

部分相干 X 光傅里叶变换鬼成像研究

谈志杰^{1,2}, 喻虹¹, 陆荣华¹, 赵鑫¹, 韩申生¹

¹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;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 鬼成像中通常是采用相干光辐照散射屏获取赝热光源,但是在 X 光波段,赝热光源的入射光为部分相干光,其空间部分相干性会对成像质量产生较大影响。采用高斯谢尔模型,理论分析了入射光的部分相干性对赝热 X 光二阶关联函数的影响,同时给出了基于统计光学的模拟结果,与理论结果吻合,均表明 X 光空间相干性会影响鬼成像的可见度和分辨率。在空间相干性有限的情况下,通过在散射屏前置尺寸与 X 光横向相干尺寸相当的针孔可以抑制部分相干性的影响,提高 X 光傅里叶变换鬼成像的可见度,将有利于实现 X 光傅里叶变换鬼成像技术的广泛应用。

关键词 成像系统; 鬼成像; X 光成像; 部分相干; 赝热光源

中图分类号 O434.19 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0411001

Study on Fourier-Transform Ghost Imaging with Partially Coherent X-Ray

Tan Zhijie^{1,2}, Yu Hong¹, Lu Ronghua¹, Zhao Xin¹, Han Shensheng¹

¹Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract In the ghost imaging, a pseudo-thermal light source is generated by illuminating a diffuser with coherent light. However, in the X-ray region, the incident light of a pseudo-thermal light source is partially coherent, and the spatially partial coherence of the light has a great influence on the imaging quality. The influence of the X-ray partial coherence on the second order correlation function of pseudo-thermal light source is analyzed theoretically using the Gaussian Schell model. The simulation results based on the statistical optics are also given. Both the theoretical and simulated results show that the visibility and resolution of the ghost imaging are influenced by the X-ray spatial coherence. In the case of limited spatial coherence, the visibility of X-ray Fourier-transform ghost imaging can be improved by using a pinhole in front of the diffuser, and the width of the pinhole should be equal to the transverse coherent length of the X-ray. It will be beneficial to achieve the wide applications of X-ray Fourier-transform ghost imaging.

Key words imaging systems; ghost imaging; X-ray imaging; partially coherent; pseudo-thermal light source

OCIS codes 110.6820; 340.7440; 030.1640; 030.6600

1 引 言

1995 年, Pittman 等^[1]利用自发参量下转换过程产生具有量子纠缠特性的信号光和闲置光,通过符合测量得到了待测物体的空间分布信息。这种现象被称为鬼成像(GI),或者强度关联成像,由于其全新的成像机理,随后受到越来越多的关注。起初,人们认为这是一种量子效应,然而 2002 年, Bennink 等^[2]利用经典热光源成功实现了 GI,此后,经典热光源的 GI 得到大量的理论证明和实验演示^[3-8]。2004 年, Cheng 等^[4]从

收稿日期: 2016-11-08; **收到修改稿日期:** 2016-12-16

基金项目: 国家自然科学基金重大项目(11627811)

作者简介: 谈志杰(1992—),男,硕士研究生,主要从事关联成像方面的研究。E-mail: tanzj@siom.ac.cn

导师简介: 喻虹(1978—),女,博士,副研究员,硕士生导师,主要从事关联成像方面的研究。

E-mail: yuhong@siom.ac.cn (通信联系人)

统计光学的角度出发,理论上证明了非相干光源可以实现 GI,并且提出了一种适用于 X 光的无透镜傅里叶变换强度关联成像(FGI)方法,从而为高分辨 X 光成像技术提供了一种新的思路。FGI 方法是采用空间非相干光源,在非涅耳区获取样品的傅里叶变换衍射谱,再通过反演得到样品的实空间像。相比于传统的 X 光吸收成像、相衬成像^[9-10]以及相干衍射成像^[11-12]等技术,X 光 FGI 的成像极限分辨率仅受限于波长,样品尺寸也不再局限于 X 光的横向相干尺寸。2006 年,Zhang 等^[13]采用波长 532 nm 的可见光实现了无透镜傅里叶变换鬼成像,并成功恢复出振幅型和相位型双缝样品。2007 年,Liu 等^[14]在频谱空间推导出傅里叶变换鬼成像公式,并研究了光源的交叉谱纯性对结果的影响^[15]。2012 年,Wang 等^[16]引入稀疏表象下信号获取与恢复的方法,提高了傅里叶变换鬼成像的采样效率和成像质量。2016 年,Yu 等^[17]利用上海同步辐射波长 0.1 nm 的 X 光,完成了 X 光 FGI 的原理演示实验,成功获得了 5 条 1 μm 细缝的振幅和相位分布。

