

非相干探测模式下啁啾调幅关联成像影响因素研究

潘龙^{1,2**}, 邓陈进^{1,2}, 龚文林^{1*}, 韩申生¹

¹中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 啁啾调幅激光关联成像是一种将关联成像原理与脉冲压缩方法相结合的新型成像方法, 能够获取目标的方位、灰度、距离和速度信息, 并且可以有效抑制背景噪声对成像质量的影响。目前初步建立了啁啾调幅激光关联成像理论模型和仿真验证, 然而并未涉及光源调制性能对成像质量的影响。为此理论推导并数值分析了背景光存在条件下, 光源调制性能对非相干外差探测啁啾调幅关联成像质量的影响。并且得到了起始调制深度、调制深度衰减系数、频率改变率, 以及光电探测器带宽等参数与探测信噪比及成像质量的关系, 该工作对啁啾调幅激光关联成像雷达系统的设计和性能评估具有指导意义。

关键词 成像系统; 关联成像; 啁啾调幅; 背景光; 调制性能受限; 信噪比

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.1011001

Influence of Chirped-Amplitude Correlated Imaging Under Incoherent Detection

Pan Long^{1,2**}, Deng Chenjin^{1,2}, Gong Wenlin^{1*}, Han Shensheng¹

¹Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,

Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Chirped-amplitude-modulated (CAM) laser ghost imaging (GI) is a novel imaging mechanism that combines the principle of correlated imaging with pulse-compression. It can acquire the direction, grayscale, range and velocity of the target, and can effectively reduce the influence of the background noise on imaging quality. At present, the theoretical model and simulation verification of chirped-amplitude laser correlation imaging are preliminarily established. However, the influence of laser source modulation performance is not involved. For this reason, the influence of modulation performance on imaging quality of non-coherent heterodyne CAM GI is deduced and numerically analyzed. The relationships among initial modulation depth, modulation depth decay coefficient, frequency change ratio and bandwidth of photodiode on detection signal to noise ratio and imaging performance of heterodyne GI are obtained. This work has guiding significance for the future design and performance assessment of CAM GI lidar system.

Key words imaging systems; ghost imaging; chirped-amplitude-modulation; background light; modulation-quality limitation; signal to noise ratio

OCIS codes 110.1758; 030.4280; 110.6880; 230.2090; 200.4560

1 引 言

强度关联成像^[1-14](又称鬼成像)技术是一种建立在电磁场高阶相干理论基础上的全新成像体制。通过控制或模拟辐射场的涨落,采用单像素探测器记录经目标反射或透射信号的强度涨落信息,结合

强度关联算法^[1,3,6,7,10,12,15]重构目标图像。基于该成像体制,研究者提出了一种窄脉冲激光三维强度关联成像雷达,该雷达体制具备单像素凝视三维成像、成像分辨率可超越经典光学成像系统衍射极限、图像获取效率可超奈奎斯特采样定理的限制以及在一定程度上改善大气干扰对成像质量的影响等特

收稿日期: 2018-03-15; 修回日期: 2018-04-23; 录用日期: 2018-05-15

基金项目: 国家自然科学基金(61571427)、中国科学院青年创新促进会优秀人才支持计划(1802311X30)

* E-mail: gongwl@siom.ac.cn; ** E-mail: panlong@siom.ac.cn

点。近年来研究者又陆续研制出一批样机,并在各种场景下开展成像实验^[16-18]。然而上述关联成像激光雷达都属于简单脉冲式激光雷达,回波接收方式均采用桶探测器直接探测接收回波强度。在遥感探测领域,单脉冲能量与距离分辨率之间存在矛盾,即距离分辨率由信号脉冲宽度决定,为实现更高的距离分辨率必须减小脉冲宽度;而在峰值功率不变的条件,脉冲宽度的减小会导致单脉冲能量的降低,从而降低成像信噪比。为解决这种矛盾,哈尔滨工业大学的赵远课题组与本课题组先后提出了基于脉冲时间维调制的光学非相干外差与相干脉冲压缩的关联成像激光雷达系统的理论模型^[19-20]。接着,本课题组建立了简单脉冲、非相干和相干关联成像激光雷达在含有背景光环境下的成像信噪比模型^[21]。但上述模型都是理想模型,并未考虑器件实现中不可避免的问题,包括调制深度、频率改变率等在内的光源的调制性能受限问题。为了获取高距离分辨率,采用啁啾调幅方式的信号调制源需要输出高带宽的啁啾信号,同时快速获取目标信息要求高的频率改变率,但是受限于器件的工艺水平,实际不存在调制深度为1的高带宽啁啾信号。当考虑器件小型化的要求时,实际输出信号与理想情况相差甚远,进而导致采用此种理想模型得到的成像结果不再适用。

为了完善前述工作,使模型具有实用性,本文建立了更符合实际的电调制信号源模型。考虑到电光调制器本身的特点,提出了更普适的光源调制受限下的非相干外差探测啁啾关联成像模型,并分析了起始点调制深度、调制深度衰减参数、频率改变率,以及光电探测器带宽等参数对探测信噪比以及成像质量的影响。最后,得出主要影响因素,并为啁啾关联成像雷达系统设计指明方向。

