

激光光源线宽对外差探测性能的影响

李成强 王挺峰 张合勇 谢京江 刘立生 郭劲

Effect of laser linewidth on the performance of heterodyne detection

Li Cheng-Qiang Wang Ting-Feng Zhang He-Yong Xie Jing-Jiang Liu Li-Sheng Guo Jin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 084206 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.084206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.084206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于飞秒激光微加工的介质膜损伤修复研究

[Study on damage mitigation for dielectric mirrors by using femtosecond laser micromachining](#)

物理学报.2015, 64(15): 154207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154207>

基于飞秒激光微加工的介质膜损伤修复研究

[Study on damage mitigation for dielectric mirrors by using femtosecond laser micromachining](#)

物理学报.2015, 64(15): 154207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154207>

毫秒脉冲激光辐照硅基 PIN 的温度场应力场数值分析

[Supercontinuum generation in photonic crystal fiber and tapered single-mode fiber](#)

物理学报.2014, 63(19): 194205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194205>

高分辨率调频连续波激光绝对测距研究

[Absolute distance measurement by high resolution frequency modulated continuous wave laser](#)

物理学报.2014, 63(18): 184209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184209>

阵列型微波黑体的发射率分析

[Emissivity study of the array shaped blackbody in the microwave band](#)

物理学报.2012, 61(16): 164211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164211>

激光光源线宽对外差探测性能的影响

李成强^{1)2)†} 王挺峰¹⁾ 张合勇¹⁾ 谢京江³⁾ 刘立生¹⁾²⁾ 郭劲¹⁾

1)(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 激光与物质相互作用国家重点实验室, 长春 130033)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

3)(中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 中国科学院光学系统先进制造技术重点实验室, 长春 130033)

(2015年10月8日收到; 2016年1月5日收到修改稿)

本文根据统计理论分析了激光线宽对外差探测结果的影响, 并讨论了激光线宽对杨氏干涉条纹对比度的影响. 本文基于解析结果做了数值仿真, 所得结果表明激光线宽增加时, 外差探测方式仍可以检测到中频信号, 但在线宽较大时, 受噪声影响无法准确地提取到中频频率. 为验证理论分析结果, 使用线宽为1 MHz的激光光源进行了8.1 km外场实验, 实验结果与数值分析结论一致, 即不会因为线宽增加而无法检测到中频信号. 文中所得结论对于外差探测光源的选择有重要指导意义, 因此根据测量目标的特性和测量要求, 可按照文中结论评估光源的线宽指标.

关键词: 外差探测, 激光应用, 激光

PACS: 42.79.Qx, 42.62.-b, 42.55.-f

DOI: 10.7498/aps.65.084206

1 引言

激光外差(相干)探测在噪声抑制、探测精度、弱信号检测等方面相比于直接探测具有较大优势. 鉴于外差探测方式具有诸多优点, 国内外许多研究人员对激光外差探测技术做了大量的研究工作. 例如, Kingston^[1]对相干探测技术做了详细的论述; Cohen分析了信号光与本振光相位失配、两光斑的尺度、光场分布对外差探测性能的影响^[2]. 类似的研究, 从光学理论到系统设计, 再到外差技术的实际使用, 目前都已发展到了较为深入的层面^[3,4]. 相干探测技术的典型系统有MIT林肯实验室研制的Firepond雷达系统^[5]和美国空军研究实验室牵头开发的HI-CLASS系统^[6]. 激光光源是外差探测技术不可或缺的部分, 而受激辐射是激光光源产生的本质, 但是激光产生的过程始终会伴随着自发辐射^[7]. 另外, 考虑到能量的守恒性, 原子能级跃迁所能释放的能量也是有限的, 因此其辐射出的波列只能是有限长的, 而不可能是无限长的. 对于光源

辐射包含多个有限长波列的光场, 由于每个波列在辐射时都具有各自不同的初始相位, 组合而成的光场相位随时间做随机涨落. 所以, 对于具有一定线宽的准单色光光源来说, 其频谱在频域内表现为具有一定频带宽度的曲线, 即具有一定线宽, 而不再是一个单一的谱线. 该光场在时间域的特性是具有有限长的相干时间(相干长度). 激光线宽是激光器的一个重要指标, 线宽可以使用光谱仪、法布里-珀罗干涉仪、光纤延时自差法等手段进行测量. 延时自差方式^[8-10]因其简单、测量分辨率高等优点而被国内外许多实验室采用. 根据经典的干涉理论可知, 干涉光场条纹的对比度与相干时间有直接关联, 随着用于干涉的光场相对光程差(延时)的增加, 条纹对比度将随之下降, 直至不可见^[11]. 因此, 基于干涉理论的具体应用都要求在相干长度以内. 研究结果表明, 激光光源线宽窄时外差探测分辨能力较好^[12]. 但是, 激光器的价格和系统实现难度与线宽大小是对立的, 一个窄线宽的激光器在设计实现上存在较大难度, 且市场价格也较高. 因此, 根据实际需要选择适当线宽的激光器对于节省项

† 通信作者. E-mail: hitwhfeixiang@msn.cn

目消耗是很有意义的一件事. 对于激光外差探测技术, 随着其在空间相干通信、远距离多普勒成像、相干反射层析上的应用, 都对使用的激光光源提出了较大挑战. 经典的干涉理论受相干长度的制约, 外差探测方式是否也受相干长度的制约尚无很直接的论述, 这在实际问题中造成了一些困惑. 实际研究经历表明, 部分研究人员认为外差探测方式受相干长度制约, 即外差探测技术在实际激光传输距离超出相干长度以后将无法实现探测目的, 还有部分研究人员持相反态度. 因此, 通过理论分析和实验验证阐明激光线宽对外差探测性能的影响, 对于外差探测技术后续研究工作和将来的实际应用都有着重要的意义.

