

# 视场外激光对空间相机的干扰机制研究

沈振民 尚卫东 陶宇亮 杨居奎

北京空间机电研究所激光工程技术研究室, 北京 100094

**摘要** 离轴激光对相机的干扰主要由激光衍射效应和散斑干涉效应引起。为此,分别建立了视场外激光衍射模型和激光散斑干涉模型,分析了不同参数条件下面阵空间相机接收的激光衍射图像和激光散斑图像,其中参数包括光束入射角、透镜口径、焦距以及 $F$ 数。分析和比较了不同参数下两种干扰机制对空间相机的干扰影响。当激光垂直入射到空间相机时,激光衍射效应对相机的干扰占主导地位;当激光倾斜入射时,激光散斑干涉效应占主导地位。

**关键词** 激光光学; 激光干扰; 激光衍射; 激光散斑; CCD相机; 离轴激光干扰

中图分类号 TN249 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP53.101405

## Study on the Laser Outside of the Field of View Disturbing the Space Camera

Shen Zhenmin Shang Weidong Tao Yuliang Yang Jukui

Laboratory of Laser Engineering and Technology, Beijing Institute of Space Mechanics & Electricity,  
Beijing 100094, China

**Abstract** The off-axis laser disturbance on the camera is mainly caused by the laser diffraction and laser speckle interference. The models of the laser diffraction and the laser speckle interference are built respectively. The image of laser diffraction and laser speckle on the camera are analyzed under different parameters conditions, including the angle of incidence of laser beam, the caliber of lens, and the focal length of lens and  $F$  number. The effects of disturbing the camera by the laser diffraction and laser speckle interference are analyzed and compared at different parameters. The laser diffraction effect on the camera is significant when the laser beams are vertical incident to the space camera. The laser speckle interference effect becomes the leading role when the laser beams are oblique incident to the space camera.

**Key words** laser optics; laser disturbing; laser diffraction; laser speckle; CCD camera; off-axis laser disturbing

**OCIS codes** 140.3330; 290.5845; 290.5880; 040.1520

## 1 引言

激光干扰是对抗光电成像设备的重要手段。空间相机位于卫星平台上,属于弱信号光探测机制,其光学系统对激光具有很大的光学增益,极易造成空间相机光电探测单元的干扰和破坏<sup>[1-3]</sup>。

从激光入射角度来分,可分为视场内干扰和视场外干扰。视场内干扰是指激光束入射到光电探测系统的视场内,其光斑或像点直接落在探测器表面而造成对相机的干扰。视场外干扰是指激光束入射到光电探测系统的视场外,激光束的几何像点落在探测器表面之外时造成对相机的干扰<sup>[4-6]</sup>。视场外干扰由激光束通过光学系统时的衍射和散射引起。在实际应用中,激光束较难对准空间相机以视场内入射,大多数情况下以视场外干扰为主。

本文旨在从理论上建立视场外激光干扰模型,即激光衍射模型和激光散斑干涉模型。

## 2 激光衍射模型

光的衍射分为菲涅耳衍射和夫琅禾费衍射,前者属于近场衍射,后者属于远场衍射。夫琅禾费衍射的衍

收稿日期: 2016-05-28; 收到修改稿日期: 2016-05-30; 网络出版日期: 2016-09-23

作者简介: 沈振民(1983—),男,博士,工程师,主要从事激光应用方面的研究。E-mail: szm@bit.edu.cn

射屏和观察屏的距离相当远,在实际中为观察夫琅禾费衍射需在衍射屏后方放置正透镜,在正透镜的焦平面处放置观察屏,即可观察到夫琅禾费衍射图样<sup>[7-8]</sup>。空间相机对远距离目标进行成像,其像面在其焦平面附近,因此,当激光束入射到空间相机时会在探测器上产生夫琅禾费衍射图样。

从空间相机结构上分,衍射模式有单次衍射模式和二次衍射模式。单次衍射模式是外场辐射由主镜边缘衍射入视场。二次衍射模式是外场辐射经系统入口(外遮光罩外端口)和主镜边缘两次衍射进入视场。本文从单次衍射模式入手,即认为发生的是圆孔夫琅禾费衍射。设圆孔法线平行于 $z$ 轴,振幅为 $A$ 的平面波入射到半径为 $a$ 的圆孔,如图1所示,则照明函数可表示为<sup>[9]</sup>

$$e(x, y) = A \exp(ikx \sin \theta_0) = A \exp \left[ i \left( 2\pi \frac{\sin \theta_0}{\lambda} x \right) \right], \quad (1)$$

式中 $\theta_0$ 为入射光束与 $z$ 轴的夹角, $k$ 为光波矢量, $\lambda$ 为光波长。

$$\text{令 } \frac{\sin \theta_0}{\lambda} = u_0, \text{ 则照明函数变为 } e(x, y) = A \exp [i(2\pi u_0 x)]。$$

