

合成孔径激光成像雷达时空散斑效应模拟与分析

许 倩^{1,2} 周 煜¹ 孙建锋¹ 孙志伟^{1,2} 马小平^{1,2} 职亚楠¹ 刘立人¹

(¹ 中国科学院上海光学精密机械研究所, 中国科学院空间激光通信及检测技术重点实验室, 上海 201800)
² 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要 合成孔径激光成像雷达(SAIL)中的散斑效应严重影响成像质量。建立了远距离 SAIL 系统下激光散斑理论模型,分析了产生时空散斑效应的原因并推导了时空散斑效应的数学表达式。给出了由单个目标分辨单元粗糙表面引起的光学天线接收面上的散斑花样,通过具体实例分析了散斑的统计性质。模拟结果表明,散斑平均宽度与合成孔径中的光学足趾尺度相当;一次脉冲啁啾时间内散斑花样在距离向移动的距离等于散斑的平均宽度。通过大口径 SAIL 演示样机实验,验证了时空散斑效应的距离向波长特性,从而直接认识了 SAIL 中的散斑效应。模拟结果为实际 SAIL 系统中利用多口径接收装置抑制散斑效应提供了一定的参考。

关键词 遥感;合成孔径激光成像雷达;激光散斑;时空散斑效应;散斑抑制;啁啾激光
中图分类号 TN958 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1028002

Analysis and Simulation of Space-Time Speckle Effect Based on Synthetic Aperture Imaging Ladar

Xu Qian^{1,2} Zhou Yu¹ Sun Jianfeng¹ Sun Zhiwei^{1,2} Ma Xiaoping^{1,2} Zhi Ya'nan¹ Liu Liren¹

(¹ Key Laboratory of Space Laser Communication and Testing Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)
² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract In synthetic aperture imaging ladar (SAIL), the image quality is seriously degraded by the laser speckle effect. Based on the SAIL system in far-field diffraction region, the physical models of laser speckle effect are established, and the expressions for the intensity of speckles are derived. The reasons of space-time speckle effect are analyzed, and the specific speckle patterns are obtained. Research results indicate the statistical properties by simulating the phase and amplitude distribution of typical space-time speckle patterns. Simulation results show that the average width of speckle pattern equals the scale of footprint in SAIL system. The moving distance of speckle pattern along the range direction during a period of pulse time and the average speckle scale are roughly equivalent. Experiments are conducted on big aperture SAIL. Experimental results confirms the prediction. The vivid space-time speckle effect is firstly demonstrated. Simulation results provide a certain reference to the speckle reduction by using multi-channel transmitter/receiver.

Key words remote sensing; synthetic aperture imaging ladar; laser speckle; space-time speckle effect; speckle reduction; chirped laser

OCIS codes 280.6730; 030.6140; 110.1650

1 引 言

合成孔径激光成像雷达(SAIL)的原理思想取自于微波合成孔径雷达(SAR),理论上可以在数千千米作用距离上实现厘米量级分辨率。SAIL 在距

离向通常采用线性调频啁啾激光脉冲作为发射源,通过脉冲压缩技术获得距离向分辨率;在方位向通过匹配滤波图像算法,获得方位向分辨率。由于激光光源的高相干性,SAIL 在成像过程中会受到激

收稿日期: 2013-04-08; 收到修改稿日期: 2013-06-05

基金项目: 国家自然科学基金(61275110)

作者简介: 许倩(1987—),女,博士研究生,主要从事合成孔径激光成像雷达散斑效应方面的研究。

E-mail: xuqian@siom.ac.cn

导师简介: 刘立人(1942—),男,研究员,博士生导师,主要从事激光技术和光学信息等方面的研究。

E-mail: lirenliu@mail.shnc.ac.cn

光散斑效应的影响^[1-2],在已报道的 SAIL 成像实验^[3-4]中,可以看出散斑效应严重影响着成像质量。

2002 年美国海军实验室首先指出激光散斑效应会对 SAIL 光学外差探测信噪比产生影响^[1],并通过统计学方法给出了考虑散斑效应后的光学外差探测信噪比。但其主要针对空间变化的散斑场引起探测光子总数的变化,没有涉及时间变化的散斑统计特性。文献[2]提出了随时间空间变化的散斑这一概念,研究了时空散斑效应对光学外差探测信噪比的影响。文献[5]提出了抑制散斑效应的 SAIL 结构和工作模式,从部分相干理论出发,研究了时空散斑效应的统计特性,并利用相关特性描述了时空散斑效应。本文则直接在实际 SAIL 系统中建立了时空散斑效应的物理模型,直观而形象地给出了 SAIL 系统中的散斑花样,并通过具体实例计算模拟和实验验证了 SAIL 中散斑的统计特性。

