

空间相干光通信中本振光功率对信噪比的影响

孔英秀^{1,2}, 柯熙政¹, 杨媛¹

(1. 西安理工大学 自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048;

2. 西安工业大学 光电工程学院, 陕西 西安 710021)

摘要: 为研究空间相干光通信的信噪比受本振光功率、探测器特性和光波偏振态的影响, 对探测器在不同工作状态下以及光波偏振态变化时的信噪比进行了研究, 讨论了在不同工作状态下探测器特性参数和本振光功率对信噪比的影响, 并通过实验验证了本振光功率和光波偏振态对信噪比的影响。结果证明空间相干光通信中探测器特性参数限制了本振光功率的取值, 实际最大信噪比小于理论值, 最佳本振光功率大于理论值, 且两光束的偏振方向越接近, 输出信噪比越大, 最佳本振光功率越小。

关键词: 空间相干光通信; 外差探测; 信噪比; 偏振控制; 本振光功率

中图分类号: TN929.12 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0222002

Impact of local oscillator power on SNR in space coherent optical communications

Kong Yingxiu^{1,2}, Ke Xizheng¹, Yang Yuan¹

(1. School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China;

2. School of Photoelectronic Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710021, China)

Abstract: To study the effect of local oscillator power, detector characteristics and polarization on signal-to-noise ratio (SNR) of the space coherent optical communication, the SNR were studied under different working conditions. The effect of characteristic parameters of the detector under different work status and the local oscillator power on the SNR was discussed. The effects on SNR was verified through the experiment. Results show that the characteristic parameters of the detector limit the value of the local oscillator power. Actually, the maximum SNR is less than the theoretical value in coherent optical communication, the optimum value of local oscillator power is greater than the theoretical value, and the closer the two polarization direction of the light beam, the greater the output SNR, the smaller the optimum value of local oscillator power.

Key words: space coherent optical communications; heterodyne detection; signal-to-noise ratio; polarization control; local oscillator power

收稿日期: 2015-06-20; 修订日期: 2015-07-13

基金项目: 国家自然科学基金 (61377080); 陕西省“13115”科技统筹计划(2011KTCQ01-31); 西安市科技成果转化基金(CX12165); 陕西省自然科学基金基础研究计划(2013JQ8011); 陕西省教育厅科研计划(2013JK1104); 陕西省工业攻关科技计划(2013K06-08); 江苏省省级前瞻性研究专项资金(第三批)(BE2013088)

作者简介: 孔英秀(1977-), 女, 讲师, 博士生, 主要从事光通信技术方面的研究。Email: 403662045@qq.com

导师简介: 柯熙政(1962-), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事自由空间光通信方面的研究。Email: xzke@263.net

0 引言

空间相干光通信由于具有探测灵敏度高、中继距离长、波长选择性好、通信容量大、保密性好等优点,近年来受到国内外研究学者的广泛关注^[1-3],是未来光通信发展的主要方向。空间相干光通信在接收端的探测方式有两种,即零差探测和外差探测,光外差探测具有响应速度快、精度高、抗干扰能力强和接近量子噪声限探测灵敏度等优点,已成为空间相干光通信、激光雷达等系统的重要探测方式^[4-6]。然而,空间相干光通信对光校准的要求非常严格,如何提高系统的外差效率,寻找合适的本振光功率来增加信噪比仍然是目前要研究的重要问题之一。