衍射屏是半径为 $a$ 的圆孔,孔径函数可以写为

$$t(x, y) = \text{circ} \left( \frac{r}{a} \right)。 \quad (2)$$

因此,衍射屏上的复振幅分布函数为

$$\tilde{E}(x, y) = e(x, y)t(x, y) = A \text{circ} \left( \frac{r}{a} \right) \exp [i(2\pi u_0 x)]。 \quad (3)$$

观察屏与衍射屏上的复振幅分布函数互为傅里叶变化关系,则观察屏上复振幅分布函数为

$$\begin{aligned} \tilde{E}(u, \nu) &= C\mathcal{F}[e(x, y)t(x, y)] = C\mathcal{F}[e(x, y)] \otimes \mathcal{F}[t(x, y)] = C\mathcal{F}\{A \exp [i(2\pi u_0 x)]\} \otimes \mathcal{F}\left[\text{circ} \left( \frac{r}{a} \right)\right] = \\ &= CAa \frac{J_1(2\pi a \sqrt{u^2 + \nu^2})}{\sqrt{u^2 + \nu^2}} \otimes \delta(u - u_0) = CAa \frac{J_1[2\pi a \sqrt{(u - u_0)^2 + \nu^2}]}{\sqrt{(u - u_0)^2 + \nu^2}}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $C$ 为常数, $\mathcal{F}$ 表示傅里叶变换, $J_1$ 表示一阶贝塞尔函数, $u = x/(\lambda f)$ , $\nu = y/(\lambda f)$ , $u_0 = \sin \theta_0/\lambda$ , $f$ 是光学系统焦距。

$$\text{令 } \sqrt{(u - u_0)^2 + \nu^2} = \omega, \text{ 则}$$

$$\tilde{E}(u, \nu) = CAa J_1(2\pi a \omega) / \omega = 2\pi Ca^2 A J_1(\varphi) / \varphi, \quad (5)$$

式中 $\varphi = 2\pi a \omega$ 。

因此,圆孔夫琅禾费衍射的光强可表示为

$$I = |\tilde{E}(u, \nu)|^2 = (\pi CAa^2)^2 \left[ \frac{2J_1(\varphi)}{\varphi} \right]^2 = I_0 \left[ \frac{2J_1(\varphi)}{\varphi} \right]^2, \quad (6)$$

式中 $I_0$ 为入射光强, $I_0 = (\pi CAa^2)^2$ 。

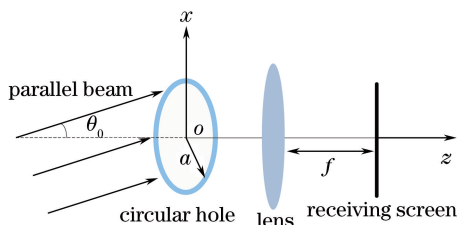


图1 激光衍射模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of laser diffraction model

### 3 激光散斑干涉模型

视场外激光干扰的第二种机制是激光散斑干涉效应。激光散斑现象的本质是激光被光学粗糙表面散射后在空间上的随机相干叠加。这里的光学粗糙表面主要包括光学系统透镜、光学系统前遮光罩等。按照在散射

面与接收面之间有无透镜,可以将散斑场分为主观散斑和客观散斑。激光散斑干涉模型如图 2 所示<sup>[10]</sup>。

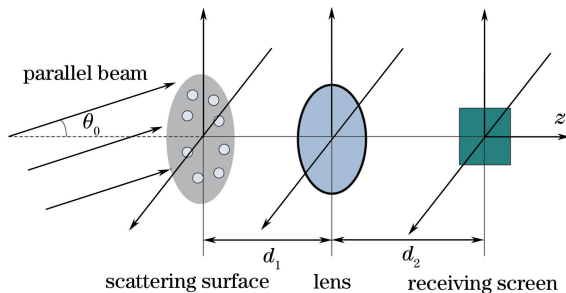


图 2 激光散斑干涉模型示意图

Fig. 2 Schematic diagram of laser speckle interferometry model

在介质(长度为  $l$ )中有吸收和散射的情况下,设输入光强为  $I_0$ ,吸收系数为  $\alpha$ ,散射系数为  $\beta$ ,则输出光强  $I$  可表示为<sup>[11]</sup>

$$I = I_0 \exp[-(\alpha + \beta)l]. \quad (7)$$

根据(7)式,可推导出散射光强为

$$I_\beta = I_0 \exp(-\alpha l) [1 - \exp(-\beta l)]. \quad (8)$$

假设散射面上散射点分布概率密度函数符合均匀分布,共有  $N$  个散射点,则每个散射点的散射光强为  $I'_\beta = I_\beta / N$ 。散射点散射的光强可认为球面波点光源且向  $4\pi$  空间传播,根据光强和振幅关系  $I = \alpha A^2$  ( $\alpha$  为比例常数),可得散射面上任一散射点振幅为  $A_n = \sqrt{P_n / (4\pi\alpha)}$ ,其中,  $P_n$  为入射到散射面任一点的光功率,  $P_n = I'_\beta dS_n$ 。则散射面任一点  $n$  到达透镜面前表面任一点  $m$  的光功率为<sup>[12]</sup>

$$P_m = \frac{P_n}{4\pi r_{nm}^2} \cdot \left( \frac{\pi R_{\text{lens}}^2}{M} \right), \quad (9)$$