由于 SAIL 采用线性调频啁啾激光脉冲作为发射源,激光波长随啁啾时间线性变化,散斑花样在一个脉冲时间内沿距离方向发生平移;而接收天线在方位向上匀速移动,接收到的散斑场也随之变化。时空变化的散斑通过光学接收天线积分,在距离向和方位向引入二维分布的散斑振幅和相位,导致成像所需的外差拍频信号产生波动,影响成像质量。本文建立了远距离 SAIL 系统下激光散斑理论模型,分析了产生时空散斑效应的原因并推导了时空散斑效应的数学表达式。直观给出了由单个目标分辨单元粗糙表面引起的光学天线接收面上的散斑花样,通过具体实例分析散斑的统计性质,包括散斑花样的尺度,散斑场的振幅分布、相位分布以及在距离向上随啁啾波长变化的性质。模拟结果符合理论计算中散斑花样的尺度大小,散斑平均宽度与合成孔径中的光学足趾尺度相当;一次脉冲啁啾时间内散斑花样在距离向移动的距离等于散斑的平均宽度。通过大口径 SAIL 演示样机实验,验证了时空散斑效应的距离向波长特性。直接形象地认识了 SAIL 中的散斑效应,为实际 SAIL 系统中利用多口径接收装置抑制散斑效应提供了依据和参考。

2 理论模型

2.1 SAIL 激光散斑理论模型

图 1 为条带模式下合成孔径激光成像雷达的结构示意图^[6]。搭载合成孔径激光成像雷达的飞机以速度 v 飞行,并以 θ 观察角进行探测。天线口径到目标分辨单元的斜距为 z 。设合成孔径激光成像雷

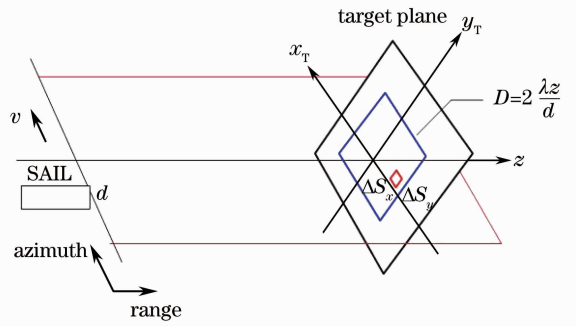


图 1 条带式 SAIL 结构示意图

Fig. 1 Geometry for strip-mode SAIL imaging
达的接收和发射天线口径相同,均为 d 。在目标物面上的光学足趾大小为 $D = 2 \frac{\lambda z}{d}$,其中 λ 为激光波长。

目标面上方位向成像分辨率 $\rho_a = \frac{d}{2}$,距离向成像分

分辨率 $\rho_r = \frac{c}{2B}$, B 为啁啾带宽, c 为光速。

由于采取矩形孔径时 SAIL 的成像分辨率最好^[7],因此以倾斜目标平面上一个均匀散射的矩形分辨率单元 $\Delta S_x \times \Delta S_y$ 作为分析对象,如图 2 所示。图 2 中目标平面与水平面具有一定的夹角 θ ,与垂直平面的夹角为 $\theta' = \frac{\pi}{2} - \theta$ 。分辨率单元 $\Delta S_x \times \Delta S_y$ 在垂直主轴的主平面上投影记做 $\Delta S_x \times \Delta S'_y$, $\Delta S'_y = \Delta S_y \cos \theta'$ 。由目标平面倾斜引入的光程延迟为 $2\Delta L = 2 \frac{\Delta S'_y}{\tan \theta}$,相位延迟为 $\varphi = \frac{4\pi \Delta S'_y}{\lambda \tan \theta}$ 。

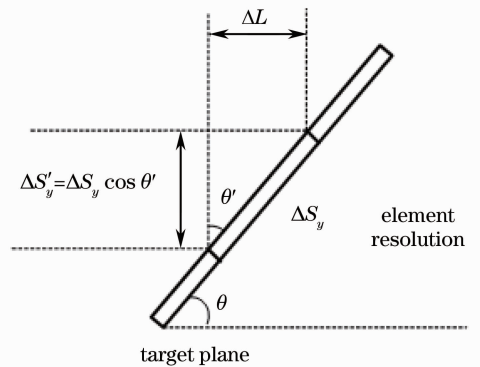


图 2 倾斜平面上目标分辨单元示意图

Fig. 2 Geometry for a resolution element on the slant target plane

将目标分辨单元等间隔细分成 $N \times N$ 个采样单元,采样间距为 δ_x 和 δ_y ,以符合奈奎斯特判据。相应地,分辨率单元在垂直平面上的投影采样间距分别为 δ_x 和 $\delta_y \cos \theta'$,如图 3 所示。其中 x_T, y_T 分别为目标面斜面方位向、距离向坐标轴, x_T, y'_T 为目标垂

