

文章编号: 0253-2239(2009)08-2326-07

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

刘立人

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 研究了合成孔径激光成像雷达成像过程中激光散斑效应对光学外差探测的影响,考虑了光学天线孔径对于散斑的空间平滑效应,特别是提出了时间变化的散斑统计特性并进行了数学分析,因为线性调频激光在一次激光曝光时间过程中激光散斑的花样是变化的。最终给出了考虑时空散斑效应的光子受限外差探测信噪比。

关键词 合成孔径激光成像雷达;啁啾激光;激光散斑;散斑平滑;光子受限外差探测;载波噪音比;信号噪音比

中图分类号 TN958 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092908.2326

Synthetic Aperture Imaging Ladar (VI): Space-Time Speckle Effect and Heterodyne Signal-to-Noise Ratio

Liu Liren

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract The effect of laser speckle on heterodyne detection for synthetic aperture imaging ladar (SAIL) is investigated. The smooth effect due to the finite aperture of SAIL antenna is considered, and particularly the statistical characteristics of the time-varying speckle pattern is explored and mathematically analyzed, which is caused from the frequency modulation of laser within a single look. As a result, the signal-to-noise ratio of photon-limited heterodyne detection due to the space-time speckle effect is given.

Key words synthetic aperture imaging ladar (SAIL); chirped laser; laser speckle; smoothed speckle; photon-limited heterodyne detection; carrier-to-noise ratio (CNR); signal-to-noise ratio (SNR)

1 引 言

合成孔径激光成像雷达(SAIL)的原理来自于微波合成孔径雷达,是能够在远距离取得厘米量级分辨率的唯一的成像观察手段,美国海军研究所和宇航公司已经给出了实验室小尺度装置的实验验证^[1,2],我们也报道了实质性研究进展^[3~10]。在合成孔径激光成像雷达的成像中,激光散斑效应对光学外差探测的信噪比产生严重影响,光学外差探测信噪比是 SAIL 总体设计的重要参数,将直接影响系统总体结构和工作模式的设计,特别是激光发射功率估算的关键性依据,因此研究 SAIL 信噪比具有重要意义。美国海军研究所 Lucke 等^[11]完整地研究了存在激光散斑效应时的光学外差探测的信

噪比,他们首先确定了 SAIL 光学外差探测属于光子受限状态,即噪音来自于本振恒定信号的散弹效应,给出了载噪比定义,然后引入了散斑统计特性,给出了最终的外差探测信噪比。文献^[11]以最简单的数学和物理概念处理激光散斑效应,因此存在两个物理问题:第一是没有考虑观察面上的散斑尺寸及其光学接收天线的口径平滑效应,第二是在一次激光曝光的时间采样过程中使用了激光散斑是恒定不变的这种隐含假设,但是事实上由于线性调频的啁啾激光在一次发射的时间进程中波长是变化的,导致了激光散斑的花样的变化,因此在一次曝光中存在时间变化的散斑统计特性。

本文拟在理论上解决上述存在的空间和时间变

收稿日期: 2009-03-30; 收到修改稿日期: 2009-05-15

作者简介: 刘立人(1942—),男,研究员,博士生导师,主要从事空间激光通信,激光雷达和工程光学检测设备等方面的研究。E-mail: lirenliu@mail.shcne.ac.cn

化散斑效应的光学外差探测信噪比,先引入和给出了光子受限外差载噪比概念和数学表达式,研究了散斑空间特性和光学天线的平滑效应,提出了啁啾激光散斑统计学并推导了相应外差探测信噪比,作为对比给出了固定光频的散斑外差探测信噪比,最后给出了分析和结论。

2 合成孔径激光成像雷达的载波噪声比

合成孔径激光成像雷达采用啁啾激光光源,即作为发射光束也作为本机振荡器光束,目标回波经过时间延时与本振信号外差[图 1(a)],从而产生外差信号[图 1(b)],以及距离向聚焦像[图 1(c)]。

