

文章编号: 0253-2239(2006)07-1091-6

## 基于光子数目比较的激光测距法

赵 栋 刘立人 王吉明 郎海涛 潘卫清 刘锡民

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘要:** 提出了一种新颖的激光测距方法。该方法避开了传统激光测距法中使用复杂辅助电子设备对脉冲计时或比较相位差的过程,而主要通过光学手段分析和提取待测距离信息,最终通过比较大量光子数目的方法求得待测距离。并利用单轴晶体的双折射和全内双反射性质,用特殊结构的单块 LiNbO<sub>3</sub> 晶体设计了实施该方法的主体装置。结果表明,该激光测距法同目前普遍使用的激光测距法相比,不但简化了结构,而且有很高的测距精度,从而为激光测距开拓了一种新的思路。

**关键词:** 光学测量; 激光测距; 电光调制; 双折射; 全内双反射; 光子统计

中图分类号: O435.1 文献标识码: A

### A Laser Ranging Method Based on Photon Statistics

Zhao Dong Liu Liren Wang Jiming Lang Haitao Pan Weiqing Liu Ximin

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract:** A novel laser ranging method is proposed. This method avoids the processes of timing the pulse intervals or comparing the phase differences, which are done by using complex electric devices in traditional laser ranging methods. In the proposed method, the required range information is analyzed and abstracted mainly by optical ways, and is obtained by comparison of a large number of photons ultimately. Based on birefringence and total internal double reflection effects in single axis crystal, a single block LiNbO<sub>3</sub> crystal with special structure is designed as the key device in the proposed method. The results show that this method not only simplifies the structure of devices, but also has a high precision, comparing with the traditional laser ranging methods. So a new thicking way for the laser ranging is provided.

**Key words:** optical measurement; laser ranging; electro-optic modulation; double refraction; total internal double reflection; photon statistics

## 1 引 言

激光测距在军事、遥感、工业控制等诸多领域发挥着越来越重要的作用。在各种激光测距方法中,脉冲飞行时间测距法和相位比较测距法以其精度高、适用范围广而得到广泛的研究和应用<sup>[1~7]</sup>。脉冲法通过计算短脉冲激光往返待测距离的飞行时间测距,适用于中长距离的测量;相位法是通过比较被调制连续激光往返传播造成的相位延迟,间接测量出往返时间从而求得待测距离,适用于中短距离的测量。这两类方法均要引入复杂的辅助电子装置,来测量光脉冲飞行时间间隔或被调制连续光的相位

差。而为了进一步提高测距精度,最终均依赖于引入越来越精密复杂的电子设备,从而增加了测距装置的复杂程度。

本文提出的激光测距法,主要通过光学而不是电学的途径来分析和提取待测距离信息,最终通过对大量光子数目的统计比较来精确测距。对连续光测距,不但对出射激光进行调制,而且由同一调制场对由目标反射回来的回射光进行第二次调制,由于两次调制之间引入了时间延迟,从而使经过二次调制的反射回光包含了待测距离的信息。继而将回射光分解为两个偏振方向相互垂直的线偏振分量,通过两分量间的

作者简介: 赵 栋(1979~),男,河南南阳人,中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生,主要从事晶体光学方面的研究。E-mail: zhaodong@siom.ac.cn

导师简介: 刘立人(1942~),男,上海人,中国科学院上海光学精密机械研究所研究员,博士生导师,主要从事光通信、光折变光学、光计算和光学图像处理等方面的研究。收稿日期: 2005-07-06; 收到修改稿日期: 2005-11-24

平均光强比来提取出距离信息。对脉冲光测距,也用高频信号调制返回的光脉冲,同时比较其两个偏振分量的脉冲能量比。同普通的脉冲光和连续光测距法相比,避免了引入的复杂电路,简化了装置。

## 2 基本原理

### 2.1 连续激光

本测距法利用单轴晶体的线性电光效应,对光源发出的激光进行外调制,如图 1 所示,加载的调制电压可表示为  $V(t) = V_m f(\omega t)$ ,其中  $V_m$  为峰值电

