

文章编号: 0258-7025(2003)05-0476-05

CO₂ 激光脉冲外差探测一阶统计特性分析

王春晖, 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所可调谐激光技术国家重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要 从分析高斯本振光和爱里信号回波互相干函数(或外差量子效率)一阶统计量入手,推导出 CO₂ 激光脉冲外差探测振幅、位相和波矢空间夹角匹配条件,其外差量子效率的最大理论值为 0.82。在离焦失准状态下(即球像差),两束光的位相差主要由高斯本振光波前弯曲决定,并因此导致外差量子效率的降低。

关键词 激光技术;激光成像雷达;外差探测;CO₂ 激光器

中图分类号 TN 958.98 **文献标识码** A

Analysis of 1st Order Statistic Specialty of CO₂ Laser Pulse Heterodyne Detection

WANG Chun-hui, WANG Qi

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Institute of Opto-electronic Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China)

Abstract By analyzing the 1st order statistic specialty of the co-coherence function of Gauss local field and Airy signal field, it gives the matching condition between the amplitudes, phases, and wave vectors of the signal beam and the local beam in CO₂ laser pulse heterodyne detection. In theory, the maximum of the heterodyne quantum efficiency is 0.82. In the condition of off-focus, e. g. with spherical aberration, the phase difference between signal beam and local beam is mainly decided by the curvature of the Gauss local field which would lead to the reduction of the heterodyne quantum efficiency.

Key words laser technique; laser imaging radar; heterodyne detection; CO₂ laser

1 引言

CO₂ 激光外差探测技术用于激光成像雷达,与直接探测相比其探测灵敏度可提高几个数量级。目前 CO₂ 相干激光成像雷达采用外差信号形式主要有三种^[1~3]:连续波线性调频、脉冲压缩和窄脉冲。线性调频、脉冲压缩是对功率连续波进行线性调频,发射出宽频带长持续时间的调频脉冲,在接收端通过脉冲压缩技术而获得时域上的窄脉冲。线性调频信号加载到激光上通常有两种方法:一是激光器的腔外加声光调制器,二是在激光器腔内插入调频(FM)电光晶体。窄脉冲信号是由脉冲激光器发射脉冲激光。产生窄脉冲激光的方法有很多种,比较常用而有效的方法有两种^[4,5]:一是腔内 CdTe 电光调 Q;二是腔倒空。

激光外差探测的空间相干性问题主要涉及本振光和目标散射信号回波的偏振态匹配、振幅匹配和位相匹配^[6]。理想匹配状态是:两束光均为平面波,偏振态一致,几何中心重合,波矢量平行。但是,在相干激光雷达系统中,两束光很难完全满足上述要求。其中偏振态匹配实现起来比较容易,设计中多采用“布鲁斯特窗片+λ/4波片”收发隔离光开关完成对信号回波偏振态的校正,使本振光和信号光达到完全相同的偏振态^[7]。在 CO₂ 相干激光成像雷达系统调试过程中,两束光的振幅、位相、几何中心及波矢量往往处于不严重的失准状态,但失准程度对整个系统的外差效率影响却非常大,因此本文将从两束光一阶统计量——互相干函数入手,详细分析其振幅、位相和空间角匹配机理,校准 CO₂ 相

收稿日期:2002-02-05;收到修改稿日期:2002-04-09

作者简介:王春晖(1965—),男,硕士,副研究员,主要从事激光雷达和外差探测技术研究。E-mail: wangchunhui02@sohu.com

干激光成像雷达系统,使激光外差探测系统尽可能达到最佳匹配状态。

2 CO₂ 激光脉冲外差的一阶统计量——互相干函数

图 1 所示为腔内 CdTe 电光调 Q 窄脉冲外差探测光学系统示意图,其光学系统设计为收发合置、偏

振隔离的双向传输方式。两束光波的物理模型是:本振光束为高斯光束,信号光为平面波。虽然发射机发射的光束也是高斯光束,但对于远场单亮点目标的信号回波,认为它是平面波是比较合理的假设,并被接收光学系统在探测器表面会聚成爱里斑。因此,在考虑两束光线偏振匹配的条件下,它们的数学表达式可分别写成标量形式

