

激光雷达部分相干外差探测接收特性研究

濮莉莉 周 煜 孙剑锋 沈宝良 鲁 伟 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验技术重点实验室, 上海 201800)

摘要 研究了激光雷达远距离探测时信号光的空间相干特性和接收口径尺寸对外差探测的归一化载噪比 R_{ncn} 和视场角 Ω_f 的影响。采用激光雷达远距离探测模型, 给出部分相干光探测时 R_{ncn} 的一般表达式和相应的接收理论。进一步数值模拟分析显示: 当高斯型本振光斑尺寸大于接收口径大小时, R_{ncn} 达到饱和状态; 空间相干长度和口径半径的增加都能提高 R_{ncn} , 但会导致 Ω_f 的降低。在理论和数值模拟的基础上, 提出 R_{ncn} 和 Ω_f 的乘积正比于 λ^2 , 且此关系不受回波信号相干特性的影响。最后给出 Hufnagel-Valley 5/7 湍流模型下探测高度和地面距离对 R_{ncn} 的影响。

关键词 遥感; 相干探测; 接收理论; 载噪比; 视场角; 相干长度; 探测口径

中图分类号 文献标识码 A **doi:** 10.3788/AOS201131.1228002

Receiving Characteristics of Coherent Ladar under Partially Coherent Condition

Pu Lili Zhou Yu Sun Jianfeng Shen Baoliang Lu Wei 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 The effects of signal spatial coherent characteristics and receiving aperture size on normalized carrier-to-noise ratio (R_{ncn}) and field of view for coherent detection (Ω_f) are investigated. In the model of remote laser radar detection, the expressions of R_{ncn} and the receiving theory are presented. Further numerical simulations show that when the Gaussian local oscillation beam size is larger than the receiving aperture size, R_{ncn} will reach saturation, in addition, the spatial coherent length and aperture radius can both improve R_{ncn} , but will reduce Ω_f . Based on the theoretical analysis and numerical simulation, the relation is presented that the product of R_{ncn} and field of view is proportional to λ^2 , which is unaffected by the coherent characteristics. At last, the dependence of R_{ncn} on the detection height and ground range under the turbulence model of Hufnagel-Valley 5/7 is analyzed.

Key words remote sensing; coherent detection; receiving theory; carrier-to-noise ratio; field-of-view angle; coherent length; detecting aperture

OCIS codes 280.3640; 030.1640; 040.1880

1 引 言

激光雷达远距离探测时, 由于回波信号相当微弱, 通常采用外差探测技术。外差探测的关键参量包括载噪比、信噪比和视场角等。信噪比指的是考虑了散斑效应在内的载噪比^[1]。散斑通常是由于粗糙表面漫反射所引起的, 本文不考虑目标特性, 仅从

载噪比和视场角两方面来考虑部分相干光外差探测特性。

影响光外差探测性能的因素包括两波面的准直匹配、中心对准和波面耦合^[2~4]。Siegman^[5]最早提出了光外差探测的天线理论 $A_R \Omega_R \approx \lambda^2$, 给出了光外差探测的准直偏差角 Ω_R 和有效接收面积 A_R 的关

收稿日期: 2011-05-26; 收到修改稿日期: 2011-07-12

基金项目: 国家自然科学基金(60907006)资助课题。

作者简介: 濮莉莉(1985—), 女, 硕士研究生, 主要从事激光雷达相干探测方面的研究。E-mail: pulily@siom.ac.cn

导师简介: 周 煜(1976—), 男, 副研究员, 主要从事合成孔径激光雷达、光通信、物理光学和光折变等方面的研究。

E-mail: sunny@mail.siom.ac.cn

系,指出减小相干探测面上光束的混频面积可以提高外差探测允许的角偏差范围。关于波面耦合的研究,Cohen^[6]分析了在光电探测面上不同本振光与信号光的波面分布情况下两波面的偏差角对外差效率的影响,指出外差探测系数 γ 随偏差角的变化情况依赖于本振光和信号光的具体光场分布,不同的光场分布存在不同的最佳参量值,或使外差探测系数整体最大,或使外差探测系数受波面偏差角的影响最小。

影响外差探测的另一个关键因素是本振光和信号光的光束质量。由于激光雷达探测时光束不可避免地受大气湍流的影响,使回波信号光的相位和振幅产生随机起伏,破坏了光束的相干性,信号光的非相干分量对中频信号没有贡献,却会引入本振散弹噪声。关于部分相干光外差探测的研究,Fried^[7,8]最早提出湍流情况下的载噪比随口径半径变化将出现“饱和现象”,并指出饱和曲线的转折点位于大气相干直径 r_0 附近,验证了口径平滑效应对探测面上的光强起伏有削弱作用。随后等Lathi等^[9,10]给出了部分相干外差探测时载噪比的一般表达式,指出本振光场的空间相干面积($a_0 = \pi\rho_0^2$)和信号光场的相干面积($a_s = \pi\rho_s^2$)中的较小量决定了载噪比的饱和大小,并猜测外差探测的视场角大小由 $\min[a_s, a_0]$ 决定,但没有给出具体的分析。近年来,Salem等^[11]研究了当信号光和本振光分别为部分相干光时入射偏转角对载噪比的影响,提出相位偏差对部分相干光接收的影响要弱于完全相干光接收的情况。

基于已有的研究分析可知,部分相干光对外差探测的影响主要体现在载噪比和视场角 Ω_f 两大方

面上,且口径半径 R 和光束的空间相干性 ρ_s 是影响探测性能的两因素。但是对于 R 和 ρ_s 对载噪比和 Ω_f 影响的研究一直不是很明朗,并且关于载噪比和 Ω_f 两者的关系未见有研究。