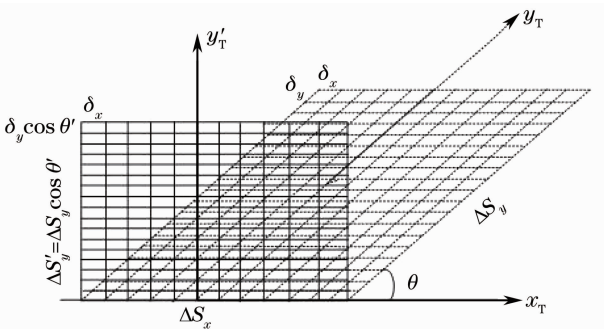


图3 倾斜平面和垂直平面上的目标分辨率单元采样
Fig.3 Sampling for the resolution element on slant plane and the vertical projection

直平面方位向、距离向坐标轴。

图4为经典激光散斑产生的过程。由于粗糙目标表面上存在高度随机涨落,激光照射后回波发生漫反射,经过自由空间传播后在接收平面上产生散斑。图4中 x, y 为接收平面坐标, x_T, y_T 为目标平面坐标,其中 x, x_T 为方位向坐标轴, y, y_T 为距离向坐标轴。 z 为目标分辨率单元中心到光学天线的距离, θ 为目标平面倾斜的角度, λ 为波长。由于SAIL中目标平面到接收平面的距离满足远场衍射条件,因此分辨率单元反射回波信号到达雷达接收面的过程是远场衍射过程。

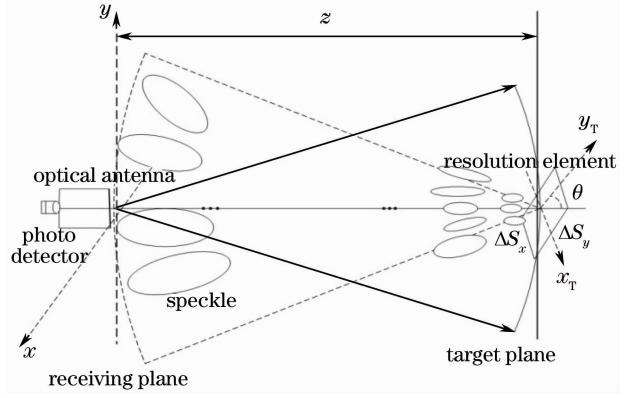


图4 SAIL激光回波散斑产生过程示意图
Fig.4 Speckle produced by the reflected light beams from rough surface

目标平面上一个均匀散射的矩形分辨率单元 $\Delta S_x \times \Delta S_y$,以其垂直平面上的投影 $\Delta S_x \times \Delta S_y \cos \theta$ 作为分析对象,第 (m, n) 个采样单元的中心点坐标记为 $[x_T(m, n), y'_T(m, n)]$ 。假定每个基元散射面积是独立无关的,并且目标表面与波长相比是粗糙的,散射基元的相位 $\varphi_{(m, n)}$ 在区间 $(-\pi, \pi)$ 上均匀分布。为了简化模拟,假定散射光波的振幅为1,第 (m, n) 个散射区域的回波到达接收面 (x, y) 处的光场可以表示为

$$E[x, y, (m, n)] = \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda} \left[z + \frac{y'_T(m, n)}{\tan \theta} \right]\right\} \times \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda \left[z + y'_T(m, n) / (\tan \theta) \right]} \left\{ [x - x_T(m, n)]^2 + [y - y'_T(m, n)]^2 \right\}\right\} \exp[j\varphi_{(m, n)}] \quad (1)$$

根据激光散斑理论^[8],接收面上任意一点 (x, y) 处的光场,可以看做是来自目标粗糙表面所有 $N \times N$ 个散射基元回波光场的相干叠加,即

$$E(x, y) = \sum_{m \leq N, n \leq N} E[x, y, (m, n)]. \quad (2)$$

2.2 时空散斑效应

SAIL发射信号是线性调频波长啁啾脉冲激光信号,如图5所示。啁啾脉冲的周期为 T_p ,脉宽为 τ_p , λ_0 为初始波长, $\dot{\lambda}$ 为波长啁啾率, t_f 为快时间。在一个啁啾脉冲的周期内波长随时间线性变化,