不考虑激光散斑效应时的光学外差接收的信号噪声比称为载波噪声比(CNR)。SAIL 外差接收处于光子受限状态,其 CNR 分析如下。

光电探测器视场的光电流信号为

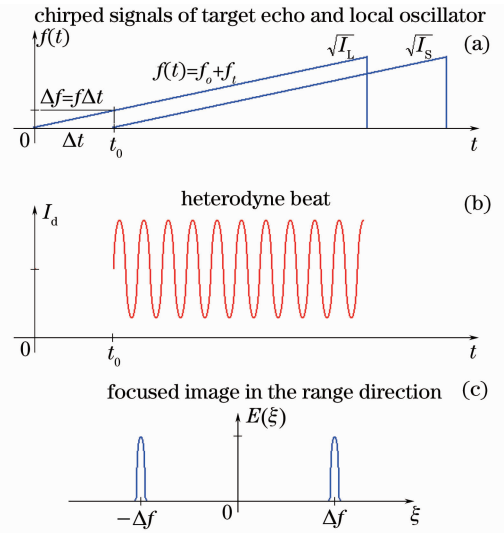


图 1 啁啾激光回波及本振信号(a)外差信号(b)和距离向成像信号(c)示意图

Fig. 1 Illustration of the echo and local signals of chirped laser (a) the resulted beat from heterodyne detection (b) and the images in the range direction (c)

$$I_d(t) = \eta_d \frac{q_e}{h\nu} \left[A_d I_L + A_d I_S + 2A_d \sqrt{\eta_h} \sqrt{I_L} \sqrt{I_S} \cos(2\pi\Delta f t + \phi_s) \right] = q_e \eta_d \frac{N_L + N_S}{\tau_{pul}} + 2q_e \eta_d \frac{\sqrt{\eta_h N_L N_S}}{\tau_{pul}} \cos(2\pi\Delta f t + \phi_s), \quad (1)$$

其中 N_L 和 N_S 分别为到达探测器上的本振和目标回波的一个光脉冲内的光子总数, τ_{pul} 为激光脉冲持续时间, η_d 为光电子转换效率, η_h 为光学外差探测效率, q_e 为电子电荷。公式中光子总数为 $N = \frac{IA_d \tau_{pul}}{h\nu}$, 其中接收面积为 A_d , 接收面光强为 I , 其中本振光强可以折算到接收面表达。本文中差频信号的产生有两种考虑: 在 SAIL 中采样啁啾激光其既作为发射信号也作为本振信号, 因此产生一个恒定的差频。另外一种通常是设置, 即发射和本振都是固定频率但存在一个频差, 这种情况是本文为了比较而设置的。因此上述两种情况的差频为

$$\Delta f = \begin{cases} \dot{f} \Delta \tau & (\text{chirp optical heterodyne}) \\ f_{trans} - f_{loc} & (\text{fixed optical heterodyne}) \end{cases}, \quad (2)$$

其中 \dot{f} 为激光光频啁啾速率, $\Delta \tau$ 为回波和本振的相对时延。在 SAIL 中存在初始相位 $\phi_s = \phi_{s0} + 2\pi(f_0 \Delta \tau + \frac{1}{2} \dot{f} \Delta \tau^2)$ 。

(1)式右边第二项为交流项时间信号, 其对频率 ξ 的傅里叶变换产生距离方向压缩成像, 在实际操作上采用数字处理, 现采用连续傅里叶变换表达, 即距离向成像信号为

$$E(\xi) = 2q_e \eta_d \frac{\sqrt{\eta_h N_L N_S}}{\tau_{pul}} \left[\frac{1}{2} \delta(\xi - \Delta f) \exp(i\phi_s) + \frac{1}{2} \delta(\xi + \Delta f) \exp(-i\phi_s) \right], \quad (3)$$

成像点位置取单边表达即 $\delta(\xi - \Delta f)$, 其信号峰值能量(电荷)近似为

$$D(\Delta f) = \tau_{pul} E(\xi = \Delta f) = q_e \eta_d \sqrt{\eta_h N_L N_S} \exp(i\phi_s). \quad (4a)$$

光电探测的统计特性要用光(电)子数来表达, 即定义光子化信号峰值为

$$D'(\Delta f) = \frac{D(\Delta f)}{q_e \eta_d \sqrt{\eta_h N_L}} = \sqrt{N_S} \exp(i\phi_s), \quad (4b)$$