本文结合激光雷达远距离探测的实际情况,探测器处于目标光源的夫琅禾费衍射范围内,因而假定信号光为强度均匀的部分相干光束,本振光则从激光器发出经延时器,为完全相干的高斯光束。研究回波信号光的空间相干特性 ρ_s 及接收口径半径 R 对激光雷达外差探测性能两大方面即归一化载噪比和视场角 Ω_f 的影响。在理论推导和数值模拟的基础上,给出了部分相干接收特性的理论研究。此外,影响回波信号光的空间相干特性主要有大气湍流和目标特性两大因素,本文分析了大气湍流对相干激光雷达探测的影响,给出实际探测的一些建议。

2 部分相干外差探测理论分析

光外差探测系统如图1所示,与直接探测相比,多了一个本振光,对微弱的回波信号起放大作用,并使载波从高频段转换到低频段,使信号光落于探测器响应范围内。工作过程大致如下:回波信号光经大气传输后频率为 ω_s ,与频率为 ω_l 的本振参考光经合束器耦合,由接收口径汇聚到光电探测表面,由于探测器仅对低频分量响应,故光电探测器的输出仅包括差频 ω_{IF} 分量和直流分量以及部分低频噪声分量,经带通滤波器去除直流分量和低频噪声分量,所需的差频分量经中频放大器,由射频检波器进行解调,最后得到有用信息。

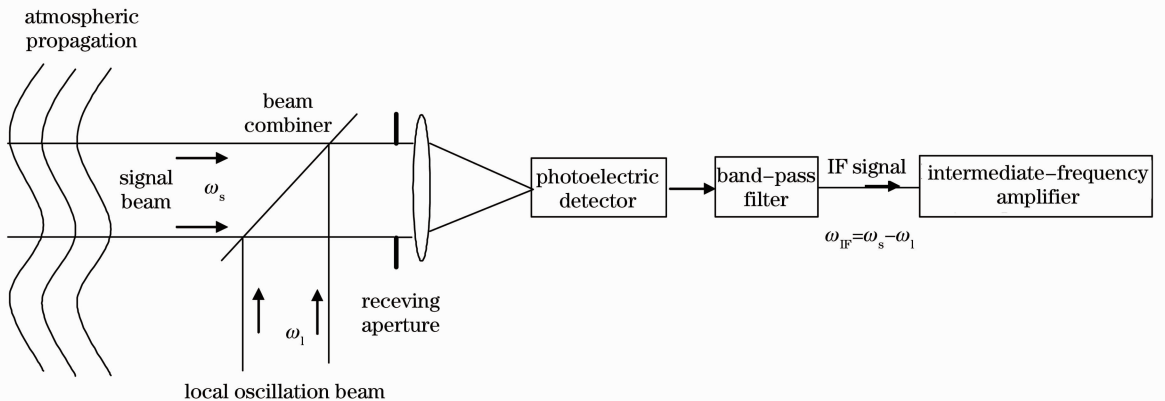


图1 相干外差探测原理图

Fig. 1 Principle of coherent heterodyne detection

假设信号和本振光在探测器表面上的瞬时场表达式为

$$\mathbf{E}_s = E_s(\mathbf{r}) \exp(i\omega_s t + \varphi_s), \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_l = E_l(\mathbf{r}) \exp(i\omega_l t + \varphi_l), \quad (2)$$

式中 $E_s(\mathbf{r})$ 和 $E_l(\mathbf{r})$ 是信号光和本振光在探测器面上任意点 \mathbf{r} 处对应的振幅, ω_s 和 ω_l 是各自的中心频率, φ_s 和 φ_l 为光场的相位信息。

可以得到探测器输出的光电流表达式为^[12]

$$i = \eta \frac{Ge}{h\nu z_0} \int \frac{1}{2} \operatorname{Re}[(\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_l) \cdot (\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_l)^*] d\mathbf{r}, \quad (3)$$

式中 η 为探测器的量子效率, e 为电子电荷量, G 为光电二极管的增益系数, h 为普朗克常量, ν 是光频率, z_0 是探测器周围介质的特性阻抗。(3)式可以简化为

$$i = I_s + I_l + i_{\text{IF}}, \quad (4)$$

I_s 和 I_l 分别是信号光和本振光的直流成分, i_{IF} 是中频电流, 即外差探测的输出部分:

$$I_s = \eta \frac{Ge}{2h\nu z_0} \int E_s(\mathbf{r}) E_s^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (5)$$

$$I_l = \eta \frac{Ge}{2h\nu z_0} \int E_l(\mathbf{r}) E_l^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (6)$$

$$i_{\text{IF}} = \eta \frac{Ge}{h\nu z_0} \int E_s(\mathbf{r}) E_l^*(\mathbf{r}) \cos[\omega_s t - \omega_l t + \varphi(\mathbf{r})] d\mathbf{r}, \quad (7)$$

式中 $\varphi(\mathbf{r})$ 是探测器面上信号场和本振场之间的相位差分布。

中频信号的载噪比可以表示为

$$R_{\text{CN}} = \frac{\langle i_{\text{IF}} i_{\text{IF}}^* \rangle}{\langle i_n^2 \rangle}, \quad (8)$$

式中

$$\langle i_{\text{IF}} i_{\text{IF}}^* \rangle = \left(\eta \frac{Ge}{h\nu z_0} \right)^2 \iint \langle E_s(\mathbf{r}_1) E_l^*(\mathbf{r}_1) E_s^*(\mathbf{r}_2) E_l(\mathbf{r}_2) \cos[\omega_s t - \omega_l t + \varphi(\mathbf{r}_1)] \cdot \cos[\omega_s t - \omega_l t + \varphi(\mathbf{r}_2)] \rangle d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (9)$$

假定信号场和本振场之间是相互独立的^[13], (9)式可以简化为

$$\langle i_{\text{IF}} i_{\text{IF}}^* \rangle = \left(\eta \frac{Ge}{h\nu z_0} \right)^2 \iint \operatorname{Re} \langle E_s(\mathbf{r}_1) E_s^*(\mathbf{r}_2) \rangle \langle E_l^*(\mathbf{r}_1) E_l(\mathbf{r}_2) \rangle \exp[i\varphi(\mathbf{r}_1) - i\varphi(\mathbf{r}_2)] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (10)$$