GI 需要满足相干探测条件,即需要记录相干时间内的光场分布,然而真实热光的相干时间非常短,远远低于探测器的响应时间^[18],实验上大多采用赝热光代替真实热光。赝热光的产生通常是采用 Martienssen 等^[19]于 1964 年发明的方法,激光通过旋转散射屏,受到散射屏上无数细小颗粒调制后形成散斑场,通过调节散射屏的转速,实现相干时间可调^[20-22]。在目前的技术水平条件下,硬 X 光波段激光光源难以获得,现有的 X 光光源,如大型的同步辐射光源、小型的 X 光管,空间相干性都比较有限^[23-24]。在以前的 X 光 FGI 实验中,是通过在光路中放置狭缝阵列来获得近似空间相干光,而入射光的空间相干性对赝热光源的影响在此前的研究中并不多见。

本文考虑照射到散射屏上的入射光为部分相干光,采用高斯谢尔模型(GSM),从理论上推导了有限光斑的大小、有限相干尺寸的部分相干光通过散射屏到达探测面的二阶关联函数的解析表达,并给出解析表达的局限性。同时,通过基于统计光学的数值模拟方法,模拟了赝热 X 光光源的二阶关联函数及其 FGI 结果。具体分析了在散射屏前置针孔的方法,用以抑制部分相干性的影响,提高 FGI 衍射图像的可见度。通过分析针孔宽度对 FGI 衍射图样的影响,确定了在入射光相干尺寸确定的情况下针孔的宽度,这将有利于采用空间相干性有限的 X 光光源获取高质量的 X 光 FGI 傅里叶变换衍射图。

2 理论模型

光场的涨落特性由归一化的二阶关联函数说明。在观测平面上,对于两个时空点 x_{r1} 和 x_{r2} ,归一化的二阶关联函数被定义为^[25]

$$g^{(2)}(x_{r1}, x_{r2}) = \frac{\langle I_r(x_{r1}) I_r(x_{r2}) \rangle}{\langle I_r(x_{r1}) \rangle \langle I_r(x_{r2}) \rangle}, \quad (1)$$

式中 $\langle \dots \rangle$ 表示时间系综平均。归一化的二阶关联函数反映了热光场的涨落程度,热光场的涨落越无规, $g^{(2)}$ 值越高,而 GI 的可见度可以由归一化的二阶关联函数的峰值反映^[26]。对于 X 光管光源,X 光粒子是独立的,满足热光场的统计性质,满足交叉谱纯条件^[18]。同时由于赝热光场的相干时间可调,假设相干时间远大于探测器时间和光源到两探测器的延迟差,此时,赝热光场的空间相干性可以被独立对待^[15]。文中只讨论赝热光场空间相干性的影响。

如图 1 所示,常规的赝热光源是采用空间相干光辐照散射屏,在散射屏后方获得散斑场,在一个相干时间内探测器可以记录下稳定的散斑 I_r 。通过控制散射屏的运动,使其上每一点的复振幅 $E_c(x)$ 发生改变,以获得不同的散斑图样,实现多次测量,得到多幅散斑图,对其进行统计平均可以得到:

$$\langle I_r(x_r) \rangle = \iint dx_1 dx_2 \langle E_s(x_1) E_s^*(x_2) \rangle h_r(x_1, x_r) h_r^*(x_2, x_r), \quad (2)$$

式中 $h_r(x, x_r)$ 为散射屏平面到探测平面的脉冲响应函数,忽略与相位无关的常数项有:

$$h_r(x_s, x_r) = \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda d_r} (x_s - x_r)^2\right], \quad (3)$$

式中 $\langle E_s(x_1) E_s^*(x_2) \rangle$ 表示毛玻璃后表面一阶关联函数,该值由两部分组成:到达毛玻璃前表面的入射光的一阶关联函数 $J(x_1, x_2) = \langle E_0(x_1) E_0^*(x_2) \rangle$ 和毛玻璃上每一点的复振幅 $E_c(x)$ 为

$$\langle E_s(x_1) E_s^*(x_2) \rangle = \langle J(x_1, x_2) E_c(x_1) E_c^*(x_2) \rangle. \quad (4)$$

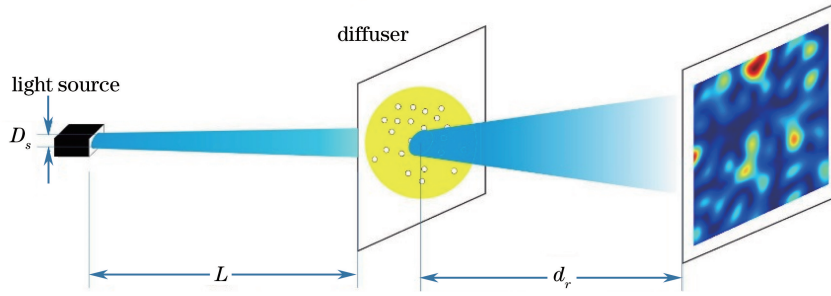


图 1 赝热光示意图

Fig. 1 Schematic of pseudo-thermal light

当入射光为空间相干光时,照射到毛玻璃前表面的一阶关联函数恒为 1。然而,X 光管发出的 X 光不具备空间相干性,根据范西特-泽尼克定理,X 光传播一定距离后会具有一定的空间相干性,成为部分相干光^[27]。部分相干光场中任意两点场强 $E_0(x_{01})$ 和 $E_0(x_{02})$ 的一阶关联函数 $J(x_{01}, x_{02}) = \langle E_0(x_{01}) E_0^*(x_{02}) \rangle$ 的值介于 0 到 1 之间。

