

# 基于四光相干混频技术的激光雷达接收特性分析

任建迎<sup>1\*</sup>, 孙华燕<sup>2</sup>, 张来线<sup>2</sup>, 赵延仲<sup>2</sup>

<sup>1</sup>航天工程大学研究生院, 北京 101416;

<sup>2</sup>航天工程大学电子与光学工程系, 北京 101416

**摘要** 针对高速运动目标激光相干探测最大测量速度受限的问题,提出了一种四光相干混频大动态范围的多普勒测量方法。与传统激光相干探测相比,该方法可将最大测量速度提高一倍,实现高速和超高速目标的速度测量。由于四光相干混频探测系统比外差激光相干探测系统多了一束本振光,导致本振散粒噪声增加。因此,根据信噪比定义推导出四光相干混频探测系统的信噪比公式,并利用该公式从相干长度、接收孔径、失配角三个方面进行了理论和数值分析,得到了相干长度和接收孔径之间的最优关系。

**关键词** 四光相干混频; 高速目标; 多普勒测量; 信噪比; 视场角

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1628004

## Analysis of Lidar Receiving Characteristics Based on Four-Light Coherent Mixing Technology

Ren Jianying<sup>1\*</sup>, Sun Huayan<sup>2</sup>, Zhang Laixian<sup>2</sup>, Zhao Yanzhong<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Graduate School, Space Engineering University, Beijing 101416, China;

<sup>2</sup>Department of Electronic and Optical Engineering, Space Engineering University, Beijing 101416, China

**Abstract** Aiming at the problem that the maximum measurement speed of conventional laser coherent detection of high-speed moving target is limited, in this paper, a Doppler measurement method with large dynamic range of four-light coherent mixing is proposed. Compared with traditional laser coherent detection, this method can double the maximum measurement speed and realize the speed measurement of high-speed and ultra-high-speed targets. Since the four-light coherent mixing detection system has one more local oscillator light than the heterodyne laser coherent detection system, the local shot noise increases. Therefore, according to the definition of signal-to-noise ratio, the signal-to-noise ratio formula of four-light coherent mixing is derived. By using the formula, theoretical and numerical analyses are carried out from three aspects of coherence length, receiving aperture, and mismatch angle. The optimal relationship between coherence length and receiving aperture is obtained.

**Key words** four-light coherent mixing; high-speed target; Doppler measurement; signal-to-noise ratio; angle of view

**OCIS codes** 030.1670; 280.3340; 280.3640

## 1 引 言

激光相干多普勒测量技术具有信噪比(SNR)高、灵敏度好、精度高等优点,广泛应用于目标探测和多普勒测量领域<sup>[1-3]</sup>。随着科技的发展,高速和超高速飞行器的速度达到几个马赫甚至十几个马赫<sup>[4-5]</sup>,而常规探测器的频率响应范围有限,超高速探测器虽然能够提高响应范围,但也给后端数据的

实时处理带来了困难。因此,探索新的高速运动目标大动态范围多普勒测量方法十分必要,双频激光相干探测技术可以通过二次混频的方法将高速运动目标的大多普勒频移转换为微波波段<sup>[6-9]</sup>,但该方法需要十几 GHz 甚至百 GHz 的频差,实现难度较大。

本课题组提出了一种基于四光相干混频技术的高速运动目标多普勒测量方法,利用混频后多

收稿日期: 2020-04-13; 修回日期: 2020-04-24; 录用日期: 2020-05-18

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(61805283)、试验技术研究青年科技基金(2016SY41B008)

\* E-mail: rjyfly@126.com

阶分量信号中差频与多普勒频移之间存在固定差频的特点,实现了对高速运动目标的低频率测量。而信噪比是决定相干探测系统性能的关键参量,影响信噪比的主要因素包括接收孔径、失配角和相位匹配<sup>[10-14]</sup>。Salem等<sup>[15-16]</sup>研究了部分相干光外差探测系统的接收性能。与外差相干探测不同,四光相干混频探测系统中包含两束本振光和两束回波信号光,混频后产生六项信号分量。因此,还需深入分析光场相干长度、接收孔径、视场角对信噪比的影响。

本文基于四光相干混频探测系统对接收信噪比

进行了研究。主要分析了相干长度、接收孔径、失配角之间的相互关系及其对信噪比的影响,并通过理论推导和数值模拟,得到激光相干长度和系统视场角的关系。

## 2 四光相干混频探测理论

与外差激光相干探测系统相比,四光相干混频探测系统多了一束不同频率的本振光和回波信号光,两束本振光和回波信号光在探测器表面同时进行相干混频,四光相干混频探测系统的结构如图1所示。