本文根据随机过程理论分析了激光线宽对外差探测结果的影响. 文中得出了含有光源线宽和外差中频信号的通用表达式, 并根据数值分析所得结果讨论了激光光源线宽不同时外差探测系统的性能. 另外, 文中也利用统计理论分析了干涉光场条纹的对比度与激光线宽的关系. 为了验证理论结果的正确性, 本文进行了外场实验.

2 随机相位与激光线宽

考虑一准单色光源, 其光场扰动的复数形式为

$$E(t) = E_0 \exp\{i[\omega_0 t - \phi(t)]\}, \quad (1)$$

式中, E_0 为光场幅度, ω_0 为平均光频率, $\phi(t)$ 为光场随机相位. 在不考虑传输过程中, 因传输介质和目标调制出的随机相位, 回波光场和本振光场分别表示为

$$E_s(t) = \alpha E_0 \exp\{i[\omega_0(t - \tau_d) - \omega_s t - \phi(t - \tau_d)]\},$$

$$E_o(t) = E_0 \exp\{i[\omega_0 t - \phi(t)]\}, \quad (2)$$

式中, α 为两路光振幅之比, τ_d 为信号光传输一段距离后相对本振光场产生的延迟时间, ω_s 为本振光和信号光之间的频率差, 即外差探测将要获得的中频频率. 根据光电探测器的平方律特性^[13], 探测器输出的光电流为

$$\begin{aligned} i(t) = & \beta E_0^2 + \alpha^2 \beta E_0^2 + \alpha \beta E_0^2 \exp\{i[-\omega_0 \tau_d - \omega_s t \\ & - \phi(t - \tau_d) + \phi(t)]\} \\ & + \alpha \beta E_0^2 \exp\{-i[-\omega_0 \tau_d - \omega_s t - \phi(t - \tau_d) \\ & + \phi(t)]\}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中参数 β 反映了探测器的性能, 此处假定探测器的量子效率是均匀的. 事实上, 因存在湍流、激光光源不稳定及探测器量子效率不均匀, 都会造成输出信号的不稳定(跳动). 现在只讨论激光光源线宽对探测结果的影响, 因此假定只存在光场随机相位这一不确定量. 为了后续分析的方便, 取 $\beta = 1$, 并将(3)式做些处理, 记

$$e(t) = \frac{i(t)}{E_0^2}, \quad (4)$$

代入(3)式中的结果, 得

$$\begin{aligned} e(t) = & A + \alpha \exp\{i[-\omega_0 \tau_d - \omega_s t - \phi(t - \tau_d) \\ & + \phi(t)]\} + \alpha \exp\{-i[-\omega_0 \tau_d - \omega_s t \\ & - \phi(t - \tau_d) + \phi(t)]\}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$A = 1 + \alpha^2. \quad (6)$$

探测器的平方律特性使探测器输出信号包含中频信号和直流信号两部分, 并且中频信号中存在随机相位部分, 随机相位的存在会造成光电流频谱的展宽. 根据维纳-辛钦定理可知, 对于平稳随机信号, 其自相关函数与对应的功率谱密度构成傅里叶变换对^[14]. 因此, 可以通过光电流的自相关函数获得光电流信号的功率谱, 光电流的自相关函数 $G(\tau)$ 为

$$G(\tau) = \langle e(t)e^*(t + \tau) \rangle, \quad (7)$$

式中 $\langle \dots \rangle$ 表示时间平均, 代入(5)式并做整理可得

$$\begin{aligned} G(\tau) = & A^2 + \alpha^2 \exp(i\omega_s \tau) \langle \exp\{i[\phi(t + \tau - \tau_d) \\ & - \phi(t + \tau) - \phi(t - \tau_d) + \phi(t)]\} \rangle \\ & + \alpha^2 \exp(-i\omega_s \tau) \langle \exp\{i[\phi(t - \tau_d) - \phi(t) \\ & - \phi(t + \tau - \tau_d) + \phi(t + \tau)]\} \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

记

$$\Delta\phi(t, \tau) = \phi(t + \tau) - \phi(t). \quad (9)$$

信号及噪声理论认为, 信号源的随机相位跳动是一个平稳随机过程, 其服从零均值高斯分布^[15], 通过理论分析可得关系式

$$\begin{aligned} & \langle \exp[\pm i\Delta\phi(t, \tau)] \rangle \\ & = \exp \left[-\frac{1}{2} \langle \Delta\phi^2(t, \tau) \rangle \right], \end{aligned} \quad (10)$$

其中^[10]

$$\langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle = \Delta\omega|\tau|, \quad (11)$$

式中, $\Delta\omega$ 是 Lorentzian 型激光谱线的半高全谱线宽, $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ 对应的相干时间为 $\tau_c = 2\pi/\Delta\omega$. 随机信号的自相关函数具有偶函数的特性, 所得结果要满足这一特性, 下面根据 τ 和 τ_d 的关系进行讨论.