2 基本原理

2.1 啁啾调幅脉冲压缩关联成像基本原理

基于啁啾调幅脉冲压缩的外差激光关联成像装置原理如图1所示。啁啾调幅光源通常采用外调制方式获得,且调制多用非自由空间光,这里选取光纤作为波导材料。连续工作窄线宽激光器(CW laser)发出的激光经电光强度调制器(EOM)加载调制波形后再经声光调制器(AOM)斩波得到脉冲激光,每一个脉冲均含相同时间维调制的啁啾调幅波形。准直镜将调制后的激光脉冲发射到由步进电机控制的旋转毛玻璃上,通过毛玻璃的不同空间相位分布形成散斑场。特别要强调的是:在一个脉冲持续时间内毛玻璃是静止的,散斑场具有相同的空间分布;在不同脉冲之间,通过旋转毛玻璃改变空间相位获取不同的散斑花样,进而获得关联成像图像重构时所需的独立样本数^[20]。时空二维调制的散斑场经分束器(BS)后分为两路:一路经透镜 f_1 通过成像的方式将散斑场照射到 CCD 上,CCD 记录目标面上的散斑场 $I_r^n(x_r)$ 并上传至数据处理单元;另一路经发射镜 f_2 辐照至目标所在面,再经聚光镜 f_3 、耦合镜 f_4 进入光纤,高速光电探测器(PD)接收光信号并转换为电信号。回波电信号与本振的调制信号经混频器混频得到有效的差频信号,并经窄带滤波器滤除差频信号带宽外的噪声,再经采集卡后进入数据处理单元并做傅里叶变换得到回波信号的频谱峰值强度 $I_r^n(f_o)$ 。最后两路数据经关联算法处理即可得到目标的高距离分辨率图像:

$$G_i(x) = \langle I_r^n(x_r) I_r^n(f_o) \rangle - \langle I_r^n(x_r) \rangle \langle I_r^n(f_o) \rangle, \quad (1)$$

式中 $\langle \cdot \rangle$ 为系综平均。

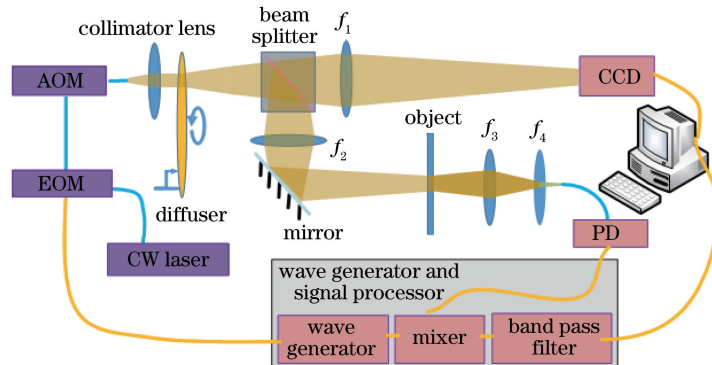


图1 啁啾调幅脉冲压缩外差激光关联成像实验原理图

Fig. 1 Experimental setup of chirped-amplitude-modulation heterodyne ghost imaging lidar based on pulse-compression

2.2 啁啾调幅光源

大带宽高速率啁啾调制信号源是在关联成像中获取高距离分辨率、高精度、高信噪的关键因素,而之前关于啁啾调幅的理论通常都是基于理想啁啾信号源建模。因此,对于高带宽高频率改变率的啁啾调制源,实际输出信号调制深度在整个高调制带宽上都保持 1 不变基本不可能实现。此外,前述模型均基于小信号模型,然而实际信号为了实现较高的有效调制信号能量均会尝试增大调制深度,实际上

根本不可能是小信号。基于这两点考虑,本文将着重分析由于啁啾调幅信号源调制能力受限而导致光源调制受限条件下的非相干外差啁啾调幅激光关联成像理论。

图 2 为典型的啁啾调幅光源的结构图。啁啾源产生的射频(RF)宽带信号经射频放大器放大后,射频电压的幅值达到 $V_{\pi}/2$ 附近,从而实现较高的调制深度,其中 V_{π} 表示 Mach-Zehnder(MZ) EOM 半波电压。

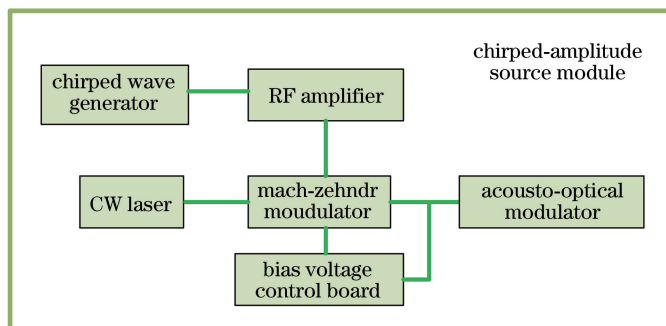


图 2 啁啾调幅光源结构图

Fig. 2 Configuration of chirped-amplitude source

直接数字合成(DDS)方式的啁啾信号源因其调制速率快、信号稳定且精度高而被广泛用于 GHz 量级射频宽带啁啾信号产生过程中。图 3 为调制带宽为 10~430 MHz 的啁啾信号的幅度图,图 3(a)为啁啾信号的时域图,图 3(b)为啁啾信号的频域图。由图 3 可知,信号幅度明显随着频率的增加而明显衰减。这是因为驱动信号的电压抽运能力有限,随着输出频率增大电压的幅值变化太快,而驱动能力不足导致整个频率波形不能完全输出,从而导致啁啾电信号振幅下降。针对这种啁啾信号随时间出现慢速衰减的现象,建立了啁啾电信号波形模型:

$$V(t) = m(t) \frac{V_{\pi}}{2} \cos(2\pi f_0 t + \pi \beta t^2), \quad (2)$$

式中 $m(t) = C_0 \exp(-\gamma t)$ 为调制深度函数, C_0 为起始调制深度, γ 为调制深度衰减参数, f_0 为啁啾信号的初始频率, β 为频率改变比。如果考虑射频放大器的宽带平坦度函数 $k(f)$, 那么加载在电光调制器上的 RF 信号应为 $G(t) = V(t) \mathcal{F}\{k(f)\}$, 其中 $\mathcal{F}\{\cdot\}$ 表示傅里叶变换。通过合理的选取射频放大器的平坦度与啁啾电信号的带宽匹配关系,可以尽量消除射频放大器对啁啾电信号的影响。为了简单起见,假定在整个啁啾信号带宽上射频放大器的平坦度很高,以免对射频信号造成较大影响。因此最终施加在电光调制器上的信号可以认为是 $V(t)$ 。