光子受限噪音源是散弹噪音,即恒定信号 $\eta_d(N_L + N_S)$ 的散弹噪音,通常存在 $N_L \gg N_S$,也 $N_L \gg 1$,因此信号 $D(\Delta f)$ 的光电子噪音为

$$\sigma^2 = q_e^2 \eta_d (N_L + N_S) / 2 \approx q_e^2 \eta_d N_L, \quad (5a)$$

而光子化信号 $D'(\Delta f)$ 的噪音为

$$\sigma'^2 = q_e^2 \eta_d (N_L + N_S) / 2 / (q_e \eta_d \sqrt{\eta_h N_L})^2 = \frac{1}{2\eta_d \eta_h}, \quad (5b)$$

随机变量 D' 加噪音的功率密度函数(PDF)是中心位于 $N_S^{1/2} \exp(i\phi_S)$ 而宽度为 σ'^2 的 2D 高斯分布^[11,12]:

$$p(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma'^2} \int_{-\infty}^{\infty} 2x^2 y^2 \exp\left(-\frac{(x-s)^2 + y^2}{2\sigma'^2}\right) dx dy. \quad (6)$$

光学外差探测中,信号回波是一个复数 $r \exp(i\phi)$ 等于 D' 加噪音 σ' , 见图 2。已知并设定 $r = n^{1/2}$, $s = N_S^{1/2}$, $\phi_S = 0$ 。

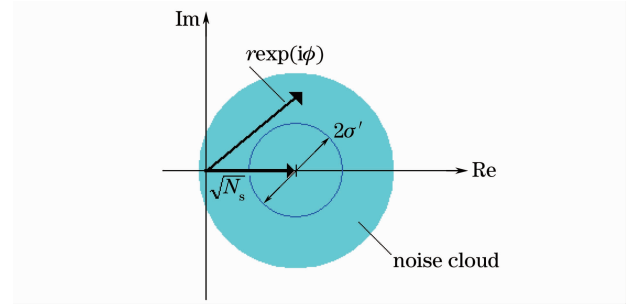


图 2 随机变量 D' 加噪音的功率密度函数,即中心位于 $N_S^{1/2} \exp(i\phi_S)$ 而宽度为 σ'^2 的 2D 高斯分布

Fig. 2 The PDF of random variable D' plus noise, that is the 2D Gaussian distribution centered at $N_S^{1/2} \exp(i\phi_S)$ with the width of σ'^2

为了求得载噪比必须先求得信号的方差,有

$$\langle y^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma'^2}} \int_{-\infty}^{\infty} y^2 \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma'^2}\right) dy = \sigma'^2, \quad (7a)$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma'^2}} \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \exp\left[-\frac{(x-s)^2}{2\sigma'^2}\right] dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma'^2}} \int_{-\infty}^{\infty} (x^2 + 2sx + s^2) \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma'^2}\right) dx = \sigma'^2 + s^2, \quad (7b)$$

$$\langle y^4 \rangle = \frac{2}{\sqrt{2\pi\sigma'^2}} \int_0^{\infty} y^4 \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma'^2}\right) dy = 3\sigma'^4, \quad (7c)$$

$$\langle x^4 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma'^2}} \int_{-\infty}^{\infty} x^4 \exp\left[-\frac{(x-s)^2}{2\sigma'^2}\right] dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma'^2}} \int_{-\infty}^{\infty} (x+s)^4 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma'^2}\right) dx = 3\sigma'^4 + 6s^2\sigma'^2 + s^4, \quad (7d)$$

$$\langle 2x^2 y^2 \rangle = \frac{1}{2\pi\sigma'^2} \int_{-\infty}^{\infty} 2x^2 y^2 \exp\left[-\frac{(x-s)^2 + y^2}{2\sigma'^2}\right] dx dy = 2(\sigma'^2 + s^2)\sigma'^2 = 2\sigma'^4 + 2\sigma'^2 s^2. \quad (7e)$$

运用上述公式,有

$$\langle n \rangle = \langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = s^2 + 2\langle \sigma'^2 \rangle, \quad (8a)$$

$$\langle n^2 \rangle = \langle r^4 \rangle = \langle x^4 \rangle + \langle 2x^2 y^2 \rangle + \langle y^4 \rangle = s^4 + 8s^2\sigma'^2 + 8\sigma'^4, \quad (8b)$$