散射屏由大量随机分布的散射颗粒组成,将会对光束产生调制,形成散斑。X 光自身也存在光场涨落,但由于 X 光管出射的 X 光自身的相干时间非常短,为皮秒量级,远远小于现有探测器的响应时间,因此,单次测量中,X 光自身的涨落无法被探测器记录。探测器仅记录到由散射屏造成的光场涨落,散射屏未发生变化时探测器能够记录稳定的散斑图样。故在(4)式中,计算散射屏后表面一阶关联时,可以将 X 光自身的一阶关联函数 $J(x_1, x_2)$ 看作与测量次数无关的量,移出 $\langle \dots \rangle$ 。故(2)式可以写为

$$\langle I_r(x_r) \rangle = \iint dx_1 dx_2 J(x_1, x_2) \langle E_c(x_1) E_c^*(x_2) \rangle h_r(x_1, x_r) h_r^*(x_2, x_r), \quad (5)$$

同理:

$$\langle I_r(x_{r1}) I_r(x_{r2}) \rangle = \iiint dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 J(x_1, x_2) J(x_3, x_4) \langle E_c(x_1) E_c^*(x_2) E_c(x_3) E_c^*(x_4) \rangle \times h_r(x_1, x_{r1}) h_r^*(x_2, x_{r1}) h_r(x_3, x_{r2}) h_r^*(x_4, x_{r2}). \quad (6)$$

由于散射屏上存在大量起伏随机涨落的散射颗粒,根据中心极限定律,散射屏上每一点的复振幅 $E_c(x)$ 将满足圆复高斯分布,由高斯矩定理^[18],有:

$$\langle E_c(x_1) E_c^*(x_2) E_c(x_3) E_c^*(x_4) \rangle = \langle E_c(x_1) E_c^*(x_2) \rangle \langle E_c(x_3) E_c^*(x_4) \rangle + \langle E_c(x_1) E_c^*(x_4) \rangle \langle E_c(x_3) E_c^*(x_2) \rangle, \quad (7)$$

同时,假设散射屏上的颗粒大小足够小, $E_c(x)$ 可以近似看作平稳的 δ 相关过程:

$$\langle E_c(x_1) E_c^*(x_2) \rangle = \delta(x_1, x_2), \quad (8)$$

将(7)式和(8)式代入到(5)式和(6)式中,化简之后再代入(1)式可以得到:

$$g^{(2)}(x_{r1}, x_{r2}) = 1 + \frac{\iint dx_1 dx_2 J^2(x_1, x_2) h_r(x_1, x_{r1}) h_r^*(x_2, x_{r1}) h_r(x_2, x_{r2}) h_r^*(x_1, x_{r2})}{\left| \int dx J(x, x) \right|^2}. \quad (9)$$

考虑光斑为有限大小,到达散射屏面的部分相干光可以用 GSM 光束模拟^[28-29]。GSM 光束任意两点 x_{01} 和 x_{02} 的一阶关联函数可以表示为

$$J(x_{01}, x_{02}) = \exp\left[-\frac{x_{01}^2 + x_{02}^2}{4\sigma_l^2} - \frac{(x_{01} - x_{02})^2}{2\sigma_g^2}\right], \quad (10)$$

式中 σ_l 为散射屏上的光斑大小; $\sigma_g = \lambda L / D_s$ 为散射屏上的横向相干尺寸,其大小由 X 光管发出的光的宽度 D_s 和传播距离 L 决定。

将(10)式代入到(9)式可得:

$$g^{(2)}(x_{r1}, x_{r2}) = 1 + \sqrt{\frac{4}{1 + 4\sigma_l^2/\sigma_g^2}} \exp\left[-\frac{(x_{r1} - x_{r2})^2}{(\lambda d_r)^2 (\sigma_g^2 + 4\sigma_l^2) / 8\sigma_l^2 \sigma_g^2}\right]. \quad (11)$$

从(11)式可以发现,当 $x_{r1}=x_{r2}$ 时, $g^{(2)}$ 将取得最大值 $1+\sqrt{4/(1+4\sigma_l^2/\sigma_g^2)}$ 。当入射光大小 σ_l 接近无穷大时, $g^{(2)}$ 的最大值为 1, 也就是当光源大小无穷大的时候, 鬼成像的可见度为 0。同样, 当 $\sigma_g=0$ 时, 也就是照射到散射屏上的光不具有空间相干性时, $g^{(2)}$ 的最大值同样为 1, 无法关联出图像。所以, 为了能够关联出物体的信息, σ_l 和 σ_g 必须为有限大小。需要注意的是, (11)式中 $g^{(2)}$ 的最大值超过了理论最大值 2^[25], 这是因为, 当 σ_g 与 σ_l 相当的时候, 入射光已经不能看作部分相干光, GSM 光束模型将不再适用, 此时, (11)式得到的结果将与实际情况产生较大偏差。