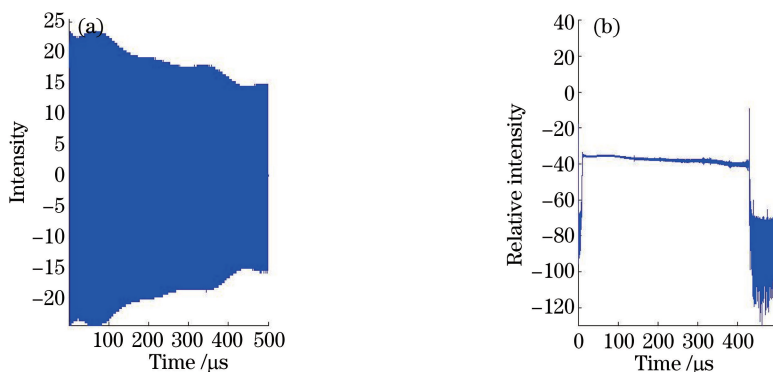


图 3 啁啾电信号波形图。(a)啁啾时域信号;(b)啁啾频域信号

Fig. 3 Wave chart of chirped electrical signal. (a) Chirped signal time domain; (b) chirped signal frequency domain

啁啾幅度调制器通常采用基于MZ的电光调制器,激光通过Y型结构后进入EOM,并被分为两路,分别由外部调制信号施加电压 $V_1(t)$ 、 $V_2(t)$,偏置电压 $V_{\text{bias}} = \frac{V_\pi}{2}$ 作用于 $V_1(t)$ 上。利用一阶电光效应使波导材料的折射率发生线性变化,在Y型结构两分支上施加正比于电压的相位 $\phi_1(t)$ 、 $\phi_2(t)$,再将两路光合束输出得到振幅调制的光信号。

EOM的传递函数为

$$E_{\text{out}}(t) = \frac{1}{2} E_{\text{in}}(t) \{ \exp[i\phi_1(t)] + \exp[i\phi_2(t)] \}, \quad (3)$$

$$\text{式中 } \phi_1(t) = \pi \frac{V_1(t) + V_{\text{bias}}}{V_\pi}, \phi_2(t) = \pi \frac{V_2(t)}{V_\pi}, \\ V_2(t) = -V_1(t) = \frac{V(t)}{2}.$$

将(3)式化简,可得:

$$E_{\text{out}}(t) = E_{\text{in}}(t) \cos\left[\pi \frac{V(t)}{2V_\pi} + \frac{\pi}{4}\right] \exp\left(i \frac{\pi}{4}\right). \quad (4)$$

经EOM的强度输入输出关系式为

$$I_{\text{out}}(t) = I_{\text{in}}(t) \cos^2\left[\pi \frac{V(t)}{2V_\pi} + \frac{\pi}{4}\right] = \\ \frac{1}{2} I_{\text{in}}(t) \left\{ 1 + \cos\left[\pi \frac{V(t)}{V_\pi} + \frac{\pi}{2}\right] \right\}. \quad (5)$$

由(5)式可知,真正加载调制信号的只有余弦项,且余弦项能量最多约占信号能量 $\frac{1}{\pi}$,实际信号常小于 $\frac{1}{\pi}$ 。出现这种现象的原因是 $m(t)$ 不能在整个信号持续时间内保持恒定且接近1,并存在不同程度的衰减。

当 $m(t) \ll 1$ 时,即在小信号模型下,常见的电光调制器传递函数为

$$E_{\text{out}}(t) = E_{\text{in}}(t) \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot$$

$$[1 - m(t) \cos(2\pi f_0 t + \pi \beta t^2)] \exp\left(i \frac{\pi}{4}\right). \quad (6)$$

(6)式可以定量分析小信号模型,但在大调制深度下这种模型显然不适用。文献[19-21]中的啁啾调幅关联成像模型均采用(6)式的简化,可见模型粗糙程度。为了解决这种问题,本文提出采用严格的啁啾信号模型(5)式以及EOM通用传递函数(4)式重新推导非相干外差啁啾调幅脉冲压缩激光关联成像系统模型,使模型更具完整性和实用性。

2.3 改进成像模型分析

结合(4)式可得,啁啾调幅热光源后的散斑场为

$$E_s^n(x_s, t) = E^n(t) E_s^n(x_s) = \\ \cos\left[\pi \frac{V(t)}{2V_\pi} + \frac{\pi}{4}\right] E_s^n(x_s) P(t - nT), \quad (7)$$

式中 $E^n(t) = \cos\left[\pi \frac{V(t)}{2V_\pi} + \frac{\pi}{4}\right] P(t - nT)$, n 为脉冲序数, T 为脉冲间隔, $P(t)$ 为简单脉冲波形函数,表示为

$$P(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < T_0 \\ 0, & \text{else} \end{cases}, \quad (8)$$

式中 T_0 为啁啾脉冲持续时间。热光源的涨落满足如下的统计性质:

$$\langle E_s^n(x_s) E_s^{n*}(x_s') \rangle = I_s \delta(x_s - x_s'), \quad (9)$$

式中 I_s 为平均辐照强度。

经分束器再经自由传播后由透镜照射到CCD面上的散斑场为

$$E_r^n(x_r, t) = E^n(t) E_r^n(x_r). \quad (10)$$

CCD上的参考散斑场强度为

$$I_r^n(x_r) = \int_{T_0} dt |E_r^n(x_r, t)|^2 = \\ |E_r^n(x_r)|^2 \int_{T_0} dt |E^n(t)|^2. \quad (11)$$