压,  $f(\omega t)$  为归一化曲线函数,  $\omega$  为调制信号的角频率。光源发出的激光经起偏器 P 起偏后,被电光调制器 EO 进行第一次调制;出射激光传播待测距离  $L$  后被目标反射回调制器,又被同一块晶体进行第二次调制。经过二次调制后的激光进入一个偏振分束器,被分解为两个偏振方向相互垂直的线偏振分量。其中平行起偏方向的分量进入探测器 D1,垂直起偏方向的分量进入探测器 D2。如果忽略激光传输过程中的损耗,则探测器 D1、D2 接收到的瞬时光强可表示为

$$I_1(t, \tau) = \frac{1}{2} I_0 \{1 + \cos\{\Delta\Phi + M[f(\omega t) + f(\omega t + 2n\pi + \omega\tau)]\}\}, \quad (1)$$

$$I_2(t, \tau) = \frac{1}{2} I_0 \{1 - \cos\{\Delta\Phi + M[f(\omega t) + f(\omega t + 2n\pi + \omega\tau)]\}\}. \quad (2)$$

其中  $I_0$  为调制前的初始光强,  $\Delta\Phi$  为在调制过程中引入的附加相位差,  $M$  为调制因子(在调制过程中由峰值电压  $V_m$  引起的相位差),其大小由调制方式、晶体特性和峰值电压共同决定;  $f(\omega t)$  为第一次调制时的电压归一化曲线函数,  $f(\omega t + 2n\pi + \omega\tau)$  为引入往返延迟相位  $2n\pi + \omega\tau$  后的第二次调制时的电压

归一化曲线函数,其中  $n = 0, 1, 2, \dots$  为往返时间中所包含的整调制周期个数,  $\tau$  为往返时间中在一个调制周期内的时间差。传统的连续光测距法中均采用多个测尺配合的方法来避免由  $2n\pi$  部分引入的多值性问题,在这点上本测距法与传统方法相同,因此为了讨论方便,下文均省去  $2n\pi$  部分,只研究  $\tau$  的影响。

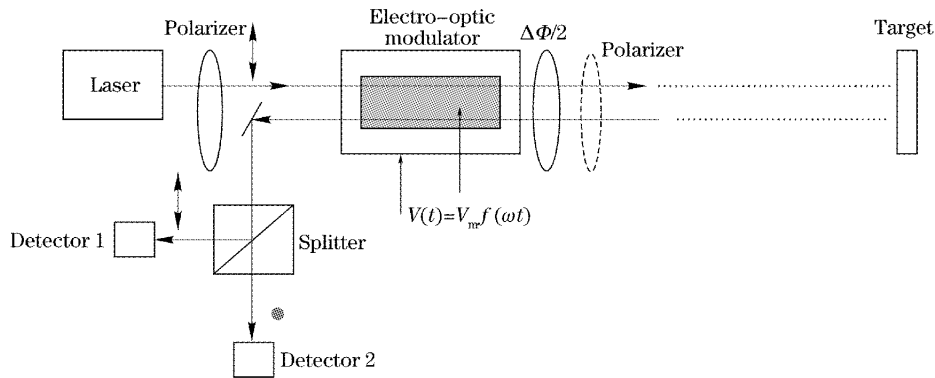


图 1 连续光测距原理图

Fig. 1 Schematic diagram of laser ranging by using CW laser

由(1)式、(2)式可看出探测器端接收到的瞬时光强同时是时间  $t$  和延迟  $\tau$  的函数,如果仅依靠这些函数曲线的变化来反推  $\tau$  的大小是极其困难的。我们将瞬时光强函数在一个周期内积分消去变量  $t$ ,会得到一个平均光强和时间延迟  $\tau$  一一对应的函数曲线。

当采用光电二极管类的瞬时光强探测器时,这种积分可通过对光电转换后的电信号进行处理而获得,或者直接使用 CCD 类的积分型光电探测器接收一段时间内的平均光强(电光调制频率要远大于 CCD 的刷新频率)。积分后的这些平均光强可表示为

$$I_1(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T I_1(t, \tau) dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{1}{2} I_0 \{1 + \cos\{\Delta\Phi + M[f(\omega t) + f(\omega t + \omega\tau)]\}\} \right\} d(\omega t), \quad (3)$$

$$I_2(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T I_2(t, \tau) dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{1}{2} I_0 \{1 - \cos\{\Delta\Phi + M[f(\omega t) + f(\omega t + \omega\tau)]\}\} \right\} d(\omega t), \quad (4)$$