由(11)式还可知, 到达观测平面的散斑尺寸 $d_{sp}=\lambda d_r \sqrt{(\sigma_g^2+4\sigma_l^2)/8\sigma_g^2\sigma_l^2}$ 。当 $\sigma_l \gg \sigma_g$ 时, 散斑尺寸 $d_{sp}=\lambda d_r/(\sqrt{2}\sigma_g)$, 与入射光相干尺寸 σ_g 成反比。

3 光源模拟分析

3.1 赝热 X 光源

图 2 和图 3 分别为在入射光宽度 σ_l 一定的情况下, 二阶关联函数 $g^{(2)}$ 的最大值和到达探测平面的散斑尺寸 d_{sp} 随着入射光相干尺寸 σ_g 变化的曲线图。探测面的散斑尺寸对应于 $g^{(2)}$ 的宽度。其中, 蓝色虚线显示的是基于统计光学原理的数值模拟^[30-31], 红色实线是根据(11)式给出的理论计算结果。模拟的参数设定为: 光源为波长 1 nm 的软 X 光, 入射光宽度 $\sigma_l=100 \mu\text{m}$, 传播距离为 10 cm, σ_g 从 4 μm 变化到 80 μm , 采样次数为 5000 次。从图 2 和图 3 中可以看出, 模拟结果与理论结果比较吻合, 而照射到散射屏上的部分相干光的相干尺寸 σ_g 大至与光斑大小相干时, 理论结果相比模拟结果开始出现较大的误差。

从图 2 中可以看出, 二阶关联函数 $g^{(2)}$ 的最大值随着入射光相干尺寸的增大而增大, 这意味着随着入射光相干性的增强, 鬼成像的可见度逐渐提高。当相干性足够强的情况下, 可以将照射到散射屏上的光看作完全相干光, 热光场二阶关联函数 $g^{(2)}$ 的峰值将达到理论最大值 2。

从图 3 可以看出, 随着入射光到达散射屏面上的相干尺寸 σ_g 的增大, 探测面上的散斑尺寸 d_{sp} 减小, 意味着探测面上 $g^{(2)}$ 的宽度越窄, 鬼成像中能够获得越高的成像分辨率。当散射屏面上的相干尺寸增大到一定程度时, 探测面上的散斑尺寸变化趋势变缓, 趋于稳定, 这是由于入射光大小为有限值, 探测面散斑尺寸会受到光斑大小 σ_g 的影响。

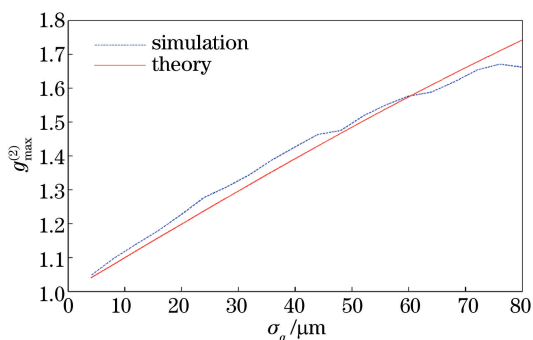


图 2 光场的二阶关联函数的最大值和散射屏面上相干尺寸的关系

Fig. 2 Relationship between the maximum value of second-order correlation function and the spatial coherence in the diffuser plane

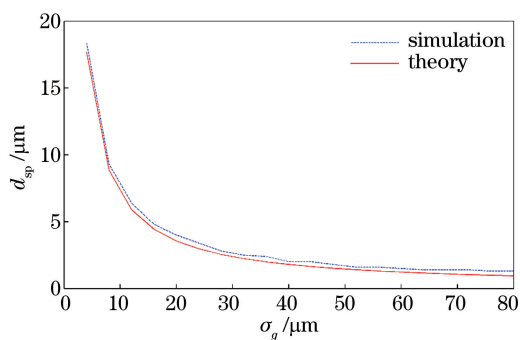


图 3 探测面散斑尺寸和散射屏面上相干尺寸的关系

Fig. 3 Relationship between the speckle size in the detector plane and the spatial coherence in the diffuser plane

3.2 加针孔赝热 X 光源

在鬼成像中, 为了得到高可见度、高分辨率的结果, 需要光源的二阶关联函数 $g^{(2)}$ 的最大值趋于 2, 且宽度足够窄。然而, X 光管发出的 X 光为空间非相干光, 传播一定距离到达散射屏面成为部分相干光, 当部分相干 X 光的横向相干尺寸较小的时候, 在观测平面上的 $g^{(2)}$ 峰值较低、宽度较宽, 不利于进行鬼成像。为了抑制光源部分相干性的影响, 在已有实验^[17]的基础上具体分析了在散射屏前增加针孔抑制部分相干性的作用。

在散射屏面增加宽度为 D 的针孔,当 D 与 σ_g 相等时,到达散射屏的光束将不再适合使用 GSM 光进行近似,对散射屏面的一阶关联函数进行模拟:

$$J(x_{01}, x_{02}) = \text{rect}\left(\frac{x_{01}}{D}\right) \text{rect}\left(\frac{x_{02}}{D}\right) \exp\left[-\frac{(x_{01} - x_{02})^2}{2\sigma_g^2}\right], \quad (12)$$