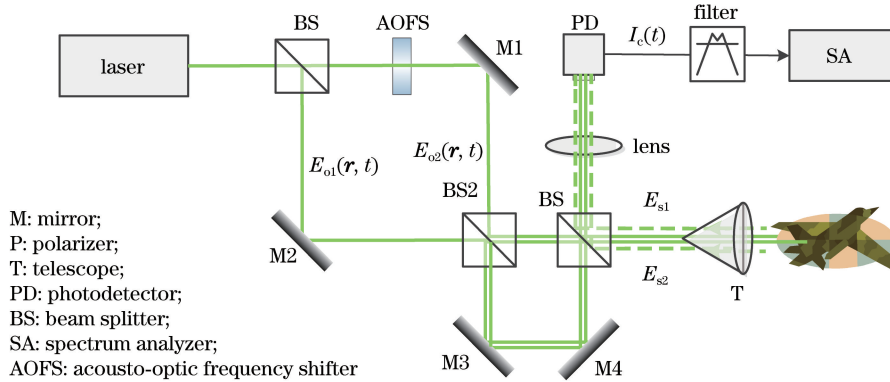


图1 四光相干混频探测系统结构框图

Fig. 1 Structure block diagram of four-light coherent mixing detection system

叠加后的两束本振光场可表示为

$$E_o(\mathbf{r}, t) = E_{o1}(\mathbf{r}, t) + E_{o2}(\mathbf{r}, t) = U_{o1}(\mathbf{r}) \exp\{i[2\pi f_{o1}t + \varphi_{o1}(\mathbf{r})]\} + U_{o2}(\mathbf{r}) \exp\{i[2\pi f_{o2}t + \varphi_{o2}(\mathbf{r})]\}, \quad (1)$$

式中,  $E_{o1}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{o2}(\mathbf{r}, t)$  分别为不同频率的两束本振光场,  $U_{o1}(\mathbf{r})$  和  $U_{o2}(\mathbf{r})$  分别为两束本振光的振幅,  $\mathbf{r}$  为光场的空间坐标矢量,  $f_{o1}$  和  $f_{o2}$  分别为  $E_{o1}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{o2}(\mathbf{r}, t)$  的频率, 两束本振光的频差  $\Delta f = f_{o2} - f_{o1}$ ,  $t$  为时间变量,  $\varphi_{o1}(\mathbf{r})$  和  $\varphi_{o2}(\mathbf{r})$  分别为两束本振光的随机相位。

叠加后的两束回波信号光场可表示为

$$E_s(\mathbf{r}, t) = E_{s1}(\mathbf{r}, t) + E_{s2}(\mathbf{r}, t) = U_{s1}(\mathbf{r}) \exp\{i[2\pi(f_{o1} + \delta_{o1})t + 2\pi f_{o1}\tau_d + \varphi_{s1}(\mathbf{r})]\} + U_{s2}(\mathbf{r}) \exp\{i[2\pi(f_{o2} + \delta_{o2})t + 2\pi f_{o2}\tau_d + \varphi_{s2}(\mathbf{r})]\}, \quad (2)$$

式中,  $E_{s1}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{s2}(\mathbf{r}, t)$  分别为频率是  $f_{o1}$  和  $f_{o2}$  的探测光对应的回波信号光,  $U_{s1}(\mathbf{r})$  和  $U_{s2}(\mathbf{r})$  分别为两束回波信号光的振幅,  $\delta_{o1}$  和  $\delta_{o2}$  分别为两束回波信号光的多普勒频移,  $\delta_{o1} = 2Vf_{o1}/c$ ,  $\delta_{o2} = 2Vf_{o2}/c$ ,  $V$  为目标径向运动速度,  $c$  为光速,  $\tau_d = 2R/c$  为延迟时间,  $R$  为系统到目标的距离,  $\varphi_{s1}(\mathbf{r})$

和  $\varphi_{s2}(\mathbf{r})$  分别为两束回波信号光的随机相位。

根据光电探测器的平方律特性, 去除直流分量的影响, 可将四光相干混频探测系统的输出信号表示为

$$I_c(t) = i_o(t) + i_s(t) + i_{os1}(t) + i_{os2}(t) + i_{os3}(t) + i_{os4}(t) = I_o \exp\{i[2\pi\Delta f t + \Delta\varphi_o(\mathbf{r})]\} + I_s \exp\{i[2\pi\Delta f t + 2\pi\Delta\delta t - 2\pi\Delta f\tau_d + \Delta\varphi_s(\mathbf{r})]\} + I_{os1} \exp\{i[2\pi\delta_{o1}t + 2\pi f_{o1}\tau_d + \phi_1(\mathbf{r})]\} + I_{os2} \exp\{i[2\pi\delta_{o2}t + 2\pi f_{o2}\tau_d + \phi_2(\mathbf{r})]\} + I_{os3} \exp\{i[2\pi(\Delta f + \delta_{o2})t + 2\pi f_{o2}\tau_d + \phi_3(\mathbf{r})]\} + I_{os4} \exp\{i[2\pi(\Delta f - \delta_{o1})t - 2\pi f_{o1}\tau_d + \phi_4(\mathbf{r})]\}, \quad (3)$$

