

基于液晶光阀调制的赝热光源制备技术研究

秦洁心 刘世超 黄庚华 舒嵘

(中国科学院上海技术物理研究所空间主动光电技术与系统实验室, 上海 200083)

摘要 高质量赝热光源的制备是强度关联成像技术中一个非常重要的内容。采用赝热光作为光源是因为一般的热光源相干时间极短,常用的探测器无法响应,且亮度低。利用激光照射旋转的毛玻璃形成的动态散斑作为赝热光源可以解决上述问题,是目前常用的一种方法。提出一种采用液晶光阀(LC-SLM)对激光束进行控制来获得赝热光场的方法。利用该装置产生的赝热光场不仅可以极大程度地模拟真实热光场的热涨落,且光场涨落服从真实热光场所具有的高斯统计分布,更重要的是该系统没有机械转动,光场的时间和空间相干性可以完全分开对待,产生的散斑场结果可以重复,并研究了应用该方法产生的动态散斑场的各种特性。

关键词 强度关联成像;赝热光源;液晶光阀;散斑

中图分类号 O431.2; O753+.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0102008

Research on the Pseudo-Thermal Light Made by Liquid Crystal Spatial Light Modulation

Qin Jiexin Liu Shichao Huang Genghua Shu Rong

(Laboratory of Space Active Electro-Optical Technology and Systems, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract How to get a high-quality pseudo-thermal light source is very important to the intensity quantum imaging experiment. The reason of using pseudo-thermal light instead of true thermal light is the coherence time of true thermal light is too short to respond by the common detectors, and its intensity very low. It is a common method to use dynamic speckles produced by the laser transmitting through a rotary ground glass as a pseudo-thermal light source in order to overcome these problems. The paper proposed using a liquid crystal spatial light modulation (LC-SLM) controlling the laser beam to get a pseudo-thermal light source. It can simulate the intensity fluctuation of true thermal light extremely, and it obeys to Gauss statistical distribution property. In addition, it is a non-mechanical system. The temporal and the spatial coherence can be treated separately, so the result is repeatable. The characteristic of the dynamic speckle is also studied.

Key words intensity correlated quantum imaging; pseudo-thermal light; liquid crystal spatial light modulation; speckle

OCIS codes 110.1650; 160.3710; 260.5430; 060.4080

1 引言

强度关联成像技术是一种利用光场的二阶关联效应实现成像的新方式^[1~11],一般采用激光照射旋转的毛玻璃形成的动态散斑场作为赝热光源^[12~18]。利用这种方式获得的散斑场能极大程度地模拟真实

热光场的热涨落。但该装置存在较大的机械转动,时间相干性与空间相干性也不能完全分别对待,因此对探测器的性能和同步性要求比较高,并且得到的赝热光场是完全随机的,无法重现。

2008年, Bromber 等^[19]首次实现基于液晶光阀

收稿日期: 2011-06-27; **收到修改稿日期**: 2011-10-07

基金项目: 国家 863 计划(2011AA120102)资助课题。

作者简介: 秦洁心(1984—),女,博士研究生,主要从事非局域强度量子成像方面的研究。

E-mail: carolqin1984@yahoo.com.cn

导师简介: 舒嵘(1971—),男,博士,研究员,博士生导师,主要从事空间主动光电探测与成像技术方面的研究。

E-mail: shurong@mail.sitp.ac.cn

(LC-SLM)的关联成像实验。在他们的实验基础上,本文设计了一种基于液晶光阀对激光束进行调制来获得赝热光场的方案,并分析了利用该方式产生的动态散斑场的特性。该赝热光源能够模拟真实热光场涨落,满足真实热光场的交叉谱纯度条件,产生的赝热光场在一定条件下可以重现。

2 基于液晶光阀产生赝热光源的设计原理

2.1 液晶光阀的调制特性

液晶光阀利用液晶分子的旋光偏振性和双折射性来实现对入射光束的波面振幅和相位调制,常用于激光光束整形、光束偏转等领域^[20~23]。当入射激光为线偏振光,且偏振方向平行于液晶光阀慢轴方向时,在各个液晶像元上加载不同的电压,会改变液晶层的阻滞,使各个像元对入射光的折射率不同,但不改变入射光的偏振态。所以对同一束入射光,经过不同像元后的出射光相对于入射光的相对相移不同,但相对强度不变,此时的液晶光阀相当于一个纯相位光学元件。控制加载在各个像元上的电压,使得经过各个像元的出射光与入射光之间的相对相移不同,并让相对相移在 $(-\pi, \pi]$ 上均匀分布,相互独立,从而实现调制的目的。采用纯相位调制的优点是,通过调制得到的光强不损失,且根据文献^[24]所述,纯相位调制产生的赝热光源质量更好。设入射光为平面单色光,为简化推导,假设初始振幅为1,初始相位为0,经过液晶光阀调制后的反射光复振幅函数为^[25]

$$U(\xi, \eta, 0; t) = \exp[j\varphi(\xi, \eta, 0; t)], \quad (1)$$

式中 $\varphi(\xi, \eta, 0; t)$ 是经液晶光阀各个像元调制后改变的相位,与加载在液晶光阀各个像元上的电压值

有关;复数场 $U(\xi, \eta, 0; t)$ 表示以 t 时刻为中心的相干时间段内热光场在 (ξ, η) 平面内(液晶光阀所在平面)的复振幅分布。令 $U(x, y, z; t)$ 为该光场传播到 (x, y) 平面(物体所在平面)内的复振幅分布,两平面相互平行,相距 z ,且满足: $z^3 \gg \frac{\pi}{4\lambda} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]_{\max}^{[25]}$ 。根据惠更斯-菲涅耳原理,目标场 $U(x, y, z; t)$ 与经液晶光阀调制后改变的相位之间的关系为

$$U(x, y, z; t) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j\varphi(\xi, \eta, 0; t)] \times \exp\left\{j \frac{k}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]\right\} d\xi d\eta, \quad (2)$$