1) $\tau \geq \tau_d$

记

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \phi(t + \tau) - \phi(t + \tau - \tau_d), \\ \phi_2 &= \phi(t) - \phi(t - \tau_d),\end{aligned}\quad (12)$$

在 $\tau \geq \tau_d$ 的条件下, ϕ_1 和 ϕ_2 相互独立 (因为没有时间上的重叠), 具体如图 1 所示. 根据 (10) 和 (11) 式中的结果及 (12) 式, 对 (8) 式进行整理可得

$$G(\tau) = A^2 + 2\alpha^2 \cos(\omega_s \tau) \exp(-\Delta\omega|\tau_d|). \quad (13)$$

2) $\tau < \tau_d$

记

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \phi(t + \tau) - \phi(t), \\ \phi_2 &= \phi(t + \tau - \tau_d) - \phi(t - \tau_d),\end{aligned}\quad (14)$$

在 $\tau < \tau_d$ 的条件下, ϕ_1 和 ϕ_2 没有时间上的重叠, 因此相互独立, 具体如图 2 所示.

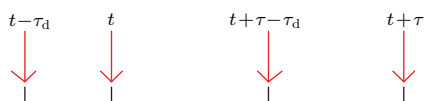


图 1 随机相位的时间关系 ($\tau \geq \tau_d$)

Fig. 1. The timeline of random phases ($\tau \geq \tau_d$).



图 2 随机相位的时间关系 ($\tau < \tau_d$)

Fig. 2. The timeline of random phases ($\tau < \tau_d$).

根据 (10) 式、(11) 式中的结果及 (14) 式, 对 (8) 式进行整理可得

$$G(\tau) = A^2 + 2\alpha^2 \cos(\omega_s \tau) \exp(-\Delta\omega|\tau|), \quad (15)$$

综合 (13) 式和 (15) 式的结果有

$$G(\tau) = \begin{cases} A^2 + 2\alpha^2 \cos(\omega_s \tau) \exp(-\Delta\omega|\tau_d|), & \tau \geq \tau_d, \\ A^2 + 2\alpha^2 \cos(\omega_s \tau) \exp(-\Delta\omega|\tau|), & \tau < \tau_d. \end{cases} \quad (16)$$

通过分析可以看出, (16) 式中的自相关函数为偶函数, 现根据维纳-辛钦定理^[14]

$$G(\omega) = 2 \int_0^\infty G(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau \quad (17)$$

计算自相关函数 $G(\tau)$ 的功率谱. 为分析简单, 取 $\tau_d > 0$, 将 (16) 式代入 (17) 式并计算积分. 考虑到所得结果的真实物理意义, 舍弃负频率成分得

$$\begin{aligned}G(\omega) &= A^2 \delta(\omega) + 2\alpha^2 \exp(-\Delta\omega\tau_d) \delta(\omega - \omega_s) \\ &+ 2\alpha^2 \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega^2 + (\omega - \omega_s)^2} \exp(-\Delta\omega\tau_d) \\ &\times \left[\exp(\Delta\omega\tau_d) - \frac{\sin(\omega\tau_d - \omega_s\tau_d)}{\omega - \omega_s} \right. \\ &\left. - \cos(\omega\tau_d - \omega_s\tau_d) \right],\end{aligned}\quad (18)$$

表达式 (18) 中含有激光光源线宽 $\Delta\omega$ 、中频频率 ω_s 、回波光场相对本振光场的延时 τ_d . 由该表达式可知, 当延时时间 $\tau_d \gg \tau_c$ 时, (18) 式可以近似为

$$G(\omega) \approx 2\alpha^2 \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega^2 + (\omega - \omega_s)^2}. \quad (19)$$

(18) 式和 (19) 式是本文理论分析的核心结果, 据此可以讨论线宽对激光外差探测性能的影响. 为对比外差探测所得中频信号可检测与否、光学干涉条纹对比度变化和激光线宽的关系, 现根据激光光源随机相位的统计特性讨论干涉条纹的对比度. 根据 (1) 式和干涉理论可得杨氏干涉方式的光强分布的统计表示:

$$\begin{aligned}I(P) &= E_0^2(1 + \alpha^2) + \alpha E_0^2 \exp(-i\omega_0\tau) \\ &\times \langle \exp\{i[\phi(t + \tau) - \phi(t)]\} \rangle \\ &+ \alpha E_0^2 \exp(i\omega_0\tau) \\ &\times \langle \exp\{i[\phi(t) - \phi(t + \tau)]\} \rangle,\end{aligned}\quad (20)$$

