

# 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

刘立人

(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和检验技术重点实验室, 上海 201800)

**摘要** 目标漫反射产生的激光回波散斑效应严重影响合成孔径激光成像雷达(SAIL)的成像质量。在体系结构上提出了抑制散斑效应的系统性解决方案,建立了 SAIL 结构和工作模式设计的理论基础。研究了 SAIL 中与目标分辨单元尺寸、啁啾波长变化、目标相关性质和接收面光强随机分布有关的散斑统计特性。定义了 SAIL 光学接收天线的散斑孔径积分场复相干函数,它是天线孔径相关函数和目标分辨单元相关因子的卷积,其宽度就是可实现的孔径合成长度,给出了实现较大的孔径合成长度的发射口径、接收口径和实际孔径合成长度的设计原则,发现和分析了由啁啾散斑移动产生的拍频信号波动。最后建议采用滑动聚束模式来有效使用散斑效应造成较短的孔径合成尺度,因为其光束扫描宽度对 SAIL 移动距离有放大作用。同时也提出了具有多发射机/多接收机的多通道结构以提高回波散斑光场的探测率。

**关键词** 合成孔径激光成像雷达;激光散斑;散斑抑制;散斑孔径积分场复相干函数;相位历程;多通道接收/发射结构;滑动聚束模式

中图分类号 TN958 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201131.1028001

## Structure and Operating Mode of Synthetic Aperture Laser Imaging Ladar for Speckle Reduction

Liu Liren

(Key Laboratory of Space Lasercom and Testing Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** In a synthetic aperture imaging ladar (SAIL), the imaging quality is greatly degraded from the laser speckle effect of diffused target. A systematic solution to reduce speckle is given, and thus the theoretic basis is founded for the design of SAIL structure and operating mode. The speckle characteristics relating to the scale of target resolution element, the wavelength change from laser chirp, the correlation of target surface and the uncertain distribution of intensity at receiver plane are investigated. A complex coherence function of integrated speckle over antenna aperture is defined, it is a convolution between the correlation of antenna profile and the complex correlation factor of the speckle from a resolution element and its width is the possible length for aperture synthesizing. A design principle for transmitter aperture, receiver aperture and used length for synthesizing is given to achieve a long synthesizing length. And a fluctuation phenomenon of beat signal due to the speckle wandering caused by the chirp is also discovered and analyzed. Then a sliding spotlight mode which has a magnification from the SAIL movement to the beam scan is considered to effectively utilize the limited length of aperture synthesizing. A multi-channel transmitter/receiver construction is proposed to enhance the detectability of speckled echo.

**Key words** synthetic aperture imaging ladar; laser speckle; speckle reduction; complex coherence function of integrated speckle over aperture; phase history; multi-channel transmitter/receiver construction; sliding spotlight mode

**OCIS codes** 280.6730; 030.6140; 110.1650; 110.4190

收稿日期: 2011-06-12; 收到修改稿日期: 2011-06-28

基金项目: 国家自然科学基金(60907006)资助课题。

作者简介: 刘立人(1942—),男,研究员,博士生导师,主要从事空间信息光学方面的研究。

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

# 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,是能够在远距离获得厘米量级分辨率的唯一的成像观察手段,但是其涉及光频信号的振幅、偏振、频率、时间相位和空间相位,实施上有非常高的技术难度。美国在2002年实现了原理性突破<sup>[1]</sup>,距离向成像采用啁啾激光外差接收解斜方法,方位向成像采用空间二次项相位匹配滤波方法。接着国内外取得了一系列的发展<sup>[2~4]</sup>,包括解决了信号收集和数据处理的时间域<sup>[5]</sup>和空间域<sup>[6~10]</sup>中的难题。

SAIL属于激光高分辨率成像,因此必定会受到激光散斑效应的影响<sup>[5,11]</sup>,我们在实验中也观察到了强烈的散斑效应<sup>[3,12]</sup>。激光散斑效应严重影响SAIL的成像质量,必须加以抑制。

本文提出了抑制激光散斑效应的SAIL的总体结构设计思路,包括:1)研究了SAIL中的散斑花样和尺寸、散斑光强的分布、散斑花样的波长变化和目标散射场相关性等统计特性,发现了波长变化能够造成散斑在距离方向上移动,同时也看到目标分辨单元产生的散斑是独立无关的,因此输出图像应当是目标分辨单元像的非相干叠加。2)提出并定义了光学接收天线的散斑孔径积分场复相干函数,它是天线孔径相关函数和目标分辨单元相关因子的卷积,该复相干函数不仅能用于方位向散斑效应分析,而且也能用于距离向散斑效应分析。散斑孔径积分场复相干函数的宽度就是SAIL可实现的方位向孔径合成长度,当散斑尺度大于天线尺度时两倍散斑尺寸就是孔径合成长度,因此能够获得较大的孔径合成长度。相应地给出了激光发射口径、接收口径和实际孔径合成长度的设计原则。同样也可以发现激光啁啾波长变化产生的散斑距离向移动将造成散斑积分场复相干函数下降,当散斑尺度小于天线尺

度时可以消除这种下降。3)建议采用光束扫描宽度对SAIL移动距离有放大作用的滑动聚束模式,能够减弱散斑效应造成孔径合成尺度较短的困难,数学分析表明这种模式能够产生孔径合成必需的方位向空间二次项相位历程。4)为了抑制散斑光强的空间分布随机性,提出了多波长/多发射机/多接收机的结构,给出了一对任意相对位置的发射机和接收机的方位向相位历程的通解,建立了每一个接收机产生目标点像能够位于相同坐标位置的匹配滤波共轭二次项相位的移位条件。上述所有的分析建立了SAIL的结构和工作模式的理论基础。