外差探测是用一路本振光和接收到的信号光在探测器光敏面上进行相干混频,探测器响应出差频信号电流的探测方式,由于接收端接收到的信号光十分微弱,为了更好地进行信息解调,本振光功率对信号光功率起放大作用。为了提高传输增益,希望本振光功率越大越好,但是,过高的本振光功率会产生附加的散粒噪声,且本振光功率越大散粒噪声越大。当本振光功率增大到探测器的饱和响应功率时,外差探测的信噪比最大,如若继续增加本振光功率,探测器进入非线性工作区,反而使信噪比下降。参考文献[7]对外差探测时所需的最佳本振光功率进行了计算,通过饱和效应时的有效响应度和信噪比公式计算出了外差探测信噪比达到最大时需要的最佳本振光功率,但没有分析确定有效响应度的方法。参考文献[8]通过实验获得了外差探测的最佳本振光功率和最大信噪比,并得出实际需要的本振光功率要大于理论值。参考文献[9]理论分析了量子噪声限探测下本振光功率对信噪比的影响。但是参考文献[7-9]都没有分析探测器的响应度和自身参数以及光波偏振态对本振光功率和信噪比的影响。因此,文中在研究本振光功率如何影响信噪比的基础上,进一步研究了探测器的响应度、自身参数和光波偏振态对本振光功率最佳取值的影响。

1 空间相干光通信的信噪比

空间相干光通信系统外差探测模型如图 1 所示。

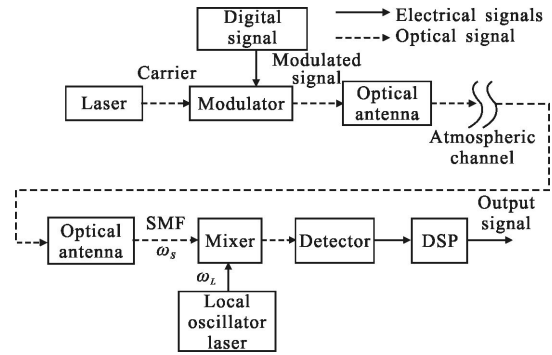


图 1 空间相干光通信外差探测原理

Fig.1 Principle of heterodyne detection for space coherent optical communication

假设信号光和本振光具有相同波前和偏振态,两束光入射到混频器表面的光场分布均为理想分布,考虑到光混频器内部增益 M ,经混频器混频后入射到探测器光敏面上,探测器输出电流可表示为^[10]:

$$i_p = 2\beta M \left\{ \frac{P_s}{2} + \frac{P_L}{2} + \sqrt{P_s P_L} \cos(\omega_{IF}t + \varphi) \right\} \quad (1)$$

式中: $\beta = e\eta/h\nu$ 为探测器的响应度; $P_s = A_s^2/2$ 和 $P_L = A_L^2/2$ 分别为信号光和本振光的平均光功率; $\omega_{IF} = \omega_s - \omega_L$ 为差频角频率; $\varphi = \varphi_s - \varphi_L$ 为信号光与本振光的相位差,为了计算简便,通常令 $\varphi = 0^\circ$ 。可见,混频器输出光电流由两部分组成,即直流部分 i_{DC} 和交流部分 i_s ,由于信号光功率远小于本振光功率,所以探测器输出的两部分电流可分别表示为:

$$i_{DC} = 2\beta M P_s + 2\beta M P_L \approx 2\beta M P_L \quad (2)$$

$$i_s = 2\beta M \sqrt{P_s P_L} \cos(\omega_{IF}t) \quad (3)$$

公式(3)为外差探测的差频电流,通过两束光在探测器光敏面上的干涉效应,实现了对微弱信号的探测,并将微弱光信号从光波段的光频域转换到微波段的中频域,大大提高了接收机灵敏度和波长选择性。当接收到的信号功率一定时,探测器输出差频电流是响应度、混频器内部增益和本振光功率的函数。

假设负载电阻为 R_L ,由探测器平方律特性,输出的信号功率可表示为:

$$S = i_s^2 R = 2\beta^2 M^2 P_s P_L R_L \quad (4)$$

外差探测中存在多种可能的噪声源,最难抑制的噪声为散粒噪声和热噪声,分别为^[10]:

$$N_s = 2M^2 e \left[\frac{e\eta}{h\nu} (P_s + P_L + P_B) + I_D \right] \Delta f_{IF} R_L \quad (5)$$

$$N_f = 4kT\Delta f_{IF} \quad (6)$$

公式(5)中: Δf_{IF} 为差频带宽, 等号右边前三项分别为信号光、本振光和背景辐射所引起的散粒噪声, 最后一项为混频器暗电流引起的噪声。公式(6)为混频器的内阻和负载电阻所引起的热噪声。根据信噪比定义, 中频信号输出的信噪比为^[10]:

$$\frac{S}{N} = \frac{\left(\frac{e\eta}{h\nu}\right)^2 P_s P_L R_L}{e\Delta f_{IF} \left[\frac{e\eta}{h\nu}(P_s + P_L + P_B) + I_D\right] R_L + 2KT\Delta f_{IF}} \quad (7)$$

