

大视场接收合成孔径激光成像雷达探测能力分析

卢 栋 孙建锋 周 煜 职亚楠 马小平 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及检测技术重点实验室, 上海 201800)

摘要 传统的合成孔径激光成像雷达外差接收天线结构, 系统的视场角和有效孔径面积总是服从反相关关系, 单方面提高其中一项并不能改善最终信噪比。从接收视场角、信号光可探测能力及系统的信噪比 3 个方面分析讨论了传统的望远镜接收、透镜接收及望远镜自差接收 3 种典型外差接收结构的优劣。结果表明, 透镜-单探测器接收结构能增大系统的接收视场, 降低发射信号功率, 但无法改善最终信噪比; 透镜- N 阵列元的阵列探测器接收结构能保证较大接收视场和较强的探测能力, 相对单探测器接收结构发射功率可降低为 $1/N$, 信噪比可提高 \sqrt{N} 倍, 比传统的望远镜及透镜接收结构有明显的视场大、口径大的探测优势。实验结果与 Siegman 光学外差接收天线理论吻合, 研究结论也为其他光子极限外差探测系统相关参数的选定提供了参考。

关键词 光电子学; 光学外差接收; 视场角; 信噪比; 阵列探测

中图分类号 TN247 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0728003

Analysis on Detection Capability of Wide Field Receiving Synthetic Aperture Imaging Ladar

Lu Dong Sun Jianfeng Zhou Yu Zhi Ya'nan Ma Xiaoping Liu Liren

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

Abstract Field of view (FOV) and effective aperture area are always limited by a reciprocal relationship in conventional heterodyne receiving antenna system of synthetic aperture imaging ladar, leading that the final signal-to-noise ratio (SNR) can't be improved via unilateral increasing one. From key aspects of receiving viewing angle, detectable ability of signal light and SNR, relative merits of three typical heterodyne receiving structures are discussed, which are telescope for heterodyne receiving, focusing lens for heterodyne receiving, and telescope for self-heterodyne receiving. Qualitative analysis results, compared with telescope receiving structure, show that the heterodyne receiver using a lens and a detector can expand the system's receiving viewing angle and reduce the emission signal power, but can't enhance the SNR actually, while the heterodyne receiver using a lens and an array detector with larger FOV and stronger detection ability has a reduction to $1/N$ in transmitting power and \sqrt{N} times improvement in final SNR. The conclusions of this study meet with Siegman's optical heterodyne receiving antenna theory and provide a certain reference to the parameter choosing of other heterodyne detection systems working in the photo-limited regime.

Key words optoelectronics; optical heterodyne receiving; field of view; signal-to-noise ratio; array detection

OCIS codes 280.6730; 040.2840; 050.1970; 110.3175

1 引 言

合成孔径激光成像雷达(SAIL)是外差探测的典型应用,其原理来源于微波合成孔径雷达,是目前能够在

远距离实现厘米量级分辨率的一种光学成像方法。美国于 2006 年成功报道了机载 SAIL 成像演示实验,国内中国科学院上海光学精密机械研究所也取得了突破

收稿日期: 2013-01-30; **收到修改稿日期**: 2013-03-21

基金项目: 国家自然科学基金(61275100)、国家青年基金面上项目(1305501-G00)

作者简介: 卢 栋(1988—),男,硕士研究生,主要从事相干探测、激光雷达成像等方面的研究。

E-mail: ludong717@163.com

导师简介: 孙建锋(1978—),男,博士,研究员,主要从事空间激光通信、激光雷达等方面的研究。

E-mail: sunjianfengs@163.com(通信联系人)

性进展^[1-5],实现了大装置近场成像试验及样机演示^[6-7]。由于 SAIL 常工作于光学衍射极限状态,相比于微波波段,波长小了 3~6 个数量级,其接收视场和成像幅宽较小,属于高分辨率窄幅成像检测手段。对于 SAIL 系统,一般情况下要求发射光束弥散角和接收天线视场角相等^[1,4],但较小的接收口径又限制了接收到的信号光的总功率,增大了信号探测难度,严重影响系统性能,并且对于远距离成像情况尤其严重。