式中  $r_{nm}$  为散射面任一点  $n$  到达透镜面前表面任一点  $m$  的距离,  $R_{\text{lens}}$  为透镜口径的半径长度,  $M$  为透镜分割点数。

根据(9)式可推出散射面任一点  $n$  到达透镜面前表面任一点  $m$  的光波振幅,即

$$A_m = \frac{A_n}{r_{nm}} \sqrt{\frac{R_{\text{lens}}^2}{4M}}. \quad (10)$$

当与  $z$  轴夹角为  $\theta_0$  的入射光束入射至散射面时,式中  $A_n$  变为  $A_n \exp(ikx \sin \theta_0)$ 。

因此,透镜前表面第  $m$  点的光场可表示为

$$E_m = \sum_{n=1}^N A_m \exp(ikr_{nm}) = \sum_{n=1}^N \frac{A_n}{r_{nm}} \sqrt{\frac{R_{\text{lens}}^2}{4M}} \exp(ikr_{nm}). \quad (11)$$

由于透镜的相位调制作用,经过透镜后在透镜后表面形成的光场可表示为

$$E'_m = E_m \exp\left[-i \frac{k}{2f} (x_m^2 + y_m^2)\right]. \quad (12)$$

因此,接收屏上任一点  $l$  的光波振幅为

$$A_l = \sum_{m=1}^M \frac{E'_m}{r_{ml}} \sqrt{\frac{L^2}{4\pi Q}}, \quad (13)$$

式中  $L$  为正方形接收屏的边长,  $Q$  为接收屏的分割微元数,  $r_{ml}$  为透镜后表面任一点到接收屏任一点的距离。则接收屏上任一点接收的光功率为

$$P_l = 4\pi\alpha A_l^2. \quad (14)$$

## 4 仿真分析

### 4.1 激光衍射仿真

从(4)和(6)式可以看出,当激光垂直入射至相机时,  $a/f$  的值决定了 CCD 焦面上激光衍射斑的光强分

布。在孔径光阑为相机镜头口径  $D$  时,有  $a = D/2$ ,则相机的  $F$  数决定了焦面上衍射斑的光强分布,如图 3 所示。设入射光波长为  $1064 \text{ nm}$ ,光强为  $1 \text{ W/m}^2$ ,CCD 像元尺寸为  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ ,像元数为  $1000 \times 1000$ 。从图 3 可以看出, $F$  数越大,激光衍射越明显,衍射光斑越大。

空间相机的  $F$  数一般在 10 以内。当  $F = 10$  时,在上述仿真条件下,CCD 焦面上衍射斑的光强分布如图 4 所示,图中亮斑所占像元个数为  $22 \times 22$ 。

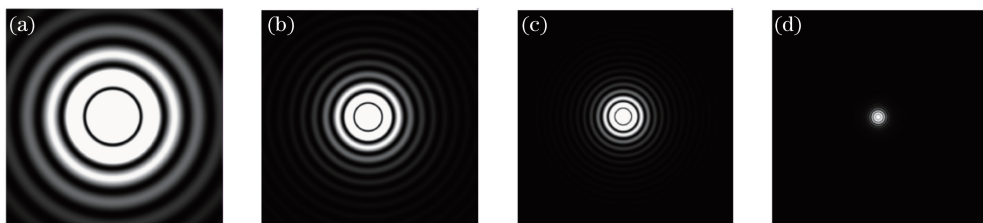


图 3 不同  $F$  数下 CCD 焦面上激光衍射斑的光强分布图像。(a)  $F = 1000$ ; (b)  $F = 500$ ; (c)  $F = 300$ ; (d)  $F = 100$   
Fig. 3 Light intensity distribution images of laser diffraction spots on CCD focal plane under different  $F$  numbers.  
(a)  $F = 1000$ ; (b)  $F = 500$ ; (c)  $F = 300$ ; (d)  $F = 100$

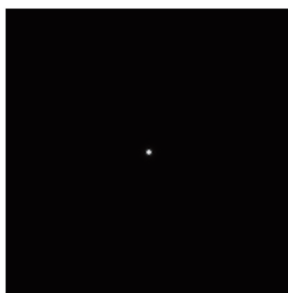


图 4  $F = 10$  时,CCD 焦面上激光衍射斑的光强分布图像

Fig. 4 Intensity distribution image of laser diffraction spot on CCD focal plane when  $F = 10$