将 $E^n(t)$ 代入(11)式,则有:

$$I_r^n(x_r) = \frac{T_0}{2} |E_r^n(x_r)|^2. \quad (12)$$

考虑背景光 $E_{\text{bg}}^n(x_o, t)$ 影响,目标面上的辐照光场 $E_o^n(x_o, t)$ 为信号光 $E^n(t) E_o^n(x_o)$ 与背景光的综合作用:

$$E_o^n(x_o, t) = E^n(t) E_o^n(x_o) + E_{\text{bg}}^n(x_o, t). \quad (13)$$

最终经目标、聚光镜,以及耦合镜进入光纤并到达PD表面的光场为 $E_{\text{PD}}^n(x_{\text{PD}}, t)$ 。PD光电转换时的幅频响应特性不均匀性会导致信号失真,特引入PD幅频频率响应函数 $R_{\text{PD}}(f)$ 。PD电流输出为

$$i^n(t) = \eta \frac{e_0 I_{\text{PD}}(t)}{h\nu} \mathcal{F}\{R_{\text{PD}}(f)\}, \quad (14)$$

式中 η 为光电转化效率, e_0 为单位电荷电量, h 为普朗克常数, ν 为光频率, $I_{\text{PD}}(t)$ 为 t 时刻PD的总光强。

$$R_{\text{PD}}(f) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_c)^2}}, \quad (15)$$

$$I_{\text{PD}}(t) = \int |E_{\text{PD}}^n(x_{\text{PD}}, t)|^2 dx_{\text{PD}}, \quad (16)$$

式中 τ_c 为PD的响应时间常数,并与PD的截止频率(即带宽)有如下关系:

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_c}. \quad (17)$$

为方便起见,假设耦合镜全部接收目标面后光场能量,那么存在如下关系:

$$\int |E_{PD}^n(x_{PD}, t)|^2 dx_{PD} = \int |E_o^n(x_o, t)T(x_o)|^2 dx_o, \quad (18)$$

式中 $T(x_o)$ 为目标面的振幅透过率函数。

$$\int |E_o^n(x_o, t)T(x_o)|^2 dx_o = \int |\alpha E^n(t)E_o^n(x_o) + E_{bg}^n(x_o, t)|^2 |T(x_o)|^2 dx_o. \quad (19)$$

通常假设信号光场与背景光场完全不相干,但实际中总会存在一定程度的相干性,并伴有随机性。为衡量在一个脉冲持续时间内的相干程度,定义 R 为相干程度度量:

$$E^n(t)E_o^n(x_o)E_{bg}^{*n}(x_o, t) = R^n(x_o, t), \quad (20)$$

且 R 一般为小量,并有如下性质:

$$|R^n(x_o, t)| \ll \max[|E^n(t)E_o^n(x_o)|, |E_{bg}^{*n}(x_o, t)|], \quad (21)$$

那么在一个脉冲持续时间内,物面上一点的入射光总能量为

$$\begin{aligned} & |E^n(t)E_o^n(x_o) + E_{bg}^n(x_o, t)|^2 = \\ & |E^n(t)|^2 |E_o^n(x_o)|^2 + \\ & |E_{bg}^n(x_o, t)|^2 + 2\alpha \text{Re}\{R^n(x_o, t)\}, \end{aligned} \quad (22)$$

式中 $\text{Re}\{\cdot\}$ 为取实部。

将(21)式代入(22)式:

$$\begin{aligned} & |E^n(t)E_o^n(x_o) + E_{bg}^n(x_o, t)|^2 \approx \\ & |E^n(t)|^2 |E_o^n(x_o)|^2 + |E_{bg}^n(x_o, t)|^2. \end{aligned} \quad (23)$$

(23)式说明当背景光与信号光相干度不高时,即可忽略背景光与信号光的相干性对探测器探测光强的影响。

假设在一个脉冲持续时间内,背景光的空间分布不发生变化,仅时间上发生涨落,但在不同脉冲之

间背景光的空间分布会发生变化,且为高斯热光场,强度均值为 $I_{bg,x}$, 标准差为 $I_{bg,x}\sigma_{bg,x}$, 时间上强度分布亦遵从均值为 $I_{bg,t}$, 标准差为 $\sigma_{bg,t}$ 的高斯分布,并具有高斯白噪声特性。桶探测后背景光总体服从高斯分布,则有:

$$E_{bg}^n(x_o, t) = E_{bg}^n(x_o)E_{bg}^n(t). \quad (24)$$

定义信号光空间强度与背景光空间强度标准差的比值为辐照信噪比 σ :

$$\sigma = 10 \lg \left\{ \frac{\langle |E_o^n(x_o)|^2 \rangle}{\text{std}[|E_{bg}^n(x_o)|^2]} \right\}, \quad (25)$$

式中 $\text{std}(\cdot)$ 为取标准差。

经光电探测器后输出的电流为

$$\begin{aligned} i^n(t) &= \eta \frac{e_0}{h\nu} \int_{A_{PD}} dx_{PD} |E_{PD}^n(x_{PD}, t)|^2 = \\ & \eta \frac{e_0}{h\nu} \int_S dx_o |E^n(t-\tau)|^2 |E_o^n(x_o)|^2 |T(x_o)|^2 + \\ & |E_{bg}^n(t)|^2 |E_{bg}^n(x_o)|^2 |T(x_o)|^2. \end{aligned} \quad (26)$$