大视场概念首先应用在光折变材料的非线性效应中,Delautre 等^[8]将其扩展到透镜聚焦外差探测系统。相比于传统的光学衍射极限探测,该系统可以通过增大探测器面积来提高接收视场,但没有考虑 Siegman 天线理论^[9]限制,且不能提高信噪比。Lucke 等^[10]指出 SAIL 属于光子受限工作状态,并给出了光学域信噪比的定义,认为系统噪声应该是添加了噪声的信号的估计值,定量地推导了 SAIL 光子极限情况下信噪比的表达式;刘立人^[11]在此基础上扩展并考虑了天线孔径对散斑的空间平滑效应的影响,当散斑是主要噪声时,光学外差信噪比存在饱和效应。之前所有讨论,仅考虑了接收信号光子数统计变化及光子受限散弹噪声对信噪比的直接影响,并未分析 SAIL 外差探测中接收天线具体结构对系统性能的决定作用,Lucke 等^[10]虽然提及采用阵列探测可以改善系统信噪比,但并未给出具体讨论。

传统的 SAIL 光学外差探测装置,受限于 Siegman 天线理论^[9],接收天线的有效孔径面积和视场立体角乘积等于波长平方,即孔径和视场角之间服从反相关关系。对于量级较小的光学波长,这种制约关系其实影响着系统接收信号的能力和成像幅宽,单方面提高其中一项是以牺牲另一项为代价的,并不能改善最终信噪比。因此,实际中对接收天线的选择,如何既满足宽幅成像视场和接收口径的要求,又保证接收信号有较高信噪比,是实现 SAIL 大视场成像的关键。

基于上述研究基础及 Delautre^[8]对大视场的定义,可将透镜聚焦外差探测系统定义为大视场接收结构。本文结合外差接收基本理论及 SAIL 成像要求,从外差探测方向性函数和系统信噪比角度出发,对大视场接收结构作了比较全面分析,并与传统的望远镜接收做了对比。首先给出了单探测器和阵列探测器的探测能力的理论分析,然后结合外差探测 3 个重要的评价参数——接收视场角、信号光可探测能力及系统的信噪比,分别讨论了传统的望远镜接收、透镜接收及望远镜自差接收 3 种典型外差接

收结构的优劣势。结果表明,阵列探测结构具有视场大、探测能力强、信噪比高的优点,可成为大视场 SAIL 外差探测系统未来发展的一种选择。

2 SAIL 探测能力理论分析

SAIL 的外差探测常工作于光子受限状态^[10-11],噪声主要为接收到的光子散弹效应所致。由于 SAIL 外差接收系统中,本振光强度总是远大于接收的回波信号强度,可仅考虑本振光光子的散弹噪声。此外,探测器总的噪声(暗电流噪声,热噪声,放大电路噪声等)也会影响对外差信号的探测。考虑探测器噪声的影响,定义一个最小可探测光功率来探究不同的探测器结构接收信号光的能力。

2.1 单探测器外差接收

该方案采用单个面探测器接收信号,为了对信号光能量有较高利用率,定义光斑为接收信号艾里斑主瓣的全宽度,一般情况下探测器的面积总是大于等于回波信号的光斑大小。假设探测器面积为 A_d ,信号光斑尺寸为 S_d ,两者的面积比例系数为 $K_d = A_d/S_d$,具体关系如图 1(a) 所示。系统接收的信号光场和本振光场分别为 E_r 和 E_o ,相应的光功率 $P_r = |E_r|^2 S_d/2 = |E_r|^2 A_d/(2K_d)$ 和 $P_o = |E_o|^2 A_d/2$ 。由于本振光强远大于信号光强,外差接收的直流信号主要为本振光功率 $P_{DC} = P_o$,相应的交流信号表示为 $P_{AC} = |E_o| |E_r| S_d = 2 \sqrt{P_o P_r} / \sqrt{K_d}$ 。