当激光以  $\theta_0$  角倾斜入射至相机,在入射光波长为  $1064 \text{ nm}$ 、光强为  $1 \text{ W/m}^2$ 、 $F = 10$  和  $\theta_0 = 0.01^\circ$  的输入条件下,不同焦距和口径组合时在 CCD 焦面上的衍射斑光强分布如图 5 所示。可以看出,虽然  $F$  数相同,但是不同焦距和口径组合时光斑在 CCD 焦面位置不同,可从成像像高公式  $f \tan \theta$  得以解释。从图 5(a)~(d)中衍射光斑光强最大值分别为  $0.6090, 0.7317, 0.8549, 0.7488 \text{ W/m}^2$ ; 4 种焦距和口径组合下,衍射光斑脱离靶面的边界入射角度分别为  $0.0286^\circ, 0.0358^\circ, 0.0573^\circ, 0.0955^\circ$ ,此时的最大衍射光强分别为  $0.9427, 0.9547, 0.9971, 0.9971 \text{ W/m}^2$ 。相对于激光垂直入射,中心光强减小,衍射光斑变小,且光斑形状不是圆形。

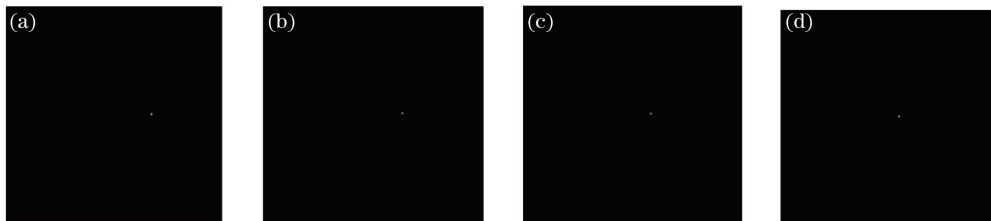


图 5 激光倾斜入射不同焦距和口径组合时 CCD 焦面上激光衍射斑的光强分布图像。

(a)  $f = 10 \text{ m}$ ,  $D = 1 \text{ m}$ ; (b)  $f = 8 \text{ m}$ ,  $D = 0.8 \text{ m}$ ; (c)  $f = 5 \text{ m}$ ,  $D = 0.5 \text{ m}$ , (d)  $f = 3 \text{ m}$ ,  $D = 0.3 \text{ m}$

Fig. 5 Intensity distribution images of laser diffraction spot on CCD focal plane with different focal lengths and apertures combination. (a)  $f = 10 \text{ m}$ ,  $D = 1 \text{ m}$ ; (b)  $f = 8 \text{ m}$ ,  $D = 0.8 \text{ m}$ ; (c)  $f = 5 \text{ m}$ ,  $D = 0.5 \text{ m}$ , (d)  $f = 3 \text{ m}$ ,  $D = 0.3 \text{ m}$

图 6 比较了相同焦距和口径下,即  $f = 3 \text{ m}$ 、 $D = 0.3 \text{ m}$  时不同入射角度的激光衍射光斑在 CCD 焦面上的位置分布。图 6(a)~(d)中衍射光斑的最大光强分别为  $1, 0.9991, 0.9962, 0.0042 \text{ W/m}^2$ ,与前三幅图像相比,图 6(d)中光斑图像较大的原因是其中心光斑光强与前三者中心光斑光强相差约 240 倍,导致衍射光斑外环弱光也得以显示。

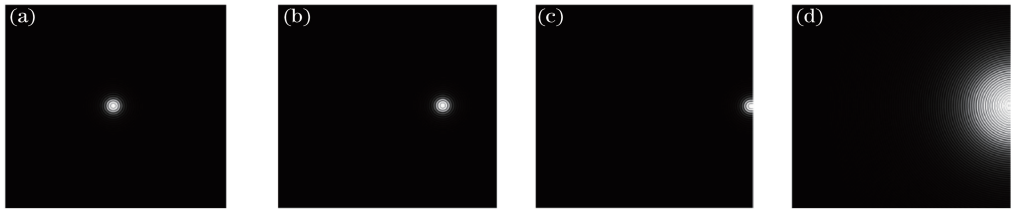


图6 相同焦距和口径不同入射角时 CCD 焦面上激光衍射斑的光强分布图像。

(a)  $\theta_0 = 0^\circ$ ; (b)  $\theta_0 = 0.005^\circ$ ; (c)  $\theta_0 = 0.0095^\circ$ ; (d)  $\theta_0 = 0.01^\circ$

Fig. 6 Intensity distribution images of laser diffraction spots on CCD focal plane at different incident angles of the same focal length and aperture. (a)  $\theta_0 = 0^\circ$ ; (b)  $\theta_0 = 0.005^\circ$ ; (c)  $\theta_0 = 0.0095^\circ$ ; (d)  $\theta_0 = 0.01^\circ$