式中 $\langle \dots \rangle$ 为时间平均, 因为探测器的响应频率是有限的, 如人眼的视觉暂留现象就是因为人眼的响应频率只有 24 Hz. 延时 τ 表征两干涉光场的光程差, α 表示振幅比, P 表示空间中的一点. 根据 (10) 和 (11) 式, 整理 (20) 式得

$$\begin{aligned}I(P) &= E_0^2(1 + \alpha^2) + 2\alpha E_0^2 \cos(\omega_0\tau) \\ &\times \exp\left(-\frac{1}{2}\Delta\omega|\tau|\right).\end{aligned}\quad (21)$$

由 (21) 式分析可知, 当延时 τ 满足

$$\omega_0\tau = 2m\pi \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (22)$$

时, P 点处产生干涉极大 $I_{\max}$, 而当延时 τ 满足

$$\omega_0\tau = (2m + 1)\pi \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (23)$$

时, P 点处产生干涉极小 $I_{\min}$. 按照条纹对比度的定义式^[11]

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (24)$$

可得

$$V = \left\{ \alpha \exp \left(-\frac{2\pi^2}{\omega_0 \tau_c} |m| \right) + \alpha \exp \left(-\frac{\pi^2}{\omega_0 \tau_c} |2m+1| \right) \right\} \times \left[(1 + \alpha^2) + \alpha \exp \left(-\frac{2\pi^2}{\omega_0 \tau_c} |m| \right) - \alpha \exp \left(-\frac{\pi^2}{\omega_0 \tau_c} |2m+1| \right) \right]^{-1}. \quad (25)$$

分析(19)式可知, 当延时 τ 远大于相干时间 τ_c 时有

$$I(P) = E_0^2(1 + \alpha^2), \quad (26)$$

此时干涉条纹的对比度为零. 现考虑一波长为 532 nm、谱宽为 10 nm 的激光光源, 根据(25)式中的结果可得干涉条纹的对比度, 具体如图3所示. 该结果说明光场干涉需要在相干时间以内进行才能保证干涉条纹的对比度.

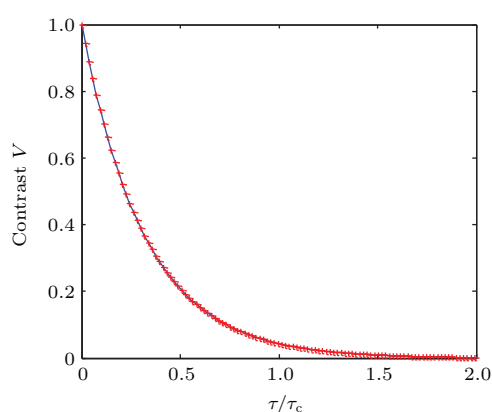


图3 干涉条纹对比度随延时 τ 的变化

Fig. 3. The visibility of fringe pattern varies against delay τ .

3 数值分析与讨论

激光线宽对外差探测结果的影响可以根据(18)式进行讨论. 本部分将进行数值仿真, 仿真时所用激光光源波长 $\lambda = 532$ nm. 根据第2部分对杨氏干涉条纹对比度的分析可知, 杨氏干涉需要在相干时间以内发生干涉才能保证干涉条纹的对比度. 现在也将根据回波光相对本振光的延时 τ_d 与相干时间 τ_c 的大小关系分别进行讨论. 首先分析回波光束相对本振光束延时 τ_d 小于等于相干时间 τ_c 时激光线宽对外差探测结果的影响, 所得结果如

图4所示. 图4(a)是当延时 $\tau_d = 0.2\tau_c$, 光源线宽 $\Delta\nu = 4$ MHz 时探测器输出信号的功率谱分布, 从图中可以明显看到中频频率位置处对应的尖峰, 该功率谱分布可以近似为狄拉克函数. 而当延时增加(但仍小于相干时间)、光源线宽变大时, 探测器输出信号的功率谱曲线仍有狄拉克函数成分, 这一点可以通过分析图4(b)—(d)得出. 根据以上讨论所得结果可知, 当延时 τ_d 小于相干时间时, 外差探测方式可以准确地从探测器输出信号频谱中提取中频频率.

而当延时时间远大于相干时间时, 探测器输出电流信号的功率谱可以近似为(19)式. 从(19)式可以看出, 当光源线宽增加时, 功率谱中中频频率对应的尖峰也随之展宽, 具体如图5所示. 图5所示结果表明, 单纯的光源线宽增加, 外差探测方式中频信号仍可提取, 但受到激光线宽的影响, 探测器输出信号的功率谱在中频频率处展宽明显.