直接探测时, 探测器输出的信号光率为 $S_f = \beta^2 P_s^2 R_L$ 。由此可求出光外差探测输出的中频转换增益为^[10]:

$$G_{IF} = \frac{S}{S_p} = 2 \frac{P_L}{P_s} \quad (8)$$

为了获得足够大的转换增益, 本振光功率尽可能的大。因此, 公式(7)分母中由本振光引起的散粒噪声远远大于所有其它噪声, 则公式(7)变为^[10]:

$$S/N = \eta P_s / h\nu \Delta f_{IF} \quad (9)$$

这是光外差探测所能达到的最大信噪比, 称为量子噪声限。

2 本振光功率对信噪比的影响

假设光电探测器内阻和输出电流不随本振光功率变化, 探测器进入非线性工作区后输出的电流表达式为^[11]:

$$i_p(P_m) = \beta P_m - \beta\alpha P_m^2 \quad (10)$$

式中: α 为探测器的自身参数, 通常小于 0.45 mW^{-1} , 当 i_p 最大时, 得 $0 \leq P_m \leq 1/2\alpha$, α 可通过光电探测器的特性曲线获得。当探测器的电流都通过负载电阻时, 公式(10)中的 i_p 可以展开成 P_L 处的泰勒级数。

$$i_p = \beta P_m - \beta\alpha P_m^2 + (\beta - 2\beta\alpha P_m) P_m |_{P_m = P_L + P_s} = \beta(P_L + P_s) + \beta\alpha(P_L^2 + 2P_L P_s + P_s^2) + \beta[1 + 2\alpha(P_L + P_s)] P_m = \beta P_L(1 - \alpha P_L) + \beta(1 - 2\alpha P_L) \sqrt{2P_s P_L} |_{P_L \gg P_s} \quad (11)$$

式中:

$$i_{DC} = \beta P_L(1 - \alpha P_L) \quad (12)$$

$$i_s = \beta(1 - 2\alpha P_L) \sqrt{2P_s P_L} \quad (13)$$

根据探测器的平方律率特性, 输出的信号功率和噪声功率分别为:

$$S = 2\beta^2(1 - 2\alpha P_L)^2 P_s P_L R_L \quad (14)$$

$$N = 2e\beta P_L(1 - \alpha P_L) \beta P_L + 4KT B \quad (15)$$

由公式(14)、(15)可得非线性响应下的信噪比:

$$\frac{S}{N} = \frac{\beta P_s}{Be} \cdot \frac{(1 - 2\alpha P_L)^2 P_L}{P_L(1 - \alpha P_L) + 2KT/\beta e R_L} \quad (16)$$

由公式(16)可以看出, 探测器工作在非线性工作区时信噪比主要受本振光功率 P_L , 探测器响应度 β 和匹配系数 α 等的影响。若 P_L 太小, 则发挥不出外差探测器优势, P_L 太大, 探测器达到饱和后工作非线性区, 外差探测信噪比随着本振光功率的增大反而下降。因此, 要获得尽可能大的信噪比, 就必须确定在不同 α 和 β 参数下 P_L 的最佳值。将公式(16)两边对 P_L 求一阶导数, 并令一阶导数等于零, 则:

$$(1 - 2\alpha P_{LO}) \left(2\alpha^2 P_{LO}^3 - 3\alpha P_{LO}^2 - \frac{2KT}{\beta e R_L} \cdot 6\alpha P_{LO} + \frac{2KT}{\beta e R_L} \right) = 0 \quad (17)$$

