根据惠更斯-菲涅耳定理计算该热光场被复透射率为 $f(x)$ 的物体调制后, 传播到平面 x_2 处形成的场分布。整个过程可由以下两式来概括:

$$E(x) = \sqrt{\frac{\exp(jkd_1)}{j\lambda d_1}} \sum_{n=0}^N O(x_{o0} + n\Delta x_o) \times \exp\left\{j \frac{k}{2d_1} [(x_{o1} + n\Delta x_o) - x]^2\right\} \Delta x_o, \quad (7)$$

$$E_2(x_2) = \sqrt{\frac{\exp(jkd_1)}{j\lambda d_1}} \sum_{n=0}^K E(x_o + n\Delta x) f(x_o + n\Delta x) \exp\left\{j \frac{k}{2d_2} [(x_o + n\Delta x) - x_2]^2\right\} \Delta x. \quad (8)$$

顺便指出, 当参考臂设置了光阑时, 可采用与以上两式所概括的过程完全相同的方法来模拟参考臂 x_1 处的平均光场分布。

2.4 强度波动关联运算及模拟

定义瞬时光强 $I_{kn}(x_k) \equiv E_{kn}^*(x_k) E_{kn}(x_k)$; $k=1, 2, \dots$; $n=1, 2, \dots$, 根据以上阐述, 可知这里的“瞬时光强”实际上也具有相干时段 τ 内的平均意义。下标 n 表示该值是第 n 次在相干时段 τ 内模拟的独立样本。强度波动定义为: $\Delta I_k \equiv I_k(x_k) - \langle I_k(x_k) \rangle$; $\langle \cdot \rangle$ 表示对热系综求均值。两臂强度波动的关联运算定义为

$$\Delta G(x_1, x_2) \equiv \langle \Delta I_1(x_1) \Delta I_2(x_2) \rangle = \langle I_1(x_1) I_2(x_2) \rangle - \langle I_1(x_1) \rangle \langle I_2(x_2) \rangle. \quad (9)$$

设独立样本数为 K , 则两臂的平均光强及强度波动关联的算法分别为

$$\langle I_k(x_k) \rangle = \frac{1}{K} \sum_{n=1}^K E_{kn}^*(x_k) E_{kn}(x_k), \quad (10)$$

$$k = 1, 2; n = 1, 2, \dots, K$$

$$\Delta G(x_1, x_2) = \frac{1}{K} \sum_{n=1}^K I_{1n}(x_1) I_{2n}(x_2) - \frac{1}{K^2} \sum_{n=1}^K I_{1n}(x_1) \sum_{n=1}^K I_{2n}(x_2). \quad (11)$$

$n = 1, 2, \dots, K$

在数值模拟中, 随机变量 $O_m = o_m \exp(j\theta_m)$ 将按照(1)式~(4)式的性质, 由计算机产生, 并且保证各个随机变量之间的独立性; 在实验中为保证样本的独立性, 第 n 次和第 $n-1$ 次的测量时间间隔, 应远大于相干时间 T_c 。

3 物体的复透射函数及其傅里叶变换

在介绍数值模型和实验验证的结果之前,先对振幅型物体和纯相位型物体的透射函数,以及它们透射函数的傅里叶变换做简要的说明。

一般来说,物体的复透射函数可表示为向量 $A\exp(-j\varphi)$, 其中 A 为振幅, φ 为该向量的幅角。如果物体的复透射函数仅 A 随空间变化,而 φ 保持恒

定,则该物体称“振幅型”物体;反之,若物体的复透射函数仅 φ 随空间变化,而 A 保持恒定,则该物体称“纯相位型物体”。下面介绍本数值模拟和实验验证所采用的物体的情况。

3.1 振幅型物体

设其透射函数为

$$f(x) = \begin{cases} 1, & -\frac{b+a}{2} \leq x \leq -\frac{b-a}{2}, \frac{b-a}{2} \leq x \leq \frac{b+a}{2}, b > a \\ 0, & \text{other} \end{cases} \quad (12)$$

可见其对应实物为一宽度为 a , 间距为 b 的杨氏双缝。该透射函数的图形如图 3 所示。

在数值模拟中,令 $a=105 \mu\text{m}$, $b=302 \mu\text{m}$ 。在此情况下透射函数(12)式的傅里叶变换的解析式应为

$$\mathcal{F}\{f(x)\} = \text{sinc}^2\left(\frac{a}{\lambda d_2}x\right) \cos^2\left(\frac{2\pi b}{\lambda d_2}x\right), \quad (13)$$