式中,  $i_o(t)$  为两束本振光的相干分量,  $i_s(t)$  为两束回波信号光的相干分量。在远距离探测中两束回波信号光的振幅很弱, 其相干分量的振幅  $i_s(t) \ll i_{osn}(t)$ ,  $n=1, 2, 3, 4$ , 因此可以忽略  $i_s(t)$  对相干分量信号的影响。  $i_{os1}(t)$  和  $i_{os2}(t)$  分别为  $E_{o1}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{s1}(\mathbf{r}, t)$ ,  $E_{o2}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{s2}(\mathbf{r}, t)$  相干得到的信号分量,  $i_{os3}(t)$  和  $i_{os4}(t)$  为  $E_{o1}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{s2}(\mathbf{r}, t)$ ,  $E_{o2}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{s1}(\mathbf{r}, t)$  相干得到的信号分量。由(3)式可以发现,

信号分量  $i_{os3}(t)$  和  $i_{os4}(t)$  的频谱分别为  $\Delta f + \delta_{o2}$  和  $\Delta f - \delta_{o1}$ , 即总有一项是  $\Delta f$  与  $\delta_{o1}$  或  $\delta_{o2}$  的差, 这是四光相干混频探测系统独有的特性。

只有混频分量信号的频率小于探测器的截止响应频率  $f_c$  时, 探测器才能输出相应的电信号。假设  $\Delta f = 3$  GHz, 且多普勒频移为正, 则四光相干混频信号分量的频率随径向运动速度的变化如图 2 所示。可以发现, 信号分量  $i_{os1}(t)$  和  $i_{os2}(t)$  的频率随运动速度的增大线性增大, 当  $\Delta f > \delta_{o1}$  时, 信号分量  $i_{os4}(t)$  的频率  $\Delta f - \delta_{o1}$  随运动速度的增大线性减小。假设探测器的截止响应频率  $f_c = 1.5$  GHz, 则探测器能够响应信号分量  $i_{os1}(t)$  和  $i_{os2}(t)$  的速度范围为  $0 \sim 1150$  m/s, 能够响应信号分量  $i_{os4}(t)$  的速度范围为  $1100 \sim 2300$  m/s。因此, 四光相干混频探测系统利用(3)式中的  $i_{os1}(t)$  或  $i_{os2}(t)$  可实现对低速区域的测量, 利用  $i_{os3}(t)$  或  $i_{os4}(t)$  可实现对高速区域的测量, 从而实现更大动态范围的测量。

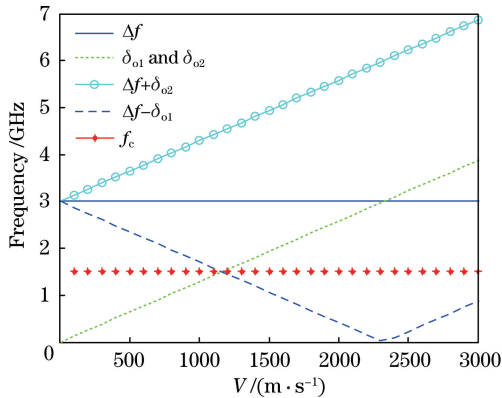


图 2 四光相干混频信号的频率随运动速度的变化曲线

Fig. 2 Variation curves of frequency of four-light coherent mixing signal with movement speed

从图 2 中还可以发现, 在探测器可响应的频率范围内, 即信号频率小于  $f_c$  时, 多普勒频率对应的速度并不唯一, 如何区分此时的频率对应的信号是实现测量的重要环节。根据相干理论可知,  $i_{os1}(t)$  和  $i_{os2}(t)$  之间有很小的多普勒频差  $\Delta\delta = |\delta_{o2} - \delta_{o1}|$ , 且  $\Delta\delta$  比多普勒频移  $\delta_{o1}$  或  $\delta_{o2}$  要小得多, 即当探测器响应的是  $i_{os1}(t)$  和  $i_{os2}(t)$  时, 会出现两个相邻的频谱。而  $i_{os4}(t)$  仅有一个信号频谱, 根据该原理可判断频率所对应的信号, 然后通过文献[17]中的方法对信号进行判别。

综上所述, 四光相干混频探测系统的速度测量范围与两束本振光的频差  $\Delta f$ 、探测器的截止响应

频率  $f_c$  密切相关, 为了实现更大的动态测量范围, 需满足  $f_c < \Delta f \leq 2f_c$ 。

### 3 四光相干混频探测系统的接收信噪比分析

信噪比表示信号功率  $P_s$  与噪声功率  $P_n$  的比值<sup>[12]</sup>。噪声主要有直流成分的散粒噪声和探测器的热噪声, 其中,  $P_n = \overline{i_{st}^2} + \overline{i_{th}^2}$ ,  $\overline{i_{sh}^2} = 2eGB \langle P_o + P_s \rangle$  为光电流产生的散粒噪声,  $P_o$  为本振光功率。  $\overline{i_{th}^2} = 4KTB/R_\Omega$  为光电流产生的热噪声, 其中,  $e$  为电子电荷量,  $K$  为玻尔兹曼常量,  $B$  为探测器带宽,  $T$  为绝对温度,  $R_\Omega$  为探测器的负载,  $\langle \rangle$  为系综平均。由于本振光产生的散粒噪声远大于热噪声, 因此可以忽略热噪声的影响<sup>[18]</sup>。