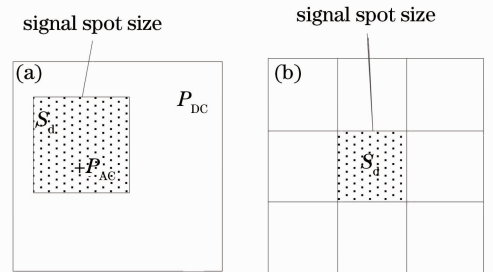


图 1 信号光斑和探测器光敏面的关系。(a)单探测器结构;(b)阵列探测器结构

Fig. 1 Correlation between signal light spot and sensing area of detector. (a) Single detector structure; (b) array detector structure

散弹噪声主要来源于直流信号光子数的随机涨落,则均方根散弹噪声功率估计值^[10] $P_s = (h\nu P_o / 2\tau_{pul})^{1/2}$,式中 τ_{pul} 为激光信号的脉冲持续时间。假设回波信号光功率对应于均方根散弹噪声功率有信噪比 S_{shot} ,那么

$$P_r = S_{\text{shot}} P_\sigma. \quad (1)$$

由(1)式可得 $\sqrt{P_{\text{lo}}} = \sqrt{2\tau_{\text{pul}}/h\nu} P_r / S_{\text{shot}}$, 将本振光功率表达式代入, 相应的交流信号可改为

$$P_{\text{AC}} = 2 \sqrt{2\tau_{\text{pul}}/h\nu} P_r \sqrt{P_r} / (S_{\text{shot}} \sqrt{K_d}). \quad (2)$$

实际上, 光电转换过程中探测器及后继放大电路也会引入相应的噪声项, 可统一等效为探测器噪声 P_n , 由于该噪声项的限制, 可定义一个最小可探测功率来表征系统对信号光的探测能力。假设信号交流部分对应于探测器噪声 P_n 有信噪比 S_{noise} , 那么

$$P_{\text{AC}} = S_{\text{noise}} P_n. \quad (3)$$

由(2)、(3)式可得探测器可探测回波信号功率为

$$P_r = \left(\frac{h\nu}{2\tau_{\text{pul}}} \right)^{1/3} K_d^{1/3} (S_{\text{noise}} S_{\text{shot}})^{2/3} \left(\frac{P_n}{2} \right)^{2/3}. \quad (4)$$

因此, 对于单探测器接收结构, 当探测器参数一定时, 其等效噪声恒定不变, 对于固定的 S_{noise} 和 S_{shot} , 系统所能探测到的最小信号功率仅和探测器面积与光斑尺寸比例系数 $K_d^{1/3}$ 有关; 若探测器面积与光斑尺寸相当时, 即 $K_d = 1$, 有最小可探测功率; 若探测器面积大于光斑尺寸时, 即 $K_d > 1$, 可探测功率增大, 系统的可探测能力下降。

2.2 阵列探测器外差接收

对于阵列探测器接收结构, 假设阵列单元数为 N , 探测器总面积也为 A_d , 则单个探测单元面积与信号光斑面积比例系数为 $K_d = A_d / (NS_d)$, 如图 1(b) 所示。此时接收的回波信号光功率为 $P_r^1 = |E_r|^2 A_d / (2K_d N)$, 本振光功率或外差直流信号为 $P_{\text{DC}}^1 = P_{\text{lo}}^1 = |E_{\text{lo}}|^2 A_d / (2N)$, 交流信号部分为 $P_{\text{AC}}^1 =$

$2 \sqrt{P_{\text{lo}}^1 P_r^1} / \sqrt{K_d}$, 对应的每个探测单元的等效噪声表示为 P_n^1 。

实际中阵列探测器接收应用时, 本振光一般完全覆盖探测器全部光敏面, 此时整个探测器的等效噪声功率 $P_n = \sqrt{N} P_n^1$, 相应的散弹噪声功率可表示为 $P_\sigma = \sqrt{N} \sqrt{\frac{h\nu}{2\tau_{\text{pul}}}} \sqrt{P_{\text{lo}}^1}$ 。