$i^n(t)$ 在混频器中与本振电信号混频并输出:

$$I_i^n(t) = i^n(t)V_M(t), \quad (27)$$

式中 $V_M(t)$ 为混频器本振输入电压信号, $V_M(t) = \xi V(t)$, ξ 为电压增益系数。

再经带通滤波器滤波处理及傅里叶变换,即可得到目标所在频率的频谱强度分布:

$$\begin{aligned} I_i^n(f) &= \mathcal{F}\{I_i^n(t) * \mathcal{F}\{H_B(f)\}\} = \\ & \mathcal{F}\{I_i^n(t)\} H_B(f), \end{aligned} \quad (28)$$

式中 $H_B(f)$ 为带通滤波器的频谱相应函数, $*$ 为卷积。通过选择合适的滤波器即可将目标所在频谱外的噪声滤除,因此根据(28)式在提取目标 $f = f_z$ 处频谱强度时可以简化为

$$I_i^n(f_z) = \mathcal{F}\{I_i^n(t)\} |_{f=f_z}. \quad (29)$$

将(2)式、(14)式代入(29)式即可得到目标所在频谱峰 $f = f_z$ 处的频谱强度:

$$\begin{aligned} I_i^n(f_z) &= \mathcal{F}\{i^n(t-\tau)V_M(t)\} |_{f=f_z} = \mathcal{F}\{i^n(t-\tau)\} * \mathcal{F}\{\xi V(t)\} |_{f=f_z} = \\ & \eta \frac{e_0 \xi}{h\nu} \frac{V_\pi}{2} \{R_{PD}(f) \mathcal{F}\{I_{PD}^n(t)\}\} * \mathcal{F}\{m(t) \cos(2\pi f_0 t + \pi \beta t^2)\} |_{f=f_z}, \end{aligned} \quad (30)$$

其中:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{I_{PD}^n(t)\} &= \int_0^{T_0} i^n(t) \exp(-j2\pi ft) dt = \int_S dx_o \int_0^{T_0} dt |T(x_o)|^2 \times [|E^n(t-\tau)E_o^n(x_o)|^2 + |E_{bg}^n(t)|^2 \cdot \\ & |E_{bg}^n(x_o)|^2] \exp(-j2\pi ft) = \int_S dx_o |T(x_o)|^2 |E_o^n(x_o)|^2 \mathcal{F}\{|E^n(t-\tau)|^2 \text{rect}\left(\frac{t-nT-T_0/2}{T_0}\right)\} + \\ & \int_S dx_o |T(x_o)|^2 |E_{bg}^n(x_o)|^2 |E_{bg}^n(t)|^2 \mathcal{F}\left\{\text{rect}\left(\frac{t-nT-T_0/2}{T_0}\right)\right\}. \end{aligned} \quad (31)$$

再将(31)式代入(30)式,并计算得到:

$$I_i^n(f_z) = \mu \int_S dx_o |T(x_o)|^2 |E_o^n(x_o)|^2 + \kappa \int_S dx_o |T(x_o)|^2 |E_{bg}(x_o)|^2, \quad (32)$$

式中光源性能评价参数 μ , 本底参数 κ 定义如下,且均为 $f = f_z$ 处取得:

$$\mu_{f_z} = \frac{V_\pi}{4} \frac{e_0 \eta \xi}{h\nu} \mathcal{F} \left\{ m(t) \cos(2\pi f_0 t + \pi \beta t^2) \text{rect} \left(\frac{t - nT - T_0/2}{T_0} \right) \right\} * \left\{ R_{PD}(f) \mathcal{F} \left\{ 1 - \sin \left[\frac{\pi}{2} m(t - \tau) \cos [2\pi f_0(t - \tau) + \pi \beta(t - \tau)^2] \right] \right\} \right\}, \quad (33)$$

$$\kappa_{f_z} = \frac{V_\pi}{2} \frac{e_0 \eta \xi}{h\nu} \mathcal{F} \left\{ m(t) \cos(2\pi f_0 t + \pi \beta t^2) \text{rect} \left(\frac{t - nT - T_0/2}{T_0} \right) \right\} * \{ R_{PD}(f) \mathcal{F} \{ |E_{bg}^n(t)|^2 \} \}. \quad (34)$$

当 m 为常数,且假设探测器带宽足够,考虑滤波器作用下,利用 Jacobi-Anger 展开式^[22]可以得到对于延时为 $\tau = \frac{2R}{c}$ 的反射式目标,简化的光源性能评价参数 μ 的表达式为

$$\mu = \frac{V_\pi}{4} \frac{e_0 \eta \xi}{h\nu} \eta m J_1 \left(\frac{\pi}{2} m \right) T \sin \left\{ c \left[\frac{T}{2} \left(f - \beta \frac{2R}{c} \right) \right] \right\}, \quad (35)$$

式中 J_1 表示一阶贝塞尔函数,并可以得到频谱分辨率为 $\Delta f = \beta \frac{2\Delta R}{c} = \frac{1}{T}$,测距分辨率为 $\Delta R = \frac{c}{2T\beta} = \frac{c}{2B}$ 。

定义整个采样过程的探测信噪比为

$$R_{SN} = 10 \lg \left\{ \frac{\langle \mu_{f_z} \int_S dx_o |T(x_o)|^2 |E_o^n(x_o)|^2 \rangle}{\text{std}(\kappa_{f_z} \int_S dx_o |T(x_o)|^2 |E_{bg}^n(x_o)|^2)} \right\}, \quad (36)$$

式中 $\text{std}(\cdot)$ 为取标准差。

可以看出:当背景光一定时,目标有效信号强度与 μ 成正比,且 μ 与 R_{SN} 成正比。此外,在采样过程中真正影响探测信噪比的是背景光的涨落。

将(12)式、(32)式代入(1)式,可得关联成像结果:

$$G_i(x; f = f_z) = \mu_{f_z} \frac{T_0}{2} \int_S dx_o |T(x_o)|^2 \times \{ \langle |E_o(x_o)|^2 |E_r^n(x_r)|^2 \rangle - \langle |E_o(x_o)|^2 \rangle \langle |E_r^n(x_r)|^2 \rangle \} + \kappa_{f_z} \frac{T_0}{2} \int_S dx_o |T(x_o)|^2 \times \{ \langle |E_{bg}(x_o)|^2 |E_r^n(x_r)|^2 \rangle - \langle |E_{bg}(x_o)|^2 \rangle \langle |E_r^n(x_r)|^2 \rangle \}. \quad (37)$$