然而, 图4和图5中的结果是在只考虑激光线宽的情况下所得, 而没有考虑噪声影响, 这属于一种理想情况. 实际的外差系统因为电路机理和背景辐射, 总是存在一定的噪声. 图6是考虑存在噪声时探测器输出电流信号的功率谱. 通过图6中各子图所给精细部分可以看出, 噪声的存在使得中频信号频率的准确提取变得困难, 根据功率谱的峰值进行鉴频所得结果可能会因为噪声的存在而产生相应的误差. 对比图6(a)—(c)可以得出, 如果光源谱线加宽, 受噪声影响, 提取中频频率可能存在的误差将会变大. 这一问题的存在使得激光多普勒微振动测量等外差技术的应用存在较大误差, 因此实际工程中必须考虑这一影响. 因为本文所讨论的问题是光源线宽对中频检测的影响, 而噪声对中频检测结果的影响将不展开研究. 另外, 也需要建立一个标准来量化噪声对中频检测结果的影响, 这样做出的讨论才有实际意义, 故此处仅对这一问题做简单说明.

根据以上分析可知, 激光外差探测方式与杨氏干涉不同, 虽然探测结果受激光线宽影响, 但不会因为线宽增加而导致在回波光相对本振光延时 τ_d 较大时中频信号无法检测. 对于激光外差探测技术, 激光光源的选择对实际探测结果存在一定的影响, 具体表现在测量结果的精准度上. 根据以上结果, 针对不同的外差系统, 可以按照测量要求选择合适的激光光源, 这对于节省经费开支是很有意义的.

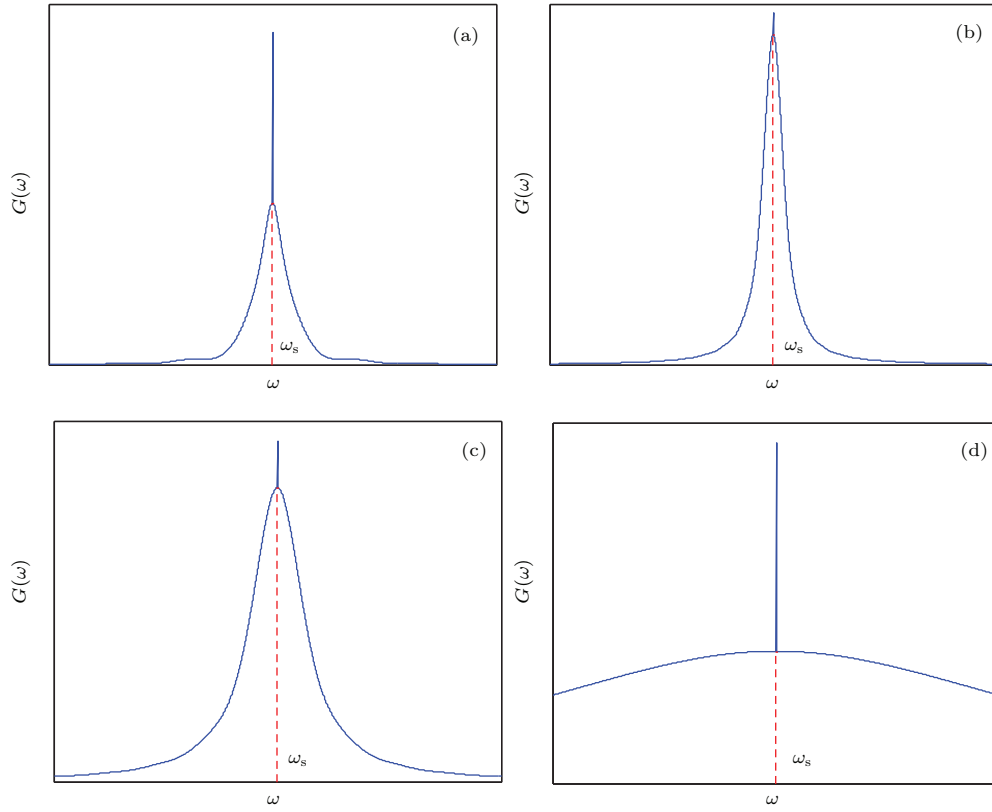


图4 在 $\tau_d \leq \tau_c$ 时, 不同线宽对应的功率谱 $G(\omega)$ (a) $\tau_d = 0.2\tau_c$, $\Delta\nu = 4$ MHz; (b) $\tau_d = 0.6\tau_c$, $\Delta\nu = 4$ MHz; (c) $\tau_d = 0.6\tau_c$, $\Delta\nu = 10$ MHz; (d) $\tau_d = 0.6\tau_c$, $\Delta\nu = 100$ MHz

Fig. 4. Different linewidth corresponding $G(\omega)$ as $\tau_d \leq \tau_c$: (a) $\tau_d = 0.2\tau_c$, $\Delta\nu = 4$ MHz; (b) $\tau_d = 0.6\tau_c$, $\Delta\nu = 4$ MHz; (c) $\tau_d = 0.6\tau_c$, $\Delta\nu = 10$ MHz; (d) $\tau_d = 0.6\tau_c$, $\Delta\nu = 100$ MHz.