$$\begin{aligned} U_{L0}(\vec{r}_1, t) &= U_{L0}(\vec{r}_1) e^{i\omega_{L0}t} = \frac{C_{L0}}{W(z)} \exp\left[-\frac{r_1^2}{W(z)}\right] \exp\left\{i\omega_{L0}t - i\left\{k\left[z + \frac{r_1^2}{2R(z)}\right] + \phi(z)\right\}\right\} \\ U_S(\vec{r}_2, t) &= U_S(\vec{r}_2) S^{1/2}(t) e^{i\omega_S t} = C_S \left[J_1\left(\frac{\pi r_2^2}{\lambda F}\right) \right] \left[\frac{\pi r_2^2}{\lambda F} \right] S^{1/2}(t) \exp[i(\omega_S t - \vec{k} \cdot \vec{r}_2)] \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} W(z) &= W_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} & R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \\ \phi(z) &= \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2}\right) & z=0, W(0) &= W_0, R(0) = \infty \end{aligned} \quad (2)$$

$F = D/f$ 为光学系统的“ F ”数, D, f 分别为孔径和焦距, $S(t)$ 为归一化调制函数,目标的强度和位相信息都包含其中。CdTe 电光调 Q CO₂ 脉冲激光,其调制函数的数学表达式可近似写成高斯形式^[8]

$$S(t) = \frac{0.969}{\sqrt{f\tau}} \exp\left[-1.386\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \quad (3)$$

f, τ 分别为脉冲重复频率和脉宽。

由于光伏型 HgCdTe 探测器是一个平方律器件,假定信号光与本振光偏振方向一致,探测器的量子效率为 $\eta(r)$,那么外差信号在探测器表面的积分光强(或电子跃迁概率或光电流)为

$$\begin{aligned} i(t) &= \left(\frac{eC\epsilon_0}{2h\nu}\right) \iint_S \eta(r) |U(\vec{r}, t)|^2 dS = \\ &\left(\frac{eC\epsilon_0}{2h\nu}\right) \iint_S \eta(r) \operatorname{Re}\{[U_{L0}(\vec{r} - \vec{r}_1, t) + U_S(\vec{r} - \vec{r}_2, t)][U_{L0}^*(\vec{r} - \vec{r}_1, t) + U_S^*(\vec{r} - \vec{r}_2, t)]\} dS = \\ &\{i_{L0} + i_S(t) + 2\sqrt{i_{L0}i_S(t)}|\gamma| \cos[\omega_{i.f.}t + \Delta\phi(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)]\} \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} i_{L0} &= \frac{eC\epsilon_0}{2h\nu} \iint_S \eta(r) |U_{L0}(\vec{r} - \vec{r}_1, t)|^2 dS \\ i_S(t) &= \frac{eC\epsilon_0}{2h\nu} \iint_S |U_S(\vec{r} - \vec{r}_2, t)|^2 dS \\ \omega_{i.f.} &= \omega_{L0} - \omega_S \\ \gamma &= \frac{\iint_S \eta(r) U_{L0}(\vec{r} - \vec{r}_1) U_S^*(\vec{r} - \vec{r}_2) dS}{\left[\iint_S \eta(r) |U_{L0}(\vec{r} - \vec{r}_1)|^2 dS \times \iint_S |U_S(\vec{r} - \vec{r}_2)|^2 dS\right]^{1/2}} \end{aligned} \quad (5)$$

γ 就是本振光与信号光的归一化互相干函数,它表征光场的一阶混合矩。

3 激光外差探测的振幅和位相匹配机理

如果量子效率 $\eta(r)$ 在探测器敏感面上是均匀的即 $\eta(r) = \eta$,那么(5)式变为

$$\gamma = \frac{\iint_S U_{L0}(\vec{r} - \vec{r}_1) U_S(\vec{r} - \vec{r}_2) dS}{\left[\iint_S |U_{L0}(\vec{r} - \vec{r}_1)|^2 dS\right]^{1/2} \left[\iint_S |U_S(\vec{r} - \vec{r}_2)|^2 dS\right]^{1/2}} \quad (6)$$