需要说明的是,由于无法保证背景噪声与参考臂完全不相干,一般会在成像过程中造成残余,并会不同程度地影响成像结果。这也是在实际情况中经常出现的情形。

3 理论仿真与分析

3.1 光源调制性能及背景光强对信号探测的影响

根据(33)式,可知光源调制性能参数 μ 的影响因素包括:EOM 半波电压 V_π 、调制深度函数 $m(t)$ 、频率改变率 β 、PD 带宽。为了探究光源调制参数对光源调制性能影响,仿真参数如下:固定脉冲宽度 $T_p = 100 \mu\text{s}$,差频信号频率 $f_w = 1 \text{ MHz}$,采集卡采样频率 $f_{\text{caq}} = 100 \text{ MHz}$,信号采样频率 $f_s = 3000 \text{ MHz}$,起始频率为 50 MHz 。采样 10000 次,

参考光场为 $128 \text{ pixel} \times 128 \text{ pixel}$,信号光平均散斑尺寸为 4 pixel ,强度服从均值为 1 的瑞利分布,背景光平均散斑尺寸为 1 pixel ,空间强度服从均值为 1000 的瑞利分布,时间强度服从均值为 1,标准差为 0.2 的高斯分布作为高斯白噪声,并选取二值双缝作为目标。

图 4 所示为光源调制参数以及背景光强对探测信噪比影响,图 4(a)~(d) 中辐照信噪比均为 -30 dB ,图 4(a) 中, $\gamma = 0, \beta = 7.5 \times 10^{12} \text{ Hz/s}$, PD 带宽为 1500 MHz ,随着起始调制深度 C_0 增大,探测信噪比 R_{SN} 呈非线性增大,且当 C_0 增大到一定程度后 R_{SN} 不再明显增加。 C_0 值较大意味着调制源性能更高,对系统造成的非线性影响也越大,同时系统成本或者系统技术难度显著增加,因此实际中并

不要求起始点 C_0 太大。图 4(b)中, $C_0 = 1, \beta = 7.5 \times 10^{12}$ Hz/s, PD 带宽为 1500 MHz, 总体上随着调制深度衰减参数 γ 增大, R_{SN} 呈近似线性减小, 但当 γ 增大到一定程度后 R_{SN} 也不再明显变化。并且 γ 探测信噪比的影响小于 C_0 的影响。图 4(c)中, $C_0 = 1, \gamma = 0$, PD 带宽为 1500 MHz, 随着频率改变率 β 增大, R_{SN} 总体变化不明显。其中的毛刺现象是由于调制带宽变化时, 信号的频率变化周期不能取整导致信号频谱峰值出现抖动, 所以整体显示

R_{SN} 抖动变化。图 4(d)中, $C_0 = 1, \gamma = 0, \beta = 7.5 \times 10^{12}$ Hz/s, 随着 PD 带宽增加, R_{SN} 基本不变。图 4(e)中, $C_0 = 1, \gamma = 0, \beta = 7.5 \times 10^{12}$ Hz/s, PD 带宽为 1500 MHz, 随着 σ 增加, R_{SN} 呈线性增大。在 $\sigma = -30$ dB 点处, 采用啁啾调幅机制的回波信号探测系统也得到很高的探测信噪比, 这充分显现了啁啾调幅在弱信号探测时的优越性。对于文献[19]、[21]所述的分析结果, 则对应于图 4(a)~(d)中探测信噪比最大时的情形。

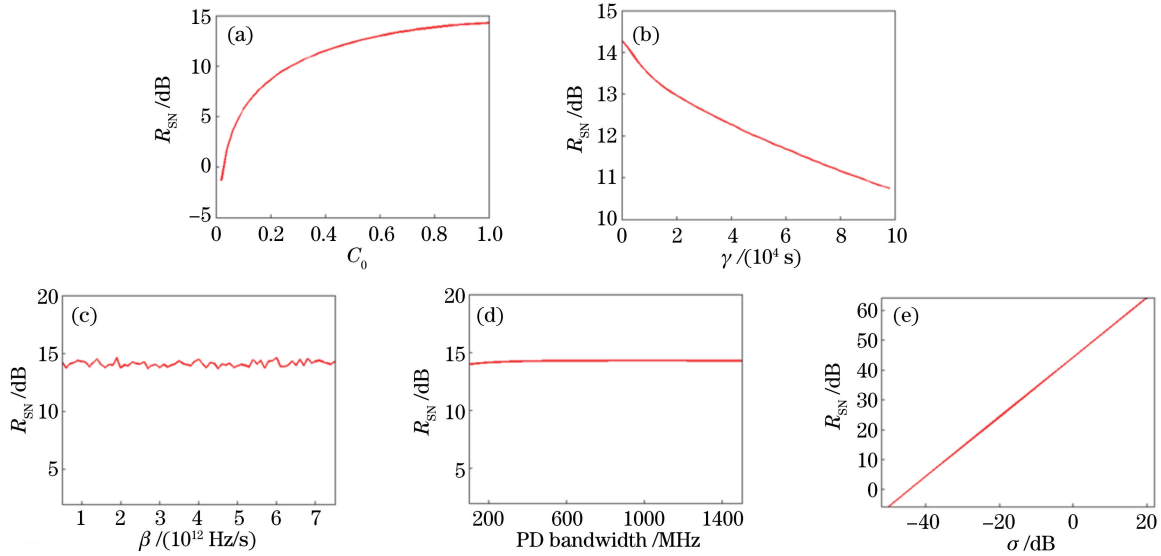


图 4 光源调制参数及辐照信噪比对探测信噪比影响。

(a) 起始调制深度; (b) 调制深度衰减参数; (c) 频率改变率; (d) 探测器带宽; (e) 辐照信噪比

Fig. 4 Relationship among source modulation parameters, illumination SNR and detection SNR. (a) Initial modulation depth; (b) modulation depth decay coefficient; (c) frequency change ratio; (d) bandwidth of photodiode; (e) illumination SNR