式中 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ 为入射光波长。

2.2 赝热光场的尺寸

经过液晶光阀调制后的光束在空间形成一组衍射光斑,由于光场的大部分能量集中于该组衍射光斑的零级光斑附近,所以利用该区域的散斑场作为所需赝热光场,其尺寸与所用液晶光阀单个像元尺寸以及合并像元数有关。设 d 为单个像元尺寸, h 是横向和纵向的合并像元数,每个合并像元组中各个像元加载的电压值相同,即认为其调制函数一样,令新组成的像元组的尺寸为 a ,则 $a = d \times h$ 。单个像元组的振幅反射比函数可以表示为^[25,26]

$$t_{mn}(\xi, \eta) = \exp(j\varphi_{mn}) \text{rect}\left(\frac{\xi - an}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{\eta - am}{a}\right), \quad (3)$$

式中 φ_{mn} 为该像元组的相位调制系数,与所加载的电压有关,在相同的实验条件下,该值应是固定的。则液晶光阀的振幅反射比函数可以表示为

$$t_{\text{SLM}}(\xi, \eta) = \sum_{n=0}^{n=\text{floor}(512/h)} \sum_{m=0}^{m=\text{floor}(512/h)} \exp(j\varphi_{mn}) \text{rect}\left(\frac{\xi - an}{a}\right) \text{rect}\left(\frac{\eta - am}{a}\right). \quad (4)$$

液晶光阀上的场分布等于反射比函数 t_{SLM} ,液晶光阀的夫琅禾费衍射图样为

$$U(x, y) = \frac{\exp(jkz) \exp\left[j \frac{k}{2z} (x^2 + y^2)\right]}{j\lambda z} F[t_{\text{SLM}}(\xi, \eta)] \Bigg|_{f_x = x/(\lambda z), f_y = y/(\lambda z)}, \quad (5)$$

式中 λ 为激光波长, z 为液晶光阀到探测面的距离, $F[\cdot]$ 表示傅里叶变换。又因为

$$F[t_{mn}(\xi, \eta)] = \exp(j\varphi_{mn}) a^2 \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(af_y) \exp[-j2\pi(f_x an + f_y am)], \quad (6)$$

根据傅里叶变换的相移和线性定理可得

$$F[t_{\text{SLM}}(\xi, \eta)] = \sum_{n=0}^{n=\text{floor}(512/h)} \sum_{m=0}^{m=\text{floor}(512/h)} a^2 \exp(j\varphi_{mn}) \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(af_y) \exp[-j2\pi(f_x an + f_y am)], \quad (7)$$

$$U(x, y) = \frac{\exp(jkz) \exp\left[j \frac{k}{2z}(x^2 + y^2)\right]}{j\lambda z} \sum_{n=0}^{\text{floor}(512/h)} \sum_{m=0}^{\text{floor}(512/h)} a^2 \exp(j\varphi_{nm}) \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(af_y) \times \exp[-j2\pi(f_x an + f_y am)], \quad (8)$$

$$I(x, y) = \frac{a^4}{\lambda^2 z^2} \text{sinc}^2\left(\frac{ax}{\lambda z}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{ay}{\lambda z}\right) \left[\left(\sum_{n=0}^{\text{floor}(512/h)} \sum_{m=0}^{\text{floor}(512/h)} \cos \varphi_{nm} \right)^2 + \left(\sum_{n=0}^{\text{floor}(512/h)} \sum_{m=0}^{\text{floor}(512/h)} \sin \varphi_{nm} \right)^2 \right] \times \left\{ \sum_{n=0}^{\text{floor}(512/h)} \sum_{m=0}^{\text{floor}(512/h)} \cos[2\pi(f_x an + f_y am)] \right\}^2 + \left\{ \sum_{n=0}^{\text{floor}(512/h)} \sum_{m=0}^{\text{floor}(512/h)} \sin[2\pi(f_x an + f_y am)] \right\}^2. \quad (9)$$

通过这种方式得到的散斑场,也可以认为是各个像元组分别产生的夫琅禾费衍射图样在空间叠加产生的干涉结果。其中, $I(x, y)$ 表示探测面上光场的强度分布,求其极小值,令 $y=0$,得所需散斑场的尺寸为

$$\Delta x = \frac{2\lambda z}{a}. \quad (10)$$

2.3 赝热光场的干扰光斑

基于液晶光阀调制产生的赝热光场,除了所需散斑场外,还有三组干扰光斑。其中最重要的一组干扰光斑是由于液晶光阀各个像元成网格状排列,像元与像元之间有一定的缝隙,所以会在空间产生一个网格状分布的衍射点阵,由光栅公式,相邻亮点之间的距离为^[25,26]

$$\Delta l = \frac{\lambda z}{d}. \quad (11)$$

中心亮斑位于所需赝热光场的中心位置。当液晶光阀相邻点下载同样的控制信号时,新组成的像元组形成的网格状点阵图,相邻亮斑之间的距离为

$$\Delta l' = \frac{\lambda z}{a} = \frac{\lambda z}{hd}. \quad (12)$$

从(10)式和(12)式可以看到,所需散斑场区域内,一共分布了9个亮斑。

另外两组干扰光斑是由液晶光阀表面的一层保护罩和液晶层底层的一层金属层对激光光束的反射形成的,两者都位于所需赝热光场的中心。这三组干扰光斑对实验而言是噪声,因尽量避免其影响。