假设四光相干混频探测系统中的相干光场是均值为零的高斯分布, 且光场之间相互独立, 利用空间互相关函数<sup>[15-16]</sup>, 可以得到混频分量  $i_{os1}(t)$  的平均功率

$$P_{os1} = \langle i_{os1}(t) i_{os1}^*(t) \rangle = 2\beta^2 \iiint \langle [U_{o1}(\mathbf{r}_1) U_{o1}^*(\mathbf{r}_2)] \langle U_{s1}(\mathbf{r}_2) U_{s1}^*(\mathbf{r}_1) \rangle + \langle U_{o1}(\mathbf{r}_1) U_{s1}^*(\mathbf{r}_1) \rangle \langle U_{o1}^*(\mathbf{r}_2) U_{s1}^*(\mathbf{r}_2) \rangle \rangle \times \exp\{i[\phi_1(\mathbf{r}_1) - \phi_1(\mathbf{r}_2)]\} d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 = 2\beta^2 \iiint \Gamma_{o1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{s1}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \times \exp\{i[\phi_1(\mathbf{r}_1) - \phi_1(\mathbf{r}_2)]\} d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2, \quad (4)$$

式中,  $\beta$  为探测器的光电转换效率,  $\mathbf{r}_1$  和  $\mathbf{r}_2$  为光场中的两个空间坐标矢量,  $\Gamma_{o1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  为本振光  $E_{o1}(\mathbf{r}, t)$  的空间互相关函数,  $\Gamma_{s1}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  为回波信号光  $E_{s1}(\mathbf{r}, t)$  的空间互相关函数的共轭,  $*$  为共轭,  $\phi_1(\mathbf{r}_1)$  和  $\phi_1(\mathbf{r}_2)$  为光场中任意两点的相位。

由信噪比的定义可知, 四光相干混频信号的噪声功率主要由两束本振光  $f_{o1}$  和  $f_{o2}$  的散粒噪声构成, 可表示为

$$P_{N_o} = P_{N_{o1}} + P_{N_{o2}} = 2e\beta B_{o1} \iint \Gamma_{o1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r} + 2e\beta B_{o2} \iint \Gamma_{o2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r}, \quad (5)$$

式中,  $P_{N_{o1}}$  和  $P_{N_{o2}}$  分别为两束本振光的噪声功率,  $B_{o1}$  和  $B_{o2}$  分别为两束本振光的信号带宽,  $\Gamma_{o1}(\mathbf{r}, \mathbf{r})$  和  $\Gamma_{o2}(\mathbf{r}, \mathbf{r})$  为矢量  $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}$  时  $E_{o1}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{o2}(\mathbf{r}, t)$  的空间互相关函数。

混频信号分量  $i_{os1}(t)$  的信噪比可表示为

$$R_{\text{SN1}} = \frac{\beta \iiint \Gamma_{\text{o1}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{\text{s1}}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp\{i[\phi_1(\mathbf{r}_1) - \phi_1(\mathbf{r}_2)]\} d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2}{eB_{\text{o1}} \iint \Gamma_{\text{o1}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r} + eB_{\text{o2}} \iint \Gamma_{\text{o2}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r}} \quad (6)$$

假设两束本振光垂直入射在探测器表面,利用笛卡尔坐标系建立四束光入射在探测器表面的关系,如图3所示。探测器接收平面在  $x$ - $y$  平面内,两束本振光  $E_{\text{o1}}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{\text{o2}}(\mathbf{r}, t)$  完全重合,其中,  $E_{\text{o}}(\mathbf{r}, t)$  表示两束本振光沿  $z$  轴垂直入射到探测器表面,两束回波信号光  $E_{\text{s1}}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{\text{s2}}(\mathbf{r}, t)$  对应的波矢  $\mathbf{k}$  与两束本振光在入射方向的夹角分别为  $\theta_{\text{s1}}$  和  $\theta_{\text{s2}}$ 。

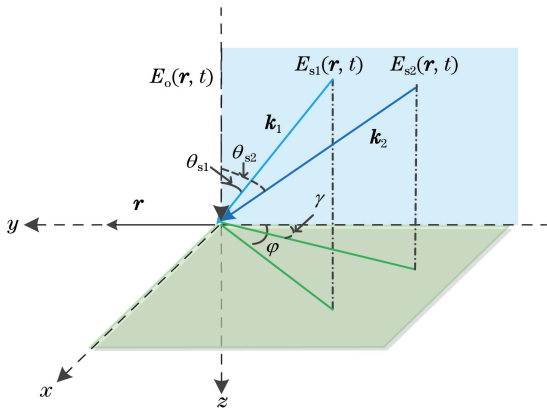


图3 四光相干混频中的接收平面光束关系示意图  
Fig. 3 Schematic diagram of receiving plane beam relationship in four-light coherent mixing