$$\lambda(t_f) = \lambda_0 + \dot{\lambda} t_f. \quad (3)$$

接收平面上,方位向坐标 x 在方位向上以速度 v 移动,

$$x(t_s) = x + vt_s, \quad (4)$$

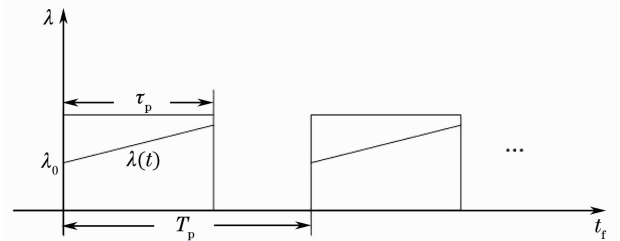


图5 SAIL发射脉冲
Fig.5 Transmitted pulse of SAIL

式中 t_s 为慢时间。

同时为了保证外差探测效率,需要利用望远镜离焦方法补偿目标衍射产生的波前二次项^[9],因此(2)式可以写成

$$E(x, y; t_s, t_f) = \sum_{m \leq N, n \leq N} E[x, y, t_s, t_f, (m, n)] \times \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda(t_f)} \left[z + \frac{y'_T(m, n)}{\tan \theta}\right]\right\} \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda(t_f) [z + y'_T(m, n)/(\tan \theta)]} [x_T(m, n)^2 + y'_T(m, n)^2]\right\} = \sum_{m \leq N, n \leq N} \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda(t_f)} \left[z + \frac{y'_T(m, n)}{\tan \theta}\right] [x(t_s) \cdot x_T(m, n) + y \cdot y'_T(m, n)]\right\} \exp[j\varphi_{(m, n)}]. \quad (5)$$

根据(5)式,在距离向上,激光散斑场随快时间 t_f 变化,在一次信号收发过程中存在随快时间变化的散斑效应^[5];光学接收天线接收到的散斑场随慢时间 t_s 发生变化,产生空间变化的散斑效应。根据(5)式以及图 2,在啁啾脉冲激光信号产生的散斑场中,距离向的坐标为 y ,由目标平面倾斜引入的光程延迟为 $2\Delta L = 2 \frac{y'}{\tan \theta}$,双程相位延迟为 $\varphi = \frac{4\pi y \sin \theta}{\lambda(t_f)}$ 。其中 $\lambda(t)$ 为激光啁啾波长变化,对于快时间 $0 \leq t \leq \tau_p$ 。因此波长变化产生的附加相移

$$\Delta\varphi(y; t_f) = -\frac{4\pi}{\lambda^2} y \sin \theta \Delta\lambda. \quad (6)$$

写成复数形式

$$\exp[j\Delta\varphi(y; t_f)] = \exp\left[-j2\pi y \left(2 \sin \theta \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right)\right],$$

经过远场衍射,相当于在距离向傅里叶变换后产生位置偏移 $\delta\left(\xi + 2 \sin \theta \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right)$ 。由距离向成像分辨率决定了啁啾波长的范围 $\Delta\lambda = \frac{B\lambda^2}{c} = \frac{\lambda^2}{2\Delta S_y \sin \theta}$,因此在一个脉冲啁啾周期内,散斑在距离向上的偏移为倾斜平面上的散斑尺度。

3 系统设计

以条带扫描工作模式下的机载合成孔径激光成像雷达系统为模型。入射波面为平面光波,为简化模拟,设振幅为 1。系统研究的目标面表面尺度与波长尺度相比极其粗糙,每个采样单元上均匀分布着在区间 $(-\pi, \pi)$ 上的随机相位 φ_k 。基本系统参数为搭载 SAIL 飞机的飞行速度 $v = 50$ m/s,观察角 $\theta = 45^\circ$,天线口径到目标分辨率单元的斜距 $z = 15$ km, SAIL 收发天线口径 $d = 0.05$ m,脉冲起始工作波长 $\lambda_0 = 1550.5149$ nm,目标分辨率单元采样点数 $N = 501$ 。

由基本系统参数得到:光学足迹 $D = 2 \frac{\lambda z}{d} = 0.93$ m,方位向分辨率 $\rho_a = \Delta S_x = \frac{d}{2} = 2.5$ cm,发

射脉冲时间间隔 $T = \frac{\rho_a}{v} = 0.5$ ms,目标距离延时时 间 $\tau = \frac{2z}{c} = 0.1$ ms,发射脉冲时间 $\tau_p = \frac{T}{5} = 0.1$ ms,倾斜平面上的距离向分辨率 $\rho_r = \Delta S_y = \rho_a = 2.5$ cm,则垂直平面上的距离向分辨率为 $\rho'_r = \Delta S_y \cos \theta = 1.77$ cm,啁啾带宽 $B = \frac{c}{2\tau_p} = 8.49 \times 10^9$ Hz,频率啁啾率 $\dot{f} = \frac{B}{\tau_p} = 8.49 \times 10^{12}$ Hz/s,波长扫描范围 $\Delta\lambda = \frac{B\lambda^2}{c} = 0.068$ nm,波长啁啾率 $\dot{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\tau_p} = 680$ nm/s,脉冲截止波长 $\lambda_{\text{final}} = \lambda_0 + \dot{\lambda}\tau_p = 1550.5829$ nm。

4 数值模拟

4.1 SAIL 散斑场分布

根据系统参数设定,通过计算机获得随机相位,利用(5)式模拟该随机相位下、脉冲初始波长 $\lambda_0 = 1550.5149$ nm 时的散斑花样。多次取随机相位,模拟的散斑花样分布不同,但统计规律相同。现给出一次随机相位下的典型结果。