2.4 热光场的特性

光场的本质是统计的^[12],真实的热光场应该满足以下几个特性:1)光场的强度分布有着剧烈的随机涨落;2)热光场服从高斯统计;3)满足交叉谱纯条件^[27]。

利用归一化强度起伏时空关联函数来描述光场涨落无规性的统计特性^[24,28]。对于时空点 (x_1, t_1) 和 (x_2, t_2) ,归一化强度涨落时空关联函数定义为

$$g^{(2)}(x_1, t_1; x_2, t_2) = \frac{\langle I_1(x_1 t_1) I_2(x_2 t_2) \rangle}{\langle I_1(x_1 t_1) \rangle \langle I_2(x_2 t_2) \rangle}, \quad (13)$$

式中 $\langle \cdot \rangle$ 表示对热系综求平均值。

对于热光场有 $1 \leq g^{(2)} \leq 2$,因此在制备赝热光源的系统中,应尽量使所得赝热光场的 $g^{(2)}$ 趋近2,以便更好地模拟热光场的无规涨落。

如果复相干度能分解为空间和时间变量两个独立因子的乘积,则准单色光的叠加光场的功率谱不随传播距离而变,光的这种性质称为交叉谱纯^[27]。经过一系列的近似后,交叉谱纯等价于复相干函数的可简约性^[29,30],即

$$\gamma(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2; t_1, t_2) = \mu_{12}(\mathbf{r}) \gamma(\tau), \quad (14)$$

式中 $\mathbf{r} = \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$, $\tau = t_2 - t_1$ 。 $\mu_{12}(\mathbf{r})$ 表征空间相干性, $\gamma(\tau)$ 表征时间相干性。如果光源是交叉谱纯的,将(14)式代入(13)式,可将归一化的强度涨落时空关联函数写成^[30]

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \tau) = 1 + |\mu_{12}(\mathbf{r}) \gamma(\tau)|^2. \quad (15)$$

由于函数 $g^{(2)}(\mathbf{r}, \tau) - 1$ 的可简约性,对应的三维(3D)图像时间和空间的投影都是轴对称的。即对于一个有交叉谱纯特性(CSP)的热光源,归一化的强度涨落时空关联函数应该如图1^[30]所示。

后面将分别从 $g^{(2)}$ 的值和交叉谱纯这两方面出发,评价所得赝热光源的性质。

3 基于液晶光阀调制的赝热光源模拟与实验研究

3.1 实验装置

基于液晶光阀调制的赝热光源实验装置^[31]如图2所示,采用连续式激光器,出射激光首先通过一个扩束准直系统,该扩束准直系统在两个透镜的共焦面处有个针孔滤波器,使得光束的空间模式更加单纯,提高散斑衬度;出射的平行光束通过可调限孔光阑控制光斑大小;再经过起偏器,使得照射在液晶

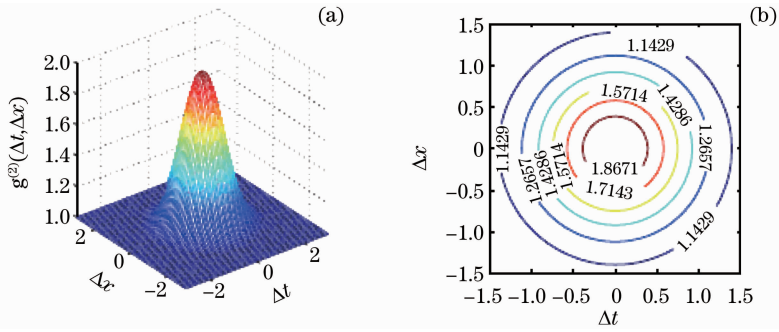


图 1 (a) 满足交叉谱纯条件的光源强度波动的理想时空关联函数的 3D 图; (b) 为 (a) 的等高线
 Fig. 1 (a) 3D plot of the ideal space-time correlation function of intensity fluctuations of CSP source; (b) is the contour of (a)

光阀上的光束为线偏振光, 偏振方向平行于液晶光阀的慢轴方向; 经液晶光阀调制后的光场再经过一个限孔光阑将除了零级光场以外的杂散光尽量滤除后, 再经过一个检偏器, 所得光场即是实验所需赝热光场, 再通过一个分束器, 在距离分束器为 z 处, 分别用 CCD 1 和 CCD 2 对光场进行记录。本设计中的核心部件液晶光阀, 是由美国 BNS 公司提供的, 像元大小 $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$, 填充因子为 87%, 像元数 $512 \text{ pixel} \times 512 \text{ pixel}$ 。