根据入射光场的位置关系,可将两束回波信号光  $E_{\text{s1}}(\mathbf{r}, t)$  和  $E_{\text{s2}}(\mathbf{r}, t)$  的随机相位表示为

$$\phi_{\text{s1}}(\mathbf{r}) = \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} = k_1 r \sin \theta_{\text{s1}} \cos \varphi, \quad (7)$$

$$\phi_{\text{s2}}(\mathbf{r}) = \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} = k_2 r \sin \theta_{\text{s2}} \cos \gamma, \quad (8)$$

式中,  $k_1, k_2 = 2\pi/\lambda$  为波数,  $\lambda$  为激光波长,  $\varphi$  和  $\gamma$  为两回波信号光在接收平面上与矢量  $\mathbf{r}$  的夹角。相干

混频过程中本振光与回波信号光的失配角  $\theta_{\text{s1}}$  或  $\theta_{\text{s2}}$  非常小,即  $\theta_{\text{s1}} \approx \sin \theta_{\text{s1}}, \theta_{\text{s2}} \approx \sin \theta_{\text{s2}}$ 。

假设两束本振光为振幅和相位相等的高斯光束,其对应的互相关函数可表示为

$$\Gamma_{\text{o1}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = P_{\text{o1}} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{2\omega_{\text{o1}}^2}\right), \quad (9)$$

$$\Gamma_{\text{o2}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = P_{\text{o2}} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{2\omega_{\text{o2}}^2}\right), \quad (10)$$

式中,  $P_{\text{o1}}$  和  $P_{\text{o2}}$  为两束本振光的峰值功率,  $\omega_{\text{o1}}$  和  $\omega_{\text{o2}}$  为两束本振光的束腰半径。

在远距离探测过程中,激光的相干特性会受到破坏,因此假设两回波信号光为部分相干光,回波信号光  $E_{\text{s1}}(\mathbf{r}, t)$  中部分相干光的互相关函数为<sup>[19]</sup>

$$\Gamma_{\text{s1}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = P_{\text{s1}} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2}{2\omega_{\text{s1}}^2}\right) \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2\rho_{\text{s1}}^2}\right], \quad (11)$$

式中,  $P_{\text{s1}}$  为回波信号光的峰值功率,  $\omega_{\text{s1}}$  为回波信号光的束腰半径,  $\rho_{\text{s1}}$  为回波信号光的相干长度。利用近似模型高斯孔径函数代替接收系统的物理孔径<sup>[20]</sup>,可表示为

$$\Phi(\mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{\sigma_{\text{d}}^2}\right), \quad (12)$$

式中,  $\Phi(\mathbf{r})$  为高斯孔径函数,  $\sigma_{\text{d}}$  为高斯孔函数的半径,  $\sigma_{\text{d}}^2 = D^2/2$ ,  $D$  为物理孔径的半径。

将(9)式~(12)式代入(6)式,得到四光相干混频信号  $i_{\text{os1}}(t)$  的信噪比为

$$R_{\text{SN1}} = \frac{\iiint \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{\text{o1}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{\text{s1}}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp\{i[\phi_{\text{s1}}(\mathbf{r}_1) - \phi_{\text{s1}}(\mathbf{r}_2)]\} d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2}{\iint \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{\text{o1}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r} + \iint \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{\text{o2}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r}}, \quad (13)$$

式中,  $d^2\mathbf{r}_1 = r_1 dr_1 d\varphi_1$  和  $d^2\mathbf{r}_2 = r_2 dr_2 d\varphi_2$  为探测器接收平面上的增量。对(13)式的分子和分母进行复杂的积分运算,得到

$$P_{\text{s1}} = \iiint \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{\text{o1}}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \Gamma_{\text{s1}}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \exp\{i[\phi_{\text{s1}}(\mathbf{r}_1) - \phi_{\text{s1}}(\mathbf{r}_2)]\} d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 = \frac{4\pi^2 P_{\text{o1}} P_{\text{s1}}}{4A^2 + B^2} \exp\left\{k^2 \theta^2 \left[-\frac{(1+4A)}{4A} + \frac{B(B-8A)}{4A(4A^2+B^2)}\right]\right\}, \quad (14)$$

$$P_{\text{N}_0} = \iint \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \Gamma_{\text{o1}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r} + \iint \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \Gamma_{\text{o2}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2\mathbf{r} = \frac{\pi P_{\text{o1}}}{2/D^2 + 1/\omega_{\text{o1}}^2} + \frac{\pi P_{\text{o2}}}{2/D^2 + 1/\omega_{\text{o2}}^2}, \quad (15)$$

式中,

$$A = \frac{1}{\sigma_d^2} + \frac{1}{2w_{o1}^2} + \frac{1}{2w_{s1}^2} + \frac{1}{2\rho_{s1}^2}, \quad (16)$$

$$B = \frac{1}{2\rho_{s1}^2}. \quad (17)$$

联立(13)式~(15)式,得到四光相干混频信号  $i_{os1}(t)$  的信噪比为

$$R_{SN1} = \frac{4\pi P_{o1} P_{s1}}{(4A^2 + B^2) \left( \frac{P_{o1}}{2/\sigma_d^2 + 1/w_{o1}^2} + \frac{P_{o2}}{2/\sigma_d^2 + 1/w_{o2}^2} \right)} \times \exp \left\{ -k^2 \theta_{s1}^2 \left[ \frac{(1+4A)}{4A} - \frac{B(B-8A)}{4A(4A^2 + B^2)} \right] \right\}. \quad (18)$$