所以 n 的 1D 分布的方差为

$$D(n) = \langle n^2 \rangle - 2\langle n \rangle^2 = 4s^2\sigma'^2 + 4\sigma'^4 = 4N_S\sigma'^2 + 4\sigma'^4. \quad (9)$$

载噪比为 $N_S/D(n)$, 即有^[11]

$$R_{\text{CNR,IM}} = \frac{N_S}{\sqrt{2N_S / (\eta_d \eta_h) + 1 / (\eta_d^2 \eta_h^2)}} \begin{cases} \approx \sqrt{\frac{\eta_d \eta_h N_S}{2}} & \text{for } N_S \gg 1 / (\eta_d \eta_h) \\ \approx \eta_d \eta_h N_S & \text{for } N_S \ll 1 / (\eta_d \eta_h) \end{cases}. \quad (10)$$

3 散斑空间特性-光学天线的平滑效应

自由空间传播方式下的激光散斑具有如下统计特性^[13],即强度边缘概率密度函数为

$$p_I(I) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) & I \geq 0 \\ 0, & \text{other} \end{cases}, \quad (11a)$$

相位边缘概率密度函数为

$$p_{\theta}(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi}, & -\pi \leq \theta \leq \pi, \\ 0, & \text{other} \end{cases}, \quad (11b)$$

其中 $\langle I \rangle$ 为平均光强, 方差为 $\sigma_I^2 = \langle I \rangle^2$ 。

合成孔径激光成像雷达的激光散斑效应是以目标上的一个基本二维距离方位分辨单元作为考虑基础, 假定 SAIL 的距离向分辨率和方位向分辨率相等, 尺度均为 d , 则基本分辨单元的尺度为 $d \times d$ 。目标分辨单元在 SAIL 接收面上产生散斑, 光学天线以其孔径接收和积分散斑功率, 显然散斑尺度和孔径尺度的不同将产生不同的平滑或积分效应, (如图 3 所示)。

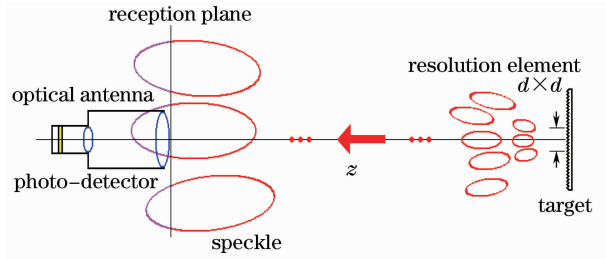


图 3 激光散斑的空间分布和光学接收口径平滑效应
Fig. 3 The spatial distribution of laser speckle and the smooth effect of speckle pattern by receiver's aperture

激光散斑的所谓平均尺度可以从其自由空间传播的二级统计特性即强度自相关函数估计, 强度自相关函数为^[13]

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 (1 + |\mu_A(\Delta x, \Delta y)|^2). \quad (12a)$$

其中散斑的复相干因子为

$$\mu_A(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 \exp[i2\pi/\lambda z (\xi \Delta x + \eta \Delta y)] d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta}, \quad (12b)$$

其中目标分辨单元的光强分布函数为

$$|P(\xi, \eta)|^2 = \text{rect} \frac{x}{d} \text{rect} \frac{y}{d}. \quad (13)$$

因此在 SAIL 接收面上, 散斑的平均直径为

$$\delta x = 2 \frac{\lambda z}{d}, \quad \delta y = 2 \frac{\lambda z}{d}. \quad (14)$$

其中 z 为目标至 SAIL 的距离。

接收孔径的散斑平滑效应改变了点接收的理想散斑统计特性。事实上新的光强 I_0 的统计特性可以用方均根信噪比 $\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{rms}} = \frac{\langle I_0 \rangle}{\sigma_{I_0}}$ 来表征。已知^[13]

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{rms}} = [\mathcal{M}]^{1/2}, \quad (15)$$

而

$$\mathcal{M} = \left[\frac{1}{S^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_s(\Delta x, \Delta y) |\mu_A(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \right]^{-1}, \quad (16)$$