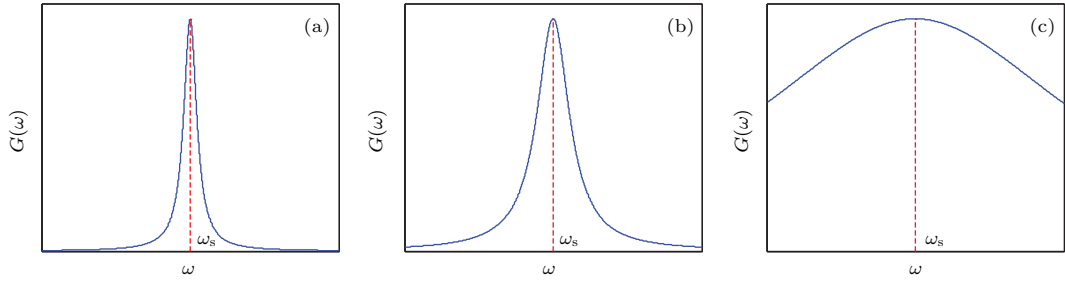


图5 在 $\tau_d \gg \tau_c$ 时, 不同线宽对应的功率谱 $G(\omega)$ (a) $\Delta\nu = 4$ MHz; (b) $\Delta\nu = 10$ MHz; (c) $\Delta\nu = 100$ MHz

Fig. 5. Different linewidth corresponding $G(\omega)$ as $\tau_d \gg \tau_c$: (a) $\Delta\nu = 4$ MHz; (b) $\Delta\nu = 10$ MHz; (c) $\Delta\nu = 100$ MHz.

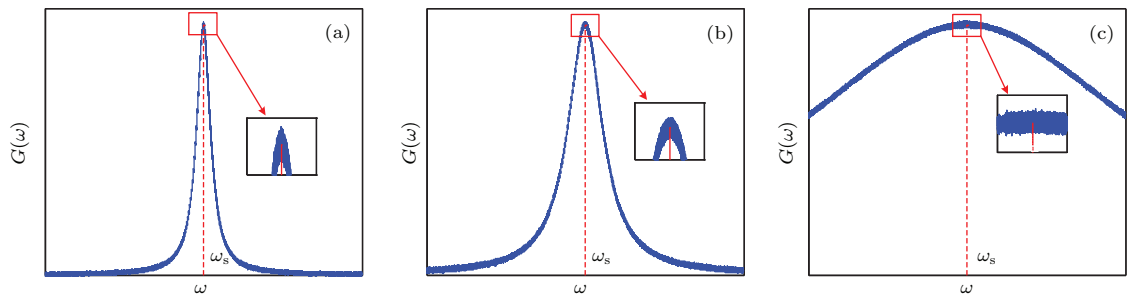


图6 $\tau_d \gg \tau_c$ 时, 噪声条件下不同线宽对应的功率谱 $G(\omega)$ (a) $\Delta\nu = 4$ MHz; (b) $\Delta\nu = 10$ MHz; (c) $\Delta\nu = 100$ MHz

Fig. 6. Different linewidth corresponding $G(\omega)$ under noise as $\tau_d \gg \tau_c$: (a) $\Delta\nu = 4$ MHz; (b) $\Delta\nu = 10$ MHz; (c) $\Delta\nu = 100$ MHz.

4 实验装置及结果

数值结果表明, 光源线宽增加并不会造成外差探测方式下中频信号的不可检测. 在回波光相对本振光延时 τ_d 在相干时间 τ_c 以内时, 因为狄拉克函数的存在, 中频信号通常可以准确提取到; 而当两光束相对延时 τ_d 远大于相干时间 τ_c 时, 中频信号的提取因为噪声的影响而存在一定误差, 这一误差直接由整个系统的信噪比水平、光束传输环境决定. 实验室进行的一系列实验充分验证了延时 τ_d 在相干时间 τ_c 以外外差技术的可行性. 为了进一步验证延时 τ_d 大于相干时间时数值分析所得结论的正确性, 实验室对合作目标角锥进行了外场激光外差探测实验, 实验原理图如图 7 所示, 角锥与外差系统之间的直线距离为 8.1 km. 实验所用激光光源为法国 Oxxius 公司激光器, 波长为 532 nm, 输出功率标称 100 mW, 线宽约为 1 MHz (相干时间约为 1 μ s), 该线宽对应的相干长度约为 300 m.

图 8 为实验装置及外场光束传输实拍, 图 9 为实验时使用频谱分析仪记录下的频谱分布. 图 9 中所示中间频谱峰值 (10 MHz 位置处) 为声光晶体调制器 (AOM) 调制本振光产生的噪声, 实验时使用声光晶体调制本振光产生的频移为 10 MHz. 这里采用声光晶体调制本振光有两方面的考虑: 1) 使目标调制产生的中频频率保持在频率的正半轴上, 以方便判断目标运动方向; 2) 使微振动或微运动产生的多普勒频移远离 $1/f$ 噪声区间, 确保信号的精确提取. 目标运动造成多普勒频移, 运动速度的不同在频谱上反映为中频频率大小的改变, 从图 9 中可以看出不同运动状态对应的中频频率. 根据实验结果可知, 在相对传输延时 τ_d 大于相干时间 τ_c 时, 激光外差探测技术仍可以检测到中频信号. 但由于激光线宽造成的展宽和噪声的存在, 难以准确提取到中频频率, 这与本文前述结果一致. 由于目标不是定速运动目标, 难以量化噪声引起的中频频率检测误差, 故这里对噪声的影响没有做详细论述.