式中: 令 $2KT/\beta e R_L = Q$, 由于 $0 \leq P_{LO} \leq 1/2\alpha$, 故公式(17)中因式的第一项无合适值, 可以略去。所以有:

$$\alpha^3 P_{LO}^3 - \frac{3}{2} \alpha^2 P_{LO}^2 - 3\alpha^2 Q P_{LO} + \frac{\alpha}{2} Q = 0 \quad (18)$$

式中: 令 $X = \alpha P_{LO}$, $\gamma = \alpha Q$, 则公式(18)可以改写为:

$$X^3 - 1.5X^2 - 3\gamma X + 0.5\gamma = 0 \quad (19)$$

通过公式(19), 可以画出 X 随 γ 变化的单调曲线, 如图 2 所示。通过 X 值可以求得最大本振光功率 P_{LOM} 。

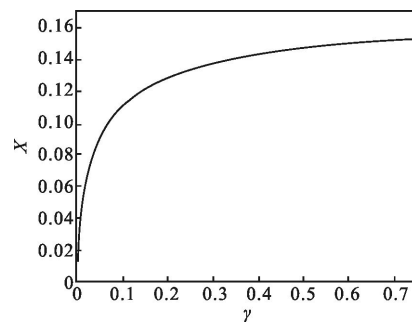


图 2 公式(20)中 X 随 γ 的变化曲线

Fig.2 X of Eq.(20) versus the parameter γ

3 信噪比下降的影响因素

3.1 理想状态下的信噪比

公式(7)是在没有考虑探测器饱和效应时推出的信噪比表达式。入射到探测器光敏面上的信号光功率 $P_s = 23 \mu\text{W}$, 差频带宽 $B = 10^8 \text{ Hz}$, 负载电阻 $P_L = 50 \Omega$, 响应度不同时, 外差探测信噪比随本振光功率的变化关系如图 3 所示。由图可以看出, 不考虑探测器的饱和效应时, 信噪比随本振光功率达到最大值后不

随本振光功率的增加而变化,而是处在一稳定值。实际探测器并非如此,当输入探测器功率达到一定值后,探测器进入饱和状态,如继续增加输入功率,探测器会因输入功率过高而进入非线性工作区,在该区域,信噪比随着本振光功率的增加反而下降。因此,在外差探测时,有必要考虑探测器达到饱和状态时的响应度和最佳本振光功率取值,从而尽可能提高外差探测的信噪比。

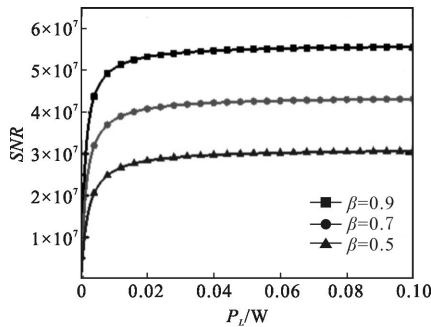


图 3 信噪比随本振光功率的变化关系

Fig.3 SNR versus the local oscillator power

3.2 非线性状态下的信噪比

公式(16)是探测器达到饱和后进入非线性工作区的信噪比,为了计算方便,假设本振光在量子噪声限下工作,用公式(9)对公式(16)进行归一化处理,则得信噪比在量子噪声限下工作时的归一化信噪比为:

$$\frac{S}{N} = \frac{(1-2\alpha P_L)^2 P_L}{P_L(1-\alpha P_L) + 2KT/\beta e R_L} \quad (20)$$

式中: T 为热力学温度,通常取 300 K; K 为波尔兹曼常数,其值为 1.38×10^{-23} J/K; e 为电子电荷,其值为 1.6×10^{-19} C; R_L 为负载电阻,取值为 50Ω ; β 为探测器的响应度,取值为 0.9。由公式(20)可以看出,当探测器工作在非线性工作区时,信噪比的大小受本振光功率 P_L 、参数 α 和响应度 β 的共同影响。当 α 取不同值时信噪比随本振光功率的变化关系如图 4 所示。