3.2 纯相位型物体

设其透射函数为

$$f(x) = \begin{cases} 1, & \frac{2k-1}{2}a < x \leq \frac{2k+1}{2}a, k = -2, 0, 2 \\ -1, & \frac{2k-1}{2}a < x \leq \frac{2k+1}{2}a, k = -1, 1 \\ 0, & \text{other} \end{cases} \quad (14)$$

该透射函数如图 4 所示。

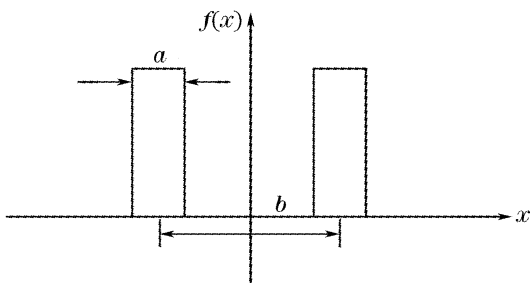


图 3 纯振幅物体的透射函数。相位处处为 0, 但振幅的空间分布有 0 和 1 之分

Fig. 3 Transmission function for amplitude-only object. Amplitude is spatially variable while phase keeps constant

可见,描述该物体的振幅 $A=1$, 但随着空间的变化 φ 有 0 和 π 之别, 因此该物体是纯相位物体。在数值模拟中令 $a=150 \mu\text{m}$; 在此情况下,透射函数傅里叶变换 (14) 式的解析式应为

$$\mathcal{F}\{f(x)\} = \text{sinc}^2\left(\frac{a}{\lambda d_2}x\right) \left[1 - 2\cos\left(\frac{2\pi a}{\lambda d_2}x\right) + 2\cos\left(\frac{4\pi a}{\lambda d_2}x\right)\right]^2. \quad (15)$$

4 数值模拟结果

按照(1)式~(4)式所述的性质,由计算机随机产生一维列向量的时间序列来模拟波长为 $0.532 \mu\text{m}$ 的单色热光场,模拟光源的线度为 5 mm , 光源发光基元间隔 Δx_0 取 $1 \mu\text{m}$; 如图 1, 光源平面 x_0 到物平面 x 的距离 d_1 取 60 mm , 物平面 x 到探

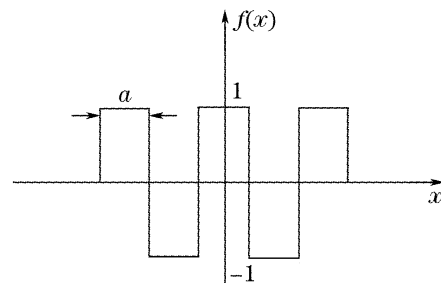


图 4 纯相位物体的透射函数。振幅处处为 1, 但相位的空间分布有 0 和 π 之分

Fig. 4 Transmission function for pure phase object. Phase is spatially variable while amplitude keeps constant

测平面 x_2 的距离 d_2 取 75 mm ; 光源平面到探测平面 x_1 的距离 d_1 取 135 mm ; 以上取值符合 $d = d_1 + d_2$ [11]。

4.1 相干 $2f$ 系统及热光场照明情况下物臂强度分布的数值结果

作为参考,我们首先模拟这种情况:在图 1 所示

的 d_2 段光路上设置一个 $f=75\text{ mm}$ 的 $2f$ 系统, 并且该系统以 x_2 作为焦平面, 用波长为 532 nm 的激光平行光束照射物体, 此时, 平面 x_2 处的光强分布如图 5 所示; 根据波动光学理论, 图 5 所示的衍射条纹, 应是物体透射函数的傅里叶变换; 图 5(a) 为采用杨氏双缝[透射函数如图 3 与(12)式所示]作为成像物体时, x_2 处的归一化光强分布; 图 5(b) 为采用纯相位物体[透射函数如图 4 与(14)式所示]时, x_2

处的归一化光强分布;

以上数值结果, 分别与解析式(13)式和(15)式一致。

然后再模拟自由传播的前提下, 热光源照射物体时, 物臂平面 x_2 处的光强分布。图 6(a) 和图 6(b) 分别为模拟热光场照明下, 杨氏双缝和纯相位物体作为待成像物体时, x_2 处的归一化光强分布。此时, 独立样本数 $K=10000$ 。