图 6(a)为散斑强度图样,呈现亮暗相间的颗粒状分布。根据激光散斑理论,散斑的平均宽度和激光器工作波长 λ 、散射光斑所在平面与测量平面的距离 z 、以及散射光斑的尺度 $\Delta S_x \times \Delta S_y \cos \theta$ 的关系为^[5]

$$S_x = \frac{\lambda z}{\Delta S_x}, \quad S_y = \frac{\lambda z}{\Delta S_y \cos \theta}, \quad (7)$$

式中 S_x 为方位向上的平均宽度, S_y 为距离向上的平均宽度。

由于目标分辨率单元所在的物平面与 SAIL 观察平面具有一定的角度 θ ,倾斜面上的分辨率单元 $\Delta S_x \times \Delta S_y$ 在垂直平面上的投影为 $\Delta S_x \times \Delta S_y \cos \theta$,散斑在距离向上的平均宽度是方位向上散斑平均宽度的 $\frac{1}{\cos \theta}$ 倍,波长啁啾的范围为 $\Delta\lambda = 0.068$ nm,对散斑尺度的影响可以忽略不计。通过(7)式可以求

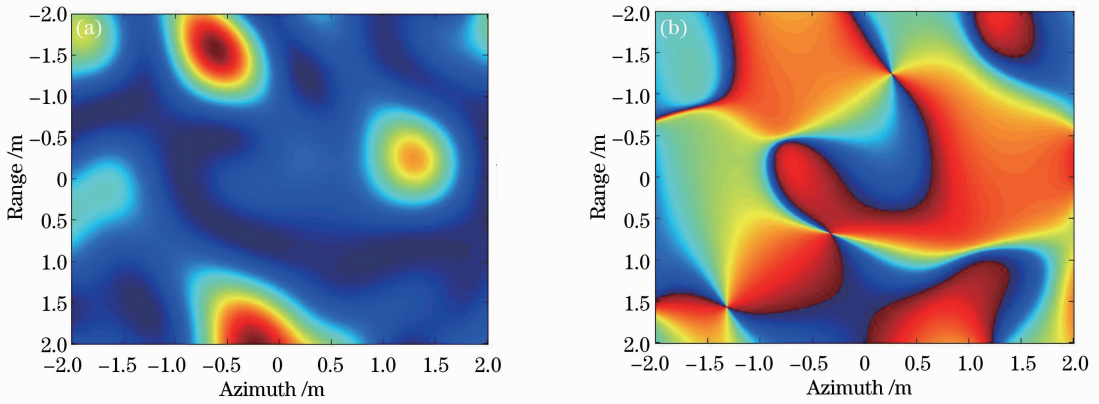

 图 6 $\lambda_0 = 1550.5149 \text{ nm}$ 时的散斑。(a)强度图样；(b)相位分布

 Fig. 6 Speckle pattern when $\lambda_0 = 1550.5149 \text{ nm}$. (a) Intensity distribution; (b) phase distribution

出散斑花样在距离向上的平均宽度为 $S_y = 1.315 \text{ m}$ ，在方位向上的平均宽度为 $S_x = 0.93 \text{ m}$ 等于 SAIL 光学足趾的宽度。

图 6(b) 为散斑相位分布，图中相位突变点的位置与图 6(a) 中散斑强度极小值所在位置一致。由相位突变点划分出的相位变化区域也和散斑图样的

强度起伏区域类似。文献[8]指出散斑强度极小值处，散斑光场的实部与虚部都为 0，即为强度零值点。该点没有光强，相位也是不存在的，但是可以观察到在其附近相位呈现旋涡状分布。图 7(a) 为散斑等强度线图，其变化剧烈区域对应图 7(b) 中相位突变点，散斑个数与相位突变点个数大致相同。