由图 4 可以看出,当参数 α 一定时,量子噪声限下的归一化信噪比随本振光功率增加而增大,当增大到一最大值后,信噪比随本振光功率的增加而减小,且 α 越大,信噪比下降越快。当本振光功率一定时,信噪比随 α 的增大而减小。因为 α 越大,探测器非线性效应越强,当输入的本振光功率增大时,输出电流减小引起的。

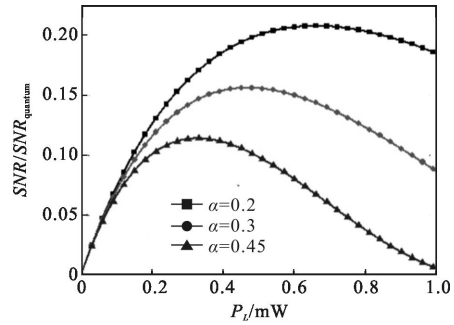


图 4 α 不同时信噪比随本振光功率的变化

Fig.4 SNR versus the local oscillator power at different value of α

图 5 为响应度 β 不同时量子噪声限下的归一化信噪比。可以看出, β 值一定时,信噪比随本振光功率的增加而增大,达到一最大值后,随着本振光功率的增加而减小。本振光功率最佳值受响应度 β 的影响, β 越大,信噪比达到最大值所需要的本振光功率越小。因为 β 越大,光电转换能力就越强,达到同样大小的信噪比,所需本振光功率就越小。

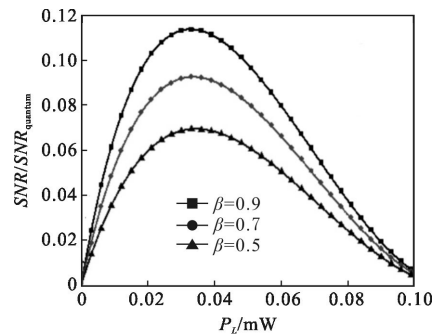


图 5 β 不同时信噪比随本振光功率的变化

Fig.5 SNR versus the local oscillator power at different value of β

3.3 最大信噪比

比较公式(4)和公式(14)可得非线性工作条件下外差信号功率为:

$$S = 2\beta_{\text{het}}^2 P_S P_L R_L \quad (21)$$

公式(21)中:

$$\beta_{\text{het}} = \beta(1-2\alpha P_L) \quad (22)$$

为探测器的有效响应度,通常 $\beta_{\text{het}} < \beta$,由公式(22)得:

$$X = \alpha P_L = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\beta_{\text{het}}}{\beta} \right) \quad (23)$$

$$P_{L\text{max}} = XQ/\gamma \quad (24)$$

由公式(20)、(23)、(24)可得信噪比与最大本振光功率的关系为:

$$\frac{S}{N_{\text{normalize}}} = \frac{2\beta_{\text{het}}^2 P_{L\text{max}}}{\beta^2 P_L \left(1 + \frac{\beta_{\text{het}}}{\beta}\right) + 2Q\beta^2} \quad (25)$$

令 $\beta=0.9, \beta_{\text{het}}=0.65$, 由公式(23)得 $X=0.1389$, 由图 2 得 $\gamma=0.03149, Q=1.15, P_{L\text{max}}=0.5073 \text{ mW}$, 归一化 $S/N=0.1543$ 。这说明预估的最大信噪比受非线性响应度和最佳本振光功率影响很大, 非线性响应度越小, 所需最佳本振光功率越大, 归一化信噪比越小, 且预估的最佳本振光功率和信噪比都大于理论计算值。