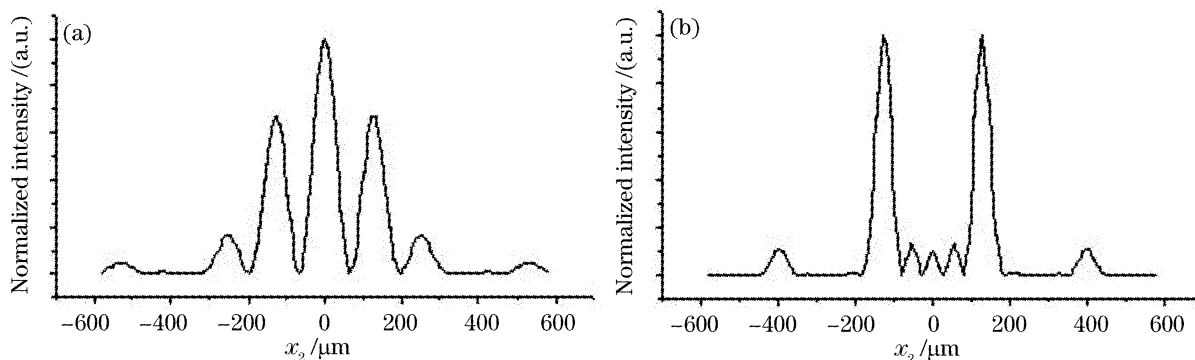


图 5 激光照射并通过 $2f$ 系统时平面 x_2 上的归一化强度分布。(a) 采用杨氏双缝作为成像物体时的归一化光强分布, (b) 采用纯相位物体时的归一化光强分布

Fig. 5 Interference pattern obtained by coherent $2f$ system on plane x_2 . (a) Normalized intensity distribution when Young double slit was used, (b) Normalized intensity distribution when pure phase object was used

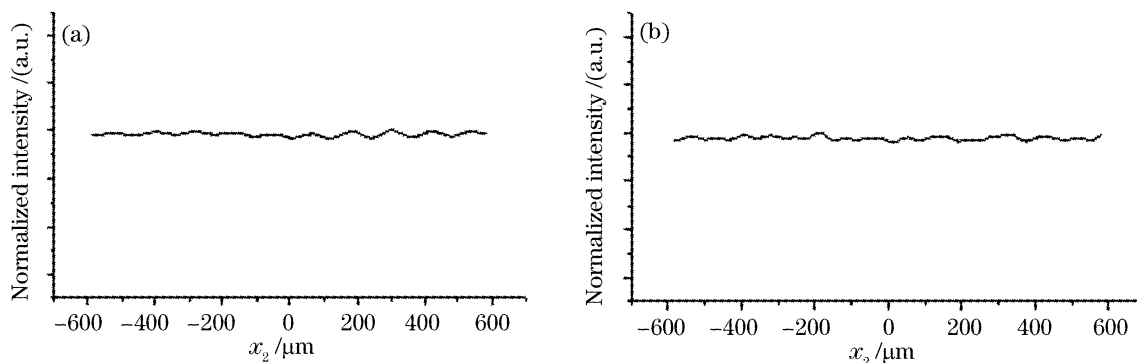


图 6 热光场照射物体时平面 x_2 上的归一化强度分布。(a) 采用杨氏双缝作为成像物体时的归一化光强分布, (b) 采用纯相位物体时的归一化光强分布

Fig. 6 Intensity distribution on plane x_2 when the objects are illuminated by the thermal light. (a) Normalized intensity distribution when Young double slit was used, (b) normalized intensity distribution when pure phase object was used

正如预料, 当非相干光照明时, 物臂平面处的强度分布不含物体的信息。

4.2 热光照明下两臂光强波动关联的数值结果

图 7 为当参考臂不设置限孔光阑时, 两臂强度波动的关联函数 $\Delta G(x_1, 0)$, 此时, 独立样本数取 $K=10000$; 从中可以看出 $\Delta G(x_1, 0)$ 与图 5 有相似之处, 但收敛程度欠佳。

接着, 在如图 1 所示的参考臂 x' 平面添加一个 2 倍于物体的光阑, 再次模拟热光场, 并计算在此条件下, 强度波动的关联函数 $\Delta G(x_1, 0)$, 此时, 独立样本数仍取 $K=10000$ 。从图 8 可以看出, 此时的

$\Delta G(x_1, 0)$ 的曲线相对于图 7, 有更好的收敛度, 因而更加接近图 5 与解析式(13)式和(15)式所示的标准傅里叶变换图像。可见在参考臂上 x 以分束棱镜为对称轴的对称平面 x' 上设置一个限孔光阑, 将有助于加速关联函数的收敛。