从式(6)可以看出 γ 是本振光与信号光的归一化的复互相关函数(复相干度),它反映两束光的振幅和相位匹配程度,它的取值范围由许瓦兹不等式可以证明: $0 \leq \gamma \leq 1$,当 $\gamma = 1$ 时,则反映两束光完全匹配,即两束光理想的均匀平面波情况,当 $\gamma = 0$ 时,则反映两束光完全失配,即两束光在探测器敏感面上完全不重叠,而实际情况往往是 $0 \leq \gamma \leq 1$ 。另外从式(5),(6)还可以导出外差效率 η_H ,它与互相关函数 γ 一样均可以反映两束光的匹配程度,它们之间的关系式为^[6]

$$|\gamma|^2 = \eta_H = \frac{h\nu B}{P_s}$$

下面讨论两束光振幅匹配和位相匹配的物理过程。如图 2 所示,假设两束光几何中心重合,波矢量有一很小的夹角 θ ,即 $\vec{r}_1 = \vec{r}_2 = \vec{r}, \vec{k} \cdot \vec{r} = kr \sin\theta \approx kr\theta$,则(6)式变为

$$\eta_H = \frac{\int_0^{r_0} \left[J_1\left(\frac{\pi r}{\lambda F}\right) / \left(\frac{\pi r}{\lambda F}\right) \right] \exp\left(-\frac{r^2}{W^2}\right) J_0(kr\theta) \exp\left[i\frac{kr^2}{2R(z+\Delta z)}\right] r dr}{\left\{ \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{r_0} \left[J_1\left(\frac{\pi r}{\lambda F}\right) / \left(\frac{\pi r}{\lambda F}\right) \right]^2 r dr \right\} \left\{ \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{r_0} \left[\exp\left(-\frac{r^2}{W^2}\right) \right]^2 r dr \right\}}$$

$$\eta_H = 2 \frac{\left(\frac{2}{\Omega} \int_0^{x_0} J_1(x) \exp\left(-\frac{x^2}{\Omega^2}\right) \cos\left[\frac{kr^2}{2R(z+\Delta z)}\right] J_0(2F\theta x) dx \right)^2}{1 - \exp(-2x_0^2/\Omega^2)} \quad (7)$$

其中

$$J_0(kr\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(ik\theta \cos\theta) d\alpha, \quad 2 \int_0^\infty \frac{J_1^2(x)}{x} dx = 1, \quad x = \frac{\pi r}{\lambda F}$$

$$\int_0^{r_0} \left[\exp\left(-\frac{r^2}{W^2}\right) \right]^2 r dr = \frac{W^2}{2} \int_0^{Z_0} \exp(-2Z^2) dZ^2 = 1 - \exp(-2Z_0^2), \quad Z = \frac{r}{W}$$

$$\int_0^{r_0} \frac{J_1^2\left(\frac{\pi r}{\lambda F}\right)}{\left(\frac{\pi r}{\lambda F}\right)^2} r dr = \left(\frac{\lambda F}{\pi}\right)^2 \int_0^{x_0} \frac{J_1^2(x)}{x} dx = 2 \left(\frac{\lambda F}{\pi}\right)^2$$

$\Omega = \pi W/\lambda F$ 是 高 斯 本 振 光 的 光 束 参 数。

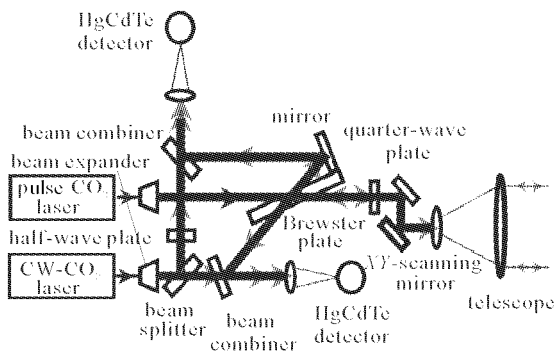


图 1 调 Q 脉冲 CO₂ 激光外差探测光学系统结构示意图

Fig.1 Schematic optical system arrangement of Q-switched CO₂ heterodyne detection