30 μm , 像元数 120, 探测距离 10 cm 时, 基于液晶光阀调制产生的散斑场的强度起伏时空关联函数的 3D 图, 其中图 3(a) 所模拟的是没有本底噪声时的情况, 所得 $g^{(2)}$ 为 1.9206; 图 3(c) 所模拟的是有本底噪声, 信噪比为 20 时的情况, 所得 $g^{(2)}$ 为 1.7653, 即本底噪声会使产生的赝热光源的强度起伏性变差, 这是因为该噪声是由干扰光斑引起的, 是一个不随液晶光阀下载信息变化而变化的常量, 因此会降低所产生的散斑场的强度起伏性。该本底噪声主要由 2.3 节中所述的干扰光斑引起, 为了在实验中尽量避免其影响, 实际利用的光场是零级散斑场中, 偏离中心的那部分光场。根据 (10) 式和 (12) 式可知, 为了同时减小零级衍射亮斑和一级衍射亮斑的影响, 实际利用的光场偏离中心亮斑的距离为 $\frac{\lambda z}{2hd}$ 左右。因此, 在探测距离、波长和液晶光阀单个像元尺寸一定的情况下, 合理选择合并像元数是非常重要的。图 3(b) 和 (d) 中等高线的对称性非常好, 也就是说基于该方式产生的赝热光场的交叉谱纯特性非常好。

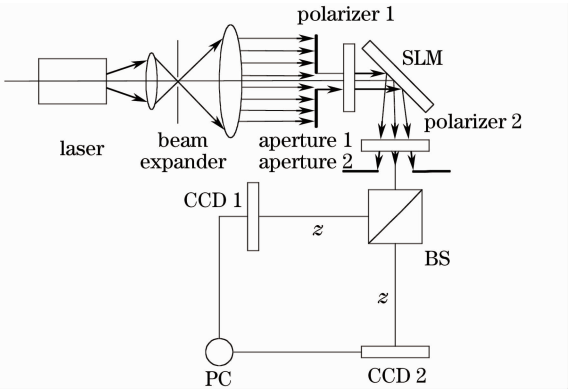


图 2 基于液晶光阀调制方式的赝热光源的实验装置图
 Fig. 2 Experiment setup of the pseudo-thermal light made by liquid crystal spatial light modulation

由于干扰光斑的存在, 实验中, 所用光场偏离中心光斑 2 mm 左右, 使得只有少量的干扰光进入探测视场, 但依然会在所需散斑场上叠加一个不随调制信号改变而改变的干扰光场, 称其为本底噪声。经测量, 所需散斑场的信号, 同本底噪声之比为 22。

3.2 模拟研究

根据 (2) 式模拟基于液晶光阀调制产生的赝热光源, 分别模拟了没有本底噪声和有本底噪声两种情况下, 产生的赝热光源的 $g^{(2)}$ 和交叉谱纯度, 结果如图 3 所示。

3.3 实验研究

可以通过控制加载在液晶光阀上的图像信号, 控制液晶光阀的调制特性, 得到所需赝热光场。实验中, 总共生成 1000 幅图片, 将其加载到液晶光阀上, 可以实现对液晶光阀的控制。这些图片由 Matlab 生成, 每幅图片中各个像素点的灰度值在 0~65535 之间均匀分布, 由于液晶光阀的各个像素点的相位调制特性与加载在该像素点上的电压, 也就是该像素点的灰度值相关, 因此, 当加载此图片到液晶光阀上后, 经过液晶光阀调制后的出射光各个子光源之间的相对相移在 $[0, 2\pi)$ 上均匀分布, 该光束就是实验所需的赝热光源。由于所有的图片随机独立生成, 两两不相关, 故将这 1000 幅图片连续下