最后, 模拟拆除参考臂上的限孔光阑, 但独立样本数增大至 $K=200000$ 后, 相应的 $\Delta G(x_1, 0)$ 。曲线由图 9 示出, 其中图 9(a) 对应于杨氏双缝, 图 9(b) 对应于纯相位物体。

至此, 通过统计光学的数值模型, 以及在此模型下的数值模拟运算, 可以得到如下的结论:

1) 纠缠光源不是“鬼成像”的必要条件,经典热光源也能实现鬼成像;

2) 在参考臂上加入限孔光阑,能够加速二阶关

联函数的收敛;而且独立样本数越多,强度波动的二阶关联函数越朝着物体透射函数的傅里叶变换图像收敛。

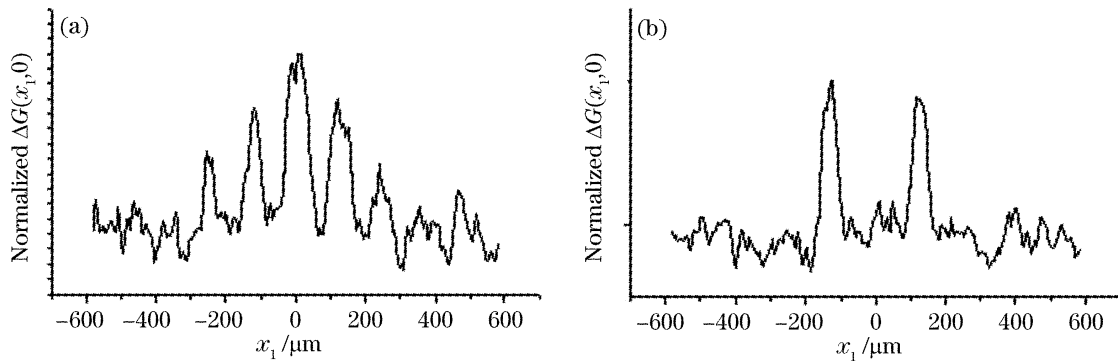


图 7 热光场照明情况下,当参考臂不设置光阑时,两臂强度波动的关联函数 $\Delta G(x_1, 0)$ 的曲线。(a)采用杨氏双缝作为成像物体时的归一化关联函数,(b)采用纯相位物体时的归一化关联函数

Fig. 7 Curves for correlation function $\Delta G(x_1, 0)$ of intensity fluctuation of thermal light in both arms, when no limited aperture was placed on reference arm. (a) Normalized correlation function when Young double slit was used, (b) normalized correlation function when pure phase object was used

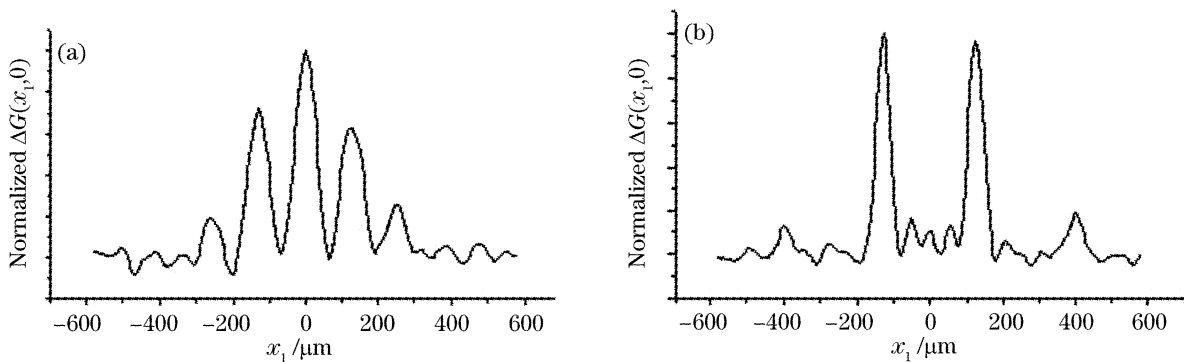


图 8 热光场照明情况下,当参考臂设置 2 倍于物体宽度的光阑时,两臂强度波动的关联函数 $\Delta G(x_1, 0)$ 。(a)采用杨氏双缝作为成像物体时的归一化关联函数,(b)采用纯相位物体时的归一化关联函数

Fig. 8 Curves for correlation function $\Delta G(x_1, 0)$ of intensity fluctuation of thermal light in both arms, when a limited aperture with double width of object was placed on reference arm. (a) Normalized correlation function when Young double slit was used, (b) normalized correlation function when pure phase object was used