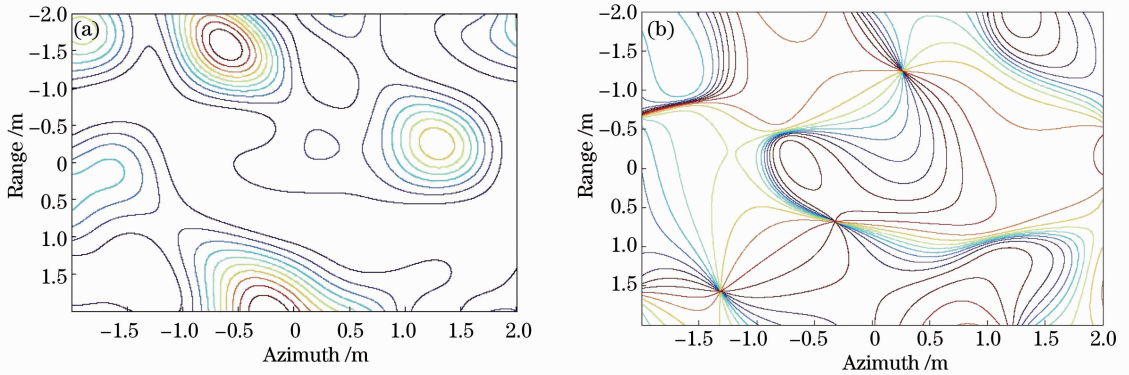


图 7 散斑的 (a) 等强度线图和 (b) 等相位线图

Fig. 7 (a) Intensity contour and (b) phase contour of speckle

图 7(b) 是散斑等相位线图，共有 10 条间隔为 $\frac{2\pi}{10}$ 的相位等值线围绕这些强度零点旋转。定义相位绕强度零点转动这一现象为涡旋^[8]，逆时针旋转的涡旋为正涡旋，顺时针旋转的涡旋为负涡旋。根据定义可以看出图 7(b) 中相位围绕强度零点旋转的情况，且正负涡旋成对存在，每一个涡旋邻近处的涡旋符号相反，其原因为：散斑场分布可以表示为 $\vec{E} = R + jI$ ，散斑强度 $I = R^2 + I^2$ ，相位值 $\Phi = \arctan\left(\frac{I}{R}\right)$ 。只有当实部和虚部同时为 0 即 $R = I = 0$ 时，才会出现强度零值点。由于实部和虚部正负关系的不同，导致相位值随实部虚部的变化而围绕强度零点旋转，形成涡旋。涡旋效应导致方位向上

光学接收天线积分后散斑引入的相位起伏变大，从而影响 SAIL 方位向成像。

4.2 散斑在距离向上的移动

根据(5)式模拟了一个脉冲周期内接收平面上的散斑花样变化，图 8(a) 为脉冲起始端，即 $\lambda_0 = 1550.5149 \text{ nm}$ 时的散斑强度图样，最小强度值所在位置坐标为 $(-0.322 \text{ m}, 0.682 \text{ m})$ 。图 8(b)、(c) 分别为啁啾脉冲周期内 $\lambda_{\tau_1} = 1550.5309 \text{ nm}$ 、 $\lambda_{\tau_2} = 1550.5629 \text{ nm}$ 时的散斑图样，最小强度值所在位置坐标分别为 $(-0.322 \text{ m}, 0.372 \text{ m})$ 、 $(-0.322 \text{ m}, -0.247 \text{ m})$ 。与图 8(a) 相比，散斑场在距离向上发生了平移，在方位向上没有变化。图 8(d) 为脉冲结束端，即 $\lambda_{\text{final}} = 1550.5829 \text{ nm}$ 时的散斑图样，强度最小值所在位置的坐标为 $(-0.322 \text{ m}, -0.633 \text{ m})$ 。

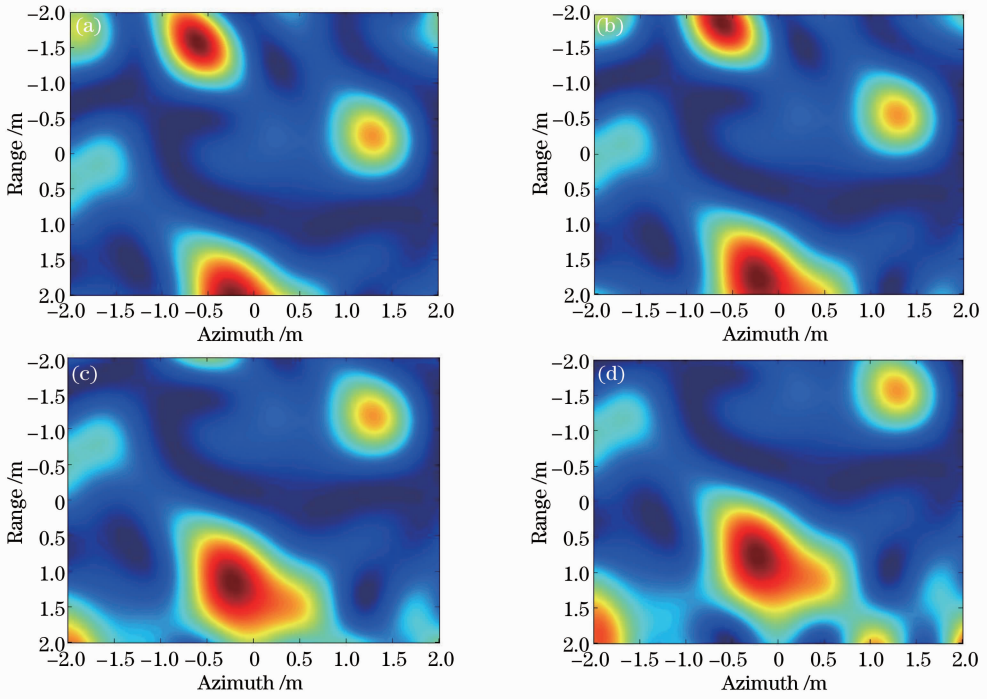


图 8 啁啾脉冲周期内不同波长下的散斑强度图样。(a) $\lambda_0 = 1550.5149$ nm; (b) $\lambda_{\tau_1} = 1550.5309$ nm;

(c) $\lambda_{\tau_2} = 1550.5629$ nm; (d) $\lambda_{\text{final}} = 1550.5829$ nm