图 3(a) 和 (c) 是模拟初始光源单个像元尺寸

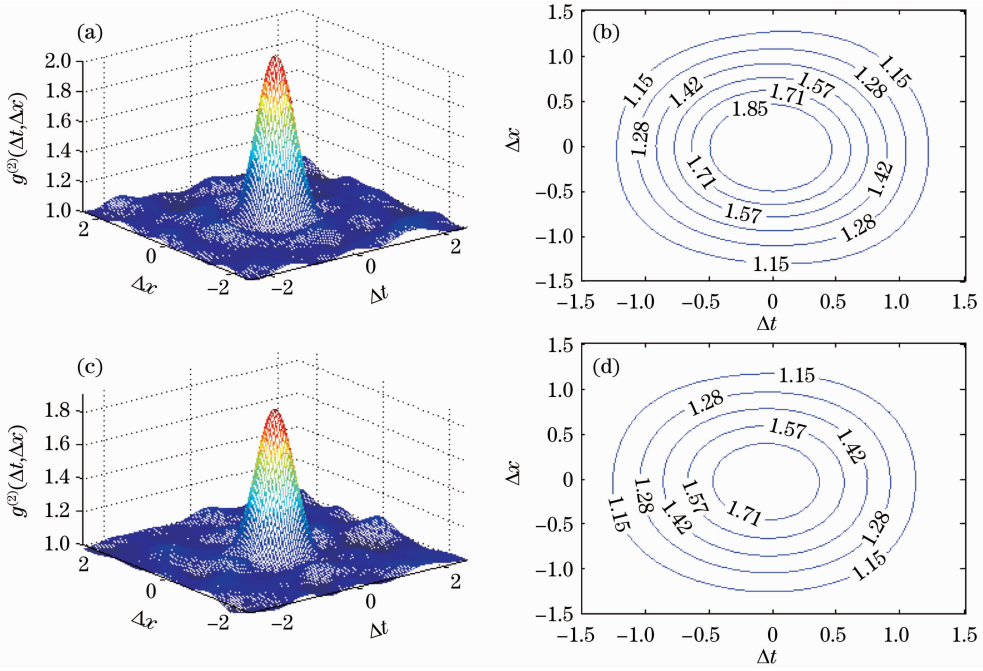


图3 (a) (c)情况1和情况2强度起伏时空关联函数的3D图;(b)是(a)的等高线;(d)是(c)的等高线
 Fig.3 (a) (c) 3D plot of the correlation function of intensity fluctuations of source 1 and source 2 ;
 (b) is the contour of (a), (d) is the contour of (c)

载到液晶光阀上,可以分别得到1000个不同的赝热光场。记录下这1000个赝热光场的信息,作为一组实验,分别做了两组实验,以a和b标记。每次实验中,液晶光阀的刷新速率1 Hz, CCD记录速率

5 Hz,即每组实验中的每个赝热光场连续拍摄5次,将每组采集得到的图像数据,按照顺序提取出来,作为5组独立的数据以数字标记,例如a3表示第一组实验中CCD每秒记录的第3幅图片组。探测面

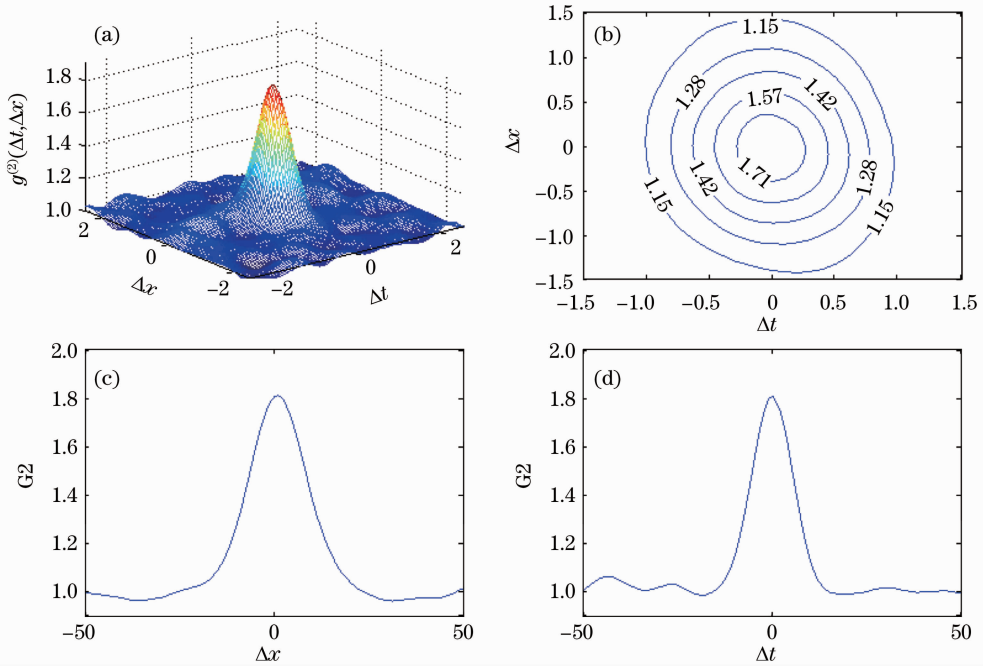


图4 (a)由a4处理得到强度涨落时空关联函数的3D图;(b)是(a)的等高线;(c)当 $\Delta t=0$ 时,在 $x-z$ 平面上的投影;
 (d)当 $\Delta x=0$ 时,在 $y-z$ 平面上的投影
 Fig.4 (a) 3D plot of the measured space-time correlation of intensity fluctuations of a4; (b) is the contour of (a);
 (c) projection on $x-z$ plane when $\Delta t=0$; (d) projection on $y-z$ plane when $\Delta x=0$

到液晶光阀的距离为 30 cm,激光光斑大小为 2.5 mm,波长 650 nm,合并像元数为 2,探测光场偏离中心光场 2 mm,由(10)式计算得到探测面处散斑场的大小为 6.5 mm,由(12)式计算得到探测面处零级亮斑同第一级亮斑相距 3.25 mm。对得到的实验数据进行处理后的结果如图 4,6,7 所示。

图 4 是将 CCD 1 和 CCD 2 的实验数据 a4 进行处理得到的结果,反映的是在同一组液晶光阀电压信息加载过程中,CCD 1 和 CCD 2 对同一幅加载图片所形成的赝热光场在同一时刻进行记录,所得散斑场的相关性。将图 4 同图 1 相比,可以看到,基于液晶光阀调制产生的赝热光场的性质,同理想的满足交叉谱纯条件的光源的性质十分相似。图 5 是文