SAIL的统计特性分析在第2节叙述,第3节给出散斑积分场的复自相关函数,第4节给出滑动聚束模式,第5节给出多通道系统结构。

## 2 合成孔径激光成像雷达散斑效应的特性

一个漫反射表面对于照射激光的反射,经过自由空间传播在观察面上将产生激光散斑。SAIL是对于漫反射目标的探测,它产生的散斑效应可以以目标面上一个成像分辨单元来分析,SAIL涉及的散斑具有其独特的性质,下面分析相关的基础SAIL散斑效应。

### 2.1 激光散斑花样的尺度

一个成像分辨单元通过自由空间传播在接收面上产生散斑的过程如图1所示。激光散斑的最基本的特点是其花样的统计学平均尺寸,这可以由散斑光强自相关函数给出。由参考文献<sup>[13]</sup>第4.4.1节可知,一个强度分布函数为 $|P(\xi, \eta)|^2$ 的激光散射源(即SAIL成像分辨单元)在距离 $Z$ 上产生的散斑光强自相关函数为

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left\{ 1 + \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y) \right] d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \right\}. \quad (1)$$

可以看出激光散斑的形状和尺度与散射源的强度分布函数直接有关。事实上(1)式中的积分之比的部分是散斑光强的归一化复相关因子。当散射源为 $H_x \times H_y$ 的方形均匀散射源时,散斑光强自相关函数简化为

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[ 1 + \text{sinc}^2 \frac{H_x \Delta x}{\lambda Z} \text{sinc}^2 \frac{H_y \Delta y}{\lambda Z} \right],$$

即散斑的平均宽度为 $S_x = \lambda Z / H_x$ ,  $S_y = \lambda Z / H_y$ ,因此两倍平均宽度可以认为是包含一个最大光强和一个最小光强的一个散斑周期,也可以看到散斑的归

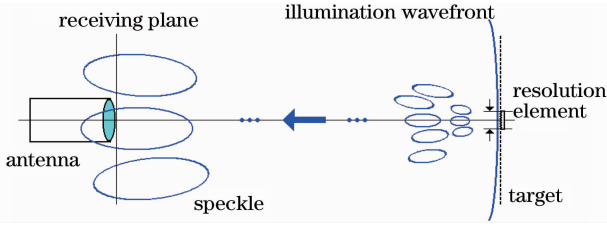


图1 激光散斑产生示意图

Fig. 1 Diagram of laser speckles from the reflection of a resolution element on target

一化复相关因子的宽度等同于两倍散斑平均宽度。应当注意 SAIL 的观察面具有一定角度  $\theta$  (如图 2 所示), 对于目标面上的一个矩形分辨单元  $\Delta S_x \times \Delta S_y$ , 在垂直于主轴的主面上的投影为矩孔  $\Delta S_x \times \Delta S_y \cos \theta$ , 可以近似认为斜面正方单元和矩形窗口具有相同的散射统计特性, 因此 SAIL 接收面上的散斑的平均宽度为

$$S_x = \frac{\lambda Z}{\Delta S_x}; \quad S_y = \frac{\lambda Z}{\Delta S_y \cos \theta}. \quad (2)$$

在以上分析中,  $x, \Delta x, \xi$  为方位向坐标,  $y, \Delta y, \eta$  为距离向坐标,  $\langle I \rangle$  为散斑平均光强,  $\lambda$  为波长。应当注意矩形孔径下的 SAIL 具有最好的成像分辨率<sup>[14]</sup>, 因此本文分析举例中均采用矩形孔径, 而其结果也很容易推广到圆形等其他孔径。

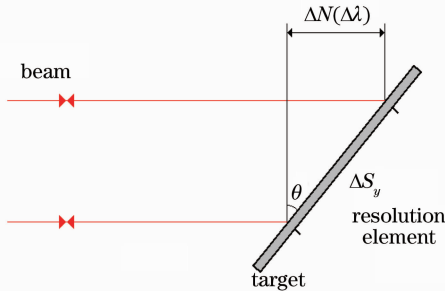


图2 目标一个分辨单元上波长变化产生的相位延时变化

Fig. 2 Phase-delay variation from wavelength change with a beam reflected from a resolution element

## 2.2 接收面激光散斑的波长特性

上述讨论给出了一个固定波长的散斑统计特性, 但是需要进一步考虑波长变化对于激光回波散斑的花样的影响, 这可以由目标上的一个分辨单元上由波长变化产生的附加相移来研究(如图 2 所示)。由于目标面的倾斜( $\theta$ ) 在一个距离方向分辨单元上产生的双程最大相移的波长数为  $N = 2\Delta S_y \sin \theta / \lambda$ , 因此波长变化  $\Delta \lambda$  产生的相移波长数为

$$\Delta N(\Delta \lambda) = -2 \frac{\Delta S_y \sin \theta}{\lambda^2} \Delta \lambda. \quad (3)$$