同理, 假设回波信号光功率对应于散弹噪声功率有信噪比 S_{shot} , 接收到的信号光功率可以表示为 $P_r^1 = S_{\text{shot}} P_\sigma$ 。对应的外差交流信号为

$$P_{\text{AC}}^1 = 2 \sqrt{2\tau_{\text{pul}}/h\nu} P_r^1 \sqrt{P_r^1} / (S_{\text{shot}} \sqrt{NK_d}). \quad (5)$$

若外差信号交流部分对应于探测器整个噪声 P_n 有信噪比 S_{noise} , 此时外差交流信号又可表示为

$$P_{\text{AC}}^1 = S_{\text{noise}} P_n. \quad (6)$$

由(5)、(6)式可得到阵列探测器单个探测单元可探测的回波信号光强

$$P_r^1 = \left(\frac{h\nu}{2\tau_{\text{pul}}} \right)^{1/3} K_d^{1/3} N^{2/3} (S_{\text{noise}} S_{\text{shot}})^{2/3} \left(\frac{P_n^1}{2} \right)^{2/3}. \quad (7)$$

对于阵列探测器结构而言, 要求同样的 S_{noise} 和 S_{shot} , 可接收的最小信号功率与面积比例系数 $K_d^{1/3}$ 、阵列探测器的单元数 $N^{2/3}$ 及单个探测单元的等效噪声 $(P_n^1)^{2/3}$ 的乘积成正比。

3 SAIL 光学外差接收天线分析

图 2 为 3 种典型的外差接收天线结构, 图 2(a)

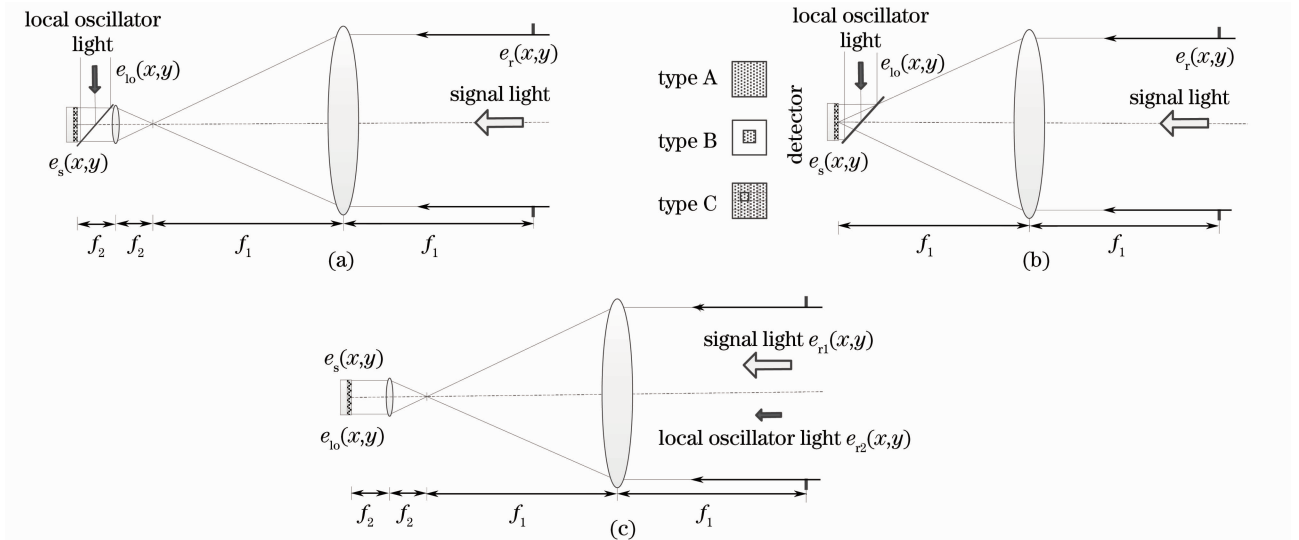


图 2 光学外差接收天线结构。(a)望远镜外差接收;(b)聚焦透镜外差接收;(c)望远镜自差接收

Fig. 2 Antenna structure for optical heterodyne receiving. (a) Telescope for heterodyne receiving; (b) focusing lens for heterodyne receiving; (c) telescope for self-heterodyne receiving