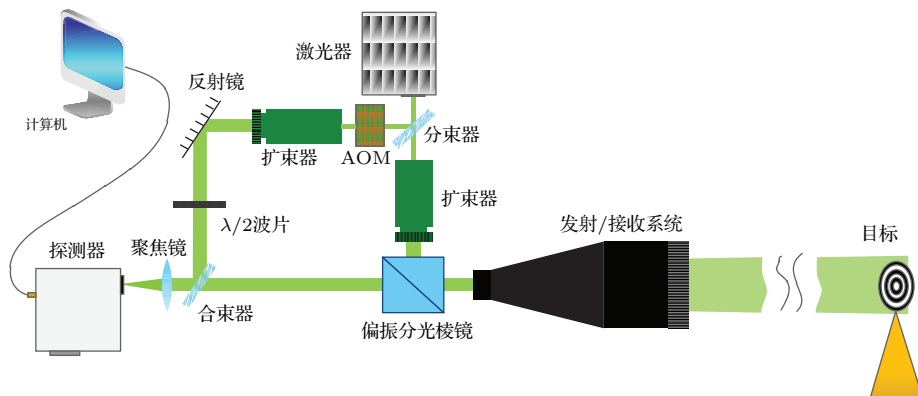


图 7 实验原理图

Fig. 7. Schematic diagram of experiment.

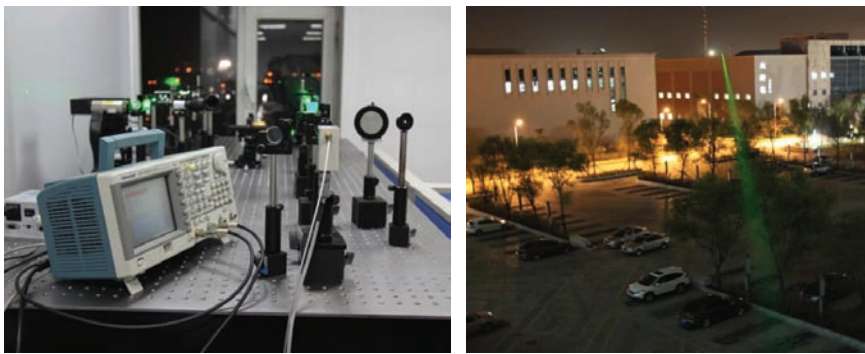


图 8 实验装置及室外光束传输实拍

Fig. 8. Experiment setup and the outdoor propagation.

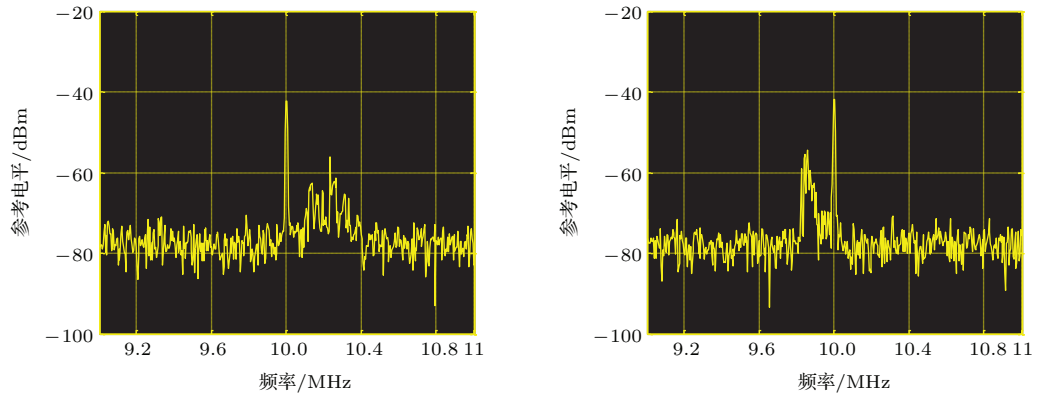


图9 频谱分析仪记录的频谱分布

Fig. 9. The spectral distribution recorded by spectrum.

5 结 论

本文根据统计理论推导了激光外差探测方式下探测器输出信号的功率谱函数,并基于该理论结果进行了数值分析.数值分析结果表明,在不考虑噪声影响的理想情况下,对于不同线宽的光源,当回波光相对本振光的延时 τ_d 在相干时间 τ_c 以内时,中频频率都可以准确提取到,而当延时 τ_d 大于相干时间 τ_c 时,随着光源线宽的增加,在探测器输出信号的功率谱中,中频频率对应的峰值半宽度也随之展宽;在考虑噪声影响时,当光源线宽较大时,中频频率的提取将会严重受到噪声干扰,所提取到的中频频率与真实值存在一定误差.另外,采用线宽为1 MHz的激光光源进行的8.1 km外场实验验证了两光束相对延时 τ_d 大于相干时间 τ_c 时,激光外差探测方式仍可以检测到对应的中频信号,但受线宽影响,中频信号频谱存在展宽.文中数值分析及实验结果可以为外差探测方式所需激光光源的选取提供一定依据.根据文中所做分析可以得出,对于精细振动或微运动的检测,应采用较窄线宽的激光光源,而对于动目标识别(如伪装目标的检测),只需检测是否有振动或运动即可,这时可以适当选用线宽较大的激光光源,这在一定程度上可以节省成本.