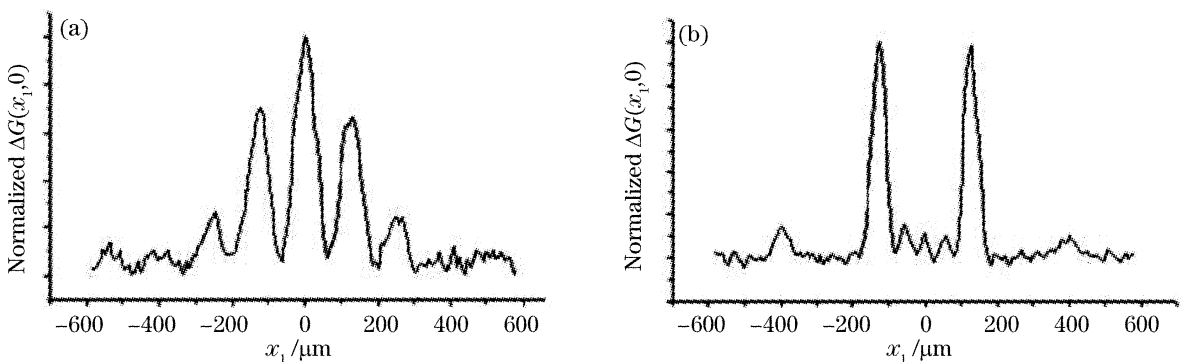


图 9 热光场照明情况下,拆除参考臂上的限孔光阑,但独立样本数增大至 $K = 200000$,相应的 $\Delta G(x_1, 0)$ 。(a)采用杨氏双缝作为成像物体时的归一化关联函数,(b)采用纯相位物体时的归一化关联函数

Fig. 9 Curves for correlation function $\Delta G(x_1, 0)$ of intensity fluctuation of thermal light in both arms, when uninstalled the limited aperture on reference arm and increased the number of independent samples. (a) Normalized correlation function when Young double slit was used, (b) normalized correlation function when pure phase object was used

5 实验验证

与数值模拟中的参量相对应,在实验中,我们如下制备振幅型物体和相位型物体:

振幅型物体采用如图 10(a)所示的杨氏双缝;纯

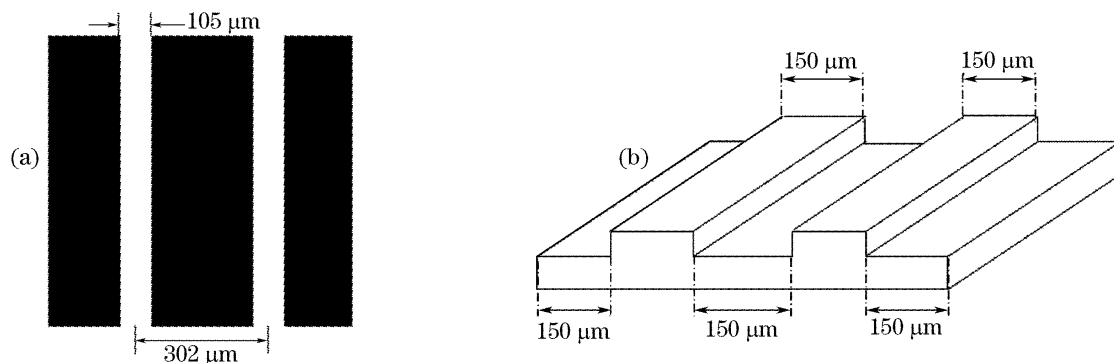


图 10 实验验证所采用的待成像物体。(a)振幅型物体:杨氏双缝,(b)纯相位物体:由 JGS1 石英玻璃刻蚀而成

Fig. 10 Objects utilized in the experiment. (a) Amplitude-only object: Young double slit, (b) pure phase object made from JGS1 quartz glass

质热光源如此制备:波长为 $\lambda=532\text{ nm}$,脉宽为 5 ns 的激光经扩束 40 倍准直后,用限孔光阑选取直径为 5 mm 的部分照射旋转的毛玻璃,以形成直径为 5 mm 的光斑;调节毛玻璃的转速,使得每两个激光脉冲的间隔时间刚好等于或稍大于毛玻璃转过光斑的时间。“当毛玻璃转过光斑的大小时,光斑内换成一组全新的子光源,因此,用这一过程所需的时间作为这种质热光的相干时间是合适的”^[31]。这样,每个光脉冲照射毛玻璃所形成的散斑场,可以认为是完全不相关的。