为望远镜出瞳面外差接收,探测器位于望远镜出瞳面即望远镜目镜后焦面处;图 2(b)为聚焦透镜成像面外差接收,探测器置于透镜后焦面处;图 2(c)为望远镜入瞳面自差接收,信号光和本振同时经过空间传播,有相同的光场分布。对于每一种接收结构,将从系统视场角,可探测能力和信噪比 3 个方面进行分析。

3.1 视场角特性

假设 3 种接收装置有相同的接收口径,即接收到的信号光功率不变,对比每种接收装置所决定的接收视场角变化。

3.1.1 望远镜外差接收结构

如图 2(a)所示,对于回波信号,直接用望远镜

接收,在探测器面进行外差混频。目标点 (x_n, y_n) 的回波信号在望远镜入瞳面的光场可以简化为^[4]

$$e_r(x, y; t) = E_r \exp[-j2\pi(xx_n/\lambda Z + yy_n/\lambda Z) + j\phi(t)], \quad (8)$$

式中 E_r 为回波信号振幅, Z 为信号光的空间传播距离, $\phi(t)$ 包含了时间项、回波的二次位相项及附加噪声项。

假设本振平面光场 $e_{l_0}(x, y; t) = E_{l_0}$, 换算到望远镜入瞳面本振光场可以表示为 $e'_{l_0}(x, y; t) = E'_{l_0} = E_{l_0}/M$, $M = f_1/f_2$ 为望远镜的放大倍数。则望远镜入瞳面的光强度

$$I(x, y; t) = \frac{1}{2}E_{l_0}^2 + \frac{1}{2}E_r^2 + E'_{l_0}E_r \cos[2\pi(x\theta_x + y\theta_y) - \phi(t)]. \quad (9)$$

目标点所决定的视场角定义为 $\theta_x = x_n/Z$, $\theta_y = y_n/Z$, 若入瞳面积为 S , 对入瞳面积分得到接收到的光功率

$$P(\theta_x, \theta_y; t) = \frac{1}{2}(E_{l_0}^2 + E_r^2)S + E'_{l_0}E_r \cos \phi(t) \iint_S \cos[2\pi(x\theta_x + y\theta_y)] dx dy. \quad (10)$$

对于 $D_x \times D_y$ 的矩形孔径, 有外差探测的角方向性函数

$$\Theta(\theta_x, \theta_y) = \iint_S \cos[2\pi(x\theta_x + y\theta_y)] dx dy / S = \text{sinc}\left(\frac{D_x\theta_x}{\lambda}\right) \text{sinc}\left(\frac{D_y\theta_y}{\lambda}\right). \quad (11)$$

当(11)式角方向性函数有最小值时, 决定的全宽视场角 $\Delta\theta_x = 2\lambda/D_x$, $\Delta\theta_y = 2\lambda/D_y$ 。

3.1.2 透镜焦面外差接收结构

如图 2(b)所示, 直接用聚焦透镜接收信号, 假设透镜有相同的矩形孔径函数 $\text{rect}(x/D_x)\text{rect}(y/D_y)$, 则后焦面光场分布为 $\text{sinc}(xD_x/\lambda f_1)\text{sinc}(yD_y/\lambda f_1)$ 。

对于单探测器如图 2(b)中 type A 结构, 光敏面为 $\text{rect}(x/d_x)\text{rect}(y/d_y)$, 信号光斑尺寸和探测器光敏面相等 $d_x = 2\lambda f_1/D_x$, $d_y = 2\lambda f_1/D_y$, 此时系统的全宽视场角为 $\Delta\theta_x = 2d_x/f_1 = 4\lambda/D_x$, $\Delta\theta_y = 2d_y/f_1 = 4\lambda/D_y$ 。对于 type B 结构, 光敏面尺寸大于回波聚焦光斑(可通过探测器前添加小孔或增大探测器面积实现); 而 type C 结构的阵列探测器, 由 $N \times N$ 个探测器单元组成。若 type B 和 type C 探测器面积均为 $Nd_x \times Nd_y$, 此时系统的全宽视场角 $\Delta\theta_x = 2Nd_x/f_1$, $\Delta\theta_y = 2Nd_y/f_1$ 。