这些平均光强值成了时间延迟  $\tau$  的函数,如果我们取比值

$$R(\tau) = \frac{I_1(\tau)}{I_1(\tau) + I_2(\tau)}, \quad (5)$$

则可消除光源强度值波动以及传播过程中外界对光强扰动所造成的影响。 $R(\tau)$  为一段时间内两探测器接收到的大量光子数目的比值,根据其大小可求得往返时间  $\tau$ ,进而求出待测距离  $L$ 。

$R(\tau)$  曲线的具体形状由  $\Delta\Phi, M$  和  $f(\omega t)$  三者共同决定,其中  $\Delta\Phi$  的变化可通过在光路中引入不同的相位延迟片来实现。下面我们根据这三者变化的不同情况来进行讨论。

1)  $\Delta\Phi$  变化的情况。以正弦电压调制曲线为例,即  $f(t) = \sin(\omega t)$ ,并且取定值  $M = \pi/2$ 。图 2 显示了  $\Delta\Phi$  分别取值  $\pm 2k\pi, \pm 2k\pi \pm 0.2\pi, \pm 2k\pi \pm 0.3\pi, \pm k\pi \pm 0.5\pi, \pm 2k\pi \pm 0.7\pi (k = 0, 1, 2, \dots)$  时比值  $R(\tau)$  和时间延迟造成的相位差  $\omega\tau$  之间的关系曲线图。从图中可以看出随着  $\Delta\Phi$  的取值范围靠近  $\pm k\pi \pm 0.5\pi$ , 曲线越来越趋向平缓,并最终在  $\Delta\Phi = \pm k\pi \pm 0.5\pi$  时成为一条  $R = 0.5$  的直线。而当  $\Delta\Phi$  的取值达到  $\pm k\pi$  时,曲线有最大的变化范围。当  $f(t)$  取其他函数形式和  $M$  取其他值时,亦可得到类似的曲线变化趋势。

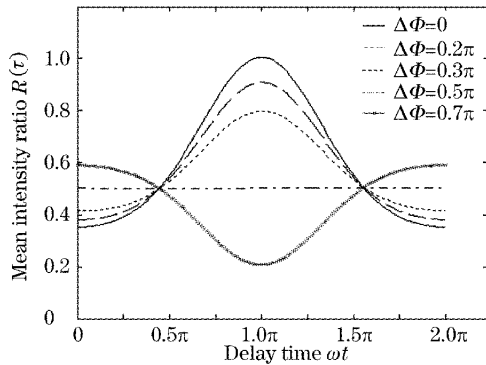


图 2  $\Delta\Phi$  变化对  $R(\tau)$  曲线形状的影响  
Fig. 2 Influence of  $\Delta\Phi$  on  $R(\tau)$  curve profile

2)  $M$  变化的情况。仍以正弦调制为例,取定值  $\Delta\Phi = 0$ 。图 3 显示了  $M$  分别取值  $0.1\pi, 0.3\pi, 0.5\pi, \pi, 2\pi$  时  $R(\tau)$  和  $\omega\tau$  之间的关系曲线图。从图中可以看出所有的曲线以  $R = 1$  为顶点(顶点位置随着  $\Delta\Phi$  取值的不同而改变),随着  $M$  取值由零逐渐增大,曲线振动幅度逐渐变大,并在  $M > 0.5\pi$  后在一个周期内出现多次振荡,使得同一个  $R$  值可能对应多个  $\tau$  值。在  $f(t)$  取其他函数形式和  $\Delta\Phi$  取其他值时,可得到类似的变化趋势。