献[30]中利用激光照射旋转的毛玻璃产生的散斑场的强度起伏时空关联函数的 3D 图和等高线。图 4(a)中 $g^{(2)}$ 为 1.8083,图 5(a)中 $g^{(2)}$ 只有 1.6 左右,说明用本方法所得散斑场,比用激光照射旋转的毛玻璃产生的散斑场的强度分布有着更剧烈的随机涨落特性。 $g^{(2)}$ 值之所以小于 2,从上面的分析可知,主要是由于干扰光场对所得散斑场的影响;此外,图 4(b)中等高线的对称性明显优于图 5(b)中等高线的对称性,说明利用本装置产生的赝热光源的交叉谱纯特性更佳,也就是说其时间和空间相干性是分离的。图 4(c)和(d)说明该光源的空间和时间相干曲线是高斯型的,满足真实热光场的相关特性。

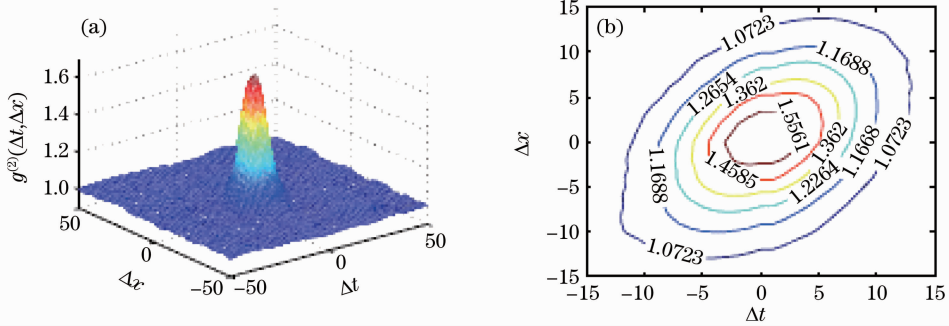


图 5 (a)测量得到由激光照射旋转的毛玻璃产生的散斑场的强度起伏时空关联函数的 3D 图;(b)是(a)的等高线
Fig. 5 (a) 3D plot of the measured space-time correlation of intensity fluctuations; (b) is the contour of (a)

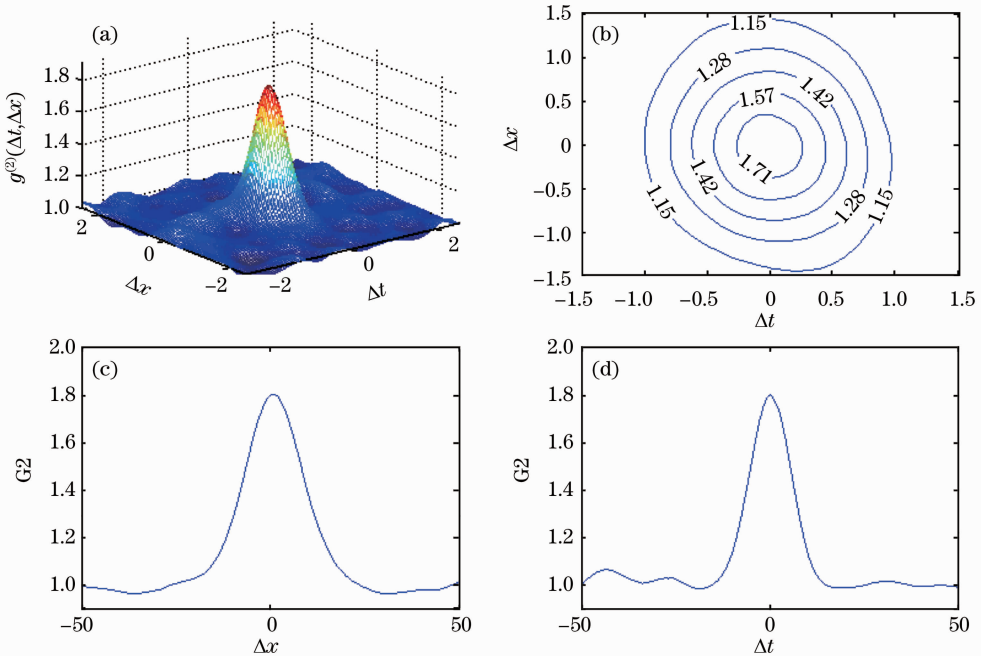


图 6 (a)由 a1 和 a4 处理得到的强度涨落时空关联函数的 3D 图;(b)是(a)的等高线;(c)当 $\Delta t=0$ 时,在 $x-z$ 平面上的投影;(d)当 $\Delta x=0$ 时,在 $y-z$ 平面上的投影

Fig. 6 (a) 3D plot of the measured space-time correlation of intensity fluctuations of a1 and a4; (b) is the contour of (a); (c) projection on $x-z$ plane when $\Delta t=0$; (d) projection on $y-z$ plane when $\Delta x=0$

图6是将CCD 1的实验数据a1和CCD 2的实验数据a4进行处理得到的结果,反映的是在同一组液晶光阀电压信息加载过程中,CCD 1和CCD 2对同一幅加载图片所形成的赝热光场在不同时刻进行记录,所得散斑场的相关性。从图6(a)中可以看到,虽然两次探测时间相隔近1 s,但相关性却非常高, $g^{(2)}=1.803$;图6(b)中等高线对称性非常好,说明在液晶光阀前后两幅图片变化的这段时间内,由于液晶光阀的调制特性不变,光场的空间分布也不变,即在这段时间内的任意时刻,探测得到的光场的空间分布是一致的,这更说明了利用这种方法得到的赝热光场,空间与时间相干性是可以分离的,即是