将(12)式代入到(9)式中,无法通过解析得到结果。图 4(a)和(b)给出了在散射屏前加针孔的模拟结果,从图中可以看出,观察平面上的 $g^{(2)}$ 峰值有了明显的提高,这说明加针孔可以抑制部分相干性的影响,提高鬼成像的可见度。图 4(c)和(d)给出了同步辐射实验条件下^[17]加针孔和不加针孔时获得的二阶关联函数曲线图。从图 4(c)可以看到,在不加针孔的情况下, $g^{(2)}$ 几乎淹没在噪声中,其峰值仅为 1.02 左右,而加了针孔之后, $g^{(2)}$ 的峰值接近 1.6,相比于不加针孔的情况有了很大的提高,如图 4(d)所示。

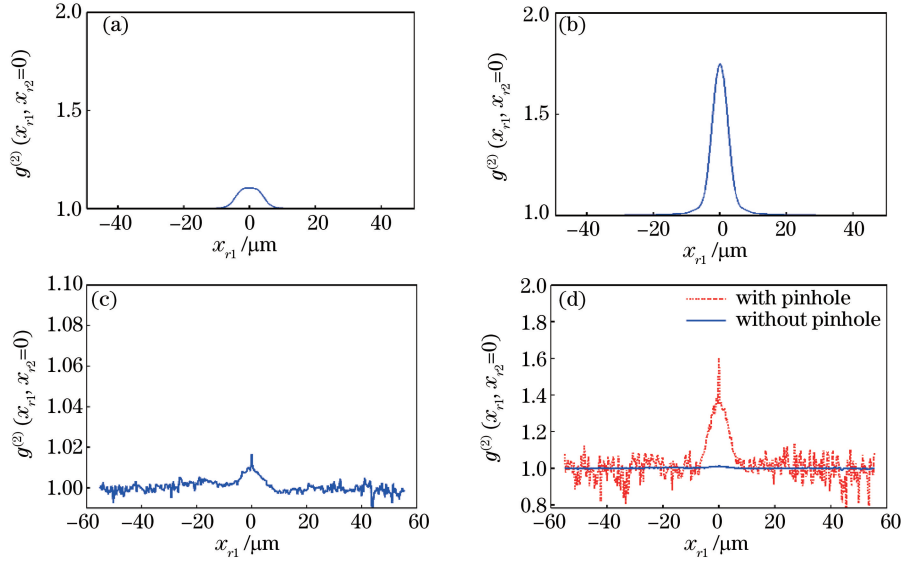


图 4 探测面的二阶关联函数。(a) 无针孔模拟结果; (b) 有针孔模拟结果; (c) 无针孔实验结果; (d) 有针孔与无针孔实验结果对比

Fig. 4 Second-order correlation function in the detector plane. (a) Simulated result without pinhole; (b) simulated result with pinhole; (c) experimental result without pinhole; (d) comparison of experimental results with pinhole and without pinhole

图 5 和图 6 进一步说明了在散射屏面增加针孔的作用。图 5 和图 6 分别展示的是二阶关联函数的最大值和探测平面相干尺寸随着针孔宽度变化的函数关系。图中“·”线、“*”线和“+”线条分别代表入射光相干尺寸为 20, 50 和 70 μm 的情况。针孔的宽度越小,针孔内光束空间相干性越好, $g^{(2)}$ 的最大值越接近 2。然而,针孔宽度小于散射屏面上的相干尺寸 σ_g 时,观测面上的散斑尺寸 d_{sp} 将直接受到针孔宽度的影响,并随着针孔宽度的减小而快速增大,从而限制鬼成像分辨率。而针孔宽度大于 σ_g 时, d_{sp} 将主要受到 σ_g 的影

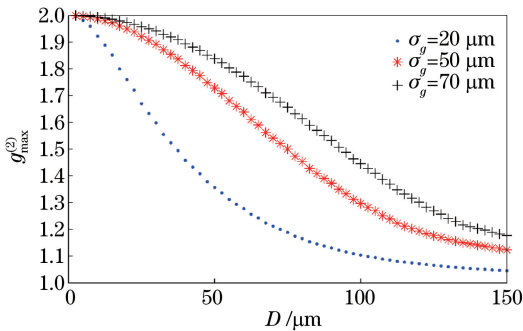


图 5 光场的二阶关联函数的最大值和针孔宽度的关系
Fig. 5 Relationship between the maximum value of second-order correlation function and the width of pinhole

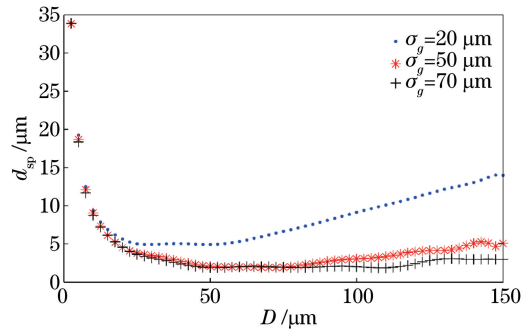


图 6 探测面散斑尺寸和针孔宽度的关系
Fig. 6 Relationship between the speckle size in the detector plane and the width of pinhole