#### 4.2 激光散斑仿真

空间相机的散斑干涉效应主要由以下几方面原因所致:遮光罩内部对激光的散射、镜头表面灰尘对激光的散射以及镜头材质不均匀对激光产生的散射。在这里,仅考虑散射的激光在 CCD 焦面的图像,而不考虑透射光强的成像。设输入光强为  $1 \text{ W/m}^2$ ,吸收系数为  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ ,透镜平均厚度为  $1 \text{ cm}$ ,根据(8)式可求出散射系数为  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ 。

根据建立的激光散斑干涉模型,分析了在相同  $F$  数时,不同焦距、口径及入射角时在 CCD 焦面上的散斑分布,如图 7~14 所示。可以看出,在相同焦距和口径时,入射角的变化不会对散斑的能量分布及形状分布造成影响,这主要是散射点向空间散射的能量无明确的方向性所致。在相同入射角时,随着焦距和口径的增加( $F$  数不变),散斑的能量减弱,这主要是由于在输入激光和探测器面积一定的情况下,相机焦距和口径越大,从相机透镜散射到探测器的激光传输距离越长,从而导致达到探测器上的能量减弱。

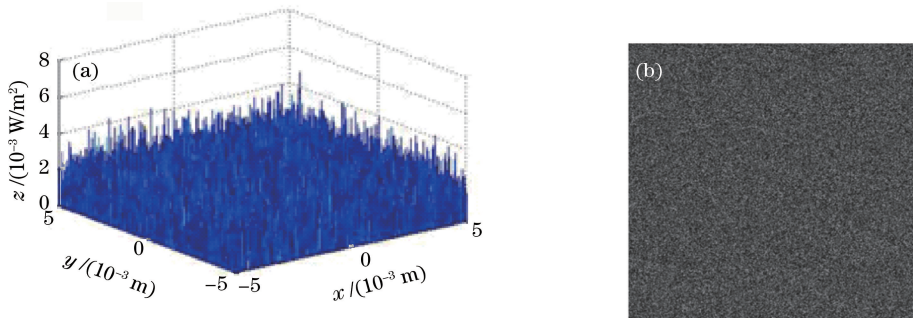


图7  $f=3 \text{ m}$ ,  $D=0.3 \text{ m}$ ,  $\theta_0=0^\circ$ ,  $I_{\max}=6.5 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 7 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=3 \text{ m}$ ,  $D=0.3 \text{ m}$ ,  $\theta_0=0^\circ$ ,  $I_{\max}=6.5 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$

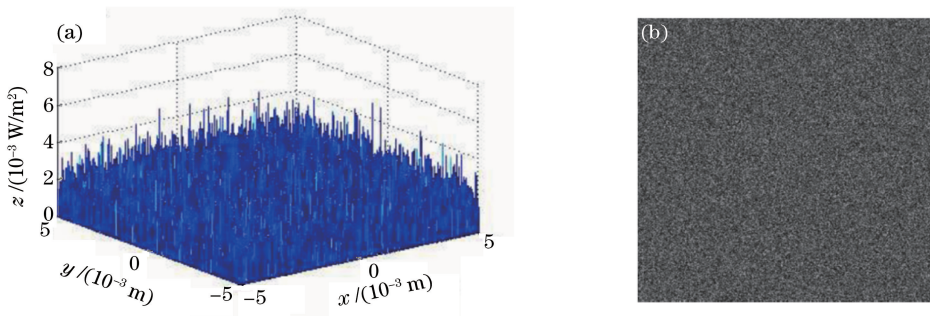


图8  $f=3 \text{ m}$ ,  $D=0.3 \text{ m}$ ,  $\theta_0=30^\circ$ ,  $I_{\max}=6.1 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 8 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=3 \text{ m}$ ,  $D=0.3 \text{ m}$ ,  $\theta_0=30^\circ$ ,  $I_{\max}=6.1 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$

表 1、表 2 分别列出了入射光强  $1 \text{ W/m}^2$ ,探测器尺寸  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  时,不同焦距、口径及入射角时激光衍射效应和激光散斑效应在探测器上产生的最大能量。