采用互函数的定义, (10)式可以表达为

$$\langle i_{\text{IF}} i_{\text{IF}}^* \rangle = \left(\eta \frac{Ge}{h\nu z_0} \right)^2 \iint \operatorname{Re} \{ \Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_l^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp[i\varphi(\mathbf{r}_1) - i\varphi(\mathbf{r}_2)] \} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (11)$$

式中 $\Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 和 $\Gamma_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 分别是信号和本振光束的空间互相关函数^[14]:

$$\Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E_s(\mathbf{r}_1) E_s^*(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad (12)$$

$$\Gamma_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle E_l(\mathbf{r}_1) E_l^*(\mathbf{r}_2) \rangle. \quad (13)$$

外差探测中的噪声包括散斑噪声和热噪声。当本振光足够强时, 散斑噪声占主导地位, 可以忽略热噪声成分, 散斑噪声电流表达式为

$$\langle i_n^2 \rangle = 2eBG I_l, \quad (14)$$

式中 B 为探测器的测量带宽。由(6), (11)和(14)式, 可以得出光外差探测的载噪比表示式为

$$R_{\text{CN}} = \frac{\eta}{2h\nu z_0 B} \frac{\iint \operatorname{Re} \{ \Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_l^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp[i\varphi(\mathbf{r}_1) - i\varphi(\mathbf{r}_2)] \} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2}{\int \Gamma_l(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d\mathbf{r}}, \quad (15)$$

式中 $\Gamma_l(\mathbf{r}, \mathbf{r})$ 为本振光的自相关函数, 即

$$\Gamma_l(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \langle E_l(\mathbf{r}) E_l^*(\mathbf{r}) \rangle. \quad (16)$$

对应的归一化载噪比表示为

$$R_{\text{ncn}} = \frac{\iint \operatorname{Re} \{ \Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_l^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp[i\varphi(\mathbf{r}_1) - i\varphi(\mathbf{r}_2)] \} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2}{P_s \int \Gamma_l(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d\mathbf{r}}, \quad (17)$$

式中 P_s 为信号场光功率的峰值, $\varphi(\mathbf{r})$ 为两光束的相位差,

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi_s(\mathbf{r}) - \varphi_l(\mathbf{r}). \quad (18)$$

3 激光雷达部分相干外差探测:载噪比和接收理论

激光雷达相干探测时,不同方向入射的信号光对应的载噪比不同,需结合回波信号的方向角考虑相干接收载噪比。假定探测器接收面为 $x-y$ 平面,可以圆坐标矢量 $\mathbf{r} = (r, \theta)$ 表示接收平面上任意一点 (x, y) ,如图 2 所示,本振光束垂直于探测器表面入射,回波信号光对应波矢 \mathbf{k} 与本振光入射方向存在偏差角 θ ,在接收面上的投影波矢为 $\mathbf{k}_{//}$ 。

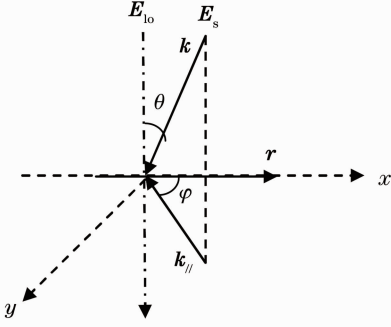


图 2 探测器表面信号光的接收,与本振光之间存在偏差角 θ

Fig. 2 Signal light receiving on the heterodyne detector surface with the deviation angle θ

两束光在探测器表面上的相位差为

$$\varphi(\mathbf{r}) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = kr \sin \theta \cos \varphi. \quad (19)$$

一般相干探测接收面为圆形口径,圆孔函数表示为

$$\text{circ}\left(\frac{r}{R}\right) = \begin{cases} 1, & r < R \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (20)$$

但由于圆孔函数的积分涉及到硬边光阑接收领域,理论分析上多采用数值计算。在本节中采用近似模型——高斯口径来代替圆形口径^[13],函数表达为

$$W(\mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_w^2}\right). \quad (21)$$

(21)式对整个探测面积分的值为 $\pi\sigma_w^2$,与半径为 σ_w 的圆孔函数的面积积分值相等,可见高斯口径对应的积分权重近似于圆口径函数的积分效果。

激光雷达远距离探测时,大气湍流破坏了回波信号原相干特性。假设大气湍流各向同性均匀分布,探测器面上信号光为高斯-谢尔模型,互函数的表达式为

$$\Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = P_s \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{2\sigma_s^2}\right) \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{\rho_s^2}\right), \quad (22)$$

式中 σ_s 为高斯型光束的半径, ρ_s 为回波信号光的空间相干长度。当光束截面上任意两点间距离为 ρ_s 时,两点间的相干函数 $\Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 下降到两点重合时的 $1/e$ 。

而本振光为高斯相干光束,对应的互函数表示为

$$\Gamma_l(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = P_l \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{2\sigma_l^2}\right), \quad (23)$$

代入(14)式,归一化载噪比可以表示成

$$R_{\text{nCN}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}\{W(\mathbf{r}_1)W(\mathbf{r}_2)\Gamma_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\Gamma_l^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\exp[i\varphi(\mathbf{r}_1) - i\varphi(\mathbf{r}_2)]\} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2}{P_s \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_l(\mathbf{r}, \mathbf{r})W(\mathbf{r}) d\mathbf{r}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}\left\{\exp\left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{2\sigma_s^2} - \frac{r_1^2 + r_2^2}{2\sigma_l^2} - \frac{r_1^2 + r_2^2}{\sigma_w^2} - \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{\rho_s^2}\right] \exp(i\mathbf{k}_{//} \cdot \mathbf{r}_1 - i\mathbf{k}_{//} \cdot \mathbf{r}_2)\right\} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2}{\int \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_l^2} - \frac{r^2}{\sigma_w^2}\right) d\mathbf{r}}. \quad (24)$$

令

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{1}{2\sigma_s^2} + \frac{1}{2\sigma_l^2} + \frac{1}{\sigma_w^2} + \frac{1}{\rho_s^2}, \quad (25)$$