1) 两束光波矢完全平行,本振光束腰落在探测器敏感面上,即 $\theta = 0, X_0, Z_0 \rightarrow \infty$ 时, $\Omega = X_0/Z_0$, 外差量子效率由(7)可得^[9]

$$\eta_H = (8/\Omega^2) [1 - \exp(-\Omega^2/4)]^2 \quad (8)$$

这时达到最佳匹配状态,如果束宽与“F”之比有

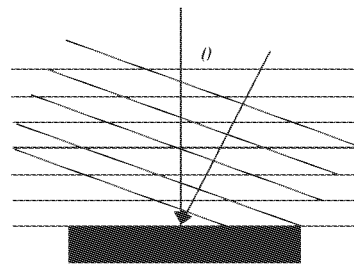


图 2 本振光和信号光空间角失配
Fig.2 Spatial angles mismatching between local beam and signal beam

$(W/F)_{\max} \approx 0.72\lambda$, 则外差量子效率由(8)式得到它的最大理论值 $(\eta_H)_{\max} \approx 0.82$ 。它小于 1 的原因是爱里斑和高斯光束的振幅分布不同。

2) 从(7)式中可以看到还存在一个变态零阶贝塞尔函数 $J_0(kr\theta)$, 它代表两束光空间夹角 θ 的匹配因子,由零阶贝塞尔函数第一个零点的根 2.405, 可以确定两束光波矢空间夹角 θ 匹配范围,即

$$J_0(kr\theta) = 0, \quad kr\theta = 2.405, \quad \theta = \frac{1.22\lambda}{\pi r_0}$$

图 3 是根据(7)式建立的数学模型,它忽略了高斯本振光的相位弯曲,即其束腰完全聚焦在探测器的光敏面上,利用 MATLAB6.0 进行数值计算,给出空间失配角 $2F\theta$ 分别为 0.0, 1.0, 2.0, 3.0 时,外差量子效率 η_H 与光敏面尺寸 X_0 分布曲线。数值分析表明,空间失配角对 η_H 的影响很大, θ 应控制在 $0 \sim 1.22\lambda/\pi r_0$ 之间。

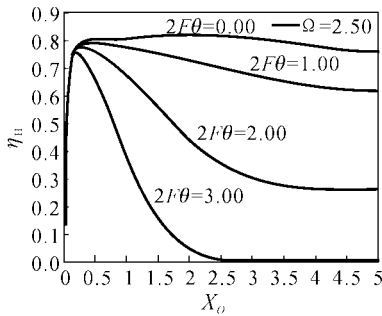


图 3 高斯本振光的束腰(光束参数 $\Omega = 2.5$) 在探测器敏感面上时,空间失配角 $2F\theta$, 外差量子效率 η_H , 光敏面($X_0 = \pi r/F\lambda$) 面之间的理论计算曲线

Fig. 3 When Gaussian LO beam waist is on the detector, theoretical curve of heterodyne efficiency η_H as a function of space misalignment angle $2F\theta$, and radius of detector X_0

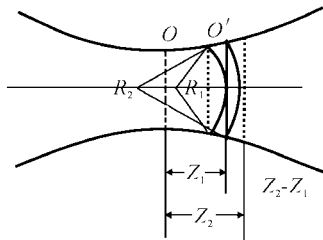


图 4 本振光离焦光束结构示意图

Fig. 4 Schematic off-focal local beam structure

3) 如图 4 所示, O 位置表示高斯本振光束腰, O' 位置表示离焦状态下探测器敏感面, R_1 表示探测器敏感面边缘处高斯光束的曲率半径, R_2 表示探测器敏感面中心处高斯光束的曲率半径, 可见探测器敏感面相当于两束光的等幅接收面, 从(7)式中相位因子 $\cos\left[\sum_{j=1}^N \frac{kr_m^2}{2R(z_m + \Delta z)}\right]$ 可知, 只有当 O 和 O' 重合时即高斯本振光束腰聚焦在探测器敏感面上最大, 这时外差探测达到最佳匹配。但实际情况往往很难做到这一点, 假设两束光空间夹角 $\theta = 0$, 高斯光束的束腰处于离焦位置 O' , 其位相差应该小于 π , 如果恰好等于时即使有回波信号也无法探测到外差信号, 因此从(7)式中的位相因子可以导出离焦球像