由图 1 和图 2 的分析可看出,在取  $\Delta\Phi = 0$  和

$M = 0.5\pi$  时可得到较大的振幅,又不至于使曲线在一个周期内出现多次振荡。

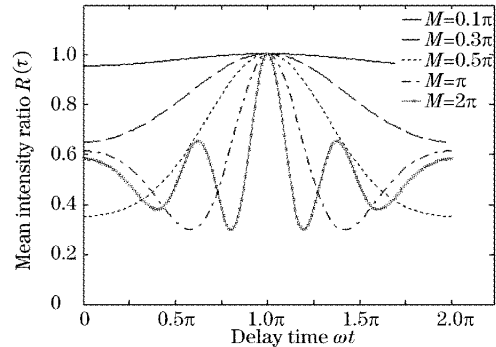


图 3  $M$  变化对  $R(\tau)$  曲线形状的影响  
Fig. 3 Influence of  $M$  on  $R(\tau)$  curve profile

3)  $f(t)$  函数变化的情况。图 4 显示了在取  $\Delta\Phi = 0$  和  $M = 0.5\pi$  后,  $f(t)$  分别为正弦  $\sin(\omega\tau)$ 、锯齿波  $\text{sawtooth}(\omega\tau)$  和方波  $\text{square}(\omega\tau)$  曲线时  $R(\tau)$  和  $\omega\tau$  之间的关系曲线图。从图中可看出当调制电压曲线取方波形式时  $R(\tau)$  曲线不但有最大的振幅,而且和时间延迟  $\tau$  之间成线性关系。

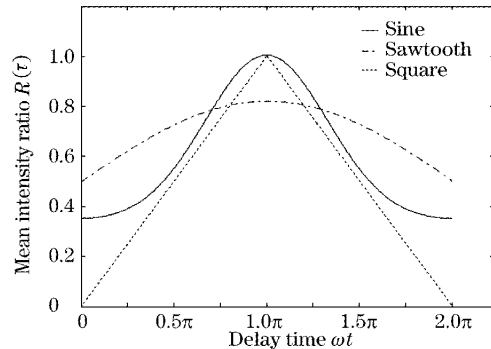


图 4  $f(t)$  函数变化对  $R(\tau)$  曲线形状的影响  
Fig. 4 Influence of  $f(t)$  on  $R(\tau)$  curve profile

此外,该测距法的实施中,在两次调制之间,激光要经过待测目标的反射,在此过程中可能存在对光束偏振状态的影响。在目标反射接近镜面反射,或者在待测目标上附加镜面反向装置的情况下,反射过程基本上没有对往返激光的偏振态产生影响,以上的理论分析是可行的。但是在目标反射中漫反射成分较大的情况下,就必须考虑在两次调制过程中引入的偏振态变化了。此外如果测距环境比较恶劣,例如空气对流较大,散射颗粒多,也会改变传输过程中激光的偏振态。为消除这种影响,可通过在图 1 测距装置的出射光端口处加上一个检偏器(图中虚线所示),对反射回光的线偏振状态进行校正。当检偏器的偏振方向和起偏方向垂直时(和起偏方向平行的情况可作类似分析),(1)式、(2)式相应地改变为

$$I_1(t, \tau) = \frac{1}{4} I_0 \{1 - \cos[\Delta\Phi + Mf(\omega t)]\} \{1 - \cos\{\Delta\Phi + Mf[\omega(t + \tau)]\}\}, \quad (6)$$

$$I_2(t, \tau) = \frac{1}{4} I_0 \{1 - \cos[\Delta\Phi + Mf(\omega t)]\} \{1 + \cos\{\Delta\Phi + Mf[\omega(t + \tau)]\}\}. \quad (7)$$

此时将(6)式、(7)式积分后,仍然按公式(5)取探测器端的平均光强比  $R(\tau)$ ,可得到与图 4 类似的测距曲线。图 5 所示为在光路中增加和起偏方向垂直的检偏器后,分别在 1)  $\Delta\Phi = 0, M = \pi$  和  $f(t)$  取方波(此处施加的方波与图 4 中曲线对应的方波不同,这里为单向方波,归一化曲线高电压为 1,低压为零); 2)  $\Delta\Phi = 0, 25\pi, M = 0.75\pi$  和  $f(t)$  取锯齿波; 3)  $\Delta\Phi = \pi, M = 0.5\pi$  和  $f(t)$  取正弦波的情况下  $R(\tau)$  和  $\omega\tau$  的对应曲线。从图中可看出加检偏器并相应地修改  $\Delta\Phi$  和  $M$  参量后,不影响  $R(\tau)$  曲线的基本形状。但是由于检偏器的引入,会使出射光强有很大一部分能量的损失。