满足交叉谱纯条件的。因此,以液晶光阀刷新图片的间隔时间,作为所产生的赝热光场的相干时间,是非常合适的。

图7是将CCD 1的实验数据b3和CCD 2的实验数据a4进行处理得到的结果,反映的是在两组不同的液晶光阀电压信息加载过程中,CCD 1和CCD 2对同一幅加载图片所形成的赝热光场在不同时刻进行记录,所得散斑场的相关性,图7(a)中 $g^{(2)}=1.8062$,图7(b)中等高线对称性非常好,说明两组数据的相关性非常好。由此可以得出结论,液晶光阀的重复性非常好,在相同的光路下,只要加载的电压信息一致,调制后得到的光场的空间分布一致。

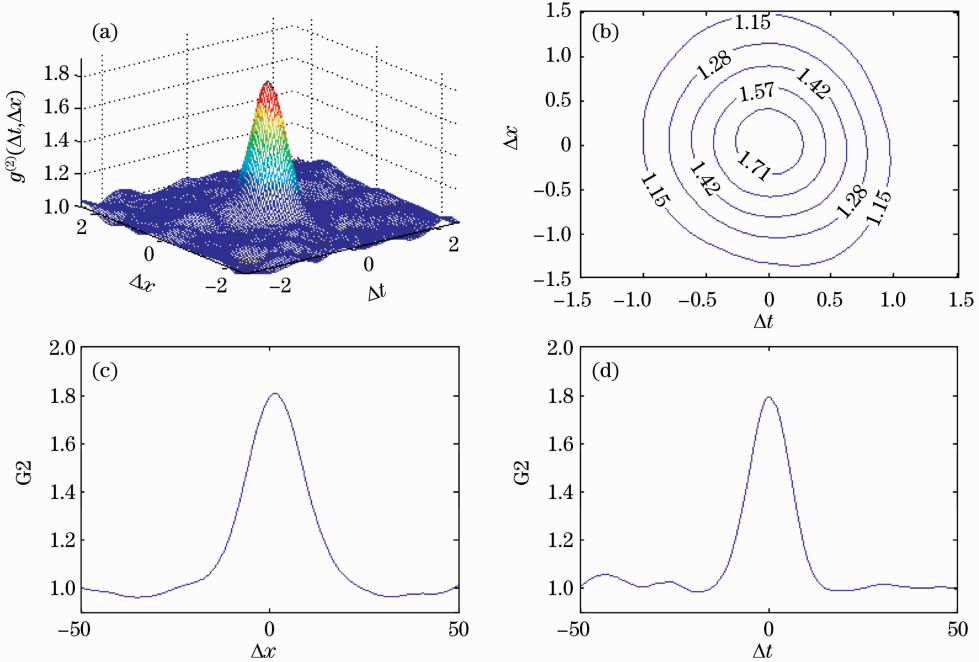


图7 (a)由a4和b3处理得到的强度涨落时空关联函数的3D图;(b)是(a)的等高线;(c)当 $\Delta t=0$ 时,在 $x-z$ 平面上的投影;(d)当 $\Delta x=0$ 时,在 $y-z$ 平面上的投影

Fig. 7 (a) 3D plot of the measured space-time correlation of intensity fluctuations of a4 and b3; (b) is the contour of (a); (c) projection on $x-z$ plane when $\Delta t=0$; (d) projection on $y-z$ plane when $\Delta x=0$

实验中测得当 h 为1,距离为4.5 m, $\lambda=650$ nm时,中心散斑场的尺寸为 $\Delta x=40$ cm,根据(10)式得到的理论计算值为 $\Delta x=39$ cm,基本相符。

4 结 论

提出了利用液晶光阀控制激光光束,产生赝热光场,并对基于这种方式的赝热光场的性质进行了理论模拟,并用实验进行了验证。采用基于液晶光阀得到的赝热光源交叉谱纯特性佳,重复性好,相干时间可控,并且得到的散斑场质量较高,为需要利用赝热光源的领域提供了一种新的方法^[32~35]。

致谢 感谢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的韩中生老师等给予本文的支持和帮助。

参 考 文 献

- 1 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): 3429~3432
- 2 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
- 3 Zhang Jiashen, Jin Weiqi. Ultra-weak light imaging-quantum imaging technology [J]. *Laser & Infrared*, 2007, **37**(6): 404~505