其中接收孔径 $\mathcal{J}(x, y)$ 的积分函数和自相关函数分别为

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{J}(x, y) dx dy, \quad R_s(\Delta x, \Delta y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(x_1, y_1) \mathcal{F}(x_1 - \Delta x, y_1 - \Delta y) dx_1 dy_1.$$

下面考察合成孔径激光成像雷达的实际处境, 一般情况下我们有 $\delta x \gg D, \delta y \gg D$, D 为光学天线口径。因此接收孔径面积远远小于散斑相干面积, 即 $\mathcal{M} \cong 1$, 接收散斑仍然保持原始散斑统计特性, 即公式(11)。

4 啁啾散斑统计学和外差探测信噪比

啁啾激光在时间扫描过程中产生光频(或波长)的变化, 因此激光散斑花样在光频扫描时间内将可能发生变化, 下面将根据散斑的原始定义进行分析。自由空间传播方式的空间某一点上的散斑场强是由漫反射

物体的单元光源场叠加产生的,可以表达为复数形式^[13]

$$A(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k| e^{i\varphi_k} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N (|a_k| \cos \phi_k + i |a_k| \sin \phi_k), \quad (17)$$

在波长变化的小信号近似下 ($d\lambda \ll \lambda$), 并且只考虑路径的作用, 则单元复矢量的波长变化为

$$(a_k)'_{\lambda} d\lambda = |a_k| \left[\cos(2\pi \frac{z_k}{\lambda} + \phi_k) + i \sin(2\pi \frac{z_k}{\lambda} + \phi_k) \right]'_{\lambda} d\lambda = - |a_k| \exp \left[i \left(\frac{\pi}{2} + \phi_k \right) \right] \frac{2\pi z_k}{\lambda^2} d\lambda. \quad (18)$$

因此波长变化产生的新散斑为

$$A(x, y, z; \lambda + d\lambda) = A(x, y, z; \lambda) + A'_{\lambda}(x, y, z) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N [|a_k| \exp(i\phi_k)] - \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \left\{ |a_k| \exp \left[i \left(\frac{\pi}{2} + \phi_k \right) \right] \frac{2\pi z_k}{\lambda^2} d\lambda \right\}, \quad (19)$$

其中可见当 $d\lambda = 0$ 即无啁啾时上式第二项为零, 不存在散斑花样的变化。

现在研究在 SAIL 啁啾激光条件下的散斑变化情况。例如: 使用波长为 $1.55 \mu\text{m}$; 成像分辨率要求 10 cm 即啁啾线宽为 0.01 nm , 时间采样数 1000 , 则得到 $d\lambda \approx 10^{-5} \text{ nm}$; 作用距离 $z_k = (10 \sim 1000) \text{ km}$ 。由此可见 $z_k d\lambda / \lambda^2 \approx 41.6 \sim 4162 \gg 1$, 因此结论是在采样间隔上波长的变化将导致散斑花样很大变化, 即采样间隔上的散斑之间是无相关的, 散斑花样的波长变化基本属于平稳随机统计状态。

参考公式(1)中交流(即啁啾差频)信号的表达, 对于这样一个随机过程可以采用如下数学描述:

$$X(t) = \sqrt{I} \cos(2\pi f \Delta \tau t + \theta), \quad (20)$$

其中 I 和 θ 是激光散斑随机变量, 由(11)式描述。

该随机过程的自相关函数可作如下推导

$$R_X(t_1, t_2) = E[X(t_1)X(t_2)] = \iint_0^{\infty} \frac{I}{2} \{ \cos[2\pi f \Delta \tau(t_1 - t_2)] + \cos[2\pi f \Delta \tau(t_1 + t_2) + 2\theta] \} \times \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \times \frac{1}{2\pi} dI d\theta = \frac{\cos[2\pi f \Delta \tau(t_1 - t_2)]}{2\langle I \rangle} \int_0^{\infty} I \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) dI = \frac{\cos[2\pi f \Delta \tau(t_1 - t_2)]}{2} \langle I \rangle. \quad (21)$$

它的功率谱为自相关函数对于 $(t_1 - t_2)$ 的傅里叶变换, 容易得到为

$$E^2(\xi) = \frac{\langle I \rangle}{4} [\delta(\xi - \Delta f) + \delta(\xi + \Delta f)], \quad (22)$$