## 4 数值分析

为了更加直观地观察四光相干混频分量信号的信噪比随各参量的变化,对信噪比公式进行数值分析,其中激光波长  $\lambda = 532 \text{ nm}$ 。假设两本振光的平均功率相等且接收孔径固定,利用(18)式仿真得到不同相干长度  $\rho_{s1}$  和不同失配角  $\theta_{s1}$  下的信噪比,并对其进行归一化处理,结果如图4所示。可以发现,在相同的相干长度下,失配角越大,信噪比越小;在相同的失配角下,相干长度越小,信噪比越小。这表明相干长度越小,信噪比对失配角的容忍度越小。

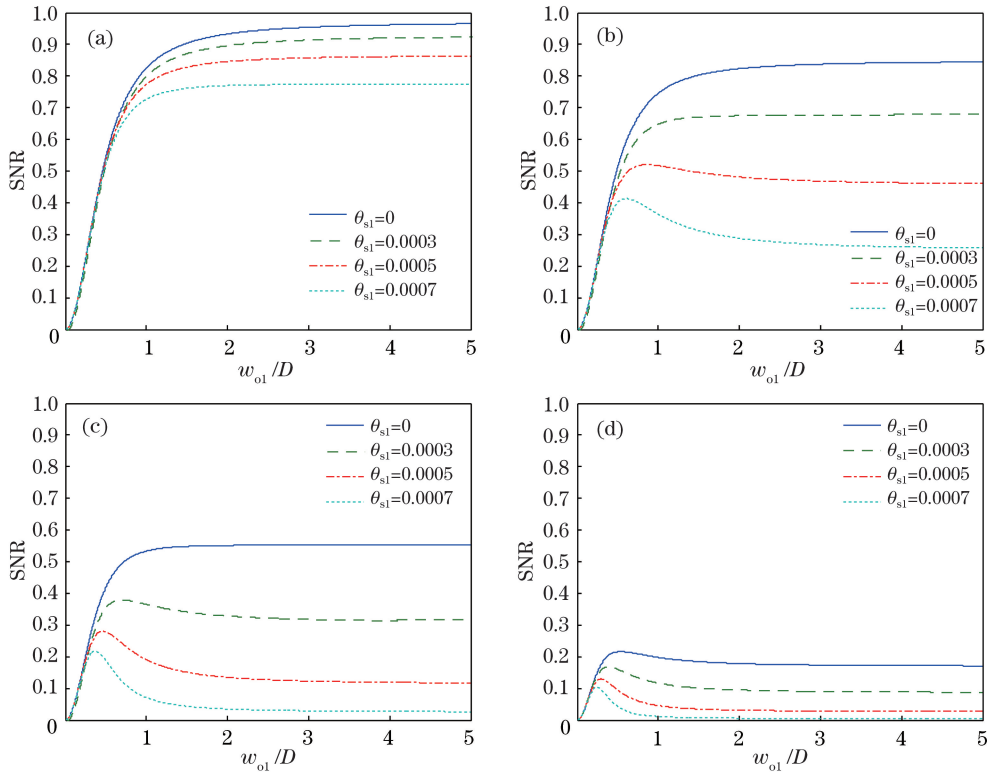


图4 四光相干混频系统 SNR 随本振光半径的变化曲线。(a)  $\rho_{s1} = 5D$ ;

(b)  $\rho_{s1} = 2D$ ; (c)  $\rho_{s1} = D$ ; (d)  $\rho_{s1} = 0.5D$

Fig. 4 Variation curves of the SNR of the four-light coherent mixing system with the local light radius.

(a)  $\rho_{s1} = 5D$ ; (b)  $\rho_{s1} = 2D$ ; (c)  $\rho_{s1} = D$ ; (d)  $\rho_{s1} = 0.5D$

在实际相干探测过程中,接收孔径大小需要与相干长度相匹配,而相干长度可通过相应设备进行测量,文献[21]分析了不同大气条件下激光相干长度随传输距离的变化。通常希望视场角内的人射光偏差对探测器响应值的影响越小越好,而探测系统的视场角是相干探测中的重要指标。为了建立视场角与信噪比的关系,将视场角定义为相干混频后信噪比下降到激光垂直入射的信噪比一半时对应的失配角,也称为相干探测视

场角<sup>[15]</sup>。

在本振光和信号光半径相等( $w_{o1} = w_{s1}$ ),且接收孔径  $D = 2w_{o1}$  时,仿真得到不同相干长度  $\rho_{s1}$  下的信噪比随失配角的变化,结果如图5所示。可以发现,信噪比随失配角的增大而减小,且失配角越小,相干长度  $\rho_{s1}$  对信噪比的影响越大。根据视场角的定义,当  $\rho_{s1} = 0.5D$  时,信噪比为最大值的一半,此时的视场角接近为零,这表明接收孔径  $D$  与相干长度  $\rho_{s1}$  必须满足  $\rho_{s1} > 0.5D$ 。