(24)式可简化为

$$R_{\text{nCN}} = \frac{\frac{\pi^2}{1/\sigma^4 - 1/\rho_s^4} \exp\left\{-\left[\frac{\sigma^2}{4} + \frac{(\sigma^2/\rho_s^2 - 1)^2}{4(1/\sigma^2 - \sigma^2/\rho_s^4)}\right]k_{//}^2\right\}}{\frac{\pi}{1/\sigma_l^2 + 1/\sigma_w^2}}. \quad (26)$$

(26)式包含了两项,一项是不随信号光入射角而改变的幅度因子 R_{ncN1} ,另一项是关于信号入射方向角的指数因子 R_{ncN2} ,将(22)式代入(26)式,可知

$$R_{\text{ncN1}} = \frac{\pi(1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_w^2)}{\left(\frac{1}{2\sigma_s^2} + \frac{1}{2\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_w^2}\right)\left(\frac{1}{2\sigma_s^2} + \frac{1}{2\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_w^2} + \frac{2}{\rho_s^2}\right)}. \quad (27)$$

对 R_{ncN1} 求导分析可知,高斯型信号光斑半径 σ_s , 高斯本振光光斑半径 σ_1 , 接收口径半径 σ_w 和相干长度 ρ_s 的增加都可以提高 R_{ncN1} 。又有

$$R_{\text{ncN2}} = \exp\left\{-\left[\frac{\sigma^2}{4} + \frac{(\sigma^2/\rho_s^2 - 1)^2}{4(1/\sigma^2 - \sigma^2/\rho_s^4)}\right]k^2\theta^2\right\}, \quad (28)$$

表明偏转角是以负指数的二次方对归一化载噪比产生作用,随着偏转角 θ 的增加, R_{ncN1} 剧烈降低,而 σ 和 ρ_s 决定了偏转角 θ 对 R_{ncN1} 的影响幅度。

实际的 R_{ncN} 为不同入射方向 $R_{\text{ncN}}(\Omega)$ 的积分, Ω 为三维空间的立体角,立体角的微元定义为

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (29)$$

由图 2 知,探测面上波矢量分量 $\mathbf{k}_{//}$ 在圆坐标系中的微分表达式为

$$d\mathbf{k}_{//} = k_{//} dk_{//} d\varphi = k \sin\theta \cdot d(k \sin\theta) d\varphi = k^2 \sin\theta \cos\theta d\theta d\varphi. \quad (30)$$

由于有效偏转角 θ 一般都比较小,在毫弧度量级,因此(30)式可以近似为

$$d\mathbf{k}_{//} \approx k^2 \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (31)$$

因而可知

$$d\Omega \approx \frac{d\mathbf{k}_{//}}{k^2}. \quad (32)$$

可以求出不同入射角对应的归一化载噪比积分式

$$\int R_{\text{ncN}}(\mathbf{k}_{//}) d\Omega = \frac{\lambda^2(1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_w^2)}{2/\sigma^2 - 2/\rho_s^2} = \frac{\lambda^2(1/\sigma_1^2 + 1/\sigma_w^2)}{1/\sigma_s^2 + 1/\sigma_1^2 + 2/\sigma_w^2}. \quad (33)$$

(33)式表明:确定的相干探测系统对应的积分归一化载噪比不受相干特性的影响,而波长依然是提升激光雷达相干探测性能的瓶颈。

4 数值分析

理论分析给出了载噪比和接收理论的确切表达式,但各参量对其的影响规律并不直观。数值分析的目的在于给出在圆口径探测器接收的条件下,信号光为强度均匀的部分相干光束($\sigma_s \rightarrow \infty$),各参量(包括高斯本振光斑半径 σ_1 , 探测器接收口径半径 R 和空间相干长度 ρ_s)对 R_{ncR} 和视场角 Ω_f 的影响,进而

对相干探测的参量给出优化方案。

4.1 高斯本振光的最佳光斑半径

图 3 为无偏差角探测时,对应不同的 ρ_s , R_{ncN} 随 σ_1 的变化曲线。由图可知,当 R 为确定值, R_{ncN} 随着 σ_1 的增加而趋于饱和,不同的 ρ_s 对应的饱和过程快慢不一。当 σ_1 接近 R 时(即 $\sigma_1/R=1$),不同空间相干长度的信号光都达到了饱和状态。

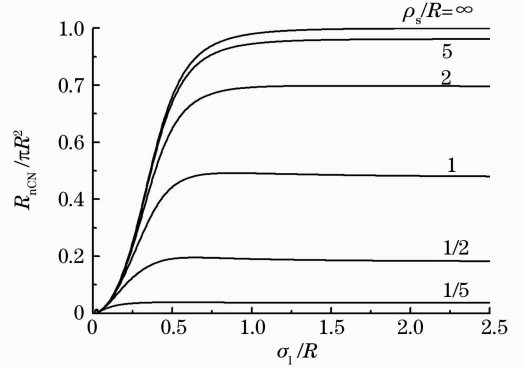


图 3 不同相干长度 ρ_s 下 R_{ncN} 随高斯本振光斑半径 σ_1 的变化曲线

Fig. 3 Dependence of R_{ncN} on Gaussian local oscillator beam size σ_1 with different coherent lengths of the signal field ρ_s

图 4 给出了不同偏差角入射情况下 R_{ncN} 随 σ_1 的变化情况,数值分析表明最佳高斯本振光斑半径可选取 $\sigma_1 = R$,且此最佳本振光斑半径的选取几乎不受入射偏差角的影响。

4.2 接收口径大小和空间相干长度对相干探测的影响

本节研究在 $\sigma_1 = R$ 的情况下, ρ_s 和 R 对 R_{ncN} 和 Ω_f 的影响。激光雷达实际探测中,有已知大气湍流相干长度而需要选取合适的口径大小的时候;也有选取合适的探测高度和斜程距离,使大气湍流相干长度与口径半径匹配的情况。因此,本节采用假定其中一个参量确定,而研究另一个参量对相干探测影响的方法。探测器接收时,通常希望各个方向的入射光信号的响应差值不要太大,因此定义当 R_{ncN} 下降到最大值(即垂直入射时)的一半时对应的偏差角 θ 为平面视场角 θ_f ,相应的立体视场角即为 Ω_f 。