Fig. 8 Intensity variation of speckle pattern in a chirped pulse period. (a) $\lambda_0 = 1550.5149$ nm; (b) $\lambda_{\tau_1} = 1550.5309$ nm;

(c) $\lambda_{\tau_2} = 1550.5629$ nm; (d) $\lambda_{\text{final}} = 1550.5829$ nm

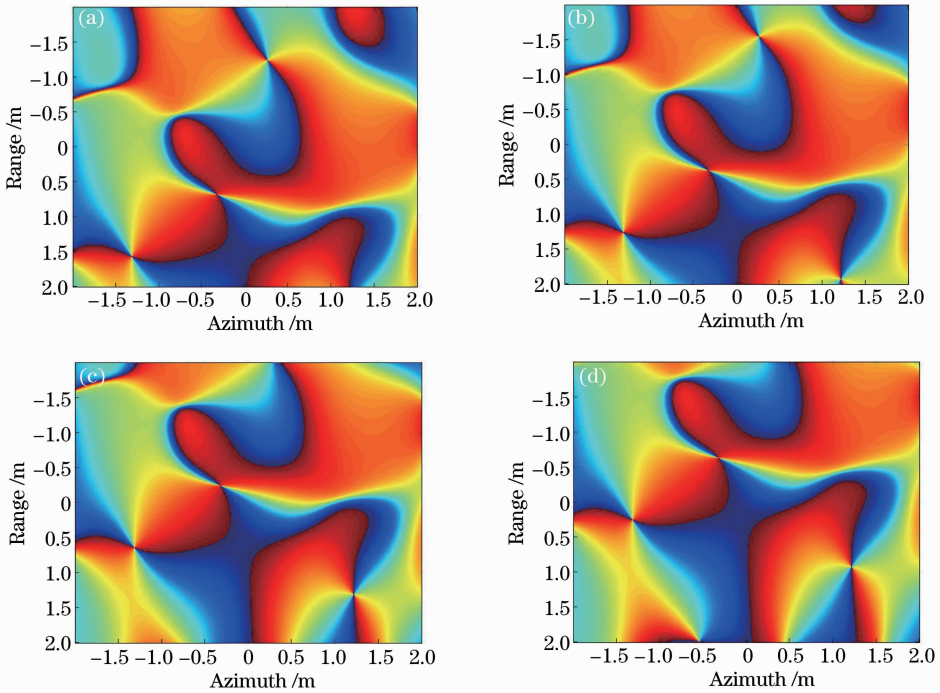


图 9 啁啾脉冲周期内不同波长下的散斑相位图样。(a) $\lambda_0 = 1550.5149$ nm; (b) $\lambda_{\tau_1} = 1550.5309$ nm;

(c) $\lambda_{\tau_2} = 1550.5629$ nm; (d) $\lambda_{\text{final}} = 1550.5829$ nm

Fig. 9 Phase variation of speckle pattern in a chirped pulse period. (a) $\lambda_0 = 1550.5149$ nm; (b) $\lambda_{\tau_1} = 1550.5309$ nm;

(c) $\lambda_{\tau_2} = 1550.5629$ nm; (d) $\lambda_{\text{final}} = 1550.5829$ nm

因此经过一个啁啾脉冲信号周期后,接收面上的散斑场距离向移动大小是 1.315 m。由(7)式可知,SAIL接收面上距离向的散斑平均宽度 $S_y=1.315$ m,与散斑场在距离向移动的大小相同。

图 9 为在一个脉冲啁啾周期内散斑相位的变化过程。考察坐标为(-0.322 m,0.682 m)的相位突变点移动,对比图 8 可知相位变化和振幅变化一致。由于散斑场的振幅和相位随波长啁啾在距离向平移,光学接收天线积分后的散斑场在成像所需的外差拍频信号中引入了随机振幅和相位,进而影响 SAIL 在距离向上的成像。