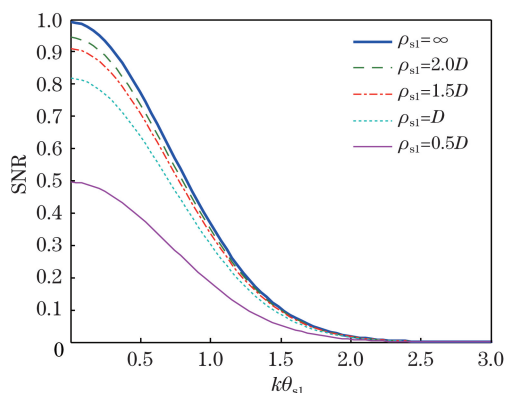
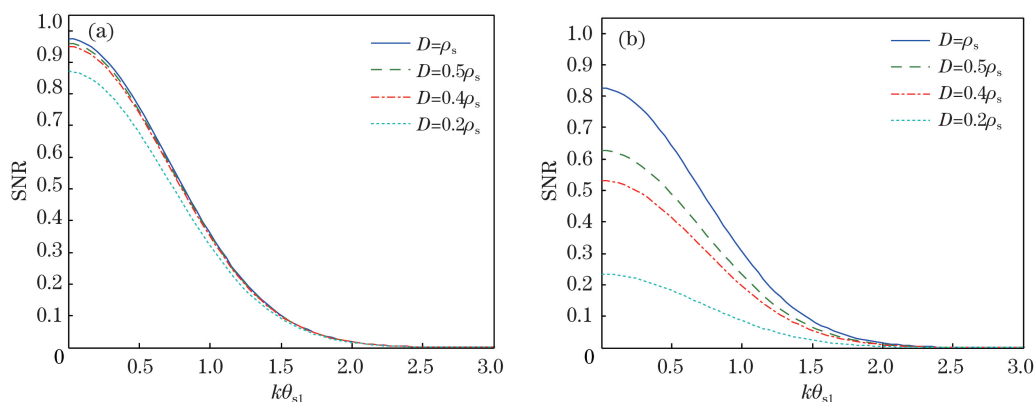


图 5 不同失配角对应的 SNR

Fig. 5 SNRs corresponding to different mismatch angles

图 6 不同接收孔径下 SNR 随相关失配角的变化曲线。(a)  $\rho_{s1} = 1$  m; (b)  $\rho_{s1} = 0.2$  mFig. 6 Variation curves of SNR with mismatch angle under different receiving apertures. (a)  $\rho_{s1} = 1$  m; (b)  $\rho_{s1} = 0.2$  m

## 5 结 论

提出了一种四光相干混频大动态范围的多普勒测量方法,理论分析了四光相干混频探测系统原理。与传统的激光相干探测方法相比,由于四光相干混频探测系统中多了一束本振光,使本振光噪声与传统激光相干探测的本振光噪声不同。根据信噪比的定义推导了四光相干混频后分量信号的信噪比公式,并在此基础上分析了相干长度、接收孔径、失配角等对信噪比的影响,得到了相干长度和接收孔径之间的优化关系。四光相干混频探测系统为高速运动目标探测提供了新的选择,同时为不同环境下的接收孔径选择提供了理论依据,但该理论还需进一步的实验验证。

### 参 考 文 献

[1] Peng S P, Chen T, Yu H J, et al. Doppler frequency spectral discrimination of moving target based on coherent detection [J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(12): 1208008.

在相干长度  $\rho_{s1}$  固定时,仿真不同接收孔径下信噪比随失配角的变化曲线,结果如图 6 所示。可以发现,信噪比随着失配角的增大而减小,当相干长度  $\rho_{s1} = 1$  m 时,接收孔径对信噪比的影响很小,如图 6(a) 所示。当相干长度  $\rho_{s1} = 0.2$  m 时,接收孔径对信噪比的影响增大,且接收孔径越大信噪比越大,如图 6(b) 所示。因此,可以通过增加接收孔径提高信噪比和增大视场角。根据视场角的定义可知,接收孔径和相干长度还需要满足  $D > 0.4\rho_{s1}$ 。这表明,四光相干混频探测系统要有一个较好的信噪比和合理的视场角,且接收孔径和相干长度需要满足  $0.4\rho_{s1} < D < 2\rho_{s1}$ 。

彭树萍, 陈涛, 于洪君, 等. 基于相干探测的动目标多普勒频谱识别 [J]. 中国激光, 2013, 40(12): 1208008.