差的限制条件

$$\sum_{m=1}^N \frac{r_m^2}{R(z_m + \Delta z)} < \lambda \quad (9)$$

从(7)式中的位相因子(9)式离焦像差表达式很难得到它们的精确解析解, 它们实际上应该是敏感面元上的二重积分, 必须进行数值近似计算。现仅给出高斯光束在敏感面上边缘和中心处曲率半径的计算。如图 4 所示, 假设 Z_1 为高斯光束束腰偏离焦平面量, R_2 由(2)式给出, 但 Z 不能用 Z_1 代入, 而要用 $Z_1 + \Delta Z_2$ 代入(2)式求得, 即

$$Z_2 = Z_1 + \Delta Z_2, \quad \Delta Z_2 = R_2 - \sqrt{R_2^2 - W_2^2} \quad (10)$$

同理求高斯本振光中心处曲率半径 R_1 时, 也不能用 Z_1 代入(2)式, 即

$$Z_1' = Z_1 - \Delta Z_1, \quad \Delta Z_1 = R_1 - \sqrt{R_1^2 - W_1^2} \quad (11)$$

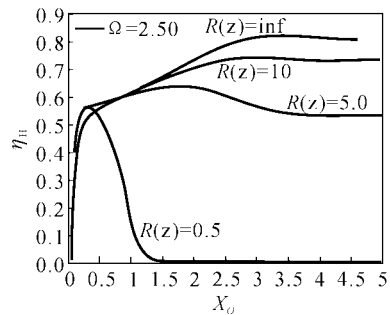


图 5 高斯本振光的束腰(光束参数 $\Omega = 2.5$) 不在探测器敏感面上时, 本振光束曲率半径 $R(z + \Delta z)$, 外差量子效率 η_H , 光敏面 X_0 之间的理论计算曲线

Fig. 5 When Gaussian LO beam waist is out of the detector, theoretical curve of heterodyne efficiency η_H as a function of curvature radius R and radius of detector X_0

图 5 给出空间角完全匹配时外差量子效率 η_H 与高斯本振光相位弯曲(用其曲率半径 R 表示)的分布曲线。数值分析表明, 光场相位弯曲同样使 η_H 降低, 但影响程度低于空间角失配。因此, 在外差探测系统成像物镜的设计中, 应该考虑大景深设计, 这样就可以把本振光场相位弯曲造成的影响降低到最低水平。

4 实验结果分析

实验系统如图 1 所示, Pulse-CO₂ Laser 是采用腔内 CdTe 电光调 Q 波导 CO₂ 激光器, 作为主振激光器发射脉冲激光, 脉宽 150 ~ 200 ns, 峰值功率

300 W, 重复频率 41 kHz; CW-CO₂ 激光器采用光栅选支(P20)波导 CO₂ 激光器, 作为本振激光器与信号回波混频, 平均功率 1.5 W, 同时在其输出窗镜加装压电陶瓷(PZT)晶体用于把外差信号的中心频率调谐到 60 MHz, 以便可探测静止目标, 信号处理系统的工作频率也是 60 MHz, 接收带宽为 10 MHz; Detector 为光伏 HgCdTe 探测器, 它的响应截止频率 300 MHz; Brewster Plate 为 ZnSn 布鲁斯特窗片, 它与 $\lambda/4$ (Quarter-Wave Plate) 和 $\lambda/2$ (Half-Wave Plate) 波片构成偏振隔离匹配光学系统, 使目标回波与发射光偏振隔离, 同时使线偏振的本振光与回波在探测器敏感面上保持偏振匹配; Beam Expander 为伽里略型预扩束镜, 将 $\phi 2.3$ mm 的出射光斑放大到 $\phi 20$ mm; Telescope 为开普勒型望远镜, 将 $\phi 20$ mm 的光斑放大到 $\phi 100$ mm, 从而以 0.26 mrad 的角分辨率发射到探测目标上; TDS684A 型示波器可进行 FFT 变换。图 6 和图 7 是在系统调试过程中, 示波器记录的校准和失准状态下 CO₂ 激光脉冲外差信号的时域波形。