可以认为 1 个波长相移可能产生散斑的强度倒置,

因此 2 个波长相移的 2 个散斑产生明显花样差别的波长间隔判据是

$$|\Delta \lambda| \geq \lambda^2 / (2\Delta S_y \sin \theta). \quad (4)$$

同样据此可以进一步考虑在一个啁啾脉冲内由于啁啾波长的变化产生的快时间范围的散斑随时间变化的情况。已知距离向成像分辨率决定的啁啾波长带宽为  $\Delta \lambda = \pm \lambda B / f_0 = \pm \lambda^2 / (\Delta S_y \sin \theta)$ <sup>[6,7]</sup>, 所以由(3)式可见在一个啁啾脉冲内的最大可能的附加相移为

$$\Delta N(\pm \Delta \lambda) = \mp 2. \quad (5)$$

即产生 2 个波长的相位延时, 可以认为 1 个波长相移可能产生散斑的强度倒置, 因此 2 个波长内即啁啾周期内具有一对(一个周期)散斑。

## 2.3 目标面反射散射场特性

激光照射目标的粗糙表面, 由于随机表面高度涨落的散射在接收面上产生激光散斑, 目标面上不同地点产生的回波散斑的相关性与其散射反射场的自相关函数有关, 由参考文献[13]第 4.5.4 节可知, 消除镜面反射分量的散射反射场自相关函数为

$$\mu'_a(r) = \frac{\exp\left\{-\sigma_\phi^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_c^2}\right)\right]\right\} - \exp(-\sigma_\phi^2)}{1 - \exp(-\sigma_\phi^2)}, \quad (6)$$

式中  $r_c$  为归一化表面相关下降到  $1/e$  的半径,  $\sigma_\phi^2$  是与表面高度涨落方差  $\sigma_h^2$  有关的相移方差。当相移方差  $\sigma_\phi^2 \gg 1$  时, 散斑反射场的自相关函数的宽度将远远小于归一化表面相关半径, 如图 3 所示。SAIL 目标的成像分辨单元可以认为是目标的最小可分辨长度并接近于表面相关直径, 在光波范围可以认为相移方差很大, 因此目标面上临近两个分辨单元散射源产生的散斑花样将是不同的。进一步可以认识

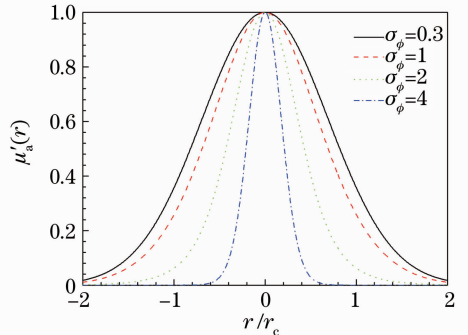

 图3 消除镜面反射分量的散射反射场的自相关函数与相位方差  $\sigma_\phi^2$  的关系

 Fig. 3 Relation of the autocorrelation function of the scattering-reflecting field eliminating reflection component from mirror surface for several values of phase variance  $\sigma_\phi^2$

到在此条件下目标上每一个分辨单元产生的脉冲响应像是非相干的,事实上这相当于点扩展函数,输出像应当是它们的非相干叠加。

### 2.4 接收场的探测几率

光学天线口径的散斑积分强度随着口径( $L$ )和

散斑尺度( $S$ )的不同具有不同的积分强度概率密度函数。参考文献[13]第 4.6 节给出了分析,特别是详细给出了  $L > S$  的结果。天线口径及其移动位置( $\Delta x$ )相对于散斑尺度的不同而具有的概率分布总结为如下近似表达:

$$\begin{cases} P(I_0 = \langle I \rangle) = 1 & L \gg S, \Delta x \gg L \\ P(I_0 < 0.5 \langle I \rangle) = P(I_0 > 0.5 \langle I \rangle) = 0.5 & L \approx S, \Delta x \gg L. \\ P(I_0 = \langle I \rangle) = P(I_0 = 0) = 0.5 & L < S, \Delta x \gg S \end{cases} \quad (7)$$

### 3 光学接收天线散斑孔径积分场复相干函数

在光学天线孔径内接收的积分场强称为天线接收场。SAIL 成像中有两个与接收场有密切关系的核心问题:

1) SAIL 在方位向移动中接收场的振幅特别是相位能够维持多少距离的稳定或者平稳变化,这个距离即是孔径合成长度;

2) 在距离向信号接收过程中光频啁啾将导致散斑的空间-时间变化,其外差拍频信号的振幅和相位

能够维持多少时间的稳定或平稳变化,与散斑最大移动距离和孔径合成长度均有关。

定义天线移动产生的接收场的复相干函数来求解上述问题。

#### 3.1 光学接收天线散斑孔径积分场复相干函数的推导和分析

首先建立目标分辨单元散射表面场  $p(x, y)$  与位移天线接收场  $C(x, y)$  之间的基本关系。由距离  $Z$  的非涅耳衍射可以得到接收面的场分布:

$$E(x, y) = \frac{1}{\lambda Z} \exp\left[j \frac{\pi}{\lambda Z} (x^2 + y^2)\right] \iint_{-\infty}^{\infty} p(\xi, \eta) \exp\left[j \frac{\pi}{\lambda Z} (\xi^2 + \eta^2)\right] \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta. \quad (8)$$

通过接收望远镜的二次项相位补偿<sup>[15]</sup>,可以消除(8)式第一项的相位二次项(事实上在推导中也可以忽略掉)。令接收天线孔径函数为  $B(x, y)$ ,则位移天线的接收积分光场为卷积

$$C(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left[j \frac{\pi}{\lambda Z} (\alpha^2 + \beta^2)\right] E(\alpha, \beta) B(x - \alpha, y - \beta) d\alpha d\beta,$$

或者表达为

$$C(x, y) = \frac{1}{\lambda Z} \iint_{-\infty}^{\infty} b\left(-\frac{\xi}{\lambda Z}, -\frac{\eta}{\lambda Z}\right) p(\xi, \eta) \exp\left[j \frac{\pi}{\lambda Z} (\xi^2 + \eta^2)\right] \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (9)$$

其中傅里叶逆变换有

$$b\left(\frac{\xi}{\lambda Z}, \frac{\eta}{\lambda Z}\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} B(\alpha, \beta) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\alpha\xi + \beta\eta)\right] d\alpha d\beta. \quad (10)$$