- [2] Cheng C H, Lin L C, Lin F Y. Self-mixing dual-frequency laser Doppler velocimeter [J]. Optics Express, 2014, 22(3): 3600-3610.
- [3] Du J, Cheng Y, Zhang X X, et al. An improved method for frequency-shift measurement dynamic range based on phase-modulated Doppler lidar [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(6): 0628001.
- 杜军, 程娅, 张晓晓, 等. 提高相位调制多普勒激光雷达频移测量范围的方法 [J]. 光学学报, 2020, 40(6): 0628001.
- [4] Zhang J L, Wang M J. Status and trend analysis of radar detection technology of hypersonic targets in near space [J]. Electronic Science & Technology, 2016, 3(6): 706-709.
- 张建立, 王明娟. 临近空间高超声速目标雷达探测技术现状与趋势分析 [J]. 电子科学技术, 2016, 3(6): 706-709.
- [5] Wang L D, Zeng Y H, Gao L, et al. Technology status and development trend for radar detection of hypersonic target in near space [J]. Signal Processing,

- 2014, 30(1): 72-85.  
汪连栋, 曾勇虎, 高磊, 等. 临近空间高超声速目标雷达探测技术现状与趋势[J]. 信号处理, 2014, 30(1): 72-85.
- [6] Lee S, Lan T, Chen Y T, et al. A precision dual-frequency laser interferometer for high speed target[J]. Information Technology Journal, 2008, 7(2): 382-385.
- [7] Liu X M, Zhao C M, Zhang Z L. Research on coherent dual-frequency lidar detection technology for hypersonic target[J]. Infrared and Laser Engineering, 2019, 48(11): 110500.  
刘晓明, 赵长明, 张子龙. 超高速目标相干双频激光雷达探测技术[J]. 红外与激光工程, 2019, 48(11): 1105005.
- [8] Peng Z G, Zhang X T, Li D L, et al. A study on accurate matched filtering and detection method of high-speed stealth target[J]. Modern Radar, 2017, 39(5): 30-34, 39.  
彭志刚, 张雪桐, 李大龙, 等. 超高速隐身目标回波精确匹配检测方法研究[J]. 现代雷达, 2017, 39(5): 30-34, 39.
- [9] Ren Y X, Dang A H, Liu L, et al. Heterodyne efficiency of a coherent free-space optical communication model through atmospheric turbulence[J]. Applied Optics, 2012, 51(30): 7246-7254.
- [10] Zhao M, Guo P, Rui X B, et al. Wind-field vector retrieval method at low signal-to-noise ratio for coherent Doppler lidar[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(11): 1110005.  
赵萌, 郭磐, 芮训豹, 等. 低信噪比下相干多普勒激光雷达风场矢量反演算法[J]. 中国激光, 2018, 45(11): 1110005.
- [11] Ma T T, Tong S F, Nan H, et al. Effect of polarization property of signal light on mixing efficiency of space coherent detection[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(2): 020604.  
马婷婷, 佟首峰, 南航, 等. 信号光偏振特性对空间相干探测混频效率的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(2): 020604.
- [12] Ma Z F, Zhang C X, Zhang Z Y, 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.
- [13] Tan Z K, Ke X Z. Mixing efficiency in coherent detection system[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(10): 100605.  
谭振坤, 柯熙政. 相干探测系统中的混频效率[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(10): 100605.
- [14] Ke X Z, Tan Z K. Effect of angle-of-arrival fluctuation on heterodyne detection in slant atmospheric turbulence[J]. Applied Optics, 2018, 57(5): 1083-1090.
- [15] Salem M, Rolland J P. Heterodyne efficiency of a detection system for partially coherent beams[J]. Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision, 2010, 27(5): 1111-1119.
- [16] Pu L L, Zhou Y, Sun J F, et al. Receiving characteristics of coherent lidar under partially coherent condition[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(12): 1228002.  
濮莉莉, 周煜, 孙剑锋, 等. 激光雷达部分相干外差探测接收特性研究[J]. 光学学报, 2011, 31(12): 1228002.
- [17] Ren J Y, Sun H Y, Zhao Y Z, et al. Research on the method of detecting high-speed moving target with single-source dual-frequency laser coherence[J]. Proceedings of SPIE, 2019, 1134: 113410P.
- [18] Yan C H, Wang T F, Zhang H Y, et al. Short-range optical limited displacement resolution in laser heterodyne detection system[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(23): 234208.  
晏春回, 王挺峰, 张合勇, 等. 近距离激光外差探测光学极限位移分辨率[J]. 物理学报, 2017, 66(23): 234208.
- [19] Li C Q, Wang T F, Zhang H Y, et al. The performance of heterodyne detection system for partially coherent beams in turbulent atmosphere[J]. Optics Communications, 2015, 356: 620-627.
- [20] Andrews L C, Phillips R L, Hopen C Y. Laser beam scintillation with applications[M]. Bellingham: SPIE Press, 2001.
- [21] Li C Q, Zhang H Y, Wang T F, et al. Investigation on coherence characteristics of Gauss-Schell model beam propagating in atmospheric turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(22): 224203.  
李成强, 张合勇, 王挺峰, 等. 高斯-谢尔模光束在大气湍流中传输的相干特性研究[J]. 物理学报, 2013, 62(22): 224203.