图 5(a) 显示在 R 为确定值且入射偏差角 θ 较小时, R_{ncN} 随着 ρ_s 的增加而提高。当 $1 < \rho_s/R < 2$ 时, ρ_s 的增加能明显地提高 R_{ncN} 值,但视场角 θ_f 有所降低; ρ_s 小于 R 时, R_{ncN} 较低,但可以获得较宽的外差视场角 θ_f 。图 5(b) 表明当 ρ_s 为确定值时, R_{ncN} 随 R 有着相似的变化规律。

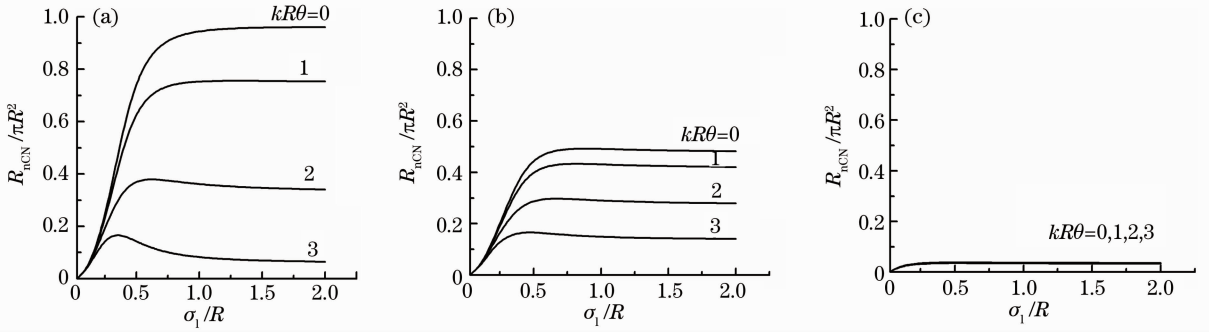


图 4 不同偏差入射角 θ 下, R_{ncn} 随高斯本振光斑半径 σ_1 的变化曲线。(a) $\rho_s/R=5$; (b) $\rho_s/R=1$; (c) $\rho_s/R=0.2$
 Fig. 4 Dependence of R_{ncn} on Gaussian local oscillator beam radius σ_1 with different deviation angles θ . (a) $\rho_s/R=5$; (b) $\rho_s/R=1$; (c) $\rho_s/R=0.2$

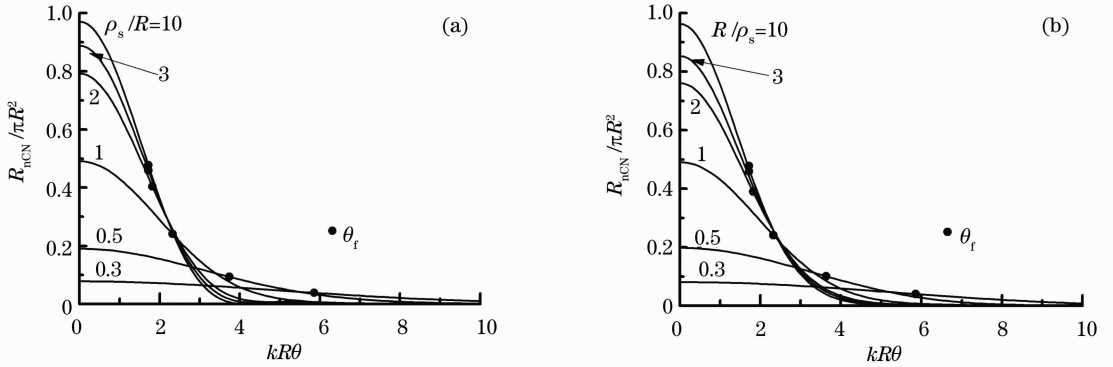


图 5 $\sigma_1=R$ 时 R_{ncn} 随偏差入射角 θ 的变化。(a) 假设 R 为确定值, 对应不同的 ρ_s ; (b) 假设 ρ_s 为确定值, 对应不同的 R
 Fig. 5 Dependence of R_{ncn} on deviation angle θ as $\sigma_1=R$. (a) For different coherent lengths ρ_s , the aperture size R is assumed to be specified; (b) for different aperture sizes R , the coherent length ρ_s is assumed to be specified

图 5 说明了 ρ_s 与 R 对接收特性有着相似的影响, R 和 ρ_s 中任何一个参量的增加都可以提高 R_{ncn} , 但是当其中一个变量远大于另一变量时, R_{ncn} 随较大的变量的变化趋于缓慢, 而随较小的变量的变化比较明显。从图 5 可以看出 R_{ncn} 和 θ_f 是此消彼长的关系, 一个较好的范围是 $0.5 < \rho_s/R < 2$, 在此范围内相干探测可以同时得到较为理想的归一化载噪比和视场角。

图 6 给出了 4 组不同 ρ_s 与 R 情况下 R_{ncn} 随入射偏差角 θ 的变化曲线。 ρ_s 与 R 的增加都可以提高非常接近, 两者同时增加时, 提高幅度更加明显。图中 $R=0.5 \text{ m}$, $\rho_s=1 \text{ m}$ 和 $R=1 \text{ m}$, $\rho_s=0.5 \text{ m}$ 两条曲线再次表明 R 和 ρ_s 对相干接收特性有着类似的影响规律。

4.3 接收理论的验证

本节给出在 $\sigma_1=R$ 的情况下, R_{ncn} 和 θ_f 分别随 ρ_s 以及 R 的变化曲线, Ω_f 为空间视场角, 定义 $\Omega_f = \pi\theta_f^2$ 。