定义  $J_a$  为散射面上的互强度,而  $J_A$  为接收面上的互强度,参考参考文献[13]第 4.4.1 节,从  $C(x, y)$  的表达得到散斑效应的互强度传递为

$$J_A(\Delta x, \Delta y) = \frac{1}{\lambda^2 Z^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} \kappa p(\xi_1, \eta_1) b(\xi_1, \eta_1) p^*(\xi_2, \eta_2) b^*(\xi_2, \eta_2) \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda Z} [(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2]\right\} \times \\ \delta(\xi_1 - \xi_2, \eta_1 - \eta_2) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (x_1 \xi_1 + y_1 \eta_1 - x_2 \xi_2 - y_2 \eta_2)\right] d\xi_1 d\eta_1 d\xi_2 d\eta_2,$$

即

$$J_A(\Delta x, \Delta y) = K \iint_{-\infty}^{\infty} P(\Delta x - \alpha, \Delta y - \beta) B(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \quad (11)$$

其中与目标分辨单元产生的散斑尺度有关的散斑复相关因子为

$$P\left(\frac{\Delta x}{\lambda Z}, \frac{\Delta y}{\lambda Z}\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} |p(\xi, \eta)|^2 \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\Delta x \xi + \Delta y \eta)\right] d\xi d\eta, \quad (12)$$

如 2.2 节所述,其宽度等同于两倍散斑平均宽度。而与光学天线尺度有关的天线孔径函数的自相关函数为

$$BB(\Delta x, \Delta y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \left| b\left(-\frac{\xi}{\lambda Z}, -\frac{\eta}{\lambda Z}\right) \right|^2 \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda Z} (\Delta x \xi + \Delta y \eta)\right] d\xi d\eta, \quad (13)$$

其宽度为天线宽度的 2 倍。

因此定义归一化光学接收天线散斑孔径积分场复相干函数为

$$\mu(\Delta x, \Delta y) = \frac{J_A(\Delta x, \Delta y)}{J_A(0, 0)} = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} P(\Delta x - \alpha, \Delta y - \beta) BB(\alpha, \beta) d\alpha d\beta}{\iint_{-\infty}^{\infty} P(\alpha, \beta) BB(-\alpha, -\beta) d\alpha d\beta}. \quad (14)$$

进一步在矩形孔径情况下分析天线散斑积分场复相干函数。若光学天线接收孔径函数为  $B(x, y) = \text{rect}(x/L_x)\text{rect}(y/L_y)$ , 并且目标垂直参考面上的分辨单元为  $p(x, y) = \text{rect}(x/\Delta S_x)\text{rect}(y/\Delta S'_y)$ , 其中  $\Delta S'_y = \Delta S_y \cos \theta$ , 则有二维分离变量的光学接收天线的散斑孔径积分场复相干函数为

$$\mu(\Delta x, \Delta y) = \frac{\left[ \text{sinc}\left(\frac{\Delta x}{S_x}\right) * \text{tri}\left(\frac{\Delta x}{L_x}\right) \right] \left[ \text{sinc}\left(\frac{\Delta y}{S'_y}\right) * \text{tri}\left(\frac{\Delta y}{L_y}\right) \right]}{\int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{\alpha}{S_x}\right) \text{tri}\left(\frac{-\alpha}{L_x}\right) d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{\beta}{S'_y}\right) \text{tri}\left(\frac{-\beta}{L_y}\right) d\beta}, \quad (15)$$

式中  $S_x = \lambda Z / \Delta S_x$ ,  $S'_y = \lambda Z / \Delta S'_y$ 。这里定义天线散斑孔径积分场复相干函数的宽度为其峰值两侧零点(或者最小值)之间的宽度( $W$ ), 而散斑复相关因子的宽度为( $W_{s,x} = 2\lambda Z / \Delta S_x$ ,  $W_{s,y} = 2\lambda Z / \Delta S'_y$ ) 即 2 倍散斑平均尺寸, 天线孔径函数的自相关函数宽度为( $W_{a,x} = 2L_x$ ,  $W_{a,y} = 2L_y$ ) 即 2 倍天线孔径宽度。

图 4 给出了在不同宽度的矩形天线自相关函数和矩形分辨单元散斑自相关函数下的归一化坐标的归一化一维天线散斑孔径积分场复相干函数, 令天线自相关函数宽度对于散斑复相关因子宽度的比即接收面接收天线口径对于目标分辨单元散斑平均尺

寸的比为  $K = W_a / W_s = L / S$ 。从图中可以看出存在如下趋势:

- 1) 当天线自相关函数宽度远大于散斑复相关因子宽度即  $K \gg 1$  时, 散斑积分场复相干函数的宽度由天线孔径三角函数宽度确定, 即  $W \approx W_a$ , 为天线二倍宽度即  $W_x = 2L_x$ ;
- 2) 当散斑复相关因子宽度远大于天线自相关函数宽度即  $K \ll 1$  时, 散斑积分场复相关函数的宽度由散斑复相关因子宽度确定, 即  $W \approx W_s$ , 为 2 倍散斑宽度即  $W_x = 2\lambda Z / \Delta S_x$ ;
- 3) 当天线自相关函数宽度与散斑复相关因子