3.2 光源调制性能及背景光强对成像的影响

模拟光源调制性能及辐照信噪比对成像的影响, 选取峰值信噪比 (PSNR) 衡量成像质量, 表示为

$$R_{PSN} = 10 \lg \left\{ \frac{(2^n - 1)^2}{\sum_{x_i} [T(x_i) - G(x_i)]^2} \right\}, \quad (38)$$

式中 $n = 8$ 。

图 5(a)~(e) 分别表示起始调制深度 C_0 、调制深度衰减参数 γ 、频率改变率 β 、啁啾非线性 L_A 以及辐照信噪比 σ 对 PSNR 的影响。图 5(a1)~(e1) 分别表示当 C_0, γ, β , 以及 σ 依次增大时对应的共 6 个点的关联成像图, 右边是这 6 个点依次对应的峰值信噪比。图 5(a2)~(d2) 均为辐照信噪比 $\sigma = -30$ dB 时对应的结果。图 5(a2) 中, $\gamma = 0, \beta = 7.5 \times 10^{12}$ Hz/s, PD 带宽为 1500 MHz, 随着 C_0 增大, PSNR 先快速增加后增速逐渐变缓。图 5(b2) 中, $C_0 = 1, \beta = 7.5 \times$

10^{12} Hz/s, PD 带宽为 1500 MHz, 随着 γ 逐渐增大, PSNR 呈近似线性降低。图 5(c2) 中, $C_0 = 1, \gamma = 0$, PD 带宽为 1500 MHz, β 对成像质量及 PSNR 均影响不大, 一般可忽略。图 5(d2) 中, $C_0 = 1, \gamma = 0, \beta = 7.5 \times 10^{12}$ Hz/s, 随着 PD 带宽增加, PSNR 变化也不太明显。图 5(e2) 中, $C_0 = 1, \gamma = 0, \beta = 7.5 \times 10^{12}$ Hz/s, PD 带宽为 1500 MHz, 随着辐照信噪比增大, 关联成像结果从无法分辨目标到清晰分辨, PSNR 也随之增大。结合图 4 及图 5 可知, 光源调制参数及背景光强对探测及成像信噪比的影响基本一致。此外, 图 5(e2) 中, 当辐照信噪比为一 30 dB 时, 非相干外差啁啾调幅关联成像也得到很好的成像质量, 这充分显示出该机制的成像优越性。之所以出现这种结果, 是因为采用调制、解调的成像方式会在时域、频域或其他空间体现出稳健性。