在系统联调中距 20 m 处放置一块 $\phi 250$ mm 镀金平面反射镜, 单点多次接收回波信号, 调整合束镜使信号回波最强(HgCdTe 探测器接 115 直流放大器), 之后探测器固定不动, 调整本振光也使信号最强, 以此认为本振光束腰与信号回波均聚焦在探测器表面, 系统位相振幅达到最佳匹配状态。然后对远处静止目标进行外差探测, 图 6 是获取的上述目标外差信号最强时的回波波形。图 7 是在图 6 基础上, 微调图 1 所示的合束镜, 使本振光和信号光之间产生一空间失配角 θ , 获得外差中频信号波形。对比图 6 和图 7, 图 7 的外差信号强度明显减弱, 这就从实验上定性地说空间角失配将使外差探测系

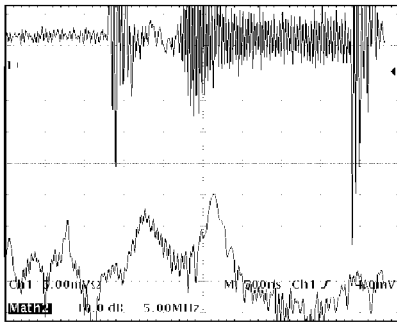


图 6 高斯本振光束腰聚焦在探测器敏感面上的脉冲外差信号波形

Fig. 6 Heterodyne signal wave figure of local Gauss beam waist is on the detector

统的外差量子效率降低, 从而降低系统的整体性能。在实验中, 还通过调整探测器的纵向位置, 以此使本振光的束腰离焦, 同样观察到外差信号减弱现象。由此可见, 在偏振态匹配情况下, 空间角失配和本振光束腰离焦(相位弯曲非平面波)两个因素, 在外差探测系统校准过程中必须消除, 否则会大大降低外差探测系统的整体性能指标。

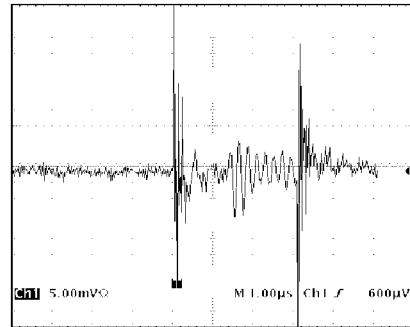


图 7 高斯本振光束束腰偏离探测器敏感面脉冲外差信号波形

Fig. 7 Heterodyne signal wave figure of local Gauss beam waist deviated from the detector

参 考 文 献

- 1 Nan Jingda, Fan Liming, Jin Liejuan *et al.*. Experiment of CW-CO₂ coherent laser imaging and multi-frequency heterodyne detection [C]. *SPIE*, 1989, **1181**:291~295
- 2 Dietmar Letalick, Ingmar Renhorn, Ove Steinvall. Measured signal amplitude distributions for a coherent FM-CW CO₂ laser radar [J]. *Appl. Opt.*, 1986, **25** (21):3927~3938
- 3 Henrik Ahlberg, Stefan Lundqvist, Dietmar Letalick *et al.*. Imaging Q-switched CO₂ laser radar with heterodyne detection; design and evaluation [J]. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(17):2891~2898
- 4 S. Marcus, G. M. Cater. Electrooptically Q-switched CO₂ waveguide laser [J]. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(16):2824~2826
- 5 J. E. Kiefer, T. A. Nussmeiser, F. E. Goodwin. Intracavity CdTe modulation for CO₂ lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1972, **QE-8**(2):173~179
- 6 I. Renhorn, O. Steinvall, D. Letalick *et al.*. Performance study of a coherent laser radar [C]. *SPIE*, 1983, **415**:39~50
- 7 A. H. Reynolds. CO₂ ladar modulation trade-off studies [C]. *SPIE*, 1983, **415**:155~165
- 8 Wang Chunhui, Wang Qi, LI Qi *et al.*. Characteristics of Q-switched CO₂ short-pulse heterodyne signal with CdTe electrooptic modulation [J]. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 2001, **A28**(12):1085~1088
- 9 Steven C. Cohen. Heterodyne detection: phase front alignment, beam spot size, and detector uniformity [J]. *Appl. Opt.*, 1975, **14**(8):1953~1959