- 张加深, 金伟其. 极弱光成像——量子成像技术[J]. 激光与红外, 2007, **37**(6): 404~505
- 4 Wang Kaige, Cao Dezhong, Xiong Jun. Progress in correlated optics[J]. *Physics*, 2008, **37**(4): 223~232
- 汪凯戈, 曹德忠, 熊俊. 关联光学新进展[J]. 物理, 2008, **37**(4): 223~232
- 5 K. Wang, D.-Z. Cao. Subwavelength coincidence interference with classical thermal light[J]. *Phys. Rev. A.*, 2004, **70**(4): 041801
- 6 Y. Cai, Sh-Y. Zhu. Ghost interference with partially coherent radiation[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(23): 2716~2718
- 7 J. Xiong, D.-Z. Cao, F. Huang *et al.*. Experimental observation of classical subwavelength interference with a pseudo-thermal light source [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(17): 173601
- 8 D.-Z. Cao, J. Xiong, K. Wang. Geometrical optics in correlated imaging systems[J]. *Phys. Rev. A.*, 2005, **71**(1): 013801
- 9 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
- 10 Da Zhang, Yanhua Zhai, Lingan Wu *et al.*. Correlated two-photon imaging with true thermal light[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(18): 2354~2356
- 11 Wenlin Gong, Pengli Zhang, Xia Shen *et al.*. Ghost "pinhole" imaging in Fraunhofer region[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **95**(7): 071110
- 12 Zhang Minghui, Wei Qing, Shen Xia *et al.*. Statistical optics based numerical modeling of ghost imaging and its experimental approval[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1858~1866
- 张明辉, 魏青, 沈夏等. 基于统计光学的无透镜鬼成像数值模拟与试验验证[J]. 光学学报, 2007, **27**(10): 1858~1866
- 13 A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache *et al.*. Correlated imaging, quantum and classical[J]. *Phys. Rev. A.*, 2004, **70**(1): 013802
- 14 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
- 15 J. Cheng, S. S. Han. Incoherent coincidence imaging and its applicability in X-ray applied [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(9): 093903
- 16 L. Basano, P. Ottonello. Experiment in lensless ghost imaging with thermal light[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**(9): 091109
- 17 Y. J. Cai, F. Wang. Lensless imaging with partially coherent light[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **32**(3): 205~207
- 18 Ying Guanrong, Liu Honglin, Wei Qing *et al.*. Experimental investigation of intensity correlated three dimensional diffraction tomography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(10): 2786~2790
- 应关荣, 刘红林, 魏青等. 强度关联三维衍射层析的实验研究[J]. 光学学报, 2009, **29**(10): 2786~2790
- 19 Y. Bromber, O. Katz, Y. Silberberg. Ghost imaging with a single detector[J]. *Phys. Rev. A.*, 2009, **79**(5): 3840~3844
- 20 Zhang Jian, Fang Yun, Wu Liying *et al.*. Liquid crystal beam steering technologies [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(2): 325~334
- 张健, 方运, 吴丽莹等. 液晶光束偏转技术[J]. 中国激光, 2010, **37**(2): 325~334
- 21 Cai Dongmei, Yao Jun, Jiang Wenhan. Performance of liquid-crystal spatial light modulator using for wave-front correction[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 285~291
- 蔡东梅, 姚军, 姜文汉. 液晶空间光调制器用于波前校正的性能[J]. 光学学报, 2009, **29**(2): 285~291
- 22 Ma Haotong, Zhou Pu, Wang Xiaolin *et al.*. Near-field beam shaping based on liquid crystal spatial light modulator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(7): 2032~2036
- 马浩统, 周朴, 王小林等. 基于液晶空间光调制器的激光束近场整形[J]. 光学学报, 2010, **30**(7): 2032~2036
- 23 Huang Zhimeng, Luo Yongquan, Zhang Dayong *et al.*. Active phase control in laser coherent combination based on liquid crystal optical modulator [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(7): 1713~1716
- 黄智蒙, 骆永全, 张大勇等. 基于液晶光调制器的激光相干合成主动相位控制[J]. 中国激光, 2010, **37**(7): 1713~1716
- 24 Shen Xia, Zhang Minghui, Liu Honglin *et al.*. Research on the pulsed pseudo-thermal light [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2893~2898
- 沈夏, 张明辉, 刘红林等. 脉冲式赝热光源的实验研究[J]. 中国激光, 2009, **36**(11): 2893~2898
- 25 J. W. Goodman. Introduction to Fourier Optics [M]. Qin Kecheng, Liu Desen, Chen Jiabi *et al.*. Transl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2006
- 古德曼. 傅里叶光学导论[M]. 秦克诚, 刘德森, 陈家璧等译. 北京: 电子工业出版社, 2006
- 26 Zhao Kaihua, Zhong Xihua. Optics [M]. Beijing: Beijing University Press, 2002
- 赵凯华, 钟锡华. 光学[M]. 北京: 北京大学出版社, 2002
- 27 Qi Kangnan, Qin Kecheng, Cheng Lu. Introduction to Statistical Optics[M]. Tianjin: Nankai University Press, 1987
- 戚康男, 秦克诚, 程路. 统计光学导论[M]. 天津: 南开大学出版社, 1987
- 28 T. Yoshimura. Statistical properties of dynamic speckles[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, **3**(7): 1032~1054
- 29 J. W. Goodman. Statistical Optics[M]. New York: John Wiley-Sons Inc., 1985
- 30 H. Liu, J. Cheng, S. Han. Cross spectral purity and its influence on ghost imaging experiments [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **273**(1): 50~53
- 31 Qin Jiexin, Liu Shichao, Huang Genghua *et al.*. Ghost imaging with XY phase series space light modulator[C]. *SPIE*, 2010, **7846**: 78460F
- 32 A. C. Ji, Q. Sun, X. C. Xie *et al.*. Josephson effect for photons in two weakly linked microcavities[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(2): 023602
- 33 A. C. Ji, W. M. Liu, J. L. Song *et al.*. Dynamical creation of fractionalized vortices and vortex lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(1): 010402
- 34 Z. X. Liang, Z. D. Zhang, W. M. Liu *et al.*. Dynamics of a bright soliton in Bose-Einstein condensates with time-dependent atomic scattering length in an expulsive parabolic potential[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(5): 050402
- 35 W. M. Liu, B. Wu, Q. Niu. Nonlinear effects in interference of Bose-Einstein condensates[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(11): 2294~2297