3.1.3 望远镜自差接收结构

如图 2(c)所示, 假设信号光和本振光是共轴混频之后入射到接收望远镜入瞳面, 并最终在探测器

表面形成外差信号, 光场 $e_{r1}(x, y; t)$ 和 $e_{r2}(x, y; t)$ 在望远镜入瞳面外差混频后的光强为

$$I(x, y, t) = \frac{1}{2}E_{r1}^2 + \frac{1}{2}E_{r2}^2 + E_{r1}E_{r2} \cos[\phi_1(t) - \phi_2(t)]. \quad (12)$$

该情况下没有方向性函数的限制, 对于直视 SAIL 而言, 照明光斑即决定了系统的光学足趾^[12]。

对比上述几种外差探测结构可知, 由于接收方向性函数的限制, 望远镜接收结构视场角总受限于传统的光学衍射极限角; 透镜-type A 结构实际上和望远镜接收相似, 接收视场角因为波长限制相对较小; 而透镜-type B 和透镜-type C 探测器结构在保证接收的信号功率相同情况下, 可在衍射极限基础上将系统接收视场角增大近 N 倍, 能够扩大雷达的成像幅宽; 望远镜自差结构原理上无方向性函数限制, 因为其照明光斑是由发射孔径决定的, 故可以简单地增大接收口径扩大实际接收面积, 弥补灵敏度较低的问题^[12]。

3.2 探测能力特性

对于传统的光学接收天线装置, 由于接收天线孔径和发射天线口径相当, 实际接收到的信号光能

量很弱,严重影响雷达的系统性能。因此,在保证接收角等于发射光束弥散角情况下,通过改变接收孔径面积,比较图 2 中望远镜接收天线、透镜接收天线对微弱信号的探测能力。

3.2.1 望远镜外差接收结构

假设方形探测器光敏面 $d \times d$ 和接收望远镜孔径 $D \times D$ 匹配,则经过望远镜出瞳的光斑尺寸和探测器光敏面相当,外差接收方向角 $\Delta\theta_{\text{tel}} = 2\lambda/D$,和发射光束的弥散角相等,探测器的等效噪声功率为 P_n ,此时(2)式中面积比例系数 $K_d = 1$,由(4)式可得望远镜外差接收结构可探测的最小信号光功率:

$$P_r^{\text{tel}} = \left(\frac{h\nu}{2\tau_{\text{pul}}} \right)^{1/3} (S_{\text{noise}} S_{\text{shot}})^{2/3} \left(\frac{P_n}{2} \right)^{2/3}, \quad (13)$$

转换到望远镜入瞳面,所期望的光强可表示为

$$I_r^{\text{tel}} = \left(\frac{h\nu}{2\tau_{\text{pul}}} \right)^{1/3} \left[\frac{P_n(d \times d)}{2} \right]^{2/3} (S_{\text{noise}} S_{\text{shot}})^{2/3} \frac{2}{D^2}. \quad (14)$$

3.2.2 透镜-单探测器接收结构

若接收透镜孔径和望远镜孔径相等,为了有相同的接收方向角,探测器光敏面依旧为 $d \times d$,透镜的焦距取为 $f_1 = dD/(2\lambda)$,焦面信号光斑大小和探测器光敏面相等,面积比例系数 $K_d = 1$,如图 2(b)中 type A 结构。此时可探测的最小信号光功率 $P_r^A = P_r^{\text{tel}}$,接收透镜入瞳面所期望的光强为 $I_r^A = I_r^{\text{tel}}$ 。