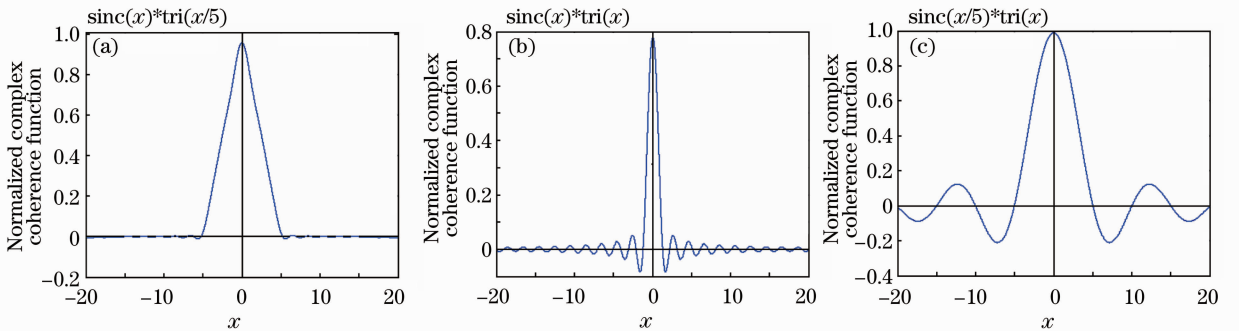


图 4 归一化坐标下的归一化一维接收天线散斑孔径积分场复相干函数, 天线孔径三角函数宽度与散斑分布函数之比为 5:1(a), 1:1(b), 1:5(c)

Fig. 4 Normalized 1D complex coherence functions of integrated speckle over aperture at the normalized coordinate. The ratio of the width of antenna aperture triangular function to the width of speckle: (a) 5:1, (b) 1:1 and (c) 1:5

宽度相当即  $K \approx 1$  时,散斑积分场复相干函数的宽度近似等于 2 倍天线自相关函数宽度或者 2 倍散斑复相关因子宽度,即  $W_x \approx 2L_x \approx 2\lambda Z/\Delta S_x$ 。

### 3.2 接收天线散斑孔径积分场复相干函数应用于方位向和距离向成像

SAIL 的距离向成像采用啁啾激光的距离分辨实现,方位向成像采用二次项历程的孔径合成实现。方位向( $x$  方向)的成像过程可以采用散斑孔径积分场复相干函数进行分析和设计,这时可以仅考虑  $x$  方向。假设发射孔径为  $d_x$ ,则目标面上的激光照明光斑的宽度为  $D_x = 2\lambda Z/d_x$ ,因此成像分辨单元尺寸为  $\Delta S_x = d_x/2^{[5\sim 8]}$ 。考虑实际使用的孔径合成尺度对于激光照明光斑宽度的比为  $K_{syn}(K_{syn} \leq 1)$ ,这时成像分辨单元尺寸为  $\Delta S_x = d_x/2K_{syn}$ ,其产生的散斑尺寸为  $S_x = 2K_{syn}\lambda Z/d_x$ 。接收天线的孔径宽度为  $L_x = K_{RT}d_x$ ,应当注意由于外差接收的方向性函数决定于接收口径,为了得到较大的外差接收口径必须采用多通道等特殊结构<sup>[5~8]</sup>。因此在接收面接收天线口径对于目标分辨单元散斑平均尺寸的比为

$$K = \frac{K_{RT}d_x^2}{2K_{syn}\lambda Z}. \quad (16)$$

SAIL 总体方案的设计一般要求有足够大的照明光斑,因此激光发射口径较小。虽然要求很高的成像分辨率,但是分辨单元尺度还是大于发射口径,因此必须设计一定的  $K_{syn}$  值。为了保证足够的回波接收能量,要求有较大的  $K_{RT}$  值。在均衡的考虑下一般可以达到  $K \leq 1$ ,散斑尺寸大于等于接收天线尺寸,孔径合成长度为二倍散斑宽度,可以控制适当的散斑长度以产生比较长的合成孔径长度,SAIL 处于较合理的散斑抑制状态。如果处于  $K > 1$ ,接收天线尺寸大于散斑尺寸,这时孔径合成长度为二倍天线宽度,由于光学天线的尺度限制,使用较大的接收天线产生比较长的合成孔径长度很困难,而且这种情况下方位向的成像分辨率比很低。

在快时间轴记录啁啾激光的距离信息回波时,由于啁啾造成的激光连续波长变化可能产生散斑的空间-时间变化<sup>[11]</sup>,从(5)式可知一个具有倾斜角的目标分辨单元在啁啾范围产生距离向附加相移的最大波长数为 2,等同于在距离向  $y$  轴引入了一个线性相位移,其最大值为  $2\pi(2\lambda/L_y)y$ ,在傅里叶变换后相当于产生一个连续位置偏移,最大值为

$$P_{max} = 2\Delta S_y = 2\lambda Z/L_y. \quad (17)$$

一般而言,啁啾的波长变化在一个成像分辨单元内不会引起散射相延的明显变化,因此在一个啁

啾周期内在接收面上的激光散斑可能在距离向移动了距离  $P_{max}$ ,即在天线散斑孔径积分场复相干函数中相当于散斑函数在距离向坐标上移动了  $P_{max}$ 。如果散斑宽度远大于天线宽度而天线散斑孔径积分场复相干函数由散斑复相干因子确定,这时目标分辨单元的外差拍频信号的宽度刚好占据了一个相干宽度  $W = P_{max}$ ,这种情况下造成拍频信号的振幅和相位波动,可以观察到回波强度可能存在一个周期的不均匀性。如果天线宽度远远大于散斑宽度而天线积分场复相干函数由天线孔径三角函数确定,比较容易做得到  $W_y \gg P_{max}$ ,即在拍频信号的宽度内基本满足相干性,回波强度在一个周期内比较均匀。

在系统总体设计上可见:在方位向宁选散斑长度较大,而在距离向宁选天线长度较大。同时在方位向和距离向均具有较大的接收天线散斑孔径积分场复相干函数的宽度存在矛盾,需要仔细考虑。