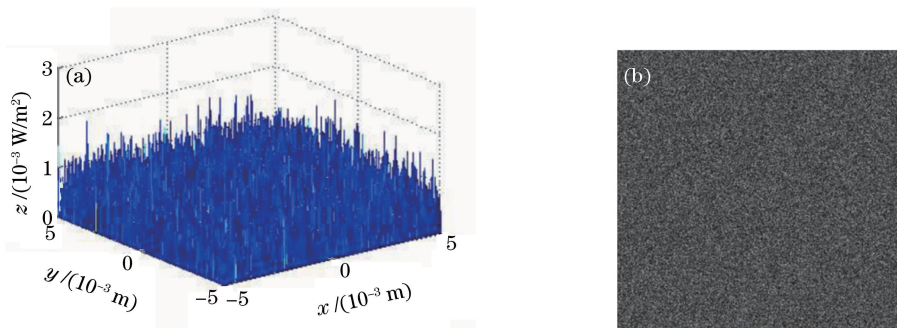


图9  $f=5\text{ m}, D=0.5\text{ m}, \theta_0=0^\circ, I_{\max}=2.4\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 9 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=5\text{ m}, D=0.5\text{ m}, \theta_0=0^\circ, I_{\max}=2.4\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$

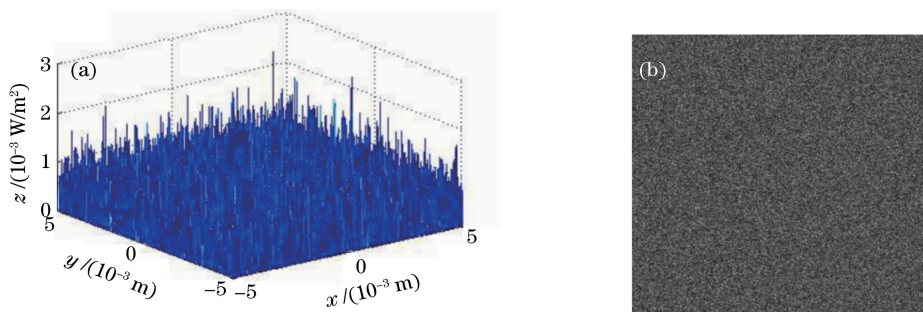


图10  $f=5\text{ m}, D=0.5\text{ m}, \theta_0=30^\circ, I_{\max}=2.4\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 10 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=5\text{ m}, D=0.5\text{ m}, \theta_0=30^\circ, I_{\max}=2.4\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$

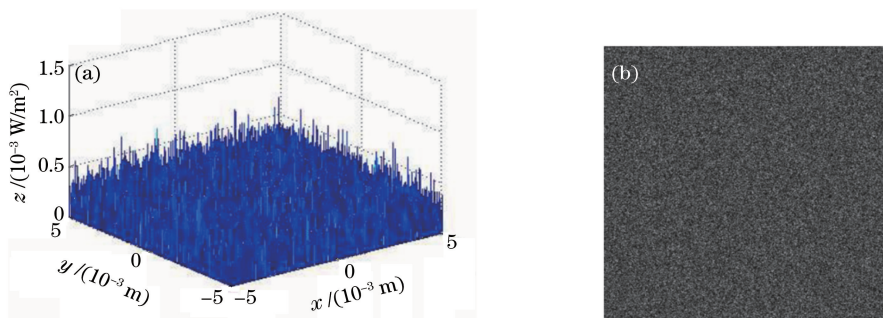


图11  $f=8\text{ m}, D=0.8\text{ m}, \theta_0=0^\circ, I_{\max}=1.1\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 11 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=8\text{ m}, D=0.8\text{ m}, \theta_0=0^\circ, I_{\max}=1.1\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$

表1 不同焦距、口径及入射角时激光衍射斑在探测器上的最大能量

Table 1 Maximum energy of the laser diffraction spot on the detector at different focal lengths, apertures and incident angles

Incident angle	$f=10\text{ m}, D=1\text{ m}$	$f=8\text{ m}, D=0.8\text{ m}$	$f=5\text{ m}, D=0.5\text{ m}$	$f=3\text{ m}, D=0.3\text{ m}$	$\text{W/m}^2$
$\theta_0=0^\circ$	1	1	1	1	
$\theta_0=0.1^\circ$	$5.11\times 10^{-11}$	$1.37\times 10^{-10}$	$1.90\times 10^{-9}$	$6.64\times 10^{-6}$	
$\theta_0=30^\circ$	$7.94\times 10^{-19}$	$1.55\times 10^{-18}$	$6.37\times 10^{-18}$	$2.96\times 10^{-17}$	

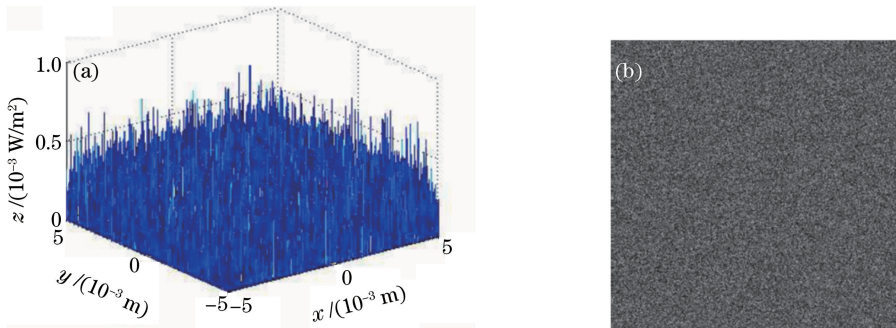


图 12  $f=8\text{ m}$ ,  $D=0.8\text{ m}$ ,  $\theta_0=30^\circ$ ,  $I_{\max}=0.82\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 12 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=8\text{ m}$ ,  $D=0.8\text{ m}$ ,  $\theta_0=30^\circ$ ,  $I_{\max}=0.82\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$