响,变化较小。

针孔的宽度越小,可见度越高。同时,当针孔宽度低于入射光相干尺寸时,会使图像失真。因此,针孔的宽度应该与入射光相干尺寸相当,此时入射光可以近似看成完全相干光。

4 傅里叶变换鬼成像模拟分析

图 7 为傅里叶变换鬼成像原理图,赝热光源由入射光通过散射屏获得,赝热光场经过分束器分成两束光束:一束称为探测臂,光束经过待测透射物体后由点探测器 D_t 接受,该探测器记录不同时刻强度信息为 $I_t(x_t)$;另一束称为参考臂,光束直接到达具有空间分辨能力的面探测器 D_r ,其对应时刻记录的光强分布信息为 $I_r(x_r)$ 。通过对探测臂和参考臂光强涨落的关联测量可以得到物体的信息。

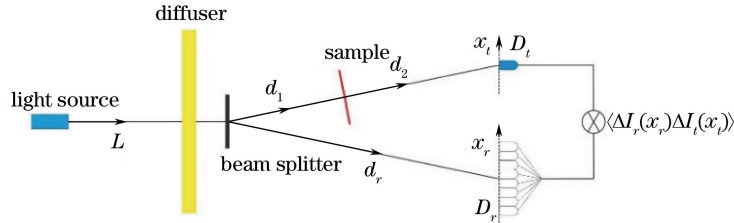


图 7 FGI 原理图

Fig. 7 Scheme for FGI

通过之前的分析,对于 X 光 FGI,入射到散射屏面上的光为部分相干光,且二阶关联函数为 $J(x_{01}, x_{02})$ 。参考臂与探测臂光场强度起伏之间的二阶关联函数可以表示为

$$\Delta G^{(2)}(x_r, x_t) = \langle \Delta I_r(x_r) \Delta I_t(x_t) \rangle = \langle I_r(x_r) I_t(x_t) \rangle - \langle I_r(x_r) \rangle \langle I_t(x_t) \rangle = \iint dx_1 dx_2 J^2(x_1, x_2) h_r(x_1, x_r) h_r^*(x_2, x_r) h_t(x_2, x_t) h_t^*(x_1, x_t), \quad (14)$$

式中参考臂的脉冲响应函数 $h_r(x_s, x_r)$ 由(3)式得出,探测臂的脉冲响应函数为

$$h_t(x_s, x_t) = \int x \frac{\exp(-ikd_1)}{i\lambda d_1} \exp\left[\frac{-i\pi}{\lambda d_1}(x_s - x)^2\right] t(x) \frac{\exp(-ikd_2)}{i\lambda d_2} \exp\left[\frac{-i\pi}{\lambda d_2}(x - x_t)^2\right], \quad (15)$$

将(12)、(3)和(15)式代入(14)式中,可以得到在有针孔情况下的成像结果。由于无法得到解析结果,因此文中仅给出模拟结果。在鬼成像中,虽然本底 $\langle I_r(x_r) \rangle \langle I_t(x_t) \rangle$ 为常数,不影响成像质量,但却与可见度密切相关,鬼成像的可见度定义为

$$v = \left[\frac{\Delta G^{(2)}(x_r, x_t)}{\langle I_r(x_r) \rangle \langle I_t(x_t) \rangle} \right]_{\max}. \quad (16)$$

图 8 给出了 FGI 的模拟结果,使用与上文相同的模拟方法。模拟中待测物体缝宽为 $10 \mu\text{m}$,双缝间隔为 $3 \mu\text{m}$,散射屏到物体的距离 $d_1 = 10 \text{ cm}$,物体探测臂的距离 $d_2 = 30 \text{ cm}$,参考臂的距离 $d_r = 40 \text{ cm}$,满足 FGI 的条件 $d_1 + d_2 = d_r$ ^[4]。入射光的相干尺寸 $\sigma_g = 50 \mu\text{m}$ 。其中图 8(a)中针孔宽度为 $20 \mu\text{m}$,小于入射光相干尺寸,针孔内光束空间相干性较好,可见度高。然而此时针孔较小,由分析可知,针孔越小,到达物面的散斑尺寸越大。由于物面的散斑尺寸将影响探测器上单个像素点接收的频谱信息的宽度^[14],较大的物面散斑尺寸会造成分辨率的降低,如图 8(a)所示。图 8(b)中针孔宽度为 $50 \mu\text{m}$,与入射光相干尺寸相当,其干涉条纹可见度约为 0.25。而图 8(c)中针孔宽度为 $70 \mu\text{m}$,干涉条纹可见度仅约 0.15,可以看出,针孔越小,抑制部分相干性的作用越强,鬼成像的可见度越高,与之前的结论相符合。图 8(d)是宽度为 $50 \mu\text{m}$ 的相干光入射 FGI 衍射图样。从图 8(b)和(d)的对比中可以看出,当针孔宽度与入射光相干尺寸相当时,可以将入射到散射屏面上的部分相干光看作完全相干光。