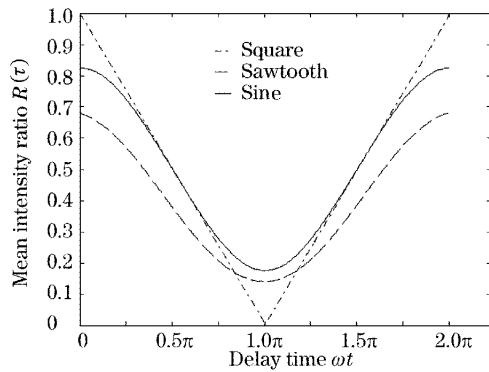


图 5 增加检偏器后的  $R(\tau)$  曲线

Fig. 5  $R(\tau)$  curves after adding an analyzer in the devices

## 2.2 脉冲激光

对脉冲光则比较简单,首先校准脉冲发射的时刻,例如使光源发射脉冲激光的同时,正弦调制电压(其他调制电压波形可作类似分析)同步启动,然后只对接收到的回光脉冲起偏并进行调制,将调制后的光脉冲分解在两个相互垂直的偏振方向上,其中和起偏方向平行的分量进入探测器 D1,垂直的分量进入探测器 D2,两探测器接收到的光脉冲能量分别为

$$E_1(\tau) = \frac{1}{2} E_0 \{1 + \cos[M\sin(\omega\tau)]\}, \quad (8)$$

$$E_2(\tau) = \frac{1}{2} E_0 \{1 - \cos[M\sin(\omega\tau)]\},$$

其中  $E_0$  为调制前脉冲能量,然后取能量比值

$$R(\tau) = \frac{E_1(\tau)}{E_1(\tau) + E_2(\tau)}. \quad (9)$$

它的大小取决于光脉冲返回时正弦电压对其的调制,其和  $\omega\tau$  之间的关系如图 6 所示。

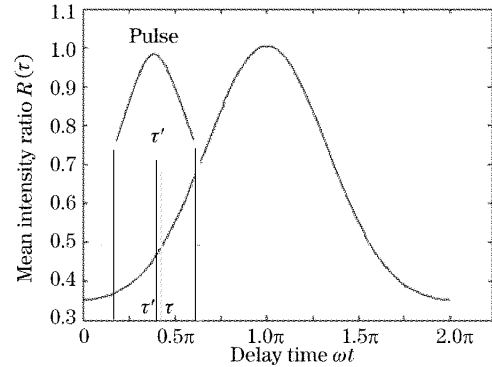


图 6  $R(\tau)$  曲线和光脉冲具体位置的对应关系

Fig. 6 Correspondence between  $R(\tau)$  curve and the specific position of the pulse

理想情况下认为光脉冲的脉宽非常小,远小于调制电压的变化周期,此时可认为在脉宽时间段内对应的  $R(\tau)$  曲线部分斜率不变,按照实测脉冲能量比值  $R'$  求得时刻  $\tau$  对应脉冲的最中间位置,即  $\tau$  为脉冲中部离开和返回调制器的时间间隔。而当为了提高精度,采用高频电场调制,同时激光脉冲宽度又比较大的情况下,不能忽略脉宽时间段内曲线斜率的变化,此时可由修正式(假定脉冲波形左右对称):

$$R'T = \int_{\tau-(T/2-t')}^{\tau+(T/2+t')} R(\tau) d\tau, \quad (10)$$

其中  $R'$  为实际探测到的光子数目比值,  $R(\tau)$  为理论比值曲线,  $T$  为光脉冲宽度,  $\tau$  为将  $R'$  待入  $R(\tau)$  后求得的理论时间,  $\tau$  时刻并不一定对应脉冲的中部,  $\tau' = \tau + t'$  为脉冲到达时其最中间位置对应的时刻值,  $t'$  为实际往返时间  $\tau'$  和理论值  $\tau$  之间的偏差。求得了  $t'$  值,就可消除在脉冲宽度时间段内  $R(\tau)$  曲线斜率变化的影响,精确测出光脉冲某一具体位置往返经过待测距离的飞行时间。