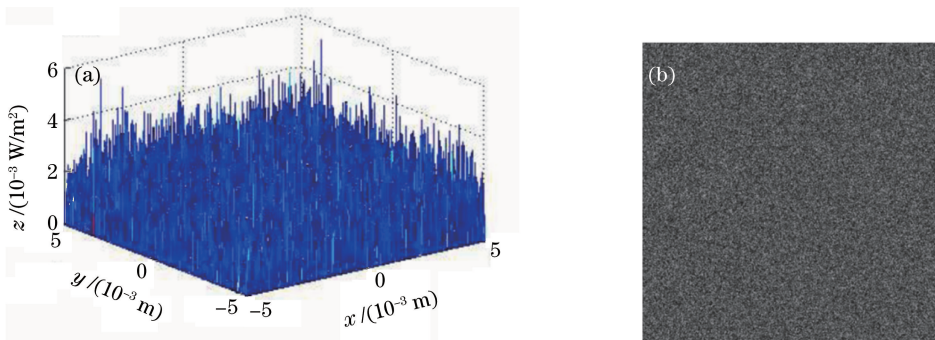


图 13  $f=10\text{ m}$ ,  $D=1\text{ m}$ ,  $\theta_0=0^\circ$ ,  $I_{\max}=0.57\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 13 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=10\text{ m}$ ,  $D=1\text{ m}$ ,  $\theta_0=0^\circ$ ,  $I_{\max}=0.57\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$

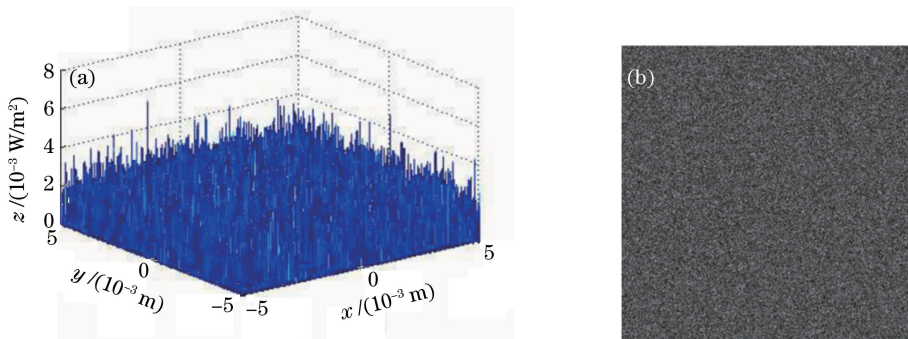


图 14  $f=10\text{ m}$ ,  $D=1\text{ m}$ ,  $\theta_0=30^\circ$ ,  $I_{\max}=0.63\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$  时,激光散斑在 CCD 焦面上的光强分布的 (a) 三维图和 (b) 图像

Fig. 14 Intensity distribution of (a) three dimensional graph and (b) image of laser speckle on CCD focal plane when  $f=10\text{ m}$ ,  $D=1\text{ m}$ ,  $\theta_0=30^\circ$ ,  $I_{\max}=0.63\times 10^{-3}\text{ W/m}^2$

表 2 不同焦距、口径及入射角时激光散斑在探测器上的最大能量

Table 2 Maximum energy of the laser speckle on the detector at different focal lengths, apertures and incident angles

Incident angle	$f=10\text{ m}, D=1\text{ m}$	$f=8\text{ m}, D=0.8\text{ m}$	$f=5\text{ m}, D=0.5\text{ m}$	$f=3\text{ m}, D=0.3\text{ m}$
$\theta_0=0^\circ$	$0.57\times 10^{-3}$	$1.1\times 10^{-3}$	$2.4\times 10^{-3}$	$6.5\times 10^{-3}$
$\theta_0=30^\circ$	$0.63\times 10^{-3}$	$0.82\times 10^{-3}$	$2.4\times 10^{-3}$	$6.1\times 10^{-3}$

## 5 利用点源透射率估算

点源透射率 (PST) 是评价光学系统本身对杂光抑制能力的主要指标。定义为光学系统视场外以一定视场角入射的点杂光源目标的辐射, 经光学系统后在像面产生的辐照度  $E_d(\theta, \lambda)$  与其在光学系统入瞳处辐照度  $E_i(\theta, \lambda)$  的比值, 可表示为

$$P_{ST}(\theta, \lambda) = \frac{E_d(\theta, \lambda)}{E_i(\theta, \lambda)}. \quad (16)$$