图 7, 8 中的 (a) 和 (b) 说明了 R_{ncn} 随 ρ_s 与 R 中的较小量的增加而明显提高, θ_f 则随之骤减; 图 7, 8

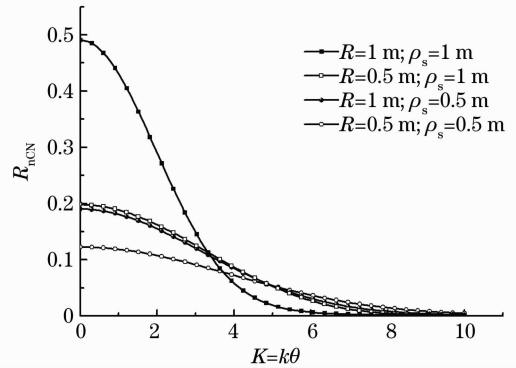


图 6 $\sigma_1=R$, 不同 ρ_s 和 R 情况下, R_{ncn} 随入射偏差角 θ 的变化
 Fig. 6 Dependence of R_{ncn} on the deviation angle with different coherent lengths ρ_s and aperture sizes R while $\sigma_1=R$

中的 (c) 表明积分归一化载噪比数值模拟值大约在 0.66 附近。当信号光强度为均匀分布 (即 $\sigma_s = \infty$), 本振光斑半径取高斯型口径半径大小 ($\sigma_1 = \sigma_w$) 时, 有

$$\int R_{\text{ncN}}(\mathbf{k}_{//}) d\Omega = \frac{\lambda^2 (1/\sigma_l^2 + 1/\sigma_w^2)}{1/\sigma_s^2 + 1/\sigma_l^2 + 2/\sigma_w^2} = \frac{2}{3}, \quad (34)$$

结果与图 7,8 中的(c)曲线接近。图中曲线在 0.66

附近有小幅振荡,可能是由于(30)式的近似以及数值模拟中存在的精度误差。

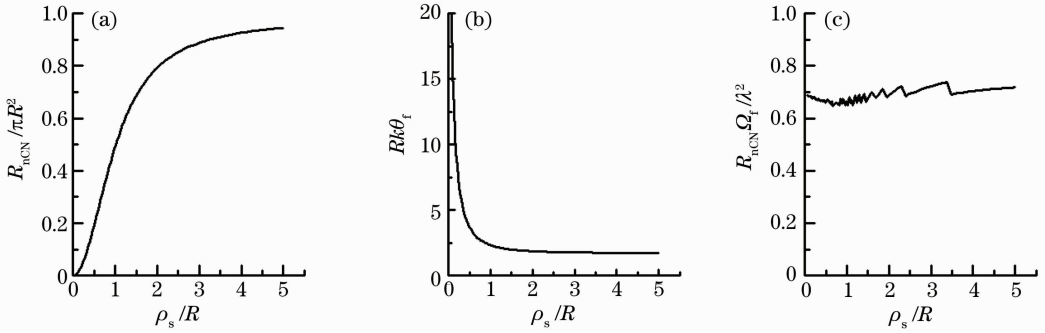


图 7 $\sigma_l=R$, R 为确定值时,接收特性随 ρ_s 的变化。(a) R_{ncN} 随 ρ_s 的变化; (b) θ_f 随 ρ_s 的变化; (c) 积分载噪比 $R_{\text{ncN}} \Omega_f$ 随 ρ_s 的变化

Fig. 7 Dependence of receiving characteristics on coherent length ρ_s while $\sigma_l=R$, R is a defined value.

(a) R_{ncN} ; (b) field of view angle θ_f ; (c) integrated carrier noise ratio $R_{\text{ncN}} \Omega_f$

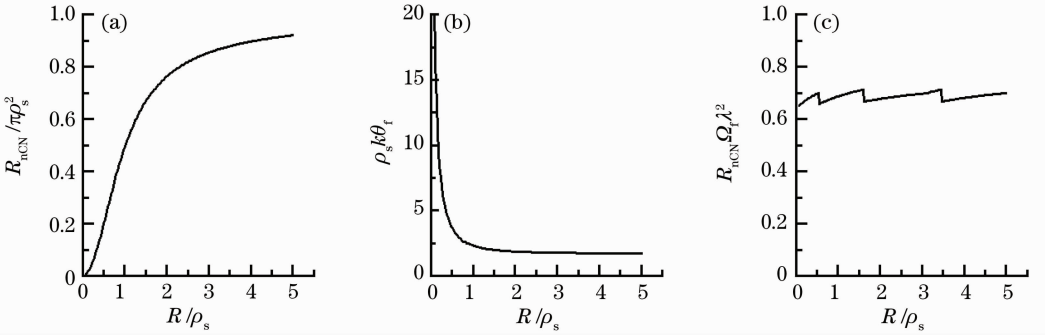


图 8 $\sigma_l=R$, ρ_s 为确定值时,接收特性随 R 的变化。(a) R_{ncN} 随 R 的变化; (b) θ_f 随 R 的变化; (c) 积分载噪比 $R_{\text{ncN}} \Omega_f$ 随 R 的变化

Fig. 8 Dependence of receiving characteristics on aperture size R while $\sigma_l=R$. (a) R_{ncN} ; (b) field of view angle θ_f ; (c) integrated carrier-to-noise ratio $R_{\text{ncN}} \Omega_f$

5 大气湍流对激光雷达探测的影响

相干激光雷达探测时,需考虑大气湍流对回波信号的影响,大气湍流对光波的影响从根本上说是对其相干性的破坏。根据 Goodman^[14]的随机非均匀介质成像理论可知,受扰动的回波信号场分布可以表示为

$$\mathbf{E}(x, y) = \sqrt{I_0} \exp[\chi(x, y) + iS(x, y)], \quad (35)$$

式中 χ 和 S 分别为湍流扰动后光场的对数振幅起伏和相位起伏量。假定波前扰动服从均匀分布,在长时间曝光下,给出回波信号的相关函数

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}(\Delta x, \Delta y) &= \overline{\exp(\chi_1 + \chi_2)} \cdot \overline{\exp[i(S_1 - S_2)]} = \\ &= \exp\left\{-\frac{1}{2}D(\rho)\right\} = \exp\left[-\left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{5/3}\right], \end{aligned} \quad (36)$$