### 4 SAIL 的滑动聚束模式

滑动聚束模式可以产生与 SAIL 移动距离不同的光束扫描宽度<sup>[15]</sup>,其原理如图 5 所示,在 SAIL 移动中 SAIL 同时扫描光束(足址)。设光束移动比为  $k$ ,则 SAIL 移动  $x$  对应激光光斑扫描距离  $kx$ ,其中  $k > 0$  为同向光束扫描, $k < 0$  为反向光束扫描,而  $k = 1$  简化为条带扫描模式, $k = 0$  简化为聚束模式。因此当  $|k| > 1$  时可以从较小的 SAIL 移动距离获得较大的光束扫描宽度,以解决散斑效应造成的较小的接收复相关度宽度难题。SAIL 的成像可移动距离即孔径合成长度为接收天线散斑孔径积分场复相干函数宽度( $W_x$ ),其与扫描光束的宽度  $D_x$  满足关系

$$kW_x = D_x, \quad (18)$$

而滑动聚束模式的 SAIL 的扫描角度与其位置的对应角度关系为

$$\tan \theta = \frac{(k-1)x}{Z}. \quad (19)$$

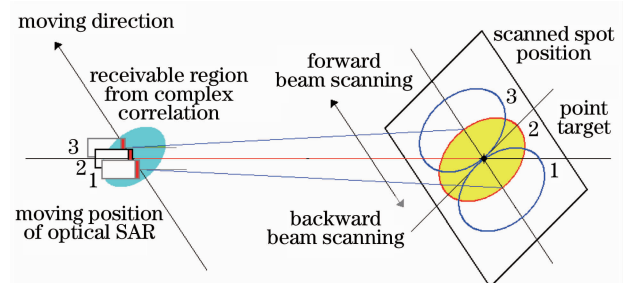


图 5 滑动聚束模式原理图

Fig. 5 Configuration for sliding spotlight mode

滑动聚束模式在方位向产生的相位历程是关键数据,以菲涅耳衍射为基础从图 6 可以获得相位二次项历程表达式。SAIL 位置  $(x)$  上对于目标点  $(x_n, y_n)$  的照明波前曲率半径为

$$Z_n(x) = Z \left\{ 1 - \frac{k^2 - 1}{2Z^2} \left[ \left( x - \frac{x_n}{k+1} \right)^2 - \frac{x_n^2}{(k+1)^2} \right] \right\}, \quad (20)$$

因此在目标点曲率半径面上距离为  $(kx - x_n) \cos \theta$  的目标点二次项相位为

$$\varphi_n(x) = \frac{2\pi Z}{\lambda} \left\{ 1 - \frac{k^2 - 1}{2Z^2} \left[ \left( x - \frac{x_n}{k+1} \right)^2 - \frac{x_n^2}{(k+1)^2} \right] \right\}. \quad (21)$$

考虑距离延时  $\exp[j2\pi Z_n(x)/\lambda]$  得到目标点在发射方向上产生的总的相位历程为  $2\pi Z_n(x)/\lambda + \varphi_n(x)$ , 即

$$\exp[j\varphi_T(x, y)] = \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda Z} (x - x_n)^2 \right] \exp \left( j \frac{2\pi Z}{\lambda} \right) \times \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda Z} \left( -\frac{k-1}{k+1} x_n^2 + y_n^2 \right) \right]. \quad (22)$$

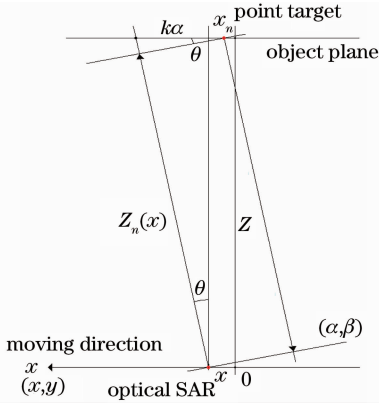


图 6 波面传播产生方位向相位历程的示意图

Fig. 6 Diagram of the wavefront propagation for generating the phase history in the azimuth direction

而接收方向由目标点在雷达接收平面  $(\alpha, \beta)$  上产生同样的相位延时,进行接收天线二次项相位补偿并且把目标对于接收机的线性相位移归入外差方

向性函数<sup>[8,~10]</sup>,可以得到包含发射和接收在内的最终产生的二次项相位历程为

$$\exp[j\varphi_{TR}(x, y)] = \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda Z/2} (x - x_n)^2 \right] \times \exp \left( j \frac{4\pi Z}{\lambda} \right) \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda Z} \left( -2 \frac{k-1}{k+1} x_n^2 + 2y_n^2 \right) \right], \quad (23)$$

可见滑动模式下能够产生二次项相位历程(右第一项)。也包括距离相位项(第二项)即发射啁啾信号距离延时项,从而经过外差探测产生距离拍频信号。而固定相位(第三项)在方位向匹配滤波聚焦成像过程中不起作用。

## 5 多发射/多接收/多波长的多通道结构

从 2.4 节分析已知当接收天线口径小于散斑尺度时,光强大于平均光强和小于平均光强的概率均为 50%。因此采用  $M$  个间隔大于散斑平均周期的接收机,则信号的探测概率为

$$P(M) = 1 - 0.5^M. \quad (24)$$

例如: $P(1) = 50\%$ ,  $P(2) = 75\%$ ,  $P(3) = 87.5\%$ ,  $P(4) = 93.75\%$ , 因此采用多个接收机能够有效提高探测概率,减弱激光散斑在接收面光强不均匀或者不连续造成的探测概率低的问题。同样,从激光散斑的波长变化特性研究和目标面反射散射场特性研究也可以看出若波长的变化产生足够大的散斑花样变化,或者目标散射场集中于分辨单元内,则这些多波长发射或者多目标单元产生接收面散斑信号探测概率同样可以用上述公式表达。