鬼成像的信噪比为^[32]

$$R_{\text{SN}} = \sqrt{\frac{\langle I_r(x_r) \rangle \langle I_t(x_t) \rangle}{\Delta G^{(2)}(x_r, x_t)}}, \quad (17)$$

可以看出,针孔宽度减小不仅提高可见度,还会在一定程度上降低图像信噪比。因此,实际针孔宽度不能太

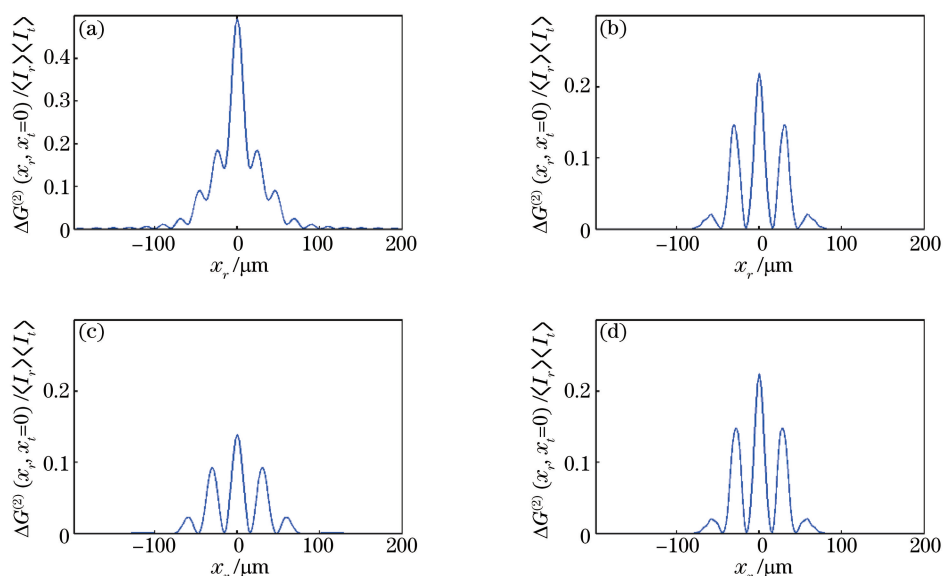


图 8 双缝的关联衍射条纹。(a) $D=20\ \mu\text{m}$; (b) $D=50\ \mu\text{m}$; (c) $D=70\ \mu\text{m}$; (d) $D=50\ \mu\text{m}$, 相干光入射

Fig. 8 Diffraction fringes of the double slit. (a) $D=20\ \mu\text{m}$; (b) $D=50\ \mu\text{m}$; (c) $D=70\ \mu\text{m}$;

(d) $D=50\ \mu\text{m}$, coherent light incident

小,而针孔宽度又与入射光相干尺寸相当,这就需要入射光相干尺寸不能太小。

5 结 论

应用部分相干光理论研究了 X 光傅里叶变换鬼成像,使用 GSM,从理论上分析了 X 光部分相干性对赝热光源二阶关联函数的影响。X 光横向相干尺寸越大,即空间相干性越好,二阶关联函数的峰值越高,宽度越窄,这将有助于提高鬼成像可见度及成像质量。并给出基于统计光学的数值模拟结果,与理论结果吻合。

在 X 光空间相干性确定的情况下,可以通过在散射屏面增加针孔的方法提高图像的可见度。从赝热光源二阶关联函数的数值模拟中可以得出,针孔宽度逐渐减小时,二阶关联函数的峰值逐渐提高,然而,当针孔宽度小于光源横向相干尺寸时,二阶关联函数的宽度变宽,意味着会影响鬼成像的分辨率。最后通过对 X 光傅里叶变换鬼成像的数值模拟,进一步说明了上述的结论。因此,当针孔宽度与 X 光横向相干尺寸相等时,可以获取高质量的 X 光 FGI 傅里叶变换衍射图,有利于采用空间相干性有限的 X 光光源实现傅里叶变换鬼成像技术的广泛应用,同时对于研制小型化 X 光傅里叶变换鬼成像系统具有重要意义。

参 考 文 献

- [1] Pittman T B, Shih Y H, Strekalov D V, *et al.* Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement[J]. Phys Rev A, 1995, 52(5): R3429-R3432.
- [2] Bennink R S, Bentley S J, Boyd R W. "Two-Photon" coincidence imaging with a classical source[J]. Phys Rev Lett, 2002, 89(11): 113601.
- [3] Cai Y, Zhu S Y. Ghost interference with partially coherent radiation[J]. Optics Letters, 2004, 29(23): 2716-2718.
- [4] Cheng J, Han S. Incoherent coincidence imaging and its applicability in X-ray diffraction[J]. Phys Rev Lett, 2004, 92(9): 093903.
- [5] Gatti A, Brambilla E, Bache M, *et al.* Ghost imaging with thermal light: comparing entanglement and classical correlation[J]. Phys Rev Lett, 2004, 93(9): 093602.
- [6] Zhang D, Zhai Y, Wu L, *et al.* Correlated two-photon imaging with true thermal light[J]. Optics Letters, 2005, 30(18): 2354-2356.
- [7] Wang Kaige, Cao Dezhong, Xiong Jun. Progress in correlated optics[J]. Physics, 2008, 37(04): 223-232. 汪凯戈, 曹德忠, 熊俊. 关联光学新进展[J]. 物理, 2008, 37(04): 223-232.
- [8] Cao Fei, Shi Jianhong, Yang Ying, *et al.* Correspondence ghost imaging via photon counting based on digital micromirror device[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(1): 0111004.