比较(3)式和(4)式在成像点位置 $\delta(\xi - \Delta f)$ 的无散斑时的振幅信号频谱, 可见此时振幅谱峰值也相当于 $\sqrt{\langle I \rangle} / 2$, 信号峰值能量近似为 $D_{z1}(\Delta f) = \tau_{\text{pul}} \sqrt{\langle I \rangle} / 2$ 。

上述啁啾散斑效应将对于外差探测载噪比产生影响。在一次啁啾散斑过程中, 设定平均接收光子数为 $N_0 = \frac{\langle I \rangle A_d \tau_{\text{pul}}}{h\nu}$, 出现 N_p 的概率密度参考(11)式可以表达为

$$p_S(N_p) = \frac{1}{N_0} \exp\left(-\frac{N_p}{N_0}\right). \quad (23)$$

在第2节的 SAIL 成像过程讨论中已经知道像点光子数的变化是由于外差接收的散弹效应产生的, 而且给出了这个 1D 分布的概率密度函数 $p_{N_p}(n)$, 其一阶和二阶矩分布为 $N_p + 2\sigma'^2$ 和 $N_p^2 + 8N_p\sigma'^2 + 8\sigma'^4$ 。因此考虑散斑效应的得到特定值 n 的总的概率为

$$p_T(n) = \int_0^{\infty} p_{N_p}(n) p_S(N_p) dN_p. \quad (24)$$

可以计算 n 的一阶和二阶矩有

$$\langle n \rangle = \int_0^{\infty} n p_T(n) dn = \int_0^{\infty} (N_p + 2\sigma'^2) p_S(N_p) dN_p = N_0 + 2\sigma'^2, \quad (25)$$

$$\langle n^2 \rangle = \int_0^\infty n^2 p_{N_p}(n) p_s(N_p) dN_p = \int_0^\infty (N_p^2 + 8N_p\sigma'^2 + 8\sigma'^4) p_s(N_p) dN_p = 2(N_0 + 2\sigma'^2)^2. \quad (26)$$

因此方差为

$$D(n) = \langle n^2 \rangle - 2\langle n \rangle^2 = (N_0 + 2\sigma'^2)^2, \quad (27)$$

最终得到一次曝光的啁啾时间变化散斑统计的外差信噪比(SNR)为 $N_0 / \sqrt{D(n)}$, 即可以得到

$$(S/N)_{\text{chirp}} = \frac{N_0}{N_0 + 1/(\eta_d \eta_h)} \begin{cases} \approx 1 & \text{for } N_0 \gg 1/(\eta_d \eta_h) \\ \approx \eta_d \eta_h N_0 & \text{for } N_0 \gg 1/(\eta_d \eta_h). \\ = 1/2 & \text{for } N_0 = 1/(\eta_d \eta_h) \end{cases} \quad (28)$$

5 固定光频散斑统计学和外差探测信噪比

在具有光频频差的固定光频的外差探测中, 回波信号在脉冲持续时间内频率恒定, 所以散斑的花样不变。SAIL 的单独一次(如第 K 次)曝光探测中散斑强度为 $I_s(K)$ 的出现的概率为

$$p[I \geq I_s(K)] = \exp\left(-\frac{I_s(K)}{I_{s0}}\right), \quad (29)$$

因此第 K 次的外差接收信噪比为

$$(S/N)_{\text{single}}(K) = \frac{N_s(K)}{\sqrt{2N_s(K)/(\eta_d \eta_h) + 1/(\eta_d^2 \eta_h^2)}} \begin{cases} \approx \sqrt{\frac{\eta_d \eta_h N_s(K)}{2}} & \text{for } N_s(K) \gg 1/(\eta_d \eta_h) \\ \approx \eta_d \eta_h N_s(K) & \text{for } N_s(K) \ll 1/(\eta_d \eta_h) \end{cases} \quad (30)$$

其中 $N_s = I_s A_d \tau_{\text{pul}} / h\nu$ 。

进一步可以采用统计平均的方法研究散斑效应对于外差探测载噪比的影响, 即采用多次相同条件下的散斑测量来虚拟实现。多次散斑过程中, 设定每次的平均接收光子数为 N_0 , 出现 N_p 的概率密度为,

$$p_s(N_p) = \frac{1}{N_0} \exp\left(-\frac{N_p}{N_0}\right), \text{ 因此考虑散斑效应的得到特定值 } n \text{ 的总的概率为 } p_T(n) = \int_0^\infty p_{N_p}(n)$$