如果探测器不变,透镜孔径增大 N 倍,相应的聚焦光斑尺寸将缩小相同的倍数,面积比例系数 $K_d = N$,如图 2(b)中 type B 结构所示。系统的视场角依旧为 $\Delta\theta = d/f_1 = \Delta\theta_{\text{tel}}$,探测器的等效噪声功率不变。此时可探测的最小信号光功率 $P_r^B = N^{1/3} P_r^{\text{tel}}$,接收透镜入瞳面所期望的信号光强为

$$I_r^B = I_r^{\text{tel}}/N^{2/3}. \quad (15)$$

假设阵列探测器总面积也为 $d \times d$,透镜的孔径面积增大 N 倍,系统的视场角依旧为 $\Delta\theta = \Delta\theta_{\text{tel}}$,阵列探测器阵列单元数为 N ,则面积比例系数 $K_d = 1$,如图 2(b)中 type C 结构所示。对于阵列外差探测结构,不同的探测单元对应着目标面上不同的视场,点目标的回波信号实际上由单个探测单元接收,此时探测单元的等效噪声功率减少为 $P_n^1 = P_n/N$,代入(7)式,可得透镜-阵列探测器外差接收单个探测单元的可探测最小信号光功率 $P_r^C = P_r^{\text{tel}}$,相应的接收透镜入瞳面所期望的光强为

$$I_r^C = I_r^{\text{tel}}/N. \quad (16)$$

3.2.3 单探测器自差接收

对于自差接收情况,任何不同目标点的回波信

号之间都可能存在交叉耦合干涉,然而文献[12]已经证明:由于两束回波信号均经过相同的空间传播环境,有类似于外差接收的方向性函数的限制,所有的交叉干扰噪声均可以得到自抑制。两束回波信号经过 2×4 的 90° 光学桥接器及后继平衡探测装置,最终仅有所需要的交流信号功率 P_{AC} ,此时不存在所谓的本振光散弹噪声。同理定义信噪比 S_{noise} 对应于探测器总的等效噪声 P_n ,则可探测信号功率为 $P_r^{\text{self}} = S_{\text{noise}} P_n$,对于 $D \times D$ 的望远镜接收孔径,其入瞳面的期望光强为

$$I_r^{\text{self}} = 2S_{\text{noise}} P_n/D^2. \quad (17)$$

对于既定的信噪比要求,自差接收结构的可探测信号功率仅和探测器的等效噪声有关,实际中可以通过增大望远镜接收孔径减小所期望的光强,从而降低对发射功率的要求。相比于望远镜外差接收结构,透镜-单探测器(type A)接收结构有相同的探测能力和期望光强,透镜-阵列探测器(type C)接收结构可以将相应的发射功率降低为 $1/N$,而透镜-单探测器(type B)接收结构仅能减小发射功率降低为 $N^{2/3}$,因此阵列探测器接收结构对信号接收能力最强。然而 Siegman 天线理论表明,type B 结构实际无法提高系统的信噪比^[9]。

3.3 信噪比的讨论

对于外差探测而言,实际上有用信号仅为交流部分,可以仅考虑探测器的等效噪声功率,定性地讨论上述几种接收结构的信噪比变化情况。

3.3.1 望远镜外差接收结构

若探测器光敏面积和光斑尺寸总是匹配,那么交流信号功率可以表示为 $P_{\text{AC}} = |E_{\text{lo}}| |E_r| A_d = 2\sqrt{P_{\text{lo}}P_r}$,探测器总的等效噪声功率为 P_n ,相应的

$$\text{信噪比} = S_{\text{noise}}^{\text{tel}} = \frac{P_{\text{AC}}}{P_n} = \frac{2\sqrt{P_{\text{lo}}P_r}}{P_n}.$$