## 3 主体装置设计

如图 1 中所示,在本测距法的实施中,至少需要一个起偏器、一个电光调制器和一个偏振分束器。利用特殊设计的结构,可以将上述装置集成到一个单块晶体中去。图 7 所示为利用一个带有  $45^\circ$  斜面的长方体  $\text{LiNbO}_3$  晶体作为主体装置。图中参考坐标系  $x, y, z$  分别对应晶体的物理参考轴。晶体的

切割斜面分别与  $z$  轴(光轴 C)和  $y$  轴成  $45^\circ$ , 与  $x$  轴平行。晶体  $y$  方向的尺度较大, 以便于对往返的光线进行分离,  $x$  方向尺度较小, 符合光斑尺寸即可, 以尽量减小半波电压值。而对于脉冲光测距, 由于光源发出的出射光不用经过晶体, 只对回射光调制分离, 晶体尺寸可以做得更小。

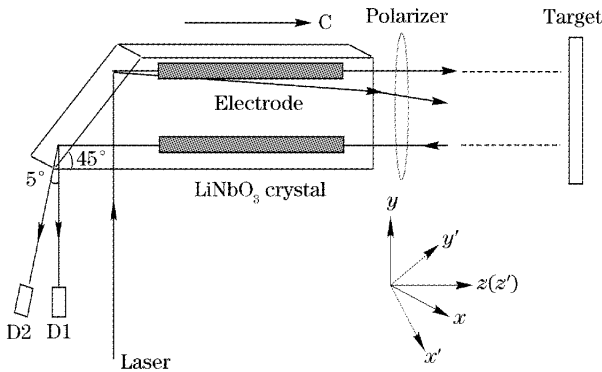


图 7 利用单块晶体作为测距实施的主体装置

Fig. 7 Single block crystal as the main device in laser ranging

对连续光测距的情况进行分析: 当光源发出的无规偏振光在  $45^\circ$  斜面下方垂直晶体表面入射后, 由于波矢方向垂直光轴, 激光分解为偏振方向相互垂直的两线偏振分量  $o$  光和  $e$  光, 它们沿同一方向传播。由于斜面与光轴成  $45^\circ$ ,  $o$  光和  $e$  光在  $45^\circ$  斜面上发生全反射(临界角约  $28^\circ$ )。反射后,  $o$  光平行晶轴方向出射出晶体;  $e$  光则偏离  $z$  轴下方约  $2^\circ$  离开斜面, 并最终偏离  $z$  轴约  $5^\circ$  的方向出射晶体, 成为无用光<sup>[8~10]</sup>。此时晶体的  $45^\circ$  斜面起到了图 1 中起偏器的作用, 分离出沿  $x$  方向偏振的  $o$  光。

在晶体的两个  $yz$  平面上, 分别沿出射光和反射回光的行进方向加上两对相同的电极片, 大小以刚好覆盖光斑尺寸为佳。两对电极片连接到同一调制电压源, 此部分晶体对应图 1 中的调制器。被待测目标反射回来的激光被电场二次调制后, 又在  $45^\circ$  斜面发生全反射, 其中平行起偏方向(沿  $x$  轴)的线偏振分量垂直表面离开晶体后进入探测器 D1, 垂直起偏方向(沿  $y$  轴)的线偏振分量分离  $5^\circ$  后进入探测器 D2。

调制电场方向平行  $x$  轴, 施加电压后, 晶体感应主轴  $x'$ 、 $y'$  绕原主轴  $x$ 、 $y$  旋转  $45^\circ$ , 电感应主折射率椭球为

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - \gamma_{22}E\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + \gamma_{22}E\right)y'^2 + \frac{1}{n_e^2}z'^2 = 1. \quad (11)$$