从表 1 和表 2 的数据可以得出, 点源透射率在  $10^{-3}$  量级, 以激光散射为主。

## 6 结 论

从上面仿真可知, 当激光以  $1 \text{ W/m}^2$  的光强垂直入射到  $F=10$  的空间相机时, 在探测器上形成的激光衍射斑能量在  $0.1 \sim 1 \text{ W/m}^2$ , 而在探测器上形成的激光散斑能量在  $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ W/m}^2$ 。因此, 当激光垂直入射到空间相机时, 激光衍射效应对相机的干扰占主导地位, 但是激光衍射斑相对激光散斑来说, 干扰面积较小, 而激光散斑可对整个探测器产生干扰。

由于实际中激光很难垂直入射到空间相机对其进行干扰, 当具有一定倾角入射到空间相机时, 探测器上激光散斑的能量与垂直入射时相比基本不变(入射到相机的激光能量相同); 而探测器上激光衍射斑能量对入射角度的变化非常敏感, 例如当口径、焦距及探测器尺寸分别为  $0.3 \text{ m}$ 、 $3 \text{ m}$ 、 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  时, 以  $0.1^\circ$  倾斜入射到空间相机, 探测器上衍射斑最大能量骤减为  $10^{-6} \text{ W/m}^2$ 。因此, 当激光倾斜入射到空间相机时, 激光散斑效应对相机的干扰占主导地位, 而激光衍射效应不会对相机产生干扰。

## 参 考 文 献

- Zhong Hairong, Liu Tianhua, Lu Qisheng, *et al.* Review on the laser-induced damage mechanism study of photoelectric detectors[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2000, 12(4): 423-428.  
钟海荣, 刘天华, 陆启生, 等. 激光对光电探测器的破坏机理研究综述[J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(4): 423-428.
- Niu Yanxiong, Zhang Peng, Yao Jianquan, *et al.* Investigation of laser disturbance and damage to satellite-borne photoelectric detecting system[J]. Acta Photonica Sinica, 2004, 33(7): 793-796.  
牛燕雄, 张 鹏, 姚建铨, 等. 强激光对星载光电探测系统的干扰与破坏研究[J]. 光子学报, 2004, 33(7): 793-796.
- Li Haiyan, Zhu Min, Lu Hongyi. Off-axis laser disturbing CCD imaging guidance weapons [J]. Infrared and Laser Engineering, 2008, 38(1): 66-69.  
李海燕, 朱 敏, 卢洪义. 视场外激光对 CCD 成像制导武器的干扰研究[J]. 红外与激光工程, 2008, 38(1): 66-69.
- Sun Chengwei. Laser irradiation effect[M]. Beijing: National Defence and Industry Press, 2002: 377-379.  
孙承伟. 激光辐照效应[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002: 377-379.
- Liu Yanwu, Wang Hongxing. Experimental research on FOV laser disturbing CCD detectors [J]. Transducer and Microsystem Technologies, 2010, 29(10): 34-36.  
刘延武, 王红星. 视场内激光干扰 CCD 探测器的实验研究[J]. 传感器与微系统, 2010, 29(10): 34-36.
- Duncan D D, Kirkpatrick S J, Wang R K. Statistics of local speckle contrast[J]. J Opt Soc Am A, 2008, 25(1): 9-15.
- Redding B, Choma M A, Cao H. Speckle-free laser imaging using random laser illumination[J]. Nat Photonics, 2012, 6: 355-359.
- Kolenović, Osten W, Jüptner W. Non-linear speckle phase changes in the image plane caused by out of plane displacement [J]. Opt Commun, 1999, 171(4-6): 333-344.
- Shi Shunxiang, Zhang Haixing, Liu Jinsong. Physical optics and applied optics[M]. Xi'an: Xi'an Electronic Science and Technology University Press, 2000: 135-136.  
石顺祥, 张海兴, 刘劲松. 物理光学与应用光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2000: 135-136.
- Qiu Jianjun, Zhang Hongyan, Luo Weihua, *et al.* Impact of averaged image speckle size on laser speckle imaging [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(7): 1863-1866.  
邱建军, 张红艳, 骆卫华, 等. 像面散斑平均尺寸对激光散斑成像的影响[J]. 光学学报, 2009, 29(7): 1863-1866.
- Rajan R, Varghese B, van Leeuwen T G, *et al.* Speckle size and decorrelation time; space-time correlation analysis of



- coherent light dynamically scattered from turbid media[J]. *Opt Commun*, 2008, 281(6): 1755-1760.
- 12 Weyrauch T, Vorontsov M A. Atmospheric compensation with a speckle beacon in strong scintillation conditions: Directed energy and laser communication applications[J]. *Apply Optics*, 2005, 44(30): 6388-6401.