3.4 实验

文中研究的空间相干光通信系统外差探测原理如图 6 所示, 发送端和接收端所用模块全部组装在试验箱里。Mach-10TM053/065 为相位调制器, 数据速率从 9.9535 Gb/s 到 12.5 Gb/s, 用来将数字信号调制到激光载波上。Kohere Adjustik E15 是发送端的窄线宽台式激光器, 波长为 1 550 nm, 线宽为 10 nm, 输出功率为 0~200 mW 可调, 接收端的本振激光器为 Kohere Basik E15 型窄线宽激光器模块, 波长为 1 550 nm, 线宽为 10 nm, 输出功率为 0~20 mW 可调。COH24 为 2 输入 4 输出的 900 混频器, 最大输入功率为 300 mW, 输出四路信号的相位依次相差 90°, 0° 和 180° 信号输入一个平衡探测器 BPD-002, 输出同相信号 I 支路信号, 90° 和 270° 信号输入另一个平衡探测器 BPD-002, 输出正交信号 Q 支路信号, 两路信号都包含所传输的信息。平衡探测器 BPD-002 的响应带宽为 200 MHz, 最大响应度为 0.9 A/W, 连续饱和功率大于 130 W, 线性工作区的输入功率小于 1 mW, 损伤阈值功率为 20 mW。

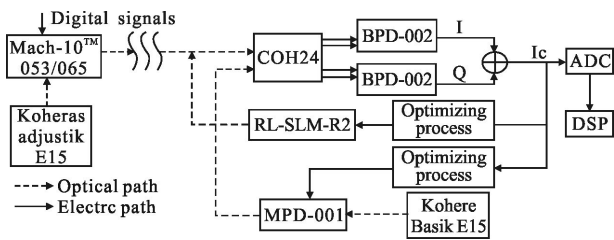


图 6 空间相干光通信外差探测实验原理图

Fig.6 Experimental schematic diagram of space coherent optical communication heterodyne detection

图 7 为空间相干光通信实验系统实物图。信号激光器输出功率为 25.7 mW, 加在调制器的调制信号频率为 100 MHz, 调制电压峰峰值为 3.5 V, 调制

器输出功率为 6.3 mW(即发射天线的输出功率)。做了室内测试:空间传输距离为 50 m,接收天线输出功率为 23.3 μW , 作为输入到混频器的信号光, 本振激光器输出光功率 0~20 mW 可调, 为了确保平衡探测器输入功率不大于 1mW, 该实验采用 3dB 的光纤衰减器将本振光功率衰减到 1 mW 以下, 并测出了无偏振控制器和有偏振控制器时的信噪比如图 8 中 Experimental value 1 和 Experimental value 2 所示。

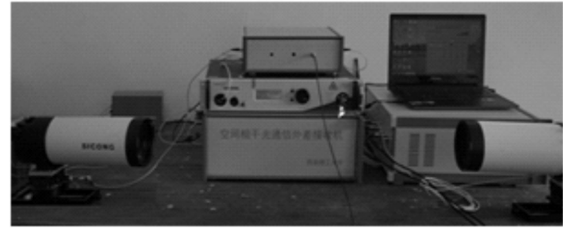


图 7 空间相干光通信系统实物图

Fig.7 Physical figure of space coherent optical communication system

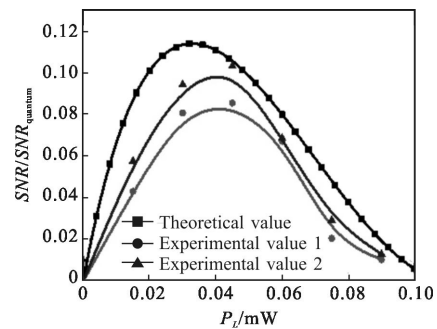


图 8 信噪比随本振光功率的变化关系

Fig.8 SNR versus the local oscillator power

图 8 显示, 无偏振控制器时外差探测的信噪比小于有偏振控制器时的信噪比, 且有偏振控制器时达到最大信噪比所需本振光功率略小于无偏振控制时的本振光功率。当输入光功率为 0.45 mW, 不加偏振控制器和加偏振控制器时输入到平衡探测器的光功率分别为 141.8 μW 和 263.3 μW , 大于探测器输入连续饱和功率, 此后随本振光功率的增加, 探测器工作在过饱和区时信噪比反而下降。