新光率体的主轴长度(主折射率)为

$$\begin{aligned} n'_1 &= n_o + \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{22}E, \\ n'_2 &= n_o - \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{22}E, \\ n'_3 &= n_e, \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $n_o$  为晶体的本征折射率,  $\gamma_{22}$  为晶体电光系数的对应分量, 因此, 在这种调制方式下, 当沿  $z$  方向传播的  $o$  光经过电场后, (1)式、(2)式中的调制因子  $M$  在此处可表示为

$$M = \frac{2\pi l V_m}{\lambda d} (n_o^3 \gamma_{22}), \quad (13)$$

其中  $l$  为晶体所加电极片在通光方向上的长度,  $d$  为晶体在电场方向上的厚度,  $\lambda$  为激光波长,  $V_m$  为所加电压峰值。

## 4 讨 论

现有的脉冲和连续激光测距法, 影响测距精度的问题都集中在计时和比相电路上, 要想进一步提高精度, 都通过引入越来越复杂、精密的电子系统来解决。本测距方法去掉了计时和比相环节, 而通过反射回光的两个线偏振分量间的光子数目比值进行测距。在光学装置完全校准的情况下, 测距的误差公式可表示为

$$\delta_L = \frac{c}{2} \delta_\tau = \frac{c}{2} \delta_R / (dR/d\tau). \quad (14)$$

其中  $\delta_L$  为距离误差,  $\delta_\tau$  为测时误差,  $\delta_R$  为光子统计过程中造成的比值误差,  $dR/d\tau$  为  $R(\tau)$  曲线的斜率。除了提高电光调制频率  $\omega$  来增大  $R(\tau)$  曲线的斜率外, 测距的误差极限将取决于探测器接收到的光子数目的统计误差。设探测器 D1、D2 接收到的光子数目分别为  $n_1$  和  $n_2$ , 则单次测量的比值  $R = n_1/(n_1 + n_2)$  会在均值  $\bar{R} = \bar{n}_1/(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)$  附近变化, 其可能出现在变动范围  $R_1$  和  $R_2$  之间的概率为<sup>[11,12]</sup>

$$P(R_1, R_2) = \frac{\int_0^{R_2} R^{n_1} (1-R)^{n_2} dR}{\int_0^1 R^{n_1} (1-R)^{n_2} dR}. \quad (15)$$

此时的统计比值误差可表示为  $\delta_R = R_2 - R_1$ 。选  $1\sigma$  的标准偏差, 即  $P(R_1, R_2) = 0.68$ , 代入(15)式后求得的误差  $\delta_R$  和光子数目的关系如图 8 所示。可见, 随着接收光子数目的增加, 比值误差  $\delta_R$  急剧减小。当对大量的光子数目进行统计比较时, 可以达到很高的精度。例如, 在对光脉冲进行探测分析时, 如果接

收到的单个脉冲所包含的光子数目为 10000 个,在调制频率 100 MHz 的情况下,理论上的测时极限精度约在皮秒量级;而当对连续光测距时,可对一段时间内的光子数目进行累计,可达到更高的极限精度。

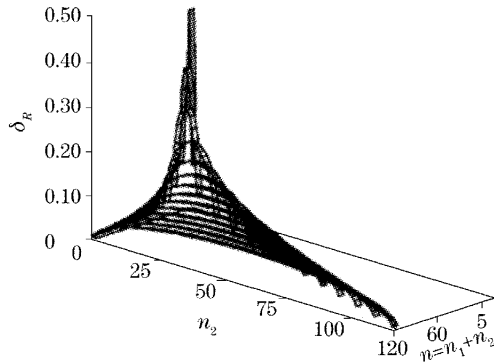


图 8 比值误差  $\delta_R$  随探测到的光子数目的变化关系曲线

Fig. 8 Relation of ratio error  $\delta_R$  and detected photon number

本测距法在探测部分需经测试选择性能完全相同的两个探测器,或者使用同一探测器的两不同部分,这样在对两束光分量的光子数目统计比较时,在比值过程中就消去了探测系统在光电转换时引入的误差,而这个误差在通常的激光测距法中很难消除。选择合适的探测器,可保证在探测过程中基本不受电子误差的影响。同时采用同一光束两不同偏振分量之间比值的方法测距,亦可抵消光强受外界干扰随时间波动的影响。