$p_s(N_p) dN_p$ 。采用上述相同方法, 最终得到多次散斑统计的外差信噪比为 $N_0 / \sqrt{D(n)}$, 即有^[11]

$$(S/N)_{\text{multi}} = \frac{N_0}{N_0 + 1/(\eta_d \eta_h)} \begin{cases} \approx 1 & \text{for } N_0 \gg 1/(\eta_d \eta_h) \\ \approx \eta_d \eta_h N_0 & \text{for } N_0 \gg 1/(\eta_d \eta_h) \\ = 1/2 & \text{for } N_0 = 1/(\eta_d \eta_h) \end{cases} \quad (31)$$

6 分 析

这里采用图 4 来总结激光散斑效应对于外差信号的影响: (i) 无散斑时外差信号是一个确定振幅的余弦波(4)式; (ii) 在固定光频的一个外差过程中散斑是保持不变的, 因此外差信号是一个每次具有不确定振幅的余弦波(29)式, 其统计特性可以由(31)式描述; (iii) 在啁啾激光的一个外差过程中散斑是随着波长改变而变化的, 因此外差信号是一个随时间随机变化振幅和相位的统计类似余弦波(20)式。

考虑了光频啁啾的在采样过程中存在时间变化激光散斑效应的光学外差探测信噪比由(28)式表达, 而固定光频的激光散斑效应的光学外差探测经过多次观察统计处理后的信噪比由(31)式表达, 这两种过程在物理概念上是完全不同的, 但是在数学表达上是相同的。这不难理解, 因为散斑的光强统

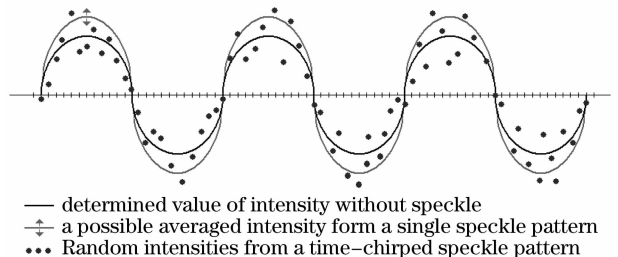


图 4 不同的激光散斑效应对于外差信号的影响的示意图
Fig. 4 Schematic diagram of the effect of different kinds of laser speckle on the beat signal

计特性是确定和唯一的, 因此一次曝光中分时采样的光强随机性和多次曝光中各次曝光光强的随机性是相同的。

从(10)式可见, 在无散斑效应假设情况下当信号光子 $N_s \ll 1/(\eta_d \eta_h)$ 时光学外差探测载噪比正比

于探测到的光子数,反之正比于光子数平方根。激光散斑是主要噪音源时,从(28)式和(31)式可见光学外差的信噪比存在饱和现象,即不论 N_0 多大,信噪比 $n_{\text{SNR}} \approx 1$,高 N_0 值并不改进 SNR。而当 $N_0 = 1/(\eta_d \eta_h)$, $n_{\text{SNR}} = 1/2$,仅仅低于极限值 2 倍。对于更小的 N_0 值,SNR 正比于探测到的光子数。由此可见一个像素只要接收到几个光子就能够趋近信噪比极限。

改进激光散斑噪音信噪比可以采用以下方法。在一般 SAIL 设计中只考虑了激光线偏振应用,为改进散斑噪音可以同时利用两个偏振分量,但是这将增加系统的复杂性。也可以在一个图像中组合多个像素为一个实际像素,这显然降低了成像分辨率。最为可能的方法是采用多次曝光以对散斑场的不同部分采样,但是这增加了观察时间也增大了激光发射能量。在上述多次曝光组合的方法下,对于单次的曝光成像必须满足一个重要的判据 $N_0 = 1/(\eta_d \eta_h)$,否则为了达到 $n_{\text{SNR}} \approx 1$ 的最好状态,需要太多数目的单次曝光。