图 7(a)给出了一个波长一个发射机四个接收机的总体设计方案,要求接收机的基本间距至少等于散斑周期。图 7(b)给出了四个波长四个发射机一个接收机的总体设计方案,四个波长的选择要求产生完全不关联的激光散斑花样,由于一个接收机不能同时接收和处理四个不同的波长,因此必须在一个方位向采样周期内再分为四个子周期。

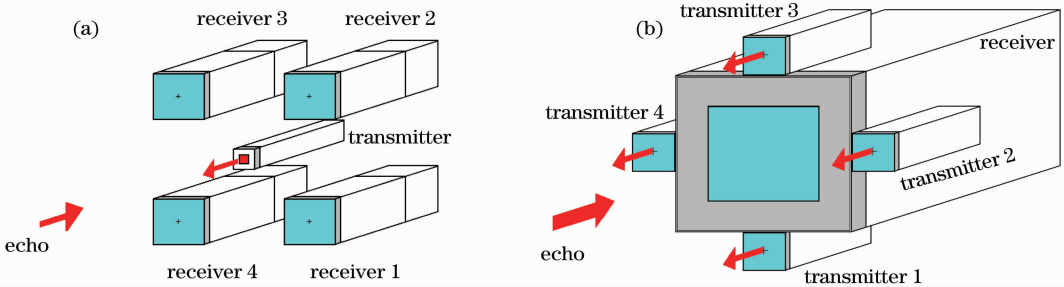


图 7 (a)一个波长一个发射机-四个接收机的 SAIL 总体结构;(b)四个波长-四个发射机-一个接收机的 SAIL 总体结构

Fig. 7 (a) A SAIL structure of one transmitter of one wavelength with four receivers; (b) a SAIL structure of four transmitters of four wavelengths with a receiver

为了清楚了解多通道结构的特性,这里先分析一个只有一个发射机和一个接收机的光轴分离的基本子通道系统(见图8)。假定发射机位于 $(X_m, Y_m)$ ,相应接收机位于 $(X_n, Y_n)$ ,目标位于 $(X_k, Y_k, Z_k)$ ,啁啾初始波长 $\lambda_{m,0}$ 。同样采用(23)式的推导方法,忽略常数项有相位历程为二次项,并且假定本振延时为 $2Z$ ,则方位向的相位二次项历程为

$$\begin{aligned} & \exp[j\varphi_{\text{TR}}(x, y)] = \\ & \exp\left[j\frac{\pi}{\lambda_{m,0}Z/2}\left(x - X_k - \frac{X_m + X_{mn}}{2}\right)^2\right] \times \\ & \exp\left(j\frac{4\pi}{\lambda}Z_k\right). \end{aligned} \quad (25)$$

方位向成像用的共轭匹配滤波器的二次项函数为

$$\exp\left[-j\frac{\pi}{\lambda Z/2}\left(x - \frac{X_m + X_{mn}}{2}\right)^2\right], \quad (26)$$

则方位向聚焦均在 $\delta(x - X_k)$ 位置。

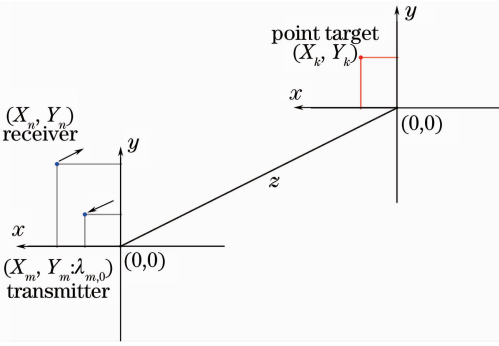


图8 光轴分离的一对发射机和接收机的基本子通道系统

Fig. 8 A basic sub-system with a pair of optical-axis-separated transmitter and receiver

整个系统采用啁啾激光发射,空间相位补偿光学天线,外差解斜解调,傅里叶变换距离向聚焦成像,匹配滤波方位向聚焦成像,采用雷达方程并且结合上述相位历程分析<sup>[6,7]</sup>,一个目标分辨单元最终可以得到数字信号表达的二维成像输出为

$$\begin{aligned} E_k(x, \Delta Z_k; m, mn, k) &= B(m, mn, k) \times \\ S_A(x - X_k; m, mn, k) &S_R(\Delta Z - \Delta Z_k; m, mn, k), \end{aligned} \quad (27)$$

式中 $m$ 为发射机序号, $mn$ 为第 $m$ 发射机控制的接收机序号, $k$ 为目标分辨单元序号, $B(m, mn, k)$ 为涉及发射和接收结构的常数, $S_R(\Delta Z - \Delta Z_k; m, mn, k)$ 为距离向的成像点的脉冲响应函数,其与相关的发射光束波形和外差接收方向性函数有关, $S_A(x - X_k; m, mn, k)$ 为方位向成像点的脉冲响应函数。

采用非相干叠加可以得到图像输出为

$$A(x, \Delta Z) = \sum_{k=1}^K \sum_{mn=1}^N \sum_{m=1}^M |E_k(x, \Delta Z_k; m, mn, k)|. \quad (28)$$

例如对于一发四收结构,发射机位于 $(0,0)$ ,四个接收机分别位于 $(L,L), (L,-L), (-L,L), (-L,-L)$ ,则有

$$\begin{aligned} A(x, \Delta Z) &= \sum_{k=1}^K \sum_{mn=1}^4 |B(1, mn, k) \times \\ S_A(x - X_k; 1, mn, k) &S_R(\Delta Z - \Delta Z_k; 1, mn, k)|, \end{aligned} \quad (29)$$