此外,本方法进行的是全光强调制,不考虑调制过程中电压和光强之间的非线性关系,最大限度地利用了激光能量;而在普通的相位测距法中,利用光电效应进行外调制时,需要引入  $\pi/2$  的附加相位差,将工作点移动至调制曲线中一个近似线性的部分,且只能进行部分光强的调制。

## 5 结 论

基于单轴  $\text{LiNbO}_3$  晶体对发射、接收光束的电光调制作用,提出了一种新的激光测距方法。该方法可分别应用于连续光和脉冲光测距,最终通过对两探测器接收的光子数目进行统计比较求得待测距

离。分析了在调制过程中附加相位差  $\Delta\Phi$ 、调制因子  $M$  和归一化调制函数  $f(\omega t)$  等参量变化对测距方程的影响,并针对几种情况分别确定了最佳参量;基于晶体的双折射和双反射效应,用带  $45^\circ$  斜面的单块  $\text{LiNbO}_3$  晶体作为测距的主体装置,实现了测距所需起偏、调制、检偏和偏振分光的集成化,并在光子统计的基础上,确定了本方法所能达到理论测距精度的表达式。

## 参 考 文 献

- 1 Kilpelä Ari. *Pulsed Time-of-Flight Laser Range Finder Techniques for Fast, High Precision Measurement Applications* [M]. Finland: Oulu University Press, 2004
- 2 Rita D. Peterson, Kenneth L. Schepler. Timing modulation of a 40-MHz laser-pulse train for target ranging and identification[J]. *App. Opt.*, 2003, **42**(36): 7197~7196
- 3 John S. Massa, Gerald S. Buller, Andrew C. Walker *et al.*. Time-of-flight optical ranging system based on time-correlated single-photon counting[J]. *App. Opt.*, 1998, **37**(31): 7298~7304
- 4 James F. Munro. Low-cost laser rangefinder with crystal-controlled accuracy[J]. *Opt. Engng.*, 2005, **44**(2): 023605-1~023605-7
- 5 B. Journet, S. Poujouly. High resolution laser range-finder based on phase-shift measurement method [C]. *Proc. SPIE*, 1998, **3520**: 123~132
- 6 Stéphane Poujouly, Bernard Journet. A twofold modulation frequency laser range finder[J]. *J. Opt. A*, 2002, **4**: 356~363
- 7 G. Perchet, M. Lescure, T. Bosch. Magnification of phase shift for a laser rangefinder: intrinsic resolution and improved circuit [J]. *J. Opt.*, 1998, **29**(3): 229~235
- 8 Ren Haixia, Liu Liren, Song Zhe *et al.*. Double refraction and reflection of sequential interfaces in a crystal and application to integration of  $1 \times N$  optical switch[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(2): 152~157 (in Chinese)  
任海霞,刘立人,宋哲等.晶体的连续双折射双反射及其应用:  $1 \times N$  电光开关[J]. *光学学报*, 2004, **24**(2): 152~157
- 9 Song Zhe, Liu Liren, Ren Haixia *et al.*. Integrated optical by pass-exchange switch[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(6): 777~780 (in Chinese)  
宋哲,刘立人,任海霞等.单块晶体  $2 \times 2$  光开关[J]. *光学学报*, 2004, **24**(6): 777~780
- 10 Haixia Ren, Liren Liu, De'an Liu *et al.*. Double refraction and reflection of sequential crystal interfaces with arbitrary orientation of the optic axis and application to optimum design [J]. *J. Mod. Opt.*, 2005, **52**(4): 529~539
- 11 Qi Kangnan, Qin kecheng, Cheng Lu. *Guidance of Statistical Optic* [M]. Tianjing: Nankai University Press, 1987 (in Chinese)  
威廉男,秦克诚,程路.统计光学导论[M].天津:南开大学出版社,1987
- 12 Samain Etienne. Optical statistical timer [J]. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1999, **48**(1): 82~88