综合上述模拟结果可知,一个啁啾脉冲周期内,啁啾波长的变化引起散斑花样沿距离向的整体平

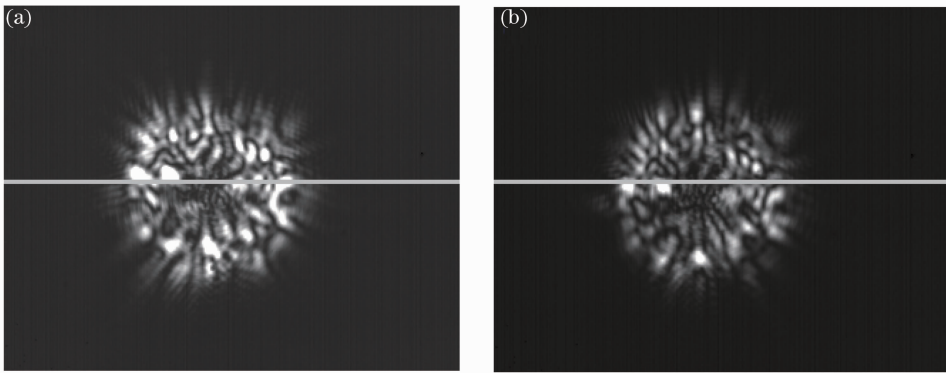


图 10 实验得到的散斑图样。(a) 脉冲起始端 λ_0 ; (b) 脉冲结束端 λ_{final}

Fig. 10 Speckle patterns obtained in laboratory. (a) λ_0 ; (b) λ_{final}

图 10(a)为脉冲起始端时的实际散斑图像,图 10(b)为脉冲结束端时的实际散斑图像,引入一条直线作为参考线。经过一个激光波长啁啾变化周期,散斑图样左侧的亮斑从参考线的上方移动到下方,在水平方向没有发生移动。即散斑图样只在距离向上产生平移,产生了强度倒置。这证明了 4.2 节模拟结果的正确性。

6 结 论

基于远距离 SAIL 系统,建立了啁啾激光时间-空间变化的散斑模型,分析了产生时空散斑效应的原因并推导了时空散斑效应的数学表达公式。直观给出了由单个目标分辨率单元粗糙表面引起的光学天线接收面上的散斑花样,通过具体实例分析了散斑的统计性质。模拟结果表明,散斑尺度与合成孔径中的光学足趾尺度相当;SAIL 系统中的散斑的振幅与相位分布具有对应关系,散斑相位分布存在光学涡旋。分析并证实了脉冲啁啾激光波长变化引起散斑花样在距离向上移动,移动距离等于散斑花样

移,移动大小等于散斑花样在距离向上的平均宽度。即在一个啁啾脉冲周期内,散斑产生了强度倒置^[5]。

5 散斑波长特性的实验验证

为了验证散斑的波长特性,采用大口径 SAIL 演示样机近距离验证实验结构。目标平面到光学接收天线的距离为 22.2 m,接收天线口径为 250 mm。目标平面上分辨率单元尺寸为 5 mm,倾斜 45° 放置。根据(7)式,接收面上的散斑平均宽度为 9.73 mm。激光啁啾波长差设定为 0.34 nm。得到啁啾脉冲前后的散斑图像如图 10 所示。

的距离向平均宽度。最后,通过大口径 SAIL 演示样机实验,验证了时空散斑效应的距离向波长特性,实验结果与理论分析和数值模拟结果一致。模拟和实验结果为 SAIL 系统中的散斑效应提供了直观认识,为实际 SAIL 系统中抑制散斑效应提供了一定的参考。

参 考 文 献

- 1 Robert L Lucke, J Rickard. Photon-limited synthetic-aperture imaging for planet surface studies [J]. Appl Opt, 2002, 41(24): 5084-5095.
- 2 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging ladar (VI): space-time speckle effect and heterodyne signal-to-noise ratio [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(8): 2326-2332.
刘立人. 合成孔径激光成像雷达(VI): 时空散斑效应和外差探测信噪比[J]. 光学学报, 2009, 29(8): 2326-2332.
- 3 R L Lucke, L J Rickard, M Bashkansky, *et al.*. Synthetic Aperture Ladar (SAL): Fundamental Theory, Design Equations for a Satellite System, and Laboratory Demonstration [R]. Washington: Naval Research Laboratory, 2002.
- 4 Zhou Yu, Xu Nan, Luan Zhu, *et al.*. 2D imaging experiment of 2D target in a laboratory-scale synthetic aperture imaging ladar [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(7): 2030-2032.
周煜, 许楠, 栾竹, 等. 尺度缩小合成孔径激光雷达的二维成像实验[J]. 光学学报, 2009, 29(7): 2030-2032.

- 5 Liu Liren. Structure and operating mode of synthetic aperture laser imaging ladar for speckle reduction [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(10): 1028001.
刘立人. 基于散斑抑制的合成孔径激光成像雷达的结构和工作模式[J]. 光学学报, 2011, 31(10): 1028001.
- 6 Liren Liu. Coherent and incoherent synthetic aperture imaging ladars and laboratory-space experimental demonstrations [J] Appl Opt, 2013, 52(4): 579-599.
- 7 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging ladar (V): imaging resolution and antenna aperture shape [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(5): 1408-1415.
刘立人. 合成孔径激光成像雷达(V): 成像分辨率和天线孔径函数[J]. 光学学报, 2009, 29(5): 1408-1415.
- 8 J W Goodman. Speckle Phenomena in Optics: Theory and Application [M]. Greenwood Village: Roberts and Company Publishers, 2007. 241-248.
- 9 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging ladar (I): defocused and phase-biased telescope for reception antenna [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(5): 997-1000.
刘立人. 合成孔径激光成像雷达(I): 离焦和相位偏置望远镜接收天线[J]. 光学学报, 2008, 28(5): 997-1000.

栏目编辑: 张 腾