- 曹 飞, 石剑虹, 杨 莹, 等. 基于数字微镜器件的光子计数对应鬼成像[J]. 光学学报, 2016, 36(1): 0111004.
- [9] Davis T J, Gao D, Gureyev T E, *et al.* Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays[J]. Nature, 1995, 373(6515): 595-598.
- [10] Yao S H, Fan J D, Zong Y B, *et al.* Equally sloped X-ray microtomography of living insects with low radiation dose and improved resolution capability[J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(12): 123702.
- [11] Miao J W, Charalambous P, Kirz J, *et al.* Extending the methodology of X-ray crystallography to allow imaging of micrometre-sized non-crystalline specimens[J]. Nature, 1999, 400(6742): 342-344.
- [12] Fan J D, Sun Z B, Zhang J, *et al.* Quantitative imaging of single unstained magnetotactic bacteria by coherent X-ray diffraction microscopy[J]. Analytical Chemistry, 2015, 87(12): 5849-5853.
- [13] Zhang M H, Wei Q, Shen X, *et al.* Lensless Fourier-transform ghost imaging with classical incoherent light[J]. Phys Rev A, 2007, 75(2): 021803.
- [14] Liu H, Cheng J, Han S. Ghost imaging in Fourier space[J]. Journal of Applied Physics, 2007, 102(10): 103102.
- [15] Liu H, Cheng J, Han S. Cross spectral purity and its influence on ghost imaging experiments [J]. Optics Communications, 2007, 273(1): 50-53.
- [16] Wang H, Han S S. Coherent ghost imaging based on sparsity constraint without phase-sensitive detection [J]. Europhysics Letters, 2012, 98(2): 24003.
- [17] Yu H, Lu R, Han S S, *et al.* Fourier-transform ghost imaging with hard X rays[J]. Phys Rev Lett, 2016, 117(11): 113901.
- [18] Goodman J W. Statistical optics[M]. New York: Wiley Classics Library Edition, 1986: 576-577.
- [19] Martienssen W, Spiller E. Coherence and fluctuations in light beams[J]. American Journal of Physics, 1964, 32(12): 919-926.
- [20] Zhang D J, Tang Q, Wu T F, *et al.* Lensless ghost imaging of a phase object with pseudo-thermal light[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(12): 121113.
- [21] Tian N, Guo Q C, Wang A L, *et al.* Fluorescence ghost imaging with pseudothermal light[J]. Optics Letters, 2011, 36(16): 3302-3304.
- [22] Kandjani S A, Kheradmand R, Dadashzadeh N. Ghost imaging with pseudo-thermal light [C]. 13th International Conference on Transparent Optical Networks, 2011, 1416(1): 1-4.
- [23] Qi Juncheng, Ye Linlin, Chen Rongchang, *et al.* Coherence of X-ray in the third synchrotron radiation source[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(10): 104202.
戚俊成, 叶琳琳, 成荣昌, 等. 第三代同步辐射光源 X 射线相干性测量研究[J]. 物理学报, 2014, 63(10): 104202.
- [24] Guo J C, Zhou B, Xin L, *et al.* An X-ray tube of high radiation flux and spatial coherence[J]. Journal of Shenzhen University Science & Engineering, 2011, 28(4): 311-315.
- [25] Barton G. The quantum theory of light[J]. Physics Bulletin, 1974, 25(3): 103-104.
- [26] 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.
- [27] Born M, Wolf E. Principles of optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999: 432-433.
- [28] Collett E, Wolf E. Is complete spatial coherence necessary for the generation of highly directional light beams? [J]. Optics Letters, 1978, 2(2): 27-29.
- [29] Foley J T, Zubairy M S. The directionality of gaussian Schell-model beams[J]. Optics Communications, 1978, 26(3): 297-300.
- [30] 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实验验证[J]. 光学学报, 2007, 27(10): 1858-1866.
- [31] Chen Mingliang, Li Enrong, Wang Hui, *et al.* Ghost imaging based on sparse array pseudothermal light system[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(5): 0503001.
陈明亮, 李恩荣, 王 慧, 等. 基于稀疏阵赝热光系统的强度关联成像研究[J]. 光学学报, 2012, 32(5): 0503001.
- [32] Gatti A, Bache M, Magatti D, *et al.* Coherent imaging with pseudo-thermal incoherent light[J]. Journal of Modern Optics, 2005, 53(5-6): 739-760.