3.3.2 透镜-单探测器接收结构

对于 type A 探测器结构,由于信号光及本振光积分面积均为探测器光敏面大小,且探测器等效噪声不变,因此有和望远镜外差接收结构一样的信噪比。

对于 type B 探测器结构,若探测器光敏面面积不变,透镜的接收孔径面积扩大 N 倍,接收到的信号光功率将增大 N 倍,而本振光功率不变,此时接收到的交流信号功率 $P_{\text{AC}}^B = 2\sqrt{P_{\text{lo}}}\sqrt{NP_r}/\sqrt{N} = 2\sqrt{P_{\text{lo}}P_r}$,因此,信噪比可以表示为 $S_{\text{noise}}^B = \frac{2\sqrt{P_{\text{lo}}}\sqrt{NP_r}}{\sqrt{NP_n}} = S_{\text{noise}}^{\text{tel}}$ 。

对于 type C 阵列探测器结构,同样保持探测器总面积不变,若透镜接收孔径增大 N 倍,接收到的信号光功率也增大 N 倍。对于 N 个探测单元的阵列探测器,单个探测单元接收到的本振光功率将减小为 $1/N$,探测器的总等效噪声为 P_n/\sqrt{N} ,接收到的交流信号功率 $P_{Ac}^C = 2\sqrt{P_{lo}/N}\sqrt{NP_r} = 2\sqrt{P_{lo}P_r}$,

$$\text{则有信噪比 } S_{\text{noise}}^C = \frac{2\sqrt{P_{lo}}\sqrt{P_r}}{P_n/\sqrt{N}} = \sqrt{N}S_{\text{noise}}^{\text{tel}}。$$

因此,对比于望远镜接收,透镜-单探测器结构(type A 和 type B)系统信噪比实际上没有改变,即单探测器应用不能提高信噪比,这和 Siegman 天线理论相符合,因为系统的接收视场角和有效接收孔径之间相互制约,使得接收到的交流信号和噪声信号同比例变化;而透镜-阵列探测器结构(type C)信噪比则比前两者提高了 \sqrt{N} 倍,这在实际应用中可以改善最终的成像质量。

4 结 论

主要从接收视场角、信号光可探测能力及系统的信噪比 3 个方面分析论证了传统的望远镜接收、透镜接收及望远镜自差接收这 3 种典型外差接收结构的优缺点。传统的望远镜外差接收视场总受限于孔径的衍射极限,探测能力及信噪比有限;望远镜自差接收结构实际上不受外差探测方向性函数的限制,可以通过扩大接收口径,弥补灵敏度低的缺点;透镜-单探测器接收结构虽然能增大系统的接收视场,将发射信号功率降低为 $N^{-2/3}$ 倍,但实际上无法改善系统最终信噪比,这和 Siegman 天线理论相符合;而透镜-阵列探测器接收结构能保证较大的接收视场,发射功率降低为 $1/N$,最终信噪比提高 \sqrt{N} 倍,有明显的使用优势,可成为大视场 SAIL 成像的选择;研究结果不仅仅局限于 SAIL 外差探测,实际上也适用其他光子极限外差探测系统探测结构及探测器类型的选定,具有普适的参考价值。

参 考 文 献

- 1 Liu Liren. Optical antenna of telescope for synthetic aperture lidar[C]. SPIE, 2008, 7094: 7094F1.
- 2 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.
- 3 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.
- 4 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.
- 5 Liu Liren. Synthetic aperture laser 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.
- 6 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.
- 7 Liu Liren, Zhou Yu, Zhi Ya'nan, 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.
- 8 Delautre D, Breugnot S, Laude V. Wide field-of-view coherent detection[C]. SPIE, 1999, 3707: 461-468.
- 9 Siegman A E. The antenna properties of optical heterodyne receivers[J]. IEEE, 1966, 54(10): 1350-1356.
- 10 Lucke R L, Rickard J. Photon-limited synthetic-aperture imaging for planet surface studies[J]. Appl Opt, 2002, 41(24): 5084-5095.
- 11 Liu Liren. Synthetic aperture laser imaging lidar (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.
- 12 Liu Liren. Principle of down-looking synthetic aperture imaging lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(9): 0928002.
刘立人. 直视合成孔径激光成像雷达原理[J]. 光学学报, 2012, 32(9): 0928002.

栏目编辑: 张 腾