实验的光路与图 1 完全一致,两臂的探测装置

相位物体由折射率为 1.57 的 JGS1 石英玻璃刻蚀而成,如图 10(b)所示,突起部分的高度为 $0.47\text{ }\mu\text{m}$,使得当 $\lambda=532\text{ nm}$ 的激光透射时,突起的部分与未突起的部分的相位差 $\Delta\Phi=\pi$ 。

均采用有空间分辨能力的 CCD 摄像机。其中物臂 CCD 记录的信息,只有中心位置处 CCD 像素所记录的光强信息参与关联运算。

5.1 相干 $2f$ 系统以热光场照明情况下物臂强度分布的实验结果

首先,与前面所述的数值模拟的情况相对应,在图 1 的 d_2 段所示的光路上设置一个 $f=75\text{ mm}$ 的 $2f$ 系统,并且使 x_2 作为该系统的焦平面;当用波长为 $\lambda=532\text{ nm}$ 的激光平行光束照射物体。此时平面 x_2 处所得到的光强分布如图 11 所示。图中同时显示光强的二维分布的剖面布。

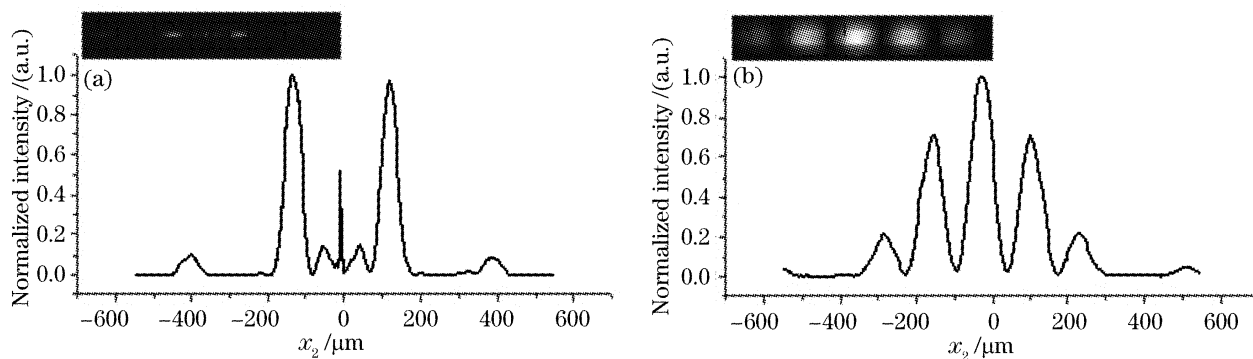


图 11 激光照射物体时平面 x_2 上的归一化强度分布。(a)杨氏双缝作为成像物体时, x_2 处的归一化光强分布,(b)纯相位物体作为成像物体时, x_2 处的归一化光强分布

Fig. 11 Normalized intensity distribution on x_2 , when the object was illuminated by laser. (a) Normalized intensity distribution in x_2 when Young double slit was used, (b) normalized intensity distribution in x_2 when pure phase object was used

然后,拆除刚才在图 1 中 d_2 段设置的 $2f$ 系统,并改用质热光场照明物体。此时, x_2 处的归一化光强分布如图 12 所示。图中二维图形为任意一个相干时刻的光强分布,剖面曲线为由 10000 个相干时刻平

均的场强分布。

可见,图 11、图 12 所示的实验结果,与之分别相对应的图 5 和图 6 所示的数值结果一致。

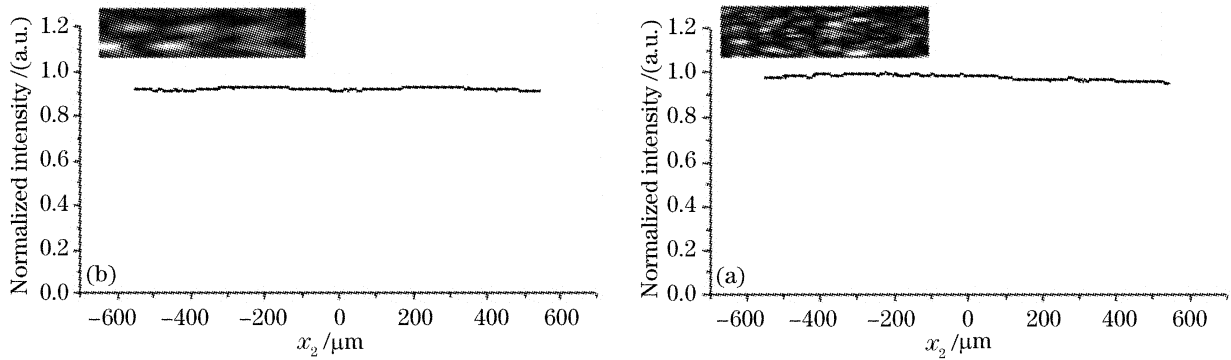


图 12 振幅型物体和相位型物体在热光场照明下,杨氏双缝和纯相位物体作为待成像物体时, x_2 处的归一化光强分布。(a)杨氏双缝作为成像物体时, x_2 处的归一化光强分布