7 结 论

激光散斑效应对于合成孔径激光成像雷达的光学外差探测性能有很大的影响,本文着重于空间一时间变化的复杂状态下的激光散斑统计特性及其对于 SAIL 光学外差探测性能影响的研究。计算和比较了目标在 SAIL 接收面上散斑尺度和光学天线孔径尺度的关系,在一般设计下光学天线孔径尺度远小于激光散斑的平均尺度,光学天线孔径对于散斑基本不存在空间平滑效应,整个光学天线的接收可以认为是服从了最基础的散斑点统计规律。SAIL 采用线性频率调制(啁啾)激光光源,因此发现了在一次激光曝光采样过程中激光散斑的花样是变化的,数学分析表明散斑花样的时间过程是不相关的,据此推导了振幅和相位都随机变化的外差信号以及它的距离向聚焦像的统计数学表达,最终给出了考虑时空散斑效应的光子受限外差探测信噪比,由此可以进行 SAIL 整体系统的设计和分析。关于其空间应用及检验的一些具体问题,可参考文献^[14,15]。

参 考 文 献

1 M. Bashkansky, R. L. Lucke, F. Funk *et al.*. Two-dimensional synthetic aperture imaging in the optical domain[J]. *Opt. Lett.*,

- 2002, **27**(22): 1983~1985
- 2 S. M. Beck, J. R. Buck, W. F. Buell *et al.*. Synthetic-aperture imaging lidar: laboratory demonstration and signal processing [J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(35): 7621~7629
- 3 Zhou Yu, Sun Jianfeng, Luan Zhu *et al.*. Aperture-Synthesizing Experiment of a Down-Scaled Synthetic Aperture Imaging Lidar [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(12): 2446~2448
- 周煜,孙建锋,栾竹等. 尺度缩小合成孔径激光成像雷达的孔径合成实验[J]. *光学学报*, 2008, **28**(12): 2446~2448
- 4 Liren Liu. Optical antenna of telescope for synthetic aperture lidar[C]. *SPIE*, 2008, **7094**: 7094F1~F13
- 5 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging lidar (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
- 6 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging lidar (II): Spatial phase biased telescope for transmitting antenna [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(6): 1197~1200
- 刘立人. 合成孔径激光成像雷达(II): 空间相位偏置发射望远镜[J]. *光学学报*, 2008, **28**(6): 1197~1200
- 7 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging lidar (III): Circulated duplex telescope [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7): 1405~1410
- 刘立人. 合成孔径激光成像雷达(III): 双向环路发射接收望远镜[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7): 1405~1410
- 8 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging lidar (IV): Unified operation mode and two-dimensional data collection equation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(1): 1~6
- 刘立人. 合成孔径激光成像雷达(IV): 统一工作模式和二维数据收集方程[J]. *光学学报*, 2009, **29**(1): 1~6
- 9 Liu Liren. Synthetic Aperture Imaging Lidar (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
- 10 Xu Nan, Lu Wei, Liu Liren. Simulation of nonlinear-chirp compensation by scan-filtering in SAIL [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(1): 47~54
- 许楠,鲁伟,刘立人. 合成孔径激光成像雷达中非线性啁啾逐一扫描滤波校正算法的仿真和分析[J]. *光学学报*, 2009, **29**(1): 47~54
- 11 R. L. Lucke, L. J. Rickard. Photon-limited synthetic-aperture imaging for planet surface studies [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(24): 5084~5095
- 12 J. W. Goodman. *Statistical Optics* [M] Qin Kecheng Transl. New York: Wiley-Interscience, 1985.
- 13 J. W. Goodman. Statistical Properties of Laser Speckle Patterns, in *Laser Speckle and Related Phenomena* [M], J. C. Dainty, Ed. Berlin: Springer, 1975
- 14 Liu Liren. Laser. Communications in Space I Optical Link and Terminal Technology [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(1): 3~20
- 刘立人. 卫星激光通信 I 链路和终端技术[J]. *中国激光*, 2007, **34**(1): 3~20
- 15 Liu Liren. Laser Communications in Space II Test and Verification Techniques on the Ground [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(2): 147~155
- 刘立人. 卫星激光通信 II 地面检测和验证技术[J]. *中国激光*, 2007, **34**(2): 147~155