由以上结果结合图 4 和图 5 可得, 在外差探测时要获得尽可能大的信噪比, 要根据探测器自身的特性和两光束偏振夹角确定需要输入的最佳本振光功率, 图 8 中的理论值是在响应度最大、非线性系数最小、偏振夹角为零时计算出的信噪比随本振光功

率的变化曲线。实验中响应度越大,非线性度越小,需要输入的本振光功率越小;偏振夹角越大,所需本振光功率越大,但当本振光功率增加导致探测器的输入光功率超过探测器的连续饱和功率时,响应度减小,非线性效应增强,信噪比下降。且实际值都小于理论值。

4 结论

文中实验研究了本振光功率、探测器特性参数和光波偏振态对外差探测信噪比的影响,结果表明:(1)特性参数 α 是表征探测器非线性效应的参数, α 越大,非线性效应越强,最大信噪比和最佳本振光功率都随 α 的增大而减小;(2)响应度 β 越大,输出信噪比越大,但非线性状态下响应度随本振光功率的增大而减小,最终导致信噪比下降;(3)实验所得最大信噪比和最佳本振光功率受光波偏振态的影响很大,最佳本振光功率值要大于理论值,最大信噪比要小于理论值。且不加偏振控制器时,随着两光波偏振夹角的增大,探测器上的信号会慢慢减小,最终消失。所以,在进行外差探测实验时要合理选择探测器的特性参数,并要进行有效的偏振控制,从而确定合适的本振光功率,以保证相干光通信实验在最大的信噪比、最小的散粒噪声下进行。

参考文献:

- [1] Chan V W S. Optical space communications [J]. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, 6(6): 959-975.
- [2] Pan Jingyan, Wu Shuangyang. Wind measurement techniques of coherent wind lidar [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(7): 1720-1724.
- [3] Kikuchi K. Coherent transmission systems [C]//European Conference on Optical Communication, 2008: 1-39.
- [4] Lange R, Smutny B, Wandernoth B, et al. 142 km, 5.625 Gbps free-space optical link based on homodyne BPSK modulation [C]//SPIE, 2006, 6105: 61050A-1-61050A-9.
- [5] Jiang Chenghao, Yang Jinhua. Schematic design and simulation of new Doppler imaging laser radar [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 42(2): 411-416. (in Chinese) 姜成昊, 杨进华. 新型多普勒成像激光雷达原理设计与仿真[J]. 红外与激光工程, 2014, 42(2): 411-416.
- [6] Zhang Yan, Shi Xiaoding. Image simulation of synthetic aperture ladar based on the heterodyne detection [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(8): 2027-2031. (in Chinese) 张艳, 史晓丁. 基于外差探测的合成孔径激光雷达成像模拟[J]. 红外与激光工程, 2013, 42(8): 2027-2031.
- [7] J Fred Holmes, Badih J Rask. Optimum optical local oscillator power levels for coherent detection with photodiodes [J]. *Applied Optics*, 1995, 34(6): 927-933.
- [8] Li Yanchao, Gao Long. Optimum optical local oscillator power levels impact on signal-to-noise ratio in heterodyne [C]//Photronics and Optoelectronic IEEE, 2010, 5504186: 1-3.
- [9] Zheng Yang, Zheng Jianping. Research on optimum local oscillator laser power of the space coherent laser communication [C]//SPIE, 2013, 8906: 89060H-1-89060H-4.
- [10] Wang Qingzheng, Hu Yu, Lin Chongjie. Photoelectric Detection Technology [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 1994: 205-206. (in Chinese) 王清正, 胡渝, 林崇杰. 光电探测技术 [M]. 北京: 电子工业出版社, 1994: 205-206.
- [11] Rod G Frehlich. Estimation of the nonlinearity of a photodetector [J]. *Applied Optics*, 1992, 31(28): 5926-5929.