Fig. 12 Normalized intensity distribution on x_2 , when the object was illuminated by thermal light. (a) Normalized intensity distribution in x_2 when Young double slit was used, (b) normalized intensity distribution in x_2 when pure phase object was used

5.2 热光照明下两臂光强波动关联的实验结果

最后,我们分别给出相对于振幅型物体和纯相位物体的“鬼成像”结果。本实验在参考臂上未加限孔光阑,为了获取更好的收敛结果,在关联运算时,我们采取了“多点平均法”^[32]以增加有效样本数。

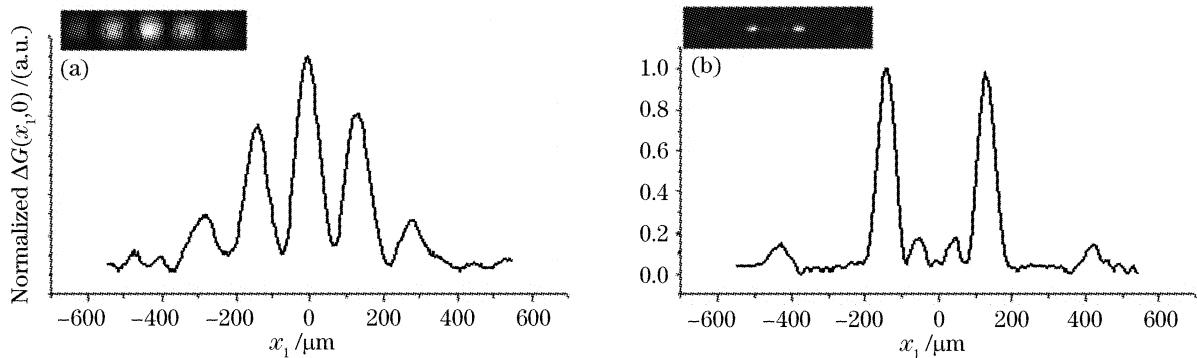


图 13 振幅型物体和相位型物体的鬼成像。(a) 杨氏双缝的“鬼成像”条纹,(b) 纯相位物体的“鬼成像”条纹

Fig. 13 Ghost diffraction imaging. (a) When the object was a Young double slit, (b) when the object was a pure phase object

6 结 论

理论、数值模拟和实验所展示的这种新型成像方式的特点不仅在于“鬼成像”固有的特点,即“像”成在原本不包含物体的光路上;而且还有其他成像方式所不具备的应用前景:如硬 X-射线、 γ -射线,这些波段由于缺乏相干光源,因此衍射图像无法通过传统的方式获得;本文所提供的成像方式,适用于这些波段;特别地,某些由费米子构成的射线,如中子源,本身在物理上就不可能具有高亮度相干光源,但这种成像方式却预示着即便这种射线,也能获得衍射成像。

在相干光照明的前提下,若要获得准确的傅里叶变换,需要采用相干 $2f$ 系统;否则,只有依靠夫琅禾费衍射才能实现。以波长为 1 nm 的相干光照射限度为 1 mm 的物体为例,只有当衍射距离达到

如图 13 所示,图 13(a)为杨氏双缝的“鬼成像”条纹,图 13(b)为纯相位物体的“鬼成像条纹”。此结果符合两物体透射函数的傅里叶变换[(13)式与(15)式],也与图 8、图 9 所展示的数值结果完全一致。

3 km 时才能进入夫琅禾费区。因此这种成像方式为在缺乏透镜的某些波段实验室条件下实现傅里叶变换成像提供了可能。

参 考 文 献

- 1 A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? [J]. *Phys. Rev.*, 1935, **47**(10): 777~780
- 2 P. H. S. Ribeiro, S. Padua, J. C. Machado da Silva *et al.*. Controlling the degree of visibility of Young's fringes with photon coincidence measurements [J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**(5): 4176~4179
- 3 A. V. Belinsky, D. N. Klyshko. Two-photon optics: diffraction, holography, and transformation of two dimensional signals [J]. *Sov. Phys. JETP*, 1994, **78**(3): 259~262
- 4 D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko *et al.*. Observation of two-photon "Ghost" interference and diffraction [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(18): 3600~3603
- 5 T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov *et al.*. Optical