式中 $D(\rho)$ 为结构函数,定义为随机过程平稳增量的自相关,在此表示为受扰动光场的对数复振幅起伏

量。采用 Kolmogorov 湍流统计理论,由于激光雷达探测目标有限,光源为球面波模型^[15]

$$D(\rho) = 2.91k^2 \rho^{5/3} \int_0^z C_n^2(s) (s/z)^{5/3} ds, \quad (37)$$

对应的空间相干长度为

$$\rho_0 = \left[1.46k^2 \int_0^z C_n^2(s) (s/z)^{5/3} ds\right]^{-3/5}, \quad (38)$$

式中 C_n^2 为大气折射率结构参数,表征大气湍流强弱。折射率结构参数的变化与季节、气象、高度、地理位置有关。目前在光传播湍流效应应用中较为广泛的是 Hufnagel-Valley 模型^[16]

$$\begin{aligned} C_n^2(h) &= 8.2 \times 10^{-6} W^2 (0.1h)^{10} e^{-h} + \\ &= 2.7 \times 10^{-16} e^{-h/1.5} + C_0^2 e^{-10h}, \end{aligned} \quad (39)$$

式中 h 为距离地面高度(单位为 km), C_0^2 对应地面上 C_n^2 的典型值, W 对应地面以上 5~20 km。应用

最广泛的一种参量取值法为 Hufnagel-Valley 5/7 模型: $W=21 \text{ m/s}$, $C_0^2=1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。图 9 给出了激光雷达探测的大致模型, 图中 H 为探测飞行器距地面高度, Z 为探测斜距, 与垂直地面方向的夹角为 φ , D 为地面探测距离。

从图 10 可以看出随着探测高度 H 的增加, 由于采用球面波结构函数, 因而回波信号的空间相干长度随高度的增高反而是变宽的, 同时 R_{ncN} 随着高度的增加也有所提高。对于某一高度下相干激光雷达的探测, 回波信号的空间相干长度随着探测角度 φ (或地面探测距离 D) 的增大而降低; 考虑到激光雷达探测孔径半径一般在 $0.1 \sim 0.3 \text{ m}$ 范围内,