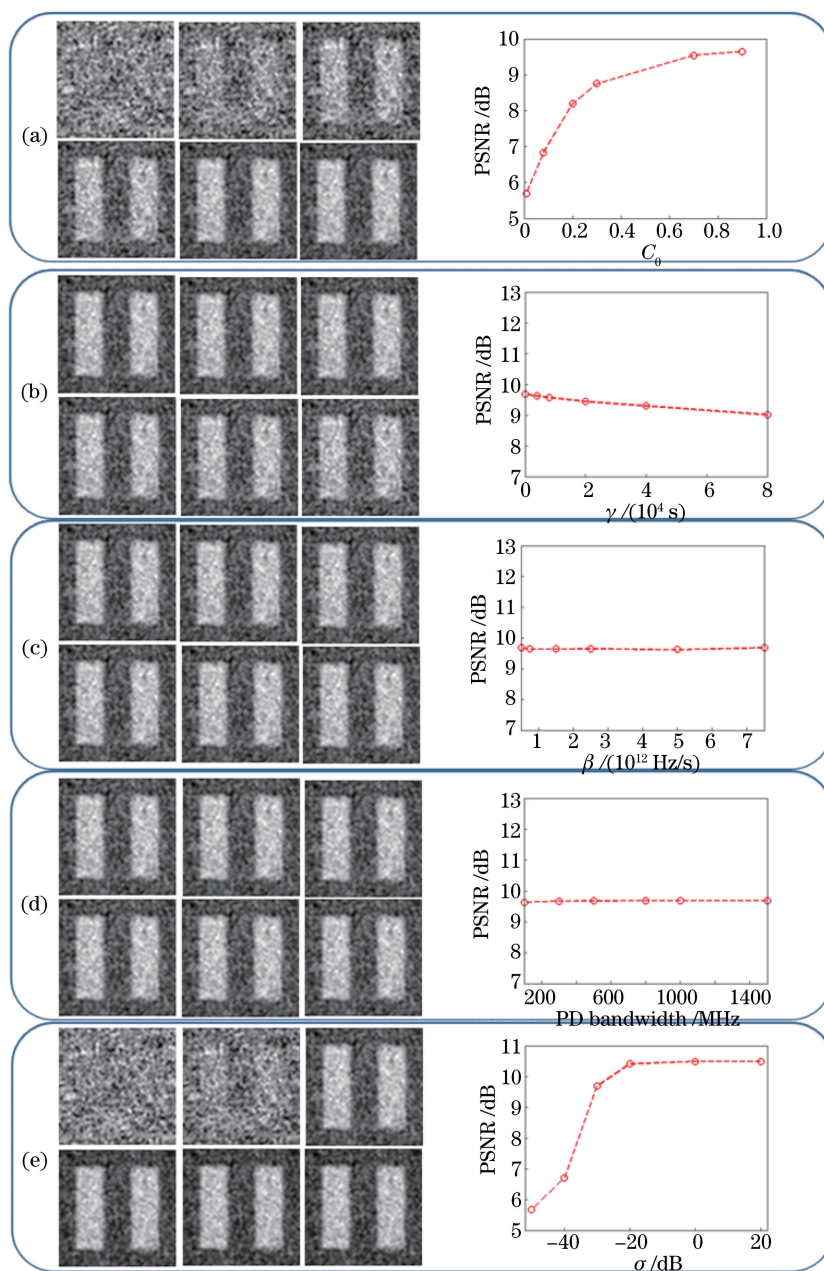


图 5 光源调制参数及辐照信噪比对峰值信噪比影响。(a)起始调制深度;(b)调制深度衰减参数;
(c)频率改变率;(d)探测器带宽;(e)辐照信噪比

Fig. 5 Relationship among source modulation parameters, illumination SNR and PSNR. (a) Initial modulation depth;
(b) modulation depth decay coefficient; (c) frequency change ratio; (d) bandwidth of photodiode; (e) illumination SNR

4 结 论

从第一性原理出发,分析了啁啾调制性能、光电探测器带宽以及背景噪声对探测信噪比及成像质量的影响。理论和仿真结果表明,影响啁啾调幅关联成像的探测信噪比和成像质量主要因素为起始调制深度 C_0 和背景噪声。此外,相比于之前的啁啾调幅关联成像模型,本文模型更切合实际,为啁啾调制光源设计提供了更好的理论指导,该模型更具实用

性,并为光源的小型化参数设计提供依据。

参 考 文 献

- [1] Cheng J, Han S S. Incoherent coincidence imaging and its applicability in X-ray diffraction[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(9): 093903.
- [2] Gatti A, Brambilla E, Bache M, *et al.* Ghost imaging with thermal light: comparing entanglement and classical correlation[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(9): 093602.

- [3] Zhang M H, Wei Q, Shen X, *et al.* Lensless Fourier-transform ghost imaging with classical incoherent light [J]. *Physical Review A*, 2007, 75(2): 021803.
- [4] Liu H L, Cheng J, Han S S. Ghost imaging in Fourier space [J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 102(10): 103102.
- [5] Wang K G, Cao D Z, Xiong J. Progress in correlated optics [J]. *Physics*, 2008, 37(4): 223-232.
汪凯戈, 曹德忠, 熊俊. 关联光学新进展 [J]. *物理*, 2008, 37(4): 223-232.
- [6] Shapiro J H. Computational ghost imaging [J]. *Physical Review A*, 2008, 78(6): 061802.
- [7] Katz O, Bromberg Y, Silberberg Y. Compressive ghost imaging [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(13): 131110.
- [8] Gong W L, Zhang P L, Shen X, *et al.* Ghost “pinhole” imaging in Fraunhofer region [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(7): 071110.
- [9] Shen X, Zhang M H, Liu H L, *et al.* Research on the pulsed pseudo-thermal light [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, 36(11): 2893-2898.
沈夏, 张明辉, 刘红林, 等. 脉冲式赝热光源的实验研究 [J]. *中国激光*, 2009, 36(11): 2893-2898.
- [10] Ferri F, Magatti D, Lugiato L A, *et al.* Differential ghost imaging [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(25): 253603.
- [11] Shapiro J H, Boyd R W. The physics of ghost imaging [J]. *Quantum Information Processing*, 2012, 11(4): 949-993.
- [12] Meyers R E, Deacon K S, Shih Y. Positive-negative turbulence-free ghost imaging [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(13): 131114.
- [13] Chen M L, Li E R, Wang H, *et al.* Ghost imaging based on sparse array pseudo-thermal light system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(5): 0503001.
陈明亮, 李恩荣, 王慧, 等. 基于稀疏阵赝热光系统的强度关联成像研究 [J]. *光学学报*, 2012, 32(5): 0503001.
- [14] Li M F, Zhang Y R, Luo K H, *et al.* Time-correspondence differential ghost imaging [J]. *Physical Review A*, 2013, 87(3): 033813.
- [15] Zhou C, Huang H Y, Liu B, *et al.* Hybrid speckle-pattern compressive computational ghost imaging [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(9): 0911001.
周成, 黄贺艳, 刘兵, 等. 基于混合散斑图的压缩计算鬼成像方法研究 [J]. *光学学报*, 2016, 36(9): 0911001.
- [16] Zhao C Q, Gong W L, Chen M L, *et al.* Ghost imaging lidar via sparsity constraints [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(14): 141123.
- [17] Chen M L, Li E R, Gong W L, *et al.* Ghost imaging lidar via sparsity constraints in real atmosphere [J]. *Optics and Photonics Journal*, 2013, 3(2): 83-85.
- [18] Gong W L, Zhao C Q, Jiao J, *et al.* Three-dimensional ghost imaging lidar [J]. *arXiv preprint arXiv: 1301.5767*.
- [19] Yang X, Zhang Y, Yang C H, *et al.* Heterodyne 3D ghost imaging [J]. *Optics Communications*, 2016, 368: 1-6.
- [20] Deng C J, Gong W L, Han S S. Pulse-compression ghost imaging lidar via coherent detection [J]. *Optics Express*, 2016, 24(23): 25983-25994.
- [21] Deng C J, Pan L, Wang C L, *et al.* Performance analysis of ghost imaging lidar in background light environment [J]. *Photonics Research*, 2017, 5(5): 431-435.
- [22] Colton D, Kress R. *Inverse acoustic and electromagnetic scattering theory* [M]. New York: Springer-Verlag, 1992.