其中四个方位向成像用的共轭匹配滤波器二次项函数分别为

$$\begin{aligned} & \exp[-j2\pi(x - L/2)^2/\lambda_0 Z], \\ & \exp[-j2\pi(x + L/2)^2/\lambda_0 Z], \\ & \exp[-j2\pi(x - L/2)^2/\lambda_0 Z], \\ & \exp[-j2\pi(x + L/2)^2/\lambda_0 Z]. \end{aligned}$$

## 6 结 论

研究了激光散斑效应在SAIL中的基本特性,包括散斑花样和尺寸、散斑光强的统计分布、散斑花样的波长变化和目标散射场的相关性。发现波长变化能够引起散斑沿距离方向偏移,目标的分辨单元产生的散斑一般是独立无关的即散斑花样是不同的,因此最终的输出图像应当是目标分辨单元像的非相干叠加结果。本文提出并定义了光学接收天线的散斑孔径积分场复相干函数,数学证明它是天线孔径相关函数和目标分辨单元散斑复相关因子的卷积,当散斑尺度远大于天线尺度时散斑积分场复相干函数趋近于分辨单元复相关因子,反之则趋近于天线孔径相关函数。接收天线散斑孔径积分场复相干函数的宽度就是SAIL可实现的方位向孔径合成长度,因此使得散斑尺度大于天线尺度时可以实现较大的孔径合成长度即两倍散斑尺寸,文中给出了相应的激光发射口径、接收口径和实际的孔径合成长度的设计原则。但是啁啾激光的波长变化将产生散斑的距离向移动而造成散斑积分场复相干函数下降,形成距离向目标分辨单元的外差拍频信号的振幅和相位波动,当散斑尺度小于天线尺度时可以消除这种下降。由此可见:为了得到较大的合成孔径长度和减弱啁啾波长变化的影响,光学天线和散斑的尺度比例设计是矛盾的。从分析可知散斑效应造成孔径合成长度较短的困难,建议采用光束扫描宽度对SAIL移动距离有放大作用的滑动聚束模式,给出了方位向相位历程的表达式,表明不论其放大率 $(k)$ 多少都能够产生必需的方位向空间二次项相位历程。由于实现滑动聚束模式需要SAIL具有精密角度扫描的功能,而且在扫描过程中还可能引入



额外相位差,因此应当优先考虑结构简单的条带扫描模式( $k=1$ )的应用可能性。为了抑制散斑光强的空间分布不确定性,提出了多波长/多发射机/多接收机的结构,给出了一对任意相对位置的发射机和接收机的方位向相位历程的通解,并且建立了每一个接收机均产生目标成像点在相同坐标位置的匹配滤波器共轭二次项相位的移位条件。

本文分析表明,不采用散斑抑制技术时在目标输出图像中出现的散斑的基本宽度就是分辨单元宽度,但是散斑效应呈现的程度与天线口径和接收面散斑宽度有关。当散斑尺寸大于等于天线口径时,散斑孔径积分场复相干函数仅由散斑复相关因子决定,散斑效应强烈(对比度高)。当散斑尺寸远小于天线口径时,散斑孔径积分场复相干函数仅由天线孔径相关函数决定,不会出现散斑效应。当散斑尺寸略小于天线口径相当时,将出现较弱的散斑效应。采用多发射机/多接收机的多通道结构抑制散斑时,最终输出像为所产生的多个带有散斑的像的非相干叠加,因此具有散斑平滑作用。

本文所有的分析建立了 SAIL 的结构和工作模式的综合设计的理论基础,一个特定应用目的的 SAIL 应当是所有这些问题的合适妥协下的平衡设计,也就是说不是每一个技术参数都必须达到最优设计。

### 参 考 文 献

- 1 M. Bashkansky, R. L. Lucke, E. 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, Xu Nan, Luan Zhu *et al.*. 2D imaging experiment of a 2D target in a laboratory-scale synthetic aperture imaging lidar [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

- 4 J. Ricklin, M. Dierking, S. Fuhrer *et al.*. Synthetic Aperture Lidar for Tactical Imaging[R]. DARPA Strategic Technology Office, Nov. 14, 2007
- 5 R. L. Lucke, M. Bashkansky, J. Reintjes *et al.*. Synthetic Aperture Lidar (SAL): Fundamental Theory, Design Equations for a Satellite System, and Laboratory Demonstration[R]. Naval Research Laboratory Report NRL/FR/7218-02-10, 051, 2002
- 6 Liren Liu. Optical antenna of telescope for synthetic aperture lidar[C]. *SPIE*, 2008, **7094**: 7094F1
- 7 Liren Liu. Antenna aperture and imaging resolution of synthetic aperture imaging lidar[C]. *SPIE*, 2009, **7468**: 74680R1
- 8 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
- 9 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
- 10 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
- 11 Liu Liren. Synthetic aperture imaging lidar (VI): space-time speckle effect and heterodyne SNR [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
- 12 Liu Liren, Zhou Yu, Zhi Yanan *et al.*. A large-aperture synthetic aperture imaging lidar demonstrator and its verification in laboratory space [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(9): 0900112  
刘立人,周煜,职亚楠等. 大口径合成孔径激光成像雷达演示样机及其实验室验证[J]. *光学学报*, 2011, **31**(9): 0900112
- 13 J. W. Goodman. Speckle Phenomena in Optics: Theory and Application [M]. Greenwood Village: Roberts & Company, 2007
- 14 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
- 15 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