在相当长的探测距离 D 内, 空间相干长度都大于探测孔径半径, 所以探测角度 φ 或地面距离 D 对 R_{ncN} 的影响不是很大。

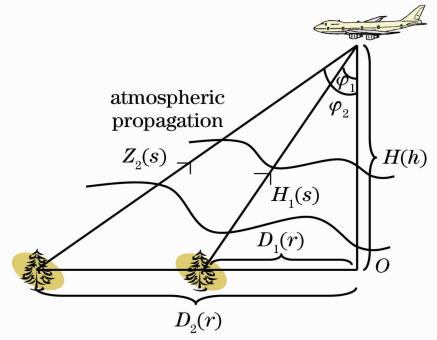


图 9 激光雷达探测模型

Fig. 9 Model of ladar coherent detecting

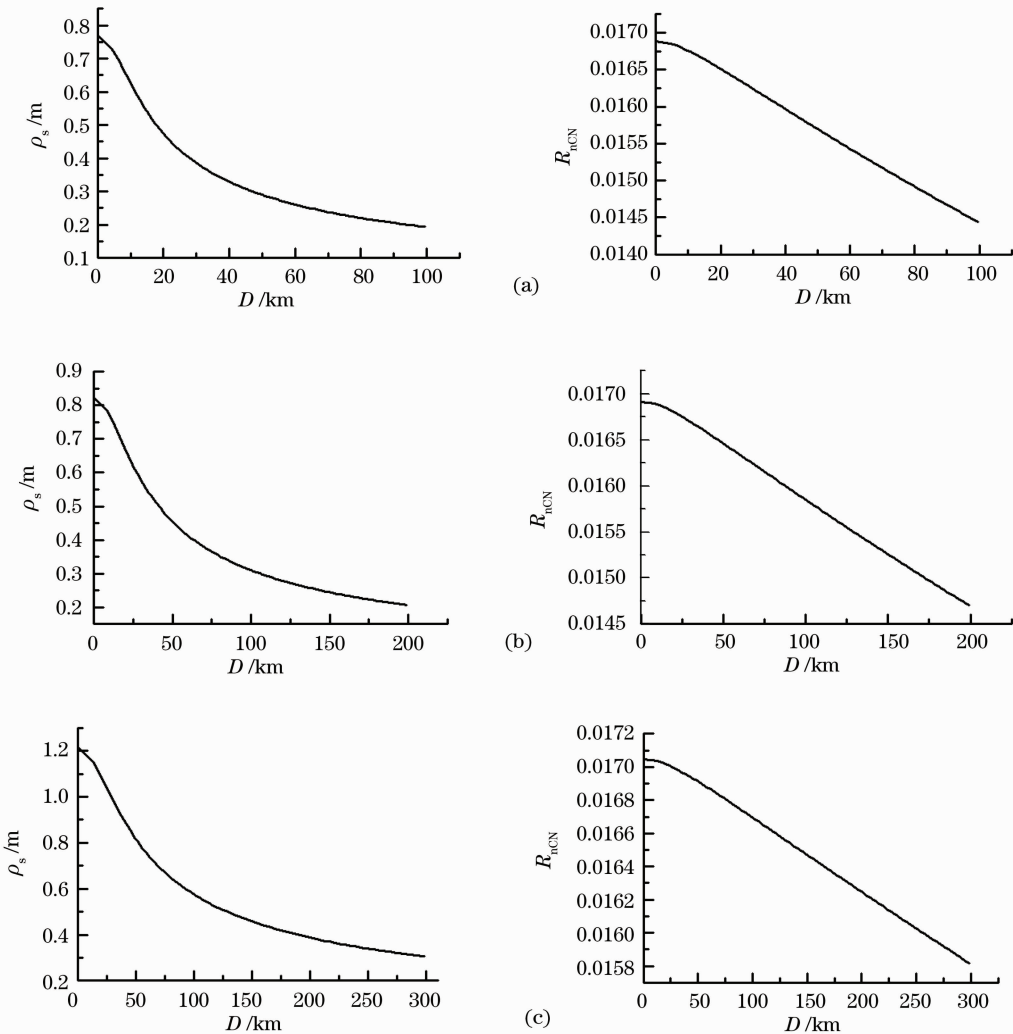


图 10 接收口径直径为 15 cm , 波长 $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, 不同探测高度 H 下相干探测特性 (ρ_s 和 R_{ncN}) 随地面距离 D 的变化情况。(a) $H=10 \text{ km}$; (b) $H=20 \text{ km}$; (c) $H=30 \text{ km}$

Fig. 10 Coherent detecting characteristics (ρ_s and R_{ncN} changing) with the change of ground range R while the aperture diameter is 15 cm and the wavelength $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ under different detection height. (a) $H=10 \text{ km}$; (b) $H=20 \text{ km}$; (c) $H=30 \text{ km}$

以上对 R_{ncn} 进行了数值分析,随着探测高度 H 的增高,空间相干性变好。但没有考虑衍射损耗的影响,实际的载噪比比 R_{ncn} 多了一个 $1/z^2$ 因子,使得载噪比随着探测距离的增加迅速下降。因此,为了外差探测有一个较理想的载噪比,需要相干激光雷达以较高的发射功率为代价。

6 结 论

归一化载噪比和视场角是激光雷达相干探测的两个关键参考量,而影响这两个参考量的因素主要包括信号光和本振光的光束质量以及接收口径大小。采用激光雷达远距离探测近似模型,假定回波信号光为强度均匀分布的部分相干光束,本振光则为高斯型完全相干光束。数值分析得出,当高斯型本振光斑尺寸大于等于口径大小时,探测器达到饱和状态,在此状态下,研究了空间相干性和接收口径这两个关键因素对载噪比和视场角的影响。分析显示:空间相干长度和口径半径两者中任一参量的增加都能提高归一化载噪比,但会使视场角变窄。理论和数值分析都给出了归一化载噪比和视场角之间满足 $\int R_{\text{ncn}}(\mathbf{k}_{//})d\Omega \propto \lambda^2$ 关系。空间相干长度和口径半径的数值大小决定了归一化载噪比和视场角两者的取舍关系,对于激光雷达来说,由于大气湍流导致的空间相干长度缩小不可避免,且随着距离和天气条件不断的变化,因此在激光雷达系统设计中尽量保证 $0.5 < \rho_s/R < 2$,能够得到相对理想的归一化载噪比和视场角。

参 考 文 献

- 1 Liu Liren. Synthetic aperture 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

- 2 Ma Zongfeng, Zhang Chunxi, Zhang Zhaoyang *et al.*. Signal-noise ratio in optical heterodyne detection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 889~892
马宗峰,张春熹,张朝阳等. 光学外差探测信噪比研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(5): 889~892
- 3 He Yi. Phase matching of a heterodyne detection system [J]. *Chinese J. Lasers*, 1997, **24**(10): 930~934
何毅. 外差探测系统的相位匹配研究[J]. *中国激光*, 1997, **24**(10): 930~934
- 4 Wang Qi, Wang Chunhui, Shang Tieliang. Heterodyne efficiency of coherent detection with Gaussian local-oscillator and Airy spot signal beam [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(suppl.): 183~186
王骥,王春晖,尚铁梁. 高斯本振光和爱里斑信号光相干探测的外差效率[J]. *中国激光*, 2003, **30**(suppl.): 183~186
- 5 A. E. Siegman. The antenna properties of optical heterodyne receivers [J]. *Proc. IEEE*, 1966, **54**(10): 1350~1356
- 6 Steven C. Cohen. Heterodyne detection: phase front alignment, beam spot size, and detector uniformity [J]. *Appl. Opt.*, 1975, **14**(8): 1953~1959
- 7 David L. Fried. Optical heterodyne detection of an atmospherically distorted signal wave front [J]. *Proc. IEEE*, 1967, **55**(1): 57~67
- 8 D. L. Fried. Aperture averaging of scintillation [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1967, **57**(2): 169~175
- 9 J. N. Lathi. Mixing inhomogeneous, partially coherent optical fields [J]. *Appl. Opt.*, 1969, **8**(1): 1815~1820
- 10 J. N. Lathi, C. M. Nagel. Mixing partially coherent fields with Gaussian irradiance profiles: optimization criteria [J]. *Appl. Opt.*, 1970, **9**(1): 115~124
- 11 Mohamed Salem, Jannick P. Rolland. Heterodyne efficiency of a detection system for partially coherent beams [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2010, **27**(5): 1111~1119
- 12 David Fink. Coherent detection signal-to-noise [J]. *Appl. Opt.*, 1975, **14**(3): 689~690
- 13 M. Salem, A. Dogariu. Optical heterodyne detection of random electromagnetic beams [J]. *J. Mod. Opt.*, 2004, **51**(15): 2305~2313
- 14 J. W. Goodman. *Statistical Optics* [M]. Qin Kecheng, Liu Peisen, Cao Qizhi *et al.* Transl. Beijing: Science Press, 1992. 159~167, 347~360
J. W. 顾德门. *统计光学*[M]. 秦克诚,刘培森,曹其智等译. 北京:科学出版社,1992. 159~167,347~360
- 15 D. L. Fried. Limiting resolution looking down through the atmosphere [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(10): 1380~1384
- 16 Rao Ruizhong. *Light Propagation in the Turbulent Atmosphere* [M]. Hefei: Anhui University Press, 2005. 82~83
饶瑞中. *光在湍流大气中的传播*[M]. 合肥:安徽大学出版社,2005. 82~83

栏目编辑:谢 婧