参考文献

[1] Kingston R 1977 *Optics News* **3** 27

- [2] Cohen S C 1975 *Appl. Opt.* **14** 1953
- [3] Li Y C, Wang C H, Qu Y, Gao L, et al. 2011 *Chin. Phys. B* **20** 014208
- [4] Luo Y, Feng G Y, Liu J, et al. 2014 *Chinese J. Lasers* 183 (in Chinese) [罗韵, 冯国英, 刘建 等 2014 中国激光 183]
- [5] Swanson E A, Carter G M, Bernays D J, et al. 1989 *Appl. Opt.* **28** 3918
- [6] Mosley D E, Matson C L, Czyzak S R 1998 *SPIE Conference on Laser Radar Technology and Applications III* (Florida: Oriando) 243
- [7] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R, et al. 2009 *Principles of Lasers* (6th Ed.) (National Defense Industry Press) (in Chinese) [周炳琨, 高以智, 陈倜嵘 等 2009 激光原理 (第六版) (国防工业出版社)]
- [8] Mercer L B 1991 *J. Lightwave Technol.* **9** 485
- [9] Richter L, Mandelberg H, Kruger M, et al. 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 2070
- [10] Gallion P B, Debarge G 1984 *IEEE J. Quantum Electron.* **20** 343
- [11] Cai L Z 2007 *Optics* (3rd Ed) (Beijing: Science Press) (in Chinese) [蔡履中 2007 光学 (第三版) (北京: 科学出版社)]
- [12] Hao Y Q, Ye Q, Pan Z Q, et al. 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074214
- [13] An Y Y, Liu J F, Li Q H, et al. 2007 *Optoelectronic Technology* (2nd Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) [安毓英, 刘继芳, 李庆辉 等 2007 光电子技术 (第二版) (北京: 电子工业出版社)]
- [14] Wang Y D, Wang J 2011 *Fundamentals of Random Signal Analysis* (3rd Ed) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) (in Chinese) [王永德, 王军 2011 随机信号分析基础 (第三版) (北京: 电子工业出版社)]
- [15] Rowe H E 1965 *Signal and Noise in Communication Systems* (Princeton, NJ: van Nostrand)

Effect of laser linewidth on the performance of heterodyne detection

Li Cheng-Qiang^{1)2)†} Wang Ting-Feng¹⁾ Zhang He-Yong¹⁾ Xie Jing-Jiang³⁾
Liu Li-Sheng¹⁾²⁾ Guo Jin¹⁾

1) (State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

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

3) (Key Laboratory of Optical System Advanced Manufacturing Technology, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

(Received 8 October 2015; revised manuscript received 5 January 2016)

Abstract

According to the statistical theory, the influence of laser linewidth on the performance of optical heterodyne system is studied. Also, the effect of laser linewidth on the visibility of fringe pattern is discussed. The expressions of self-correlation function power-spectrum and definition of visibility of fringe patterns are obtained in this paper. Based on the analytical expressions, the numerical simulation is performed. The obtained results demonstrate that the laser linewidth influences the visibility of fringe patterns according to the result shown in Fig. 3, and that the intermediate frequency can be still detected by heterodyne detection technique as the laser linewidth increases. For different linewidths, the measurement of intermediate frequency is accurate without the influence of noise as the delay τ_d between the received signal and locally generated signal is less than the coherence time τ_c of laser source. If the delay τ_d is greater than the coherence time τ_c , the full width at half maximum of intermediate frequency in the frequency spectrum of the output signal of photodetector will broaden as the laser linewidth increases. However, for a wide linewidth, the measurement of intermediate frequency is inaccurate due to the influence of noise when the delay τ_d is greater than the coherence time τ_c . The wider the linewidth, the less accurate the measurement of intermediate frequency will be. In order to check the correctness of theoretical results, an experiment is carried out by using a laser with a linewidth of 1 MHz, which has an 8.1 km channel path. In our experimental set-up, a cooperative target is employed to modulate and reflect the transmitted beam. In this way, an echo signal is received. The mixing process of the received signal and local signal on the photodetector surface produces an electrical current known as the photomixing current. A spectrum analyzer is used to observe the output signal of detector. The obtained spectrum shows that intermediate frequency can be checked, which is in agreement with the theoretical result. In this work, the obtained conclusions can be directly used to choose a proper laser for optical heterodyne system. According to the target characteristics and measurement requirements, and by following the conclusions obtained in this paper, the laser linewidth can be evaluated.

Keywords: heterodyne detection, laser applications, lasers

PACS: 42.79.Qx, 42.62.-b, 42.55.-f

DOI: 10.7498/aps.65.084206

† Corresponding author. E-mail: hitwhfeixiang@msn.cn