- imaging by means of two-photon quantum entanglement[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(5): R3429~R3432
- 6 A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko *et al.*. Role of entanglement in two-photon imaging[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(12): 123602~123605
- 7 A. F. Abouraddy, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko *et al.*. Entangled-photon Fourier optics[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(5): 1174~1184
- 8 R. S. Bennink, S. J. Bentley, R. W. Boyd. "Two-photon" coincidence imaging with a classical source[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(11): 113601~113603
- 9 A. Gatti, E. Brambilla, L. A. Lugiato. Entangled imaging and wave-particle duality: from the microscopic to the macroscopic realm[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(13): 133603~133606
- 10 R. S. Bennink, S. J. Bentley, R. W. Boyd. Quantum and classical coincidence imaging[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(3): 033601~033604
- 11 Jing Cheng, Shensheng Han. Incoherent coincidence imaging and its applicability in X-ray diffraction[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(9): 093903~093906
- 12 A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache *et al.*. Ghost imaging with thermal light; comparing entanglement and classical correlation[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(9): 093602~093605
- 13 M. D' Angelo, Y.-H. Kim, S. P. Kulik *et al.*. Identifying entanglement using quantum ghost interference and imaging[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(23): 233601~233604
- 14 Yangjian Cai, Shiyao Zhu. Ghost interference with partially coherent radiation[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **29**(23): 2716~2718
- 15 Yangjian Cai, Shiyao Zhu. Second-order fractional Fourier transform with incoherent radiation[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(4): 388~390
- 16 A. Valencia, G. Scarcelli, M. D' Angelo *et al.*. Two-photon imaging with thermal light[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(6): 063601~063604
- 17 F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti *et al.*. High-resolution ghost image and ghost diffraction experiments with thermal light[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(18): 183602~183605
- 18 D. Zhang, Y.-H. Zhai, L.-A. Wu *et al.*. Correlated two-photon imaging with true thermal light[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(18): 2354~2356
- 19 Y.-H. Zhai, X.-H. Chen, D. Zhang *et al.*. Two-photon interference with true thermal light[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(4): 043805~043808
- 20 A. F. Abouraddy, P. R. Stone, A. V. Sergienko *et al.*. Entangled-photon imaging of a pure phase object[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(21): 213903~213906
- 21 G. Scarcelli, V. Berardi, Y. Shih. Phase-conjugate mirror via two-photon thermal light imaging[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **88**(6): 061106~061108
- 22 G. Scarcelli, V. Berardi, Y. Shih. Can two-photon correlation of chaotic light be considered as correlation of intensity fluctuations? [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(6): 063602~063605
- 23 A. Gatti, M. Bache, D. Magatti *et al.*. Coherent imaging with pseudo-thermal incoherent light [J]. *J. Mod. Opt.*, 2006, **53**(5~6): 739~760
- 24 M. Bache, D. Magatti, F. Ferri *et al.*. Coherent imaging of a pure phase object with classical incoherent light[J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **73**(5): 053802~053813
- 25 G. Scarcelli, A. Valencia, Y. Shih. Two-photon interference with thermal light[J]. *Europhys. Lett.*, 2004, **68**(5): 618~624
- 26 J. Xiong, D.-Z. Cao, F. Huang *et al.*. Experimental observation of classical subwavelength interference with a pseudothermal light source[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(17): 173601~173604
- 27 Y.-H. Zhai, X.-H. Chen, L.-A. Wu. Two-photon interference with two independent pseudothermal sources[J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(5): 053807~053811
- 28 P. A. M. Dirac. *The Principles of Quantum Mechanics* [M]. Oxford: Clarendon, 1958. 9
- 29 R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss. Corelation between photons in two coherent beams of light[J]. *Nature*, 1956, **177**(4497): 27~29
- 30 J. W. Goodman. *Speckle Phenomena; Theory and Applications* [M]. Roberts & Company, Publisher, 2006
- 31 Qi Kangnan, Qin Kecheng, Cheng Lu. *Introduction to Statistical Optics* [M]. Tianjin: Nankai Univesity Press, 1987 (in Chinese) 威廉男,秦克诚,程 路. 统计光学导论[M]. 天津: 南开大学出版社, 1987
- 32 M. Bache, E. Brambilla, A. Gatti *et al.*. Ghost imaging schemes; fast and broadband[J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(24): 6067~6081